



HAL
open science

Contribution à l'étude des phénomènes aéroacoustiques se développant dans la baignoire et autour des pantographes du TGV. Approches expérimentale et numérique des écoulements affleurant une cavité et interactions non-linéaires de sillage entre deux cylindres

Christophe Noger

► **To cite this version:**

Christophe Noger. Contribution à l'étude des phénomènes aéroacoustiques se développant dans la baignoire et autour des pantographes du TGV. Approches expérimentale et numérique des écoulements affleurant une cavité et interactions non-linéaires de sillage entre deux cylindres. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 1999. Français. NNT : . tel-00006437

HAL Id: tel-00006437

<https://theses.hal.science/tel-00006437>

Submitted on 11 Jul 2004

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

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

THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées
(Préparée au Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques)
(Diplôme National - Arrêté du 30 Mars 1992)

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES POUR L'INGENIEUR

Spécialité : Acoustique et Dynamique des Fluides Instationnaires

Présentée par

Christophe NOGER

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PHENOMENES AEROACOUSTIQUES SE DEVELOPPANT DANS LA "BAIGNOIRE" ET AUTOUR DES PANTOGRAPHES DU TGV.

*Approches expérimentale et numérique des écoulements affleurant une cavité
et interactions non-linéaires de sillage entre deux cylindres.*

Directeurs de Thèse : Michel GUILBAUD – Jean-Claude PATRAT

Soutenue le 15 novembre 1999 devant la Commission d'Examen

— JURY —

M.	A. HIRSCHBERG	Professeur, Université Technique d'Eindhoven	Rapporteur
M.	M. ROGER	Professeur, École Centrale, Lyon	Rapporteur
Mme	C. TALOTTE	Unité de Recherche Environnement-Confort, SNCF	Examineur
M.	J.L. PEUBE	Professeur, Université de Poitiers, LEA	Examineur
Mme	J. PEUBE	Maître de Conférences, Université de Poitiers, LEA	Examineur
M.	M. GUILBAUD	Professeur, Université de Poitiers, CEAT-LEA	Examineur
M.	J.C. PATRAT	Maître de Conférences, Université de Poitiers, CEAT-LEA	Examineur

Avant-propos

L'ensemble du travail présenté dans ce mémoire a été financé par la Direction de la Recherche de la SNCF dans le cadre du contrat européen DEUFRAKO K2. Mes tous premiers remerciements s'adressent tout naturellement à Mesdames S. GUERRAND et C. TALOTTE, de l'Unité de Recherche Environnement-Confort, qui ont assuré le suivi de la progression de mon travail au travers des différents rapports.

Je remercie Messieurs M. GUILBAUD - Directeur du Centre d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques de Poitiers (CEAT) et Professeur de l'Université de Poitiers - et J.C. PATRAT - Maître de Conférences de l'Université de Poitiers et unique représentant de l'équipe acoustique sur ce site - pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et co-encadré cette thèse.

A nouveau j'aimerais exprimer ma plus profonde reconnaissance à Monsieur J.C. PATRAT pour ses nombreux conseils, son dévouement incommensurable, sa simplicité, sa sincérité... Je stoppe là les adjectifs, mais saches Jean-Claude que je te dois en grande partie le travail accompli.

Je tiens à remercier Messieurs les Professeurs A. HIRSCHBERG, Professeur de l'Université Technique d'Eindhoven, et M. ROGER, Professeur de l'Ecole Centrale de Lyon, qui ont accepté de juger mon travail et d'en être les rapporteurs.

Je remercie également Madame J. PEUBE, Maître de Conférences de l'Université de Poitiers, et Monsieur J.L. PEUBE, Professeur de l'Université de Poitiers, pour leur participation au contrat et leur présence dans le jury ainsi que Y. GERVAIS qui a su avoir aux moments opportuns un œil critique à l'égard de mon travail.

J'aimerais remercier dans ce paragraphe l'ensemble des personnes du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers (LEA) avec qui j'ai l'occasion de travailler (ateliers de mécanique, d'électronique et d'informatique du CEAT et du campus). Je ne peux tous les citer et par conséquent qu'ils reçoivent, à la lecture de ces quelques lignes, l'expression de ma gratitude. Je n'oublie pas Messieurs M. BOUHET et A. RENAUD qui nous ont quitté pour un monde meilleur (!?!) au début de cette étude.

Je remercie H. LAZURE pour sa collaboration à l'étude expérimentale de la cavité.

D'une manière générale, l'issue de ce travail doit beaucoup à l'ambiance dans laquelle il s'est déroulé. Que se sentent viser en ces lignes, les permanents qui ne se seraient pas reconnus dans le paragraphe précédent (est-ce possible ?), la joyeuse "troupe" de Thésards et de Maîtres de Conférences avec qui les sorties ont été plus que nombreuses, prolongées..., voire même laborieuses...

Enfin, je finis par être bavard, je remercie mes Parents et mon Frère, Aurélie et sa famille pour leurs encouragements, leurs patiences et leurs soutiens au cours de ces trois années de thèse où les hauts et bas se sont succédés... Ce mémoire leur est dédié.

Sommaire général

SOMMAIRE GÉNÉRAL	i
INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	1
PARTIE I :	
Etude aéroacoustique du rayonnement d'une cavité peu profonde sous écoulement affleurant	5
Sommaire	7
Nomenclature	9
Introduction.....	11
<i>Chapitre 1</i>	
Etude bibliographique du rayonnement acoustique des cavités sous écoulement affleurant	13
<i>Chapitre 2</i>	
Configuration expérimentale et moyens de mesures.....	37
<i>Chapitre 3</i>	
Approche numérique : simulations tridimensionnelles de l'écoulement affleurant la cavité	51
<i>Chapitre 4</i>	
Etude expérimentale aéroacoustique de l'écoulement affleurant une cavité peu profonde.....	57
Bibliographie.....	77
<i>Annexe I-A</i>	
Simulations numériques des écoulements turbulents	83
PARTIE II :	
Etude aéroacoustique de la cavité de fixation ("baignoire") du pantographe du TGV91	
Sommaire	93
Introduction.....	95
<i>Chapitre 1</i>	
Caractéristiques de la maquette de la baignoire du pantographe du TGV et configuration expérimentale.....	97
<i>Chapitre 2</i>	
Simulations numériques bidimensionnelles de la baignoire	107

Chapitre 4

Champ acoustique de la baignoire du TGV	133
Conclusion.....	149
Bibliographie.....	151

Annexe II-A

Evolutions des densités spectrales suivant la géométrie de la baignoire	153
---	-----

PARTIE III :

Etude aéroacoustique de l'interaction de sillage entre deux cylindres circulaires placés en incidence quelconque	157
--	-----

Sommaire	159
----------------	-----

Nomenclature	163
--------------------	-----

Aide Mémoire	165
--------------------	-----

Introduction.....	167
-------------------	-----

Chapitre 1

Etude bibliographique de l'interaction de sillage entre deux cylindres circulaires.....	169
---	-----

Chapitre 2

Configuration expérimentale, moyens de mesure et traitements	193
--	-----

Chapitre 3

Résultats expérimentaux des champs acoustique et aérodynamique engendrés par les deux cylindres.....	213
--	-----

Chapitre 4

Comparaison des résultats expérimentaux et numériques	235
---	-----

Chapitre 5

Estimation aéroacoustique du bruit rayonné par un cylindre circulaire	245
---	-----

Bibliographie.....	257
--------------------	-----

Annexe III-A

Bicohérence : exemple académique de KIM et POWERS	263
---	-----

Annexe III-B

Courbes de niveaux relatives aux différentes configurations de cylindre en incidence quelconque	271
---	-----

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	273
-----------------------------------	-----

Introduction générale

Le Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (LEA) de Poitiers a apporté sa contribution scientifique à la coopération franco-allemande sur les questions de bruit des trains à grande vitesse dans le cadre du contrat européen DEUFRAKO K2. La collaboration du Laboratoire avec la Direction de la Recherche de la SNCF est matérialisée par un cahier des charges qui précise le travail à accomplir ainsi que les diverses réunions permettant le suivi des travaux. La nature et les résultats de l'étude sont considérés comme confidentiels pendant toute la durée de l'étude et les 24 mois qui suivront.

La contribution du LEA se situe au niveau de l'étude aéroacoustique de la cavité (plus communément désignée par le terme de baignoire, Figure 1) du pantographe du TGV-A (TGV-Atlantique), qualifiée de source de bruit aérodynamique importante pour des vitesses supérieures à 300 km/h. En effet, au bruit de roulement, principale source de bruit ferroviaire, la grande vitesse ajoute le bruit aérodynamique provoqué par l'écoulement de l'air autour du train.

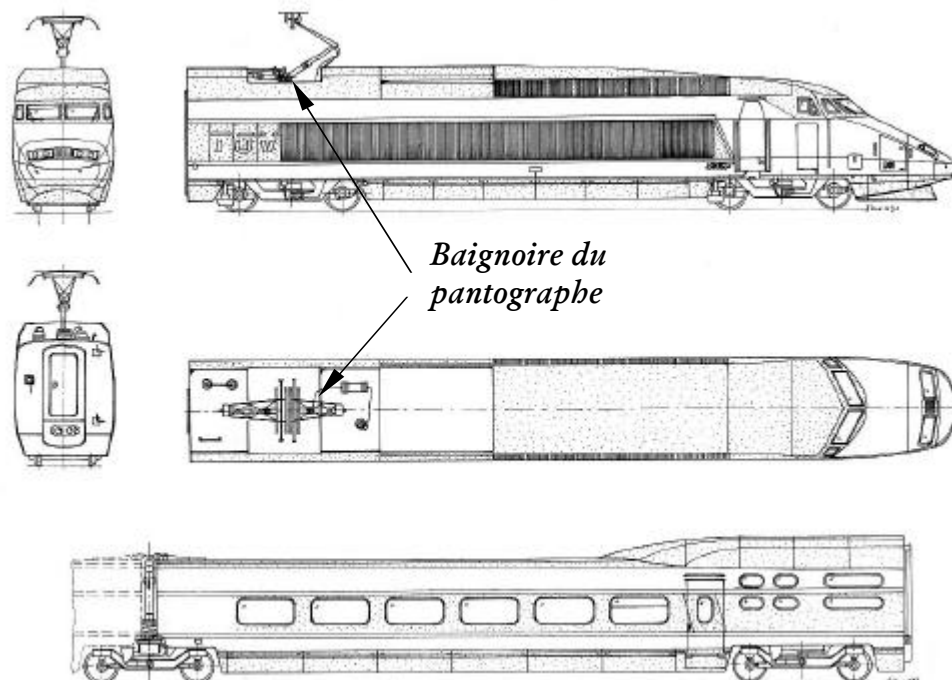


Figure 1 : Schématisation d'un TGV-A avec emplacement de la baignoire du pantographe.

Dans le cadre de la recherche sur les trains à grande vitesse du futur (TGV Nouvelle Génération), l'objectif avoué étant d'atteindre une vitesse commerciale de 350 km/h, il est nécessaire d'étudier, de mieux comprendre et de caractériser ces sources de bruit aérodynamique. Il

n'existe, en effet, plus d'obstacle technique majeur à pratiquer des vitesses de 350 km/h si ce n'est la maîtrise du bruit émis par les différents composants du système ferroviaire (matériel et infrastructure) afin d'insérer les lignes à venir dans l'environnement. Dans cette perspective, différents travaux de recherche sont apparus pour comprendre les mécanismes de génération et de propagation de ce bruit.

1 Bruit ferroviaire : contexte du contrat Deufrako

Depuis 1978, le Ministère fédéral de l'Éducation, des Sciences, de la Recherche et de la Technologie Allemand en coopération avec le Ministère des Transports Français – dans le cadre de la coopération franco-allemande dans le domaine des transports terrestres guidés – encourage le développement de technologies à grande vitesse.

Le protocole de coopération technico-scientifique franco-allemand DEUFRAKO établit donc des partenariats entre réseaux et industriels des deux pays. Les recherches portent à la fois sur le développement de technologies de transports existantes et sur le développement de nouvelles technologies. Depuis le début de ce contrat, des rapports de synthèse (études théoriques des bruits d'origine aérodynamique, mesures conventionnelles, mesures par antennes sur le TGV, l'ICE et le TRANSRAPID) ont permis de tirer les premières conclusions quant à la contribution des différentes sources de bruit aérodynamique des trains à grande vitesse. La poursuite de ces recherches avec les différents sous-traitants, vise à avoir une meilleure compréhension des phénomènes générant le bruit aérodynamique et certains bruits d'origine mécanique. La réduction de la gêne due aux émissions acoustiques de ces trains permettra de limiter l'impact des nuisances sonores à un niveau acceptable ($L_{eq} < 65 \text{ dBA}$).

Il est important de noter que de nombreuses améliorations technologiques ont ainsi déjà été imposées au niveau mondial.

2 Structure générale du mémoire

Ce mémoire s'articule donc autour du thème de ce grand projet. La baignoire du pantographe possède des formes très complexes et de nombreux éléments sont installés en son sein : isolateurs, vérins, câbles, ..., et pantographes. Ces caractéristiques géométriques, qui sont fortement différentes de ce que propose la littérature, la rendent donc fastidieuse à étudier.

Afin de mener à bien cette étude, notre travail se décompose en trois parties possédant chacune leur bibliographie ainsi que leurs annexes lorsque cela s'est avéré nécessaire.

Dans un premier temps, on étudie la structure de l'écoulement au passage d'une cavité rectangulaire, vide, peu profonde, à l'échelle $1/10^e$ et possédant les mêmes proportions géométriques que la baignoire (même rapport d'allongement). Les mesures se déroulent dans la soufflerie bas bruit du CEAT qui est de type EIFFEL. L'objectif principal de cette étude préliminaire est la détermination des phénomènes aérodynamiques et acoustiques intervenant dans ce type de configuration en vue de la conception de la future maquette de la baignoire. Toute une série de mesures est effectuée afin de déterminer les différentes zones de recirculation, les vitesses moyennes et fluctuantes dans la cavité et les fluctuations de pression en paroi. A ces mesures aérodynamiques, on associe des mesures acoustiques permettant de détecter l'apparition ou non des phénomènes d'oscillations dans la cavité, d'estimer les niveaux rayonnés et de localiser les principales sources acoustiques.

Dans un second temps, forts de ces premiers résultats, des simplifications sont apportées à la géométrie de la baignoire du pantographe, sans pour autant omettre d'éléments prépondérants dans la production du bruit aérodynamique. Ceci a abouti à la conception et à la fabrication de la maquette de la baignoire du pantographe à l'échelle 1/7^e, qui reste assez fidèle aux formes réelles (échelle 1). Trois géométries de maquette seront successivement étudiées de façon à qualifier l'influence de chacun des éléments la composant. Afin de se rapprocher au maximum des conditions réelles, la maquette de la baignoire a nécessité la conception et la fabrication de sortes de wagons permettant de développer une couche limite fortement turbulente en amont de la baignoire et de terminer la maquette fidèlement à l'original. La maquette complète est placée dans la soufflerie subsonique NIEUPORT du LEA. Cette nouvelle soufflerie est aussi de type EIFFEL. L'objectif de cette nouvelle étude est de caractériser aérodynamiquement et acoustiquement la baignoire du pantographe. L'étude se termine par des concepts permettant de diminuer le bruit rayonné.

Enfin dans un troisième temps, on s'intéresse aux pantographes uniquement qui ont aussi été qualifiés de sources de bruit aérodynamique importantes lorsque la vitesse atteint 300 km/h . L'étude des pantographes proprement dite a été confiée à l'un des partenaires européens (AKUSTIK DATA) participant au contrat DEUFRAKO K2. Il n'est donc pas question ici d'empiéter sur le travail qu'ils ont mené. Au contraire on se propose d'effectuer une étude originale en remplaçant les pantographes par deux cylindres circulaires dont l'écartement et l'incidence peuvent être variés grâce à la conception d'un support. Cette nouvelle et dernière étude permet de mettre en évidence l'apparition d'interactions non-linéaires entre les sillages des cylindres et de faire apparaître des phénomènes de feedback. Pour ce faire, les cylindres sont placés dans la soufflerie bas bruit du CEAT où sont effectuées des mesures acoustiques par microphone en champ lointain ainsi que des visualisations et des mesures de vitesse par PIV.

Partie I

*Etude aéroacoustique du
rayonnement d'une cavité peu
profonde sous écoulement
affleurant*



Image : Visualisation pariétale
de l'écoulement affleurant
une cavité peu profonde

Sommaire

Sommaire	7
Nomenclature	9
Introduction	11
Chapitre 1 Etude bibliographique du rayonnement acoustique des cavités sous écoulement affleurant	13
1.1 Introduction	13
1.2 Phénomènes d’oscillations dans les cavités	14
1.2.1 Phénomènes aérodynamiques	14
1.2.2 Phénomènes acoustiques	17
1.2.3 Paramètres influençant ces phénomènes	17
1.2.4 Bilan sur l’apparition des oscillations	25
1.3 Aéroacoustique des cavités peu profondes	26
1.3.1 Classification des cavités sans couplage	26
1.3.2 Structure aérodynamique de l’écoulement moyen	27
1.3.3 Rayonnement acoustique de la cavité	27
1.4 Caractéristiques des marches soumises à un écoulement	28
1.4.1 Marche descendante	29
1.4.2 Marche montante	34
1.5 Conclusion	36
Chapitre 2 Configuration expérimentale et moyens de mesures	37
2.1 Description de la soufflerie	37
2.2 Caractéristiques acoustiques de la soufflerie	39
2.3 Description de la cavité et de son montage	39
2.4 Techniques de mesures	40
2.4.1 Mesures acoustiques par microphone.....	40
2.4.2 Localisation de sources par intensimétrie tridimensionnelle	41
2.4.3 Mesures aérodynamiques par anémométrie à fil chaud	42
2.4.4 Acquisitions et traitements des données	48
Chapitre 3 Approche numérique : simulations tridimensionnelles de l’écoulement affleurant la cavité	51

3.1 Simulations de la cavité.....	51
3.1.1 Maillage du domaine de calcul.....	51
3.1.2 Conditions aux limites.....	52
3.1.3 Résultats numériques.....	53
3.1.4 Grandeurs turbulentes.....	55
3.2 Simulations des marches descendante et montante	55
3.2.1 Marche descendante.....	55
3.2.2 Marche montante.....	55
3.3 Conclusion.....	56
<i>Chapitre 4 Etude expérimentale aéroacoustique de l'écoulement affleurant une cavité peu profonde.....</i>	<i>57</i>
4.1 Description de la cavité et des conditions expérimentales.....	57
4.2 Visualisations pariétales de l'écoulement	58
4.2.1 Principe.....	59
4.2.2 Résultats	59
4.2.3 Interprétation.....	60
4.3 Mesures aérodynamiques.....	61
4.3.1 Structure du champ aérodynamique moyen.....	61
4.3.2 Structure du champ de vitesse turbulente.....	63
4.3.3 Conclusion.....	66
4.4 Mesures acoustiques.....	67
4.4.1 Pression acoustique en champ lointain.....	67
4.4.2 Pression pariétale instationnaire	68
4.4.3 Cohérence entre les fluctuations de pression pariétale et de vitesse.....	70
4.4.4 Cohérence entre les fluctuations de pression pariétale et la pression acoustique en champ lointain	72
4.4.5 Intensimétrie tridimensionnelle.....	73
4.4.6 Conclusion.....	76
4.5 Conclusion générale.....	76
<i>Bibliographie.....</i>	<i>77</i>
<i>Annexe I-A Simulations numériques des écoulements turbulents.....</i>	<i>83</i>
A.1 Modélisation des écoulements turbulents	83
A.2 Modèles turbulents avec équations de transport.....	84
A.2.1 Modèle à une équation de transport	84
A.2.2 Modèles à deux équations de transport.....	86
A.3 Conclusion.....	90

