



HAL
open science

**MISE EN EVIDENCE ET ETUDE EXPERIMENTALE
D'UNE BIFURCATION TURBULENTE
REDUCTRICE DES BRUITS AUTO-ENTRETENUS
DANS LES ECOULEMENTS.**

Alex Coiret

► **To cite this version:**

Alex Coiret. MISE EN EVIDENCE ET ETUDE EXPERIMENTALE D'UNE BIFURCATION TURBULENTE REDUCTRICE DES BRUITS AUTO-ENTRETENUS DANS LES ECOULEMENTS.. Acoustique [physics.class-ph]. Université de La Rochelle, 1999. Français. NNT: . tel-02166666

HAL Id: tel-02166666

<https://theses.hal.science/tel-02166666>

Submitted on 27 Jun 2019

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

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

**UNIVERSITE DE LA ROCHELLE
UFR SCIENCES ET TECHNOLOGIE**

MISE EN EVIDENCE ET ETUDE EXPERIMENTALE
D'UNE BIFURCATION TURBULENTE REDUCTRICE DES
BRUITS AUTO-ENTRETENUS DANS LES ECOULEMENTS.

THESE

présentée pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LA ROCHELLE

Discipline : Génie-Civil

par

Alex COIRET

Soutenue le 28 Octobre 1999.

- JURY -

M. ROGER _____ Professeur, *Rapporteur*, Ecole Centrale de Lyon.

DOAN KIM SON _____ Professeur, *Rapporteur*, Université de Poitiers.

A. CIMETIERE _____ Professeur, Université de Poitiers.

F. ALLARD _____ Professeur, Université de La Rochelle.

R. HENRY _____ Professeur, *Directeur de thèse*, Université de La Rochelle.

G. PREVOST _____ Directeur Recherche et Développement, Alstom.

A. HAMDOUNI _____ Maître de conférences, Université de Poitiers.

A. SAKOUT _____ Maître de conférences, Université de La Rochelle.

REMERCIEMENTS

C'est sous la direction de M. René Henry que j'ai pu préparer et mener à terme cette thèse. Je tiens à le remercier pour ses nombreux conseils et son encadrement.

Je remercie vivement aussi Anas Sakout, Maître de conférences, qui m'a aidé à mettre en place le dispositif expérimental et a également toujours été disposé à me conseiller, dès mes premières recherches en D.E.A..

Je remercie messieurs les professeurs Doan Kim Son et Michel Roger d'avoir accepté d'être rapporteurs pour ma thèse, d'avoir consacré un peu de temps à la lecture de ce mémoire. Je remercie également messieurs les professeurs Alain Cimetière et Francis Allard, Aziz Hamdouni et monsieur Georges Prévost, d'avoir bien voulu être membres du jury, lors de la soutenance de ma thèse.

Je pense enfin à tous les membres du laboratoire L.E.P.T.A.B., de l'I.U.P. de Génie-Civil. Tous participent quotidiennement au développement de notre jeune université, au travers d'enseignements innovants et pratiques, de projets ambitieux.

Je pense encore tout particulièrement à M. Francis Allard, qui fut à l'origine du laboratoire L.E.P.T.A.B., il y a six ans, et qui m'a constamment suivi et conseillé.

Ma dernière pensée sera pour mes parents et mon amie Lise, qui m'ont toujours encouragé et soutenu.

TABLE DES MATIERES

<i>Introduction</i>	9
<i>Théories liées à la dynamique des fluides et à l'acoustique.</i>	13
1.1. Dynamique du fluide.	13
1.1.1. Structures remarquables : un peu de phénoménologie de la turbulence.	13
1.1.2. Structure des jets.	18
1.1.3. Couches cisailées : premiers éléments caractéristiques.	20
1.1.4. Comportements non-linéaire d'un jet : domaine et effets.	22
1.1.5. Tridimensionnalité des couches de détachement.	23
1.1.6. Structures longitudinales des couches de cisaillement.	24
1.1.7. Théorie de la stabilité linéaire.	26
1.2. Modes acoustiques en cavité.	27
1.2.1. Approche.	27
1.2.2. Détermination.	28
1.3. Génération sonore.	30
1.3.1. Théorie du bruit aérodynamique.	30
1.3.2. Direction d'émission : exemple du bruit éolien.	34
1.3.3. Sources : exemples de schématisations et émissions.	34
1.3.4. Impact avec des obstacles fixes et oscillants.	36
1.3.5. Effet convectif des sources.	37
1.4. Possibilités d'application des théories dynamique/acoustique.	37
<i>Bouclage aéroacoustique : conditions d'existence et propriétés.</i>	39
2.1. Interactions champ acoustique – écoulement turbulent.	39
2.1.1. Notion de bouclage aéroacoustique.	39
2.1.2. Influence de l'acoustique sur la dynamique.	42
2.1.3. Conditions du transfert énergétique.	44
2.1.4. Théorie linéaire de Crighton pour les bruits de type "bord d'impact".	46
2.1.5. Importance de la forme du bord d'impact.	47
2.2. Approches expérimentales des bruits auto-entretenus.	48
2.2.1. Effets de la résonance sur le détachement tourbillonnaire.	48
2.2.2. "Accrochage" de fréquences propres – Influence géométrique.	50
2.2.3. Influence de la position absolue des obstacles.	52
2.2.4. Phénomène de "sauts" en fréquence.	53
2.2.5. Etats excités et naturels d'un détachement tourbillonnaire.	53
2.2.6. Application aux moteurs à propulsion solide.	56
2.3. Contrôle actif des bruits auto-entretenus.	58
2.3.1. Principe et efficacité du contrôle actif.	58
2.3.2. Autres méthodes de contrôle actif.	62
2.3.3. Incertitudes sur le mécanisme de contrôle ; limites.	63
2.3.4. Importance de la visualisation en contrôle actif.	63
2.4. Conclusion.	64
<i>Modélisation numérique de la dynamique et de l'acoustique : état de l'art.</i>	67

3.1. Modélisation dynamique.	67
3.1.1. Modèles numériques courants.	67
3.1.2. Premiers modèles de turbulence.	69
3.1.3. Méthodes discrètes.	70
3.1.4. Modèle des "tourbillons aléatoires".	74
3.1.5. Applications de méthodes discrètes aux écoulements.	76
3.1.6. Critère d'identification de structures.	78
3.2. Modélisations aéroacoustiques.	79
3.2.1. Méthodes discrètes et auto-entretien de bruits.	79
3.2.2. Différenciation des parties acoustique et turbulentes.	81
3.2.3. Modèle numérique simulant un contrôle actif.	81
<i>Dispositif expérimental.</i>	83
4.1. Besoins expérimentaux.	83
4.2. Choix du matériel de fonctionnement de l'expérience.	85
4.2.1. Système d'alimentation en air.	85
4.2.2. Section d'essais.	87
4.2.3. Section inter-diaphragme de longueur variable.	89
4.3. Exploitation : instruments de mesures.	90
4.3.1. Capteurs de pression acoustique.	91
4.3.2. Capteurs de pression différentielle.	92
4.3.3. Sonde de vitesse.	93
4.3.4. Transmissions et acquisitions des signaux.	93
4.4. Etalonnages des instruments de contrôle et de mesure.	95
4.4.1. Paramétrage et étalonnage du convertisseur.	95
4.4.2. Calibration des différents capteurs.	96
4.4.3. Mesures de débit dans l'installation.	97
4.5. Caractéristiques du dispositif.	98
4.5.1. Plage de fonctionnement.	98
4.5.2. Propriétés acoustiques du dispositif : modes propres.	99
<i>Modélisation numérique : notre approche.</i>	103
5.1. Cadre de l'approche numérique.	103
5.2. Choix des codes de calcul.	104
5.3. Modèles stationnaires "Reynolds Averaged Navier-Stokes".	106
5.3.1. Description simplifiée.	106
5.3.2. Familles de modélisation.	107
5.3.3. Traitement de la turbulence aux parois.	108
5.3.4. Application bidimensionnelle du modèle RNG k- ϵ .	112
5.3.5. Interprétation liée à la fonction de courant.	114
5.3.6. Considérations énergétiques.	116
5.3.7. Comparaison des champs de vorticité.	123
5.4. Application du modèle instationnaire bidimensionnel L.E.S.	127
5.4.1. Caractéristiques du modèle "Large Eddy Simulation".	127
5.4.2. Equations implantées dans le code.	128
5.4.3. Maillage adapté au modèle L.E.S.	130
5.4.4. Mise en évidence du détachement tourbillonnaire.	131
5.4.5. Influence de la distance séparant les diaphragmes.	136
5.4.6. Variation du nombre de Reynolds.	142

5.4.7. Calcul avec une fente ajoutée, réductrice de bruit.	144
5.5. Apports et limites des applications numériques.	148
Résultats expérimentaux.	149
6.1. Bruits auto-entretenus : caractéristiques.	149
6.1.1. Cadre de l'étude préliminaire.	149
6.1.2. Auto-entretien : domaine d'existence.	151
6.1.3. Modes de fonctionnement et résonances.	158
6.2. Premiers essais de réduction sonore par des modifications géométriques.	168
6.2.1. Influence de fentes complètes.	169
6.2.2. Influence d'orifices secondaires cylindriques obliques.	171
6.2.3. Influence d'orifices secondaires cylindriques d'axes parallèles à l'axe du conduit.	174
6.3. L'hystérésis comme nouvelle méthode de réduction sonore.	176
6.3.1. Aspect général.	176
6.3.2. Résultats avec des bords de fuite arrondis.	181
6.3.3. Influence de la largeur des fentes.	183
6.4. Méthode à effet d'hystérésis : caractérisation des bifurcations.	187
6.4.1. Caractérisation du changement de nature du signal acoustique.	187
6.4.2. Modification de l'écoulement turbulent moyen dans la zone inter-diaphragmes.	191
6.4.3. Détermination de la bifurcation.	192
6.4.4. Comparaison des fluctuations turbulentes des états bruyants et silencieux.	195
6.5. Evolution paramétrique de la réduction sonore.	199
6.5.1. Variation continue du Reynolds à L/D_0 fixé.	200
6.5.2. Variation continue du rapport L/D_0 à R_0 fixé.	202
6.6. Analyse fréquentielle des fluctuations de pression acoustique.	209
6.6.1. Choix du paramètre de variation.	209
6.6.2. Rapport L/D_0 pour lesquels le bouclage aéroacoustique est optimal.	209
6.6.3. Rapports extrêmes L/D_0 pour le bouclage aéroacoustique.	210
6.7. Utilisation de bifurcations : atteinte rapide de "chemins" réducteurs.	214
6.7.1. Surfaces de niveau acoustique avec variation continue de R_0 à L/D_0 fixé.	214
6.7.2. Surfaces de niveau acoustique avec variation continue de L/D_0 à R_0 fixé.	216
6.7.3. Comparaison des surfaces : unicité du domaine de fonctionnement.	218
6.7.4. Applications pratiques liées à l'unicité du domaine $SPL=f(R_0, L/D_0)$.	220
6.8. Exploration de la modification de l'écoulement dans les jets secondaires.	222
6.9. Suppression des fentes, à partir de l'état silencieux.	226
6.9.1. Dispositif expérimental pour l'obturation des fentes.	226
6.9.2. Obturations successives des fentes.	229
6.9.3. Obturation simultanée des fentes.	231
Conclusion	233

TABLES DES ILLUSTRATIONS

Figure 1.1.1. Schématisations : a) appariement de tourbillons, b) appariement fractionnel, c) appariement partiel, d) processus de division. (figure empruntée à A.K.M.F. Hussain)	17
Figure 1.1.2. : Idéalisation du processus de déstructuration dans le jet circulaire. (Hussain)	18
Figure 1.1.3. : Passage continu du mode pair au mode impair (figure : A. Maurel).	19
Figure 1.1.4. : Mécanisme de rétro-action sur un jet libre (figure : A. Maurel).	19
Figure 1.1.5. : Visualisation de la formation et de la fusion de tourbillons avec de la fumée (x (cm): distance lié au déplacement de l'appareil photo).	21
Figure 1.1.6. : Visualisation de Konrad à $Re=10^5$.	21
Figure 1.1.7. : Expansion d'une instabilité.	22
Figure 1.1.8. : Répartition de fréquences de détachement. $Re = 40000$.	24
Figure 1.1.9. : Tourbillons longitudinaux secondaires.	25
Figure 1.1.10. : Entrelacement de la "ligne" tourbillonnaire.	25
Figure 1.1.11. : Champ de vorticité transversale.	25
Figure 1.1.12. : Champ de vorticité longitudinale.	25
Figure 1.3.1. : Equivalence entre anneaux tourbillonnaires et dipôle .	35
Figure 2.1.1. : Résonance en mode β de plaques plates. (Welsh et al.[82])	41
Figure 2.1.2. : Excitation des modes propres du conduit par une couche de cisaillement.	43
Figure 2.1.3. : Rétro-action dans le cas d'un résonateur de Helmholtz.	43
Figure 2.1.4. : Variations de la fréquence en fonction de h (distance jet-bord)et de U_0 .	47
Figure 2.1.5. : Visualisation dans le cas "jet-bord".	47
Figure 2.2.1. : Bord d'attaque carré.	50
Figure 2.2.2. : Bord d'attaque arrondi.	50
Figure 2.2.3. : Structures typiques lors du bouclage aéroacoustique.	51
Figure 2.2.4. : Modes excités : a) $L=50$ cm, b) $L=93$ cm.	52
Figure 2.2.5. : Accrochage sur les modes propres : a) $L=50$ cm, b) $L=93$ cm.	52
Figure 2.2.6. : Sauts en fréquence pour une vitesse constante et une longueur de cavité variable.	53
Figure 2.2.7. : Etats de détachements normal et naturel.	54
Figure 2.2.8. : Détachement en mode de résonances naturelle et excitée.	54
Figure 2.2.9. : Phases de combustion.	57
Figure 2.2.10. : Fréquences d'oscillation.	57
Figure 2.3.1. : Regroupements de points autour des modes N et nombre de tourbillons m.	60
Figure 2.3.2. : Visualisation du nombre de tourbillons présents entre les diaphragmes.	61
Figure 3.1.1. : Modélisation discrète d'une surface de discontinuité.	70
Figure 3.1.2. : Schéma d'une couche de mélange 2D et de sa modélisation par points tourbillonnaires.	71
Figure 3.1.3. : Influence de la distance initiale lors de la fusion.	72
Figure 3.1.4. : Formation d'une allée de Von-Karman et d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz.	72
Figure 3.1.5. : Enroulement d'une couche cisaillée par la méthode "nuages en cellule".	73
Figure 3.1.6. : Expansion symétrique : champs de vorticité (intervalles de 0,5 s).	76
Figure 3.1.7. : Comparaison de visualisation et de la méthode "vortex".	77
Figure 3.1.8. : Evaluation de l'effet d'un déflecteur.	77
Figure 3.1.9. : Fusion : phase intermédiaire et finale.; lignes épaisses (2a et 2c) : $H(f(x,y))=0$; zones noires (2b et 2d) : $H(\omega)>0$. (lignes fines : isovorticité)	79
Figure 3.2.1. : Puissance acoustique instantanée prédite pour le passage d'un tourbillon lors de 4 phases acoustiques : $h=0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$.	80
Figure 3.2.2. : Prédiction de l'efficacité du transfert énergétique pour les quatre phases acoustiques.	80
Figure 4.1.1. : Dispositif expérimental.	84
Figure 4.1.2. : Section d'essai raccordée à la soufflante.	84
Figure 4.2.1. : Soufflante à double canal : vue et coupe.	86
Figure 4.2.2. : Table de sélection des soufflantes Elmo-G.	87

Figure 4.2.3. : Section d'essai.	88
Figure 4.2.4. : Section d'essai variable "par trombone" avec microphone, support film chaud, capteurs différentiels de pression.	88
Figure 4.2.5. : Diaphragmes.	89
Figure 4.3.1. : Microphones : vue et coupe (source Bruël et Kjaer).	92
Figure 4.3.2. : Mise en évidence de la constante de temps du capillaire.	92
Figure 4.3.3. : Schéma de la chaîne d'acquisition.	94
Figure 4.3.4. : Convertisseur A/D (en haut), conditionneur film chaud (milieu), alimentation et amplificateur microphone (en bas).	95
Figure 4.4.1. : Profils de vitesse moyenne en différents points de fonctionnement.	98
Tableau 4.5.1. : Modes propres.	100
Figure 4.5.2. : Tracés comparatif entre modes propres mesurés et courbe théorique.	101
Figure 5.3.1. : Région pariétale.	109
Figure 5.3.2. : Maillages de la région pariétale : fonctions de paroi (à gauche) et résolution sur le maillage (à droite).	110
Figure 5.3.3. : Partie centrale du maillage 2D. $L/D_0=0,5$.	113
Figure 5.3.4. : Partie centrale du maillage 2D. $L/D_0=2$.	113
Figure 5.3.5. : Fonction de courant pour L/D_0 de 0,5 à 2 ($R_0=2000$).	115
Figure 5.3.6. : Isovaleurs de k pour $L/D_0=0,5$ ($R_0=400$).	118
Figure 5.3.7. : Isovaleurs de k pour $L/D_0=1$ ($R_0=400$).	118
Figure 5.3.8. : Isovaleurs de k pour $L/D_0=1,5$ ($R_0=400$).	119
Figure 5.3.9. : Isovaleurs de k pour $L/D_0=2$ ($R_0=400$).	119
Figure 5.3.10. : Isovaleurs de ϵ pour $L/D_0=0,5$ ($R_0=400$).	121
Figure 5.3.11. : Isovaleurs de ϵ pour $L/D_0=1$ ($R_0=400$).	121
Figure 5.3.12. : Isovaleurs de ϵ pour $L/D_0=1,5$ ($R_0=400$).	122
Figure 5.3.13. : Isovaleurs de ϵ pour $L/D_0=2$ ($R_0=400$).	122
Figure 5.3.14. : Composante Z de la vortacité, $L/D_0=0,5$ ($R_0=8000$).	125
Figure 5.3.15. : Composante Z de la vortacité, $L/D_0=1$ ($R_0=8000$).	125
Figure 5.3.16. : Composante Z de la vortacité, $L/D_0=1,5$ ($R_0=8000$).	126
Figure 5.3.17. : Composante Z de la vortacité, $L/D_0=2$ ($R_0=8000$).	126
Figure 5.4.1. : Vue générale du domaine discrétisé.	133
Figure 5.4.2. : Détail de la répartition des cellules.	134
Figure 5.4.3. : Contours d'isovortacité à $t^*=0$.	134
Figure 5.4.4. : Phase d'impact des tourbillons : isovaleurs de vortacité de gauche à droite et de haut en bas. $t^*=2,75 - 3 - 3,25 - 3,5$.	135
Figure 5.4.5. : Appariement de tourbillons : isovaleurs de vortacité de gauche à droite et de haut en bas. $t^*=4,25 - 4,5 - 4,75 - 5$.	135
Figure 5.4.6. : vue générale du domaine discrétisé.	137
Figure 5.4.7. : Détail de la répartition des cellules.	137
Figure 5.4.8. : Contours d'isovortacité à $t^*=0$.	138
Figure 5.4.9. : Vue générale du domaine discrétisé.	139
Figure 5.4.10. : Détail de la répartition des cellules.	139
Figure 5.4.11. : Contours d'isovortacité à $t^*=0$.	139
Figure 5.4.12. : Vue générale du domaine discrétisé.	140
Figure 5.4.13. : Détail de la répartition des cellules.	140
Figure 5.4.14. : Contours d'isovortacité à $t^*=0$.	141
Figure 5.4.15. : Détachement de tourbillons au diaphragme aval : isovaleurs de vortacité de haut en bas. $t^*=0,99 - 1,32 - 1,65$.	141
Figure 5.4.16. : Contours d'isovortacité à $t^*=0$.	143
Figure 5.4.17. : Contours d'isovortacité à $t^*=0$.	143
Figure 5.4.18. : Evolution des isovaleurs de vortacité de gauche à droite et de haut en bas. $t^*=1,04 - 1,17 - 1,3 - 1,43$.	144
Figure 5.4.19. : Vue générale du domaine discrétisé.	146
Figure 5.4.20. : Maillage 2D comportant un canal oblique secondaire.	146

Figure 5.4.21. : Contours d'isovorticité à $t^*=0$.	147
Figure 5.4.22. : Evolution des isovaleurs de vorticité de gauche à droite et de haut en bas. Pas de temps $t^*=1,5 - 2 - 2,5 - 3$.	147
Figure 6.1.1. Boucle d'auto-entretien des bruits.	150
Figure 6.1.2. : Signal de pression acoustique, en Pascals (phases : 0-25s augmentation du Reynolds ; 25-50s réduction du Reynolds).	153
Figure 6.1.3. : Niveau de pression acoustique (« Sound Pressure Level ») ($L/D_0=0,33$. Chemin « diminution du débit » en pointillés.	156
Figure 6.1.4. : Niveau de pression acoustique ($L/D_0=0,5$).	157
Figure 6.1.5. : Niveau de pression acoustique ($0 < L/D_0 < 0,2$).	157
Figure 6.1.6. : Niveau de pression acoustique ($L/D_0=1,5$).	158
Figure 6.1.7. : Densités spectrales ($L/D_0=0,17$).	160
Figure 6.1.8. : Densités spectrales ($L/D_0=0,33$).	161
Figure 6.1.9. : Densités spectrales ($L/D_0=0,5$).	161
Figure 6.1.10. : Densités spectrales ($L/D_0=0,04$).	162
Figure 6.1.11. : Densités spectrales ($L/D_0=0,08$).	162
Figure 6.1.12. : Densités spectrales ($L/D_0=1$).	163
Figure 6.1.13. : Densités spectrales ($L/D_0=1,5$).	163
Figure 6.1.14. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,04$).	166
Figure 6.1.15. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,08$).	166
Figure 6.1.16. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,17$).	166
Figure 6.1.17. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,33$).	167
Figure 6.1.18. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,5$).	167
Figure 6.1.19. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=1$).	167
Figure 6.1.20. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=1,5$).	168
Figure 6.2.1. : Diaphragme amont modifié : $e/h=0,25$; $l=(D_0-D_1)/2$.	169
Figure 6.2.2. : Efficacité de réduction sonore : diaphragmes standards (trait plein) et diaphragmes a fentes totales (trait pointillé). $L/D_0=0,33$.	170
Figure 6.2.3. : Niveau de pression acoustique Trait continu : augmentation du Reynolds ; trait pointillé : diminution du Reynolds. (fentes totales, $L/D_0=0,17$).	171
Figure 6.2.4. : Niveau de pression acoustique (fentes totales, $L/D_0=0,5$).	171
Figure 6.2.5. : Disposition des 12 trous obliques (entre axes : $2D_1$, diamètre : $d/D_1=0,1$).	172
Figure 6.2.6. : Niveau acoustique avec des orifices obliques. Montée en Reynolds (trait plein) et diminution du Reynolds (trait pointillé). ($L/D_0=0,17$).	173
Figure 6.2.7. : Niveau acoustique avec des orifices obliques ($L/D_0=0,33$).	174
Figure 6.2.8. : Disposition des 12 trous droits (entre axes : $2*D_1$, diamètre : $d/D_1=0,1$).	175
Figure 6.2.9. : Niveau acoustique avec des orifices parallèles. Montée en Reynolds (trait plein) et diminution du Reynolds (trait pointillé). ($L/D_0=0,33$).	175
Figure 6.3.1. : Diaphragme amont modifié : $e/h=0,25$; $l/(D_0-D_1)/2 = 0,5$.	176
Figure 6.3.2. : Schématisation de la réduction sonore apportée par la bifurcation sur le chemin silencieux.	177
Figure 6.3.3. : Niveau de pression acoustique ($L/D_0=0,37$).	178
Figure 6.3.4. : Comparaison des niveaux sonores atteints avec différentes configurations ($L/D_0=0,40$).	181
Figure 6.3.5. : Modification de la géométrie du bord de fuite des fentes.	182
Figure 6.3.6. : Niveau de pression acoustique (bords de fuite arrondis, $L/D_0=0,33$).	183
Figure 6.3.7. : Niveau de pression acoustique ($e/h=0,5$; $L/D_0=0,17$).	184
Figure 6.3.8. : Niveau de pression acoustique ($e/h=0,5$; $L/D_0=0,33$).	185
Figure 6.3.9. : Niveau de pression acoustique ($e/h=0,75$; $L/D_0=0,33$).	186
Figure 6.4.1. : Niveau de pression acoustique (dB) passant par les points d'acquisition B et A sur le trajet aller, C sur le trajet retour.	188
Figure 6.4.2. : Echantillons du signal acoustique aux points A, B, C (voir figure 6.4.1.)	189
Figure 6.4.3. : Fluctuations de pression acoustique au voisinage de Re_c .	190
Figure 6.4.4. : Dispositif de mesure de perte de charge ($D_1=D_2=0,3*D_0$; $L/D_0=0,5$).	191
Figure 6.4.5. : Coefficient K de perte de charge autour des deux diaphragmes.	192

Figure 6.4.6. : Fluctuations de pression acoustique.	193
Figure 6.4.7. : Variation de la vitesse moyenne U_0 en fonction du temps d'acquisition.	194
Figure 6.4.8. : Variation de la vitesse locale v .	194
Figure 6.4.9. : Variation de la vitesse locale v .	195
Figure 6.4.10. : Variation de la vitesse moyenne U_0 en fonction du temps d'acquisition.	195
Figure 6.4.11. : Fluctuations de pression acoustique.	195
Figure 6.4.12. : Signal acoustique en chemin bruyant : pression $p'(t)$ et sa densité spectrale $S(f)$.	197
Figure 6.4.13. : Vitesse locale en chemin bruyant : $v(t)$; densité spectrale $S(f)$ de la fluctuation $v'(t)$.	197
Figure 6.4.14. : Signal acoustique en chemin silencieux : $p'(t)$ et sa densité spectrale $S(f)$.	198
Figure 6.4.15. : Vitesse locale en chemin silencieux : $v(t)$; densité spectrale $S(f)$ de la fluctuation $v'(t)$.	198
Figure 6.5.1. : Niveau de pression acoustique en fonction de R_0 . Chemin bruyant (trait continu) et silencieux (pointillé).	201
Figure 6.5.2. : Niveau de pression acoustique en fonction de R_0 .	202
Figure 6.5.3. : Niveau de pression acoustique en fonction de R_0 .	202
Figure 6.5.4. : Bifurcations par variations de L/D_0 (chemin silencieux en pointillé).	204
Figure 6.5.5. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 : Trait pointillé représentant le chemin silencieux.	206
Figure 6.5.6. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 .	207
Figure 6.5.7. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 .	207
Figure 6.5.8. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 .	208
Figure 6.5.9. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 .	208
Figure 6.6.1. : Densités spectrales ($L/D_0=0,08$).	210
Figure 6.6.2. : Densités spectrales ($L/D_0=0,17$).	211
Figure 6.6.3. : Densités spectrales ($L/D_0=0,33$).	211
Figure 6.6.4. : Densités spectrales ($L/D_0=0,5$).	211
Figure 6.6.5. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,08$).	212
Figure 6.6.6. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,17$).	212
Figure 6.6.7. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,33$).	212
Figure 6.6.8. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,5$).	213
Figure 6.7.1. : Niveau de pression acoustique en fonction de R_0 , pour différents ratios de L/D_0 .	215
Figure 6.7.2. : Représentation des « frontières » (SPL pour différents L/D_0 fixés).	216
Figure 6.7.3. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 , pour différentes valeurs de R_0 .	217
Figure 6.7.4. : Représentation des « frontières » (SPL pour différents R_0 fixés).	218
Figure 6.7.5. : Isovaleurs de $SPL=f(R_0, L/D_0)$, à partir de courbes pour différents ratios L/D_0 fixés.	219
Figure 6.7.6. : Isovaleurs de $SPL=f(R_0, L/D_0)$, à partir de courbes pour différents R_0 fixés.	220
Figure 6.7.7. : Chemins alternatifs pour atteindre un même point de fonctionnement ($L/D_0, R_0$).	221
Figure 6.8.1. : Axes d'acquisition des profils de vitesse ($e/h=0,25$; $l/(D_0-D_1)/2=0,5$).	223
Figure 6.8.2. : Vitesse adimensionnée moyenne, devant une fente, chemins bruyant (trait plein) et silencieux (trait pointillé). ($L/D_0=0,41$; $x/D_0=0,13$; $R_0=15000$)	224
Figure 6.8.3. : Vitesse adimensionnée moyenne, radialement entre deux fentes, chemins bruyant (trait plein) et silencieux (trait pointillé). ($L/D_0=0,41$; $x/D_0=0,13$; $R_0=15000$)	225
Figure 6.9.1. : Modification du dispositif expérimental.	227
Figure 6.9.2. : Mise en évidence de la bifurcation à Re_c lors de l'augmentation du Reynolds.	228
Figure 6.9.3. : Niveau de pression acoustique sur la durée d'augmentation de R_0 .	228
Figure 6.9.4. : Variation du nombre de Reynolds en fonction du temps d'acquisition.	230
Figure 6.9.5. : Niveau de pression acoustique en fonction du temps d'acquisition.	230
Figure 6.9.6. : Variation du nombre de Reynolds en fonction du temps d'acquisition.	232
Figure 6.9.7. : Niveau de pression acoustique en fonction du temps d'acquisition.	232

INTRODUCTION

Les nuisances acoustiques sont aujourd'hui considérées, à juste titre, comme un problème primordial. Les ambiances bruyantes ont des incidences directes sur les comportements, les aptitudes. Dans de nombreux domaines, des bruits aérodynamiques parasites conduisent donc à la recherche de méthodes de réduction sonore. Les moyens de transport sont directement concernés, mais aussi les systèmes de distribution d'air dans l'habitat, les éléments rotatifs tels que les hélices etc...

Cette thèse est centrée sur un type de bruits bien précis, classiquement qualifiés "de bruits auto-entretenus", faisant intervenir autant d'aspects "mécanique des fluides" que d'aspects acoustiques. L'approche principalement expérimentale de ce type de bruits est liée à la forte complexité des phénomènes impliqués.

La base de cette étude est constituée par l'analyse des bruits auto-entretenus. Différentes variantes d'une technique de réduction sonore seront ensuite proposées, dont certaines possédant des propriétés très intéressantes à allure "d'hystérésis". Le lecteur qui veut aller tout de suite au cœur du sujet pourra consulter la figure 6.3.2., qui illustre le résultat central de ce travail. Les

réductions sonores que nous proposons sont innovantes dans la mesure où l'écoulement bifurque de son état initialement bruyant à un état silencieux.

Le résultat le plus remarquable de ce travail est la mise en évidence d'une bifurcation d'un écoulement turbulent sur une branche stable qui a la propriété d'être réductrice des nuisances sonores.

Ainsi, des perspectives nouvelles sont ouvertes, qui se démarquent nettement des méthodes classiques, passives ou actives, de réduction de bruit.

Parallèlement, des modèles numériques de plusieurs types montrent une relative adéquation des codes de calculs en dynamique des fluides avec les phénomènes, pourtant plus complexes, liés aux bruits auto-entretenus.

Une des caractéristiques des bruits auto-entretenus est qu'ils peuvent atteindre des niveaux sonores très importants, même pour des vitesses d'écoulement faibles. Cette différence par rapport aux classiques bruits aérodynamiques tient au fait que l'auto-entretien est basé sur un phénomène de rétro-action¹, où les effets du son influencent la cause de production du bruit.

Deux conditions sont nécessaires à l'établissement du bouclage aéroacoustique.

La première est liée à la présence d'un obstacle à partir duquel des structures tourbillonnaires vont pouvoir se former puis être convectées vers l'amont par l'écoulement principal.

La seconde est une condition de transfert énergétique. Un second obstacle doit exister en aval dans l'écoulement, sur lequel les structures développées vont agir en créant une source sonore, si certaines conditions sont réunies : géométrie,

¹ Ou "Feed-back" dans la littérature anglo-saxonne.

phase acoustique, orientation de l'écoulement... Les théories de Howe[43] et de Powell[65] mettent en évidence le rôle du gradient de la vorticité au second diaphragme et de la phase acoustique à l'impact des tourbillons.

Le bouclage aéroacoustique peut alors se mettre en place. L'objectif recherché est précisément que le bouclage aéroacoustique ne puisse se mettre en place. La méthode proposée dans cette étude fait intervenir des modifications géométriques aussi faibles que possible des obstacles responsables du bouclage. Cette méthode représente une voie alternative aux méthodes classiques actives ou passives. Son efficacité pour une large gamme des paramètres de l'écoulement est complétée par une mise en œuvre facile et peu c teuse.

Cette nouvelle méthode mise en évidence sur un cas à géométrie « simple » doit cependant être mieux comprise de manière à pouvoir l'appliquer à des cas plus évolués. Beaucoup reste à faire et à comprendre, notamment en ce qui concerne le « déclenchement » de la bifurcation. Le champ d'étude, théorique, numérique et expérimental est largement ouvert.

Chapitre 1

THEORIES LIEES A LA DYNAMIQUE DES FLUIDES ET A L'ACOUSTIQUE.

Le processus d'auto-entretien des bruits fait intervenir à la fois des structures dynamiques de grande échelle et les caractéristiques acoustiques du système. L'étude expérimentale que nous allons mener sur la réduction de ces bruits nécessite donc le recensement des caractéristiques dynamiques d'une part, acoustiques d'autre part. La première partie de ce chapitre est consacrée à l'introduction des structures cohérentes, qui jouent un rôle important dans le bouclage aéroacoustique, à leurs interactions, leurs modes de propagation... Une seconde partie caractérise les modes acoustiques en cavité, suivie d'une partie théorique sur la génération des bruits aérodynamiques.

1.1. Dynamique du fluide.

1.1.1. Structures remarquables : un peu de phénoménologie de la turbulence.

Le rôle joué par des structures organisées apparaît avec les travaux de Brown[8] en 1935 et Anderson[1] en 1954. Les structures "cohérentes" ont eu depuis un tel impact qu'elles sont presque systématiquement utilisées dans le domaine de la turbulence. Cet engouement étant probablement lié au fait que ces structures sont

"l'incarnation de notre désir de trouver un ordre dans le désordre apparent" (Hussain[46]). Le rôle dominant de ces structures dans les phénomènes turbulents a été récemment mis en évidence par les travaux de Kline, Hama, Klebanoff, Roshko, Crow, Coles, Browand, Kovasznay, Laufer, Kaplan, Brodkey, Willmarth, et autres.

Hussain considère la vorticité cohérente comme étant une propriété cruciale des structures cohérentes dont sa définition est :

"Une structure cohérente est une masse de fluide turbulent, avec une vorticité instantanément en corrélation de phase sur son étendue spatiale."

Il choisit de nommer "vorticité cohérente" la vorticité instantanément corrélée en espace et phase. Ainsi elle est le principal identificateur des structures cohérentes qui ont des limites distinctes et des territoires différents. Comme une conséquence de cette définition, un écoulement turbulent peut être décomposé en structures cohérentes et en turbulence incohérente². L'interaction entre structures cohérentes et turbulence incohérente est le plus critique et le moins compris des aspects des écoulements turbulents.

Typiquement, la taille des structures cohérentes est de l'ordre de l'échelle de longueur transversale de la couche de cisaillement. Des formes typiques intermédiaires apparaissent aussi : membrures, "épingles à cheveux", de section transverse de l'ordre de la micro-échelle de Taylor λ . On parle alors de sous-structures cohérentes.

L'attrait de la vorticité cohérente comme identificateur des structures cohérentes tient non seulement à notre perception intuitive d'un mouvement organisé dans un écoulement turbulent comme une entité tourbillonnaire, mais aussi dans

² la turbulence incohérente peut cependant contenir des mouvements rotationnels de grande échelle.

l'espoir général que les évolutions et interactions des structures puissent être expliquées par la théorie assez bien développée de la dynamique tourbillonnaire.

Chapitre 1.

Le critère de séparation des parties cohérentes/incohérentes est la moyenne de phase. C'est une moyenne de structures successives à la même phase ou âge.

La mesure des propriétés d'une structure sur son étendue est réalisable en moyennant un grand nombre de structures semblables et prend son sens pour un "mode préféré". Un mode représente en fait la configuration physique : rouleau, tore, hélice... Selon Hussain[46], si dans l'espace des paramètres (forme, taille, orientation, force) la fonction de probabilité a quelques pics isolés, ils sont appelés les modes préférés.

La caractérisation des structures cohérentes consiste à classifier les structures en différentes sous-classes, de capturer les structures d'une sous-classe en même temps, de les aligner en phase et d'obtenir des ensembles moyennés. On peut faire appel à la triple décomposition (composante stationnaire, cohérente, incohérente ; en dépit du fait que les structures cohérentes font partie de l'écoulement et ne sont pas une perturbation) ou à la double décomposition : mouvements cohérents et incohérents. Delville et *al.*[22] ont néanmoins opté pour la décomposition triple, plus appropriée selon eux à révéler la géométrie turbulente caractéristique des grosses structures, le champ moyen ayant été éliminé dans les composantes cohérentes, les mouvements caractéristiques turbulents s'en trouvent revalorisés.

Comprenons bien que les structures cohérentes sont une entité statistique résultant de la moyenne en phase sur un grand nombre de réalisations (enregistrements de données) contenant une structure (même âge et mode). On ne peut donc pas les visualiser dans un écoulement turbulent. On peut reconnaître des mouvements de grande échelle qui peuvent être appelés structures visqueuses turbulentes ou simplement structures mais pas structures cohérentes.

Le rôle des structures cohérentes est important dans le transport de chaleur, de masse, mais aussi pour la génération de bruit aérodynamique, même si les

structures ne sont pas nécessairement fortement énergétiques... Presque paradoxalement, dans les écoulements transitoires, les structures cohérentes sont énergétiques et prédominantes, mais dans les écoulements pleinement turbulents elles partagent ces rôles avec la turbulence incohérente, leur contribution aux phénomènes turbulents étant comparable.

Les structures cohérentes sont spatialement non-chevauchantes, mutuellement exclusives : chacune a son territoire. Leurs interactions sont intrinsèquement non-linéaires, impliquant typiquement des fusions et séparations (figure 1.1.1.).

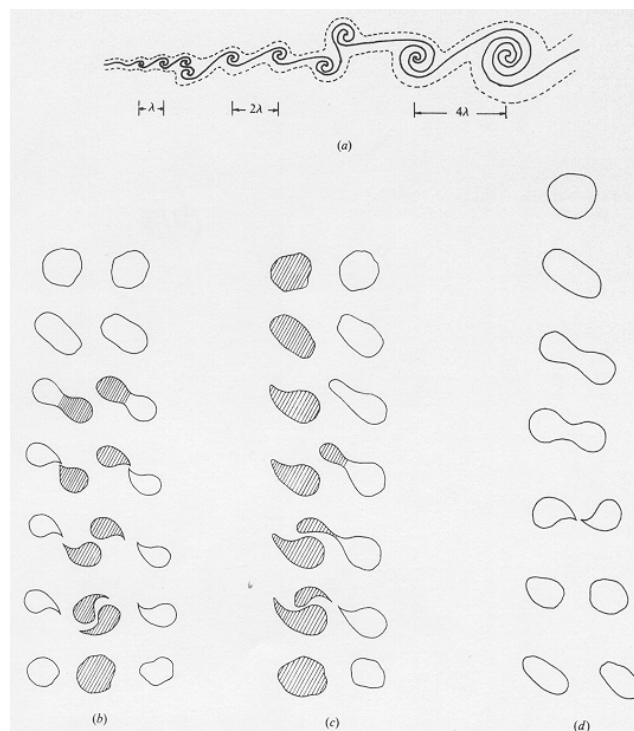


Figure 1.1.1. Schématisations : a) appariement de tourbillons, b) appariement fractionnel, c) appariement partiel, d) processus de division. (figure empruntée à A.K.M.F. Hussain)

Laufer[51] (1974) proposa l'appariement de structures comme étant le mécanisme principal de génération sonore. Pourtant, pour un jet initialement laminaire, la plupart de l'activité d'appariement est achevée sur une distance d'un diamètre de l'origine du jet, tandis que la plus grande partie du bruit est générée

près de la fin de la zone potentielle, c'est à dire entre une distance de 4 à 8 diamètres. Hussain et Zaman[45] proposèrent alors comme source de bruit principale le processus de destruction des structures initiales toroïdales en sous-structures (et leurs interactions) près de la fin de la zone potentielle. Cette destruction met en jeu un mécanisme de coupure et re-connexion (Figure 1.1.2.).

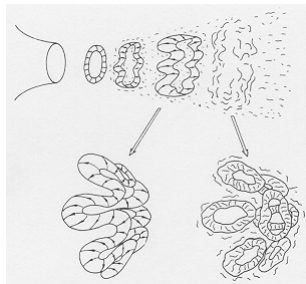


Figure 1.1.2. : Idéalisation du processus de déstructuration dans le jet circulaire. (Hussain)

1.1.2. Structure des jets.

Les structures de jet, apparaissant simples en aspect sont en réalité assez complexes quant à leurs propriétés physiques. Une étude très complète dans le cas des jets plans a été faite par Faghani[25]. Considérons pour les jets plans le rapport de forme $R = \frac{\theta_0}{H}$ de l'épaisseur de quantité de mouvement des couches de mélanges à la sortie du canal par la hauteur du canal. Lorsque ce rapport est faible, les couches limites sont minces, le profil initial plat, les allées tourbillonnaires symétriques définissant le mode variqueux (ou pair). Pour un rapport plus grand, le mode sinueux (impair) s'impose : le profil s'incurve en forme de cône et des allées tourbillonnaires alternées apparaissent (figure 1.1.3.).

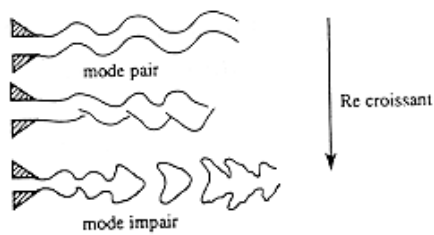


Figure 1.1.3. : Passage continu du mode pair au mode impair (figure : A. Maurel).

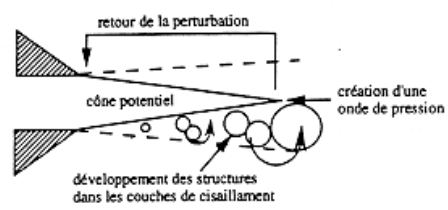


Figure 1.1.4. : Mécanisme de rétro-action sur un jet libre (figure : A. Maurel).

La zone potentielle (figure 1.1.4.) représente le cône du jet, partie en amont du point de rencontre des deux couches de mélange, la vitesse y est constante et l'écoulement pratiquement laminaire et irrotationnel. La zone 'lointaine' turbulente suit la zone potentielle. Des structures cohérentes alternées et contrarotatives s'y développent, induisant une fluctuation moyenne de la vitesse longitudinale, en opposition de phase de chaque côté de l'axe du jet. L'expérience montre que dans cette zone, un jet plan voit sa vitesse décroître en $X^{-1/2}$ sur son axe tandis qu'il s'é tend latéralement.

Dans la zone proche du jet, des tourbillons très énergétiques interagissent pour former plus loin des structures cohérentes. Cette énergie élevée leur permet de transporter "la mémoire" des conditions initiales d'émission sur des distances importantes : on retiendra ainsi que l'on peut modifier l'évolution lointaine du jet par des excitations mécaniques ou acoustiques appliquées à la naissance du jet.

Les tourbillons sont dus à des ondes d'instabilités développées dans les couches cisailées de la zone initiale qui ont été amplifiées en aval pour conduire à des points de concentration de vorticité. L'analyse ondulatoire nous indique que la fréquence dominante f_j , dite de jet dépend de $R_H = \frac{U_0 H}{\nu}$. Elle apparaît à la sortie de la buse en mode sinueux ou découle de la fréquence f_{CM} de couche de mélange en mode variqueux. Le jet peut être qualifié de "jet accordé" si f_j est une fraction entière de f_{CM} . Thomas[77] expérimenta la modulation d'amplitude et de phase à la fréquence f_j des couches de mélange. Cette modulation peut constituer

un bouclage rétroactif augmentant l'excitation du jet. Laufer et Monkewitz, Ho et Nosseir ont ainsi expliqué le mode préféré du jet libre par la rétroaction d'ondes de pression sur l'entrée du jet (figure 1.1.4.).

1.1.3. Couches cisillées : premiers éléments caractéristiques.

La couche cisillée formant la frontière entre deux courants fluides parallèles de vitesses différentes a été l'objet de nombreuses études. C'est également dans la couche de cisaillement que se situent les structures influentes de notre expérience. Winant et Browand[85] ont présenté une visualisation à nombre de Reynolds modéré ($Re \sim 1\ 000$) où des zones compactes de vorticité sont marquées (au moins approximativement) par de la fumée (figure 1.1.5.). Une autre visualisation de Konrad[50] (figure 1.1.6.)   un nombre de Reynolds nettement plus élevé ($\sim 100\ 000$) montre une plus grande plage de tailles de structures, avec encore une prédominance des structures de grande échelle.

En tenant compte des deux différentes techniques de visualisation, les deux écoulements sont similaires. Les mêmes interactions (ex : appariement en figure 1.1.6.) et propriétés seraient donc attendues à tous les nombres de Reynolds, aussi grands qu'ils soient. On remarque aussi que la présence de fluctuations de petites échelles ne semble pas détruire la cohérence spatiale des plus grandes structures. Browand et Ho[7] ont montré que plus de 50% de l'énergie cinétique turbulente est attribuable aux grandes structures.

1.1. Dynamique du fluide.

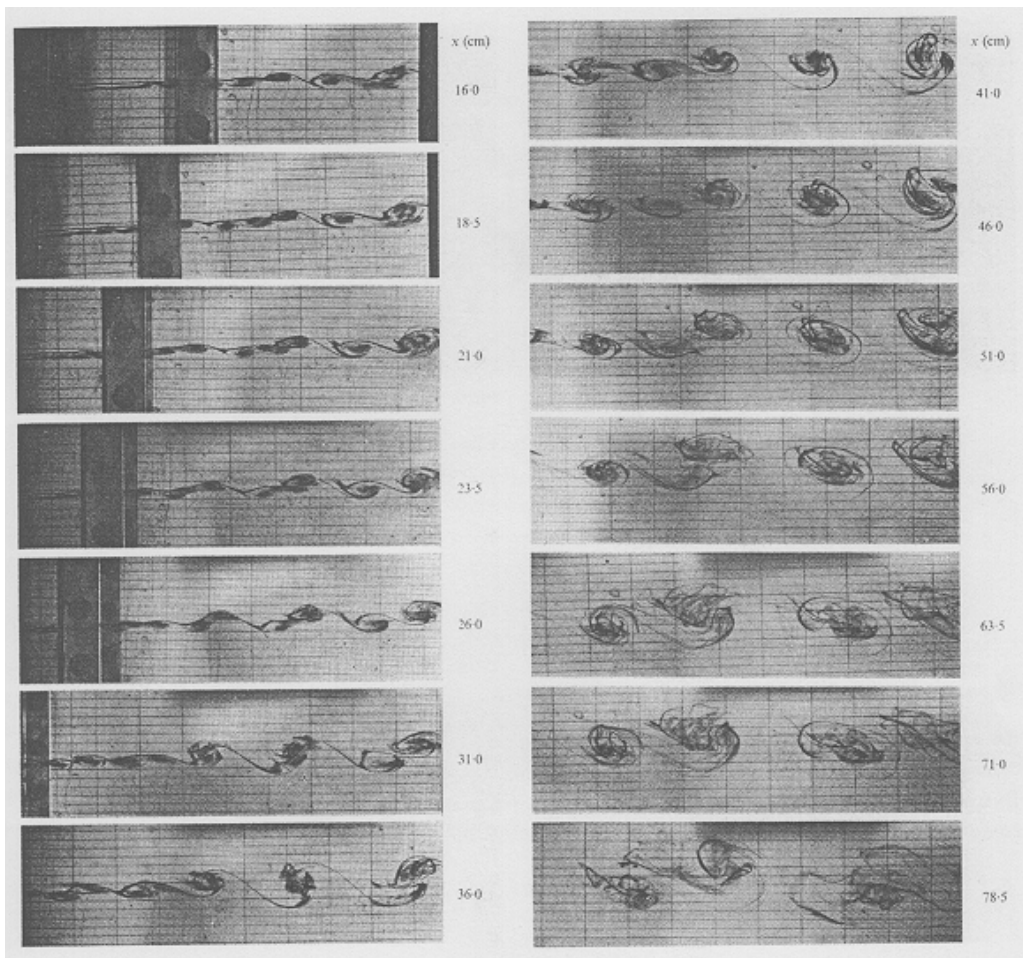


Figure 1.1.5. : Visualisation de la formation et de la fusion de tourbillons avec de la fumée (x (cm): distance lié au déplacement de l'appareil photo).

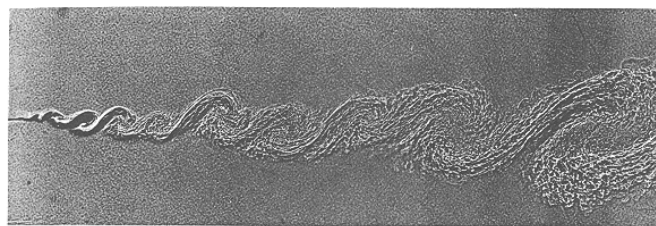


Figure 1.1.6. : Visualisation de Konrad à $Re=10^5$.

1.1.4. Comportements non-linéaire d'un jet : domaine et effets.

Goldstein et Hultgren[33] ont étudié le développement d'une couche de cisaillement critique linéaire en une couche non-linéaire et l'action de cette dernière sur la diminution de l'expansion de l'instabilité.

Ils se sont intéressés à la région critique non-linéaire, siège d'enroulements non-linéaire de vorticité. Leurs résultats numériques montrent que les effets visqueux deviennent importants même lorsque la viscosité est faible, en raison de la diminution continue des échelles caractéristiques cr e e par les effets non-linéaires. L'expansion de l'instabilité est en même temps affectée par la divergence de l'écoulement principal et les effets non-linéaires de la zone critique (figure 1.1.7.). Cette zone est bien délimitée, caractérisée par d'importantes interactions non-linéaires, ses limites spatiales influençant fortement l'expansion globale du jet.

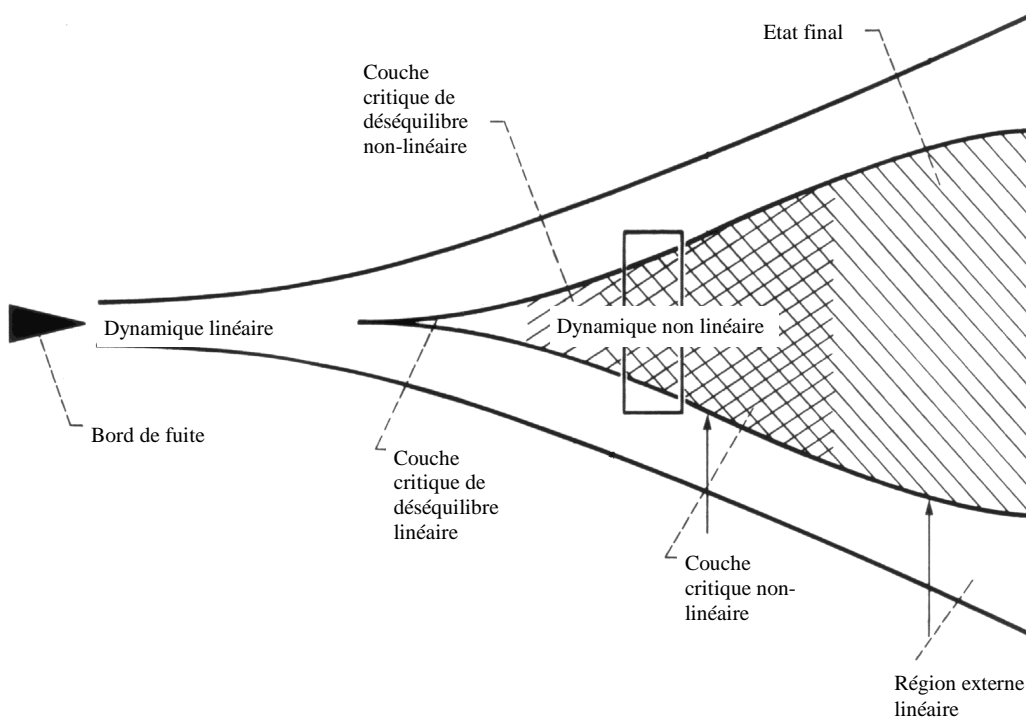


Figure 1.1.7. : Expansion d'une instabilité.

1.1.5. Tridimensionnalité des couches de détachement.

A partir d'un certain nombre de Reynolds critique, tout détachement tourbillonnaire d'un obstacle même parfaitement bidimensionnel montre certaines caractéristiques tridimensionnelles. Gerrard[30] (1966) a été un pionnier dans l'étude des sillages tridimensionnels de cylindres. Il identifia trois modes de déviation de la forme bidimensionnelle : le détachement oblique par rapport au cylindre, la séparation de tourbillons de même signe et la traversée de tourbillons jusqu'au côté opposé du sillage. Des expériences menées par Williamson[84] en 1989 ont montré que, pour des nombres de Reynolds inférieurs à 150, le maintien de la bidimensionnalité imposait des précautions sévères sur le bord de fuite du cylindre, ce maintien n'étant pas envisageable pour des nombres de Reynolds plus grands.

L'aspect tridimensionnel du détachement tourbillonnaire d'un obstacle avec un bord de fuite tranchant a été expérimenté par Tombazis et Bearman[78]. Pour contrôler l'occurrence des dislocations des tourbillons, le bord de fuite a été ondulé sur sa largeur. Des visualisations en soufflerie ont mis en évidence deux fréquences de détachements (figure 1.1.8.), la plus élevée correspondant aux positions transversales minimales (creux de l'ondulation). La pression statique y est la plus basse et la formation tourbillonnaire la plus longue.

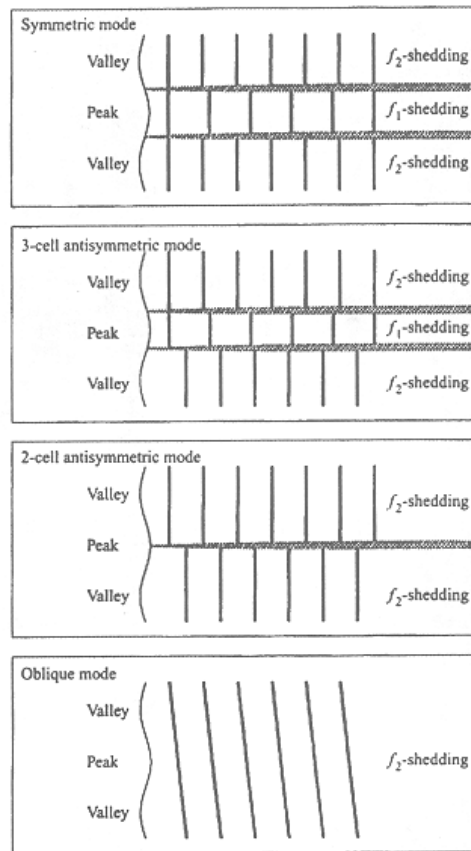


Figure 1.1.8. : Répartition de fréquences de détachement. $Re = 40000$.

1.1.6. Structures longitudinales des couches de cisaillement.

La topologie des structures tourbillonnaires dans les couches de détachement planes ne se limite pas à une simple structure transversale. Bernal et Roshko[6] ont montré que, superposé à cette première structure, il en existe une seconde dans le sens du courant. Ils ont ainsi élucidé l'origine et la structure de ces tourbillons longitudinaux secondaires (figure 1.1.9.). Contrairement à des spéculations plus anciennes où chaque tourbillon longitudinal était unidirectionnel, il apparaît que chacun d'eux fait partie d'une seule ligne tourbillonnaire entrelacée se déroulant en arrière et en avant entre le côté rapide d'un tourbillon primaire et le côté lent du suivant. Cette "ligne" change donc de sens à chaque passage (figure 1.1.10.).

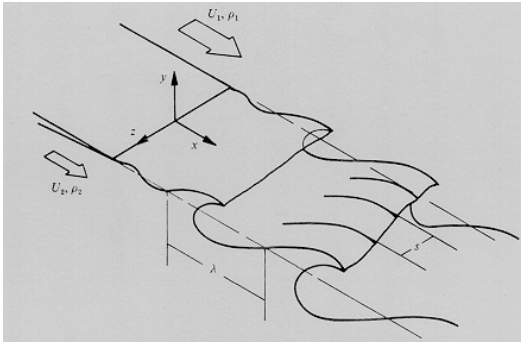


Figure 1.1.9. : Tourbillons longitudinaux secondaires.

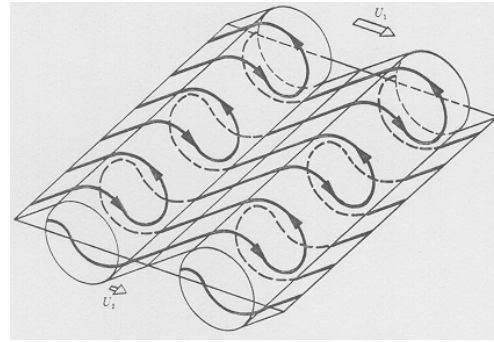


Figure 1.1.10. : Entrelacement de la "ligne" tourbillonnaire.

Une étude expérimentale a été menée par Leboeuf et Mehta[53] sur la topologie des structures tourbillonnaires dans un sillage avec des mesures tridimensionnelles moyennées en phase. L'apparition de vorticité moyenne longitudinale confirme dans le sillage l'existence de vorticité secondaire, spatialement cohérente et stationnaire. Le champ de vorticité transversale se présente sous la forme de rouleaux transversaux sur lesquels on remarque plusieurs irrégularités, certaines déviant dans le sens longitudinal ce qui implique une forte interaction avec la vorticité longitudinale (figure 1.1.11.). Sur la figure 1.1.12. on peut en voir la confirmation par la présence de membrures de vorticité longitudinale connectant les rouleaux.

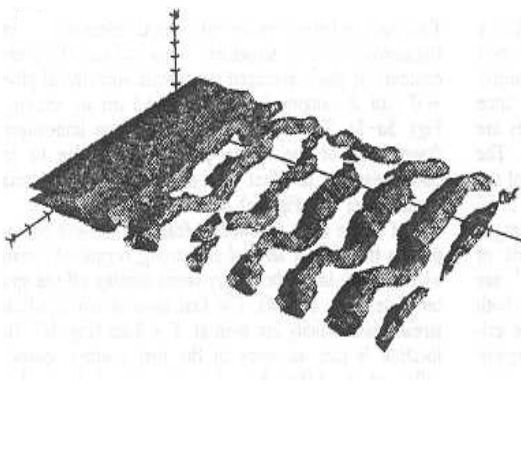


Figure 1.1.11. : Champ de vorticité transversale.

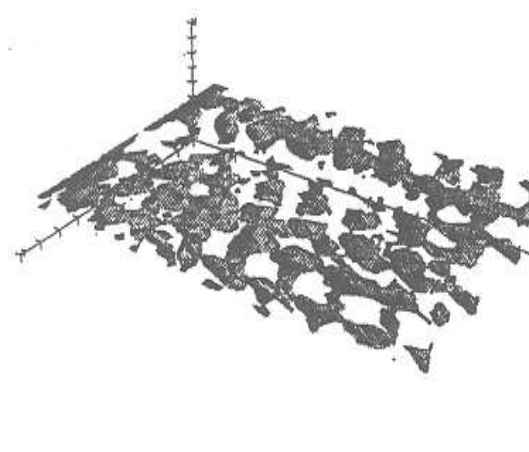


Figure 1.1.12. : Champ de vorticité longitudinale.

1.1.7. Théorie de la stabilité linéaire.

Il a été établi que l'instabilité des couches cisillées est essentiellement liée au caractère inflexionnel du profil moyen de vitesse. Michaelke (1965) a étudié l'amplification spatiale et temporelle des perturbations dans l'écoulement cisillé. Il a montré que le nombre de Strouhal S_θ est le paramètre hydrodynamique qui détermine les dimensions des structures dans le sillage d'un obstacle. S_θ est construit à partir de l'épaisseur θ de quantité de mouvement de la couche cisillée.

Une comparaison expérimentale effectuée plus tard par Freymuth aboutit à l'expression de la fréquence la plus instable d'une perturbation dans un écoulement cisillé (ou mode naturel d'instabilité): $f_n = \frac{0,017.U_0}{\theta}$

Soreefan[72] a appliqué cette théorie de stabilité linéaire à ses mesures expérimentales, issues d'un dispositif comportant, comme le nôtre, deux diaphragmes en série dans un conduit produisant des bruits auto-entretenus.

Dans un premier temps, il a déterminé les fréquences d'instabilité du détachement tourbillonnaire, à partir d'une configuration ne comportant qu'un seul diaphragme $D_1=18\text{mm}$ dans un conduit $D_0=60\text{mm}$, pour une vitesse moyenne sur D_1 d'environ 30 m/s. Ces fréquences f_n sont obtenues avec un fil chaud à x mm en aval du diaphragme :

x (mm)	x/D ₁	θ	$f_n = \frac{0,017.U_0}{\theta}$
0	0	0,024	18540
3	0,16	0,024	18540
6	0,33	0,079	6141
9	0,5	0,263	1896
12	0,66	0,407	1268

15	0,83	0,55	917
18	1	0,639	808

Un second diaphragme a ensuite été rajouté (dispositif alors très proche du nôtre : cf chapitre 4) mettant en évidence un bruit auto-entretenu à 800 Hz. Des analyses spectrales pour plusieurs positions x ont montré que ce bruits atteint un maximum à $x=18\text{mm}$ en aval du premier diaphragme. La fréquence prédite par la théorie de la stabilité linéaire (tableau précédent) est elle aussi proche de 800 Hz. Tout cela concorde à l'hypothèse d'un enroulement définitif en anneau tourbillonnaire vers la position $x=18\text{mm}$.

L'idée de réduction sonore par ajout de jets inclinés vers l'axe, que nous avons vérifiée dans notre cas (résultats expérimentaux en §6.2.2.), est issue de cette hypothèse.

1.2. Modes acoustiques en cavité.

1.2.1. Approche.

Les modes acoustiques propres d'une cavité peuvent être très difficiles à évaluer théoriquement si la géométrie et les matières constitutives de cette dernière sortent des cas "simples". On pourra se référer par exemple à l'étude théorique de Tam[75] qui se rapporte pourtant à l'étude des modes acoustiques d'une cavité rectangulaire bidimensionnelle. Des conditions simplificatrices doivent donc souvent être appliquées pour estimer les modes acoustiques propres d'une cavité, qui serviront de point de repère aux valeurs expérimentales réellement relevées.

Chapitre 1.

1.2.2. Détermination.

Dans le cadre des expériences que nous avons réalisées, nous nous limiterons aux ondes planes se propageant dans la cavité. En effet le conduit est de grande longueur par rapport au diamètre, les bruits produits sont de basse fréquence et le nombre de Mach est inférieur à 0,1.

La propagation des ondes est alors régie par l'équation :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \Delta p \quad \text{où } c \text{ est la vitesse du son, } p \text{ la pression acoustique.}$$

Les parois étant rigides, les conditions aux limites sont données par la relation:
 $\nabla p \cdot \mathbf{n} = 0$ (\mathbf{n} normale à la surface interne du tube).

En se plaçant dans le cas d'un volume fini, limité par une surface fermée, les ondes propagées se réfléchissent sur la frontière du domaine et interfèrent entre elles. En régime établi, ceci conduit à un système d'ondes stationnaires, les modes propres acoustiques.

Si l'on résout ce problème pour notre cavité (cylindrique de longueur L et de rayon R), on trouve une infinité de modes propres de déformées :

$$\Phi_{k,m,n}(r, \theta, z) = J_n \left(\frac{\alpha_{n,m} r}{R} \right) \cos \frac{\pi k z}{L} \cos m \theta$$

- $k = 0, 1, 2 \dots$ est le mode axial

- $m = 0, 1, 2 \dots$ est le mode circonférentiel

- $n = 0, 1, 2 \dots$ est le mode radial

- J_n fonctions de Bessel

- $\alpha_{n,m}$ M^{ième} racine de $\frac{\partial J_n}{\partial r} = 0$

Les pulsation propres sont données par :

$$\omega_{k,m,n} = c \left(\left(\frac{\alpha_{n,m}}{R} \right)^2 + \left(\frac{k\pi}{L} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Les modes k tels que m=n=0, sont les modes en ondes planes où la pression ne dépend que de z (dimension longitudinale du conduit).

Pour des pulsations inférieures au seuil ω_c , seules les ondes planes sont à considérer et dans le cas contraire, on a des ondes évanescentes. Ce seuil est donné par $\omega_c = \frac{c\alpha_{0,1}}{R}$. Dans notre cas, avec un rayon de 3cm, ce seuil est de 3320 Hz.

Pour un tube droit de section constante, les ondes planes ont pour modes les solutions de l'équation $\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 p = 0$.

Ces solutions sont donc de la forme $p(x, \omega) = a \cos \frac{\omega x}{c} + b \sin \frac{\omega x}{c}$.

Pour un tube de longueur L limité par deux nœuds de pression, on a:

$$f_n = \frac{nc}{2L}, \quad \phi_n(x) = \sin \frac{n\pi x}{L}.$$

Pour un tube limité à l'entrée par un ventre de pression et à la sortie par un nœud de pression, les modes sont :

$$f_m = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{c}{2L}, \quad \phi_m(x) = \cos\left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi x}{L}.$$

On peut alors utiliser ces deux dernières expressions pour approcher les modes f_m de notre circuit expérimental qui est pourvu des mêmes conditions aux

limites. Ces approximations fourniront une base comparative pour les modes propres relevés de manière expérimentale.

1.3. Génération sonore.

1.3.1. Théorie du bruit aérodynamique.

Les bruits peuvent être séparés en deux classes de génération sonore, aérodynamiquement au sein même du fluide ou sur un obstacle, mécaniquement par vibration d'un solide en contact avec le fluide. On s'intéresse ici à la première classe. L'écoulement peut contenir des fluctuations résultant d'instabilités, donnant aux bas nombres de Reynolds un schéma turbulent régulier responsable de bruits produits par les instruments à vent par exemple, et aux grand nombres de Reynolds un mouvement turbulent irrégulier.

Lighthill[56] a attiré l'attention sur le fait qu'il n'est pas évident d'estimer quelle proportion d'énergie est dissipée sous forme sonore car les fluctuations de pression sont globalement compensées par des fluctuations d'accélération du fluide. Il proposa en 1951 une théorie sur l'estimation du bruit pour une fluctuation donnée. Il n'espérait pas un facteur beaucoup plus petit que 10 dans la prédiction des intensités acoustiques, mais de l'autre côté, les connaissances précédentes ne permettaient pas d'estimation avec un facteur inférieur à 1000...

Sa théorie est basée sur les équations de mouvement, dans le but d'estimer le son émis d'un écoulement fluide subsonique, avec des frontières rigides.

Plus tard[57], il étendit sa théorie en prenant en compte les propriétés statistiques des écoulements turbulents (sans l'aide de frontières solides). Il définit un comportement en quadripôles indépendants, induisant une directivité

du bruit en faveur d'une émission aval (en accord avec le mouvement général des paquets).

L'équation de Lighthill sur la génération sonore, dans un volume fini comportant des sources de bruit, dérive des lois de conservations qui s'écrivent, sous la notation d'Einstein :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = q \quad (c1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (c2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho E v_i) = \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial q_{h_i}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} v_j) + f_i v_i \quad (c3)$$

Avec v_i les composantes de la vitesse, p la pression statique, $E = e + \frac{1}{2} |\vec{v}|^2$ l'énergie totale par unité de masse, e l'énergie interne spécifique, q_h le flux de chaleur ($q_{h_i} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}$), q une source massique, \vec{f} une force de volume, Q une source d'énergie.

Dans le cas d'un fluide Newtonien en équilibre thermodynamique, le tenseur des contraintes visqueuses est :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij}$$

En retranchant la divergence de (c2) de la dérivée temporelle de (c1), on obtient :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \right) \rho' = \frac{\partial q}{\partial t} - \frac{\partial f_i}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$

(c4)

avec $T_{ij} = \rho v_i v_j + \tau_{ij} + (p - c_0^2 \rho') \delta_{ij}$ le tenseur de Lighthill.

On note ici ρ_0 et c_0 la masse volumique et la célérité du son en dehors de la région source ($\rho' = \rho - \rho_0$).

