

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie mécanique

SIMULATION AUX GRANDES ÉCHELLES
D'UNE VANNE PAPILLON EN RÉGIME
TRANSSONIQUE DE PRESSURISATION
DE CABINE D'AVION

Thèse de doctorat
Spécialité : génie mécanique

Safouane Tebib

Sherbrooke (Québec) Canada

Octobre 2020

MEMBRES DU JURY

Stéphane Moreau

Directeur

Martin Brouillette

Codirecteur

Marlène Sanjosé

Évaluatrice

Antoni Alomar

Évaluateur

Sébastien Poncet

Rapporteur

RÉSUMÉ

Ce projet de thèse porte sur la compréhension et l'identification des mécanismes de bruit dans les vannes papillons de pressurisation de cabines d'avions à un point de fonctionnement représentatif d'une altitude en vol de 5182 m à l'aide de méthodes numériques. Une première étude numérique consiste à faire des simulations stationnaires de type RANS afin d'avoir une idée préliminaire sur l'écoulement à travers la vanne. Pour les forts ratios de pression simulés, des jets pariétaux supersoniques avec de grandes zones de décollement ont été captés. Pour le ratio de pression d'intérêt de cette thèse, l'écoulement, de nature transsonique, présente des caractéristiques assez complexes avec notamment plusieurs cellules de choc ainsi qu'une zone d'interaction choc/couche limite en début de marche du côté de la lèvre supérieure du papillon. Cette interaction est traduite par deux chocs en λ successifs. Afin de rendre possible l'étude numérique de ces vannes d'un point de vue acoustique, des simulations instationnaires de type LES à ordre élevé ont pris le relais dans le but de capter le bruit tonal à $St_D = 4.5$. En partant du modèle numérique de la vanne proposé par les anciens travaux, plusieurs améliorations topologiques ont été introduites avec notamment l'ajout du réservoir et le raffinement du maillage permettant la propagation acoustique au delà du nombre de Strouhal d'intérêt de 4.5. Une boucle de rétroaction mettant en oeuvre le choc en λ , la couche de cisaillement et le train de choc a été identifiée. Des ondes de pression fuient de façon périodique la couche de cisaillement à la position de la zone d'interaction choc/couche limite et remontent en amont pour se mélanger à nouveau dans l'écoulement à la position du train de chocs excitant la couche de mélange qui se déstabilise par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Le calcul acoustique en champ lointain est quant à lui effectué à l'aide de l'analogie de Ffowcs Williams et Hawkings (FW-H). Cependant, la tranche d'épaisseur simulée n'était pas suffisante pour mettre en avant les effets 3D et un blocage en terme de remontée d'information en amont a été recensé à l'aide d'une analyse de cohérence temporelle. Ceci a donc motivé la dernière étape de cette thèse qui consiste à simuler une épaisseur plus réaliste du domaine. Cette dernière configuration a mis en avant les différentes phases de la couche de mélange selon l'envergure ainsi que le comportement non uniforme du deuxième choc en λ . D'autre part, l'importance des effets 3D sur l'amplification du bruit tonal a été ressentie sur les spectres de bruit en champ lointain avec l'apparition du pic tonal à $St_D = 4.5$ et des niveaux à large bande plus élevés. L'analyse modale basée sur la décomposition spectrale en modes propres orthogonaux (SPOD) est venue confirmer ce dernier constat.

Mots-clés : Vanne, jets, transsonique, choc en λ , train de chocs, échappement tourbillonnaire, FW-H, cohérence, SPOD

ABSTRACT

Large Eddy Simulation of a Transonic OutFlow Butterfly Valve

This thesis deals with the understanding and identification of noise mechanisms in outflow butterfly valves at a representative operating point of a flight altitude of 5182 m using numerical methods. A first numerical study consists in doing stationary RANS type simulations in order to have a preliminary idea on the flow through the valve. For the high simulated pressure ratios, unstable supersonic wall-jets with large separation zones were captured. For the interest pressure ratio, the transonic flow has fairly complex characteristics with in particular several shock cells as well as a zone of shock/boundary layer interaction at the upstream part of the sealing step on the upper lip side of the butterfly. This interaction is translated by two successive lambda shocks. In order to make possible the numerical study of these valves from an acoustic point of view, unsteady high order LES type simulations took over in order to capture the tonal noise at $St_D = 4.5$. Starting from the numerical model of the valve proposed by previous studies, several topological improvements have been introduced with the addition of the tank and mesh refinement allowing the acoustic propagation beyond the Strouhal number interest of 4.5. A feedback loop implementing the lambda shock, the shear layer and the shocks train has been identified. Pressure waves periodically leak the shear layer at the position of the shock / boundary layer interaction zone and travel upstream to mix again in the flow at the position of the shocks train exciting the mixing layer which become unstable due to the Kelvin-Helmholtz instability. The far-field acoustic calculation is carried out using the Ffowcs Williams and Hawkings (FW-H) analogy. However, the simulated thickness was not sufficient to highlight the 3D effects and a blockage in terms of upstream information feedback was identified using a temporal coherence analysis. Therefore, this motivated the last step of this thesis which consists in simulating a fairly real thickness of the domain. This last configuration highlighted the different phases of the shear layer and the non-uniform behaviour of the second lambda shock. On the other hand, the importance of 3D effects on the amplification of the tonal noise was highlighted in the far field noise spectra with the appearance of the tonal peak at $St_D = 4.5$ alongside with higher overall broadband levels. The modal analysis based on Spectral Proper Orthogonal Decomposition has come to confirm this last observation.

Keywords: Valve, jets, transonic, lambda shock, shock train, vortex shedding, FW-H, coherence, SPOD

*A la mémoire de mon cher papa.
Tu seras à jamais dans mon coeur...*

Ferid Tebib (1952-2013)

REMERCIEMENTS

Au Prof. Stéphane Moreau, le Boss, qui m'aura accordé sa confiance tout au long de ce projet de recherche ainsi que sa disponibilité, son soutien, son encouragement et ses conseils très efficaces.

Au Prof. Martin Brouillette, le codirecteur, qui m'a beaucoup aidé durant cette thèse et qui était toujours disponible pour mes questions.

A la Prof. Marlène Sanjosé, celle qui m'a tellement aidé et fait gagner un temps énorme surtout en début de thèse.

A Johanna Ingenito de Liebherr-Aerospace Toulouse, pour les multiples échanges constructifs lors des réunions mensuelles.

A Antoni Alomar de Liebherr-Aerospace Toulouse, pour avoir pris la relève et accepter l'évaluation de cette thèse.

Au Prof. Sébastien Poncet, pour avoir accepté d'être dans le jury et évaluer cette thèse.

A l'équipe d'aéroacoustique de l'UdeS par ordre d'apparition : Aurélien, Bruce, Yann, Bruno, Dipali, Hao, Prateek, Michael, Chaofan, Miguel, Manu, Julien, Quentin, Pavel, Guyzel, Bastien, Carlos, Manqi, Régis, Magdeleine, Silouane, Anna et Stéphanie. Je n'oublie pas aussi ceux du bureau d'à côté : Aurélien Bordet, Maude et Mohammad.

Au babyfoot et aux pauses de 16h assez intenses devant l'ageg où on gueulait comme des acharnés ! Vive les râteaux, la roulette et surtout, bien évidemment ... LA GAMELLE !

A mes amis salseros avec qui j'ai découvert une passion pour les danses latines et qui ont marqué mon existence durant ces trois dernières années : Noémie, Khoi, Enrique, Emilie, Jenny, Geneviève, Caroline, Jessica, Pascal, Jawad, Adrien, Elodie, Naty, Alexandra et j'en cite ! En espérant vous retrouver un jour sur le plancher de danse après la crise !

A ma nièce Hana, la petite princesse qui vient d'arriver parmi nous dans ce monde et qui était le petit rayon de soleil en cette fin de thèse assez intense.

Enfin et surtout à ma famille : ma mère et ma tante de l'autre côté de l'océan, mon frère et sa petite famille de l'Ontario, pour leur soutien et leur amour. Sans eux, la vie n'aurait aucun sens.

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	1
1.1	Contexte : Pressurisation de la cabine et les vannes papillons	1
1.2	Le projet SOFTAIR	3
2	Caractérisation aéroacoustique des mécanismes générateurs de bruit dans les vannes papillon	7
2.1	Caractérisation aérodynamique des OFV	7
2.1.1	Mesures expérimentales	7
2.1.2	Simulations numériques	15
2.2	Caractérisation acoustique des OFV	28
2.2.1	Mesures expérimentales	29
2.2.2	Simulations numériques	35
2.3	Analyse et synthèse	43
3	Outils numériques pour l'étude du bruit des écoulements transsoniques	47
3.1	La méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes)	47
3.2	La méthode DNS (Direct Numerical Simulation)	48
3.3	La méthode LES (Large Eddy Simulation)	49
3.4	La méthode DES (Detached-Eddy Simulation)	53
3.5	La méthode LBM (Lattice Boltzmann Method)	54
3.6	L'analogie Ffowcs Williams et Hawkings pour la propagation acoustique . .	54
3.7	Estimation du coût de simulation sur la vanne	56
3.8	Conclusions	58
4	Configuration expérimentale de la vanne bidimensionnelle	61
4.1	Montage	61
4.2	Moyens de mesure	63
4.2.1	Mesure de pression pariétale	63
4.2.2	Mesure du bruit en champ lointain	64
4.2.3	Visualisation de l'écoulement par technique Schlieren	64
5	Calculs RANS et analyse aérodynamique	71
5.1	Domaine de calcul	71
5.2	Topologie de maillage	72
5.3	Ratios de pression considérés et paramètres de calcul	73
5.4	Résultats	74
5.4.1	Convergence	74
5.4.2	Évolution de la structure de l'écoulement sur la lèvre supérieure . .	74
5.4.3	Évolution de la structure de l'écoulement sur la lèvre inférieure . . .	82
5.4.4	Évolution de la pression statique pariétale moyenne sur les deux lèvres du papillon	84

5.5	Conclusions	86
6	Simulations LES de la vanne papillon	89
6.1	Résumé des différentes améliorations effectuées	89
6.1.1	Paramètres numériques généraux	89
6.1.2	Premier calcul : conduit long	90
6.1.3	Modifications de la géométrie et du maillage : conduit court et réservoir	91
6.1.4	Convergence du maillage	97
6.2	Calculs LES : Configuration extrudée à $0.1D$ en épaisseur	99
6.2.1	Paramètres numériques	99
6.2.2	Résultats aérodynamiques	101
6.2.3	Résultats acoustiques	112
6.2.4	Analyse de cohérence	118
6.2.5	Synthèse	123
6.3	Calculs LES : Configuration extrudée à $0.3D$ en épaisseur	125
6.3.1	Paramètres numériques	126
6.3.2	Résultats aérodynamiques	126
6.3.3	Résultats acoustiques	129
6.3.4	Analyse modale basée sur la Décomposition Spectrale Orthogonale Propre (SPOD)	132
6.3.5	Synthèse	139
	Conclusions générales et perspectives	141
	General conclusions and perspectives	147
A	Calcul théorique du nombre de Mach et de l'angle de la première détente	153
B	Liste des publications	155
	LISTE DES RÉFÉRENCES	157

LISTE DES FIGURES

1.1	Sketch représentant le processus de pressurisation de la cabine	2
1.2	Un exemple de vanne papillon de pressurisation de cabine d'avion [42] . . .	2
1.3	Représentation 3D de la vanne papillon (CATIA)	3
1.4	Mesures SPL en amont de la vanne pour une altitude de 5182 m [59] . . .	4
2.1	Structure caractéristique d'un écoulement d'air à travers les vannes papillon [1]	8
2.2	Influence de l'angle d'inclinaison du papillon sur la zone de recirculation [64] :	
	(a) $\alpha = 50^\circ$, (b) $\alpha = 30^\circ$	9
2.3	Images Schlieren pour un écoulement bidimensionnel dans une vanne papillon [63]	10
2.4	Structure d'un jet libre subsonique	11
2.5	Ondes de mach pour un jet supersonique $M = 2$ correctement détendu [109]	11
2.6	Structure de jet supersonique sur-détendu [116]	12
2.7	Structure d'un jet supersonique sous-détendu	13
2.8	Schéma représentant l'interaction choc/couche limite [57]	14
2.9	Interaction choc/couche limite dans un régime transsonique	14
2.10	Vecteurs vitesses dans le plan Y-Z pour les différentes inclinaisons du papillon [46]	16
2.11	Iso contours de vitesse pour différentes ouvertures [44]	17
2.12	Représentation des lignes de courant colorées par la vitesse et la pression d'arrêt sur la surface du papillon à 50° d'ouverture [24]	17
2.13	Contours et vecteurs vitesse dans le plan axial à $4D$ en aval de la vanne pour $\alpha = 60^\circ$ [44]	18
2.14	Géométrie considérée pour les travaux de Gong <i>et al.</i> [40]	18
2.15	Mise en évidence des structures tourbillonnaires avec des lignes de courant instantanées projetées dans le plan médian [40]	19
2.16	Iso-contours de Mach et vecteurs vitesses dans le plan de symétrie de la vanne [27]	21
2.17	Comparaison des pressions totales expérimentales et numériques à la sortie de la vanne [27]	22
2.18	Vue du maillage proche de la lèvre supérieure [60]	23
2.19	Images Schlieren issues des différentes simulations numériques du projet SOFTAIR [60]	23
2.20	Densité instantanée dans le plan $x - y$ avec 32 niveaux de contours $0.77 < \rho/\rho_\infty < 1.53$ [74]	25
2.21	Fluctuations de la pression rms pariétale [74]	26
2.22	Domaine d'étude de la simulation DNS de Wu et Martin [114]	27
2.23	Lignes de courant dans le plan $x - y$ montrant la disparition de la bulle de séparation (représentée par les flèches). [114]	27
2.24	Mesures SPL pour deux ratios de pressions différents [27]	29
2.25	Géométrie de la vanne étudiée par Shin et al. [86]	30

2.26	Antenne de microphones installée en aval de la vanne de Shin <i>et al.</i> [86] . . .	30
2.27	Spectre du signal de pression mesuré en champ lointain pour un jet circulaire en amont. A : bruit des structures turbulentes, B : screech, C : bruit associé aux chocs. [97]	32
2.28	SPL en champ lointain de pression d'un jet supersonique ($M_j = 1.67$) en fonction de l'angle d'observation en amont, $30^\circ < \psi < 120^\circ$. A : bruit des structures turbulentes, B : screech, C : bruit associé aux chocs. [97]	33
2.29	Mécanisme de génération de boucle de rétroaction du screech [97]	34
2.30	Comparaison des niveaux SPL prédits par les mesures et la simulation numérique [110]	35
2.31	Visualisation de l'écoulement et du champ proche de pression dans le plan (x, y). Le module du gradient de masse volumique est tracé en gris (niveaux de gris entre 0 et $6\rho_\infty/h$), et les isocontours de pression sont représentés dans le champ proche (échelle de couleur de p_∞ à $1.1p_\infty$) [10]	37
2.32	Mécanisme de fuite de choc représenté par une iso-surface du champ de dilatation (couleur) et des contours de vorticité (lignes blanches) [23]	38
2.33	Domaine d'étude avec les conditions aux limites et les zones de raffinement [54]	39
2.34	Comparaison des niveaux SPL en champ proche; (a) Jet sur-détendu � $NPR = 3.5$; (b) Jet sous-détendu � $NPR = 4.0$ [54]	40
2.35	Les trois surfaces FWH test�es par Gao et Li [35]	41
2.36	Comparaisons des niveaux SPL obtenus avec les trois surfaces pour différents angles d'observation [35]	42
3.1	Représentation conceptuelle de la LES appliqu�e à un flux turbulent isotrope [14]	49
3.2	Exemple de surface de FW-H [25]	55
3.3	Schématisation du domaine d'étude la configuration du bruit tonal de la vanne	56
4.1	Vue de la vanne fournie par LTS [60]	62
4.2	Configuration expérimentale de la vanne bidimensionnelle. (a) Canal rectangulaire avec papillon extrudé. (b) Sondes mesurant pression statique sur la paroi. (c) Setup Schlieren. (d) Microphone situé à 1 m devant le canal. [60]	62
4.3	Position des sondes de pression	63
4.4	Mise en évidence du rôle de la lèvre supérieure dans l'émergence du bruit tonal à $St_D = 4.5$ ($P_{ratio} = 1.85$). [60]	64
4.5	Vue du montage Schlieren [60]	65
4.6	Evolution du jet au cours du remplissage [17]	66
4.7	Images Schlieren côté lèvre supérieure pour deux rapports de pression considérés dans le projet SOFTAIR [60] : (a) $P_{ratio} = 4.5$, (b) $P_{ratio} = 1.85$	66
4.8	Images Schlieren côté lèvre inférieure pour 2 configurations de la vanne :(a) $P_{ratio} = 4.5$, (b) $P_{ratio} = 1.85$	67

4.9	Conditionnement croisé bidimensionnel normalisé de l'intensité des pixels à l'aide d'événements de référence détectés au point noir à $St_D = 4.5$ pour différents Δt . Les résultats sont normalisés par l'écart-type local. Les contours indiquent des valeurs égales à 1 (solide) ou -1 (en pointillés). [59]	69
5.1	Domaine d'étude pour les simulations RANS	72
5.2	Vue du maillage zoomé sur la lèvre supérieure	72
5.3	Convergence de la solution RANS	74
5.4	Iso-contours du nombre de Mach moyen (à gauche) et de pression moyenne (à droite) sur la lèvre supérieure. Iso-surfaces de $M = 1$ en noir.	75
5.5	Comparaison des clichés Schlieren sur la lèvre supérieure. A gauche les gradients de densité numériques et à droite les visualisations Schlieren expérimentales [60]	77
5.6	Schéma représentant les simplifications du calcul théorique	77
5.7	Géométrie du premier choc oblique considéré	78
5.8	Les différentes solutions pour les chocs obliques en fonction de θ [104]	79
5.9	Géométrie du éventail de détente	80
5.10	Zoom sur la zone de choc en lambda (gradients de densité selon y) pour $P_{ratio} = 1.85$	81
5.11	Iso-contours du nombre de Mach moyen (à gauche) et de pression moyenne (à droite) sur la lèvre inférieure. Iso-surfaces du nombre de Mach $M = 1$ en noir.	83
5.12	Comparaison des clichés Schlieren sur la lèvre inférieure. À gauche les gradients de densité numériques et à droite les visualisations Schlieren expérimentales	84
5.13	Pressions statiques pariétales moyennes pour tous les ratios de pression. A gauche lèvre supérieure, à droite lèvre inférieure.	85
6.1	Domaine numérique des différentes configurations de vanne adoptées	90
6.2	Coupure du maillage en St_D pour les différentes configurations préliminaires étudiées	92
6.3	Rallongement du joint du papillon de la vanne	93
6.4	Vues des différents maillages testés	94
6.5	Iso-contours du nombre de Mach à la section médiane de la vanne	95
6.6	Comparaison des profils de vitesse dans l'interface de sortie des deux configurations	96
6.7	Comparaison des résultats aérodynamiques moyens pour les deux maillages testés. Pour les iso-contours du nombre de de Mach : à gauche maillage fin, à droite maillage grossier.	98
6.8	Domaine et conditions aux limites pour la simulation $0.1D$	99
6.9	Fréquence de coupure du maillage avec le schéma numérique TTG4A	101
6.10	Iso-contours moyens du nombre de Mach dans le plan médian de la vanne ($0.1D$ TTG4A). Iso-surfaces de $M = 1$ en noir	102
6.11	Évolution de la pression moyenne statique sur la paroi des deux lèvres	103
6.12	Clichés instantanés de Schlieren dans le plan médian de la vanne $0.1D$ TTG4A	103

6.13	Mise en évidence de la boucle de rétroaction du côté de la lèvre supérieure avec des instantanés Schlieren	105
6.14	Position des sondes placées dans la couche de mélange pour l'analyse temporelle des gradients de densité	105
6.15	Évolution temporelle des gradients de densité pour les sondes placées dans la couche de mélange	106
6.16	Iso-contours de vorticité selon z (en rouge) superpos�es au champ de dilatation sur la lèvre supérieure	107
6.17	Positions des sondes sur la couche de cisaillement du côté de la lèvre supérieure	108
6.18	Densités spectrales de puissance de la pression et de U_z sur les différentes sondes de la couche de cisaillement du côté de la lèvre supérieure	109
6.19	Positions des sondes sur les deux chocs en lambda	110
6.20	Densités spectrales de puissance en Schlieren sur le premier choc en lambda	110
6.21	Densités spectrales de puissance en Schlieren sur le deuxième choc en lambda	111
6.22	Spectres des fluctuations de pression pariétale sur la lèvre supérieure	113
6.23	Spectres des fluctuations de pression pariétale sur la lèvre inférieure	114
6.24	Champs de dilatation en amont de la vanne pour les différentes configurations	115
6.25	Configuration FW-H sur la vanne	116
6.26	Spectres de bruit calcul�es en champ lointain avec l'analogie FW-H (surface poreuse extérieure)	117
6.27	Comparaison des spectres de bruit calcul�es en champ lointain avec l'analogie FW-H pour toutes les surface poreuses	119
6.28	Courbes de directivité pour les différentes surfaces poreuses considérées	120
6.29	Cohérence entre différentes paires de sondes sur la lèvre supérieure pour la configuration 0.1D TTG4A	121
6.30	Comparaison des profils de couche limite et vitesse sur la lèvre supérieure (0.1D TTG4A).	122
6.31	Position des sondes en champ proche en amont de la lèvre supérieure	123
6.32	Densité spectrale de puissance des sondes placées en champ proche et cohérence avec les sondes sur la lèvre supérieure	124
6.33	Instantan�es Schlieren �a différents plans selon l'envergure du domaine	127
6.34	Cohérences spatiales selon l'envergure des sondes en amont et sur la marche du côté de la lèvre supérieure	128
6.35	Iso-contours instantan�es du nombre de Mach dans le plan de la vanne selon trois positions transverses	129
6.36	Spectres des fluctuations de pression pariétale sur la lèvre supérieure	130
6.37	Spectres des fluctuations de pression pariétale sur la lèvre inférieure	131
6.38	Spectres de bruit calcul�es en champ lointain avec l'analogie FW-H (surface poreuse extérieure)	132
6.39	Comparaison des spectres de bruit calcul�es en champ lointain avec l'analogie FW-H pour toutes les surfaces poreuses	133
6.40	Courbes de directivité pour les différentes surfaces poreuses considérées	134
6.41	Schématisation de la SPOD [82]	135
6.42	Spectres des trois premiers modes de la SPOD pour les deux configurations. Mode 1 en bleu, mode 2 en orange et mode 3 en vert.	136

6.43	Mode 1 en pression pour $St_D = 5.29$ configuration $0.1D$	136
6.44	Mode 1 en vitesse pour $St_D = 10.58$ configuration $0.1D$	137
6.45	Mode 1 en pression pour $St_D = 4.6$ configuration $0.3D$	137
6.46	Modes 1 pour $St_D = 5.72$ configuration $0.3D$	138
6.47	Modes 1 pour $St_D = 8.75$ configuration $0.3D$	138
A.1	Table d'interpolation pour le calcul de $\frac{P_1}{P_{01}}$ [104]	154
A.2	Table d'interpolation pour le calcul de M_2 [104]	154

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Caractéristiques de la configuration du bruit tonal de la vanne	5
2.1	Nombres de Mach et de Reynolds pour différentes configurations de vanne [64]	9
2.2	Paramètres importants pour les simulations en régime incompressible des vannes papillon	15
2.3	Paramètres importants des simulations en régime compressibles des vannes papillon	20
2.4	Comparaisons des différents paramètres importants dans les études recensées	44
3.1	Estimation des coûts de calcul pour la configuration du bruit tonal	56
5.1	Paramètres du maillage 2D utilisé pour les simulations RANS	73
5.2	Paramètres de l'écoulement calculés théoriquement pour la lèvre supérieure	81
6.1	Paramètres numériques pour les différentes configurations adoptées avant le passage à l'ordre élevé	90
6.2	Résumé des améliorations en termes de maillage et de condition d'impé- dance de sortie	97
6.3	Paramètres numériques pour les deux configurations avec réservoir	100
6.4	Caractéristiques du maillage pour les deux configurations avec réservoir . . .	100
6.5	Caractéristiques du maillage pour la configuration 0.3D	126

LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Définition
α°	Angle d'ouverture du papillon
β°	Angle du choc oblique
θ°	Angle de l'inclinaison de la rampe de la marche
μ°	Angle de l'onde de Mach
ω°	Angle de la première détente de l'écoulement
ζ°	Angle du fan de détente entre la première et la dernière onde de Mach
ρ	Masse volumique de l'air [kg/m^3]
δt	Pas de temps physique [s]
c_0	Vitesse du son dans l'air [m/s]
D	Diamètre de la vanne [m]
d	Diamètre du jet [m]
e	Épaisseur de la fente du jet [m]
f	Fréquence [Hz]
$H(g)$	Fonction de Heaviside
L	Longueur de la marche [m]
l	Longueur du domaine [m]
M	Nombre de Mach
M_i	Nombre de Mach dans le milieu $i = 1, 2, 3, 4, 5$
M_j	Nombre de Mach à la sortie de la tuyère
P_{ratio}	Ratio de pression cabine/pression atmosphérique extérieure
p'	Pression acoustique [Pa]
p_b	Pression en aval du papillon [Pa]
p_0	Pression en amont du papillon [Pa]
Re_D	Nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la vanne
Re_Ω	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la vorticité
Re_ω	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la quantité de mouvement
St_D	Nombre de Strouhal basé sur le diamètre de la vanne
St_d	Nombre de Strouhal basé sur le diamètre du jet
t	Variable temporelle
T_{ac}	Temps acoustique basé sur la longueur du domaine $T_{ac} = l/c$ [s]
T_{ij}	Tenseur de Lighthill
u_c	Vitesse convective [m/s]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
BBSAN	BroadBand Shock-Associated Noise
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant–Friedrichs–Lewy
DES	Detached Eddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
DRP	Dispersion-Relation-Preserving
FEM-FCT	Finite Element Flux-Corrected Transport
FEM	Finite Element Method
FW-H	Ffowcs Williams and Hawkings
LBM	Lattice Boltzmann Method
LES	Large Eddy Simulation
LOCUS	Laboratoire d'Ondes de choc de l'Université de Sherbrooke
LODI	Local One-Dimensional Inviscid
LTS	Liebherr-Aerospace Toulouse
LW	Lax-Wendroff
MARS	Monotone Advection Reconstruction Scheme
MUSCL	Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Laws
NPR	Nozzle Pressure Ratio
NSCBC	Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions
OFV	OutFlow butterfly Valve
OASPL	Overall Sound Pressure Level
PSD	Power Spectral Density
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RMS	Root Mean Square
SAS	Scale Adaptative Simulation
SBLI	Shock/ Boundary Layer Interaction
SPL	Sound Pressure Level
TTG	Two-step Taylor Galerkin
TTGC	Two-step Taylor Galerkin C
TTG4A	Two-step Taylor Galerkin 4A
WENO	Weighted Essentially Non-Oscillatory
UdeS	Université de Sherbrooke

CHAPITRE 1

Introduction

De nos jours, l'aéroacoustique est devenue une discipline d'intérêt majeur et ce depuis les premiers développements de Sir James Lighthill au début des années 50 [53]. Cette science est définie comme étant une branche de l'acoustique qui étudie la génération de bruit par le mouvement des fluides ou les forces aérodynamiques interagissant avec les surfaces. En effet, le son généré par un flux interagissant avec ou sans surface solide peut être trouvé dans de nombreuses situations différentes. En partant d'un simple sifflement de la cocotte minute vers des technologies plus complexes comme le bruit des moteurs d'avions ou des vannes de pressurisation de cabines d'avions. La plupart du temps, une réduction du niveau de bruit est valorisée pour privilégier le confort des gens. Cette contrainte a fait donc de l'aéroacoustique une source importante de recherche scientifique. Ainsi, ce projet de thèse porte sur une application aéroacoustique particulière à savoir le bruit généré par les vannes de pressurisation de cabines d'avions.

1.1 Contexte : Pressurisation de la cabine et les vannes papillons

La nature de l'atmosphère terrestre est une des limitations majeures de l'altitude de vol des avions. En effet une baisse de pression considérable se produit avec la montée en altitude représentant ainsi une contrainte de sécurité majeure pour les appareils effectuant des vols à haute altitude. Par conséquent, les équipementiers aéronautiques ont dû inventer des systèmes qui permettent de garantir la sécurité des passagers et de leurs appareils mais aussi de maintenir un environnement confortable tout au long du vol grâce à un contrôle de la pressurisation de la cabine. Cela consiste à récupérer l'air issu du moteur et le traiter via un système de conditionnement d'air pour à la fin l'injecter à l'intérieur de la cabine, l'objectif étant de garder la pression à l'intérieur de la cabine équivalente la plupart du temps à celle d'une altitude maximale de 2400 m durant toutes les phases de vol. C'est là qu'interviennent les vannes de pressurisation de cabines d'avions en contrôlant le débit d'air sortant de l'appareil pendant les différentes phases de vol (décollage, croisière et approche), assurant ainsi l'intégrité de la structure de l'appareil ainsi que la sécurité et le confort des passagers. La figure 1.1 résume le processus de pressurisation de la cabine.

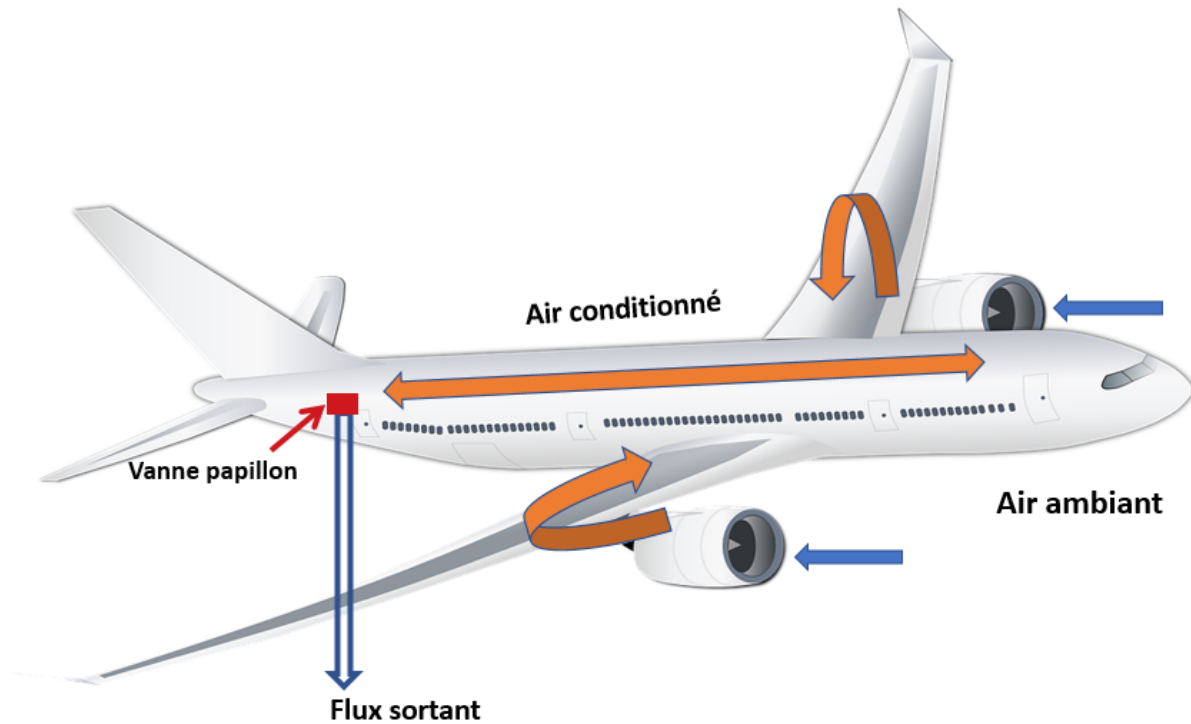


Figure 1.1 Sketch représentant le processus de pressurisation de la cabine

Les vannes de pressurisation (en rouge sur l'illustration précédente) sont la plupart du temps situées à l'arrière de l'avion mais dans certains cas, comme celui pour la vanne étudiée dans la présente thèse, à l'intérieur de la cabine. Par conséquent, ces vannes doivent se soumettre à des normes de bruit afin de ne pas nuire au confort des passagers. Un exemple de vanne papillon fabriquée par Liebherr-Aerospace Toulouse SAS LTS et représentée sur la figure 1.2 fera l'objet de cette thèse.



Figure 1.2 Un exemple de vanne papillon de pressurisation de cabine d'avion [42]

Vannes papillon

Les vannes de pressurisation d'avion de type papillon (OFV : Outflow butterfly valve) sont composées généralement d'un disque sous forme de clapet (le papillon), un axe de rotation et un corps de vanne comme le montre la figure 1.3.

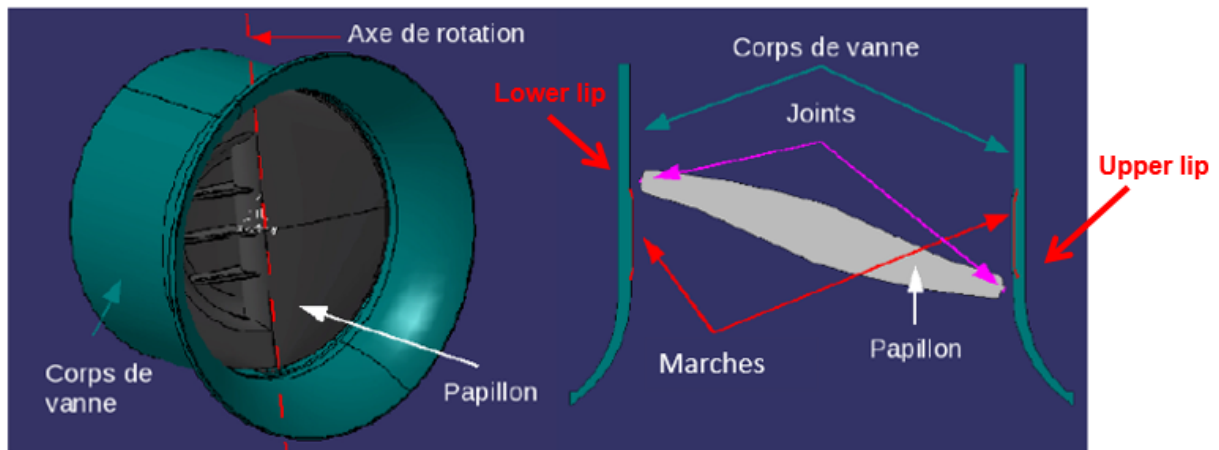


Figure 1.3 Représentation 3D de la vanne papillon (CATIA)

L'ouverture de la vanne c'est-à-dire l'angle que fait le papillon par rapport à l'axe de rotation est contrôlée en asservissement tout au long du plan de vol de l'appareil pour assurer un débit de renouvellement d'air dans la cabine. Le joint en caoutchouc permet de sceller et d'assurer l'étanchéité en position fermée (un angle de 0°) en venant se comprimer contre une sur-épaisseur, appelée marche dans cette étude, présente sur le corps intérieur de la vanne. La partie du papillon qui est en amont de la marche sera nommée lèvre supérieure (upper lip) et celle en aval sera désignée lèvre inférieure (lower lip).

1.2 Le projet SOFTAIR

Le projet SOFTAIR, à l'origine de cette thèse, fut initialement lancé à l'Université de Sherbrooke en 2013 dans le but d'identifier et d'étudier les mécanismes de bruit sur la vanne papillon de pressurisation de cabine d'avion. Une campagne expérimentale et numérique a été menée sur la vanne durant ce projet. Cette thèse vient compléter la partie numérique du projet SOFTAIR.

Problématique

Plusieurs études ont montré que durant les différentes phases de vol des avions, ces vannes produisent du bruit qui est rayonné en cabine et peut nuire au confort des passagers [42,

110, 60, 27, 18, 17, 61, 59, 102, 103, 55]. De nos jours, l'importance de ce confort encourage une étude cherchant à réduire le bruit des vannes papillons. Cette réduction permettra le retrait des silencieux atténuant le bruit de la vanne réduisant ainsi le poids embarqué du système de ventilation.

Durant les différentes phases de vol, la pression extérieure varie entre 0.1 et 1 bar tandis qu'à l'intérieur, la vanne doit maintenir une pression entre 0.8 et 1 bar. Le débit d'air induit par la différence de pression est alors contrôlé par l'ouverture du papillon. Deux jets se forment à la sortie de la vanne au niveau des deux lèvres et sont supersoniques, subsoniques ou transsoniques en fonction de la phase de vol. Les mesures de pression acoustique faites par LTS montrent que pour certaines conditions (ouverture du papillon et altitude), un sifflement apparaît. Ce sifflement, identifié par une émergence de pic dans le spectre acoustique, apparaît lorsque l'appareil se situe à une faible altitude de vol. La figure 1.4 montre les niveaux de bruit (ou SPL pour Sound Pressure Level) mesurés sur ce genre de vanne pour une altitude particulière de 5182 m. Une émergence tonale de plus de 20 dB au dessus du niveau large bande apparaît à un nombre de Strouhal $St_D = \frac{f \times D}{c_0} = 4.5$ (f la fréquence d'intérêt, D le diamètre de la vanne et c la vitesse du son dans le milieu). Ce phénomène a été observé sur plusieurs avions à différentes altitudes. À plus haute altitude, le bruit tonal disparaît et le bruit à large bande devient la principale nuisance.

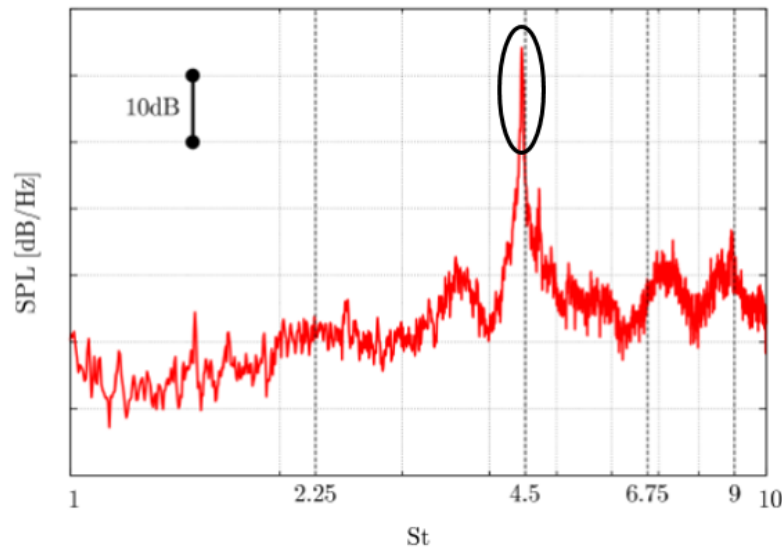


Figure 1.4 Mesures SPL en amont de la vanne pour une altitude de 5182 m [59]

Ainsi, la configuration caractéristique du bruit tonal à un nombre de Strouhal $St_D = 4.5$ sera donc traitée dans le cadre de ces travaux de thèse. Les éléments essentiels de cette configuration sont résumés dans le tableau 1.1. L'altitude, l'ouverture du papillon, le ratio de la pression cabine P_{amont} sur la pression atmosphérique extérieure P_{aval} ainsi que le

nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la fente des jets e et du diamètre D de la vanne sont donnés. Un régime d'écoulement transsonique au niveau des lèvres du papillon est aussi attendu pour cette configuration.

Altitude (m)	Ouverture ($^{\circ}$)	$\frac{P_{amont}}{P_{aval}}$	Régime d'écoulement	Re_e	Re_D	Mach
5182	16.5	1.85	Transsonique	6×10^4	2.6×10^6	1.4

Tableau 1.1 Caractéristiques de la configuration du bruit tonal de la vanne

Par conséquent, l'objectif principal de cette thèse est de mettre en évidence les mécanismes aéroacoustiques (sources de bruit) dans la configuration du bruit tonal de la vanne par un travail basé sur des simulations numériques. Une étude aérodynamique préliminaire avec des simulations stationnaires de type RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) sera essentielle pour avoir une idée assez globale de l'écoulement. Ces simulations permettront entre autres l'extraction des paramètres et variables géométriques qui influencent l'écoulement. Ensuite, des simulations instationnaires de type LES (Large Eddy Simulation) permettront de résoudre les sources aéroacoustiques ainsi que l'acoustique dans le champ proche des sources et de comprendre le mécanisme à l'origine du rayonnement du bruit tonal et à large bande.

La structure du mémoire est la suivante : un état de l'art sur les écoulements à travers les vannes papillon et les sources de bruit générées par des écoulements similaires est présenté au chapitre 2. Une brève revue de littérature sur les outils numériques pour l'étude du bruit des écoulements transsoniques est présentée dans le chapitre 3. Le dispositif expérimental, installé au laboratoire LOCUS¹ de l'Université de Sherbrooke, quant à lui, sera développé dans le chapitre 4 avec les principaux résultats obtenus dans le cadre du projet SOFTAIR. Ensuite, une analyse numérique stationnaire à l'aide de simulations RANS fera l'objet du chapitre 5, où notamment plusieurs points de fonctionnement seront simulés pour une compréhension globale de l'écoulement à travers la vanne pour toutes les phases de vol. Par la suite, tous les calculs LES effectués durant cette thèse seront présentés dans le chapitre 6 en passant par les calculs préliminaires qui ont abouti à la configuration numérique finale adéquate jusqu'aux simulations à ordre élevé. Une conclusion générale clôturera ces travaux de thèse.

1. Laboratoire d'Ondes de Choc de l'Université de Sherbrooke

CHAPITRE 2

Caractérisation aéroacoustique des mécanismes générateurs de bruit dans les vannes papillon

Ce chapitre passe en revue certains éléments bibliographiques pertinents qui sont étroitement liés aux différentes parties de ce travail de recherche. L'objectif est de présenter l'état de l'art actuel des écoulements à travers les vannes papillon et les principales sources de bruit de ces dernières : les jets turbulents sous les lèvres du papillon à faible ouverture. Ainsi, ce chapitre est organisé comme suit : La section 2.1 est dédiée à la caractérisation aérodynamique (mesures et calculs numériques) des OFV. La section 2.2 passera en revue les études acoustiques menées à ce jour sur ce genre de vanne. Enfin, une synthèse des différents travaux clôturera ce chapitre.

2.1 Caractérisation aérodynamique des OFV

Pour être en mesure de comprendre les mécanismes générateurs de bruit dans l'écoulement à travers la vanne, une étude aérodynamique s'impose. Les paragraphes qui suivent auront pour objectif d'évoquer les principales études qui ont fait l'objet de la caractérisation de l'écoulement au sein des vannes papillon avec des approches expérimentales et numériques.

2.1.1 Mesures expérimentales

Cette partie est organisée comme suit : dans un premier temps, une revue de littérature sur les vannes papillon détaillant la topologie d'écoulement à travers ces dernières sera développée. Ensuite, une caractérisation expérimentale de l'écoulement des jets qui représentent la principale source de bruit dans ces vannes sera présentée.

Topologie d'écoulement à travers les vannes papillon

Les travaux de Addy *et al.* [1] ainsi que Morris et Dutton [63] ont montré que l'écoulement au sein des vannes papillon est de nature complexe avec notamment des régions de forts décollements, ainsi que de grandes zones de recirculation, des instationnarités, des chocs et des ondes de détente dans le cas des ratios de pression élevés. La figure 2.1 montre la topologie générale de ce type d'écoulement proposé par [1]. À la sortie du papillon, deux jets se forment au niveau des lèvres supérieure et inférieure. Une zone de recirculation se

forme en aval du disque et se mélange avec les jets en aval du papillon pour ainsi obtenir un écoulement parfaitement uniforme seulement en aval de la vanne (une distance de $10D$). L'écoulement au sein de la vanne, qui est de nature compressible, dépend essentiellement de la géométrie, de l'angle d'ouverture que fait le clapet avec l'axe de rotation ainsi que des conditions d'écoulement et notamment du ratio de pression entre l'amont et l'aval. L'ouverture du papillon pour des valeurs assez élevées augmente la vitesse d'écoulement et ainsi le débit massique. Les études de Morris et Dutton [63] et Addy et al. [1] démontrent aussi que le rapport de pression P_{amont}/P_{aval} influe aussi sur la vitesse de l'écoulement. Une diminution du ratio de pression dirige l'écoulement vers un régime plus subsonique.

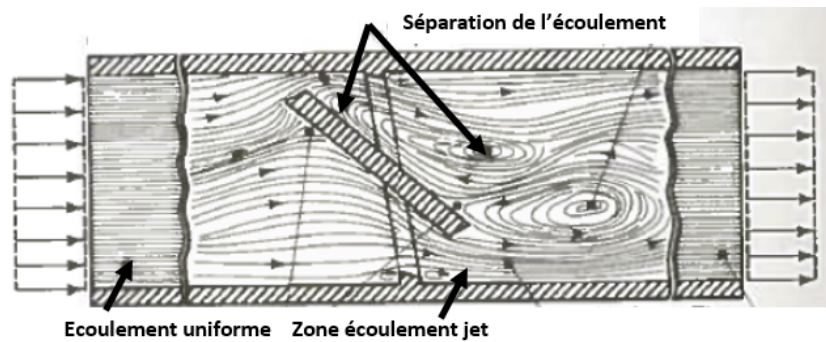


Figure 2.1 Structure caractéristique d'un écoulement d'air à travers les vannes papillon [1]

La thèse de Morris [64] illustre parfaitement les faits cités ci-dessus. Dans son étude expérimentale, il a considéré plusieurs valeurs de l'angle α que fait le clapet avec l'axe de rotation. Dans ses travaux, Morris considère un écoulement subsonique pour un nombre de Reynolds moyen de 10^6 basé sur le diamètre du conduit à l'entrée. Bien que les valeurs de α étudiées par Morris présentées dans le tableau 2.1 soient supérieures à celles utilisées pour le fonctionnement de la vanne de cette thèse, son étude peut donner une idée générale sur les paramètres de l'écoulement concernant les nombres de Mach et de Reynolds.

Dans les travaux de Morris, l'écoulement est constitué de deux jets et d'une zone de recirculation en aval du papillon. La zone de recirculation, illustrée sur la figure 2.2 et obtenue à l'aide d'une technique de visualisation par table d'eau, est constituée de tourbillons avec des vitesses plus faibles par rapport au reste de l'écoulement. Cette zone est aussi conditionnée par la topologie et la nature des jets ainsi que l'angle d'inclinaison du papillon. La figure 2.2 montre l'influence de l'inclinaison du papillon sur la zone de recirculation. Cette zone se déforme et s'adapte en fonction de la nouvelle disposition des jets induite par la modification de l'inclinaison du papillon.

Nombre de Mach à l'entrée du conduit					
	$\alpha=90^\circ$	$\alpha=75^\circ$	$\alpha=60^\circ$	$\alpha=45^\circ$	$\alpha=30^\circ$
$P_0/P_b=1.33$	0.51	0.38	0.24	0.14	0.04
$P_0/P_b=1.61$	0.59	0.41	0.26	0.15	0.07
$P_0/P_b=2$	0.61	0.41	0.26	0.16	0.08
$P_0/P_b=2.63$	0.61	0.41	0.26	0.16	0.08
$P_0/P_b=3.03$	0.61	0.41	0.26	0.16	0.08
$P_0/P_b=4$	0.61	0.41	0.26	0.16	0.08

Nombre de Reynolds à l'entrée du conduit					
	$\alpha=90^\circ$	$\alpha=75^\circ$	$\alpha=60^\circ$	$\alpha=45^\circ$	$\alpha=30^\circ$
$P_0/P_b=1.33$	1.44×10^6	1.15×10^6	0.77×10^6	0.47×10^6	0.13×10^6
$P_0/P_b=1.61$	2.05×10^6	1.53×10^6	1.02×10^6	0.61×10^6	0.27×10^6
$P_0/P_b=2$	2.5×10^6	1.87×10^6	1.24×10^6	0.75×10^6	0.37×10^6
$P_0/P_b=2.63$	2.94×10^6	2.16×10^6	1.44×10^6	0.89×10^6	0.43×10^6
$P_0/P_b=3.03$	3.79×10^6	2.79×10^6	1.84×10^6	1.14×10^6	0.62×10^6
$P_0/P_b=4$	5.06×10^6	3.7×10^6	2.46×10^6	1.49×10^6	0.74×10^6

Tableau 2.1 Nombres de Mach et de Reynolds pour différentes configurations de vanne [64]

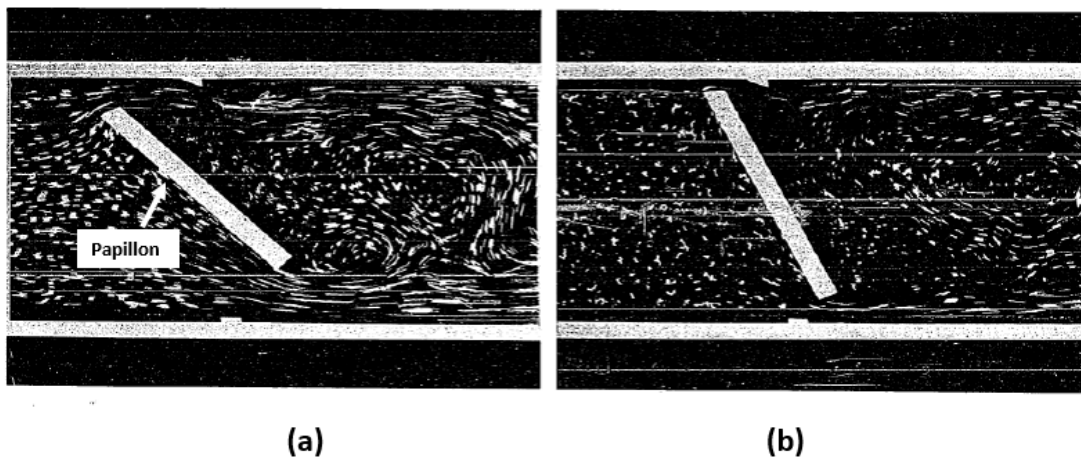


Figure 2.2 Influence de l'angle d'inclinaison du papillon sur la zone de recirculation [64] : (a) $\alpha = 50^\circ$, (b) $\alpha = 30^\circ$

Morris et Dutton [63] ont aussi étudié un cas supersonique où le nombre de Mach à l'entrée du conduit est supérieur à 1. Pour les deux jets pariétaux qui se forment dès l'entrée en contact avec le papillon, leur visualisation Schlieren (figure 6.12) montre principalement la présence de chocs obliques après l'impact sur le papillon et leur réflexion qui se produit

sur la surface solide du conduit. Ces chocs obliques apparaissent dans les expériences de

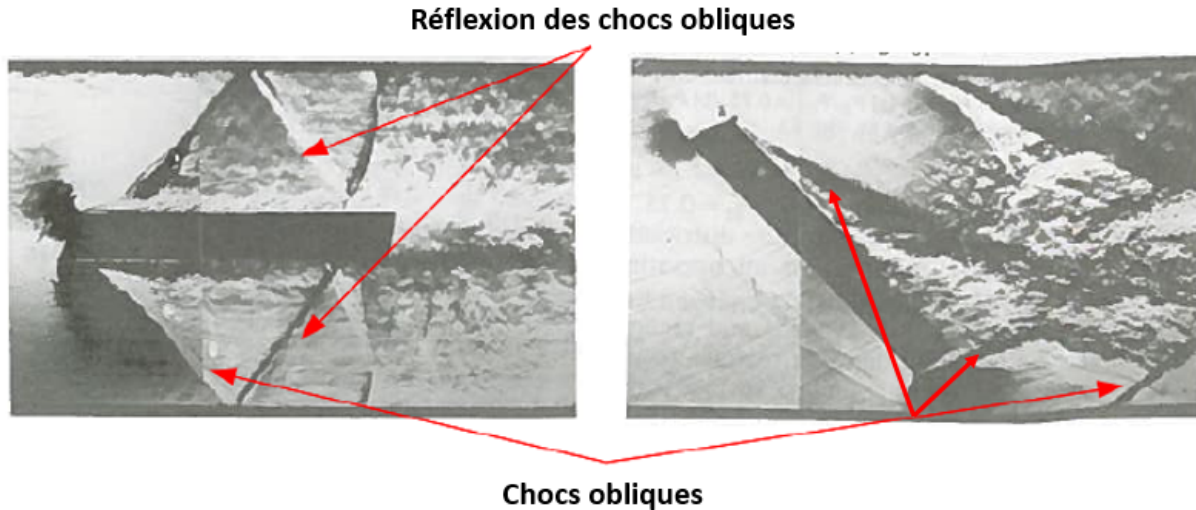


Figure 2.3 Images Schlieren pour un écoulement bidimensionnel dans une vanne papillon [63]

Morris et Dutton [63] lorsque le rapport de pression est supérieur ou égal à 2 et ce quel que soit l'angle d'inclinaison du papillon. Ceci rappelle les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre du projet SOFTAIR [17, 61, 60]. En effet, des cellules de choc ainsi que des zones de décollement ont été observées pour des forts rapports de pression. Plus de détails sont retrouvés dans le chapitre 4 qui développera essentiellement la configuration adoptée et les visualisations effectuées. Mais avant cela et afin de détailler les structures observées dans l'écoulement du fluide à travers les vannes papillon, une revue de littérature sur les écoulements de jets est présentée dans ce qui suit.

Écoulement de jet

Il a été vu dans ce qui précède que l'écoulement à travers les vannes papillon se fait selon deux jets. Les jets les plus étudiés en littérature sont les jets libres qui ne sont pas contraints à une paroi. La figure 2.4 représente la structure générale d'un jet libre subsonique issue d'une tuyère. Dans ce cas, la vitesse du jet à la sortie de la tuyère est inférieure à la vitesse du son c_0 . Une couche de mélange s'établit avec l'entrée en contact du fluide injecté avec le fluide au repos. Une zone de transition se forme après le cône potentiel qui laisse place à une zone de mélange turbulente pleinement développée pour des distances allant jusqu'à 12 fois le diamètre du jet.

Lorsque la vitesse du jet à la sortie de la tuyère est supérieure à la vitesse du son, des ondes sonores appelées ondes de Mach se propagent dans le milieu ambiant selon le cône de Mach et peuvent être des ondes de compression ou de détente. En général, le ratio

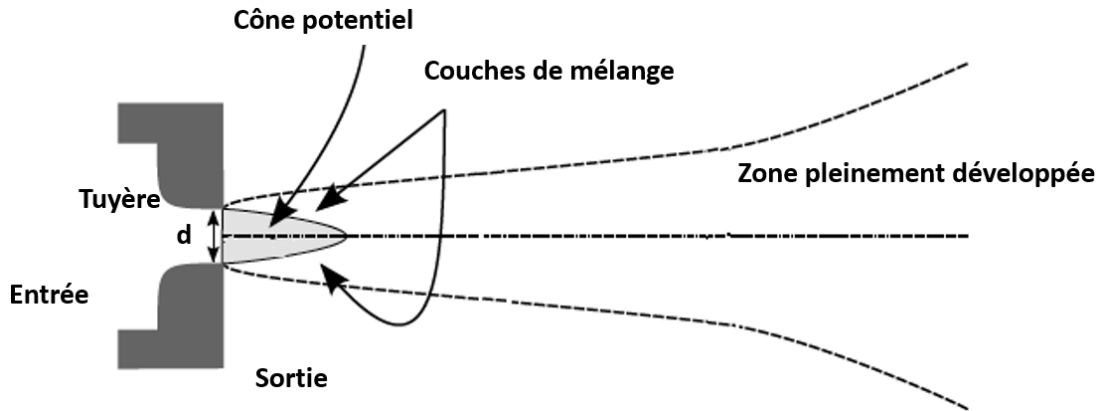
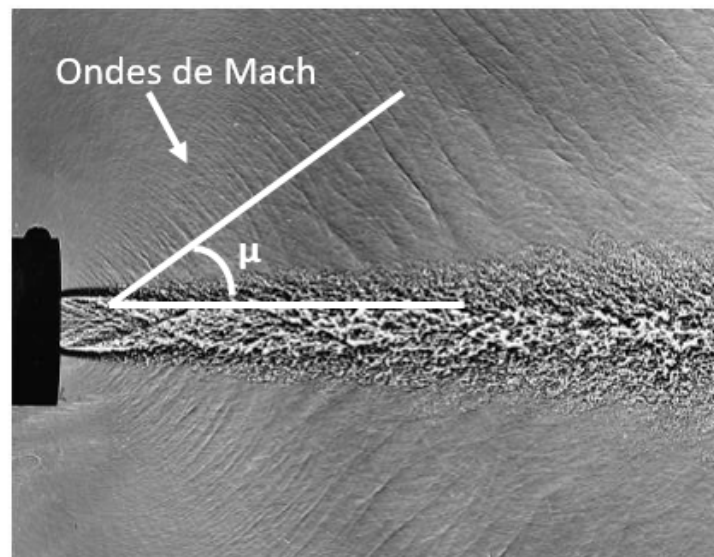


Figure 2.4 Structure d'un jet libre subsonique

de pression $P_{\text{entrée}}/P_{\text{sortie}}$ ou encore NPR (Nozzle Pressure Ratio) détermine la nature du jet supersonique. Trois cas peuvent se présenter. Le premier cas se produit pour un rapport de pression $NPR = 1$. Ici, le jet se raccorde à l'atmosphère sans ondes de chocs. Il s'agit d'un jet correctement détendu (cf figure 2.5). L'angle μ selon lequel rayonnent les ondes de Mach dépend de la vitesse de convection des structures turbulentes [70], tel que : $\mu = \arcsin(c_0/U_c)$ avec c_0 la célérité du son dans le milieu ambiant et U_c la vitesse de convection des structures turbulentes.

Figure 2.5 Ondes de mach pour un jet supersonique $M = 2$ correctement détendu [109]

Pour le second cas, $NPR < 1$, il s'agit d'un jet sur-détendu. Étant donné que la pression de sortie est supérieure à la pression en entrée, l'ajustement de pression en sortie se fait avec un choc oblique. La figure 2.6 représente la structure générale d'un jet sur-détendu.

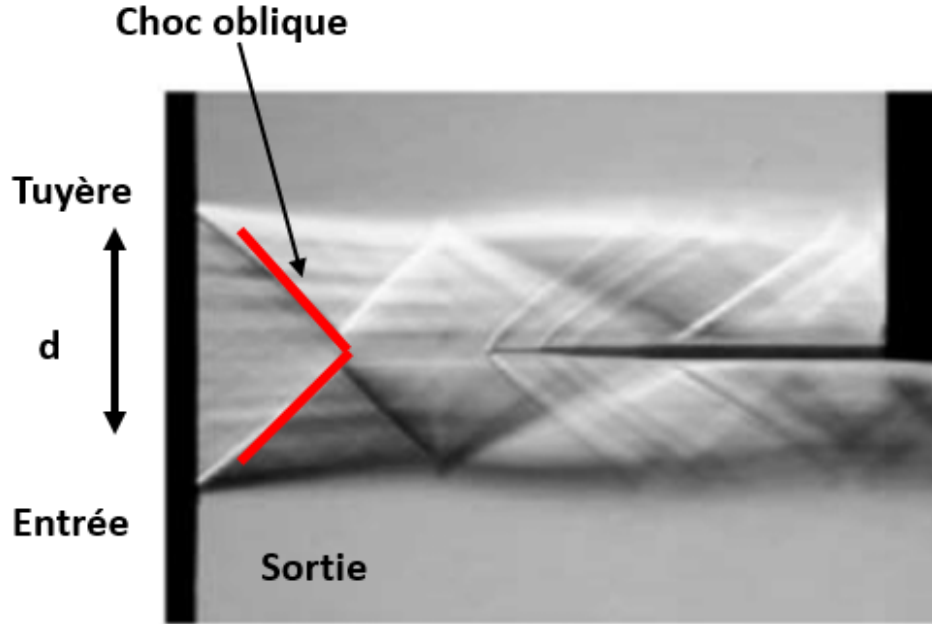


Figure 2.6 Structure de jet supersonique sur-détendu [116]

Le troisième et dernier cas qui est le plus répondu dans la littérature se produit pour $NPR > 1$. Il s'agit d'un jet sous-détendu où la pression en entrée est supérieure à la pression en sortie. Un éventail de détente est nécessaire donc à la sortie pour ajuster la pression. Trois situations se présentent donc en fonction de ce rapport et sont illustrées sur la figure 2.7 :

- pour $1.1 < NPR < 2.1$ (cf figure 2.7a), il se développe un jet faiblement à modérément sous-détendu [88, 22]. Le jet adopte une structure dite “en diamant”. Cette structure est due à la compression du jet par le biais d’ondes de choc obliques inclinées par rapport à la direction de l’écoulement dans un premier temps. Ensuite, l’écoulement comprimé est alternativement dilaté par des éventails de détente et ainsi chaque “diamant” est formé par l’appariement d’un choc oblique avec un éventail de détente.
- pour $2.1 < NPR < 10$ (cf figure 2.7b), la recompression qui atteint une valeur limite pour les ondes de choc obliques se fait dans ce cas à travers un choc droit appelé "disque de Mach" changeant ainsi la forme des cellules de choc. Le jet est dit “fortement sous-détendu”.
- pour $NPR > 10$ (cf figure 2.7c), la grandeur du diamètre du premier disque de Mach dans ce cas empêche la formation d’un deuxième disque de Mach [52] . En aval du

disque, une structure en diamant est constatée comme pour le jet modérément sous-détendu ($1.1 < NPR < 2.1$).

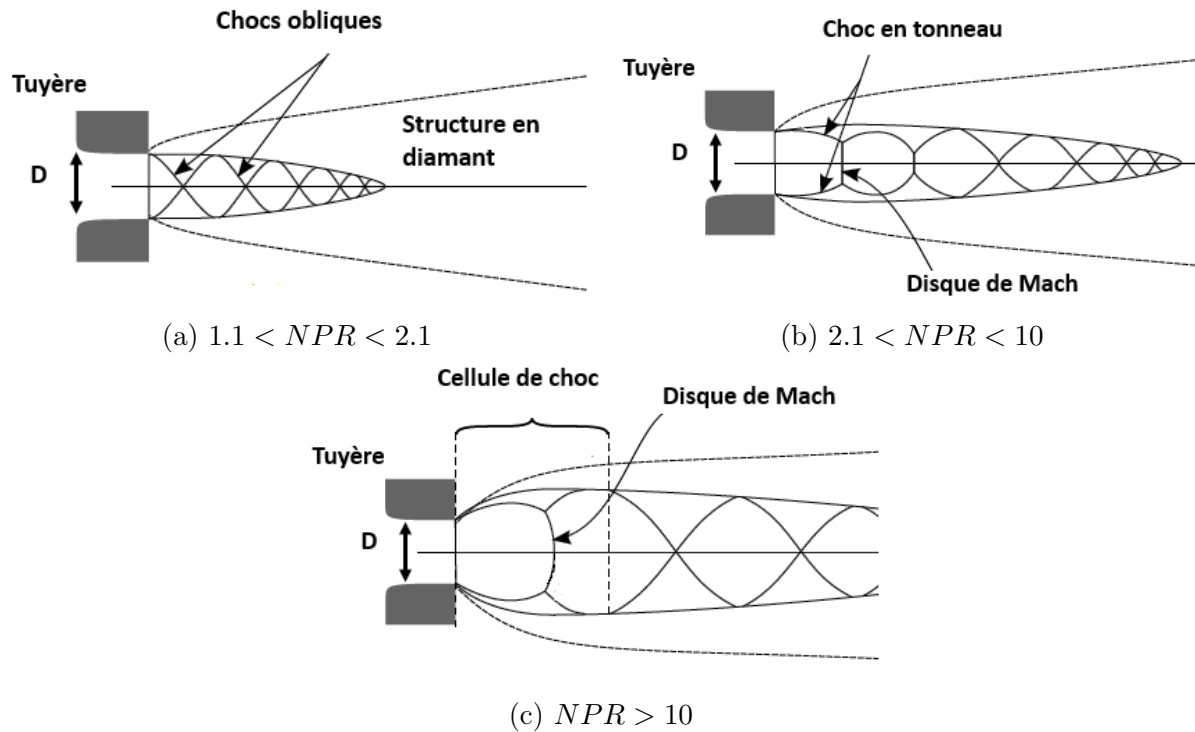


Figure 2.7 Structure d'un jet supersonique sous-détendu

L'ajout d'une paroi solide pour les jets libres aura pour conséquence la formation d'une couche limite. Si de plus on tient compte des effets de viscosité, des interactions entre chocs et la couche limite auront lieu. Orescanin *et al.* [69] ont visualisé avec la méthode Schlieren un jet supersonique évoluant sur une paroi horizontale fixe les différentes interactions choc couche limite ou SBLI en anglais (Shock/Boundary Layer Interaction). Dans leurs visualisations, le choc normal (disque de Mach) est détaché de la paroi et l'interaction entre l'onde de choc et la couche limite se traduit par un choc oblique qui impacte la paroi solide. Les gradients de pression à travers les ondes de chocs interagissent avec l'écoulement le long de la surface provoquant un épaissement en amont de la couche limite, la compression du flux externe via le choc oblique et le détachement de la couche limite en aval du pied du choc oblique.