Nomenclature

AR	: coefficient d'aspect
c_0	: célérité du son
c_p	: chaleur spécifique de l'écoulement à pression constante
C_f	: coefficient de frottement
C_p	: coefficient de pression moyen ($= \frac{P - P_{ref}}{0.5 \rho U_\infty^2}$)
c_v	: chaleur spécifique de l'écoulement à volume constant
d	: profondeur de la cavité
D	: diamètre du fil des sondes anémométriques
E	: tension aux bornes du fil d'une sonde simple
E_1, E_2	: tensions aux bornes des fils d'une sonde double
ER	: coefficient d'expansion
f	: fréquence des oscillations dans la cavité
g	: accélération de la pesanteur
Gr	: nombre de GRASHOF ($= \frac{g \rho^2 D^3 \beta (T_f - T_a)}{\mu^2}$)
h	: hauteur de la marche
h_t	: coefficient de transfert de chaleur
k	: énergie cinétique des fluctuations turbulentes
k_t	: conductivité thermique
K_n	: nombre de KNUDSEN ($= \frac{l_m}{D}$)
L	: longueur de la cavité
M	: nombre de MACH ($= \frac{U_\infty}{c_0}$)
N_u	: nombre de NUSSELT ($= \frac{h_t D}{k_t}$)
$p(\vec{x}, t)$: pression acoustique rayonnée en champ lointain
p'	: fluctuation de pression
P_{ref}	: pression statique de référence
P_{Ref}	: pression acoustique de référence ($2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$)
P	: pression statique
Pr	: nombre de PRANDTL ($= \frac{c_p \mu}{k_t}$)
Re_x	: nombre de REYNOLDS ($= \frac{U_\infty x}{\nu}$)

S_t	: nombre de STROUHAL ($= \frac{f D}{U_\infty}$)
T_a	: température de l'écoulement
T_f	: température du fil de la sonde anémométrique
u_τ	: vitesse de frottement ($= \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$)
U_∞	: vitesse de l'écoulement libre
\tilde{V}	: module du vecteur vitesse de l'écoulement
V_{eff}	: vitesse effective de refroidissement du fil chaud
W	: largeur de la cavité
x_r	: abscisse du rattachement de la couche de cisaillement
y^+	: ordonnée adimensionnée à la paroi ($= \frac{y u_\tau}{\nu}$)

Symboles grecs

α	: angle relatif entre les cylindres et l'écoulement
β	: coefficient du volume d'expansion
δ	: épaisseur de la couche limite
δ^*	: épaisseur de déplacement
ε	: taux de dissipation de l'énergie cinétique en chaleur
γ	: rapport des chaleurs spécifiques ($= \frac{c_p}{c_v}$)
\mathbf{j}	: angle d'incidence de l'écoulement par rapport à l'axe de la sonde
λ	: longueur d'onde acoustique
λ_m	: libre parcours moyen d'une molécule
μ	: viscosité dynamique
ν	: viscosité cinématique
ν_t	: viscosité turbulente
θ	: épaisseur de quantité de mouvement
ρ	: masse volumique
τ_w	: contrainte de cisaillement à la paroi
Ψ	: ligne de courant adimensionnée ($= \frac{\int U dy}{U_\infty h}$)

Autres symboles

$(\dots)_0$: estimation des paramètres en $x = 0$: bord amont de la cavité
-------------	--

Introduction

Cette première étude concerne le comportement aéroacoustique d'une cavité peu profonde soumise à un écoulement affleurant.

Dans le cadre du projet européen DEUFRAKO (coopération franco-allemande) visant à mieux connaître les origines du rayonnement acoustique des trains à grande vitesse, le Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers a pour mission l'étude des mécanismes de production du bruit d'origine aérodynamique intervenant dans la baignoire des pantographes équipant les TGV. Le cahier des charges prévoit une étude expérimentale sur une maquette placée dans la soufflerie NIEUPORT du LEA. La complexité des formes de la baignoire ainsi que les nombreux éléments qui la remplissent (pantographes, isolateurs, vérins...) ne peuvent être reproduits à l'identique et ne présentent pas tous un intérêt du point de vue acoustique. Il faut donc opérer des simplifications de manière à pouvoir estimer, par comparaison, les effets particuliers de chacun des éléments susceptibles d'être à l'origine de la production sonore.

Dans un premier temps, nous avons décidé d'étudier la structure de l'écoulement au passage d'une cavité rectangulaire vide possédant les mêmes proportions géométriques que la baignoire des pantographes. Le but principal de cette étude préliminaire est donc de déterminer les caractéristiques principales de l'écoulement à partir d'une première maquette simplifiée. On s'attachera en particulier à mettre en évidence les dimensions des zones de recirculation, l'apparition ou non d'oscillations aérodynamiques ou de phénomènes de couplage entre les perturbations acoustiques et le champ aérodynamique. Forts de ces résultats, nous pourrons, dans un second temps, estimer les simplifications judicieuses à apporter à la fabrication de la maquette principale (baignoire du pantographe) sans omettre d'élément prépondérants intervenant dans la production du bruit aérodynamique.

Ce travail est décomposé comme suit :

L'étude bibliographique du premier chapitre fait l'état des connaissances actuelles sur les mécanismes physiques mis en jeu lors du passage de l'écoulement au-dessus d'une cavité en décrivant principalement les phénomènes de couplages aérodynamique et acoustique. Cette interdépendance est en effet susceptible d'engendrer d'importantes instabilités de comportement. A partir des caractéristiques géométriques de la maquette, on établit un bilan concernant son comportement au passage de l'écoulement affleurant. Suite à ce bilan, il apparaît que la cavité peut se décomposer en une marche descendante suivie d'une marche montante. On complète alors l'étude bibliographique de la cavité par l'établissement des principales caractéristiques des écoulements se développant au passage de ces deux types de marches.

Le second chapitre décrit le dispositif expérimental mis en œuvre pour mesurer et étudier les champs aérodynamique et acoustique. L'étude expérimentale a été réalisée en collaboration avec **H. LAZURE**, doctorant au Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers à cette époque. Les caractéristiques de la soufflerie bas bruit du CEAT et de la cavité sont d'abord présentées après quoi les techniques de mesures utilisées (anémométrie à fils chauds, microphones) sont précisées.

Avant d'attaquer les mesures expérimentales, on simule numériquement l'écoulement affleurant la cavité au chapitre 3. La modélisation statistique des écoulements turbulents (basée sur le concept de viscosité turbulente) est rappelée en annexe. Ces simulations bidimensionnelles et tridimensionnelles de la cavité permettent d'apporter des éléments constitutifs quant à la structure de l'écoulement s'y développant. Ceux-ci serviront par la suite à localiser les régions intéressantes à explorer ainsi qu'à instrumenter la cavité.

L'étude expérimentale, qui démarre au quatrième chapitre, constitue les premiers résultats de notre travail. La cavité est placée dans la soufflerie bas-bruit du CEAT qui est de type EIFFEL. L'ensemble des mesures expérimentales (visualisations, vitesse, pression, ...) est complété par des simulations numériques bidimensionnelles et tridimensionnelles. Cette première base de données permet alors d'apporter de précieux renseignements sur la structure de l'écoulement se développant dans la cavité et par conséquent d'opter pour des simplifications sur la maquette principale.

Chapitre 1

Etude bibliographique du rayonnement acoustique des cavités sous écoulement affleurant

Cette étude bibliographique représente une synthèse des différents travaux effectués jusqu'à nos jours sur les mécanismes physiques mis en jeu lors du passage de l'écoulement au-dessus d'une cavité, en décrivant principalement les phénomènes de couplages aérodynamiques et acoustiques.

Dans un premier temps, on mettra en particulier l'accent sur le rayonnement acoustique engendré par les cavités peu profondes, telles qu'on peut les rencontrer dans des secteurs aussi variés que l'aéronautique (baies et trains d'atterrissage des avions) ou celui des transports ferroviaires (césures des TGV).

Dans un second temps, comme on le verra plus tard, la cavité peut se décomposer en une marche descendante suivie d'une marche montante. Cette bibliographie se termine alors par une présentation des caractéristiques relatives à ces deux types de marche.

1.1 Introduction

L'écoulement affleurant une cavité intègre la classe d'écoulements constituant les courants de recirculation.

Malgré la simplicité des formes géométriques, qui permet de développer des modèles théoriques et numériques, l'évolution de la structure de l'écoulement, en fonction du nombre de REYNOLDS, reste très complexe du fait de l'interdépendance des champs aérodynamique et acoustique (domaine aéroacoustique). Cette interdépendance est susceptible d'engendrer d'importantes instabilités de comportement (phénomènes d'oscillations), qui s'accompagnent généralement d'importantes vibrations de structures, de ruptures par fatigue, d'une augmentation de la traînée ou encore d'un rayonnement sonore intense. Ainsi, la majeure partie des études des écoulements affleurant les cavités s'intéresse à ces phénomènes d'oscillations dus aux couplages, ou à leurs suppressions. L'apparition des oscillations est principalement commandée par les dimensions relatives de la cavité notamment par le rapport d'allongement (rapport de la longueur sur la hauteur de la cavité).

Dans la configuration qui nous intéresse, ce rapport est de l'ordre de δ ce qui place la cavité juste dans le domaine de séparation généralement admis entre deux types de cavité (SAROHIA, 1977). On trouve les cavités dites profondes pour lesquelles l'écoulement se rattache derrière le

bord aval et les cavités peu profondes pour lesquelles l'écoulement se rattache sur le fond de la cavité avant de décoller à nouveau au passage du bord aval. Néanmoins, on verra que cette terminologie n'est pas complètement adaptée à notre problème (§ 1.3.1). Le peu de publications sur ce type de configuration nous a donc amené à considérer la cavité comme la succession d'une marche descendante et d'une marche montante : ces deux types d'écoulements étant plus souvent étudiés.

1.2 Phénomènes d'oscillations dans les cavités

L'interaction entre une cavité et un écoulement affleurant est complexe et dépend de l'influence de nombreux paramètres. Il apparaît que les mécanismes mis en jeu, dans ce type de configuration, sont interdépendants des phénomènes aérodynamiques et acoustiques décrits ci-dessous.

1.2.1 Phénomènes aérodynamiques

Les phénomènes aérodynamiques correspondent aux transformations de la structure de l'écoulement lorsque celui-ci franchit la cavité : lors de ces transformations, des instabilités peuvent engendrer des phénomènes oscillatoires entretenus.

1.2.1.1 Couche de mélange ou couche de cisaillement

Afin d'introduire la notion de couche de cisaillement, deux écoulements sont à considérer : le premier est un écoulement extérieur caractérisé par la convection forcée et le second est un écoulement interne caractérisé par un mécanisme d'accumulation d'énergie.

Ces deux écoulements sont séparés par une couche de mélange ou couche de cisaillement (Figure I-1.1) qui peut être assimilée à une nappe tourbillonnaire (BILANIN & COVERT, 1973). Cette couche de mélange, due au décollement de la couche limite au niveau du bord d'attaque, tend à compenser la différence de vitesse existant entre la zone extérieure et la zone intérieure de la cavité. Son existence est donc liée à la continuité du milieu fluide.

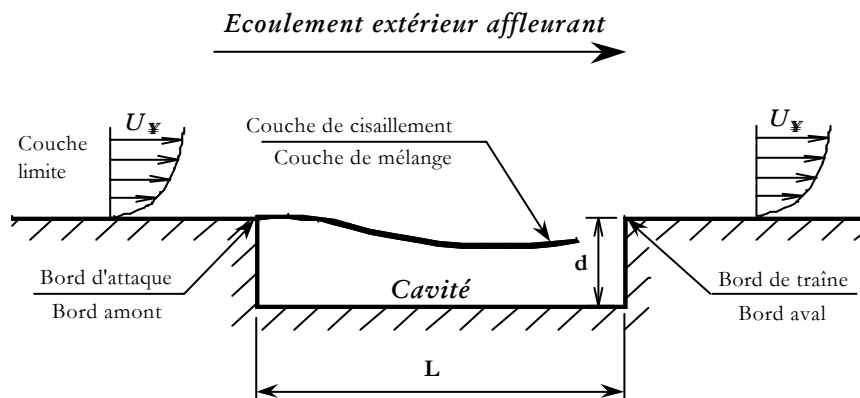


Figure I-1.1 : Terminologie du dispositif "écoulement-cavité".

Suivant PLUMBLEE et AL. (1962), la couche de cisaillement peut être considérée comme une source sonore large bande. La réponse de la cavité aux excitations large bande est une amplification du niveau sonore à certaines fréquences discrètes comme on va le voir : il existe alors un phénomène de boucle de retour ou feedback.

1.2.1.2 Boucle de retour ou *feedback* aérodynamique

L'existence d'une boucle de retour aérodynamique permet d'entretenir le phénomène oscillatoire : cette boucle est créée par des instabilités aérodynamiques internes à la couche de cisaillement, qui sont dues à la formation de tourbillons ou aux oscillations du sillage en aval du bord d'attaque (**ROCKWELL**, 1983).

Le détachement des tourbillons, lorsqu'ils atteignent la paroi aval, influence à travers la loi d'induction de BIOT-SAVART la région du bord d'attaque : un changement soudain de la distribution de la vorticité induit un effet de retour instantané vers cette région du bord amont. La région sensible de l'écoulement est donc située au voisinage immédiat du point de décollement de la couche limite (bord d'attaque de la cavité, Figure I-1.1). Cette influence se traduit par une augmentation des fluctuations du champ des vitesses suivie, après amplification le long de la couche de mélange, par le développement de structures tourbillonnaires. Ces structures, lorsqu'elles atteignent le bord aval, ont un effet amont qui entretient les oscillations à une fréquence discrète bien spécifique : on parle alors d'oscillations auto-entretenues.

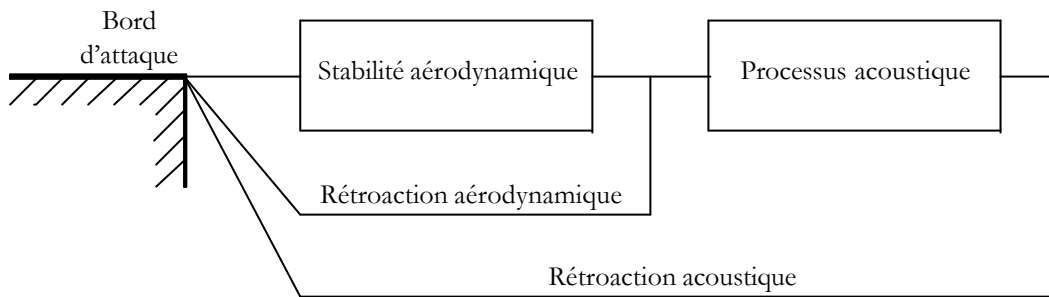


Figure I-1.2 : Boucle de retour des oscillations dans les cavités.

La condition de phase, dans la boucle de retour (Figure I-1.2), est command e par le temps de transit vers l'amont de la perturbation dans la couche typiquement : $T = \frac{L}{U_c} + \frac{L}{c_0}$. U_c correspond à la vitesse de convection des tourbillons vers le bord de traîne (typiquement $U_c = 0.6 U_\infty$), ω à la vitesse de déplacement vers l'amont de l'onde cr e e, T   la période fondamentale de l'oscillation¹ et enfin L   la longueur de la cavité.

1.2.1.3 Autres sources d'oscillations possibles

Il existe de nombreux autres processus d'auto-entretien des oscillations. Notamment, le choc de la couche de cisaillement sur le bord de traîne de la cavité (**ROSSITER** 1964, **TAM & BLOCK** 1978, **ZIADA & ROCKWELL** 1982, **ROCKWELL** 1983, **DURBIN** 1984) ou encore l'apport et le rejet périodique de l'écoulement à l'aval de la cavité (**BILANIN & COVERT** 1973, **HELLER & BLISS** 1976) qui provoque une augmentation puis une diminution brutale de la masse de fluide dans la cavité : ce processus, qui est à l'origine de la formation d'onde de compression, génère des ondes de pression qui se propagent vers l'amont de la cavité et qui ont tendance à être réfléchies par les parois de celle-ci.

1.2.1.3.1 Impact de la couche de cisaillement sur le bord aval de la cavité

Les perturbations intrinsèques de la couche de cisaillement, au niveau du bord d'attaque, sont transportées vers l'aval et amplifiées pour se transformer ou non en structures tourbillonnaires selon la vitesse de l'écoulement principal (**TAM & BLOCK** 1978, **HELLER & BLISS** 1976).

¹ Si des oscillations apparaissaient dans notre configuration, la période serait de l'ordre de 0.03 seconde.

L'impact de cette zone de forte vorticité engendre d'importantes pulsations aérodynamiques et acoustiques qui se propagent vers l'amont et produisent une modulation du développement de la couche de cisaillement près du bord d'attaque. Ceci a pour principal effet d'influencer de nouvelles perturbations de vorticité. Cependant, il faut bien garder à l'esprit que l'état de la couche limite amont (laminaire ou turbulente) est primordiale sur les phénomènes observés à l'aval.

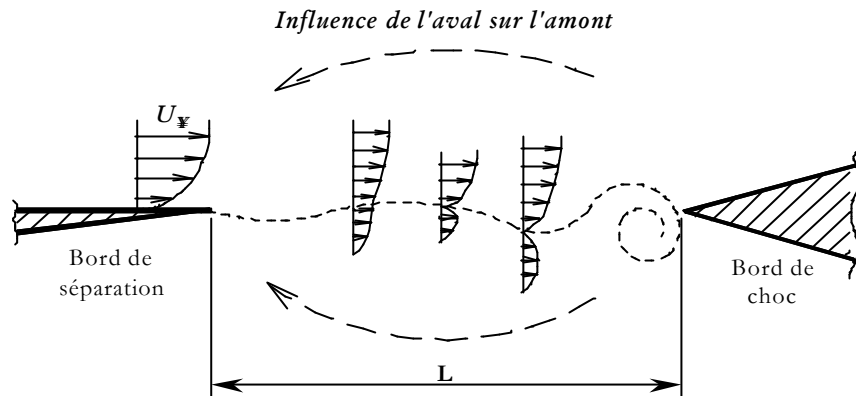


Figure I-1.3 : Processus d'auto-oscillation d  à l'impact de la couche de cisaillement sur une surface solide (d'après ROCKWELL, 1983).

1.2.1.3.2 Processus d'apport et de rejet périodique de fluide dans la cavité

L'apport et le rejet périodique de fluide dans la cavité entraîne simultanément une compression et une détente périodique du milieu fluide contenu dans la cavité (HELLER & BLISS, 1976), qui à leur tour agissent sur le développement de la couche de cisaillement au niveau du bord d'attaque. D'après les auteurs, ce processus sollicite simultanément des mécanismes aérodynamiques et acoustiques. L'interaction de la couche de mélange sur le bord aval engendre à la fois un apport de fluide au sein de la cavité et la génération d'une onde de compression qui se propage à l'intérieur de la cavité entre les parois amont et aval. La structure de ce champ d'ondes de pression gouverne alors le déplacement vertical de la couche de cisaillement, qui évolue périodiquement au-dessus et en dessous du bord aval de la cavité.

Ce processus génère un apport et un rejet périodique d'une quantité de fluide à l'intérieur de la cavité et crée de nouvelles ondes de pression. La Figure I-1.4 illustre ce processus.

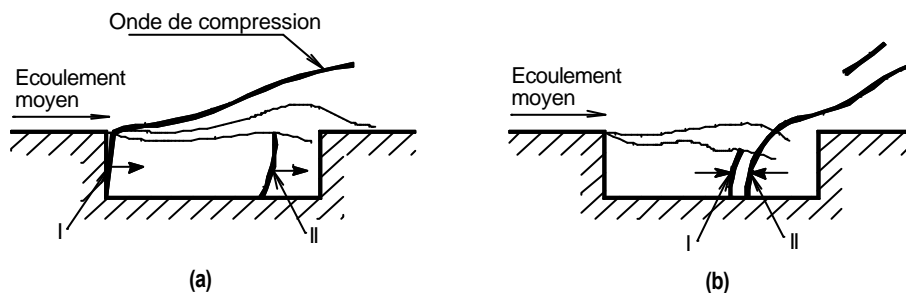


Figure I-1.4 : Mouvement des ondes dans les cavités peu profondes (HELLER & BLISS, 1976).