En l'absence de forces et sources massiques extérieures, l'équation (c4) devient l'équation d'ondes de Lighthill. Une source massique dépendant du temps se comporte comme un monopôle acoustique, une force volumique instationnaire comme un dipôle, le terme de dérivée seconde du tenseur de Lighthill comme un quadripôle (Soreefan[72], Crighton[21]). On supposera dans la suite que le tenseur des contraintes de Lighthill est la seule source de bruit.

Powell[65] généralisa l'équation de Lighthill par $T_{ij} = \rho_0 v_i v_j + 0(M^2)$ pour un écoulement non visqueux et isentropique. Le terme source dans l'équation de Lighthill est alors :

$$\frac{\partial \rho_0 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} = \rho_0 \nabla(\bar{\omega} \wedge \bar{v}) + \nabla^2 \left(\frac{1}{2} \rho_0 |\bar{v}|^2 \right).$$

Powell montra que le premier terme du second membre, contenant la vortacité $\bar{\omega} = \nabla \times \bar{v}$, produit un champ acoustique bien plus important que le second terme.

Si on s'intéresse maintenant à la conservation de l'énergie (équation c3), en absence d'écoulement moyen, on obtient :

$\rho_0 \frac{D}{Dt} \left(e + \frac{1}{2} |\vec{v}|^2 \right) = -\nabla \cdot (p\vec{v}) + \vec{f} \cdot \vec{v}$, en négligeant les sources d'énergie extérieures, le frottement et la conduction.

L'énergie acoustique est alors donnée par développement de l'énergie interne e autour d'un état d'équilibre (Hirschberg et Rienstra[41]) :

$$\frac{\partial E_{ac}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{I}_{ac} = -D$$

$$\text{avec } E_{ac} = \frac{p'^2}{2\rho_0 c_0} + \frac{1}{2} \rho_0 |\vec{v}'|^2, \quad I_{ac} = p' \vec{v}', \quad D = -\vec{v}' \cdot \vec{f}$$

et $p'(\vec{x}, t)$ pression acoustique (soit $p(\vec{x}, t) - p_0(\vec{x})$) ; $v'(\vec{x}, t)$ la vitesse acoustique. E_{ac} , I_{ac} et D représentent l'énergie, l'intensité acoustique et la fonction de dissipation.

En intégrant cette équation énergétique sur une période acoustique, en décomposant la vitesse en parties rotationnelle et irrotationnelle ($\vec{v} = \vec{v}_{irr} + \vec{v}_{rot}$), Howe[43] donna le taux de production de l'énergie acoustique par :

$$P(t) = - \int_V D dV = - \int_V \rho_0 (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{u}_{ac} dV$$

où \vec{v} est la vitesse locale du fluide, $\vec{\omega}$ la vorticité, \vec{u}_{ac} la partie fluctuante de la vitesse potentielle \vec{v}_{irr} .

Goldstein[34] étendit la relation de Howe en présence d'un écoulement moyen par :

$$P(t) = - \int_V \rho_0 (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) \cdot \left(\vec{u}_{ac} + \frac{\rho'}{\rho_0} \vec{v}_0 \right) dV$$

Chapitre 1.

Les écoulements à faibles vitesses que nous utilisons sont suffisamment bien approximés par la relation de Howe (sans écoulement) et c'est celle ci que nous retiendrons comme caractéristique de l'énergie acoustique produite.

Bastin, Lafon et Candel[4] ont utilisé la théorie de Lighthill pour évaluer numériquement l'origine du bruit aérodynamique, avec une approche centrée sur la prédiction du bruit de mélange d'un jet.

Les structures cohérentes de grande fréquence n'ont pas montré de contribution significative au bruit émis. Seules les grandes structures cohérentes y ont contribué directement. Bastin et *al.* ont ainsi déterminé que la plupart du bruit à haut nombre de Reynolds est produit par des structures de grande échelle.

1.3.2. Direction d'émission : exemple du bruit éolien.

De nombreuses études ont porté sur le sifflement éolien, généré par un câble tendu dans le vent par exemple. Les schémas tourbillonnaires qui en sont issus ont été décrits par Bénard, Mallock puis von-Karman.[5, 79]. Rayleigh nota que le bruit maximal était émis perpendiculairement à l'écoulement. Le fil n'a pas besoin de vibrer, mais s'il le fait, il vibre perpendiculairement au vent. L'origine des vibrations était alors évidemment connectée à l'instabilité des couches tourbillonnaires.

1.3.3. Sources : exemples de schématisations et émissions.

Un lien aérodynamique-acoustique peut être réalisé en associant le champ de vitesse incompressible induit par une boucle tourbillonnaire fermée, de circulation Γ , à une distribution uniforme de dipôles de force Γ par unité de

surface, sur toute surface dont la frontière a la même forme que la boucle tourbillonnaire (figure 1.3.1.).

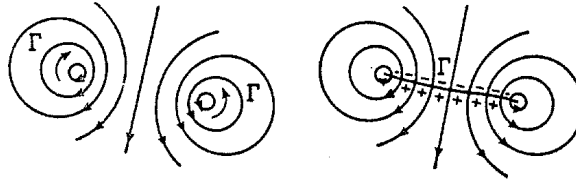


Figure 1.3.1. : Equivalence entre anneaux tourbillonnaires et dipôle .

Le bruit tourbillonnaire est alors dû à des changements de force tourbillonnaire. Powell[65] précise l'origine d'un bruit de déplacement de vorticité dans un écoulement libre. Un mouvement de vorticité dans une direction doit être accompagné d'un mouvement opposé à un autre endroit. Ils génèrent tous deux un son dipolaire mais la force totale instantanée est nulle : ils d g n rent pour former un quadripôle donné par la somme des contributions dipolaires mais prenant en compte les temps retardés d'arrivée du bruit à un point lointain. Deux dipôles forment alors un quadripôle oblique avec sa plus petite direction normale aux axes des dipôles le constituant et normale à la ligne les joignant. Ce quadripôle peut alors être décomposé en quadripôles longitudinal et latéral.

M hring[58] proposa une théorie sur le bruit aux bas nombres de Reynolds d'anneaux tourbillonnaires. Il assimila la source sonore apparente à un type quadripolaire, linéaire en vorticité, en vitesse. Chaque tourbillon était modélisé par ce quadripôle, plus un dipôle "impulsion du tourbillon", plus un son sphérique lié à l'énergie du tourbillon.

Trois cas fondamentaux de l'émission acoustique par mouvement de tourbillons ont été vérifiés par Kambe[49] : la collision frontale de deux anneaux tourbillonnaires, le déplacement d'un anneau près d'un cylindre et le déplacement d'un anneau près d'un bord fin d'une plaque semi-infinie. Il a été remarqué que

les amplitudes de pression (lointaines) sont respectivement proportionnelles à la vitesse de convection du tourbillon puissance 4, 3 et 2,5. La directivité des émissions étant respectivement de type quadripolaire, dipolaire et cardioïdale.

1.3.4. Impact avec des obstacles fixes et oscillants.

Conlisk et Veley[17] ont élaboré un modèle de la génération sonore d'un tourbillon agissant sur une "marche". Des comparaisons avec des visualisations expérimentales ont montré une bonne représentation du cas "d'échappement" où une grande partie intacte du tourbillon passe au-dessus de la marche. Le champ acoustique causé par le passage du tourbillon a été calculé en pression et en intensité radiale. Le modèle a montré la réduction d'intensité acoustique par le positionnement adapté des tourbillons.

Jefferies et Rockwell[48] ont mené une étude expérimentale de l'interaction d'un tourbillon avec un bord d'attaque oscillant. Ils ont noté d'une part que l'amplitude de la fluctuation de pression due aux interactions de tourbillons est plus forte sur le bord amont de la surface et d'autre part que la nature du tourbillon incident (échelle et circulation) passant près du bord d'attaque influence fortement la fluctuation de pression.

Pour une plaque stationnaire, deux tourbillons de faibles circulations sont apparus sur le dessous de la plaque. Pour une plaque vibrante en phase (0°) avec les tourbillons incidents, deux tourbillons de plus forte circulation (facteurs 2,5 et 9 respectivement) ont été relevés, avec un enroulement de l'écoulement en une grande spirale sous la plaque. De manière opposée, pour une phase de 180° , la vorticité est répartie sur les deux faces et aucun tourbillon ne prend naissance.

Il est ainsi montré que la phase du bord d'attaque d'une structure vibrante peut potentiellement être utilisée pour la réduction des interactions écoulement - structure.

1.3.5. Effet convectif des sources.

Iafrazi et De Bernardis[47] ont évalué numériquement l'effet "convection de source" sur le son issu de la turbulence, partant du facteur d'amplification directif $(1 - U_c/c_0 \cos\theta)^{-3}$ de Lighthill en écoulements subsoniques. Ce facteur est dû à l'augmentation de la différence de temps de retard dans la source, qui conduit à l'augmentation du volume sonore, à l'annulation moins efficace de composantes différentes de la source quadripolaire.

Le bruit généré par le mouvement de deux filaments tourbillonnaires axisymétriques a été calculé avec différents degrés d'approximation. Les contributions du champ proche ont été trouvées négligeables à une distance d'au moins 10 fois la longueur d'onde caractéristique. Les différences de temps retardés affectent fortement le schéma directif du bruit, même à de grandes distances de la source.

En augmentant la circulation des filaments tourbillonnaires, le bruit émis vers l'avant a été amplifié tandis que le bruit émis vers l'arrière a été réduit.

1.4. Possibilités d'application des théories dynamique/acoustique.

Nous avons vu au cours de ce chapitre que les structures de grande échelle peuvent générer, selon la théorie du bruit aérodynamique de Lighthill, une forte énergie acoustique. Nous retiendrons toutefois que ces structures sont complexes

Chapitre 1.

avec des interactions non-linéaires, et des caractéristiques tridimensionnelles apportées par des structures secondaires.

Les expériences de Conlisk et Veley permettent déjà d'espérer une réduction sonore des bruits auto-entretenus par une trajectoire adéquate des tourbillons.

L'expression de la puissance acoustique donnée par Howe nous sera très utile pour valider les conditions d'existence des sources sonores, expérimentalement et numériquement.

Enfin, le calcul simplifié des modes acoustiques aura aussi une application pratique, donnant une bonne approximation des modes propres de notre dispositif expérimental.

Chapitre 2

BOUCLAGE AEROACOUSTIQUE : CONDITIONS D'EXISTENCE ET PROPRIETES.

La découverte de l'influence du son sur les écoulements au siècle dernier a conduit plus récemment à la description du phénomène de bouclage aéroacoustique. Les conditions du transfert énergétique entre le champ acoustique et la dynamique du fluide sont présentées au début de ce chapitre, rassemblant les notions de phase, d'angle d'impact, de géométrie locale. Quelques illustrations expérimentales montrent ensuite les comportements du bouclage aéroacoustique : accrochage des fréquences propres, influence de la position des diaphragmes par rapport au champ acoustique, sauts en fréquence, états excités et naturels... La dernière partie présente le principe et les limites des méthodes de contrôle actif appliquées au cycle d'auto-entretien.

2.1. Interactions champ acoustique – écoulement turbulent.

2.1.1. Notion de bouclage aéroacoustique.

Comme le souligne Crighton[19], le lien originel entre dynamique des fluides et acoustique est retrouvé avec l'aéroacoustique. En effet, depuis la célèbre "*theory of sound*" de Lord Rayleigh[66] il y a une centaine d'années, la science de l'acoustique s'est écartée de sa place initiale comme une branche de la

Chapitre 2.

mécanique des fluides, s'est développée dans plusieurs domaines avec une faible relation avec cette dernière, et réapparaît à nouveau, en tant que branche moderne de la mécanique des fluides à part entière.

L'acoustique était au temps de Rayleigh la science traitant, en général, des faibles perturbations dans le domaine audible, dans l'air et l'eau. Il était généralement assumé que les principaux moyens d'excitation acoustique étaient mécaniques, d'où le traitement extensif des vibrations structurelles dans le traité de Rayleigh. L'acoustique se diversifia ensuite en de nombreux domaines : phonétique, acoustique physiologique, ultrasonique, bruit, traitement du signal etc... Elle devint ainsi une composante de la physique presque à part entière, parallèlement à la mécanique des fluides, plutôt que d'en être une branche.

La part de recherches en acoustique a été finalement faible jusque dans les années 50 ; situation qui changea ces quarante dernières années avec le développement des sujets d'aéro et hydro-acoustique. L'acoustique continue donc de se développer en de nombreux domaines mais a retrouvé maintenant une branche fortement reliée à la mécanique des fluides et participe à la recherche fondamentale en mécanique des fluides.

L'introduction de l'aéro et hydro-acoustique est due à Sir James Lighthill, un des co-fondateurs du "Journal of Fluid Mechanics", et le journal lui-même est redevable de la réhabilitation de l'acoustique comme une branche de la mécanique des fluides à travers la publication de nombreux articles sur le sujet, en grande partie dans ces dernières années.

Les premières observations de l'influence du son sur les couches cisailées ont été faites par Leconte en 1858 lorsqu'il décrivit le saut d'une flamme en réponse à certaines notes d'un violoncelle. Tyndall observa que les changements étaient fonction de la fréquence du son et que, plus important, il était nécessaire d'appliquer le son au pied de la flamme (où la couche cisailée se sépare d'une

surface solide). Tyndall montra aussi que des jets sans combustion était sensibles au son.

Parker[63, 64] décrivit dans les années 60 le bouclage aéroacoustique "champ sonore résonant – structures tourbillonnaires" autour d'empilements de plaques minces. Il a établi clairement l'existence de modes acoustiques transversaux du conduit, qui sont facilement excités par l'écoulement et défini les formes des modes les plus simples par α , β , γ et δ . Le mode β , important dans ces phénomènes, est représenté en figure 2.1.1.. C'est essentiellement une onde permanente avec un maximum de pression acoustique à mi-chemin entre les plaques. Sur les surfaces des plaques, la vitesse acoustique particulière est parallèle à la surface et devient nulle au milieu de la surface. Loin des plaques, les ondes β deviennent transversales et décroissent exponentiellement avec la distance.

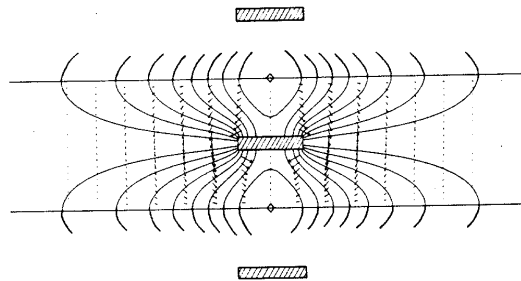


Figure 2.1.1. : Résonance en mode β de plaques plates. (Welsh et *al.*[82])

Le champ résonant est excité quand la fréquence de propagation tourbillonnaire correspondant au nombre de Strouhal naturel du bord de fuite des plaques minces est proche des fréquences des modes de résonance acoustique. Le champ résonant "rétro-agit" sur les couches de cisaillement se séparant des bords de fuite et corrèle le détachement de tourbillons avec le champ sonore. Cela augmente l'énergie transférée des structures tourbillonnaires pour exciter le champ sonore.

2.1.2. Influence de l'acoustique sur la dynamique.

Welsh, Hourigan et *al.*[82] ont évalué l'influence du champ sonore lors d'expériences en dynamique des fluides. Ils ont décrit les types de modes acoustiques qui interagissent le plus facilement avec le fluide ; interactions pouvant exister à l'insu des expérimentateurs et mener à une interprétation erronée des résultats de tests. Des sons intenses, jusqu'à 150 dB, peuvent être générés par l'écoulement. Ces sons sont en général aisément détectés car entendus par les expérimentateurs et modifient les caractéristiques de l'écoulement d'une manière très évidente.

Des expériences récentes au CSIRO³ montrent que des sons entre 70 et 95 dB (avec des rapports de la vitesse acoustique à la vitesse moyenne entre 1.10^{-4} et 2.10^{-3}) générés par l'écoulement peuvent altérer les caractéristiques dynamiques et thermiques d'une manière qui n'est pas immédiatement évidente pour l'expérimentateur.

Selon la théorie du bruit aérodynamique de Howe (*cf* §1.3.1.), l'énergie acoustique instantanée maximale est engendrée par un tourbillon quand la direction de son mouvement est perpendiculaire à la vitesse acoustique locale du champ sonore. L'énergie acoustique maximale sur un cycle sonore est générée dans les régions du fluide où l'angle entre la vitesse de convection du tourbillon et la vitesse locale acoustique est sensiblement différent dans une moitié du cycle acoustique comparé à ce qu'il est dans l'autre moitié du cycle, ce qui intervient près des bords d'un corps anguleux (contrainte directive des tourbillons).

Dans le cas d'une paire de diaphragmes successifs en conduite (figure 2.1.2.), l'écoulement peut exciter les modes propres du conduit. Un son résonant intense force alors le détachement en phase de tourbillons de grande échelle. Nomoto et

³ Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation, Melbourne, Victoria, Australia.

Culick[61] ont montré que cet effet de rétro-action produit deux rangées de tourbillons entre les jeux de plaques. Les tourbillons avec des vorticités de signe opposé se déplacent alors par paires puisque ils sont générés au même moment et non en décalage d'un $\frac{1}{2}$ cycle comme c'est le cas d'allées tourbillonnaires plus conventionnelles.

Nelson et *al.*[60] ont étudié l'écoulement passant devant l'ouverture d'un résonateur de Helmholtz en générant un fort son résonant. Le champ résonant contraint le fluide à entrer et sortir de manière oscillante du tube de résonance et à perturber la couche de séparation du bord amont de l'ouverture. Cet effet de rétro-action (figure 2.1.3.) oblige la couche cisailée à s'enrouler en une grande structure tourbillonnaire. Un tourbillon se forme et traverse la largeur de l'ouverture du résonateur pendant chaque cycle acoustique.

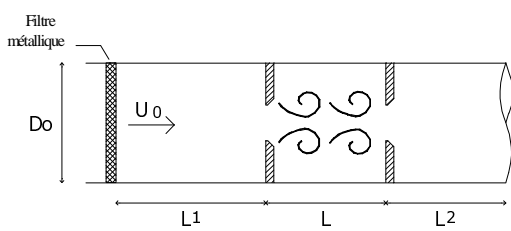


Figure 2.1.2. : Excitation des modes propres du conduit par une couche de cisaillement.

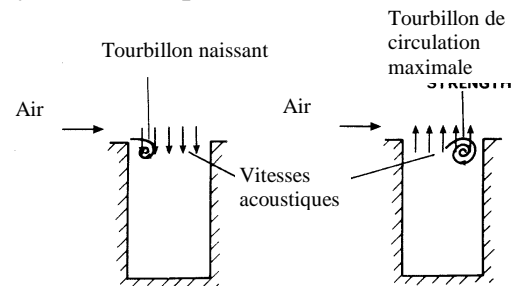


Figure 2.1.3. : Rétro-action dans le cas d'un résonateur de Helmholtz.

Selon Welsh et *al.*[82], les tourbillons commencent à se développer à la phase du cycle sonore où la vitesse particulière acoustique au point de séparation commence à augmenter la vitesse de l'écoulement principal.

Pour les résonances aéroacoustiques induites par les écoulements, associées à des cavités et des tubes, les grands tourbillons générés dans les couches de cisaillement doivent être dans des régions spécifiques, à des instants particuliers dans le cycle acoustique, pour qu'il y ait un transfert énergétique de l'écoulement vers le champ sonore.

La prévention des résonances acoustiques transversales dans les conduits est extrêmement difficile. La première étape est d'estimer la position des sources sonores et l'origine des tourbillons générant le champ sonore. Il est parfois possible de restructurer la géométrie dans la région des sources de manière à ce que les sources s'annulent les unes les autres (Stoneman et al[74]). Une approche alternative est de modifier la géométrie où les tourbillons sont initialement générés, par exemple pour prévenir les bulbes de séparations. Une troisième approche est d'utiliser une atténuation active qui annule le bruit généré par le fluide. Le contrôle actif est néanmoins souvent limité à des plages de fréquences discrètes et est assez contraignant.

2.1.3. Conditions du transfert énergétique.

Rappelons l'expression de la puissance générée de Howe[43] (volume V d'un fluide non visqueux soumis à un champ acoustique) :

$$P(t) = -\rho_0 \int_V \vec{\omega} \cdot (\vec{v} \wedge \vec{u}_{ac}) dV$$

où \vec{v} est la vitesse locale de l'écoulement, $\vec{\omega} = \nabla \wedge \vec{v}$ la vorticité, \vec{u}_{ac} la vitesse acoustique et ρ_0 la masse volumique moyenne du fluide.

si la vorticité est compacte, s'endant sur une région qui est petite par rapport à la longueur d'onde acoustique, la puissance acoustique par unité de longueur d'un tube tourbillonnaire, générée par une structure cohérente, est:

$$P = \rho_0 \Gamma \vec{k} \cdot (\vec{v} \wedge \vec{u}_{ac})$$

où Γ est la circulation du tourbillon, \vec{k} le vecteur unitaire normal au tube.

En présence d'un dispositif semblable à celui de la figure 2.1.2. (que nous utiliserons pour nos expériences), les transferts d'énergie cinétique du tourbillon

vers l'énergie sonore sont significatifs près du diaphragme aval. Les tourbillons générés par le diaphragme amont sont convectés vers le diaphragme aval qu'ils atteignent avec une certaine phase h du cycle acoustique. Comme nous le verrons plus loin, cette phase est déterminante pour le transfert d'énergie.

En injectant la phase h par $\bar{u} = \bar{u}_0 \sin(2\pi f(\tau - \tau_0 + h))$, la puissance oscillatoire P est alors définie par $P = Q \sin[2\pi f(\tau - \tau_0 + h)]$

Avec \bar{u}_0 amplitude, f fréquence acoustique, τ_0 l'instant auquel le vortex atteint le diaphragme aval, $Q = -\rho_0 \Gamma |\bar{v}| \cdot |\bar{u}_0| \sin \varepsilon$, et ε l'angle entre \bar{v} et \bar{u} .

Si le tourbillon se déplace parallèlement au champ de vitesse acoustique, ε est égal à zéro, ce qui implique que Q est nul, entraînant ainsi une puissance instantanée nulle. Si le tourbillon se déplace orthogonalement au champ acoustique ($\varepsilon = \pm \pi/2$), Q est alors maximal et P oscille dans le temps.

Notons que si l'orientation de la vitesse du vortex par rapport à la vitesse acoustique n'évolue pas, l'intégration de l'énergie sur un cycle acoustique est nulle. Donc il faut que Q varie dans le temps pour qu'il y ait transfert d'énergie acoustique. Ceci est possible dans une région où il y a une modification de structure. L'écoulement avoisinant le diaphragme aval sera donc identifié comme une zone de source acoustique car l'angle ε varie rapidement dans cette région.

Le rôle important de la phase h dans le transfert d'énergie acoustique a été mis en évidence par Hourigan[42]. Il étudia les cas particuliers où $h=0, \pi/2, \pi$.

si $h = 0$, à $\tau = \tau_0$, la vitesse acoustique u est nulle et l'énergie acoustique est transformée en énergie cinétique (en quelque sorte 'absorbée').

si $h = \pi/2$, à $\tau = \tau_0$, la vitesse acoustique u est maximale, mais l'énergie acoustique générée est nulle sur un cycle acoustique.

si $h = \pi$, à $\tau = \tau_0$, l'énergie acoustique générée est maximale.

D'où un transfert d'énergie du champ tourbillonnaire vers le champ acoustique quand le tourbillon atteint le diaphragme aval avec une phase h égale à π (voir résultats de modèles numériques en figures 3.2.1. et 3.2.2.).

Notons aussi que c'est la vitesse de convection des tourbillons qui détermine la condition de phase. Elle conditionne donc l'émission des bruits auto-entretenus.

2.1.4. Théorie linéaire de Crighton pour les bruits de type "bord d'impact".

Crighton[20] a établi un modèle analytique linéaire pour prédire les fréquences des oscillations discrètes en cycle auto-entretenu d'un jet projeté sur un bord d'impact.

Il présenta d'abord la variation schématique (figure 2.1.4.) du comportement de la fréquence en fonction de h (distance jet –bord) et de la vitesse moyenne du jet. (visualisation de l'écoulement : figure 2.1.5.) Le système reste calé sur certaines fréquences (faibles évolutions autour de fréquences fixes), par paliers. Un phénomène d'hystérésis intervient puisque une vitesse donnée n'est pas associée à la même fréquence lors de l'augmentation ou de la diminution de la vitesse.

Son modèle conduit à l'équation $\omega b / U_0 = (b/h)^{3/2} [4\pi(N - 3/8)]^{3/2}$ dont les variations de ω avec b , U_0 , h et N sont en excellent agrément avec les expériences du type 'edge-tone'.

2.1. Interactions champ acoustique – écoulement turbulent.

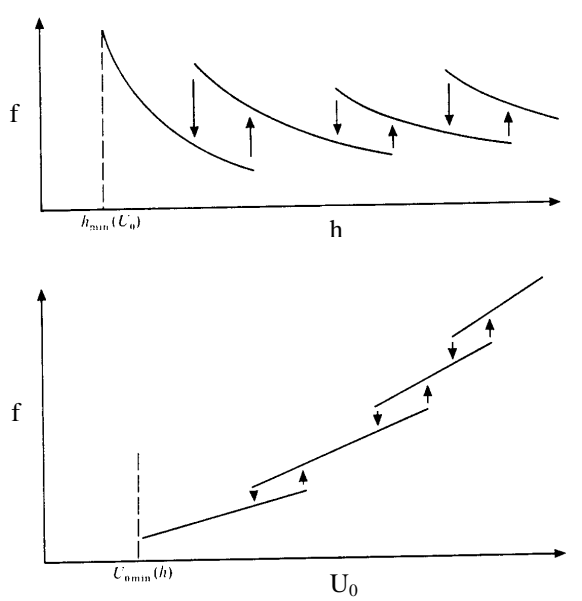


Figure 2.1.4. : Variations de la fréquence en fonction de h (distance jet-bord) et de U_0 .



Figure 2.1.5. : Visualisation dans le cas "jet-bord".

2.1.5. Importance de la forme du bord d'impact.

Un rôle prépondérant est joué par le bord de ré-attachement dans le mécanisme d'auto-entretien des oscillations du fluide en cavité. Expérimentalement, il a été trouvé que des impulsions périodiques de pression générées sur ce bord peuvent être renvoyées à l'origine du point de détachement et favoriser la production de tourbillons discrets. Panaras[62] a étudié la suppression ou l'atténuation des oscillations lorsque le bord a une forme de rampe avec une pente plus faible ou arrondie.

Pour clarifier le rôle de la forme de ce bord, Panaras a développé un modèle pour l'interaction "vorticité-bord". Deux formes typiques d'obstacle ont été étudiées : une rampe d'incidence variable et une ellipse. Ses résultats indiquent que, pour l'établissement des oscillations, la force de feed-back générée par l'interaction "vorticité – bord de ré-attachement" doit avoir une valeur suffisante, qui peut être réduite si la forme du bord est correctement dessinée.

Expérimentalement, Une rampe d'angle faible (30°) placée dans un conduit produit 7 fois moins de fluctuations de pression près du sommet qu'une rampe à 90° (obstacle en forme de marche). Les fluctuations de pression les plus significatives sur les rampes ont été trouvées aux points les plus proches du sommet de l'obstacle, suggérant qu'il peut être suffisant d'optimiser seulement le sommet de la surface de ré-attachement et non sa base (proche de la paroi du conduit).

L'arrondissement du bord s'est révélé être un bon moyen de réduire le processus d'auto-entretien. On remarquera que bien qu'une grande échelle de courbure ait été testée par Panaras, l'amplitude des fluctuations de pression reste très faible comparativement aux obstacles rectangulaires. Enfin la diminution de la hauteur de l'obstacle est une moins efficace que l'utilisation de pentes ou d'arrondissements.

On perçoit ici l'importance de la forme d'un obstacle, plutôt que celle de sa hauteur ou de sa taille. La localisation de l'extrémité de l'obstacle comme source sonore est ici confirmée (fluctuations de pression plus significatives au sommet et abaissement de l'obstacle peu efficace en réduction sonore).

2.2. Approches expérimentales des bruits auto-entretenus.

2.2.1. Effets de la résonance sur le détachement tourbillonnaire.

2.2.1.1. Indépendance vis à vis des matériaux.

Parker[63] a effectué des séries de tests avec un écoulement d'air autour de batteries de plaques parallèles de différents matériaux et épaisseurs.

2.2. Approches expérimentales des bruits auto-entretenus.

Il a montré que des fluctuations de vitesse acoustique interviennent avec des amplitudes du même ordre de grandeur que la vitesse de l'air en amont. Ces fluctuations résonantes participent à un bouclage aéroacoustique entre les détachements tourbillonnaires des bords de fuite des plaques et les sources sonores induites.

Lors de l'augmentation progressive en débit, plusieurs niveaux de résonances ont été décelés, à des fréquences pures progressivement plus élevées.

Des essais avec des plaques d'épaisseurs différentes ont montré des résonances à des fréquences identiques mais pour des vitesses de l'écoulement différentes, en raison du changement de la fréquence naturelle de détachement. Enfin, des ensembles de fréquences identiques pour plusieurs matériaux de plaques ont été relevés, montrant que les vibrations mécaniques des plaques sont causées par les fluctuations de pression mais ne jouent qu'un rôle mineur dans leur génération.

Ses expériences ont mis en évidence le lien de l'auto-entretien des bruits à l'écoulement, à sa géométrie, quasiment sans être influencé par le type de matériau des obstacles.

2.2.1.2. Distance "détachement-émission acoustique" : phase du bouclage.

Stokes et Welsh se sont intéressés à la forme du bord d'attaque d'une plaque placée dans le sens de l'écoulement. Pour des bords carrés[73] les tourbillons sont générés sur le bord d'attaque, de chaque côté de la plaque. Un tourbillon est généré de chaque côté pour chaque cycle acoustique puis est convecté vers le bord de fuite où la majeure partie du bruit est produite. L'énergie transférée peut alors être positive ou négative suivant la phase du cycle acoustique correspondant à l'arrivée des tourbillons sur le bord de fuite.

Chapitre 2.

Puisque le passage des tourbillons a nécessité plusieurs cycles acoustiques, cette relation de phase peut être effective pour une grande plage de vitesses moyennes. Ces plages sont telles que les temps de passage des tourbillons diffèrent d'un nombre entier de cycles acoustiques. Elles sont alors caractérisées par un nombre entier de tourbillons sur la plaque entre le bord d'attaque et de fuite. (figure 2.2.1.)

A l'opposé, des plaques avec des bords d'attaque semi-circulaires[83] génèrent les tourbillons dans la zone même où le bruit est émis, sur le bord de fuite (figure 2.2.2.), et ne peuvent causer la résonance que pour une seule plage de vitesse.



Figure 2.2.1. : Bord d'attaque carré.



Figure 2.2.2. : Bord d'attaque arrondi.

2.2.2. "Accrochage" de fréquences propres – Influence géométrique.

Une investigation expérimentale de bruits auto-entretenus en utilisant deux diaphragmes successifs dans un tube a été menée par Nomoto et Culick[61]. Cette étude très proche de notre dispositif expérimental montre la coïncidence entre les fréquences de détachement tourbillonnaire du diaphragme amont et les fréquences naturelles du tube. On note encore un nombre fixe et entier de structures de grande échelle visibles entre les diaphragmes (figure 2.2.3.). Un son

pur est généré, dont la fréquence est toujours proche d'un mode acoustique longitudinal du conduit.

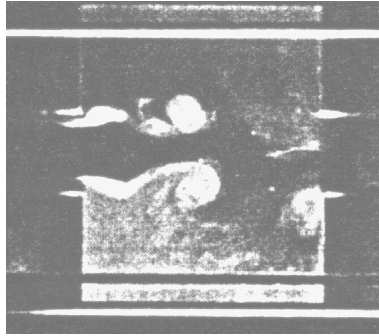


Figure 2.2.3. : Structures typiques lors du bouclage aéroacoustique.

Les modes acoustiques excités sont fonction de la longueur de la section d'essai (figure 2.2.4. et 2.2.5.). Par exemple l'accrochage ne se fait que sur le deuxième mode, avec des nombres de tourbillons décroissants avec l'augmentation du débit, pour $L=50$ cm (espacement des diaphragmes), tandis que pour une longueur de 93 cm il se fait sur les modes 1, 3 et 4.

Pour $L=93$ cm, en augmentant la vitesse, le premier mode (basse fréquence) est excité avec 2 puis 1 tourbillon visible (figure 2.2.5.), avant que le système ne passe de 3 à 1 tourbillon en alternant les 3^{ème} et 4^{ème} modes.

Chapitre 2.

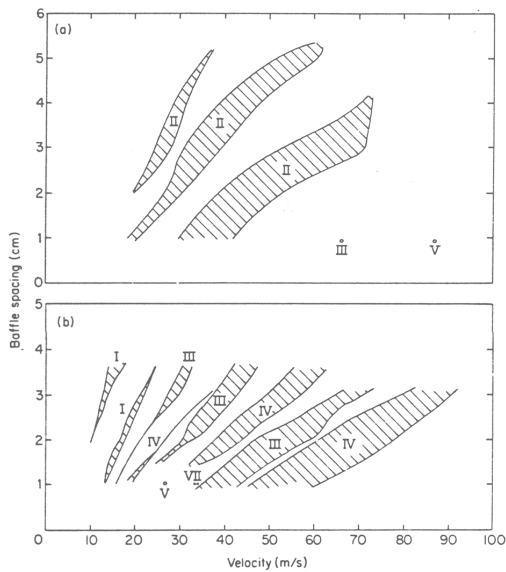


Figure 2.2.4. : Modes excités : a) L=50 cm, b) L=93 cm.

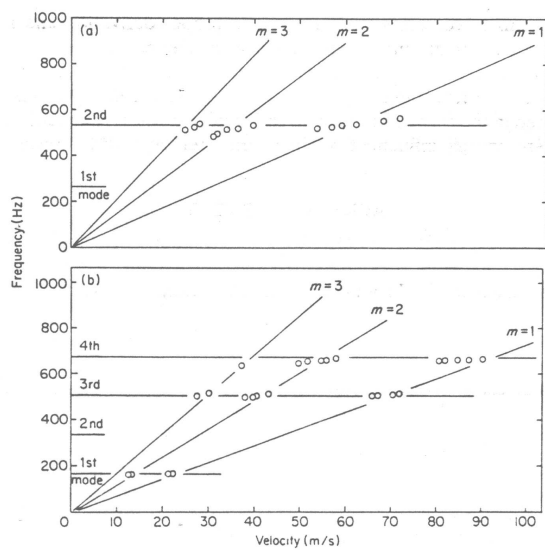


Figure 2.2.5. : Accrochage sur les modes propres : a) L=50 cm, b) L=93 cm.

2.2.3. Influence de la position absolue des obstacles.

Dunlap et Brown[24] ont effectué des essais avec un cylindre en acier d'allongement élevé, munis de deux diaphragmes.

Les modes acoustiques propres de la cavité (165, 308, 480 Hz) ont été excités en présentant une amplitude maximale pour un espacement des restricteurs de la moitié du diamètre interne. En particulier, les modes 1 et 3 ont été excités en plaçant la paire de diaphragmes à un nœud de pression (ventre de vitesse) tandis que le mode 2 a été excité pour une position de la paire à un ventre de pression (nœud de vitesse).

Ces tests montrent qu'il y a des positions absolues des diaphragmes vis à vis du champ acoustique qui sont favorables à l'amplification, en addition de la coïncidence des fréquences de détachement et de celles de la cavité. La théorie de Howe et de Powell est ainsi confirmée par ce type d'expérience.

2.2.4. Phénomène de "sauts" en fréquence.

Schachenmann et Rockwell[69] ont mis en évidence les variations de comportement d'un bouclage aéroacoustique par modification de longueur de la cavité où les oscillations auto-entretenues se produisent. Un caractère remarquable de sauts en fréquence vers le bas ou vers le haut a été relevé (figure 2.2.6. avec les modes propres mesurés en traits continus et les modes théoriques en trait intermittent).

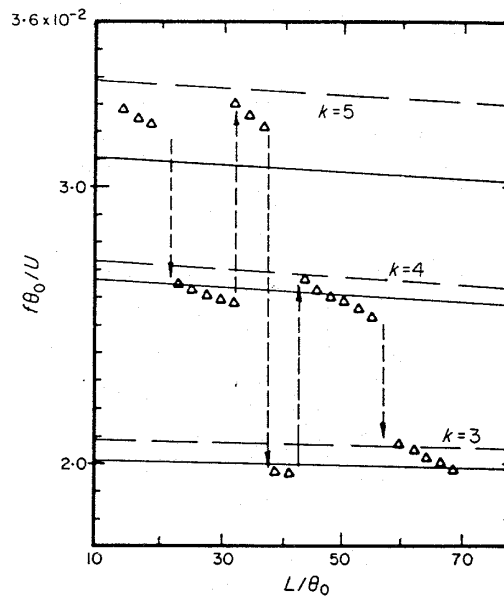


Figure 2.2.6. : Sauts en fréquence pour une vitesse constante et une longueur de cavité variable.

Huit stades d'oscillations ont été identifiés pour des nombres de Mach entre $3 \cdot 10^{-2}$ et $8 \cdot 10^{-2}$, avec de fortes oscillations auto-entretenues pour les modes 3 à 6.

2.2.5. Etats excités et naturels d'un détachement tourbillonnaire.

Welsh et Gibson[81] ont étudié le bouclage aéroacoustique créé par une plaque fine avec des bords d'attaque et de fuite carrés, rigidement montée près d'une entrée à faible turbulence d'une soufflerie. Leurs travaux, au sein du C.S.I.R.O.

ont été motivés par des sifflements de radiateurs pour automobiles dont l'origine s'est révélée ne pas être mécanique.

La "résonance naturelle" est définie comme étant la résonance acoustique générée quand la fréquence de détachement des tourbillons coïncide avec la fréquence du champ acoustique résonant. La fréquence de détachement tourbillonnaire associée est "l'état de propagation naturel" (figure 2.2.7.). On définit aussi la fréquence de détachement "normale" comme la fréquence de détachement qui existe en l'absence de champ sonore résonant.

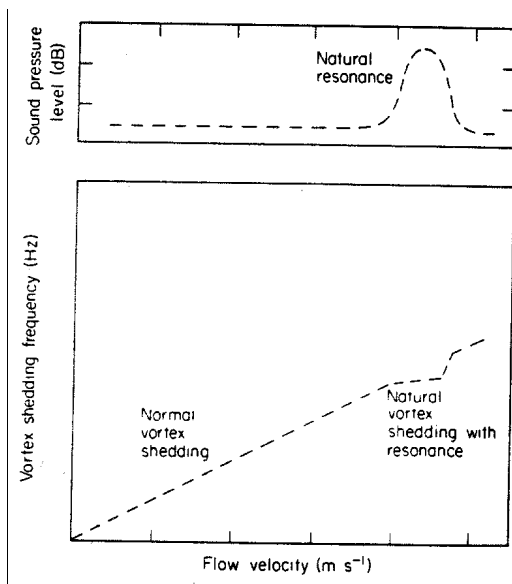


Figure 2.2.7. : Etats de détachements normal et naturel.

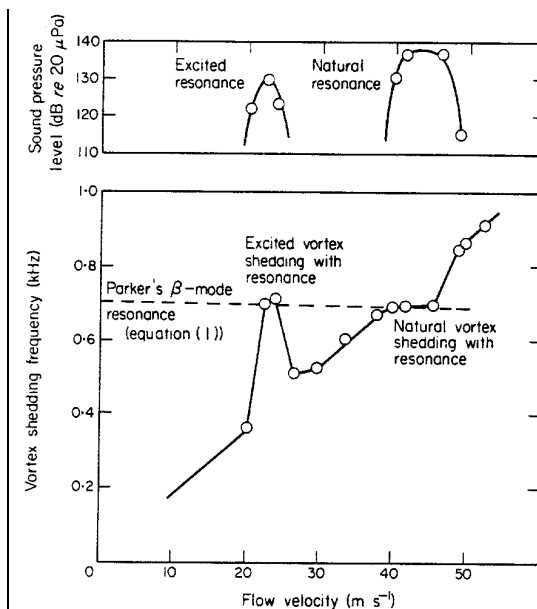


Figure 2.2.8. : Détachement en mode de résonances naturelle et excitée.

Dans le cas étudié par Welsh et Gibson, pour une plaque placée au centre du conduit, en dessous de 20 m/s (figure 2.2.8.) des tourbillons sont générés à des fréquences normalement attendues pour des plaques à bords carrés. A partir de 20 m/s la seconde harmonique de la fréquence de détachement des tourbillons approche le mode de résonance acoustique β de Parker. Une augmentation du niveau de pression sonore est associée à l'augmentation de la vitesse et la fréquence fondamentale de détachement des tourbillons saute de temps en temps

2.2. Approches expérimentales des bruits auto-entretenus.

sur un mode de résonance acoustique, c'est à dire que les tourbillons sont, de manière intermittente, générés au double du taux normal. La vitesse atteignant 22,6 m/s, la fréquence de détachement est augmentée de 73 %. Le niveau de pression sonore atteint 130 dB. Cet état de propagation de tourbillons est appelé le taux de propagation "excité" avec la résonance acoustique associée appelée la résonance "excitée" (figure 2.2.8). Au dessus de 24 m/s l'état de propagation retourne à un état normal. Quand la fréquence de résonance est approximativement égale à la fréquence du mode de résonance acoustique, à la vitesse de 40 m/s, un mode naturel de résonance intervient et la fréquence de détachement est bloquée sur la fréquence acoustique avant de revenir à l'état de détachement/propagation normal.

En fait, la relation linéaire entre fréquence de détachement et vitesse du fluide est représenté par une droite, sauf pour les vitesses de 20 à 24 m/s représentant l'état excité et de 40 à 45,6 m/s où intervient la résonance naturelle. Dans les deux cas, le niveau sonore atteint 130 à 140 dB (figure 2.2.8.).

Pour les modes simple où les vitesses acoustiques transversales sont constantes en amplitude et en phase le long du bord de fuite de la plaque, le détachement tourbillonnaire est effectivement bidimensionnel, avec une forte corrélation entre les mesures prises en différentes positions le long du bord de fuite. Pour les modes plus complexe, la vitesse acoustique varie sur le bord de fuite en amplitude et en phase, conduisant à un détachement tourbillonnaire variant le long du bord de fuite.

En application, il a été montré que cette excitation de détachement tourbillonnaire et les résonances associées peuvent être supprimées en donnant un angle d'incidence de la plaque par rapport à la direction de l'écoulement. Les résonances acoustiques sont alors toujours générées par le détachement "naturel" de tourbillons quand la plaque est en incidence avec le l'écoulement (Pour

Chapitre 2.

$M < 0,114$, 1° d'angle prévient le développement de l'état de détachement excité. Pour M jusqu'à $0,228$ $4,2^\circ$ d'incidence sont nécessaires et suffisants.).

2.2.6. Application aux moteurs à propulsion solide.

Vuillot[80] (O.N.E.R.A.⁴), a présenté récemment une étude basée sur les phénomènes de détachement tourbillonnaire dans les moteurs à propulsion solide. En effet, au cours des 20 dernières années, les bruits auto-entretenus ont été étudiés en tant que source d'énergie acoustique interne dans les propulseurs de fusées, plusieurs moteurs ayant des comportements oscillatoires bien qu'on les ait prédit stables par des méthodes conventionnelles de stabilité linéaire.

Un premier nombre de Strouhal basé sur la couche de cisaillement est impliqué. Le problème se complique en cavité par l'introduction d'un autre nombre de Strouhal : fl/u , l étant la distance entre le point d'émission tourbillonnaire et le point d'impact. Une relation de phase entre les vortex arrivant sur l'obstacle et le champ acoustique intervient alors. Il est possible de coupler les instabilités de la couche cisailée à la fréquence acoustique, avec une distance d'au moins un tourbillon entre les points de détachement et d'impact. Dans ces conditions, Le couplage peut s'effectuer par une variété de 'chemins' correspondants à différents nombres de tourbillons présents entre le point de détachement et le point d'impact.

Des comportements discontinus peuvent alors s'expliquer par des sauts d'un mode de fonctionnement à l'autre. Un moyen de prévenir les bruits auto-entretenus est de faire en sorte que la fréquence critique de la couche cisailée soit plus petite que la fréquence du 1^{er} mode acoustique de la cavité. Vuillot précise aussi que plusieurs nombres de Reynolds basés sur différentes longueurs caractéristiques correspondent à différents mécanismes physiques.

2.2. Approches expérimentales des bruits auto-entretenus.

Nous verrons plus loin (chapitre 6 : résultats expérimentaux) que nous sommes confrontés à la même difficulté liée à ce type de problème multi-échelles. Notre installation comporte en effet plusieurs nombres de Reynolds influents, basés sur le jet axisymétrique, les jets plans secondaires ajoutés, la cavité de confinement etc....

Dotson, Koshigo et Pace[23] ont étudié le cas plus particulier du détachement tourbillonnaire dans une fusée à propulsion solide sans inhibiteurs aux interfaces de segments. Ce moteur ne comporte pas d'inhibiteurs mais pourtant un cycle "feedback" se produit, des tourbillons créés entre les segments centre et arrière, agissant sur la buse de sortie du moteur. Lors de la combustion, les cavités entre segments deviennent plus larges et moins profondes (figure 2.2.9.) ce qui modifie les fréquences de détachement et provoque des paliers en fréquence des bruits auto-entretenus. On note ici encore que les oscillations sont de l'ordre de 0.25 % de la pression totale seulement, pour un bruit pouvant néanmoins conduire à des anomalies de fonctionnement du propulseur.

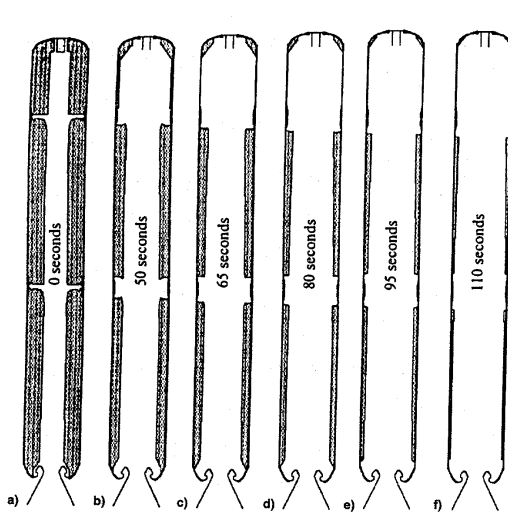


Figure 2.2.9. : Phases de combustion.

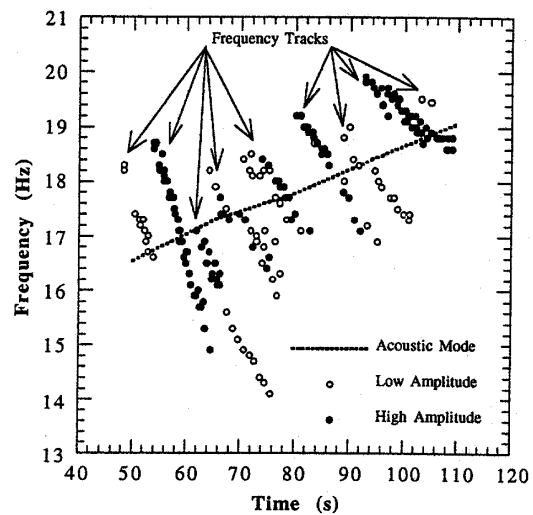


Figure 2.2.10. : Fréquences d'oscillation.

⁴ Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales.

Quatre tests de mise à feu ont permis d'obtenir 9 'familles' de fréquences (figure 2.2.10.). L'amplitude des oscillations de pression est plus grande pour les points où ces pistes recoupent le mode acoustique.

Dotson *et al.* ont pu déterminer la fréquence de détachement en fonction des paramètres de l'écoulement. Le "feedback" acoustique, nécessitant qu'il y ait la place pour un nombre entier de tourbillons entre le point de détachement et le point d'impact le nombre de tourbillons m (ou "stage number"), est tel que :

$$mT = \frac{L}{kU} + \frac{L}{(c-U)} + \Delta(t) \text{ d'où la formulation de la fréquence :}$$

$$f = \frac{U}{L} \left(\frac{m - \alpha}{\frac{M}{1-M} + \frac{1}{k}} \right)$$

M étant le nombre de Mach, k le rapport vitesse entre convection des tourbillons et vitesse du courant libre, T la période. $Sr = \frac{m - \alpha}{M + \frac{1}{k}}$ représente alors

est le nombre de Strouhal associé à la boucle auto-entretenu.

2.3. Contrôle actif des bruits auto-entretenus.

2.3.1. Principe et efficacité du contrôle actif.

Les perturbations acoustiques ont une influence importante sur les instabilités hydrodynamiques, particulièrement à l'établissement des instabilités quand les amplitudes des fluctuations de vitesse sont petites. Le contrôle actif a récemment été appliqué par Ffowcs Williams & Zhao[27] aux problèmes de détachement de tourbillons d'un cylindre à un nombre de Reynolds de 400. Dans cette étude, le

2.3. Contrôle actif des bruits auto-entretenus.

détachement tourbillonnaire a été contrôlé au moyen d'une boucle de rétro-action acoustique utilisant les signaux d'un anémomètre à fil chaud placé dans le sillage du cylindre pour produire des vitesses de perturbations contrôlées en amont du cylindre. Il en est ressorti qu'un signal même faible mais de phase correcte est capable de contrôler les importantes fluctuations d'une allée tourbillonnaire de Von-Karman.

Huang et Weaver[44] ont contrôlé de manière active les oscillations d'une couche cisailée en cavité. Les fluctuations de pression acoustique et de vitesse ont été mesurées avec un microphone et une sonde à fil chaud. Le contrôle a été obtenu en transférant ces signaux à un haut parleur à l'entrée du tube, via un changeur de phase et un amplificateur. Les instabilités de la couche de cisaillement ont pu être élevées à des niveaux de pression sonore plus grands que ceux intervenant naturellement à la résonance, ou diminuées par le contrôleur, selon le changement de phase donné au signal de rétroaction.

Les oscillations naturelles de la couche cisailée et le comportement de bouclage aéroacoustique ont été observés en détail avant que le contrôleur de rétro-action ne soit introduit, pour une vitesse moyenne comprise entre 0 et 30 m/s.

Le mode fondamental de résonance a été mesuré à 109 Hz. Sur la figure 2.3.1. les lignes solides (radiales vers 0) représentent les modes m de détachement (soit le nombre de tourbillons à travers la cavité), les lignes en pointillé (horizontales) représentent les modes acoustiques calculés N du conduit.

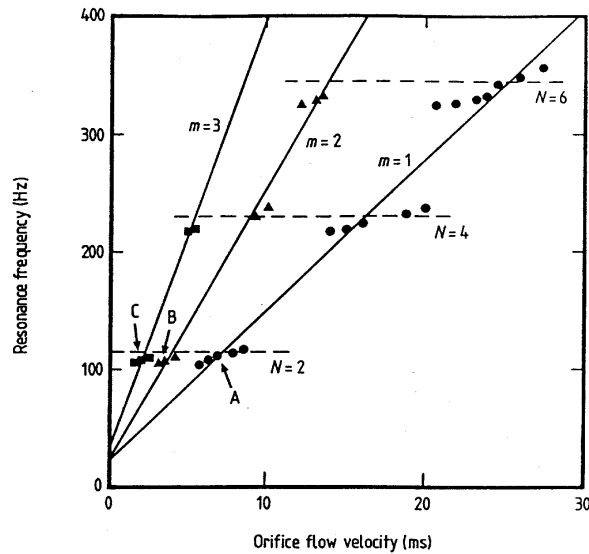


Figure 2.3.1. : Regroupements de points autour des modes N et nombre de tourbillons m.

On remarque tout d'abord que les fréquences de résonance relevées sont toujours proches des modes acoustiques réguliers du conduit, f_n ($f_n=(c/2 L_p)*N$ avec $N=2,4, \dots$, c est la célérité du son et L_p la longueur totale du tube). Le verrouillage de fréquences peut être observé sur ce tracé où la résonance apparaît sur une échelle de vitesses avec peu de variations en fréquences. Ce comportement de verrouillage est caractéristique de tels systèmes auto-entendus.

De plus, pour chaque mode acoustique du conduit, il y a d'autres intervalles de vitesse pour lesquels la résonance intervient, et entre ces intervalles, il y a soit aucune résonance soit un saut vers le haut ou vers le bas à un autre mode du conduit. Ces plages de "points de résonances" peuvent être classées en trois groupes "alignables" radialement. Les coefficients directeurs des trois lignes radiales sont $K= 0,95 \quad 1,77 \quad \text{et} \quad 2,78$. (relation approximative $K=m \quad K_0$ $m=1,2,3... \quad K_0$ constante égale à 0,95 ici).

Notons aussi que le niveau de pression sonore augmente avec les modes du conduit N, pour le même mode de détachement m. Pour $m=1$, les niveaux

mesurés sont de 105 et 115 dB respectivement pour les modes N=4 et 6 du conduit.

On retrouve également le fait que la résonance pour chaque mode du conduit commence avec un nombre donné de tourbillons à basse vitesse de l'écoulement et que, lorsque la vitesse augmente, la résonance dans ce mode est associée à un nombre décroissant de structures présente entre les diaphragèmes (figure 2.3.2.).

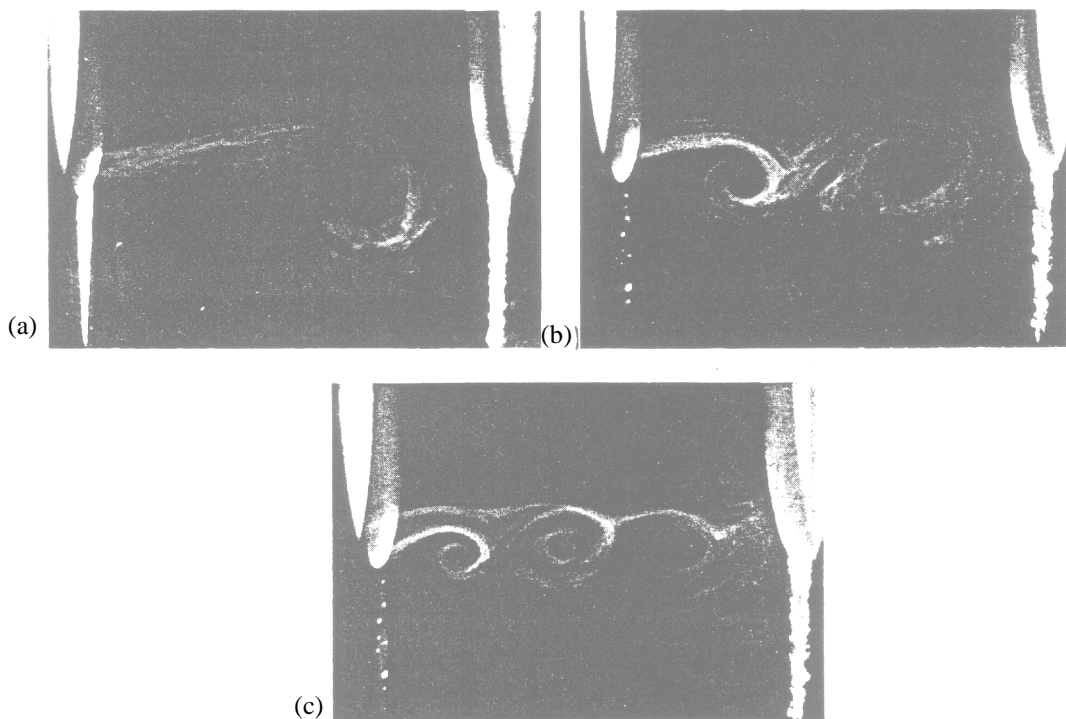


Figure 2.3.2. : Visualisation du nombre de tourbillons présents entre les diaphragmes (vitesse dans le conduit : (a) : 7 m/s ; (b) : 4 m/s ; (c) : 2 m/s.)

Le contrôle actif utilisé par Huang et Weaver se montre, selon la phase d'utilisation, soit réducteur ou excitateur de résonance. L'effet de suppression peut être observé sur une échelle d'angle de phase assez important, de l'ordre de 100° ou plus. Cependant, la suppression complète de résonance ne peut être réalisée que pour un intervalle relativement petit de l'ordre de 10° .

2.3.2. *Autres méthodes de contrôle actif.*

Gharib[31] a utilisé un élément chauffant pour induire une excitation externe des oscillations de la couche de séparation à travers une cavité axisymétrique. Lorsqu'il a expérimenté des problèmes de verrouillage de phase avec sa technique, il a pu réduire significativement les oscillations de la couche cisailée pour une courte période de temps.

Tao, Huang et Chan[76] ont réalisé une expérience avec un cylindre oscillant transversalement dans un canal hydraulique (introduction de perturbations d'auto-entretien). La suppression et l'excitation de l'auto-entretien a été faite à des nombres de Reynolds supérieurs de 25% au nombre de Reynolds naturel d'établissement pour le détachement tourbillonnaire. Le contrôle actif fait ici appel à une sonde à film chaud placée dans la couche cisailée du sillage dont le signal est amplifié, décalé, et fourni à un agitateur latéral lié au cylindre.

Le nombre critique de Reynolds est de 41 pour cette expérience, au dessus duquel le détachement naturel devient détectable par les sondes et visualisations.

Pour un Reynolds de 48.5 (+18% par rapport à l'établissement) un placement de la sonde contrôle à $x/D=15$ est efficace : le détachement tourbillonnaire est arrêté. Les pics fréquentiels naturels et leurs harmoniques sont supprimés par le contrôle. Si la phase du contrôleur est inversée, les pics et les harmoniques deviennent plus importants que dans le cas de détachement naturel.

Pour un Reynolds de 51 (+24%), la sonde étant placée à $x/D=5$, une troisième harmonique apparaît, surtout sous excitation. Le contrôle et l'excitation restent efficaces mais au-dessus de $Re=51$, la suppression devient irréalisable.

Des bords vibrants ou des capillaires de pression commandés ont aussi été utilisées pour la modification de détachement tourbillonnaire et seraient

2.3. Contrôle actif des bruits auto-entretenus.

applicables au contrôle actif de bruits auto-entretenus. Cependant les méthodes actives sont assez contraignantes et nécessitent une instrumentation complexe.

2.3.3. Incertitudes sur le mécanisme de contrôle ; limites.

Le mécanisme précis selon lequel la couche cisailée est stabilisée n'est pas connu. Un champ acoustique imposé peut agir directement au point de séparation de l'écoulement pour annuler l'effet de la rétro -action acoustique sur la couche cisailée. Alternativement, Welsh (1990) a suggéré qu'un champ imposé pouvait réduire la vitesse acoustique particulière aux alentours de la source acoustique (près de l'orifice aval). Cela tendrait à réduire l'énergie acoustique générée.

Malheureusement, les mécanismes de la source instable, du comportement acoustique naturel du conduit, et du contrôle actif de la rétro-action sont difficiles à séparer en pratique...

Il existe aussi un gain maximum pour le contrôle de la résonance au-delà duquel les performances du contrôleur se détériorent. En effet, le signal de rétro-action est la fréquence unique de résonance du fil chaud ou du microphone. Quand le gain augmente au point que la résonance soit complètement supprimée, le signal de rétro-action devient sensiblement plat. Enfin, la sortie du haut-parleur devrait avoir une échelle de fréquences, chacune nécessitant une phase de contrôle différente pour la suppression. Les systèmes courants, capables d'un seul déphasage deviennent alors instables.

2.3.4. Importance de la visualisation en contrôle actif.

Rappelons aussi une remarque importante de Roussopoulos (1993) qui mis en garde sur le fait que certaines "méthodes actives" ne font qu'empêcher la sonde

de détecter le détachement tourbillonnaire qui, lui, reste réel. Il nous met donc en garde contre les méthodes actives de "prévention de la détection" des structures...

2.4. Conclusion.

Si les configurations expérimentales produisant des bruits auto-entretenus sont nombreuses, il est apparu que le lieu de détachement des tourbillons et la source acoustique (dépendante de l'angle ε) doivent être assez éloignés pour permettre un auto-entretien sur de grandes plages de variation du débit (Stokes et Welsh[73 et 83]). Le rôle de la phase h est ainsi mis en évidence.

L'importance de la forme du bord de ré-attachement est aussi soulignée par Panaras. Dans notre méthode de réduction sonore expérimentale nous conserverons cependant le diaphragme aval inchangé, en considérant que la forme de l'orifice central des diaphragmes est fixée (contrainte d'application industrielle).

Il a aussi été montré que les matériaux constitutifs des obstacles ne sont pas des paramètres influents sur le phénomène d'auto-entretien des bruits.

L'accrochage sur des fréquences propres du bouclage aéroacoustique à été montré par Nomoto et Culick[61]. Les modes accrochés sont dépendant de la longueur de la section d'essai mais aussi de la position relative des diaphragmes dans cette section.

Les expériences de Shachenmann et Rockwell[69] indiquent que la variation de la distance entre les deux obstacles provoque des sauts en fréquence très comparables à ceux obtenus par variation du débit de l'installation. Cet aspect justifiera une investigation dans ce sens dans nos expériences.

Welsh et Gibson[81] ont aussi montré qu'un bouclage pouvait s'effectuer de manière « excitée » à partir d'une harmonique de la fréquence « normale » de détachement des tourbillons. Ce bouclage présente une intensité équivalente au bouclage « naturel ».

Enfin, plusieurs exemples nous ont montré la relative inefficacité et la complexité des méthodes actives de suppression des bruits auto-entretenus, motivant l'exploration d'autres voies de recherche.

Chapitre 3

MODELISATION NUMERIQUE DE LA DYNAMIQUE ET DE L'ACOUSTIQUE : ETAT DE L'ART.

Si les modèles numériques en turbulence existent depuis le début du siècle, c'est avec l'arrivée d'ordinateurs puissants que les modèles numériques ont pris toute leur importance. Nous présentons ici les différents types de modèles usuels en dynamique des fluides et certaines de leurs applications aux écoulements. Des modèles plus complexes sur l'aéroacoustique constitue la seconde partie du chapitre, où des modèles acoustiques sont associés à des modèles sur la dynamique du fluide.

3.1. Modélisation dynamique.

3.1.1. Modèles numériques courants.

Chabard et Viollet[10] (DER –EDF) ont exposé les différentes orientations des logiciels de maillage que pourront prendre les codes de calculs à venir. Selon eux, la stratégie peut prendre deux orientations : les maillages structurés (différences et volumes finis) et les méthodes d'éléments finis et maillages non structurés. La DER a développé deux codes structurés ESTET (3D) et ULYSSE (2D) et un code non structuré, N3S. Tous étant basés sur les équations de Navier-Stokes et un modèle k- ϵ , la seconde génération de codes (maillages non structurés et méthodes

Chapitre 3.

d'éléments finis) permettant toutefois d'appréhender des géométries plus complexes.

L'utilisation de ces codes par la DER est motivée par la validation sur des applications qui sortent de leur cadre traditionnel, en vue de mieux comprendre les phénomènes physiques, les calculs d'optimisation des dispositifs. Le défi à venir des codes de calcul de mécanique des fluides serait de pouvoir utiliser les codes de calcul dès les études de conception, ce qui justifie leur utilisation en recherche expérimentale appliquée.

Carpentier[9], de l'INRIA⁵, a publié un rapport de recherche sur la comparaison entre des schémas bidimensionnels (solveur "Roe") sur des maillages réguliers triangle ou quadrangle. Le problème physique motivant cette étude est le détachement tourbillonnaire dans un propulseur d'Ariane 5. Pour ces conditions physiques critiques on remarque une différence fondamentale entre les deux schémas : l'absence de tourbillons en schéma triangle et leur présence en schéma quadrangle.

Le schéma triangle induit dans certains cas (advection d'un mode de Fourier dont la normale est colinéaire aux hypoténuses des triangles) une forte dissipation et dispersion. La solution est alors de prendre un maillage en "drapeaux anglais" avec une découpe alternée des triangles de départ.

Le schéma triangulaire se montre dissipatif, essentiellement pour une perturbation faible en 'y' pour un déplacement suivant 'x' mais néanmoins très intéressant : maillage raffiné, adaptatif. Il sera donc utilisable sous certaines précautions d'emploi ou vérifications de résultats.

⁵ Institut national de recherche en informatique et en automatique.

3.1.2. Premiers modèles de turbulence.

Rosenhead[67] a été à l'origine, en 1931, de la discrétisation de la vorticité en s'intéressant à la formation de tourbillons sur une surface de discontinuité.

Helmholtz a remarqué en premier (1868) l'instabilité de ces "surfaces liquides" qui séparent des portions de fluide se déplaçant à des vitesses différentes. Kelvin (1871) a discuté des conditions d'instabilité d'une surface d'eau initialement plane. Puis Rayleigh (1879), reprenant la méthode de Kelvin, a étudié l'instabilité d'une surface de discontinuité.

Ces différentes études ont été conduites suivant le principe des petites oscillations, les équations du mouvement perturbé étant alors linéaires. Cependant, si le système est instable, l'hypothèse des petites oscillations n'est pas valable et les équations ne décrivent pas l'écoulement. Pour cette raison, les investigations de Rayleigh prouvent uniquement l'existence d'instabilité lors des premiers stades du mouvement.

Rosenhead a cherché à connaître la forme de la surface pour des déplacements et vitesses plus élevés. Il a utilisé pour cela une méthode numérique pas à pas en remplaçant la surface de discontinuité par des tourbillons élémentaires discrétisés.

Il est apparu que l'effet de l'instabilité sur une surface de forme sinusoidale est de produire des points de concentration de vorticité à intervalles égaux. La surface tend à s'enrouler autour de ces points avec une augmentation d'amplitude et de déplacement (figure 3.1.1.). La diffusion, quand à elle, a pour effet de retarder le processus d'enroulement.

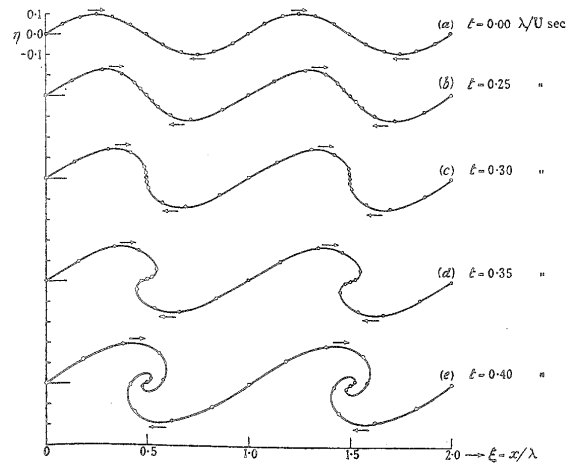


FIG. 4.

Figure 3.1.1. : Modélisation discrète d'une surface de discontinuité.

3.1.3. Méthodes discrètes.

Leonard[54] a proposé une revue des "méthodes de vorticité" en modélisation des écoulements de fluides. Une première, la "méthode des points tourbillonnaires" se réfère aux premières simulations de Rosenhead (couche tourbillonnaire bidimensionnelle : suivi du mouvement d'un système de points tourbillonnaires). Ainsi la vorticité originellement répartie le long d'une ligne est simulée par un nombre fini de points de vorticité. Plus récemment, de nombreux investigateurs ont utilisé des tourbillons avec des cœurs finis, ou "gouttes tourbillonnaires", en introduisant une distribution de vorticité dans chacun des tourbillons, rendant la distribution de vorticité plus réaliste (schéma de principe en figure 3.1.2.).

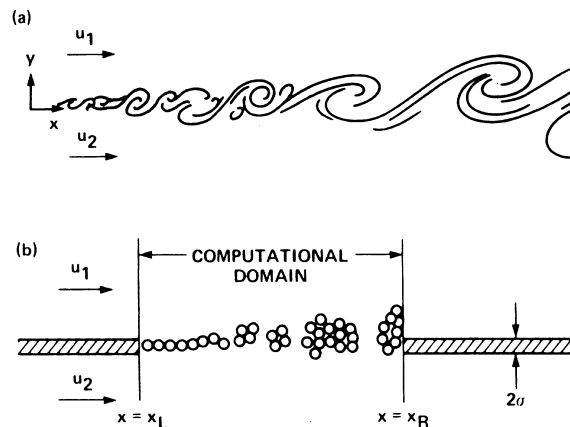


Figure 3.1.2. : Schéma d'une couche de mélange 2D et de sa modélisation par points tourbillonnaires.

La méthode discrète introduite satisfait bien les équations du mouvement en évitant les erreurs d'intégration en temps mais par contre apporte une imprécision spatiale en ne prenant pas en compte la déformation de l'élément fluide transportant la vorticité. La conditions d'adhérence à la paroi est recrée par la création de tourbillons sur la surface, qui, si les mécanismes de la couche limite sont bien simulés, se détacheront automatiquement au vrai point de séparation.