Le schéma 2.8 explique ces interactions. L'onde de choc interagit avec la couche limite supersonique et la détache lorsque l'interaction est suffisamment forte. Un choc réfléchi se forme en raison de la zone de séparation, issue d'ondes de détente et de compression près du point de ré-attachement.

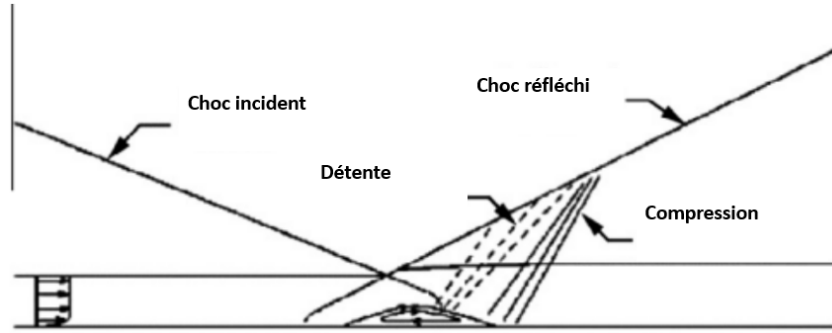
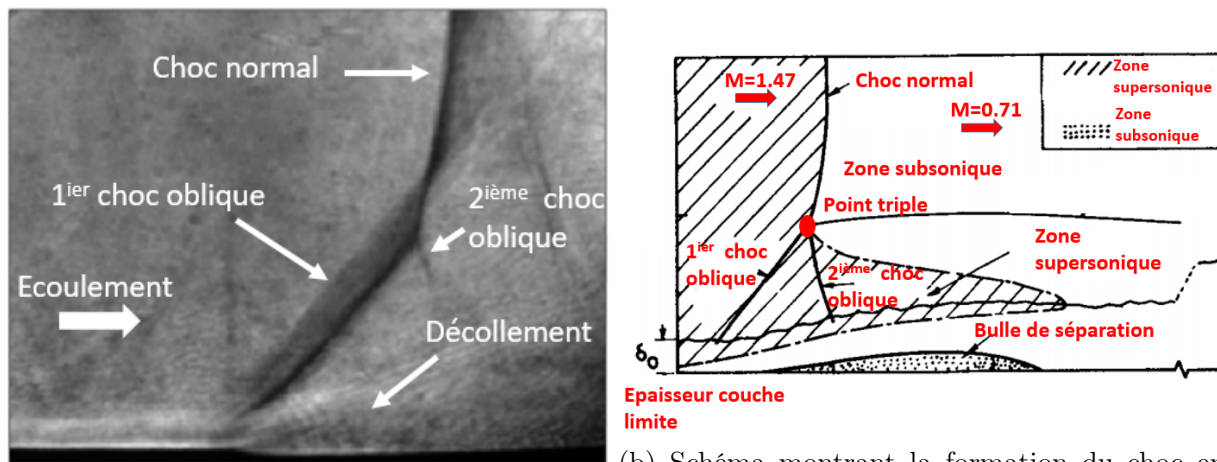


Figure 2.8 Schéma représentant l'interaction choc/couche limite [57]

Cette interaction peut rapidement devenir complexe et instable lorsque le régime d'écoulement est transsonique. Viswanath [108] mentionne que cette interaction pourrait se traduire par un choc en forme de lambda (qu'on appellera pour toute la suite de ce travail choc en lambda) représenté à la figure 2.9.



(a) Image Schlieren d'un choc en lambda [105] lambda [108]

Figure 2.9 Interaction choc/couche limite dans un régime transsonique

Le choc normal fort bifurque près du mur (conduisant à une forme de choc en lambda) résultant du décollement de l'écoulement. Le premier choc oblique résulte de l'interaction libre entre la couche limite et l'écoulement externe à la couche limite non visqueux. En aval du second choc oblique (qui réajuste la direction de l'écoulement à l'horizontale) (cf figure 2.9b), il existe une région supersonique, qui se produit pour un nombre de Mach incident supérieur à 1.4. Dû au régime d'écoulement transsonique attendu pour la configuration de bruit tonal de la vanne ainsi que les variations de géométrie (les rampes de la marche), on devrait donc s'attendre à l'apparition de structures assez complexes ainsi qu'à une zone d'interaction choc/couche limite.

Dans cette sous section, les études expérimentales à caractère aérodynamique sur les vannes papillon ont été présentées. Pour ainsi faire suite, une revue de littérature sur les études numériques menés à ce jour sur les vannes papillon et les écoulements similaires sera présentée dans la prochaine sous section.

2.1.2 Simulations numériques

Dans la section précédente, nous avons détaillé les principaux caractères aérodynamiques observés expérimentalement sur les vannes papillon et les jets. Il est à rappeler que la vanne de ce cas d'étude fait intervenir deux jets pariétaux des deux côtés du papillon. Dans ce qui suit, une revue de littérature sur les vannes qui ont fait l'objet d'études numériques classées par nature du fluide s'écoulant (incompressible, compressible) sera présentée. Cette section sera clôturée par les derniers avancements concernant le comportement aérodynamique des jets qui constituent les éléments responsables du bruit émis par ces vannes.

Les vannes papillon en régime incompressible

Plusieurs études numériques se sont intéressées aux vannes papillon pour des régimes incompressibles ($\text{Mach} < 0.3$) [2, 46, 24, 44, 40]. Ces vannes étaient étudiées pour des cas d'installations hydrauliques en prenant comme fluide l'eau. Le tableau 2.2 résume les paramètres importants des simulations qui vont être traitées dans cette sous-section.

Auteur(s)	Simulation	Nombre de Mach	Nombre de Reynolds (D)	Ouverture($^{\circ}$)
Al-Amayreh <i>et al.</i> [2]	RANS	0.026	-	30, 45
Hendersson <i>et al.</i> [44]	RANS	0.0033	$\text{Re}=1.5 \times 10^7$	$20 < \alpha < 70$
Huang et Kim [46]	RANS	0.0015	$\text{Re}=20,000$	$20 < \alpha < 70$
Del Toro [24]	RANS	0.006	$10^5 < \text{Re} < 10^6$	50
Gong et al. [40]	LES	0.0035	$\text{Re}=5.23 \times 10^5$	45

Tableau 2.2 Paramètres importants pour les simulations en régime incompressible des vannes papillon

Il est à préciser que toutes ces études utilisent des solveurs commerciaux tel que Fluent ou CFX d'ANSYS avec des schémas de résolution à bas ordre.

Ces travaux ont étudié les phénomènes aérodynamiques présents dans les vannes papillon à bas nombre de Mach. Le comportement de l'écoulement varie en fonction de l'angle d'ouverture de la vanne comme le prouve l'étude numérique de Huang et Kim [46]. Leur géométrie de vanne est plus simple que la vanne de cette thèse, le papillon est un simple disque et il n'y a pas de marche d'étanchéité dans le conduit de diamètre 25.4 mm. La

figure 2.10 montre le changement que subit l'écoulement lorsque le disque du papillon est soumis à différentes inclinaisons de $20^\circ < \alpha < 70^\circ$. Il est clair qu'à partir de cette figure, le fluide accélère lorsque l'angle augmente. En diminuant l'angle, l'écoulement près du papillon devient étroit et le décollement de la couche limite se rapproche du disque et cause une recirculation plus intense. Il est aussi à noter qu'à iso-débit la perte de charge au travers de la vanne augmente lorsque l'on referme le disque du papillon. Ceci n'est plus valable pour les régimes supersoniques comme le cas des vannes papillon.

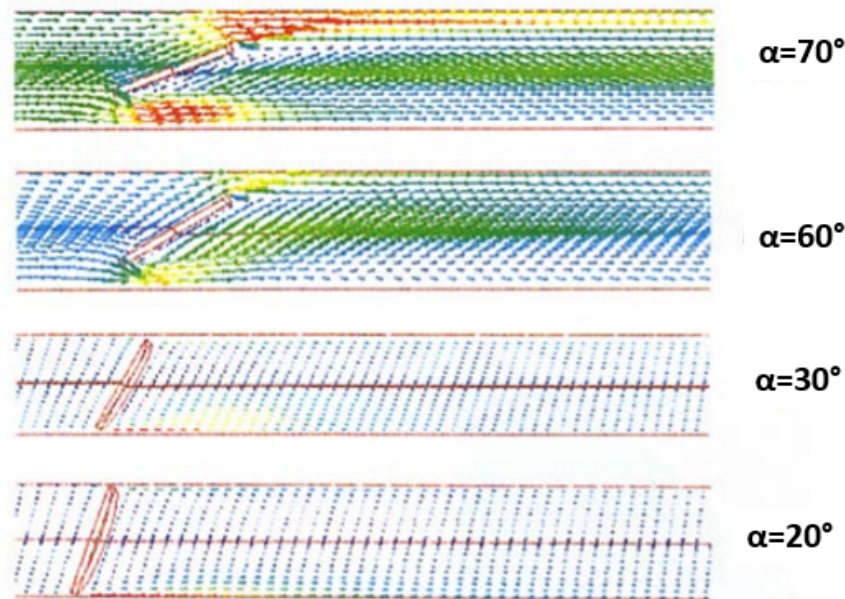


Figure 2.10 Vecteurs vitesses dans le plan Y-Z pour les différentes inclinaisons du papillon [46]

Toujours sur l'effet de variation de l'angle du papillon sur l'écoulement, Hendersson *et al.* [44] ont montré que l'augmentation de l'ouverture du papillon a une influence sur la zone de séparation en aval. Cette influence se traduit par une zone de recirculation plus grande qui interagit avec les deux jets comme le montre la figure 2.11.

Cette interaction a été mise en évidence par les simulations RANS incompressibles de Del Toro [24]. Cet auteur a constaté que pour toutes les ouvertures de la vanne simulées, il y a un développement de deux grandes zones de recirculation qui se forment derrière l'axe du papillon. La figure 2.12 représente les lignes de courant colorées par la vitesse et la pression absolue sur la surface de la vanne avec une ouverture de 50° . L'inclinaison du papillon conduit ces zones à interagir et à se mélanger avec le jet supérieur de la figure, tandis que le jet inférieur reste peu perturbé. Un autre fait important observé en aval pour

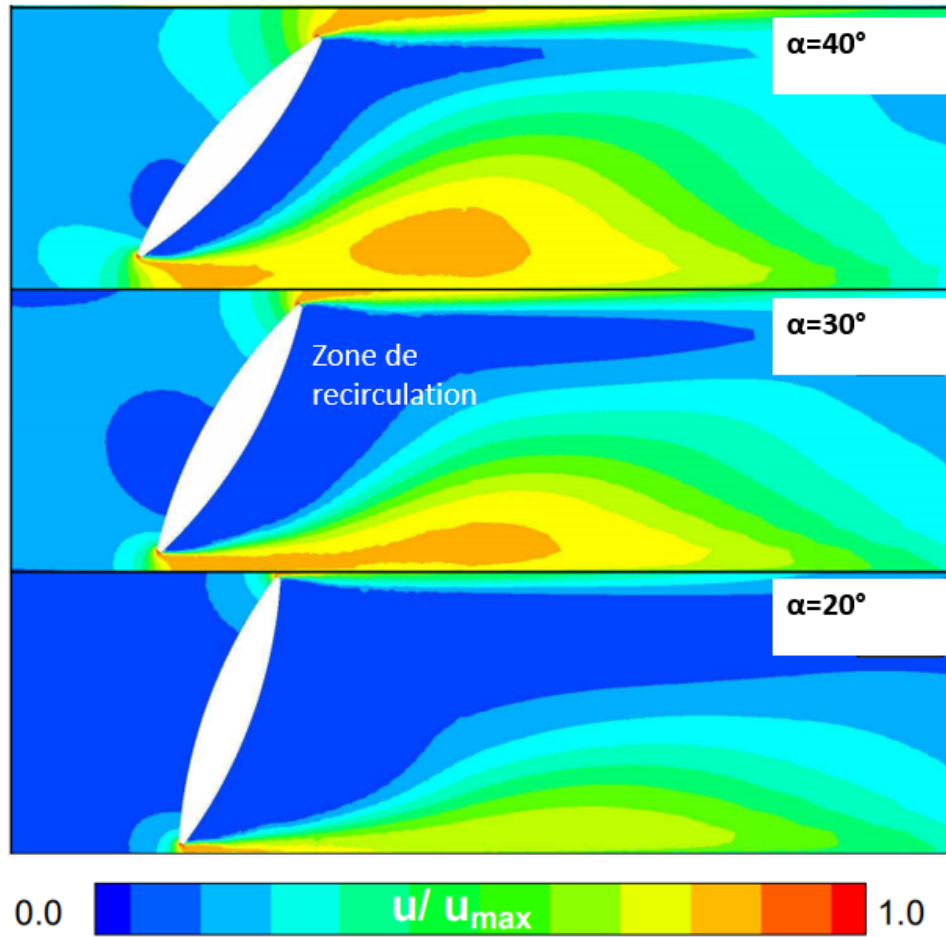


Figure 2.11 Iso contours de vitesse pour différentes ouvertures [44]

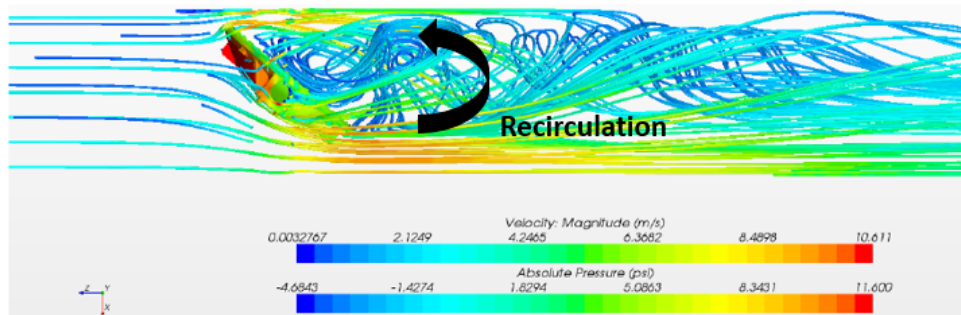


Figure 2.12 Représentation des lignes de courant colorées par la vitesse et la pression d'arrêt sur la surface du papillon à 50° d'ouverture [24]

les vannes papillon en régime incompressible est le développement d'une paire de vortex contrarotatifs pour les angles d'ouverture non nuls comme le montre la figure 2.13.

Gong *et al.* [40] ont aussi montré qu'il existe plusieurs zone de génération de tourbillons en aval du papillon à l'aide de leur simulation LES. Pour leur simulation, le modèle de

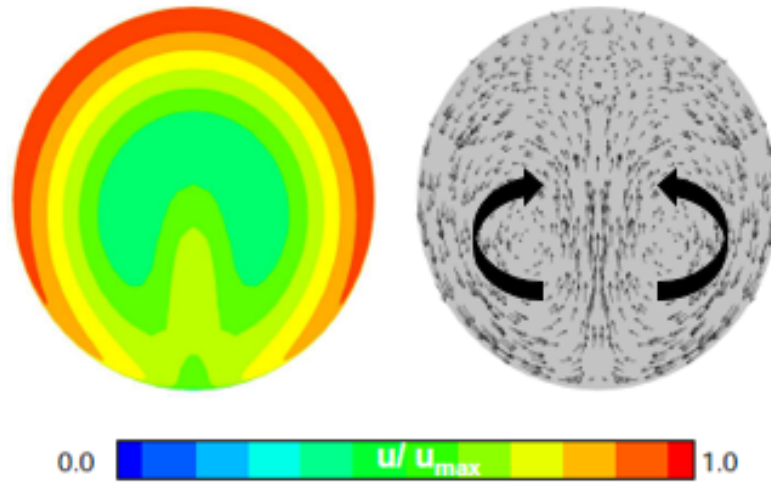


Figure 2.13 Contours et vecteurs vitesse dans le plan axial à $4D$ en aval de la vanne pour $\alpha = 60^\circ$ [44]

sous maille de Smagorinsky-Lilly a été utilisé. Le schéma centré MUSCL [115] est adopté pour la discrétisation spatiale en troisième ordre. Le schéma d'Euler implicite du deuxième ordre est utilisé pour la discrétisation temporelle avec un pas de temps égal à 0.002 s. Leur étude est basée sur un maillage non structuré. L'entrée et la sortie du canal sont situés respectivement à $2.5D$ et $17.5D$ du papillon comme le montre la figure 2.14 avec $D = 0.1$ m le diamètre de la vanne.

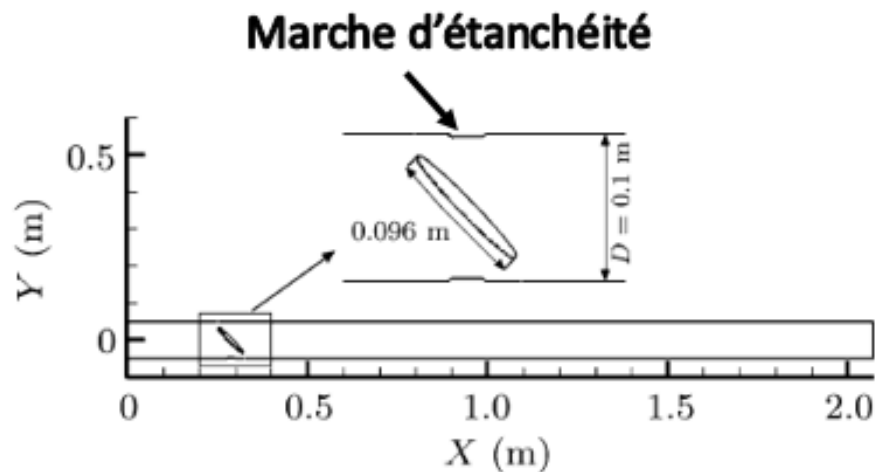


Figure 2.14 Géométrie considérée pour les travaux de Gong *et al.* [40]

La figure 2.15 met en évidence l'évolution des structures tourbillonnaires en utilisant des représentations instantanées des lignes de courant. Il peut être déduit à partir de cette

figure qu'il y a trois principales zones de génération de tourbillons qui sont localisées des deux côtés du papillon ainsi que sur la paroi supérieure. Le tourbillon formé a tendance à absorber un autre qui évolue en sens contraire pour se renforcer et prévenir la croissance de ce dernier. Gong *et al.* [40] mentionnent aussi que les tourbillons qui prédominent en aval proviennent du lâché tourbillonnaire sur la surface du papillon.

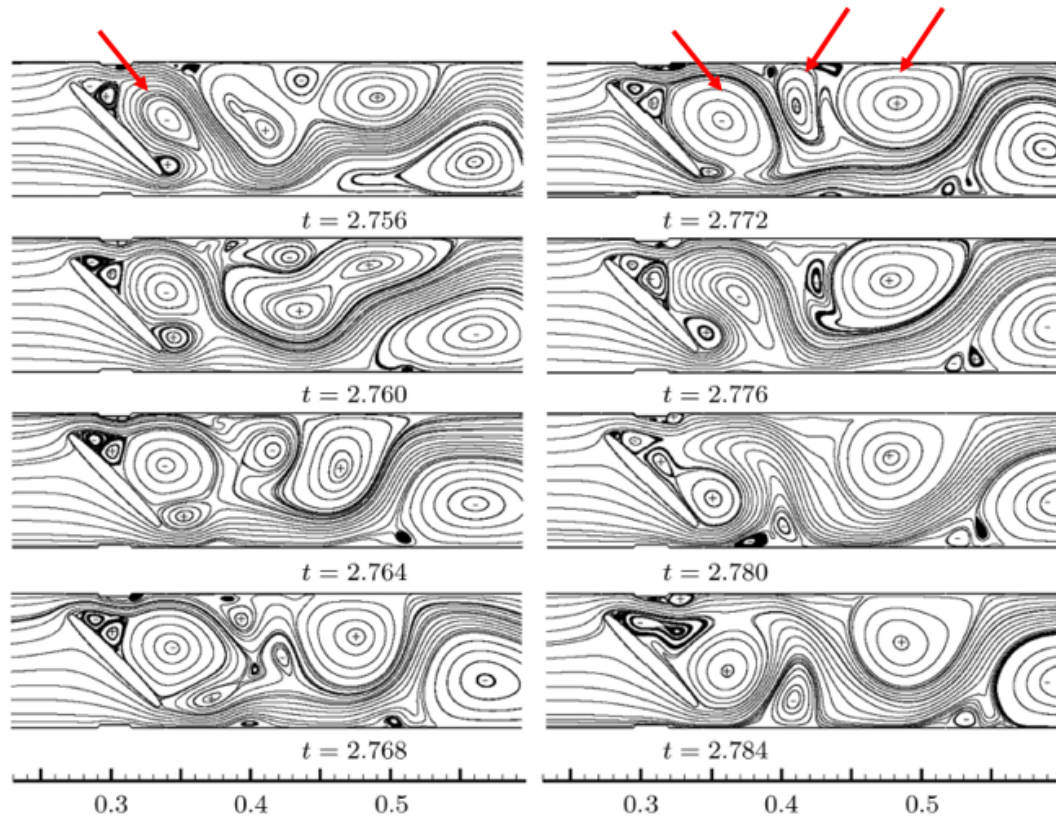


Figure 2.15 Mise en évidence des structures tourbillonnaires avec des lignes de courant instantanées projetées dans le plan médian [40]

La vanne de Gong *et al.* [40] possède une géométrie assez complexe et semblable à celle qui fait l'objet de cette étude avec notamment des marches des deux côtés du papillon. Cette étude confirme aussi les travaux de Del toro [24] qui montrent que les jets ne se développent pas de la même façon des deux côtés du papillon.

Cependant, ce genre d'écoulement pour un fluide incompressible à basse vitesse ne nous permet pas de voir l'effet de la marche sur les jets. Les études détaillées dans cette sous-section pourraient faire intervenir des phénomènes de cavitation dans les zones de basse pression étant donné que le fluide étudié est l'eau. Lorsque le fluide en question est l'air (cas de la vanne), les fortes variations de pression conduisent plutôt à des chocs du fait de la compressibilité de l'air. Ainsi, les effets du nombre de Mach permettront d'observer

des structures complexes qui sont dues à l’interaction jet/marche. Ces phénomènes seront développés dans le paragraphe suivant.

Les vannes papillon en régime compressible

Quelques études ont fait l’objet de la caractérisation aérodynamique de l’écoulement à travers les vannes papillon en régime compressible [42, 27, 110, 86, 60]. Comme pour les études en régime incompressible, ces simulations ont été faites sur des solveurs commerciaux (CFX, Fluent, Star-CD) mis à part le projet SOFTAIR. Le tableau 2.3 résume les différents paramètres de chaque simulation. Ces simulations ont mis en évidence les

Auteur(s)	Simulation	Nombre de Mach	Nombre de Reynolds (D)	Ouverture(°)	$\frac{P_{amont}}{P_{aval}}$
Fejtek <i>et al.</i> [27]	RANS	2	$Re=2 \times 10^5$	23	2.7
Hanss et Miklaszewski [42]	RANS	1	$Re=6 \times 10^4$	19	1.61
Waller [110]	DES	-	-	-	1.43
Shin <i>et al.</i> [86]	LBM	0.7	-	-	-
SOFTAIR (UdeS)	LES	1.4	$Re=2.6 \times 10^6$	16.5	1.85

Tableau 2.3 Paramètres importants des simulations en régime compressibles des vannes papillon

structures complexes qui peuvent apparaître avec les écoulements compressibles. Fejtek *et al.* [27] ont étudié une altitude élevée pour laquelle l’écoulement est supersonique. La figure 2.16 montre les iso-contours du nombre de Mach.

Dans ce cas d’étude, le jet du côté de la lèvre supérieure est un jet supersonique sous détendu qui atteint localement des valeurs de nombre de Mach supérieures à 2. Des chocs obliques ainsi que des ondes de détente peuvent être observés. Fejtek *et al.* [27] montrent aussi que plus l’angle d’inclinaison du papillon est petit, plus grande est la zone de séparation de l’écoulement en aval du disque. Ce constat vient d’une comparaison avec un cas de vanne en configuration 2D simulée pour un angle d’ouverture de 45° avec un ratio de pression de 4. Concernant la forme des jets, la figure 2.17 montre que du côté de la lèvre inférieure, le jet demeure fin et très proche de la paroi avec une forme de “demie lune” qui se propage de la lèvre du papillon jusqu’à la sortie du corps de vanne, tandis que du côté de la lèvre supérieure, il se détache de la paroi et se concentre dans le plan médian du conduit. Ils expliquent ce détachement comme étant dû à l’interaction du jet avec la marche qui se trouve en aval du papillon sans pour autant donner plus de détails.

Le cas s’approchant du ratio de pression 1.85 sur une vanne papillon proche de celle étudiée dans cette thèse a fait l’objet de l’étude de Hanss et Miklaszewski [42]. Ils mettent

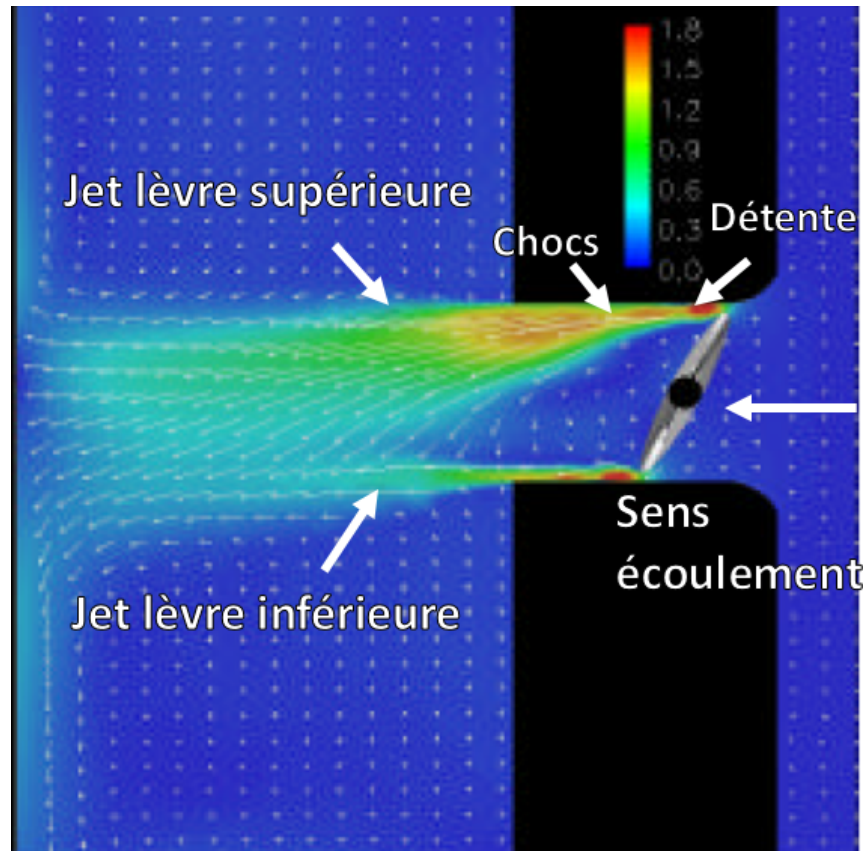


Figure 2.16 Iso-contours de Mach et vecteurs vitesses dans le plan de symétrie de la vanne [27]

en évidence l'existence d'un choc en amont de la marche avec notamment des zones où localement le nombre de Mach dépasse l'unité. Ils estiment que ce choc est à l'origine du bruit tonal qui émerge à $St_D = 2.3$ sans donner plus d'explications.

Les études précédentes ne vont pas plus loin concernant l'aérodynamique des vannes papillon en régime compressible pour les régimes à haut nombre de Mach (transsonique/supersonique). L'instabilité des chocs recensée a besoin de simulations de nature instationnaire pour pouvoir suivre l'évolution de l'écoulement et sa variation dans le temps et les interactions choc/couche limite identifiées dans la partie expérimentale.

La complexité de l'écoulement induite par ces vannes est bien supérieure à ce que ces études ont montré. En effet, une première simulation LES a été menée par Marsan *et al.* [60] sur la vanne qui fait l'objet de cette thèse dans le cadre du projet SOFTAIR pour la configuration du bruit tonal ($P_{ratio} = 1.85$). Pour ce calcul, le modèle de sous maille WALE a été utilisé. Le schéma explicite centré du 2^{ème} ordre de Lax-Wendroff [50] est choisi, le pas de temps est $\Delta t = 5.8 \times 10^{-9}$ s pour atteindre un nombre de Courant ou

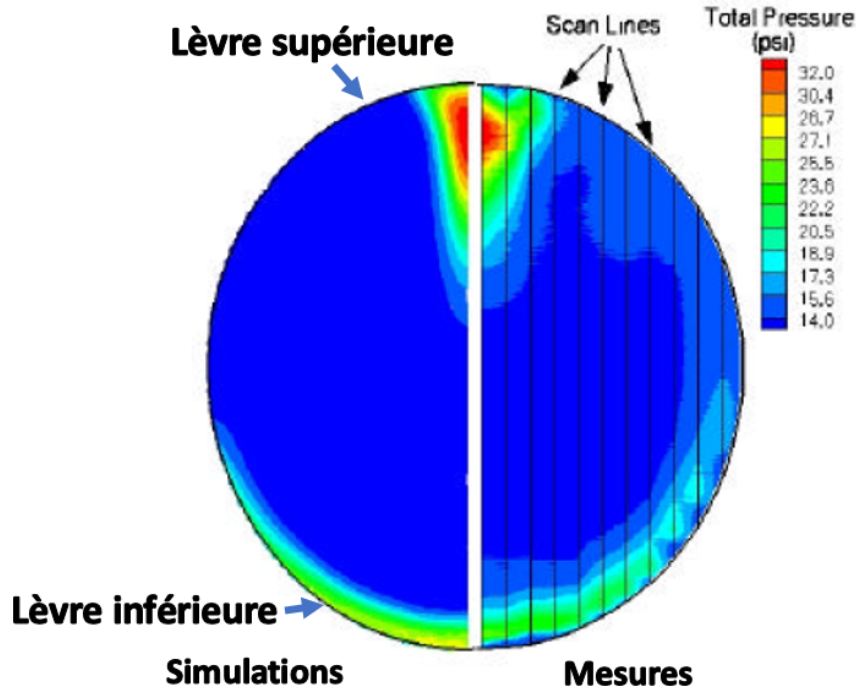


Figure 2.17 Comparaison des pressions totales expérimentales et numériques à la sortie de la vanne [27]

CFL de 0.7 sur l'ensemble du domaine de calcul. La simulation est réalisée avec le logiciel AVBP (CERFACS/IFPEN) [65, 83]. Le maillage non structuré hybride est quant à lui généré sur le logiciel commercial Centaursoft. La figure 2.18 représente le maillage proche de la lèvre supérieure. Plusieurs zones de raffinement distinctes peuvent être observées. Plus de détails sur cette configuration ainsi que sur les paramètres numériques seront donnés dans le chapitre 6.

Les structures complexes de chocs et d'ondes de détente observées sont analysées dans les calculs RANS, SAS et LES en utilisant le gradient de densité normalisé suivant la direction de l'écoulement (cf figure 2.19). Sur la lèvre inférieure, les résultats SAS et LES montrent que la couche de mélange est instationnaire, avec de larges structures dans la simulation SAS qui apparaissent en amont du papillon, et de plus petites structures dans la simulation LES qui apparaissent juste après le joint. Ces structures turbulentes génèrent des fluctuations de densité. Sur la lèvre supérieure, des structures (en flèche sur la figure 2.19) plus complexes peuvent être observées. Une structure en lambda intense se forme sur la partie montante de la marche, où une bulle de décollement importante atténue la rupture de pente du coin. Marsan *et al.* [60] montrent que cette structure est due à l'interaction de la couche limite décollée avec le train de chocs qui se forme en amont de la marche dans le cœur potentiel du jet en dessous de la couche de mélange initialement

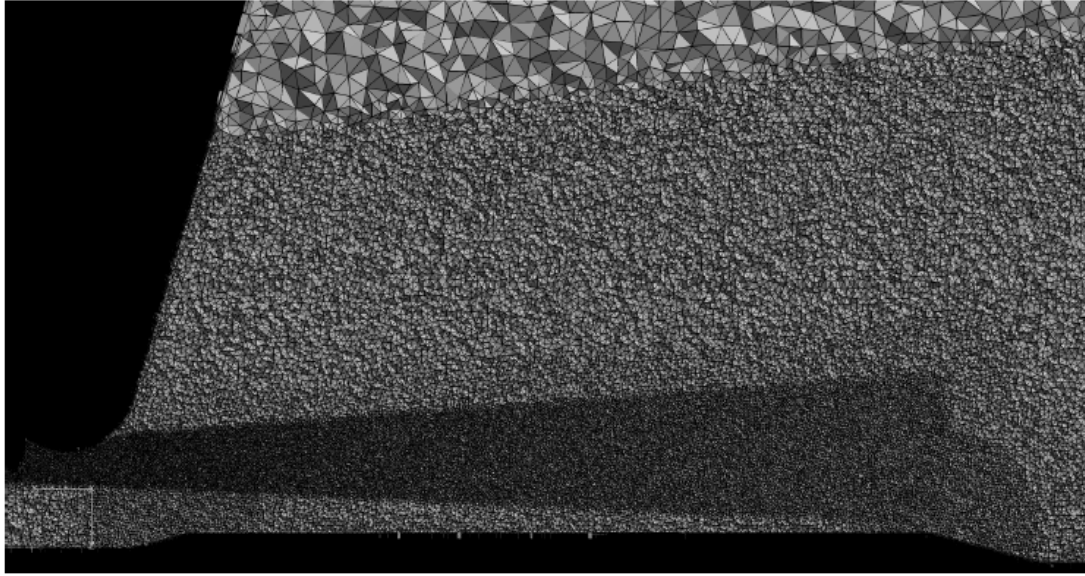


Figure 2.18 Vue du maillage proche de la lèvre supérieure [60]

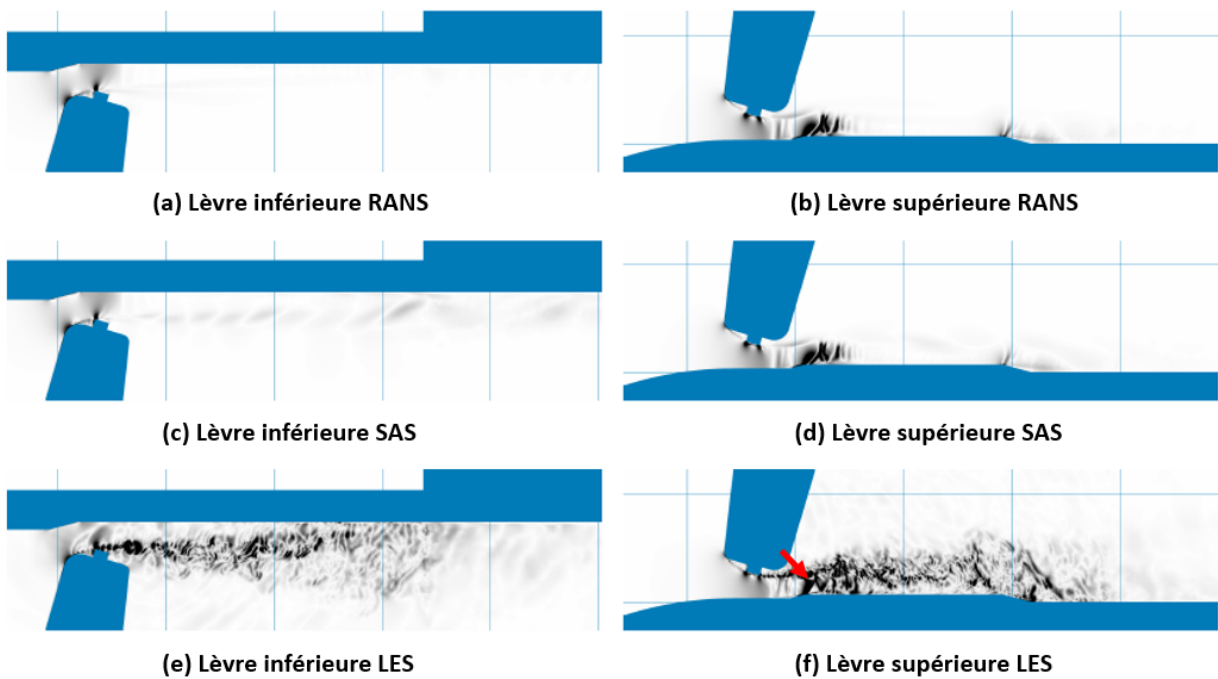


Figure 2.19 Images Schlieren issues des différentes simulations numériques du projet SOFTAIR [60]

laminaire. En effet, la couche limite décolle juste avant la partie montante de la marche. Dans cette zone, leurs simulations SAS et LES ne présentent pas de différences notables avec les résultats RANS. Cependant, le SAS n'arrive pas à capter les instabilités de la couche de mélange laminaire du jet en aval qui sont mis en évidence par la LES. Sur les iso-contours Schlieren animés dans le temps, un tremblement associé au choc de la structure

en lambda apparaît et entraîne de fortes oscillations de la couche de mélange turbulente qui émet de façon intermittente des structures turbulentes qui viennent impacter l'arête aval de la marche, là où un éventail de détente se produit suite à l'inclinaison de la marche dans l'autre sens. Cette analyse leur a permis de mettre en évidence une éventuelle boucle de rétroaction entre l'onde de compression libérée par l'instabilité de la structure en lambda et l'onde de détente qui fuit la partie en aval de la marche. Cette boucle reste à confirmer dans ces travaux de thèse.

Les différentes études menées jusqu'à ce jour sur les vannes papillon ont montré que les principales instationnarités sont les jets pariétaux qui s'écoulent des deux côtés du papillon. Dans le cas de la vanne, ces jets se heurtent à des variations de géométrie brutales (les marches) provoquant des structures complexes avec notamment des zones d'interaction choc/couche limite pour les ratios de pression générant un écoulement transsonique en particulier. De ce fait, une revue de la littérature sur le comportement des jets pariétaux à hauts nombre de Mach au moyen de simulations numériques sera présentée. Une étude approfondie sur les paramètres qui influencent la structure de ces jets sera ainsi menée dans ce qui suit.

Interaction ondes de choc/couche limite en régime transsonique/supersonique

Comme vu dans la partie expérimentale, la vanne fait intervenir des marches de compression/détente qui font dévier l'écoulement. À haut nombre de Mach (transsonique/supersonique), cette déviation provoque l'apparition de structures encore plus complexes avec notamment l'apparition de trains de chocs, des bulles de séparation ainsi que des zones d'interactions de la couche limite turbulente avec les chocs obliques. Dans cette partie, l'accent sera mis sur ce dernier phénomène qui est présent dans la configuration du bruit tonal de la vanne $P_{ratio} = 1.85$.

L'interaction de la couche limite avec les ondes de chocs, déjà présentée dans la section 2.1.1, a fait l'objet de plusieurs études numériques [74, 11, 106, 114]. Pirozzoli et Bernardini [74] ont mené une simulation numérique directe (DNS) dans le but d'étudier les fluctuations de pression à la paroi dans la couche limite en régime transsonique. Ils ont simulé un écoulement à $M = 1.3$ à $Re_\omega = 1200$ (basé sur l'épaisseur de la quantité de mouvement de la couche limite en amont) sur une plaque plane. Un schéma centré du sixième ordre est utilisé en espace. Les ondes de choc sont captées avec le schéma WENO [113] du septième ordre. Une méthode de Runge-Kutta du quatrième ordre est utilisée pour la discrétisation temporelle. Le domaine d'étude est divisé selon les longueurs adimensionnées x^* et y^* ($x^* = (x - x_0)/l$ et $y^* = y/l$ avec l la longueur caractéristique de l'interaction, x_0

l'origine de l'interaction). La région en amont de l'interaction est caractérisée par une zone de gradient de pression nul ($x^* < 0$). La zone de gradient de pression adverse supersonique est située pour $0 < x^* < 1$ et pour $x^* > 1$, on retrouve une zone de gradient de pression adverse subsonique.

La figure 2.20 représente qualitativement l'interaction existante entre les ondes de choc et la couche limite turbulente. Celle-ci est due à l'impact des ondes de détente et de compression provenant de l'amont sur le choc normal qui rend l'écoulement subsonique. On voit ainsi la structure du choc en lambda. En aval de la zone d'impact, l'écoulement se caractérise par la formation d'une couche de mélange turbulente qui enclenche un échappement tourbillonnaire de la couche limite. Cette dernière réagit ensuite au gradient de pression adverse imposé en atteignant un état d'équilibre après $x^* = 1$.

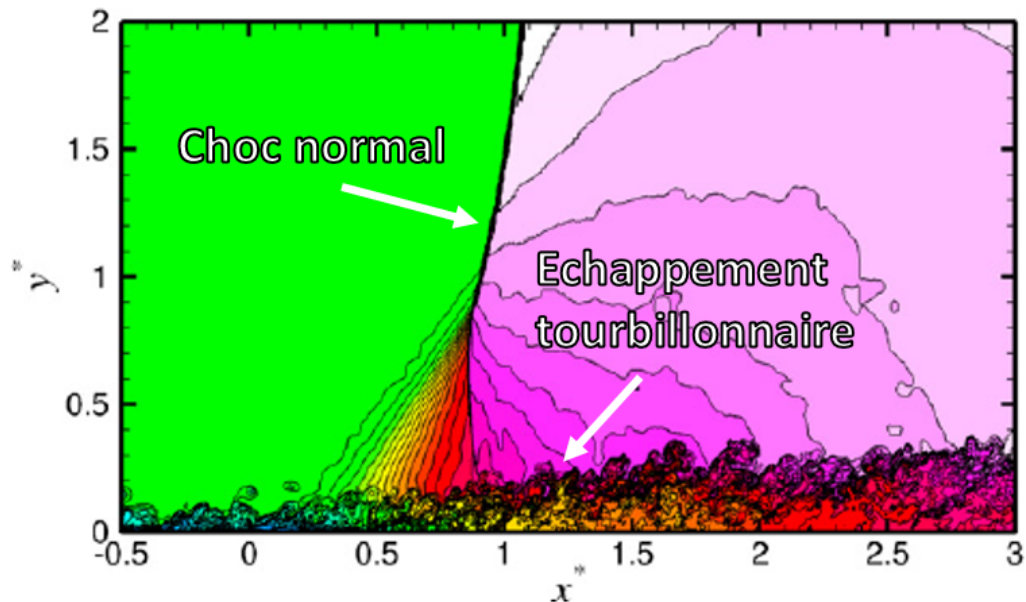


Figure 2.20 Densité instantanée dans le plan $x - y$ avec 32 niveaux de contours $0.77 < \rho/\rho_\infty < 1.53$ [74]

En termes de fluctuation de pression pariétale, les constats faits sur la figure 2.20 peuvent être confirmés sur la figure 2.21. En effet, dans la zone de gradient de pression adverse nul, la distribution rms de la fluctuation de pression pariétale est constante avec une valeur $p_{rms} = 0.01q_\infty$ tel que $q_\infty = 1/2\rho_\infty u_\infty^2$ est la pression dynamique (u_∞ étant la vitesse à l'infini). Un saut existe dans la zone d'interaction. En aval de l'interaction, les fluctuations diminuent pour atteindre une valeur constante dans la zone de gradient de pression adverse subsonique. Ainsi, la zone d'apparition du premier choc oblique à elle seule est responsable d'une augmentation de fluctuation de pression pariétale de 7 dB.

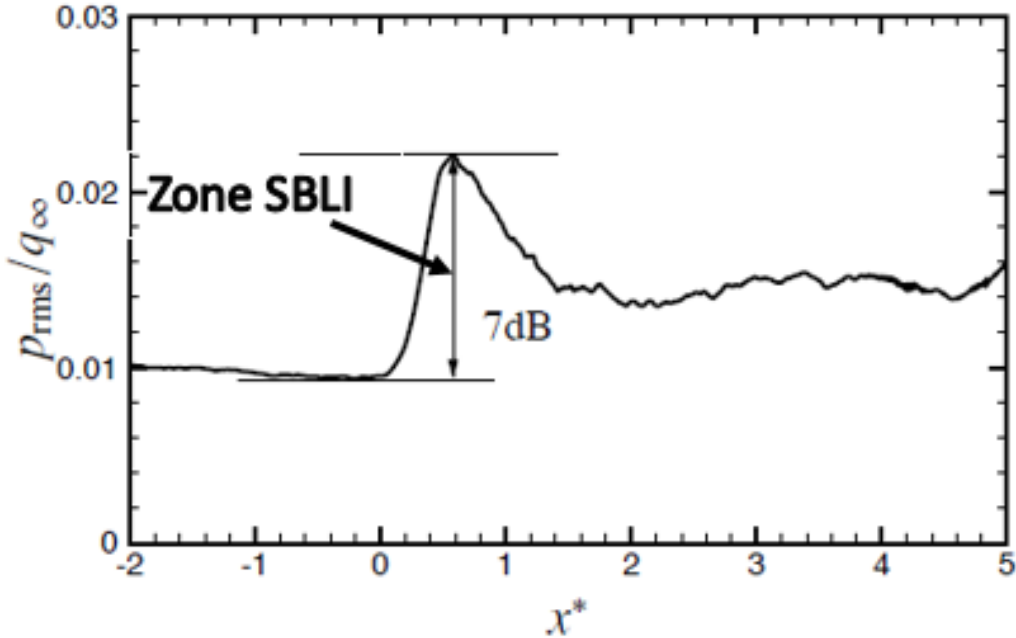


Figure 2.21 Fluctuations de la pression rms pariétale [74]

Ces constats faits par Pirozzoli et Bernardini [74] prouvent que cette zone d’interaction peut potentiellement être une source d’instabilité pour ce genre d’écoulement et éventuellement une source de bruit. Cependant, contrairement au cas de la vanne, cette zone d’interaction ne se développe pas suite à un changement de géométrie qui fait dévier l’écoulement. Dans ce contexte Wu et Martin [114] ont étudié l’effet d’une rampe de compression de 24° sur un écoulement à $M = 2.9$ et $Re_\omega = 2300$ basé sur l’épaisseur de la quantité de mouvement de la couche limite à l’aide d’une simulation DNS. Le domaine d’étude est schématisé par la figure 2.22 tel que δ représente l’épaisseur de la couche limite.

Un algorithme de Runge-Kutta du troisième ordre est utilisé pour la discrétisation temporelle et un schéma centré en différences finies du quatrième ordre est utilisé pour calculer les termes du flux visqueux. La figure 2.23 représente six instantanés de lignes de courant séparés de δ/u_∞ tel que u_∞ est la vitesse de l’écoulement à l’infini. Les contours de gradients de pression sont aussi tracés pour montrer l’évolution de la position des chocs.

Cette figure montre la décomposition de la bulle de séparation qui peut se voir entre les clichés (c) et (f) de la figure 2.23. Le fluide “fuit” vers l’extérieur de la bulle provoquant ainsi le rétrécissement de cette dernière. Wu et Martin [114] mentionnent aussi que le choc se déplace ensuite en aval. Ils corrèlent la masse du fluide à l’intérieur de la bulle et la position du choc moyennée selon l’envergure et montrent que la bulle de séparation contrôle le mouvement du choc.

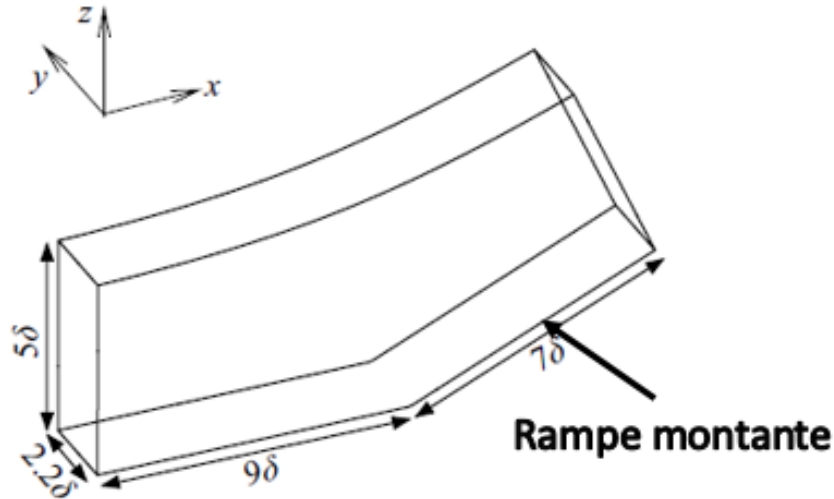


Figure 2.22 Domaine d'étude de la simulation DNS de Wu et Martin [114]

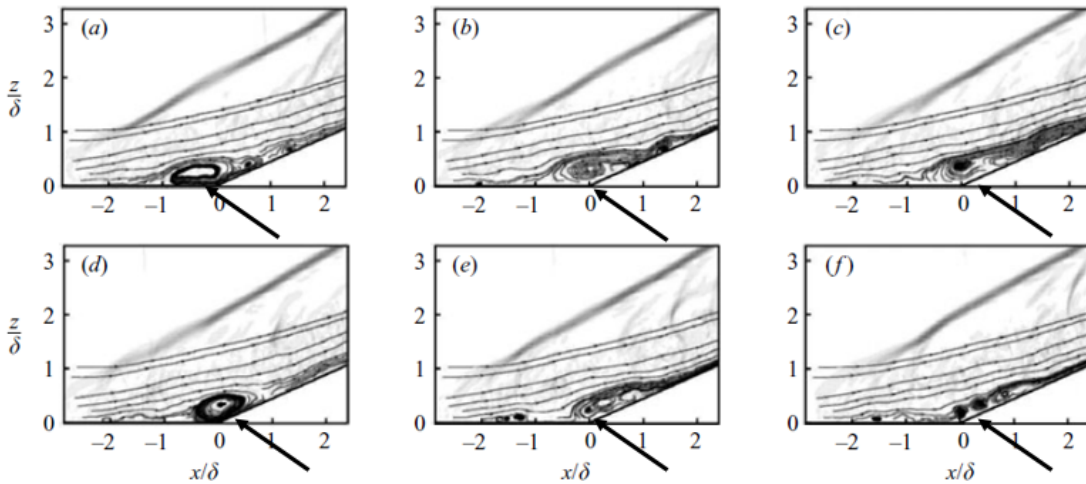


Figure 2.23 Lignes de courant dans le plan $x - y$ montrant la disparition de la bulle de séparation (représentée par les flèches). [114]

Ils déduisent ainsi une hypothèse très intéressante qui est l'existence d'une boucle de rétroaction entre la bulle de séparation, la couche de cisaillement et la position du choc. Lorsque la bulle de séparation augmente de taille, elle déplace le point de ré-attachement en aval et le point de séparation en amont. Le mouvement du point de séparation fait ainsi bouger le choc avec lui. Comme le choc se déplace en amont, le gradient de pression dans la zone de séparation diminue à cause de l'élargissement de cette dernière et de la diminution de la courbure de la ligne de courant. Ainsi, le gradient de pression qui diminue réduit l'entraînement du fluide dans la bulle de séparation. Cette bulle devient ainsi instable et commence à se dissiper. Le fluide éclate à l'extérieur de la bulle ce qui cause le rétrécissement du volume de cette zone provoquant le déplacement du choc vers

l’aval. De même, lorsque le choc se déplace en aval, le gradient de pression dans la zone de séparation augmente ce qui fait accroître l’entraînement du fluide dans la bulle de séparation, provoquant ainsi la croissance de cette dernière et ainsi de suite la boucle de rétroaction est fermée.

Ces constats soutiennent le fait que l’écoulement en amont de la marche doit aussi être étudié comme possible amplificateur des instationarités présentes dans les jets pariétaux.

Cependant, la plupart des travaux présents dans la littérature considèrent des écoulements infinis au dessus de la paroi, ce qui n’est pas le cas de la vanne dont les jets qui s’écoulent sont contraints à des fentes qui contrôlent l’épaisseur des jets. Ainsi la couche de mélange est située au dessus du choc normal du choc en λ et interagit avec ce dernier rajoutant ainsi un autre paramètre d’instabilité amplifiant la complexité du cas d’étude de cette thèse.

Résumé

Dans cette section, une revue de littérature concernant l’aérodynamique des vannes papillon a été présentée. Les principales études expérimentales et numériques ont été énumérées. Par la suite, une caractérisation aérodynamique des jets et des phénomènes d’interaction choc/couche limite a été développé.

Points à retenir :

- Peu d’études numériques et expérimentales ont été dédiées à l’aérodynamique des vannes papillon.
- Écoulement possédant des structures complexes avec des jets pariétaux transsoniques et des zones de recirculation en aval.
- Mise en évidence d’une zone d’interaction choc/couche limite instable.
- Premières LES sur une vanne papillon (SOFTAIR [60]) identifient ces éléments dans une boucle de rétroaction.

2.2 Caractérisation acoustique des OFV

Après avoir détaillé le comportement aérodynamique des vannes papillon dans les sections précédentes, cette section sera consacrée à l’étude acoustique des vannes et les intervenants directs à la génération du bruit : les jets. Une première caractérisation acoustique expérimentale sera mise en œuvre et sera suivie par les derniers travaux numériques en acoustique.

2.2.1 Mesures expérimentales

Vannes de pressurisation (papillon/volets)

Fejtek *et al.* [27] ont mesuré le bruit généré par une vanne papillon pour un rapport de pression amont/aval de 2.1 et 2.7 avec un angle d'ouverture de 23.5° avec plusieurs microphones. La figure 2.24 représente le spectre du bruit émis en aval de la vanne pour un microphone positionné à la même hauteur que la vanne et décalé de 50° par rapport à l'axe du canal.

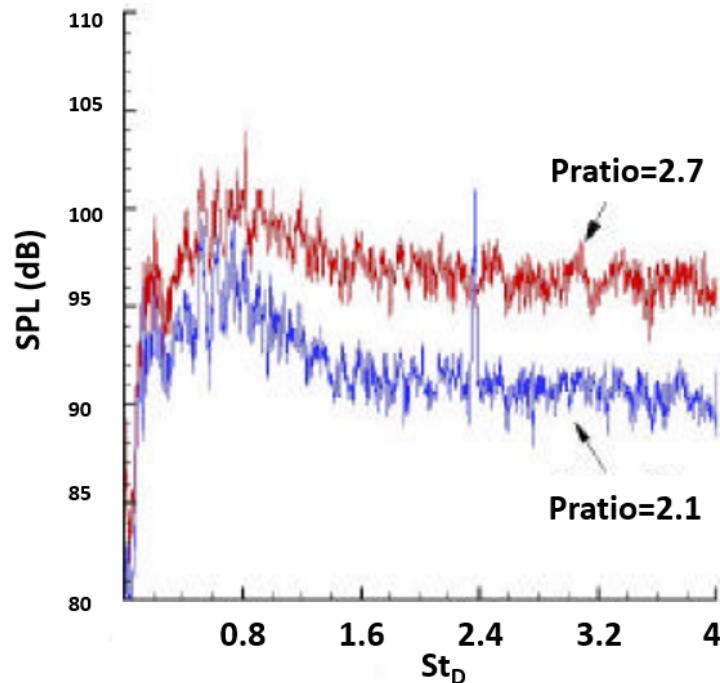


Figure 2.24 Mesures SPL pour deux ratios de pressions différents [27]

Le spectre du ratio de pression correspondant à 2.1 met en évidence un pic de jet supersonique tonal à $St_D = 2.4$. Les mesures faites avec les autres microphones et qui ne sont cependant pas présentées dans l'article ont montré que le bruit émis par la vanne n'est pas homogène dans toutes les directions. D'autres études ont mis en évidence la génération du bruit tonal dans les vannes papillon. Hanss et Miklazewski [42] ont mesuré le bruit émis par une vanne papillon de pressurisation en plaçant un microphone en amont du papillon (en cabine) situé en champ lointain simulant des conditions de vol correspondantes à des altitudes critiques. Ces mesures mettent en évidence un pic relativement fort à $St_D = 2.28$ pour des altitudes se situant entre 4267.2 m et 4877 m. Ces altitudes s'approchent aussi du cas d'étude présent qui correspond à 5182 m.

Pour les vannes à volets, Shin *et al.* [86] ont aussi fait des mesures acoustiques sur la vanne Honeywell dont la géométrie est donnée par la figure 2.25. La vanne étudiée n'est pas une

vanne papillon mais une vanne à clapet, néanmoins elle est utilisée pour des applications similaires à la vanne étudiée dans le cadre de cette thèse. De ce fait, l'écoulement et le fonctionnement est tout de même représentatif de ce que l'on peut avoir dans le cadre de la présente vanne. Le niveau de puissance acoustique de la vanne du côté de la cabine a

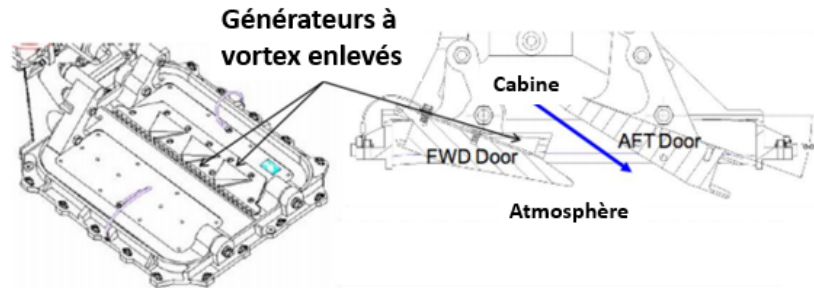


Figure 2.25 Géométrie de la vanne étudiée par Shin et al. [86]

été mesuré en utilisant la méthode ISO 3744 avec une antenne de 6 microphones de rayon 3 pieds comme montré à la figure 2.26.



Figure 2.26 Antenne de microphones installée en aval de la vanne de Shin et al. [86]

La différence de pression et les positions de la porte étaient ajustées pour atteindre les conditions de vol à 2743 m et 4572 m d'altitude. Les spectres de niveau de puissance

acoustique mesurés pour ces 2 conditions ont montré qu'à 2743 m, un pic tonal principal apparaît à $St_D = 0.6$ avec une puissance de 62 dB/Hz. Tandis qu'à 4572 m le bruit à large bande domine avec toutefois quelques pics qui apparaissent.

Toutes ces mesures expérimentales prouvent en effet que pour les vannes de pressurisation de cabines d'avions qu'elles soient papillon ou à volets, le rayonnement sonore est considérable. Des composantes en large bande ainsi que des tons apparaissent dans toutes les mesures présentées dans cette partie. Il a été vu dans les sections précédentes que les deux jets pariétaux qui s'écoulent des deux côtés du papillon sont responsables du bruit émis. Dans ce qui suit, on développe les différents types de bruit de jets d'un point de vue expérimental.

Caractérisation expérimentale des sources de bruit dans les jets

Comme vu dans les sections précédentes pour les jets supersoniques, si la pression à la sortie de la tuyère n'est pas égale à la pression ambiante, des ondes de choc et de détente apparaissent pour permettre l'ajustement de pression. La figure 2.27 représente le spectre de bruit d'un jet non adapté, mesuré en champ lointain par Seiner et al. [84] et repris par Tam [97]. Cette figure met en évidence trois sources de bruit distinctes : Bruit des structures turbulentes, appelé le bruit de mélange présent aux basses fréquences ; zone A sur la figure 2.27. Un bruit large bande associé aux chocs (BBSAN : Broadband Shock-Associated Noise) et un bruit de raie (appelé screech) spécifiques aux jets non adaptés apparaissent dans les zones B et C, respectivement.

La zone A constitue le bruit de mélange qui est émis quelque soit le nombre de Mach testé (subsonique/supersonique). Les mesures expérimentales de Tam [96] ont permis d'étudier la directivité des sources de bruit dans les jets. Le résultat de plusieurs mesures acoustiques, effectuées à différents angles de la direction du jet, sont représentés dans la figure 2.28. Ces mesures permettent de constater que les différentes sources de bruit d'un jet ne rayonnent pas dans les mêmes directions. Le bruit de mélange rayonne en grande partie vers l'aval de l'écoulement tandis que le bruit à large bande associé aux chocs a un rayonnement plus fort radialement et en amont du jet. Concernant la partie C de la figure 2.27, le bruit à large bande associé aux chocs noté BBSAN est un phénomène qui n'apparaît que dans les jets supersoniques non correctement détendus. Plusieurs études se sont concentrées sur le BBSAN (Tam *et al.* [95]; Tam et Tanna [98]; Tanna [100]; André [4]). Cette source de bruit a été identifiée Harper-Bourne et Fisher [43]. Fisher *et al.* [29, 43] ont montré à l'aide de leur mesures expérimentales sur un jet non correctement détendu $M_j = 1.41$ que la source du BBSAN est constituée d'une série de sources placées au niveau des chocs

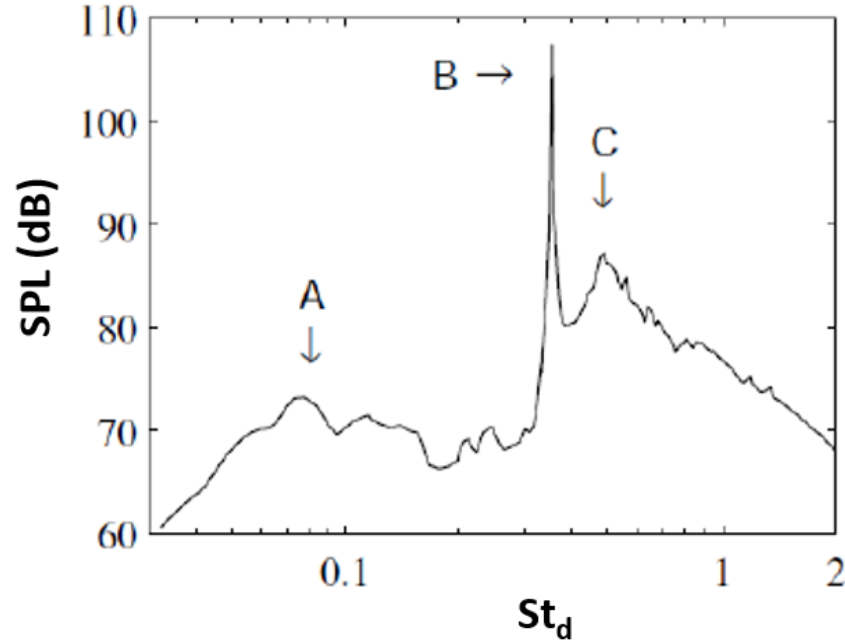


Figure 2.27 Spectre du signal de pression mesuré en champ lointain pour un jet circulaire en amont. A : bruit des structures turbulentes, B : screech, C : bruit associé aux chocs. [97]

dont chacune possède une relation de phase et une cohérence particulière avec ses voisines. Howe et Ffowcs Williams [45] ont proposé un modèle de BBSAN dans lequel les grandes échelles turbulentes permettent aux ondes de détente et compression de s'échapper du jet et de rayonner en tant qu'ondes acoustiques. Le spectre total obtenu est composé d'une succession de pics ainsi que d'une composante large bande issue de diffusions multiples. Vient ensuite Tam [97] qui donne une explication assez simple du BBSAN. Celui ci est généré par la faible interaction entre la propagation en aval de grandes structures de turbulence du jet et la structure quasi-périodique de cellules de choc. Les grandes structures turbulentes étant convectées en aval par l'écoulement, le bruit à large bande est généré par l'interaction entre ces structures et les chocs qui apparaissent dans le modèle de cellule de choc. Ce modèle est défini comme étant quasi-périodique parce que d'une part, l'intensité des chocs diminue et finit par disparaître à cause des effets de viscosité, d'autre part, en raison de l'instabilité de l'écoulement, les chocs oscillent et la couche de cisaillement générée autour du jet finit par dissiper le cœur potentiel du jet.