L'échange de masse au niveau du bord aval agit comme un "pseudo-piston" cavité (HELLER & BLISS), qui résulte de la propagation vers l'amont d'onde de pression, d'éventuelles réflexions de cette onde par la paroi amont de la cavité suivi du trajet de celle-ci vers l'aval.

La Figure I-1.4a montre une onde (I) juste réfléchie par la paroi amont et une onde (II) qui a été réfléchie quelques instants auparavant par cette même paroi. A cet instant le fluide passe au-dessus du bord aval de la cavité.

La Figure I-1.4b montre la position de ces ondes quelques instants plus tard : l'onde (I) a progressé davantage vers l'aval tandis que l'onde (II) a été réfléchiée par la paroi aval. A cet instant, il y a apport de masse dans la cavité. L'important rôle joué par cet échange de masse au bord aval de la cavité explique pourquoi la modification de la géométrie de celui-ci est efficace dans la suppression des oscillations.

Toutes ces instabilités que l'on a classées de type aérodynamique génèrent un phénomène oscillatoire qui produit lui-même un champ acoustique.

1.2.2 Phénomènes acoustiques

Les instabilités aérodynamiques sont très fortement couplées avec le champ acoustique environnant, qui peut être soit une source annexe seule, soit le processus aérodynamique lui-même ou du couplage de celui-ci soit avec une source sonore extérieure soit avec un potentiel acoustique (cavité résonante). **BECHERT** (1988) et **HIRSHBERG** (1992) notent que le fait d'appliquer un écoulement potentiel instationnaire (i.e. une perturbation acoustique) près du bord d'attaque de la cavité permet de moduler la vorticité dans la couche de cisaillement. Ce phénomène peut augmenter considérablement le bruit rayonné. Souvent, le champ acoustique agit sur les instabilités intrinsèques à l'écoulement aérodynamique au niveau du bord d'attaque : ainsi il existe une deuxième boucle de retour (rétroaction) due au champ acoustique environnant rayonné par le dispositif "cavité-écoulement" (Figure I-1.2).

Trois mécanismes acoustiques peuvent s'associer avec le comportement aérodynamique du milieu et participer à l'auto-entretien du phénomène oscillatoire :

⇒ la première source sonore provient du transfert d'une partie de l'énergie contenue dans la vorticité de la couche de cisaillement en énergie acoustique (bruit des tourbillons par **POWELL** 1964 et **HOWE** 1975),

⇒ la seconde source est due au choc de la couche de cisaillement contre la paroi aval de la cavité qui produit une forte pulsation acoustique capable de moduler le décrochement de la couche de cisaillement (**ZIADA & ROCKWELL** 1982, **ROCKWELL** 1983),

⇒ le dernier mécanisme acoustique correspond au couplage avec les oscillations d'un résonateur adjacent (qui peut être matérialisé par la cavité elle-même) : celui-ci impose souvent sa fréquence de résonance au système (**HIRSHBERG**, 1992).

L'association d'une cavité et d'un écoulement affleurant entraîne des phénomènes aéroacoustiques fort complexes liés à l'existence des instabilités aérodynamiques et acoustiques qui peuvent se coupler ou non dans certaines configurations.

On présente dans le paragraphe suivant l'évolution du comportement de ce type de phénomène en fonction de paramètres importants.

1.2.3 Paramètres influençant ces phénomènes

Les paramètres influençant les phénomènes tant aérodynamiques qu'acoustiques sont assez nombreux. Parmi les principaux, on distingue la nature de la couche limite, la longueur et la largeur de la cavité ou encore la vitesse de l'écoulement en amont de la cavité. Dans ce dernier cas, on présente les différents modèles théoriques développés.

1.2.3.1 Nature de la couche limite amont

Comme il a déjà été signalé, l'épaisseur et l'état de stabilité de la couche limite jouent un rôle prépondérant. D'après **ROSSITER** (1964), l'épaisseur de la couche limite d est un paramètre important pour la détermination de l'amplitude des fluctuations de pression périodique dans la cavité. Pour des valeurs de L et d identiques, l'augmentation du rapport $\frac{d}{L}$ diminue l'amplitude des fluctuations de pression à l'intérieur de la cavité. **HELLER** et **AL.** (1976) indiquent aussi qu'une couche limite laminaire produit sur le spectre des fréquences discrètes de plus grandes amplitudes que celles provoquées par une couche limite turbulente (qui engendre un bruit large bande plus élevé).

1.2.3.2 Influence de la géométrie

L'interaction entre une cavité et un écoulement affleurant peut être décomposée en trois catégories distinctes (Figure I-1.5) suivant le mode d'évolution du phénomène oscillatoire : "fluide-dynamique", "fluide-résonance" et "fluide-élastique" (**ROCKWELL & NAUDASCHER**, 1978).

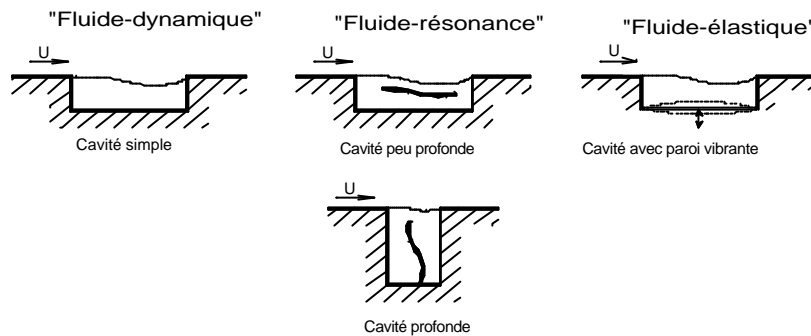


Figure I-1.5 : Différents types de cavités (d'après **ROCKWELL & NAUDASCHER**, 1978).

1.2.3.2.1 Oscillations de type "fluide-dynamique"

Les oscillations de type "fluide-dynamique" sont attribuées aux instabilités de la couche de cisaillement de la cavité et sont amplifiées par un mécanisme de boucle de retour. Le mécanisme principal pour l'excitation de ce mode oscillatoire est l'amplification des perturbations intrinsèques à la couche de cisaillement. Le feedback est fortement amplifié par la présence du bord aval de la cavité : les perturbations de pression ainsi créées génèrent des fluctuations de vorticités près de la région sensible où décolle la couche de cisaillement. A leur tour, ces fluctuations produisent une amplification des perturbations. En général, on observe deux modes de résonance simultanés (notés n sur la Figure I-1.6).

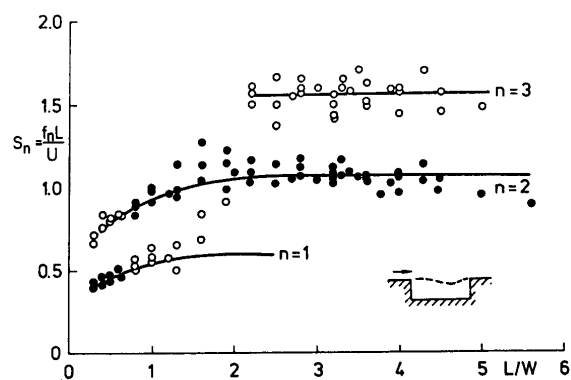


Figure I-1.6 : Modes de résonance des oscillations de type "fluide-dynamique"

$$\frac{d_0^*}{W} = 0.42, \quad \frac{q_0}{W} = 0.025 \quad \text{et} \quad Re_{d_0} = 2.5 \cdot 10^5$$

(d'après **ROCKWELL & NAUDASCHER**, 1978).

Toutefois, il est important de noter que les valeurs du nombre de STROUHAL, basé sur la longueur de la cavité et la fréquence de résonance, dépendent des caractéristiques propres à

l'écoulement comme par exemple l'épaisseur et la structure de la couche de cisaillement. Ainsi, il n'existe pas de valeur caractéristique universelle du nombre de STROUHAL permettant d'estimer les fréquences d'oscillations d'un écoulement affleurant une cavité.

La plupart des écoulements à faible nombre de MACH affleurant une cavité peu profonde appartiennent à ce type d'oscillation. KOMERATH et AL. (1987) rappellent que, dans ce type de configuration, les grosses structures cohérentes de la couche de cisaillement jouent un rôle essentiel.

1.2.3.2.2 Oscillations de type "fluide-résonance"

Les oscillations de type "fluide-résonance" sont gouvernées par des conditions de résonance associées (couplées) aux phénomènes de compressibilité de l'onde. La boucle de retour, qui est due aux pulsations de résonance de la cavité, module le développement de la couche de cisaillement au niveau du bord d'attaque. Les fréquences d'oscillation sont telles que la longueur d'onde acoustique (l) est du même ordre de grandeur ou inférieure aux longueurs caractéristiques de la cavité (L et d). Dans le cas idéal, la résonance est possible si $l \approx 2L$ ou $l \approx 4L$. Le mode de résonance permet de définir deux classes possibles d'évolution du type "fluide-résonance" qui sont relatives aux conditions géométriques : parmi les cavités dites ouvertes, on distingue les cavités peu profondes et les cavités profondes suivant la valeur du rapport de la longueur de la cavité sur la profondeur $\frac{L}{d}$:

⇒ si $\frac{L}{d} > l$, la cavité est dite peu profonde et il se développe essentiellement des ondes stationnaires longitudinales.

⇒ si $\frac{L}{d} < l$, la cavité est dite profonde et ce sont les ondes transversales qui sont susceptibles d'être excitées.

On observe qu'il peut coexister cinq fréquences de résonance simultanément, sans pour autant qu'elles soient forcément harmoniques, pour des valeurs données du nombre de MACH (Figure I-1.7). Dans le cas d'une configuration où la résonance de la cavité n'a pas d'influence notable sur l'évolution du phénomène, les oscillations peuvent être en premier lieu conduites par les mécanismes de type "fluide-dynamique" décrits précédemment.

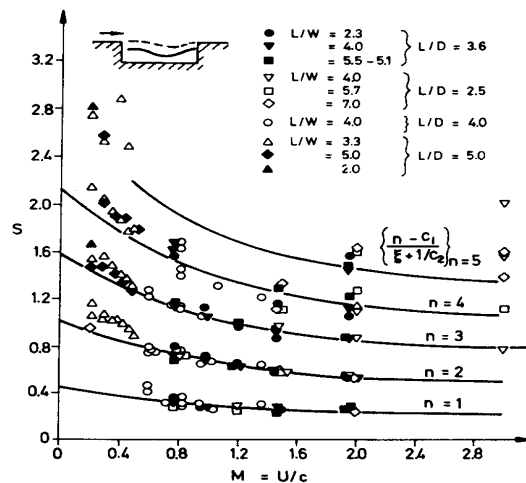


Figure I-1.7 : Evolution du nombre de STROUHAL en fonction du nombre de MACH dans une cavité rectangulaire peu profonde (HELLER & BLISS, 1975).

1.2.3.2.3 Oscillations de type "fluide-élastique"

Enfin, les oscillations de type "fluide-élastique" sont principalement contrôlées par le déplacement de parois lorsque celui-ci est suffisamment important pour exercer et générer un

phénomène de boucle de retour sur les perturbations de la couche de cisaillement. Les vibrations de la structure de la cavité conduisent à un processus identique à celui du champ résonant dans le cas du phénomène d'oscillation de type "fluide-résonance". L'amplification des perturbations de la couche de mélange répond à un processus de résonance qui est lié aux fréquences naturelles de résonance de la structure vibrante et non à la résonance acoustique de la cavité.

Ces trois catégories de développement du phénomène oscillatoire se caractérisent entre elles par des effets de couplages qui se créent entre l'écoulement aérodynamique et l'influence de la géométrie de la cavité. Le mode prédominant d'oscillation permet de savoir dans quelle catégorie on se trouve.

1.2.3.3 Longueur de la cavité

SAROHIA (1977) a étudié systématiquement l'influence de la longueur de la cavité sur les oscillations et précise que la profondeur a une très faible influence sur les oscillations tant que celle-ci n'est pas du même ordre de grandeur que la couche limite. De plus, il constate que la cavité doit avoir une longueur minimale pour que les oscillations puissent se développer :

$$\frac{L_{min}}{d_0} \sqrt{Re_{d_0}} \quad (\text{I-1.1})$$

où d correspond à l'épaisseur de couche limite au niveau du bord d'attaque (Figure I-1.8). Il semble aussi que la profondeur d de la cavité soit à l'origine du retard de la transition laminaire/turbulente de la couche cisaillement lorsque $\frac{d}{d_0} \approx O(1)$. Cette remarque suggérant une longueur minimale de la cavité pour que les oscillations puissent apparaître confirme que l'état de stabilité de la couche de cisaillement est un paramètre prépondérant. **SAROHIA** précise enfin que la couche de cisaillement amont ne s'enroule pas pour former un tourbillon lorsque $\frac{L}{q_0} > 100$.

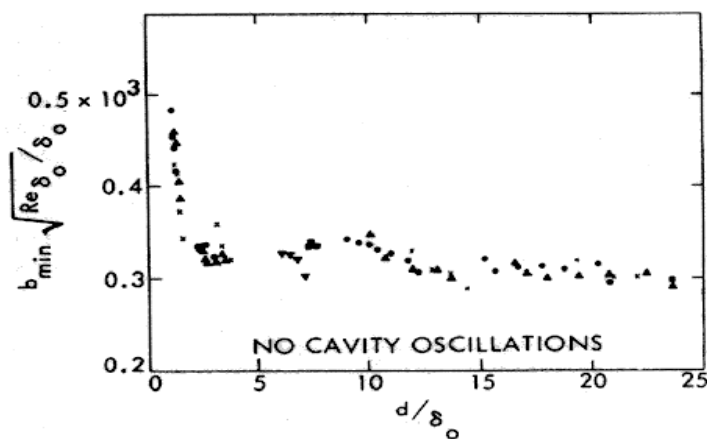


Figure I-1.8 : Influence de la longueur de la cavité sur l'apparition des oscillations (**SAROHIA**, 1977).

Pour étudier l'apparition d'oscillations², **GHARIB** et **ROSHKO** (1987) ont analysé l'effet des oscillations sur le coefficient de traînée de leur cavité. D'après leurs travaux, les oscillations périodiques sont associées à une traînée de cavité très faible tandis que le régime associé à une

² Les oscillations sont toujours associées à la présence d'un mode distinct (fréquence fondamentale) dans les spectres des fluctuations de vitesse.

traînée “moyenne” correspond au mode de sillage de la cavité. Leur disparition provoque alors une augmentation brutale de la traînée (Figure I-1.9).

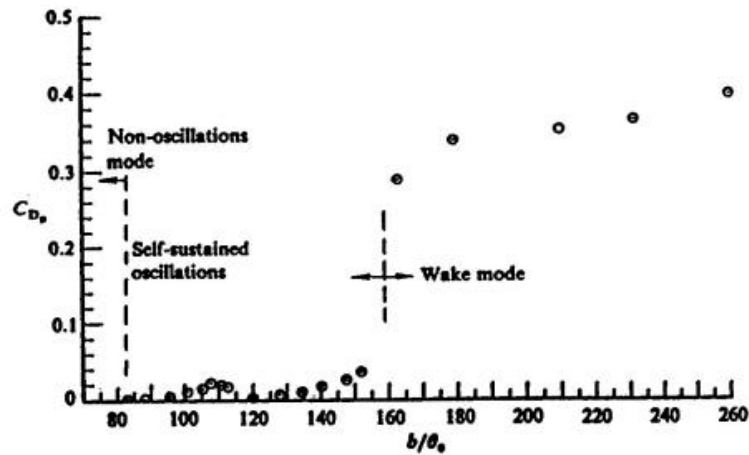


Figure I-1.9 : Evolution du coefficient de traînée $C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho U_e^2 \frac{1}{4} \pi d^2}$ en fonction de la longueur b de la cavité, (GHARIB & ROSHKO, 1987).

D représente la traînée, U_e la vitesse moyenne en dehors de la cavité. En régime oscillant, la ligne de séparation du fluide se rattache au niveau du bord aval de la cavité. La couche de cisaillement est alors très stable et n'est que très peu sensible aux perturbations provenant de l'extérieur. Lorsque les oscillations disparaissent, le rattachement se produit à l'intérieur de la cavité en dessous du bord aval : le point d'arrêt se situe sur la paroi verticale aval et la traînée augmente brutalement. Le niveau du feedback est alors déterminé par la position des tourbillons de la couche de cisaillement lorsqu'ils impactent sur le bord aval de la cavité (ROCKWELL & KNISELY, 1979).

1.2.3.4 Largeur de la cavité

MENDOZA et AHUJA (1995) ont étudié de manière systématique l'influence de la largeur de la cavité sur le développement des oscillations. De la même manière que le rapport $\frac{L}{d}$ permet de différencier les cavités profondes des cavités peu profondes, les auteurs définissent le rapport $\frac{L}{W}$ (W étant la largeur, l'envergure de la cavité) afin d'apprécier la nature de l'écoulement. Ils montrent que l'écoulement est bidimensionnel (cavité 2D) pour $\frac{L}{W} < 1$ et tridimensionnel (cavité 3D) pour $\frac{L}{W} > 1$. Les fréquences d'oscillation ne sont pas affectées par les changements de ce rapport (Figure I-1.10) mais néanmoins les cavités 3D semblent présenter un niveau de bruit plus faible sur l'ensemble du spectre. Il en va de même pour la cohérence transversale et le feedback acoustique. MENDOZA et AHUJA proposent alors une explication de ce phénomène : le bruit large bande est provoqué par le transfert d'énergie des grosses structures contenues dans la couche de cisaillement vers les plus petites. Ce transfert est a priori plus important si les instabilités à l'origine de la création des grosses structures sont cohérentes sur toute la largeur de la cavité, ce qui est le cas pour les cavités 2D mais moins pour les cavités 3D. En d'autres termes, les grosses structures contenues dans la couche de mélange sont de moins en moins cohérentes lorsque la largeur augmente.

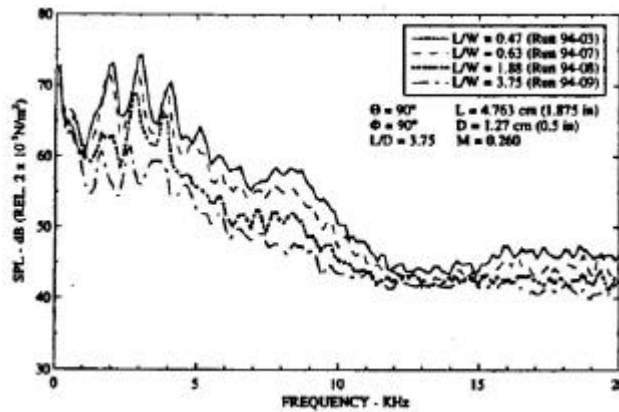


Figure I-1.10 : Effets de la largeur de la cavité sur les spectres du rayonnement acoustique (MENDOZA & AHUJA, 1995).

Les conditions géométriques ont donc une influence considérable sur le type de phénomènes susceptibles de se développer, mais quelle que soit la forme de la cavité (rectangulaire, circulaire, triangulaire, de type HELMHOLTZ, de type sifflet, ...), on retrouve des caractéristiques similaires.