Les méthodes "en cellule" améliorent les méthodes par points tourbillonnaires, en combinant un nombre d'éléments d'une région donnée en un pseudo-élément. Dans la méthode des "nuages en cellule" de Christiansen[14] toute vorticité comprise dans la cellule considérée appartient au point associé central de la cellule et contribue à la vorticité des points de la grille (coins de la cellule). Un exemple de résultat est présenté en figure 3.1.3. où le processus de fusion entre deux tourbillons dépend de leur distance initiale (grille 64×64 avec environ 3000 tourbillons). Des exemples fondamentaux d'instabilités ont aussi été représentés :  tablissement de l'instabilité Kelvin-Helmholtz, allées de Von-Karman (figure 3.1.4.).

Baker[2] a appliqué la méthode "nuages en cellule"   l'enroulement d'une couche cisailée. Des perturbations de petite échelle, apportées artificiellement

par le maillage, résultent en de petites structures qui évoluent ensuite progressivement en de grandes structures. Ces grandes structures sont peu sensibles aux détails des perturbations initiales artificielles. Cette méthode est en accord avec les méthodes de points tourbillonnaires mais avec une perte de détails sur la nature de l'enroulement tourbillonnaire (figure 3.1.5.).

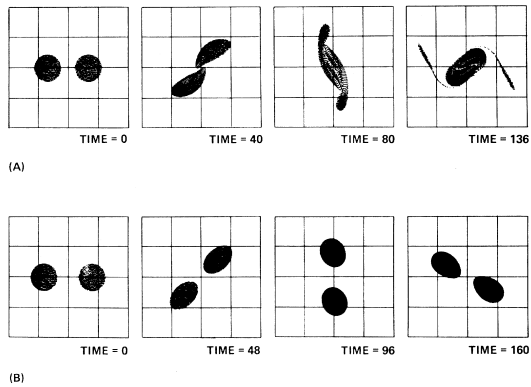


Figure 3.1.3. : Influence de la distance initiale lors de la fusion.

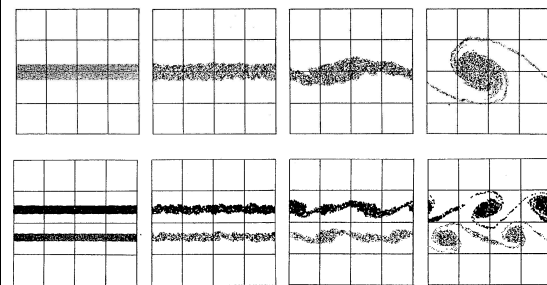


Figure 3.1.4. : Formation d'une allée de Von-Karman et d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz.

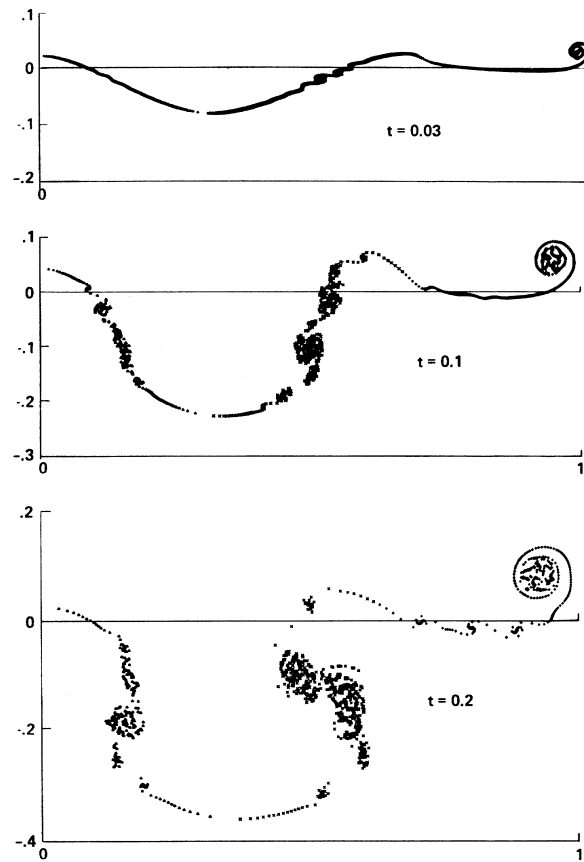


Figure 3.1.5. : Enroulement d'une couche cisailée par la méthode "nuages en cellule".

Chorin et Bernard[12] se sont penchés sur un problème de validité des "points tourbillonnaires". En effet, la méthode de Rosenhead a été contestée par Moore[59] qui a montré que cette méthode pouvait produire des erreurs d'amplitude arbitrairement grande. Cependant, si le champ de vitesse des points de vorticité est homog n s  et rendu borné, c'est à dire si le caractère ponctuel des points de vorticité n'est pas trop pris en compte, le modèle redevient stable et conforme à l'expérimental.

De telles homog n sations interviennent dans tous les modèles validés et, en fait, Chorin et Bernard en ont déduit que les anciens résultats de Rosenhead, Westwater et autres étaient meilleurs que les nouveaux de Moore parce que la précision limitée des calculs sans ordinateurs avait un effet homog n sant.

Chapitre 3.

3.1.4. Modèle des "tourbillons aléatoires".

Les objectifs des codes de calculs sont de prédire les statistiques turbulentes, mais aussi de décrire les structures rotationnelles, des échelles énergétiques aux échelles dissipatives.

Une grande famille de codes est représentée par les équations de Navier-Stokes moyennées dans le temps, les quantités turbulentes étant corrélées aux grandeurs moyennes, ou évaluées à l'aide de relations complémentaires de transport (modèles de fermeture). Cependant, le travail sur des quantités moyennées diminue l'information disponible sur le champ et de plus le modèle de fermeture doit être postulé et ses constantes ajustées par rapport à des expériences de base.

Une autre famille de modèles est constituée par les modèles de simulation directe de la turbulence dont les équations ne sont pas moyennées dans le temps (les statistiques turbulentes sont calculées *a posteriori*). En simulation directe on est limité à des géométries simples et à un nombre fini d'échelles (nombres de Reynolds de quelques centaines) par la capacité de calcul des ordinateurs. On se contente donc souvent de la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation). C'est ainsi que la méthode des tourbillons aléatoires de Chorin[13] est rattachée à ces méthodes L.E.S.. Giovannini et Oppenheim[32] ont analysé différents types d'écoulements internes par cette méthode des tourbillons aléatoires.

Ces écoulements internes de type académique concernaient les problèmes de parois parallèles, de divergence brusque, d'obstacle perpendiculaire à l'écoulement.

Le mécanisme de la turbulence est décrit par le mouvement des éléments tourbillonnaires. Ceux-ci sont créés à la paroi sous forme de segments (condition d'adhérence) et déplacés par convection et par diffusion suivant la normale à la

paroi. Les segments quittant la proximité de la paroi sont transformés en tourbillons (la transformation réciproque a aussi lieu) qui sont déplacés par convection et diffusent alors suivant les deux directions du plan. Le calcul est poursuivi jusqu'à ce que le nombre de tourbillons présents dans le domaine de calcul se stabilise, puis les statistiques turbulentes sont calculées.

Pour le cas de divergence brusque symétrique par exemple (figure 3.1.6.), la dissymétrie initiale est amplifiée au point de décollement. A la fin du temps d'établissement, on note une alternance avec battement des points de recollement et parallèlement une cassure du tourbillon principal de recirculation en deux parties avec évacuation alternée de la partie aval. Des valeurs telles que la distance moyenne de recollement, la vitesse maximale de retour, l'amplitude de fluctuation de vitesse dans la couche cisailée ($u'/U_0 = 20\%$) sont en accord avec les résultats expérimentaux de Smyth[71].

Giovannini et Oppenheim montrent donc que la méthode des vortex aléatoires, limitée aux grandes échelles et aux géométries simples, minimise les problèmes de diffusion numérique par son caractère Lagrangien.

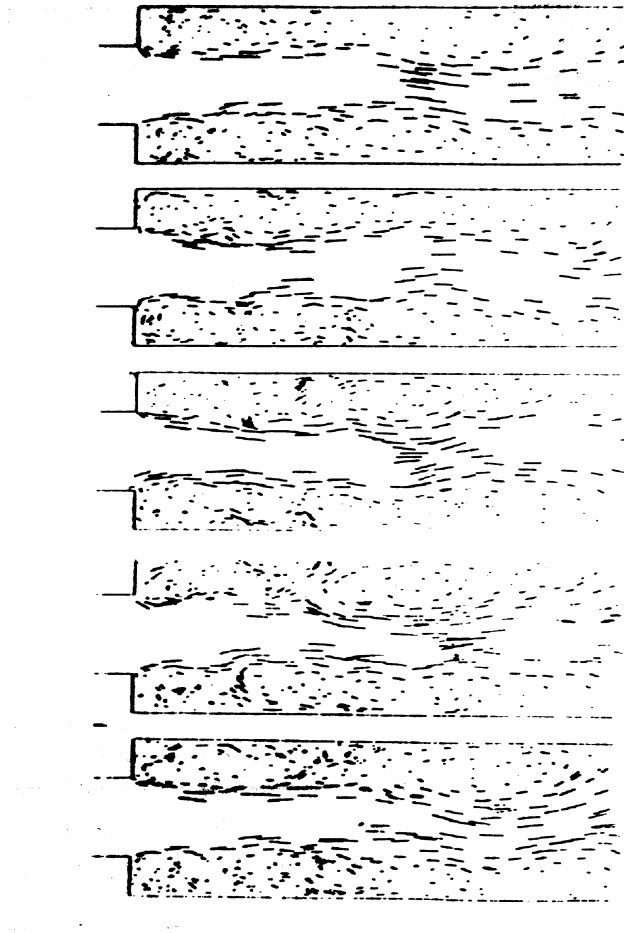


Figure 3.1.6. : Expansion symétrique : champs de vorticité (intervalles de 0,5 s).

3.1.5. Applications de méthodes discrètes aux écoulements.

Smith et Stansby[70] ont appliqué la méthode des points tourbillonnaires pour un écoulement autour d'un cylindre. Des résultats probants ont été recueillis pour des nombres de Reynolds pas trop élevés (figure 3.1.7.) mais le modèle a montré des limites pour des nombres de Reynolds plus élevés de l'ordre de 10^4 , 10^5 probablement à cause de la formation de structures de petite échelle en aval du point de séparation.

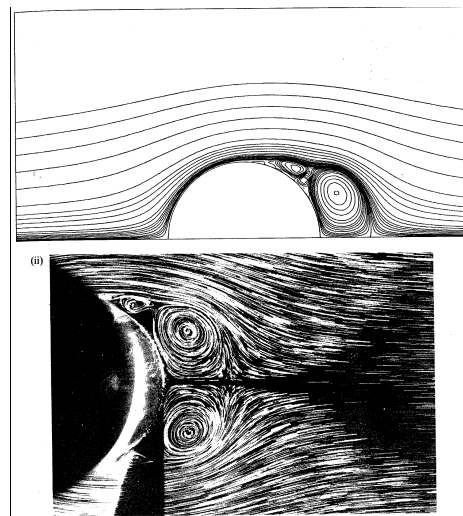


Figure 3.1.7. : Comparaison de visualisation et de la méthode "vortex".

Lewis[55] a présenté une méthode pour le calcul de couches de cisailment autour de corps bidimensionnels de forme arbitraire. Cette méthode discrétisée de "points de vorticité" fait appel à la génération de vorticité sur les surfaces, à sa convection, sa diffusion. En particulier on remarquera que l'adaptation à des géométries variées a permis une étude appliquée : le dimensionnement aérodynamique d'un déflecteur de camion (figure 3.1.8.).

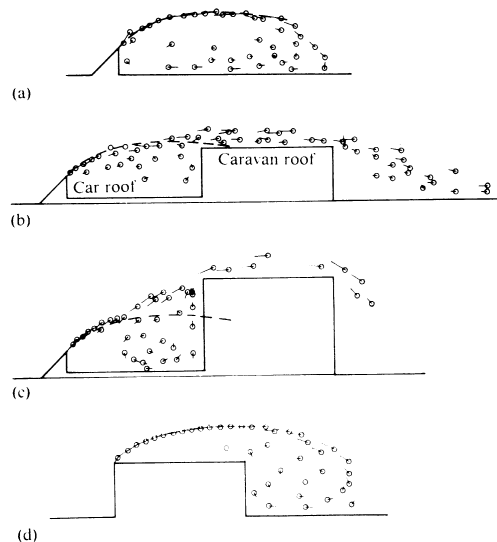


Figure 3.1.8. : Evaluation de l'effet d'un déflecteur.

3.1.6. Critère d'identification de structures.

Herbert, Larcheveque et Staquet[40] ont établi un nouveau critère d'identification des structures organisées en écoulement bidimensionnel incompressible, mettant en jeu le champ de vorticité.

Si $f(x,y)$ est une fonction de courant, la positivité du Hessien $H(f(x,y))$ représente le critère de Weiss, utilisé pour l'identification des structures cohérentes. Cependant, ce critère est basé sur des arguments dynamiques, impliquant des conditions de validité assez restrictives (Basdevant et Philipovitch[3]). Les structures organisées sont représentées par des lignes de courant convexes fermées.

Maintenant, si $f(x,y)$ est $\omega(x,y)$, la vorticité, la positivité du Hessien $H(\omega)$ représente le nouveau critère proposé par Larchevêque. Au sein des structures, les lignes d'isovorticité sont des courbes convexes fermées.

Ce nouveau critère est invariant par transformation galiléenne mais aussi par toute transformation de gradient de vorticité constant (rotation solide) contrairement au critère de Weiss. De plus, Il reflète les caractéristiques d'échelles de l'écoulement plus fines. $H(\omega) > 0$ localise plus finement le cœur des structures car la frontière est caractérisée par des pics du gradient de vorticité et non par des pics d'énergie cinétique.

En application pratique, $H(\omega)$ élimine la couronne énergétique entourant les tourbillons. L'appariement est ainsi mieux décelé et l'on peut suivre leur enroulement mutuel (figure 3.1.9. : couche de mélange 2D sur 512*513 cellules, nombre de Reynolds : 200).

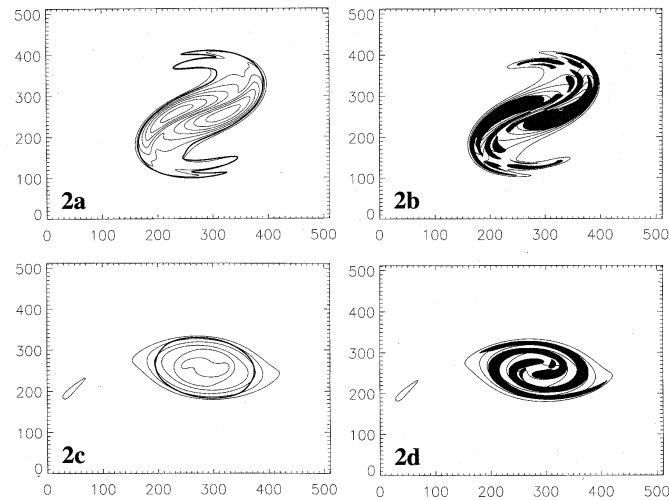


Figure 3.1.9. : Fusion : phase intermédiaire et finale.; lignes épaisses (2a et 2c) : $H(f(x,y))=0$; zones noires (2b et 2d) : $H(\omega)>0$. (lignes fines : isovorticité)

3.2. Modélisations aéroacoustiques.

3.2.1. Méthodes discrètes et auto-entretien de bruits.

Dès 1973, Flandro et Jacobs[28] ont élaboré un modèle représentant le mécanisme d'auto-entretien entre le détachement tourbillonnaire et les ondes acoustiques (quantité d'énergie acoustique en fonction de la taille de la cavité ...).

Hourigan, Welsh, Thompson et Stokes[42] ont appliqué les modèles discrets à tourbillon unique et à nuage de tourbillons sur un problème de bruit auto-entretenu.

Le modèle de tourbillon unique permet de modéliser la puissance acoustique P , pour différentes phases h , autour du diaphragme. Il indique une valeur maximale de l'angle ε (voir § 2.1.3.) lorsqu'un tourbillon est près du diaphragme (et non pas juste en face), pour laquelle la génération de bruit aérodynamique est maximale (figure 3.2.1.).

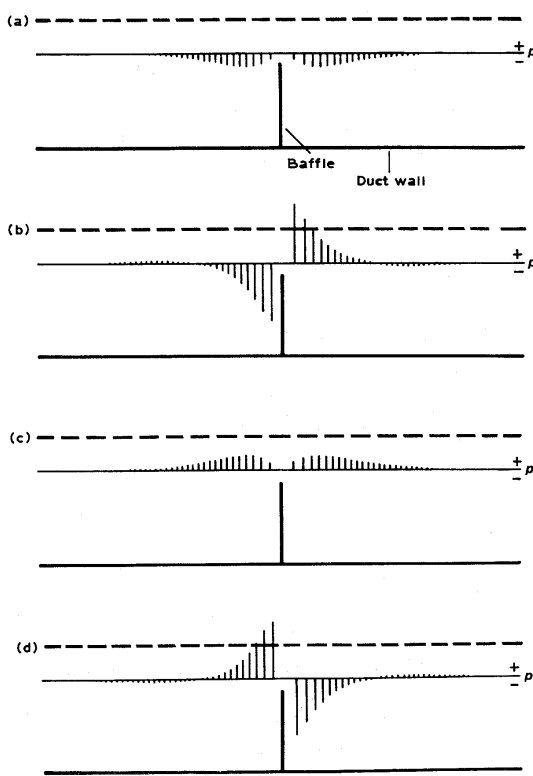


Figure 3.2.1. : Puissance acoustique instantanée prédite pour le passage d'un tourbillon lors de 4 phases acoustiques : $h=0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$.

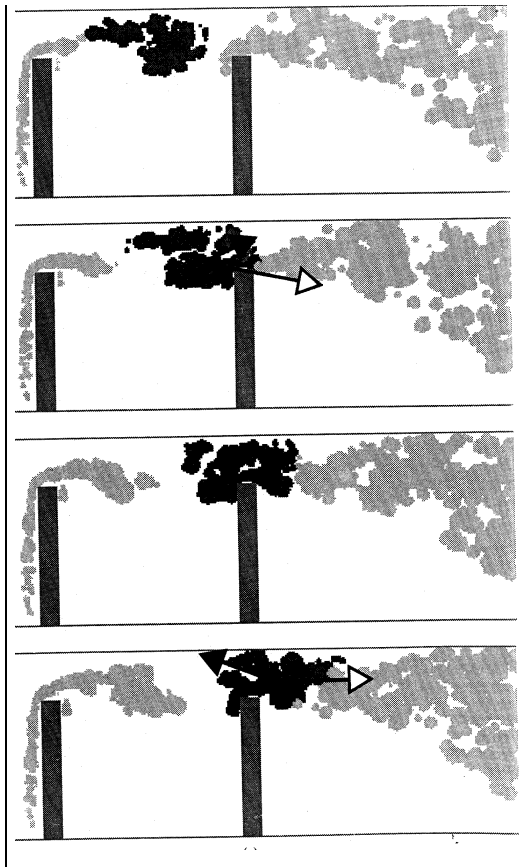


Figure 3.2.2. : Prédiction de l'efficacité du transfert énergétique pour les quatre phases acoustiques.

Le modèle "nuage de tourbillons" met en jeu le détachement de tourbillons élémentaires des surfaces des diaphragmes et leur déplacement lorsqu'ils évoluent en nuages. Il permet de comparer l'orientation des vitesses particulières et acoustiques afin d'estimer l'efficacité du transfert énergétique pour un nombre de Strouhal donné (figure 3.2.2. : flèches blanches : vitesse particulière ; flèches noires : vitesse acoustique).

Avec le modèle "tourbillon unique", l'angle ϵ significatif dans la région du diaphragme. Le tourbillon qui suit un chemin horizontal coupe les 'lignes de courant acoustiques' près du diaphragme pour produire de l'énergie acoustique. Celle-ci peut donc être évaluée, à partir d'une configuration de phase h donnée.

Les résultats confirment le concept d'une source acoustique dépendante de la phase. La phase du cycle acoustique à laquelle un nuage arrive au diaphragme aval (modèle nuage de tourbillons) dépend quant à elle fortement du nombre de Strouhal, et donc simplement de la vitesse du fluide.

3.2.2. Différenciation des parties acoustique et turbulentes.

L'aéroacoustique présente un double aspect au niveau de la modélisation, les fluctuations de pressions associées aux phénomènes turbulents et acoustiques n'étant pas du même ordre de grandeur.

Hardin et Pope[36] ont présenté une étude numérique aéroacoustique du son généré par un écoulement à faible nombre de Mach passant une sténose dans un conduit circulaire. L'écoulement incompressible et stationnaire dans le tube est d'abord calculé puis le champ de vitesse connu est alors utilisé pour déterminer les fluctuations incompressibles de pression dans le tube.

Hardin et Pope ont ensuite déterminé le champ sonore, en ne prenant en compte que les sources sonores en aval du rétrécissement. De plus, toute réflexion d'un bruit aval sur le sténosis fut ignorée. La justification de ces restrictions tient dans le fait que dans le tube il ne se propage que des ondes planes.

Le modèle a été comparé à des données expérimentales. Il est apparu que la technique tripartite est valide (aux bas nombres de Reynolds) et que le spectre acoustique correspond raisonnablement en amplitude et en fréquence.

3.2.3. Modèle numérique simulant un contrôle actif.

Cortelezzi[18] a utilisé un modèle à "points de vorticité" pour simuler le contrôle actif de bouclage auto-entretenu. Son modèle a été utilisé pour simuler la

Chapitre 3.

couche cisailée instable passant une plaque avec un point de suction en aval, jouant le rôle de contrôleur mécanique actif. Le sillage de son modèle a été simplifié en étant confiné à une seule paire de tourbillons de circulation constante.

L'intérêt de tester un contrôleur de bouclage auto-entretenu dans un cadre numérique plutôt qu'expérimental est triple. En premier, toutes les données de l'écoulement requises par le contrôleur sont facilement mesurables. L'action du contrôleur est aussi automatiquement synchronisée avec l'évolution de l'écoulement. Et enfin, le contrôle peut être testé sur des écoulements graduellement plus complexes permettant de le rendre progressivement plus robuste face à différents types de perturbations (viscosité, tridimensionnalité ...).

Chapitre 4

DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

4.1. Besoins expérimentaux.

Le but de l'expérience est dans un premier temps de déterminer les conditions d'existence du phénomène d'auto-entretien de bruits, puis dans un deuxième temps, d'apporter des modifications mineures au système afin de réduire ou d'annuler l'auto-entretien de ces bruits.

Les analyses liées à ces deux types d'expériences auront pour but de contribuer à la compréhension du phénomène physique responsable des nuisances sonores liées à l'auto-entretien.

Un dispositif expérimental simple a été choisi pour l'étude et la réduction des bouclages aéroacoustiques. Ce dispositif, très proche de celui utilisé par C.Favé[26] consiste en un écoulement d'air dans un conduit comportant des obstacles (figures 4.1.1. et 4.1.2.).

L'écoulement a lieu à travers deux diaphragmes qui sont placés l'un après l'autre dans un espace confiné (tube). Le dispositif expérimental comporte plusieurs degrés de liberté : il est possible de modifier la distance entre les deux diaphragmes, de faire varier la vitesse de l'air injecté dans le tube, de changer l'ouverture des diaphragmes, de modifier légèrement leur géométrie.

Chapitre 4.

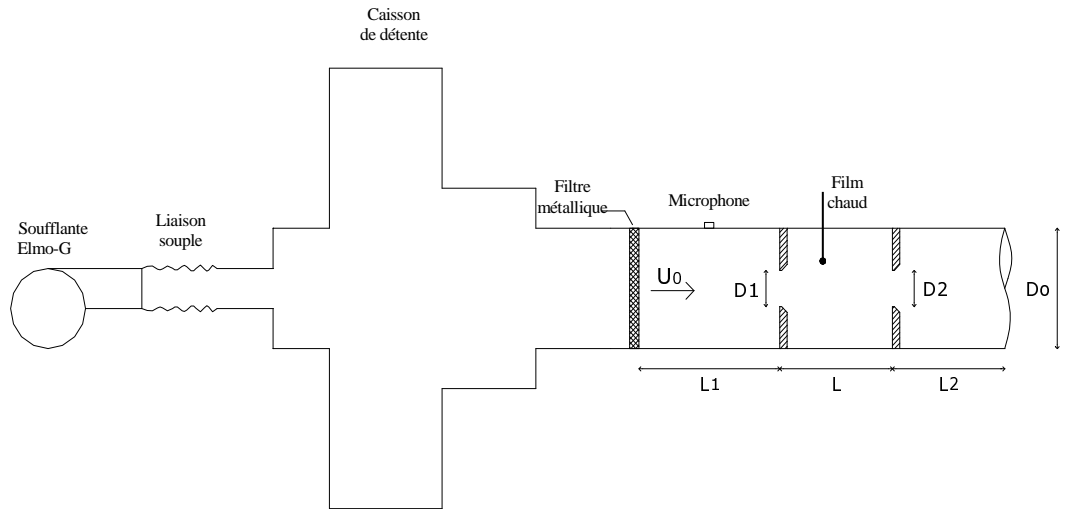


Figure 4.1.1. : Dispositif expérimental.

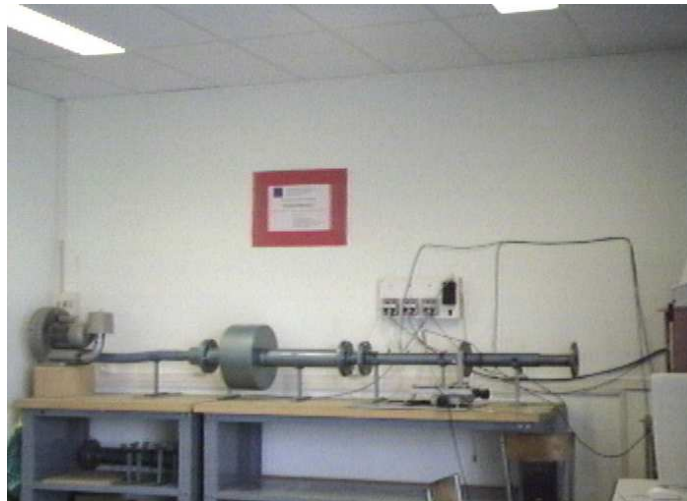


Figure 4.1.2. : Section d'essai raccordée à la soufflante.

4.2. Choix du matériel de fonctionnement de l'expérience.

4.2.1. Système d'alimentation en air.

Une alimentation en air propre, réglable et régulière est nécessaire avec un débit allant jusqu'à environ $300 \text{ m}^3/\text{h}$. Une première possibilité pour réaliser cette alimentation est d'utiliser une réserve sous pression et un détendeur. Cependant pour un débit assez important, la taille imposante de cette réserve garantissant une bonne régularité nous a amené à rechercher une autre solution.

Nous avons donc choisi d'utiliser un ventilateur à vitesse variable. Ce choix a été conforté par un coût nettement plus faible et une souplesse d'emploi plus élevée. Notre choix s'est porté sur la famille de soufflantes *Siemens ELMO-G*, plus précisément sur la soufflante annulaire à double canal latéral *Elmo 2BH1600* (figure 4.2.1.). Cette unité de 2,2 kW est la plus adaptée à nos besoins par son rapport débit d'air/pression différentielle (courbe 30H, figure 4.2.2.) pour parcourir toute la gamme de vitesses pour laquelle le phénomène d'auto-entretien des bruits est susceptible d'exister, en tenant compte des pertes de charges occasionnées par les filtres et les diaphragmes.

Ce compresseur est contrôlé par un convertisseur de fréquence *Siemens Micromaster* permettant de réguler la vitesse de rotation avec une précision de $1/500^{\text{ème}}$.

Un soin tout particulier a été apporté à son câblage pour éviter le parasitage des instruments environnants. Nous avons en effet remarqué initialement des perturbations apportés sur le réseau électrique par le convertisseur de fréquences.

Chapitre 4.

Il a donc été nécessaire d'intercaler des filtres passifs⁶ sur les câbles d'alimentations et d'utiliser des conducteurs à blindage global. Le blindage, raccordé au "hacheur" fréquentiel, a évité le déficit lié aux pertes rayonnées qui était auparavant imposé au réseau électrique.

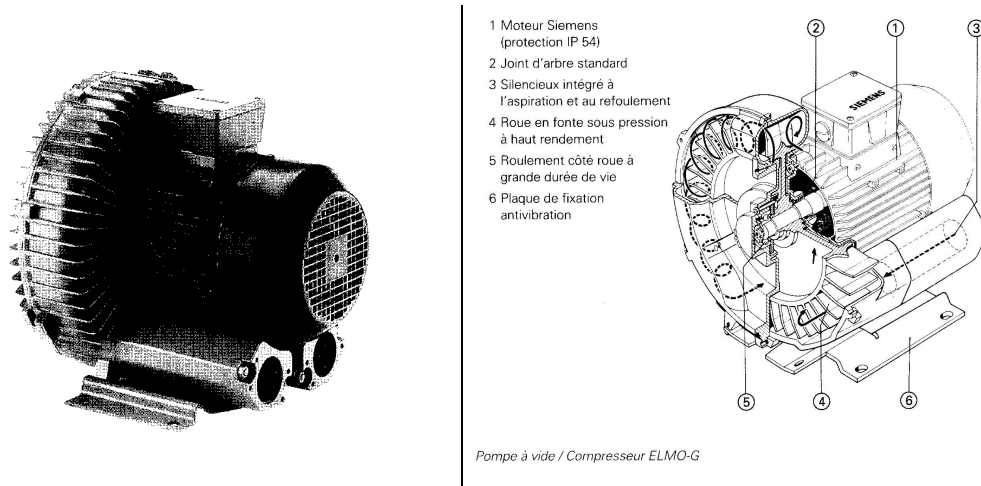
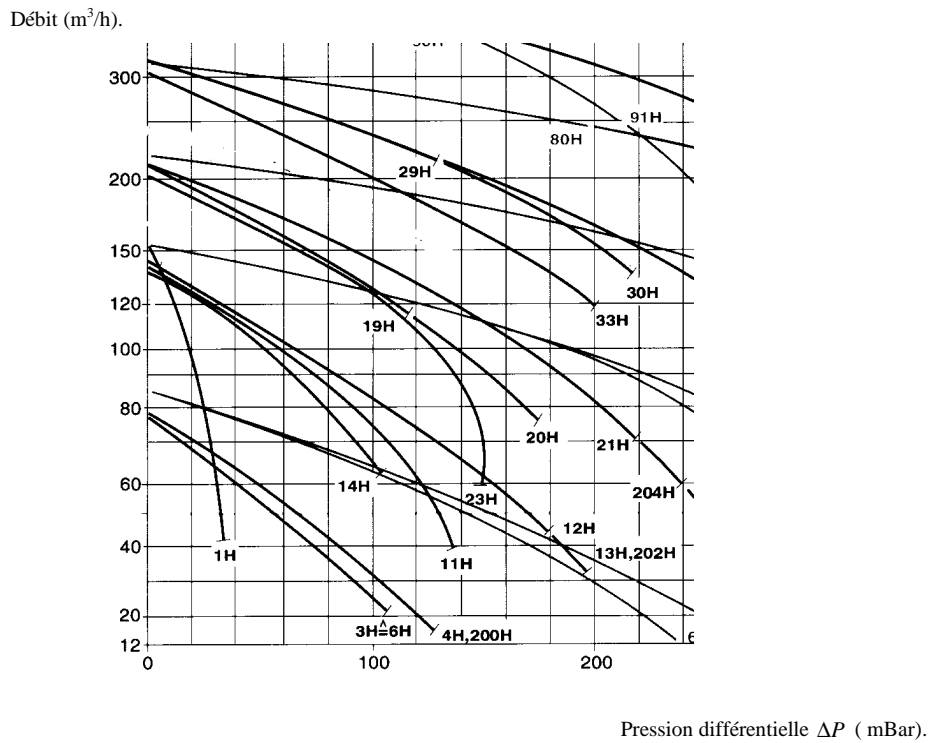


Figure 4.2.1. : Soufflante à double canal : vue et coupe.



⁶ Modèle recommandé par Siemens pour le micromaster et filtres Shafner pour les instruments de mesure.

4.2. Choix du matériel de fonctionnement de l'expérience.

Figure 4.2.2. : Table de sélection des soufflantes Elmo-G.

La partie génération de débit proprement dite est isolée de la section d'étude par un caisson de détente. Le caisson de détente offre une fonction d'inertie gommant les éventuelles fluctuations de débit ainsi qu'une condition de nœud de pression en amont de la section d'essai délimitant le domaine de résonance de celle-ci. Les éventuelles vibrations mécaniques sont évitées par l'emploi d'une gaine souple renforcée entre la soufflante et le caisson de détente. La partie génération d'air et la partie étude sont fixées sur deux établis lourds indépendants.

Un filtre efficace doit être placé entre la partie alimentation et la section d'essai afin d'homogénéiser l'écoulement d'air en entrée (affranchissement en sensibilité aux conditions limites). Nous avons donc choisi une gamme de filtres par tissus métalliques *GANTOIS* (maillages en inox d'ouvertures 160, 40 et 20 microns) et des plaques poreuses en bronze fritté *SINTERTECH* (80 et 40 microns).

La courbe caractéristique de la soufflante (figure 4.2.2.) amène une dernière remarque, en anticipant sur les résultats du chapitre 6. Nous verrons en effet que la bifurcation réductrice de bruit auto-entretenu que nous présentons est accompagnée d'une augmentation de la perte de charge autour des diaphragmes. Ceci modifie le point de fonctionnement de la soufflante en diminuant le débit d'air fourni. La diminution du nombre de Reynolds mesuré, lors de la bifurcation, est alors dû à cette diminution de débit de la soufflante face à une perte de charge plus forte.

4.2.2. Section d'essais.

La section d'essai (Figure 4.2.3. et 4.2.4.) est constituée d'un tube en acier de diamètre intérieur $D_0=60\text{mm}$, où sont insérés deux diaphragmes rigides en

Chapitre 4.

aluminium de 4mm d'épaisseur. On distingue ainsi trois tronçons de longueurs L_1 , L et L_2 , délimités par les diaphragmes. L_1 et L_2 sont fixées à $10.D_0$ tandis que L peut varier de 0 à 10 fois D_0 . Les tronçons sont réalisés à partir de tube en acier épais (5mm) et assemblés à l'aide de brides boulonnées.

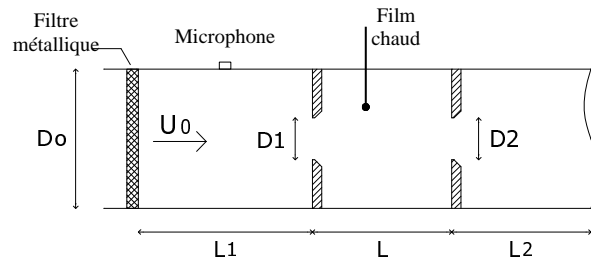


Figure 4.2.3. : Section d'essai.

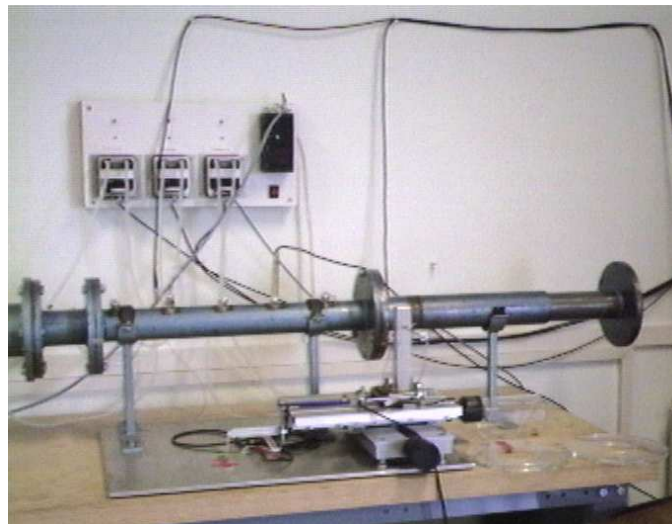


Figure 4.2.4. : Section d'essai variable "par trombone" avec microphone, support film chaud, capteurs différentiels de pression.

Les diaphragmes, d'une épaisseur h de 4mm, ont un orifice biseauté à 45° . Différentes ouvertures notées D_1 ou D_2 , variant de $0,3.D_0$ à $0,6.D_0$ ont été testées. Nous ne retiendrons cependant que l'une d'entre elles ($0,3.D_0$) pour les deux diaphragmes dans cette thèse.

4.2. Choix du matériel de fonctionnement de l'expérience.

La forme géométrique de l'orifice des diaphragmes a été choisie comme étant celle qui figure dans les normes, lorsqu'un diaphragme est utilisé comme dispositif de mesure de débit.

Des diaphragmes munis d'un orifice central constituent l'expérience de base mettant en évidence les bruits auto-entretenus tandis que des formes plus complexes (figure 4.2.5.) pour le diaphragme amont serviront à l'étude de la réduction des bruits auto-entretenus.

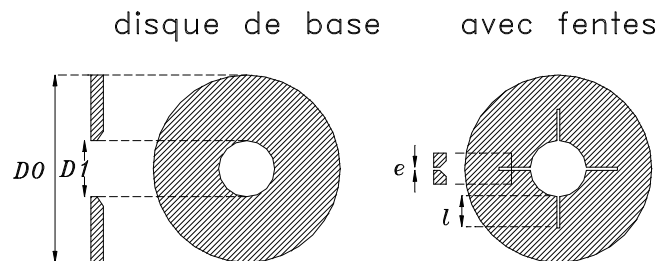


Figure 4.2.5. : Diaphragmes.

4.2.3. Section inter-diaphragme de longueur variable.

La section d'essai utilisée pour la variation de la longueur L est constituée du tronçon L_1 amont non modifié, du diaphragme amont qui lui est fixé, d'une section en plexiglass épais de 130 mm de longueur, à l'intérieur de laquelle un piston peut coulisser. Cette partie de remplacement en plexiglass comporte une rainure étanche autorisant le positionnement d'un fil chaud dans la section variable. Un diaphragme standard (d'ouverture 18 mm) est fixé à l'extrémité du piston, ce qui permet de faire varier la distance inter-diaphragme L de 0 à 130 mm (soit $0 < L/D_0 < 2$, couvrant la gamme où les bruits auto-entretenus sont importants). Des joints toriques assurent l'étanchéité tandis que des vis micrométriques permettent un déplacement précis du piston relativement au tronçon L_1 .

Un système de mesure du déplacement du piston a été constitué, à partir d'une alimentation stabilisée dont la tension est mesurée aux bornes d'une résistance linéaire de 100 mm de course. Le déplacement du curseur de la résistance est dépendant du déplacement du piston, par le biais d'une transmission rigide. Un étalonnage du système a montré une précision de mesure de 0,5% de la pleine échelle. Ce signal est acquis en simultanéité avec les autres signaux de vitesse moyenne, de pression acoustique, de vitesse locale etc...

4.3. Exploitation : instruments de mesures.

Les grandeurs mesurées sont les fluctuations de pression acoustique à la paroi, au milieu du tronçon L_1 , les champs de pression moyenne, les vitesses locales de l'écoulement. Les fréquences en jeu dans notre système ne dépassent pas 1500-2000 Hertz.

Si on note $S(f)$ la densité spectrale d'un signal, la densité spectrale du signal échantillonné correspondant, à la fréquence $f_e = \frac{1}{\Delta\tau}$, est :

$$S^*(f) = S(f) + \sum_{j=-\infty}^{j=-1} S(f - jf_e) + \sum_{j=1}^{j=\infty} S(f - jf_e)$$

Le théorème de Shannon nous assure alors, si $S(f)=0$ pour $|f| > f_M$ et si $f_e \geq 2f_M$, que $S(f)$ et ses translatées sont disjointes.

Dans notre cas, $f_M=1500$ à 2000 Hz. Une fréquence d'échantillonnage f_e de 4000 Hz suffit donc pour éviter de prendre en compte les densités spectrales des translatées de $S(f)$ (repliement de spectre). Une fréquence d'échantillonnage supérieure réduirait la finesse d'analyse par l'augmentation du biais .

Nous utiliserons la fréquence de 5000 Hz, pour l'échantillonnage de tous les signaux (simultanéité de l'acquisition sur toutes les voies).

4.3.1. Capteurs de pression acoustique.

Les pressions acoustiques sont mesurées au moyen de deux microphones de laboratoire ACO Pacific de type I. Notre choix s'est porté sur des microphones de type "pression" multidirectionnels, de réponse en fréquence constante dans la gamme audible (3Hz à 20kHz), et supportant des niveaux de 18 à 160 décibels avec une sensibilité de 12,5 mV/Pa. Leur stabilité est très élevée (0,007 dB/°C), ce qui garantit la répétitivité des expériences. Un tube capillaire d'égalisation de la pression permet de ne prendre en compte que la fluctuation de la pression (figure 4.3.1.). Une constante de temps de 125 ms liée à ce capillaire détermine la fréquence basse de coupure du capteur. Ce capillaire induit une inertie dans le cas de brusques variations (En exemple, une chute importante et brusque de pression est compensée par le capillaire en 150 ms en figure 4.3.2.).

Ces microphones d'un demi pouce de diamètre sont positionnables en affleurement de la paroi interne dans le tronçon L_1 à travers des orifices. En ce lieu les fluctuations de pression turbulentes⁷ sont négligeables par rapport à l'acoustique si on ne se place pas trop près des diaphragmes. Nous choisirons le plus souvent la position centrale du tronçon.

Cette condition de dominance de la pression acoustique est vérifiée si $p'_t/p'_a \ll 1$ sachant que $p'_t \approx \rho \cdot u_*^2$, $u_* \approx U_0/20$. Ceci est rapidement vrai car p'_t ne dépasse pas 0,12 Pa pour $U_0=7$ m/s, négligeable par rapport aux 3 Pa de pression acoustique correspondant à 104 dB par exemple.

⁷ Qui auraient lieu dans un écoulement turbulent stationnaire établi.

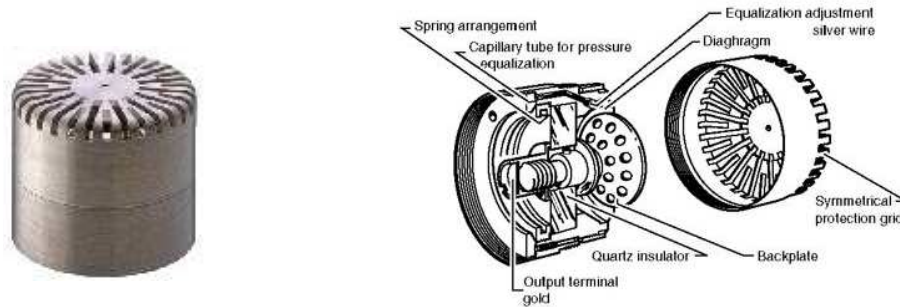


Figure 4.3.1. : Microphones : vue et coupe (source Bruël et Kjaer).

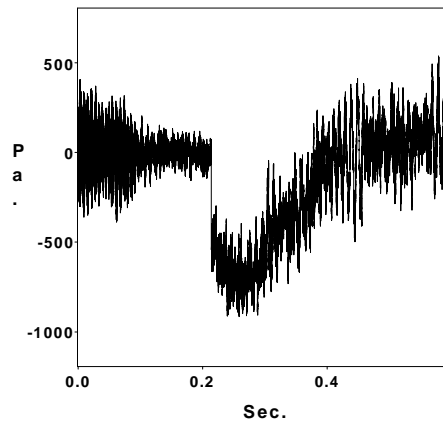


Figure 4.3.2. : Mise en évidence de la constante de temps du capillaire.

4.3.2. Capteurs de pression différentielle.

La mesure de la vitesse moyenne dans l'installation est faite au moyen de la mesure du débit. Le débit d'air dans l'installation est mesuré par un manomètre différentiel digital OMEGA d'une plage de 2500 Pa avec une précision de 0,5 %. Il est placé autour d'un filtre métallique dont la perte de charge en fonction de la vitesse est étalonnée (voir §4.4.3.).

Un manomètre à colonne d'eau et d'autres capteurs de pression différentielle (500, 2500 et 6200 Pa ; précisions de 0,5%) seront aussi utilisés pour mesurer les pertes de pression globales entre différents points du circuit.

4.3.3. Sonde de vitesse.

Une sonde à film chaud de mesure unidirectionnelle de la vitesse nous renseigne sur les caractéristiques locales du champ de vitesse. Cette sonde CTA DANTEC est pilotée par le logiciel Dantec StreamWare via le module de contrôle et de conditionnement StreamLine.

La sonde, type 55R01, est constituée d'un cylindre de fibre de quartz de 70 μm de diamètre et de 1,25 mm de long, revêtu de 2 μm de nickel. Elle recueille principalement la composante de vitesse normale au cylindre. La bande passante de cette sonde est très largement supérieure à la gamme de fréquences audibles qui nous intéressent.

4.3.4. Transmissions et acquisitions des signaux.

Les signaux des manomètre digitaux, des microphones et du film chaud sont acquis simultanément au moyen d'une carte PCI-GPIB National Instruments via un convertisseur analogique-digital *IoTech* à huit voies, sur 16 bits.

Le convertisseur utilise une technologie "sample and hold" permettant une excellente simultanéité des acquisitions. A titre d'exemple, une technologie d'acquisition simultanée classique introduit jusqu'à 70 μs de décalage en temps et 31,5 degrés en différence de phase entre le 1^{er} et le 8^{ème} canal tandis que cette architecture "SA" ne décale la phase que de 0,018 degrés avec un décalage de 40 ns dans les mêmes conditions. Les amplificateurs individuels "gèlent" en effet les signaux pour les mesurer ensuite à des intervalles de 10 μs .

Cette excellente simultanéité nous permet alors la comparaison des signaux acoustiques et de vitesses.

Chapitre 4.

La conversion sur 16 bits nous offre une résolution de 33 à 333 μV selon les calibres utilisés (1, 2, 5 et 10 volts en pleine échelle). Les pertes analogiques sont limitées par des entrées sous forme différentielle afin de limiter les "effets de masse" et les câbles utilisés sont tous coaxiaux.

En phase terminale, l'acquisition et le traitement des données sont effectués avec le logiciel DADiSP 4.1 sur un ordinateur de type PC disposant de 128 MO de mémoire vive et d'un processeur Pentium II-300.

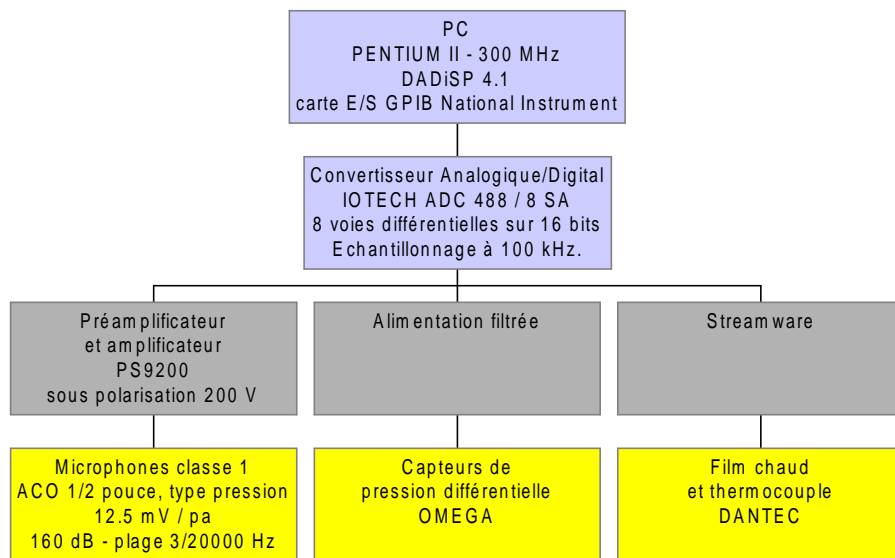


Figure 4.3.3. : Schéma de la chaîne d'acquisition.



Figure 4.3.4. : Convertisseur A/D (en haut), conditionneur film chaud (milieu), alimentation et amplificateur microphone (en bas).

4.4. Etalonnages des instruments de contrôle et de mesure.

Tous les étalonnages ont été effectués sous le logiciel d'acquisition et de traitement de données DADiSP ("Data Analysis and Display") de DSP Software. L'environnement multi-fenêtres du logiciel permet des opérations sur de nombreuses séries de données (jusqu'à 100 fenêtres), allant du conditionnement de signal, aux transformations de Fourier en passant par le filtrage numérique, la présentation tridimensionnelle des données...

4.4.1. Paramétrage et étalonnage du convertisseur.

Le convertisseur analogique/digital est piloté par le logiciel DADiSP au moyen d'une bibliothèque de fonctions que nous avons établies pour chaque instrument. Les paramètres principaux concernent le nombre de voies en acquisition, l'échantillonnage, le temps associé, le format des données.

L'étalonnage du convertisseur analogique/digital (et du câblage associé) a été effectué à l'aide d'une source de tension stabilisée et sous le contrôle d'un voltmètre très précis. Les huit voies ont donc été calibrées sur la même base pour les échelles d'entrée de 1, 2, 5 et 10 volts. Les corrections sont alors stockées sur une mémoire non volatile dans le convertisseur et lues par le PC avant les acquisitions pour calibrer le signal brut émis par le convertisseur.

4.4.2. Calibration des différents capteurs.

La calibration des microphones a ensuite été vérifiée avec des étalons sonores à 94 et 104 dB (1000 Hz). Le niveau de tension récupéré sous DADiSP a été associé à ces niveaux sonores étalons. Nous avons alors écrit une routine permettant de transformer le signal en tension des microphones (0 à 10 volts) en une échelle de fluctuations de pression en Pascal. Une autre routine convertit cette composante fluctuante en un niveau de pression acoustique défini par :

$$L_p = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{p'_{\text{rms}}}{p_{\text{ref}}} \right) \text{ (dB)}.$$

(Avec p'_{rms} la fluctuation «root mean square» du signal p'

$$(p'_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (p'_i(t))^2}{n}}) \text{ et } p_{\text{ref}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.})$$

La calibration des trois capteurs différentiels de pression a aussi été vérifiée et trouvée conforme aux valeurs et précisions fournies par le fabricant. Le signal retourné, compris entre 1 et 5 volts, est proportionnel à la différence de pression.

Le signal du film chaud Dantec est récupéré sous DADiSP ainsi que le signal de température ambiante. Une correction en température est alors effectuée et la tension corrigée est ensuite associée à une vitesse d'écoulement par le biais d'une courbe de calibration fournie par Dantec. En implantant les fonctions de correction et de transfert dans le logiciel DADiSP, nous pouvons nous affranchir du logiciel d'acquisition dédié de Dantec et donc acquérir le signal de vitesse et les autres signaux simultanément.

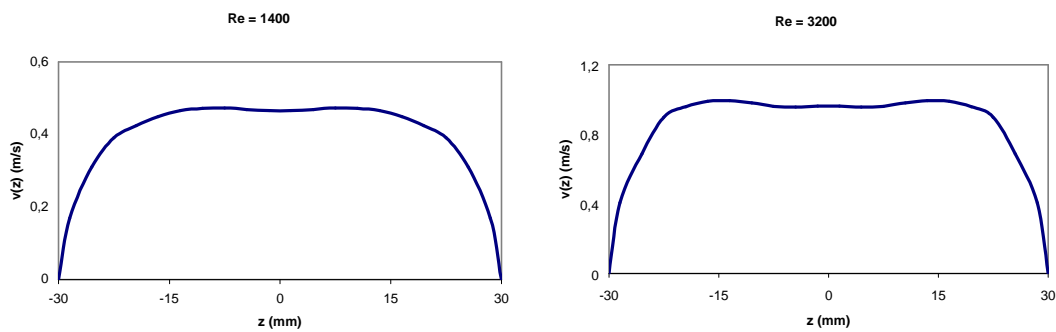
4.4.3. Mesures de débit dans l'installation.

Pour quantifier le débit à tout instant, nous avons lié le profil de vitesse donné par le fil chaud (dans la section L_1 , à $6.D_0$ du filtre métallique) à la perte de charge autour du filtre métallique.

La vitesse prise en 20 positions radiale est multipliée par les surfaces élémentaires correspondantes pour donner le débit instantané de l'installation. Cette procédure nous fournit le débit pour un point de fonctionnement donné (débit de la soufflante).

Des acquisitions de tous les paramètres (pression différentielle, vitesse fil chaud, température) sont réalisées en continu en faisant varier le nombre de Reynolds pour différentes positions fixes du fil chaud.

Ces acquisitions sont regroupées pour définir 60 points de fonctionnement et donc 60 débits calculés à partir de profils de vitesses. On trouvera, pour information, les profils de vitesse de quatre de ces 60 points de fonctionnement sur la figure 4.4.1.



Chapitre 4.

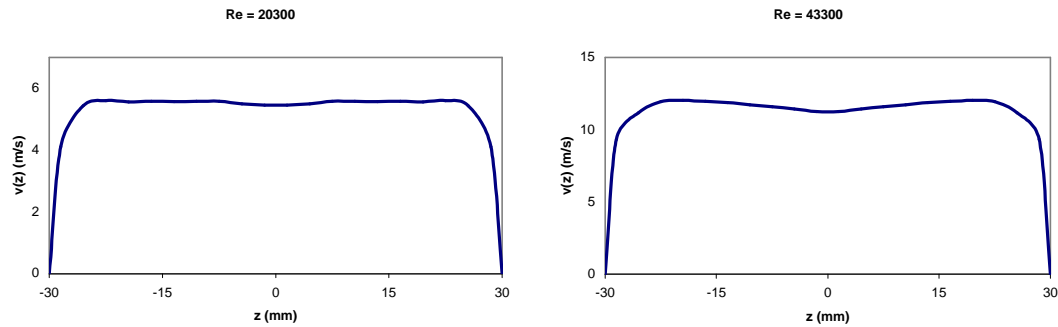


Figure 4.4.1. : Profils de vitesse moyenne en différents points de fonctionnement. ($Re = \frac{U_0 D_0}{\nu}$, z

position le long du diamètre $D_0 = 60$ mm, dans la section L_1)

Inversement, pour un point quelconque de fonctionnement, nous pourrions relier le débit réel à la perte de charge mesurée autour du filtre métallique (mesure à l'aide des capteurs de pression différentielle de 500 et 2500 Pa).

Cet étalonnage résulte en une fonction polynomiale (ordre 7) ajoutée à la bibliothèque de DADiSP pour donner le débit instantané à partir de la perte de charge mesurée.

4.5. Caractéristiques du dispositif.

4.5.1. Plage de fonctionnement.

La soufflante permet, compte tenu des pertes de charge du système, de faire varier la vitesse moyenne dans la section principale (de diamètre D_0) de 0 à 10 m/s. La distance entre les deux diaphragmes est variable de 0 à 10 fois le diamètre interne de la section d'essai par un système de tubes ajustés coulissants.

Les diamètres des orifices des diaphragmes D_1 et D_2 sont fixés à $0,3D_0$.

4.5.2. Propriétés acoustiques du dispositif : modes propres.

Le bouclage aéroacoustique se "verrouille" sur les modes propres du système suivant un comportement semblable à celui présenté en §2.2.5. Nous allons donc nous attacher, dans cette partie descriptive de l'installation, à caractériser les modes propres de la partie active du circuit.

La section d'essai, constituée d'un tube de diamètre $D_0=6$ cm, comporte deux diaphragmes. Un filtre métallique sépare l'entrée de la section d'essai d'une partie de diamètre $D=10$ cm et de 52cm de long reliée au caisson de détente.

L'expansion brusque en entrée (rapport des surfaces de 2,8), ainsi qu'au niveau de la sortie à l'air libre constituent pour le fluide des conditions de nœuds de pression.

Nous avons vu en §2.2. que pour un tube de longueur L limité par deux nœuds de pression, les fréquences propres sont données par $f_n = \frac{nc}{2L}$.

Ainsi, en considérant $L=0,4*D_0$, la longueur totale $L_t=1,38$ m de la section d'essai, nous obtenons les fréquences propres théoriques présentées dans le tableau 4.1.. Nous avons négligé par ce modèle simplifié la présence des diaphragmes, ce qui peut se justifier par la faible influence de la géométrie exacte du milieu sur la propagation des ondes planes (cf Hardin et Pope[36]).

Expérimentalement nous avons déterminé les fréquences propres de la section d'essai en l'excitant avec un bruit blanc. Le bruit étant généré par un haut parleur près de la sortie de la section d'essai, le signal du microphone, pris sur une longue durée, est analysé en fréquence et comparé aux valeurs théoriques (tableau 4.5.1. et figure 4.5.2.).

Chapitre 4.

Mode	Fréquence théorique (Hz)	Fréquence relevée (Hz)
1	120.3	113.5
2	240.6	229.5
3	360.8	358.9
4	481.1	477.3
5	601.4	600.5
6	721.7	697
7	842	839.8
8	962.3	966.7
9	1082.6	1074.2
10	1202.9	1199
11	1323.2	1284
12	1443.5	1431
13	1563.7	1532

Tableau 4.5.1. : Modes propres.

Quelques fréquences relevées ne figurent pas dans ce tableau. Ces fréquences propres sont : 438,2 Hz, 747 Hz et 1016 Hz.

La première correspond au cinquième mode (436,8 Hz) en considérant le tronçon complet allant jusqu'au caisson de détente ($L_t=1,90$ m). Les deux autres sont probablement dues à des combinaisons complexes de cavités séparées par les diaphragmes.

On note que les valeurs expérimentales des fréquences de résonance sont très proches des valeurs théoriques pour la section d'essai considérée.

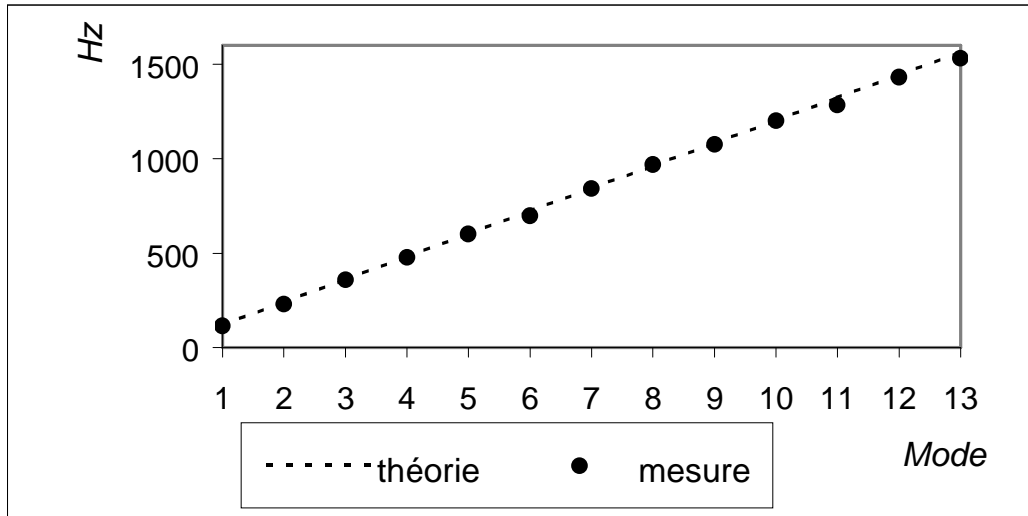


Figure 4.5.2. : Tracés comparatif entre modes propres mesurés et courbe théorique.

Les mesures présentées correspondent à un espacement entre les diaphragmes $L/D_0=0,4$ (milieu de la plage de variation de L/D_0 expérimentale de notre étude). Une analyse a aussi été effectuée pour un espacement L/D_0 de 0,8 sans que les fréquences en soit beaucoup altérées (décalage d'une vingtaine de hertz au maximum). Pour différents espacements des diaphragmes nous pourrions alors nous référer à l'unique suite de fréquences propres de l'installation présentée dans le tableau 4.5.1.

Chapitre 5

MODELISATION NUMERIQUE : NOTRE APPROCHE.

Notre approche numérique a pour but d'être un outil complémentaire aidant à la compréhension de l'étude expérimentale présentée en chapitre 6. Il s'agit, en particulier, de mieux comprendre le mécanisme d'auto-entretien des bruits et le processus de réduction sonore associé à la méthode exposée en §6.3.. Cette approche porte uniquement sur la dynamique du fluide et ne vise qu'à appréhender les paramètres favorables à l'auto-entretien de bruits, par des considérations géométriques, énergétiques et turbulentes. Des modèles instationnaires reproduisant le détachement tourbillonnaire sont précédés de modèles stationnaires permettant de vérifier les paramètres géométriques et les conditions d'émission sonore.

5.1. Cadre de l'approche numérique.

Nous avons vu au travers de divers exemples que la modélisation numérique des bruits auto-entretenus comporte deux grands aspects. En effet, les problèmes de dynamique du fluide et d'acoustique ne font pas appel à des grandeurs semblables et c'est pourquoi le problème "aéroacoustique" est souvent divisé en deux composantes : une résolution en dynamique des fluides et une en acoustique.

L'approche numérique que nous effectuons n'a pas pour but la modélisation des phénomènes de bruits auto-entretenus avec leurs aspects acoustiques mais seulement la détermination du rôle de la partie aérodynamique, des structures turbulentes.

Pour cela nous allons voir si nous pouvons vérifier un certain nombre de critères favorables à l'auto-entretien de bruits à partir de modélisations portant seulement sur la dynamique de l'écoulement. Ces critères seront basés sur les répartitions énergétiques, les conditions d'émission acoustique, la géométrie de l'écoulement en certains points...

Le dispositif expérimental (chapitre 4) à modéliser est constitué de deux diaphragmes placés successivement dans un conduit. Les modèles présentés dans ce chapitre s'appuieront sur une projection bidimensionnelle de ce dispositif, pour des raisons de capacité de calcul que nous exposerons plus loin. Les paramètres géométriques sont alors le diamètre D_0 du conduit, l'ouverture D_1 et l'espacement L des diaphragmes, les longueurs L_1 et L_2 des parties de conduit entourant les deux diaphragmes.

5.2. Choix des codes de calcul.

La géométrie assez complexe de la section d'étude (figure 4.2.3.) nous a conduit à utiliser un logiciel de mécanique des fluides à maillage fin de type "champs" calculant les solutions des équations de Navier-Stokes plutôt qu'un logiciel de type "zone" utilisant un maillage beaucoup plus grossier.

Notre choix a porté sur l'ensemble des codes "Fluent" qui sont des logiciels généralistes en calcul de dynamique des fluides⁸. Leurs domaines d'application

⁸ Logiciel type C.F.D. : Computational Fluid Dynamics

sont variés : écoulements turbulents, écoulements compressibles, instationnaires, mais aussi transfert de chaleur, milieux poreux, transport/réaction d'espèces chimiques, changements de phase etc...

"Fluent 4.5" et "Fluent Uns" dans un premier temps nous ont permis respectivement la résolution des équations du modèle sur des maillages structurés et non-structurés, en stationnaire, avec différents modèles de turbulence (Reynolds Stress Model, k- ϵ , RNG-k- ϵ^9 ...). Le code non structuré apporte une plus grande souplesse de maillage mais doit être utilisé avec précaution (*cf* § 3.1.1.)

Les deux logiciels exploitent des maillages créés au moyen de Geomesh, un mailleur universel (rectangle/triangle/2D/3D). L'orientation vers ces logiciels a alors permis d'approcher géométriquement le dispositif expérimental (*cf* chapitre 4), en permettant l'obtention de résultats sur les grandeurs de l'écoulement.

L'utilisation dans un deuxième temps d'un modèle instationnaire de type L.E.S.¹⁰ a permis l'obtention de résultats qualitatifs sur le détachement et la propagation des tourbillons ainsi que des résultats quantitatifs comme la fréquence de détachement des structures, la distance sur laquelle ils conservent leur identité... Le nouveau pré-processeur des codes CFD de Fluent, Gambit 1.0., a servi à la création de maillages adaptés, de type non-structurés. L'utilisation de ces maillages économiques, à résolution variable, s'est révélée nécessaire pour décrire assez finement les zones déterminantes de l'écoulement sans conduire à

⁹ Modèles de fermetures à équations supplémentaires. Le RNG k- ϵ est une variante du modèle k- ϵ .

¹⁰ Modèle "Large Eddy Structure" calculant effectivement les structures à partir d'une certaine échelle (liée au maillage et aux propriétés du fluide).

des temps de calcul prohibitifs.

5.3. Modèles stationnaires "Reynolds Averaged Navier-Stokes".

5.3.1. Description simplifiée.

En se plaçant dans des propriétés physiques constantes : incompressibilité, isothermie, viscosité constante, les équations générales d'un modèle de type "champs" sont :

$$\text{conservation de la masse : } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0$$

$$\text{conservation de l'impulsion}^{11} : \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \text{ (pour}$$

tout i et j)

¹¹ dans le cas d'un fluide Newtonien incompressible et sans gravité exercée.

En introduisant les fluctuations de vitesse il vient :

$$\rho \frac{D\bar{u}_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right)$$

Les champs moyennés sont alors calculés et les contraintes de Reynolds $\overline{u'_i u'_j}$ qui apparaissent seront l'objet des différentes modélisations en turbulence.

5.3.2. Familles de modélisation.

Les contraintes de Reynolds peuvent être modélisées par :

- Les modèles R.S.M. (Reynolds Stress Model).
- Les modèles E.V.M. (Eddy Viscosity Model).

La première famille donne des équations de conservation pour chaque inconnue $\overline{u'_i u'_j}$, par le biais de termes de convection, production, dissipation, diffusion... Ces modèles sont lourds et peu lisibles, avec de très nombreuses équations.

Les modèles E.V.M. partent de l'hypothèse de Boussinesq :

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}$$

avec k énergie cinétique turbulente : $k = \frac{1}{2} (\overline{u'_1 u'_1} + \overline{u'_2 u'_2} + \overline{u'_3 u'_3})$.

Il reste alors à déterminer k et ν_t la viscosité turbulente (liée à l'écoulement). Trois sous-familles de modèles apparaissent alors selon le nombre d'équations

utilisées pour exprimer ν_t :

- les modèles à zéro équation (formule explicite).
- les modèles à une équation (équation différentielle).
- les modèles à deux équations.

Le modèle k- ϵ est le plus répandu des modèles à deux équations, où $\nu_t = \nu_t(k, \epsilon)$, ϵ étant la dissipation de k en chaleur par viscosité : $\epsilon = \nu \frac{\overline{\partial u'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}$.

Pratiquement, ces modèles sont implantés dans Fluent sous les appellations "Reynolds Stress Model", "k- ϵ ", "R.N.G. k- ϵ ".

Le modèle R.N.G. k- ϵ est une variante (ReNormalization Group) du modèle E.V.M. k- ϵ . Il apporte plus de précision, en particulier pour les écoulements dans des sections courbes ou à séparation. Le comportement de la convergence est également plus sûr et ne nécessite que peu de calculs supplémentaires (environ 10 à 15 % de plus que le modèle k- ϵ). Il reste bien plus économique que le modèle 'Reynolds stress' qui demande 3 à 10 fois plus de calculs (la convergence moins stable imposant l'emploi de facteurs de sous-relaxation plus petits). Le modèle R.N.G. k- ϵ est, pour ces raisons de stabilité et de rapidité, celui que nous avons choisi pour les simulations stationnaires de notre étude.

5.3.3. Traitement de la turbulence aux parois.

Les modèles de turbulence de Fluent sont largement valides loin des parois. Par contre, à proximité des parois, ils sont affectés par leur présence.

En première évidence, la vitesse moyenne est affectée par la condition de non-

glissement. Mais la modélisation de la région pariétale a surtout un impact significatif sur la conformité des solutions numériques, les parois étant la source principale de la vorticité moyenne et de la turbulence. La représentation précise de ces régions détermine donc la qualité de prédiction des écoulements turbulents confinés.

La région proche de la paroi peut être globalement divisée en trois sous-couches. Dans la couche interne, appelée la "sous-couche visqueuse", la viscosité (moléculaire) joue un rôle dominant dans les transferts de masse, chaleur, ou de quantité de mouvement. Dans la région externe, appelée la "couche pleinement turbulente", la turbulence joue un rôle majeur. Finalement, il reste une région intermédiaire où les effets de la viscosité moléculaire et de la turbulence sont d'importance égale (figure 5.3. 1.).