Ainsi, on a vu que l'apparition des chocs induit une composante de bruit à large bande. Cependant, l'obtention d'un bruit tonal associé aux chocs (screech :zone C figure 2.27) ne réunit pas les mêmes conditions. Le BBSAN est un phénomène bien connu et prévisible en termes de fréquence et d'amplitude. Tandis que le screech est défini comme étant le moins

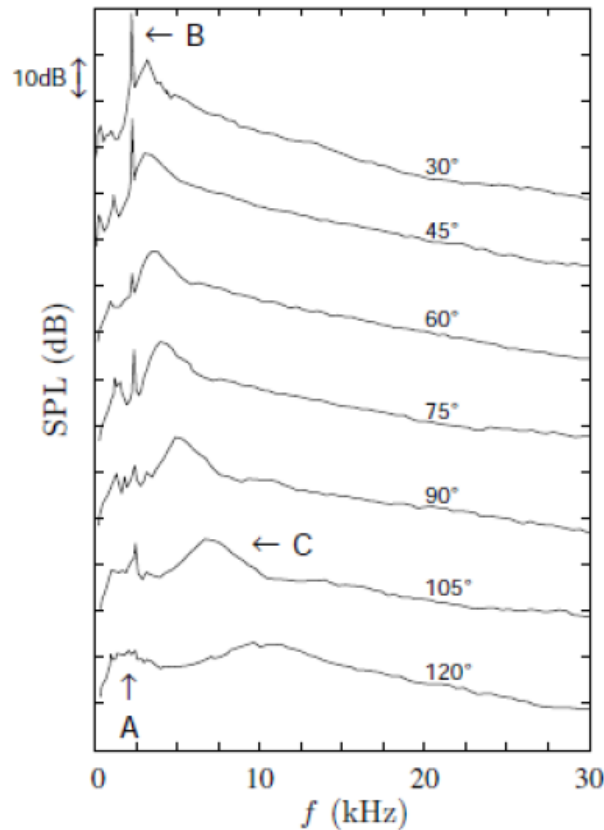


Figure 2.28 SPL en champ lointain de pression d'un jet supersonique ($M_j = 1.67$) en fonction de l'angle d'observation en amont, $30^\circ < \psi < 120^\circ$. A : bruit des structures turbulentes, B : screech, C : bruit associé aux chocs. [97]

prévisible et le moins maîtrisé parmi les différents bruits émis par les jets [97]. L'une des raisons principales de ceci est sa sensibilité aux conditions expérimentales. Norum [67] a trouvé que l'intensité du bruit a augmenté de 10 dB quand une tuyère à lèvres minces a été remplacée par une plus épaisse. De plus, il a été rapporté par Seiner *et al.* [84] que le plan d'émission du bruit tonal avait pivoté, pour des raisons inconnues, de presque 90° lorsque la même expérience a été répétée un mois plus tard dans la même installation par la même équipe de chercheurs.

Powel [76] a été le premier à s'intéresser au phénomène de screech. Il estime que ceci est dû à un phénomène de boucle de rétroaction. Près du col de la tuyère où la couche de mélange est mince et plus sensible aux perturbations externes, les fluctuations de pression qui frappent cette zone excitent l'instabilité intrinsèque du jet. L'amplitude de cette instabilité est faible près de la sortie de la tuyère. Cependant, lorsque l'onde se propage en aval d'une distance de quatre à cinq cellules de choc, l'instabilité acquiert une amplitude suffisamment grande et interagit avec les cellules de choc quasi-périodiques dans le jet. L'interaction instable

génère le rayonnement acoustique en amont comme illustré à la Figure 2.29. Les ondes acoustiques de rétroaction se propagent en atteignant la région de la lèvre de la tuyère, ils excitent la couche de cisaillement du jet, ce qui conduit à la génération de nouvelles ondes instables et ainsi de suite, de cette manière, la boucle de rétroaction est fermée.

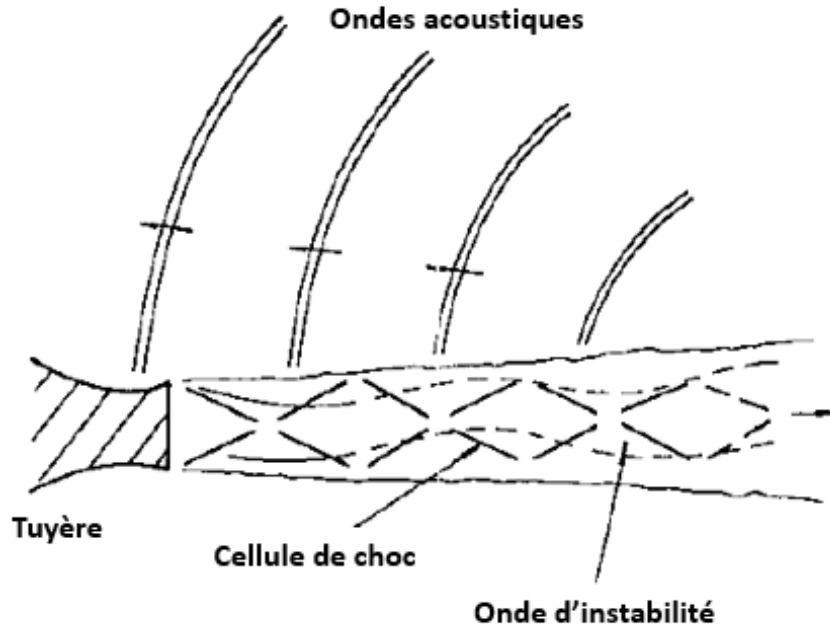


Figure 2.29 Mécanisme de génération de boucle de rétroaction du screech [97]

La partie acoustique des vannes ainsi que des jets ayant été traitée d'un point de vue expérimental, on développe dans ce qui suit les différents travaux numériques qui ont fait l'objet de la caractérisation acoustique des vannes papillon et des jets.

2.2.2 Simulations numériques

Dans cette partie, une analyse acoustique globale des sources de bruit potentielles dans les vannes papillon et les jets sera développée en s'appuyant sur les résultats des calculs CFD menés à ce jour.

Vannes de pressurisation papillon/volets

Waller [110] a estimé le bruit émis par une vanne papillon de pressurisation à l'aide du code commercial STAR-CD par une méthode de simulation numérique DES. Il compare ses résultats avec les mesures expérimentales présentées à la figure 2.30. Ce solveur est basé sur une méthode implicite de volumes finis. La discrétisation spatiale a été faite avec MARS (Monotone Advection Reconstruction Scheme) et le schéma du deuxième ordre de Crank-Nicholson est choisi pour la discrétisation temporelle. La simulation reproduit bien les niveaux de bruit mesurés expérimentalement à part le pic tonal à $St_D = 3.6$. Waller précise aussi l'utilité de simuler cette vanne entièrement avec une méthode LES pour éventuellement être en mesure de capter le bruit tonal émis par cette vanne.

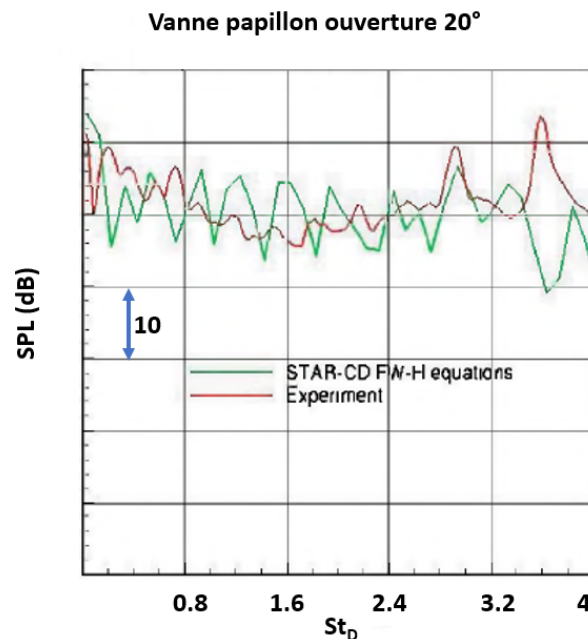


Figure 2.30 Comparaison des niveaux SPL prédits par les mesures et la simulation numérique [110]

Pour la vanne à volets simulée par la méthode LBM, Shin *et al.* [86] ont obtenu de bons résultats pour les niveaux de bruit tonal et à large bande mesurés pour les deux points de fonctionnement décrits dans la sous section précédente. Cependant quelques harmoniques n'ont pu être captées correctement dans la simulation. Elles sont surtout décalées

en fréquence. Ils attribuent ce biais au mécanisme de rétroaction du bruit tonal ayant lieu entre les tourbillons de la porte en amont et l'onde acoustique générée par la porte en aval qui n'est pas bien capté numériquement : les pics captés n'ont pas la même fréquence. Ils ne donnent cependant pas plus de détails sur cette boucle de rétroaction. Ceci prouve déjà la difficulté de capter le bruit tonal à la bonne fréquence pour le cas des vannes de pressurisation. On peut donc constater jusqu'ici que peu d'études se sont consacrées à l'étude acoustique des vannes papillon par des méthodes numériques. Cela montre entre autres, l'originalité et le défi que propose la présente thèse. Cependant, beaucoup d'études numériques se sont penchées sur la caractérisation acoustique des jets. On les développe dans les paragraphes qui suivent.

Caractérisation acoustique des jets

Berland [10] a reproduit les caractéristiques du phénomène de rétroaction pour un jet plan à l'origine du screech à l'aide de simulations numériques (de type LES) peu dispersives et peu dissipatives. Il a mis en avant la présence d'un mécanisme de fuite de choc au voisinage de la troisième cellule de choc (figure 2.31) d'un jet non correctement détendu à $M = 1.55$. La fuite de choc consiste dans cette étude à la pénétration de la couche de mélange par le troisième choc de compression. Ce phénomène est rendu possible par la nature instationnaire de la couche de mélange dont les fluctuations tourbillonnaires laissent fuir le choc au lieu de le réfléchir totalement [94]. Cette région de la couche de mélange, dont la vorticité est faible, est situ e au milieu des structures cohérentes associ es à l'excitation de screech. Le front d'onde se déplace vers l'amont mais reste contenu dans le tourbillon en raison du mouvement de rotation induit par la structure turbulente. En effet, Berland [10] a montré que contrairement aux constatations de Powel [76], le nombre de cellules de choc n'est plus le critère essentiel pour l'apparition du screech mais principalement la fuite dans la zone subsonique cr e e par la rupture des cellules de choc.

A l'instar de l'étude de Berland [10], Daviller *et al.* [23] ont mis en évidence à l'aide d'une simulation DNS le phénomène de fuite de choc d  à l'interaction d'une onde de compression avec la couche de mélange pour un jet supersonique $M_j = 1.2$ avec $Re_\Omega = 2000$ bas e sur l'épaisseur de la vorticité. Les termes visqueux sont discr tiss s en utilisant une précision classique du huitième ordre avec un schéma de différence finie et la marche temporelle est bas e sur un algorithme Runge-Kutta du quatrième ordre. La figure 2.32 représente les caractéristiques instantan es de la zone d'interaction au moyen d'iso-contours de vorticité superposés au champ de dilatation. Daviller *et al.* [23] déduisent qu'à cet instant particulier une fuite de choc est observ e lors du passage d'un tourbillon convecté en avance sur un nouveau front d'onde, issue du bruit de choc, pas encore développé. La déformation de

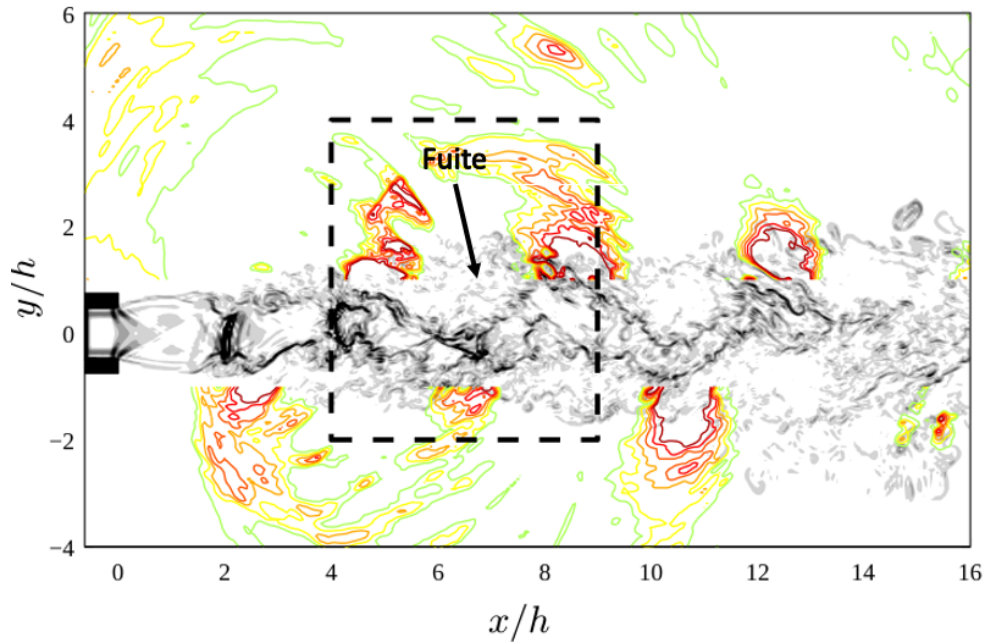


Figure 2.31 Visualisation de l'écoulement et du champ proche de pression dans le plan (x, y) . Le module du gradient de masse volumique est tracé en gris (niveaux de gris entre 0 et $6\rho_\infty/h$), et les isocontours de pression sont représentés dans le champ proche (échelle de couleur de p_∞ à $1.1p_\infty$) [10]

l'éventail de compression peut être remarquée par la perturbation du champ de dilatation dans la partie inférieure du tourbillon, tandis que quatre fronts d'ondes liés au passage précédent des tourbillons sont encore observés à proximité dans le domaine de simulation.

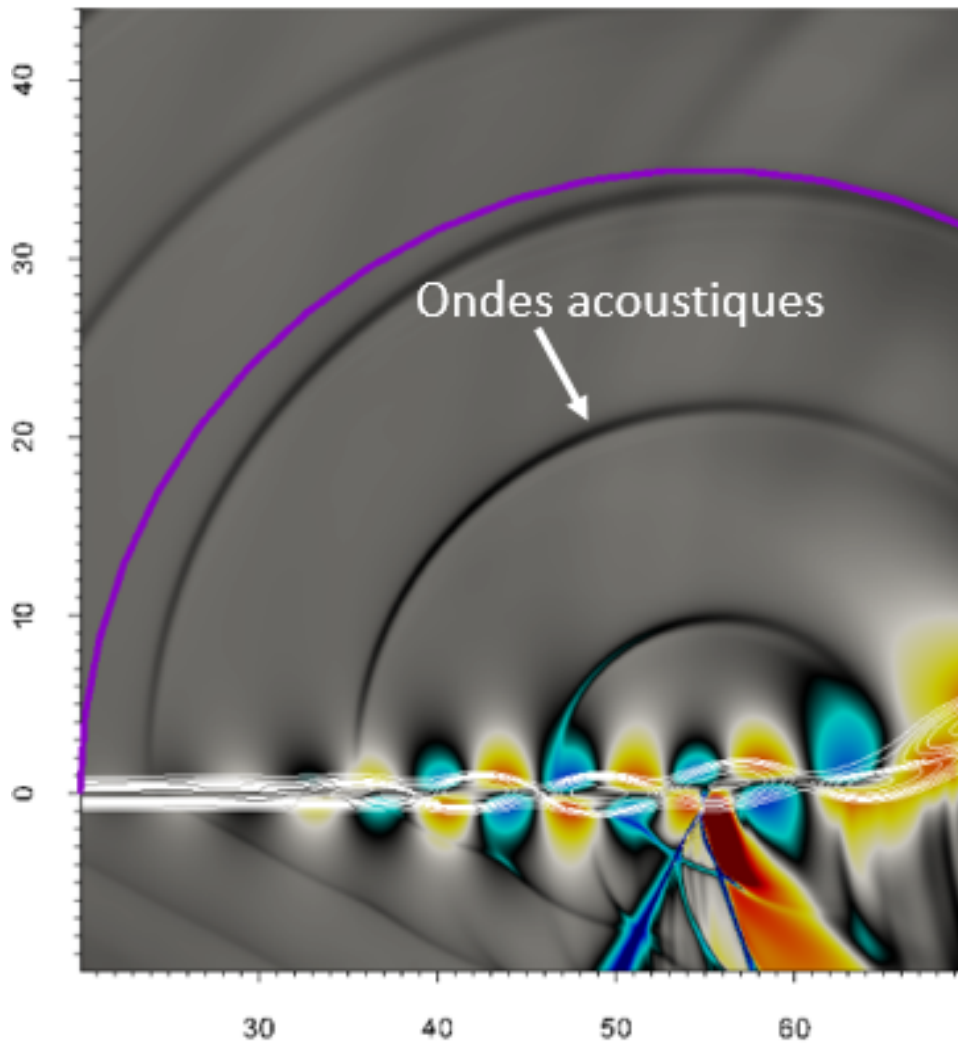


Figure 2.32 Mécanisme de fuite de choc représenté par une iso-surface du champ de dilatation (couleur) et des contours de vorticité (lignes blanches) [23]

Influence des paramètres numériques sur l'acoustique des jets

D'autres études ont essayé de capter la composante tonale du bruit associé aux chocs à l'aide de simulations numériques. Liu *et al.* [54] ont mené une simulation LES sur un jet supersonique ($M = 1.5$) non correctement détendu dont le but était de reproduire le ton mesuré. Les équations du flux compressible sont résolues avec un code d'éléments finis FEFLO en utilisant un maillage non structuré tétraédrique. La version éléments finis d'un algorithme de transport à correction de flux est utilisée pour la discrétisation spatiale (FEM-FCT) tandis qu'un schéma du quatrième ordre de Taylor-Galerkin est choisi pour la discrétisation temporelle [56]. La figure 2.33 représente le domaine d'étude de cette simulation. La taille totale du domaine est de $15d$ dans la direction radiale, $17d$ dans la

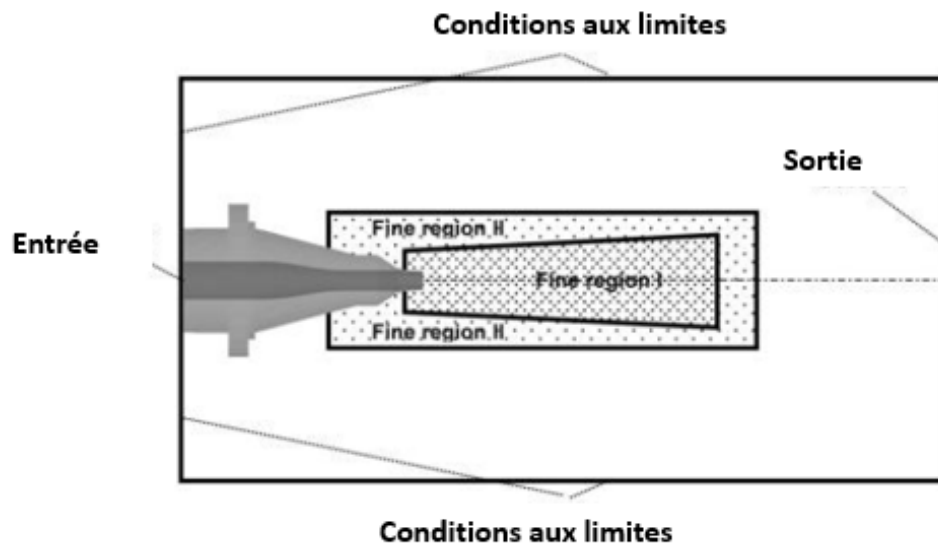


Figure 2.33 Domaine d'étude avec les conditions aux limites et les zones de raffinement [54]

direction amont de la sortie de tuyère et $47d$ en aval (avec d le diamètre du jet). La zone du jet est définie par trois régions distinctes en termes de maillage avec une zone plus fine près de la sortie de la tuyère. Un maillage plus grossier (au lieu d'une zone éponge) est utilisé en champ lointain et proche des conditions aux limites pour éviter les réflexions d'ondes par rapport à ces derniers. Une condition de glissement est appliquée sur toutes les parois solides.

La figure 2.34 représente les niveaux SPL simulés en champ proche à une distance $x = 2.2d$ et $y = 1.0d$ pour deux ratios de pression du jet $NPR = 3.5$ et 4 . Liu *et al.* [54] mettent en évidence à l'aide de leur spectre un pic tonal en accord avec leurs mesures expérimentales en termes de fréquence et d'amplitude pour le jet sur-détendu. Tandis qu'un léger décalage en

fréquence et en amplitude peut être observé pour le cas du jet sous-détendu. Ils expliquent ce léger décalage en fréquence et en amplitude par la résolution du maillage ainsi que la sensibilité du jet aux conditions ambiantes durant les mesures (décrit dans la section précédente).

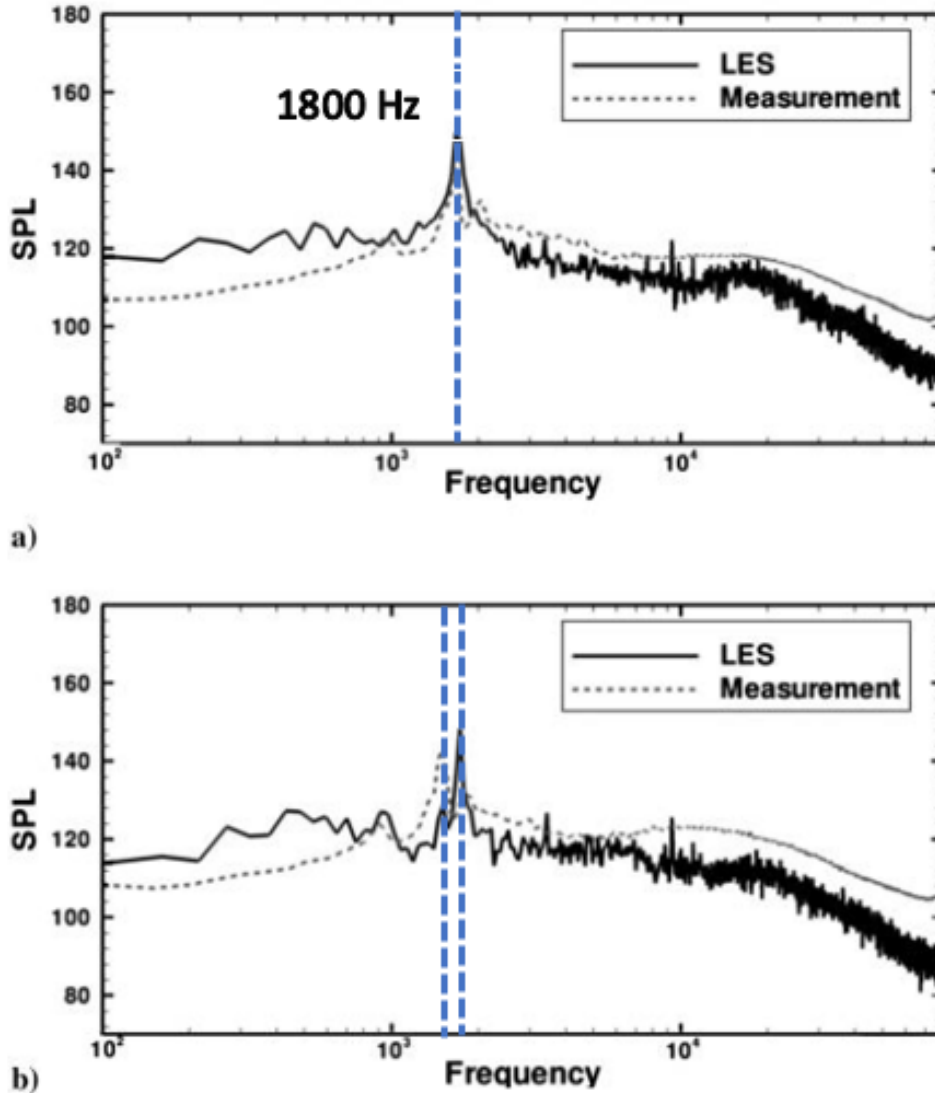


Figure 2.34 Comparaison des niveaux SPL en champ proche; (a) Jet sur-détendu à $NPR = 3.5$; (b) Jet sous-détendu à $NPR = 4.0$ [54]

Ils mettent aussi en évidence l'effet du maillage pour capter les pics mesurés expérimentalement. Le maillage 25% plus grossier et le maillage fin prévoient pratiquement les mêmes niveaux SPL sur toute la plage de fréquence étudiée. Tandis que le maillage 75% plus grossier ne prévoit pas le pic à 3kHz. Cette étude souligne donc l'importance de la convergence en maillage sur la reproduction des pics.

Gao et Li [35] soulignent l'importance des moyens et outils numériques pour la bonne reproduction acoustique des niveaux de bruit des jets sous détendus en champ lointain. Leurs simulations LES sur trois jets supersoniques avec des nombres de Mach de 1.077, 1.166 et 1.221 étaient en accord avec les résultats expérimentaux de Norum et Siener [67]. Le schéma DRP (Dispersion-Relation-Preserving) à 7 points [99] est utilisé pour la discrétisation spatiale et le schéma à faible dissipation et dispersion de Runge-Kutta à 5/6 étages est préféré pour la discrétisation temporelle [92]. Les spectres en champ lointain sont obtenus avec une méthode de propagation de Ffowcs Williams et Hawkings [28].

Gao et Li [35] ont testé plusieurs surfaces FW-H comme représenté à la figure 2.35 pour voir l'influence sur le champ acoustique prédit en champ lointain. La figure 2.36 montre que le choix de la surface n'influe pas sur les niveaux de pression sonore extrapolés.

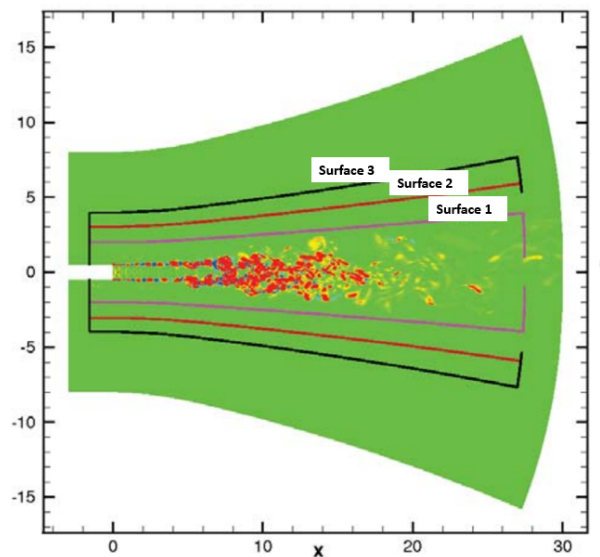


Figure 2.35 Les trois surfaces FWH testées par Gao et Li [35]

Cependant, ils mentionnent un problème important concernant la résolution du maillage avec la fréquence cible à capter. Leur simulation ne leur permet pas cependant de capter le BBSAN à 120° observé expérimentalement car le raffinement du maillage n'est pas suffisant pour atteindre la fréquence du pic tonal à résoudre.

Toujours à propos de l'influence des paramètres numériques sur la résolution du champ acoustique des jets, les travaux de Fosso *et al.* [32] sont d'une utilité très importante pour le choix du maillage et du schéma de résolution pour le cas de la vanne. Ils ont simulé un jet froid sans tuyère à $M = 0.9$ avec un nombre de Reynolds moyen $Re_d = 4 \times 10^5$ basé sur le diamètre d du jet et U_j la vitesse de sortie du jet pour une couche de mélange initialement turbulente. Deux approches de simulation ont été menées. La première consiste

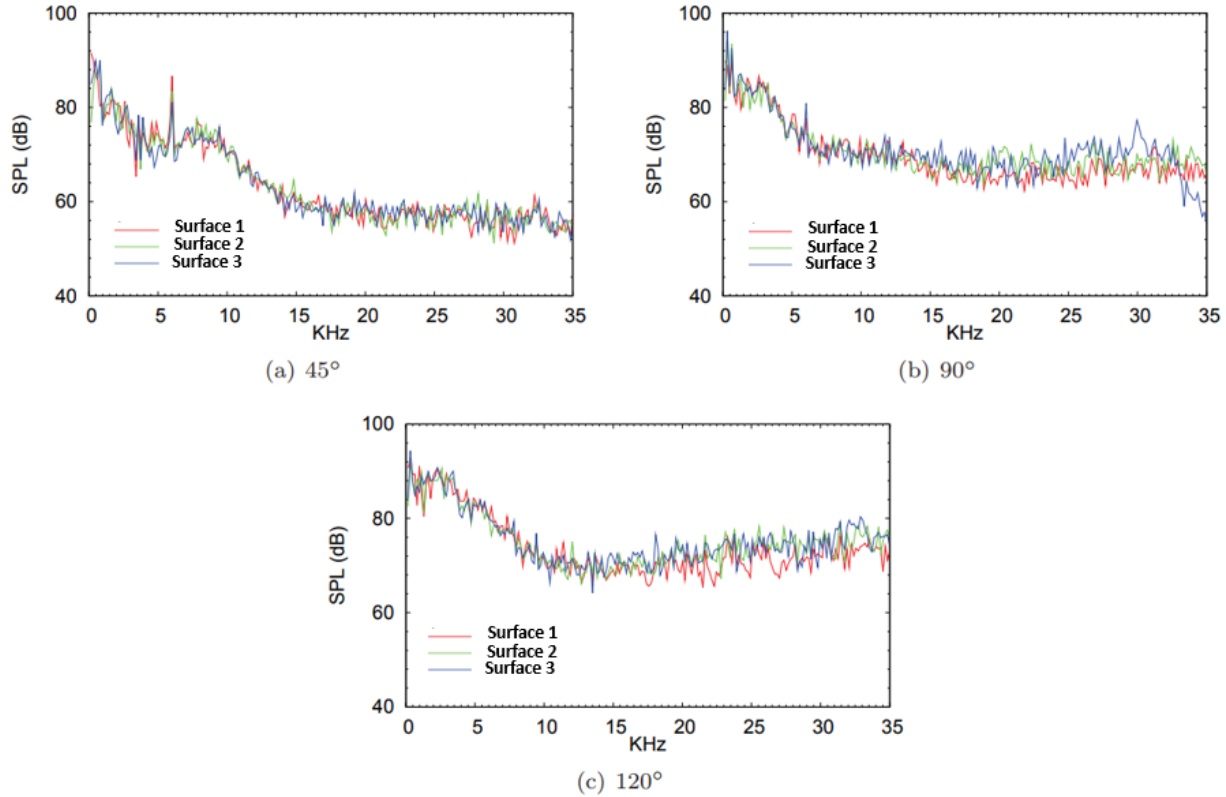


Figure 2.36 Comparaisons des niveaux SPL obtenus avec les trois surfaces pour différents angles d'observation [35]

à utiliser un maillage structuré par bloc avec un schéma compact volumes-finis de résolution du sixième ordre peu dissipatif et peu dispersif [31]. Pour l'avancement en temps, le schéma de Runge Kutta est utilisé [13]. Des conditions non réfléchissantes avec une zone éponge sont appliqués à la sortie. La deuxième approche utilise un maillage non structuré complètement tétraédrique avec le schéma numérique éléments finis peu dispersif et peu dissipatif de Taylor Galerkin TTG4A [77] du troisième ordre. Cette seconde approche est basée sur un code CFD non structuré appelé AVBP (CERFACS/IFPEN [65, 83]) qui est un solveur de Navier-Stokes compressible principalement développé pour la LES des flux réactifs et non réactifs sur des grilles non structurées (avec des éléments hexaédriques et tétraédriques) [83]. AVBP a été consacré à l'étude des instabilités acoustiques dans la chambre de combustion d'un moteur d'avion [111] et peut ainsi manipuler des géométries complexes tout en fournissant suffisamment de précision pour propager les ondes acoustiques précisément.

Dans l'ensemble, les résultats de la simulation sur un maillage non structuré se comparent particulièrement bien avec les mesures aéroacoustiques les plus récentes et détaillées de Fleury *et al.* [30] à la fois sur la ligne centrale et la ligne de lèvre pour le champ turbu-

lent, et dans toutes les directions pour la pression acoustique en champ lointain. Fosso *et al.* [32] soulignent que la flexibilité du maillage dans le cas non structuré et les propriétés du schéma numérique (TTG4A qui a bien capté les caractéristiques turbulentes de l'écoulement) permettent de raffiner le maillage localement (là où c'est nécessaire). De même, les travaux de Arroyo *et al.* [5, 6, 72] ont démontré l'efficacité du logiciel AVBP surtout dans la reproduction du BBSAN dans les jets supersoniques.

Résumé

Dans cette section, une revue de littérature des études expérimentales et numériques sur l'acoustique des vannes papillon a été présentée. Par la suite, la caractérisation des différentes sources de bruits dans les jets a été étudiée. Il a été vu que pour améliorer les prédictions acoustiques en champ lointain des jets, plusieurs techniques numériques peuvent être employées et qui seront une source d'inspiration pour cette thèse.

Points à retenir :

- Peu d'études se sont consacrées à l'étude acoustique des vannes papillon.
- Jets pariétaux à l'origine du bruit rayonné (bruit de jets).
- Mécanisme de fuite de choc et screech.
- Importance du maillage, du schéma numérique et de la méthodologie de calcul pour la résolution du bruit tonal en champ lointain.

2.3 Analyse et synthèse

Le tableau 2.4 situe la configuration du bruit tonal de la vanne par rapport aux autres travaux similaires en termes de Reynolds, Mach et rapport de pression amont/aval pour les vannes en compressible et les études de jets.

En comparaison avec les vannes papillon, la configuration du bruit tonal qui sera étudiée dans cette thèse n'a pas été étudiée auparavant. Les travaux de Fejtek *et al.* [27], Hanss et Miklaszewski [42], Morris [64] et Waller [110] ont montré la complexité de l'écoulement à travers ce genre de vanne. Waller [110] souligne aussi l'importance de simuler les vannes papillon avec une méthode LES afin d'être en mesure de capter le bruit tonal généré et d'expliquer les mécanismes à l'origine. Shin *et al.* [86] ont montré qu'il était difficile de capter le bruit tonal à la bonne fréquence pour leur vanne à volets à cause des effets numériques. D'autre part, on a vu que les travaux réalisés dans SOFPAIR par Marsan *et*

Auteur(s)	$\frac{P_{\text{moment}}}{P_{\text{aval}}}$	Nombre de Mach	Nombre de Reynolds	Ouverture papillon(°)
Fejtek <i>et al.</i> [27]	2.7	2	$Re_D=2 \times 10^5$	23
Hanss et Miklaszewski [42]	1.61	1	$Re_D=6 \times 10^4$	19
Waller [110]	1.43	-	-	-
Morris [64]	[1.33,4]	[0.08,0.61]	$0.47 \times 10^6 \leq Re_D \leq 5.06 \times 10^6$	[0,60]
Shin <i>et al.</i> [86]	-	0.7	-	-
Seiner <i>et al.</i> [84]	1	2.1 ; 2	$7.9 \times 10^3 \leq Re_d \leq 5.2 \times 10^6$	-
Berland [10]	2.09	1.55	$Re_h=6 \times 10^4$	-
Liu <i>et al.</i> [54]	3.5 ; 4	1.55	$Re_D=2.4 \times 10^6$	-
Daviller <i>et al.</i> [23]	-	1.2	$Re_\omega=2000$	-
SOFTAIR UdeS	1.85	1.4	$Re_D=6 \times 10^4$	16.5

Tableau 2.4 Comparaisons des différents paramètres importants dans les études recensées

al. [60] sont sujets à plusieurs améliorations numériques qui feront l’objet de cette thèse. En effet, la géométrie considérée dans les travaux de Marsan *et al.* [60] ne représente pas pleinement le montage expérimental en termes de géométrie et d’épaisseur considérée. Le maillage n’est pas optimal pour la résolution des structures tourbillonnaires et de la couche de mélange. De plus, pour être en mesure de pouvoir bien capter les sources de bruit, le recours à des schémas de résolution d’ordre plus élevé est une nécessité. Les différentes étapes d’amélioration seront décrites en détails dans le chapitre 6.

Concernant les études de jets libres, les travaux de Berland [10] ont montré un phénomène de fuite de choc à l’origine du screech dans un jet supersonique. Un modèle semblable pourrait être observé à l’aide de simulations numériques d’ordre élevé sur la vanne qui fait l’objet de cette thèse. A l’instar de l’étude de Daviller *et al.* [23], des iso-contours de champ de dilatation ainsi que de gradients de densité ou de vorticité pourront mettre en évidence ce mécanisme. Cependant, ces travaux considèrent des écoulements infinis au dessus de la paroi, ce qui n’est pas le cas de la vanne dont les jets qui s’écoulent sont contraints à des fentes qui contrôlent l’épaisseur des jets. Ainsi la couche de mélange est située au dessus du choc normal du choc en lambda et interagit avec ce dernier rajoutant ainsi un autre paramètre d’instabilité amplifiant la complexité du cas d’étude de cette thèse.

Par ailleurs, d’autres études menées sur les jets libres montrent plusieurs techniques et améliorations qui peuvent être appliquées sur la vanne de la présente thèse afin de capter le bruit tonal généré et comprendre les mécanismes responsables. Liu *et al* [54] ont souligné l’importance de la convergence du maillage pour capter le bruit tonal dans les jets supersoniques. Cette méthode de convergence du maillage n’a pas été vérifiée dans le projet SOFTAIR. Il serait donc intéressant de raffiner le maillage dans le but de le converger vers une solution indépendante du maillage. Gao et Li [35] mentionnent aussi l’importance du raffinement du maillage en fonction du schéma de résolution avec le nombre de cellules à

prévoir par longueur d'onde afin de capter le bruit tonal à la fréquence cible. Cette technique n'a pas été vérifiée dans le cadre du projet SOFTAIR. En effet, il faudrait raffiner le maillage pour résoudre l'acoustique au delà de $St_D = 4.5$ qui correspond au pic tonal. Ainsi, selon le choix du schéma de résolution numérique, une taille de maille minimale spécifique sera imposée pour permettre la propagation des fréquences désirées. Plus de détails sont donnés dans le chapitre 3.

Finalement, les travaux de Fosso *et al.* [32] et Arroyo *et al.* [72, 5, 6] ont montré l'efficacité du code AVBP à bien reproduire les phénomènes aéroacoustique des jets surtout en régime supersonique avec un maillage non structuré. Cela encourage le fait de simuler la vanne avec ce code étant donné la complexité de sa géométrie.

Le prochain chapitre développera les différents outils numériques utiles pour cette thèse afin d'étudier le bruit des écoulements transsoniques.

CHAPITRE 3

Outils numériques pour l'étude du bruit des écoulements transsoniques

Les dernières décennies ont vu une ascension fulgurante des outils numériques de la CFD qui ont rendu possible la caractérisation d'écoulements à nature complexe. Dans cette partie, les différentes méthodes pour la résolution numérique de la turbulence seront abordées ainsi qu'une justification de la méthode retenue sera présentée. Enfin, une estimation du coût de calcul sera développée à la fin de cette section.

3.1 La méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes)

La méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) repose sur le fait que toute quantité de l'écoulement peut être décomposée en deux parties distinctes [15, 37] : $u_i = \bar{u}_i + u'_i$. \bar{u}_i étant la moyenne d'ensemble de la grandeur et u'_i la partie fluctuante.

Ces grandeurs sont ensuite injectés dans les équations de Navier-Stokes ce qui permet d'obtenir les équations aux moyennes de Reynolds pour un écoulement compressible :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \hat{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho}) \hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{u}_j \bar{\rho} \hat{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \hat{E})}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{u}_j \bar{\rho} \hat{H})}{\partial x_j} = \frac{\partial (\sigma_{ij} + \hat{u}_i + \overline{\sigma_{ij} u''_i})}{\partial x_j} - \frac{\partial (\bar{q}_i + c_p \overline{\rho u''_j T''} - \hat{u}_i \tau_{ij} + \frac{1}{2} \overline{\rho u''_i u''_i u''_j})}{\partial x_j} \quad (3.3)$$

À noter ici que le chapeau fait référence à la moyenne de Favre tel que : $\widehat{f} = \overline{\rho f} / \bar{\rho}$ avec $f = \bar{f} + f' = \widehat{f} + f''$. On note aussi les variables :

$$\widehat{H} = \widehat{E} + p/\bar{\rho} \quad (3.4)$$

$$\bar{q}_j = -\overline{k_t \partial T / \partial x_j} \approx \frac{-c_p \widehat{\mu} \partial \widehat{T}}{P_r \partial x_j} \quad (3.5)$$

tel que c_p est la capacité calorifique à pression constante et P_r le nombre de Prandtl (0.72 pour l'air). Le tenseur des contraintes visqueuses est défini par :

$$\bar{\sigma}_{ij} \approx 2\widehat{\mu} \left(\widehat{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \widehat{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (3.6)$$

τ_{ij} représente le tenseur de Reynolds tel que : $\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''}$, ce tenseur est symétrique et représente la corrélation entre les fluctuations de vitesse.

Ce tenseur n'est pas résolu, un modèle de fermeture est donc nécessaire. La plupart des modèles reposent sur l'hypothèse de Boussinesq pour modéliser le tenseur de Reynolds. Cette approximation se traduit par :

$$\tau_{ij} = 2\widehat{\mu}_t \left(\widehat{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \widehat{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - 2/3 \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (3.7)$$

avec :

$$\widehat{S}_{ij} = \left(\frac{\partial \widehat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widehat{u}_j}{\partial x_i} \right) / 2 \quad (3.8)$$

et μ_t est la viscosité turbulente obtenue par le modèle de turbulence.

Ce genre de méthode est idéal pour avoir une idée globale de l'écoulement à travers la vanne. Le RANS pourra capter les phénomènes stationnaires présents tels que les ondes de chocs, les ondes de détentes ainsi que les zones d'interaction choc/couche limite. N'étant pas très coûteux comme la LES (Large Eddy Simulation) et la DNS (Direct Numerical Simulation), cette méthode servira à extraire les paramètres géométriques importants qui vont piloter l'écoulement ainsi qu'à initialiser la LES qui est le pilier de cette thèse.

3.2 La méthode DNS (Direct Numerical Simulation)

La DNS, ou (Direct numerical simulation), simule toutes les échelles de turbulence spatiales et temporelles de l'écoulement à l'aide des équations de Navier-Stokes. Toutes les

échelles de la turbulence spatiales et temporelles sont alors résolues. Cette méthode nécessite un maillage très fin et très dense afin de capter des phénomènes aussi petits que l'échelle de Kolmogorov. Cette simulation est très coûteuse et très exigeante en ressources et en temps. Une comparaison du coût de calcul avec la méthode LES (développée dans la prochaine section) est présentée dans la section 3.7.

3.3 La méthode LES (Large Eddy Simulation)

Cette méthode reproduit les grandes échelles de la turbulence qui sont, selon cette simulation, la source d'énergie la plus importante dans un écoulement [36] (cf figure 3.1). Les équations de Navier-Stokes doivent être filtrées spatialement et la taille des mailles doit être adapté selon ce filtre. Les plus petites échelles, qui ne sont pas résolues, doivent être prises en compte dans un modèle de sous-maille (SGS) adapté à la topologie de l'écoulement (Andersson *et al.* [3]; Borema *et al.* [12]; Tucker [107]).

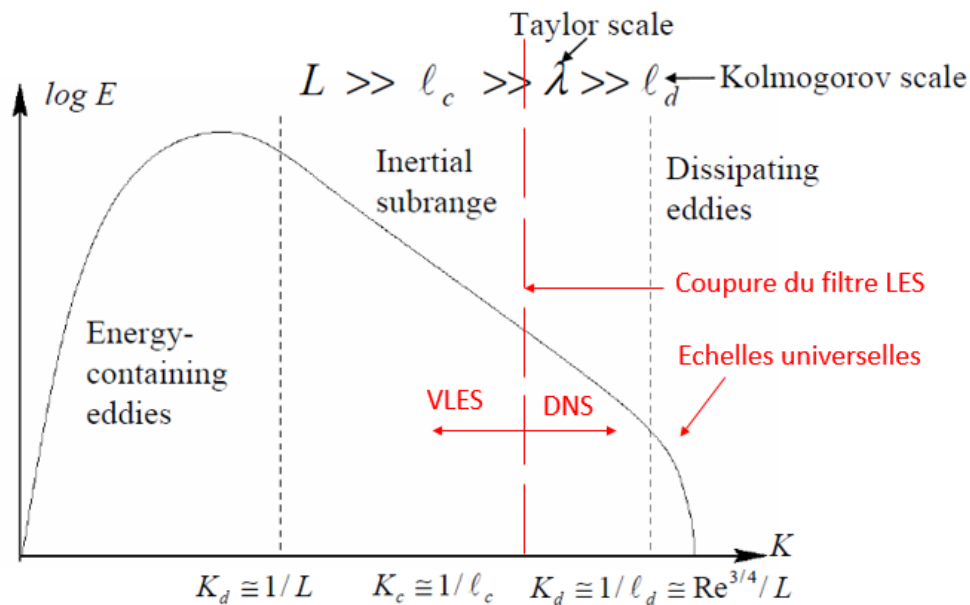


Figure 3.1 Représentation conceptuelle de la LES appliquée à un flux turbulent isotrope [14]

Cette méthode est intrinsèquement instationnaire. Le maillage demandé est très fin et les schémas de résolution numériques doivent être précis et peu dissipatifs pour résoudre en temps et en espace les structures tourbillonnaires. Cette méthode est donc plus coûteuse que le RANS mais elle permet de capter l'acoustique (si l'écoulement est compressible) et le caractère instationnaire de la turbulence. La nature instationnaire de cette simulation la met en position avantageuse par rapport au RANS. Avec cette méthode, on ne résout

plus un champ moyen mais des structures locales. Pour des nombres de Reynolds moyens ($Re=10^5$) et des géométries complexes, la LES est favorisée par rapport au RANS pour la justesse de l'historique en temps car elle résout les grandes échelles liées aux contraintes géométriques des configurations complexes.

La LES permettra de capter les fluctuations de pression aux parois et son couplage avec l'analogie de Ffowcs Williams et Hawkins pourra reproduire le spectre de puissance acoustique en champ lointain. La simulation à grande échelle est basée sur l'idée du filtrage avec un formalisme mathématiquement bien établi. Les échelles sont séparées à l'aide d'un filtre passe-haut qui est également un filtre passe-bas en fréquence. Le filtrage est représenté mathématiquement dans l'espace physique en tant que produit de convolution. La partie résolue $\bar{\Phi}(x, t)$ d'une variable spatio-temporelle $\Phi(x, t)$ est définie par la relation suivante :

$$\bar{\Phi}(x, t) = \frac{1}{\Delta} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G\left(\frac{x - \xi}{\Delta}, t - t'\right) \Phi'(\xi, t') dt' d^3\xi' \quad (3.9)$$

où le noyau de convolution G est caractéristique du filtre utilisé et associé à l'échelle de coupure en espace (Δ) et en temps (τ_c). Ces deux dernières sont reliées au nombre d'onde de coupure k_c et à la fréquence de coupure ω_c , respectivement.

L'obtention des équations de Navier-Stokes filtrées mettent en évidence un terme résiduel de sous-maille qui provient du filtrage. L'équation de conservation de la quantité de mouvement filtrée peut s'écrire donc sous la forme :

$$\frac{\partial(\rho\bar{v}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{v}_i\bar{v}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial\bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.10)$$

avec

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial\bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.11)$$

Ce terme résiduel peut être modélisé par un modèle de sous-maille défini selon l'hypothèse de Boussinesq qui suppose que le comportement des échelles de sous-mailles est analogue au mouvement Brownien superposé au mouvement des échelles résolues tel que :

$$\tau_{ij}^d = \tau_{ij} - 1/3\delta_{ij}\tau_{kk} = -2\bar{\rho}\nu_{SGS} \left(\bar{S}_{ij} - 1/3\delta_{ij}\bar{S}_{kk} \right) \quad (3.12)$$

avec ν_{SGS} la viscosité de sous-maille.

Le terme de sous-maille ou (SGS) représente les grandes échelles du flux de la quantité de mouvement causées par les échelles non résolues. Il doit être modélisé afin d'assurer la

fermeture des équations. Ainsi l'équation filtrée peut se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{\partial(\rho\bar{v}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{v}_i\bar{v}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial(\bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^d)}{\partial x_j} \quad (3.13)$$

Plusieurs modèles de sous-maille ont déjà été testés et ont prouvé leur efficacité. Les plus populaires sont résumés dans ce qui suit.

Le modèle de Smagorinsky [87]

Le modèle de Smagorinsky est un modèle de viscosité turbulente dans lequel la contrainte de sous-maille est supposée proportionnelle au taux de déformation de l'écoulement, ie :

$$\bar{\tau}_{ij} = 2\mu_t\bar{S}_{ij} + \frac{1}{3}\bar{\tau}_{kk}\delta_{ij} \quad (3.14)$$

avec μ_t la viscosité turbulente du SGS et S est le taux de déformation filtré (ou résolu) donné par :

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{v}_j}{\partial x_i}\right) \quad (3.15)$$

μ_t est supposée proportionnelle à l'échelle de sous-maille Δ et à une vitesse turbulente caractéristique donnée par le produit de Δ et $|S|$. Ainsi :

$$\mu_t = \rho C_s^2 \Delta^2 |\bar{S}|, \text{ avec } |\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \quad (3.16)$$

tel que $C_s = 0.2$ pour la turbulence isotrope. Afin d'adapter au mieux les modèles à la structure locale de l'écoulement, Germano *et al.* [38] ont proposé une modélisation dynamique pour adapter le modèle de Smagorinsky en ajustant automatiquement la constante à chaque point dans l'espace et à chaque pas de temps. Cette procédure est applicable à tout modèle qui utilise explicitement une constante arbitraire C_d qui devient dépendante du temps et de l'espace ($C_d = C_d(x, t)$).

Scale Similarity Model [8]

Les modèles de similarité d'échelles ont été introduits en 1980 par Bardina [8] pendant ses travaux de thèse. Ce genre de modèle se base sur l'idée que les interactions entre les échelles résolues et non résolues font intervenir les plus petits tourbillons résolus et les plus grands tourbillons des échelles non résolues. Ainsi, il existe une similarité entre les plus petites échelles résolues et les échelles encore plus petites qui ne sont pas résolues. Pour un écoulement compressible, ce modèle est donné par l'équation suivante en utilisant un

filtre de Favre :

$$\tau_{ij} = \bar{\rho}(\overline{u_i u_j} - \bar{U}_i - \bar{U}_j) \quad (3.17)$$

basée sur la densité filtrée $\bar{\rho}$ et la densité filtrée de la quantité de mouvement $\overline{\rho u_i}$.

Le modèle de WALE [66]

Dans le modèle WALE (Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity) la viscosité turbulente est modélisée par :

$$\mu_t = \rho L_s^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{1.5}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{2.5} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{1.25}} \quad (3.18)$$

tel que L_s et S_{ij}^d sont définis respectivement par :

$$L_s = \min(kd, C_w V^{\frac{1}{3}}) \quad (3.19)$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2}(\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{g}_{kk}^2, \bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (3.20)$$

La valeur la plus commune pour la constante de WALE C_w est de 0.5. Ce modèle permet d'obtenir un bon comportement asymptotique de la paroi pour les écoulements pariétaux.

Contrairement au modèle de Smagorinsky, le modèle WALE permet d'avoir une viscosité turbulente nulle dans les flux de cisaillement laminaires. Ceci permet le bon traitement des zones laminaires dans le domaine. Ce modèle est préférable à celui de Smagorinsky pour ce cas d'étude car il est adapté aux couches de mélange et aux écoulements pariétaux (interaction jet/marche). Il a aussi été utilisé dans des cas d'applications où il y a interaction choc/couche limite [112].

Après le choix du modèle de sous-maille, la résolution numérique du champ de vitesse, pression et température se fait avec un code spécifique. Le code LES choisi est le code AVBP compressible développé par le CERFACS et l'IFPEN (Moureau *et al.* [65], Schönfeld et Rudgyard [83], Succi *et al.* [93]). Ce code résout l'ensemble des équations de Navier-Stokes et a déjà prouvé son efficacité pour des géométries complexes à l'aide de l'utilisation de maillages non-structurés et d'une discrétisation par volumes finis d'ordre deux ou trois. En effet, il a été consacré à l'étude des instabilités acoustiques dans la chambre de combustion d'un moteur d'avion [111], montrant ainsi une grande efficacité à manipuler des géométries complexes tout en propageant les ondes acoustiques précisément. Cela a également été montré pour plusieurs applications aéronautiques et aéroacoustiques : trains d'atterrissage, profils d'aile, dispositifs à grande portance, jets turbulents et différents composants

de turbomachine [39, 78, 33, 71]. Il existe deux principaux types de schémas numériques implémentés dans AVBP :

- **Lax-Wendroff (LW) [51]** : C'est un schéma du 2^{ème} ordre en temps et en espace. Ce schéma possède une précision assez bonne pour un coût de calcul bas. Les propriétés de dissipation et dispersion ne peuvent cependant être négligées dans certains cas. Ce schéma pourrait servir à avoir une idée initiale du calcul.
- **Two-step Taylor Galerking (TTG) [21] [26]** : AVBP contient deux versions de ce schéma : TTGC et TTG4A. Les deux schémas sont du 3^{ème} et 4^{ème} ordre en temps, respectivement, et 3^{ème} ordre en espace avec une précision accrue en maillage non structuré. Ils sont caractérisés par des propriétés dissipatives et dispersives excellentes. Pour les hautes fréquences, le TTG4A dissipe plus que le TTGC ce qui le rend encore plus robuste sur les grilles hybrides [80]. Il ne déforme pas les tourbillons à l'interface. Ce schéma sera retenu pour ce cas d'étude. Les coûts de calcul pour ce schéma sont 2.3 fois supérieurs que pour le schéma LW.

Dans AVBP, l'utilisation des schémas numériques centrés avec une faible dissipation requiert parfois l'ajout d'un opérateur artificiel de diffusion. Le transport de forts gradients peut causer le phénomène de Gibbs avec l'apparition d'oscillations numériques. Une viscosité artificielle du 2^{ème} et 4^{ème} ordre sera ajoutée dans le champ pour enlever ces oscillations dépendamment des paramètres utilisateur à l'aide d'une fonction de détection des erreurs numériques qui détecte automatiquement les oscillations et les zones de forts gradients [32, 20, 79].

3.4 La méthode DES (Detached-Eddy Simulation)

Introduite par Spalart *et al.* [89], cette méthode hybride consiste à résoudre l'écoulement proche de la paroi ainsi que la couche limite par la méthode RANS. La région loin de la paroi avec une résolution suffisante pour les gradients de vitesse est résolue avec la méthode LES. En appliquant cette méthode, l'exigence en termes de grille est réduite par rapport à la méthode LES. Gong *et al.* [40] montrent toutefois que le couplage RANS/LES est coûteux et que ce genre d'approche doit encore être validé et testé. Cependant, la zone qui définit l'interface RANS/LES peut causer des problèmes car les deux échelles des deux simulations se mélangent (Spalart [90] ; Fröhlich et von Terzi [34] ; Piomelli [73]). La partie résolue par la LES impose ses échelles sur la partie résolue avec le RANS qui contient les petits tourbillons. La position de cette interface dépend essentiellement de la résolution du maillage près de la paroi. Malgré les améliorations faites [91], cette méthode n'est cependant pas adaptée au cas d'étude présent vu que l'on cherche à capter de façon précise

et optimale les fluctuations de pression et le caractère instationnaire de l'écoulement sur la paroi. De plus, la simulation DES de Waller [110] a montré l'incapacité de ce genre de méthode à capter le bruit tonal émis par la vanne.

3.5 La méthode LBM (Lattice Boltzmann Method)

La méthode de Boltzmann sur Réseau est une méthode numérique relativement nouvelle par rapport aux approches classiques utilisées en simulation numérique. Elle se présente comme une alternative aux méthodes classiques de CFD puisqu'elle semble présenter la rapidité des méthodes RANS et la précision des méthodes LES [58, 7]. Pour une même résolution de maillage, cette méthode est en moyenne 4 à 8 fois plus rapide que la même simulation Navier-Stokes [62]. Basée sur la discrétisation de l'équation de Boltzmann, Elle repose sur des équations cinétiques microscopiques et mésoscopiques pour modéliser la dynamique des fluides contrairement aux schémas traditionaux basés sur les équations macroscopiques de Navier-Stokes. Cette méthode de calcul fait intervenir un maillage (Lattice) de cubes qui n'est pas forcément coïncidant à la paroi. La paroi est modélisée par des termes de réflexions spéculaires sur des faces immergées. La simplicité des équations de transport des fonctions de distribution de particules est à l'origine de temps de calculs réduits comparés à celui des méthodes de résolution classiques. Cette méthode a aussi pour avantage de très bien s'adapter aux géométries complexes. Enfin elle est hautement parallélisable, permettant la simulation de cas plus complexes au regard du gain de temps.

Seulement, l'un des gros points faibles est que sa fiabilité pour des écoulements compressibles ($M > 0.4$) reste encore à prouver (méthode en pleine évolution). De plus, durant cette thèse, l'auteur n'a pas eu accès à la version du code transsonique du logiciel PowerFLOW. Cette méthode de simulation n'est donc pas considérée pour le cas de la présente thèse mais pourrait être une alternative dans le futur.

3.6 L'analogie Ffowcs Williams et Hawkings pour la propagation acoustique

L'analogie FW-H (Ffowcs Williams et Hawkings [28]) est une méthode de propagation acoustique, qui couplée à une méthode de calcul numérique instationnaire, permet l'estimation du champ acoustique lointain. Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont considérées valables partout dans un domaine fluide extérieur sans frontières solides. La théorie des fonctions généralisées est utilisée pour combiner ces

équations sous la forme d'une équation d'onde in-homogène [25] :

$$\Delta^2(\rho - \rho_0)c^2 H(g) = \frac{\partial^2(T_{ij}H(g))}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{\partial(L_i \delta(g))}{\partial x_i} + \frac{\partial(Q \delta(g))}{\partial t} \quad (3.21)$$

avec $H(g)$ la fonction de Heaviside et le premier terme source T_{ij} le tenseur de Lighthill. Les deuxième et troisième termes sont respectivement la distribution des surfaces sources de la quantité de mouvement et de la masse. Casalino [16] donne la solution intégrale de l'équation FW-H avec la pression acoustique $p' = p - p_0$ reçue par un observateur à une position x et à un temps t (cf figure 3.2) qui est donnée par :

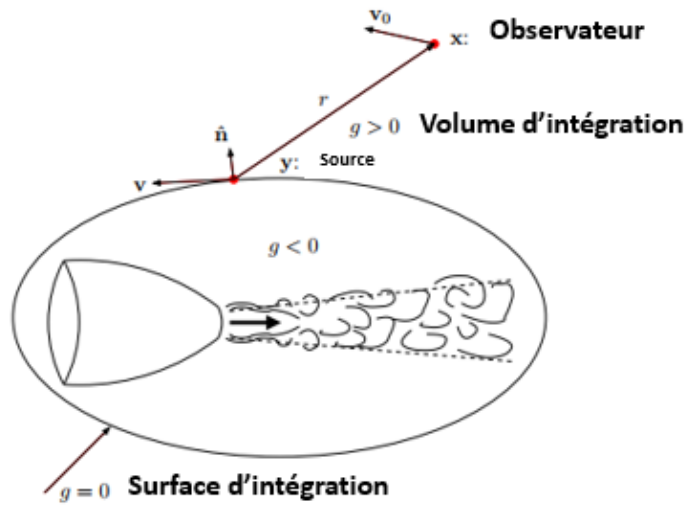


Figure 3.2 Exemple de surface de FW-H [25]

$$p'(x, t) = p'_q(x, t) + p'_L(x, t) + p'_T(x, t) \quad (3.22)$$

où q , L et T sont respectivement les contributions en termes de bruit du quadripôle, de chargement et d'épaisseur (les expressions sont données dans les travaux de Casalino [16]) à p' à partir du champ source localisé à une position y retardée en temps tel que :

$$\tau_{ret} = t - c^{-1}|x - y(\tau_{ret})| \quad (3.23)$$

où τ_{ret} est le temps mis pour la propagation du bruit de y à x à une vitesse de son c constante.

Cette méthode permettra de propager l'acoustique en champ lointain à partir de surfaces poreuses positionnées dans le domaine afin de capter les fluctuations issues des deux jets

pariétaux de la vanne.

3.7 Estimation du coût de simulation sur la vanne

Dans cette partie, une justification sur le choix de la simulation par rapport à la DNS sera présentée.

Choi et Moin [19] estiment le coût d'une LES avec et sans loi de paroi. Pour une LES résolue (LES_{res}), le nombre de maille à prévoir serait proportionnel à $N = Re_{Lx}^{\frac{13}{7}}$ contrairement à $N = Re_{Lx}$ pour une LES avec loi de paroi (LES_{wm}). Pour une simulation DNS le nombre de grilles s'élève à $N_{DNS} = Re_{Lx}^{37/14}$ avec L_x la longueur caractéristique de l'écoulement dans la direction axiale. Pour le cas de la vanne, $Re_e = \frac{U_x e}{\nu_{air}}$ est le nombre de Reynolds basé sur $e = 3$ mm qui est la hauteur de la fente (diamètre du jet). La vitesse axiale U_x étant la vitesse à l'entrée fournie par les calculs RANS (nombre de Mach moyen de 1.1). La figure 3.3 montre le domaine de l'étude avec les paramètres importants et le tableau 3.1 résume les coûts de calculs pour les deux types de simulations (LES et DNS).

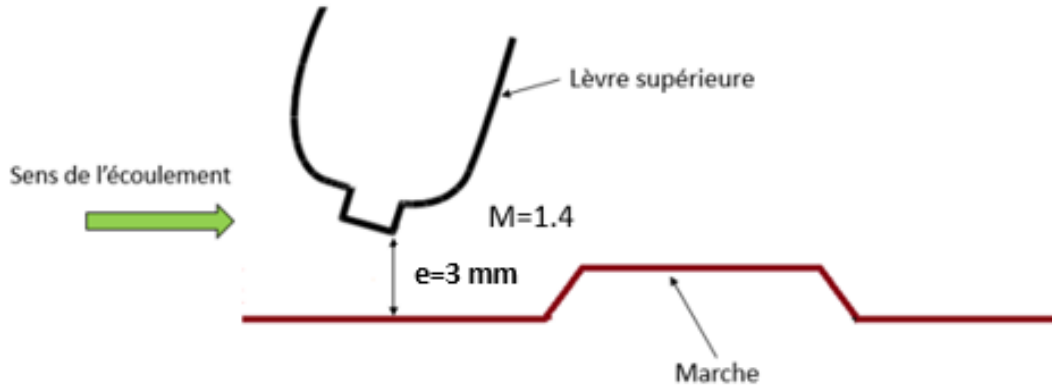


Figure 3.3 Schématisation du domaine d'étude la configuration du bruit tonal de la vanne

P_{ratio}	Reynolds	$N (LES_{wm})$	$N (LES_{res})$	$N (DNS)$
1.85	$Re_e = 6 \times 10^4$	6×10^4	$28 \times 10^{7.44}$	$11.33 \times 10^{11.56}$

Tableau 3.1 Estimation des coûts de calcul pour la configuration du bruit tonal

Pour ce cas d'étude, envisager une simulation LES avec loi de paroi ne serait pas l'idéal vu l'instabilité de l'écoulement en proche paroi. Le choc en lambda oscille avec la bulle de séparation en aval de la rampe de compression. De plus, l'objectif de cette thèse est de

résoudre l'écoulement à la paroi au niveau de la marche avec des y^+ qui s'approcheraient de l'unité. Ainsi, une LES résolue s'avère la solution pour répondre à ce genre de problème. La DNS ne serait cependant pas envisageable vu son coût élevé (Tab. 3.1)

Les travaux de Marsan *et al.* [60] ont montré que le pic tonal surgit à $St_D = 4.5$. De ce fait, l'objectif est donc de résoudre l'acoustique avec la méthode LES pour une plage de fréquence allant jusqu'à $St_D = 8$ correspondant à une longueur d'onde maximale de $\lambda = 0.017\text{m}$. Pour un schéma numérique de résolution TTG4A, le nombre de cellules par longueur d'onde à prévoir est 8 (Fosso *et al.* [32]) et 16 pour le schéma de Lax-Wendroff. Ceci permet d'avoir une erreur de dispersion relative inférieure à 10^{-4} ainsi qu'une erreur de dissipation relative inférieure à 5×10^{-3} . Ainsi, une taille de cellule maximale de 1.42 mm dans le conduit permettrait de capter des nombres de Strouhal de 8.

Le temps physique acoustique de simulation quant à lui sera déterminé par le temps mis par une particule provenant de l'entrée et arrivant jusqu'à la sortie (initialisation à partir du RANS). Pour une longueur de canal égale à 1.397 m, le temps mis pour parcourir cette distance à une vitesse proche de la vitesse du son ($M = 1$) est 0.0045 s. Étant donné la présence d'une configuration qui fait intervenir des jets, ce temps peut être multiplié par un facteur allant jusqu'à 3 ce qui donnerait $t = 13.6$ ms. Le pas de temps est déterminé par le CFL local (nombre de courant) avec la vitesse maximale que peut atteindre l'écoulement près de la paroi et la plus petite taille de maille tel que [9] :

$$CFL = \frac{v\Delta t}{\Delta x} \quad (3.24)$$

On choisit un CFL typique de 0.7 pour ce genre de simulation. Ainsi pour une taille minimale de cellule de 0.006 mm, on obtient un pas de temps $\Delta t = 1.36 \times 10^{-8}\text{s}$.