1.2.3.5 Influence de la vitesse de l'écoulement

La vitesse de l'écoulement affleurant est un des paramètres les plus importants concernant le type de phénomènes susceptibles de se développer. Pour des nombres de MACH supérieurs à 0.15, les bruits émis présentent des caractéristiques ne pouvant pas être expliquées par le concept de résonance : des fréquences, pas forcément harmoniques entre elles, peuvent être émises et sont alors dues à des phénomènes d'interaction aéroacoustique. Plusieurs auteurs ont développé des expressions semi-empiriques permettant de déterminer les fréquences émises, mais dans tous les cas, les techniques de prédiction revêtent la même forme générale et requièrent deux constantes empiriques.

On présente brièvement dans la suite les modèles les plus rencontrés dans la littérature.

① Modèle de ROSSITER (1964)

A partir de ces observations expérimentales, **ROSSITER** est l'un des premiers à avoir considéré que le phénomène observé est le résultat d'un feedback acoustique. Les tourbillons lâchés périodiquement du bord amont de la cavité sont convectés dans la couche de cisaillement vers le bord aval. L'interaction de ces tourbillons³ avec le coin de la paroi aval génère des impulsions (ondes) acoustiques qui se propagent à l'intérieur de la cavité et qui pilotent le détachement des nouveaux tourbillons au bord amont. Les tourbillons et les perturbations sont alors en interaction et sont synchronisés. **ROSSITER** utilise une formule semi-empirique pour déterminer la fréquence f des sons émis, elle est définie par

$$S_n = \frac{f_n L}{U_\infty} = \frac{n - \mathbf{g}}{M + \frac{1}{k}} \quad (\text{I-1.2})$$

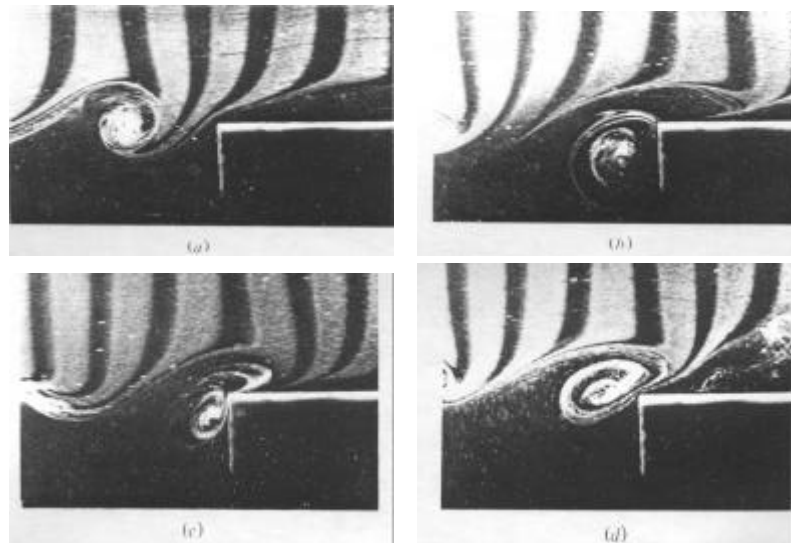
où L est la longueur de la cavité, n un entier qui représente le mode de résonance (égale à 1, 2, 3, ...), \mathbf{g} un facteur de retard entre le passage d'un tourbillon et l'émission d'un bruit au bord aval de la cavité, U_∞ la vitesse de l'écoulement principale, M le nombre de MACH et k le rapport de

³ Les tourbillons ont une largeur transversale égale à celle de la cavité.

la vitesse de convection des tourbillons sur U_{∞} . **ROSSITER** choisit, à partir de ces données expérimentales, les constantes empiriques suivantes : $g=0.25$ et $1/k=1.75$. Ce modèle est essentiellement valable pour $0.4 < M < 1.2$ et avec l'hypothèse que les tourbillons sont convectés à une vitesse de phase constante le long de la couche de cisaillement (distribution linéaire de phase). Ce modèle ne fournit pas, en outre, d'information sur l'apparition du mode qui excitera la cavité.

② Modèle de BILANIN et COVERT (1973)

BILANIN et **COVERT** ont travaillé avec des nombres de MACH compris entre 0.8 et 3. Leur modèle, qui inclut l'acoustique interne de la cavité, est une amélioration du modèle de **ROSSITER** (1964), mais cette fois-ci sans constantes empiriques. Les auteurs remplacent l'épaisseur finie de la couche de cisaillement par une nappe tourbillonnaire de petite taille et relie le mécanisme conducteur des oscillations de la cavité aux instabilités de la couche de cisaillement. Leur modèle suppose que la couche de cisaillement, qui est agitée périodiquement au bord d'attaque, devient de plus en plus instable à mesure qu'elle se rapproche du bord aval. Ce mouvement fluctuant de la couche est à l'origine de l'apport et du rejet de fluide extérieur dans la cavité (Figure I-1.11). **BILANIN** et **COVERT** assimile ce mécanisme d'entrée et de sortie de masse à une source de rayonnement acoustique linéaire qui "pulse" périodiquement. Pour compléter leur modèle, une force de pression linéaire est adoptée au bord amont de la cavité pour simuler l'excitation de la couche de cisaillement par les ondes acoustiques (lorsque celles-ci atteignent la paroi amont). On peut noter que les ondes acoustiques, intérieures à la cavité, se propagent vers l'amont sans perturber le mouvement de la couche de cisaillement.



*Figure I-1.11 : Développement d'un tourbillon à l'approche d'une paroi (a)
Pour des conditions similaires d'écoulement, différentes situations peuvent apparaître :
impact complet (b), impact partiel (c) ou échappement du tourbillon (d).*

$$Re_{q_0} = 106, \quad \frac{L}{q_0} = 142 \quad \text{et} \quad \frac{e}{q_{R_0}} = 2 \quad \text{où } e \text{ représente le déplacement vertical du coin aval}$$

(ROCKWELL & KNISELY, 1979).

De bonnes concordances entre les données expérimentales et les calculs théoriques sont trouvées pour les écoulements à grands nombres de MACH. Par contre, dans le cas des vitesses faiblement et fortement subsonique, les résultats théoriques et expérimentaux ne semblent pas coïncider.

③ Modèle de HELLER et BLISS (1976)

Leur analyse est basée sur celle de **BILANIN** et **COVERT** (1973). Dans des configurations similaires à celles de **ROSSITER** (1964), ils n'observent pas de formation de tourbillons bien que l'impact de la couche de cisaillement sur le bord aval produise de fortes oscillations. Les fréquences de résonance sont estimées par la formule

$$S_m = \frac{f_m L}{U_\infty} = \frac{m - \mathbf{a}}{\mathbf{x} + \frac{1}{k}} \quad (\text{I-1.3})$$

avec

$$\mathbf{x} = \frac{M_\infty}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mathbf{g} - 1}{2}\right) M_\infty^2}} \quad (\text{I-1.4})$$

où m correspond au mode de résonance, \mathbf{g} le rapport des chaleurs spécifiques, M_∞ le nombre de MACH. Les constantes empiriques \mathbf{a} et k ont les mêmes valeurs que celles déterminées par **ROSSITER** ($\mathbf{a} = 0.25$ et $k = 0.57$). A l'identique du modèle développé par **ROSSITER** (1964), ce nouveau modèle ne permet pas de prédire quel mode avec quelle amplitude apparaîtra dans la cavité, et il est par conséquent très difficile de prévoir s'il y aura vraiment des oscillations.

HELLER et **BLISS** expliquent que le mouvement instationnaire de la couche de cisaillement conduit à un apport et un rejet périodique de masse au bord aval de la cavité (§ 1.2.1.3.2). Cet apport et ce rejet de masse produisent un effet qui est similaire au remplacement de la paroi aval par un piston oscillant. Ce "pseudo-piston" génère des ondes, se propageant à l'intérieur de la cavité vers l'amont, qui finissent par se réfléchir contre la paroi amont et qui se dirigent à nouveau vers l'aval (Figure I-1.4) forçant la couche de cisaillement à devenir instable. Ce mouvement de la couche est responsable de l'apport et du rejet de masse et à l'origine de la formation d'ondes à l'intérieur de la cavité : la boucle de retour est alors complétée. Les auteurs se servent d'une table d'analogie hydraulique pour décrire physiquement le processus d'interaction aéroacoustique.

③ Modèle de TAM et BLOCK (1978)

TAM et **BLOCK** ont développé un modèle mathématique basé sur le couplage des instabilités de la couche de cisaillement avec le feedback acoustique. Leur modèle inclut les caractéristiques des instabilités de la couche de cisaillement du modèle de **BILANIN** et **COVERT** (1973) mais cette fois-ci l'épaisseur de la couche est prise en compte, l'hypothèse simplificatrice d'une force ponctuelle excitatrice est éliminée, enfin la réflexion des ondes acoustiques sur le fond de la cavité est prise en considération. La couche de cisaillement, qui oscille de haut en bas au niveau du bord aval, fait apparaître une région de haute pression et entraîne l'émission d'ondes de compression qui se propagent dans toutes les directions.

Suite aux observations visuelles de **KRISHNAMURTY** (1955) et **SPEE** (1966), **TAM** et **BLOCK** utilisent un modèle constitué par une source périodique linéaire localisée au bord aval de la cavité pour simuler le champ d'onde réel. La même approximation est faite à l'intérieur de la cavité. La forme de l'onde est modifiée par le mouvement convectif moyen au fur et à mesure qu'elle rayonne de plus en plus loin de la ligne source (i.e. le bord aval de la cavité).

Les ondes de compression générées au bord aval de la cavité rayonnent dans toutes les directions : la partie de celles-ci qui rayonne à l'extérieur de la cavité se propage à l'infini sans

aucune réflexion (Figure I-1.12). La partie rayonnée à l'intérieur de la cavité subit des réflexions sur les parois de la cavité. Ainsi le front d'onde $E'E''$, qui est réfléchi par la paroi amont et par le fond de la cavité, engendre des ondes $A'A''$ et $B'B''$. Les ondes rayonnées directes $E'E''$ et les ondes réfléchies $A'A''$ et $B'B''$ sont les seules ondes capables d'exciter de façon significative les instabilités de la couche de cisaillement qui devient de plus en plus instable. Les ondes $A'A''$ sont cependant celles qui ont le plus d'influence.

Pour calculer leur effet sur la couche de cisaillement, l'onde $B'B''$ est simulée par une source image linéaire et périodique (B) située en $x=L$ et $y=-2d$. De la même façon, l'onde réfléchie $A'A''$ est simulée au moyen d'une source image localisée en $x=-L$ et $y=0$.

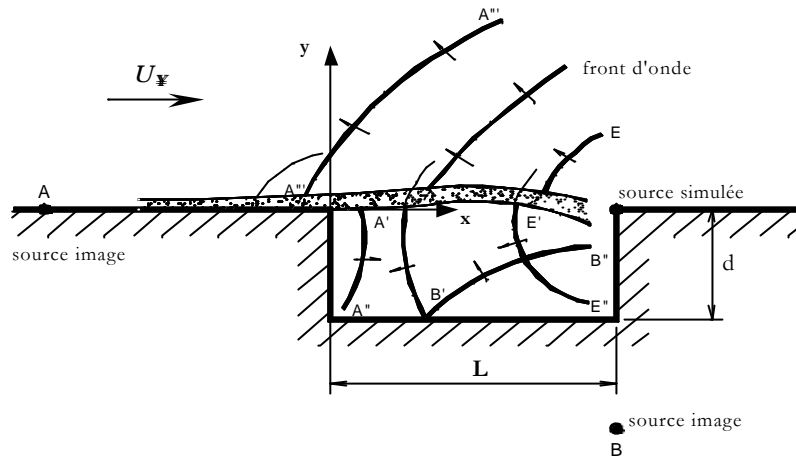


Figure I-1.12 : Champ acoustique à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité (d'après TAM & BLOCK, 1978).

Tous les modèles développés ci-dessus permettent une bonne compréhension des phénomènes physiques se produisant dans les cavités lors des résonances aéroacoustiques.

1.2.4 Bilan sur l'apparition des oscillations

Suite à l'étude bibliographique, les oscillations dans les cavités peuvent ou non se manifester sous diverses conditions. Suivant les dimensions de notre modèle de cavité et les paramètres de l'écoulement au bord d'attaque (Tableau I-1.1), on est en droit de penser qu'il ne s'y développera pas d'oscillations.

<i>Dimensions de la cavité</i>	<i>Écoulement extérieur</i>
$L = 525 \text{ mm}$	$U_{\infty} = 32 \text{ m/s}$
$W = 218 \text{ mm}$	$d \gg 10 \text{ mm}$
$d = 69 \text{ mm}$	$d^* \gg 1 \text{ mm}$

Tableau I-1.1 : Dimensions de la cavité et caractéristiques de l'écoulement.

D'autres arguments permettent d'appuyer cette considération quant au comportement de notre cavité. La cavité peut, en effet, être considérée comme tridimensionnelle ($\frac{L}{W} > 1$) et suivant MENDOZA et AHUJA (1995), les oscillations ont moins de chance de se manifester. De plus, la couche limite au bord d'attaque est turbulente ($Re_x = 1.1 \cdot 10^6$, avec $x = 50 \text{ cm}$) et comme l'ont montré HELLER et BLISS (1976), les oscillations sont de plus faibles amplitudes (par rapport à une

couche limite laminaire). Enfin **KOMERATH et AL.** (1987) précisent qu'en général un écoulement de faible vitesse affleurant une cavité de grandes dimensions ne provoque pas d'oscillation. Ces quelques arguments tendent donc à justifier qu'il ne se développera pas d'oscillation dans la cavité et nous pousse par conséquent à considérer la cavité comme la succession d'une marche descendante associée à une marche montante. Ce dernier point est discuté au paragraphe § 1.4.

1.3 Aéroacoustique des cavités peu profondes

L'absence d'oscillation peut nous autoriser à penser que les phénomènes de feedback entre le bord aval et le bord amont de la cavité, tant du point de vue aérodynamique qu'acoustique, seront inexistantes. La démarche proposée pour étudier la cavité consiste à la considérer comme la succession d'une marche descendante et d'une marche montante. Le principal avantage de cette démarche réside dans le fait qu'il existe de nombreuses publications sur la structure des écoulements au passage de marches (dont les caractéristiques sont décrites au paragraphe § 1.4). Avant d'aborder ce nouveau thème, on donne dans le paragraphe ci-dessous une nouvelle description des différents phénomènes intervenant dans notre configuration.

1.3.1 Classification des cavités sans couplage

CHARWAT et AL. (1961) proposent une nouvelle définition et classent les cavités en deux catégories : les cavités ouvertes et les cavités fermées. Ainsi les cavités sont dites ouvertes lorsque l'écoulement affleurant décolle du bord amont de la cavité pour se rattacher derrière le bord aval. Les cavités sont dites fermées lorsque la couche de cisaillement, créée par le décollement de la couche limite au bord amont, se rattache sur fond de la cavité et se sépare à nouveau devant le bord aval pour créer une deuxième couche de cisaillement.

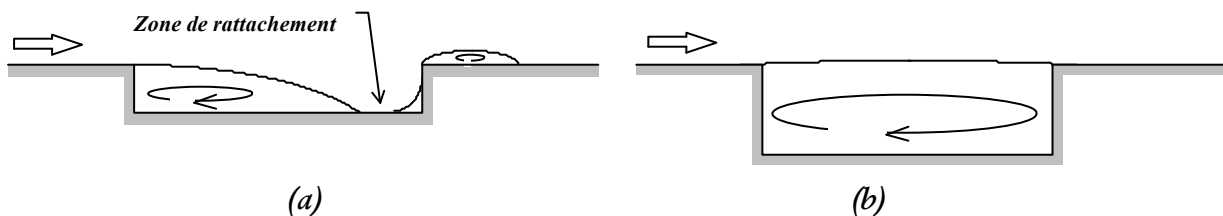


Figure I-1.13 : Cavités fermée (a) et ouverte (b).

Cette nouvelle dénomination des types de cavités est plus adaptée à notre problème puisqu'elle est basée uniquement sur la structure de l'écoulement moyen et qu'elle ne fait pas intervenir les phénomènes de couplages (i.e. cavités profondes et peu profondes).

D'une manière similaire, **NAJM et GHONIEM** (1991), en ne considérant que la géométrie de la cavité, les nomment de cavités courtes et longues. La limite entre ces deux types de cavité dépend du rattachement ou non de la couche de cisaillement sur le fond de la cavité. Pour des vitesses d'écoulement affleurant supersoniques, avec une couche limite turbulente se détachant au niveau du bord amont, la limite entre les deux types de cavités apparaît pour un rapport longueur sur hauteur de l'ordre de 11 (**CHARWAT & AL.**, 1961). Par contre, pour des vitesses faiblement subsoniques, avec une séparation laminaire, **SAROHIA** (1977) place cette limite pour un rapport $\frac{L}{d} \approx 8$ avec un REYNOLDS de l'ordre de 10^5 (basé sur la profondeur de la cavité).

Les dimensions caractéristiques de notre cavité (Tableau I-1.1), avec un rapport d'allongement d'environ 7.6, la place en position critique de cette classification. Nos premiers résultats (NOGER & AL., 1999) indiquent que la couche de cisaillement se rattache au fond de la cavité. Elle peut donc être qualifiée de fermée ou de peu profonde (sans couplage).

1.3.2 Structure aérodynamique de l'écoulement moyen

Suite à l'ensemble des paragraphes précédents et compte tenu des caractéristiques de la cavité, on peut donner ici une première description de la structure de l'écoulement (Figure I-1.14).

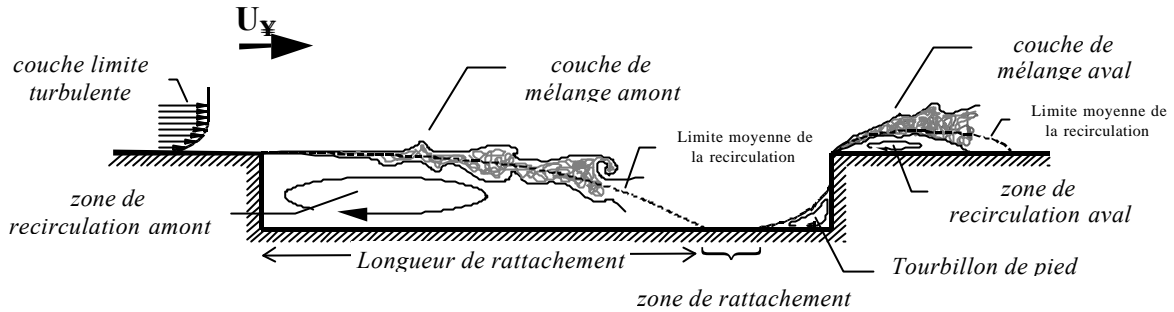


Figure I-1.14 : Caractéristiques de l'écoulement affleurant une cavité peu profonde.

La couche limite turbulente décolle au niveau du bord amont de la cavité donnant naissance à une couche de cisaillement et créant ainsi une première zone de recirculation comportant de forts gradients de vitesse moyenne. L'écoulement se rattache ensuite sur le fond de la cavité, suite à l'impact de la couche de cisaillement, puis se sépare à nouveau juste devant la paroi aval, créant ainsi un tourbillon de pied. L'interaction de l'écoulement avec l'arête du bord aval fait apparaître une deuxième zone de recirculation dont les caractéristiques sont tributaires de la structure de l'écoulement à l'intérieur de la cavité.