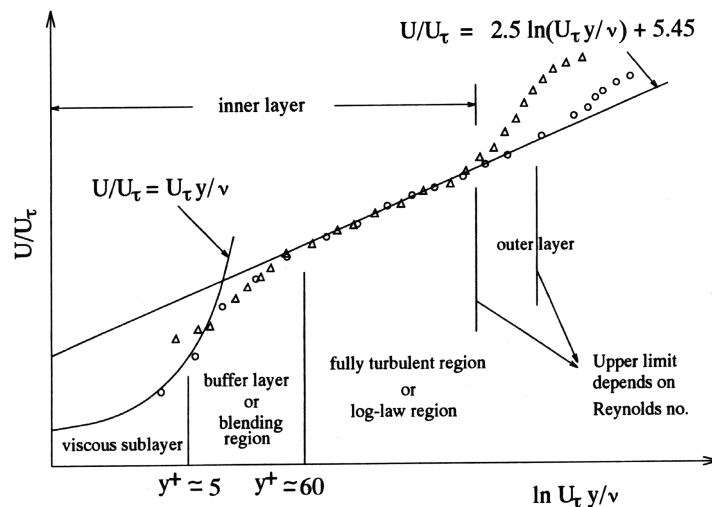


Figure 5.3.1. : Région pariétale.

Il existe deux approches pour modéliser la région proche des parois. La première fait appel à des "fonctions de parois", ensemble de formules semi-empiriques qui constituent un 'pont' reliant la paroi et la région pleinement turbulente. Les régions visqueuse et de mélange ne sont pas résolues.

Dans l'autre approche, par "modélisation de la région proche des parois", la région affectée par la viscosité est résolue sur un maillage fin (figure 5.3.2.).

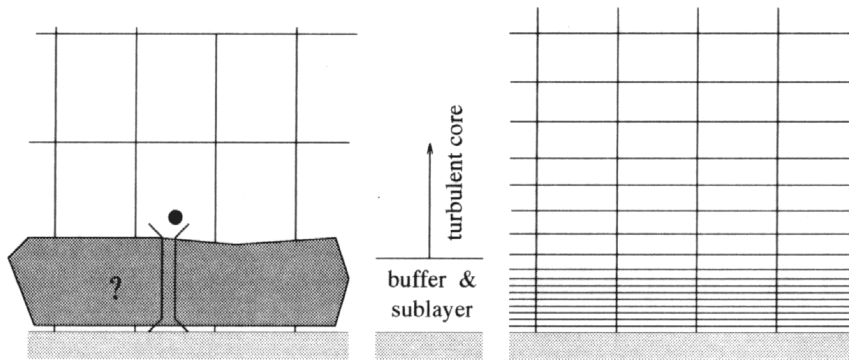


Figure 5.3.2. : Maillages de la région pariétale : fonctions de paroi (à gauche) et résolution sur le maillage (à droite).

Dans la plupart des écoulements à haut nombre de Reynolds, l'approche par les fonctions de parois réduit substantiellement les calculs. Nous avons donc choisis de les utiliser pour nos modèles stationnaires. Elle est cependant invalide pour les écoulements où les effets des faibles nombres de Reynolds se répandent dans le domaine en question (convection naturelle...), ce qui sort du cadre de nos simulations (écoulement forcé).

Ces fonctions standard de traitement aux parois sont dans Fluent basées sur les travaux de Launder et Spalding[52] et sont très utilisées pour les études industrielles CFD. La formulation de base est :

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*)$$

$$\text{où } U^* \equiv \frac{U_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_\omega / \rho}, \quad y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu}$$

et κ constante de von karman (=0,42)

E constante empirique (=9,81)

5.3. Modèles stationnaires "Reynolds Averaged Navier-Stokes"

U_p	vitesse moyenne au point p
K_p	énergie turbulente au point p
y_p	distance entre le point p et la paroi
μ	viscosité dynamique du fluide
C_μ	constante : 0,0845

$$\tau_\omega = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{wall} \approx \mu \frac{\Delta u}{\Delta n}$$

Généralement Fluent utilise une approche explicite pour résoudre les équations couplées précédentes. Un calcul itératif implicite est aussi disponible. y^* est alors remplacé par y^+ , avec $y^+ \equiv \rho u_t y / \mu$

La loi logarithmique pour la vitesse moyenne est valable pour $y^* > 30 \sim 60$. Dans Fluent, la loi en log est employée quand $y^* > 11,225$, en dessous $U^* = y^*$ est utilisée.

La production d'énergie cinétique, G_k et son taux de dissipation, ε , aux cellules adjacentes aux parois, qui sont des termes sources dans l'équation k, sont calculés sur la base d'une hypothèse d'équilibre local. Sous cette hypothèse, la production de k et son taux de dissipation sont supposés égaux dans le volume de contrôle adjacent à la paroi.

Ainsi la production de k est calculée à partir de : $G_k \approx \tau_\omega \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_\omega \frac{\tau_\omega}{\kappa \rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}$

L'équation de ε n'est pas résolue dans les cellules externes mais est calculée par :

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p}$$

5.3.4. Application bidimensionnelle du modèle RNG $k-\varepsilon$.

Les modèles RNG $k-\varepsilon$. ont été appliqués dans un premier temps sur des maillages structurés pour éviter des phénomènes d'erreurs numériques liés aux anisotropies des cellules non-structurées. Les coordonnées de type BFC (body-Fitted coordinates) ont permis une bonne adéquation du modèle à la géométrie réelle.

La répartition des nœuds a été définie avec des lois constante, linéaire, exponentielle sous le mailleur Geomesh. Le taux d'expansion d'une cellule à l'autre a été globalement maintenu inférieur à 30%. Cette condition géométrique concerne principalement la précision des termes de diffusion dans les équations de transport. De même, le rapport des dimensions d'une cellule ne doit pas excéder 5 pour 1. Idéalement les angles entre les arêtes d'une cellule devraient rester proche de 90° , cet angle ne devant pas être inférieur à 45° (les champs sur les interfaces de cellules sont calculés à partir des valeurs centrales des cellules).

Les premières simulations ont été effectuées en essayant de respecter au mieux ces contraintes et ont conduit à des maillages bidimensionnels de 300×75 soit 22500 cellules. Ces modèles ont représenté les cas d'espacement des diaphragmes de $L/D_0 = 0,5$ 1 1,5 et 2 (figures 5.3.3. et 5.3.4.) justifiés par les ratios géométriques expérimentaux (chapitre 6). Les distances amont et aval L_1 et L_2 ont été maintenues à $10 \cdot D_0$ de manière à prévenir les effets d'établissement de l'écoulement et de conditions de bilan en sortie. On se référera au schéma du dispositif expérimental motivant cette étude numérique en chapitre 4 (figure 4.1.1.) pour les définitions des variables D_0 , L , L_1 , L_2 , $D_1 \dots$

5.3. Modèles stationnaires "Reynolds Averaged Navier-Stokes"

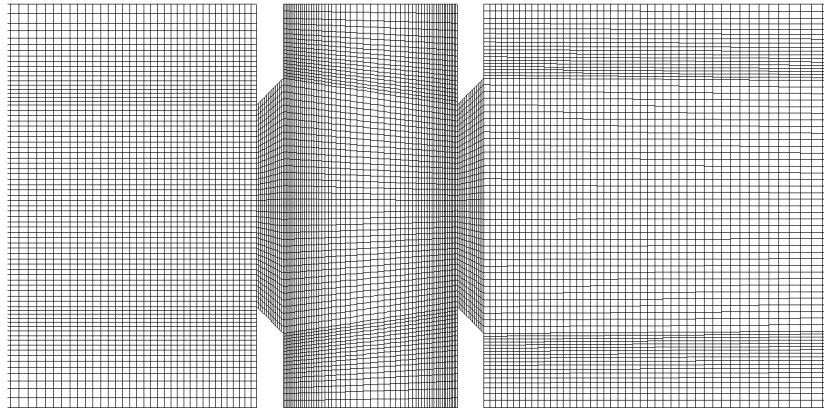


Figure 5.3.3. : Partie centrale du maillage 2D. $L/D_0=0,5$.

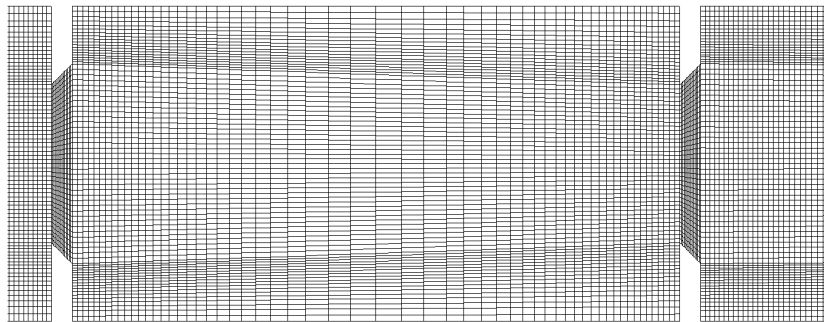


Figure 5.3.4. : Partie centrale du maillage 2D. $L/D_0=2$.

Dans les écoulements isothermes la solution du système d'équations du solveur approche la convergence lorsque la somme des résidus normalisés est inférieure à 10^{-3} . Des facteurs de sous-relaxation faibles (0,1 – 0,3) ont été choisis pour initier les calculs avant d'être augmentés (0,7 - 0,9) lorsque la stabilité des résidus s'est avérée suffisante.

La pression de référence est localisée par le code CFD dans la cellule (2,2) par défaut. Cette localisation a été modifiée dans nos simulations pour correspondre au centre du tube, près de la section d'entrée d'air. L'écoulement est en effet peu perturbé à cet endroit ; de plus on s'affranchit des effets de parois et on évite les cellules externes qui ont des formes moins isotropes (pour les maillages tridimensionnels) et sont plus sensibles aux diffusions d'erreurs numériques. Les

conditions à l'entrée du canal sont des conditions de type vitesse imposée constante, avec un taux de turbulence de 10%. La condition de sortie du conduit (appliquée à tous les modèles utilisés) est de type « pression atmosphérique » (soit une pression relative de référence de 0 Pa).

5.3.5. Interprétation liée à la fonction de courant.

L'information la plus immédiatement exploitable des champs calculés est la fonction de courant de l'écoulement. Elle permet de situer les zones de recirculation, d'en évaluer l'étendue, de vérifier l'inflexion du champ moyen de vitesse, etc...

On trouvera en figure 5.3.5. les fonctions de courant pour une vitesse moyenne "v" d'admission de l'air (dans le tube de diamètre D_0) de 0,5 m/s, pour des espacement inter-diaphragmes L tels que $L/D_0 = 0,5$ 1 1,5 et 2. Le nombre de Reynolds associé est donc déjà de : $R_0 = \frac{vD_0}{\nu} = \frac{0,5 * 6.10^{-2}}{1,5.10^{-5}} = 2000$.

Pour les quatre cas de valeur de L, l'aspect de l'écoulement en amont du premier diaphragme est identique et ne fournit pas d'information particulière sur les critères retenus. Cette partie L_1 , en amont du diaphragme amont, sera réduite en longueur dans les simulations futures pour alléger les calculs (restriction à un rapport L_1/D_0 de 0,5 ou 1 pour les modèles L.E.S).

La zone entre les diaphragmes est particulièrement significative, ne serait-ce que par les inflexions des lignes de courant. Pour les faibles écartements la couche de cisaillement du "jet axisymétrique" (ici modélisé en plan) est "cintrée" et atteint le second diaphragme dans une configuration angulaire opposée à ce qu'elle était en amont du premier diaphragme. Par contre, pour des rapports L/D_0 plus grands, de 1 et 1,5, la courbure s'atténue pour finalement s'inverser. L'angle

d'incidence de la couche de cisaillement au second diaphragme devient alors semblable à l'angle incident en amont du premier diaphragme. La zone de recirculation proche de la paroi du conduit, dans la section L, ne s'étend plus jusqu'au second diaphragme.

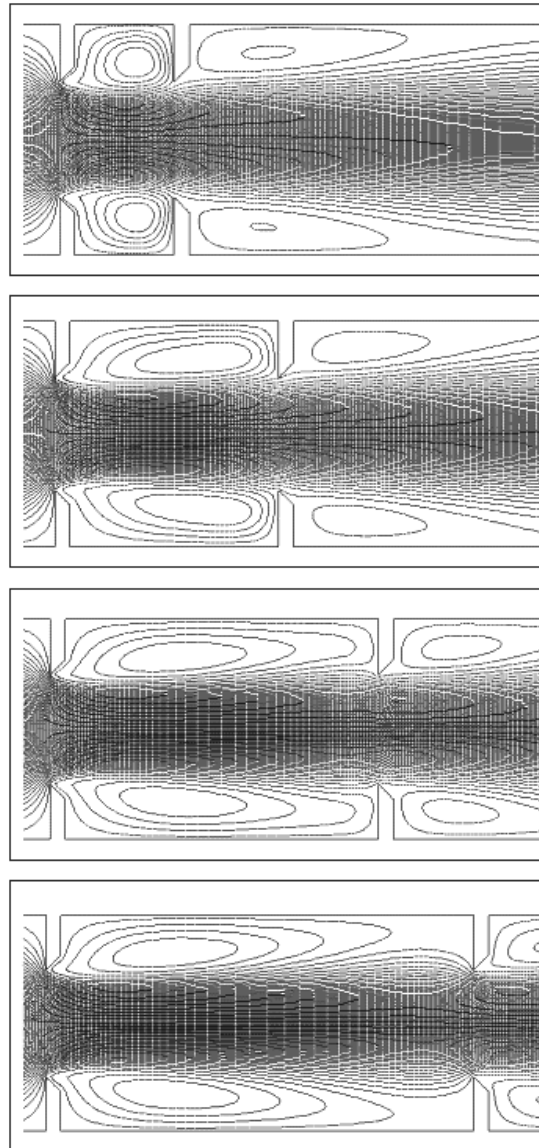


Figure 5.3.5. : Fonction de courant pour L/D_0 de 0,5 à 2 ($R_0=2000$).

L'examen de la zone de recirculation entre les diaphragmes, de part son étendue, permet donc de délimiter en première approche une distance d'influence du premier diaphragme sur le deuxième. Pour des rapports de L/D_0 inférieurs à

Chapitre 5.

1,5 l'écoulement arrivant au 2nd diaphragme est encore perturbé par la "présence" du 1^{er} tandis qu'à partir d'un rapport égal à 1,5, les conditions d'écoulement en amont des deux diaphragmes se ressemblent. Le bouclage aéroacoustique nécessitant un couplage avec des comportements fluides différents au niveau de deux obstacles successifs ne peut ici pas avoir lieu avec des conditions dynamiques au second diaphragme indépendantes des conditions dynamiques au niveau du diaphragme amont.

Nous verrons au chapitre 6 que cette "distance maximale d'influence" est conforme aux résultats expérimentaux. Les bruits auto-entretenus les plus importants interviennent en effet pour $L \leq D_0$ tandis qu'ils sont inexistantes pour des espacements L supérieurs à $1,5 * D_0$.

5.3.6. Considérations énergétiques.

La première condition nécessaire à la génération de bruits auto-entretenus, le détachement de tourbillons et leur convection vers un second obstacle a motivé l'estimation numérique de la longueur d'influence dans le paragraphe précédent. Nous nous intéressons maintenant à la deuxième condition : la génération de bruits susceptibles de modifier le mode de détachement des tourbillons.

En première approche, les répartitions d'énergie cinétique turbulente k et de sa dissipation ε sur le domaine vont nous apporter des informations sur les conditions énergétiques entre les diaphragmes. Au cours du paragraphe suivant (5.3.7.), nous caractériserons, selon la théorie de Howe[43], les sources sonores au moyen du champ de vorticité.

5.3.6.1. Champs d'énergie cinétique turbulente.

Les contours d'isovaleurs de la variable k ont été calculés pour un Reynolds $R_0=400$, basé sur la vitesse d'admission de l'air v et le diamètre D_0 . Ce Reynolds

assez faible permet une convergence rapide des calculs tout en restant proche des valeurs expérimentales. Les représentations des champs de k pour des espacements des diaphragmes tels que $L/D_0 = 0,5, 1, 1,5$ et 2 (figures 5.3.6. à 5.3.9.) sont données pour une même échelle de variation de k afin de faciliter les comparaisons d'étendue énergétique.

Un premier point caractéristique est que la répartition d'énergie turbulente en aval du 1^{er} diaphragme est insensible à l'augmentation de l'écartement des diaphragmes (de $0,5$ à $2*D_0$), sa valeur restant toujours aux environs de $3*10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$ sur une étendue spatiale constante (figures 5.3.6. à 5.3.9.).

Pour des raisons géométriques, nous appellerons le domaine où le champ k est élevé la "zone d'influence" du sillage énergétique du premier diaphragme. Cette zone a une étendue faible. Le champ k conserve une valeur élevée sur une distance d'environ $0,4*D_0$ après le diaphragme, puis diminue en intensité, tandis qu'il s'étend suivant l'axe transversal y .

Pour $L/D_0=0,5$ (figure 5.3.6.), le 2nd diaphragme se trouve près de la "zone d'influence" du 1^{er} diaphragme. On note une présence importante d'énergie cinétique turbulente sur l'extrémité du diaphragme aval (de l'ordre de $3*10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$ également : points rouges). Inversement, lorsque L devient supérieur à D_0 (figures 5.3.8. et 5.3.9.), l'énergie cinétique turbulente au diaphragme aval diminue avec l'augmentation de L pour prendre une valeur globalement 10 fois moins importante lorsque L atteint $2*D_0$.

L'influence spatiale du en termes de distribution énergétique du diaphragme amont s'avère être importante avec $L/D_0 \leq 1$ pour finalement s'estomper avec des rapports supérieurs à $1,5$.

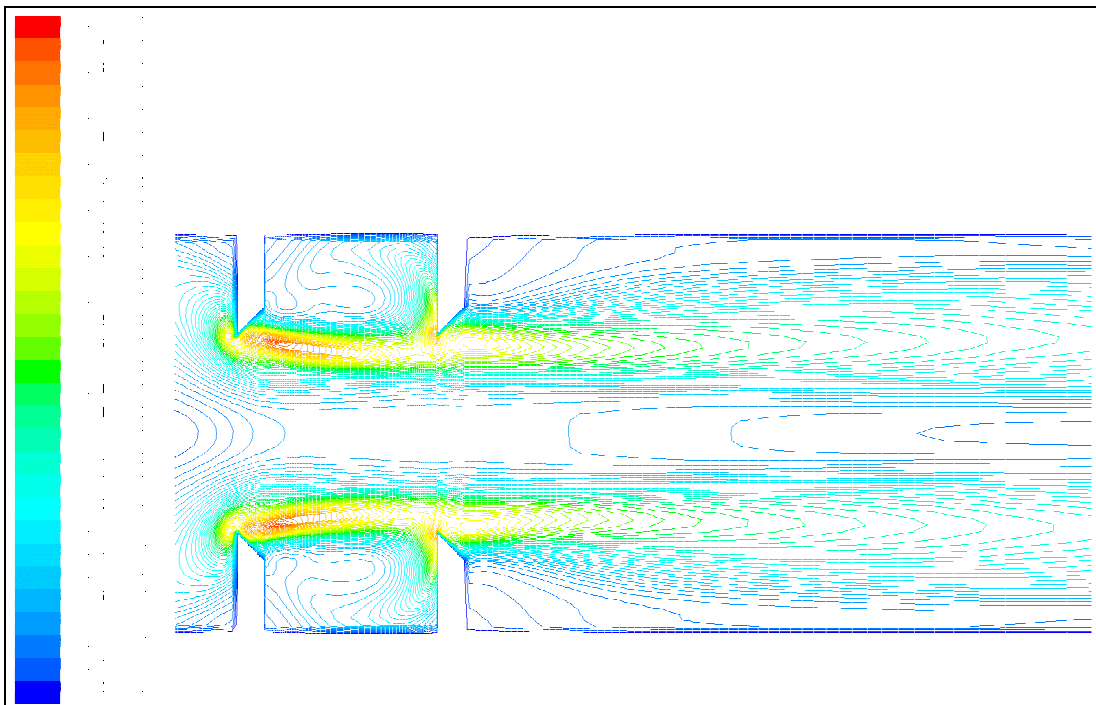


Figure 5.3.6. : Isovaleurs de k pour $L/D_0=0,5$ ($R_0=400$).

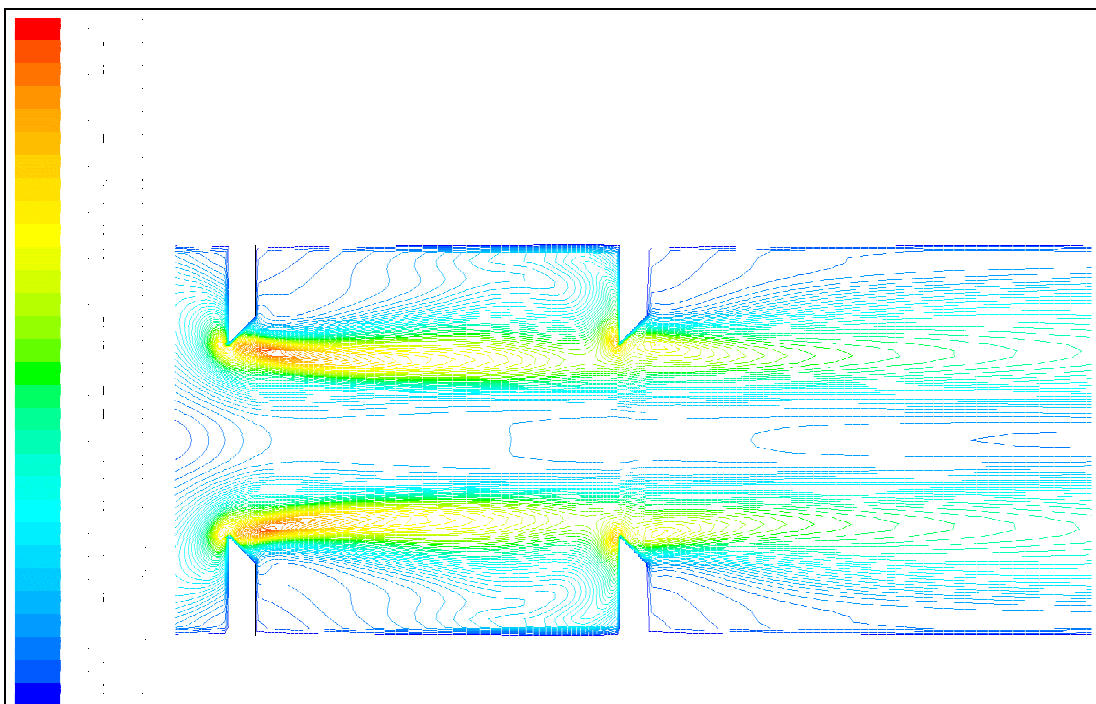


Figure 5.3.7. : Isovaleurs de k pour $L/D_0=1$ ($R_0=400$).

5.3. Modèles stationnaires "Reynolds Averaged Navier-Stokes"

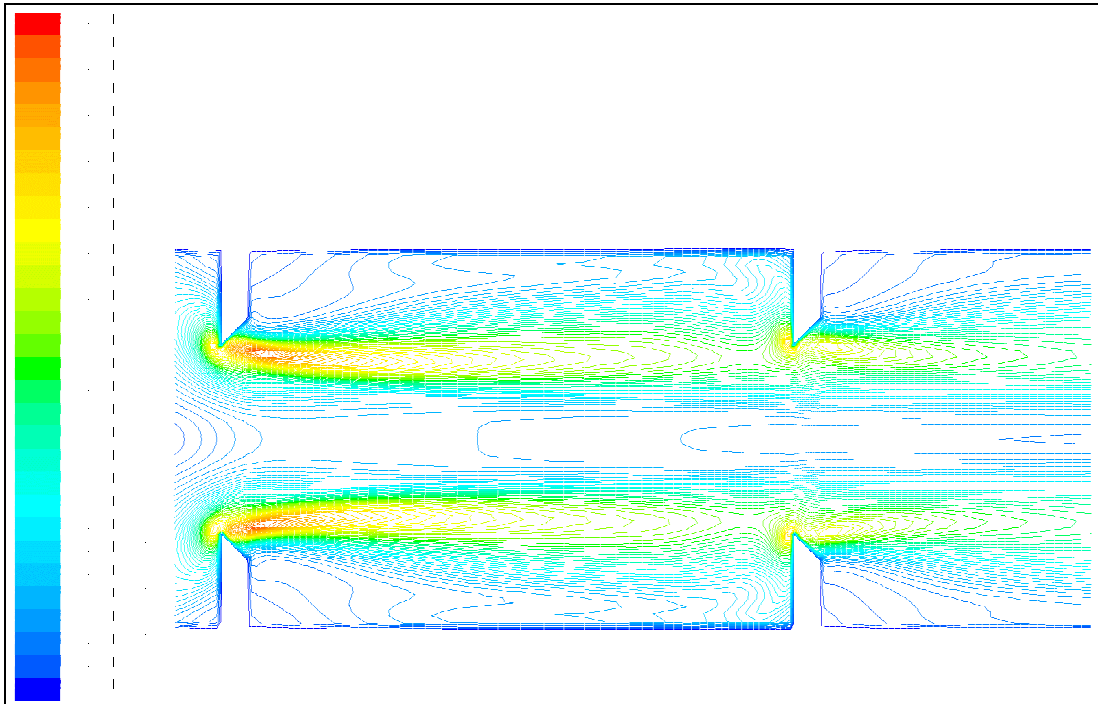


Figure 5.3.8. : Isovaleurs de k pour $L/D_0=1,5$ ($Re=400$).

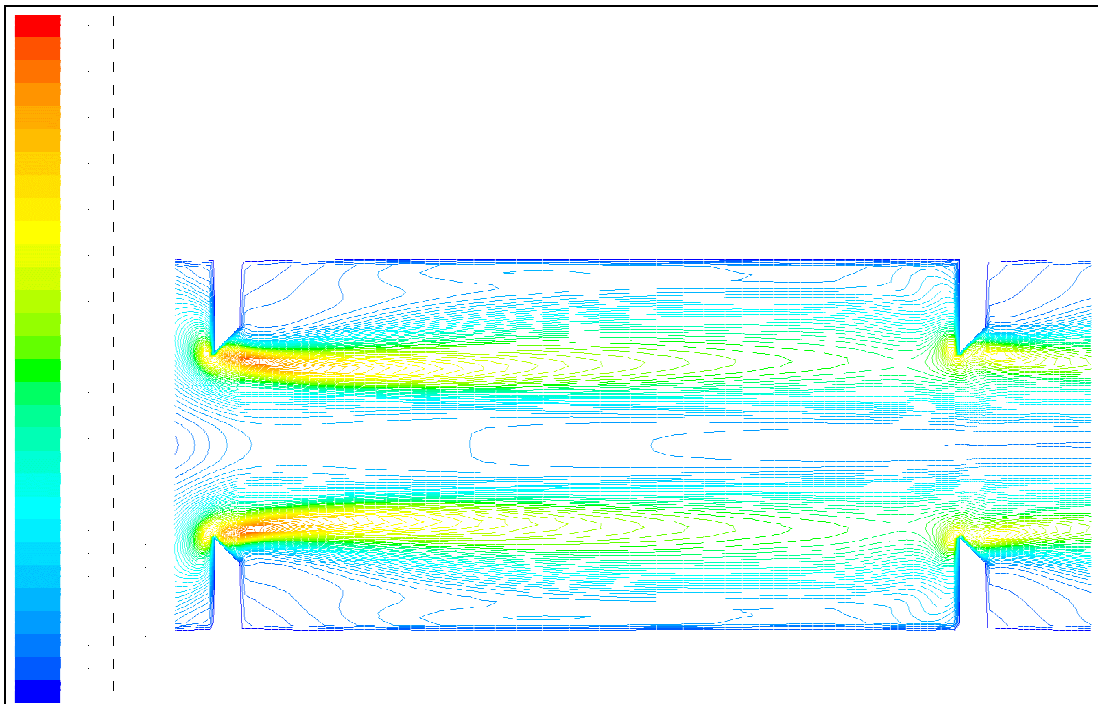


Figure 5.3.9. : Isovaleurs de k pour $L/D_0=2$ ($Re=400$).

5.3.6.2. *Champs de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.*

Après nous être intéressé à la répartition de la variable k , nous allons plus particulièrement étudier sa dissipation ε .

De manière analogue, les champs d'isovaleur de ε ont été représentés pour $L/D_0=0,5$ 1 1,5 et 2 (figures 5.3.10. à 5.3.13.). Les échelles de valeur des contours ont été là aussi maintenues constantes (déterminées sur la plus grande amplitude) de manière à rendre possible la comparaison entre les différentes configurations.

On retrouve un sillage de dissipation d'énergie turbulente coïncidant au sillage du champ k . Ce sillage est stable pour les quatre configurations géométriques et la valeur de cette dissipation est d'environ $1.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}^3$.

Le point le plus intéressant est lié à la dissipation au voisinage de l'orifice du second diaphragme. On y relève une forte dissipation égale à $4.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}^3$ pour $L/D_0=0,5$ (figure 5.3.10.), qui diminue rapidement avec l'écartement pour ne plus dépasser $1.10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}^3$ lorsque L/D_0 atteint 2 (figure 5.3.13.).

Notons aussi que les zones de dissipation de k sur le second diaphragme sont positionnées sur la face amont du diaphragme pour les faibles écartements tandis qu'elles sont repoussées vers le côté aval pour les plus grands rapports L/D_0 .

Des simulations ont été effectuées avec des Reynolds R_0 de 1200, 2000, 8000, 20000 et 28000 (*cf* Coiret[16, 15]), le comportement qualitatif de l'écoulement modélisé ne variant pas d'un cas à l'autre dans la partie inter-diaphragme. On note simplement une augmentation des échelles de k et ε , et une proportion plus importante de ces quantités dans le tronçon aval de la section d'essai.

5.3. Modèles stationnaires "Reynolds Averaged Navier-Stokes"

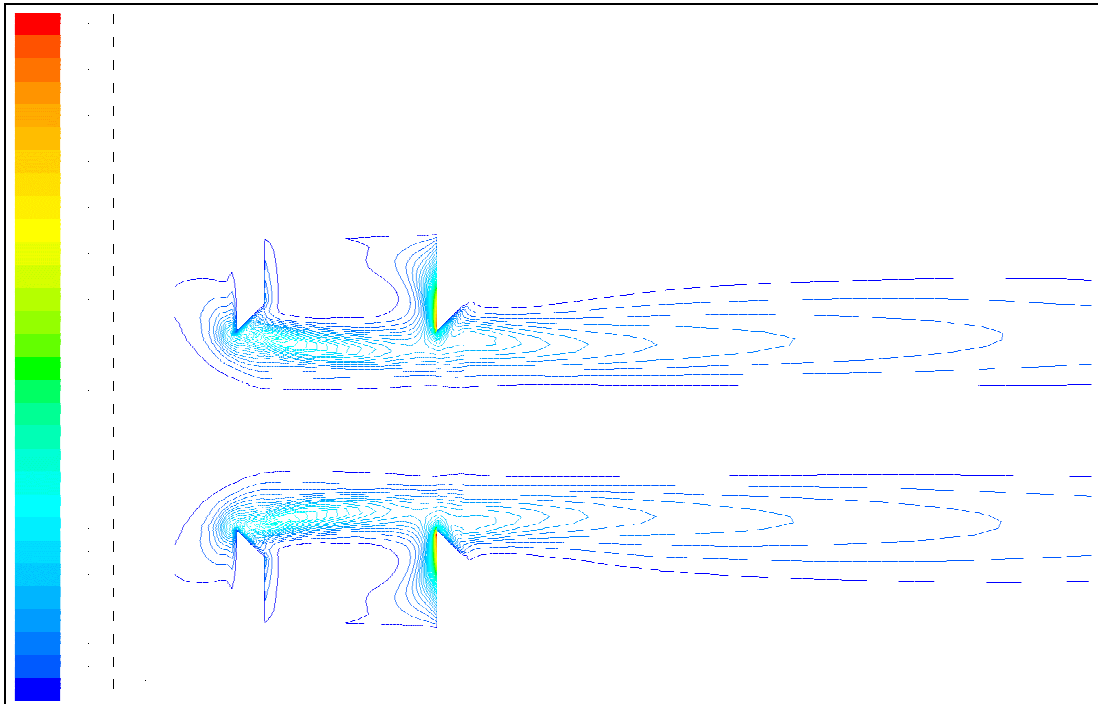


Figure 5.3.10. : Isovaleurs de ϵ pour $L/D_0=0,5$ ($R_0=400$).

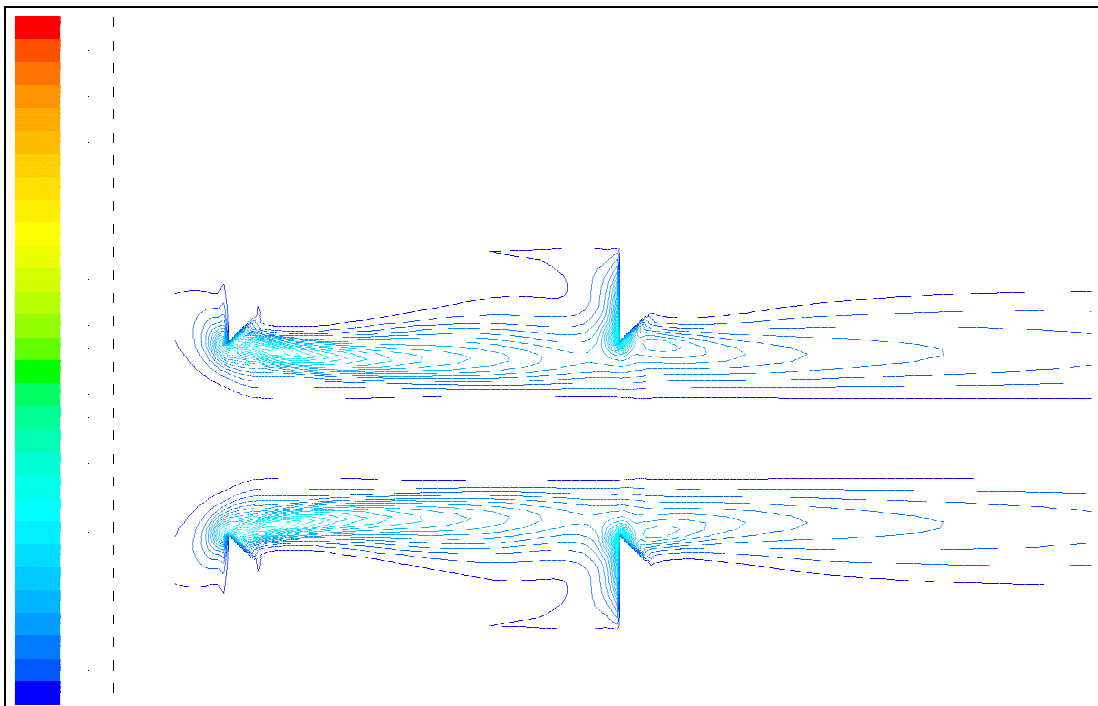


Figure 5.3.11. : Isovaleurs de ϵ pour $L/D_0=1$ ($R_0=400$).

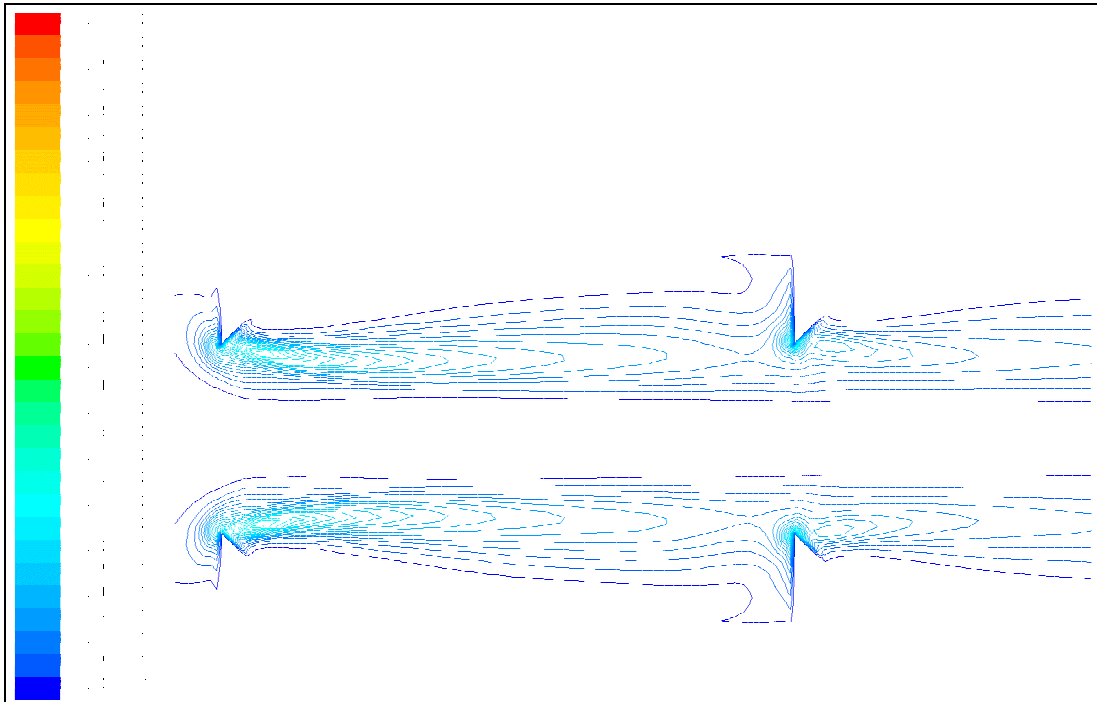


Figure 5.3.12. : Isovaleurs de ϵ pour $L/D_0=1,5$ ($R_0=400$).

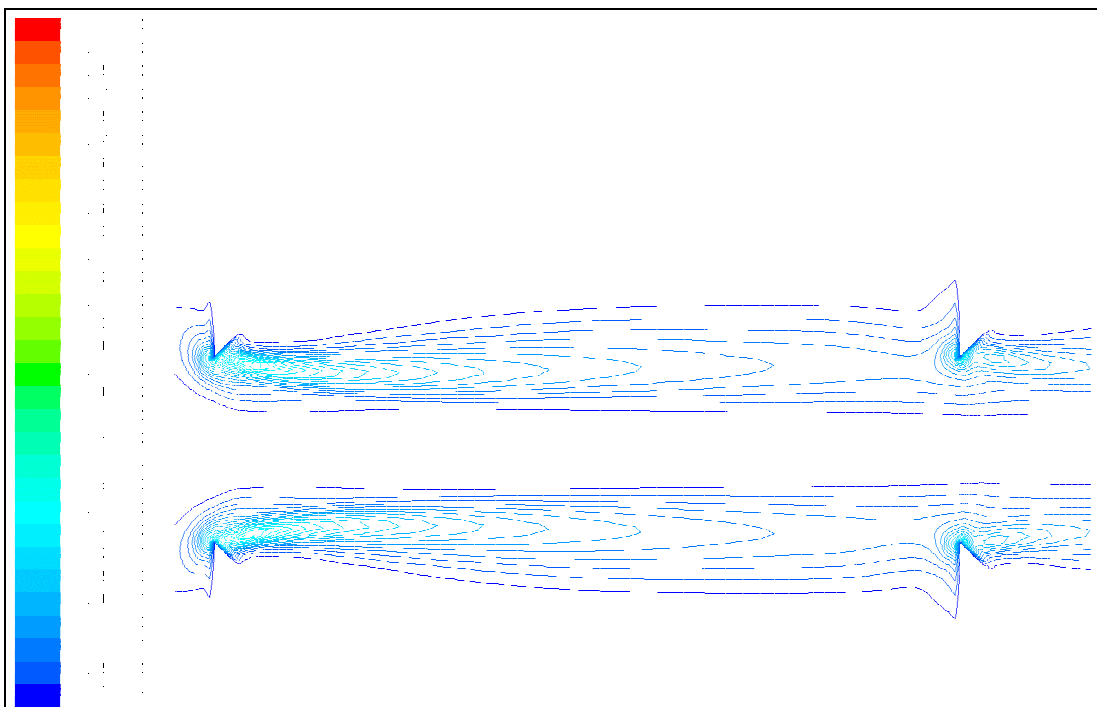


Figure 5.3.13. : Isovaleurs de ϵ pour $L/D_0=2$ ($R_0=400$).

5.3.7. Comparaison des champs de vorticité.

La génération sonore sous la forme présentée par Powell[65] (cf §1.3.1.) fait intervenir le gradient de vorticité dans le terme source acoustique dominant :

$$\frac{\partial \rho_0 v_i v_j}{\partial x_i x_j} = \rho_0 \nabla(\vec{\omega} \times \vec{v}) + \nabla^2 \left(\frac{1}{2} \rho_0 |\vec{v}|^2 \right).$$

Nous allons donc vérifier ce critère de fort gradient de vorticité, pour différents espacements, avec une modélisation numérique effectuée à un Reynolds R_0 de 8000.

Les figures ont été agrandies autour des pointes des diaphragmes. L'échelle de longueur n'étant pas conservée d'une figure à l'autre, la variation de l'espacement L/D_0 n'est pas très visible. Le lecteur se r f rera donc à la valeur d'espacement en légende. De plus, le problème étant à symétrie axiale, seule la partie inférieure des champs d'isovaleurs est représentée.

On peut vérifier sur les courbes d'isovaleurs de la vorticité (composante normale au plan 2D) des figures 5.3.14.   5.3.17. que la répartition de vorticité sur le diaphragme aval est très différente de celle qui existe au diaphragme amont.

En effet, de part et d'autre de la "pointe" du diaphragme amont (discontinuité sévère représentée par le bord de l'orifice du diaphragme), le champ de vorticité ne change gère en restant à des valeurs de même ordre (valeurs négatives, en bleu sur les graphiques), et ce quel que soit l'écartement utilisé.

Pour les faibles écartements L (figures 5.3.14. et 5.3.15.), au voisinage de la pointe du diaphragme aval, le champ de vorticité a des ordres de grandeur très différents de part et d'autre de la pointe. Il passe en effet de fortes valeurs positives (partie rouge)   de fortes valeurs négatives (partie bleue).

Selon Howe[43], le taux de production de l'énergie acoustique est donné par :

$$P(t) = - \int_V D dV = - \int_V \rho_0 (\vec{\omega} \times \vec{v}) \cdot \vec{u}_{ac} \partial V$$

Les fortes variations de la vorticité pour les faibles écartements L représentent donc un critère de génération sonore d'après cette expression de la production d'énergie acoustique.

Cet important gradient de vorticité présent sur le diaphragme aval pour les cas $L/D_0=0,5$ et 1 s'atténue pour finalement disparaître lorsque L/D_0 se rapproche de 2 (figures 5.3.16. et 5.3.17.).

En figure 5.3.17., pour $L/D_0=2$, le gradient de vorticité est quasiment nul autour du bord du diaphragme aval.

Le modèle numérique est alors en accord avec les résultats expérimentaux, en mettant en évidence des gradients de vorticité favorisant une émission acoustique plus élevée au second diaphragme pour le critère géométrique $L/D_0 < 1,5$.

5.3. Modèles stationnaires "Reynolds Averaged Navier-Stokes"

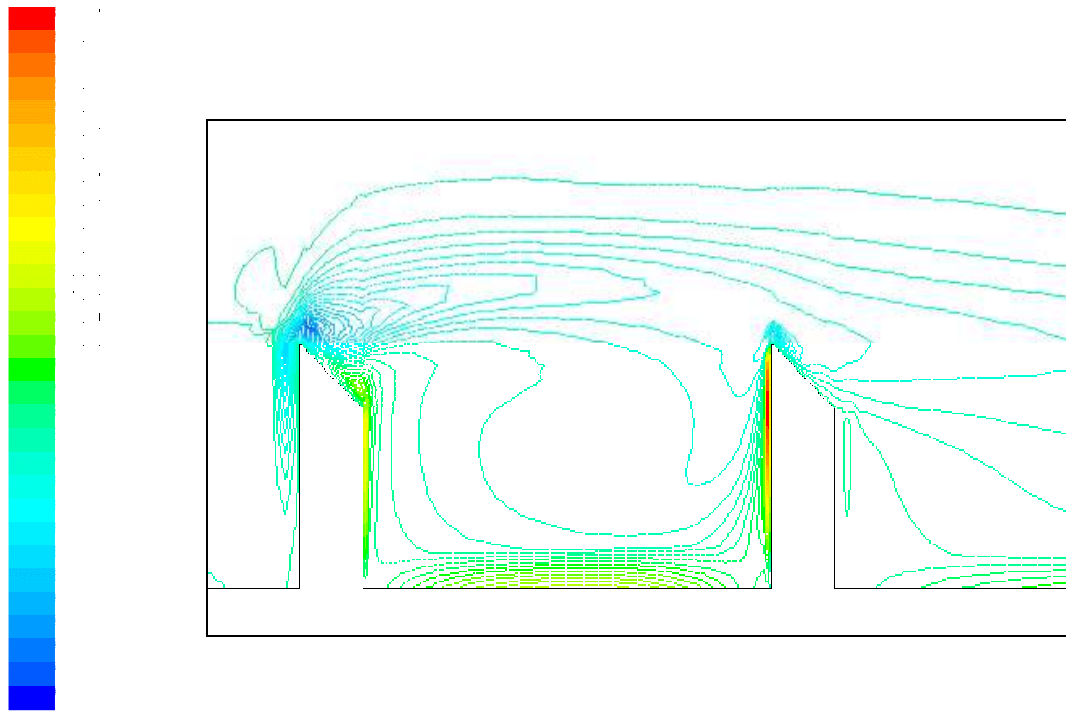


Figure 5.3.14. : Composante Z de la vorticité, $L/D_0=0,5$ ($R_0=8000$).

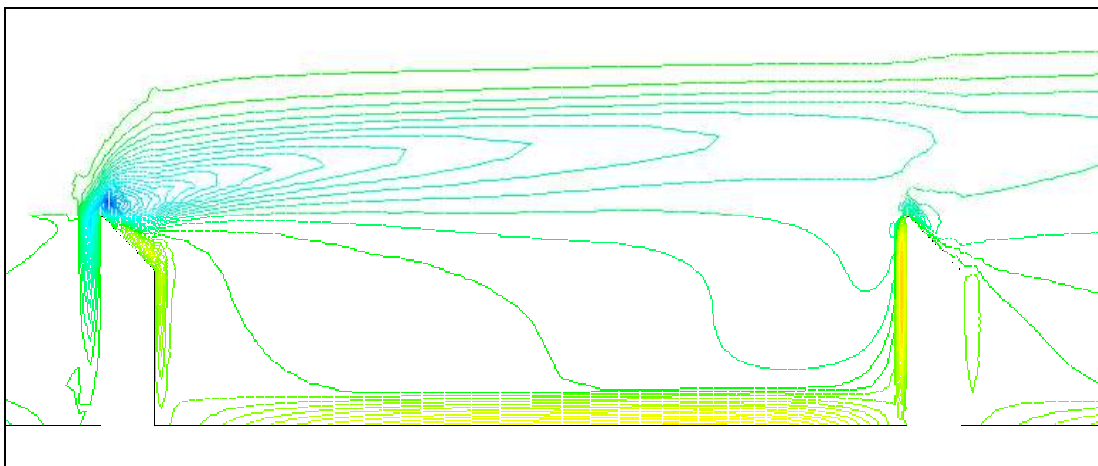


Figure 5.3.15. : Composante Z de la vorticité, $L/D_0=1$ ($R_0=8000$; échelle de valeurs identique à celle de la figure 5.3.14.).

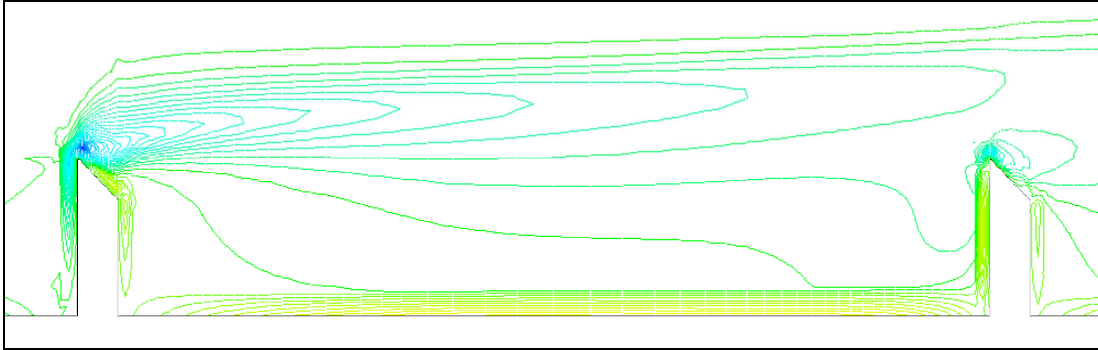


Figure 5.3.16. : Composante Z de la vorticité, $L/D_0=1,5$ ($R_0=8000$; échelle de valeurs identique à celle de la figure 5.3.14.).

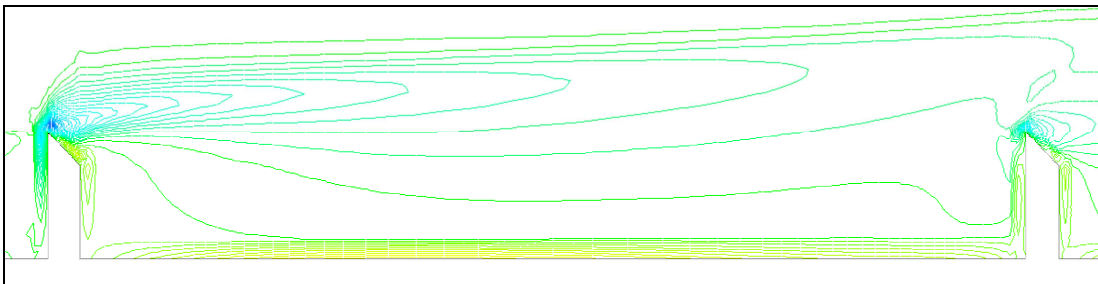


Figure 5.3.17. : Composante Z de la vorticité, $L/D_0=2$ ($R_0=8000$; échelle de valeurs identique à celle de la figure 5.3.14.).

5.4. Application du modèle instationnaire bidimensionnel L.E.S.

5.4.1. Caractéristiques du modèle "Large Eddy Simulation".

Les modèles type R.A.N.S. (Reynolds Averaged Navier-Stokes) représentent les équations de transport pour les quantités moyennes de l'écoulement, toutes les échelles turbulentes étant modélisées. Bien que cette approche (sous forme de modèles k- ϵ , RSM ...) soit économique pour les états stationnaires elle ne permet pas l'accès aux structures développées, très importantes dans l'étude que nous menons.

Les modèles de type L.E.S. (Large Eddy Simulation) sont basés, comme les modèles D.N.S. (Direct Numerical Simulation), sur la résolution numérique des équations de conservation de la masse, des quantités de mouvement et d'énergie. Ces deux types de modèles donnent une description complète des écoulements, en temps et dans l'espace, permettant l'analyse détaillée des structures. On se référera à l'ouvrage de Chollet et *al.*[11] où les modèles sont comparés et étudiés, au travers de publications de différents auteurs (ERCOFTAC, Grenoble, septembre 1996).

La principale différence entre les modèles L.E.S. et D.N.S. tient dans le fait que toutes les échelles du mouvement sont calculées en D.N.S. alors qu'une opération de filtre (généralement spatial et lié à la grille de calcul) est appliquée aux équations de Navier-Stokes en L.E.S., les structures de grande échelle étant obtenues par la résolution directe des équations filtrées, celles d'échelle inférieure au filtre devant être modélisées. On fait appel à des modèles pour ces échelles inférieures dénommés "SubGrid Scale models" (S.G.S.).

Il est alors plus facile de trouver un modèle "universel" pour les petites

échelles, qui tendent à être plus isotropes et moins affectées par les propriétés macroscopiques de l'écoulement que les grandes structures.

Les modèles L.E.S. présentent une bonne alternative aux D.N.S., ceux-ci dépassant les possibilités de calcul de la plupart des ordinateurs actuels, surtout pour les hauts nombres de Reynolds¹². De plus la résolution des mouvements fluides à de très petites échelles n'est pas primordiale, d'autres critères importants intervenants dans une simulation comme les conditions d'entrée, de parois, etc...

Les modèles de sous-maille ont habituellement des formulations basées sur les viscosité et diffusivité turbulentes. La viscosité turbulente doit être déterminée en tout point de l'espace et du temps et liée à la distribution d'énergie dans les échelles entourant l'échelle de coupure du filtre.

Les lois de parois sont une approximation, selon Fluent[29], qui demanderait une validation avec le modèle L.E.S.. Notons aussi que si la résolution du maillage est nettement moins contraignante qu'avec les modèles D.N.S., des grilles très fines sont tout de même requises. L'application des modèles L.E.S. aux simulations "courantes" est donc récente et liée à l'augmentation très rapide des capacités de calculs des ordinateurs actuels.

5.4.2. Equations implantées dans le code.

Dans le code L.E.S. de Fluent, le volume fini de discrétisation fournit lui-même l'opération de filtrage :

$$\bar{\phi}(x) = \frac{1}{V} \int_V \phi(x') dx' \quad , x' \in V \quad (\text{la notation "barre" est utilisée pour les variables})$$

¹² Le rapport de taille entre grandes et petites échelles est d'environ $Re_t^{3/4}$. Pour un modèle D.N.S. 3D, le nombre de cellules doit être de l'ordre de $Re_t^{9/4}$! Les pas de temps doivent aussi être faibles pour les échelles dissipatives.

filtrées ; V est le volume d'une cellule).

le filtre est donc $G(x, x') = \begin{cases} 1/V & \text{si } x' \in v \\ 0 & \text{autrement} \end{cases}$, si on définit une variable filtrée par

$$\bar{\phi}(x) = \int_D \phi(x') G(x, x') dx', \quad x' \in D \quad (D \text{ est le domaine fluide}).$$

En filtrant les équations de Navier-Stokes, on obtient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\text{et} : \frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$$

où τ_{ij} est le terme de sous-maille défini par : $\tau_{ij} \equiv \overline{\rho u_i u_j} - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j$

La similarité entre les équations filtrées et les équations R.A.N.S. est évidente mais ici les variables sont filtrées spatialement et non moyennées dans le temps.

Les expressions τ_{ij} de sous-maille résultantes du filtrage sont modélisées, dans la plupart des modèles dont celui que nous appliquons par :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \bar{S}_{ij}$$

où μ_t est la viscosité turbulente de l'échelle de sous-maille et \bar{S}_{ij} est le tenseur

du taux des contraintes pour l'échelle résolue, défini par : $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$.

μ_t est dans notre modèle, basé sur la théorie "Renormalization Group" (R.N.G. based Subgrid-Scale Model), induit par $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ avec :

$$\mu_{eff} = \mu \left[1 + H \left(\frac{\mu_s^2 \mu_{eff}}{\mu^3} - C \right) \right]^{1/3} \text{ et } \mu_s = (C_{rng} V^{1/3})^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$$

(H fonction Heaviside, V volume de cellule, $C_{rng} = 0,157$ et $C=100$)

La formulation R.N.G. permet de mieux prendre en compte les régions à faible nombre de Reynolds, au cours des transitions ou dans les régions pariétales.

Les conditions limites sont données aux parois par :

- $\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{\rho u_\tau y}{\mu}$ si la grille est assez fine pour résoudre la sous-couche laminaire.
- $\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln E \left(\frac{\rho u_\tau y}{\mu} \right)$, loi de paroi employée pour une grille trop large ($\kappa = 0,418$ et $E=9,793$).

Ce sont ces conditions aux limites qui seront employées pour tous nos modèles instationnaires.

5.4.3. Maillage adapté au modèle L.E.S.

Un maillage non-structuré a été utilisé. Il a été ainsi possible d'obtenir une grille fine à proximité des parois sans avoir un nombre de cellules prohibitif. La structure triangulaire utilisée s'appuie sur les contours exacts du profil bidimensionnel. Il est aussi possible d'affiner ou d'élargir la grille localement en fonction de calculs intermédiaires. Cette possibilité d'adaptation de la grille à la solution est utile à la prédiction des zones à fort gradients telles que les couches de séparation ou couches limites.

Le temps de calcul est fortement réduit par rapport aux grilles structurées "en

5.4. Application du modèle instationnaire bidimensionnel L.E.S.

bloc". En effet, l'affinage de la grille est limité aux régions où la plus grande résolution de maillage est requise ("solution-adaptative grid capability").

5.4.4. Mise en évidence du détachement tourbillonnaire.

5.4.4.1. Conditions de calcul.

Un premier modèle s'appuie sur un maillage avec deux diaphragmes rapprochés : $L/D_0=0,25$. Cette distance correspond au bas de la plage expérimentale pour laquelle des bruits auto-entretenus se produisent. La vitesse d'admission de l'air a été fixée à 4 m/s, soit un Reynolds $R_0=16000$ dans le tube et $R_1=v_1.D_1/\nu=50000$ dans le jet axisymétrique confiné (orifice du diaphragme). Ces nombres de Reynolds correspondent à un point de fonctionnement moyen du domaine expérimental. Le taux de turbulence en entrée est de 10%, la condition de sortie étant une condition de pression atmosphérique (sortie à l'air libre). Les mêmes types de conditions d'entrée et de sortie seront utilisées pour les modèles suivants.

Le maillage utilisé (figures 5.4.1. et 5.4.2.) est plus dense entre les diaphragmes pour maintenir les temps de calcul à un niveau raisonnable (environ une semaine de calcul sur station H.P. 9000 bi-processeur pour cette première simulation). D'une manière générale, les cellules sont plus fines au niveau des parois (lieu où leur répartition est imposée), en accord avec les conditions nécessitées par le modèle L.E.S.. Le tronçon d'admission L_1 a une longueur égale à $D_0/2$ tandis que le tronçon L_2 atteint $2,5*D_0$ de manière à ce que l'écoulement soit établi en sortie.

Un pas de temps adimensionnel $\Delta t^* = \frac{\Delta t}{T_0}$ a été introduit de manière à choisir

le pas de temps du calcul Δt (T_0 période attendue de détachement des tourbillons).

Une condition nécessaire pour que le calcul ait un sens est que $\Delta t^* = \frac{\Delta t}{T_0} \ll 1$.

Les calculs ont tout d'abord été approchés en stationnaire.

Dans un deuxième temps, les calculs ont été dégrossis en instationnaire avec un pas de temps assez large ($\Delta t = 10^{-3}$ s. soit $\Delta t^* = \frac{10^{-3}}{(1/1000)} \approx 1$), puis moyen ($\Delta t = 10^{-4}$ s. soit $\Delta t^* \approx 0,1$) pour enfin être effectués avec un pas de temps fin de 10^{-5} s. ($\Delta t^* \approx 10^{-2}$) sur plusieurs périodes du cycle de détachement tourbillonnaire (vérification par "monitoring" de la périodicité des valeurs d'une variable en un point de l'écoulement : ici en aval du 2nd diaphragme, figure 5.4.2.).

Après nous être assuré de la convergence (par "monitoring"), le calcul est continué tout en enregistrant les champs de variables à chaque pas de temps. Le premier de ces pas de temps enregistrés est noté arbitrairement $t^*=0$.

Le champ de vorticité est présenté en figure 5.4.3.   l'instant initial de référence ($t^*=0$). Sur les figures 5.4.4. et 5.4.5., ce même champ de valeurs est représenté à des intervalles $\Delta t^*=0,25$ ($\Delta t=2.10^{-4}$ secondes), soit tous les 20 pas de temps de calcul. Notons que chaque pas de temps était limité à 20 itérations du code, sur lesquelles le solveur est presque toujours parvenu au critère de convergence (somme des r siduals inférieure à 10^{-3}).

5.4.4.2. Discussion.

On note en premier lieu un détachement régulier de tourbillons du diaphragme amont dont une des représentations caractéristiques est donnée en figure 5.4.3.. Le rapport au temps indique une fréquence de détachement de 1250 Hz, soit une valeur proche de la fréquence expérimentale (résultats expérimentaux en chapitre 6 : 1150 et 1300 Hz   $L/D_0=0,17$ et $0,33$) pour des conditions semblables.

5.4. Application du modèle instationnaire bidimensionnel L.E.S.

La cavité entre les diaphragmes ne présente pas de recirculation établie, la distance étant trop courte par rapport au taux élevé de "brassage" turbulent. On assiste aussi à des "rebondissements" de tourbillons vers le diaphragme amont après leur impact et séparation (figure 5.4.4.) sur le second diaphragme.

Les impacts sur le diaphragme aval mettent en évidence un très fort gradient de vorticité près du bord de l'orifice. Selon la théorie de Howe, ce gradient est une condition favorable à l'émission acoustique : nous retrouvons bien ici une condition de source sonore calée sur la fréquence de détachement des tourbillons. Notons enfin que les "retours" de tourbillons occasionnent des appariements ou fusions (figure 5.4.5.) sur un mode de progression très semblable à ce qu'on a pu voir en §3.1.3. avec les travaux numériques de Christiansen[14].

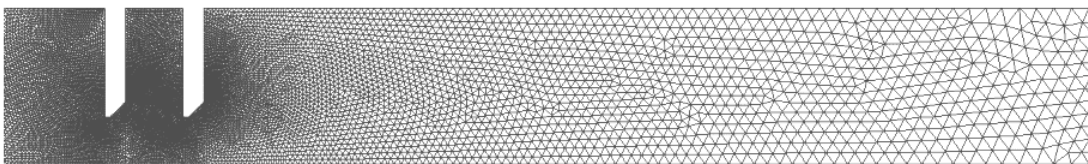


Figure 5.4.1. : Vue générale du domaine discrétisé.

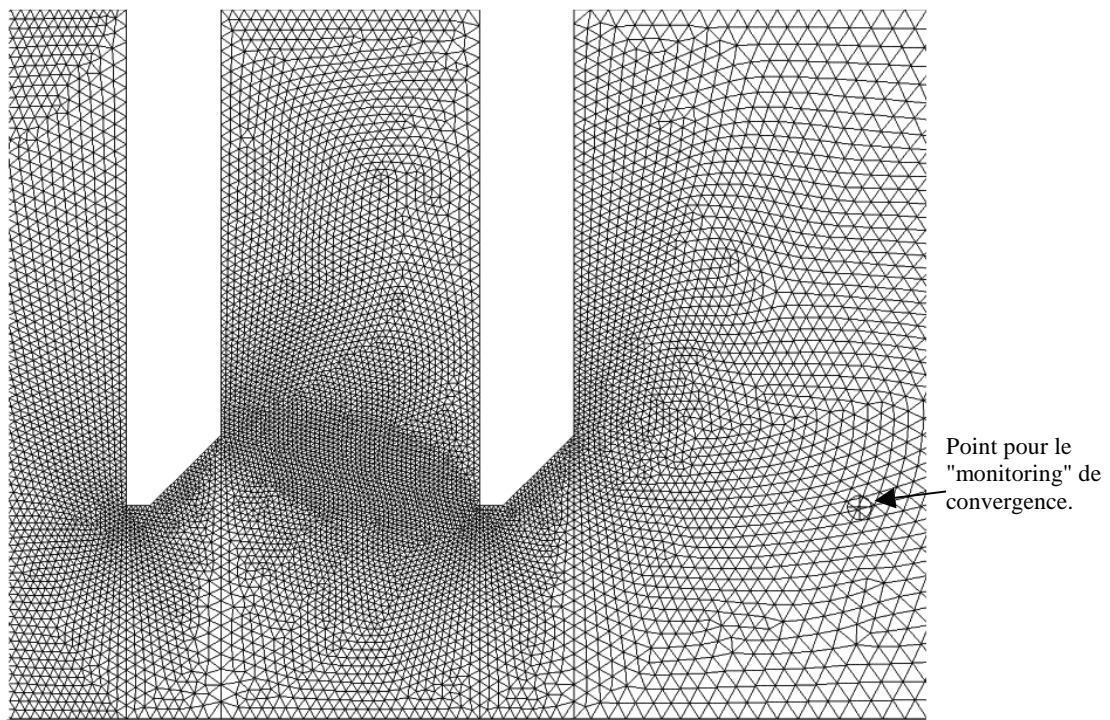


Figure 5.4.2. : Détail de la répartition des cellules.

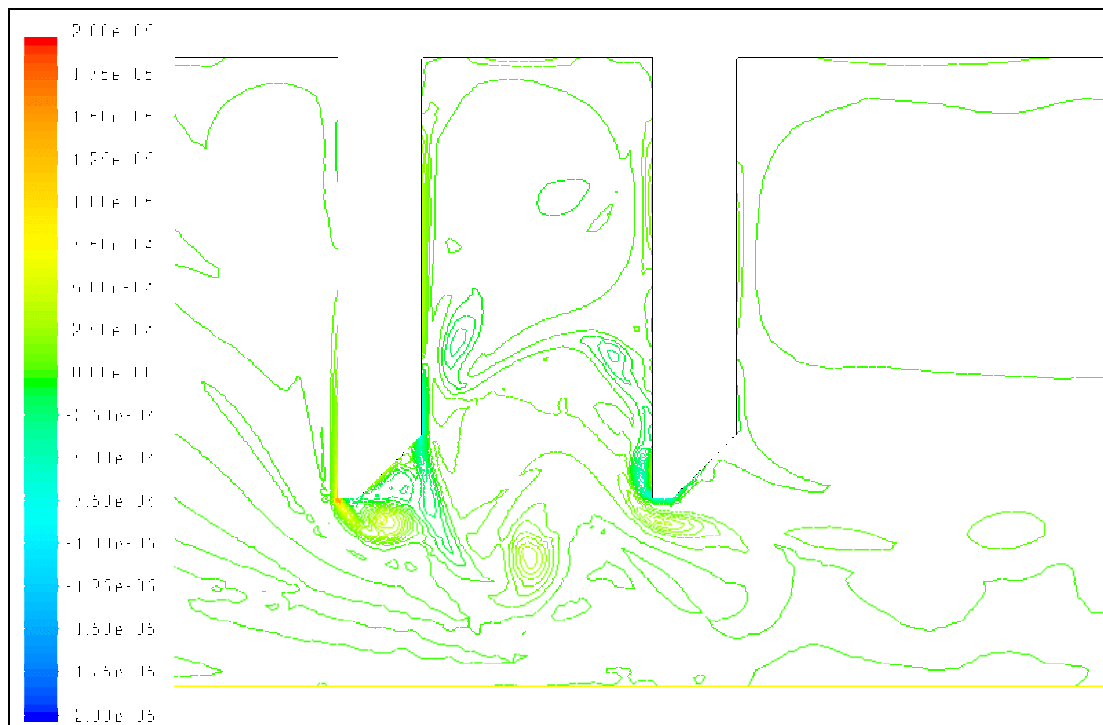


Figure 5.4.3. : Contours d'isovorticité à $t^*=0$.

5.4. Application du modèle instationnaire bidimensionnel L.E.S.

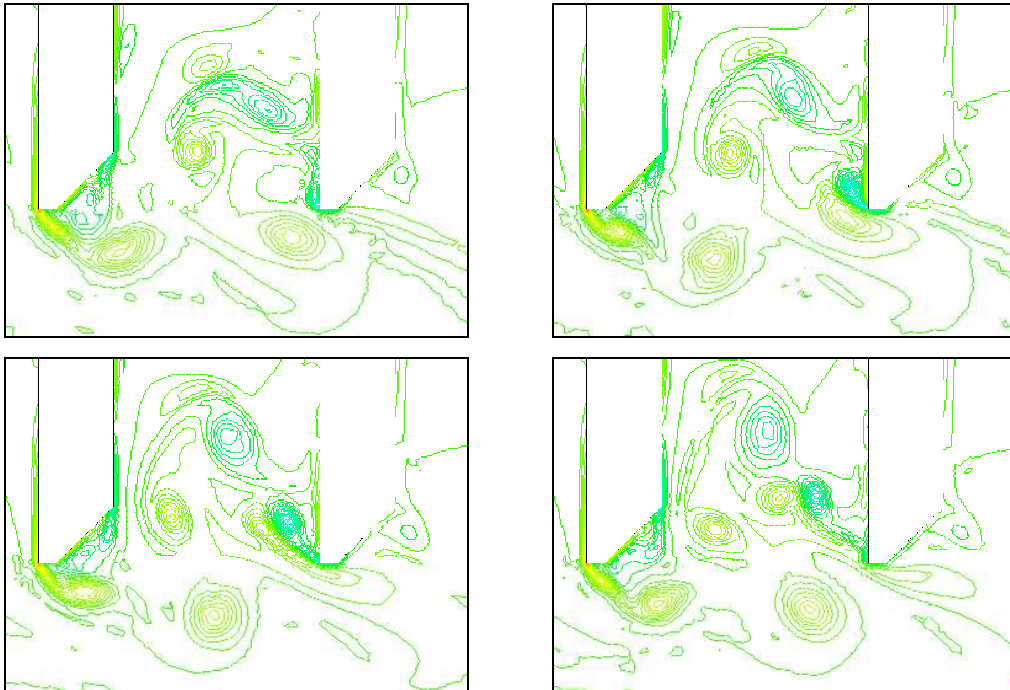


Figure 5.4.4.: Phase d'impact des tourbillons : isovaleurs de vorticité de gauche à droite et de haut en bas. $t^* = 2,75 - 3 - 3,25 - 3,5$.