Pour simuler 13.6 ms, il faut donc 10^6 itérations. Le temps total de calcul sur le supercalculateur Niagara avec 40 noeuds pour un maillage d'environ 150 M de cellules serait de 10 jours. Ce temps devrait cependant être multiplié par un facteur typique de 1.15 pour prendre en compte les erreurs CFD lors du lancement.

Points à retenir :

- RANS choisi pour une idée globale de l'écoulement.
- LES (sur le code AVBP) préférée à la DNS pour son moindre coût.
- Analogie FW-H couplée aux calculs LES pour la propagation acoustique en champ lointain.

3.8 Conclusions

Dans ce chapitre, les différents outils de calculs numériques ont été présentés. Le calcul RANS stationnaire servira de modélisation aérodynamique préliminaire de l'écoulement dont le chapitre 5 fera l'objet. Ce calcul RANS servira d'initialisation pour les simulations instationnaires. Les calculs LES seront retenues vu leur avantage et leur moindre coût par rapport aux simulations numériques directes (DNS) pour l'analyse acoustique et la compréhension des mécanismes générateurs du bruit tonal. Ces simulations dont plusieurs configurations ont fait l'objet seront présentées en détails dans le chapitre 6. Mais avant cela, une description détaillée du banc expérimental représentatif de la vanne bidimensionnelle qui servira de référence et de base de données pour la comparaison des résultats numériques est développée dans le prochain chapitre.

CHAPITRE 4

Configuration expérimentale de la vanne bidimensionnelle

Ce chapitre résume brièvement la configuration et les moyens expérimentaux mis en oeuvre dans le cadre du projet SOFTAIR. Ces mesures serviront à valider les résultats des simulations numériques qui seront détaillées dans les chapitres suivants. Ce chapitre est organisé comme suit : en premier lieu, le montage ainsi que les moyens de mesures seront développés. Par la suite, un résumé des principaux résultats expérimentaux obtenus dans le cadre du projet SOFTAIR sera présenté.

4.1 Montage

La figure 4.1 représente la vanne réelle fournie par Liebherr Aerospace Toulouse pour cette étude. Il s'agit d'une vanne de type papillon dans une conduite cylindrique convergente. Elle est équipée d'une grille en entrée (retirée pendant les essais) qui vise à éviter l'ingestion d'objet volumineux, ainsi que d'un boîtier de commande spécialement conçu par LTS pour cette étude qui permet de régler l'ouverture du papillon dans la conduite.

Les techniques de visualisation de l'écoulement par accès optique fournissent des données précieuses pour la validation des simulations numériques. Ces données sont complémentaires aux mesures plus conventionnelles du débit, du taux de pression et des fluctuations de pression pariétale. Elles sont particulièrement utiles dans le cas où l'on souhaite valider précisément les capacités des modèles numériques à représenter l'écoulement, ce qui est le cas ici étant donné la complexité de l'écoulement étudié et le peu de travaux numériques antérieurs sur des cas similaires comme vu dans le chapitre 2.

L'opacité du matériau de la vanne et l'ouverture très faible du papillon lors de son opération ne permettent pas la mise en oeuvre de technique de visualisation. Par conséquent, un banc d'essai transparent dédié à cette étude a donc été conçu par Alice Chauvin et Guillaume Lobel [18, 55] puis fabriqué et installé au sein du laboratoire LOCUS de l'Université de Sherbrooke. Ce prototype va permettre l'accès optique pour rendre possible la visualisation de l'écoulement par la méthode Schlieren (cf figure 4.5).



Figure 4.1 Vue de la vanne fournie par LTS [60]

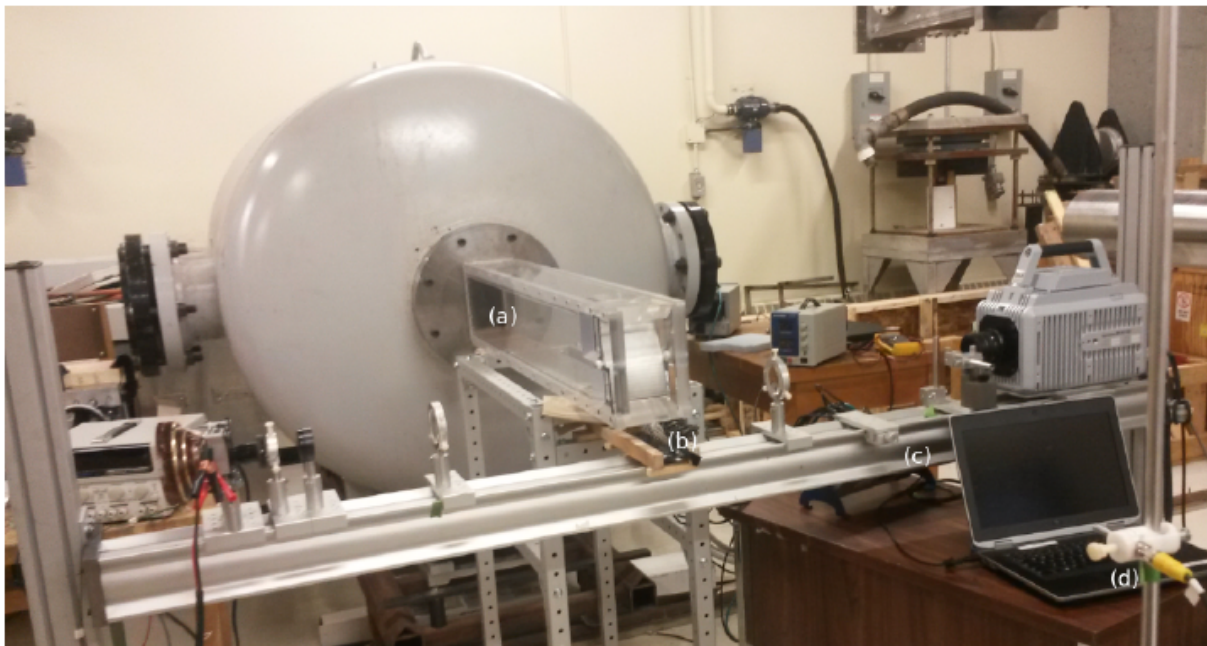


Figure 4.2 Configuration expérimentale de la vanne bidimensionnelle. (a) Canal rectangulaire avec papillon extrudé. (b) Sondes mesurant pression statique sur la paroi. (c) Setup Schlieren. (d) Microphone situé à 1 m devant le canal. [60]

La géométrie de cette vanne correspond à la section médiane de la vanne réelle extrudée selon l'axe de rotation du papillon comme le montre la figure 4.2. Le papillon est en aluminium et possède le même joint d'étanchéité que la vanne réelle. Le corps de vanne

devient un canal rectangulaire en plexiglas tout en étant équipé de fenêtres traitées optiquement pour rendre possible la visualisation Schlieren qui permet d'observer la déviation des rayons lumineux traversant un écoulement sous l'effet des gradients de densité. Le canal rectangulaire mesure $10D$ de long, $1D$ de haut et $0.62D$ de large avec D le diamètre de la vanne réelle. Ce dernier est connecté à un réservoir à vide de 1.836 m^3 avec une pression maximale admissible de 250 PSI. Une membrane en mylar de 0.1 mm d'épaisseur isole le réservoir du canal rectangulaire et permet la dépressurisation du réservoir à vide. Un rapport de pression de 10 correspondant à l'altitude maximale de vol est atteint initialement dans le réservoir. Lorsque la membrane se rompt, le réservoir commence à se remplir et la vanne est soumise à toute une série de ratios de pression correspondant à des altitudes de 15240 m jusqu'au niveau du sol. Pour le cas de cette thèse, le point de fonctionnement d'intérêt à 5182 m se produit pour un rapport de pression égal à $P_{ratio} = 1.85$.

4.2 Moyens de mesure

4.2.1 Mesure de pression pariétale

Des mesures de pression pariétale stationnaires et instationnaires par des sondes de pression sont effectuées à 17 endroits du côté de la lèvre supérieure (où le papillon est en amont de la marche) et 9 emplacements sur le côté de la lèvre inférieure (où le papillon est en aval de la marche), comme indiqué sur la figure 4.3.

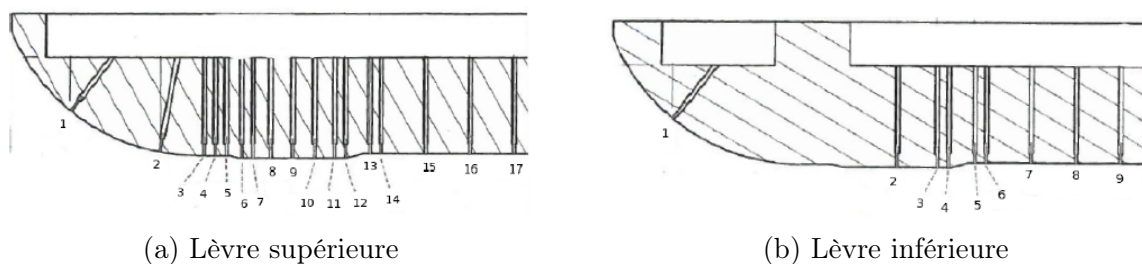


Figure 4.3 Position des sondes de pression

Les mesures expérimentales effectuées sur le banc rectangulaire ont permis d'obtenir une base de données complète sur les pressions statiques et instationnaires aussi bien sur la lèvre supérieure que la lèvre inférieure. Ces données de pression serviront de référence et seront comparées à celles des différentes simulations numériques effectuées dans cette thèse. Les résultats seront dévoilés dans les prochains chapitres.

4.2.2 Mesure du bruit en champ lointain

Le bruit en champ lointain est mesuré par un microphone situé à 1 m en amont de la vanne comme indiqué sur la figure 4.2. Des mesures effectuées sur la vanne en configuration bidimensionnelle ont montré l'émergence d'un pic tonal à $St_D = 4.5$ pour $P_{ratio} = 1.85$ (cf figure 4.4 cas Base). D'autres mesures acoustiques pertinentes au même point de fonctionnement ont été faites en obstruant séparément la lèvre supérieure et la lèvre inférieure. Marsan *et al.* [60] démontrent ainsi que l'émergence du bruit tonal provient essentiellement de la lèvre supérieure à un $St_D = 4.5$ comme le montre la figure 4.4.

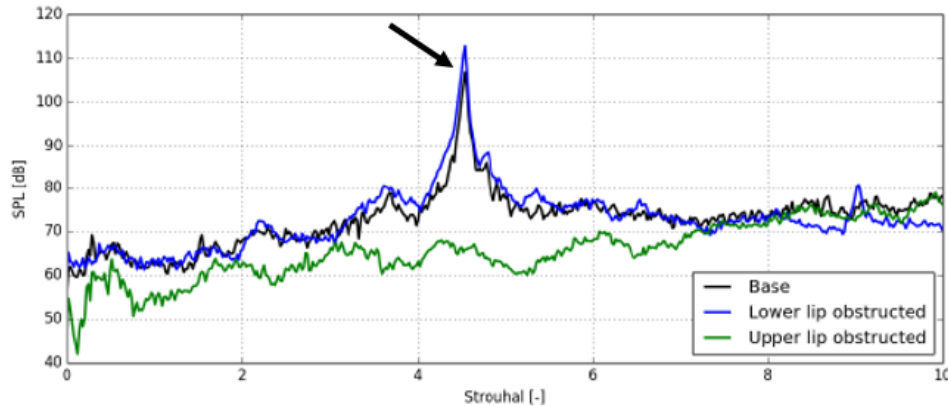


Figure 4.4 Mise en évidence du rôle de la lèvre supérieure dans l'émergence du bruit tonal à $St_D = 4.5$ ($P_{ratio} = 1.85$). [60]

Ce constat montre que la contribution de la lèvre supérieure à l'émission du bruit tonal en champ lointain domine celle de la lèvre inférieure. Ce constat a permis de concentrer les études numériques et expérimentales sur l'écoulement dans cette région de la vanne dans le cadre du projet SOFTAIR.

4.2.3 Visualisation de l'écoulement par technique Schlieren

La technique de visualisation Schlieren a été utilisée dans le cadre du projet SOFTAIR afin de visualiser la structure de l'écoulement dans la vanne. Cette technique repose sur la déviation d'un faisceau de rayons lumineux en raison des gradients de densité. Ceci est rendu possible dans la vanne bidimensionnelle grâce à des hublots (fenêtre optique sur la figure 4.5) placés proche de la marche. La figure 4.5 illustre le montage adopté pour la visualisation.

Les visualisations Schlieren menées par Charlebois-Ménard *et al.* [17] et Marsan *et al.* [60] ont pu caractériser l'écoulement pour différentes altitudes de vol. La figure 4.6 montre l'évolution du jet lors du remplissage du réservoir.

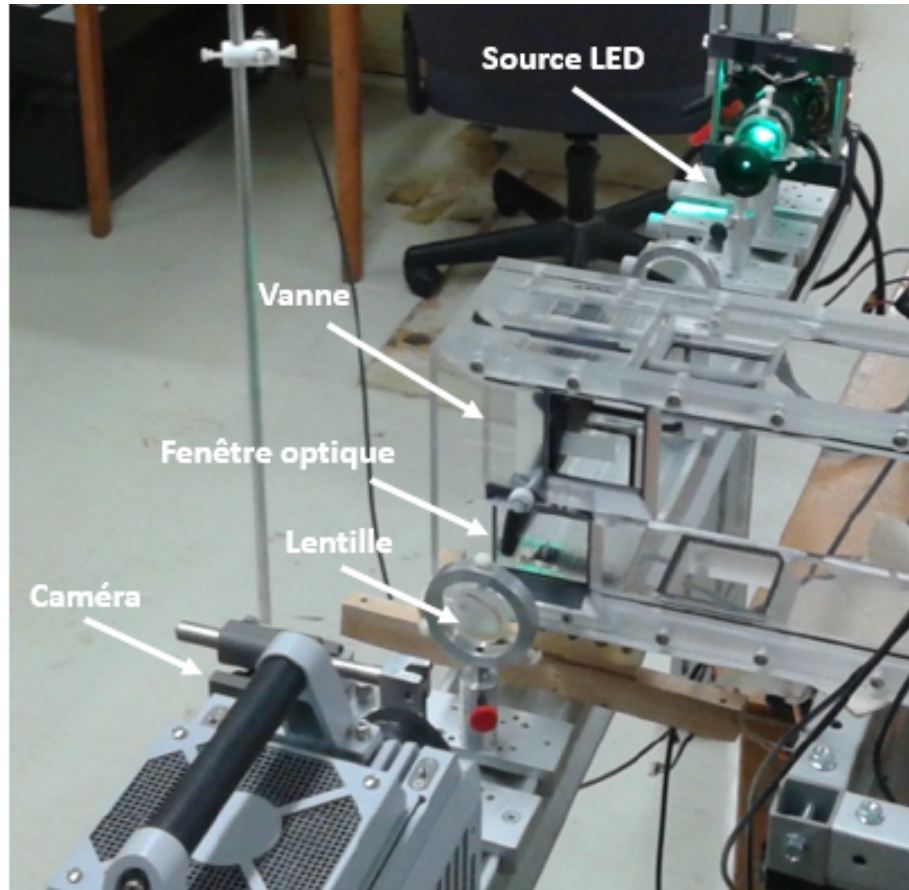


Figure 4.5 Vue du montage Schlieren [60]

Pour des ratios de pression $P_{ratio} > 1.85$, le jet est un jet supersonique sous-détendu. Il est d'abord complètement détaché de la paroi ($P_{ratio} = 6$). Il se courbe progressivement vers la paroi ($P_{ratio} = 5.3, 4.5$), puis il se ré-attache en même temps que sa vitesse diminue. Il finit par être transsonique ($P_{ratio} = 1.85$) puis complètement subsonique. Le comportement du jet lors du remplissage est atypique. La compréhension de ce phénomène nécessite d'autres données (pression, vitesse) afin d'expliquer la raison de la courbure du jet. Une approche numérique dont le chapitre 5 fait l'objet est nécessaire pour une meilleure compréhension des phénomènes présents lors du remplissage du réservoir. Des simulations de type RANS sur les ratios de pression marqués en vert sur la figure 4.6 sont prévues dans le chapitre suivant.

Concernant les deux ratios de pression cibles du projet SOFTAIR (1.85 et 4.5), des analyses de la structure de l'écoulement ont été menées. La figure 4.7 représente la structure du jet observée côté lèvres supérieure aux deux ratios de pression ciblés dans le cadre du projet SOFTAIR.

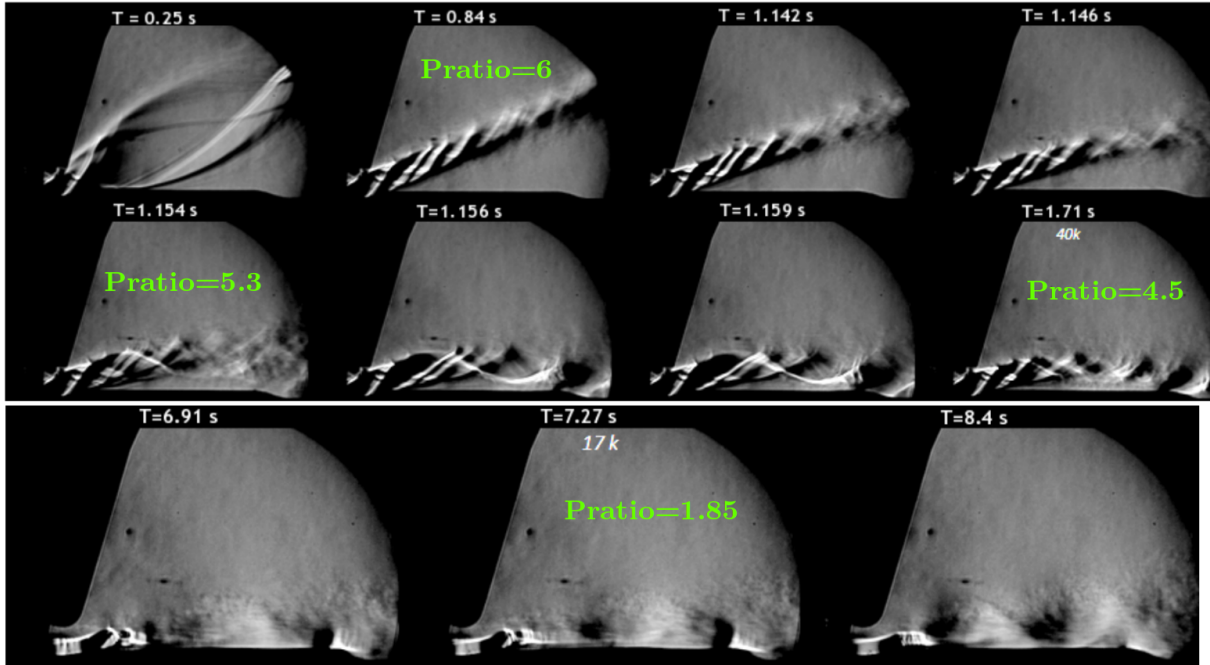


Figure 4.6 Evolution du jet au cours du remplissage [17]

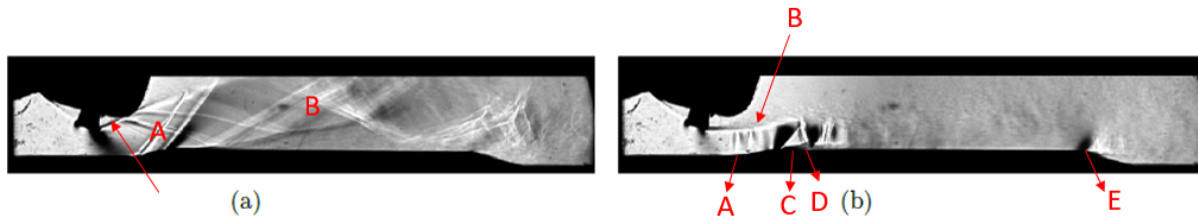


Figure 4.7 Images Schlieren côté lèvres supérieure pour deux rapports de pression considérés dans le projet SOFTAIR [60] : (a) $P_{ratio} = 4.5$, (b) $P_{ratio} = 1.85$

Les clichés Schlieren montrent que le jet côté lèvres supérieure à $P_{ratio} = 4.5$ est supersonique sous-détendu et largement détaché par son interaction avec la marche. Des ondes de chocs (normales/obliques) se forment au niveau des arêtes à l'amont de la marche et se reflètent sur la couche de mélange (Zones A et B sur la figure 4.7(a)). L'angle du jet est contrôlé par l'angle de la partie montante de la marche. Cependant, la frontière supérieure du jet issue du joint en aval de la lèvres du papillon impacte la paroi du papillon (zone représentée en flèche).

Pour $P_{ratio} = 1.85$, le jet est transsonique du côté de la lèvres supérieure. Un train de chocs est à peine visible en amont de la marche (zone A figure 4.7(b)). Une zone subsonique existe à proximité de la paroi dans le coin en amont de la marche et permet à l'écoulement de dévier sans qu'il n'y ait de cellule de choc. L'écoulement redevient supersonique compte-tenu de la forme de la marche. Marsan *et al.* [60] estiment que cela donne lieu à

une structure de choc au sommet de la marche montante (zone C) constituée de deux chocs obliques et un choc normal (zone D). Une succession de zones de détente et de choc existe en aval de la structure identifiée de façon similaire à un jet sous-détendu, et s'explique par la réflexion de ces structures sur la couche de cisaillement [4] (zone B). Au dessous de ces structures, ils retrouvent bien une zone de décollement sur la surface de la marche similairement à celle observée dans l'étude de Kozato *et al.* [49] mais bien plus mince. Marsan *et al.* [60] observent que cette partie décollée est instationnaire en oscillant périodiquement de haut en bas causant un lâcher tourbillonnaire. Ce lâché impacte périodiquement l'onde de détente au niveau de la partie descendante de la marche. Celle-ci disparaît puis apparaît périodiquement. Ils suggèrent ainsi l'existence d'une boucle de rétroaction qui se crée par la présence même de la marche et la nature de l'écoulement. La zone E représente le fan de détente qui se produit lors du passage à la partie descendante de la marche.

Concernant l'écoulement du côté de la lèvre inférieure, la figure 4.8 représente les images Schlieren enregistrées pour les mêmes ratios de pression détaillés auparavant. Pour $P_{ratio} = 4.5$, le jet est supersonique sous-détendu, attaché à la paroi. Dans cette zone, les structures supersoniques sont similaires à celles observées dans un jet libre sous-détendu. Pour $P_{ratio} = 1.85$, la taille des cellules de choc et de détente est beaucoup plus petite qu'à $P_{ratio} = 4.5$. Le jet est toujours attaché à la paroi et des demi-cellules de choc en diamant sont visibles. Dans les deux cas, le jet du côté de la lèvre inférieure est attaché tout le temps à la paroi. Aucune structure particulière de l'écoulement n'est observée, et les mécanismes de susceptibles de la génération du bruit sont donc similaires à ceux d'un jet subsonique pariétal.

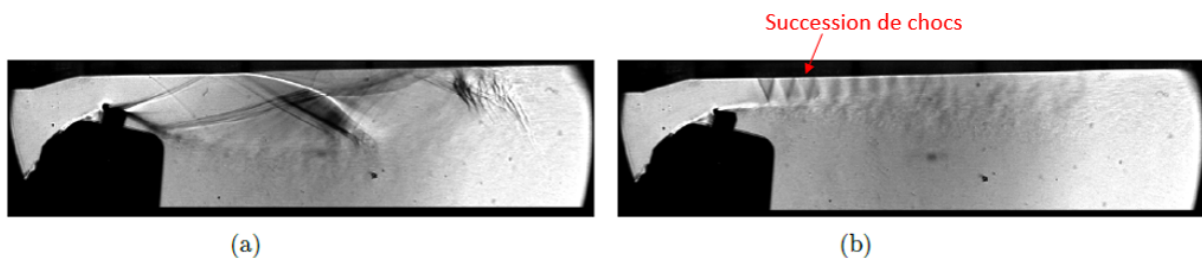


Figure 4.8 Images Schlieren côté lèvre inférieure pour 2 configurations de la vanne : (a) $P_{ratio} = 4.5$, (b) $P_{ratio} = 1.85$

Marsan *et al.* [59] ont étudié de façon plus approfondie les clichés Schlieren enregistrés par Charlebois-Ménard *et al.* [17] et Marsan *et al.* [60] pour la configuration du bruit tonal ($P_{ratio} = 1.85$) du côté de la lèvre supérieure. À l'aide d'une technique basée sur des analyses en ondelettes, ils identifient une boucle de rétroaction qui diffère de celle proposée par Marsan *et al.* [60]. La figure 4.9 représente le conditionnement croisé bidimensionnel

normalisé de l'intensité des pixels à $St_D = 4.5$ pour différents clichés espacés d'un temps Δt . Toujours du côté de la lèvre supérieure, les structures cohérentes issues de la couche de mélange perturbent le choc en lambda sur la première rampe de la marche du corps de vanne. Cela génère des ondes de compression dans le jet qui voyagent en amont jusqu'à ce qu'elles atteignent le joint du papillon. L'onde de compression située à $x/L = -0.53$ ($-6\Delta t$) se déplace en amont et fusionne avec d'autres ondes de compression situées à $x/L = -0.6$. La couche de cisaillement est ensuite à nouveau excitée en changeant de signe avec le déplacement des ondes de compression (image à $-2\Delta t$ face à $+3\Delta t$). Les tourbillons sont par la suite convectés en aval en augmentant l'intensité du choc en lambda (à partir de $-3\Delta t$) qui libère à son tour des ondes de compression qui voyagent en amont, fermant ainsi la boucle de rétroaction constatée.

Résumé

Dans ce chapitre, une brève revue de la campagne expérimentale menée dans le cadre du projet SOFTAIR a été présentée. Des mesures de pression pariétale des deux côtés du papillon ont été enregistrées et seront comparées aux résultats des simulations numériques. Les visualisations Schlieren ont révélé un comportement atypique du jet lors du remplissage du réservoir. Ces visualisations expérimentales très localisées pourront être enrichies par une étude numérique qui fera l'objet de cette thèse dans le but de comprendre d'une manière plus approfondie et plus globale l'écoulement à travers la vanne. En particulier des simulations de nature instationnaires à ordre élevé pourraient permettre de mieux comprendre la boucle de rétroaction suggérée par les plus récents travaux expérimentaux [59, 60].

Points à retenir :

- Base de données expérimentales issue de SOFTAIR (pression statique et dynamique, bruit en champ lointain et visualisations Schlieren).
- Boucles de rétroaction suggérées qui restent à confirmer par les travaux numériques.

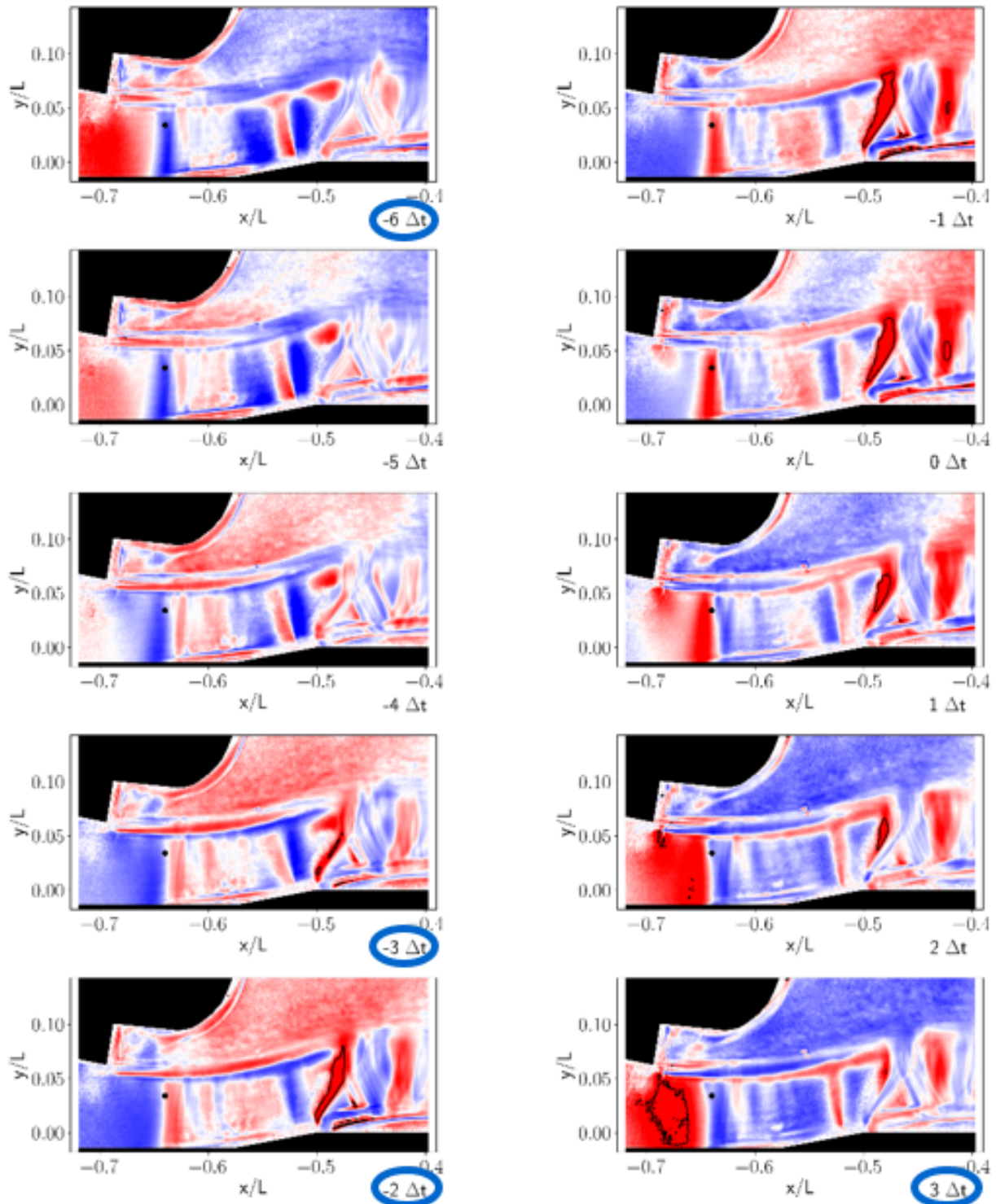


Figure 4.9 Conditionnement croisé bidimensionnel normalisé de l'intensité des pixels à l'aide d'événements de référence détectés au point noir à $St_D = 4.5$ pour différents Δt . Les résultats sont normalisés par l'écart-type local. Les contours indiquent des valeurs égales à 1 (solide) ou -1 (en pointillés). [59]

CHAPITRE 5

Calculs RANS et analyse aérodynamique

Dans le projet SOFTAIR, deux campagnes de calculs RANS avaient été réalisées [18, 60]. La première avait servi au début à dimensionner le banc 2D rectangulaire et comparer les écoulements dans la vanne 3D circulaire aux deux ratios de pression cibles de l'étude (1.85 et 4.5). Une deuxième campagne avait été réalisée au point de fonctionnement de 17,000 pieds ($P_{ratio} = 1.85$), pour comparer aux premières mesures et initialiser les premiers calculs LES (cf chapitre 6).

Dans le cadre de cette thèse, une série de calculs RANS a été réalisée sur la vanne en configuration bidimensionnelle pour étudier la sensibilité des calculs au point de fonctionnement et pour confirmer les différents régimes d'écoulements observés lors des essais Schlieren filmé à haute vitesse [17, 60] et détaillés dans le chapitre 4. Les simulations RANS menées par Marsan *et al.* [60] et Chauvin *et al.* [18] sont améliorées dans ces travaux de thèse pour s'approcher plus des conditions expérimentales réelles.

Des simulations RANS ont été lancées avec différents ratios de pression. Les résultats de ces simulations sont comparés aux données expérimentales obtenues sur le banc 2D rectangulaire ainsi qu'aux calculs théoriques menés par l'auteur. Ce chapitre est organisé comme suit. En premier lieu, le domaine d'étude ainsi que la topologie du maillage sont présentés. Ensuite, les paramètres de calculs numériques ainsi que les résultats obtenus sont développés. Enfin, une synthèse des simulations clôturera cette section.

5.1 Domaine de calcul

La vanne bidimensionnelle sans extrusion dans le plan (y,z) est considérée dans ces calculs. Le réservoir est rajouté à la sortie du canal de la configuration adopté par Marsan *et al.* [60] et Chauvin *et al.* [18] afin d'améliorer la géométrie et s'approcher des conditions expérimentales comme le montre la figure 5.1. Cette configuration permet d'adopter des maillages beaucoup plus raffinés et résolus en paroi qu'en configuration 3D (2D extrudé) sans pour autant augmenter drastiquement les coûts de calcul. Plusieurs ratios de pression peuvent ainsi être simulés pour une compréhension globale de l'écoulement lorsque la

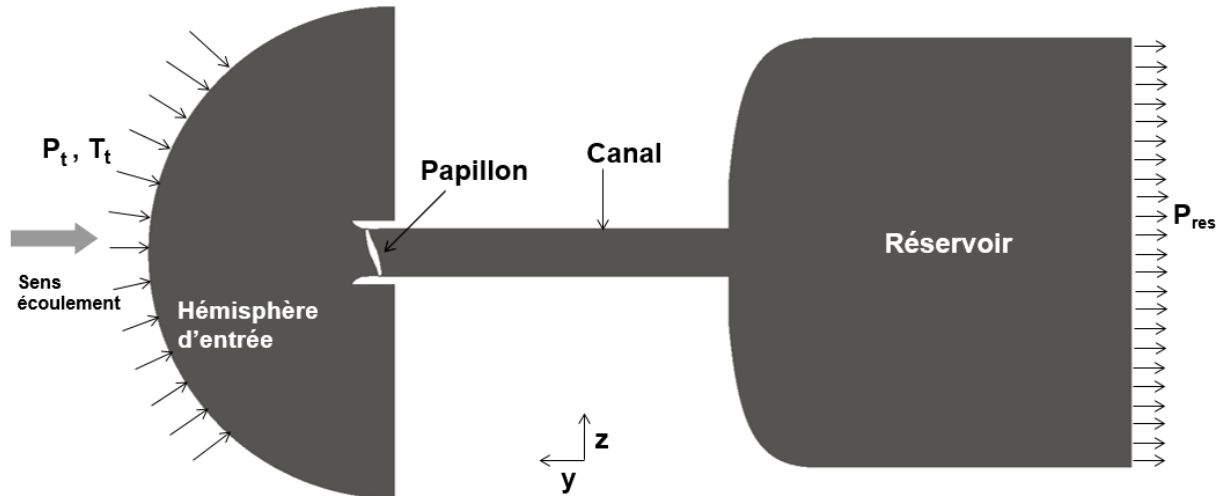


Figure 5.1 Domaine d'étude pour les simulations RANS

membrane se rompt. Le réservoir est rajouté avec les mêmes dimensions que sur le banc 2D à la fin du canal pour s'approcher encore plus des conditions de sortie expérimentales.

5.2 Topologie de maillage

Des maillages hybrides non structurés ont été utilisés pour ces simulations comme le montre la figure 5.2 avec un zoom sur la lèvre supérieure. Le but de ces calculs est de capter de

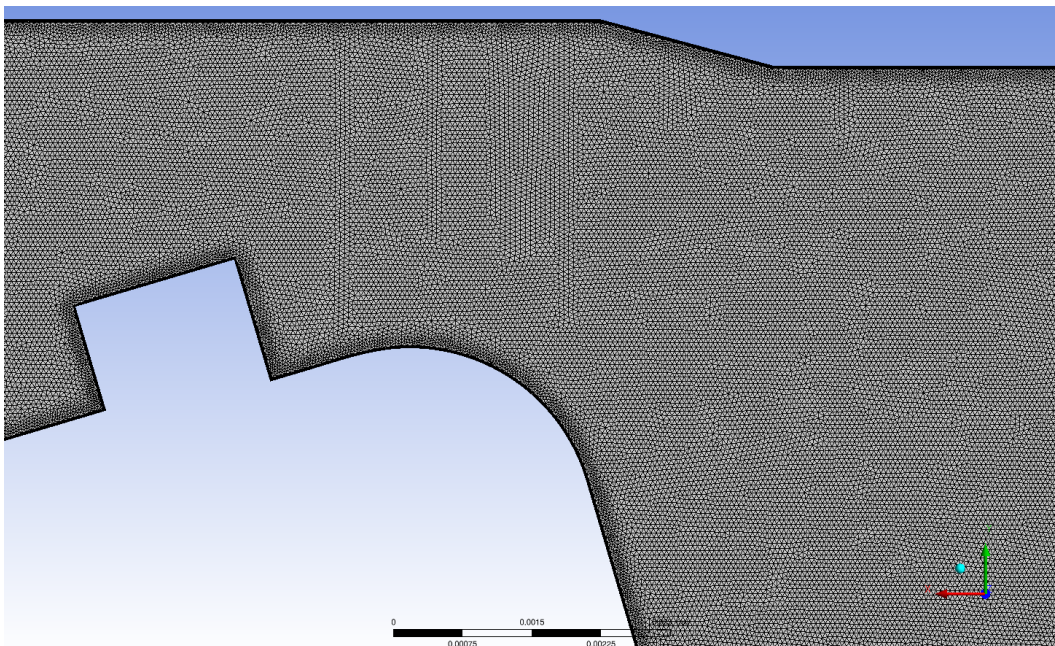


Figure 5.2 Vue du maillage zoomé sur la lèvre supérieure

façon optimale tous les phénomènes aérodynamiques qui se produisent lors du remplissage

du réservoir. Le maillage est très raffiné et uniforme sur la largeur de la conduite et tout autour du papillon de façon à bien suivre l'écoulement notamment pour les grands ratios de pression où le jet côté lèvres supérieure se détache de la paroi et demeure incliné [17]. Le tableau 5.1 résume les paramètres importants de ce maillage.

Cellules	9M
Taille minimale des triangles	0.05 mm
Couches de prismes	7
y^+ max	1
Taux d'expansion	1.6

Tableau 5.1 Paramètres du maillage 2D utilisé pour les simulations RANS

5.3 Ratios de pression considérés et paramètres de calcul

Dans le but de comprendre l'évolution de l'écoulement dans la vanne et surtout le comportement des jets, les ratios de pression simulés sont représentés à la figure 4.6. Ces ratios ont été choisis à des temps critiques du remplissage du réservoir notamment peu après la rupture de la membrane où le jet côté lèvres supérieure est complètement décollé ($P_{ratio} = 6$) en passant par des ratios où le jet commence à se courber ($P_{ratio} = 5.3$ et 4.5) jusqu'à ce qu'il se recolle à la marche ($P_{ratio} = 1.85$: configuration du bruit tonal).

Les simulations RANS sont réalisées avec le code ANSYS-CFX 17.0. Le schéma numérique de CFX "High Resolution" est choisi pour les équations d'advection tandis qu'un schéma du premier ordre est préféré pour stabiliser les équations des variables turbulentes. L'air est considéré comme étant un gaz parfait. Pour la modélisation de la turbulence, le modèle de fermeture $k - \omega$ SST est préféré au modèle $k - \epsilon$ suite à un meilleur accord avec les mesures [102]. A l'amont, les pression et température totales du laboratoire sont prescrites sur l'hémisphère d'entrée. La pression du réservoir correspondant au ratio de pression considéré est fixé en aval du réservoir comme condition de sortie (cf figure 5.1). Une condition d'adhérence à la paroi est imposée sur toutes les parois solides du domaine. La convergence est obtenue lorsque la valeur des résidus atteint 10^{-5} .

5.4 Résultats

5.4.1 Convergence

Étant donné la densité du maillage, un pas de temps $\Delta t = 8 \times 10^{-5}$ s (non physique) plus petit que celui prescrit automatiquement par CFX est imposé en premier ordre. Ce pas de temps est de nouveau automatique au bout de la 500^{me} itération au premier ordre lorsque les résidus commencent à diminuer et à se stabiliser comme le montre la figure 5.3. Les résidus sont stables après le passage au deuxième ordre et la solution converge.

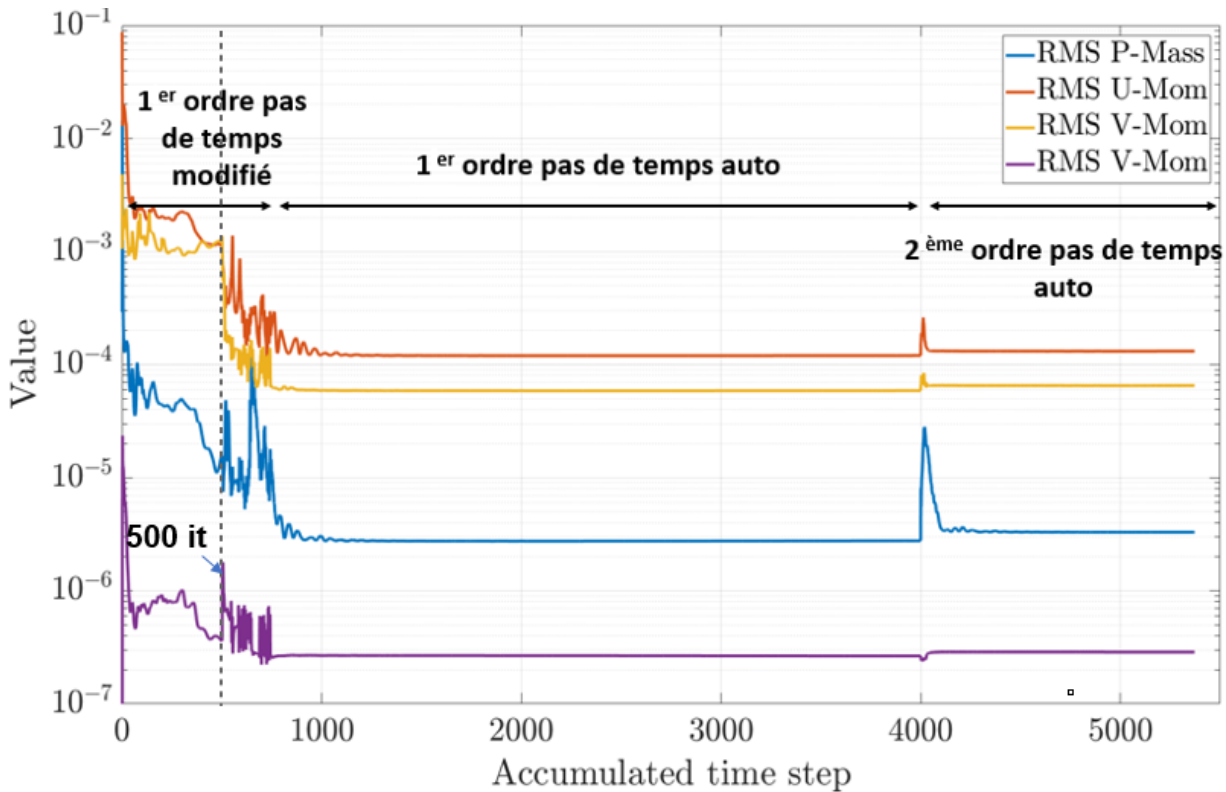


Figure 5.3 Convergence de la solution RANS

5.4.2 Évolution de la structure de l'écoulement sur la lèvre supérieure

La figure 5.4 représente les iso-contours du nombre de Mach moyen et de pression moyenne sur la lèvre supérieure pour tous les ratios de pression étudiés.

On constate que pour les grands ratios de pression, le jet est sous-détendu supersonique. Pour le plus grand ratio de pression $P_{ratio} = 6$, le nombre de Mach atteint localement des valeurs supérieures à 3. Plusieurs chocs et détentes peuvent aussi être observés après l'étranglement de l'écoulement sous le joint du papillon. Le choc dû à l'impact du jet

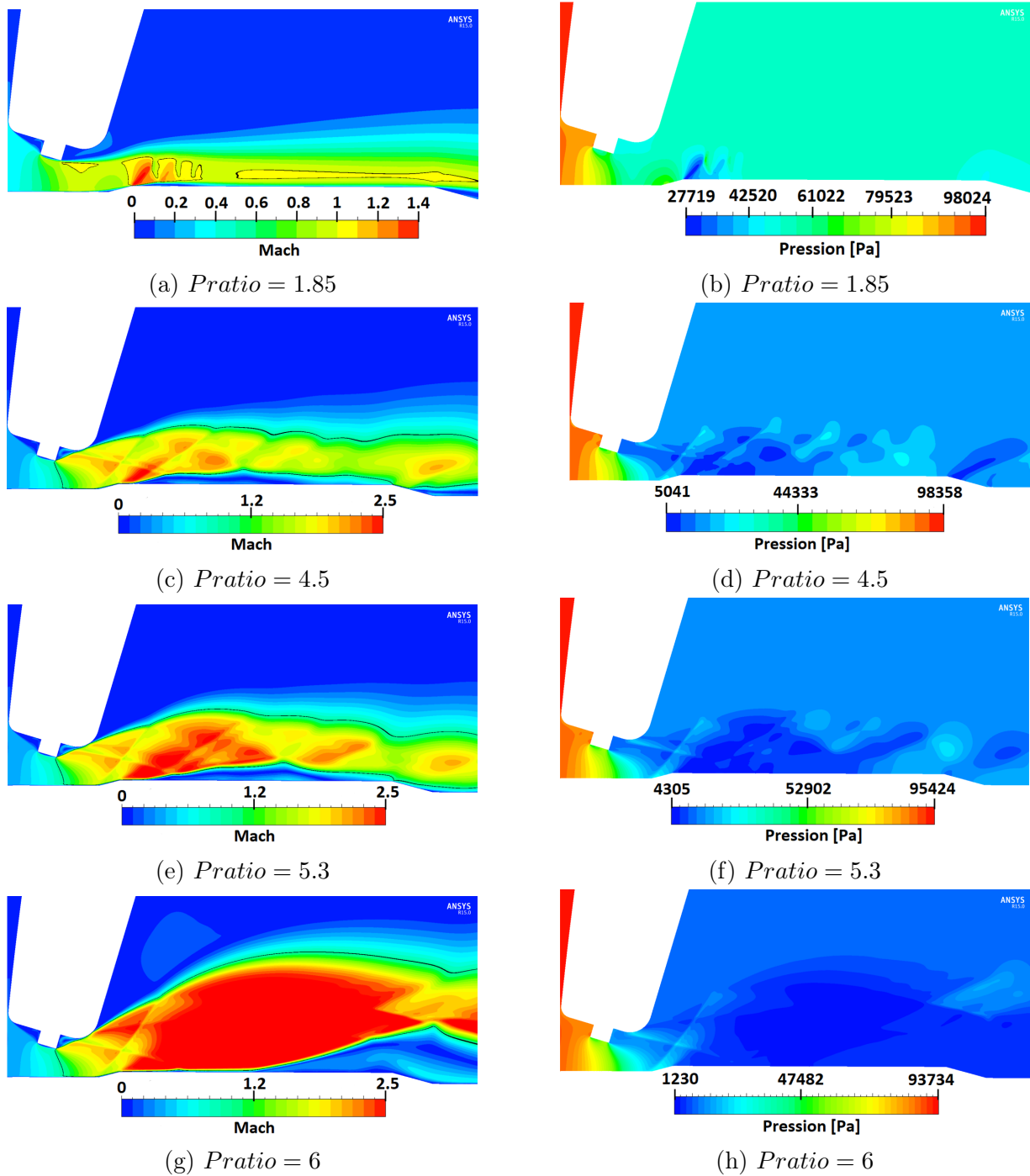


Figure 5.4 Iso-contours du nombre de Mach moyen (à gauche) et de pression moyenne (à droite) sur la lèvre supérieure. Iso-surfaces de $M = 1$ en noir.

sur le papillon est aussi visible. La présence d'une zone de recirculation à la fois entre le joint et la partie aval du papillon ainsi que sous la partie décollée du jet sur la marche est constatée. Ce décollement du jet est causé par un gradient de pression adverse causé par le choc oblique pour tous les ratios de pression étudiés. Il est à noter aussi que la

zone de recirculation située sur la marche possède une vitesse assez élevée ($M > 0.8$ pour $P_{ratio} = 6$). Pour $P_{ratio} = 6$, la zone de recirculation étant transsonique, elle crée un éventail de détente en atteignant la rampe descendante de la marche qui attire le jet et cause sa courbure. Pour $P_{ratio} = 5.3$ et 4.5 , cette recirculation génère un gradient de pression latéral qui exerce une force centripète sur le jet qui est semblable à l'effet de courbure d'un jet sur une surface convexe [85]. Sous l'effet de cette force, le jet est attiré et s'incline jusqu'à ce qu'il recolle à la paroi. Ceci explique l'inclinaison du jet observée sur les deux figures 5.4 et 4.6. Pour $P_{ratio} = 1.85$, le jet est sous-détendu transsonique. La résolution du maillage pour cette simulation permet de constater une régularité dans les chocs en λ qui se produisent en amont de la marche tout juste après le premier éventail de détente en comparaison avec les travaux précédents [60]. Trois de ces derniers existent en dessus de la zone décollée. Ceci est expliqué par les variations de pression et vitesse que subit l'écoulement à l'encontre de la partie montante de la marche et qui sera développé dans les analyses Schlieren au prochain paragraphe. Une série de chocs normaux existe après le ré-attachement du jet où le nombre de Mach diminue pour atteindre l'unité avant d'augmenter lorsque l'écoulement arrive à la partie descendante de la marche caractérisée par le dernier éventail de détente.

Une analyse plus approfondie de la structure de l'écoulement sur la lèvre supérieure est donnée avec des observations de gradients de densité numériques dans la direction de l'écoulement (cf figure 5.5).

En effet, pour les forts ratios de pression où la détente qui se produit tout juste après le joint est grande, une comparaison des calculs théoriques avec les simulations et mesures peut être faite. Le prochain paragraphe détaille les différents éléments nécessaires pour les calculs théoriques.

Calculs théoriques et comparaisons

On peut modéliser l'écoulement sur la marche côté lèvre supérieure de la vanne comme une rampe montante, une ligne droite et une rampe descendante. On suppose un écoulement 2D libre d'un jet sur la marche pour simplifier les calculs en considérant l'air comme un gaz parfait. L'écoulement est ainsi supposé attaché et le flux est infini au dessus de la paroi, c'est à dire que l'on néglige dans ce type d'approche le confinement par le jet. La pression du jet est supposée égale à la pression au sein du réservoir. On suppose aussi un milieu 1 étranglé sous le joint $M_1 = 1$. Le milieu 2 représente les propriétés de l'écoulement à l'entrée de la marche. L'illustration 5.6 schématise le problème et les simplifications utilisées pour le calcul théorique.

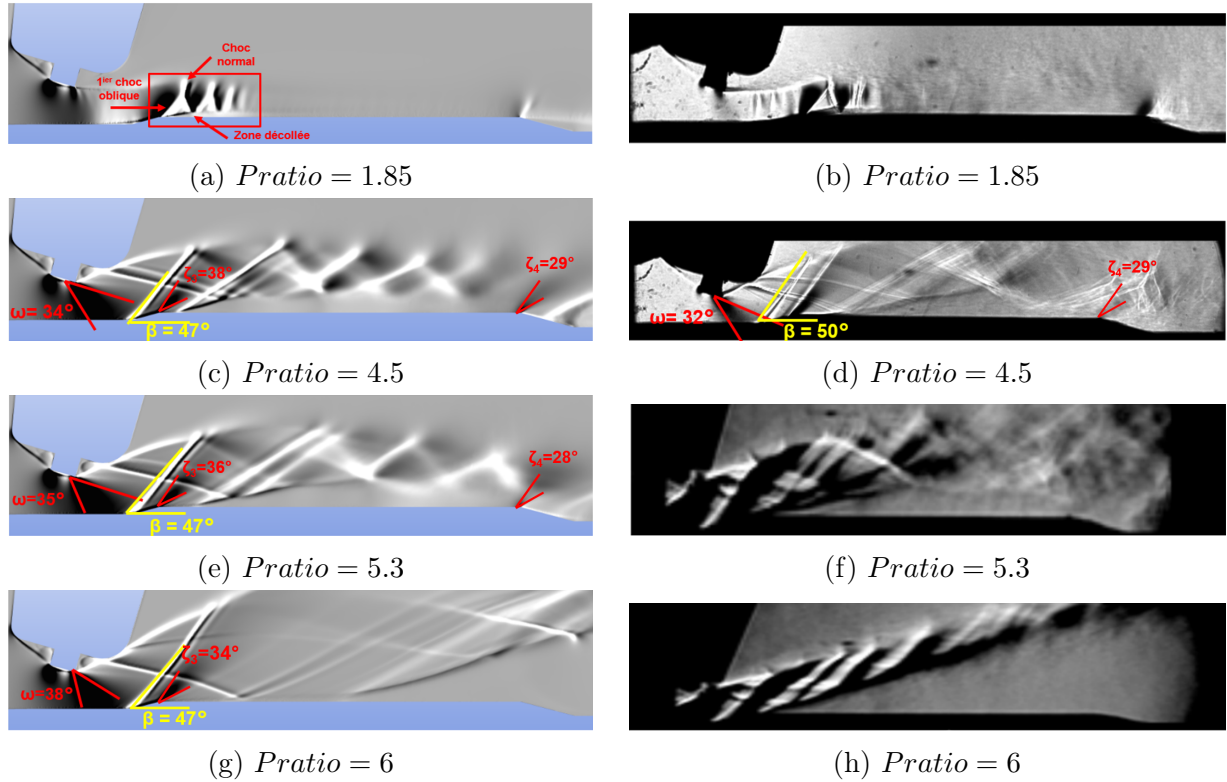


Figure 5.5 Comparaison des clichés Schlieren sur la lèvre supérieure. A gauche les gradients de densité numériques et à droite les visualisations Schlieren expérimentales [60]

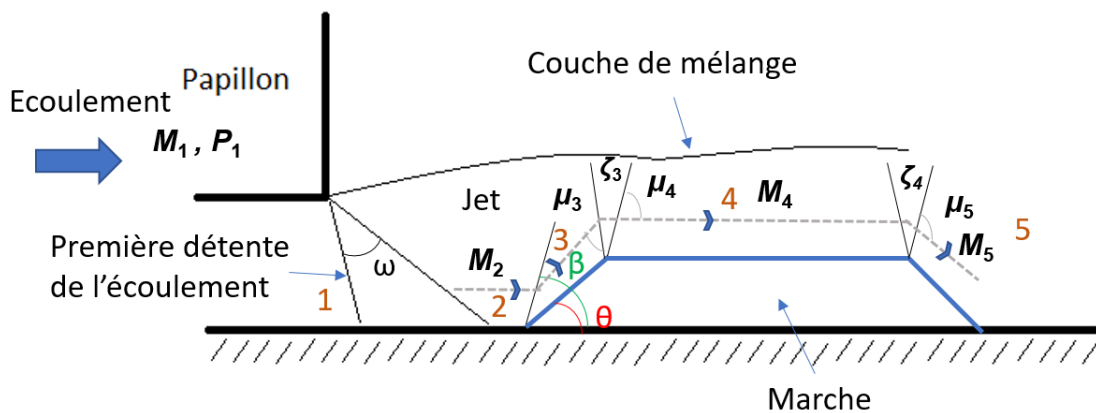


Figure 5.6 Schéma représentant les simplifications du calcul théorique

Des calculs préliminaires sur la déviation de l'écoulement à la sortie du jet (première détente sur la figure 5.6) et sur la marche peuvent être calculés. Concernant la première détente de l'écoulement ω° , on calcule tout d'abord le rapport de pression à la sortie du papillon avec la pression totale P_2/P_{02} d'après la relation suivante pour calculer la détente

2D [104] :

$$P_{ratio} = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_2}{P_{02}} \frac{P_{02}}{P_{01}} \frac{P_{01}}{P_1} \quad (5.1)$$

avec $\frac{P_{02}}{P_{01}} = 1$ (isentropique). P_{ratio} étant connu et $\frac{P_{01}}{P_1}$ est fonction de $M_1 = 1$, le rapport $\frac{P_2}{P_{02}}$ peut être ainsi calculé et interpolé dans les tables isentropiques de détente pour avoir le nombre de Mach à la sortie M_2 et l'angle de détente ω (cf Annexe A). Les valeurs de M_2 et ω sont donnés dans les deuxième et troisième colonnes du tableau 5.2 respectivement pour tous les ratios de pression considérés.

Après la première détente, l'écoulement avec les propriétés M_2 et P_2 arrive à la rampe montante de la marche d'angle θ . Un empilement d'ondes de Mach se forment et s'intersectent pour former un choc oblique. Connaissant les nombres de Mach à l'entrée de la marche (milieu 2) qui sont donnés par la deuxième colonne du tableau 5.2 pour les ratios de pression d'intérêt, on peut calculer l'angle que fait le premier choc oblique ainsi que la vitesse de l'écoulement le après passage du choc [104] (voir figure 5.7).

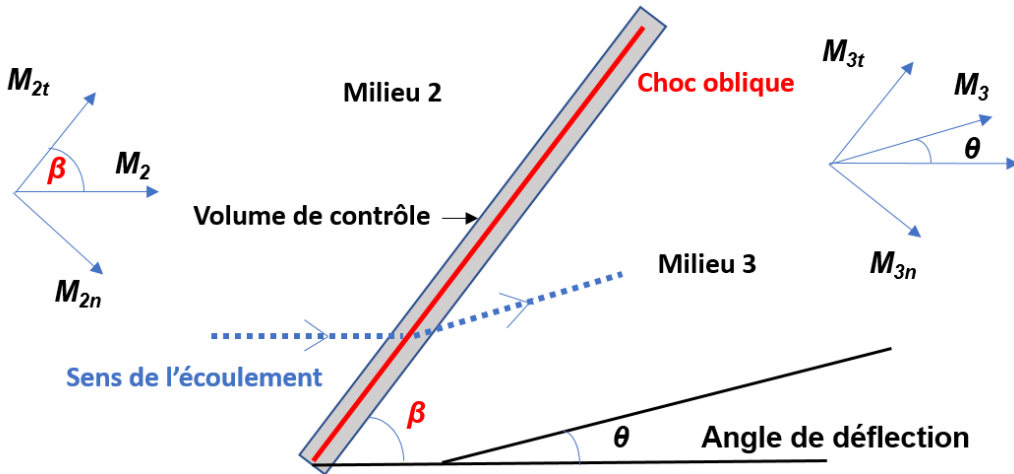


Figure 5.7 Géométrie du premier choc oblique considéré

L'angle du choc oblique β peut être calculé avec l'équation ci-dessous :

$$\tan \theta = \frac{2(M_2^2 \sin^2 \beta - 1)}{\tan \beta M_2^2 (\gamma + \cos(2\beta)) + 2} \quad (5.2)$$

avec M_2 le nombre de Mach du milieu 2 en entrée de la rampe, θ l'inclinaison de la rampe et γ la constante des gaz parfaits ($\gamma = 1.4$ pour l'air). Pour déterminer la vitesse de l'écoulement après la déviation (M_3), la décomposition du choc oblique en ses composantes

normales M_{n2} et M_{n3} doit être d'abord effectuée selon les expressions suivantes :

$$\begin{cases} M_{2n} = M_2 \sin \beta \\ M_{3n} = \sqrt{\frac{1 + \frac{(\gamma-1)M_{n2}^2}{2}}{\gamma M_{n2}^2 - \frac{\gamma-1}{2}}} = M_3 \sin(\beta - \theta) \end{cases} \quad (5.3)$$

Le graphique donné par la figure 5.8(a) ($\beta = f(\theta)$) montre que pour un certain $\theta < \theta_{max}$, deux solutions peuvent être envisagées. La première et la plus commune [104] consiste à avoir un angle de déviation β plus petit et appelée choc faible représenté par la figure 5.8(c). La deuxième conduit à un β plus grand appelée choc fort montré à la figure 5.8(b). Ce graphique met aussi en évidence l'existence d'un angle θ_{max} pour chaque nombre de Mach M_2 . Si $\theta > \theta_{max}$, aucun choc oblique n'est possible et un choc détaché se forme au lieu en amont de la rampe comme montré à la figure 5.8(d). Pour $P_{ratio} = 1.85$, le

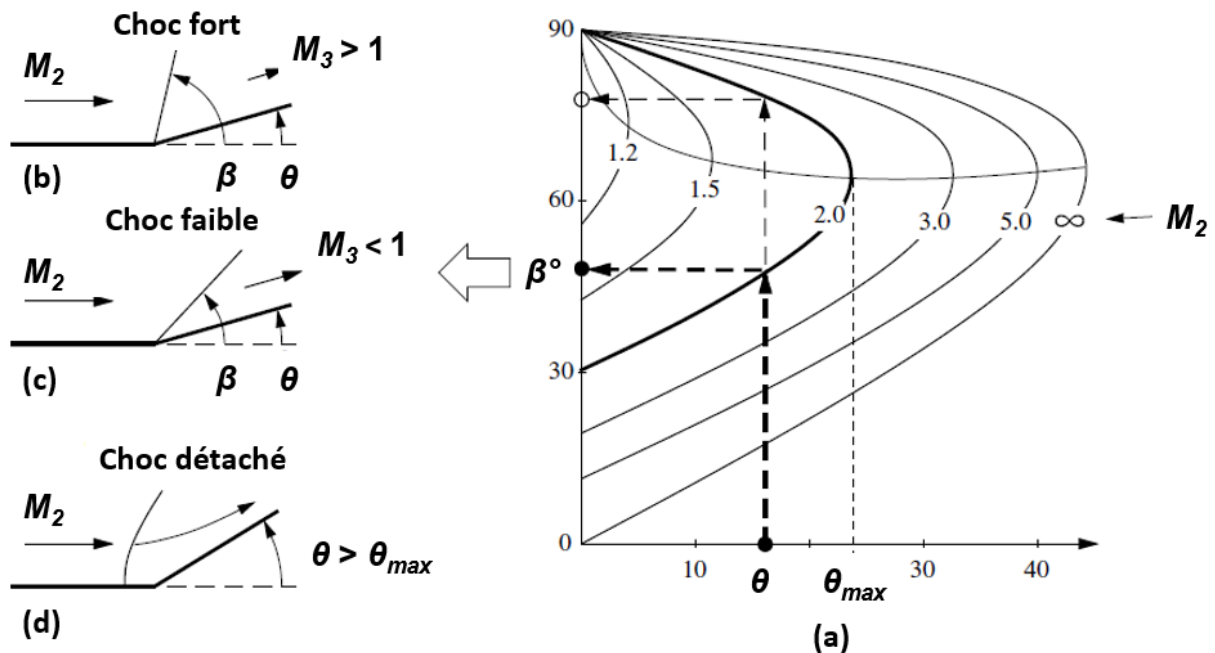


Figure 5.8 Les différentes solutions pour les chocs obliques en fonction de θ [104]

ratio générant le bruit tonal de la vanne étudiée, le nombre de Mach à l'entrée de la marche est de 1.4. Connaissant l'inclinaison de la marche, le calcul de l'angle β par le graphique 5.8 n'est pas possible car $\theta \gg \theta_{max}$. Un choc détaché se forme (cas (d) de la figure 5.8). Ceci rend donc l'approximation de l'écoulement par calcul assez complexe. Cela justifie l'approche numérique qui est employée pour ce point de fonctionnement. Par

contre, d'autres ratios de pression plus grand (régime supersonique) peuvent être modélisés par des calculs approximatifs basés sur les analyses précédentes.

En continuant dans le sens de l'écoulement vers le milieu 4, l'écoulement se retrouve face à une rampe descendante qui l'oblige à tourner de façon isentropique [101]. Un éventail de détente est généré étant donné que l'écoulement est toujours supersonique. Ce éventail permet à la pression statique de diminuer graduellement tout en accélérant la vitesse de l'écoulement [47]. La figure 5.9 montre la géométrie du éventail de détente obtenu dans ce cas.