1.3.3 Rayonnement acoustique de la cavité

Suite à la description du champ aérodynamique moyen de la cavité, on peut schématiser les principales sources de bruit responsables du rayonnement acoustique d'une telle cavité. Dans la configuration d'un écoulement à faible nombre de MACH affleurant une cavité peu profonde, il existe principalement deux types de sources acoustiques qui sont identifiées dans l'équation de CURLE (1955)⁴.

$$p(\vec{x}, t) = \underbrace{\frac{1}{4\rho c_0^2} \frac{x_i x_j}{x^3} \int_V \frac{\rho^2 T_{ij}}{\rho t^2} \left(t - \frac{R}{c_0} \right) d\vec{y}}_I + \underbrace{\frac{1}{4\rho c_0} \frac{x_i}{x^2} \int_S \frac{\rho f_i}{\rho t} \left(t - \frac{R}{c_0} \right) dS(\vec{y})}_{II} \quad (\text{I-1.5})$$

Cette équation permet de calculer la pression rayonnée en champ lointain par les deux types de sources : quadripolaire (terme I) et dipolaire (terme II). La Figure I-1.15 schématise les deux types de sources susceptibles d'intervenir dans le rayonnement acoustique de cavités peu profondes. Ces sources sont issues de la turbulence apparaissant dans l'écoulement lors de son passage sur la cavité. Ainsi, il existe différents mécanismes susceptibles d'engendrer du bruit

⁴ La théorie des bruits d'origine aérodynamique a été menée par LIGHTHILL (1952) et son développement est rappelé au chapitre 5 de la troisième partie de ce mémoire.

(KOMERATH & AL., 1987), on distingue, parmi tant d'autres, le lâcher de tourbillons du bord amont, l'impact de la couche de cisaillement sur le fond de la cavité ou encore l'interaction des tourbillons avec le coin aval... S'il doit apparaître des phénomènes de couplage entre les champs aérodynamique et acoustique alors ces phénomènes s'ajouteront et se traduiront par l'apparition de pics à des fréquences bien définies sur les spectres de pression et/ou de vitesse instationnaires.

Comme on l'a déjà signalé au paragraphe §1.2.4, il n'y aura pas d'oscillation dans la cavité. Par conséquent, puisque la vitesse d'écoulement est faible ($M < 0.1$), l'émission sonore de la cavité sera essentiellement due aux fluctuations de pression pariétale⁵ (i.e. second terme de l'équation de CURLE). Ces fluctuations sont naturellement provoquées par les fluctuations de vitesse au voisinage des parois.

SHAW (1998) indique par ailleurs que le point de rattachement de la couche de cisaillement sur le fond de la cavité peut être une source d'énergie acoustique importante. L'impact de la couche de cisaillement sur le fond de la cavité crée une onde acoustique qui, lorsqu'elle atteint le bord amont de la cavité, peut interagir avec la couche de cisaillement (dont la stabilité est très influençable par les paramètres environnants) et entraîner l'apparition de résonances lorsque la phase de cette onde coïncide avec les instabilités de la couche cisailée (feedback acoustique).

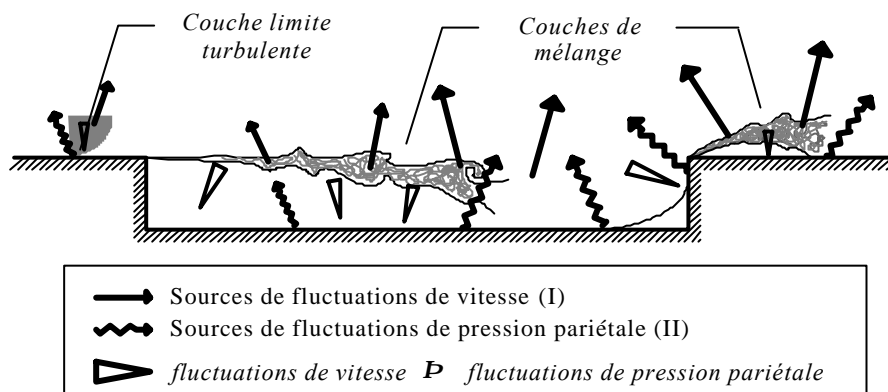


Figure I-1.15 : Schéma des sources acoustiques dans la cavité (LAZURE, 1997).

On considérera que les bords amont et aval de notre cavité sont parfaitement indépendants en ce sens qu'il n'existe pas de feedback acoustique pilotant les tourbillons qui sont lâchés par le bord amont de la cavité. Cela revient à séparer l'étude en deux parties: l'une concerne l'écoulement au passage d'une marche descendante, l'autre l'écoulement au passage d'une marche montante.

1.4 Caractéristiques des marches soumises à un écoulement

Ces deux géométries ayant fait l'objet d'un grand nombre d'études, on s'attachera essentiellement à étudier les caractéristiques de la longueur de rattachement des régions décollées (i.e. des zones de recirculation) qui influent sur les caractéristiques de la couche de cisaillement se développant au-dessus du bord aval de la cavité. Ces deux types de marches sont décrits dans les paragraphes ci-dessous.

⁵ Ceci est en général valable dans le cas d'un écoulement turbulent en présence de parois.

1.4.1 Marche descendante

Parmi les écoulements bidimensionnels, celui de la marche descendante reste le plus simple cas de rattachement d'écoulement mais reste aussi malgré tout très complexe à expliquer. De nombreux travaux ont déjà été effectués jusqu'à nos jours (du fait de la simplicité de cette géométrie) et couvrent une large gamme de conditions expérimentales contrairement aux écoulements se développant au passage des marches montantes (§ 1.4.2) qui n'ont fait l'objet que de très peu de recherches.

La Figure I-1.16 permet de décrire le champ aérodynamique de l'écoulement moyen au passage de la marche. La couche limite amont décolle au sommet de la marche pour donner naissance à une couche de cisaillement du fait de la présence d'un fort gradient de pression défavorable (i.e. la pression augmente suivant la direction de l'écoulement).

La ligne de séparation entre l'écoulement moyen et la zone de recirculation est légèrement courbée et la couche de cisaillement assez fine pour ne pas être affectée par la présence du sol. Lors de l'impact de celle-ci sur le sol, une partie de l'écoulement est dévié vers l'amont pour former une zone de recirculation (souvent appelée bulle de recirculation) tandis que l'autre partie est convectée vers l'aval avec une décroissance de l'échelle des tourbillons qu'elle contient. Loin en aval du rattachement, les tensions de REYNOLDS continuent de décroître et seuls persistent les tourbillons de plus grande échelle (i.e. ceux développés dans la couche de cisaillement).

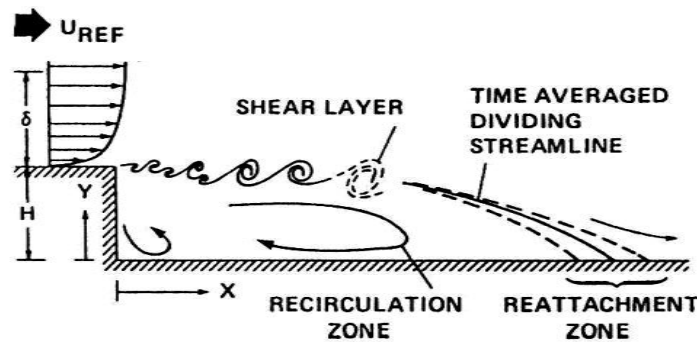


Figure I-1.16 : Ecoulement au passage d'une marche descendante (DRIVER & AL., 1987).

1.4.1.1 Caractéristiques de la zone de rattachement

La nature de l'écoulement derrière une marche descendante étant fortement instationnaire, la longueur de la bulle de recirculation fluctue dans le temps et engendre ainsi des fluctuations de la position instantanée du point de rattachement. SIMPSON (1989) évalue la fréquence adimensionnelle caractéristique de ces fluctuations à

$$\frac{f x_r}{U_\infty} \approx 0.6 - 0.8 \quad (\text{I-1.6})$$

et précise, de par les expériences qu'il a menées, que la position du rattachement varie de $\pm 2b$ autour de la position moyenne qui vaut de l'ordre de $6.5b$ (b étant la hauteur de la marche). Ces résultats sont en bon accord avec les mesures et les visualisations effectuées par DRIVER et AL. (1987). Ces derniers précisent en outre que le maximum d'énergie des pressions pariétales instationnaires apparaissent à ces fréquences. Ces instationnarités sont sans doute à l'origine de la dispersion des résultats concernant les longueurs de rattachement derrière les marches.

On a vu qu'il existait de nombreux paramètres pouvant influencer sur le comportement de la cavité. Il en va de même pour l'écoulement au passage de la marche. Suivant les expériences menées par **EATON** et **JOHNSTON** (1981), on dénombre ainsi cinq paramètres prépondérants : l'état et l'épaisseur de la couche limite initiale au niveau de son détachement, l'intensité de turbulence dans l'écoulement extérieur, le gradient de pression longitudinal et les coefficients de blocage liés aux manipulations en soufflerie à veine fermée.

1.4.1.2 Nature de la couche limite amont

Les profils de vitesse de la couche limite amont ont une importance considérable sur les caractéristiques se développant après séparation (**ADAMS & AL.**, 1984) et en particulier sur la longueur de rattachement. **EATON** et **JOHNSTON** (1981) indiquent que la transition (laminaire/turbulente) apparaît juste après la séparation de la couche limite (laminaire) à moins que le nombre REYNOLDS de l'écoulement soit très faible. Ils ont étudiés les changements d'état de la couche limite au niveau de la séparation et trouvent, pour la majeure partie de leurs expériences, que la longueur de rattachement (x_r) varie entre $4.9h$ et $8.2h$. Les auteurs ont montré en particulier que les variations de la longueur de rattachement dépendent du nombre de REYNOLDS basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement q (Figure I-1.17).

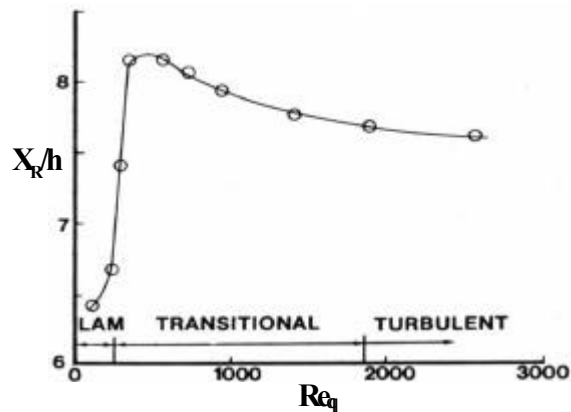


Figure I-1.17 : Evolution de la longueur de rattachement avec Re_q (**EATON & JOHNSTON**, 1981).

Pour des valeurs Re_q élevées, la couche limite est développée et fortement turbulente et la longueur de rattachement devient indépendante du nombre REYNOLDS. L'écoulement en aval du rattachement est par contre complètement dépendant de la distribution de vitesse en amont et de la géométrie de la surface. Environ $20h$ en aval de la séparation, **LE & AL.** (1997) indiquent la couche limite turbulente n'est pas encore complètement reformée : leur profils de vitesse comportent un point d'inflexion typique d'une couche limite non encore pleinement développée. **BRADSHAW** et **AL.** (1972) montrent que ce point d'inflexion demeure jusqu'à $50h$ en aval de la marche.

1.4.1.3 Epaisseur de la couche limite amont

Les expériences de **NARAYANAN** et **AL.** (1974) indiquent que l'épaisseur de la couche limite au niveau de la séparation (d) n'a qu'une légère influence sur la longueur de rattachement. Par contre, des travaux plus récents, menés par **DURST** et **TROPEA** (1981) dans des configurations d'essais similaires, mettent en évidence une influence plus importante de l'épaisseur de couche limite (Figure I-1.18).

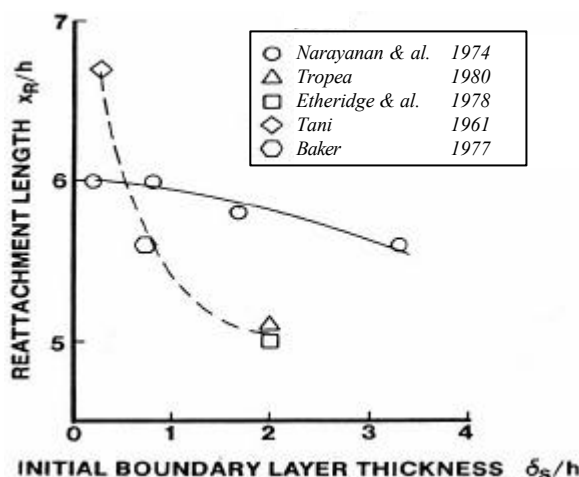


Figure I-1.18 : Influence de l'épaisseur de couche limite sur la longueur de rattachement (d'après EATON & JOHNSTON, 1981).

Bien que le taux de turbulence de l'écoulement extérieur (dont l'influence est décrite au paragraphe §1.4.1.4) ne soit pas exactement le même lors de chaque expérience (0.03% pour NARAYAN & AL. et environ 2% pour les autres), il ressort que la longueur de rattachement a tendance à diminuer avec l'augmentation de l'épaisseur de couche limite au niveau de la séparation. Enfin, il est intéressant de noter que l'ajout de vorticité à la couche limite séparée entraîne une réduction de la longueur de rattachement d'au moins une hauteur de marche.

1.4.1.4 Taux de turbulence dans l'écoulement extérieur

Bien que ce paramètre reste très rarement précisé dans la littérature, EATON et JOHNSTON (1981) constatent, par comparaison avec de nombreuses configurations, qu'un niveau de turbulence élevé dans l'écoulement extérieur tend à diminuer la longueur de rattachement. Cette observation est en bon accord avec les mesures de PATEL (1978) qui montre qu'une couche de mélange plane s'élargit plus rapidement lorsque la turbulence de l'écoulement extérieur est plus importante. LE et AL. (1997) notent que l'énergie cinétique turbulente contenue dans la zone de recirculation est similaire à celle d'une couche de mélange turbulente et LIEN (1994) de rajouter que la turbulence n'est pas en équilibre : il existe à priori un transport des niveaux les plus élevés de la turbulence de la région de rattachement vers la marche. Enfin, les mesures d'intensité de turbulence⁶ montrent que le niveau maximum est atteint à environ une hauteur de marche avant le rattachement.

1.4.1.5 Effet du gradient de pression longitudinal

Les effets du gradient de pression sur la longueur de rattachement n'ont pas été étudiés de manière systématique. En particulier, dans le cas de la cavité, le gradient de pression paraît important contrairement au cas de la marche descendante où le gradient de pression n'est important que si le coefficient d'expansion est élevé (§ 1.4.1.6). Ainsi, dans le cas d'une marche soumise à un écoulement sans limite supérieure, le gradient de pression est négligeable. La différence de pression dans la direction de l'écoulement est donc fonction de toute la géométrie.

KUEHN (1980) a trouvé que la longueur de rattachement pouvait être fortement influencée par le gradient de pression défavorable, d   à l'agrandissement soudain du diamètre de sa veine d'essai. La Figure I-1.19 relate les résultats d'expériences variées et montre une dispersion

⁶ Cette remarque est à prendre avec précaution car les mesures peuvent être fortement influencées par les aspects basse fréquence des mouvements de la couche de cisaillement.

importante de ceux-ci. Néanmoins, une augmentation du gradient de pression adverse correspond à une augmentation de la longueur de rattachement.

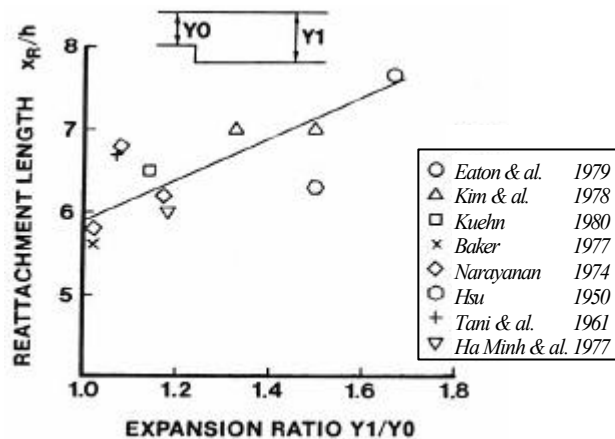


Figure I-1.19 : Effet du gradient de pression sur la longueur de rattachement (d'après EATON & JOHNSTON, 1981).

La distribution de pression en amont de la marche et la couche limite en aval du rattachement sont aussi fortement affectées par le gradient de pression. L'ensemble de ces résultats sont à corrélérer avec ceux des coefficients de blocage décrits ci-dessous.

1.4.1.6 Coefficients de blocage

Parmi les coefficients de blocage, on trouve le coefficient d'expansion (suivant l'écoulement) et le coefficient d'aspect (perpendiculaire à la direction de l'écoulement). Tous deux influent grandement sur les résultats et sont souvent à l'origine de la différence entre deux expériences identiques mais menées par des auteurs différents.

⇒ **coefficient d'expansion (ER)** : il est défini par le rapport de la hauteur de la veine sur la hauteur de la marche. Ce coefficient représente en fait une mesure du gradient de pression adverse agissant sur la couche de cisaillement ainsi qu'une mesure du gradient de pression favorable agissant sur la région de recirculation. Ses effets ont été étudiés par de nombreux auteurs (**KUEHN 1980**, **DURST & TROPEA 1981**, **OTUGEN 1991** ou encore **RA & CHANG 1990**) qui observent tous une augmentation de la longueur de rattachement lorsque ce coefficient augmente. **DURST** et **TROPEA (1981)** indiquent en outre que les changements les plus significatifs se font pour $1.1 < ER < 1.3$ où le point de rattachement évolue de $5b$ à $7b$. Un faible ER permet de minimiser les effets du gradient de pression dus à l'expansion.

⇒ **coefficient d'aspect (AR)** : il est défini par le rapport de la largeur de la veine sur la hauteur de la marche. **DE BREDERODE** et **BRADSHAW (1972)** ont montré que son effet était négligeable s'il était supérieur à 10 . Pour un coefficient inférieur à 10 , la longueur de rattachement augmente si la couche limite est laminaire et diminue si la couche limite est turbulente. Ils attribuent cette différence de comportement aux structures tridimensionnelles contenues dans l'écoulement. Ceci est confirmé par **DRIVER** et **AL. (1987)** qui trouvent que des AR élevés permettent de minimiser les effets tridimensionnels.

1.4.1.7 Influence d'autres paramètres

Il existe évidemment de nombreux autres paramètres qui peuvent avoir une influence potentielle sur la structure de l'écoulement se développant au passage de la marche. On trouve ainsi la vitesse de l'écoulement extérieur, la pression, les caractéristiques de la zone de recirculation ou encore le coefficient de frottement.

⇒ **vitesse de l'écoulement extérieur** : à mesure que la vitesse de l'écoulement extérieur augmente, **WESTPHAL et AL.** (1984) observent une décroissance de la zone de recirculation et par conséquent une diminution de la longueur de rattachement. Pour des vitesses d'écoulement élevées, il se développe des grosses structures turbulentes (d'échelle la hauteur de la marche) qui demeurent en aval de la région de rattachement. **WINANT et BROWAND** (1974) suggèrent que les tourbillons transversaux sont les structures dominantes dans la région de la couche de mélange et qu'elles sont en partie responsables du grossissement et de l'entraînement de la couche de cisaillement vers l'aval. Enfin, **CHANDRSUDA et AL.** (1978) ont montré que ces structures transversales étaient rapidement absorbées par les perturbations tridimensionnelles provenant des fluctuations de la région de recirculation.

⇒ **pression** : **MOHSEN** (1968) a montré que les fluctuations de la pression dans la région de séparation atteignent leur maximum près du rattachement puis décroissent en aval. La distribution de la pression statique dans la région de recirculation est gouvernée par une simple courbe de similarité (**RA & CHANG**, 1990), indépendante du gradient de pression, de la vitesse de l'écoulement extérieur ou encore de la hauteur et du rapport d'aspect de la marche. Par contre, il en va tout autrement pour la distribution de pression en amont de la marche et la couche limite en aval du rattachement qui sont dépendantes du gradient de pression ainsi que du rapport d'aspect de la marche.