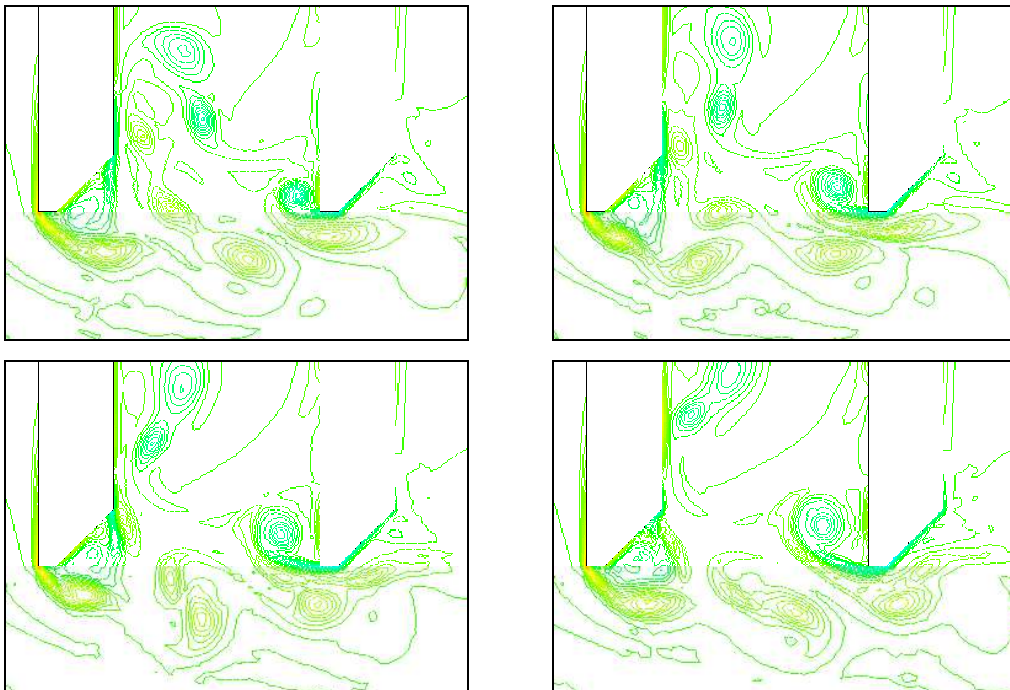


Figure 5.4.5 : Appariement de tourbillons : isovaleurs de vorticité de gauche à droite et de haut en bas. $t^* = 4,25 - 4,5 - 4,75 - 5$.

5.4.5. Influence de la distance séparant les diaphragmes.

Le rapport $L/D_0=0,25$ utilisé pour la simulation précédente correspond au bas de la plage de variation expérimentale de L .

Il est naturel de vouloir vérifier si l'augmentation de cette distance conduit à un résultat illustrant la "perte d'efficacité" de l'auto-entretien des bruits dans le cas réel.

Des maillages cohérents en terme de taille de cellules ont donc été créés pour des longueurs L telles que $L/D_0= 0,5$ 1 et 2.

5.4.5.1. Cas où $L/D_0=0,5$.

Le modèle basé sur $L/D_0=0,25$ (§5.4.5.) présente une "recirculation perturbée" dans la cavité avec des retours de tourbillons vers le diaphragme amont. On assiste aussi à des appariements de tourbillons, des séparations...

Pour une cavité un peu plus large, avec $L/D_0=0,5$, (R_0 toujours égal à 16000 ; maillage en figures 5.4.6. et 5.4.7.) une zone de recirculation plus stable apparaît (figure 5.4.8.).

Le cycle de détachement tourbillonnaire est lui aussi plus régulier, puisqu'il n'est plus affecté par les processus de fusion avec des tourbillons ayant "rebondi". La fréquence de détachement est calculée à 1666 Hz. Le mode excité ayant changé à cause de la modification de la géométrie, la valeur expérimentale est maintenant de 900 Hz environ (figure 6.1.18.). La valeur calculée est donc ici surestimée.

De forts gradients de vorticité sont toujours présents sur la bordure de l'orifice du diaphragme aval, favorisant l'émission de bruits à cet endroit.

5.4. Application du modèle instationnaire bidimensionnel L.E.S.

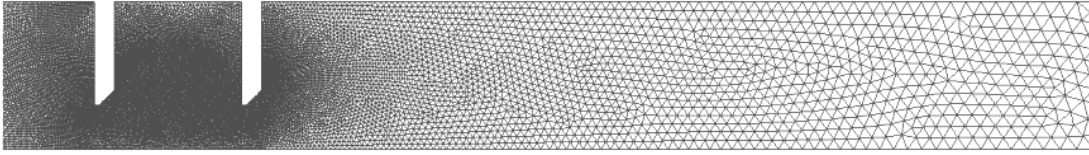


Figure 5.4.6. : vue générale du domaine discrétisé.

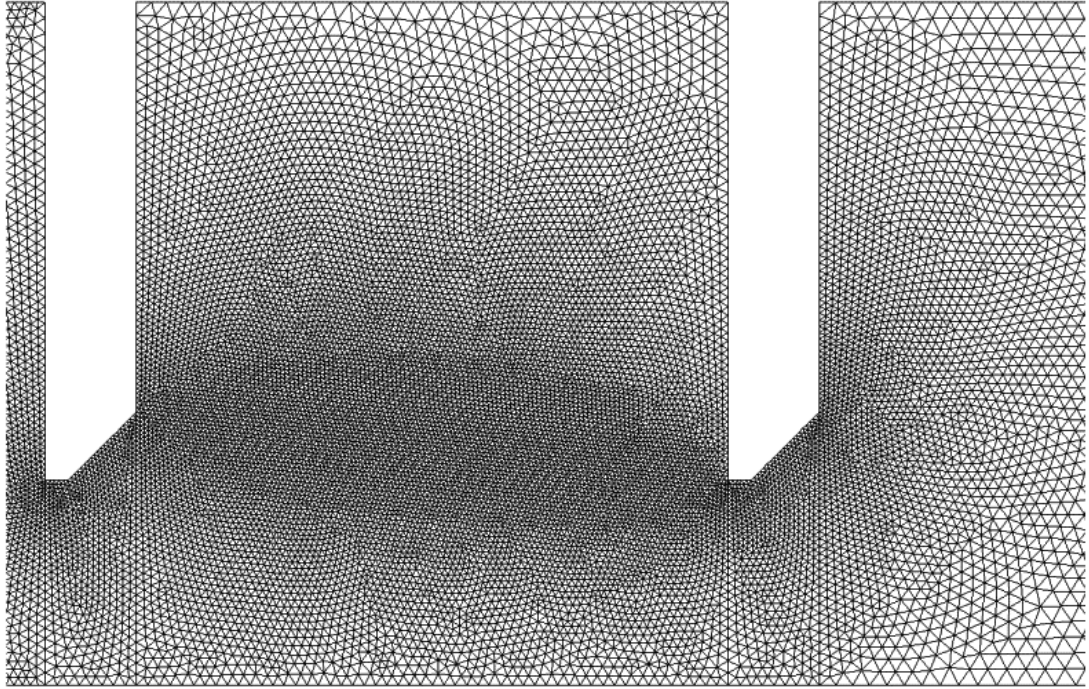


Figure 5.4.7. : Détail de la répartition des cellules.

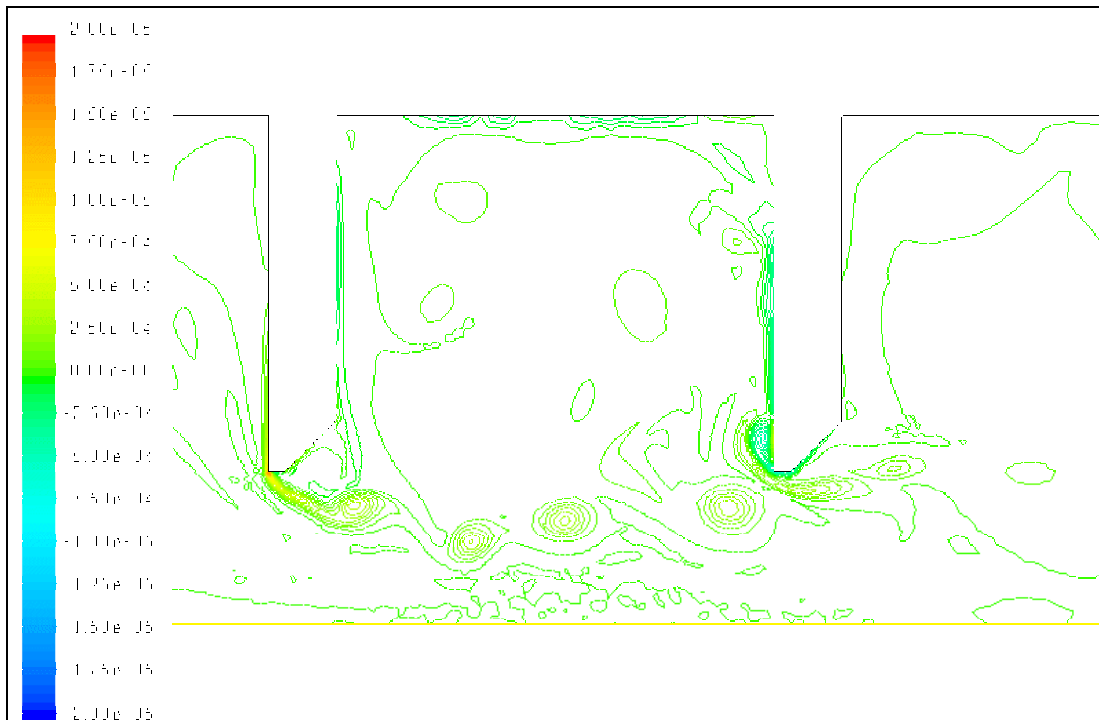
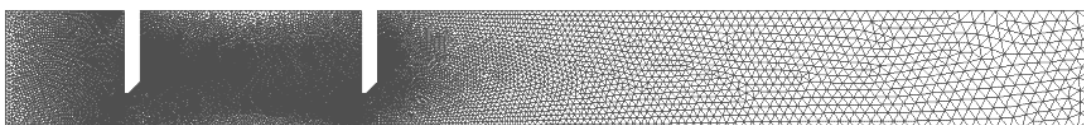


Figure 5.4.8. : Contours d'isovorticité à $t^*=0$.

5.4.5.2. Première diminution de l'influence des tourbillons.

Le comportement du modèle numérique évolue dans un sens conforme aux résultats expérimentaux pour les distance L plus grandes. En effet, pour $L/D_0=1$ (maillage en figures 5.4.9. et 5.4.10.), les tourbillons générés sur le diaphragme amont perdent progressivement de leur identité lors de leur déplacement vers l'aval pour finalement agir moins fortement sur le diaphragme aval (figure 5.4.11.).

La fréquence de détachement est restée proche de 1600 Hz. Expérimentalement (figure 6.1.19.) il ne se produit plus d'auto-entretien des bruits. Cette période de 1600 Hz n'est donc pas comparable avec nos résultats expérimentaux acoustiques.



5.4. Application du modèle instationnaire bidimensionnel L.E.S.

Figure 5.4.9. : Vue générale du domaine discrétisé.

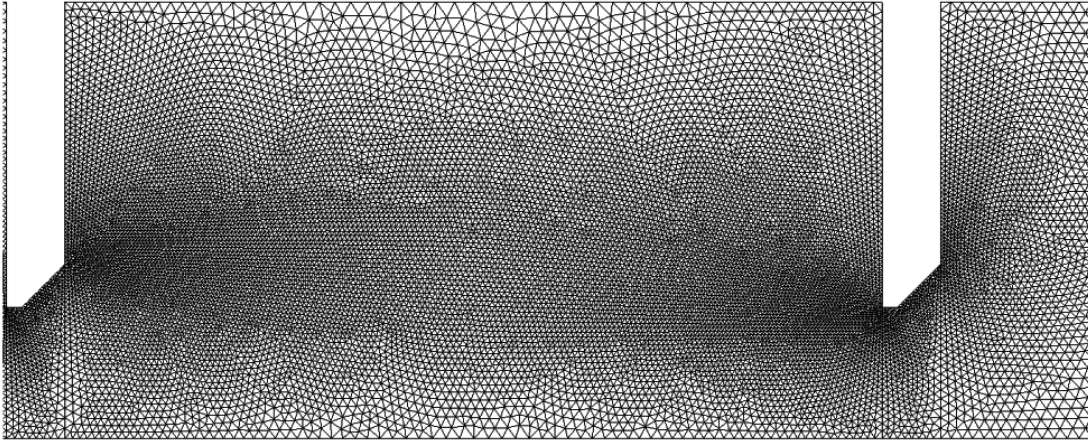


Figure 5.4.10. : Détail de la répartition des cellules.

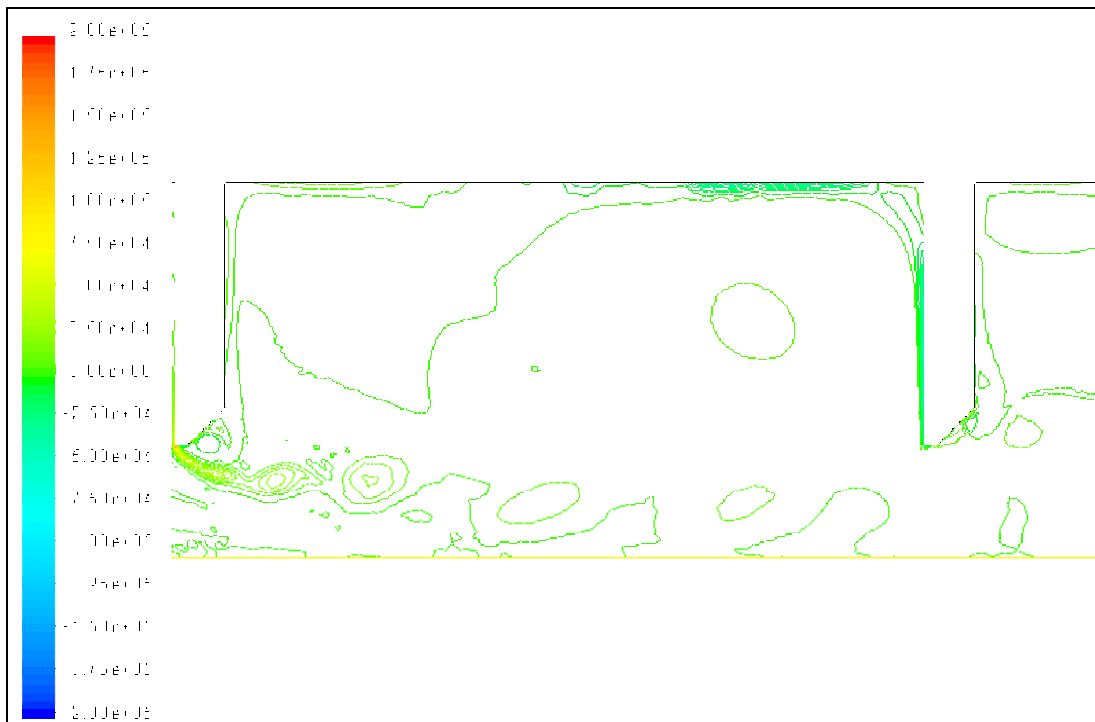


Figure 5.4.11. : Contours d'isovorticité à $t^* = 0$.

5.4.5.3. Perte de cohérence liée à l'espacement L .

Le critère géométrique expérimental $L/D_0=2$ correspondant à la disparition de l'auto-entretien des bruits est ici vérifié par le modèle basé sur un maillage lié à $L/D_0=2$ (figure 5.4.12. et 5.4.13.).

Les tourbillons se détachant du diaphragme amont et perdent très rapidement leur identité, en perdant totalement leur cohérence avant d'atteindre le second diaphragme (figure 5.4.14.).

L'écoulement au voisinage du second diaphragme a alors le même comportement qu'au niveau du premier. On assiste même à un nouveau détachement de tourbillons sur le diaphragme aval (figure 5.4.15.), comme sur le diaphragme amont, ce qui montre bien que les diaphragmes sont "désolidarisés" et n'ont plus d'influence mutuelle. La fréquence de détachement calculée est toujours de 1600 Hz.

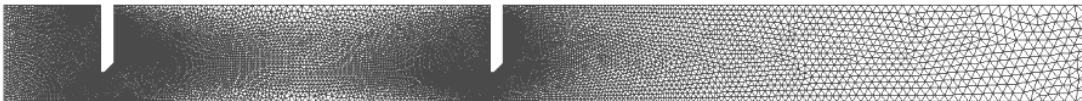


Figure 5.4.12. : Vue générale du domaine discrétisé.

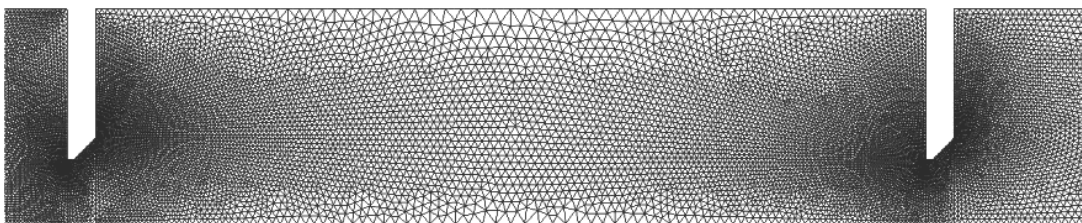


Figure 5.4.13. : Détail de la répartition des cellules.

5.4. Application du modèle instationnaire bidimensionnel L.E.S.

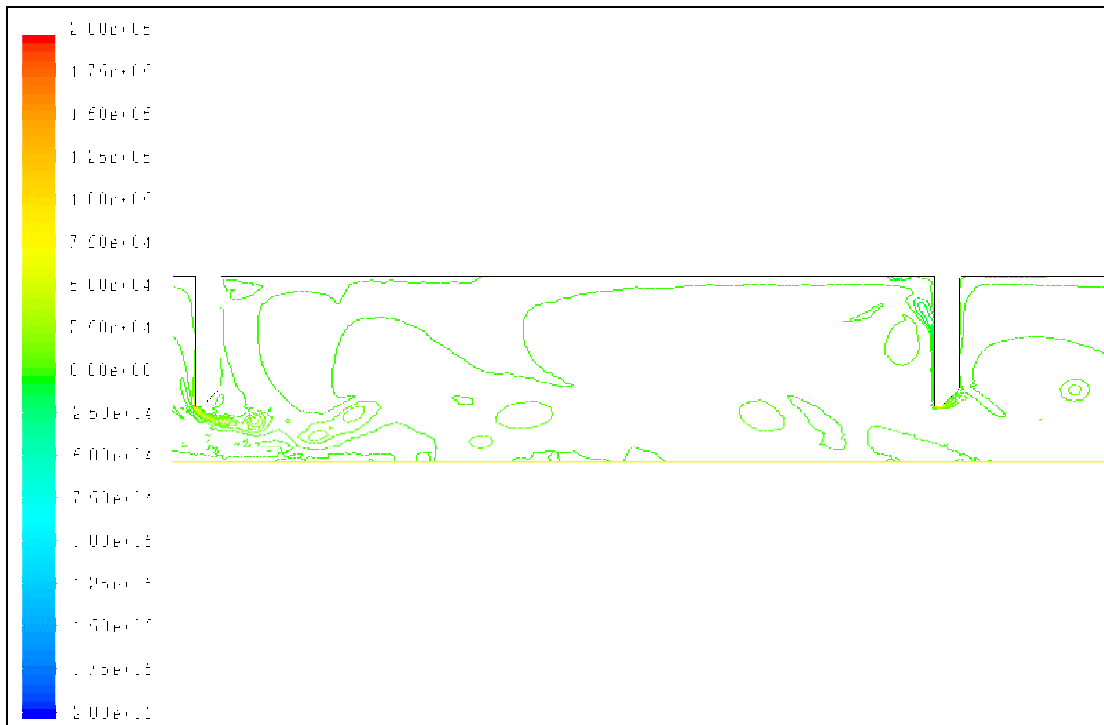


Figure 5.4.14. : Contours d'isovorticité à $t^*=0$.

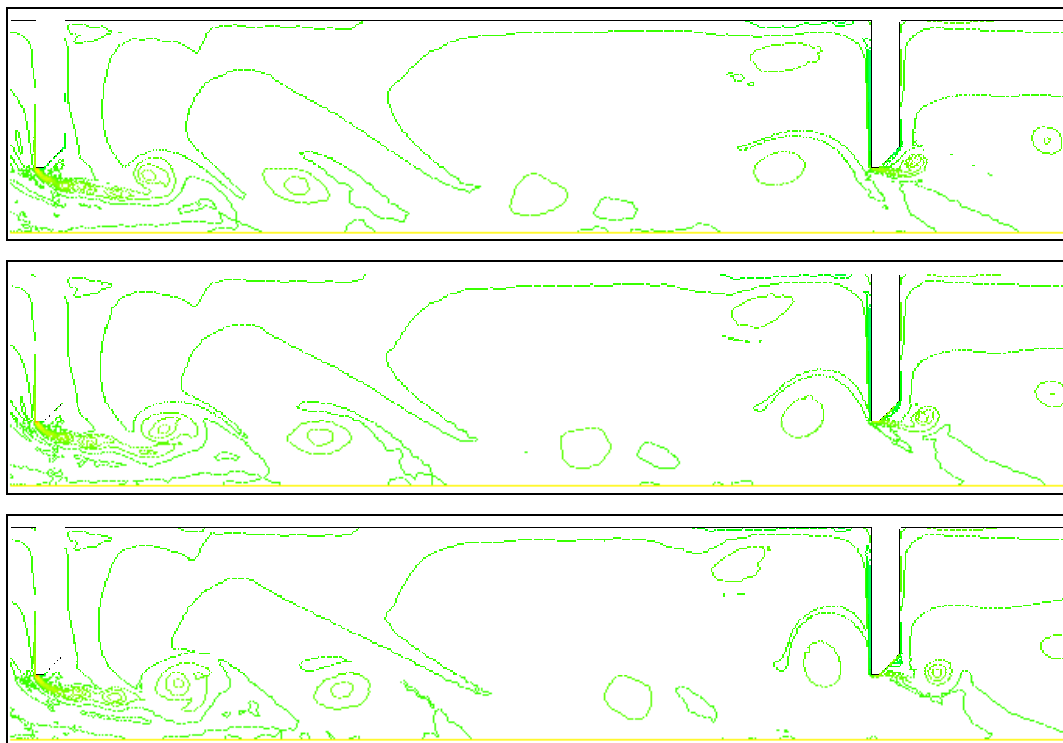


Figure 5.4.15. : Détachement de tourbillons au diaphragme aval : isovaleurs de vorticité de haut en bas. $t^*=0,99 - 1,32 - 1,65$.

5.4.6. *Variation du nombre de Reynolds.*

Une série de simulations ont été effectuées avec un Reynolds R_0 quatre fois plus petit, de 4000. Elles ont portées sur les maillages correspondant à $L/D_0=0,25$ et $L/D_0=0,5$ (*cf* figures 5.4.1. et 5.4.6.).

Le détachement est relativement régulier pour $L/D_0=0,25$, à 666 Hz (figure 5.4.16.) tandis que pour $L/D_0=0,5$ (figure 5.4.17.) ce détachement s'effectue encore à 666 Hz mais de nombreux processus de fusion interviennent en raison d'un fort retour de tourbillons vers le diaphragme amont (figure 5.4.18.).

Ce "retour", probablement dû à la faible activité de la zone de recirculation entre les parois des diaphragmes, divise par deux la fréquence d'impact des tourbillons sur le diaphragme aval et n'est pas favorable à l'auto-entretien du détachement tourbillonnaire au diaphragme amont. En effet de telles fusions impliqueraient que le détachement des tourbillons s'effectuerait à une fréquence deux fois plus élevée que la fréquence de la source sonore générée ce qui empêcherait le bouclage de manière intermittente...

Expérimentalement, on ne décèle pas non plus de bruit auto-entretenu pour $L/D_0=0,25$ et $0,5$ à un Reynolds de 4000 (*cf* figures 6.1.17. et 6.1.18.).

5.4. Application du modèle instationnaire bidimensionnel L.E.S.

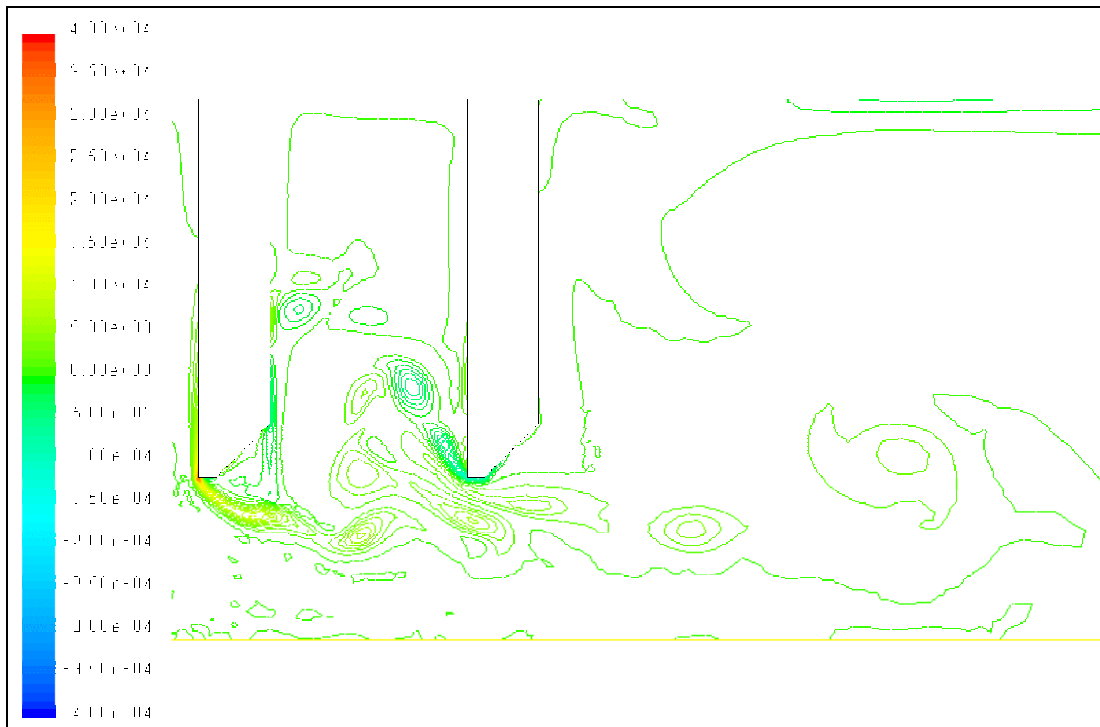


Figure 5.4.16. : Contours d'isovorticité à $t^*=0$.

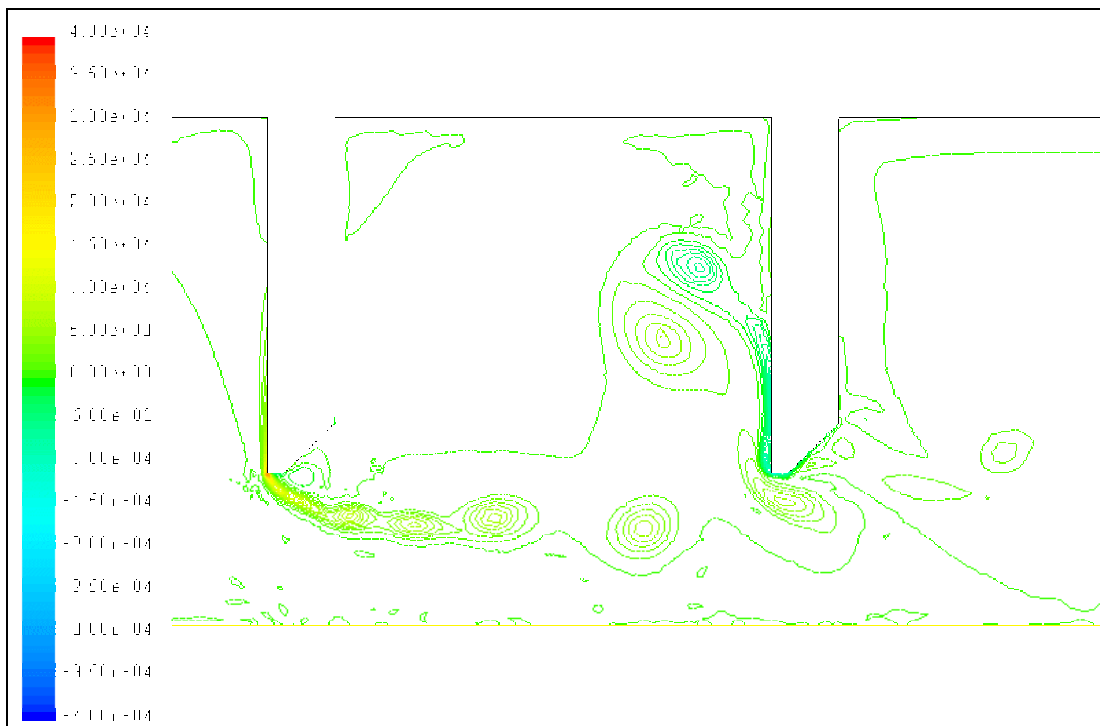


Figure 5.4.17. : Contours d'isovorticité à $t^*=0$.

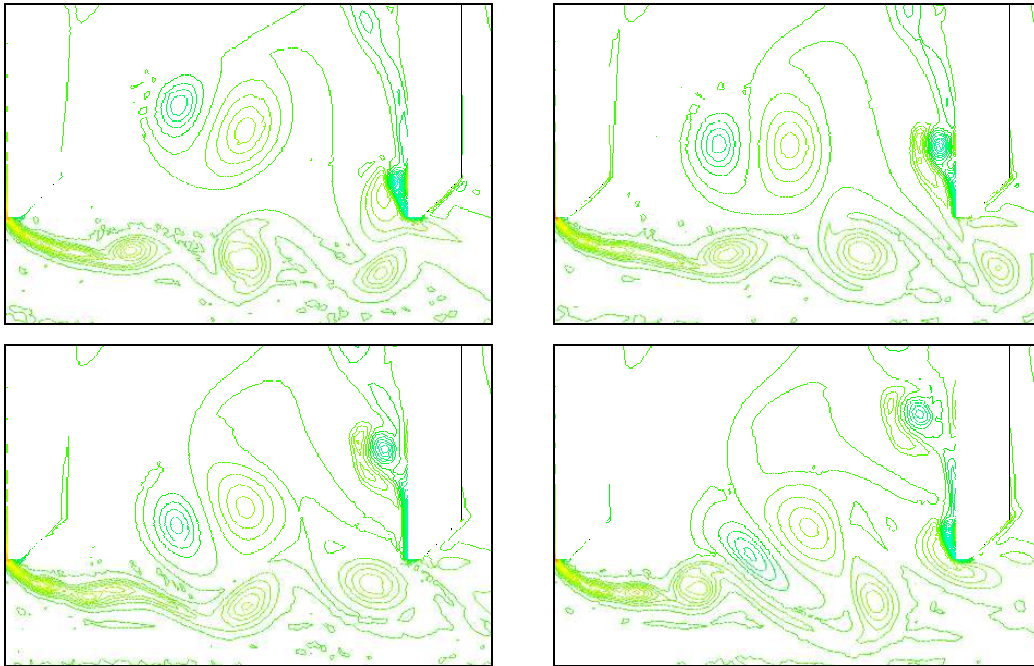


Figure 5.4.18. : Evolution des isovalues de vorticité de gauche à droite et de haut en bas. $t^* = 1,04 - 1,17 - 1,3 - 1,43$.

5.4.7. Calcul avec une fente ajoutée, réductrice de bruit.

Les méthodes expérimentales que nous utilisons pour réduire les bruits auto-entretenus font appel à des modifications mineures de la géométrie du diaphragme amont (voir en chapitre 6 : résultats expérimentaux). En particulier, nous utilisons pour cela des fentes radiales biseautées ou non, et des perforations pratiquées dans le diaphragme, inclinées vers l'axe de la section d'essai ou parallèles au conduit.

Pour appréhender l'action de ces systèmes, nous souhaitons vérifier ici si des modifications de la géométrie du maillage peut faire évoluer les résultats numériques vers un état défavorable à l'auto-entretien des bruits. Une approche simplifiée, bidimensionnelle en raison des limites en capacité de calcul, fait intervenir un canal oblique. Ce modèle pourrait se rapprocher du cas tridimensionnel où de nombreuses perforations inclinées vers l'axe central

seraient positionnées autour de l'orifice central (cf §6.2.).

Le maillage (figures 5.4.19. et 5.4.20.) est issu du cas $L/D_0=0,5$ tandis que l'air est injecté avec une vitesse de 4 m/s soit un nombre de Reynolds $R_0=16000$.

En figures 5.4.21. on relève un détachement de tourbillons régulier du diaphragme amont, avec une zone de recirculation très stable au-dessus de ce détachement, ne contenant aucun tourbillon résiduel.

L'écoulement provenant du canal supplémentaire créé un enroulement contrarotatif proche des tourbillons détachés de l'orifice central. Cet enroulement semble comme aspiré par le détachement tourbillonnaire et son étendue est liée à la phase de détachement. Il est peu important lorsque le tourbillon se développe au bord de l'orifice, puis il s'étend jusqu'à ce que sa forte intensité force le tourbillon à se détacher (schémas 2 et 3 en figure 5.4.22.).

Les tourbillons détachés sont déviés vers le bas par l'enroulement supplémentaire et parviennent au second diaphragme en étant plus proche de l'axe central que dans le cas sans fente, ce qui les empêche d'agir sur le bord de l'orifice. La fréquence de détachement calculée est de 833 Hz.

Il n'existe plus de gradient de vortacité suffisamment fort au diaphragme aval pour être susceptible de créer une source sonore (selon la théorie de Howe). On relève donc des conditions défavorables à la génération sonore et à l'auto-entretien de bruits pour ce cas avec un canal ajouté, celui-ci influençant le mode de détachement de la couche cisailée ainsi que l'emplacement du sillage.

Ce calcul préliminaire est donc très encourageant puisque la modification du champ des vitesses apportée par le canal va dans le sens des résultats expérimentaux. Le gradient de vortacité n'est en effet plus significatif au diaphragme aval et les tourbillons parviennent au niveau de ce diaphragme en

étant plus près de l'axe central du conduit.

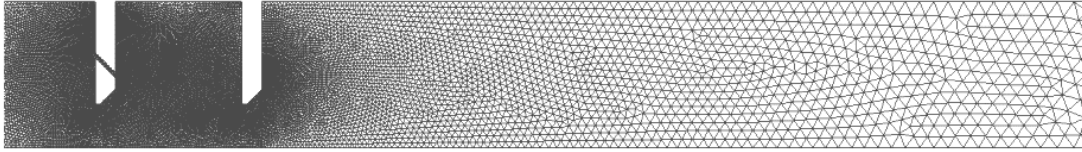


Figure 5.4.19. : Vue générale du domaine discrétisé.

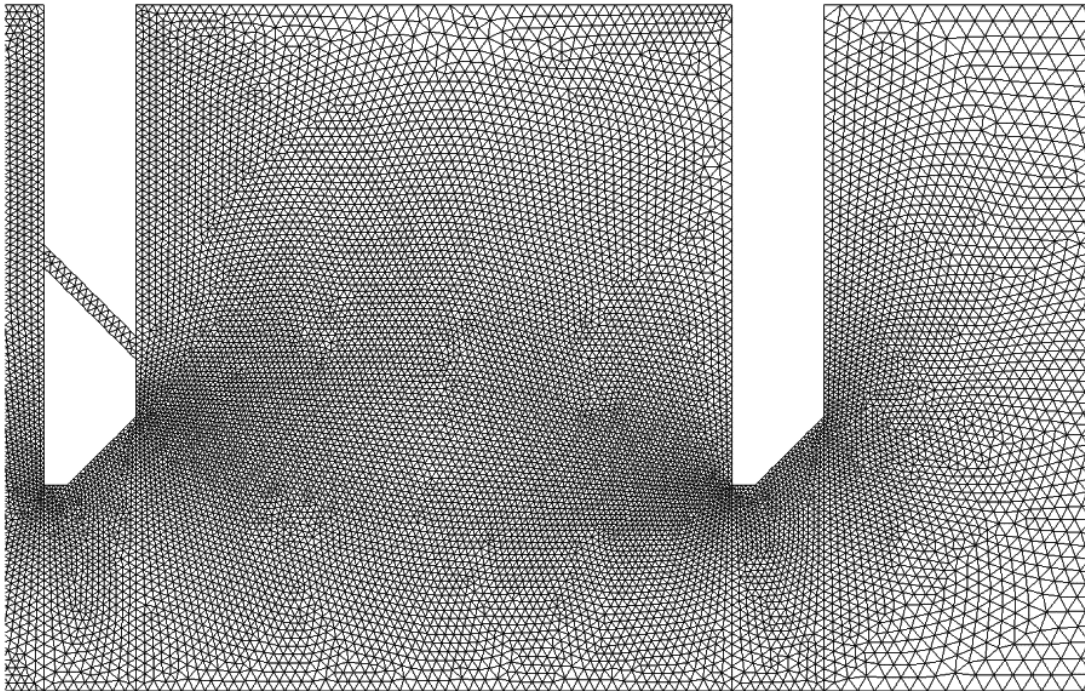


Figure 5.4.20. : Maillage 2D comportant un canal oblique secondaire.

5.4. Application du modèle instationnaire bidimensionnel L.E.S.

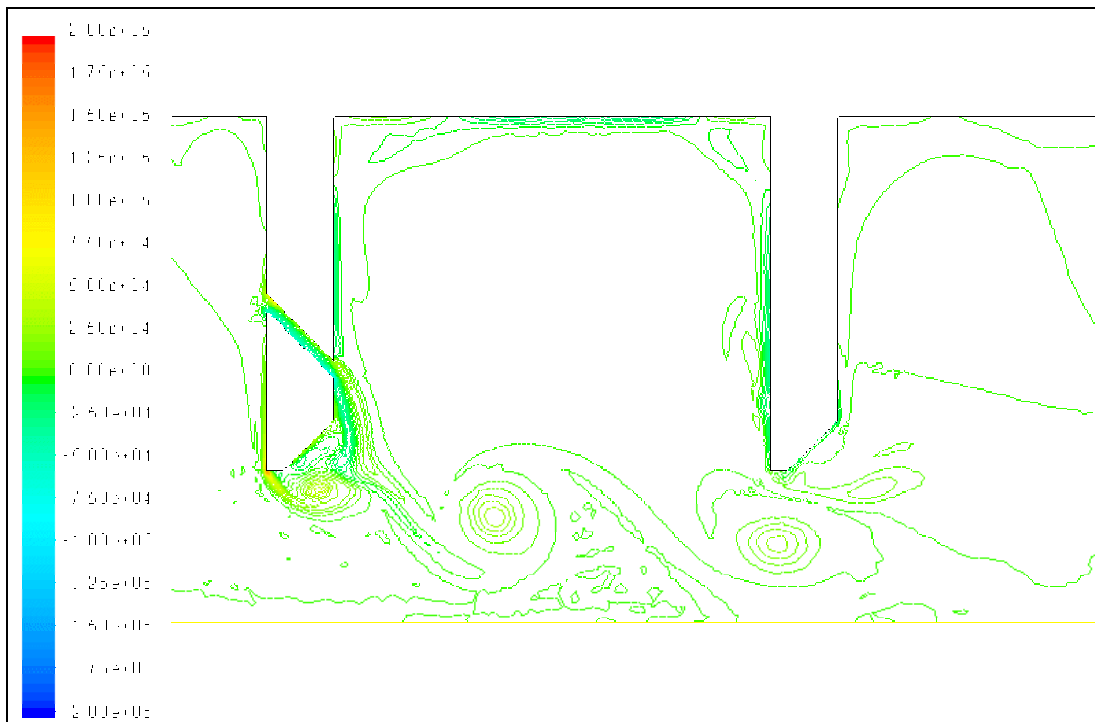


Figure 5.4.21. : Contours d'isovorticité à $t^*=0$.

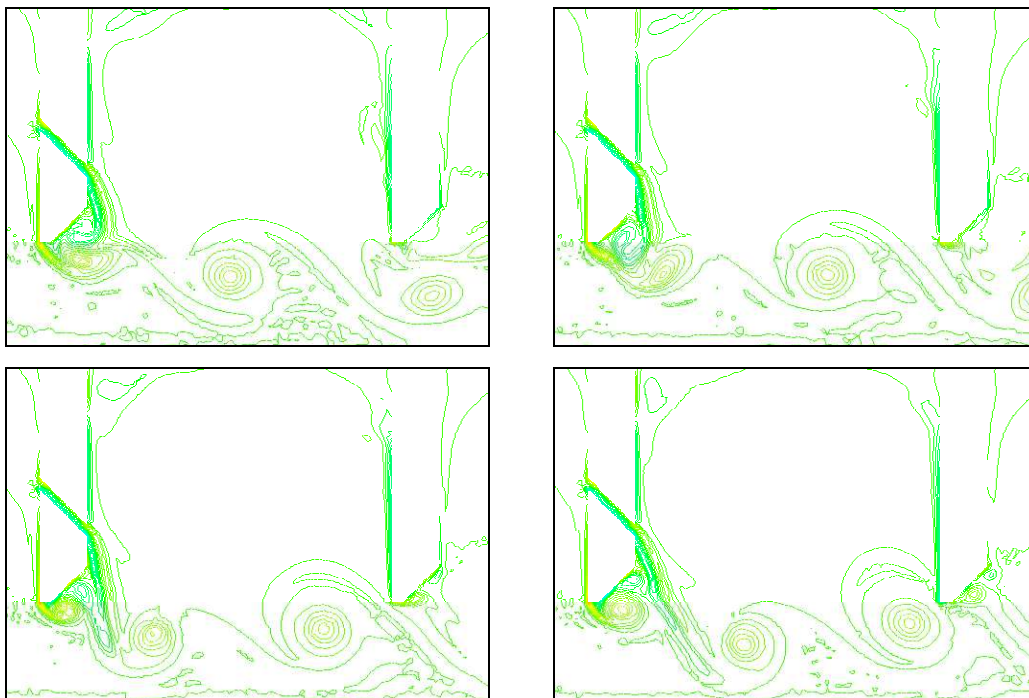


Figure 5.4.22. : Evolution des isovaleurs de vorticité de gauche à droite et de haut en bas. Pas de temps $t^*=1,5 - 2 - 2,5 - 3$.

5.5. Apports et limites des applications numériques.

Malgré une approche bidimensionnelle le paramètre d'espacement des diaphragmes a été trouvé conforme aux résultats expérimentaux pour ce qui est de la distance d'influence du premier diaphragme. De plus les champs de vorticités calculés au voisinage du second diaphragme, pour différentes configurations géométriques, sont en accord avec la théorie de Howe sur la génération sonore.

Le modèle instationnaire L.E.S. a permis la simulation du détachement tourbillonnaire, à des fréquences conformes aux fréquences expérimentales, en montrant à nouveau la même adéquation aux distances favorables à l'auto-entretien des bruits. Une approche très simplifiée de notre méthode de réduction sonore par modifications géométriques a aussi abouti à des résultats semblant concluants.

Des modèles stationnaires et instationnaires L.E.S. tridimensionnels ont aussi été réalisés mais n'ont pas apporté de résultats cohérents, en raison d'une finesse de maillage et de pas de temps insuffisante. Les temps de calcul nécessaires à de telles simulations sont pour l'instant prohibitifs mais une représentation tridimensionnelle serait néanmoins nécessaire pour modéliser correctement les fentes ajoutées au diaphragme amont. Des modèles tridimensionnels valides permettraient alors d'appréhender l'efficacité de multiples systèmes de réduction sonore basés sur notre méthode (chapitre 6). Des applications industrielles variées pourraient alors être prises en compte et être approchées numériquement avant leur expérimentation.

Chapitre 6

RESULTATS EXPERIMENTAUX.

La première partie de ce chapitre est constituée par l'évaluation quantitative et l'analyse des bruits auto-entretenus générés par le dispositif expérimental sans système de réduction sonore. Une deuxième partie est consacrée à la recherche de la modification géométrique optimale permettant de réduire les bruits auto-entretenus et surtout de parvenir à un phénomène nouveau "à allure d'hystérésis" [38, 39]. Ce phénomène donne au dispositif la propriété de rester en état de réduction sonore sur une très grande plage de variation des paramètres. Le point de bifurcation lié au changement d'état sera ensuite étudié et les modifications des champs seront caractérisées. Nous montrerons ensuite que ce phénomène très intéressant de bifurcation n'est pas limité à une configuration isolée mais existe pour toute la plage des principaux paramètres de l'écoulement L/D_0 et R_0 .

6.1. Bruits auto-entretenus : caractéristiques.

6.1.1. Cadre de l'étude préliminaire.

Le but de l'expérience est de reproduire les conditions d'auto-entretien de bruits existants dans certaines configurations industrielles. La finalité étant

d'analyser le phénomène pour ensuite rechercher des solutions de réduction sonore.

La première phase est liée à la reproduction du bouclage aéroacoustique. Ce bouclage est rencontré lorsqu'une couche cisailée agit sur un obstacle aval. Dans notre cas, le bouclage aéroacoustique met en jeu le détachement tourbillonnaire issu du diaphragme amont et la source sonore résultante, au diaphragme aval.

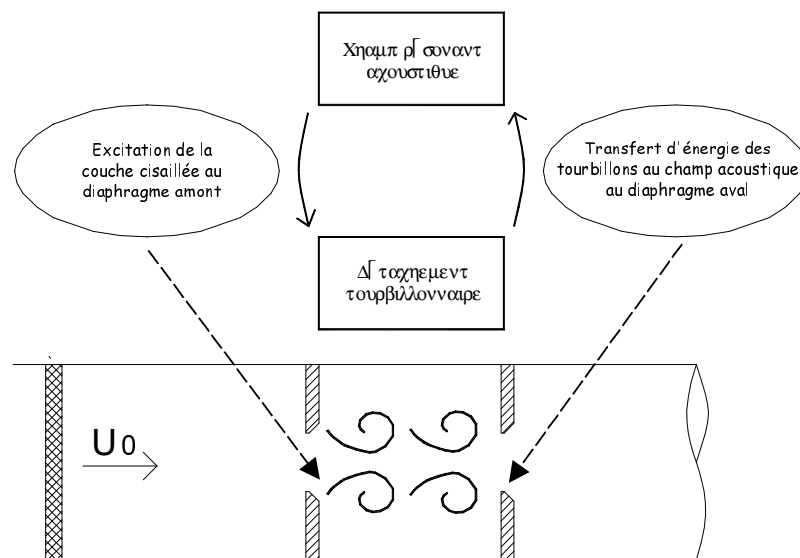


Figure 6.1.1. Boucle d'auto-entretien des bruits.

Le mode de détachement des tourbillons au premier diaphragme peut être contrôlé par un retour acoustique si une source sonore suffisante prend naissance dans la zone d'impact au niveau du second diaphragme (figure 6.1.1.). La source sonore a en effet la capacité de maintenir le détachement tourbillonnaire à la naissance de la couche cisailée à sa propre fréquence d'émission. Ce maintien en fréquence reste efficace même en cas de modification de la vitesse de soufflage d'air, dans une certaine limite de variation. Pour une modification trop importante de la vitesse, la dynamique propre de la couche cisailée redevient dominante, obligeant le détachement tourbillonnaire à se positionner sur une autre fréquence. Un nouveau bouclage peut ainsi apparaître, à une fréquence différente mais

6.1. Bruits auto-entretenus : caractéristiques.

toujours bloquée sur une fréquence fixe pour une plage de variation de U_0 pas trop étendue (de l'ordre de 0,5 à 1 m/s).

Un comportement de bouclage par palier est ainsi caractéristique des bruits auto-entretenus pour des débits variants dans une large gamme (cf §2.2.2., §2.2.5.). Nous qualifions ce comportement de "sauts de fréquences". Pour des conditions de débit variant progressivement, le bouclage aéroacoustique induit une succession de fréquences fixes qui constituent une gêne auditive importante.

En pratique, on peut retrouver cette configuration dans un conduit de ventilation/climatisation ou plusieurs pertes de charges se succèdent. L'espace entre deux wagons de trains est aussi susceptible de produire un bouclage aéroacoustique, ainsi qu'une cavité sur le fuselage d'un avion, l'espacement entre des blocs de combustible solide dans une chambre de combustion (Cas d'Ariane V, étudié par l'ONERA entre autres.), etc...

6.1.2. Auto-entretien : domaine d'existence.

6.1.2.1. Choix des paramètres et du protocole expérimental.

Les premiers paramètres dimensionnels évidents de cette configuration "tube-diaphragmes" sont la vitesse d'admission de l'air U_0 dans la section de diamètre D_0 , la distance L entre les deux diaphragmes et l'ouverture D_1 des diaphragmes.

Géométriquement, nous allons fixer D_1 pour ne laisser que L variable. Nous exprimerons ces paramètres en fonction de D_0 . Le débit dans l'installation sera exprimé au moyen des nombres de Reynolds R_0 et R_1 basés sur U_0 et U_1 (vitesse moyenne sur l'ouverture D_1).

Le domaine expérimental est donc défini par :

Chapitre 6.

- $D_0=60\text{mm}$, fixé.
- $D_1/D_0=0,3$, fixé (d'autres valeurs de D_1/D_0 donnent des résultats similaires).
- $0 < L/D_0 < 10$.
- $0 < U_0 < 9\text{m/s}$, soit $0 < R_0 = \frac{U_0 D_0}{\nu} < 36000$ et $0 < R_1 = \frac{U_1 D_1}{\nu} = 3,33 \frac{U_0 D_0}{\nu} < 1,2 * 10^5$.

Dans la suite de cette étude, nous utiliserons le nombre de Reynolds R_0 qui vient d'être défini. Les expériences seront donc fonction de deux paramètres : L/D_0 et R_0 .

Une première série d'essais ayant pour objectif de déterminer le domaine d'existence des bruits auto-entretenus de notre dispositif expérimental a été effectuée (résultats en §6.1.2.3.). Le comportement acoustique a été observé tout en augmentant régulièrement le nombre de Reynolds R_0 de 0 à 28000 puis en le ramenant toujours régulièrement à 0. Ce premier essai a été réitéré pour différents ratios fixes L/D_0 , en réalisant des acquisitions simultanées du Reynolds R_0 , de l'écartement L et du niveau sonore dans le tronçon L_1 de la section d'essai.

Sur l'ensemble de ces résultats, typiquement, le niveau de pression acoustique relevé en fonction du temps comprend de nombreux pics (exemple en figure 6.1.2., pour $L/D_0=0,33$). Le niveau acoustique recueilli pendant la diminution du Reynolds ($t=25$ à 50 s) est quasiment symétrique à celui correspondant à l'augmentation de R_0 .

Le domaine d'existence prévisible des bruits auto-entretenus est tel que :

- le rapport L/D_0 doit être suffisamment grand pour permettre à au moins un tourbillon de prendre place entre les diaphragmes. Il ne doit pas non plus excéder

une valeur qui ne permettrait pas aux tourbillons détachés de rester cohérents jusqu'au 2nd diaphragme.

- le nombre de Reynolds doit être assez grand pour dépasser le stade laminaire. Il ne doit pas non plus être trop important, ce qui ne permettrait plus le détachement régulier de tourbillons.



Figure 6.1.2. : Signal de pression acoustique, en Pascals (phases : 0-25s augmentation du Reynolds ; 25-50s réduction du Reynolds).

6.1.2.2. Traitement du signal.

Le signal $p(t)$ est lié au Reynolds réellement atteint dans la section d'essai. Le tracé du niveau sonore en fonction du Reynolds mesuré simultanément présente de nombreux avantages par rapport à un étalonnage de celui-ci en fonction du temps écoulé :

Chapitre 6.

- l'affranchissement vis à vis des temps décalés en début d'acquisition, et des différences de taux de progression en débit du groupe d'alimentation en air.
- la prise en compte de variations petites mais brusques du Reynolds liées à des changements d'état de l'écoulement. Un étalonnage du Reynolds ne peut prendre en compte ces phénomènes (importants pour notre expérience) qui sont indépendants de la puissance fournie à la soufflante.
- superposabilité (en abscisse) parfaite de points correspondant au même Reynolds mais atteints par des chemins différents.

Cependant, cette représentation déforme parfois le signal, lors de forts niveaux sonores, en utilisant des variations de vitesse brusques liées à un pic.

Pour des raisons pratiques de comparaison, le signal, sur ces représentations, est découpé au point de débit maximal de manière à différencier la portion de courbe où le Reynolds augmente (trait continu) de celle où il diminue (trait pointillé). Le signal est également scindé en paquets de 500 points ($1/10^{\circ}$ de seconde) pour être moyenné et exprimé en décibels (acquisition à 5000 Hz : voir chapitre 4).

6.1.2.3. Identification du domaine expérimental $[R_0, L/D_0]$ d'auto-entretien des bruits.

On perçoit immédiatement, au vu des figures 6.1.3. et suivantes, le très fort niveau sonore produit par le dispositif. On remarque déjà que ce niveau est irrégulier et composé d'une succession de pics d'intensité très rapprochés. Les bruits auto-entretenus sont également très persistants en étant présents sur toute la plage de R_0 balayée et pour une large gamme d'espacement des diaphragmes, de l'ordre du diamètre interne D_0 de la section d'essai.

Il apparaît que le processus d'auto-entretien de bruits, pour L/D_0 allant de 0,2 à 1, est très actif pour tout R_0 (exemples en figures 6.1.3. et 6.1.4.). Le niveau sonore est fluctuant, passant par des pics très élevés, supérieurs à 150 dB.

Pour le cas particulier des diaphragmes très rapprochés ($L/D_0 < 0,2$), le phénomène d'auto-entretien des bruits est déjà présent mais limité aux faibles valeurs de R_0 (figure 6.1.5.). Les bruits auto-entretenus sur la plage supérieure de R_0 n'existent plus et le niveau sonore (R_0 de 12000 à 28000, figure 6.1.5.) est uniquement lié au bruit aérodynamique des jets : bruit de large bande, moins gênants. Cette progression uniforme de niveau acoustique de large bande correspond à une augmentation de 12 dB pour un doublement du nombre de Reynolds.

On peut montrer que cette augmentation de 12 dB par octave de la vitesse moyenne est conforme à une hypothèse grossière d'un pourcentage constant de dissipation de la perte de charge sous la forme d'énergie sonore. En effet, si on note $\overline{\Delta p} = K\rho U^2/2$ la perte de charge du conduit cette hypothèse se traduit par $\frac{p'}{\Delta p} = \alpha$. Le niveau sonore pour une vitesse moyenne U s'exprime alors par :

$$L_p = 20 \log \frac{p'}{p_r} = 20 \log \left[\left(\frac{K\alpha\rho}{2p_r} \right) U^2 \right] = K' + 40 \log U$$

Si on double la vitesse moyenne U , le niveau L_p augmente donc de $40 \cdot \log 2$ dB soit 12 dB.

Le dernier point concerne les rapports L/D_0 plus grands, supérieurs à 1, pour lesquels l'effet de bouclage aéroacoustique disparaît. Physiquement, on peut traduire cette perte d'effet par le fait que les tourbillons détachés du diaphragme amont perdent en énergie et se déstructurent avant d'impacter sur le diaphragme aval. L'aspect progressif régulier du niveau sonore présenté en 6.1.6. traduit une

disparition totale du bouclage champ dynamique-champ acoustique (≈ 12 dB / octave de la vitesse).

On note dans tous les cas que le niveau acoustique est le même sur le "trajet retour" (diminution du Reynolds jusqu'à zéro) que sur le trajet "montée en débit", à R_0 identique. Le niveau sonore est ainsi prévisible pour un point de fonctionnement donné et indépendant de l'historique des variations des paramètres de l'écoulement (L/D_0 ou R_0).

Un point de fonctionnement situé sur un pic de niveau sonore sera donc toujours très bruyant, quel que soit l'historique des paramètres de l'écoulement y conduisant.

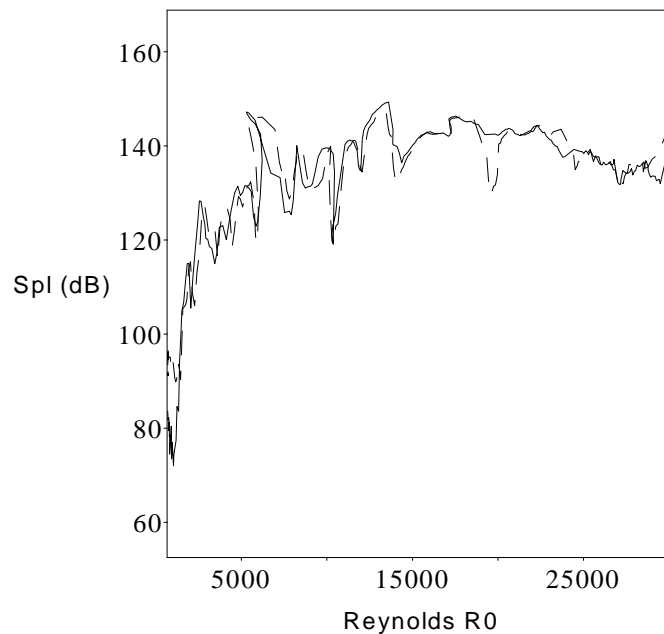


Figure 6.1.3. : Niveau de pression acoustique (« Sound Pressure Level ») ($L/D_0=0,33$. Chemin « diminution du débit » en pointillés.

6.1. Bruits auto-entretenus : caractéristiques.

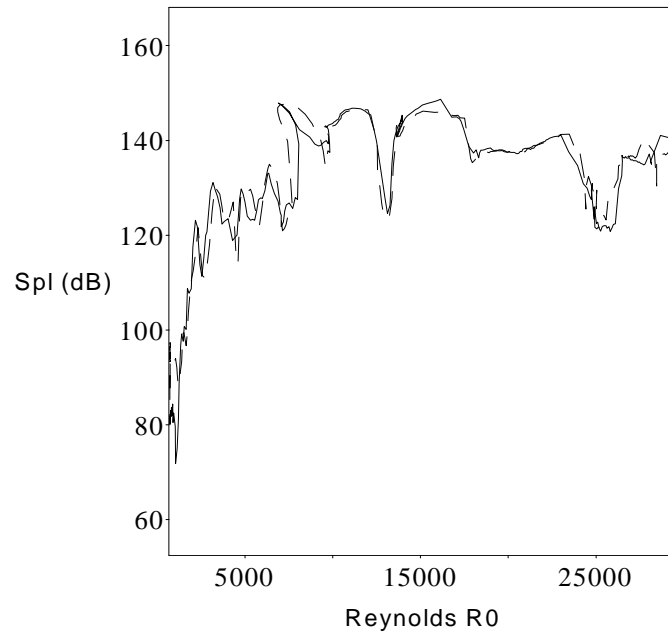


Figure 6.1.4. : Niveau de pression acoustique ($L/D_0=0,5$).

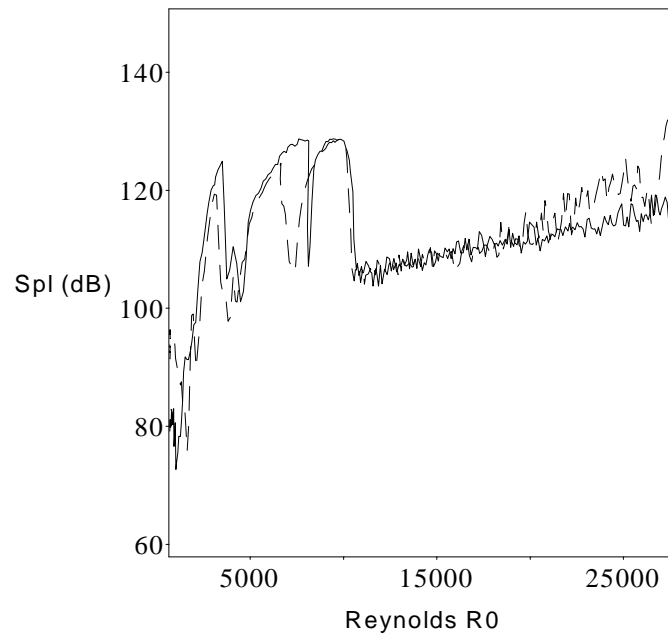


Figure 6.1.5. : Niveau de pression acoustique ($0 < L/D_0 < 0,2$).

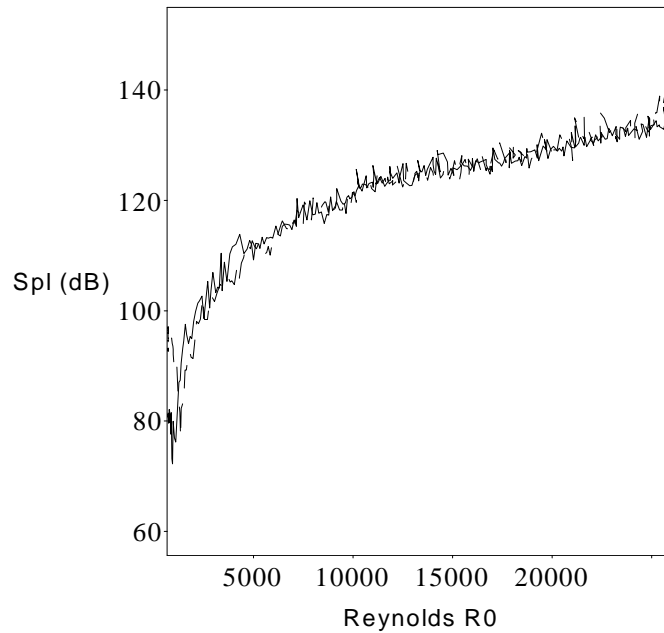


Figure 6.1.6. : Niveau de pression acoustique ($L/D_0=1,5$).

6.1.3. Modes de fonctionnement et résonances.

6.1.3.1. Méthode d'analyse.

Les niveaux de pression acoustique permettent de décrire quantitativement le phénomène d'auto-entretien du bruit et en particulier, cela a permis de définir la plage d'activité du processus par rapport à L/D_0 et R_0 (soit environ $0 < L/D_0 < 1$ et $0 < R_0 < 30000$). Une approche spectrale des bruits auto-entretenus est présentée dans cette partie.

Le signal du microphone est recueilli continûment pendant la variation du nombre de Reynolds R_0 de 0 à 28000. Ce signal est découpé en paquets de 2^{12} points (environ une seconde d'acquisition). Une analyse spectrale est ensuite effectuée sur chacun de ces paquets, ce qui fournit l'évolution spectrale du signal acoustique en fonction du nombre de Reynolds R_0 .

Les courbes de densité spectrale sont présentées sur les figures 6.1.7. à 6.1.13.

par ensembles de 36 spectres pour l'évolution des Reynolds R_0 de 0 à 28000 (soit une variation de U_0 de 0 à 7 m/s). Chacune de ces figures, correspondant à un rapport L/D_0 fixé, met en évidence le caractère "pur" des sons émis ainsi que le bouclage aéroacoustique par paliers.

6.1.3.2. *Plage du rapport L/D_0 correspondant à un fort bouclage aéroacoustique.*

les densités spectrales de fluctuation de pression acoustique augmentent beaucoup jusqu'à $L/D_0=0,5$ (figure 6.1.9., C_n^2 atteignant 80000 Pa²) montrant des bouclages très actifs sur des fréquences discrètes. Le rapprochement de ces densités peut être fait avec les niveaux de presque 150 dB relevés en figures 6.1.3. et 6.1.4..

Un rapide calcul confirme le niveau sonore atteint : Pour $C_n^2=80000$, $C_n=2,8*10^2=p'$. Le niveau sonore c correspondant est :

$$L_p = 20 \log_{10} \left[\frac{p'}{p_r} \right] = 20 \log(1,4 * 10^7) = 143 \text{ dB} .$$

L'activité ne se limite pas à une augmentation du niveau sonore mais s'étend aussi à une plage de nombres de Reynolds beaucoup plus large. Les premiers bouclages interviennent en effet aussi tôt mais subsistent maintenant jusqu'à des Reynolds proches de 24000 (maximum pour $L/D_0=0,33$, figure 6.1.8.).

Le bouclage associé aux espacements intermédiaires $L/D_0=0,08$ et $0,17$ (figures 6.1.11. et 6.1.7.) est peu étendu, limité à des fréquences sur une faible plage de R_0 (12000 à 20000). Son efficacité devient optimale pour $L/D_0=0,33$, la plage couverte de R_0 allant de 4000 à 24000, mettant en jeu pas moins de 5 fréquences successives maintenues sur des amplitudes de variation de Reynolds allant de 2000 à 4000.

Pour $L/D_0=0,5$ (figure 6.1.9.) les bruits auto-entretenus sont limités à une plage de nombre de Reynolds R_0 allant de 4000 à 16000 environ, tout en présentant encore trois grandes plages de fréquences de bouclage.

On retrouve le comportement caractéristique des cycles d'auto-entretien, où les bruits sont générés puis maintenus à des fréquences discrètes successives. Pratiquement, la fréquence de détachement des tourbillons du diaphragme amont induit une source sonore de même fréquence au diaphragme aval lorsque les conditions de génération sont rassemblées (fort gradient de vorticité autour de second diaphragme, condition de phase h des tourbillons, etc...). La source acoustique influence directement le mode de détachement des tourbillons au diaphragme amont, créant le bouclage aéroacoustique.

Le détachement tourbillonnaire acquiert alors une propre dynamique et peut rester sur une fréquence fixe, de manière autonome vis-à-vis des faibles variations de débit de l'écoulement, jusqu'à ce que l'effet de la dynamique de l'écoulement moyen ne redevienne dominant, obligeant le détachement tourbillonnaire à se caler sur une autre fréquence liée aux nouvelles caractéristiques dynamiques.

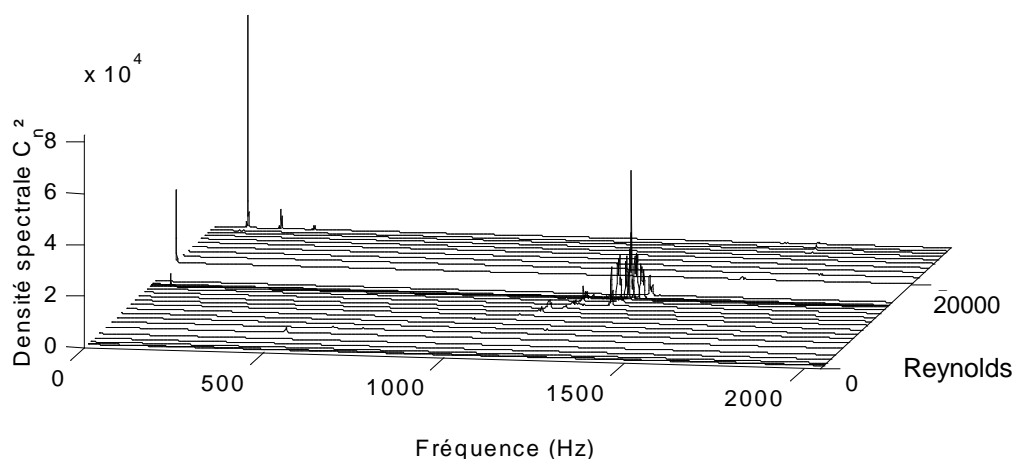


Figure 6.1.7. : Densités spectrales ($L/D_0=0,17$).