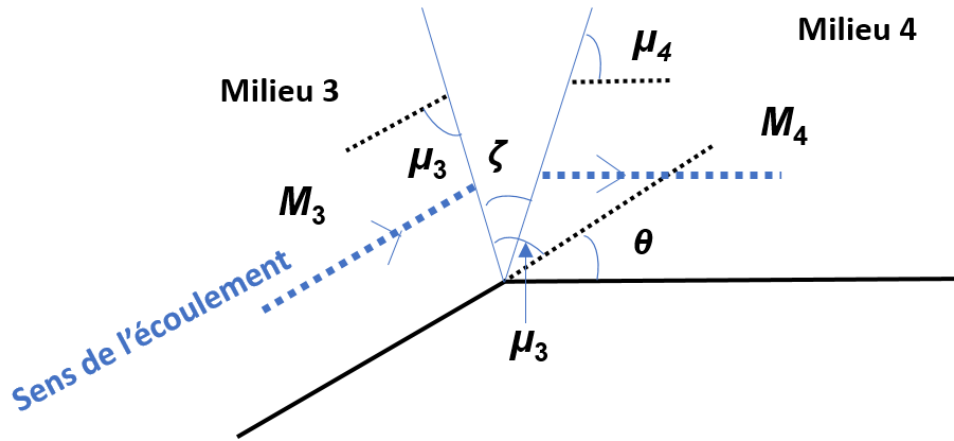


Figure 5.9 Géométrie du éventail de détente

Connaissant M_3 , l'inclinaison du éventail peut être calculée à partir des tables de détente [104]. L'angle de l'éventail de Prandtl-Meyer quant à lui définit l'angle entre la première et la dernière onde de Mach comme représenté à la figure 5.9 avec $\zeta_3 = \mu_3 - \mu_4 + \theta$. L'angle de la première onde de Mach est défini par $\mu_3 = \sin^{-1}(1/M_3)$ et l'angle de la dernière onde de Mach dans le milieu 4 est donné par $\mu_4 = \sin^{-1}(1/M_4)$. Les calculs faits dans le milieu 5 suivent la même démarche décrite précédemment avec un éventail de détente qui apparaît dans la partie descendante de la marche. La dernière partie où l'écoulement est dévié à l'horizontale après la détente n'est pas considérée dans les calculs théoriques étant donné que le jet reste décollé après le dernier éventail de détente pour tous les ratios de pression (figure 5.4).

Les différents paramètres cités dans cette section sont aussi résumés dans le tableau 5.2. Ces paramètres sont aussi comparés sur la figure 5.5 pour les différents ratios de pression.

On remarque que les valeurs calculées dans le tableau 5.2 s'approchent de celles obtenues par les simulations RANS et mesurées par la technique Schlieren. La différence observée

P_{ratio}	M_2	ω°	β°	M_3	μ_3°	ζ_3°	M_4	μ_4°	ζ_4°	M_5	μ_5°
1.85	1.48	11.32	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4.5	2.07	28.33	43	1.51	82.94	38.59	2.02	59.34	29.28	2.61	45.05
5.3	2.17	30.95	42	1.6	77.35	36.07	2.12	56.28	28.64	2.75	42.64
6	2.24	32.76	41	1.66	74.08	34.74	2.19	54.33	28.10	2.84	41.23

Tableau 5.2 Paramètres de l'écoulement calculés théoriquement pour la lèvres supérieure

peut être expliquée par les hypothèses de calculs simplificatrices qui supposent que la dernière onde de Mach de la première détente n'atteint pas la partie montante de la marche qui génère le choc oblique.

Pour le ratio de pression d'intérêt (1.85), un train de chocs est présent tout de suite après la première détente de l'écoulement. Ce train de chocs sert à ajuster la pression du jet à celle du réservoir. Autre chose à remarquer pour $P_{ratio} = 1.85$ est la régularité des chocs en lambda observée sur le début de la marche (partie encadrée sur la figure 5.5a et représentée en zoom sur la figure 5.10).

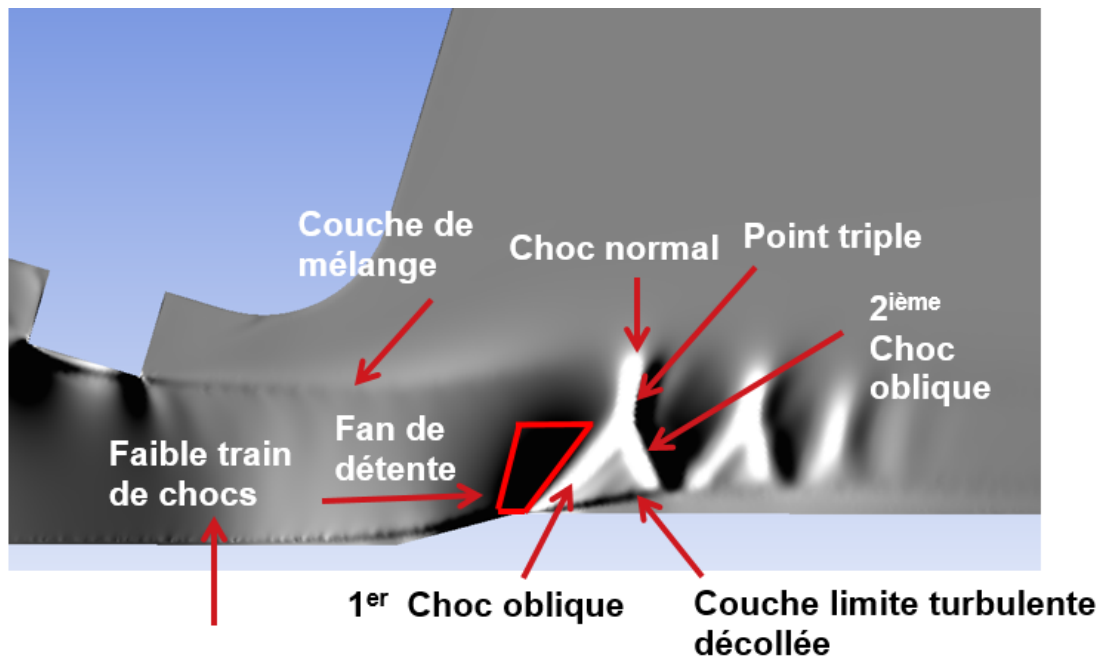


Figure 5.10 Zoom sur la zone de choc en lambda (gradients de densité selon y) pour $P_{ratio} = 1.85$

Cette répétition est due au premier éventail de détente (encadré en rouge sur la figure 5.10) qui crée une baisse de pression considérable dans le jet (voir contours de pression de la figure 5.4), cette détente est réfléchiée sur la surface de contact du jet en un choc oblique qui régule la pression du jet à la pression du conduit mais cause cependant le décollement

de la couche limite créée par ce gradient de pression adverse. La réflexion de ce premier choc oblique sera donc nécessaire pour réajuster l'écoulement à l'horizontale et un choc normal se produit pour rendre l'écoulement subsonique car il n'y a pas de solution pour obtenir la bonne direction de l'écoulement. Cette combinaison de choc donne forme à une structure de choc en lambda telle que décrite par Viswanath [108]. La zone subsonique en aval du choc normal est en effet existante sur les iso-contours du nombre de Mach moyen (figure 5.4). Dans la zone située en dessous du point triple, l'écoulement est encore supersonique et la zone décollée commence à se ré-attacher à la paroi en créant une surface convexe entraînant la formation d'un éventail de détente qui fait baisser la pression à nouveau. Un choc oblique (réflexion de la détente) sera nécessaire pour réajuster la pression et le même processus décrit précédemment se répète formant un nouveau choc en lambda. Au final, trois chocs en lambda se forment sur la marche jusqu'à ce que l'écoulement redevienne sonique et aucun ajustement de pression ne sera ainsi nécessaire. Une légère accélération est remarquée en aval de la marche là où le dernier éventail de détente apparaît, suivie d'un décollement avant que l'écoulement se ré-attache à la paroi.

5.4.3 Évolution de la structure de l'écoulement sur la lèvre inférieure

Concernant la lèvre inférieure, l'écoulement est plus stable sur la paroi du fait que la détente se produit après la marche. Ainsi, le comportement obtenu est celui d'un simple jet pariétal comme le montre la figure 5.11.

Ce jet est supersonique pour les forts ratios de pression ($P_{ratio} = 4.5, 5.3, 6$) avec quelques zones de décollement qui sont dues aux différents chocs qui créent des gradients de pression adverses. Seul le cas $P_{ratio} = 1.85$ présente un jet pariétal subsonique avec quelques poches soniques. Contrairement à la lèvre supérieure, le jet tend à rester attaché lors de la première détente du fait que la sortie de la tuyère, représentée par l'aval du papillon et la partie descendante de la marche, est inclinée avec un angle $-\theta$ (on rappelle que θ est l'angle de la marche). Cette inclinaison négative contre l'effet de l'angle d'expansion ω . Ainsi le jet se détache légèrement pour les forts ratios de pression car le jet est fortement sous-détendu ($P_{ratio} = 4.5, 5.3, 6$) ou reste attaché pour les faibles ratios de pression $P_{ratio} = 1.85$ comme le montre la figure 5.12.

L'évolution de la structure globale de l'écoulement dans la vanne étant décrite, la prochaine sous section compare l'évolution de la pression statique moyenne sur les deux lèvres du papillon calculée par les simulations et mesurée sur le banc rectangulaire 2D lors du rem-

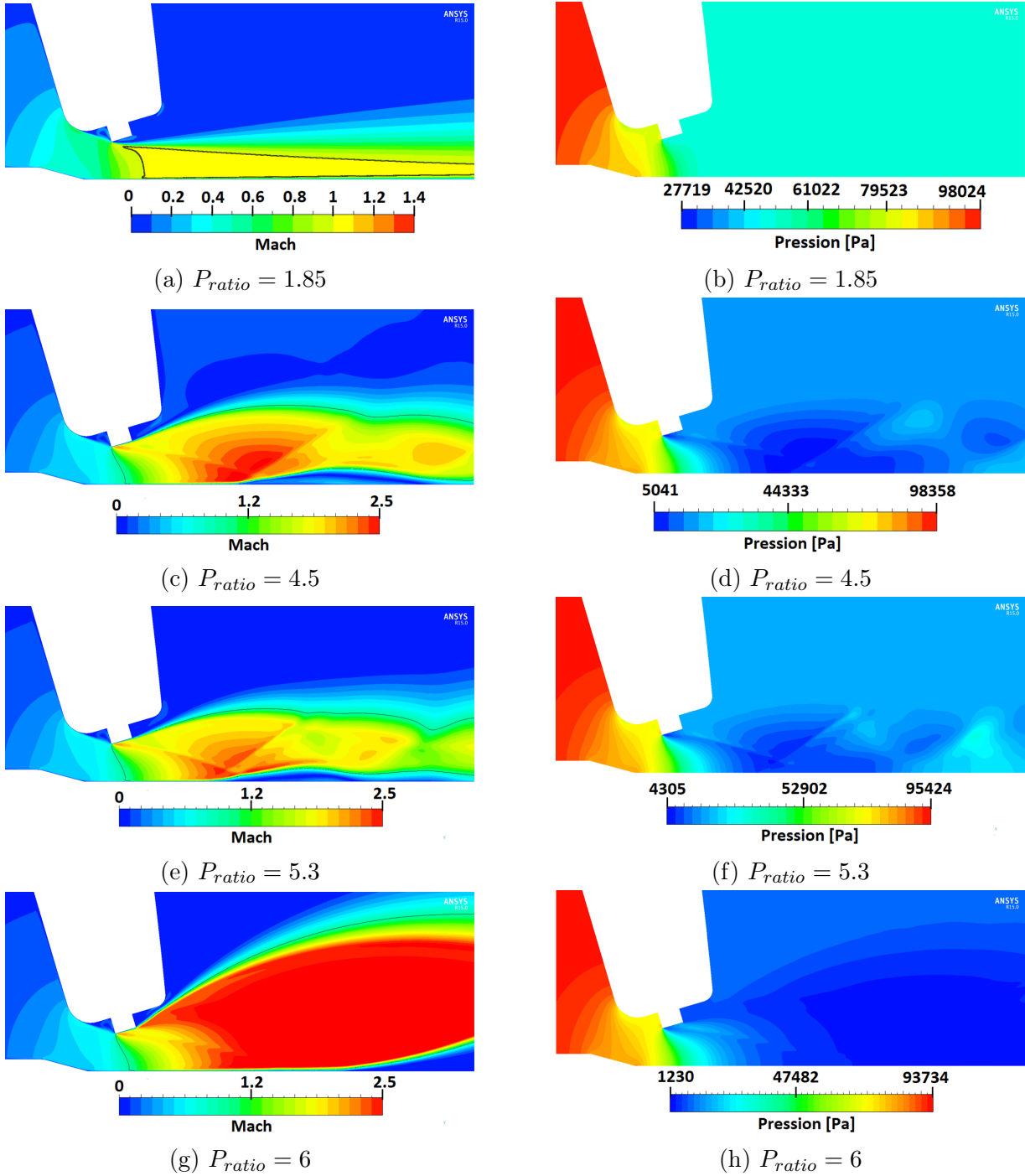


Figure 5.11 Iso-contours du nombre de Mach moyen (à gauche) et de pression moyenne (à droite) sur la lèvre inférieure. Iso-surfaces du nombre de Mach $M = 1$ en noir.

plissage du réservoir.

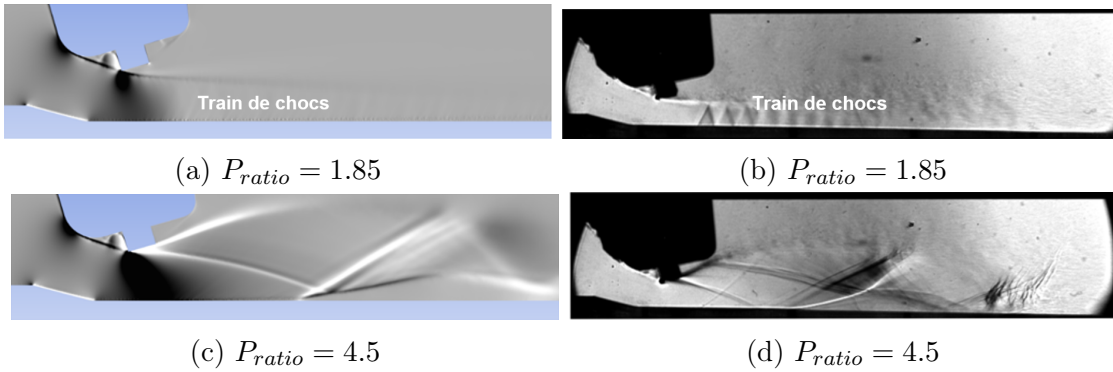


Figure 5.12 Comparaison des clichés Schlieren sur la lèvre inférieure. À gauche les gradients de densité numériques et à droite les visualisations Schlieren expérimentales

5.4.4 Évolution de la pression statique pariétale moyenne sur les deux lèvres du papillon

Dans cette partie, les pressions statiques moyennes pariétales sont comparées aux mesures sur le banc rectangulaire 2D (cf figure 5.13). Le lecteur est référé au chapitre 4 section 4.2 pour les détails des mesures et la position des capteurs. Pour $P_{ratio} = 1.85$, une simulation RANS sans le réservoir déjà existante est comparée avec le présent calcul et les mesures expérimentales. Sur la lèvre supérieure, on ne remarque pas de grandes différences entre les deux configurations. En général, un bon accord avec les mesures est obtenu. Cependant, un meilleur comportement est remarqué au niveau du dernier éventail de détente en aval de la marche. De même pour la lèvre inférieure où les deux configurations sont quasi-identiques.

Pour les forts ratios de pression, comme déjà vu précédemment, l'écoulement est fortement instationnaire avec une forte succession de chocs, détentes et décollements qui rendent la comparaison avec les données expérimentales délicate. Cependant, les courbes de pression suivent la tendance des mesures avec quelques coïncidences.

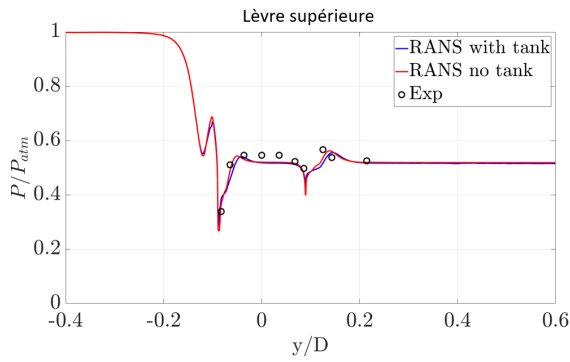
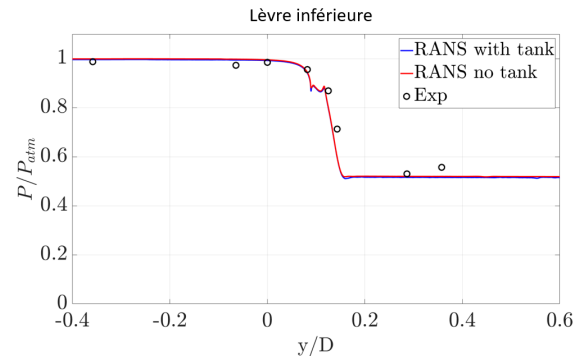
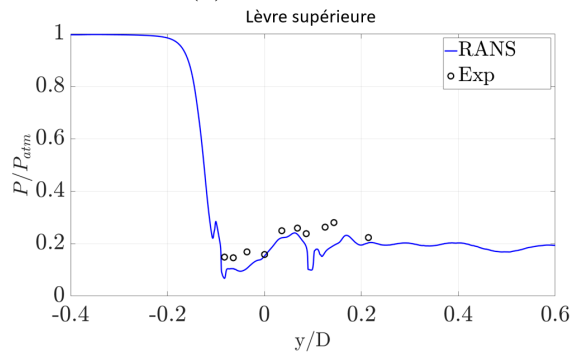
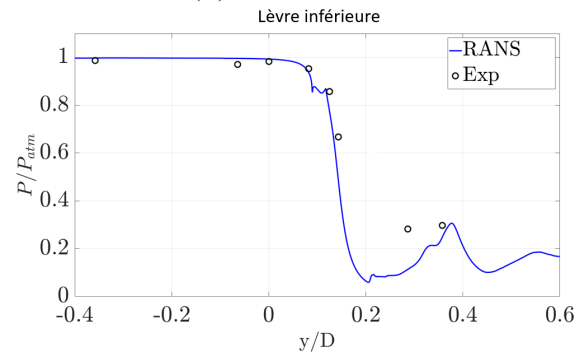
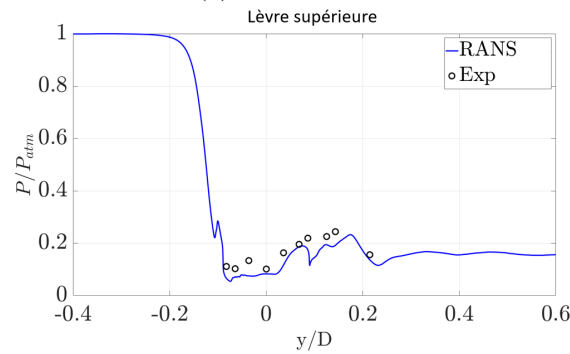
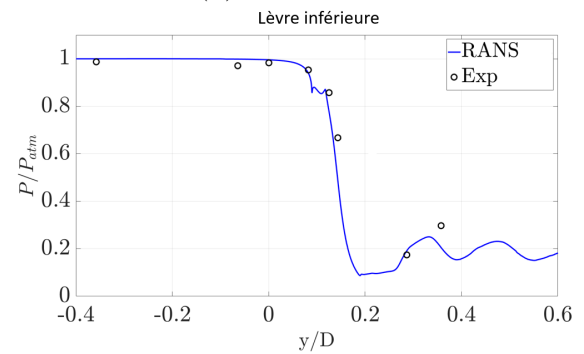
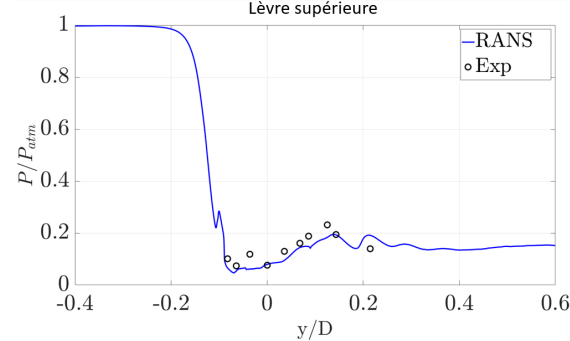
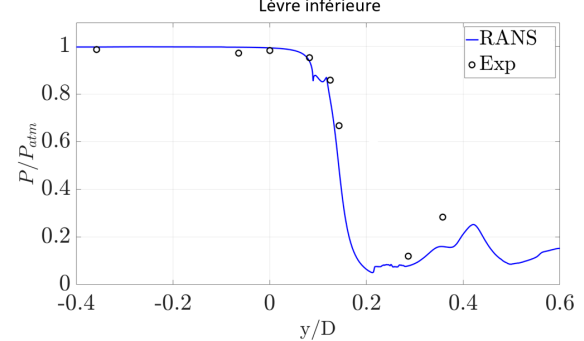
(a) $P_{ratio} = 1.85$ (b) $P_{ratio} = 1.85$ (c) $P_{ratio} = 4.5$ (d) $P_{ratio} = 4.5$ (e) $P_{ratio} = 5.3$ (f) $P_{ratio} = 5.3$ (g) $P_{ratio} = 6$ (h) $P_{ratio} = 6$

Figure 5.13 Pressions statiques pariétales moyennes pour tous les ratios de pression. A gauche lèvre supérieure, à droite lèvre inférieure.

Forts ratios de pression : 6, 5.3, 4.5

- Jets supersoniques sous-détendus décollés de la paroi.
- Ré-attachement et courbure dus à un gradient de pression latéral généré par la zone de recirculation à haut nombre de Mach.
- Bonne reproduction des angles de chocs et d'expansions calculés théoriquement pour la lèvre supérieure.

Faible ratio de pression : 1.85

- Zone d'interaction choc/couche limite à l'origine des chocs en lambda.
- Mise en évidence d'une régularité dans les cellules de choc en lambda sur la marche.
- Bonne reproduction des angles de chocs et d'expansions calculés théoriquement.
- Légère amélioration sur les courbes de pression pariétale moyenne par rapport à une configuration sans réservoir sur le dernier éventail de détente côté lèvre supérieure.

5.5 Conclusions

Plusieurs simulations RANS ont été réalisées sur la vanne en configuration 2D avec le réservoir. Le maillage utilisé est fin et résolu en paroi ce qui a permis de capter tous les phénomènes aérodynamiques présents dans les jets. Ces simulations ont révélé une structure complexe pour les forts ratios de pression côté lèvre supérieure. Ils ont aussi permis de comprendre le comportement des jets grâce à des observations de l'écoulement. Il a été montré que la zone de recirculation à haute vitesse en dessous du jet joue un rôle primordial sur la courbure de ce dernier côté lèvre supérieure. D'autre part, les gradients de densité simulés se comparent bien avec les mesures Schlieren et les calculs théoriques. Ainsi, à la lueur de ces calculs, un maillage similaire sur les marches devrait être adopté pour les prochaines simulations LES dans le but de mieux capter l'acoustique rayonnée. Le prochain chapitre mettra l'accent sur les différentes améliorations et modifications des simulations LES qui ont abouti à une configuration finale retenue pour les calculs numériques à ordre élevé.

CHAPITRE 6

Simulations LES de la vanne papillon

Ce chapitre résume tous les calculs LES réalisés sur la vanne. Les modifications de géométrie et de maillage qui ont abouti à la configuration finale retenue pour les calculs à ordre élevé seront développés dans la première partie. L'étude aéroacoustique de cette dernière et les résultats qui en découlent sur deux épaisseurs de domaine différentes $0.1D$ (section 6.2) et $0.3D$ (section 6.3) seront présentés par la suite. Enfin, une synthèse générale des résultats clôturera ce chapitre.

6.1 Résumé des différentes améliorations effectuées

6.1.1 Paramètres numériques généraux

Les simulations LES sont réalisées avec le code de recherche AVBP 7.1 conjointement développé par le CERFACS et l'IFPEN [65, 83, 93]. L'air est supposé compressible et considéré comme un gaz parfait. Les équations de Navier-Stokes filtrées spatialement sont résolues et un terme de viscosité de sous-maille permet de fermer le modèle. Dans toutes les simulations réalisées, le modèle de sous-maille WALE est utilisé. Ce dernier est adapté aux couches de mélange et aux écoulements pariétaux. A l'instar des calculs RANS, la température et la pression totale sont prescrites sur l'hémisphère d'entrée et une condition de non glissement est utilisée sur toutes les parois solides. Les conditions aux limites sont traitées par une extension tridimensionnelle des conditions aux limites caractéristiques de Navier-Stokes (NSCBC¹) locales unidimensionnelles non visqueuses (LODI²) en pression totale (P_t) et température totale (T_t) [75, 41, 68]. Une zone éponge a été prévue en sortie pour atténuer les réflexions. Des maillages hybrides non structurés avec un $y^+ = 3$ moyen sur les marches sont utilisés avec une condition de périodicité sur les parois latérales. Le schéma numérique utilisé est celui de Lax Wendroff [50], deuxième ordre en temps et en espace. L'initialisation est faite à partir des solutions RANS. Au total, trois configurations ont été adoptées avant d'arriver à la configuration finale sur laquelle une simulation LES en ordre élevé a été lancée. Le tableau 6.1 résume les différents paramètres de ces trois configurations qui sont représentées à la figure 6.1.

1. Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions
2. Local One-Dimensional Inviscid

Configuration	Conduit long	Conduit court	Réservoir
Conditions aux limites	Entrée (P_t, T_t) Sortie P_{tank} , non réfléchissante	Entrée (P_t, T_t) Sortie P_{tank} , NSCBC	Entrée (P_t, T_t) Sortie P_{tank} , NSCBC
Schéma numérique	LW	LW	LW
Modèle de sous-maille (SGS)	WALE	WALE	WALE
Maillage	Hybride (tétraédrique+prismes) $y_{max}^+ = 3$, cellules=60 M	Hybride (tétraédrique+prismes) $y_{max}^+ = 3$, cellules=87 M	Hybride (tétraédrique+prismes) $y_{max}^+ = 3$, cellules=155 M

Tableau 6.1 Paramètres numériques pour les différentes configurations adoptées avant le passage à l'ordre élevé

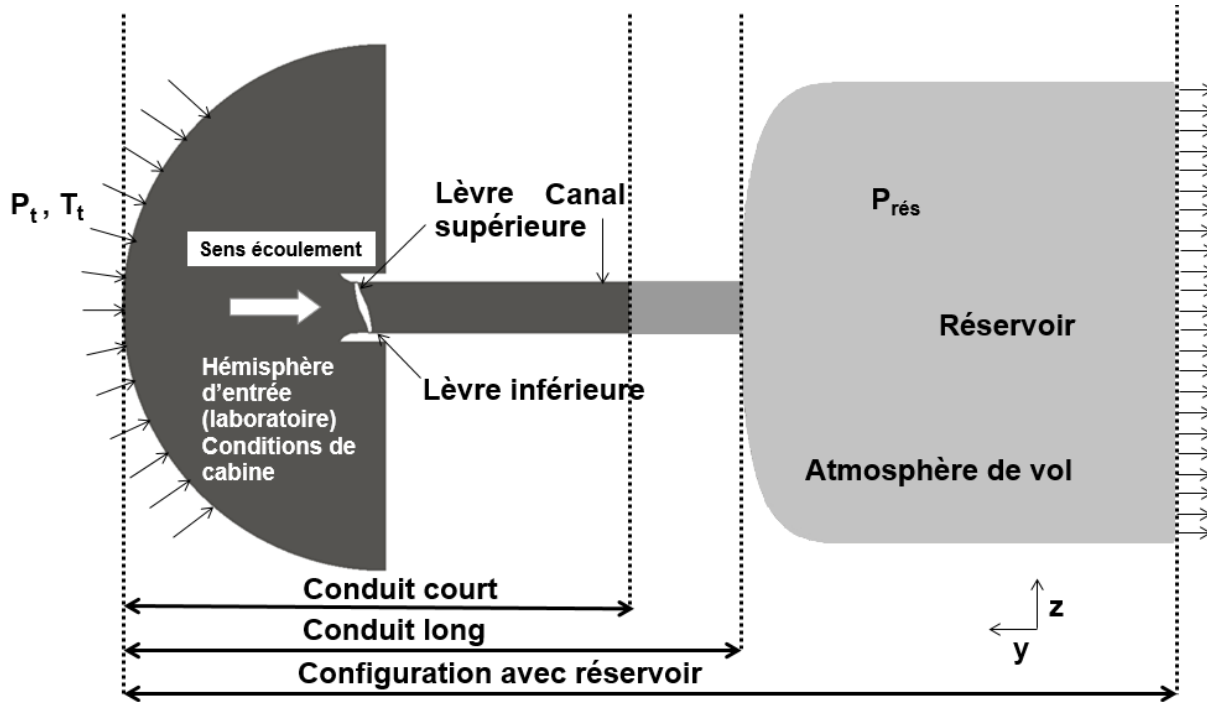


Figure 6.1 Domaine numérique des différentes configurations de vanne adoptées

6.1.2 Premier calcul : conduit long

Dans le cadre du projet SOFTAIR, une première LES avait été réalisée par Marsan *et al.* [60] avec un conduit long et une condition de non réflexion en sortie de tuyau. Cette stratégie reproduit ce qui a été adoptée dans le début des mesures expérimentales afin de se concentrer et d'étudier l'écoulement seulement dans la zone des deux jets sans que le conduit n'influence les résultats acoustiques. Cette approche a permis d'avoir une idée générale de la structure de l'écoulement à travers la vanne (cf section 2.1 du chapitre 2). Concernant le maillage, le raffinement était inclus dans la zone des jets et un fort déraffinement était adopté jusqu'à la sortie (cf figure 6.4). Une taille de cellule moyenne de 14 mm avait aussi été utilisé en entrée et dans le conduit jusqu'à la frontière de sortie. Cette taille³

3. déterminée selon le schéma de résolution (cf section 3.7)

ne permettait pas de transmettre les ondes acoustiques au delà de $St_D = fD/c = 2$ avec f la fréquence de coupure du maillage, D le diamètre de la vanne et c la vitesse du son dans le milieu (cf figure 6.2a). En sortie, le déraffinement du maillage avec les conditions aux limites LODI garantit qu'aucune onde acoustique réfléchie ne rentre dans le domaine numérique.

Cependant, durant la première campagne d'essais dans le cadre du projet SOFTAIR, il s'est avéré qu'en optant pour un conduit plus court les spectres acoustiques étaient influencés. D'autre part, il a été remarqué que la géométrie du joint était sensiblement différente de celle simulée. Une différence d'environ 0.3 mm en longueur a été reporté comme le montre la figure 6.3. Toutes ces observations ont entraîné les améliorations successives du modèle de calcul décrites dans les sections suivantes.

6.1.3 Modifications de la géométrie et du maillage : conduit court et réservoir

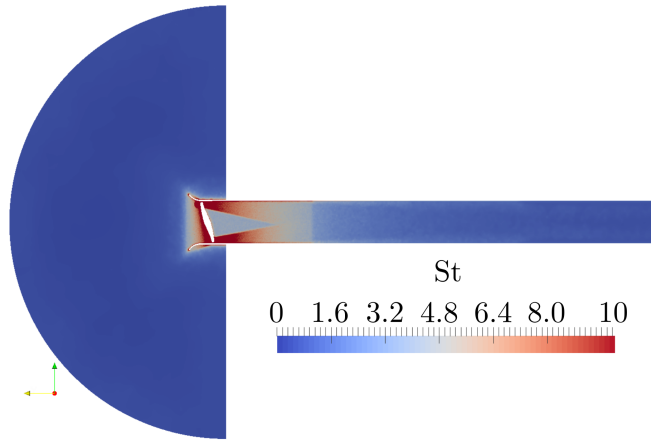
Première modification topologique : conduit court

Afin de mieux représenter le banc expérimental et les résultats obtenus, des modifications de géométrie et de maillage ont été réalisées. Dans un premier temps, le joint du papillon a été allongé de 0.3 mm. La figure 6.3 superpose les points mesurés sur le papillon de la vanne expérimentale (en rouge) et ceux utilisés pour les calculs numériques. En vert est représenté le papillon de la première simulation LES et en orangé, celui modifié pour la simulation actuelle. On remarque que les points expérimentaux sont maintenant superposés avec le profil de la configuration avec conduit court.

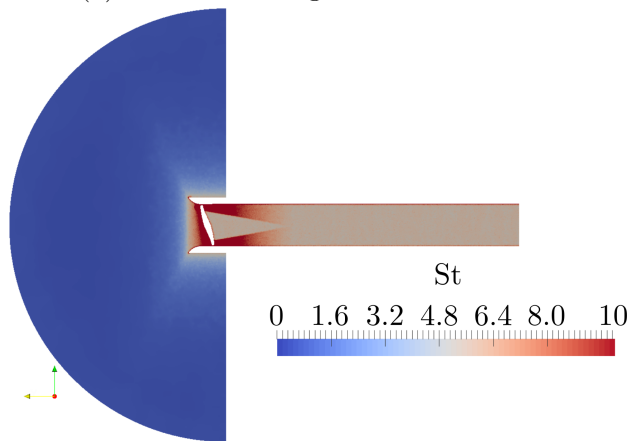
Dans un deuxième temps, la longueur du conduit a été ramenée à la longueur réelle du banc expérimental comme représenté sur la figure 6.2b. L'épaisseur du mur de l'entrée a aussi été modifiée pour refléter le banc expérimental. Ceci se remarque en comparant les convergents d'entrée des figures 6.2a et 6.2b.

Côté maillage, des zones de raffinements successifs ont été prévues proche de la marche et une taille de cellule moyenne en conduit de 1.42 mm est atteinte (cf figure 6.4c). Cette taille permet de propager des nombres de Strouhal allant jusqu'à 6.1 dans le conduit qui couvrent la plage de Strouhal d'intérêt 4.5 afin de voir l'influence acoustique du conduit court (cf figure 6.2b).

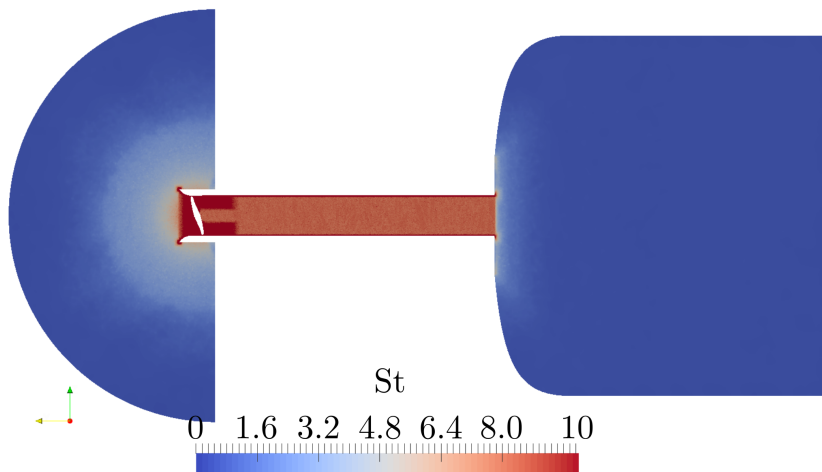
Bien que ces modifications permettent de s'approcher des conditions expérimentales, le principal inconvénient de cette configuration est les poches à vitesses négatives provenant du sillage du papillon qui sont convectées en aval vers la sortie, comme indiqué sur les



(a) Première configuration avec conduit long 2015 [60, 17]



(b) Première amélioration avec conduit court 2018



(c) Deuxième amélioration avec réservoir

Figure 6.2 Coupe du maillage en St_D pour les différentes configurations préliminaires étudiées

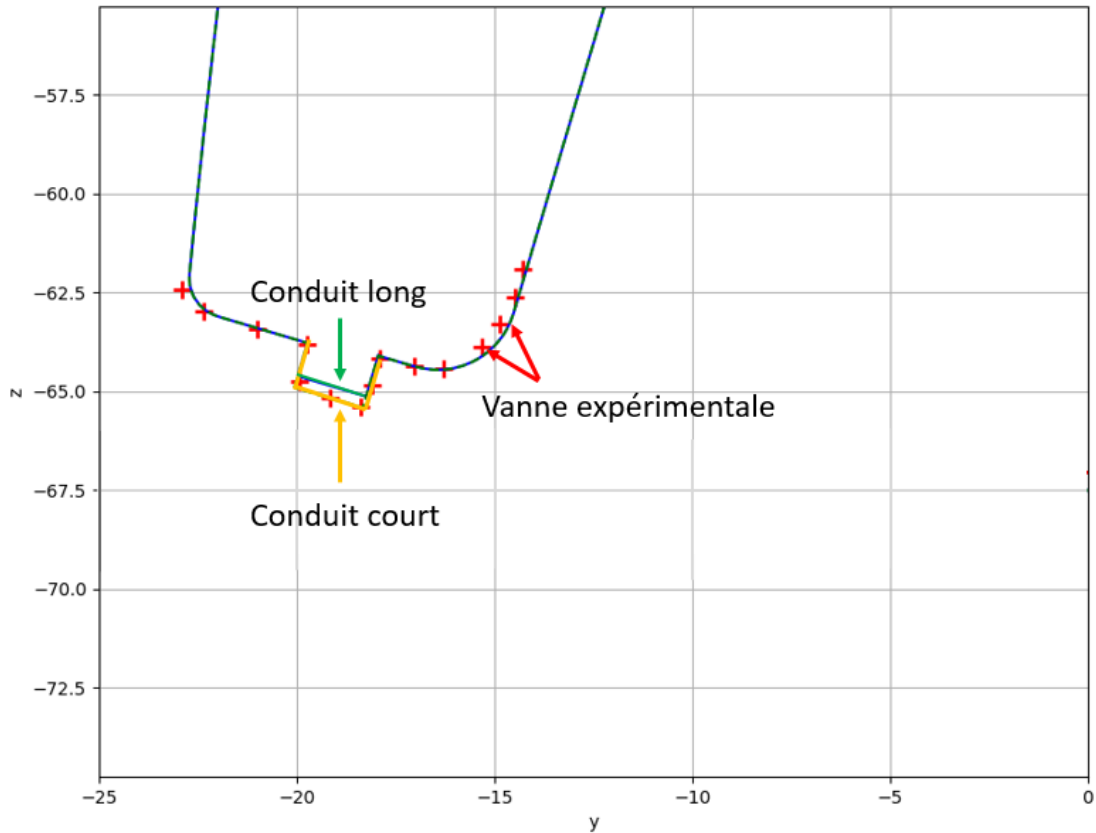
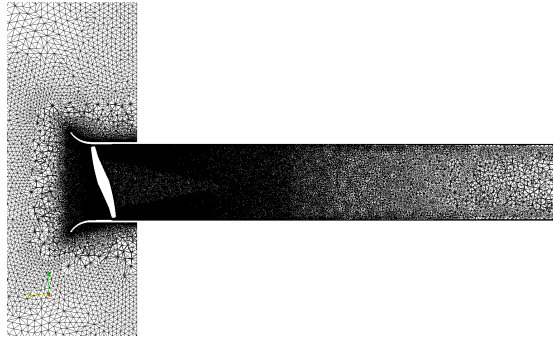


Figure 6.3 Rallongement du joint du papillon de la vanne

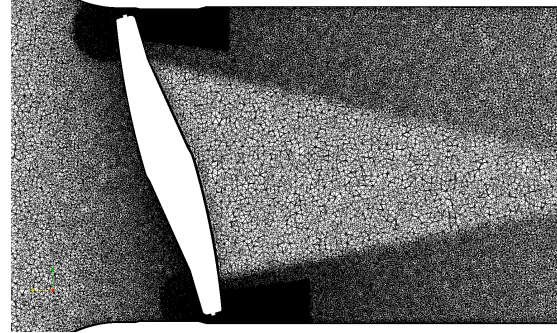
contours du nombre de Mach dans le plan médian de la vanne (figure 6.5b). Bien que la condition aux limites NSCBC soit imposée et permette la propagation acoustique, cette recirculation amplifie la réflexion en sortie du conduit et modifie son impédance qu'il est difficile de contrôler numériquement avec les paramètres de relaxation imposés.⁴

Cette zone n'existait pas dans la configuration du conduit long à cause du fort déraffinement imposé à la fin du conduit (figure 6.5a). La condition d'impédance qui amortissait les ondes acoustiques et donc minimisait les réflexions qui existent sur le banc au niveau de l'expansion brusque reste toujours inadéquate dans la modélisation numérique. Ce constat a donc encouragé la deuxième modification topologique qui est décrite dans le paragraphe suivant.

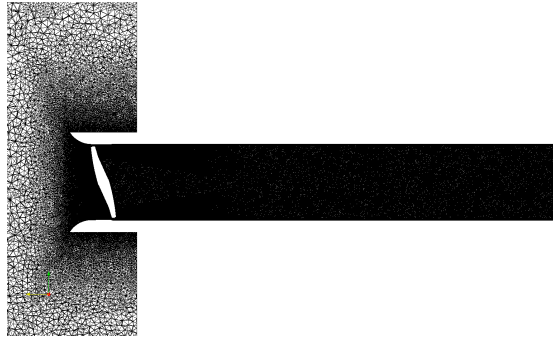
4. L'impédance acoustique caractérise la résistance d'un milieu au passage d'une onde acoustique. Pour le cas de la vanne, la condition d'impédance est définie à l'interface entre le canal et le réservoir. Une partie de l'onde est transmise dans le réservoir tandis qu'une autre partie se réfléchit sur l'interface. L'obtention de la bonne condition d'impédance dans les configurations sans réservoir est faisable mais serait un peu délicate car il faudrait faire varier les coefficients de transmission et de réflexion jusqu'à obtention des bonnes valeurs expérimentales. Dans ce cas, l'ajout du réservoir reste un moyen fiable d'avoir une condition d'impédance réaliste des conditions expérimentales.



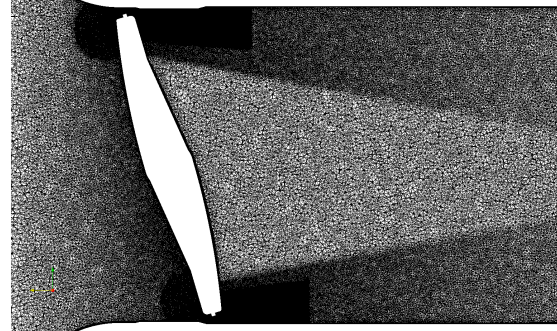
(a) Vue globale configuration conduit long



(b) Zoom sur le papillon-configuration conduit long



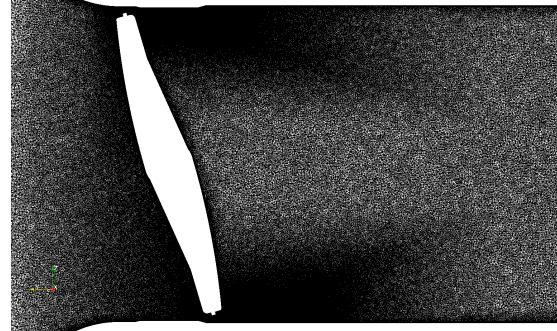
(c) Vue globale-configuration conduit court



(d) Zoom sur le papillon-configuration conduit court



(e) Vue globale-configuration réservoir

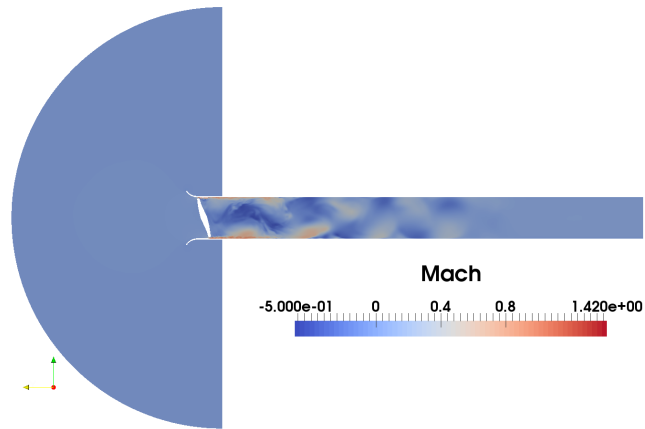


(f) Zoom sur le papillon-configuration réservoir

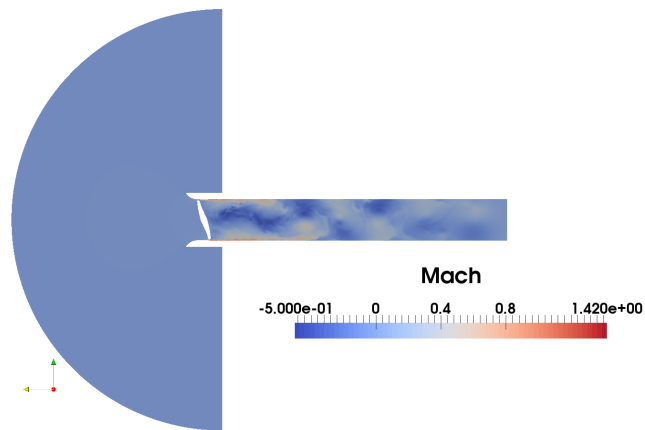
Figure 6.4 Vues des différents maillages testés

Seconde modification topologique : ajout du réservoir

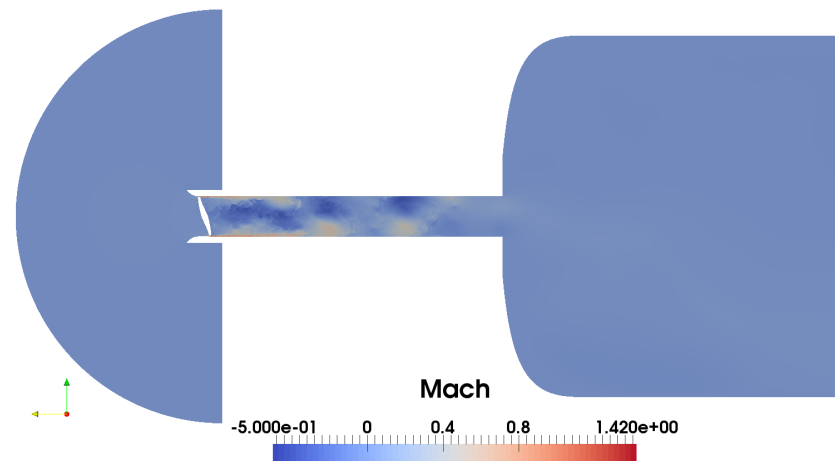
Les simulations précédentes ne permettent pas de déterminer rapidement la bonne condition d'impédance en sortie du conduit. Le réservoir a donc été ajouté pour simuler la vraie condition d'impédance acoustique au niveau de son entrée. La condition limite de sortie P_{res} est ainsi appliquée sur le mur du réservoir comme dans les simulations RANS décrites dans le chapitre précédent avec un coefficient de relaxation 10,000 partiellement réfléchissant. A noter qu'une seule moitié du réservoir est simulée pour pouvoir limiter la taille



(a) Première configuration avec conduit long [60, 17]



(b) Première amélioration avec conduit court

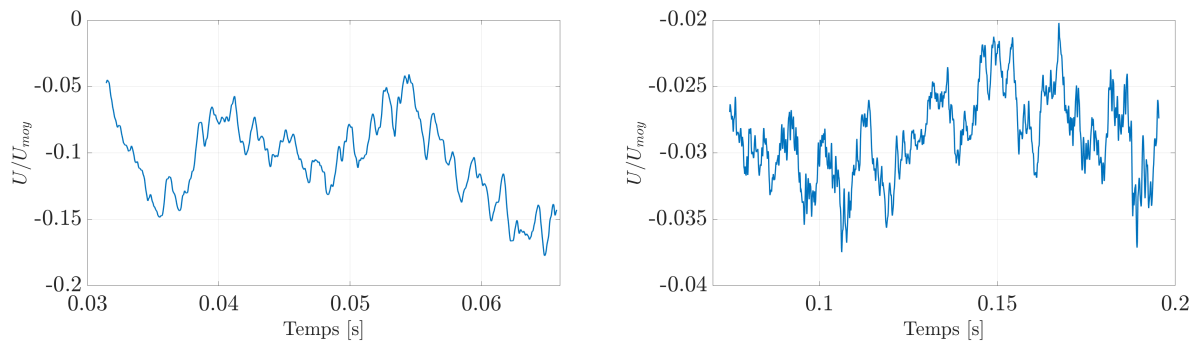


(c) Deuxième amélioration avec réservoir

Figure 6.5 Iso-contours du nombre de Mach à la section médiane de la vanne

du maillage. Les figures 6.4e et 6.4f représentent le maillage de la simulation LES avec le réservoir. Des travaux d'améliorations ont été réalisés sur ce maillage en comparaison avec les anciennes configurations comme le montre la figure 6.4. Des transitions fluides entre les différentes zones de raffinement ont été effectuées spécialement du côté des lèvres du papillon. Un raffinement a aussi été appliqué dans la zone en amont et dans le conduit. Pour un schéma du deuxième ordre de LW, la taille moyenne des cellules dans ces zones est maintenant rendue à 0.95 mm. Cette taille permet de propager des ondes acoustiques allant jusqu'à $St_D = 8$ et $St_D = 4.5$, en aval et en amont (champ proche) du papillon respectivement (cf figure 6.2c).

La figure 6.5c montre que la zone de recirculation en sortie de tuyau est atténuée et l'écoulement se vide dans le réservoir. La figure 6.6 qui trace le profil de vitesse adimensionné par la vitesse moyenne dans le conduit en fonction du temps de simulation dans l'interface de sortie confirme aussi ce fait avec des valeurs de vitesse négatives inférieures à celles obtenues dans le cas de la configuration en conduit court.



(a) Profil de vitesse en sortie pour la configuration du conduit court (b) Profil de vitesse en sortie pour la configuration avec réservoir en sortie

Figure 6.6 Comparaison des profils de vitesse dans l'interface de sortie des deux configurations

Seules de petites fluctuations atteignent la condition aux limites de sortie, fournissant ainsi une définition correcte de la condition de sortie NSCBC.

Dans cette section, les différentes modifications effectuées sur le cas de départ ont été présentées. Le tableau 6.2 résume ces améliorations. Il peut être déduit que la dernière configuration représente le meilleur compromis entre les différents cas. Cette configuration possède un nombre de Strouhal de coupure avoisinant 8 pour le schéma numérique LW. Il sera vu dans ce qui suit que le passage à l'ordre élevé TTG4A permettra de résoudre des nombre de Strouhal avoisinant les 10. Bien que le nombre de cellules prévu pour ce maillage

soit bien supérieur aux deux autres configurations (cf tableau 6.1), ce maillage fin avec des transitions plus lisses et fluides permettra de bien propager l'acoustique dans le domaine. De plus, une condition d'impédance à la sortie identique à celle du banc expérimental a été obtenue. Par conséquent, la configuration du conduit avec réservoir sera donc retenue pour lancer des simulations à ordre élevé.

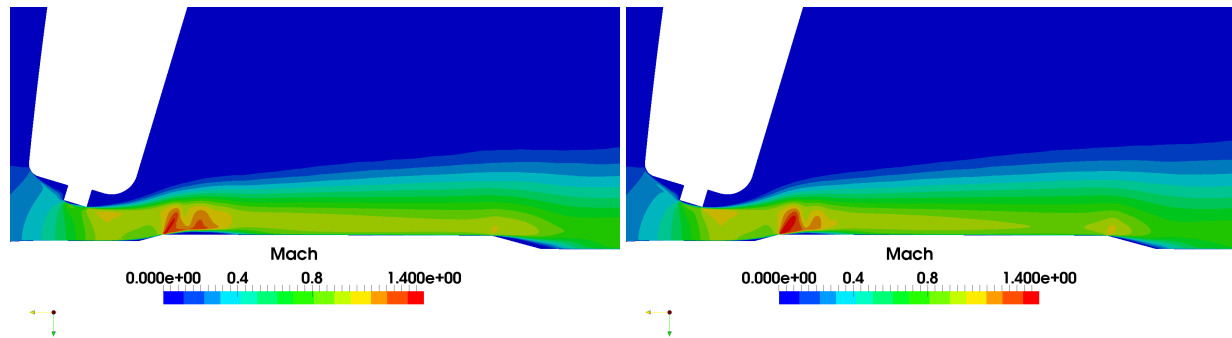
Configuration	Résolution maillage St_D	Condition d'impédance en sortie
Conduit long	<2	Trop réfléchissante
Conduit court	6.1	Trop réfléchissante
Réservoir	8	Condition réaliste (réflexions atténuées)

Tableau 6.2 Résumé des améliorations en termes de maillage et de condition d'impédance de sortie

6.1.4 Convergence du maillage

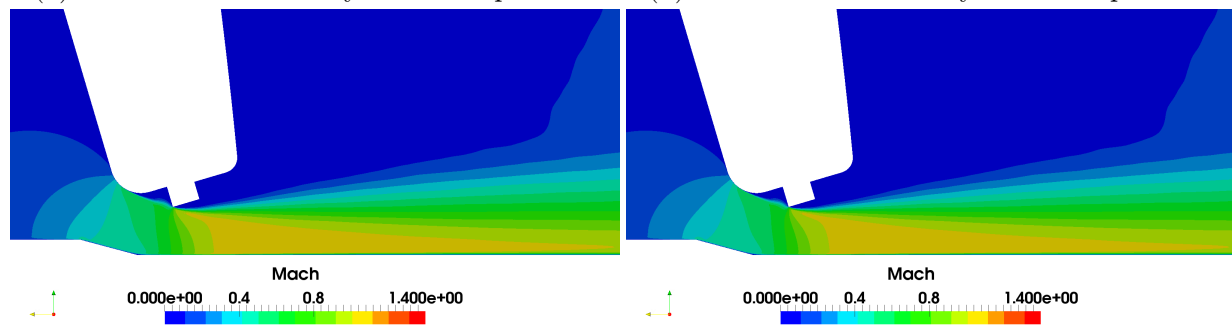
Une convergence du maillage pour la configuration retenue a été vérifié aérodynamiquement à l'instar de l'étude de Liu *et al.* [54]. En effet, avant l'obtention du maillage fin de 155 M de cellules avec les transitions fluides, un passage par un maillage 30% plus grossier (110 M cellules) était nécessaire pour la vérification de la convergence. La figure 6.7 compare les résultats obtenus en termes de champs moyens du nombre de Mach et d'évolution de pression pariétale moyenne du côté des deux lèvres du papillon.

On remarque tout de suite qu'aucune différence significative n'existe entre les deux maillages testés. Les champs moyens du nombre de Mach se comparent bien et les pressions statiques moyennes sont quasi-identiques. Par conséquent, le caractère aérodynamique de l'écoulement n'a pas évolué en raffinant le maillage et la convergence est atteinte. Pour ce qui suit, le maillage fin à 155 M d'éléments est retenu pour les calculs LES à ordre élevé. Ce choix est justifié par le fait que le maillage fin possède des zones de transition plus fluides en entrée et dans le canal. La partie fluctuante sera mieux résolue et on favorise ainsi une meilleure propagation acoustique dans le domaine.



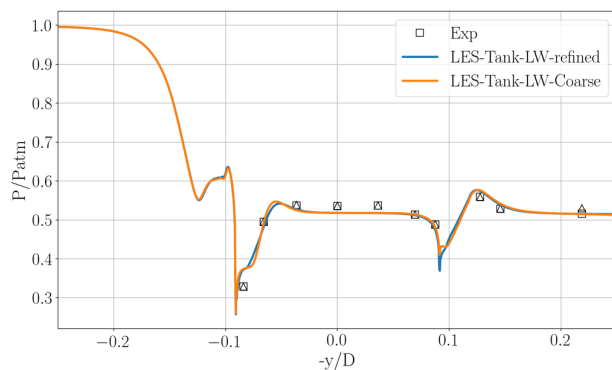
(a) Nombre de Mach moyen-lèvre supérieure

(b) Nombre de Mach moyen-lèvre supérieure

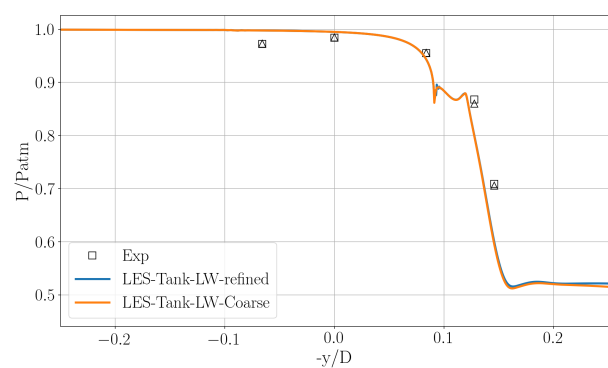


(c) Nombre de Mach moyen-lèvre inférieure

(d) Nombre de Mach moyen-lèvre supérieure



(e) Pression pariétale moyenne-lèvre supérieure



(f) Pression pariétale moyenne-lèvre inférieure

Figure 6.7 Comparaison des résultats aérodynamiques moyens pour les deux maillages testés. Pour les iso-contours du nombre de de Mach : à gauche maillage fin, à droite maillage grossier.

Résumé

- Plusieurs améliorations ont été faites en termes de géométrie et maillage sur la configuration de Marsan *et al.* [60].
- Configuration avec réservoir retenue pour l'étude instationnaire à ordre élevé en TTG4A.
- Convergence des champs moyens atteinte sur la configuration choisie.

6.2 Calculs LES : Configuration extrudée à 0.1D en épaisseur

Pour faire suite aux anciens travaux numériques menés sur la vanne, une simulation à ordre élevé est lancée tout d'abord sur la même tranche d'épaisseur 0.1D que sur les derniers calculs. Les résultats obtenus seront comparés aux anciennes configurations. En premier lieu, les paramètres numériques essentiels seront présentés. Ensuite, une analyse aérodynamique suivi d'une étude acoustique seront développées pour se consacrer après cela à une analyse de cohérence. Une synthèse clôturera cette section.

6.2.1 Paramètres numériques

Domaine et conditions aux limites

Le domaine considéré pour cette simulation est la configuration de la vanne extrudée à 0.1D en épaisseur avec réservoir comme le montre la figure 6.8. Les conditions aux limites

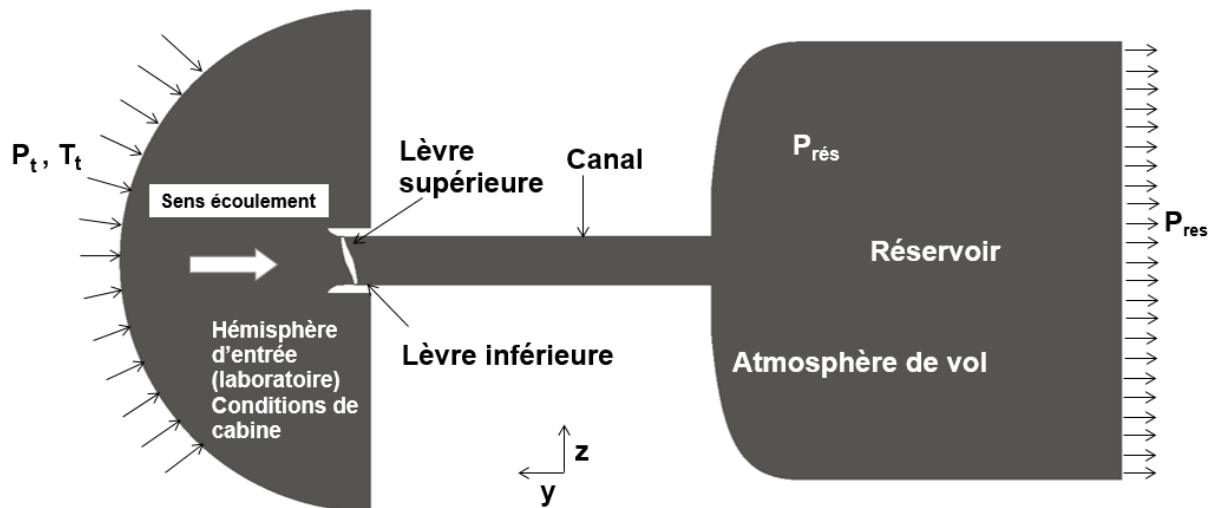


Figure 6.8 Domaine et conditions aux limites pour la simulation 0.1D

sont identiques aux anciens calculs. Sur l'hémisphère d'entrée, les pression et température totale sont prescrites avec les mêmes conditions NSCBC décrites précédemment. À la sortie, la pression du réservoir est imposée avec un coefficient de relaxation de 10,000. Sur les parois latérales, des conditions de périodicité sont imposées. Toutes les parois sont modélisées sans glissement. Deux configurations avec réservoir sont simulées comme le résume le tableau 6.3 : configuration extrudée à $0.1D$ en ordre élevé TTG4A et configuration extrudée à $0.1D$ en deuxième ordre LW. Le modèle de viscosité artificielle utilisé est celui de Colin [20] et le pas de temps est fixé à $\delta t = 1.8 \times 10^{-8}$ s avec un CFL de 0.7. La convergence est atteinte quand le débit massique aux frontières d'entrée et de sortie sont équilibrés et que l'énergie cinétique intégrée sur le domaine de calcul atteint une valeur stable. Les statistiques sont ensuite enregistrées pour un temps physique total d'environ $30T_{ac}$ avec $T_{ac} = l/c$ le temps acoustique basé sur la longueur du domaine l et la vitesse du son c .

Configuration	0.1D TTG4A	0.1DLW
Conditions aux limites	Entrée(P_t, T_t) Sortie P_{tank} , NSCBC	Entrée(P_t, T_t) Sortie P_{tank} , NSCBC
Modèle de sous-maille (SGS)	WALE	WALE
CFL	0.7	0.7
Statistiques	$30T_{ac}$	$30T_{ac}$

Tableau 6.3 Paramètres numériques pour les deux configurations avec réservoir

Le maillage utilisé pour ce cas est le même que celui utilisé pour la configuration avec conduit et réservoir (cf figure 6.4e) dont les paramètres sont résumés dans tableau 6.4.

Type du maillage	Nombre d'éléments	y^+ max lèvres	Taille minimale des prismes
Hybride non structuré	155 M	3	$5.15 \times 10^{-5}D$

Tableau 6.4 Caractéristiques du maillage pour les deux configurations avec réservoir.

Avec l'ordre élevé du schéma numérique utilisé, ce maillage peut résoudre des nombres de Strouhal supérieurs à 10 dans la zone en amont du papillon et dans le conduit comme le montre la figure 6.9. Pour le même maillage considéré en LW, un effet clair du schéma numérique peut être remarqué en comparaison avec la figure 6.2c.

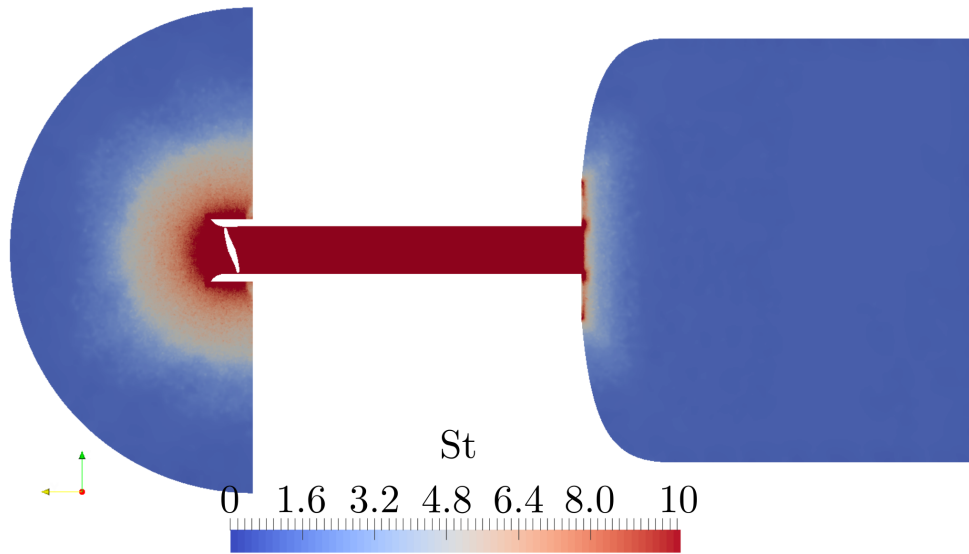


Figure 6.9 Fréquence de coupure du maillage avec le schéma numérique TTG4A

6.2.2 Résultats aérodynamiques

Dans cette partie, une analyse des champs aérodynamiques moyens sera présentée au début. Ensuite, les champs instationnaires ainsi que les différents mécanismes présents et les sources de bruits seront développés.

Champs aérodynamiques moyens et validation avec les mesures expérimentales

Une première analyse aérodynamique sur la vanne consiste à observer les champs moyens du nombre de Mach dans le plan médian comme le montre la figure 6.10. Les iso-surfaces de $M = 1$ sont représentés en noir sur cette même figure. Du côté de la lèvre supérieure, le jet est transsonique mais atteint localement des zones supersoniques à $M = 1.4$ notamment dans la zone d'interaction choc/couche limite. Ces constats sont en accord avec ce qui a été prédit par les calculs RANS qui ont été présentés dans le chapitre 5 ainsi qu'avec les anciennes études [18, 17, 60].

Du côté de la lèvre inférieure, l'écoulement est haut subsonique avec quelques poches soniques. La transition de couche de mélange au régime turbulent par appariement tourbillonnaire est clairement constatée sur la figure 6.12b. Contrairement à la lèvre supérieure, le jet de ce côté du papillon ne présente pas de phénomènes aérodynamiques complexes. L'écoulement est caractéristique d'un jet pariétal subsonique.