⇒ **zone de recirculation** : la région de recirculation ne peut pas être caractérisée de zone de fluide mort. **EATON et AL.** (1981), **ADAMS et JOHNSTON** (1988) ou encore **SIMPSON** (1989) ont en effet mesuré des vitesses d'écoulement de retour de l'ordre de 20% celle de l'écoulement libre. **LIEN** (1994) démontre que la région de recirculation a de profondes conséquences sur la pression, la traînée, le frottement ainsi que le transfert de chaleur et que le système "écoulement-marche" constitue un très bon générateur de turbulence.

⇒ **coefficient de frottement** : ce dernier paramètre a fait l'objet de nombreuses recherches (**EATON & AL.** 1981, **WESTPHAL & AL.** 1984, **ADAMS & AL.** 1985 ou encore **DRIVER & AL.** 1985). Malgré des REYNOLDS et des coefficients d'aspect différents, tous trouvent des niveaux élevés du coefficient de frottement ($|C_f|$) dans la zone de recirculation. Ceci est aussi confirmé par **LE et AL.** (1997) qui observent des valeurs négatives importantes à des REYNOLDS élevés. La région amont correspond à un coefficient de frottement positif tandis que la région d'écoulement inverse correspond aux valeurs négatives (**JOVIC & DRIVER**, 1995). Enfin, des auteurs comme **WESTPHAL et AL.** ou encore **JOVIC et DRIVER** utilise le coefficient de frottement pour déterminer le point de rattachement ($C_f = 0$) dans les écoulements bidimensionnels.

1.4.1.8 Sources de bruit

Il existe de nombreuses sources de bruit lors d'un changement brutal de section. **FRICKE** (1971) indique que les fluctuations de vitesse en paroi, la couche limite dans la zone de recirculation, le rattachement ou encore la couche de cisaillement au-dessus de la bulle de recirculation sont autant de sources de bruit possibles. En écoulement incompressible, les fluctuations de pression p' sont liées aux fluctuations de vitesse par l'équation de POISSON (**SIMPSON**, 1989) :

$$\nabla^2 p' = - \mathbf{r} \mathbf{s} \quad (\text{I-1.7})$$

où \mathbf{s} représente le terme source défini par

$$\mathbf{s} = 2 \underbrace{\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}}_1 + \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u'_i u'_j - \overline{u'_i u'_j})}_2 \quad (\text{I-1.8})$$

Le terme (1) de l'équation (I-1.8) représente la turbulence et l'interaction entre l'écoulement moyen et le cisaillement. Le terme (2) fait référence à l'interaction turbulence-turbulence. Ces deux termes ont une importance considérable pour les écoulements détachés où les fluctuations de vitesse sont aussi importantes que les vitesses moyennes dans la recirculation. Concernant le cas des écoulements décollés, il est intéressant de noter que les fluctuations de pression sont maximales au milieu de la couche de cisaillement et non à la paroi (**SIMPSON**) et que ce sont elles qui influencent l'écoulement proche paroi.

On se propose maintenant de détailler les caractéristiques de la structure des écoulements au passage des marches montantes.

1.4.2 Marche montante

Les marches montantes ont fait l'objet d'un petit nombre de recherches (comparé à celles sur les marches descendantes) du fait de la complexité de la structure de l'écoulement qui se développe au passage et en aval de la marche. On doit les principales recherches à **MOHSEN** (1967) et **MOSS** et **BAKER** (1980) qui ont analysé les profils de vitesses moyennes ainsi que la distribution des pressions.

1.4.2.1 Vitesses moyennes

Les profils de vitesses moyennes mettent en évidence la création d'une première zone de recirculation juste devant la marche (appelée tourbillon de pied) et d'une seconde zone beaucoup plus intense au-dessus de la marche. Ces deux zones sont représentées sur la Figure I-1.20 à partir du calcul des lignes de courant.

Le premier point d'arrêt de l'écoulement apparaît sur la paroi verticale de la marche à une hauteur d'environ $0.65b$ et une longueur de l'ordre de $1-1.5b$, ce qui définit la hauteur et la longueur du tourbillon de pied. La vitesse de l'écoulement dans cette recirculation se situe autour de $0.05 U_{\infty}$.

La deuxième bulle de recirculation, beaucoup plus importante que la première, a une hauteur de l'ordre de $0.8b$ (**MOSS & BAKER**, 1980). La longueur de rattachement, quant à elle, est estimée à environ $4.7b$ et la vitesse maximale de l'écoulement inverse à $0.2 U_{\infty}$.

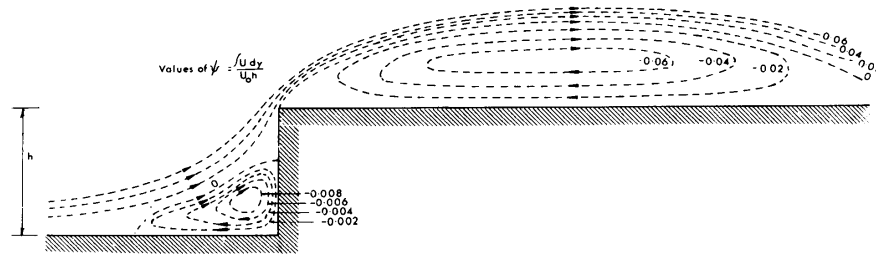


Figure I-1.20 : Lignes de courant moyennes (MOSS & BAKER, 1980).

MOHSEN (1967) mesure, en revanche, une longueur de rattachement de l'ordre de $2.5b$ avec une hauteur de recirculation n'excédant pas $1/5$ de la hauteur de la marche. Les différences entre les deux auteurs sont évidemment attribuées aux différences de conditions expérimentales : **MOHSEN** travaille, en effet, avec un **REYNOLDS** (basé sur la hauteur de la marche) de $1.8 \cdot 10^5$ (contre $5 \cdot 10^4$ pour **MOSS & BAKER**) et avec un coefficient de blocage de 8 (18 dans le deuxième cas). Il est aussi important de noter que les hauteurs des géométries utilisées par **MOHSEN** sont plus petites que l'épaisseur de couche limite amont tandis que l'épaisseur de la couche limite n'excèdent pas 50% de la hauteur de la marche de **MOSS** et **BAKER**. **NAKAMURA** et **OZONO** (1987) ont en effet remarqué que l'augmentation du niveau de turbulence en amont d'un obstacle avait pour principal effet de réduire la zone de recirculation.

1.4.2.2 Pression

MOSS et **BAKER** (1980) ont démontré, en étudiant les variations du coefficient de pression le long de la marche, que la pression augmentait à mesure que l'écoulement ralentissait, atteignant son maximum juste au-dessus du coin formé par les parois verticale et horizontale de la marche puis chutant brutalement lors de la séparation de l'écoulement au niveau de ce coin. En aval du rattachement de la couche de cisaillement, la pression commence à croître de nouveau. **MOHSEN** (1967) indique que le rattachement n'est pas accompagné par un pic de pression et que les niveaux des fluctuations de pression commencent à croître trois hauteurs de marche devant la paroi verticale aval pour atteindre leur maximum juste avant le rattachement. Dans le cas de la marche descendante, les niveaux maximum des fluctuations de pression coïncident avec le rattachement et décroissent graduellement à mesure que la distance par rapport au bord amont augmente.

1.4.2.3 Tensions de REYNOLDS

Les contraintes de **REYNOLDS** sont très faibles dans la zone de recirculation, augmentent fortement dans la couche cisailée puis chutent brutalement au niveau de l'écoulement extérieur. La valeur maximale de chaque tension de **REYNOLDS** augmente graduellement avec la distance par rapport au point de décollement, atteint son maximum à environ une hauteur de marche avant le rattachement puis décroît à l'approche du rattachement.

Ce comportement est aussi observé dans le cas de la marche descendante. **BRADSHAW** et **WONG** (1972) suggèrent que la chute des contraintes est due à la distorsion et à la division des tourbillons en deux au point de rattachement. Les mesures de **MOSS** et **BAKER** (1980) vont aussi en ce sens. Ils indiquent en outre que l'intensité turbulente longitudinale $\overline{u^2}$ est plus importante que l'intensité turbulente transversale $\overline{v^2}$. De plus, il est souvent admis que la composante latérale de l'énergie turbulente $\overline{w^2}$ puisse être définie par $\overline{w^2} \approx \frac{\overline{u^2} + \overline{v^2}}{2}$ (derrière une marche descendante ou montante). **CASTRO** et **HAQUE** (1987) trouvent cependant que la composante latérale de la turbulence est du même ordre que la composante transversale. Les mesures du cisaillement

turbulent \overline{uv} indiquent un comportement relativement semblable aux niveaux d'énergie turbulente, tout en restant largement inférieur (10%).

Enfin, les niveaux de turbulence derrière une marche montante (30%) sont nettement supérieurs à ceux rencontrés en aval de la marche descendante (20%) qui eux-mêmes sont plus importants que les valeurs généralement rencontrées dans une couche de mélange libre (typiquement 15%).

1.5 Conclusion

L'étude bibliographique a permis de faire ressortir les principaux phénomènes résultant de l'écoulement au passage de la cavité. Notre géométrie de cavité ainsi que nos conditions expérimentales (allongement élevé et faible nombre de MACH) restent cependant très peu étudiées puisque nous n'avons trouvé, à ce jour, aucun cas se rapprochant de nos conditions expérimentales. Cependant, suivant l'ensemble des recherches effectuées jusqu'à présent, il ressort qu'il y a très peu de chance pour que des oscillations de type aérodynamiques ou bien acoustiques puissent se développer dans notre cavité. On ajoutera que la géométrie de la cavité est très critique car son allongement (7.6) se situe à la limite entre le rattachement de la couche de cisaillement sur le fond de la cavité ou bien au contraire son impact contre le bord aval. Cependant les premiers résultats indiquent que la couche de cisaillement se rattache bien au fond de la cavité et qu'elle peut être qualifiée fermée ou encore peu profonde sans oscillation. Ceci nous a donc poussé à considérer la cavité comme la succession d'une marche descendante suivie d'une marche montante. Enfin, il apparaît que les niveaux de turbulence sont plus importants derrière la marche montante qu'en aval de la marche descendante.

Chapitre 2

Configuration expérimentale et moyens de mesures

Ce deuxième chapitre est consacré à la description du banc expérimental et des principales techniques de mesures et de traitement des données qui nous permettront de mieux comprendre les phénomènes aéroacoustiques se développant dans la cavité.

La soufflerie bas-bruit du CEAT est d'abord présentée, elle sera de nouveau utilisée lors de l'étude aéroacoustique des cylindres (partie III de ce mémoire). On aborde ensuite le positionnement et les caractéristiques de la maquette de la cavité. Les résultats de cette étude préliminaire sont indispensables pour optimiser les formes de la maquette "réelle" de la baignoire du TGV lors de sa conception (partie II). La description des équipements permettant les mesures de vitesse, de fluctuations de pression, du rayonnement acoustique en champ lointain ainsi que la localisation de source clos ce chapitre.

2.1 Description de la soufflerie

La soufflerie bas-bruit du CEAT est de type EIFFEL (Figure I-2.1) et fonctionne en aspiration : la veine d'essais est par conséquent en dépression. Elle est constituée successivement d'une chambre de tranquillisation (possédant filtres et nids d'abeille), d'un convergent suivi de la chambre d'essais et d'un collecteur, d'un conduit, d'ailettes de stabilisation et enfin d'un ventilateur centrifuge entraîné par un moteur. Une brève description de chacun de ces éléments est donnée ci-dessous.

⇒ **chambre de tranquillisation** : elle est équipée de filtres anti-poussières, suivis de nids d'abeilles afin de réduire au maximum les niveaux de turbulence dans l'écoulement : le taux de turbulence en milieu de veine reste inférieur à 1%.

⇒ **convergent** : il mesure 65 cm de long et a une section d'entrée de 128 × 128 cm² et une section de sortie de 32 × 32 cm² (rapport de section de 16). Cette section est aussi celle de la veine d'essais. De fines cornières entourent la section de sortie et permettent de guider l'écoulement en limitant les effets de bords.

⇒ **collecteur** : situé en aval de la maquette (à 1.90 m du convergent), il permet de diminuer fortement les pertes de charges de l'écoulement dues aux changements de section. Son rayon de courbure de 11 cm est apparu trop faible (génération de basses fréquences lors des mesures acoustiques) mais a permis en contrepartie un gain de

vitesse et une diminution des bruits dus à la turbulence créée à l'entrée du conduit de sortie.

⇒ **aillettes de stabilisation** : en forme de profils d'ailes et situées près du moteur, elles permettent de stabiliser l'écoulement et de diminuer, grâce à un traitement acoustique, la propagation du bruit généré essentiellement par les pales et le moteur, lors de sa remontée vers la veine d'essais.

⇒ **ventilateur** : dernier élément de la chaîne, sa roue est équipée de 10 pales et entraînée par courroies par un moteur SUPER DINAIR 9 délivrant une puissance de 25 Cv pour une vitesse de rotation maximale de 1460 tr/min. Le rapport de transmission (moteur/ventilateur) est de 1.71 ce qui autorise une vitesse de rotation du ventilateur de l'ordre de 855 tr/min.

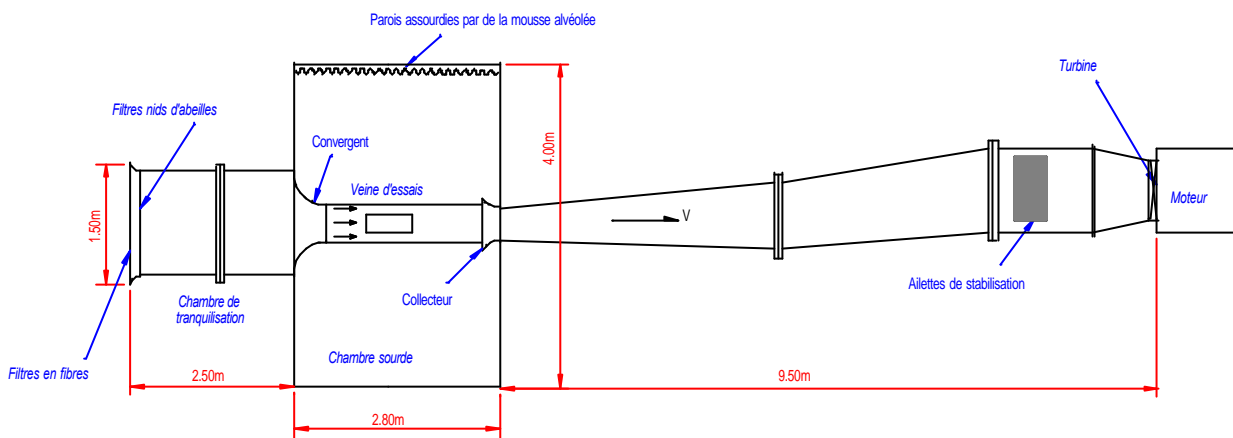


Figure I-2.1 : Schéma général de la soufflerie subsonique semi-anéchoïque.

Les photographies de la Figure I-2.2 précisent le montage général ainsi que le positionnement de la cavité dans la veine d'essais. Le sens de l'écoulement est indiqué par une flèche blanche.

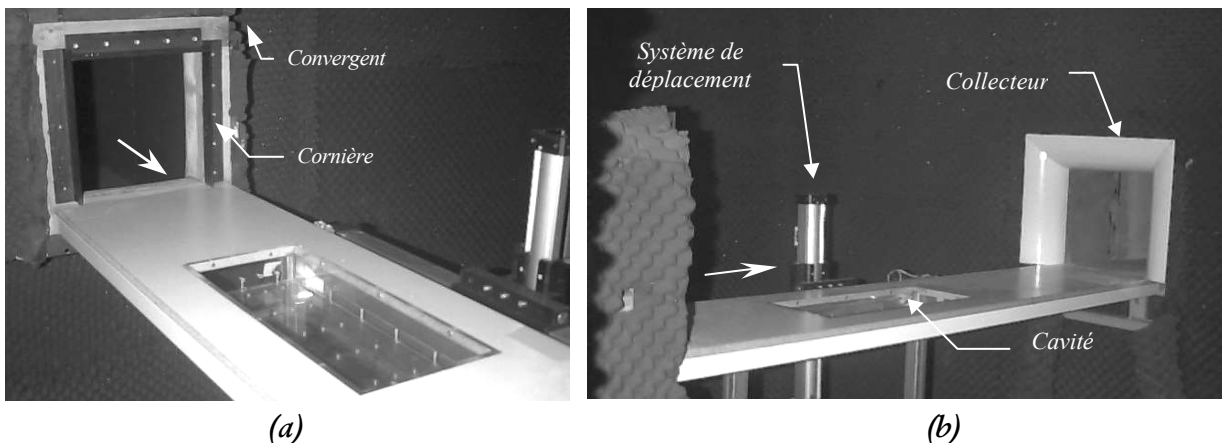


Figure I-2.2 : Photographies du convergent (a) et du collecteur (b) de la veine d'essais.

On s'intéresse maintenant aux caractéristiques acoustiques de la soufflerie avant d'aborder celles de la maquette.

2.2 Caractéristiques acoustiques de la soufflerie

Ce paragraphe rappelle les principales caractéristiques acoustiques de la chambre d'essais. La chambre, assourdie par de la mousse alvéolée, a été caractérisée par **ALEMDAROGLU** (1979) qui précise qu'elle est semi-anéchoï que au-dessus de 100 Hz pour une source de bruit blanc. Seuls, deux pics de haute énergie, liés aux modes propres de résonance de la chambre (respectivement 52 et 88 Hz) apparaissent.

Toutes les mesures se feront avec une vitesse d'écoulement en milieu de veine égale à 32.6 m/s lorsque cela ne sera pas précisé. La densité spectrale du bruit de fond de la soufflerie, estimée à partir d'un microphone $\frac{1}{4}$ pouce placé au-dessus de la veine d'essais, est calculée par un analyseur de spectre en temps réel OROS et présentée sur la Figure I-2.3.

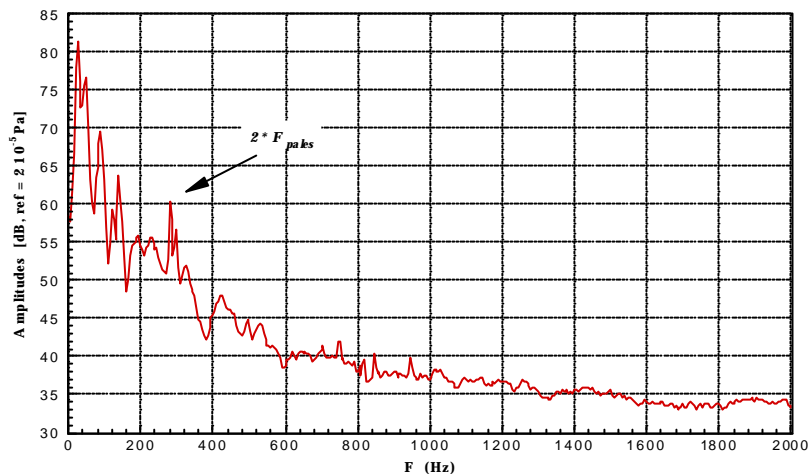


Figure I-2.3 : Densité spectrale du bruit de fond de la soufflerie.

La densité spectrale montre que les niveaux très basses fréquences ($< 100\text{ Hz}$) sont élevés. Seul un pic de l'ordre de 280 Hz se distingue du bruit de fond et correspond à l'harmonique de la fréquence caractéristique du passage des pales (140 Hz). Les fréquences du moteur et de la résonance de la salle sont noyées dans les basses fréquences. Les niveaux de bruit de fond restent acceptables pour des fréquences supérieures à 200 Hz .

2.3 Description de la cavité et de son montage

La cavité est en plexiglas et possède une longueur de 525 mm , une largeur de 218 mm pour une profondeur de 69 mm . Elle est insérée dans une planche en bois de 1.935 m de long (Figure I-2.4) joignant la sortie du convergent avec l'entrée du collecteur. La cavité se situe à 51 cm de la sortie du convergent. Afin de rigidifier l'ensemble, des poutres longitudinales et transversales en aluminium sont placées le long de cette planche. L'ensemble du dispositif et les dimensions sont schématisés sur la Figure I-2.5.