6.1. Bruits auto-entretenus : caractéristiques.

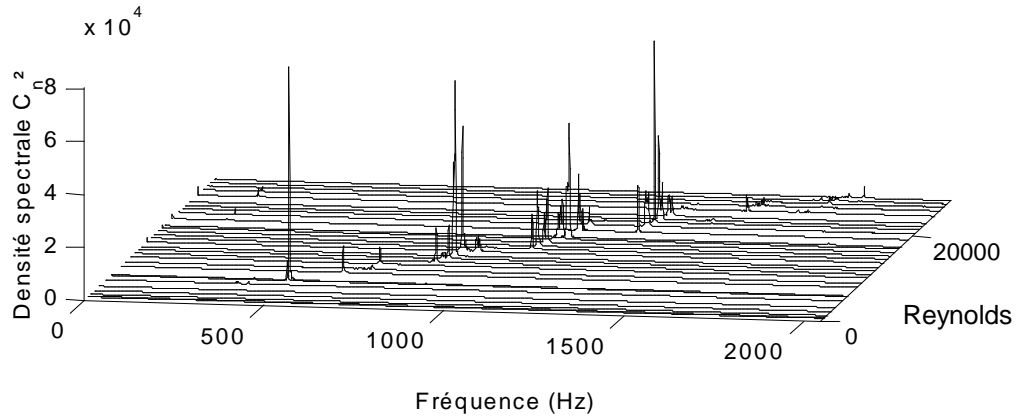


Figure 6.1.8. : Densités spectrales ($L/D_0=0,33$).

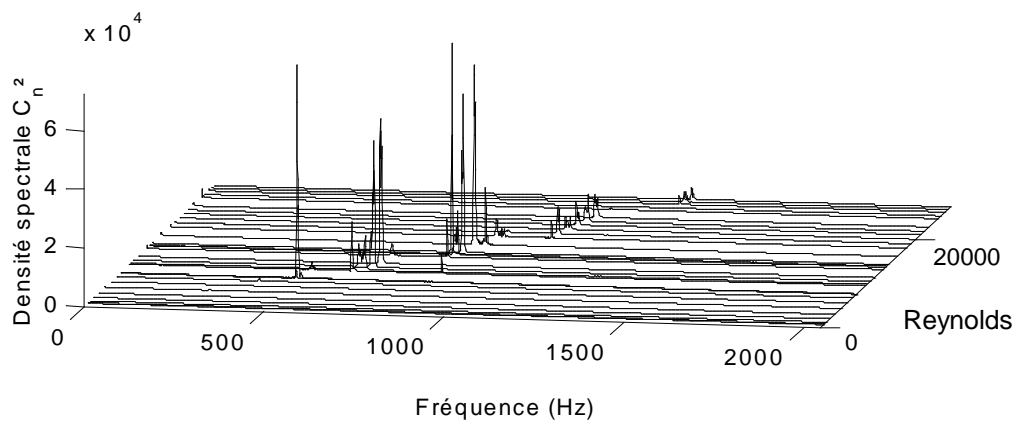


Figure 6.1.9. : Densités spectrales ($L/D_0=0,5$).

6.1.3.3. Mise en place du bouclage aéroacoustique pour les faibles rapports L/D_0 .

Les tracés en figures 6.1.10. et 6.1.11. montrent l'établissement des bruits auto-entretenus dans le bas de la plage de variation du paramètre L/D_0 .

Des bruits d'intensité modérée sont émis pour $L/D_0 = 0,04$ (densités spectrales de 4000 Pa^2 , figure 6.1.10.), à de faibles Reynolds ($R_0 < 12000$). Les fréquences en cause sont plutôt basses, inférieures à 500 Hz . Nous verrons un peu plus loin que ces fréquences ne correspondent probablement pas à des bruits auto-entretenus mais plutôt à des résonances du conduit. Le bouclage commence à devenir actif

lorsque L/D_0 atteint 0,08 (figure 6.1.11.), les densités spectrales étant 7 fois plus élevées.

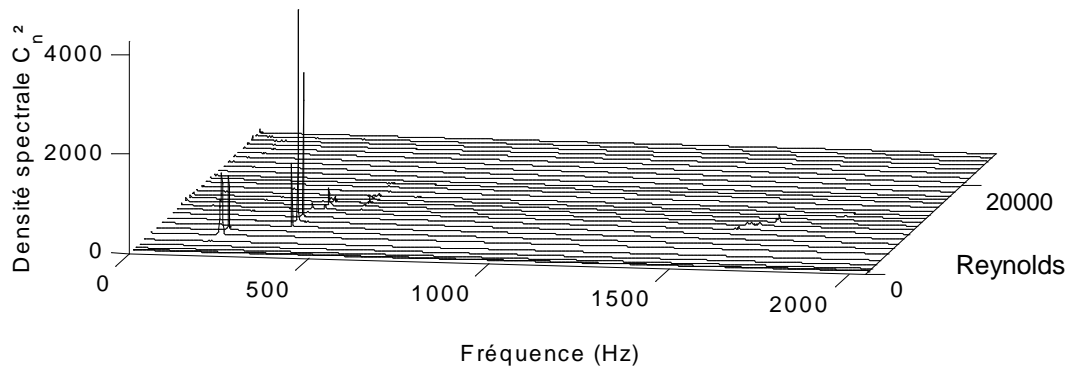


Figure 6.1.10. : Densités spectrales ($L/D_0=0,04$).

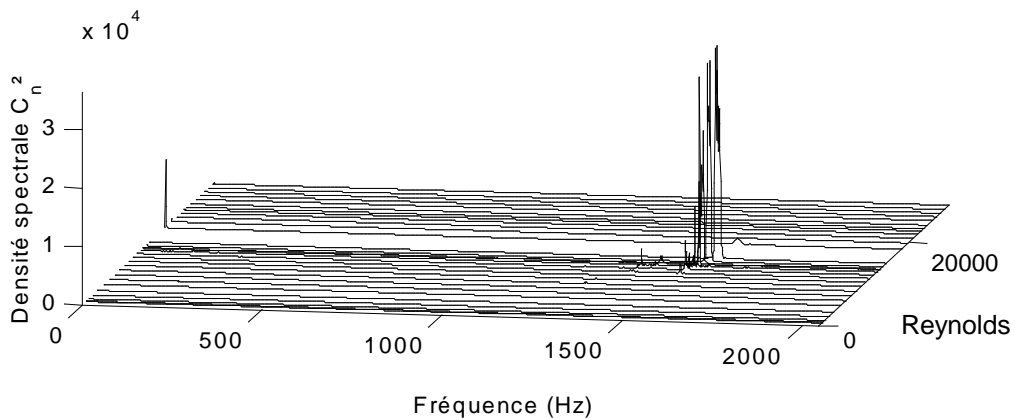


Figure 6.1.11. : Densités spectrales ($L/D_0=0,08$).

6.1.3.4. Limite maximale du rapport L/D_0 permettant le bouclage aéroacoustique.

Pour $L/D_0=1$ (figure 6.1.12.) le comportement acoustique est très semblable à celui associé à $L/D_0=0,5$ pour ce qui est du nombre et de la localisation des fréquences de bouclage. Celui-ci est en revanche beaucoup moins actif, avec des densités spectrales environ 30 fois plus faibles.

On note finalement une disparition du processus d'auto-entretien des bruits

pour $L/D_0 \geq 1,5$ (figure 6.1.13.). Les pics de faible amplitude correspondent à des résonances du circuit, et pas à des bruits auto-entretenus. Quant aux pics autour de la fréquence nulle, ce sont des Diracs correspondant éventuellement à un signal mal centré (de moyenne non nulle).

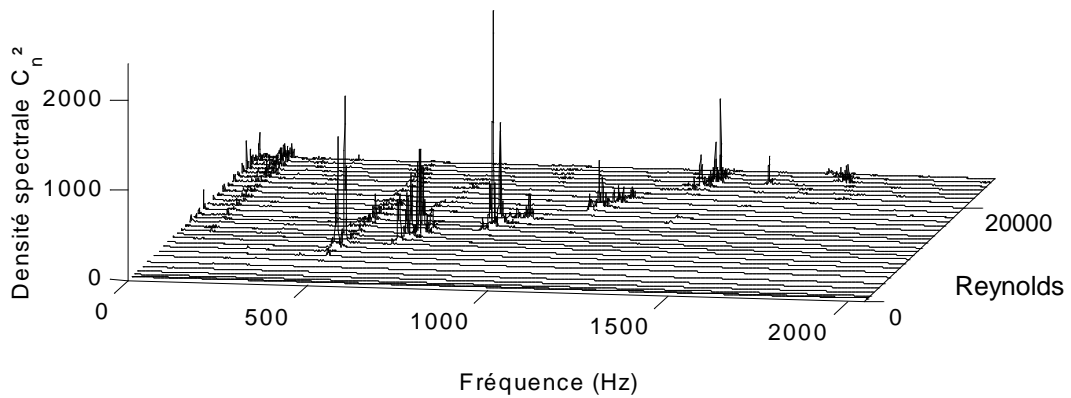


Figure 6.1.12. : Densités spectrales ($L/D_0=1$).

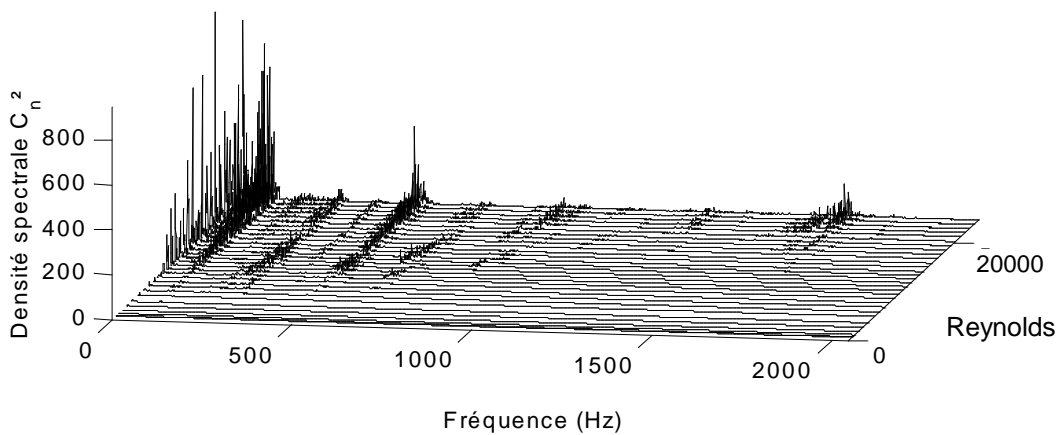


Figure 6.1.13. : Densités spectrales ($L/D_0=1,5$).

6.1.3.5. Représentation en isovalues des densités spectrales de fluctuations de pression.

Les représentations précédentes des densités spectrales permettent une identification aisée des fréquences de bouclage, de leur intensité, de leur évolution en fonction de R_0 .

Cependant ces courbes tridimensionnelles rendent la lecture des fréquences difficile. Les figures 6.1.14. à 6.1.20. présentent les isovaleurs des $|C_n|^2$ (Série de Fourier de $p(t)$) liées aux mêmes informations, permettant de mieux caractériser les fréquences en jeu, même si les intensités ne sont pas représentées. Les zones noires représentent la partie significative (nous avons choisi un seuil de 20%) de la valeur maximale $|C_n|^2$ atteinte sur toute la variation de R_0 pour le rapport L/D_0 considéré.

Pour chacun des rapports L/D_0 considéré, des sauts de fréquences très nets se produisent lorsque le Reynolds varie. Sur chacune des figures les modes propres de l'installation sont reportées, mettant en évidence le bouclage aéroacoustique sur les fréquences propres du circuit (*cf* modes propres, tableau 4.5.1., chapitre 4).

Pour un mode donné, on observe que la fréquence de bouclage augmente légèrement à peu près au milieu de la plage d'existence du mode (visible sur le mode 13, figure 6.1.15.). Ceci est lié à un changement du nombre de tourbillons présent entre les diaphragmes, pour ce même mode. Pour notre expérience, la plupart du temps, le bouclage accroche un mode propre avec deux tourbillons présents entre les diaphragmes pour s'effectuer ensuite, pour des Reynolds R_0 plus grands, toujours sur le même mode, avec un seul tourbillon présent entre les diaphragmes. Nous avons représenté en figure 6.1.17. les deux axes sur lesquels le bouclage s'effectue avec un ou deux tourbillons. Le lecteur pourra se référer aux travaux de Nomoto & Culick (§2.2.2.) et de Huang et Weather (§2.3.1.) montrant le même type de comportement de sauts en fréquences avec des nombres de tourbillons variant avec le Reynolds.

Le cas particulier du rapport $L/D_0=0,04$ (figures 6.1.14.) montrent un faible calage en fréquence sur le 2nd et le 3^{ème} mode du circuit. Il est probable ici que les modes propres du circuit soient excités par un bruit aérodynamique de

l'écoulement (éventuellement en aval du second diaphragme). Non seulement les densités spectrales sont très faibles (4000, soit 10 fois moins que pour $L/D_0=0,08$), mais en plus l'aspect de l'évolution sur le mode est différent des autres cas d'espacement (pas de discontinuité '1 ou 2 tourbillons').

Un fonctionnement intermédiaire est lié aux rapports $L/D_0=0,08$ et $0,17$ (figures 6.1.15. et 6.1.16.), où des fréquences propres uniques sont accrochées, respectivement proches de 1532 Hz (13^{ème} mode propre), et de 1284 Hz (11^{ème} mode). Nous pouvons remarquer en figure 6.1.15. que le 13^{ème} mode est d'abord peu accroché avec deux tourbillons présents entre les diaphragmes, puis majoritairement accroché avec 'un tourbillon'. L'espacement réduit de $L/D_0=0,08$ est sans doute responsable de la faible possibilité de présence de deux tourbillons. Ce faible espacement est aussi responsable de l'accrochage des modes de haute fréquence uniquement, la période de convection du tourbillon étant courte, la fréquence est inversement élevée.

Une troisième phase montre un bouclage bien plus étendu. Cette phase couvre les rapports L/D_0 de 0,33, à 1 (figures 6.1.17. à 6.1.19.). Les bruits auto-entretenus s'effectuent à de nombreuses fréquences successives pour $L/D_0=0,33$ (bouclage sur les 4^{ème}, 7^{ème}, 9^{ème}, et 11^{ème} modes propres) pour finalement, se limiter progressivement à des fréquences plus basses (4^{ème}, 6^{ème} et 7^{ème} modes en figure 6.1.19.). Les fréquences diminuent peu à peu et sont rencontrées pour des Reynolds de plus en plus bas, jusqu'à la disparition complète des bruits auto-entretenus (figure 6.1.20.).

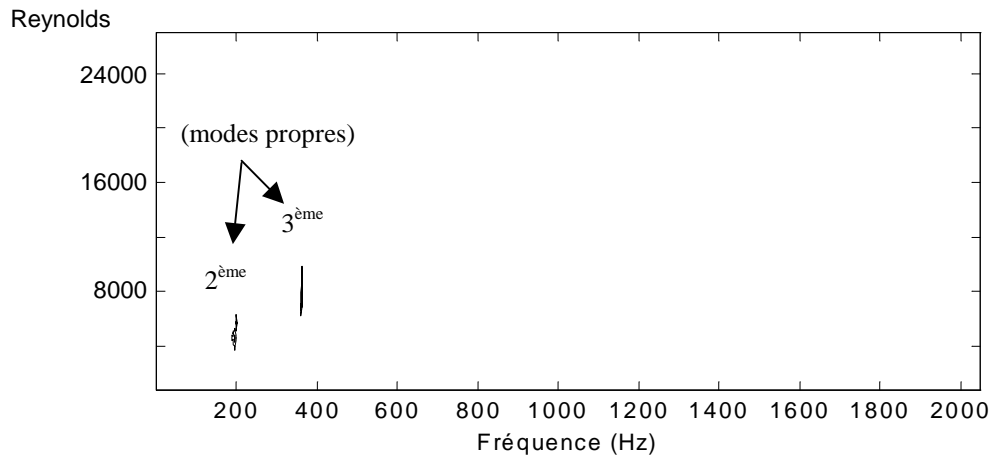


Figure 6.1.14. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,04$).

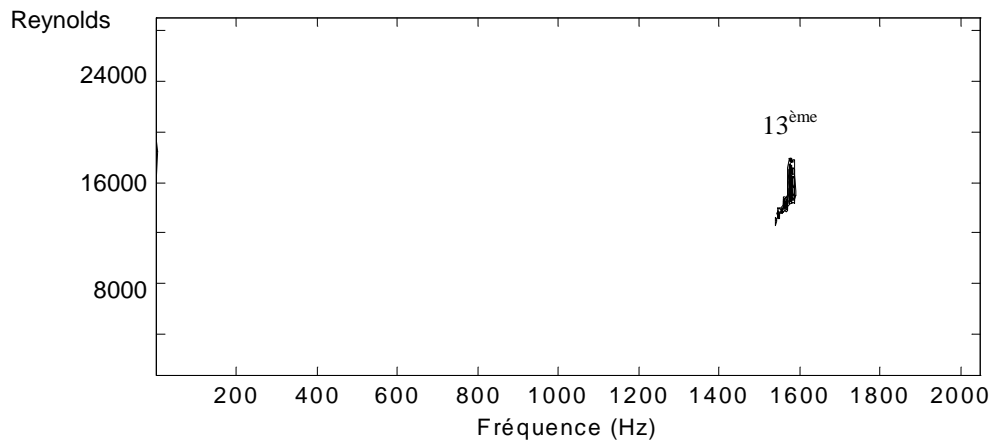


Figure 6.1.15. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,08$).

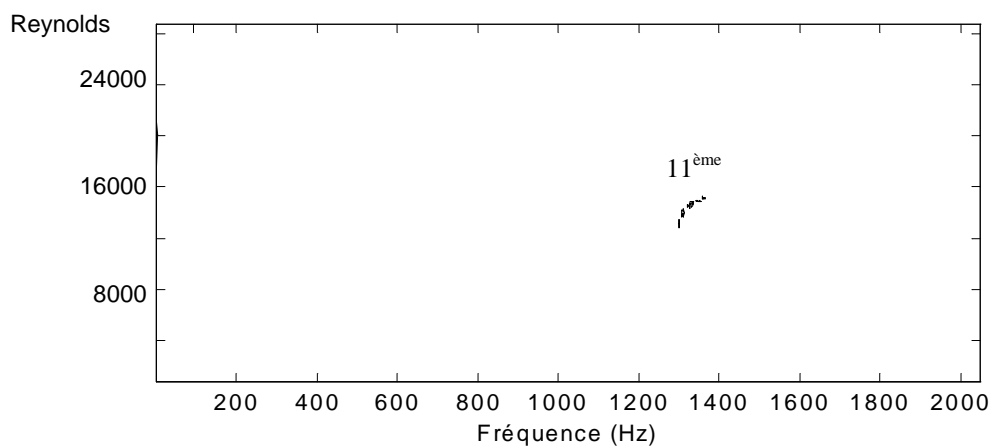


Figure 6.1.16. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,17$).

6.1. Bruits auto-entretenus : caractéristiques.

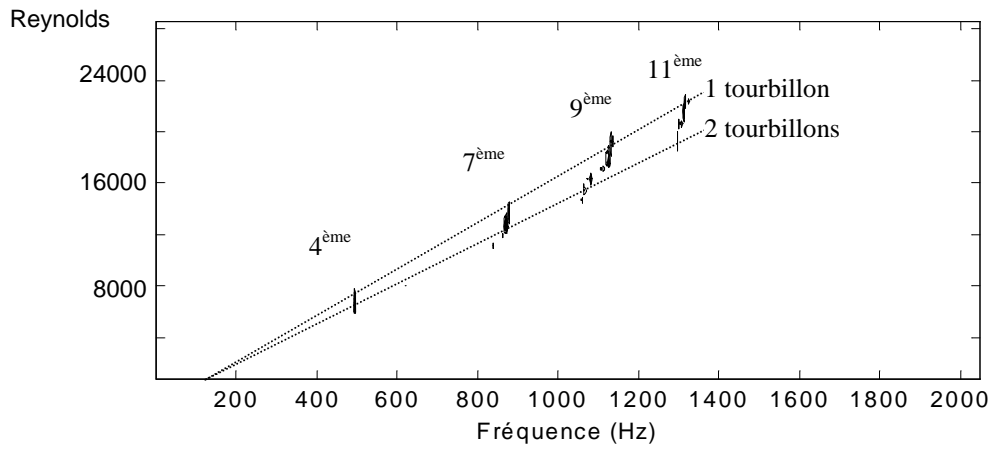


Figure 6.1.17. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,33$).

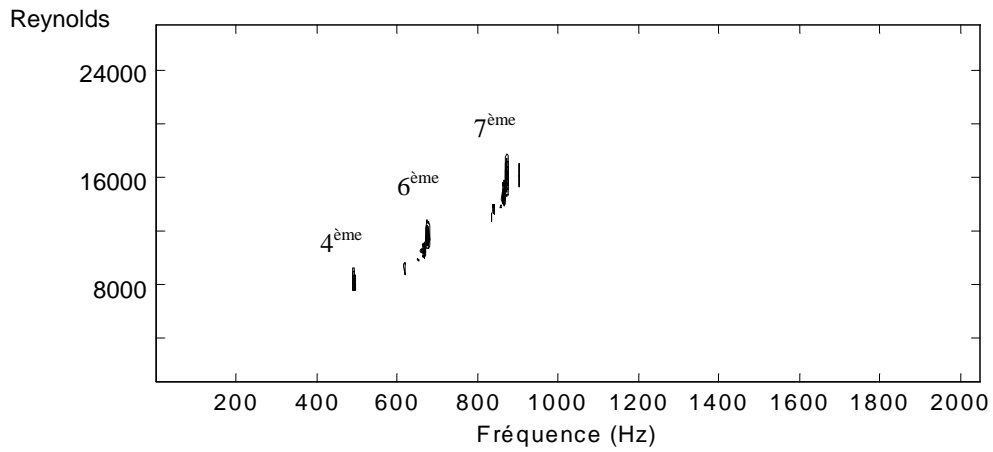


Figure 6.1.18. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,5$).

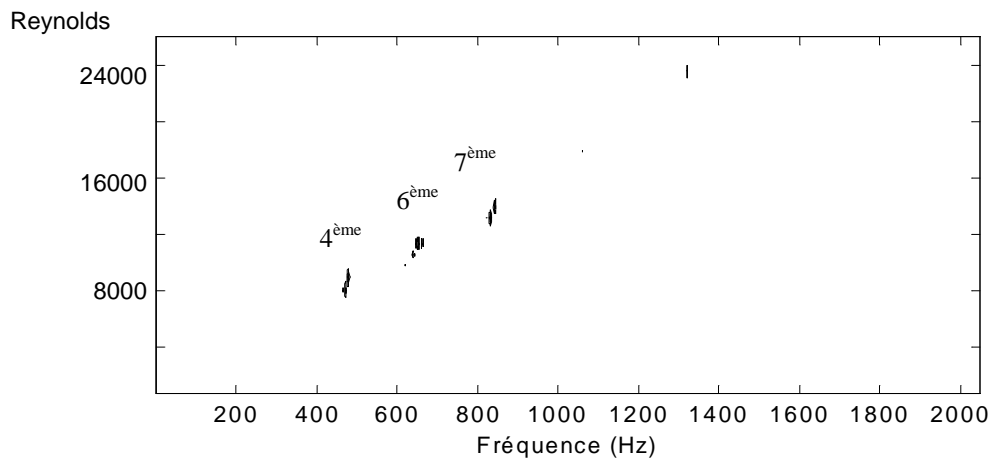


Figure 6.1.19. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=1$).

Reynolds

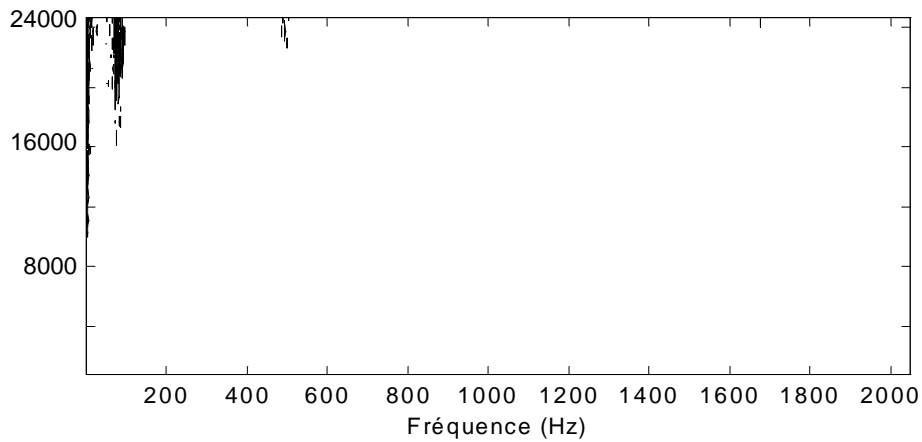


Figure 6.1.20. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=1,5$).

6.2. Premiers essais de réduction sonore par des modifications géométriques.

L'intensité des bruits auto-entretenus et leur calage sur des fréquences discrètes a amené de nombreux groupes de recherche à essayer de les atténuer. Les méthodes employées font habituellement appel à des systèmes actifs (microphone - traitement du signal - haut parleur) ou passifs (absorbants, cavités d'helmholtz...).

Le principe de réduction sonore sur lequel nous avons engagé nos recherches est basé sur la destruction du cycle aéroacoustique par la dynamique du fluide et non sur l'absorption du bruit émis (systèmes passifs). De plus le système doit pouvoir être applicable à des cas industriels réels et donc ne pas nécessiter de moyens lourds d'analyse du signal (systèmes actifs).

L'idée de base, avancée par Henry[37] et mise en œuvre par Favé[26], a été de "casser" le bouclage aéroacoustique par l'emploi de jets secondaires. Différents systèmes ont montré que des modifications géométriques mineures sur le

diaphragme amont pouvaient réduire les bruits auto-entretenus.

Le diaphragme aval est, dans toutes nos expériences, inchangé. (c'est à dire standard). Son seul rôle est de dévier les tourbillons du diaphragme amont, permettant ou non la création d'une source acoustique.

La méthode proposée n'est donc ni active ni passive au sens traditionnel puisque qu'elle utilise de petits jets secondaires pour perturber l'écoulement principal.

6.2.1. Influence de fentes complètes.

Nous présentons ici nos résultats (voir [68]) sur le premier type de modification, où des fentes complètes $l = (D_0 - D_1)/2$ sont ajoutées. Ce procédé de réduction par utilisation de jets secondaires reprend le principe décrit par Favé[26]. Quatre fentes radiales de faible largeur e ($e/D_0=0,016$) ont été pratiquées sur le diaphragme amont (figure 6.2.1.). Ces fentes, de longueur l telle que $l = (D_0 - D_1)/2$, couvrent la totalité du rayon du diaphragme et leur coté aval a été biseauté de la même manière que l'orifice central. Leur largeur e est telle que $e/h=0,25$ (h épaisseur du diaphragme).

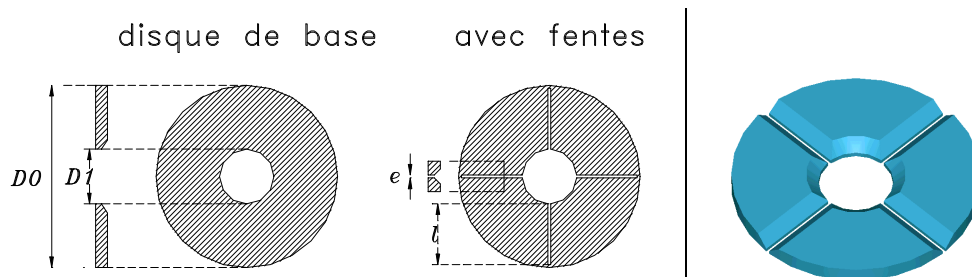


Figure 6.2.1. : Diaphragme amont modifié : $e/h=0,25$; $l=(D_0-D_1)/2$.

L'application au cas d'espacement des diaphragmes $L/D_0=0,33$ (figure 6.2.2.), produisant typiquement des bruits auto-entretenus intenses, montre que ces modifications du premier diaphragme réduisent de manière très significative le niveau sonore : entre 10 et 40 dB.

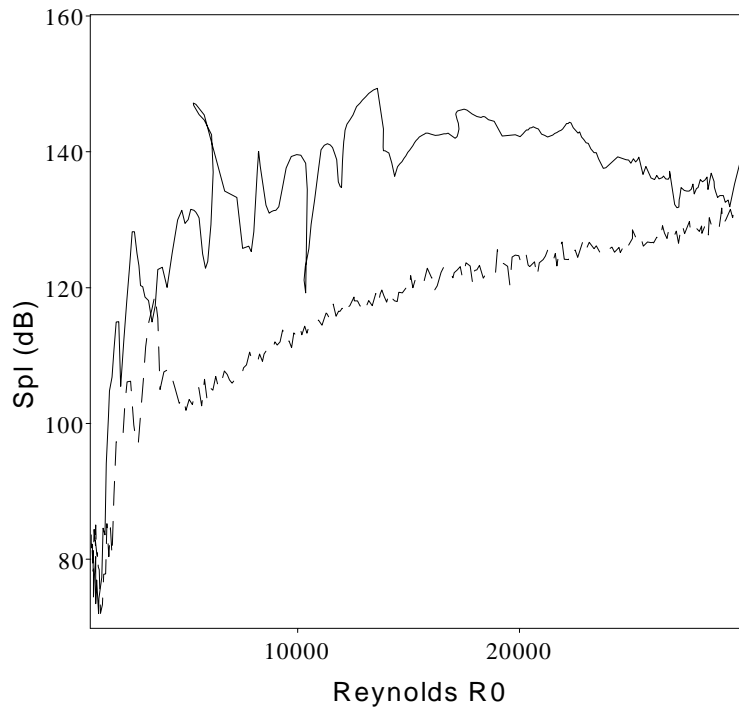


Figure 6.2.2. : Efficacité de réduction sonore : diaphragmes standards (trait plein) et diaphragmes à fentes totales (trait pointillé). $L/D_0=0,33$.

Un comportement de même type a été relevé pour des rapports L/D_0 plus faibles et plus élevés (figures 6.2.3. et 6.2.4.) avec des réductions toujours importantes.

Pratiquement, si l'efficacité de ces fentes complètes est intéressante, elles modifient néanmoins beaucoup la géométrie de base (+31,5% de surface ouverte), c'est à dire qu'elles risquent d'impliquer une modification trop importante d'un dispositif industriel. La réduction sonore risque d'entraîner une modification ou perte de fonction initiale du dispositif que l'on souhaite rendre silencieux.

6.2. Premiers essais de réduction sonore par des modifications géométriques.

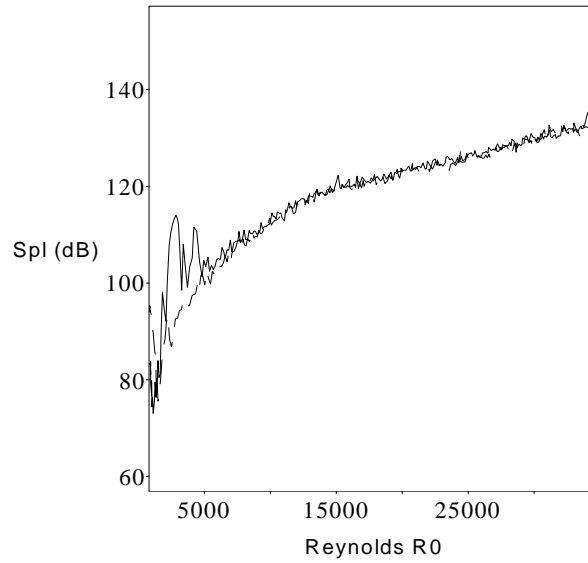


Figure 6.2.3 : Niveau de pression acoustique Trait continu : augmentation du Reynolds ; trait pointillé : diminution du Reynolds. (fentes totales, $L/D_0=0,17$).

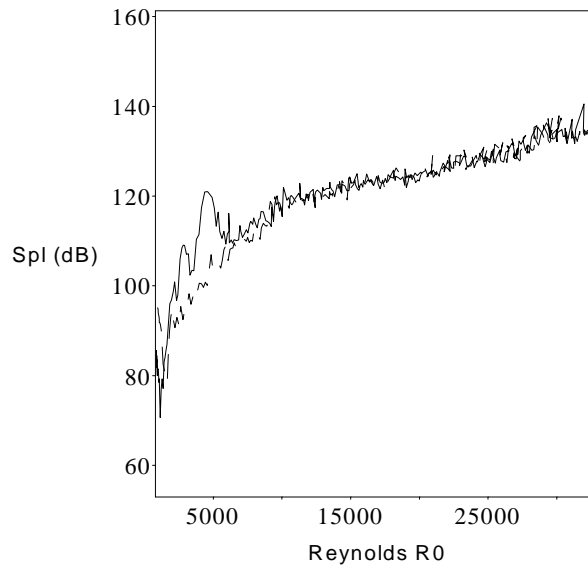


Figure 6.2.4 : Niveau de pression acoustique (fentes totales, $L/D_0=0,5$).

6.2.2. Influence d'orifices secondaires cylindriques obliques.

Une deuxième série d'essais a porté sur des diaphragmes (figure 6.2.5.)

comportant d'autres orifices beaucoup plus petits (Somme des surfaces : environ 15% de celle de l'orifice central).

Les orifices secondaires sont orientés vers l'axe principal selon un angle de 45° . L'idée de base étant ici de perturber le transfert des tourbillons générés au diaphragme amont vers le diaphragme aval, de manière à casser la boucle d'auto-entretien des bruits. L'angle de 45° a été choisi de manière à venir impacter les tourbillons du jet axisymétrique à une distance du diaphragme amont de 18 mm environ, soit la position d'enroulement définitif des tourbillons selon la théorie de la stabilité linéaire (cf 1.1.7.). Cette configuration initialement exploitée par Favé a été reprise. Elle est relativement efficace.

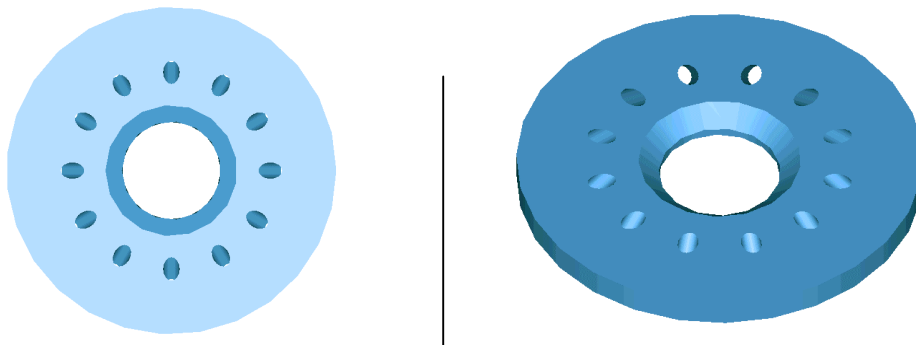


Figure 6.2.5. : Disposition des 12 trous obliques (entre axes : $2D_1$, diamètre : $d/D_1=0,1$).

L'orientation des jets secondaires apporte globalement une réduction d'environ 15 à 20 dB par rapport au cas "standard", avec, pour certaines plages de R_0 , une suppression complète des bruits auto-entretenus (figure 6.2.6.).

Cependant, les bruits peuvent rester élevés (figure 6.2.7.). L'orientation des jets apporte une réduction sonore mais de manière non constante par rapport à R_0 . Il ne semble pas que la simple dynamique des jets obliques suffisent à déstructurer les tourbillons convectés autour du jet axisymétrique. Il est aussi probable que l'angle θ d'orientation des jets soit un facteur important, qui devrait être choisi en fonction d'un nombre de Reynolds précis d'utilisation, pour orienter les jets sur la zone critique de naissance des tourbillons.

6.2. Premiers essais de réduction sonore par des modifications géométriques.

Notons aussi, en anticipant sur les résultats ultérieurs, que les systèmes réducteurs à base d'orifices secondaires ne permettent pas d'atteindre une bifurcation vers un état silencieux, comme dans le cas des fentes partielles adéquates.

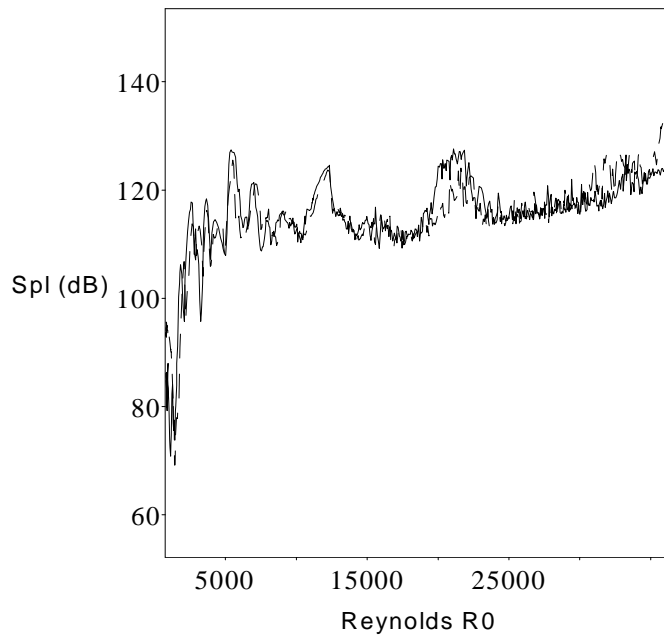


Figure 6.2.6. : Niveau acoustique avec des orifices obliques. Montée en Reynolds (trait plein) et diminution du Reynolds (trait pointillé). ($L/D_0=0,17$).

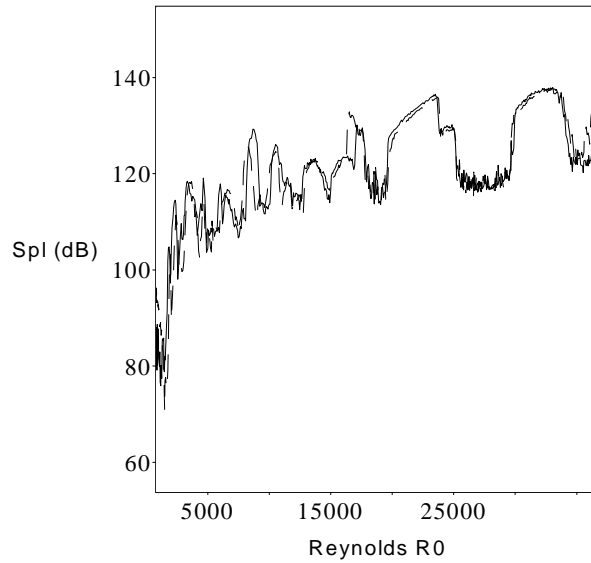
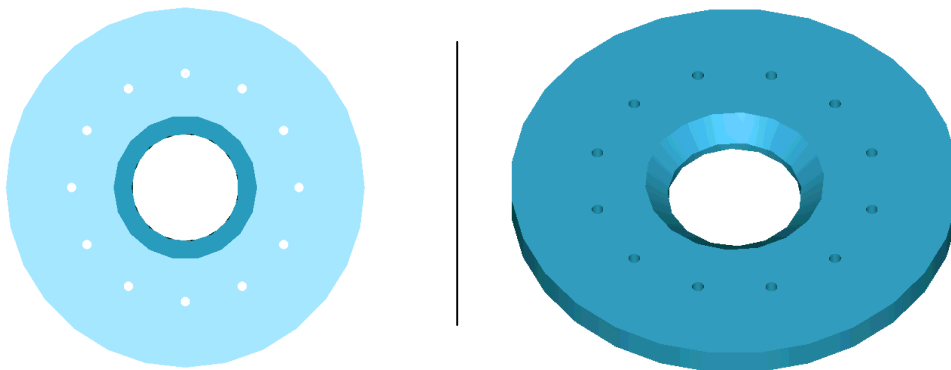


Figure 6.2.7. : Niveau acoustique avec des orifices obliques ($L/D_0=0,33$).

6.2.3. Influence d'orifices secondaires cylindriques d'axes parallèles à l'axe du conduit.

Pour mettre en évidence la forte dépendance vis à vis de l'inclinaison des jets, tout en excluant la possibilité d'une réduction sonore liée à un changement de débit dans l'orifice central, nous avons réalisé un essai avec les mêmes orifices cylindriques secondaires mais d'axes parallèles à l'axe du conduit (figure 6.2.8.).



6.2. Premiers essais de réduction sonore par des modifications géométriques.

Figure 6.2.8. : Disposition des 12 trous droits (entre axes : $2*D_1$, diamètre : $d/D_1=0,1$).

La réduction sonore est très faible pour ce type de géométrie, les niveaux sonore relevés étant importants (jusqu'à 150 dB) et faisant intervenir des suites de fréquences pures.

Les bruits auto-entretenus apparaissent pour des distance L aussi faibles que dans le cas comportant deux diaphragmes standard ($L/D_0=0,08$ et deviennent très importants pour des rapports L/D_0 de 0,17 à 0,7 (exemple en figure 6.2.9.).

La baisse du niveau sonore accompagne l'écartement des diaphragmes à partir de $L/D_0=1$, comme dans le cas non modifié du dispositif. La modification par ajouts d'orifice parallèles à l'écoulement est donc complètement inefficace, ce qui n'est pas surprenant puisque les petits jets parallèles n'interagissent pas directement avec le jet axisymétrique central.

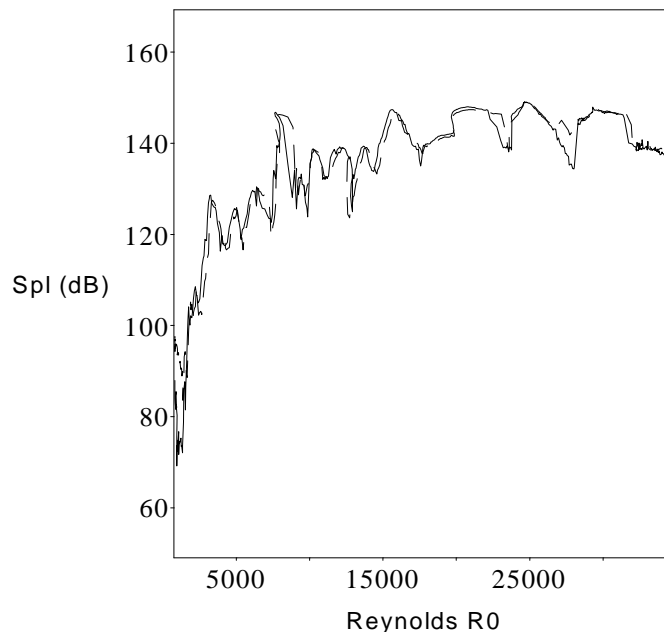


Figure 6.2.9. : Niveau acoustique avec des orifices parallèles. Montée en Reynolds (trait plein) et diminution du Reynolds (trait pointillé). ($L/D_0=0,33$).

6.3. L'hystérésis comme nouvelle méthode de réduction sonore.

6.3.1. Aspect général.

Les résultats encourageants obtenus avec des fentes complètes a naturellement conduit à d'autres essais en réduisant la longueur des fentes, de manière à ne pas trop perturber la fonction initiale du dispositif.

Le paramètre $l/(D_0-D_1)/2$ (pouvant varier de 0 à 1) est choisi pour représenter le rapport de longueur des fentes. Le rapport e/h représente la largeur de la fente sur l'épaisseur du diaphragme.

Des fentes avec $l/(D_0-D_1)/2=0,25$ n'ont pas donné de résultats satisfaisant en termes de réduction sonore (modification trop légère), tandis que des fentes telles que $l/(D_0-D_1)/2=0,75$ n'ont pas l'efficacité des fentes complètes ($l/(D_0-D_1)/2 =1$), l'écoulement restant encore assez bruyant.

Le cas de fentes intermédiaires s'est avéré très intéressant. En effet, des fentes caractérisées par $l/(D_0-D_1)/2 =0,5$ et $e/h=0,25$, ne modifiant que très peu la géométrie du système (figure 6.3.1.) ont montré un comportement très particulier.

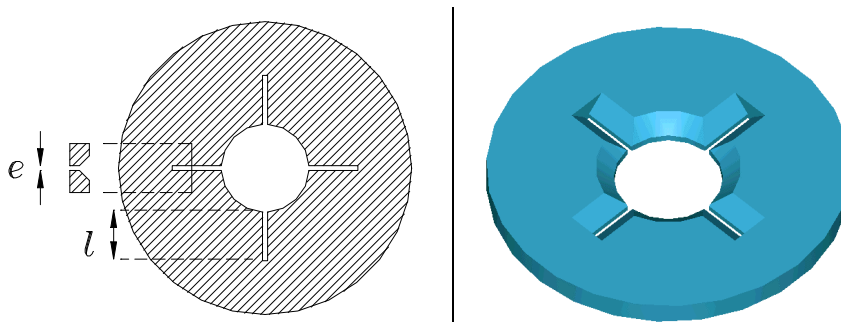


Figure 6.3.1. : Diaphragme amont modifié : $e/h=0,25$; $l/(D_0-D_1)/2 =0,5$.

6.3. L'hystérésis comme nouvelle méthode de réduction sonore.

En partant d'une vitesse nulle, et en augmentant la vitesse, le système n'est pas réducteur de bruit jusqu'à un nombre de Reynolds critique Re_c où le niveau sonore chute spectaculairement de 20 à 30 dB (au point B, figure 6.3.2.) et le bruit change complètement d'aspect, passant d'un son presque pur à un bruit de large bande. La nuisance sonore associée est très réduite à partir de ce point en augmentant R_0 . Pour des débits supérieurs, l'augmentation de niveau sonore est régulière et assez faible (environ 12 dB/octave de vitesse comme il a été montré).

Un deuxième comportement, encore plus surprenant, intervient lorsque, à partir des Reynolds élevés atteints, on diminue le débit jusqu'à revenir près du point B et le dépasser. Le niveau sonore ne "remonte" pas sur le chemin bruyant mais reste sur le chemin silencieux (figure 6.3.2.). Le point B traduit une bifurcation du comportement acoustique du système.

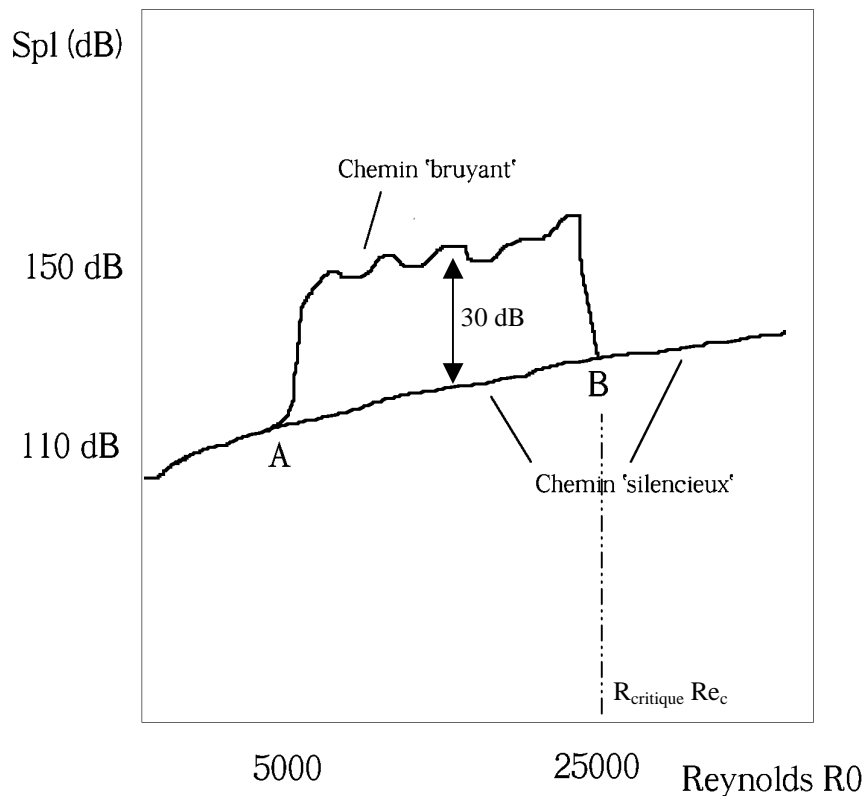


Figure 6.3.2. : Schématisation de la réduction sonore apportée par la bifurcation sur le chemin silencieux.

Chapitre 6.

Par la suite, si le Reynolds n'est pas diminué en dessous de celui correspondant au point A (qui semble être tel que l'écoulement redevienne partout laminaire), le niveau de bruit émis reste sur le "chemin silencieux". Notons que ce bruit correspond encore à une progression de 12 dB par doublement de la vitesse.

Ce n'est qu'après avoir ramené le Reynolds à une valeur inférieure à celle correspondant au point A que le système repasse sur le chemin bruyant entre les points A et B, jusqu'à ce que le point B ne soit à nouveau lui aussi franchi...

Les niveaux sonores relevés sur les chemins silencieux et bruyant sont présentés en figure 6.3.3., que l'on pourra rapprocher de la figure 6.1.3. (diaphragmes standards).

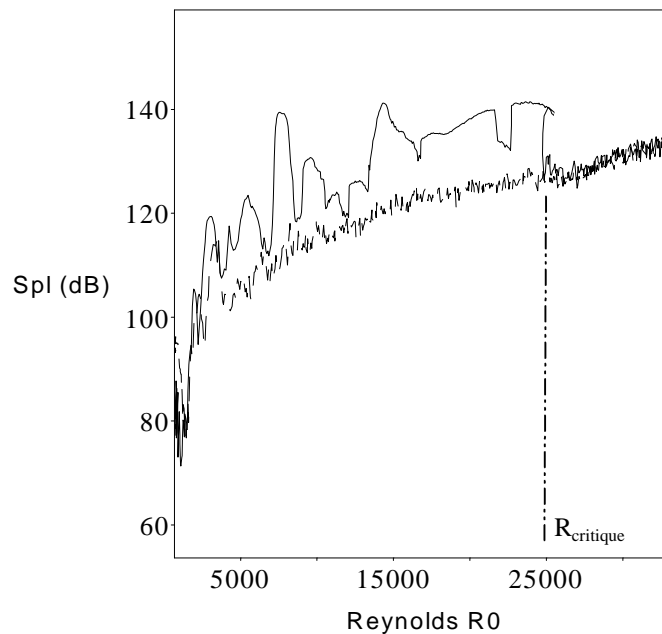


Figure 6.3.3. : Niveau de pression acoustique ($L/D_0=0,37$).

Le comportement acoustique du système présente ainsi un caractère d'hystérésis très intéressant puisqu'il permet d'atteindre un état "silencieux" de l'écoulement.

6.3. *L'hystérésis comme nouvelle méthode de réduction sonore.*

Pour estimer le gain de réduction sonore apporté par cette nouvelle méthode, nous allons comparer les niveaux sonores associés à cette configuration "fentes partielles" en chemin bruyant et silencieux, par rapport aux cas où deux diaphragmes standards sont présents dans le conduit, rapprochés ou éloignés, au cas où on utilise des fentes totales, et au cas où un seul diaphragme est présent dans le conduit.

Chapitre 6.

Plusieurs courbes de niveaux sonores sont regroupées en figure 6.3.4.. Les numéros placés au-dessus de chaque courbe indiquent respectivement la configuration géométrique associée :

1. Un seul diaphragme standard présent dans la section d'essai.
2. Deux diaphragmes standards éloignés ($L/D_0=4$).
3. Le diaphragme amont modifié, diaphragme aval standard ($L/D_0=0,4$; $e/h=0,25$; $l/(D_0-D_1)/2 =1$: fentes totales).
4. Le diaphragme amont modifié, diaphragme aval standard ($L/D_0=0,4$; $e/h=0,25$; $l/(D_0-D_1)/2 =0,5$) « en chemin silencieux »
5. Le diaphragme amont modifié, diaphragme aval standard ($L/D_0=0,4$; $e/h=0,25$; $l/(D_0-D_1)/2 =0,5$) « en chemin bruyant »
6. Deux diaphragmes standards avec $L/D_0=0,4$: situation la plus bruyante.

Le diaphragme amont modifié ($e/h=0,25$; $l/(D_0-D_1)/2 =0,5$) apporte déjà une réduction moyenne de 10 dB par rapport au cas standard (courbe 6) sur le chemin "bruyant" (courbe 5)

De plus, il se montre aussi efficace que le diaphragme à fentes totales (courbe 3) sur le chemin "silencieux" (courbe 4).

En comparaison, le niveau sonore de deux diaphragmes "éloignés" ($L/D_0=4$, courbe 2) est à peine plus silencieux que celui correspondant aux courbes 3 et 4. Ce niveau dû à deux diaphragmes assez éloignés ($L/D_0=4$) est supérieur de 10 dB environ à celui dû à un seul diaphragme dans le conduit (courbe 1). Un écartement plus important ($L/D_0=10$) réduit cet écart à 3 dB, les deux diaphragmes produisant alors deux sources acoustiques indépendantes.

6.3. L'hystérésis comme nouvelle méthode de réduction sonore.

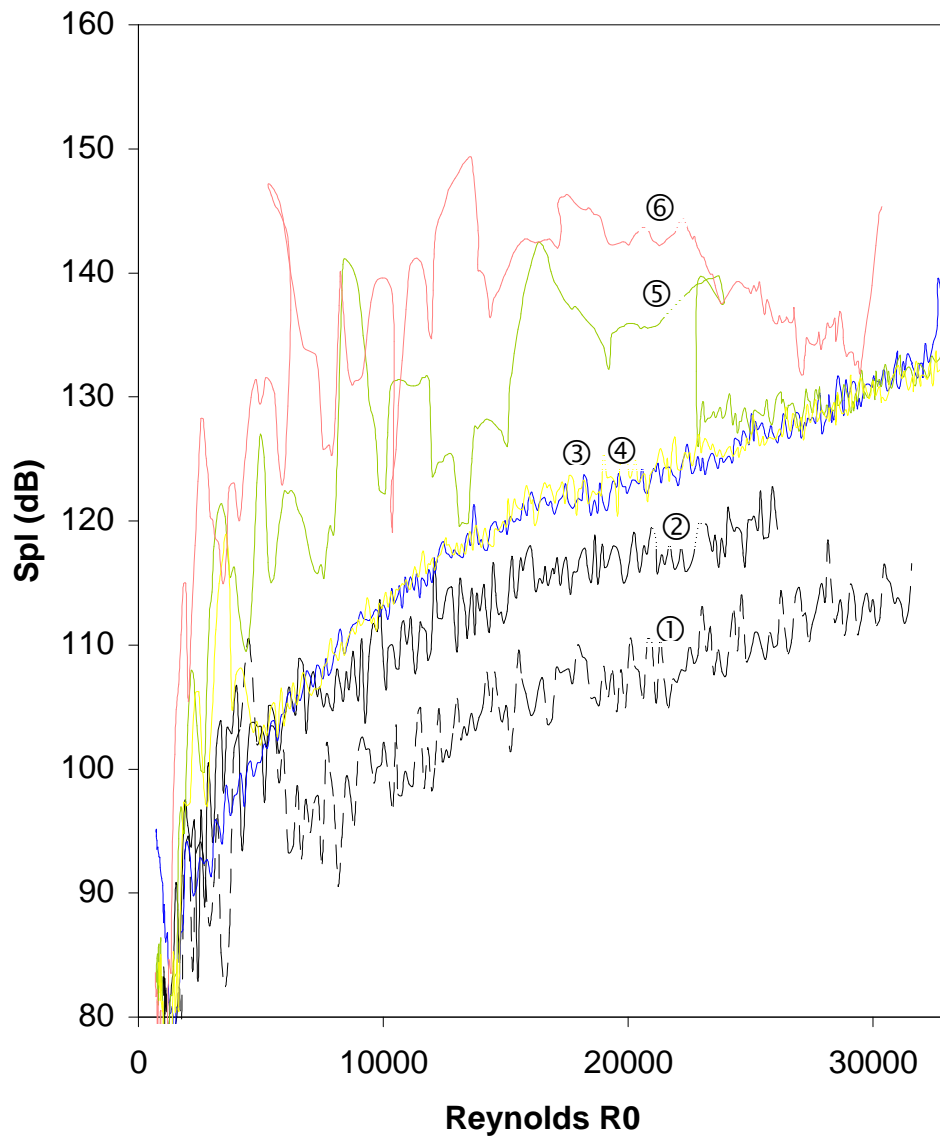
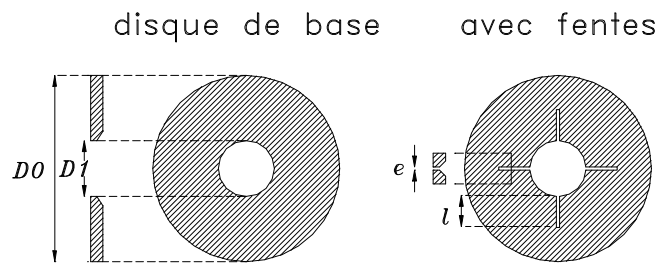


Figure 6.3.4. : Comparaison des niveaux sonores atteints avec différentes configurations ($L/D_0=0,40$).

6.3.2. Résultats avec des bords de fuite arrondis.

Pour bien montrer l'importance de la géométrie des fentes, nous présentons dans cette partie les résultats d'un essai complémentaire, sur la base du diaphragme précédent (§ 6.3.1). Des fentes de même dimensions ($e/h=0,25$;

$l/(D_0-D_1)/2 = 0,5$) ont été pratiquées sur le diaphragme amont mais avec un bord de fuite arrondi (quart de cercle divergent : figure 6.3.5.) et non plus biseauté à 45° (divergent).



Profils des fentes

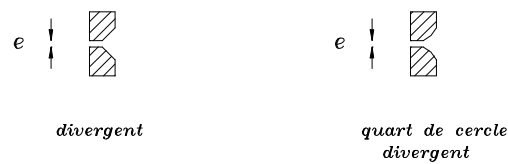


Figure 6.3.5. : Modification de la géométrie du bord de fuite des fentes.

Cette nuance géométrique a priori peu importante en regard des dimensions du système, influence néanmoins beaucoup l'écriture de la condition de Kutta-Joukowski représentée par la singularité géométrique du bord de fuite des fentes. Le mode de détachement des tourbillons dans les jets plans issus des fentes est modifié et les effets sur le comportement acoustique du système complet sont importants, avec des niveaux sonores et des plages de fonctionnement très différents.

La réduction du niveau sonore sur les chemins "augmentation de débit" prend effet très tôt dès $R_0=10000$ pour tous les rapports L/D_0 mais n'est pas définitive. Des pics de niveau sonore non négligeables réapparaissent ($R_0=22000$ à 23000 par exemple en figure 6.3.6.).

6.3. L'hystérésis comme nouvelle méthode de réduction sonore.

En situation expérimentale, ces bruits parasites subsistant sont clairement identifiables à l'écoute, avec même quelques bruits résiduels sur le chemin "retour" (exemple en figure 6.3.6. sur le chemin "retour" pour $11000 < R_0 < 17000$).

Cette expérience complémentaire n'apporte pas de point positif sur le plan de la réduction sonore mais confirme l'idée d'une sensibilité très fine du phénomène aux modifications géométriques, avec des paramètres visiblement liés à la forme des fentes et en particulier à la géométrie de leur zone de sortie.

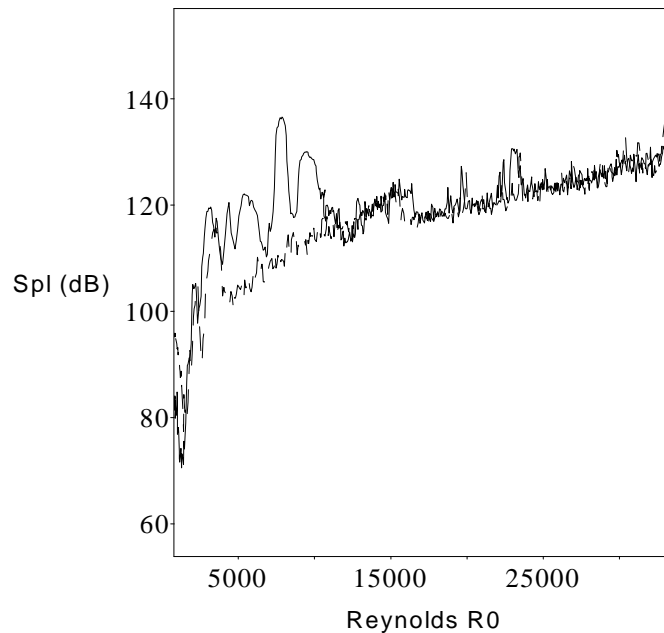


Figure 6.3.6. : Niveau de pression acoustique (bords de fuite arrondis, $L/D_0=0,33$).

6.3.3. Influence de la largeur des fentes.

Nous venons de voir que les paramètres géométriques des fentes comme leur longueur ou leur angle en bord de fuite sont des éléments sensibles pour l'hystérésis. Les essais suivants ont été réalisés avec des fentes de différentes largeurs de manière à déterminer la sensibilité du phénomène d'hystérésis vis à vis de ce dernier paramètre.

6.3.3.1. Fentes de ratio $e/h=0,5$.

Des fentes de largeur double des précédentes, $e/h=0,5$, ont été pratiquées sur le diaphragme amont, toujours avec $l/(D_0-D_1)/2=0,5$ et un bord de fuite biseauté à 45° , selon la disposition présentée en figure 6.3.1..

On relève une plage d'existence des bruits auto-entretenus très faible, puisqu'ils ne sont significatifs que pour une étroite bande de variation autour de $L/D_0=0,17$ (figure 6.3.7.). Les bruits sont en effet moins intenses dès $L/D_0=0,33$ (figure 6.3.8.) et disparaissent à partir de $L/D_0=0,7$. Cette configuration géométrique présente donc, en première approche, une très bonne efficacité, toujours associée à l'effet d'hystérésis.

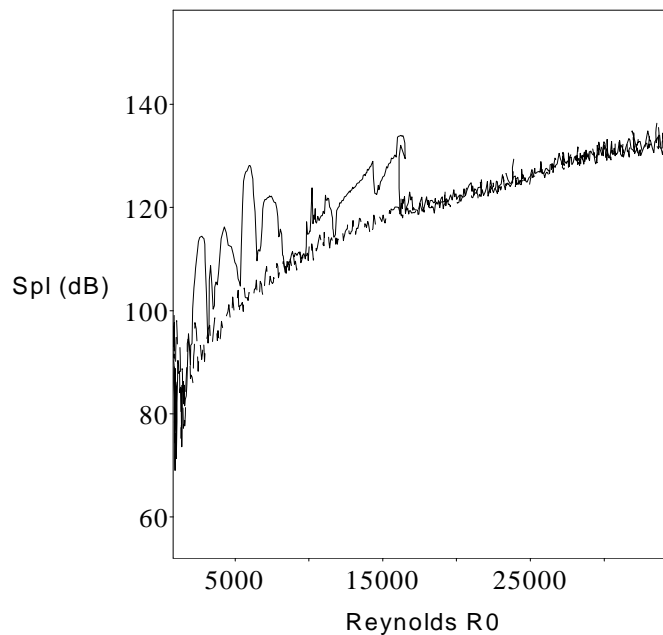


Figure 6.3.7. : Niveau de pression acoustique ($e/h=0,5$; $L/D_0=0,17$).

6.3. L'hystérésis comme nouvelle méthode de réduction sonore.

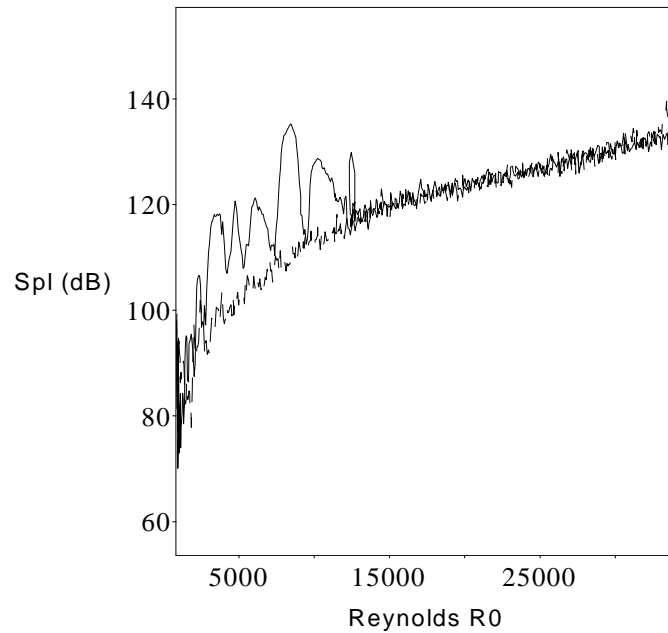


Figure 6.3.8. : Niveau de pression acoustique ($e/h=0,5$; $L/D_0=0,33$).

6.3.3.2. Fentes de ratio $e/h=0,75$.

Les fentes ont été encore élargies pour parvenir à un rapport $e/h=0,75$ ($(D_0-D_1)/2=0,5$; disposition en figure 6.3.1.).

Le phénomène d'hystérésis n'intervient plus ici (figure 6.3.9.) et les bruits se maintiennent à tous les Reynolds R_0 pour les rapports L/D_0 allant de 0,1 à 0,7.

Les niveaux sonores sont donc identiques sur les trajets "retour" à ceux des trajets "augmentation du Reynolds", avec des amplitudes presque aussi élevées que dans le cas des diaphragmes standards.

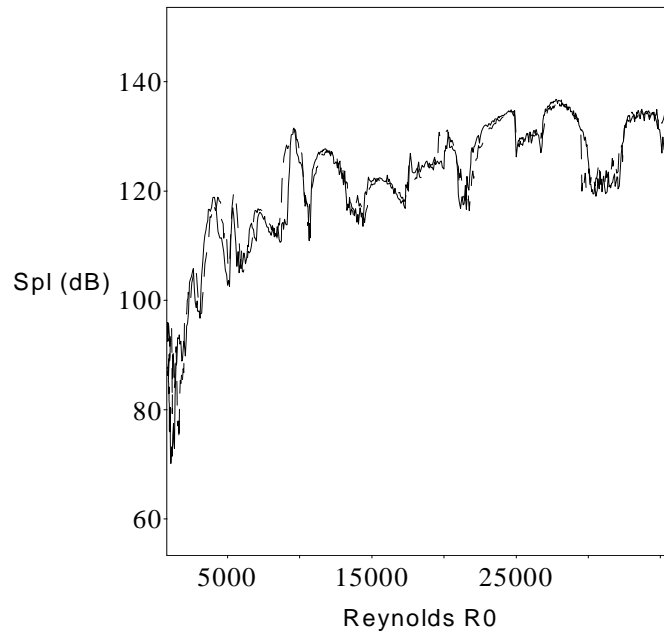


Figure 6.3.9. : Niveau de pression acoustique ($e/h=0,75$; $L/D_0=0,33$).

6.3.4. Conclusion sur la géométrie des fentes.

La largeur des fentes s'avère aussi être un paramètre déterminant dans la réduction sonore que nous proposons. Nous sommes parvenus, en pratiquant des fentes adéquates sur le diaphragme amont, à un type de réduction sonore très intéressant lié à l'hystérésis. En élargissant ces fentes, à $e/h=0,75$, nous n'améliorons pas le système, mais au contraire cela le rend complètement inefficace. Le rapport $e/h=0,5$ apporte une bonne réduction sonore mais représente une modification deux fois plus importante que pour des fentes $e/h=0,25$.

Nous avons vu aussi que la forme du bord de fuite est primordiale. Des essais avec le diaphragme amont retourné ont conduit à des niveaux sonores très élevés, non réduits. Nous conserverons donc le rapport $e/h=0,25$ et le bord biseauté à 45° , cet ensemble de paramètres permettant la meilleure réduction sonore, et l'effet d'hystérésis.

6.4. Méthode à effet d'hystérésis : caractérisation des bifurcations.

Les modifications mineures apportées au diaphragme amont (fentes telles que $e/h=0,25$; $l/(D_0-D_1)/2=0,5$) permettent une réduction sonore liée à un changement d'état de l'écoulement, une bifurcation vers un état silencieux du système. Avant d'évaluer l'efficacité et le champ d'application de cette méthode (§6.5. et suivants), nous allons caractériser les modifications de l'écoulement liés à la bifurcation.

Pour quantifier ces changements nous allons utiliser des analyses globales et locales sur des grandeurs instantanées ou moyennes. L'étude de ces grandeurs est motivée non seulement par la caractérisation des états silencieux et bruyants mais surtout par une meilleure compréhension du phénomène de bifurcation.

6.4.1. Caractérisation du changement de nature du signal acoustique.

6.4.1.1. Nature des signaux : désignation des états bruyants et silencieux.

Si nous revenons au comportement acoustique du système (figure 6.3.3.), nous pouvons commencer par nous intéresser à trois types de points de fonctionnement. Le premier type "A" est un point de fonctionnement bruyant sur le chemin "Reynolds croissant". Le deuxième type "B" correspond à un point, toujours sur le chemin "Reynolds croissant" où le bouclage est peu ou pas efficace. Enfin, pour comparaison, on introduit un troisième type "C", associé au même Reynolds que le point "B" mais appartenant au chemin "retour".