Une caractérisation plus quantitative de l'écoulement dans la vanne et des sources de bruit associées est obtenue par les capteurs de pression pariétale positionnés autour et sur la

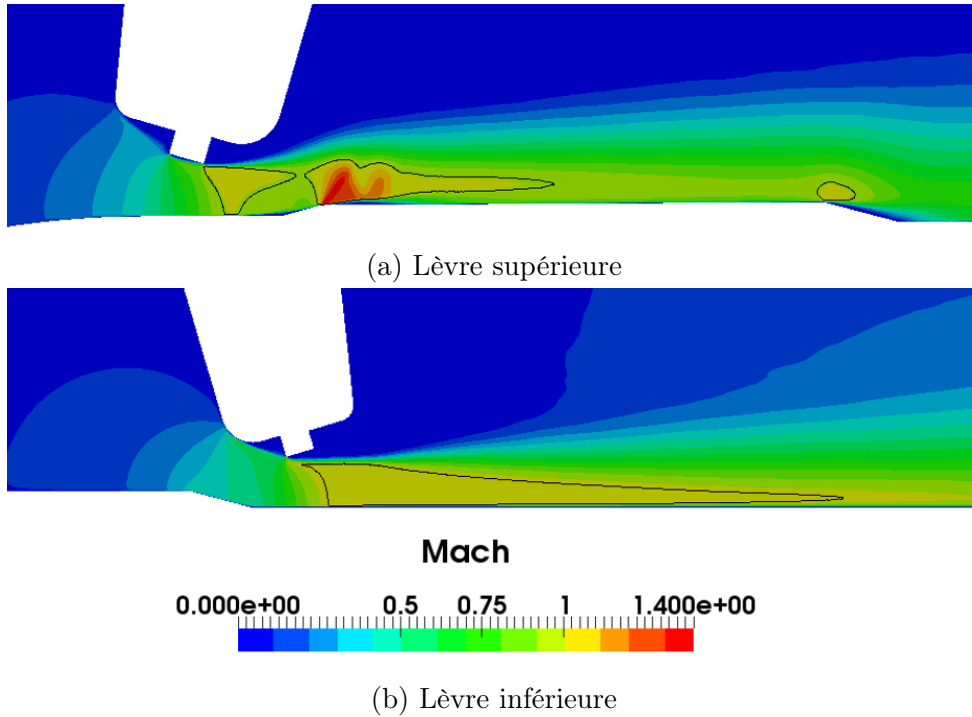


Figure 6.10 Iso-contours moyens du nombre de Mach dans le plan médian de la vanne ($0.1D$ TTG4A). Iso-surfaces de $M = 1$ en noir

marche tel que décrit dans le chapitre 4. La figure 6.11 compare la pression moyenne statique sur les parois aux mesures et aux simulations numériques précédentes. Les variations de l'évolution de la pression moyenne sont liées aux différents phénomènes qui se produisent le long de la marche comme décrit dans le chapitre 5. Sur la lèvre supérieure, une zone de compression est observée avant la marche où un choc détaché se produit. Une chute de pression peut être remarquée dans le premier coin de la marche où un éventail de détente se produit. La pression augmente en passant par le choc en lambda et reste presque constante en aval de la zone d'interaction choc/couche limite jusqu'à ce qu'elle atteigne le dernier éventail de détente dans la partie aval de la marche. Une légère amélioration peut être observée surtout dans cette région en comparaison avec les simulations RANS comme le montre la figure 6.11a. Quant à la lèvre inférieure, la pression pariétale moyenne prédite par toutes les simulations est en accord avec les mesures comme le montre la figure 6.11b. Enfin, pas de différence notable entre les deux schémas numériques LW et TTG4A des deux côtés du papillon est observée.

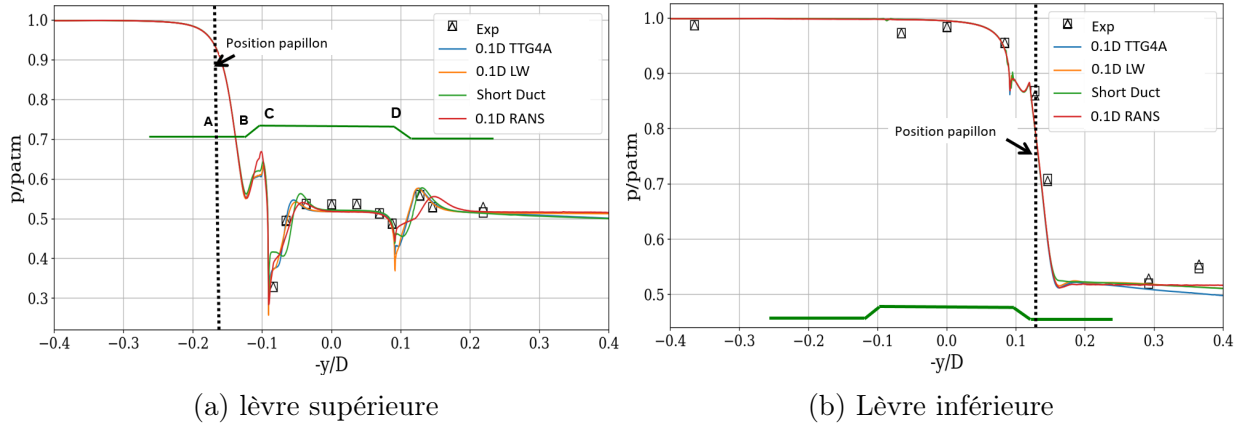


Figure 6.11 Évolution de la pression moyenne statique sur la paroi des deux lèvres

Analyse instationnaire et sources de bruit

Pour pousser plus loin les analyses de l'écoulement et tirer avantage de la nature instationnaire de la simulation LES, des instantanés de champ de Schlieren dans le plan médian sont représentés dans la figure 6.12.

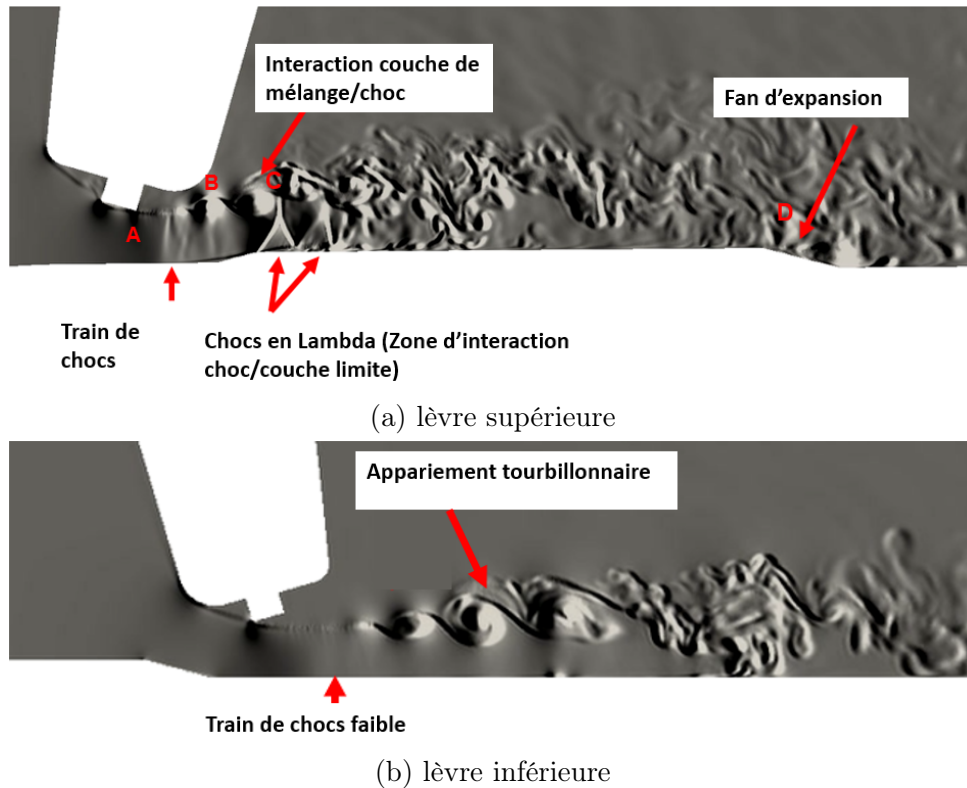


Figure 6.12 Clichés instantanés de Schlieren dans le plan médian de la vanne 0.1D TTG4A

La figure 6.12a montre que le train de chocs en amont de la marche est maintenant visible dans la simulation LES (zone B). La couche de mélange qui se forme après la détente subie en (zone A) devient instable par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz créant ainsi un appariement tourbillonnaire (zone B). La couche de mélange ensuite transitionne vers le régime turbulent dû à l'interaction entre le choc normal du choc en lambda et le lâché tourbillonnaire (zone C). L'écoulement atteint ensuite la dernière rampe descendante où le dernier éventail de détente apparaît (zone D).

D'autre part, on peut mettre en évidence un mécanisme de rétroaction (illustré sur la figure 6.13) entre la zone du train de choc et la zone de l'interaction couche de mélange/choc normal du choc en lambda. Plusieurs instantanés Schlieren sont étudiés. Une durée totale de temps T équivalente à 1.8 temps de convection basé sur le diamètre de la vanne D est simulée avec un Strouhal d'échantillonnage avoisinant $St_D = 230$ afin de rendre possible la visualisation et la compréhension détaillée de l'écoulement sur la lèvre supérieure. La figure 6.13 représente 7 instantanés Schlieren captés à différents instants t . En effet, la forte interaction entre les tourbillons de la couche de cisaillement et le choc normal du choc en lambda ($t/T = 0.24$) crée des ondes de pression ($t/T = 0.37$) qui s'échappent de la couche de mélange et remontent vers le papillon ($t/T = 0.57$). Après impact sur la lèvre du papillon, une nouvelle onde de pression est générée et se propage dans le sens de l'écoulement où le train de choc commence à apparaître après la détente de l'écoulement subite tout de suite en aval du joint ($t/T = 0.72$). La couche de mélange devient instable par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz conduisant à un appariement tourbillonnaire et ainsi de grands tourbillons sont libérés qui provoquent la transition vers la turbulence. Le choc normal du choc en lambda est à nouveau déstabilisé ($t/T = 0.82$) avec le même processus observé dans ($t/T = 0.24$). De nouvelles ondes de pression s'échappent du jet à cette position ($t/T = 0.91$) et se déplacent vers l'amont (identique à $t/T = 0.37$) créant ainsi une boucle de rétroaction. Ce processus est répété périodiquement formant une boucle entre la couche de mélange et le joint du papillon d'une part, et entre l'intérieur du jet et le train de chocs d'autre part. Cette observation vient en accord avec l'étude menée par Marsan *et al.* [59] qui ont concentré le mécanisme de rétroaction sur cette région de l'écoulement. Ce constat s'oppose donc aux hypothèses préliminaires [60] qui supposaient que la boucle de rétroaction existait entre la zone du choc en lambda et l'éventail de détente où une onde de détente rebroussait chemin et excitait la couche de cisaillement au dessus du choc normal du choc en lambda.

L'évolution dans le temps des gradients de densité des sondes placées dans la zone de la boucle de rétroaction montre en effet que des pics apparaissent pour les différents

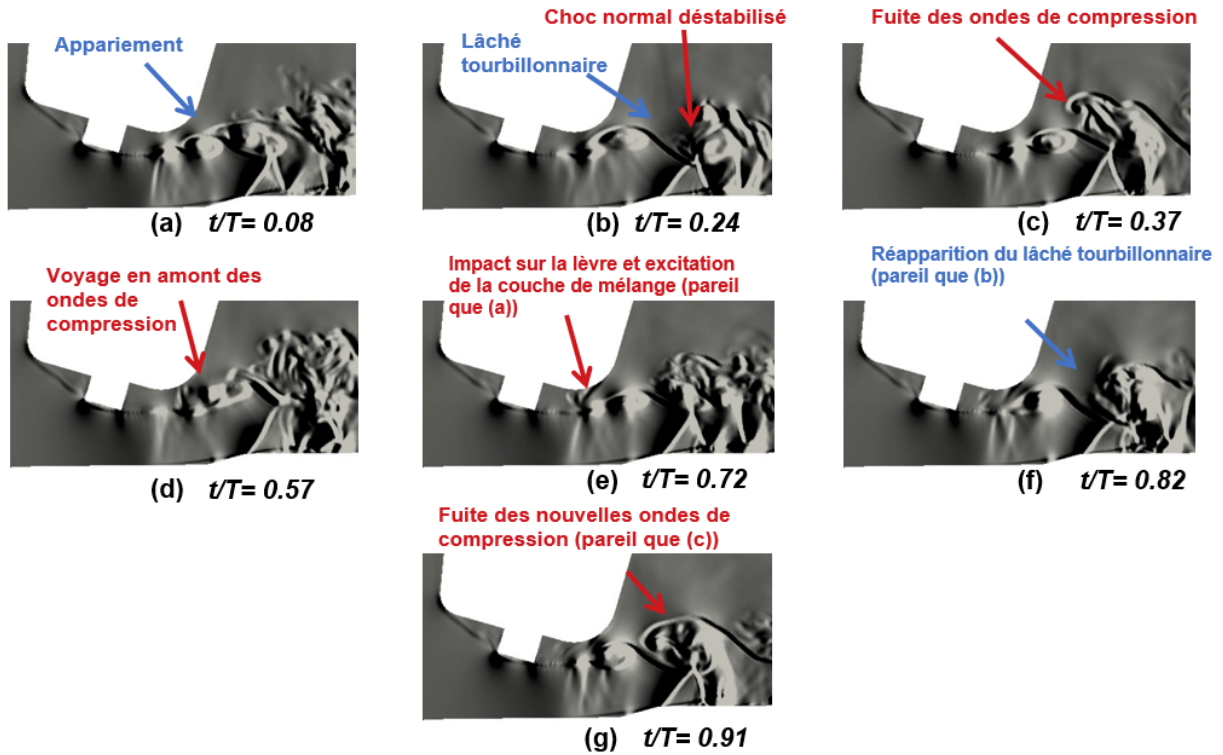


Figure 6.13 Mise en évidence de la boucle de rétroaction du côté de la lèvre supérieure avec des instantanés Schlieren

instants décrits précédemment (cf figure 6.14 pour la position des sondes et figure 6.15 pour l'évolution temporelle des gradients de densité au niveau des sondes choisies).

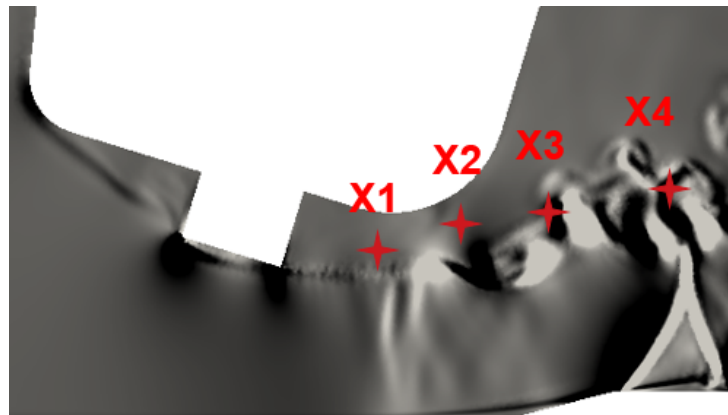


Figure 6.14 Position des sondes placées dans la couche de mélange pour l'analyse temporelle des gradients de densité

En effet, pour les positions X1 et X2 qui se situent en dessous du papillon, des pics apparaissent dans l'intervalle de temps $0.3 < t/T < 0.79$ qui a été décrit précédemment avec une remontée d'ondes de compression. Pour la position X3, qui se situe dans le lâché

tourbillonnaire, on y voit des pics apparaître en accord avec la figure 6.13 pour des valeurs de $t/T = 0.24, 0.37, 0.82$. Finalement pour X4, là où se situe l'interaction choc/couche de mélange, on retrouve bien un pic qui se produit à $t/T = 0.32$ qui correspond à la déstabilisation du choc normal engendré par le lâché tourbillonnaire à $t/T = 0.24$. Un autre pic existe aussi à $t/T = 0.79$ où le choc normal est déstabilisé à nouveau.

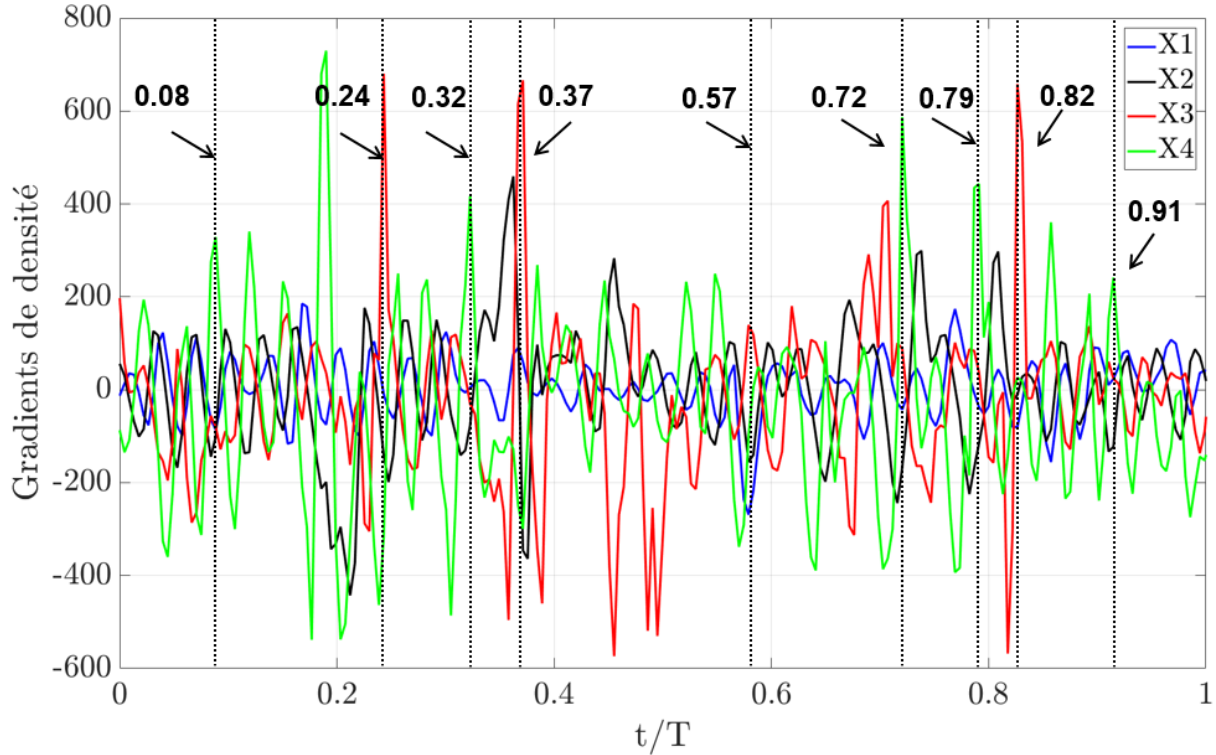


Figure 6.15 Évolution temporelle des gradients de densité pour les sondes placées dans la couche de mélange

Afin de mieux comprendre la séquence entre $0.24 < t/T < 0.57$, des iso-contours de vorticité superpos es au champ de dilatation⁵ pour la même séquence d'instantan es décrite plus haut sont repr esent es sur la figure 6.16.

On peut constater d'après la figure 6.16 que la déstabilisation du choc normal cause un front d'onde qui se dégage de la zone de l'interaction couche de mélange/choc normal ($t/T = 0.3$). Ce front d'onde se propage jusqu'à ce qu'il impacte la lèvre supérieure du papillon ($t/T = 0.4$) où une partie de l'onde est réfléchie dans le conduit et l'autre réintègre la couche de mélange. L'onde réfléchie interfère avec une nouvelle onde issue de la zone d'interaction choc normal/couche de mélange. A $t/T = 0.55$ on remarque que les

5. Les ondes acoustiques g en er es par cette configuration de vanne peuvent être identifi es en suivant le modèle et le comportement de la variable de dilatation définie par $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t}$. Cette quantité, étroitement liée à la compressibilité locale du fluide, est utilisée pour suivre les fronts d'ondes acoustiques

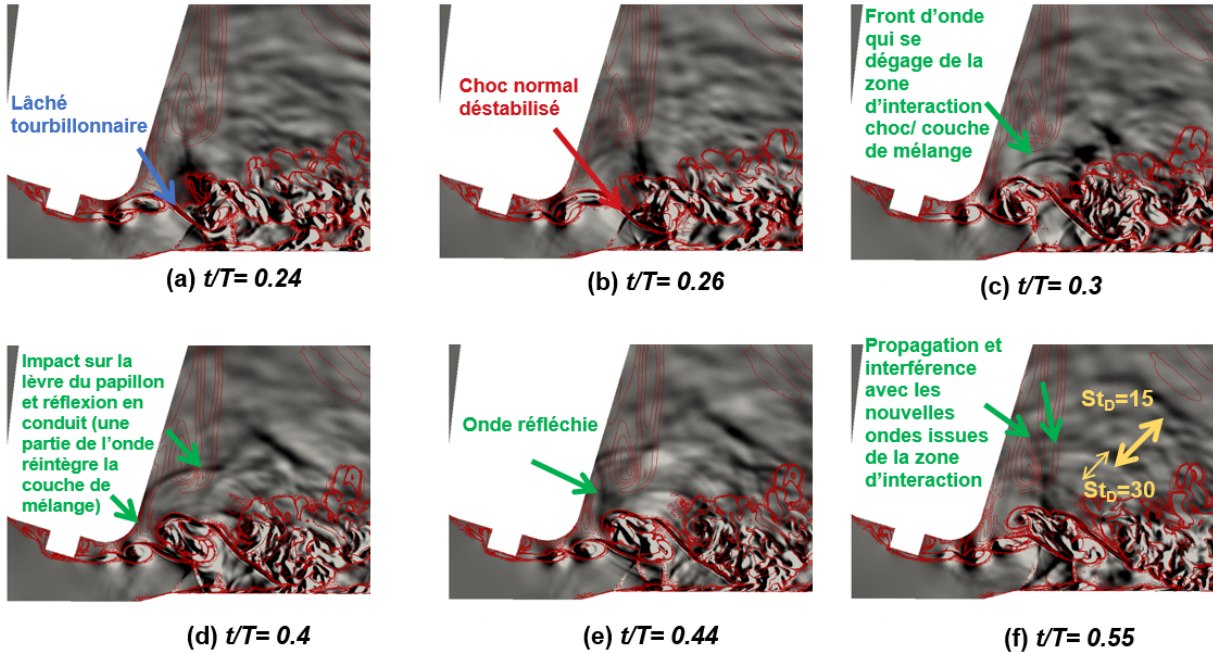


Figure 6.16 Iso-contours de vorticité selon z (en rouge) superposés au champ de dilatation sur la lèvre supérieure

fronts d'onde se propagent à $St_D = 15$ et son harmonique à $St_D = 30$. Ces deux pics là correspondent à une période entre deux pics successifs des sondes de la figure 6.15. Ces résultats viennent compléter ceux de Tebib *et al.* [103] et rappellent ceux retrouvés par Daviller *et al.* [23] ainsi que Berland [10] pour un mécanisme de fuite d'ondes acoustiques à l'origine du screech des jets supersoniques.

Une analyse plus poussée sur les phénomènes recensés de ce côté du papillon peut être accomplie en examinant aussi les oscillations de la couche de mélange et des deux chocs en lambda. Pour la couche de mélange, huit positions sont considérées comme représenté sur la figure 6.17 et les fluctuations de la composante normale de la vitesse U_z et de la pression sont comparées. Le signal collecté d'une durée $30T_{ac}$ est divisé en 36 fenêtres avec un chevauchement de 50% et une fenêtre de Hanning est appliquée. Les spectres obtenus sont résolus avec $\Delta St_D = 0.08$.

On remarque d'après la figure 6.18 que les spectres des deux variables possèdent la même forme sur toutes les positions étudiées notamment pour quatre nombres de Strouhal $St_D = 3.5, 4.2, 15.1$ et 30.2 . On retrouve bien aussi des niveaux plus faibles en vitesse qu'en pression. Les deux pics à $St_D = 3.5$ et 4.2 sont plus marqués aux positions 1, 2 et 8. Ces positions sont situées en dehors de la zone d'interaction choc/couche limite. Cependant, le pic à $St_D = 15.1$ et son harmonique à $St_D = 30.2$ sont prépondérants à toutes les positions en particulier la sonde 4 où le tremblement du choc normal dû à son interaction avec la

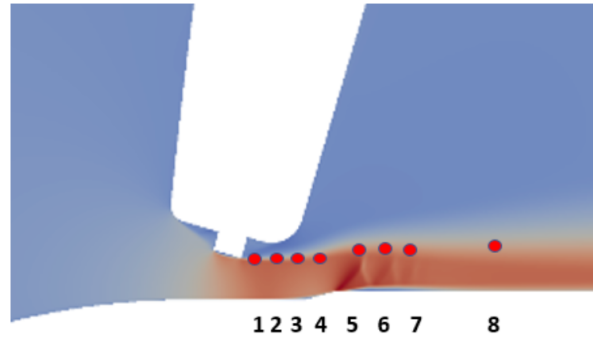


Figure 6.17 Positions des sondes sur la couche de cisaillement du côté de la lèvre supérieure

couche de mélange qui transitionne est recensé confirmant ainsi les fronts d'ondes observés à la figure 6.16(f) qui s'échappent de cette zone d'interaction.

Les oscillations des deux chocs en lambda présents sur la marche peuvent être quantifiées en calculant les densités spectrales de puissance des niveaux de gris en Schlieren des trois chocs qui composent chacun des chocs en lambda. On considère trois sondes pour des positions en amont (bleue), au milieu (rouge) et en aval (vert) de chaque branche des chocs en lambda comme représenté sur la figure 6.19. La désignation des chocs est donnée par la figure 5.10.

Pour ce faire, environ 67 temps de convection sur la marche sont enregistrés avec un Strouhal d'échantillonnage $St_D = 50$ et les spectres sont résolus avec un $\Delta St_D = 0.06$. Les figures 6.20 et 6.21 représentent les densités spectrales en Schlieren des différentes sondes testées sur le premier et le deuxième choc en lambda, respectivement.

Pour le premier choc en lambda, le premier choc oblique (cf figure 6.20a) est caractérisé par une forte oscillation au niveau de la sonde au milieu pour $St_D = 3$ et 8.2. Le pic capté à $St_D = 8.2$ correspond environ à la première harmonique de $St_D = 4.5$. Ce pic était aussi capté dans les résultats expérimentaux obtenus par Marsan *et al.* [59] sur les instantanés Schlieren. La sonde en aval est dominée par une forte oscillation à $St_D = 15.1$ qui correspond au nombre de Strouhal de la zone d'interaction choc/couche de mélange. Par contre, ce premier choc oblique n'oscille quasiment pas dans la zone en amont par rapport aux autres zones avec seulement une très faible émergence d'un pic à $St_D = 15.1$. Pour cette sonde qui est placée en amont de la structure du choc composant le choc en lambda, l'oscillation est quasi-nulle pour toutes les structures de choc comme le montrent les figures 6.20a, 6.20b et 6.20c. Concernant le deuxième choc oblique et le choc normal, les spectres sont relativement dominés par l'oscillation des sondes placées en aval (courbe

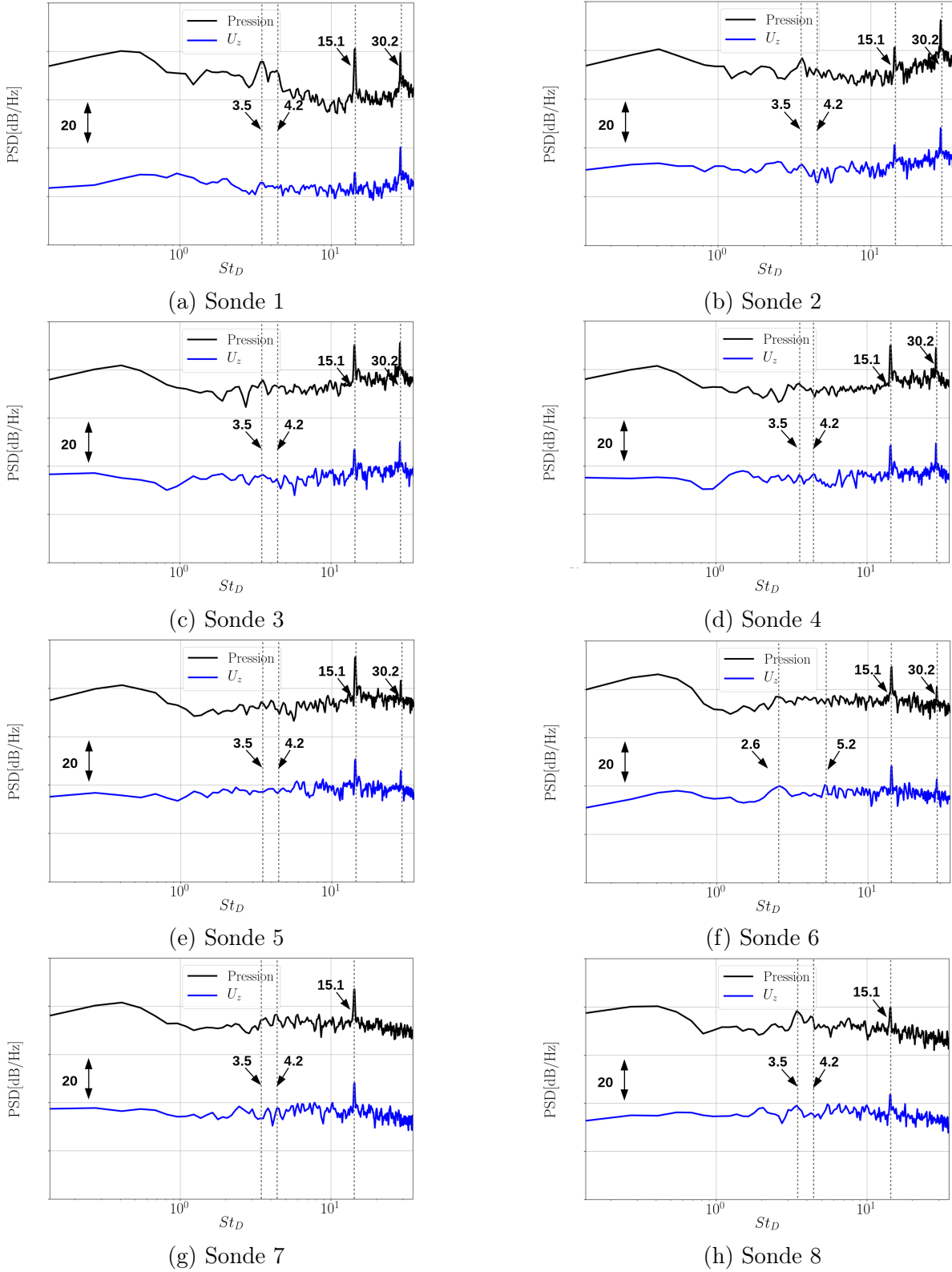


Figure 6.18 Densités spectrales de puissance de la pression et de U_z sur les différentes sondes de la couche de cisaillement du côté de la lèvre supérieure

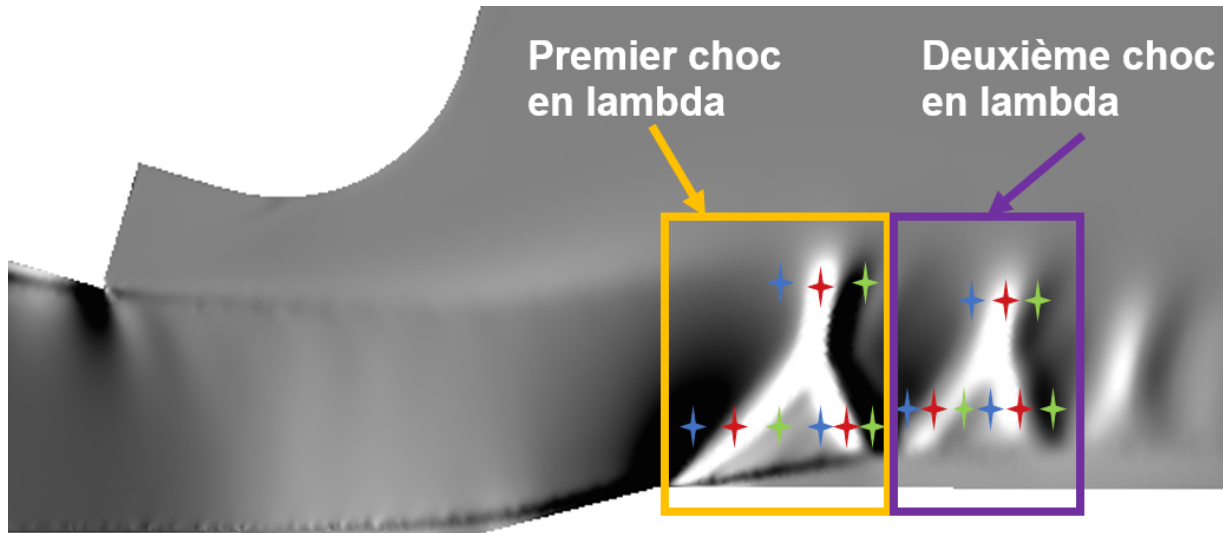


Figure 6.19 Positions des sondes sur les deux chocs en lambda

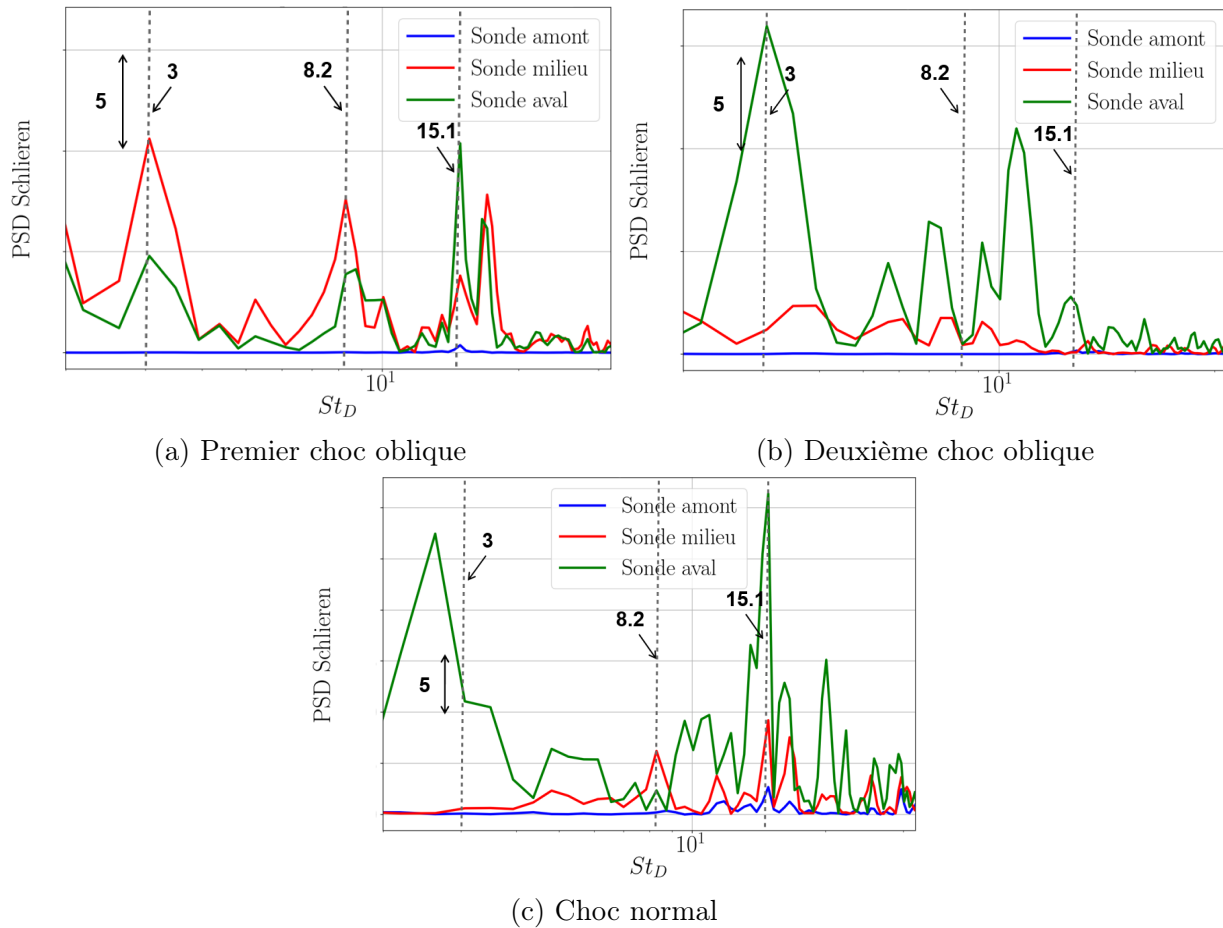


Figure 6.20 Densités spectrales de puissance en Schlieren sur le premier choc en lambda

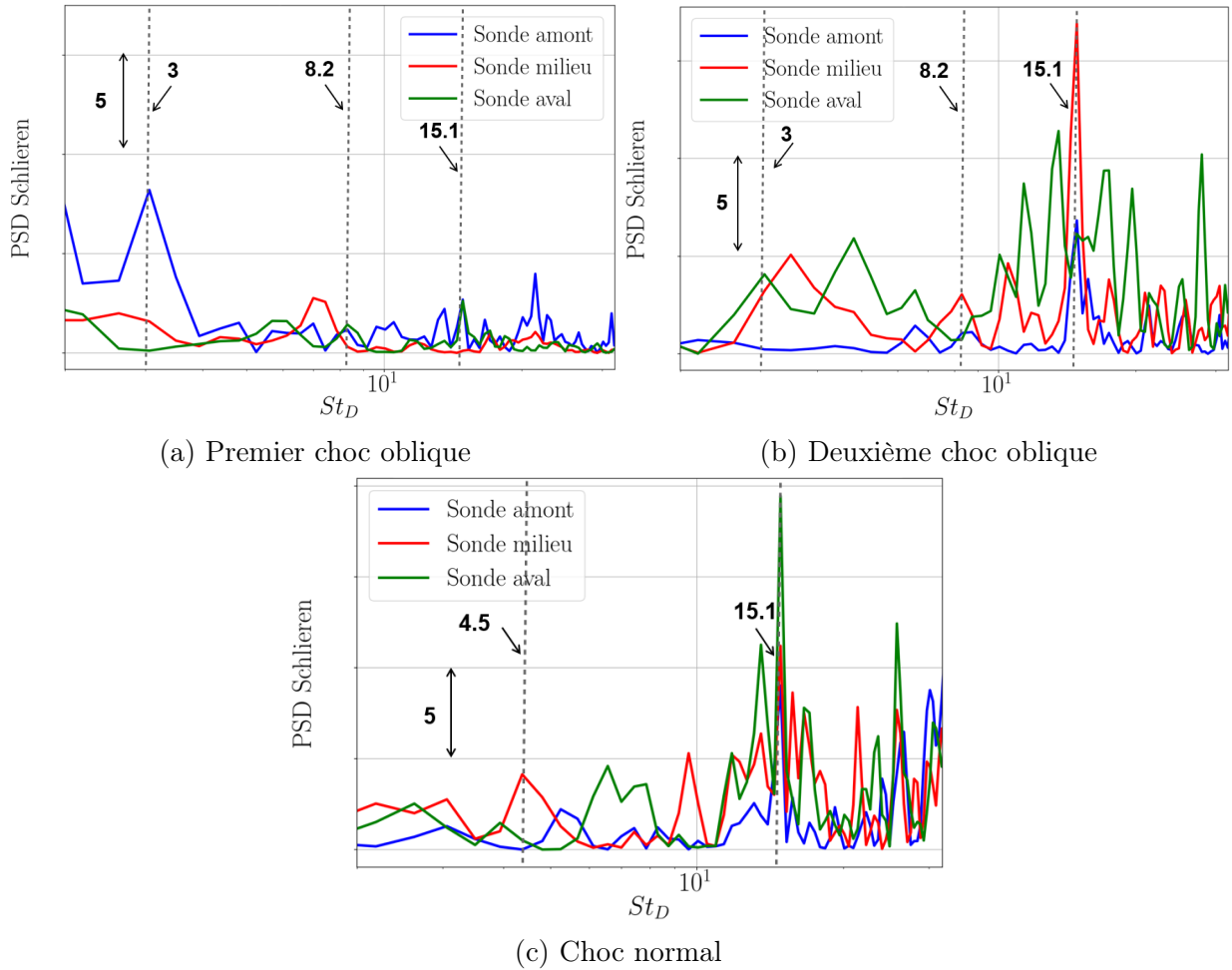


Figure 6.21 Densités spectrales de puissance en Schlieren sur le deuxième choc en lambda

en vert) et ce particulièrement à $St_D = 15.1$. Ceci montre que le premier choc en lambda est généralement dominé par des oscillations dans la zone en aval à $St_D = 15.1$.

Par contre, pour le deuxième choc en lambda (cf figure 6.21), la tendance observée précédemment n'est pas la même. Plus d'oscillations en zone amont sont recensées dans les trois composantes du choc en lambda. Le premier choc oblique oscille faiblement par rapport au deuxième choc oblique et au choc normal. Les spectres de ces deux derniers (figure 6.21b et 6.21c) sont dominés par des oscillations au milieu et en aval, respectivement, toujours pour le même nombre de Strouhal de 15.1. Cependant, un pic dans le spectre de la sonde au milieu à $St_D = 4.5$ du choc normal apparaît.

Le lâché tourbillonnaire, qui impacte les deux chocs en lambda, fait osciller principalement le choc normal du premier choc en lambda à $St_D = 15.1$, et à $St_D = 4.5$ et 15.1 le choc normal du deuxième choc en lambda.

Une autre caractérisation plus quantitative de l'écoulement dans la vanne est apportée par l'analyse des fluctuations de pression pariétale, qui reflètent le caractère turbulent et instationnaire de l'écoulement. Le signal collecté d'une durée de $30T_{ac}$ est divisé en 36 fenêtres avec un chevauchement de 50% et une fenêtre de Hanning est appliquée. Les spectres obtenus sont résolus avec $\Delta St_D = 0.08$. Les figures 6.22 et 6.23 représentent ces fluctuations à différents points de mesure sur les lèvres supérieure et inférieure, respectivement.

Quatre configurations différentes sont comparées avec les mesures : les deux configurations avec réservoir en LW et TTG4A, la configuration avec conduit court en LW et la configuration avec conduit long en LW. De manière générale, les niveaux captés dans les simulations sont cohérents avec les mesures obtenues par les microphones. Des améliorations peuvent être constatées au fil des configurations et simulations étudiées par rapport aux résultats expérimentaux. En effet, sur les deux configurations avec réservoir (courbe bleue : LES 0.1D TTG4A et courbe orange : LES 0.1D LW), on remarque que le pic à $St_D = 6.2$, qui émergeait préalablement avec la configuration avec conduit court (LES short duct en courbe verte), disparaît dans les différents capteurs sur les deux lèvres du papillon. Ce pic était causé par la mauvaise condition d'impédance de sortie sur la configuration avec conduit court et long. Ceci explique aussi la différence entre les mesures acoustiques sur la vanne circulaire effectuées sur les deux longueurs de tube différentes. Ainsi, une condition d'impédance réaliste est obtenue sur la configuration avec réservoir. De faibles tons émergent également en accord avec les résultats expérimentaux, particulièrement sur les positions 4, 5, 6 et 7 de la lèvre supérieure qui correspondent à la zone d'interaction choc/couche limite. Ces pics sont un peu plus accentués sur la configuration 0.1D TTG4A (courbe en bleue) pour un nombre de Strouhal de 4.2 s'approchant de celui du bruit tonal étudié de $St_D = 4.5$ comme le montrent les figures 6.22b à 6.22e.

6.2.3 Résultats acoustiques

Dans cette partie, une analyse numérique acoustique de la vanne sera détaillée. Les moyens et les méthodes mis en oeuvre pour l'évaluation acoustique ainsi que les différents résultats obtenus seront présentés. Une étude du champ de dilatation est développée en premier lieu afin de voir le modèle de propagation d'onde et localiser les zones à forte émergence acoustique. Ensuite, des calculs acoustiques en champ lointain et leur comparaison avec les mesures expérimentales seront présentés.

Le champ de dilatation

Les ondes acoustiques générées par les deux jets pariétaux turbulents peuvent être identifiées en suivant le modèle et le comportement de la variable de dilatation définie par $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t}$.

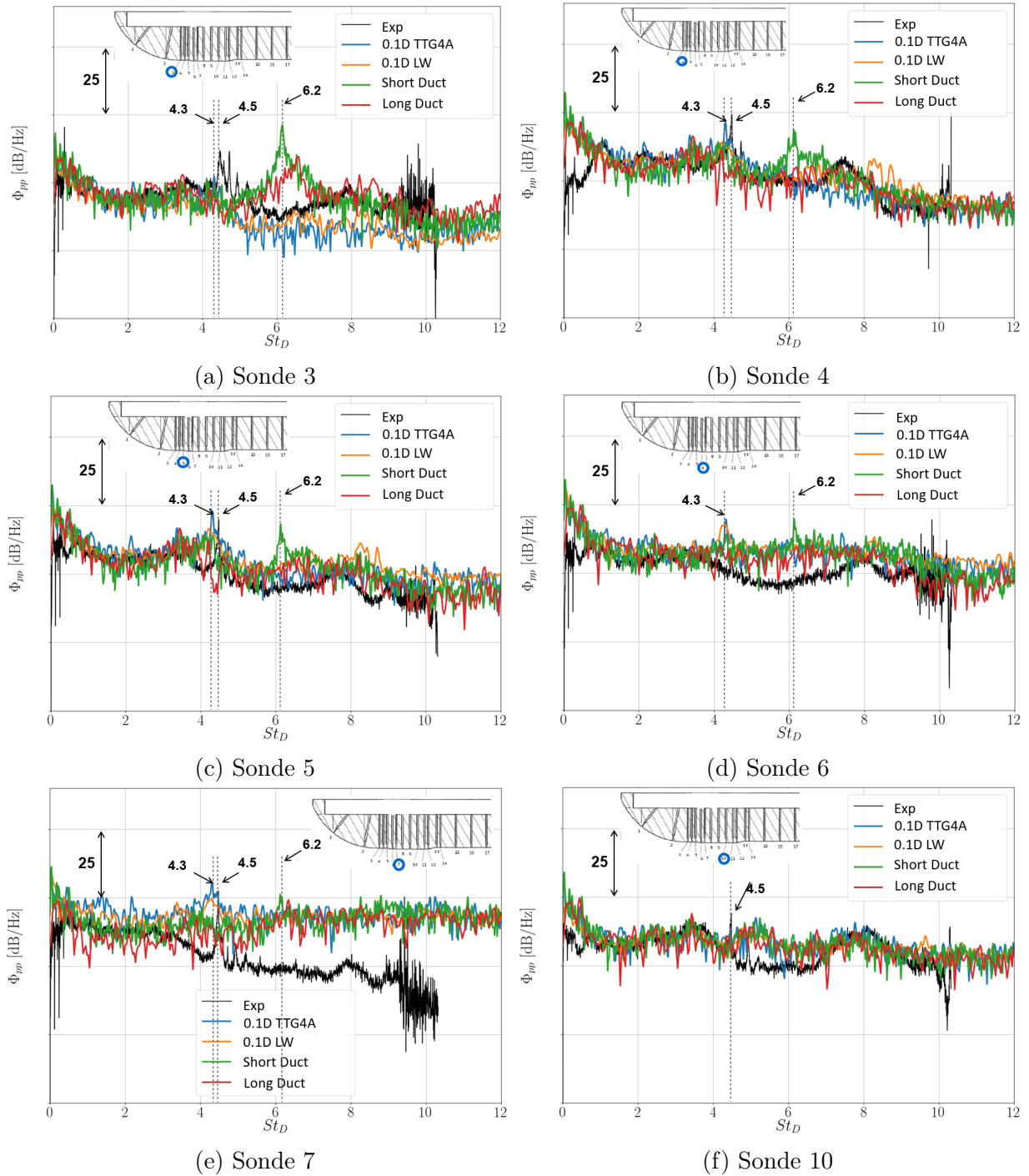


Figure 6.22 Spectres des fluctuations de pression pariétale sur la lèvre supérieure

Pour rappel, cette quantité, étroitement liée à la compressibilité locale du fluide, est utilisée pour suivre les fronts d'ondes acoustiques. La figure 6.24 montre l'évolution du champ de dilatation simulé en amont du papillon pour les différentes configurations étudiées.

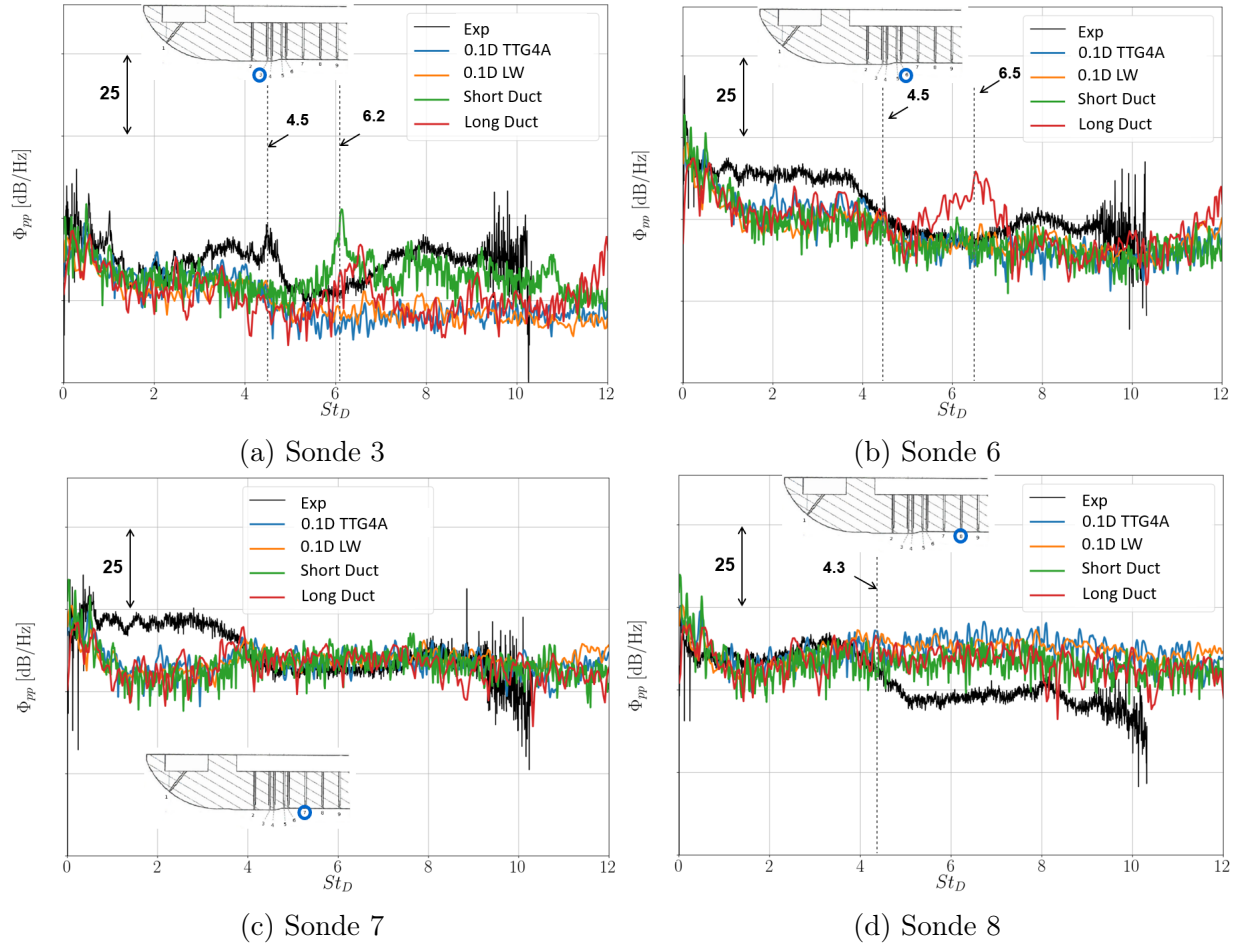


Figure 6.23 Spectres des fluctuations de pression pariétale sur la lèvre inférieure

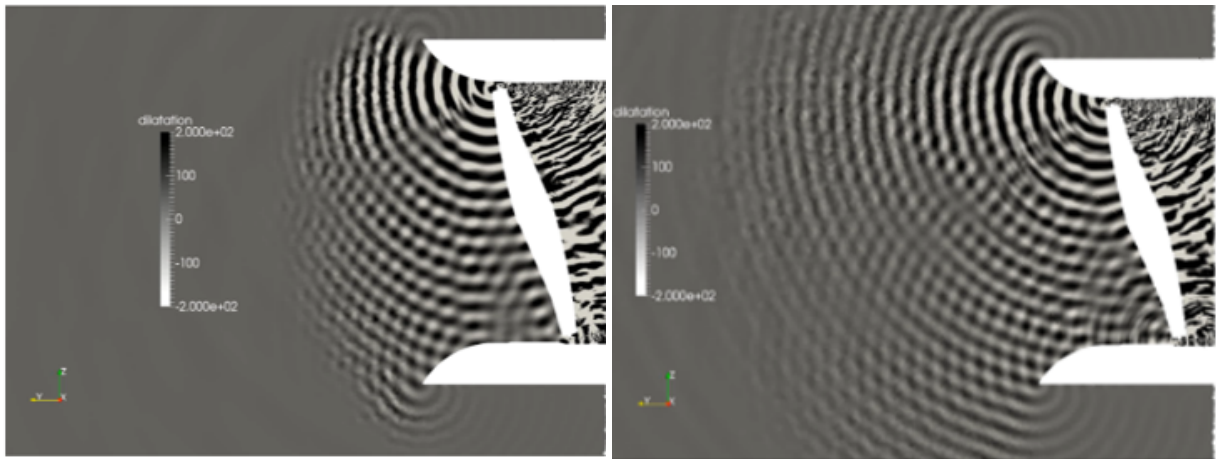
Il peut être constaté que plusieurs progrès apparaissent au fil des calculs par rapport à la résolution du champ de dilatation. Les améliorations successives du maillage sur la zone amont du papillon ont permis de constater que la lèvre supérieure est maintenant la source dominante du bruit (cf figure 6.24d et 6.24c) contrairement à ce qu'avait prédit la configuration conduit long LW (cf figure 6.24a). La majorité des fronts d'ondes se propagent vers l'amont à partir de ce côté du papillon.

Autre chose à constater est que le calcul d'ordre élevé montre moins de dissipation par rapport au calcul LW sur les deux figures à iso-maillage (figures 6.24c et 6.24d). Le schéma numérique d'ordre supérieur TTG4A résout mieux la propagation des ondes dans la zone d'entrée par rapport aux résultats du LW. Le motif d'interférence est cependant le même sur les figures 6.24c et 6.24d, ce qui suggère que la dispersion est faible dans les deux cas grâce au raffinement du maillage (cf figure 6.4). Le champ de dilatation est dominé par des ondes acoustiques émergeant à un nombre de Strouhal $St_D = 15.1$. Ce nombre de Strouhal a été détecté dans l'étude des fluctuations de la couche de cisaillement et principalement



(a) Configuration conduit long LW [17]

(b) Configuration conduit court LW



(c) Configuration avec réservoir 0.1D LW

(d) Configuration avec réservoir 0.1D TTG4A

Figure 6.24 Champs de dilatation en amont de la vanne pour les différentes configurations

dans la zone d'interaction choc normal/couche de mélange. Enfin, une diffraction claire des fronts d'ondes sur l'entrée du convergent peut être remarquée de même qu'une région d'interaction entre les fronts d'ondes provenant des deux côtés du papillon. Ainsi, tous ces phénomènes remarqués confirment que le champ de dilatation compilé en amont du papillon est en réalité plus complexe que celui prédit par les premiers calculs [60, 17]. La prochaine section développera les différents moyens utilisés pour la quantification du rayonnement acoustique généré par la vanne.

Calculs en champ lointain

Afin de quantifier le rayonnement sonore produit par la vanne, les niveaux de bruit en champ lointain ont été calculés à l'aide de l'analogie FW-H en utilisant l'implémentation

de SherFWH, qui est basée sur l'approche en temps avancée [16]. Les configurations retenues pour ce calcul sont les deux simulations incluant le réservoir avec les deux schémas numériques : LW et TTG4A. La figure 6.25 montre les différentes surfaces poreuses utilisées pour ce calcul. En effet, trois surfaces dans la région en amont du papillon existent. La première surface est introduite dans le domaine d'entrée à une distance équivalente à $3D$ du papillon pour enregistrer la vitesse acoustique en champ proche, la densité et les fluctuations de pression dans le but de calculer le bruit en champ lointain de la configuration à l'aide de l'analogie Ffowcs Williams et Hawkins (FW-H). Deux autres secondaires sont situées de part et d'autre du papillon en champ proche en amont pour distinguer principalement les niveaux de bruits issus de chaque jet. 4 microphones positionnés à -6° , 0° , 6° et 37° sont situés sur un arc de cercle de rayon 1 m et centrés sur le plan d'entrée du convergent comme montré sur la même figure qui correspondent aux mêmes positions des microphones utilisés dans les mesures. L'air ambiant est supposé au repos. Le signal total enregistré sur les surfaces poreuses est de $16 T_{ac}$.

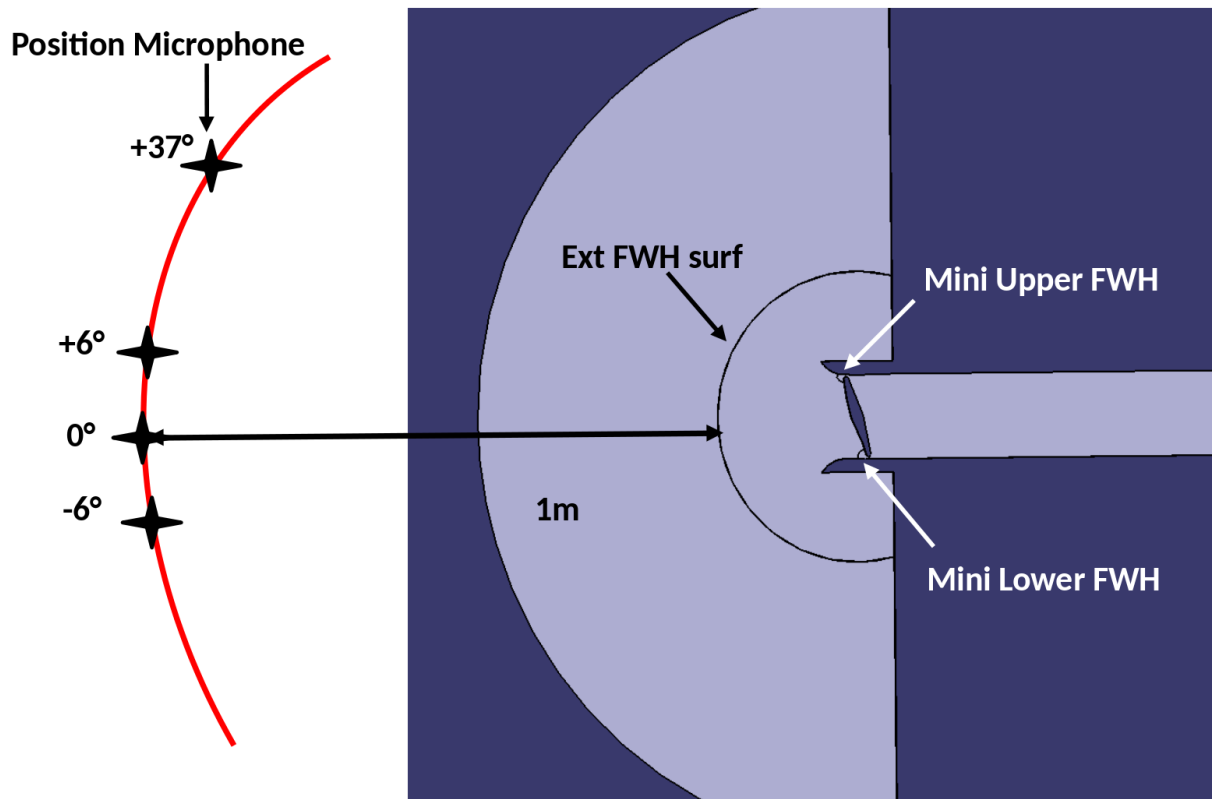


Figure 6.25 Configuration FW-H sur la vanne

La figure 6.26 compare les densités spectrales de puissance du bruit en champs lointain en dB/Hz obtenus avec la surface poreuse extérieure pour les deux schémas numériques avec les mesures.

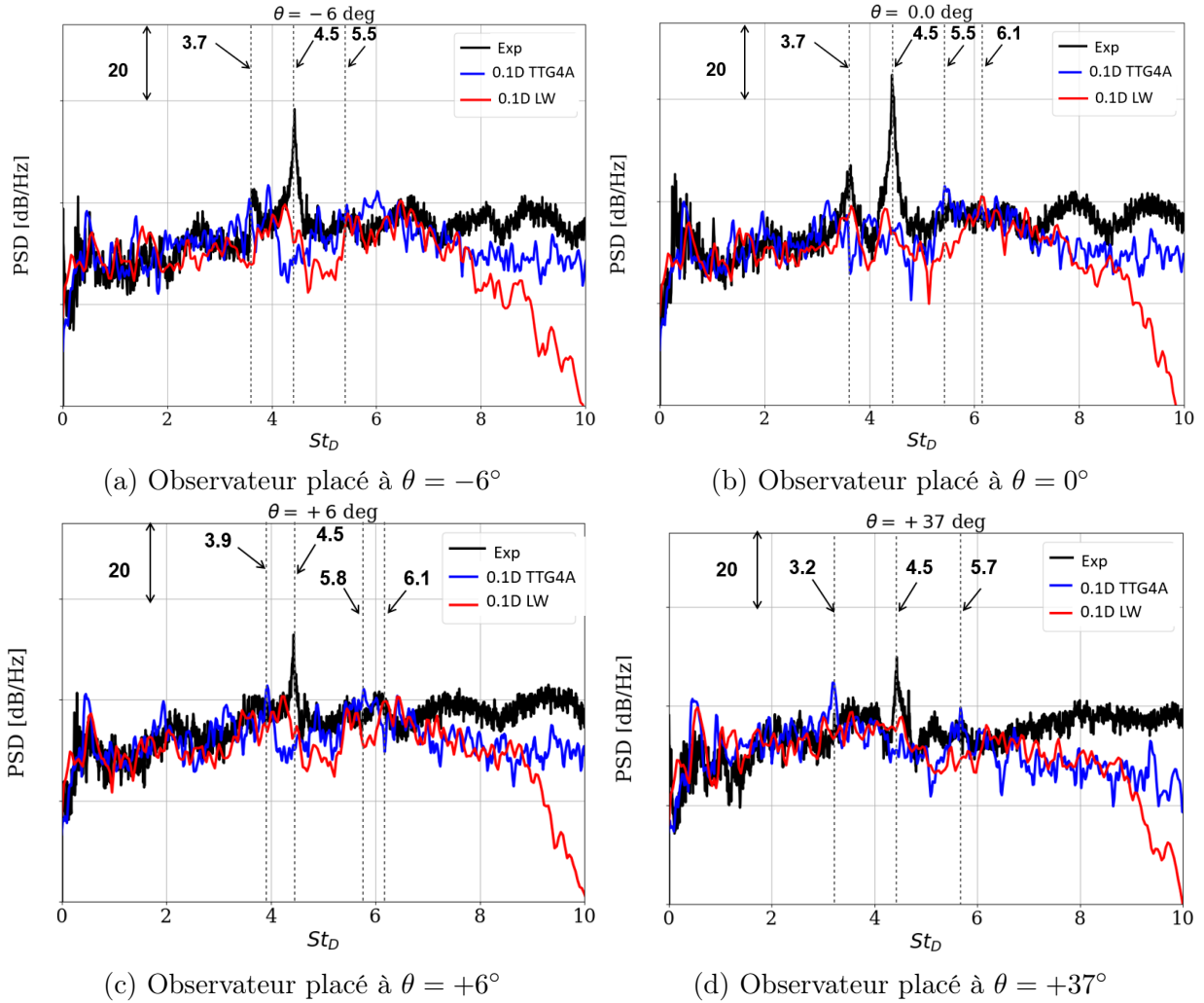


Figure 6.26 Spectres de bruit calculés en champ lointain avec l'analogie FW-H (surface poreuse extérieure)

En général, un bon accord peut être observé entre les simulations et les mesures. Pour des faibles nombres de Strouhal ($St_D < 4.5$), les deux simulations prévoient bien les niveaux à large bande mesurés pour tous les angles observés. Des pics émergent aussi dans cette plage de nombre de Strouhal (3.2, 3.7 et 3.9) en accord avec les mesures. Ces pics ont été captés dans l'analyse instationnaire des chocs en lambda et correspondent aux oscillations des chocs qui composent ces derniers (cf figures 6.20 et 6.21). Quelques bandes à haut nombre de Strouhal sont aussi bien captées autour de $St_D = 6.1$. Au-delà de $St_D = 6.1$, les oscillations dans les spectres expérimentaux sont probablement causées par la diffraction de tous les objets autour du montage expérimental (cf chapitre 4). Finalement, un clair effet du schéma numérique peut être vu à $St_D > 8$ avec un nombre de Strouhal de coupure plus grand pour le TTG4A. Néanmoins, le ton principal à $St_D = 4.5$ émerge avec une amplitude plus faible qu'expérimentalement.