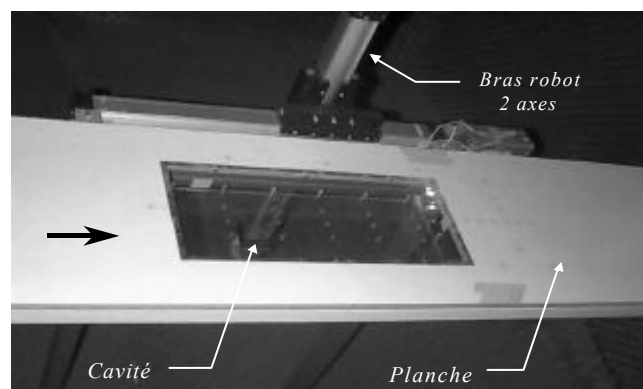


Figure I-2.4 : Insertion de la cavité dans la planche de bois.

Une planche en bois, qui possède les mêmes dimensions que la cavité, autorise des mesures “à vide” (sans cavité) et permet par conséquent de caractériser les phénomènes acoustiques engendrés par la cavité, ceci indépendamment du bruit de fond de la soufflerie.

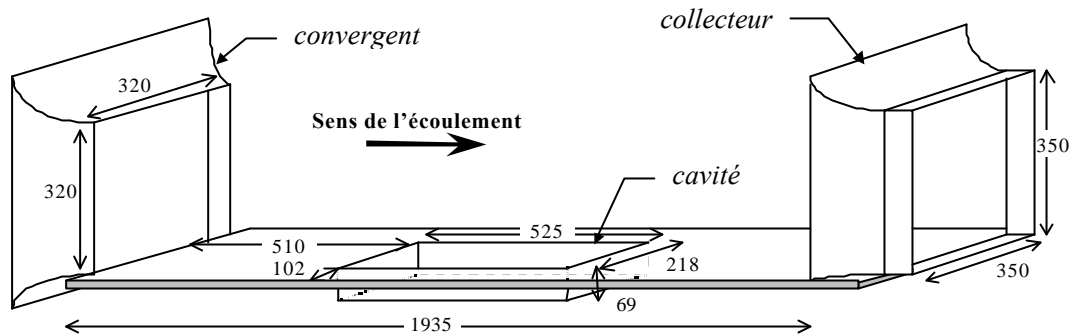


Figure I-2.5 : Montage de la cavité dans la soufflerie.

2.4 Techniques de mesures

Pour mener à bien l'étude aéroacoustique de la cavité nous disposons de microphones $\frac{1}{2}$ pouce autorisant des mesures de pression acoustique en champ lointain, de microphones $\frac{1}{4}$ pouce pour les mesures de pression pariétale instationnaires et enfin de fils chauds simples et doubles pour l'estimation du champ aérodynamique.

2.4.1 Mesures acoustiques par microphone

Les mesures acoustiques sont constituées de mesures de pression acoustique en champ lointain ainsi que de mesures de pression pariétale instationnaire. Celles-ci sont réalisées respectivement au moyen de microphones $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{4}$ de pouce. Ces deux types de microphones sont étalonnés à partir d'un pistonphone (BRUEL & KJAER, type 4220) alimenté par piles qui permet un étalonnage précis (± 0.2 dB) de la sensibilité à 250 Hz en fournissant une pression acoustique nominale de 124 dB par rapport à la référence $2 \cdot 10^{-5}$ N/m².

2.4.1.1 Pression acoustique en champ lointain

Dans le but d'estimer le rayonnement acoustique en champ lointain de la cavité, on dispose de microphones $\frac{1}{2}$ pouce. De marque B&K, ces microphones électrostatiques (de type 4133) possèdent une grande sensibilité (55 mV/Pa) et une grande stabilité. Les microphones utilisés possèdent un petit trou (tube capillaire) à l'arrière permettant d'égaliser la pression statique des deux cotés de la membrane (Figure I-2.6), trou très utile vu la configuration de la chambre (dépression). Ils peuvent fonctionner sur batteries, évitant ainsi tout signal parasite pouvant provenir du réseau électrique.

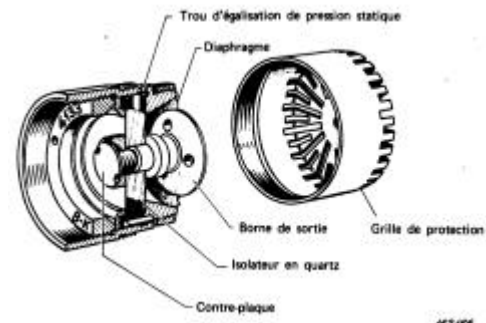


Figure I-2.6 : Coupe d'un microphone de type B&K 4133.

Deux microphones seront utilisés : le premier sera placé au-dessus de la cavité (dans le plan de symétrie) au niveau de la marche aval tandis que le second sera 50 cm devant la cavité (à la

sortie du convergent) et pointé en direction de la cavité. Lorsque cela s'avèrera nécessaire, leur position seront par la suite précisées.

2.4.1.2 Pression pariétale instationnaire

Les capteurs utilisés pour les mesures de pression pariétale sont des microphones électrostatiques $\frac{1}{4}$ pouce de marque AKSUD. Ces microphones ont une sensibilité beaucoup plus faible (1.8 mV/Pa) que les microphones $\frac{1}{2}$ pouce. Cinq microphones seront simultanément utilisés afin de réaliser des mesures de cohérence. Ils sont alimentés par batteries et montés affleurant la paroi. Les visualisations pariétales de l'écoulement ainsi que les simulations numériques ont permis de nous guider dans le choix de l'emplacement de ces microphones qui sont disposés suivant un système de grille. Leurs positions sont précisées sur la Figure I-2.7. Les trous de prise de pression, qui ne comportent pas de microphone, sont obturés par des bouchon en PVC. La position du trou de prise de pression A5 permettra de caractériser la couche limite incidente.

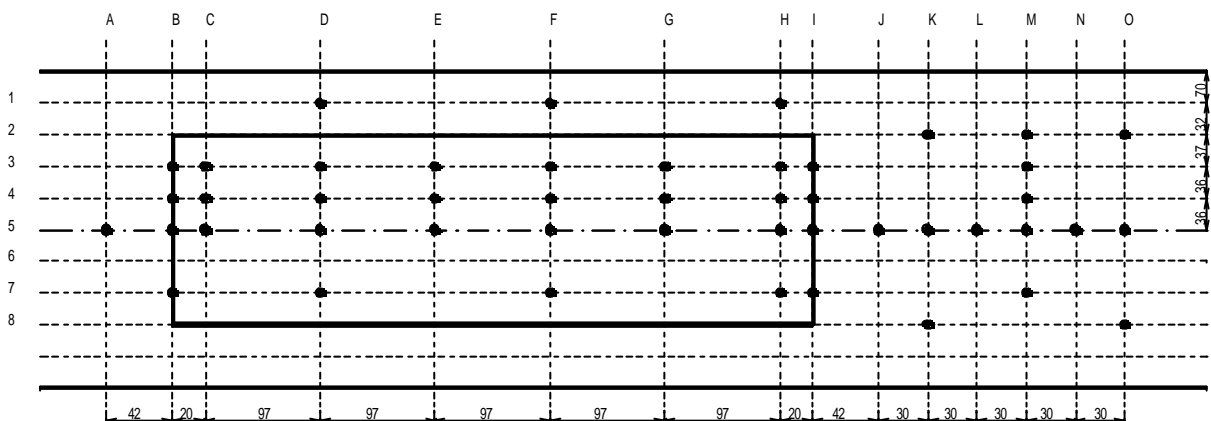


Figure I-2.7 : Position des prises de pression pariétale instationnaire à l'intérieur et autour de la cavité (les lignes B et I représentent les parois verticales amont et aval de la cavité).

2.4.2 Localisation de sources par intensimétrie tridimensionnelle

Afin de pousser plus loin la qualification de la cavité, on utilisera la sonde intensimétrique tridimensionnelle (Figure I-4.8) développée par PATRAT au sein du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers, afin de localiser les principales sources sonores liées au passage de l'écoulement affleurant la cavité.

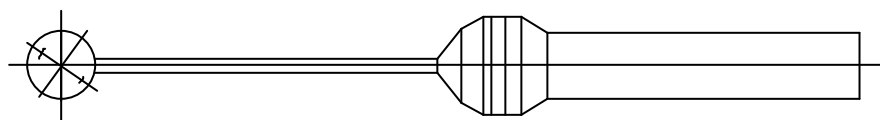


Figure I-4.8 : Sonde intensimétrique 3D à l'échelle $\frac{1}{4}$ (PATRAT, 1994).

2.4.2.1 Principe de la sonde intensimétrique 3D

La sonde se compose d'une sphère de 30 mm de diamètre à la surface de laquelle affleurent six microphones électrostatiques de $\frac{1}{4}$ pouce matérialisant les trois axes d'un repère local de mesure (Figure I-4.9). La sensibilité des microphones est d'environ 10 mV/Pa et leur réponse en amplitude linéaire se situe entre 10 Hz et 10 kHz .

La conception de la sonde repose sur l'idée qu'au lieu de chercher à atténuer les phénomènes de diffraction qui se manifestent sur la sonde, il s'agit ici au contraire de les amplifier de manière connue afin de s'en servir pour restituer la mesure du champ initial non perturbé. Un algorithme basé sur la théorie de la diffraction d'une onde plane progressive autour d'une sphère (**PATRAT & COSTE, 1992**) est appliqué au champ acoustique rayonné par la cavité, bien que celui-ci ne soit pas à priori considéré comme une onde plane. Cependant, l'hypothèse d'onde plane suffit en général pour aborder la majorité des problèmes mais les résultats doivent être interprétés avec précaution.

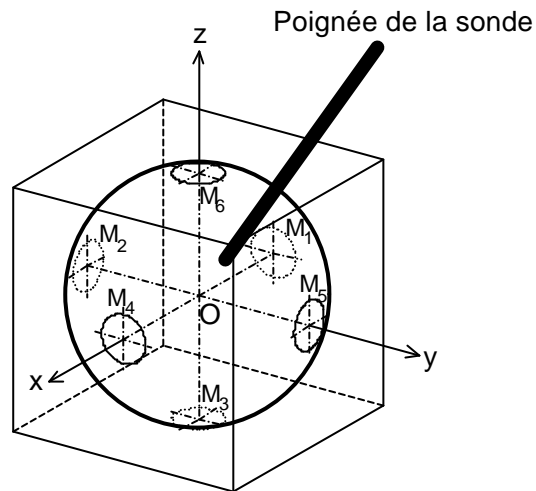


Figure I-4.9 : Disposition des microphones autour de la sphère (PATRAT, 1994).

Les mesures de la pression acoustique des six microphones conduisent à la détermination du vecteur intensité acoustique active pour chaque fréquence considérée. La connaissance complète du champ acoustique au point de mesure nécessite la détermination des trois coordonnées du vecteur intensité acoustique. L'évolution de la direction de l'opposé du vecteur intensité acoustique, en fonction de la fréquence, peut alors être évaluée en bandes fines ou en $1/3$ d'octaves (limitées aux bandes 18 à 37) à travers trois modes de représentation :

- ⇒ tir sur un plan perpendiculaire à l'axe de la sonde : l'intersection du vecteur intensité acoustique avec le plan de projection (i.e. la planche en bois) donne l'emplacement de la source.
- ⇒ cartographie polaire : la source est repérée par deux angles liés à la sonde.
- ⇒ tir sur l'une des faces d'une boîte parallélépipédique puis développement de la boîte.

Les détails peuvent être consultés dans **COSTE (1992)**. Seul le premier type de représentation sera présenté par la suite car la reproduction des autres représentations s'avère moins lisible.

2.4.3 Mesures aérodynamiques par anémométrie à fil chaud

Ce paragraphe explique le principe général de l'anémométrie à fil chaud ainsi que les méthodes d'étalonnage et de dépouillement des données qui lui sont associées. Deux types de sondes ont été utilisées : une sonde simple et une sonde double à fils croisés. La première permet de réaliser des mesures du module de la vitesse avec une relative facilité tandis que la seconde

donne deux composantes de la vitesse et nécessite un étalonnage ainsi qu'un dépouillement plus délicats.

2.4.3.1 Historique

A la fin du siècle dernier (1894), **WEBER** a suggéré d'utiliser les lois du transfert de chaleur entre un fil fin chauffé électriquement et un écoulement pour déterminer la vitesse de celui-ci. Dès 1914, après des études systématiques, **KING** définit le fil chaud en tant qu'instrument de mesure de la vitesse d'un écoulement.

2.4.3.2 Principe de l'anémométrie à fil chaud

Le principe de l'anémométrie à fil chaud repose sur le transfert de chaleur d'un fil (ou plusieurs) chauffé et placé dans un écoulement. La quantité de chaleur transférée du fil au fluide dépend des propriétés du fluide (masse volumique, viscosité, conductivité thermique, chaleur spécifique, ...) des paramètres liés à l'écoulement (vitesse, température, pression, ...), des propriétés physiques du fil (diamètre, longueur, matière, ...) ainsi que de son orientation. Outre le refroidissement par conduction, rayonnement et convection libre, la convection forcée reste le phénomène le plus important pour le refroidissement du fil. Nous utiliserons des anémomètres à température constante (CTA) pour mesurer la vitesse de l'écoulement car ils sont peu sensibles aux fluctuations de température. Ce procédé permet de détecter des phénomènes dont la fréquence peut aller jusqu'à 10 kHz . Le transfert de chaleur est caractérisé par le nombre sans dimension de NUSSELT (N_u) qui dépend de six autres nombres sans dimension :

$$N_u = f(R_e, M_a, K_n, T_f/T_a, G_r, P_r) \quad (\text{I-2.1})$$

où R_e représente le nombre de REYNOLDS qui caractérise l'écoulement autour du fil, M_a le nombre de MACH qui exprime les effets de compressibilité, K_n le nombre de KNUDSEN qui caractérise les effets de raréfaction de l'air (il n'intervient qu'aux faibles pressions), T_f/T_a le rapport de la température du fil sur celle de l'écoulement, P_r le nombre de PRANDTL qui définit la nature de l'écoulement et enfin G_r le nombre de GRASHOF qui donne l'influence des forces de pesanteur sur l'écoulement et l'échange thermique (il n'intervient qu'aux faibles vitesses).

Les deux paragraphes suivant sont consacrés à la description des sondes simple et double et exposent en quelques lignes les principales caractéristiques de ces deux techniques. Pour plus de détails, le lecteur est invité à se reporter à **BRUUN** (1995) qui constitue un ouvrage de référence en la matière.

2.4.3.3 Sonde simple

Les sondes simples (1 fil) sont utilisées pour mesurer la composante instantanée de la vitesse dans la direction de l'écoulement moyen. Après quelques rappels permettant de lier le transfert de chaleur du fil au fluide avec la vitesse de l'écoulement, le comportement d'une sonde simple est discuté. Le traitement mathématique du transfert de chaleur est difficile et des lois ont été proposées par différents auteurs. La loi d'équilibre thermique d'un fil chaud a été formulée semi-empiriquement sous une forme liant le nombre de NUSSELT et le nombre de REYNOLDS (formé à partir des dimensions du fil et de la vitesse caractéristique de l'écoulement) :

$$N_u \left(\frac{T_f + T_a}{2T_a} \right)^m = a + b R_e^n \quad (\text{I-2.2})$$

avec $Re = \frac{rD}{m} V_{eff}$ le nombre de REYNOLDS caractéristique, T_f la température du fil, T_a la

température du fluide, V_{eff} la vitesse effective de refroidissement du fil et a , b , m et n des paramètres fonctions de T_a . Pour un fil chauffé à une température constante en écoulement isotherme, incompressible, la loi prend une forme générale connue sous le nom de loi de **KING** :

$$E^2 = A + B V_{eff}^n \quad (\text{I-2.3})$$

où E est la tension aux bornes du fil et A , B et n sont des constantes déterminées lors de l'étalonnage de la sonde. Lors des mesures, des fils de diamètre (D) de $5 \mu m$, de longueur (ℓ) $1.5 mm$ porté à une température constante de $250^\circ C$ seront utilisés.

2.4.3.3.1 Etalonnage de la sonde simple

L'étalonnage consiste à mesurer les valeurs de la tension E en fonction des différentes valeurs de la vitesse V_{eff} , connue a priori par tube de PITOT. A partir de la connaissance des paramètres E et V_{eff} , on détermine les coefficients A , B et n par régression linéaire. La puissance n se situe en général aux alentours de 0.5 bien que **COLLINS** et **WILLIAMS** (1959) aient montré expérimentalement que lorsque le diamètre du fil est de $5 m$ et que le nombre de REYNOLDS (basé sur le diamètre du fil) est compris entre 0.02 et 45 (comme dans notre configuration), n était égal à 0.45 .

Deux types d'étalonnage ont été effectués : le premier consiste à placer l'axe de la sonde parallèle à la direction principale de l'écoulement tandis que dans le second cas, l'axe est perpendiculaire. Dans les deux cas, la sonde est placée dans le col d'un tube de VENTURI d'une soufflerie DISA 55A60. La différence de pression ΔP entre la grande section et le col, mesurée par un micro-manomètre FURNESS FC012, est reliée à la vitesse V dans la section de mesure par la formule classique de BERNOULLI. La tension aux bornes du fil délivrée par l'anémomètre est mesurée par un voltmètre KEITHLEY 175A. Un exemple d'étalonnage de deux sondes simples, dont l'axe de la première est placée parallèlement à la direction de l'écoulement et celui de la seconde perpendiculairement, est donné sur la Figure I-2.10. Cette figure permet de mettre en évidence l'influence des broches en montrant comment la composante latérale de la vitesse (W) agit sur celles-ci. Il existe de nombreuses méthodes pour étalonner un fil chaud qui dépendent essentiellement de ce que l'on souhaite mesurer. On rappelle néanmoins que pour les mesures de faibles vitesses la loi de **KING** n'est pas valable puisque la convection naturelle devient importante.

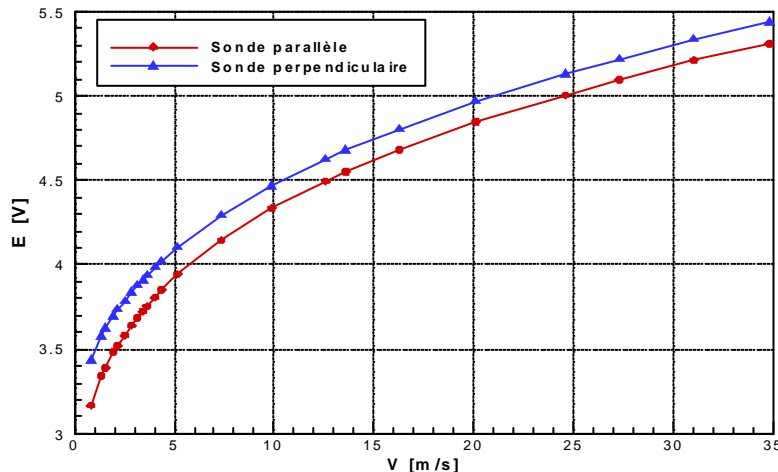


Figure I-2.10 : Exemple de courbes d'étalonnage d'une des sondes simples utilisées.