Des signaux types A, B et C sont extraits du signal instantané $p(t)$ aux positions représentées en figure 6.4.1..

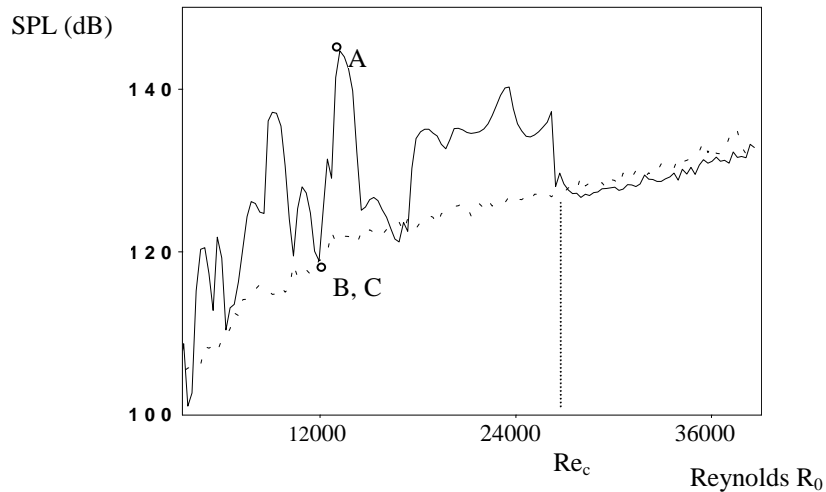


Figure 6.4.1. : Niveau de pression acoustique (dB) passant par les points d'acquisition B et A sur le trajet aller, C sur le trajet retour.

Ces trois signaux ont des aspects très caractéristiques (figure 6.4.2.). Le signal "A" extrait sur un cycle d'auto-entretien des bruits n'est composé que d'une fréquence pure, avec une amplitude très élevée. Le signal "B" est probablement composé de quelques fréquences différentes, avec une amplitude plus faible. Cet état de transition (B) entre deux fréquences pures (de types A) ne permet pas le bouclage aéroacoustique mais n'en est pas pour autant désorganisé, car il n'est composé que d'un petit nombre de fréquences.

L'examen du signal "C" (figure 6.4.2.) renvoie plutôt à l'aspect d'un signal turbulent aléatoire à spectre de large bande. L'amplitude du signal est faible, comparable à celle du signal "B".

6.4. Méthode à effet d'hystérésis : caractérisation des bifurcations.

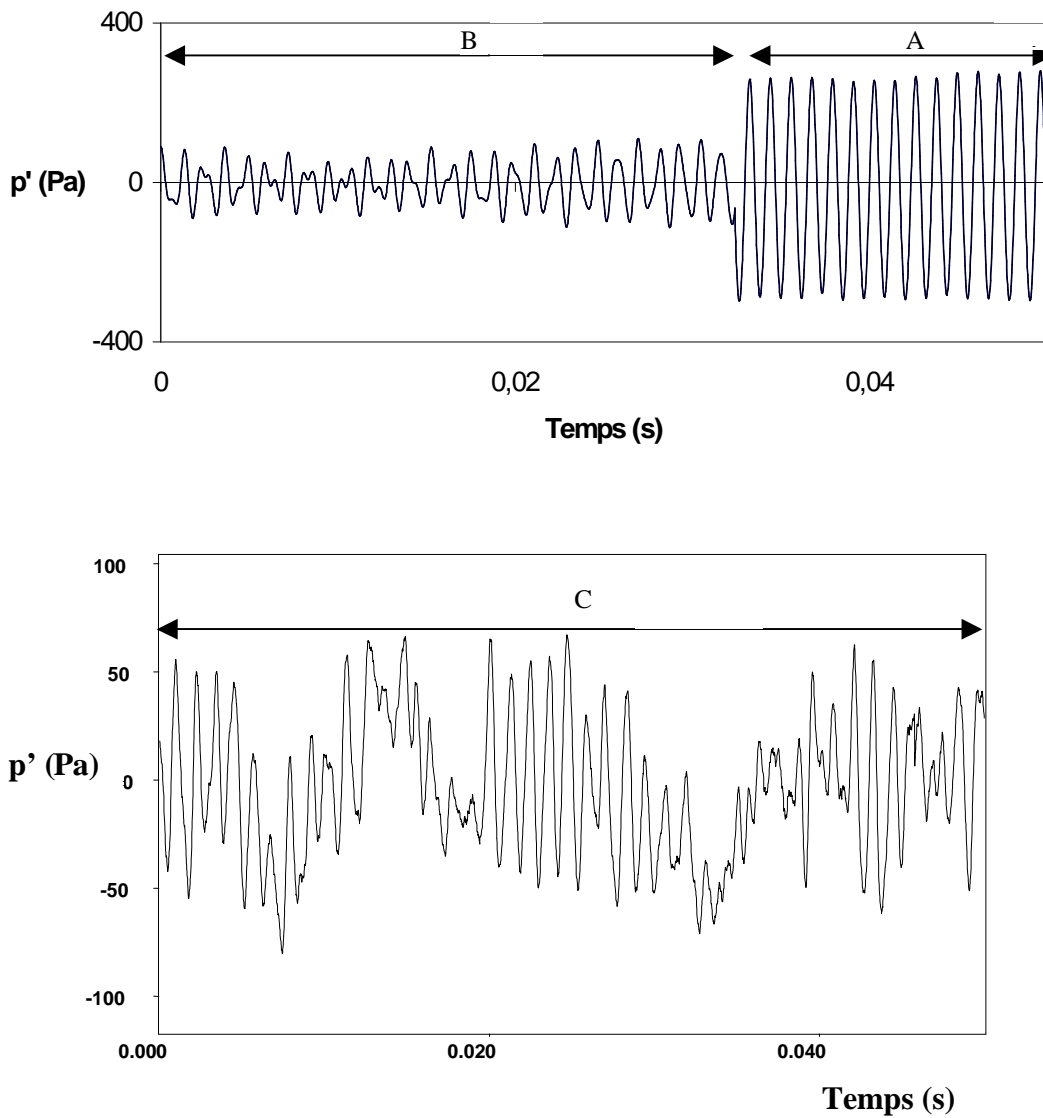


Figure 6.4.2. : Echantillons du signal acoustique aux points A, B, C (voir figure 6.4.1.)

6.4.1.2. Changement d'état : introduction du nombre de Reynolds critique Re_c .

Le point noté Re_c en figure 6.4.1. marque une bifurcation de l'écoulement qui le fait passer d'un état bruyant à un état silencieux. Si on s'intéresse au signal de pression acoustique autour de ce point Re_c en faisant croître Re très faiblement autour de Re_c (figure 6.4.3.), une chute du signal de pression $p(t)$ de forte

importance apparaît brutalement au point de bifurcation.

Le microphone (voir §4.3.1.) est composé d'une membrane compensée en pression de part et d'autre de sa surface au moyen d'un capillaire. La déviation du signal s'explique par la variation brusque de perte de charge des diaphragmes (300 Pa) qui n'est compensée par le capillaire qu'après 0,3 secondes.

Nous avons choisi de présenter nos résultats en fonction du nombre de Reynolds R_0 . En réalité d'autres nombres de Reynolds sont liés à ce problème de bifurcation (voir la discussion en 6.5. sur les paramètres de similitude du problème) et les nombres R_1 , R_2 , R_L , R_f (basés sur les ouvertures D_1 et D_2 , l'espacement L , une des dimensions des fentes) auraient aussi pu être choisis pour représenter le seuil de bifurcation au lieu de R_0 . Cependant, comme il est difficile de déterminer quel est le "bon" nombre de Reynolds lié à la bifurcation, nous avons choisi arbitrairement celui basé sur le diamètre du conduit et la vitesse moyenne U_0 .

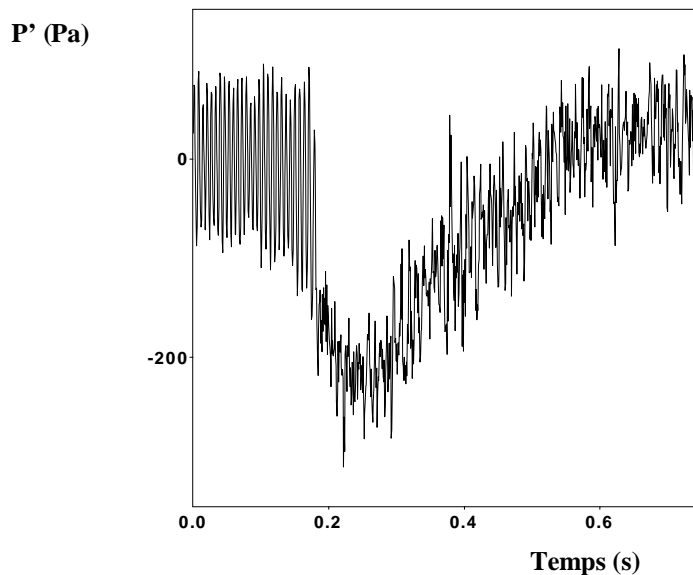


Figure 6.4.3. : Fluctuations de pression acoustique au voisinage de Re_c .

6.4.2. Modification de l'écoulement turbulent moyen dans la zone inter-diaphragmes.

Les mesures réalisées avec le microphone laissent présager une forte modification du champ de pression, et du champ des vitesses entre les diaphragmes.

Nous avons donc réalisé une expérience portant sur une quantité globale de l'écoulement pour vérifier la réorganisation des champs sur de grandes échelles. L'expérience retenue a consisté à mesurer la perte de charge de l'écoulement entre deux points placés de part et d'autre des diaphragmes, en amont du diaphragme amont et en aval du diaphragme aval, à des distances de $D_0/2$. Le coefficient de perte de charge $K = \frac{\Delta \bar{P}}{\rho U_0^2 / 2}$ en fonction de la différence de pression moyenne est défini comme d'habitude.

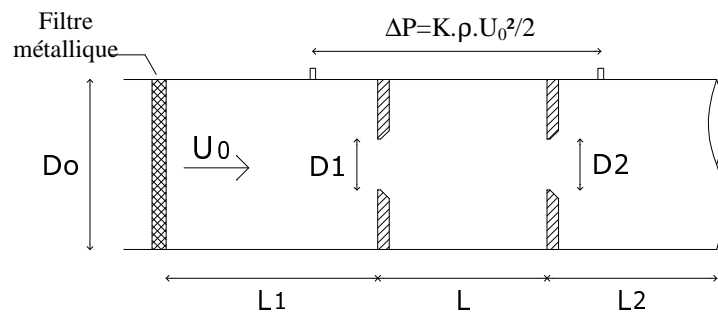


Figure 6.4.4. : Dispositif de mesure de perte de charge ($D_1=D_2=0,3 \cdot D_0$; $L/D_0=0,5$).

La figure 6.4.5. représente les états "silencieux" et "bruyant", avec des pertes de charge quasiment constantes sur chacun des chemins (respectivement, $K \sim 160$

et $K \sim 130$). On retrouve le point de bifurcation Re_c aux alentours de 28000, pour une expérience donnée [$L/D_0=0,5$].

Ces résultats montrent en définitive que le chemin "silencieux" est dissipateur d'énergie mécanique d'environ 30% de plus que le chemin "bruyant". En première hypothèse, on peut penser que l'énergie non perdue par transfert dynamique-acoustique est perdue sous une forme de dissipation visqueuse. La bifurcation en question serait alors responsable d'un changement de préférence dans le mode de dissipation énergétique.

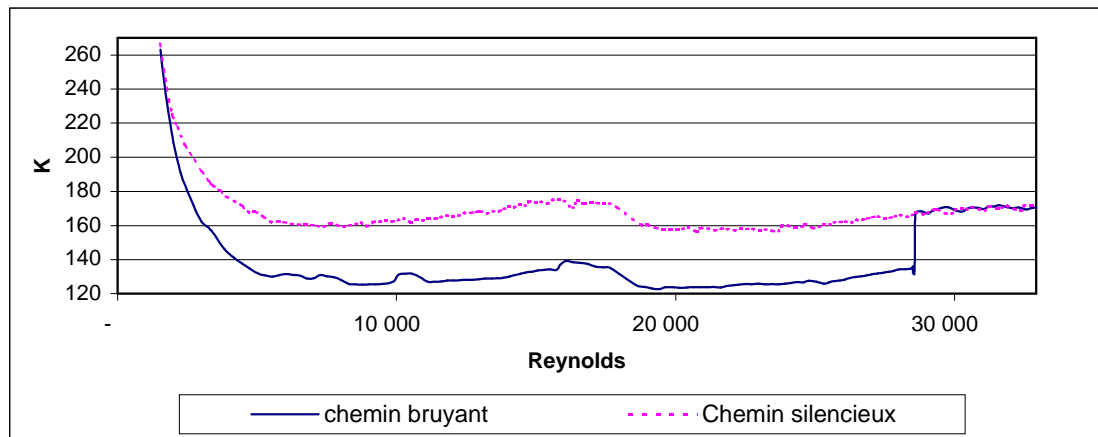


Figure 6.4.5. : Coefficient K de perte de charge autour des deux diaphragmes.

6.4.3. Détermination de la bifurcation.

6.4.3.1. Bifurcation des signaux à Re_c : pression acoustique, vitesse de débit et locale.

Les signaux de ce paragraphe sont acquis simultanément en augmentant progressivement et régulièrement la vitesse de débit U_0 de 0 à 8 m/s. La loi de variation de U_0 en fonction du temps d'acquisition est donnée en figure 6.4.7.. Cette expérience est liée au paramètre $L/D_0=0,5$.

En considérant le signal acoustique (p en pascals : figure 6.4.6.), il apparaît une

6.4. Méthode à effet d'hystérésis : caractérisation des bifurcations.

discontinuité brusque. Le signal de vitesse moyenne U_0 montre lui aussi une discontinuité au même instant, révélant une légère chute de vitesse moyenne (à $U_0=7,1$ m/s) due à la courbe caractéristique de fonctionnement de la soufflante (voir §4.2.1.).

La figure 6.4.8. présente la vitesse locale, mesurée avec un fil chaud Dantec (cf chapitre 4). Le fil est positionné « devant une fente » selon la description donnée plus loin en figure 6.8.1., aux coordonnées (x,r) par rapport au centre du diaphragme amont, vers l'aval longitudinalement et vers l'extérieur du tube radialement, telles que : $x/D_0= 0,06$ et $r/(D_1/2)=0,9$. Sa position radiale proche de la couche de cisaillement du jet axisymétrique en fait un indicateur représentatif du mode de détachement tourbillonnaire.

La vitesse locale chute ici de 75% au point de fonctionnement Re_c , indiquant là aussi une réorganisation importante du champ des vitesses.

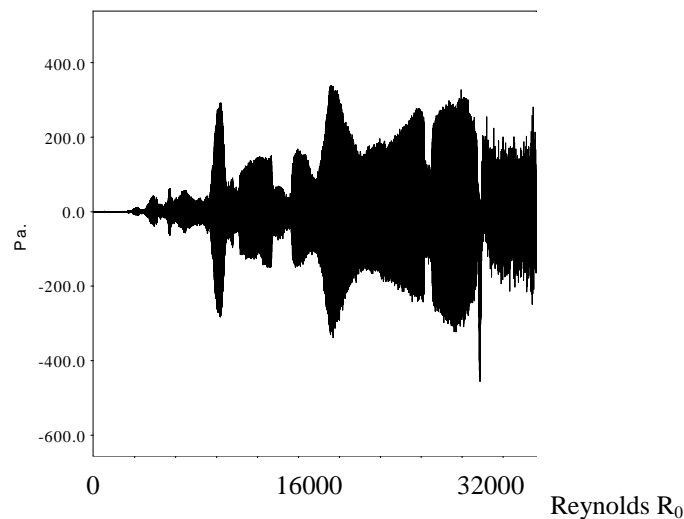


Figure 6.4.6. : Fluctuations de pression acoustique.

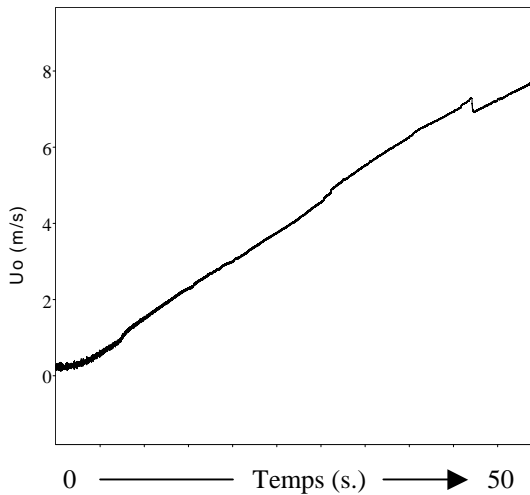


Figure 6.4.7. : Variation de la vitesse moyenne U_0 en fonction du temps d'acquisition.

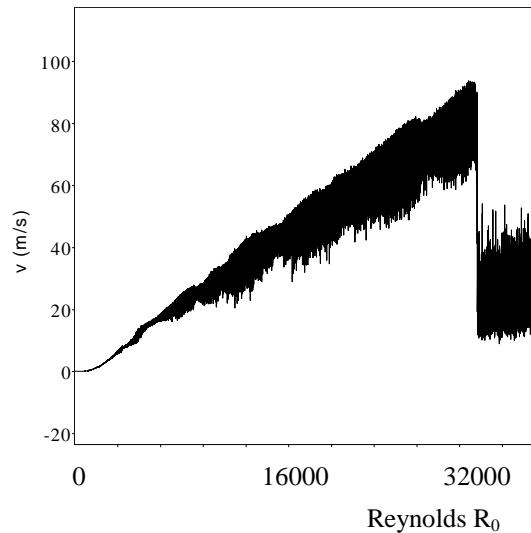


Figure 6.4.8. : Variation de la vitesse locale v .

6.4.3.2. Reynolds lié au retour à l'état bruyant initial.

Considérons maintenant les signaux de ces mêmes capteurs, toujours avec $L/D_0=0,5$, sur la durée "retour", c'est à dire du débit maximal atteint jusqu'au débit nul (figure 6.4.10.).

Le signal du fil chaud, relevé à la même position que dans le paragraphe précédent, montre une augmentation très nette de la vitesse locale (figure 6.4.9.), assortie d'une diminution importante des fluctuations du signal. On met ici en évidence la limite basse du Reynolds qui doit être franchie pour faire repasser l'installation "silencieuse" sur le chemin bruyant.

Le signal acoustique (figure 6.4.11.) ne présente pas de singularité très nette, tandis que la vitesse moyenne U_0 ne présente qu'une augmentation à peine perceptible (la différence de perte de charge associée à ce retour à l'état bruyant étant proportionnelle à la faible vitesse U_0) l'effet sur le comportement caractéristique de la soufflante étant faible.

6.4. Méthode à effet d'hystérésis : caractérisation des bifurcations.

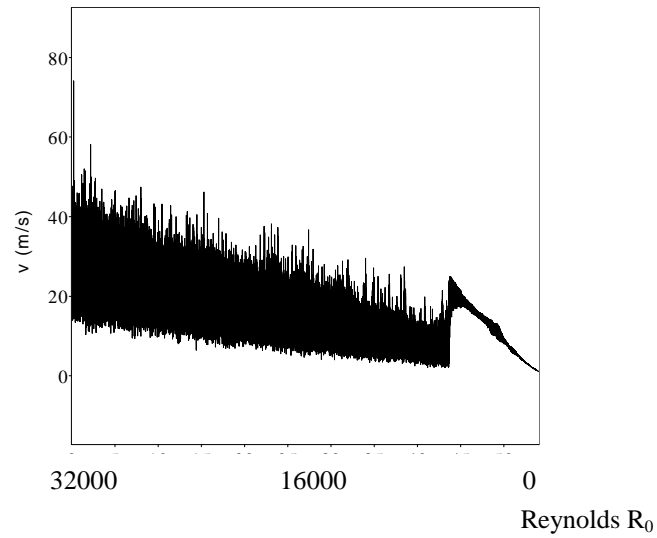


Figure 6.4.9. : Variation de la vitesse locale v .

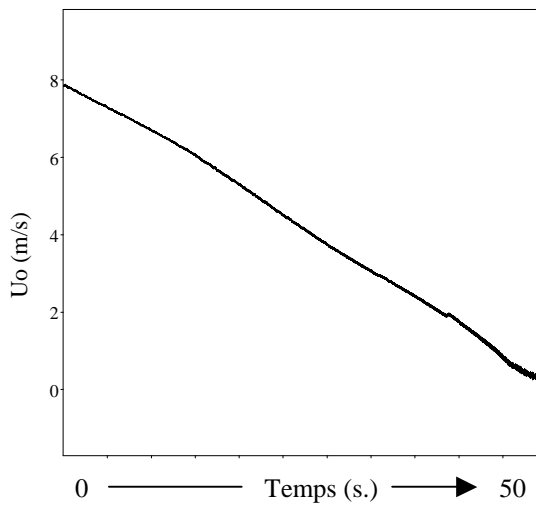


Figure 6.4.10. : Variation de la vitesse moyenne U_0 en fonction du temps d'acquisition.

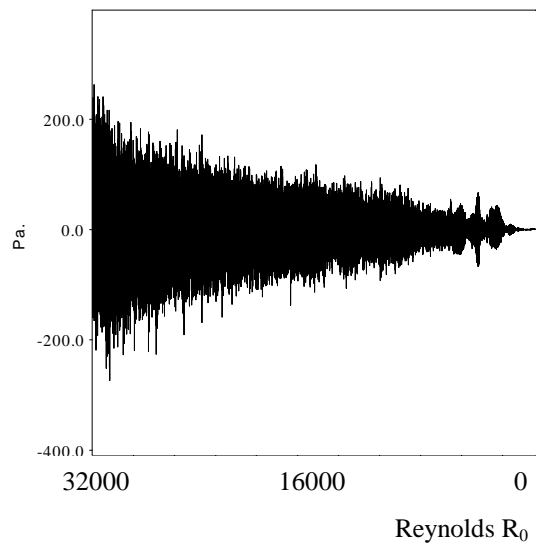


Figure 6.4.11. : Fluctuations de pression acoustique.

6.4.4. Comparaison des fluctuations turbulentes des états bruyants et silencieux.

La vitesse locale est non seulement sensible au changement d'état bruyant-silencieux mais possède un taux de turbulence très modifié d'une branche à

l'autre.

Une série d'acquisition (voir aussi[35]) a donc été réalisée afin de vérifier le lien entre les signaux acoustique et vélocimétrique, sur le plan fréquentiel. Un fil chaud a été placé à $x/D_0=0,33$ en aval du diaphragme amont et à $r/(D_1/2)=1$ de l'axe du conduit. Son signal a été confronté au signal acoustique issu du microphone.

La pression acoustique et la vitesse locale ont été mesurées simultanément et à un même nombre de Reynolds successivement sur les chemins "bruyant" et "silencieux" à un point de fonctionnement choisi de $R_0=2300$, $L/D_0=0,5$.

L'état "bruyant" montre une corrélation très précise des fréquences vélocimétriques et acoustiques. En effet, la pression acoustique (figure 6.4.12.) affiche un signal presque purement sinusoïdal, de fréquence 1100 Hz. Le niveau sonore correspondant est de 139 dB pour un bouclage aéroacoustique assez efficace. Les fluctuations $v'(t)$ de la vitesse locale (figure 6.4.13.) ont elles aussi une densité spectrale dominante à 1100 Hz, ainsi qu'un faible harmonique à 2200 Hz.

Cette concordance va dans le sens de la théorie de Howe[43], puisque le détachement tourbillonnaire s'effectue à la même fréquence que la source acoustique, condition nécessaire au bouclage aéroacoustique.

L'état silencieux a des caractéristiques complètement différentes. La pression acoustique a beaucoup moins d'amplitude (atténuation d'environ 20 dB) et est représentée par un spectre de fréquences à large bande, avec seulement une fréquence à 1600 Hz très peu significative (figure 6.4.14).

6.4. Méthode à effet d'hystérésis : caractérisation des bifurcations.

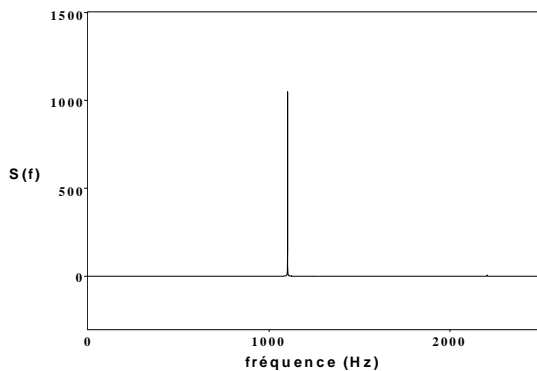
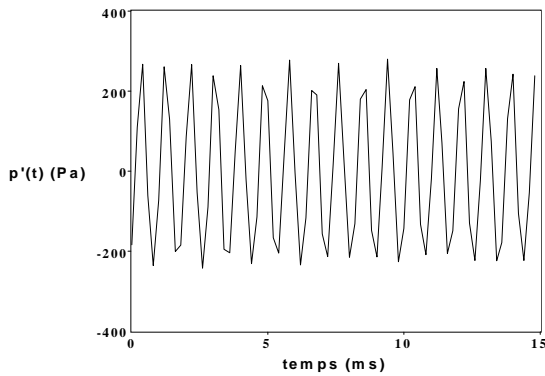


Figure 6.4.12. : Signal acoustique en chemin bruyant : pression $p'(t)$ et sa densité spectrale $S(f)$.

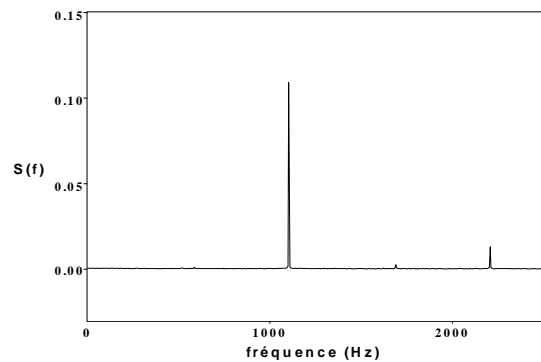
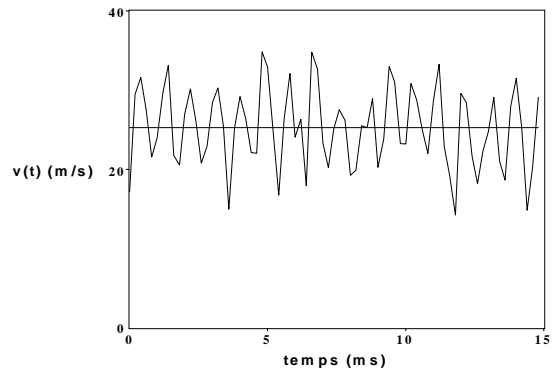


Figure 6.4.13. : Vitesse locale en chemin bruyant : $v(t)$; densité spectrale $S(f)$ de la fluctuation $v'(t)$.

Le signal du fil chaud est aussi très aléatoire (figure 6.4.15.), avec un spectre large bande, comportant un pic à 1600 Hz qui ne représente que 2% du pic dominant lors de l'auto-entretien des bruits.

En chemin silencieux, les signaux ont un aspect très aléatoire et ne sont pas dépendant l'un de l'autre comme dans l'état bruyant. Des calculs de fonction de cohérence entre les signaux en chemin "bruyant" ont donné des valeurs proches de 1 et des valeurs nulles en chemin "silencieux". Le bouclage aéroacoustique ne peut donc s'effectuer sans des conditions de contrôle des ondes acoustiques sur la dynamique du détachement tourbillonnaire au diaphragme amont.

Chapitre 6.

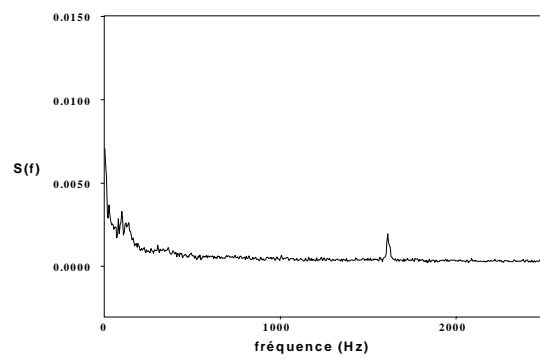
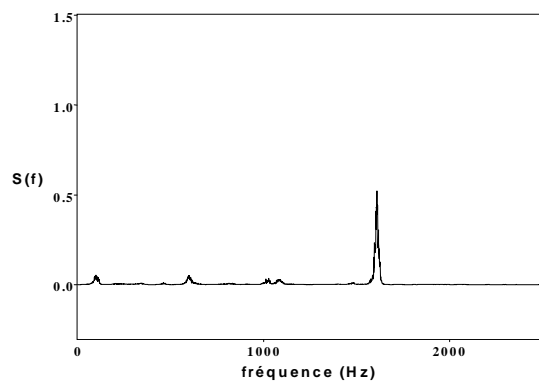
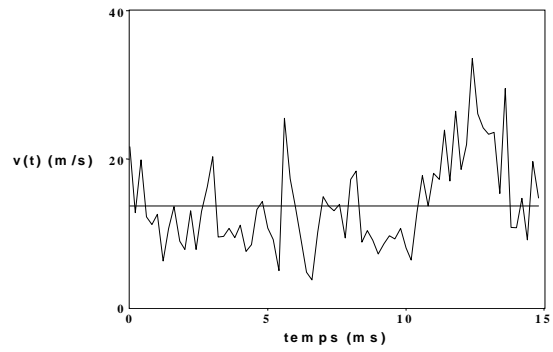
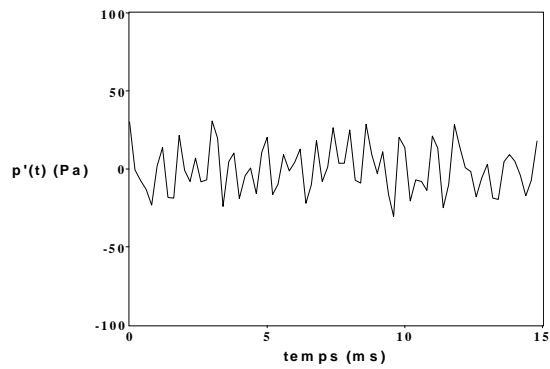


Figure 6.4.14. : Signal acoustique en chemin silencieux : $p'(t)$ et sa densité spectrale $S(f)$.

Figure 6.4.15. : Vitesse locale en chemin silencieux : $v(t)$; densité spectrale $S(f)$ de la fluctuation $v'(t)$.

6.5. Evolution paramétrique de la réduction sonore.

Reprenons en considération le comportement acoustique lié au diaphragme à fentes " $l/(D_0-D_1)/2 = 0,5$; $e/h=0,25$ ", biseautées à 45° (§6.3.1.). Ce comportement acoustique est très prometteur à cause de sa forte réduction sonore sur toute la gamme de débits (une fois le chemin silencieux atteint) malgré une faible modification géométrique (15% de surface ajoutée).

La question est alors de déterminer l'évolution du comportement à effet d'hystérésis en fonction des variations des paramètres de similitude du système.

Trois types de paramètres de similitude sont identifiables :

- Les paramètres liés à la dynamique du fluide : Les différents nombres de Reynolds ($V_1 D_1 / \nu$ pour la dynamique du jet axysymétrique ; $V_e e / \nu$ pour la dynamique du jet plan issu des fentes ; $V_0 L / \nu$ pour le Reynolds lié au "confinement", etc...).
- Les paramètres de similitude géométrique "locaux": ouverture des orifices D_1/D_0 , forme éventuelle ; espacement des diaphragmes L/D_0 , géométrie des fentes (dimensions l/D_0 et e/D_0), forme de bord des fentes...
- Les paramètres de similitude géométrique "distants" concernant l'ensemble du circuit : longueurs L_1/D_0 , L_2/D_0 , rugosité des parois...

On peut les classer en trois ensembles : les paramètres "évidents" tels que les nombres de Reynolds, les paramètres de similitude géométrique "locaux"; les paramètres "probables" représentés par les paramètres de similitude "distants" et enfin peut-être des paramètres "inconnus", liés à des phénomènes aussi complexes que les bifurcations...

Les paramètres de similitude géométrique "distants", que nous qualifions de probables, n'ont pas de véritable influence sur l'existence de la bifurcation. Cependant ils peuvent modifier légèrement le niveau de réduction sonore atteint ou le nombre de Reynolds critique.

Au cours des paragraphes §6.2, §6.3.2. et §6.3.3. nous avons pu faire varier quelques paramètres géométriques des fentes (angle, longueur, largeur). Les ouvertures D_1 et D_2 sont aussi des paramètres importants mais leur variation ne conduirait qu'à des résultats similaires. Notre étude paramétrique se restreint donc, pour une forme de fente donnée, à une étude vis à vis des paramètres L/D_0 et R_0 .

C'est ainsi, qu'après nous être intéressés à la caractérisation du changement de la nature de l'écoulement, nous allons vérifier la sensibilité de la réduction sonore vis à vis des paramètres principaux de l'écoulement étudié : le rapport L/D_0 et le nombre de Reynolds.

6.5.1. Variation continue du Reynolds à L/D_0 fixé.

Des acquisitions ont été effectuées en faisant varier continûment le nombre de Reynolds de 0 à 35000, régulièrement, sur une période de 2 minutes en faisant varier la vitesse, pour différents espacements L/D_0 . Certaines de ces acquisitions sont présentées dans ce paragraphe, l'ensemble des courbes étant utilisé plus tard pour construire des surfaces de niveau sonore en §6.7..

Les niveaux sonores atteints sont significatifs dès $L/D_0=0,08$ (figure 6.5.1). La plage de Reynolds pour laquelle des bruits auto-entretenus existent (sur le chemin "bruyant") augmente progressivement avec l'écartement L , jusqu'à atteindre une étendue maximale entre $L/D_0=0,33$ et $L/D_0=0,5$ (figures 6.5.2.). Les niveaux sonores dépassent les 150 dB, en pics rapprochés et ne s'atténuent que

ponctuellement au voisinage de la courbe "retour". C'est pour ces rapports que le nombre de Reynolds critique Re_c est le plus élevé et donc que le système de réduction sonore est le moins efficace, le chemin "silencieux" ne pouvant être atteint qu'après avoir augmenté le Reynolds au-dessus de ce nombre de Reynolds critique.

Le bouclage se limite ensuite, sur le chemin "bruyant", à des Reynolds plus bas à partir de $L/D_0=0,5$ et jusqu'à $L/D_0=1$ où il n'est plus remarquable (figure 6.5.3.). Cela est cohérent avec les résultats obtenus en §6.1. puisque l'on sort ici du domaine d'existence des bruits auto-entretenus.

Nous rappelons que les niveaux sonores, sur le chemin bruyant, sont toutefois moins intenses, d'environ 10 dB (exemple en figure 6.3.4.), que les niveaux obtenus avec deux diaphragmes standards (§6.1.), à configuration géométrique identique (rapport L/D_0).

Quel que soit l'espacement, le niveau sonore sur le trajet retour "silencieux" est le même. Le Reynolds critique lié à la bifurcation diffère seulement d'une configuration d'espacement d'une autre.

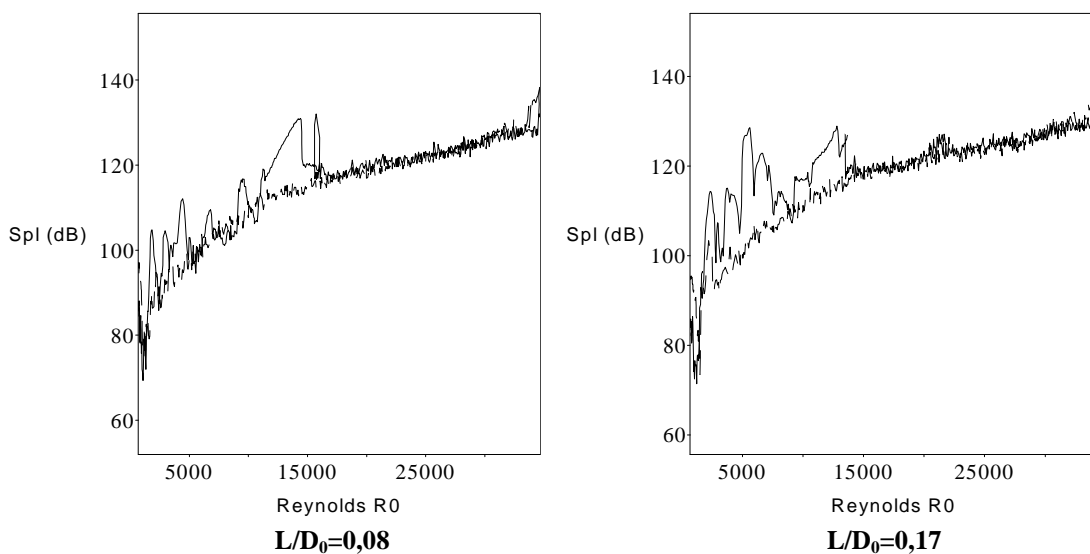


Figure 6.5.1. : Niveau de pression acoustique en fonction de R_0 . Chemin bruyant

(trait continu) et silencieux (pointillé).

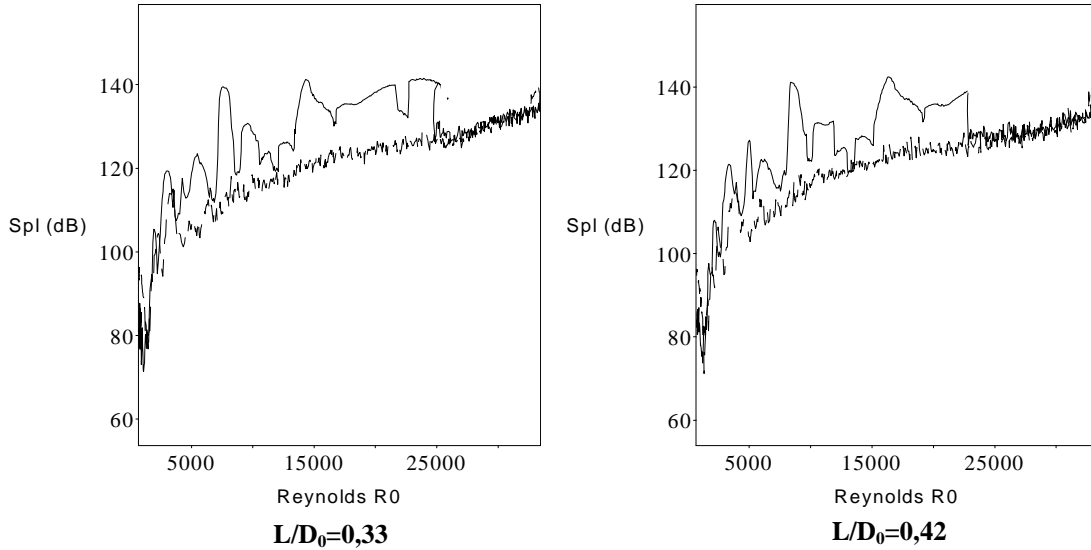


Figure 6.5.2. : Niveau de pression acoustique en fonction de R_0 .

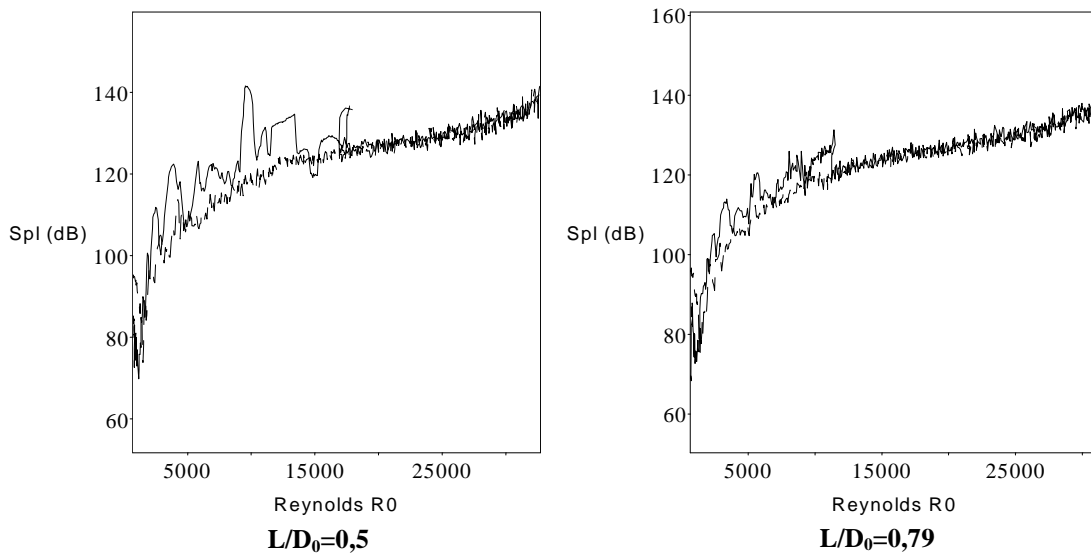


Figure 6.5.3. : Niveau de pression acoustique en fonction de R_0 .

6.5.2. Variation continue du rapport L/D_0 à R_0 fixé.

Nous allons voir au cours de ce paragraphe que le même type de bifurcation

vers un chemin silencieux peut être atteint en faisant varier le paramètre L/D_0 en maintenant un Reynolds fixé. Ce deuxième moyen d'accéder à un écoulement "silencieux" se révélera être un atout supplémentaire pour des applications industrielles où il n'est pas matériellement possible d'atteindre le nombre de Reynolds critique.

6.5.2.1. Dispositif expérimental : justification et mise en œuvre.

L'objectif est de parvenir à s'affranchir de la montée en débit nécessaire à l'atteinte de Re_c , tout en réalisant la bifurcation sur le chemin "silencieux". Pour cela, la section d'essai de longueur variable décrite en §4.2.3. est utilisée avec le dispositif de mesure du déplacement du piston.

On se trouve dans une configuration expérimentale où des bruits auto-entretenus prennent naissance à une position L donnée initialement, et varient ensuite en fonction du déplacement appliqué, vers l'amont ou l'aval.

Le premier résultat est que, pour tout Reynolds fixé, si on est initialement dans une configuration géométrique bruyante (position L/D_0), un déplacement vers l'extrême amont ($L/D_0=0$) place l'écoulement dans l'état silencieux, et tout déplacement consécutif maintiendra le système silencieux, tant que l'écoulement ne sera pas rendu à nouveau laminaire dans l'installation.

Un deuxième résultat de réduction sonore est que, pour des Reynolds supérieurs à 10000 environ (voir discussion ultérieure en §6.7.1.), toujours dans le cas d'une situation géométrique initialement bruyante, un déplacement vers l'extrême aval ($L/D_0>1$) fait bifurquer l'écoulement vers l'état silencieux, tout déplacement consécutif maintenant encore le système silencieux.

En résumé, pour le cas des Reynolds supérieurs à 10000 (figures 6.5.7. à 6.5.9.), une configuration initialement bruyante associée à la condition $\alpha_{\min}<L/D_0<\alpha_{\max}$ (figure 6.5.4.) et à un nombre de Reynolds R_0 inférieur à Re_c ,

bifurquera sur le chemin silencieux dès que le rapport L/D_0 deviendra supérieur à α_{\max} ou inférieur à α_{\min} .

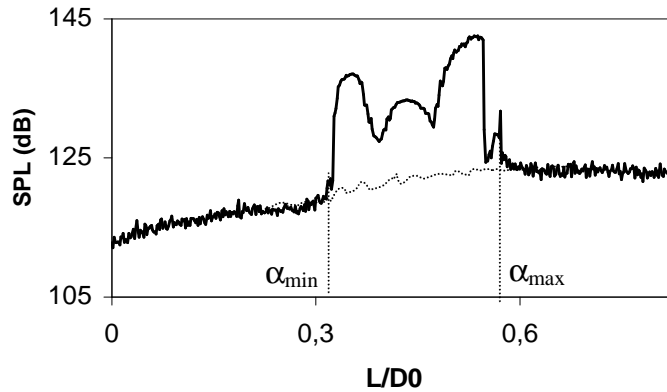


Figure 6.5.4. : Bifurcations par variations de L/D_0 (chemin silencieux en pointillé).

Cet aspect, particulier mais intéressant sur le plan de la réduction, nous a contraint à nous positionner précisément à l'intérieur d'un intervalle L bruyant au début de chaque acquisition pour balayer la plage L dans un sens (vers $L/D_0=0$ ou vers $L/D_0=1,3$) puis à réitérer l'acquisition en se replaçant au même point et en balayant la plage dans l'autre sens (après avoir réinitialisé et remis à jour le Reynolds R_0).

Les paires d'acquisitions ont ensuite été assemblées.

6.5.2.2. Cartographie des domaines bruyants et silencieux.

Pour les plus bas Reynolds (figure 6.5.5.), les bruits auto-entretenus sont déjà présents, avec des niveaux sonores relativement faibles d'environ 110 dB, peu délimités de ceux du chemin "silencieux".

Ce cas particulier est rapidement remplacé par le fonctionnement dominant, dès que $R_0 > 3000$ environ où une plage plus ou moins large L/D_0 associée à des bruits auto-entretenus est encadrée de deux plages appartenant au chemin

"silencieux".

Les courbes silencieuses (en pointillés), parcourues après l'atteinte de la bifurcation, sont de niveau constant puisque le paramètre d'espacement influence assez peu la puissance de la source acoustique. Il n'y a plus de progression régulière sur les parties silencieuses comme dans le cas où le paramètre R_0 variait. En fait c'est le niveau global des courbes tracées qui augmente au fur et à mesure de l'augmentation du paramètre fixe R_0 (toujours de 12 dB/octave de vitesse).

Une première caractéristique est que toutes les plages bruyantes sont centrées autour d'une valeur proche de $L/D_0=0,3$ soit environ $L=D_1$. Ces plages sont d'abord assez étendues (plus de 80% de D_0 pour $3000 < R_0 < 8000$ (environ) : figures 6.5.6., 6.5.7.) pour décroître progressivement jusqu'à un faible intervalle de longueur (moins de 15% de D_0 pour $R_0=24000$, figure 6.5.9).

En intensité, les niveaux sonores augmentent entre $R_0=2000$ et $R_0=8000$ pour ensuite rester à des niveaux stables de près de 140 dB lors des pics sonores. Notons aussi que le pourcentage des pics par rapport à la totalité de la zone bruyante a tendance à augmenter (figure 6.5.8.) lorsque R_0 croît, induisant une plus forte nuisance acoustique que pour des Reynolds plus modérées (figure 6.5.6. par exemple), bien que les niveaux bruts ne soient pas plus élevés.

Enfin, pour $R_0 > 24000$ (figure 6.5.9.) les bruits auto-entretenus n'existent plus, le niveau acoustique étant relativement faible et de large bande spectrale. Pour ces cas, le niveau sonore augmente régulièrement sur l'intervalle L/D_0 allant de 0 à 0,6 puis reste constant. Cette augmentation est liée au bruit aérodynamique qui correspond d'abord à une configuration ne comportant qu'un diaphragme (les deux diaphragmes sont collés) puis progressivement à deux sources de bruit indépendantes.

On peut, en première hypothèse, rapprocher la réduction de la plage (sur R_0) de

génération des bruits auto-entretenus à la quantité de tourbillons présents entre les diaphragmes. En effet si on se réfère aux visualisations de Huang et Weather (figure 2.3.2.), les structures deviennent plus longues avec l'augmentation du Reynolds. Ceci limite la partie basse de la plage d'auto-entretien qui doit permettre à un tourbillon au moins d'exister entre les diaphragmes. La partie haute de cette plage est quant à elle probablement limitée par une perte de cohérence des structures avant l'atteinte du second diaphragme ; perte de cohérence qui doit se produire pour des espacement de plus en plus réduits pour des Reynolds fixés de plus en plus grands. Ces hypothèses rejoignent celles faites en §6.1.2.1. sur le domaine d'existence du bouclage acoustique. D'autres paramètres liés aux fentes jouent ici un rôle supplémentaire provoquant la bifurcation.

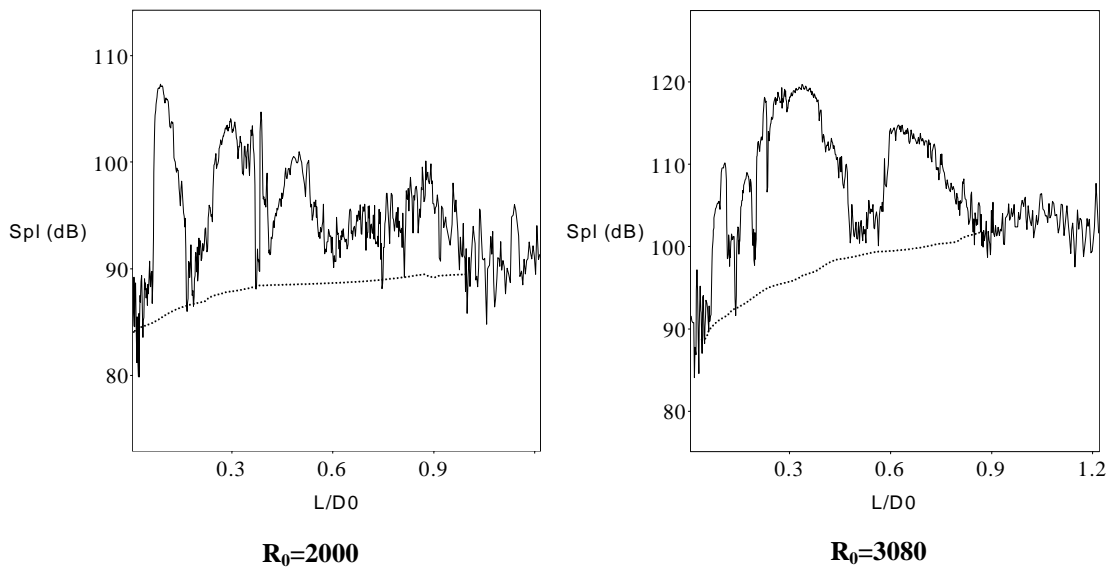


Figure 6.5.5. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 :
 Trait pointillé représentant le chemin silencieux.

6.5. Evolution paramétrique de la réduction sonore.

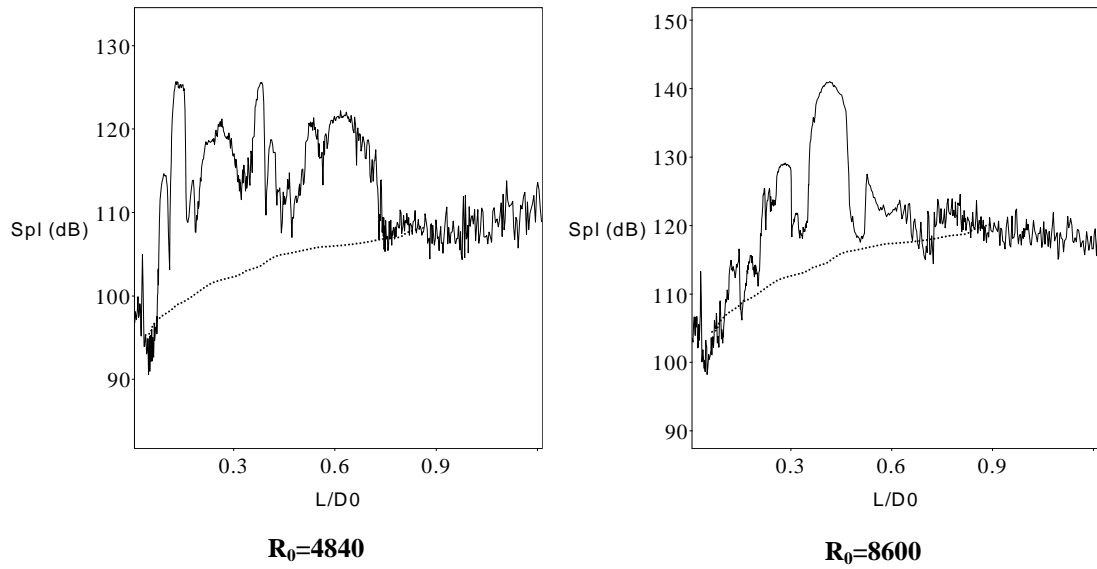


Figure 6.5.6. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 .

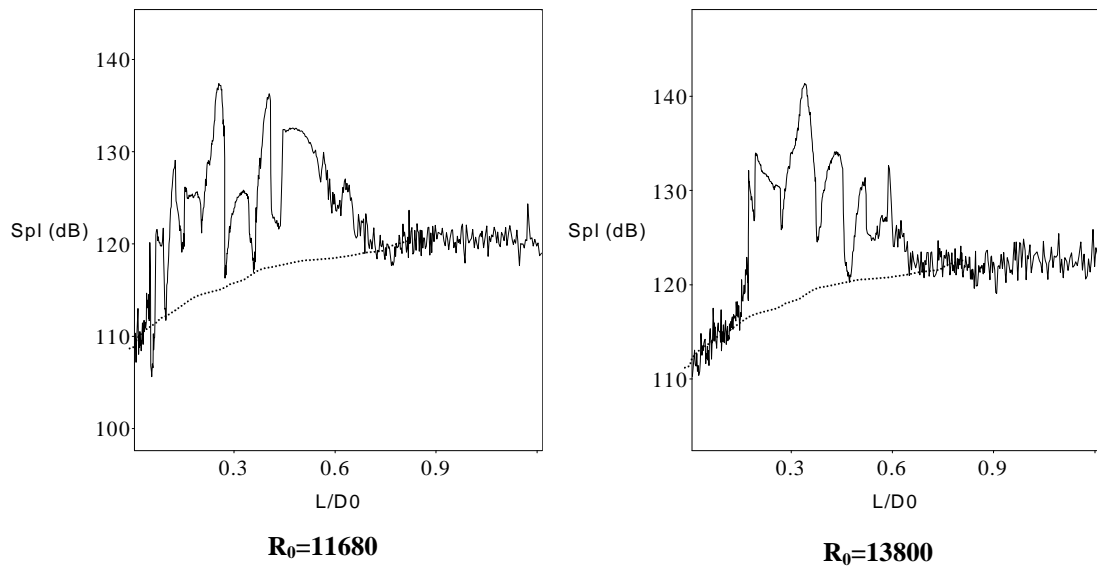


Figure 6.5.7. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 .

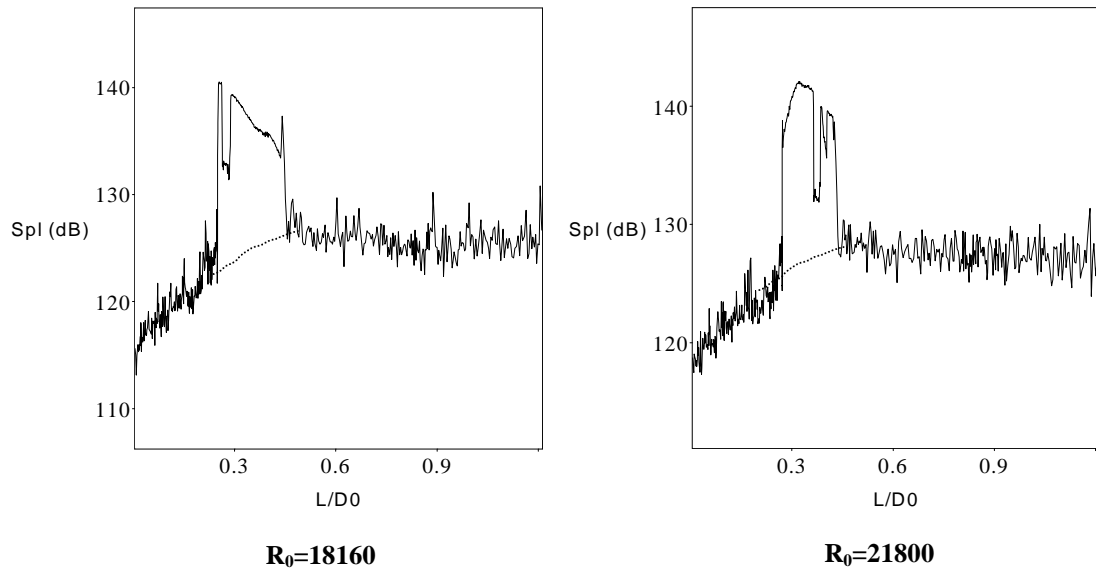


Figure 6.5.8. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 .

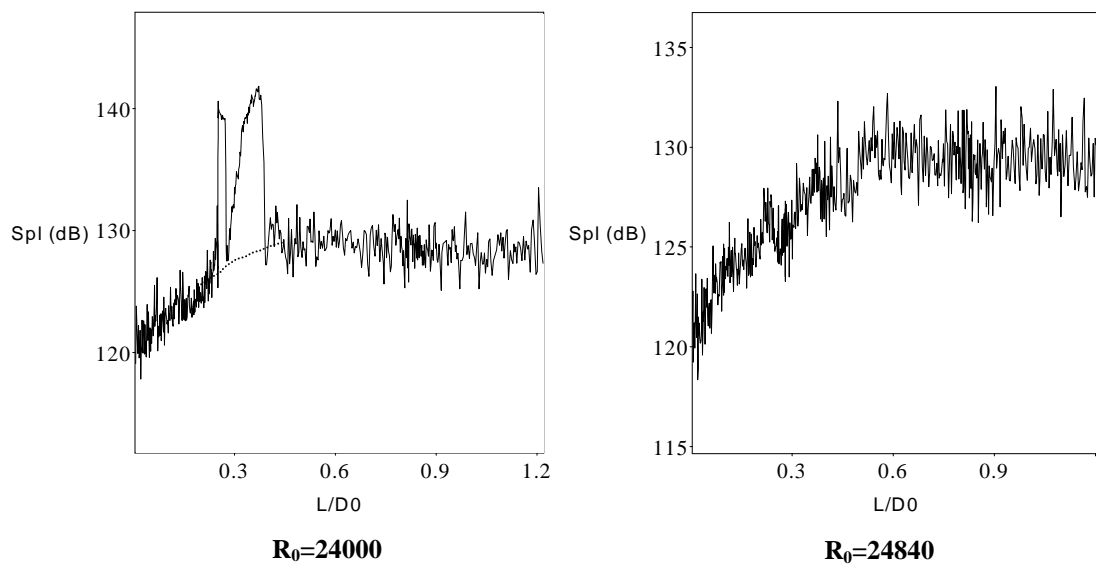


Figure 6.5.9. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 .

6.6. Analyse fréquentielle des fluctuations de pression acoustique.

6.6.1. Choix du paramètre de variation.

Nous allons nous limiter au cas où R_0 varie à L fixé pour comparer l'évolution des densités spectrales par rapport à celles de l'installation standard (cf §6.1.3.).

Nous verrons au cours du paragraphe suivant, que l'autre famille de mesures, L variant à R_0 fixé, est en fait une représentation différente des mêmes points de fonctionnement. La limitation à une seule des deux familles que nous effectuons est donc justifiée et il n'est pas nécessaire de réaliser les analyses spectrales pour les cas où L varie continûment.

Les figures 6.6.1. à 6.6.4. regroupent les évolutions spectrales sous forme de tracé tridimensionnel pour des rapports discrets L/D_0 de 0 à 1,23. Les figures 6.6.5. à 6.6.8. présentent les mêmes informations sous forme d'isovaleurs des densités spectrales sur un plan "Reynolds-Fréquence". Ces tracés d'isovaleurs privilégient la lecture de R_0 et des fréquences par rapport à la lecture de l'intensité des densités spectrales.

6.6.2. Rapport L/D_0 , pour lesquels le bouclage aéroacoustique est optimal.

Le bouclage aéroacoustique est très efficace pour $L/D_0=0,33$, les densités spectrales étant de l'ordre de 15000 Pa². Les fréquences dominantes des spectres sont maintenues sur de grandes plages du Reynolds calées sur les fréquences propres de l'installation : le 4^{ème} mode à 477 Hz de $R_0=6000$ à 10000, puis le 7^{ème} mode, le 9^{ème}, ponctuellement, et le 11^{ème} (figures 6.6.3. et 6.6.7.). Cette distance

$L \sim D_1$ semble être optimale dans le fonctionnement du bouclage.

Pour $L/D_0=0,5$, le système se cale sur le 4^{ème} mode propre du conduit de $R_0=8000$ à $R_0=10000$, avec une densité spectrale élevée (figure 6.6.8.). Un faible bouclage s'effectue à la fréquence du 7^{ème} mode. Il est visible sur la figure 6.6.4. mais pas sur le contour des densités spectrales.

6.6.3. Rapports extrêmes L/D_0 pour le bouclage aéroacoustique.

Les densités spectrales correspondant aux rapports $L/D_0=0,08$ et $L/D_0=0,17$ sont très faibles (800 et 600 Pa^2 : figures 6.6.1. et 6.6.2.). On note toutefois des bouclages respectivement au 13^{ème} mode propre et aux 4^{ème}, 9^{ème}, 10^{ème} et 13^{ème} modes propres (figures 6.6.5. et 6.6.6.).

Les espacements L/D_0 supérieurs à $0,7 D_0$ ne permettent plus l'auto-entretien des bruits.

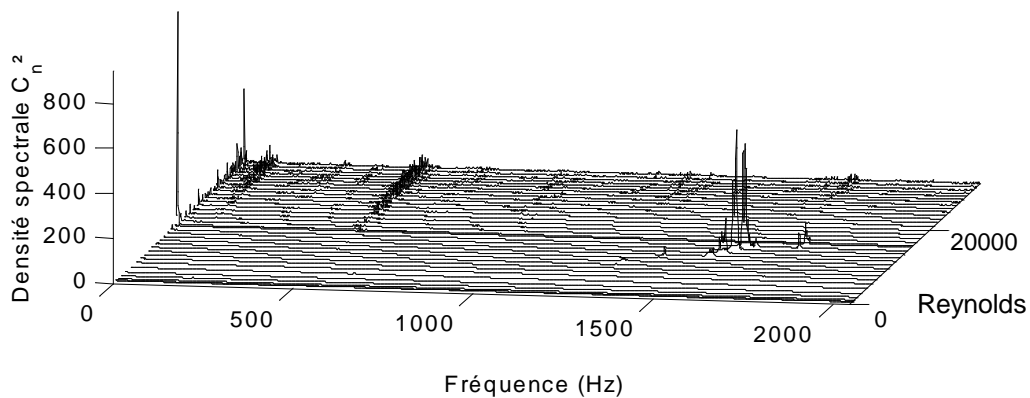


Figure 6.6.1. : Densités spectrales ($L/D_0=0,08$).

6.6. Analyse fréquentielle des fluctuations de pression acoustique.

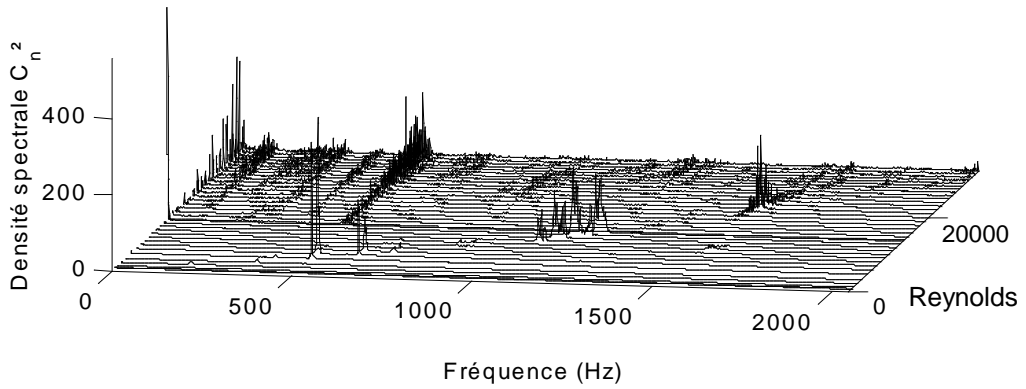


Figure 6.6.2. : Densités spectrales ($L/D_0=0,17$).

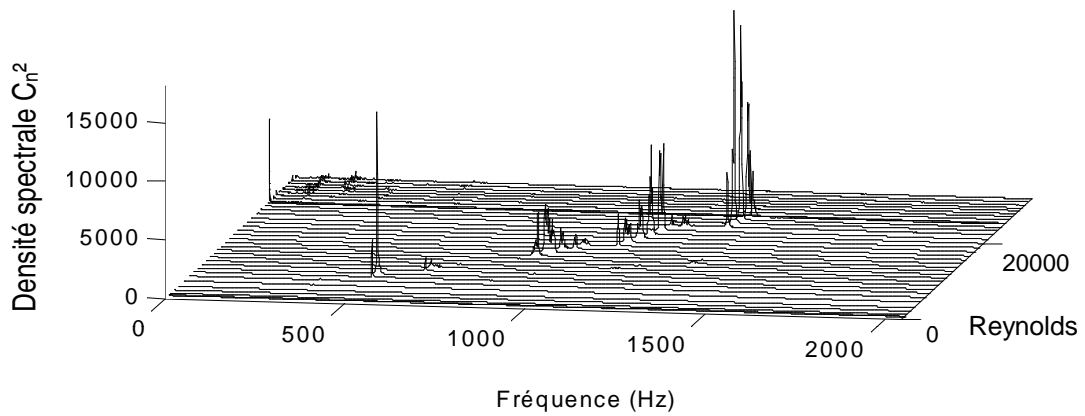


Figure 6.6.3. : Densités spectrales ($L/D_0=0,33$).

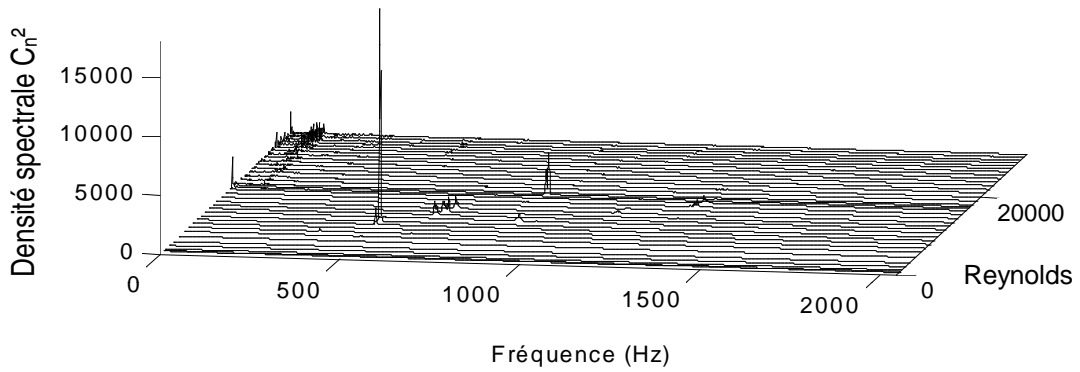


Figure 6.6.4. : Densités spectrales ($L/D_0=0,5$).

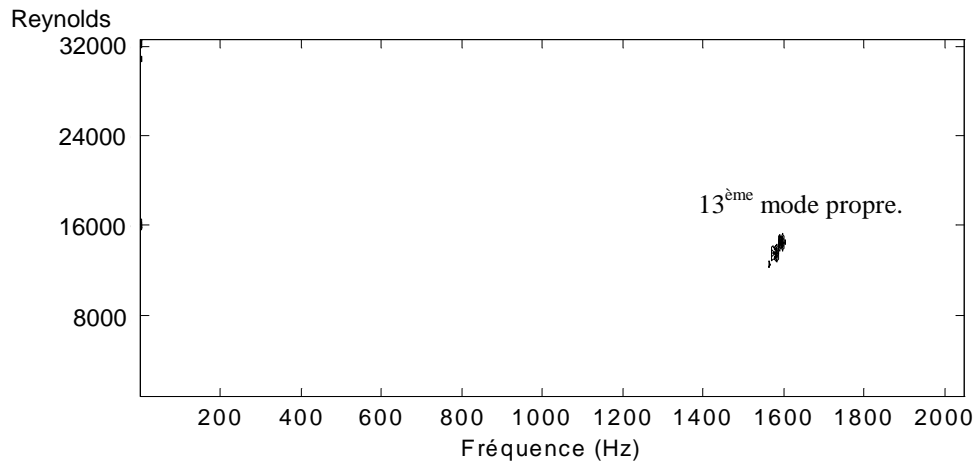


Figure 6.6.5. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,08$).