D'autre part, la figure 6.27 compare la contribution au bruit calculé en champ lointain à différentes positions angulaires des trois surfaces poreuses testées : la surface extérieure (courbe en noir), la surface tout juste en amont de la lèvre supérieure (courbe en bleu) et la surface tout juste en amont de la lèvre inférieure (courbe en rouge). De manière générale, on retrouve des niveaux de bruit qui changent en fonction de la position angulaire pour les deux mini surfaces poreuses. Pour des positions angulaires négatives (figure 6.27a), les niveaux de bruit estimés par la mini surface de la lèvre supérieure sont plus élevés que ceux de la lèvre inférieure. Cette tendance est inversée pour des positions angulaires positives (figures 6.27c et 6.27d). Plusieurs pics sont distingués par ces deux surfaces et sont en accord avec ceux enregistrés par la surface extérieure avec toutefois une amplitude plus faible. Finalement, les tracés de directivité sont comparés sur une bande de nombre de Strouhal $0.2 < St_D < 8.2$ pour minimiser les effets de la coupure du maillage surtout pour la surface extérieure (figure 6.28)). Pour les deux mini surfaces qui prennent les fluctuations acoustiques tout de suite en amont du papillon, la propagation est sphérique. On retrouve aussi des niveaux de bruit plus faibles du côté de la lèvre inférieure. La surface extérieure quant à elle prend toutes les fluctuations acoustiques en amont de la vanne. Les phénomènes d'interférence des ondes issus des deux jets (cf figure 6.24) ainsi que leur diffraction sur les parois du convergent sont pris en compte dans la simulation.

Après les améliorations successives faites sur les différentes configurations (géométrie, maillage, schéma), seule une configuration extrudée à une épaisseur plus ou moins réelle pourrait être en mesure de capter le ton autour de $St_D = 4.5$. Cela montre ainsi la nécessité de simuler une version extrudée de cette configuration ($0.3D$) pour finalement justifier si ce pic serait principalement causé par un effet 3D. Mais avant de développer en détail cette configuration, une analyse de cohérence temporelle entre les différentes sondes du papillon sera présentée dans la prochaine section.

6.2.4 Analyse de cohérence

La cohérence temporelle entre les différentes positions des sondes sur la marche est calculée pour la configuration $0.1D$ TTG4A. L'objectif de cette analyse est d'identifier les sources de bruit et les ondes acoustiques qui peuvent se propager vers l'entrée du domaine. De plus, comme aucun bruit tonal à $St_D = 4.5$ n'a été détecté par les simulations numériques en champ lointain bien que ce ton à $St = 4.5$ apparaissait sur les fluctuations de pression côté lèvre supérieure, il serait intéressant de voir où la remontée de l'information acoustique à $St_D = 4.5$ est bloquée. La pression pariétale est utilisée pour ce calcul de cohérence

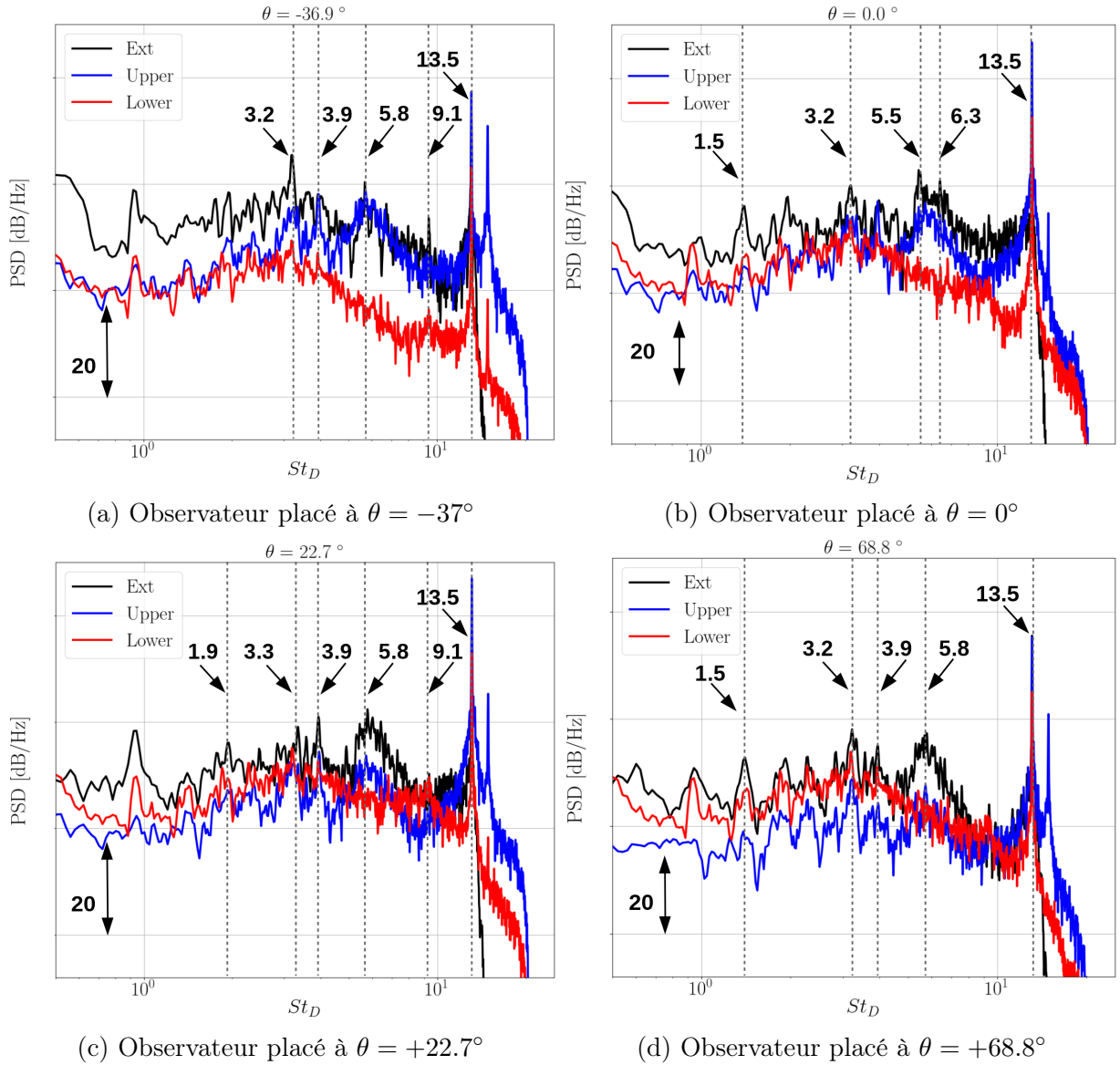


Figure 6.27 Comparaison des spectres de bruit calculés en champ lointain avec l'analogie FW-H pour toutes les surface poreuses

temporelle définie par :

$$C_{xy}(f) = \frac{|G_{xy}(f)|^2}{G_{xx}(f)G_{yy}(f)} \quad (6.1)$$

avec G_{xy} et G_{xx} respectivement la densité interspectrale entre deux sondes successives et autospectrale de chaque sonde. Une longueur de signal de $30T_{ac}$ est utilisée. La durée totale est divisée en 32 fenêtres en utilisant un chevauchement de 50% et une fenêtre de Hanning est appliquée. Les cohérences obtenues sont résolues avec $\Delta St_D = 0.14$. La figure 6.29 montre la cohérence en fonction du nombre de Strouhal (St_D) entre deux paires de sondes situées sur la paroi du côté de la lèvre supérieure.

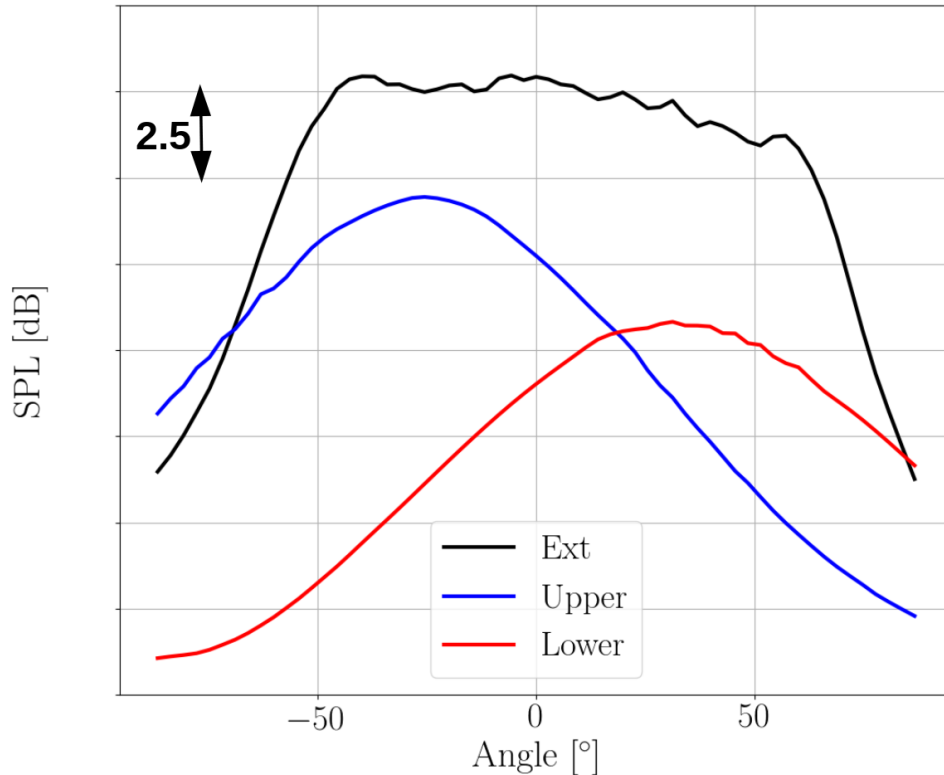


Figure 6.28 Courbes de directivité pour les différentes surfaces poreuses considérées

Une première chose à noter est que pour des sondes situées en amont de la position 12, où se produit le dernier éventail de détente, un pic de cohérence est détecté entre chaque paire de sondes à $St_D = 4.5$. Une valeur de cohérence maximale de 0.78 à ce nombre de Strouhal est détectée entre les positions 5 et 7. Ces positions sont respectivement liées au premier choc détaché et à la zone décollée sous le choc en lambda. Cependant, pour les sondes situées en amont de la position 5, une perte de cohérence significative est observée entre chaque couple de sondes à $St_D = 4.5$. Ces sondes ne sont corrélées qu'à un nombre de Strouhal élevé, en particulier autour de $St_D = 15.1$. Le premier train de chocs, situé dans les positions 3 et 4, est susceptible de bloquer la remontée des ondes acoustiques et leur propagation en amont. Cette perte de cohérence n'a été détectée qu'entre chaque sonde corrélée avec ces deux dernières. Ceci peut être expliqué en regardant les tracés de couche limite et des fluctuations de la vitesse au niveau de ces sondes là. La figure 6.30 trace les profils de couche limite et de vitesse RMS adimensionnée par la vitesse maximale locale pour les sondes 3 (train de chocs) et 7 (sur la marche la zone d'interaction choc/couche limite).

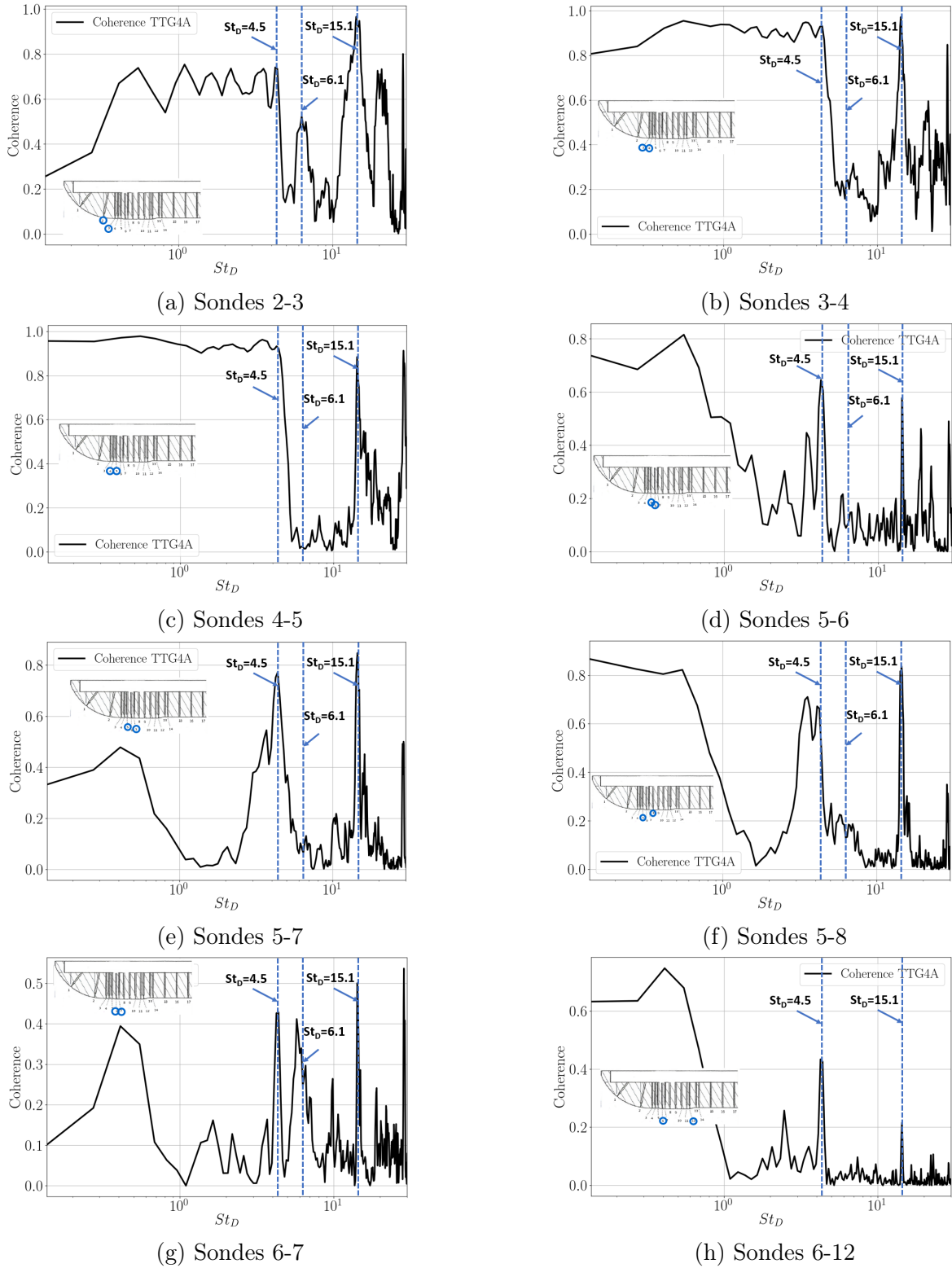


Figure 6.29 Cohérence entre différentes paires de sondes sur la lèvre supérieure pour la configuration 0.1D TTG4A

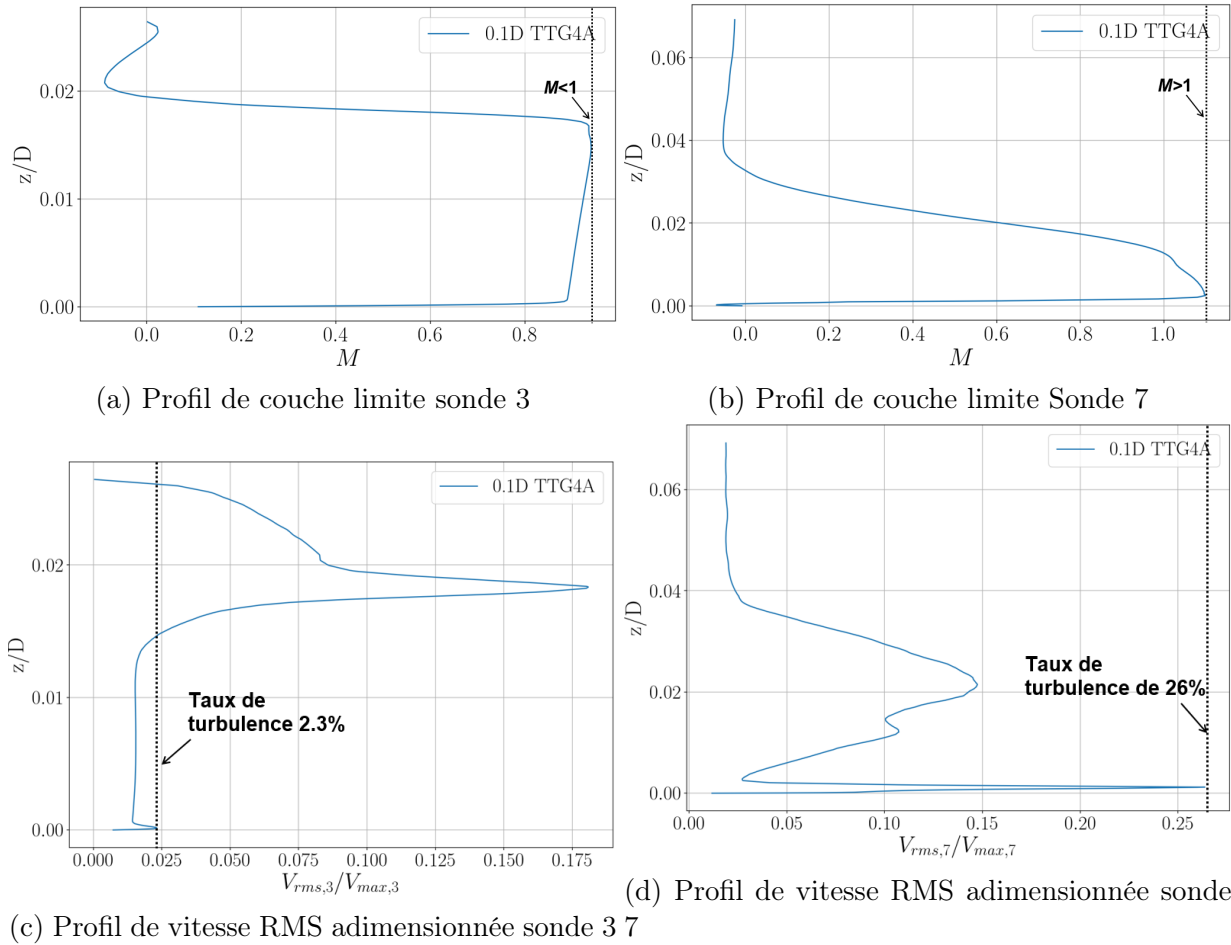


Figure 6.30 Comparaison des profils de couche limite et vitesse sur la lèvre supérieure (0.1D TTG4A).

Pour la sonde 3 située dans le train de chocs, la figure 6.30a montre que cette zone est subsonique et la figure 6.30c montre que la couche limite est faiblement turbulente. Par contre, la figure 6.30b montre que la sonde 7 est située dans une zone supersonique avec une couche limite très turbulente par rapport à celle de la sonde 3 (environ 10 fois plus turbulente que la sonde 3 (cf figure 6.30d)). La grande turbulence recensée à la sonde 7 (et toutes les sondes sur la marche en aval du choc en lambda) par rapport à la sonde 3 (train de chocs) peut être expliquée par la succession des faibles chocs normaux qui existent sur la marche en aval du choc en lambda. Étant donné l'épaisseur très fine de la couche limite dans ces positions, le retour d'information et la communication sont assez délicats surtout pour la faible épaisseur de la configuration étudiée (0.1D). Ceci peut éventuellement expliquer la chute de cohérence entre les sondes qui se situent sur la marche et celles au niveau du train de chocs à $St_D = 4.5$. Ainsi, envisager une configuration extrudée à une épaisseur

assez réaliste permettrait d'avoir plus de chance à ces sondes de communiquer via des zones subsoniques.

L'information à $S_D = 4.5$ se perd aussi en essayant de corréler les sondes au niveau du train de chocs avec d'autres en champ proche tout juste en amont de la lèvre supérieure comme représenté sur la figure 6.31. Les densités spectrales de puissance en ces positions



Figure 6.31 Position des sondes en champ proche en amont de la lèvre supérieure

sont comparées dans la figure 6.32. On remarque bien l'existence des pics à des nombres de Strouhal supérieurs à 15 tels que retrouvés précédemment. De faibles tons sont aussi observés à des Strouhal bas ($St_D = 3.7, 4.2$). La même chute de cohérence entre les sondes 3 et 4 ici par exemple peut être constatée à partir de $St_D = 4.5$ (figures 6.32b et 6.32c). Ceci montre que le blocage de la remontée d'information provoqué par le train de choc déduit précédemment est responsable de la non propagation des ondes acoustiques à $St_D = 4.5$. En effet, une chute considérable de cohérence est constatée avec deux sondes espacées situées en champ proche. Ce constat motive ainsi l'étude et l'analyse de la configuration extrudée (0.3D) afin de voir l'effet de l'épaisseur de la géométrie sur la propagation de l'information en amont.

6.2.5 Synthèse

En résumé, plusieurs analyses ont été effectuées sur la configuration de la vanne extrudée à 0.1D en commençant par l'étude aérodynamique de l'écoulement où un bon accord avec les mesures expérimentales a été recensé. Une explication détaillée des mécanismes susceptibles de générer le bruit tonal a aussi été présentée. Pour ce qui est de l'acoustique, du progrès a été recensé surtout en comparant les différents champs de dilatation calculés pour chaque configuration. Les mesures effectuées en champ lointain avec l'analogie FW-H ont montré des résultats encourageant pour la suite de ce travail. Enfin, l'analyse de

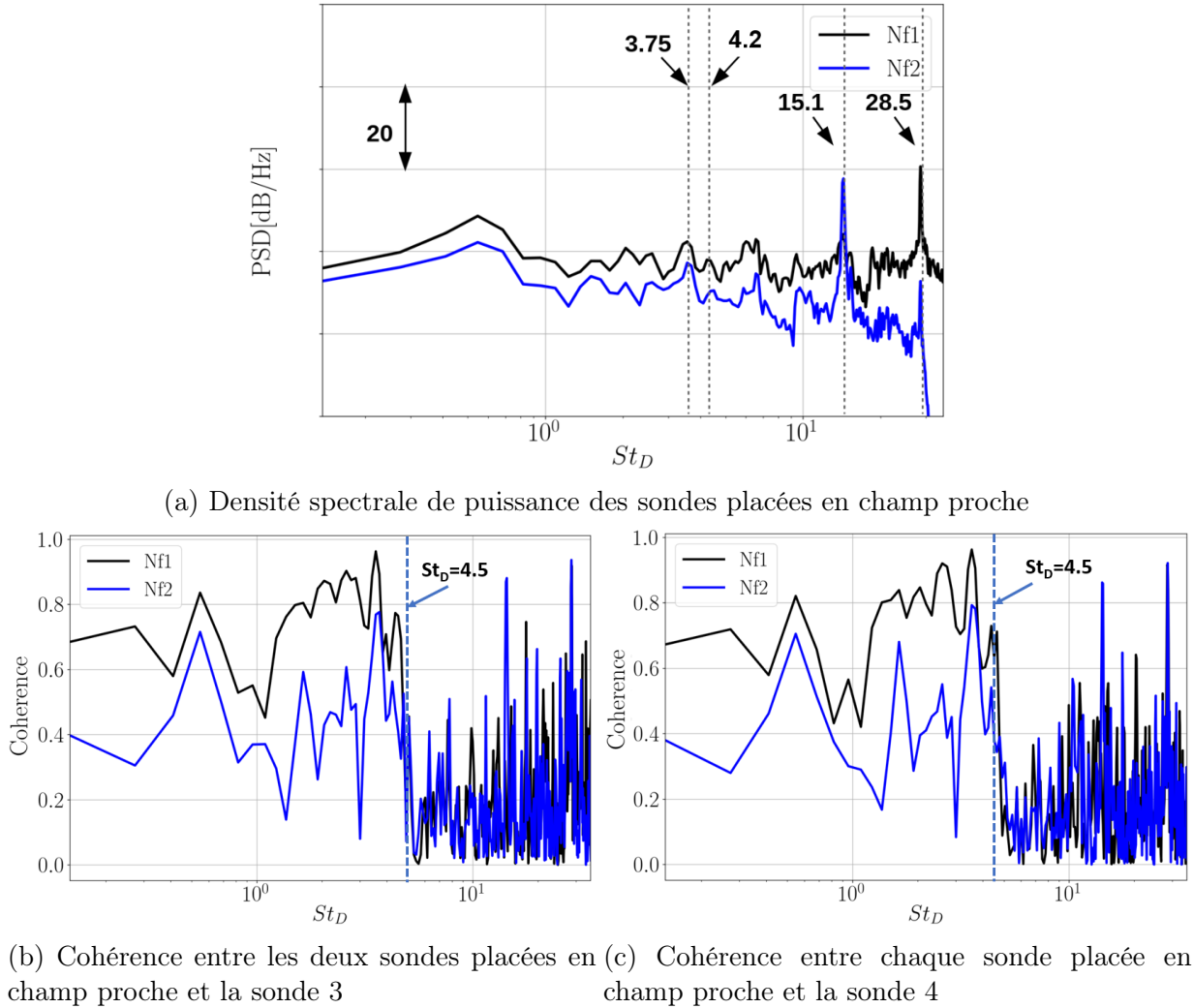


Figure 6.32 Densité spectrale de puissance des sondes placées en champ proche et cohérence avec les sondes sur la lèvre supérieure

cohérence a permis de constater que le train de chocs bloque la propagation acoustique en amont pour $St_D = 4.5$.

Après l'amélioration de la géométrie, du maillage, l'obtention de la bonne condition d'impédance en sortie et le passage à l'ordre élevé TTG4A, le recours à une approximation géométrique importante qui est d'envisager une épaisseur assez réelle de la vanne, permettrait de voir l'influence des effets 3D sur la génération du bruit tonal à $St_D = 4.5$ en champ lointain. Cette dernière configuration de la vanne fera l'objet de la section suivante.

Points à retenir :

Aérodynamique :

- Une boucle de rétroaction située entre le papillon et le début de la marche faisant intervenir le train de chocs, le choc en lambda et la couche de cisaillement.
- Oscillation du premier choc en lambda dominée par $St = 15.1$.
- Oscillation du deuxième choc en lambda dominée par $St = 4.5$ et 15.1 .
- Bon accord avec les mesures expérimentales concernant les mesures de pressions pariétales moyenne et fluctuante.

Acoustique :

- Une nette amélioration concernant le champ de dilatation au fil des différentes configurations de la vanne.
- Des niveaux à large bande bien captés dans les calculs acoustiques avec quelques pics qui émergent à bas nombre de Strouhal.

Cohérence :

- Des sondes qui sont cohérentes sur la lèvre supérieure en aval du train de choc à $St_D = 4.5$.
- Une chute de cohérence considérable pour chaque sonde corrélée en amont du train de choc.
- La chute de cohérence demeure aussi en corrélant le train de choc avec des sondes en champ proche.

6.3 Calculs LES : Configuration extrudée à 0.3D en épaisseur

Le but de cette configuration est d'essayer de s'approcher au maximum du banc expérimental dont l'épaisseur est de $0.75D$. Afin d'avoir un bon compromis entre l'épaisseur choisi et le coût de calcul, une extrusion de $0.3D$ ($3 \times 0.1D$ mm) de la configuration avec réservoir est prévu pour cette étude. En premier lieu, les paramètres numériques seront présentés. Ensuite, comme dans la section précédente, les résultats aérodynamiques et acoustiques seront développés respectivement en comparaison avec les mesures et la configuration extrudée à $0.1D$. Finalement, une analyse modale basée sur la Décomposition Spectrale Orthogonale Propre (SPOD) sera présentée et une synthèse clôturera cette section.

6.3.1 Paramètres numériques

Domaine et conditions aux limites

Le domaine considéré pour cette simulation est la configuration de la vanne extrudée à $0.3D$ en épaisseur avec réservoir. Les conditions aux limites sont identiques à celle des anciens calculs. Sur l'hémisphère d'entrée la pression et la température totale sont prescrites. Les mêmes conditions NSCBC qu'en configuration $0.1D$ sont imposées. À la sortie, la pression du réservoir est imposée avec un coefficient de relaxation de 10,000 partiellement réfléchissant. Sur les plans latéraux, des conditions de périodicité sont utilisées. Toutes les parois sont modélisées sans glissement. Le schéma numérique utilisé est le two-step Taylor Galerkin 4A (TTG4A). Le modèle de viscosité artificielle utilisé est celui de Colin [21] et le pas de temps est fixé à $t = 2 \times 10^{-8}$ s. L'initialisation de ce calcul est faite à partir de la solution LES du domaine extrudé à $0.1D$ en ordre élevé. Les statistiques sont ensuite collectées pour un temps physique total maximal disponible atteint équivalent à $10 \times T_{ac}$.

Caractéristiques du maillage

Pour ce calcul, un facteur de déraffinement de 1.1 est appliqué sur le maillage de la configuration extrudé à $0.1D$. Ensuite, ce maillage est généré sur une configuration de vanne extrudée à $0.3D$. Ce choix représente un bon compromis entre le coût du calcul et la résolution nécessaire. Il a été montré en effet qu'il y avait peu de différences entre les deux schémas LW et TTG4A. On conserve ainsi une taille de maille suffisante pour la résolution des champs aérodynamique et acoustique. Le nombre total de cellules est de 263 M au lieu de 330 M (sans facteur de déraffinement) et la taille moyenne des cellules en amont et dans le conduit sont maintenant de 1.045 mm au lieu de 0.95 mm. Ceci permet toujours de résoudre des nombre de Strouhal dépassant les 8 avec le schéma numérique d'ordre élevé TTG4A. Le tableau 6.5 résume les propriétés essentielles de ce maillage.

Type	Nombre d'éléments	y^+ max lèvres	Taille minimale des prismes
Hybride non structuré	263 M	3	$5.15 \times 10^{-5}D$

Tableau 6.5 Caractéristiques du maillage pour la configuration $0.3D$

6.3.2 Résultats aérodynamiques

Les instantanés de Schlieren dans la direction de l'écoulement y pris pour différents emplacements selon l'envergure au même instant sont présentés sur la figure 6.33. Les mêmes caractéristiques de l'écoulement sont conservées par rapport à la configuration $0.1D$. Le

déraffinement que la configuration $0.3D$ a subi n'a pas affecté les mécanismes d'entraînement observés. À différentes positions dans le sens de l'envergure, ces structures de choc en λ sont légèrement déphasés dans le mécanisme périodique observé sur la figure 6.13. Le premier choc en λ a la même orientation le long de l'envergure tandis que le second change de forme. En effet, cela s'explique par le comportement de la couche de mélange qui ne transitionne pas uniformément selon l'envergure de la configuration. Avec ce caractère aléatoire, le lâché tourbillonnaire (instantanés à $x = 0.25D, 0.2D, 0.003D$ sur la figure 6.33) résultant de cette transition n'affecte pas la structure du choc en λ de la même manière au même instant et avec la même intensité.

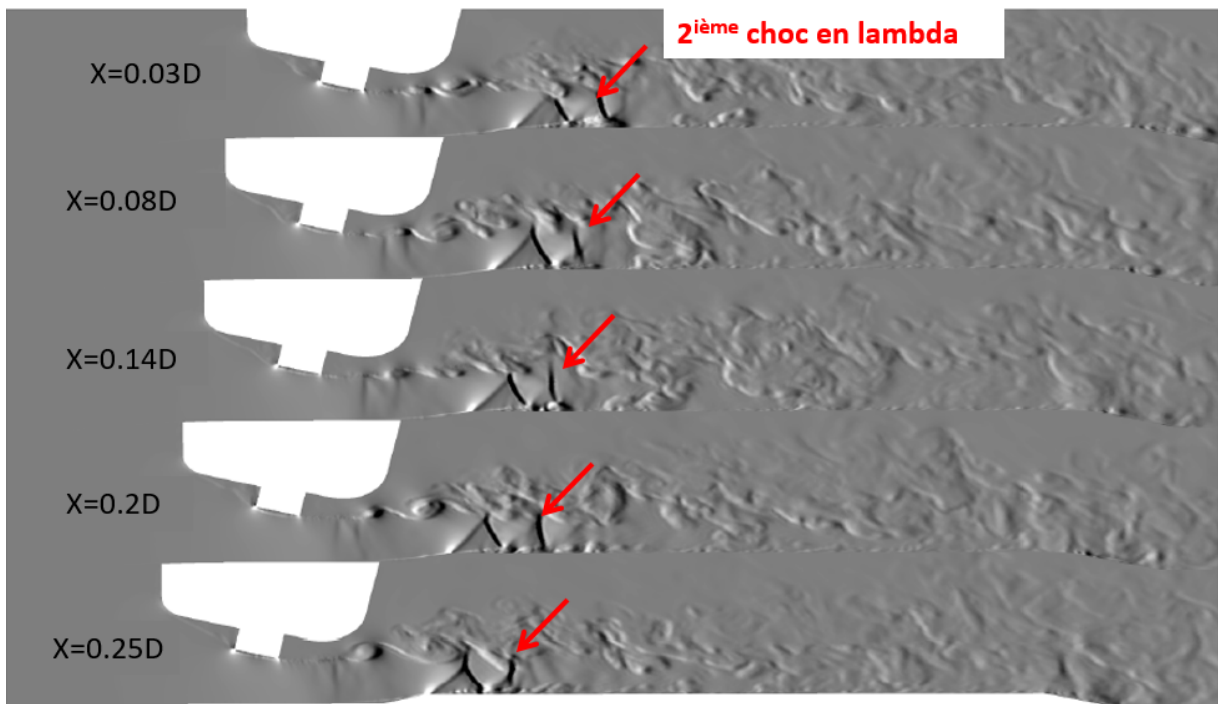


Figure 6.33 Instantanés Schlieren à différents plans selon l'envergure du domaine

Les coefficients de la cohérence spatiale de la fluctuation de la pression pariétale selon l'envergure ($R_{pp}(\Delta z)$) sont calculés pour différentes sondes situées sur la lèvre supérieure afin de confirmer l'irrégularité observée dans la structure du choc. Comme le montre la figure 6.34, les sondes 3,4 et 5 (respectivement les courbes bleue, orange et verte) ont besoin d'une longueur selon l'envergure de $0.13D$ pour atteindre une décorrélation suffisante. Ceci montre l'importance de simuler une configuration extrudée à $0.3D$ pour atteindre une chute de cohérence adéquate selon l'envergure. Quant aux sondes 6 et 7 (respectivement les courbes rouge et violette), elles n'ont besoin que d'une longueur de $0.03D$ selon l'envergure pour devenir non corrélées. Cette considération confirme que l'impact du lâché

tourbillonnaire qui se produit entre les sondes 6 et 7 est différent selon l'envergure sur les structures de choc en lambda qui se forment sur le bord de la marche.

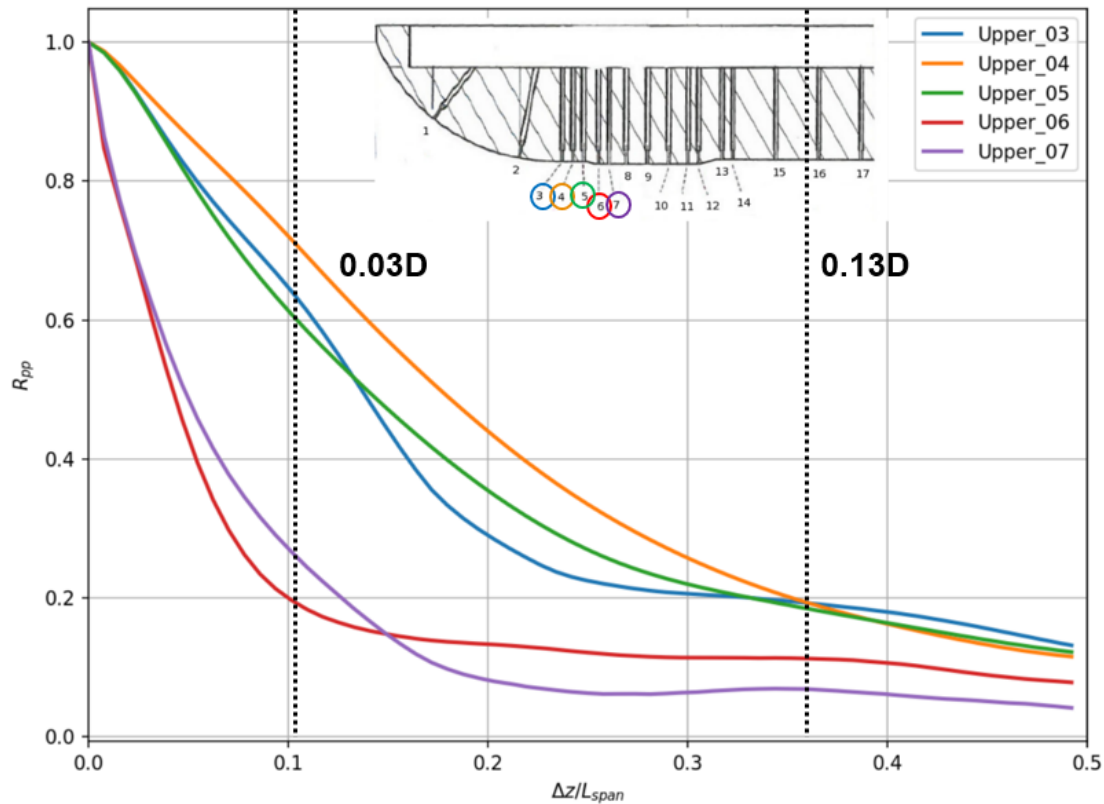


Figure 6.34 Cohérences spatiales selon l'envergure des sondes en amont et sur la marche du côté de la lèvre supérieure

Cette observation est également confirmée en examinant les instantanés du nombre de Mach sur la figure 6.35. On remarque que pour le même instant, le comportement du jet est différent. Différentes phases de la couche de mélange peuvent être observées. La zone d'interaction choc/couche limite montre que le deuxième choc lambda n'a pas la même orientation sur toute l'envergure du domaine. Pour le plan situé à $x = 0.05D$ (ce qui correspond au plan médian), une petite amplitude en nombre de Mach est constatée sur le deuxième choc en lambda par rapport aux autres plans. Cela confirme l'importance de l'épaisseur de la vanne sur le comportement de l'écoulement et éventuellement sur le bruit rayonné dans le champ lointain.

Une deuxième analyse consiste à étudier les fluctuations de pression pariétale des deux côtés du papillon. Une longueur de signal de $10T_{ac}$ est utilisée. La durée totale est divisée en 12 fenêtres en utilisant un chevauchement de 50% et une fenêtre de Hanning est appliquée. Les spectres obtenus sont résolus avec $\Delta St_D = 0.14$. Les deux configurations ($0.1D$ et $0.3D$) sont comparées avec les mesures expérimentales. Sur les sondes de la lèvre

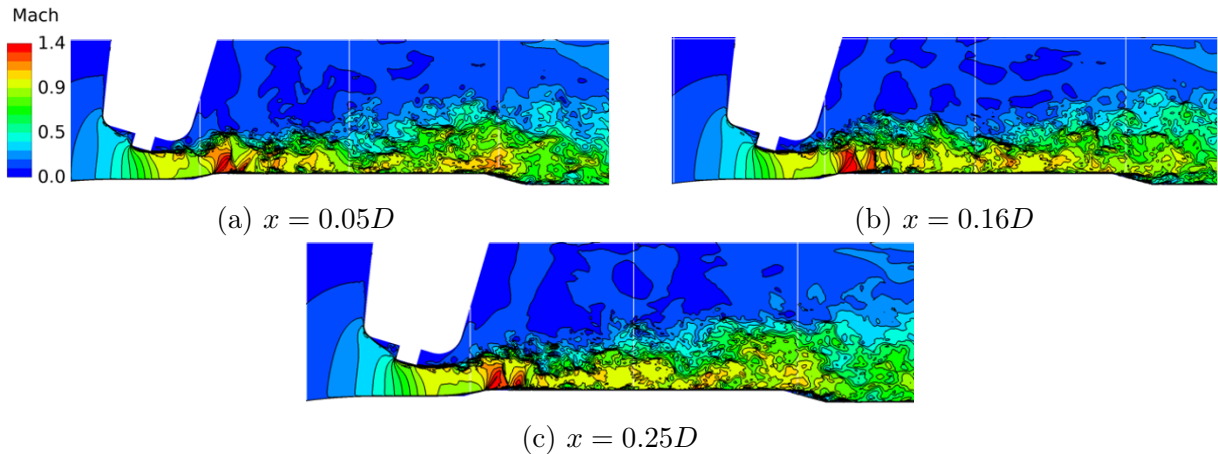


Figure 6.35 Iso-contours instantanés du nombre de Mach dans le plan de la vanne selon trois positions transverses

supérieure et la lèvre inférieure représentées par les figures 6.36 et 6.37, on ne constate pas de changement entre les deux configurations pour des nombres de Strouhal supérieurs à 5. Néanmoins, le pic à $St_D = 4.2$ émerge légèrement mieux sur la configuration 0.3D pour la sonde 3.

6.3.3 Résultats acoustiques

Calculs en champs lointain

A l'instar de la section précédente pour le calcul à $0.1D$, la même démarche est suivie dans cette partie. Le calcul en champ lointain est fait à l'aide de l'analogie acoustique FW-H pour une durée $10T_{ac}$ dont les surfaces poreuses et les paramètres de calculs sont donnés en détails dans la section précédente. La figure 6.38 compare les densités spectrales de puissance du bruit en champ lointain obtenus avec la surface poreuse extérieure pour les deux configurations $0.1D$ et $0.3D$. Pour toutes les positions angulaires étudiées, une nette amélioration est constatée par rapport à la configuration $0.1D$. Une claire émergence des tons à $St_D = 4.5$ et 3.7 correspondant aux mesures peut être remarquée surtout pour les angles 0° et -6° . Les niveaux à large bande sont aussi mieux captés avec la configuration $0.3D$.

D'autre part, la figure 6.39 compare la contribution au bruit calculé en champ lointain à différentes positions angulaires des trois surfaces poreuses testées : la surface extérieure (courbe en rouge), la surface tout juste en amont de la lèvre supérieure (courbe en bleu) et la surface tout juste en amont de la lèvre inférieure (courbe en vert). On remarque maintenant que pour toutes les positions angulaires observées, le pic à $St_D = 4.5$ émerge non seulement à partir de la surface poreuse extérieure, mais aussi de celle en amont de

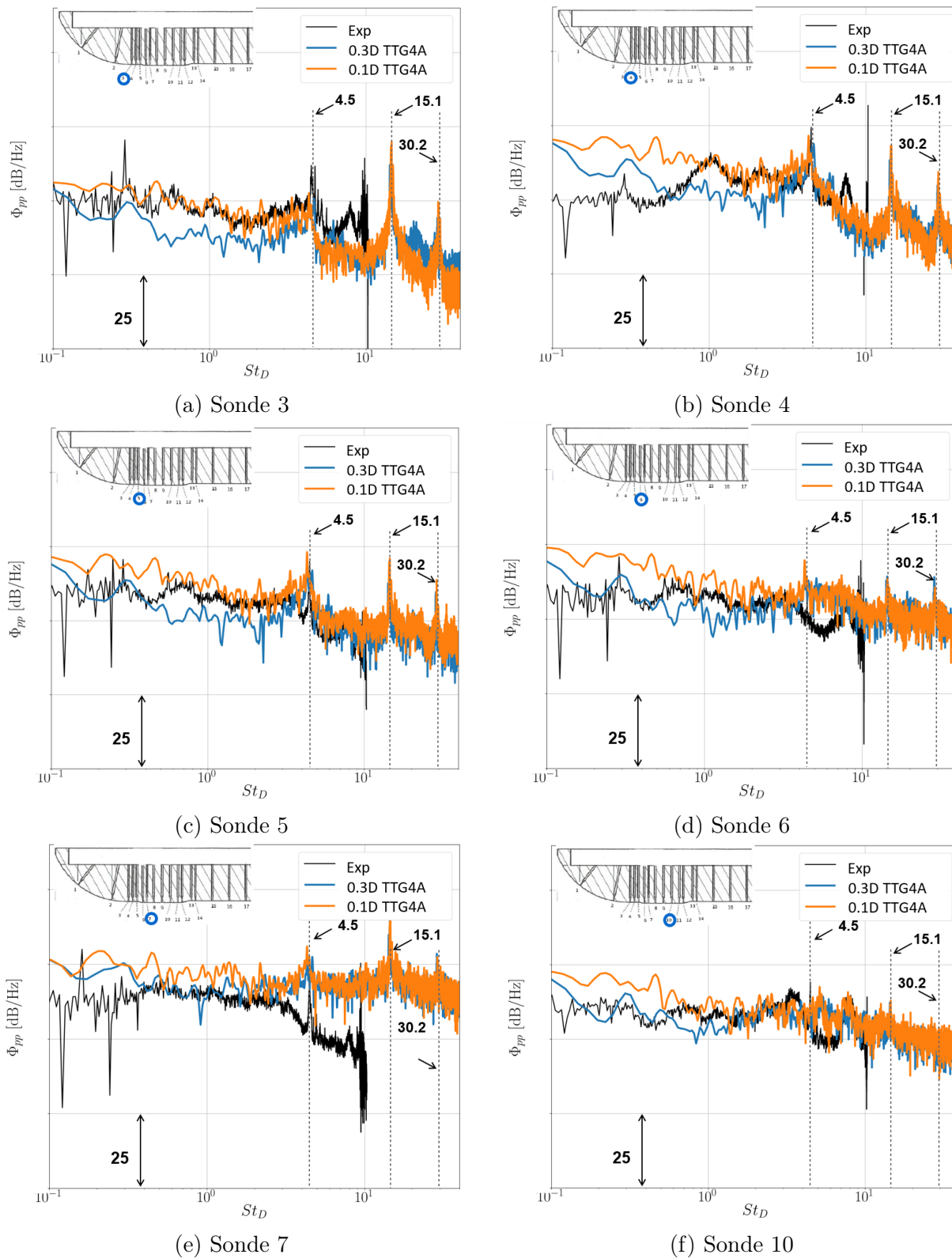


Figure 6.36 Spectres des fluctuations de pression pariétale sur la lèvre supérieure

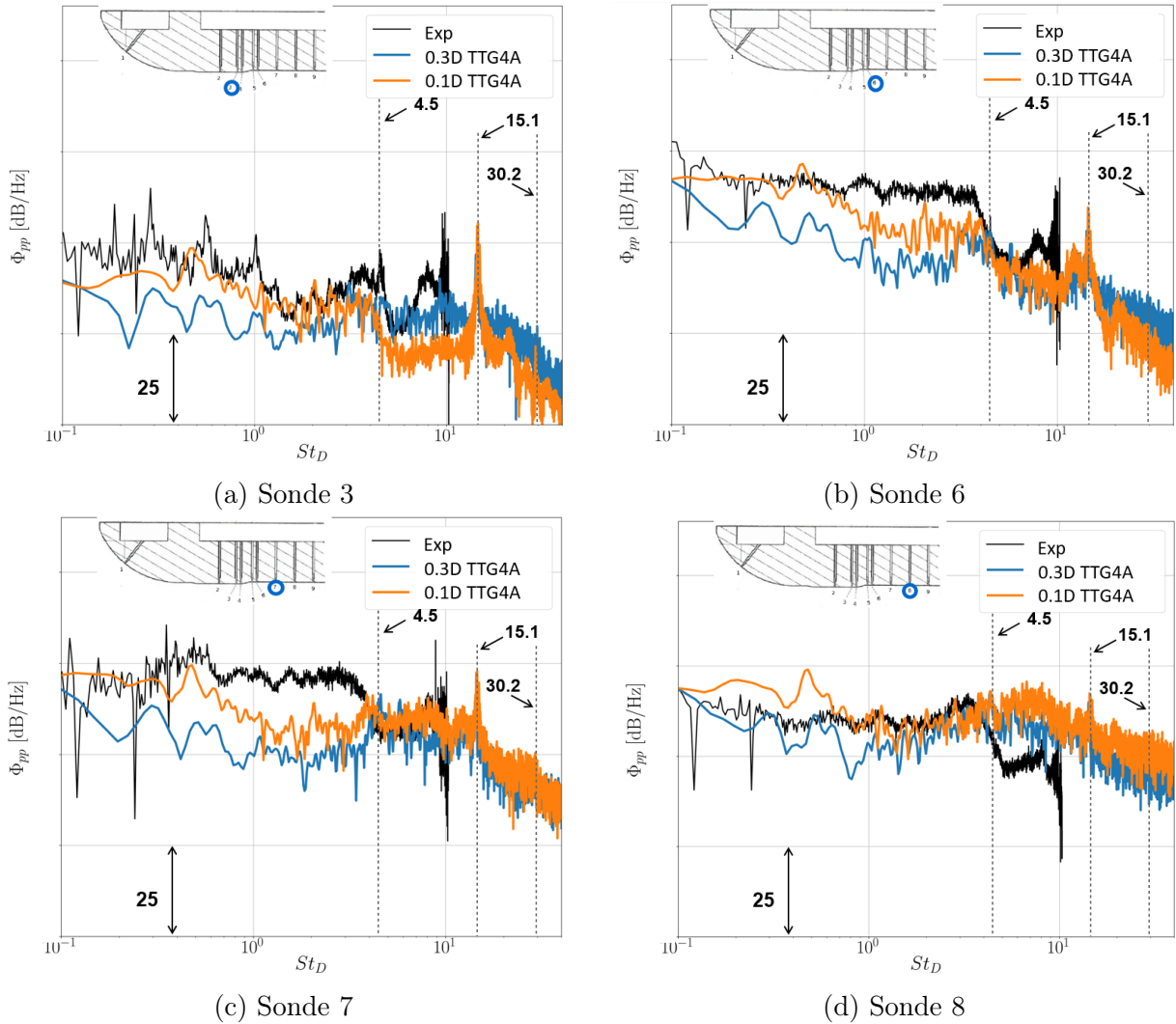


Figure 6.37 Spectres des fluctuations de pression pariétale sur la lèvre inférieure

la lèvre supérieure. Ceci confirme numériquement la contribution de la lèvre supérieure et son rôle dominant par rapport à la lèvre inférieure au rayonnement du bruit tonal en champ lointain par la vanne qui ont déjà été prouvés expérimentalement dans le cadre du projet Softair [60] (cf chapitre 4). Cette configuration a ainsi pu mettre en avant l'importance des effets 3D dans l'émergence du bruit tonal à $St_D = 4.5$. En effet, compte tenu de la dynamique de la couche de mélange, les fronts d'ondes acoustiques peuvent éventuellement trouver plus facilement des fuites dans les zones d'écoulement subsonique pour se propager en amont. D'autre part, il a été vu que dans la configuration 0.1D TTG4A, le choc normal du deuxième choc en lambda oscille entre autres à $St_D = 4.5$. Cette oscillation pourrait croître en amplitude en considérant une configuration extrudée à 0.3D. Concernant la directivité représentée par la figure 6.40, pas de différence notable

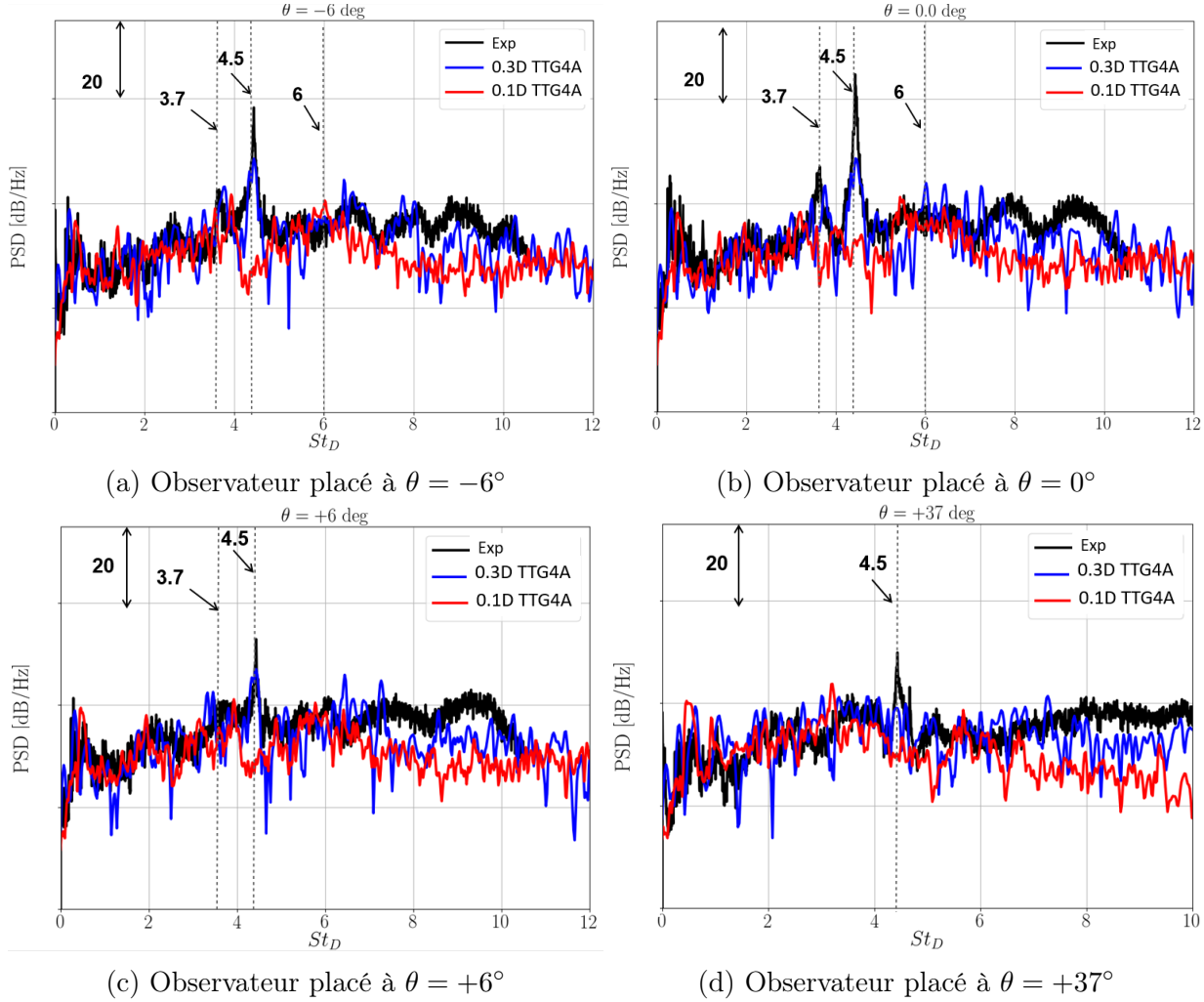


Figure 6.38 Spectres de bruit calculés en champ lointain avec l’analogie FW-H (surface poreuse extérieure)

est constatée en comparaison avec le cas $0.1D$ représenté par la figure 6.28 et le même type de propagation domine la configuration $0.3D$.

6.3.4 Analyse modale basée sur la Décomposition Spectrale Orthogonale Propre (SPOD)

Méthode et paramètres

La Décomposition Spectrale Orthogonale Propre (SPOD) est une méthode permettant d’extraire des structures cohérentes, ou modes, à partir des données de l’écoulement [81]. Cette méthode peut s’avérer intéressante dans le cadre de cette thèse car elle permet d’effectuer une Décomposition Orthogonale Propre (POD) classique sur des bandes fréquentielles. De plus, cette méthode a prouvé son efficacité pour les mécanismes d’instabilité dans les écoulements turbulents de type jet [48]. Ce qui distingue la SPOD de la POD

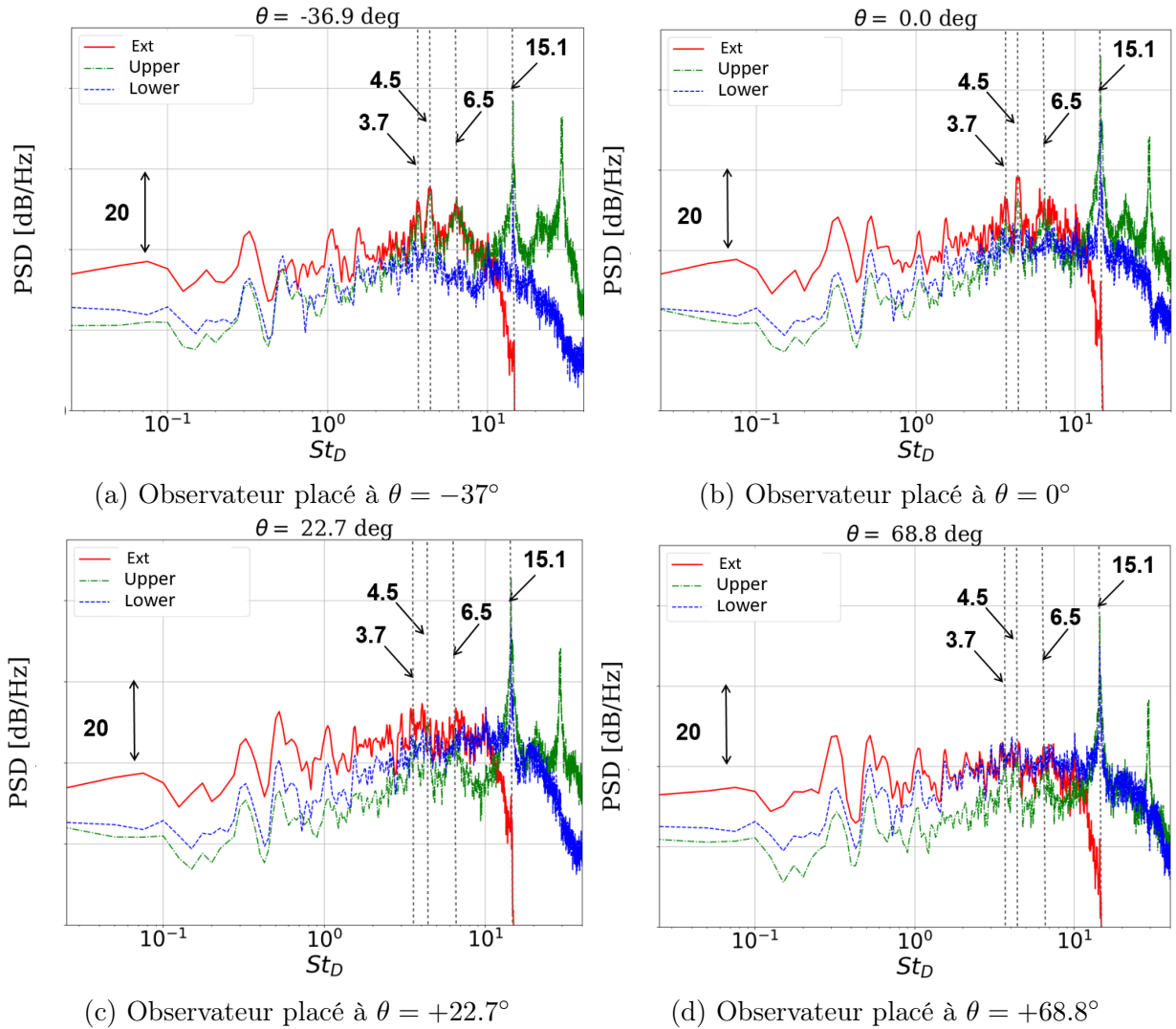


Figure 6.39 Comparaison des spectres de bruit calculés en champ lointain avec l’analogie FW-H pour toutes les surfaces poreuses

classique, c’est que les modes varient dans les deux dimensions espace et temps et sont orthogonaux sous un produit intérieur espace-temps, plutôt que seulement en espace. Par conséquent, ils sont optimaux pour exprimer la cohérence spatio-temporelle des données récoltées. Mathématiquement, les modes de la SPOD sont les vecteurs propres du tenseur de densité interspectrale (CSD) à chaque fréquence dont le développement de la méthode est donné par [82] et illustré par la figure 6.41.

Une approche en “streaming” est favorisée pour cette thèse qui consiste à mettre à jour les sommes partielles de Fourier dès qu’un nouvel instantané de données est disponible [82]. Une fois les sommes de Fourier terminées, les anciennes bases propres pour chaque fréquence sont implémentés par le complément orthogonal des nouvelles données réduisant

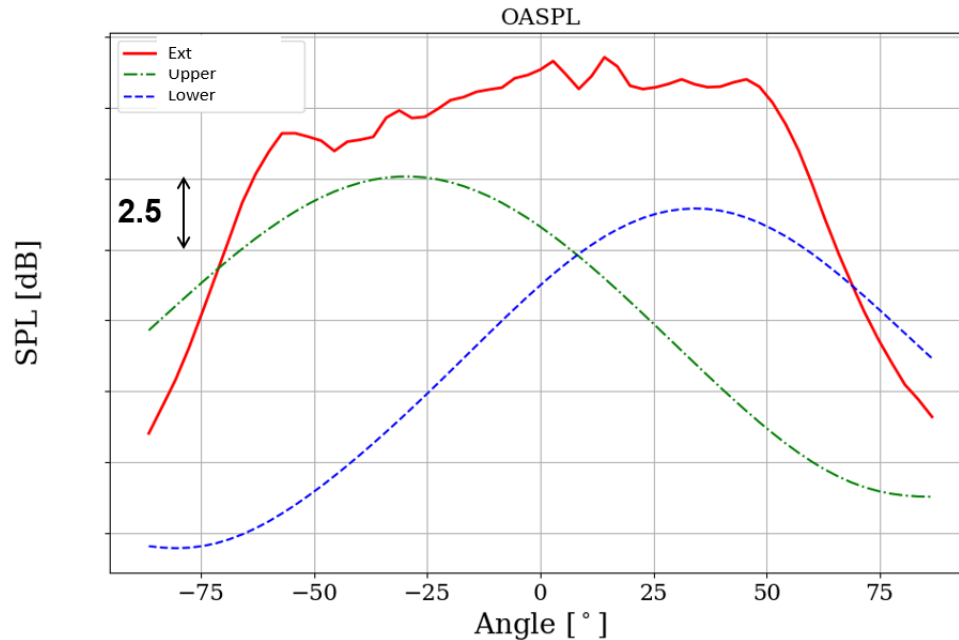


Figure 6.40 Courbes de directivité pour les différentes surfaces poreuses considérées

ainsi la quantité d'information stockée. Le lecteur est référé à l'étude de Schmidt et Towne [82] pour la dérivation et les détails de cette approche.

Résultats

Pour la configuration de la vanne extrudée à $0.3D$, plusieurs instantanés sont pris en compte avec un nombre de Strouhal d'échantillonnage $St_{D_{ech}} = 20.3$. Le temps total acquis est de $10T_{ac}$ avec 36 blocs et 60% de chevauchement. La résolution est $\Delta St_D = 0.14$. Pour la configuration $0.1D$, un calcul particulier ($0.1T_{ac}$) est utilisé pour stocker le plan central avec un nombre de Strouhal d'échantillonnage assez grand $St_{D_{ech}} = 203$ pour 7 blocs avec 70% de chevauchement et une résolution de $\Delta St_D = 1.4$

La figure 6.42 montre le spectre des valeurs propres des trois premiers modes calculés pour les deux configurations.

Pour la configuration $0.1D$, des tons apparaissent essentiellement pour le mode 1 à $St_D = 5.29, 10.58$ et 21.16 . Le mode 1 en pression est représenté par la figure 6.43 pour $St_D = 5.29$. On ne remarque pas de propagation en amont de la vanne qui semble bloquée à partir de la position du train de chocs tout juste après le papillon. Néanmoins, un mode d'interaction entre le choc en lambda et la couche de cisaillement est mis en évidence. Pour $St_D = 10.58$, le mode 1 en vitesse représenté par la figure 6.44 met une évidence une instabilité de la couche de mélange qui se propage en aval du conduit.

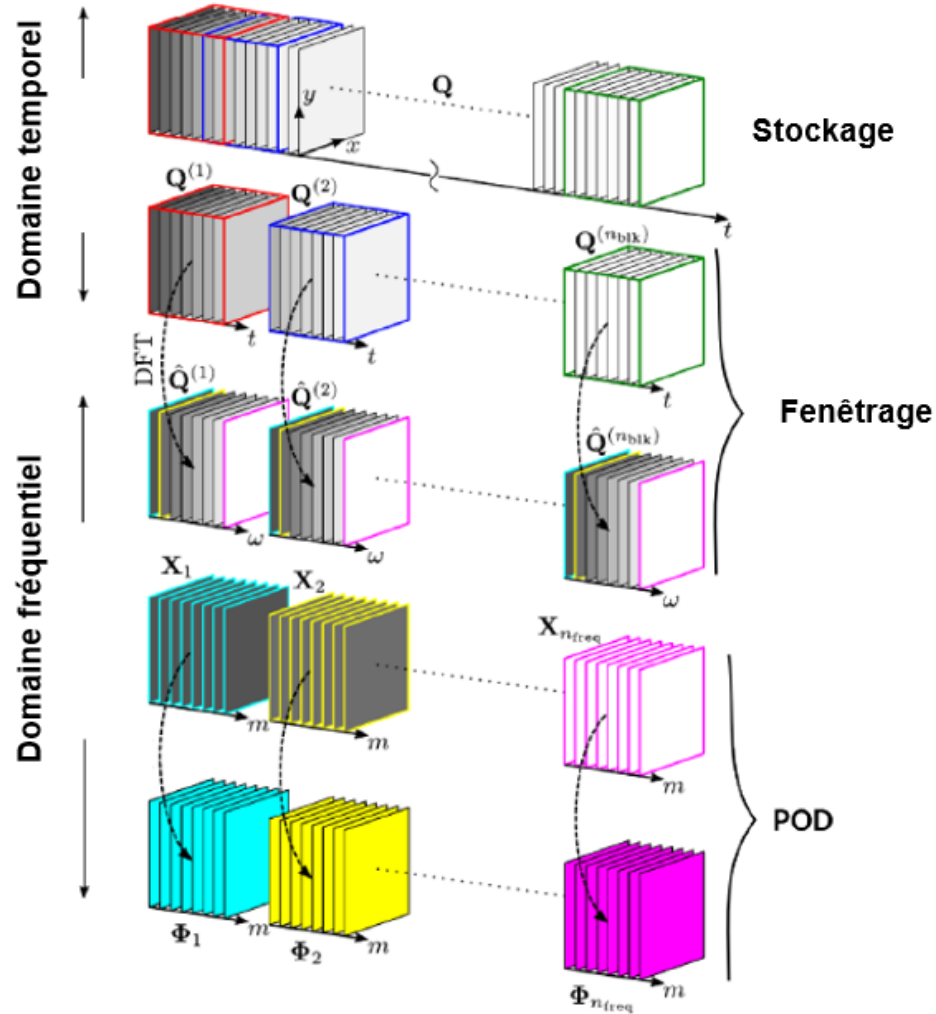


Figure 6.41 Schématisation de la SPOD [82]

Concernant le cas $0.3D$, des tons apparaissent essentiellement pour le mode 1 aux nombres de Strouhal $St_D = 4.6, 5.72$ et 8.75 . Pour $St_D = 4.6$ (cf figure 6.45), on remarque ici que contrairement au cas $0.1D$, un rayonnement se produit en amont. Ceci vient confirmer le fait qu'il n'y a plus de blocage qui se produit au niveau du train de chocs et que l'information se propage en champ proche à ce nombre de Strouhal là, d'où l'émergence du pic tonal aux calculs acoustiques présentés dans la section précédente. Pour les deux nombres de Strouhal restants (5.72 et 8.75) représentés dans les figures 6.46 et 6.47, des instabilités mettant en oeuvre la couche de cisaillement sont mis en évidence avec une propagation en conduit et en amont visible.

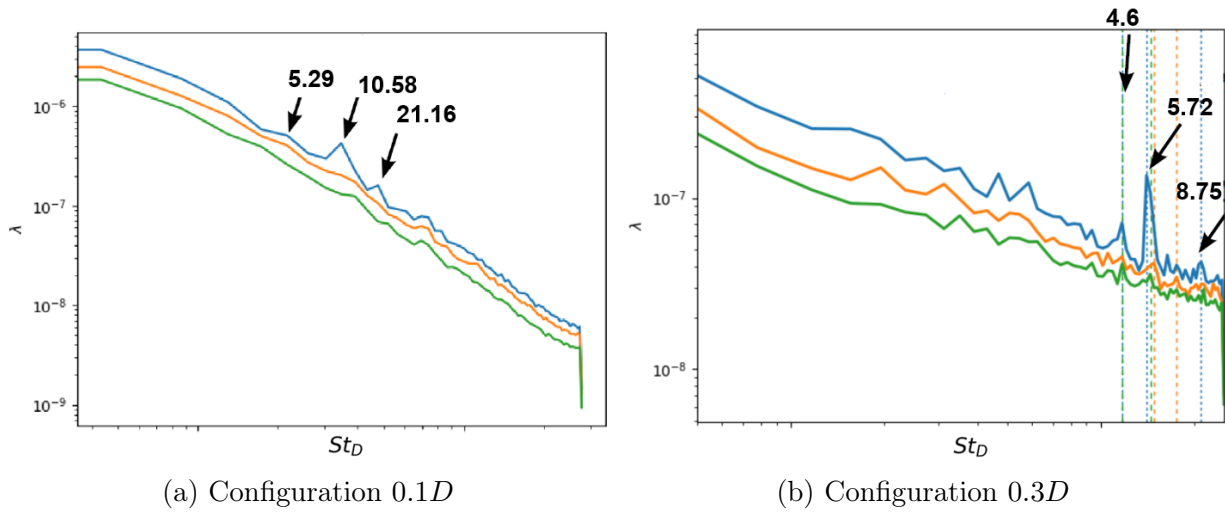


Figure 6.42 Spectres des trois premiers modes de la SPOD pour les deux configurations. Mode 1 en bleu, mode 2 en orange et mode 3 en vert.

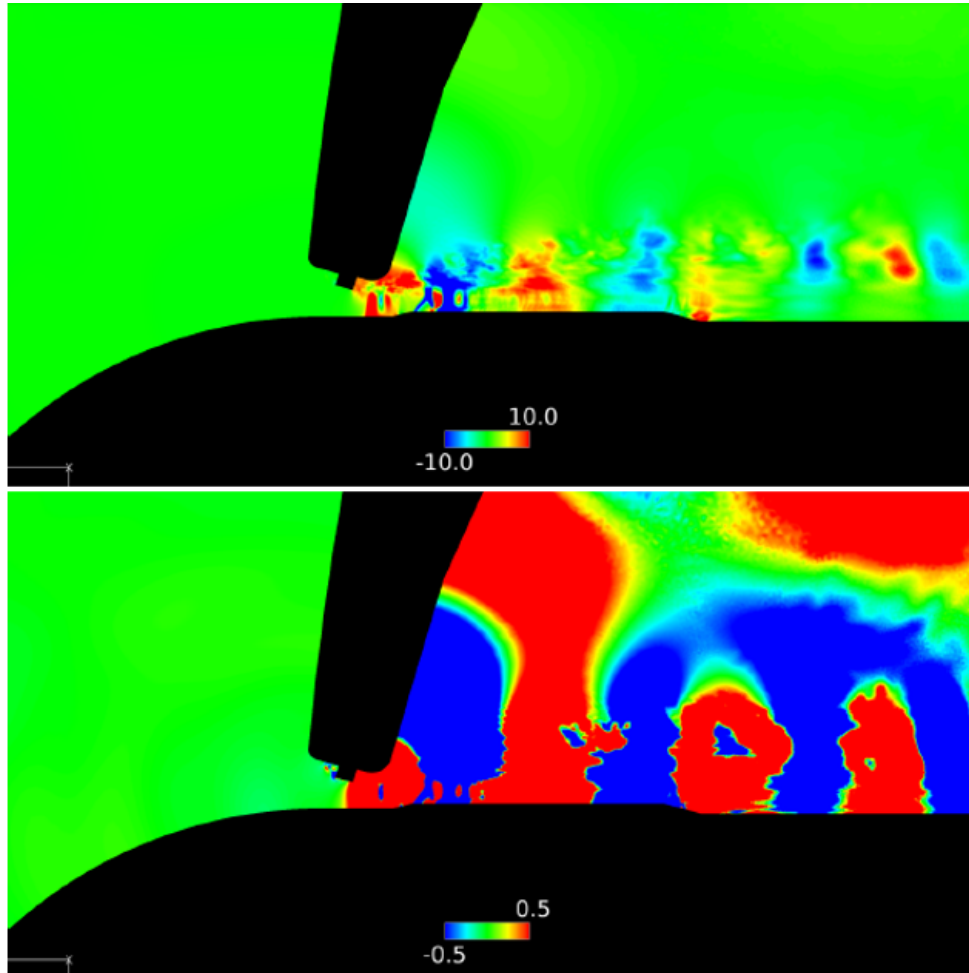


Figure 6.43 Mode 1 en pression pour $St_D = 5.29$ configuration 0.1D

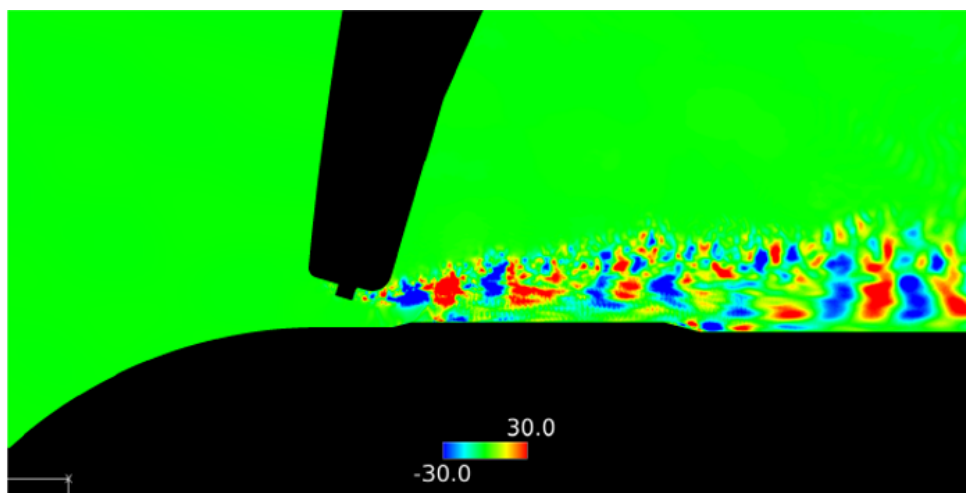


Figure 6.44 Mode 1 en vitesse pour $St_D = 10.58$ configuration 0.1D

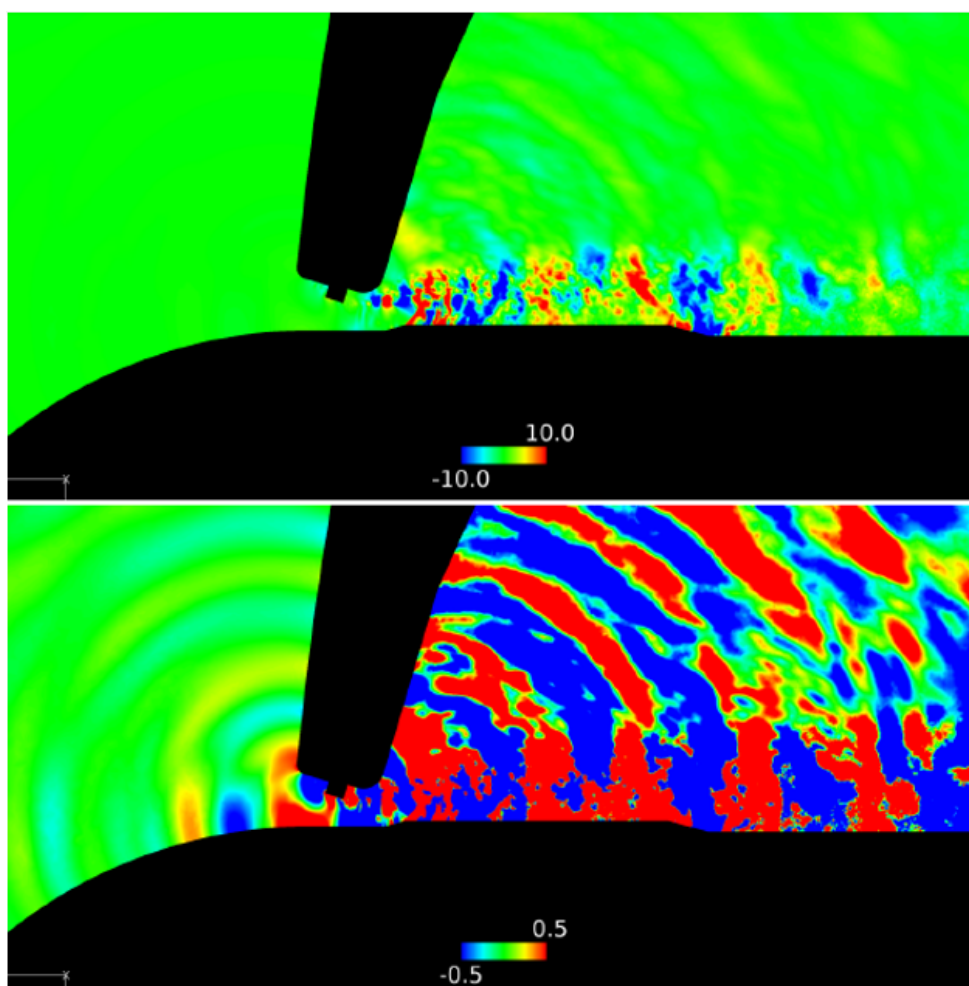
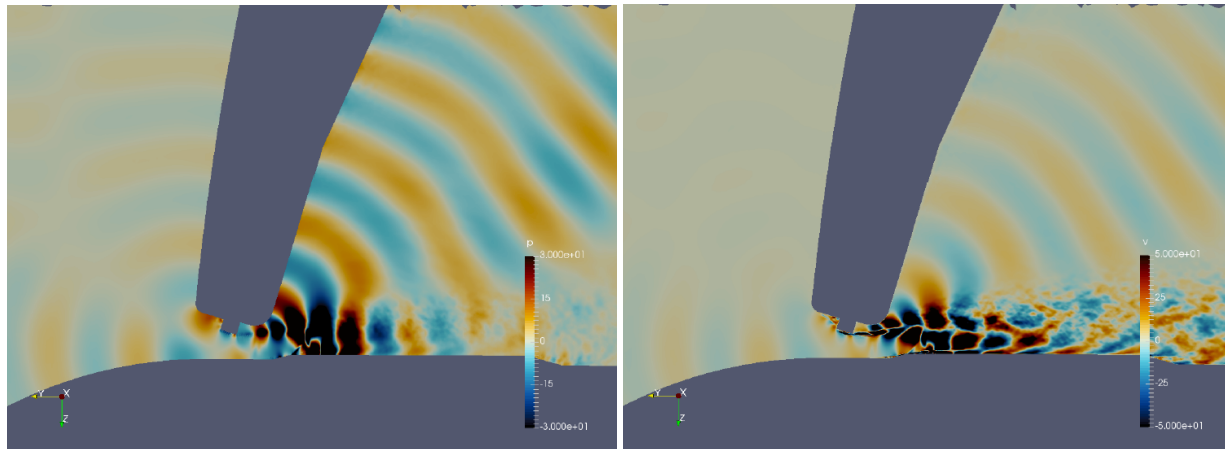
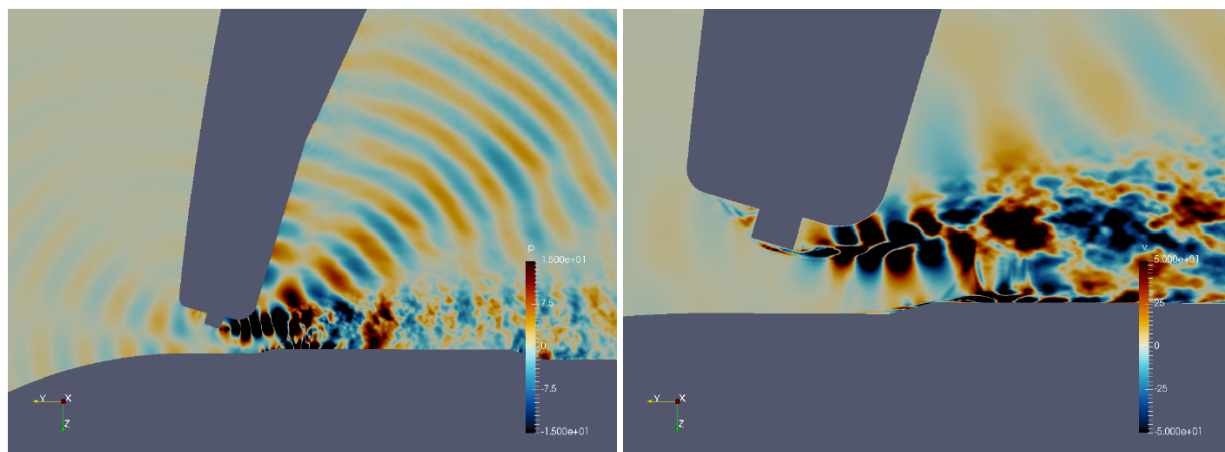


Figure 6.45 Mode 1 en pression pour $St_D = 4.6$ configuration 0.3D



(a) Mode 1 en pression

(b) Mode 1 en vitesse

Figure 6.46 Modes 1 pour $St_D = 5.72$ configuration $0.3D$ 

(a) Mode 1 en pression

(b) Mode 1 en vitesse

Figure 6.47 Modes 1 pour $St_D = 8.75$ configuration $0.3D$

6.3.5 Synthèse

En résumé, plusieurs analyses ont été effectuées sur la configuration de la vanne extrudée à 0.3D en commençant par l'étude aérodynamique de l'écoulement où des clichés à différents plans selon l'envergure ont permis de constater un comportement non uniforme de la zone d'interaction choc/couche limite (deuxième choc en λ). Pour ce qui est de l'acoustique, le pic à $St_D = 4.5$ est bien plus prononcé et distinct en comparaison avec la configuration 0.1D. Ce pic apparaît aussi à partir de la surface poreuse en amont de la lèvre supérieure. Finalement, l'analyse modale a permis de mettre en avant les modes d'instabilités de la couche de mélange ainsi que le rayonnement en amont surtout pour la configuration 0.3D à $St_D = 4.5$.

Résumé

Points à retenir :

Aérodynamique :

- Différentes phases de la couche de mélange observées avec une oscillation transversale.
- Épaisseur 0.3D nécessaire pour atteindre une décorrelation adéquate en envergure.
- Légère amélioration au niveau des fluctuations de pression pariétale par rapport à la configuration 0.1D. Le ton à $St_D = 4.5$ est ainsi mieux prononcé.

Acoustique :

- Émergence du pic tonal à $St_D = 4.5$.
- Contribution supérieure de la lèvre supérieure au bruit rayonné en champ lointain par rapport à la lèvre inférieure en accord avec les mesures.

Analyse Modale :

- Modes d'interaction entre le choc en λ et la couche de mélange
- Modes d'instabilité de la couche de mélange (contribuants au bruit tonal)
- Propagation en amont visible pour $St_D = 4.5$.

Conclusions générales et perspectives

La présente thèse a pour objectif de comprendre et de quantifier numériquement les mécanismes de bruit à l'origine du bruit tonal émis par la vanne de pressurisation de cabine d'avion à 5182 m d'altitude. Ce bruit est émis à un nombre de Strouhal caractéristique basé sur le diamètre D de la vanne $St_D = 4.5$. Ces vannes, qui sont situées à l'intérieur de la cabine, permettent la régulation du flux d'air sortant de l'appareil. Elles jouent ainsi un rôle essentiel pour le confort et la sécurité des passagers mais aussi assurent l'intégrité de la structure de l'avion en maintenant pour la plupart des appareils une pression intérieure équivalente à 2438 m quelque soit la phase de vol. Cette thèse vient en complément et finalisation du projet SOFTAIR qui a débuté en 2013 à l'Université de Sherbrooke. Une configuration 2D extrudée de la vanne réelle avec un canal rectangulaire et un réservoir a été mise en place pour l'étude expérimentale durant ce projet afin de rendre possible la visualisation de l'écoulement par accès optique. En vue d'être pertinent sur les comparaisons, la même configuration que dans les mesures (configuration 2D extrudée) est ainsi prise en compte pour les travaux numériques qui représentent la tâche essentielle de cette thèse. Les études précédentes [17, 60] ont montré expérimentalement l'émergence d'un bruit tonal pour un ratio de pression $P_{cabine}/P_{ext} = 1.85$. Ces recherches ont aussi montré que l'écoulement pour ce point de fonctionnement était complexe avec présence de deux jets pariétaux transsoniques [18, 60, 102]. Cependant, aucune explication claire pour les mécanismes de bruit n'a été prouvée [27, 42] et aucune simulation de nature instationnaire était en mesure de capter le pic tonal en champ lointain. Par conséquent, le but principal de cette thèse est de mettre en évidence ces mécanismes de bruit et de mettre en place une simulation numérique instationnaire de type LES capable de capter le bruit tonal et donner une explication claire et précise de ses précurseurs.

Pour comprendre les phénomènes à différents points de fonctionnement, l'écoulement dans la vanne a d'abord été simulé avec la méthode stationnaire RANS. Le domaine inclut la vanne avec le canal rectangulaire monté sur le réservoir pour s'approcher au maximum des mesures. Les maillages adoptés sont fins et résolus en parois. Les résultats montrent que les jets qui s'écoulent des deux côtés du papillon sont supersoniques avec de grandes zones de décollement pour les forts ratios de pression. Ces zones de recirculation à haut nombre de Mach ($M = 0.7$) en dessous du jet jouent un rôle primordial sur la courbure de ce dernier du côté de la lèvre supérieure. Cette recirculation est notamment responsable de la création d'un gradient de pression latéral générant une force centripète attirant ainsi le

jet et le courbant jusqu'à l'attachement. Ces résultats numériques ont été confirmés par des calculs théoriques des angles d'expansion et du premier choc oblique dû à la marche. Pour le ratio de pression d'intérêt $P_{ratio} = 1.85$, une analyse approfondie est venue compléter les anciennes études [18, 60]. En effet, les nouveaux calculs mettent en avant la formation d'une zone d'interaction choc/couche limite qui donne naissance à un choc en lambda caractéristique des écoulements transsoniques. Deux de ces chocs sont observés sur le début de la marche et une explication détaillée de leur formation est développée. Les angles de détente et du premier choc oblique se comparent bien aux calculs théoriques et une légère amélioration sur les courbes de pression pariétale est observée.

Par la suite, le calcul RANS au ratio de pression d'intérêt a servi d'initialisation à des calculs LES menés sur la vanne depuis le début du projet SOFTAIR jusqu'à la fin de ces travaux de thèse. La configuration adoptée par Marsan *et al.* [60] est reprise et améliorée au cours de cette thèse. En partant d'une configuration avec conduit long, des améliorations sur la géométrie avec le rallongement du joint et la réduction de la longueur du canal à la valeur du banc expérimental sont effectuées. D'un autre côté, des zones de raffinement sont rajoutées dans le maillage dans la zone des deux lèvres et du conduit pour permettre une meilleure propagation acoustique au-delà de $St_D = 4.5$. Cependant, le manque de contrôle des réflexions à la sortie du canal a incité une deuxième amélioration qui consiste à rajouter le réservoir pour obtenir une condition d'impédance assez réaliste. Des zones de raffinement transitionnelles et fluides sont implémentées au maillage et le nombre de Strouhal de coupure du maillage avoisine 8. Une convergence aérodynamique du maillage est vérifiée en LW avant de passer à l'étude numérique à ordre élevé en TTG4A sur deux largeurs de canal distinctes : $0.1D$ et $0.3D$.

La première largeur de canal retenue enregistre plusieurs améliorations concernant les résultats aéroacoustiques obtenus depuis le début du projet SOFTAIR. Côté aérodynamique, une boucle de rétroaction acoustique entre le choc en lambda, la couche de mélange et le train de chocs situé en aval de la lèvre supérieure est mise en évidence à partir de plusieurs instantanés Schlieren. Le champ de dilatation montre que des ondes de pression fuient périodiquement la zone d'interaction choc/couche de mélange et voyagent en amont pour réintégrer la couche de mélange qui commence à se déstabiliser avec l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. On observe ainsi un phénomène similaire au screech sur les jets supersoniques à l'origine du bruit tonal. Une amélioration significative des prédictions des fluctuations de pression pariétales est obtenue notamment avec la disparition du pic à $St_D = 6.2$ présent dans la configuration avec un conduit court. Aussi, le pic tonal à $St_D = 4.5$ apparaît mieux sur la configuration avec réservoir avec le schéma d'ordre élevé

TTG4A. D'autre part, une étude des oscillations des deux chocs en lambda montre que ces derniers oscillent principalement à deux nombres de Strouhal distincts : 4.5 et 15.1. Côté acoustique, le modèle représenté par le champ de dilatation met en avant un effet considérable du domaine de calcul, du maillage et du schéma numérique. Quand un domaine du canal avec des dimensions longitudinales exactes est simulé sur un maillage fin et régulier (capable de propager les hautes fréquences sans dispersion), avec un schéma d'ordre élevé peu dissipatif (TTG4A), les calculs acoustiques en champ lointain à l'aide de l'analogie FW-H reproduisent les niveaux à large bande mesurés, mais le bruit tonal à $St_D = 4.5$ n'est pas reproduit. De plus, la lèvres supérieure domine la propagation acoustique en amont comme dans les essais. L'étude de cohérence a montré que le train de chocs est probablement responsable du blocage de la remontée acoustique vers l'amont. Ce blocage est traduit par une chute de cohérence qui est détectée à partir de la position de la sonde située au niveau du train de chocs à $St_D = 4.5$.

La configuration extrudée à $0.3D$ a permis d'obtenir une chute de cohérence spatiale adéquate selon l'envergure. Côté aérodynamique, différentes phases de la couche de mélange sont observées avec une irrégularité dans le comportement du second choc en lambda. Une légère amélioration de la prédiction des fluctuations de pression pariétale est observée. Côté acoustique, le pic tonal à $St_D = 4.5$ est bien présent sur les spectres de bruit en champ lointain en comparaison avec la configuration $0.1D$. En effet, la propagation acoustique en amont via des zones subsoniques de la couche de mélange est maintenant rendu possible grâce aux effets 3D et à la dynamique de la couche de mélange. Ce pic à $St_D = 4.5$ est capté aussi sur les spectres de bruit calculés à partir de la surface poreuse en amont de la lèvres supérieure montrant et quantifiant ainsi numériquement sa dominance par rapport à la lèvres inférieure. Cependant, un temps de calcul supplémentaire est requis pour obtenir ce ton à la bonne amplitude. Finalement, l'analyse modale à l'aide de la Décomposition Spectrale Orthogonale Propre (SPOD) est venue confirmer la propagation acoustique en amont préalablement bloquée au niveau du train de chocs dans la configuration $0.1D$ et en mettant aussi en avant des modes d'interaction de la couche de mélange et du choc en lambda, précurseurs du bruit tonal, pour $St_D = 4.5$.

En résumé, ce projet de thèse avait pour objectif d'étudier les mécanismes responsable de l'émission du bruit tonal à $St_D = 4.5$. Une analyse numérique basée sur des simulations RANS/LES a été menée sur une configuration de vanne en 2D extrudé permettant ainsi cette quantification. L'interaction entre le choc en lambda, la couche de mélange et le train de choc est à l'origine du maintien et de l'entretien de la boucle de rétroaction responsable du bruit tonal qui provient de la lèvres supérieure du papillon. Le couplage de ces

derniers à des effets 3D a permis de capter le bruit tonal en champ lointain numériquement.

Perspectives

Ce travail ouvre la voie à de nouvelles opportunités et améliorations dans l'étude des vanes papillons de pressurisation de cabines d'avions. Tout d'abord, concernant les post-traitements, la SPOD pourrait être étendue dans le conduit et une analyse en ondelettes pourrait être envisagée afin de capter les différents modes de conduit. Ensuite, à l'image de ce qui a été obtenu pour la configuration 2D extrudée durant cette thèse, la même étude pourrait être menée sur la vanne réelle cylindrique en prenant en compte la vraie géométrie. Les techniques de maillage ayant déjà prouvé leur effet aéroacoustique sur la configuration 2D extrudée, il faudrait seulement disposer d'assez de ressources numériques pour pouvoir mettre en oeuvre cette étude qui sera très coûteuse.

Enfin, la géométrie de la vanne serait à reconsidérer. Les travaux de cette thèse ont montré que la source de bruit provenait de l'interaction des chocs en λ avec la couche de mélange dont l'instabilité commencerait à partir du train de chocs. L'apparition du choc en λ étant dû principalement à la déviation de l'écoulement subite par la partie montante de la marche, supprimer cette rampe viendrait empêcher la formation du choc en λ et garderait l'écoulement rattaché à la paroi jusqu'à dissipation du jet par la turbulence. Étant donné le régime sonique avec lequel le jet atteint la dernière rampe de détente, l'apparition de l'éventail de détente à cet endroit serait sans conséquence sur l'évolution de l'écoulement en aval de la marche. Par conséquent, le comportement de ce jet deviendrait quasi-semblable à celui du jet du côté de la lèvre inférieure.

General conclusions and perspectives

The main objective of this thesis was to numerically understand and quantify the tonal noise emitted by the aircraft cabin pressurization valve at 5182 m and the mechanisms behind it. This noise is radiated at a characteristic Strouhal number based on the diameter D of the valve $St_D = 4.5$. These valves, which are located inside the cabin, allow the regulation of the outgoing flow from the aircraft. Thus, they play an essential role for the comfort and safety of passengers but also ensure the integrity of the structure of the aircraft by maintaining an interior pressure equivalent to 8000 feet during different phases of the flight. This thesis complements and finalizes the SOFTAIR project which started in 2013 at Université de Sherbrooke. A 2D extruded configuration of the real valve with rectangular bench and tank was set up for the experimental study during the project in order to make it possible to visualize the flow by optical access. In order to be relevant with the comparisons, the same configuration as in the measurements (2D extruded configuration) was thus taken into account for the numerical works which represented the essential task of this thesis. The old studies [17, 60] have experimentally proven the emergence of a tonal noise for a pressure ratio $P_{cabin}/P_{ext} = 1.85$. These research also showed that the flow for this operating point was complex with the presence of two transonic parietal jets [18, 60, 102]. However, no clear explanation for the noise mechanisms has been proven [27, 42] and no unsteady simulations captured the peak in the far field computations. Consequently, the main aim of this thesis is to highlight these noise mechanisms and to set up an unsteady LES-type numerical simulation capable of capturing the tonal noise and giving a clear and precise explanation of its precursors.

In order to understand the phenomena at different operating points, the flow within the valve was simulated with stationary RANS method. The domain includes the valve with the rectangular channel mounted on the tank to get as close as possible to the measurements. The meshes adopted are fine and wall-resolved. The results have shown that the jets flowing on both sides of the butterfly are supersonic with large areas of separation for high pressure ratios. These high Mach number recirculation zones ($M = 0.7$) below the jet play a key role in the curvature of the upper lip side jet. This recirculation is notably responsible for the creation of a lateral pressure gradient generating a centripetal force attracting the jet and bending it until the attachment. These numerical results were confirmed by analytical calculations of the expansion angles and the first oblique shock due to the step. For the pressure ratio of interest $P_{ratio} = 1.85$, an in-depth analysis completed

the old studies [18, 60]. In fact, the new calculations have highlighted the importance of the shock/boundary layer interaction zone which gives rise to a lambda shock characteristic of transonic flows. Two of these shocks are observed at the beginning of the step and a detailed explanation of their formation has been developed. The angles of expansion and of the first oblique shock compare well to the theoretical calculations and a slight improvement on the mean wall pressure curves is seen.

Subsequently, the RANS calculation on the operating point of interest was used to initialize LES calculations carried out on the valve from the beginning of the SOFTAIR project until the end of this work. The configuration chosen by Marsan *et al.* [60] was adopted and underwent several improvements during this thesis. Starting from a configuration with long duct, improvements on the geometry with the lengthening of the seal and the reduction of the length of the channel to the value of the experimental bench were performed. On the other hand, refinement zones have been added to the mesh in the zone of the two lips and the duct to allow better acoustic propagation beyond $St_D = 5$. However, the lack of control of outlet reflections encouraged a second improvement which consists in adding the tank to obtain a fairly realistic impedance condition. Transitional and fluid refinement zones were implemented in the mesh and the cutoff Strouhal number of the mesh is around 8. An aerodynamic convergence of the mesh was carried out in LW before going on to the high-order numerical study in TTG4A on two distinct duct thicknesses : $0.1D$ and $0.3D$.

The first duct thickness records several improvements concerning the aeroacoustic results obtained since the start of the SOFTAIR project. On the aerodynamic side, an acoustic feedback loop between the lambda shock, the mixing layer and the shock train located downstream of the upper lip is highlighted from several Schlieren snapshots. The dilatation field shows that pressure waves periodically leak from the shock / mixing layer interaction zone and travel upstream to reintegrate the mixing layer which begins to destabilize due to the Kelvin-Helmholtz instabilities. We noticed then a phenomenon which is related to the screeching supersonic jets. Improvement on the wall pressure fluctuation was obtained in particular with the disappearance of the peak at $St_D = 6.2$ present on the configuration with short duct. Also, the tone at $St_D = 4.5$ appears better on the tank configuration with the high order scheme TTG4A. On the other hand, a study of the oscillations of the two lambda shocks shows that the latter oscillate mainly at two distinct Strouhal numbers : 4.5 and 15.1. On the acoustic side, the patterns represented by the dilatation field highlights a considerable effect of the computational domain, mesh and numerical scheme. When a channel domain with exact longitudinal dimensions is simulated on a fine and regular mesh (capable of propagating high frequencies without dispersion), with

a low-dissipative high-order scheme (TTG4A), the far-field acoustic calculations using the FW-H analogy reproduce the measured broadband levels, but the tonal noise at $St_D = 4.5$ is not reproduced. In addition, the upper lip dominates the acoustic propagation upstream as in the measurements. The coherence study showed that the shock train was responsible for blocking the upstream acoustic information. This blockage was highlighted by a drop in coherence detected from the position of the shock train probe at $St_D = 4.5$.

The $0.3D$ configuration made it possible to obtain an adequate spanwise spatial coherence drop. On the aerodynamic side, different phases of the mixing layer were observed with an irregularity in the behavior of the second lambda shock. A slight improvement was noticed on the wall-pressure fluctuations spectra. As for the acoustics, the tonal peak at $St_D = 4.5$ is now imposing on the far field noise spectra compared to the $0.1D$ configuration. This peak is also captured on the noise spectra calculated from the porous surface upstream of the upper lip, thus proving and quantifying numerically its dominance with respect to the lower lip. However, additional calculation time is required to obtain this tone at the right amplitude. Finally, the modal analysis using the Spectral Proper Orthogonal Decomposition (SPOD) came to confirm the upstream acoustic propagation that was blocked at the shocks train in the $0.3D$ configuration and also highlighting modes of interaction of the shear layer and the lambda shock for $St_D = 4.5$.

In summary, this thesis aimed to study the noise mechanisms responsible for the emission of tonal noise at $St_D = 4.5$. A numerical analysis based on RANS/LES simulations was carried out on a 2D extruded valve configuration allowing this quantification. The interaction between the lambda shocks, the mixing layer and the shock train is at the origin of the maintenance of the feedback loop responsible for the tonal noise which comes from the upper lip of the butterfly. The coupling of these elements to 3D effects made it possible to capture the tonal noise in the far field.

Perspectives

This work opens the way to new opportunities and improvements in the study of outflow butterfly valves. First of all, concerning post-processing, SPOD could be extended in the duct and a wavelet analysis could be envisaged in order to capture the different modes of duct. Then, as it what was obtained for the 2D configuration extruded during this thesis, the same study could be carried out on the real cylindrical valve taking into account the true geometry. The mesh techniques having already proven their aeroacoustic effects on the extruded 2D configuration, it would only be necessary to have enough numerical resources to be able to implement this study which will be quite expensive.

Finally, the geometry of the valve should be reconsidered. The work of this thesis proved that the noise source came from the interaction of the lambda shocks with the mixing layer whose instability is triggered from the shock train. The formation of the lambda shock being mainly due to the deviation of the flow by the rising part of the step, suppressing this ramp would come to prevent the formation of the lambda shock and will keep the flow attached to the wall until its dissipation by turbulence. Given the sonic regime with which the jet reaches the last expansion ramp, the production of the expansion fan at this location would have no consequence on the evolution of the flow downstream of the step. Consequently, the behavior of this jet would thus become almost similar to that on the lower lip side.

ANNEXE A

Calcul théorique du nombre de Mach et de l'angle de la première détente

Cette annexe, référée au chapitre 5, explique le calcul du nombre de Mach en sortie du papillon M_2 ainsi que l'angle de la première détente subie par l'écoulement.

A partir de la relation $P_2/P_1 = 1/1.85 = 0.54$, on peut écrire :

$$P_{ratio} = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_2}{P_{02}} \frac{P_{02}}{P_{01}} \frac{P_{01}}{P_1} \quad (\text{A.1})$$

avec P_{0i} les pressions d'arrêt. Étant donné l'hypothèse isentropique, $\frac{P_{02}}{P_{01}} = 1$. À partir de la figure A.1, $\frac{P_{01}}{P_1}$ peut être retrouvé à partir des tables isentropiques des gaz parfaits. On obtient $\frac{P_1}{P_{01}} = 0.5283$ donc $\frac{P_{01}}{P_1} = 1.892$.

On revient à l'équation A.1 et on obtient ainsi le rapport $\frac{P_2}{P_{02}} = 0.28$. En interpolant à nouveau ce rapport dans les tables isentropiques des gaz parfaits, on obtient $M_2 = 1.48$ (figure A.2).

Table D.1 Isentropic Flow of a Perfect Gas ($\gamma=1.40$) (Continued)

M	P/P_0	ρ/ρ_0	T/T_0	c/c_0	A/A_*	μ	ω	M_*
1.00	0.5283	0.6339	0.8333	0.9129	1.000	90.0	0	1.0000
1.01	0.5221	0.6287	0.8306	0.9113	1.000	81.9	0.04	1.0083
1.02	0.5160	0.6234	0.8278	0.9098	1.001	76.1	0.13	1.0166
1.03	0.5099	0.6181	0.8250	0.9083	1.001	74.1	0.23	1.0248
1.04	0.5039	0.6129	0.8222	0.9067	1.001	72.2	0.35	1.0330
1.05	0.4979	0.6077	0.8193	0.9052	1.002	70.6	0.49	1.0411
1.06	0.4919	0.6024	0.8165	0.9036	1.003	69.2	0.64	1.0492
1.07	0.4860	0.5972	0.8137	0.9020	1.004	67.8	0.80	1.0573
1.08	0.4800	0.5920	0.8108	0.9005	1.005	66.6	0.97	1.0653
1.09	0.4742	0.5869	0.8080	0.8989	1.006	65.4	1.15	1.0733
1.10	0.4684	0.5817	0.8052	0.8973	1.008	64.3	1.34	1.0812
1.11	0.4626	0.5766	0.8023	0.8957	1.010	63.2	1.53	1.0891
1.12	0.4568	0.5714	0.7994	0.8941	1.011	62.2	1.74	1.0970
1.13	0.4511	0.5663	0.7966	0.8925	1.013	61.3	1.94	1.1048
1.14	0.4455	0.5612	0.7937	0.8909	1.015	60.4	2.16	1.1126
1.15	0.4398	0.5562	0.7908	0.8893	1.017	59.5	2.38	1.1203
1.16	0.4343	0.5511	0.7879	0.8877	1.020	58.7	2.61	1.1280
1.17	0.4287	0.5461	0.7851	0.8860	1.022	57.9	2.84	1.1356
1.18	0.4232	0.5411	0.7822	0.8844	1.025	57.2	3.07	1.1432
1.19	0.4178	0.5361	0.7793	0.8828	1.028		3.31	1.1508

Figure A.1 Table d'interpolation pour le calcul de $\frac{P_1}{P_{01}}$ [104]

Interpolation de P_2/P_{02} donne le M_2

M	P/P_0	ρ/ρ_0	T/T_0	c/c_0	A/A_*	μ	ω	M_*
1.40	0.3142	0.4374	0.7184	0.8476	1.115	45.6	8.99	1.2999
1.41	0.3098	0.4330	0.7155	0.8459	1.120	45.2	9.28	1.3065
1.42	0.3055	0.4287	0.7126	0.8442	1.126	44.8	9.57	1.3131
1.43	0.3012	0.4244	0.7097	0.8425	1.132	44.4	9.86	1.3197
1.44	0.2969	0.4201	0.7069	0.8407	1.138	44.0	10.15	1.3262
1.45	0.2927	0.4158	0.7040	0.8390	1.144	43.6	10.44	1.3327
1.46	0.2886	0.4116	0.7011	0.8373	1.150	43.2	10.73	1.3392
1.47	0.2845	0.4074	0.6982	0.8356	1.156	42.9	11.02	1.3456
1.48	0.2804	0.4032	0.6954	0.8339	1.163	42.5	11.32	1.3520
1.49	0.2764	0.3991	0.6925	0.8322	1.169	42.2	11.61	1.3583
1.50	0.2724	0.3950	0.6897	0.8305	1.176	41.8	11.91	1.3646
1.51	0.2685	0.3909	0.6868	0.8287	1.183	41.5	12.20	1.3708
1.52	0.2646	0.3869	0.6840	0.8270	1.190	41.1	12.49	1.3770
1.53	0.2608	0.3829	0.6811	0.8253	1.197	40.8	12.79	1.3832
1.54	0.2570	0.3789	0.6783	0.8236	1.204	40.5	13.09	1.3894
1.55	0.2533	0.3750	0.6754	0.8219	1.212	40.2	13.38	1.3955
1.56	0.2496	0.3710	0.6726	0.8201	1.219	39.9	13.68	1.4016
1.57	0.2459	0.3672	0.6698	0.8184	1.227	39.6	13.97	1.4076
1.58	0.2433	0.3633	0.6670	0.8167	1.234	39.3	14.27	1.4135
1.59	0.2388	0.3595	0.6642	0.8150	1.242	39.0	14.56	1.4195

Figure A.2 Table d'interpolation pour le calcul de M_2 [104]

ANNEXE B

Liste des publications

S. Tebib, M. Sanjosé, C. P. Arroyo, S. Moreau, and J. Ingenito. CFD analysis of an outflow butterfly valve. CFD Society 2018 June 10–12, Winnipeg (MB), Canada.

S. Tebib, M. Sanjose and S. Moreau. Large Eddy Simulation of a transonic outflow butterfly valve. CANSAM 2019 27th Canadian Congress of Applied Mechanics May 27-30, 2019, Sherbrooke (QC), Canada.

S. Tebib, M. Sanjose, C. Zhang, S. Moreau, and M. Brouillette. Large Eddy Simulation of an outflow butterfly valve. AIAA Aviation 2020 Forum, Reno (NV), USA, page 2607-2626, 2020.

LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] A. L. Addy, M. J. Morris, and J. C. Dutton. An investigation of compressible flow characteristics of butterfly valves. Journal of Fluids Engineering, 107(4) :512–517, 1985.
- [2] M. Al-Amayreh, M. Kilani, and A. Al-Salaymeh. Numerical Study of a Butterfly Valve for Vibration Analysis and Reduction. World Academy of Science, Engineering and Technology, International Journal of Mechanical, Aerospace, Industrial, Mechatronic and Manufacturing Engineering, 8(12) :1970–1974, 2014.
- [3] N. Andersson, L.-E. Eriksson, and L. Davidson. Investigation of an isothermal Mach 0.75 jet and its radiated sound using large-eddy simulation and Kirchhoff surface integration. International Journal of Heat and Fluid Flow, 26(3) :393–410, 2005.
- [4] B. André. Etude expérimentale de l’effet du vol sur le bruit de choc de jets supersoniques sous-détendus. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2012.
- [5] C. P. Arroyo, G. Daviller, G. Puigt, C. Airiau, and S. Moreau. Identification of temporal and spatial signatures of broadband shock-associated noise. Shock Waves, 29(1) :117–134, 2019.
- [6] C. P. Arroyo and S. Moreau. Azimuthal mode analysis of broadband shock-associated noise in an under-expanded axisymmetric jet. Journal of Sound and Vibration, 449 :64–83, 2019.
- [7] Y. B. Bao and J. Meskas. Lattice boltzmann method for fluid simulations. Department of Mathematics, Courant Institute of Mathematical Sciences, New York University, 2011.
- [8] J. Bardina, J. Ferziger, and W. Reynolds. Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation. In 13th Fluid and Plasma Dynamics Conference, Snowmass, CO, U.S.A., pages 1357–1367, 1980.
- [9] F. Bastin. Jet noise using large eddy simulation. Annual Research Briefs, pages 115–132, 1996.
- [10] J. Berland. Modélisation des erreurs numériques dans une simulation des grandes échelles et étude du screech dans un jet rectangulaire supersonique. PhD thesis, Ecole centrale de Lyon, 2006.
- [11] M. Bernardini, S. Pirozzoli, and F. Grasso. The wall pressure signature of transonic shock/boundary layer interaction. Journal of Fluid Mechanics, 671 :288–312, 2011.
- [12] B. J. Boersma. Large eddy simulation of the sound field of a round turbulent jet. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 19(3) :161–170, 2005.

-
- [13] C. Bogey and C. Bailly. Investigation of subsonic jet noise using LES : Mach and Reynolds number effects. In 10th AIAA/CEAS aeroacoustics conference, Manchester, GREAT BRITAIN, pages 3023–3038, 2004.
- [14] L. Bouheraoua. Simulation aux grandes échelles et modélisation de la combustion supersonique. PhD thesis, Rouen, INSA, 2014.
- [15] S. Cant. SB Pope, Turbulent Flows, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000, 771 pp., 2001.
- [16] D. Casalino. An advanced time approach for acoustic analogy predictions. Journal of Sound and Vibration, 261(4) :583–612, 2003.
- [17] A. S. Chauvin, Y. Pasco, M. Sanjose, G. Lobel, A. Marsan, S. Moreau, and M. Brouillette. Experimental and numerical study of the noise generation in an outflow butterfly valve. In 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Dallas, TX, USA., pages 3123–3145, 2015.
- [18] A. S. Chauvin, M. Sanjose, G. Lobel, S. Moreau, and M. Brouillette. Experimental and numerical investigation on noise induced by a butterfly valve. In 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, USA., pages 3292–3316, 2014.
- [19] H. Choi and P. Moin. Grid-point requirements for large eddy simulation : Chapman’s estimates revisited. Physics of Fluids, 24(1) :011702, 2012.
- [20] O. Colin. Simulations aux grandes échelles de la combustion turbulente prémélangée dans les statoréacteurs. PhD thesis, Toulouse, INPT, 2000.
- [21] O. Colin and M. Rudgyard. Development of high-order Taylor–Galerkin schemes for LES. Journal of Computational Physics, 162(2) :338–371, 2000.
- [22] P. Cumber, M. Fairweather, S. Falle, and J. Giddings. Predictions of the structure of turbulent, highly underexpanded jets. Journal of Fluid Engineering, 117 :599–604, 1995.
- [23] G. Daviller, G. Lehnasch, and P. Jordan. Numerical investigation of the influence of upstream conditions on properties of shock noise in shock/mixing layer interaction. In International Symposium of Turbulence and Shear Flow Phenomena, volume 1, 2013.
- [24] A. Del Toro. Computational fluid dynamics analysis of butterfly valve performance factors. Master’s thesis, Utah State University, 2012.
- [25] D. Di Stefano, A. Rona, E. Hall, and G. Puigt. Implementing the Ffowcs Williams and Hawkings acoustic analogy in ANTARES. In ICSV 22, Florence, Italy, 2015.
-

-
- [26] J. Donea and A. Huerta. Finite element methods for flow problems. John Wiley & Sons, 2003.
- [27] I. Fejtek, G. Waller, and R. Wong. Computational study of the flowfield of an aircraft outflow valve. In 23rd AIAA Applied Aerodynamics Conference, Toronto, Ontario, Canada, pages 4843–4850, 2005.
- [28] J. Ffowcs Williams and D. L. Hawkings. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 264(1151) :321–342, 1969.
- [29] M. Fisher, P. Lush, and M. Harper Bourne. Jet noise. Journal of Sound Vibration, 28 :563–585, 1973.
- [30] V. Fleury, C. Bailly, E. Jondeau, M. Michard, and D. Juvé. Space-time correlations in two subsonic jets using dual particle image velocimetry measurements. AIAA Journal, 46(10) :2498–2509, 2008.
- [31] A. Fosso, H. Deniau, F. Sicot, and P. Sagaut. Curvilinear finite-volume schemes using high-order compact interpolation. Journal of Computational Physics, 229(13) :5090–5122, 2010.
- [32] A. Fosso Pouangué, M. Sanjosé, S. Moreau, G. Daviller, and H. Deniau. Subsonic jet noise simulations using both structured and unstructured grids. AIAA Journal, 53(1) :55–69, 2014.
- [33] A. Fosso-Pouangué, M. Sanjosé, and S. Moreau. Jet noise simulation with realistic nozzle geometries using fully unstructured les solver. In 18th AIAA/CEAS aeroacoustics conference (33rd AIAA aeroacoustics conference), Colorado Springs, CO, USA, pages 2190–2208, 2012.
- [34] J. Fröhlich and D. von Terzi. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. Progress in Aerospace Sciences, 44(5) :349–377, 2008.
- [35] J. Gao and X. Li. Numerical simulation of broadband shock-associated noise from a circular supersonic jet. In 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida, USA, pages 275–289, 2010.
- [36] E. Garnier, N. Adams, and P. Sagaut. Large eddy simulation for compressible flows. Springer Science & Business Media, 2009.
- [37] T. B. Gatski and J.-P. Bonnet. Compressibility, turbulence and high speed flow. Academic Press, 2013.
- [38] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. Physics of Fluids A : Fluid Dynamics, 3(7) :1760–1765, 1991.
-

-
- [39] J.-C. Giret, A. Sengissen, S. Moreau, M. Sanjosé, and J.-C. Jouhaud. Noise source analysis of a rod–airfoil configuration using unstructured large-eddy simulation. AIAA Journal, 53(4) :1062–1077, 2015.
- [40] J. Gong, P. Ming, and W. Zhang. LES of Turbulent Flows Through a Butterfly Valve. In AIP Conference Proceedings, volume 1376, pages 457–459. AIP, 2011.
- [41] V. Granet, O. Vermorel, T. Léonard, L. Gicquel, and T. Poinsot. Comparison of nonreflecting outlet boundary conditions for compressible solvers on unstructured grids. AIAA Journal, 48(10) :2348–2364, 2010.
- [42] G. Hanss and S. Miklaszewski. Acoustic and flow-field characteristics of a cabin pressure regulation outflow valve. In 41ème Colloque d’Aérodynamique Appliquée, Lyon, France, 2006.
- [43] M. Harper-Bourne. The noise from shock waves in supersonic jets. AGARD-CP-131, 11 :1–13, 1973.
- [44] A. Henderson, J. Sargison, G. Walker, and J. Haynes. A numerical study of the flow through a safety butterfly valve in a hydro-electric power scheme. In 16th Australasian Fluid Mechanics Conference, Gold Coast, Australia, Dec. 2007.
- [45] M. Howe and J. Ffowcs. On the noise generated by an imperfectly expanded supersonic jet. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 289(1358) :271–314, 1978.
- [46] C. Huang and R. H. Kim. Three-dimensional analysis of partially open butterfly valve flows. ASME Journal of Fluids Engineering, 118(3) :562–568, 1996.
- [47] J. E. John and T. Keith. Gas dynamics. Pearson Education India, 1969.
- [48] S. Karami and J. Soria. Analysis of coherent structures in an under-expanded supersonic impinging jet using spectral proper orthogonal decomposition (SPOD). Aerospace, 5(3) :73, 2018.
- [49] Y. Kozato, A. Islam, S. Imao, and T. Tanaka. A turbulent cylindrical wall jet equipped with a front-facing step impinging normally on a flat plate. JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering, 46(2) :270–277, 2003.
- [50] P. Lax and B. Wendroff. Systems of conservation laws. Technical report, Los Alamos Scientific Lab., N. Mex., 1958.
- [51] P. Lax and B. Wendroff. Systems of conservation laws. Communications on Pure and Applied mathematics, 13(2) :217–237, 1960.
- [52] G. Lehnasch. Contribution à l’étude numérique des jets supersoniques sous-détendus. PhD thesis, Université de Poitiers, 2005.
-

-
- [53] M. J. Lighthill. On sound generated aerodynamically I. General theory. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 211(1107) :564–587, 1952.
- [54] J. Liu, K. Kailasanath, R. Ramamurti, D. Munday, E. Gutmark, and R. Lohner. Large-eddy simulations of a supersonic jet and its near-field acoustic properties. AIAA journal, 47(8) :1849–1865, 2009.
- [55] G. Lobel, M. Sanjosé, S. Moreau, G. Hanss, M. Brouillette, C. Hebert, and J. Ingenito. Cfd in a pressurization outflow butterfly valve. Delta, 16956(528.2) :979–7, 2013.
- [56] R. Löhner, K. Morgan, M. Vahdati, J. P. Boris, and D. Book. FEM-FCT : Combining unstructured grids with high resolution. International Journal for Numerical Methods in Biomedical Engineering, 4(6) :717–729, 1988.
- [57] L. Ma, L. Lu, J. Fang, and Q. Wang. A study on turbulence transportation and modification of Spalart–Allmaras model for shock-wave/turbulent boundary layer interaction flow. Chinese Journal of Aeronautics, 27(2) :200–209, 2014.
- [58] S. Marié. Etude de la méthode Boltzmann sur Réseau pour les simulations en aéroacoustique. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2008.
- [59] A. Marsan, C. P. Arroyo, Y. Pasco, and S. Moreau. Spectral and wavelet analysis of an aero-acoustic feedback loop in a transonic outflow valve based on schlieren imaging. In 2nd International Symposium on Image based Metrology, Maui, USA., pages 228–239, 2017.
- [60] A. Marsan, M. Sanjose, S. Moreau, and M. Brouillette. Étude numérique et expérimentale du bruit tonal généré par une vanne papillon de pressurisation. Technical report, Université de Sherbrooke, 2016.
- [61] A. Marsan, M. Sanjose, Y. Pasco, S. Moreau, and M. Brouillette. Unsteady wall pressure measurements in an outflow butterfly valve using remote microphone probes. In 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Lyon, France, pages 2888–2907, 2016.
- [62] S. Moreau. Direct noise computation of low-speed ring fans. Acta Acustica united with Acustica, 105(1) :30–42, 2019.
- [63] M. Morris and J. Dutton. Compressible flowfield characteristics of butterfly valves. Journal of Fluids Engineering, 111(4) :400–407, 1989.
- [64] M. J. Morris. An Investigation of compressible flow through butterfly valves. PhD thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1987.
- [65] V. Moureau, G. Lartigue, Y. Sommerer, C. Angelberger, O. Colin, and T. Poinsot. Numerical methods for unsteady compressible multi-component reacting flows on fixed and moving grids. Journal of Computational Physics, 202(2) :710–736, 2005.
-

-
- [66] F. Nicoud and F. Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. Flow, Turbulence and Combustion, 62(3) :183–200, 1999.
- [67] T. Norum and J. Seiner. Broadband shock noise from supersonic jets. AIAA journal, 20(1) :68–73, 1982.
- [68] N. Odier, M. Sanjosé, L. Gicquel, T. Poinso, S. Moreau, and F. Duchaine. A characteristic inlet boundary condition for compressible, turbulent, multispecies turbomachinery flows. Computers & Fluids, 178 :41–55, 2019.
- [69] M. M. Orescanin, D. Prisco, J. M. Austin, and S. W. Kieffer. Flow of supersonic jets across flat plates : Implications for ground-level flow from volcanic blasts. Journal of Geophysical Research : Solid Earth, 119(4) :2976–2987, 2014.
- [70] J. Panda and R. G. Seasholtz. Experimental investigation of density fluctuations in high-speed jets and correlation with generated noise. Journal of Fluid Mechanics, 450 :97–130, 2002.
- [71] D. Papadogiannis, G. Wang, S. Moreau, F. Duchaine, L. Gicquel, and F. Nicoud. Assessment of the indirect combustion noise generated in a transonic high-pressure turbine stage. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 138(4), 2016.
- [72] C. Pérez Arroyo, G. Puigt, C. Airiau, and J.-F. Boussuge. Large eddy simulation of shock-cell noise from a dual stream jet. In 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Lyon, France, pages 2798–2817, 2016.
- [73] U. Piomelli and E. Balaras. Wall-layer models for large-eddy simulations. Annual Review of Fluid Mechanics, 34(1) :349–374, 2002.
- [74] S. Pirozzoli and M. Bernardini. Wall pressure fluctuations in transonic shock/boundary layer interaction. Procedia Engineering, 6 :303–311, 2010.
- [75] T. J. Poinso and S. K. Lele. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. Journal of Computational Physics, 101(1) :104–129, 1992.
- [76] A. Powell. On the mechanism of choked jet noise. Proceedings of the Physical Society. Section B, 66(12) :1039, 1953.
- [77] L. Quartapelle and V. Selmin. High-order Taylor-Galerkin methods for nonlinear multidimensional problems. Finite Elements in Fluids, 76(90) :46, 1993.
- [78] P. Salas, G. Fauquembergue, and S. Moreau. Direct noise simulation of a canonical high lift device and comparison with an analytical model. The Journal of the Acoustical Society of America, 140(3) :2091–2100, 2016.
- [79] M. Sanjosé. Evaluation de la méthode Euler-Euler pour la simulation aux grandes échelles des chambres à carburant liquide. PhD thesis, INP Toulouse, France, 2009.
-

-
- [80] M. Sanjosé, S. Moreau, A. Najafiyazdi, and A. Fosso-Pouangue. A comparison between galerkin and compact schemes for jet noise simulations. In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference), Portland, Oregon, USA, pages 2833–2853, 2011.
- [81] O. T. Schmidt and T. Colonius. Guide to spectral proper orthogonal decomposition. AIAA Journal, 58(3) :1023–1033, 2020.
- [82] O. T. Schmidt and A. Towne. An efficient streaming algorithm for spectral proper orthogonal decomposition. Computer Physics Communications, 237 :98–109, 2019.
- [83] T. Schönfeld and M. Rudgyardt. Steady and unsteady flow simulations using the hybrid flow solver AVBP. AIAA Journal, 37(11) :1378–1385, 1999.
- [84] J. M. Seiner, D. K. McLaughlin, and C.-H. Liu. Supersonic jet noise generated by large scale instabilities. 1982.
- [85] Z. K. Seydulla, M. Isataev, and G. Toleuov. Study of aerodynamics of the jet spreading over cylindrical surface. In Journal of Physics : Conference Series, volume 1382, page 012038. IOP Publishing, 2019.
- [86] Y. Shin, F. Polidoro, I. Gonzalez-Martino, and D. Casalino. Aircraft cabin outflow valve tonal and broadband noise prediction using the lattice Boltzmann method, Denver, Colorado, USA. In 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, pages 3359–3373, 2017.
- [87] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations : I. The basic experiment. Monthly Weather Review, 91(3) :99–164, 1963.
- [88] R. S. Snedeker and C. P. Donaldson. A study of free jet impingement. part 1. mean properties of free and impinging jets. Journal of Fluid Mechanics, 45(2) :281–319, 1971.
- [89] P. R. Spalart. Comments on the Feasibility of LES for Wings, and on Hybrid RANS/LES Approach. In Proceedings of First AFOSR International Conference on DNS/LES, Ruston, Louisiana, USA, 1997.
- [90] P. R. Spalart. Detached-eddy simulation. Annual Review of Fluid Mechanics, 41 :181–202, 2009.
- [91] P. R. Spalart, S. Deck, M. L. Shur, K. D. Squires, M. K. Strelets, and A. Travin. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 20(3) :181, 2006.
- [92] D. Stanescu and W. Habashi. 2N-storage low dissipation and dispersion Runge-Kutta schemes for computational acoustics. Journal of Computational Physics, 143(2) :674–681, 1998.
-

-
- [93] S. Succi, E. Foti, and F. Higuera. Three-dimensional flows in complex geometries with the lattice Boltzmann method. EPL (Europhysics Letters), 10(5) :433, 1989.
- [94] T. Suzuki and S. K. Lele. Shock leakage through an unsteady vortex-laden mixing layer : application to jet screech. Journal of Fluid Mechanics, 490 :139–167, 2003.
- [95] C. Tam, J. Seiner, and J. Yu. Proposed relationship between broadband shock associated noise and screech tones. Journal of Sound and Vibration, 110(2) :309–321, 1986.
- [96] C. K. Tam. Jet noise generated by large-scale coherent motion. In Aeroacoustics of Flight Vehicles : Theory and Practice. Volume 1 : Noise Sources, volume 1, 1991.
- [97] C. K. Tam. Supersonic jet noise. Annual Review of Fluid Mechanics, 27(1) :17–43, 1995.
- [98] C. K. Tam and H. Tanna. Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles. Journal of Sound and Vibration, 81(3) :337–358, 1982.
- [99] C. K. Tam and J. C. Webb. Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics. Journal of computational physics, 107(2) :262–281, 1993.
- [100] H. Tanna. An experimental study of jet noise part II : shock associated noise. Journal of Sound and Vibration, 50(3) :429–444, 1977.
- [101] G. Taylor and J. Maccoll. The Mechanics of Compressible Fluids. In W. F. Durand, editor, Aerodynamics Theory : A general review of progress, volume III, chapter H. Springer, Berlin, 1934.
- [102] S. Tebib, M. Sanjosé, C. P. Arroyo, S. Moreau, and J. Ingenito. CFD analysis of an outflow butterfly valve. In CFD Society, Winnipeg, MB, Canada, 2018.
- [103] S. Tebib, M. Sanjose, C. Zhang, S. Moreau, and M. Brouillette. Large eddy simulation of an outflow butterfly valve. In AIAA Aviation 2020 Forum, Reno, NV, USA, pages 2607–2626, 2020.
- [104] P. A. Thompson. Compressible-fluid dynamic. McGraw-Hill, 1971.
- [105] J. Threadgill and P. J. Bruce. Study of transonic shock wave/boundary layer interactions subject to unsteady forcing. In 52nd Aerospace Sciences Meeting, National Harbor, Maryland, pages 0439–0454, 2014.
- [106] E. Touber and N. D. Sandham. Low-order stochastic modelling of low-frequency motions in reflected shock-wave/boundary-layer interactions. Journal of Fluid Mechanics, 671 :417–465, 2011.
-

-
- [107] P. Tucker. The LES model's role in jet noise. Progress in Aerospace Sciences, 44(6) :427–436, 2008.
- [108] P. Viswanath. Shock-wave-turbulent-boundary-layer interaction and its control : A survey of recent developments. Sadhana, 12(1-2) :45–104, 1988.
- [109] C. K. W. Tam. Mach wave radiation from high-speed jets. AIAA Journal, 47(10) :2440–2448, 2009.
- [110] G. Waller. Prediction of noise generated by a cabin outflow valve using the STAR-CD code. Canadian Acoustics, 35(3) :92–93, 2007.
- [111] P. Wolf, G. Staffelbach, A. Roux, L. Gicquel, T. Poinsot, and V. Moureau. Massively parallel LES of azimuthal thermo-acoustic instabilities in annular gas turbines. Comptes Rendus Mécanique, 337(6-7) :385–394, 2009.
- [112] C. Wollblad, L. Davidson, and L.-E. Eriksson. Large eddy simulation of transonic flow with shock wave/turbulent boundary layer interaction. AIAA Journal, 44(10) :2340–2353, 2006.
- [113] M. Wu and M. P. Martin. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp. AIAA Journal, 45(4) :879–889, 2007.
- [114] M. Wu and M. P. Martin. Analysis of shock motion in shockwave and turbulent boundary layer interaction using direct numerical simulation data. Journal of Fluid Mechanics, 594 :71–83, 2008.
- [115] H. C. Yee. A class of high resolution explicit and implicit shock-capturing methods, NASA Technical Reports Server. 1989.
- [116] V. Zapryagaev, V. Pickalov, N. Kiselev, and A. Nepomnyashchiy. Combination interaction of Taylor–Goertler vortices in a curved shear layer of a supersonic jet. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 18(2-4) :301–308, 2004.
-