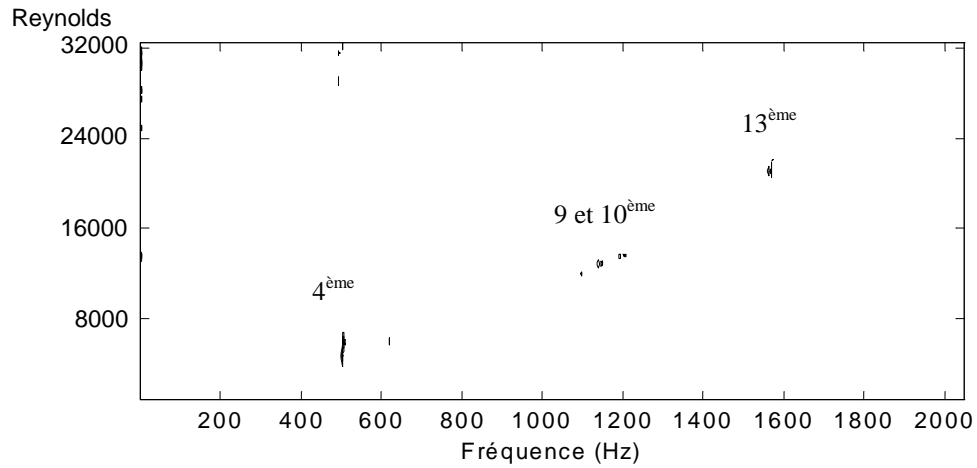


Figure 6.6.6. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,17$).

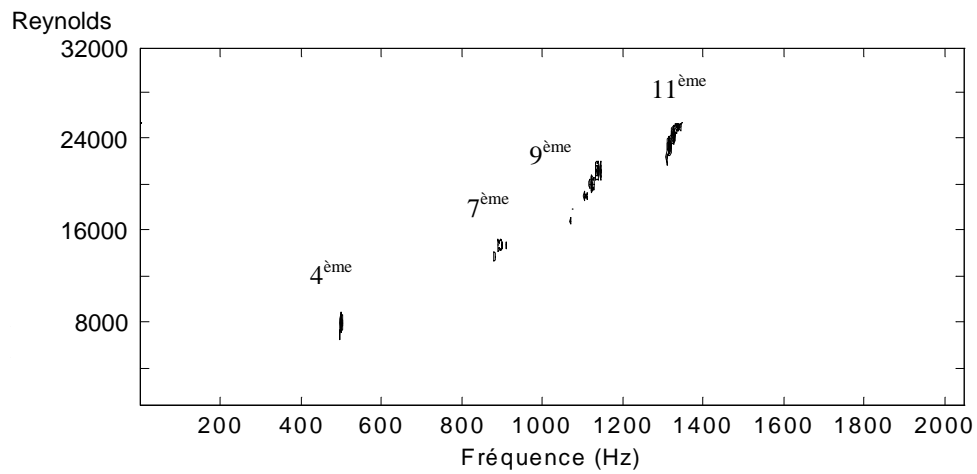


Figure 6.6.7. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,33$).

6.6. Analyse fréquentielle des fluctuations de pression acoustique.

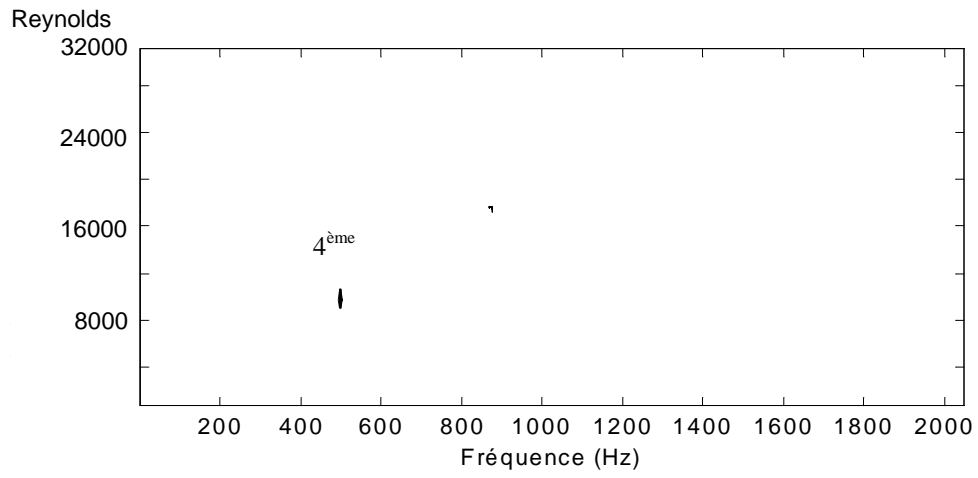


Figure 6.6.8. : Contours des densités spectrales ($L/D_0=0,5$).

6.7. Utilisation de bifurcations : atteinte rapide de "chemins" réducteurs.

Si on rassemble les résultats des essais effectués par variation de L à R_0 fixé et inversement (voir §6.5.), on peut représenter le niveau acoustique par deux surfaces $SPL = SPL [R_0, L/D_0]$.

Ces surfaces faciliteront l'évaluation des valeurs des paramètres pour une réduction sonore maximale et nous permettront d'élaborer des méthodes "rapides" de réduction sonore.

6.7.1. Surfaces de niveau acoustique avec variation continue de R_0 à L/D_0 fixé.

La figure 6.7.1. représente l'ensemble des courbes de niveau sonore en fonction de R_0 à L/D_0 fixé obtenues en 6.5.1.. Certaines courbes ont été ajoutées par interpolation pour améliorer la visibilité de la surface.

Deux surfaces sont distinguables en figure 6.7.1.. L'une de progression de niveau sonore uniforme de 12 dB par doublement de R_0 représente le niveau de bruit dynamique de l'écoulement en l'absence d'auto-entretien. Nous nommerons cette surface "surface silencieuse".

La deuxième surface, que nous qualifierons de "bruyante", très irrégulière, est définie pour tout point de fonctionnement $[R_0, L/D_0]$ appartenant au domaine d'existence des bruits auto-entretenus. Elle présente un niveau sonore supérieur de 10 à 40 dB à la première surface pour chaque point $[R_0, L/D_0]$ de ce domaine d'existence.

6.7. Utilisation de bifurcations : atteinte rapide de "chemins" réducteurs.

Les points de bifurcation d'un état à l'autre (silencieux ou bruyant), quand ils existent, sont sur la courbe d'intersection des deux surfaces.

Sur la figure 6.7.1., on retrouve le point optimal de fonctionnement du bouclage à L/D_0 proche de 0,33. De part et d'autre de ce rapport, la frontière entre les deux surfaces est située à des Reynolds progressivement plus faibles.

La limite entre les deux surfaces n'est pas très marquée pour les rapports L/D_0 supérieurs à 0,9. Il n'y a pas ici de bifurcation puisque le changement d'une surface à l'autre n'est pas brusque mais plutôt continu. Cette zone correspondant aux grandes longueurs L ne conduit pas à une bifurcation en utilisant la variation du paramètre R_0 . En fait on sort du domaine d'existence des bruits auto-entretenus (cas des diaphragmes standards) et la disparition des bruits auto-entretenus se fait de manière « naturelle » pour ces rapports L/D_0 élevés (voir aussi §6.7.2.).

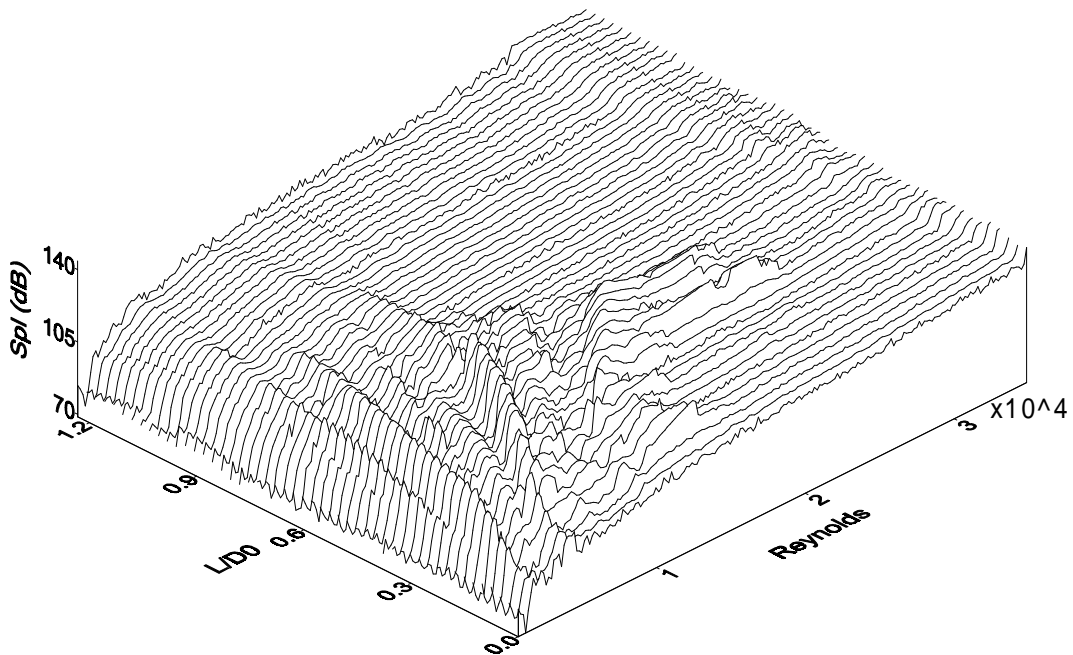


Figure 6.7.1. : Niveau de pression acoustique en fonction de R_0 , pour différents ratios de L/D_0 .

Tous les autres points de la frontière (lorsque elle est franchie en faisant varier R_0) sont des points de bifurcation (points appartenant à la courbe en trait continu épais, figure 6.7.2.), le niveau de bruit étant ensuite de niveau « réduit » tant que le débit n'est pas réinitialisé dans l'installation (franchissement du trait pointillé, figure 6.7.2.).

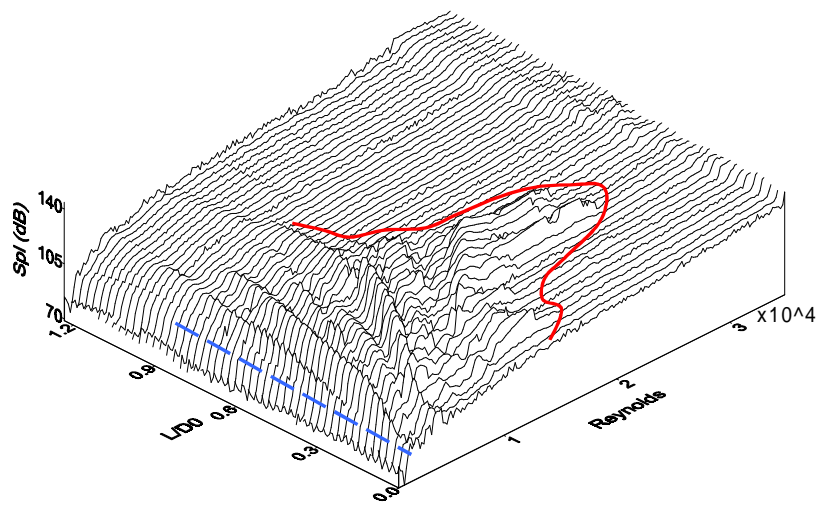


Figure 6.7.2. : Représentation des « frontières » (SPL pour différents L/D_0 fixés).

6.7.2. Surfaces de niveau acoustique avec variation continue de L/D_0 à R_0 fixé.

En figure 6.7.3. on trouvera la surface construite à partir des courbes $Spl = Spl(R_0, L/D_0)$ avec cette fois ci le paramètre R_0 fixé.

Là aussi deux surfaces "bruyante" et "silencieuse" peuvent être différenciées. Leur frontière, qui comporte les points de bifurcation présente deux aspects différents :

- une variation progressive et peu marquée pour le cas particulier « bas

Reynolds et grands rapports L/D_0 » (au niveau du trait pointillé, figure 6.7.4.).

- Une démarcation très nette sur tout le reste de la courbe frontière (trait continu épais, figure 6.7.4.).

La démarcation nette correspond effectivement à des points de bifurcation, un niveau sonore initialement « bruyant » devenant « silencieux » lorsque la frontière est traversée. Le niveau sonore reste ensuite sur la surface silencieuse jusqu'à ce que le débit moyen dans l'installation soit réinitialisé.

La petite partie de la frontière à variation de niveau sonore progressive ne permet pas la bifurcation, le bouclage aéroacoustique disparaissant « naturellement » (ceci est lié au '2^{ème} résultat' présenté en §6.5.2.1.).

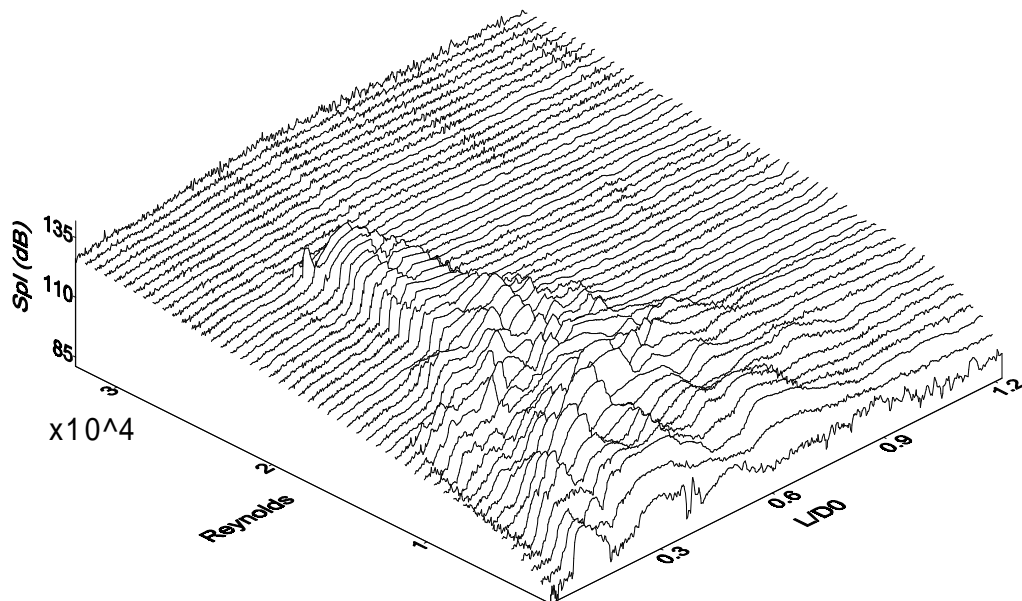


Figure 6.7.3. : Niveau de pression acoustique en fonction de L/D_0 , pour différentes valeurs de R_0 .

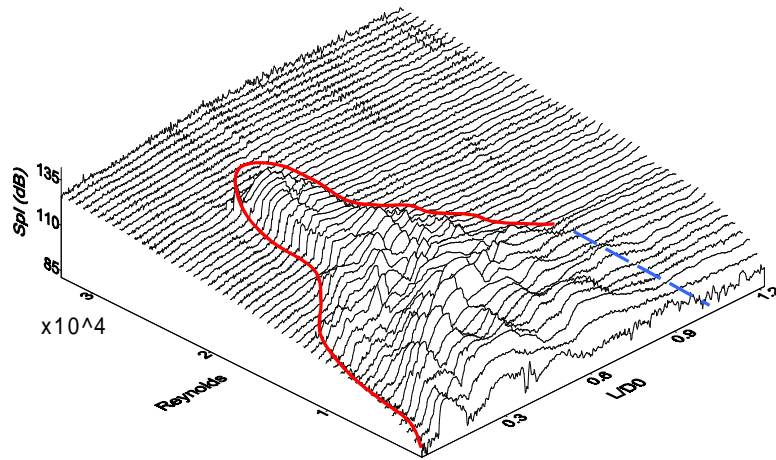


Figure 6.7.4. : Représentation des « frontières » (SPL pour différents R_0 fixés).

6.7.3. Comparaison des surfaces : unicité du domaine de fonctionnement.

Pour mieux comparer les deux surfaces, nous avons projeté ces surfaces en les représentant par des contours d'isovaleurs. La comparaison de ces contours d'isovaleurs du niveau sonore (figures 6.7.5. et 6.7.6.) montre que les deux surfaces bruyantes sont les mêmes (niveau de bruit pour L/D_0 et R_0 fixés). Elle sont en fait pratiquement superposables. Nous sommes donc en présence d'un seul type de bifurcation dans le problème donné par notre installation expérimentale.

On remarque aussi que les pics de niveau sonore sont regroupés sur plusieurs lignes radiales, caractérisant l'accrochage du bouclage d'auto-entretien sur les modes propres du conduit (voir chapitre 4 et §2.2.2.).

Pour une comparaison aisée, la surface "à L/D_0 fixé" à été représentée en coordonnées inversées : R_0 en ordonnée et L/D_0 en abscisse. Les surfaces 6.7.1. et 6.7.3. sont les mêmes quand on fait une symétrie par rapport au 1^{ère} plan bissecteur.

6.7. Utilisation de bifurcations : atteinte rapide de "chemins" réducteurs.

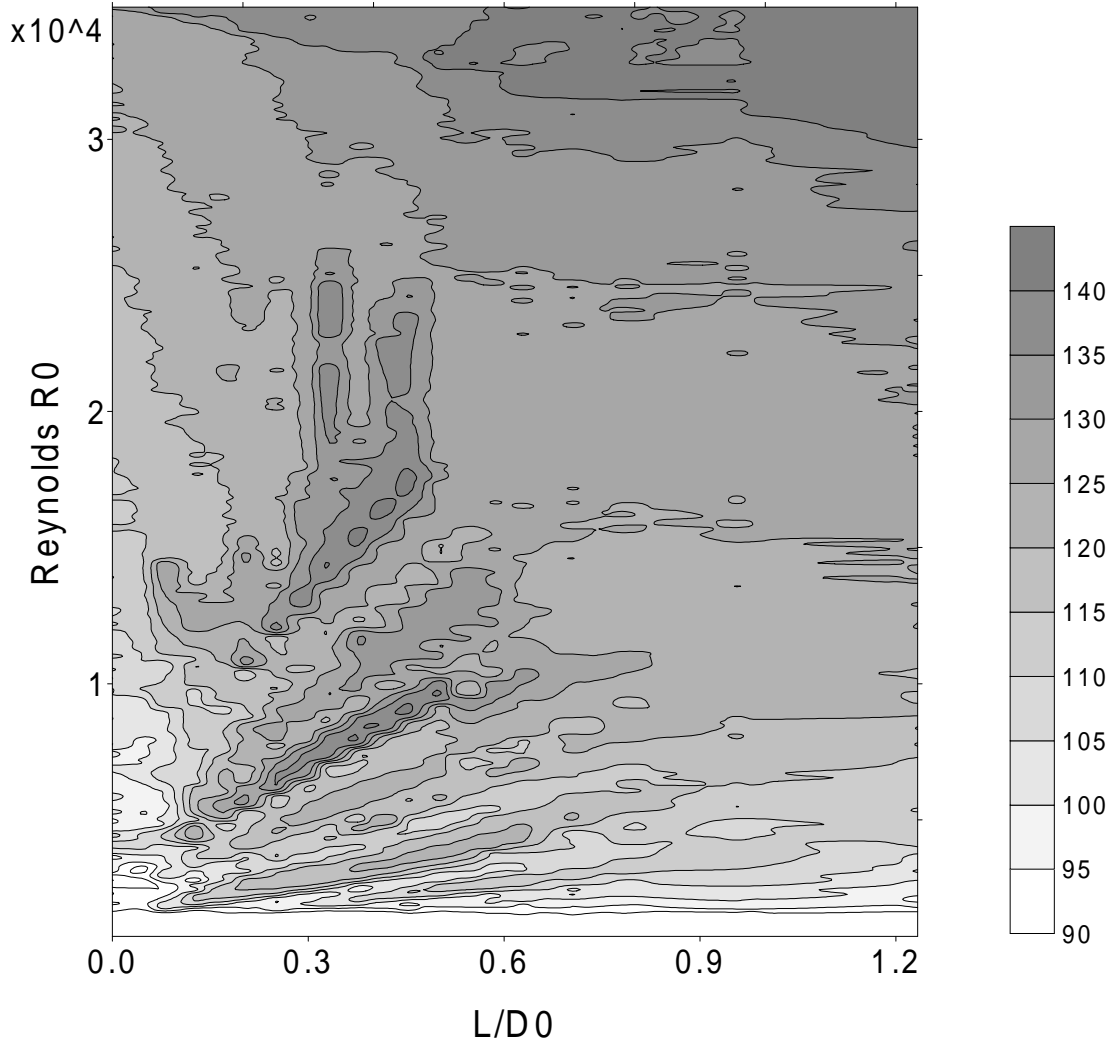


Figure 6.7.5. : Isovaleurs de $SPL=f(R_0, L/D_0)$, à partir de courbes pour différents ratios L/D_0 fixés.

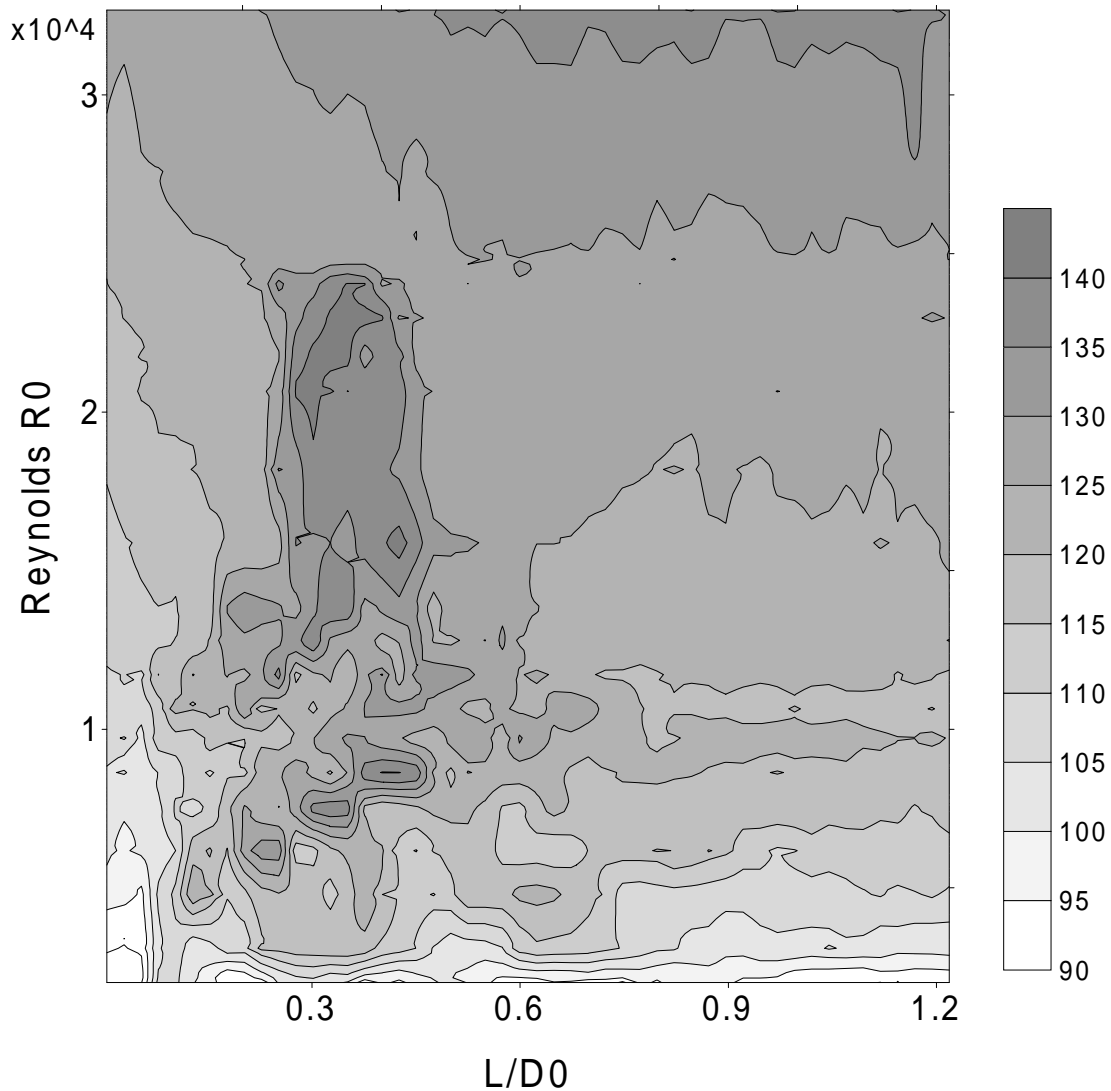


Figure 6.7.6. : Isovaleurs de $SPL=f(R_0, L/D_0)$, à partir de courbes pour différents R_0 fixés.

6.7.4. Applications pratiques liées à l'unicité du domaine $SPL=f(R_0, L/D_0)$.

Nous avons défini des frontières de bifurcations qui représentent l'application fondamentale de notre méthode. Cependant, il n'est pas toujours aisé, pour une installation industrielle donnée, de dépasser cette frontière sur un paramètre pour ensuite revenir au point de fonctionnement normal de l'installation. Dans le cas d'un conduit de ventilation où deux diaphragmes se succèdent par exemple, il

peut être difficilement réalisable d'augmenter le débit au double ou au triple de sa valeur normale de manière à passer une bifurcation.

C'est pourquoi, et en vertu de l'unicité du niveau acoustique vérifiée précédemment, nous pouvons proposer un moyen alternatif pour faire bifurquer l'écoulement sur le chemin silencieux. La technique consiste à faire varier les paramètres espacement et Reynolds dans un ordre approprié de manière à accéder directement au chemin silencieux.

Si on se reporte à la figure 6.7.7., on constate que si l'on fait varier R_0 à partir d'un rapport L/D_0 fixé (trait plein) on arrive au même point de fonctionnement que si l'on fait varier L/D_0 à partir du Reynolds R_0 fixée (trait pointillé), mais avec un niveau sonore jusqu'à 30 décibels plus élevé !

Dans ce cas, l'ordre de variation des paramètres permet d'aboutir directement à un état silencieux ou bruyant pour le point de fonctionnement (R_0 , L/D_0) souhaité.

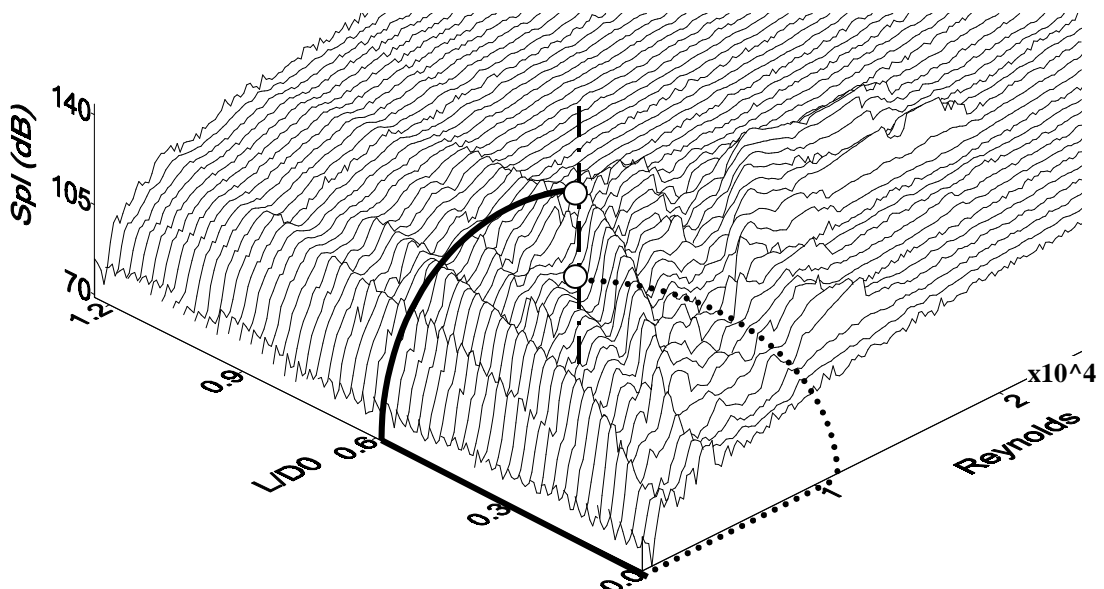


Figure 6.7.7. : Chemins alternatifs pour atteindre un même point de fonctionnement (L/D_0 , R_0) du système.

6.8. Exploration de la modification de l'écoulement dans les jets secondaires.

Les fentes ayant un rôle prépondérant dans la méthode de réduction sonore que nous proposons, nous avons souhaité explorer le champ des vitesses locales juste en aval des fentes, sur les chemins bruyant et silencieux, pour un même nombre de Reynolds R_0 .

Une première expérience est ici présentée, qui constitue le point de départ d'une série d'investigations du champ des vitesses entre les diaphragmes. Cette voie d'étude commencée devrait être complétée dans des travaux qui se poursuivent avec la thèse future de S. GUERIN.

Une première étape a consisté à déplacer le film chaud (*cf* §4.3.3.) dans un plan parallèle au diaphragme amont comportant les quatre fentes, à une distance $x/D_0=0,13$ en aval de celui-ci. Une série de mesures a été effectuée en déplaçant la sonde de l'axe central du conduit vers la paroi externe, en restant sur un axe parallèle à une des fentes. Nous référencerons cette série par l'expression "devant une fente". Une deuxième série de mesures, toujours dans le même plan, a été faite selon un axe bissecteur de l'angle que font deux fentes successives. Nous parlerons alors de mesures effectuées "entre les fentes" pour cette série (figure 6.8.1.).

6.8. Exploration de la modification de l'écoulement dans les jets secondaires.

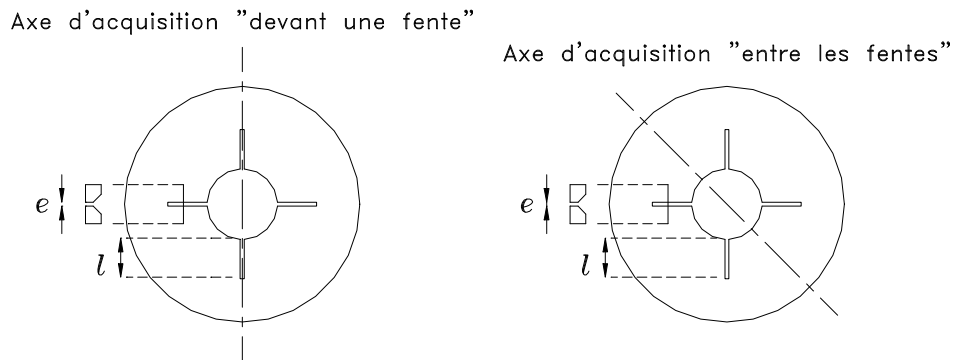


Figure 6.8.1. : Axes d'acquisition des profils de vitesse ($e/h=0,25$; $l/(D_0-D_1)/2=0,5$).

En figure 6.8.2. les vitesses moyennes "devant une fente", adimensionnées à l'unité, sont tracées en fonction de $r/(D_1/2)$. Un rapport $r/(D_1/2)=1$ correspond alors approximativement au bord de l'orifice du diaphragme tandis que $r/(D_1/2)=2$ marque l'extrémité de la fente (pour $l \sim (D_0-D_1)/4$, notre longueur usuelle).

Les mêmes mesures sont effectuées "entre les fentes", donnant deux nouveaux profils de vitesses (figure 6.8.3.).

De manière assez surprenante, le débit d'air moyen est spectaculairement réduit "devant une fente" sur le chemin silencieux par rapport à ce qu'il était sur le chemin bruyant.

On aurait pu s'attendre en effet à une augmentation de l'activité des fentes sur le chemin silencieux, cette activité supérieure leur permettant enfin d'influencer la boucle d'auto-entretien des bruits. En fait, il n'en est rien et la fente donne l'impression qu'elle ne joue plus de rôle dans le transport de l'air d'un côté à l'autre du diaphragme...

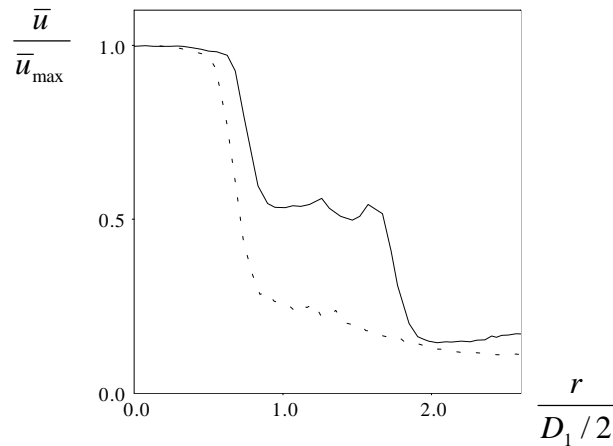


Figure 6.8.2. : Vitesse adimensionnée moyenne, devant une fente, chemins bruyant (trait plein) et silencieux (trait pointillé). ($L/D_0=0,41$; $x/D_0=0,13$; $R_0=15000$)

"Entre les fentes", le profil de vitesse s'étend plus radialement pour le chemin silencieux.

L'élargissement du jet axisymétrique, en chemin silencieux, modifie probablement la condition angulaire d'impact des tourbillons au second diaphragme et donc la puissance acoustique générée selon la théorie de Howe :

$$P(t) = -\int_V D dV = -\int_V \rho_0 (\vec{\omega} \times \vec{v}) \cdot \vec{u}_{ac} \partial V$$

Ces mesures relativement ponctuelles, ne décrivant que deux axes d'un plan parallèle au diaphragme sont préliminaires et ne permettent pas d'apporter des conclusions définitives sur le rôle des fentes dans le processus de réduction sonore. C'est pourquoi de nouvelles séries de mesures, radiales et azimutales sont en cours et seront exploitées dans une thèse ultérieure (Guérin[35]).

6.8. Exploration de la modification de l'écoulement dans les jets secondaires.

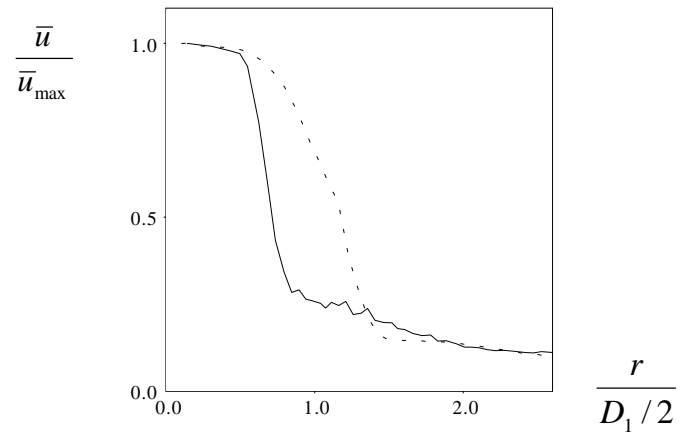


Figure 6.8.3. : Vitesse adimensionnée moyenne, radialement entre deux fentes, chemins bruyant (trait plein) et silencieux (trait pointillé). ($L/D_0=0,41$; $x/D_0=0,13$; $R_0=15000$)

6.9. Suppression des fentes, à partir de l'état silencieux.

6.9.1. Dispositif expérimental pour l'obturation des fentes.

La diminution spectaculaire du débit à travers les fentes sur le chemin silencieux (§6.8.) motive un autre type d'essai. Il est en effet tentant de refermer les fentes après avoir réalisé la bifurcation, pour voir si l'on reste sur la branche de réduction sonore puisque les fentes ne semblent plus participer au transfert fluide au travers du diaphragme.

Pour des raisons d'accessibilité, nous avons fait fonctionner la soufflante en mode inversé, c'est à dire en aspiration et non plus en soufflage. Le diaphragme modifié (avec fentes) a été positionné en bout de la section d'essai, en sens inverse (bords biseautés vers "la pompe à vide"). Le diaphragme standard est positionné à $L/D_0=0,4$ du diaphragme modifié, toujours avec le côté biseauté orienté vers la pompe. Une section L_1 égale à $10*D_0$ est intercalée entre ce diaphragme et le filtre métallique. La section d'alimentation en air est restée inchangée (figure 6.9.1.).

Cette disposition inversée des diaphragmes, avec une aspiration au niveau du compresseur, conduit à des conditions expérimentales proches de celles exploitées en §6.3.1., avec seulement une absence de confinement en amont du diaphragme à fentes D_1 (qui pourrait jouer un rôle, l'expérience entièrement confinée restant à faire).

On retrouve le même comportement, avec une bifurcation vers le chemin "silencieux", à $Re_c=13000$, pour $t_{re}=35$ s. (visible sur la variation du nombre de Reynolds, figure 6.9.2.). On note une diminution du nombre de Reynolds révélant une augmentation de la perte de charge autour des diaphragmes et donc la

6.9. Suppression des fentes, à partir de l'état silencieux.

réalisation de la bifurcation (déplacement du point de fonctionnement sur la courbe caractéristique de la soufflante).

Le niveau sonore relevé chute au même instant $t_{rc}=35$ s. (i.e. au même Reynolds critique), prenant brusquement un aspect "large bande" avec une progression de niveau constante de 12dB par doublement du Reynolds (figure 6.9.3.). Avant que le nombre de Reynolds critique ne soit atteint, le niveau relativement faible des bruits auto-entretenus s'explique d'une part par l'écartement assez élevé de $L/D_0=0,41$ mais aussi par l'absence de conduit en amont du diaphragme modifié, ce qui diminue la longueur de la section résonante. De plus, l'absence de confinement modifie probablement l'orientation des lignes de courant traversant le diaphragme amont. Les tourbillons arrivent probablement au diaphragme aval en étant plus proches de l'axe du conduit, ce qui diminue l'efficacité du transfert énergétique vers le champ acoustique.

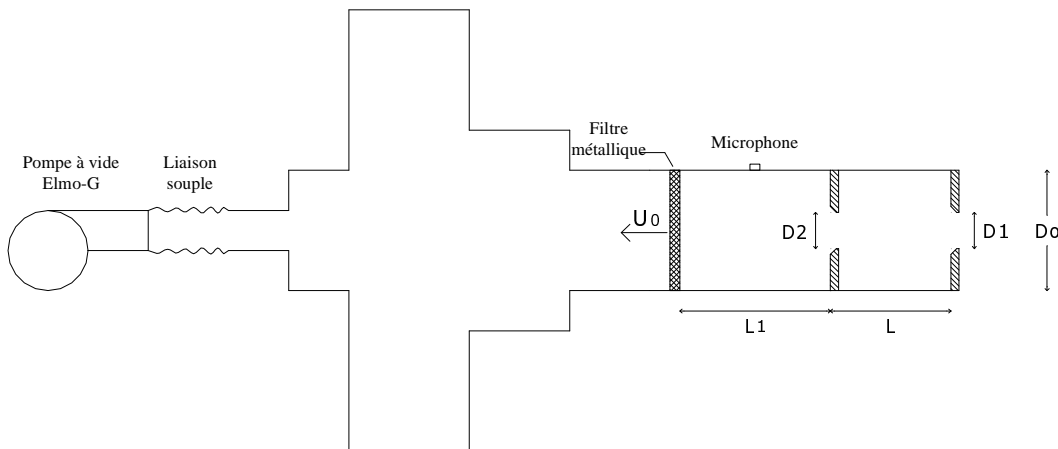


Figure 6.9.1. : Modification du dispositif expérimental ($L/D_0=0,41$; $L_1/D_0=10$; diaphragme modifié : D_1).

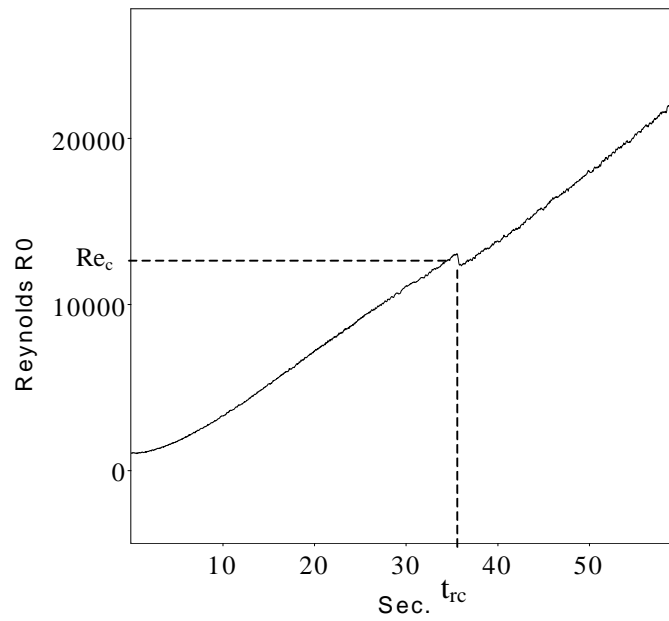


Figure 6.9.2. : Mise en évidence de la bifurcation à Re_c lors de l'augmentation du nombre de Reynolds.

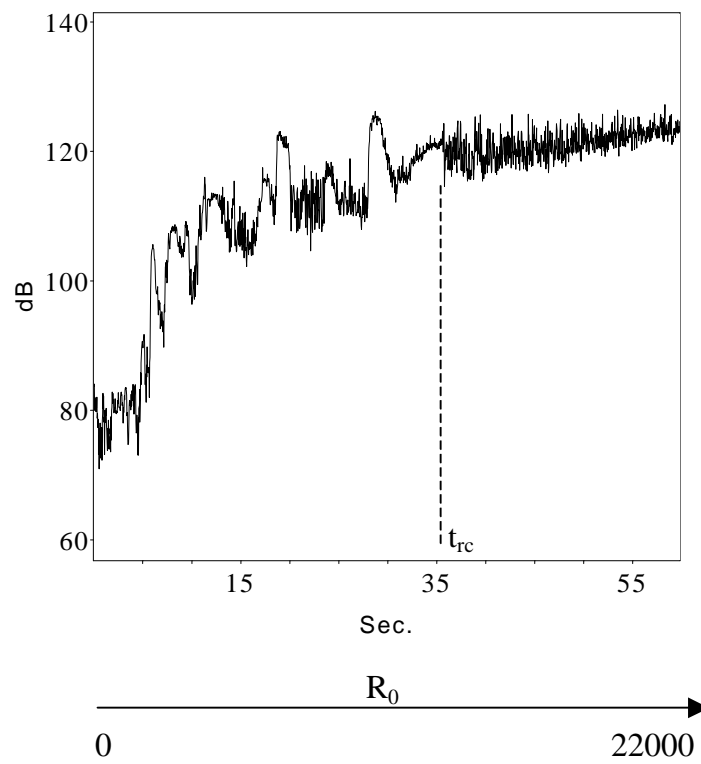


Figure 6.9.3. : Niveau de pression acoustique sur la durée d'augmentation de R_0 .

6.9.2. Obturations successives des fentes.

Le Reynolds, initialement nul a été augmenté jusqu'à une valeur de 22000 environ (point "2" en figure 6.9.4.), l'écoulement bifurquant sur le chemin silencieux au point "1" pour un Reynolds de 13000 environ. Les niveaux sonores bruyants et silencieux correspondant passent de niveaux forts avec des fréquences pures à un niveau plus faible, composé d'un bruit large bande (figure 6.9.5.).

L'écoulement étant, au point "2" (figure 6.9.4.), sur le chemin silencieux, le Reynolds est diminué jusqu'à une valeur de 9000 (point "3"), en dessous du Reynolds critique Re_c . Une première fente est alors obstruée au point "4", l'écoulement restant cependant silencieux. L'obstruction d'une deuxième fente (point "5") ne fait toujours pas bifurquer l'écoulement sur le chemin bruyant.

Cependant, lors de l'obstruction de la troisième fente, au point "6". Le nombre de Reynolds augmente brusquement, lié à la diminution du coefficient K de perte de charge lors du passage sur le chemin bruyant (déplacement sur la courbe caractéristique de la soufflante ; cf figure 6.4.5.). Les bruits auto-entretenus réapparaissent immédiatement (figure 6.9.5.), avec des niveaux même plus élevés que ceux atteints initialement, avant la première bifurcation.

La fermeture de la troisième fente a donc autorisé l'écoulement à bifurquer sur le chemin bruyant. On peut vérifier que les bruits auto-entretenus sont maintenus en augmentant le Reynolds (point "7") puis en le réduisant (point "8"). Le système ne bénéficie plus de réduction sonore "type hystérésis" et se comporte maintenant comme si deux diaphragmes standards se succédaient dans le conduit.

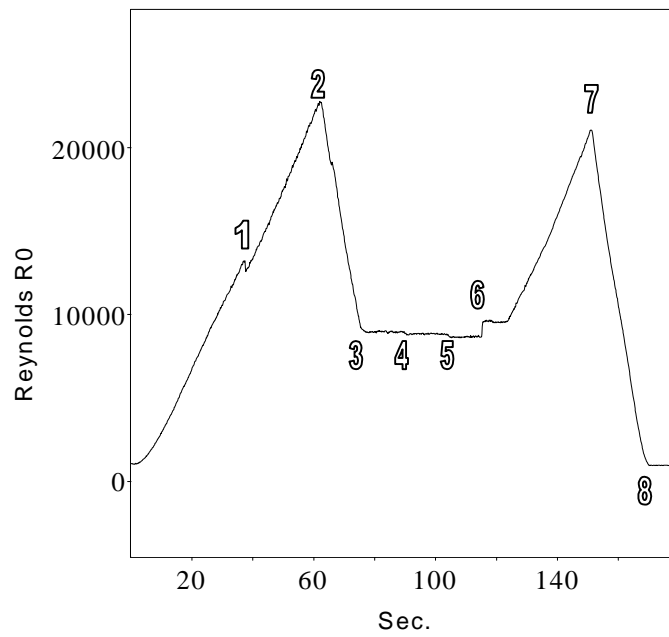


Figure 6.9.4. : Variation du nombre de Reynolds en fonction du temps d'acquisition.

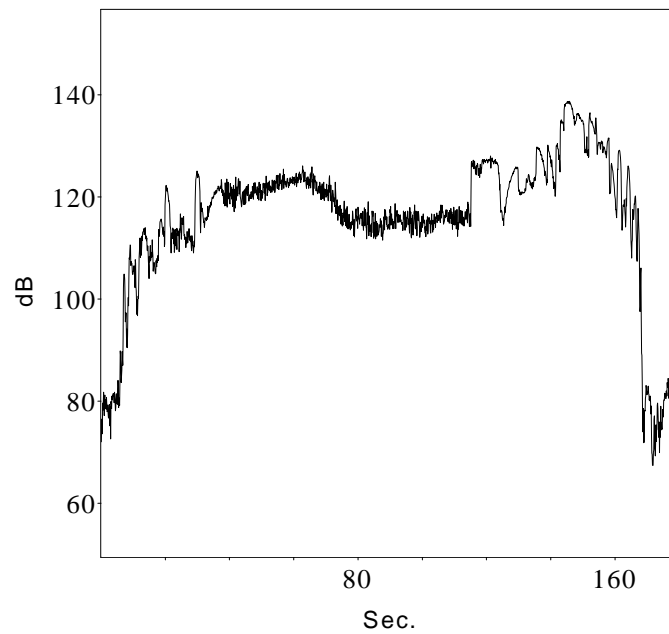


Figure 6.9.5. : Niveau de pression acoustique en fonction du temps d'acquisition.

6.9.3. *Obturation simultanée des fentes.*

En deuxième tentative, un essai de fermeture progressive et simultanée des fentes a été entrepris. Pour cela, un disque de plastique rigide a été placé sur la face amont du diaphragme à fentes. Ce disque comporte un orifice central de diamètre D_1 et des fentes avec une forme biaisée conçues pour fermer progressivement et simultanément les quatre fentes lorsqu'on le fait pivoter.

La même procédure expérimentale que pour le premier essai est appliquée, le Reynolds étant augmenté jusqu'au point "2" (figure 6.9.6.). L'écoulement bifurque bien sûr encore au même nombre de Reynolds (13000, point "1").

Sur le chemin silencieux, le nombre de Reynolds est ramené à 9000 (point "3"), puis le disque en plastique est mis en rotation très lentement, de manière à fermer les fentes (point "4"). L'écoulement bifurque alors sur le chemin bruyant dès le début de la fermeture des fentes, permettant aux bruits auto-entretenus de réapparaître (figure 6.9.7.). A la fermeture complète, le dispositif perd toute fonction de réduction sonore comme on peut le remarquer au cours de l'augmentation et de la diminution du Reynolds, après le passage par le point "4".

En conclusion sur ces essais de fermeture des fentes, il apparaît que les fentes ont un rôle dans le maintien sur le chemin silencieux et non pas seulement un rôle de « déclenchement » de la bifurcation. Un essai « en situation », en conservant le confinement en amont du diaphragme modifié, serait néanmoins nécessaire pour mieux quantifier l'effet de fermeture des fentes.

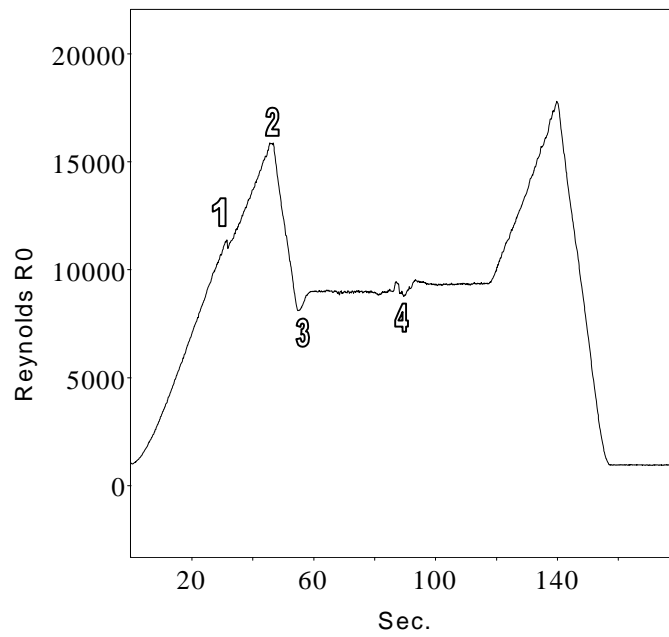


Figure 6.9.6. : Variation du nombre de Reynolds en fonction du temps d'acquisition.

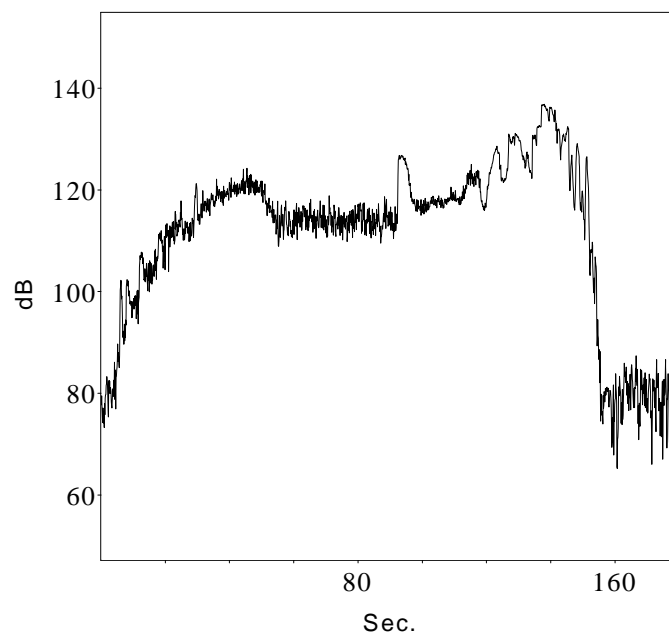


Figure 6.9.7. : Niveau de pression acoustique en fonction du temps d'acquisition.

CONCLUSION

Le résultat le plus remarquable de ce travail est la mise en évidence expérimentale d'un chemin stable d'une bifurcation turbulente qui a la propriété de réduire le niveau sonore des bruits auto entretenus dans un écoulement.

Le niveau de réduction est de l'ordre de 20 à 40 décibels, soit un niveau au moins égal aux niveaux de réduction pouvant être obtenus pour d'autres problèmes avec des méthodes classiques de réduction passives ou de réduction active.

La branche stable, réductrice de bruit, que nous avons appelé "chemin silencieux", recouvre toute la gamme d'existence des bruits auto -entretenus, c'est à dire en terme de nombre de Reynolds ou de paramètre géométrique adimensionnel toute la gamme d'application industrielle.

Nous avons montré qu'un "point de fonctionnement" d'une installation , qui serait bruyant si on l'atteint par un chemin conventionnel, peut devenir "silencieux " si on l'atteint par d'autres chemins appropriés.

La présente méthode de réduction présente le grand avantage d'être "gratuite" : pas de matériaux absorbants, pas d'instrumentation et de traitement de signal destinés à une commande de contrôle actif.

Bien entendu, les limites de cette nouvelle méthode existent, et sont de deux ordres :

- La petite modification géométrique qui est apportée à l'installation industrielle ne doit évidemment pas perturber la fonction principale de ladite installation (par exemple , l'industriel va t'il accepter une réduction sonore de 30 dB au prix d'une augmentation de perte de charge de 10 % ?).
- Pour une situation industrielle donnée, il n'est pas évident de trouver une modification génératrice d'une bifurcation aussi "bienfaisante" acoustiquement.

Nous rejoignons ici la réflexion qui suit :

Presque tout reste à faire pour comprendre la bifurcation rencontrée ici.

Des travaux théoriques sont maintenant prioritaires. Une collaboration entre mécaniciens théoriciens, mathématiciens et aéroacousticiens se met actuellement en place.

Ce n'est que lorsqu'une compréhension suffisamment avancée sera atteinte que des remèdes pourront plus facilement être proposés pour des configurations industrielles variées.

Deux mots sur notre étude numérique : elle est restée volontairement simple, à l'aide d'un modèle 2D stationnaire ou instationnaire. L'objectif était principalement de retrouver des configurations d'écoulement satisfaisant aux

conditions de HOWE qui autorisent l'échange entre l'énergie tourbillonnaire et l'énergie acoustique. Cet objectif est qualitativement atteint et encourage à passer à des modèles supérieurs 3D.

Les perspectives immédiates d'avancement de nos travaux sont donc à la fois expérimentales, numériques et théoriques.

Elles ont pour but de répondre à des préoccupations de réduction sonore dans de nombreux domaines d'applications industrielles où des bruits auto-entretenus se manifestent (habitat, transport, machines, ...)

BIBLIOGRAPHIE

1. **ANDERSON, A.B.C.**, *J. Acoust. Soc. Am.* **26**, 21. 1954.
2. **BAKER G. R.** , The "cloud in cell" technique applied to the roll up of vortex sheets, *J. of computational physics* **31**, pp. 76-95, 1979
3. **BASDEVANT C., PHILIPOVITCH T.**, On the validity of the weiss criterion in two-dimensional turbulence, *Physica D*, **73**, p 17-30. 1994.
4. **BASTIN F., LAFON P., CANDEL S.**, Computation of jet mixing noise due to coherent structures : the plane jet case, *J. Fluid Mech*, **335**, pp.261-304, 1997.
5. **BÉNARD H.**, *Compt.Rend.***147**, 970 , 1908.
6. **BERNAL L. P. , ROSHKO A. ,** Streamwise vortex structure in plane mixing layers, *J. Fluid Mech. Vol 170*, pp. 499-525, 1986
7. **BROWAND F. K. , HO C.-M.**, The mixing layer : an example of quasi two-dimensional turbulence, *J. de mécanique théorique et appliquée, Numéro Spécial*, p 99-120, 1983
8. **BROWN, G.B.**, *Phys. Soc.* **47**, 703. 1935.
9. **CARPENTIER R.**, Comparaison entre des schémas 2D de type Roe sur maillage régulier triangle ou quadrangle : I calcul au sommet – pentes centrées, *INRIA rapport n°2824, mars 1996 thème 4*, 1996.
10. **CHABARD J. P. , VIOLLET P. L. ,** Les défis des codes de mécanique des fluides pour les années à venir, *revue générale de thermique n°356-357*, pp.552-561, 1991
11. **CHOLLET J.P., VOKE P.R., KLEISER L.**, Direct and Large Eddy Simulation II, *Ercoftac Series, Kluwer Academic Publishers*, 1997.
12. **CHORIN A.J. , BERNARD P. S. ,** Discretisation of a vortex sheet with an example of roll-up., *J. of computational physics* **13**, pp.423-429.,1973
13. **CHORIN A.J.**, Numerical study of slightly viscous flow. *J. Fluid Mech.* **57**, p 785-796, 1973.
14. **CHRISTIANSEN J. P. ,** Numerical simulation of hydrodynamics by the method of point vortices., *J. of computational physics* **13**, pp. 363-379.,1973
15. **COIRET A., SAKOUT A., HENRY R.**, Approche numérique du phénomène de bruits auto entretenus par deux diaphragmes dans un écoulement, *13° Congrès français de Mécanique, Poitiers*, 1997.
16. **COIRET A.**, Simulation numérique dans le cadre de l'étude des bruits auto-entretenus, *D.E.A., Université de La Rochelle*, 1996.
17. **CONLISK A. T. , VELEY D. ,** The generation of noise in impinging vortex motion past a step, *J. of phys. Fluids* **28 (10)**, pp. 3004-3012, 1985
18. **CORTELEZZI L.**, Nonlinear feedback control of the wake past a plate with a suction point on the downstream wall, *J. Fluid Mech.*, vol 327, pp 303-324, 1996.

19. **CRIGHTON D. G.** , acoustic as a branch of fluid mechanics, *J. fluid mech.* **106**, pp. 261-298, 1981
20. **CRIGHTON D. G.** , The jet edge-tone feedback cycle ; linear theory for the operating stages, *J. fluid mech.* **234**, pp. 361-391, 1992
21. **CRIGHTON D.G.**, Basic principles of aerodynamic noise generation. *Prog. Aerosp. Sci.* **16** (1), 31-96, 1975.
22. **DELVILLE J. et al**, Etudes des structures cohérentes dans une couche de mélange plane turbulente incompressible, *Rapport final DRET 93.2549.A, Septembre 1995 LEA URA CNRS 191*,1995.
23. **DOTSON K.W., KOSHIGOE S., PACE K.K.**, Vortex shedding in a large solid rocket motor without inhibitors at the segment interfaces, *J. Propulsion and power*, **13**, N°2, 1997.
24. **DUNLAP R., BROWN R.S.**, Exploratory experiments on acoustic oscillations driven by periodic vortex shedding, *AIAA 19*, n°3, pp 408-409, 1980.
25. **FAGHANI D.**, Etude des structures tourbillonnaires de la zone proche d'un jet plan : approche non stationnaire multidimensionnelle, *Thèse I.N. Polytechnique Toulouse, 1996. N°ordre 1211*, 1996.
26. **FAVE C.**, Nouvelles méthodes de réduction des bruits auto-entretenus dans les jets confinés, *Thèse d'état, Université de Poitiers*, 1995
27. **FFOWCS WILLIAMS J.E., ZHAO B.C.**, The active control of vortex shedding. *Journal of fluids and structures* **3**, 115-122.
28. **FLANDRO G.A. , JACOBS H. R.** , Vortex-generated sound in cavities, Paper 73 - 1014 at *AIAA Aero-acoustics conference, Seattle, Wash.*, 1973
29. **FLUENT INCORPORATED**, *FLUENT USER'S GUIDE*, Centerra Resource Park, 10 Cavendish Court, Lebanon, NH 03766.
30. **GERRARD J.H**, The three-dimensional structure of the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, **25**, 143-164, 1966.
31. **GHARIB M.**, Response of the cavity shear layer oscillations to external forcing. *AIAA Journal* **25**, 43-47.
32. **GIOVANNINI A. , OPPENHEIM A. K.** , Analyse de différents types d'écoulements internes par la méthode des vortex aléatoires, *J. de mécanique théorique et appliquée* **6** (6), pp. 771-787, 1987
33. **GOLDSTEIN M. E. , HULTGREN L. S.** , Nonlinear spatial evolution of an externally excited instability wave in a free shear layer, *J. fluid mech.* **197**, pp. 295-330, 1988
34. **GOLDSTEIN M.E.** Aeroacoustics. *Edition McGraw-Hill International Book Company*, 1976.
35. **GUERIN S., COIRET A., SAKOUT A., HENRY R.**, champ turbulent d'une bifurcation réductrice de nuisances sonores : résultats expérimentaux, *Congrès français de mécanique, Toulouse, 1999*.
36. **HARDIN J. C. , POPE D. S.** , Sound generation by a stenosis in a pipe, *AIAA journal* vol. **30**, N°2, 1992
37. **HENRY R., FAVE C., BOISSEAU C.**, A new method of noise reduction for internal flows generating low frequency self-sustained tones, *8th international meeting on low frequency noise and vibration , Trondheim*, 1995
38. **HENRY R., SAKOUT A., COIRET A., HAMDOUNI A.**, A new way of reducing self-sustained flow noise, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. **103**, n°5, part 2, p. 2917, 1998

39. **HENRY R., SAKOUT A., COIRET A., MARROT F.**, Flow noise reduction using stable paths of flow bifurcation, *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Toulouse*, 1998
40. **HERBERT V., LARCHEVEQUE M., STAQUET C.**, Identification des structures organisées en écoulement bidimensionnel, *C.R. Acad. Sci. Paris, t.323, Série II b*, p 519-526, 1996.
41. **HIRSCHBERG A., RIENSTRA S.W.** Aero-akoestiek. Lecture notes *Eindhoven University of Technology*, 1992.
42. **HOURIGAN K. , WELSH M.C. , THOMPSON, STOKES**, Aerodynamic sources of acoustic resonance in a duct with baffles, *J. fluid and structures* **4**, pp. 345-370, 1990
43. **HOWE M. S.** , The generation of sound by aerodynamic sources in an inhomogeneous steady flow, *J. fluid mech. Vol 67, part 3*, pp. 597-610, 1975
44. **HUANG X. Y. , WEAVER D. S.** , On the active control of shear layer oscillations across a cavity in the presence of pipeline acoustic resonance, *J. of Fluids Struct.*, **5**, 207-219, 1991
45. **HUSSAIN A.K.M.F.**, Coherent structures – reality and myth, *J. Phys. Fluids* **26 (10)**, 1983
46. **HUSSAIN A.K.M.F.**, Coherent structures and turbulence, *J. Fluid Mech.*, vol **173**, pp. 303-356, 1986
47. **IAFRATI A., DE BERNARDIS E.**, Effects of source convection on vortex sound, *Computational fluid dynamics*, 1996.
48. **JEFFERIES R.W., ROCKWELL D.**, Interactions of a vortex with an oscillating leading edge, *AIAA journal*, vol **34**, N°11, pp 2448-2450, 1996.
49. **KAMBE T.** , Acoustic emissions by vortex motions, *J. fluid mech.* **173**, pp. 643-666, 1986
50. **KONRAD J.H.** An experimental investigation of mixing in two-dimensional turbulent shear flow ... *Project SQUID Report CIT-8-PU*, 1976.
51. **LAUFER J.**, Invited Lecture, *Am. Phys. Soc./ Division of Fluid Dynamic Annual Meeting, Yale University, New Haven, CT*, 1973.
52. **LAUNDER B.E., SPALDING D.B.**, Lectures in Mathematical Models of Turbulence. *Academic Press, London*, 1972.
53. **LEBOEUF R.L., MEHTA R.D.**, Topology of the near-field vortical structures in a three-dimensional wake, *Experimental thermal and fluid science*, **13**, 223-238, 1996.
54. **LEONARD J.A.** , Vortex methods for flow simulation, of computational physics **37**, pp. 289-335, 1980.
55. **LEWIS R. I.** , Surface vorticity modelling of separated flows from two-dimensional bluff bodies of arbitrary shape, *J. mechanical engineering science*, vol **23 No 1** , 1981
56. **LIGHTHILL M. J.** , On sound generated aerodynamically. I. General theory, *Proc. R. Soc. London A* **211**, pp.564-587, 1951
57. **LIGHTHILL M. J.** , On sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound, *Proc. R. Soc. London A* **222**, pp.1-32, 1954
58. **MÖHRING W.** , On vortex sound at low mach number, *Fluid Mech.*, vol **85**, part **4**, pp. 685-691, 1978
59. **MOORE D.W.** The Discrete vortex approximation of a finite vortex sheet. *Calif. Inst. Of Tech. Report AFOSR-1804-69*, 1971

60. **NELSON P.A., HALLIWELL N.A., DOAK P.E.**, Fluid dynamics of a flow excited resonance. Part I. Experiment, *J. Sound Vib.* **78**, 15-38, 1981.
61. **NOMOTO H., CULICK F.E.C.**, An experimental investigation of pure tone generation by vortex shedding in a duct, *J. sound and vibration* **84**(2), pp.247-252, 1982.
62. **PANARAS A. G.** , Pressure pulses generated by the interaction of a discrete vortex with an edge, *fluid mechanics* **154**, pp. 445-461, 1985
63. **PARKER R.** , Resonance effects in wake shedding from parallel plates : some experimental observations, *J. of sound and vibration* **4** (1), pp. 62-72, 1966
64. **PARKER R.** , Resonance effects in wake shedding from parallel plates : calculation of resonant frequencies, *J. of sound and vibration* **5** (2), pp. 330-343, 1967
65. **POWELL A.**, Theory of vortex sound, *J.A.S.A.* **36**, n°1, 1964.
66. **RAYLEIGH J.W.S.**, 1877 Theory of sound, 2 vols, *Macmillan. Reprinted by Dover, 1945.* Doc28
67. **ROSENHEAD L.** , The formation of vortices from a surface of discontinuity, 1931
68. **SAKOUT A., COIRET A., HENRY R.**, Atténuation d'instabilités et réduction du bouclage aéro acoustique par interaction de couches de cisaillement plane et axisymétrique, 3° Colloque R et T - CNES-ONERA, Poitiers, 1998
69. **SCHACHENMANN A., ROCKWELL D.**, Self-sustained oscillations of turbulent pipe flow terminated by an axisymmetric cavity, *J. sound and vibration* **73**(1), pp 61-72, 1980.
70. **SMITH P. A. , STANSBY P. K.** , Impulsively started flow around a circular cylinder by the vortex method, *J. fluid mechanics* **194**, pp 45-77, 1988
71. **SMYTH R.**, Experimental study of turbulence in plane separated flows. *Proc. I.S.L/A.G.A.R.D. Workshop on laser anemometry*, p 233-244, 1976.
72. **SOREEFAN S.**, Contribution à l'étude des bruits auto-entretenus créés par un jet confiné reconstrant un obstacle, *Thèse d'état, Université de Poitiers* , 1993.
73. **STOKES A. N. , WELSH M. C.** , Flow-resonant sound interaction in a duct containing a plate, part II : square leading edge, *J. of sound and vibration* **104** (1), pp. 55-73, 1986
74. **STONEMAN S. A. T. , HOURIGAN K. , STOKES A. N. , WELSH M.C.** , Resonant sound caused by flow past two plates in tandem in a duct, *J. fluid mech.* **192**, pp. 445-484, 1988
75. **TAM C. K. W.** , The acoustic modes of a two-dimensional rectangular cavity, *J. of sound and vibration* **49** (3), pp. 353-364, 1976
76. **TAO J.S., HUANG X.Y., CHAN W.K.**, A flow visualization study on feedback control of vortex shedding from a circular cylinder, *J. Fluids and Structures*, **10**, 965-970, 1996.
77. **THOMAS F.O.** An expérimental investigation into the role of simultaneous amplitude and phase modulation in the transition of a planar jet. *Physics of Fluids*, vol A2 (4), 553-574, 1990.
78. **TOMBAZIS N., BEARMAN P.W.**, A study of three-dimensional aspects of vortex shedding from a bluff body with a mild geometric disturbance, *J. Fluid Mech.*, **330**, pp. 85-112, 1997.
79. **VON KARMAN T.**, *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys.Kl.* **5**, 547, 1912.
80. **VUILLOT F.**, Vortex shedding phenomena in solid rocket motors, *J. Propulsion and power*, **11**, N°4, 1995

81. **WELSH M. C. , GIBSON D. C. ,** Interaction of induced sound with flow past a square leading edged plate in a duct, *J. of sound and vibration* **67** (4), pp. 501-511, 1979
82. **WELSH M. C. , HOURIGAN K. et al.,** Acoustic and experimental methods : the influence of sound on flow and heat transfer, *Experimental thermal and fluid science* **3**, pp 138-152, 1990
83. **WELSH M. C. , STOKES A. N. , PARKER R. ,** Flow-resonant sound interaction in a duct containing a plate, part I : semi-circular leading edge, *J. of sound and vibration* **95** (3), pp. 305-323, 1984
84. **WILLIAMSON C.H.K.,** Oblique and parallel modes of vortex shedding of a circular cylinder, *J. Fluid Mech.* **206**, 579-627, 1989
85. **WINANT C.D., BROWAND F.K.,** Vortex pairing : The mechanism of turbulent mixing layer..., *J. Fluid Mech. Vol* **63**, pp 237-255, 1974