2.4.3.3.2 Vitesse effective de refroidissement du fil

Il est généralement accepté que le fil réponde principalement aux variations du vecteur vitesse \vec{V} , défini dans un repère attaché à la sonde (Figure I-2.11). Les axes x et y sont contenus dans le plan des broches de la sonde. Pour plus de clarté, les angles du vecteur vitesse ne sont pas dessinés. Le vecteur vitesse \vec{V} peut se décomposer en trois composantes où U est la vitesse longitudinale (i.e. normale), V la vitesse transversale (i.e. tangentielle) et W la vitesse latérale (i.e. binormale). Si la sensibilité du fil chaud était identique dans les trois directions de l'écoulement, la vitesse de refroidissement serait égale au module du vecteur vitesse :

$$\tilde{V} = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2} \quad (\text{I-2.4})$$

Cependant, la réponse du fil est différente suivant les trois directions car fortement influencée par la direction de l'écoulement. En particulier, la sensibilité à la composante tangentielle est très faible. L'équation de **JORGENSEN** permet de traduire ces différences :

$$V_{eff}^2 = U^2 + k^2 V^2 + h^2 W^2 \quad (\text{I-2.5})$$

où les valeurs k et h sont des coefficients sensibles à l'inclinaison du vecteur vitesse par rapport à la sonde et qui prennent les valeurs typiques 0.2 et 1.05 (pour une sonde standard). Finalement, en prenant en compte ces considérations, l'équation I-2.5 se réduit à :

$$\tilde{V} = V_{eff} \approx \sqrt{U^2 + W^2} \quad (\text{I-2.6})$$

La combinaison de cette équation avec l'équation I-2.4 constituent une manière d'estimer la vitesse de l'écoulement dans lequel est plongé la sonde. Il faut bien sûr rester très critique lorsqu'on fait des mesures fil chaud. Comme le montre la Figure I-2.11, les effets de broches peuvent avoir, suivant l'orientation de la sonde par rapport à la direction de l'écoulement, une influence considérable voire même être à l'origine de vibrations (lâcher de tourbillons alternatifs par les broches) pouvant entraîner des variations dans la résistance électrique du fil et générer ainsi un signal parasite.

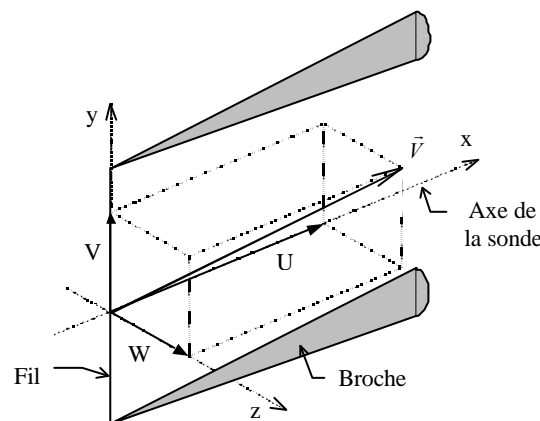


Figure I-2.11 : Repère associé au fil chaud et vitesses correspondantes (d'après BRUUN, 1995).

Les broches sont en outre un facteur de refroidissement de l'extrémité du fil et pour cette raison, il est généralement admis que la composante de la vitesse W joue un rôle prépondérant dans la tension mesurée aux bornes de la sonde. Il est donc important de s'assurer de la bonne mise en position de la sonde dans l'écoulement avant toute expérimentation.

2.4.3.4 Sonde double

On décrit dans ce paragraphe les caractéristiques liées à l'utilisation des sondes doubles (ou croisées) pour mesurer deux composantes instantanées de la vitesse dans un écoulement. Il sera fait l'hypothèse que le plan, dans lequel se trouvent les deux composantes de la vitesse (i.e. les fils de la sonde), contient aussi la direction de l'écoulement moyen (i.e. l'axe de la sonde est aligné suivant la direction principale de l'écoulement).

2.4.3.4.1 Estimation de la vitesse effective

Les notations utilisées sont précisées sur la Figure I-2.12 : \tilde{V} est le module du vecteur vitesse et \mathbf{j} l'angle d'incidence de l'écoulement par rapport à l'axe de la sonde. On négligera par la suite la composante W de la vitesse qui est petite comparée aux deux autres composantes de la vitesse (U et V).

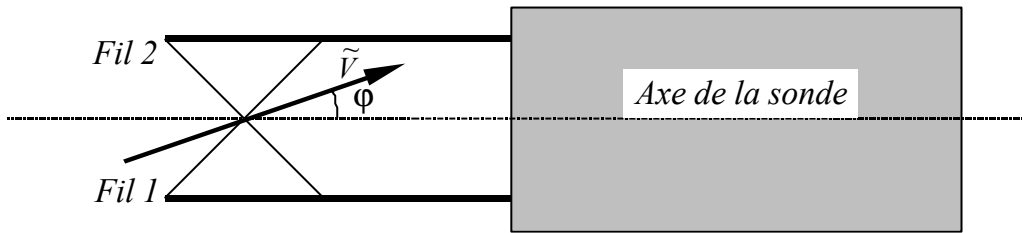


Figure I-2.12 : Vitesse et angle de l'écoulement pour une sonde double.

La vitesse effective de refroidissement V_{eff} du fil est maintenant définie par

$$V_{eff} = \tilde{V} f(\mathbf{j}) \quad (\text{I-2.7})$$

où f est la fonction qui caractérise la sensibilité directionnelle du fil. Il existe de nombreuses expressions analytiques de cette fonction proposées par de nombreux auteurs (BRUUN, 1995). Les réponses simultanées des deux fils s'écrivent alors

$$\begin{cases} E_1 = F'_1(U, V) \\ E_2 = F'_2(U, V) \end{cases} \quad \text{ou encore} \quad \begin{cases} E_1 = F_1(\tilde{V}, \mathbf{j}) \\ E_2 = F_2(\tilde{V}, \mathbf{j}) \end{cases} \quad (\text{I-2.8})$$

Nous adopterons la méthode dite de "l'angle effectif" consistant à déterminer le module et l'angle d'incidence (BRUUN). Le calcul des composantes U et V de la vitesse est alors déduit des simples relations

$$\begin{cases} U = \tilde{V} \cos \mathbf{j} \\ V = \tilde{V} \sin \mathbf{j} \end{cases} \quad (\text{I-2.9})$$

Cette méthode consiste à évaluer pour chaque couple (E_1, E_2) mesuré le couple (U, V) correspondant. Le traitement se fait alors directement sur les signaux des composantes de la vitesse¹.

¹ Cette nouvelle formulation, qui ne fait pas appel aux formules classiques de la loi de KING établies au paragraphe § 2.4.3.3, permet de tenir compte de la direction du vecteur vitesse.

2.4.3.4.2 Etalonnage de la sonde double

La procédure d'étalonnage de la sonde double est légèrement plus fastidieuse que celle de la sonde simple. Pour pouvoir appliquer les relations établies au paragraphe précédent, il est nécessaire d'établir l'unicité de la relation entre (E_1, E_2) et (\tilde{V}, \mathbf{j}) ou (U, V) sur les domaines angulaires et les vitesses étudiés. Cette unicité de la solution pour une sonde croisée standard (du type de celle que nous utiliserons, DANTEC 55P61) a été démontrée par **BRUNN et AL.** (1990) pour des incidences \mathbf{j} comprises entre -45° et $+45^\circ$.

La soufflerie DISA 55A60 est à nouveau utilisée pour étalonner la sonde suivant les paramètres de vitesse ($3 < \tilde{V} < 40 \text{ m/s}$) et d'angle ($-60 < \mathbf{j} < 60^\circ$ par pas de 10°). Pour chaque vitesse, on fait varier l'angle et on mesure le couple (E_1, E_2) correspondant. On obtient alors la carte d'étalonnage présentée sur la Figure I-2.13.

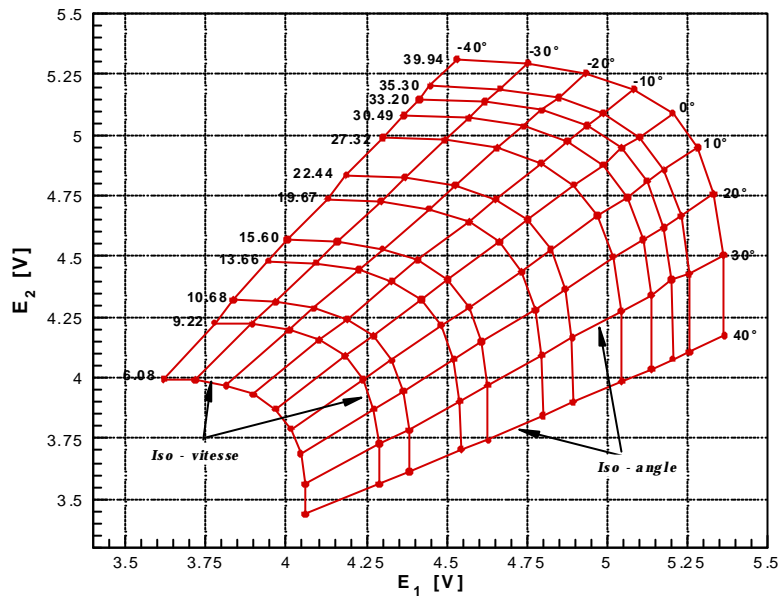


Figure I-2.13 : Carte d'étalonnage d'une sonde double (vitesse en m/s et angles en degrés)
 · : étalonnage \mathfrak{A} : approximation polynomiale.

2.4.3.4.3 Vitesse de refroidissement du fil

Inspiré des recherches d'**OSTER** et **WYGNANSKI** (1982), on approche le module de la vitesse \tilde{V} et l'angle d'incidence \mathbf{j} par deux polynômes d'ordre 3 en E_1 et E_2 :

$$\begin{cases} \tilde{V} = a_1 E_1^3 + a_2 E_1^2 E_2 + a_3 E_1 E_2^2 + \dots + a_8 E_1 + a_9 E_2 + a_{10} \\ \mathbf{j} = b_1 E_1^3 + b_2 E_1^2 E_2 + b_3 E_1 E_2^2 + \dots + b_8 E_1 + b_9 E_2 + b_{10} \end{cases} \quad (\text{I-2.10})$$

Les 20 coefficients du polynôme sont calculés par approximation de surface, au sens des moindres carrés. La limitation du domaine angulaire à $[-40, 40]$ degrés permet d'obtenir des incertitudes sur U inférieures à 2 % et inférieures à 4 % sur V . Cette méthode, très robuste, présente l'avantage important de permettre un traitement rapide des données. Le seul inconvénient majeur réside dans le fait qu'elle ne permet pas de détecter si effectivement le couple (E_1, E_2) mesuré entraîne un couple (\tilde{V}, \mathbf{j}) qui est bien situé dans le domaine. Afin de s'en affranchir lors du traitement des données, une condition sur (E_1, E_2) permet de s'assurer que le couple (\tilde{V}, \mathbf{j}) calculé se trouve effectivement dans le domaine $[-40, 40]$ degrés (**TUTU & CHEVRAY**, 1975). De même que pour l'incidence, une condition sur le module de la vitesse ($0 < \tilde{V} < 50 \text{ m/s}$) permet

de s'assurer de la validité du calcul. Ces problèmes typiques peuvent notamment apparaître dans des zones où l'écoulement moyen est faible ou fortement turbulent.

2.4.3.4 Problèmes liés à l'utilisation de sondes doubles

On a discuté dans le cas d'une sonde simple (paragraphe § 2.4.3.3.1 et 2.4.3.3.2) des problèmes liés aux interférences générées par les broches. A ces problèmes se rajoutent, dans le cas d'une sonde double, les problèmes de sillage thermique d'un fil par rapport à l'autre (**GUITTON & PATEL**, 1969) qui sont importants pour les faibles vitesses. Les sondes doubles comportent quatre broches de longueurs différentes et qui par conséquent n'agissent pas de la même façon. **WYGNASKI** et **HO** (1978) observent une dépendance sinusoïdale de la vitesse effective : en fait cette dépendance est causée par le lâcher tourbillonnaire de la broche la plus longue qui interagit avec le fil provoquant en même temps un déficit de vitesse sur l'autre extrémité du fil.

2.4.3.5 Système de déplacement des sondes anémométriques

Afin d'estimer le champ aérodynamique en de nombreux points de l'espace (autour et à l'intérieur la cavité), les sondes fil chaud sont placées sur un système de déplacement bidimensionnel (**CHARLY ROBOT**) commandé par l'intermédiaire d'un ordinateur de type PC. Ce système permet de déplacer la sonde automatiquement dans les directions longitudinale et verticale, avec une précision de l'ordre de cinq centièmes de millimètre. La prospection dans les différents plans transversaux est réglée manuellement en déplaçant le bras fixé à l'axe vertical du système. L'ensemble est montré sur la Figure I-2.14.

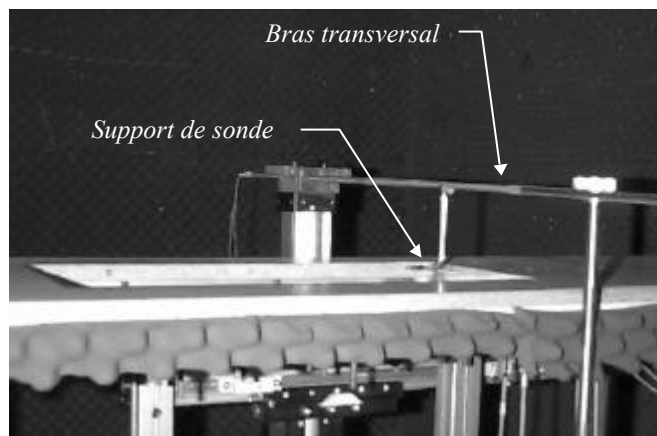


Figure I-2.14 : Système de déplacement bidimensionnel des sondes anémométriques.

Ce système permet, en outre, d'adapter soit les sondes simples parallèlement ou bien perpendiculairement à l'écoulement soit les sondes doubles à fils croisés. Comme l'indique la Figure I-2.15, le coude du support de la sonde anémométrique ne permet pas d'inspecter l'intérieur aval de la cavité (zone du tourbillon de pied).

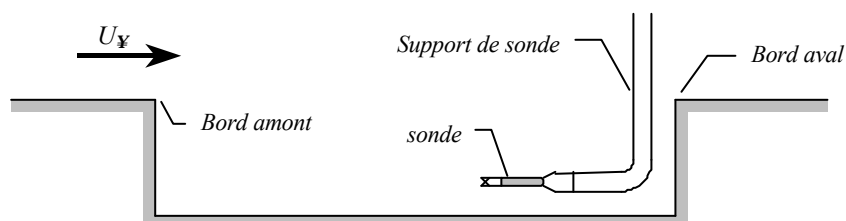


Figure I-2.15 : Insertion du support de la sonde dans la cavité.

2.4.4 Acquisitions et traitements des données

L'acquisition et le traitement des données se fait à partir de deux équipements différents permettant soit d'archiver puis de traiter en différé les données d'acquisition soit d'analyser les signaux en temps réel. L'ensemble est schématisé sur la Figure I-1.16.

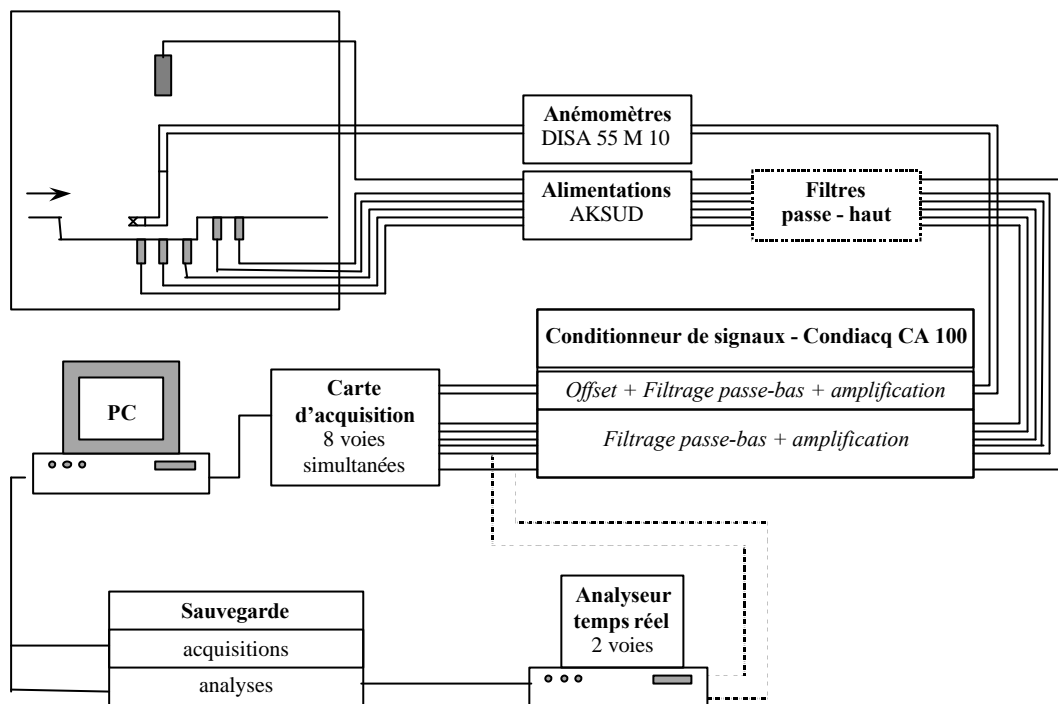


Figure I-1.16 : Schéma de la chaîne de mesure complète (LAZURE, 1997).

La première technique consiste, à partir de programmes en TURBO-PASCAL, à piloter le bras robot 2 axes et acquérir les signaux électriques délivrés soit par les anémomètres (sondes fil chaud) soit par les capteurs de pression (microphones). Pour ce faire, les signaux sont, dans un premier temps, filtrés au moyen de CONDIACQ² CA100 afin de respecter le critère de SHANNON lors de l'analyse de FOURIER. Une fréquence de coupure de 2 kHz a été adoptée car elle est apparue la plus adéquate pour la plupart des acquisitions. Les signaux sont ensuite amplifiés (voie par voie via le CONDIACQ) pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit lors de la conversion analogique/numérique : les signaux occupent alors le maximum de la plage d'acquisition de la carte. La carte d'acquisition est une COMPUTERBOARDS CIO-DAS16/330 qui, placée en aval d'un échantillonneur-bloqueur, permet un échantillonnage simultané de 8 voies. Le traitement des signaux est alors réalisé à l'aide d'un ordinateur de type PC par des programmes en TURBO-PASCAL, FORTRAN ou encore MATLAB.

La seconde technique d'analyse consiste à utiliser un analyseur de spectre en temps réel. Ce deuxième équipement permet un gain de temps important dans le traitement des données, mais a l'inconvénient de ne comporter que 2 voies et ne peut recevoir que des signaux provenant de transducteurs linéaires. On utilisera uniquement ce matériel avec les microphones en champ lointain et en paroi. Les moyennes de la plupart des acquisitions contiendront 64 enregistrements de 1024 échantillons chacun.

² Le CONDIACQ permet aussi d'imposer un décalage offset (pour éliminer la composante continue), décalage indispensable lors des mesures aux fils chauds afin d'avoir la meilleure dynamique possible.

Chapitre 3

Approche numérique : simulations tridimensionnelles de l'écoulement affleurant la cavité

L'objectif principal de cette étude numérique est de fournir une description relativement complète de l'écoulement dans la cavité de façon à prévoir l'instrumentation de la cavité lors de l'étude expérimentale.

Après quelques rappels concernant le maillage de calcul et les conditions aux limites utilisées, on simule dans un premier temps l'écoulement affleurant la cavité. Dans un second temps, comme il a été mentionné lors de l'étude bibliographique, on décompose la cavité en une marche descendante suivie d'une marche montante. Ces simulations, essentiellement tridimensionnelles, sont comparées aux résultats des simulations bidimensionnelles de l'écoulement.

3.1 Simulations de la cavité

Nous présentons dans ce paragraphe la méthode utilisée pour simuler numériquement l'écoulement affleurant la cavité. Le principe général des simulations numériques d'écoulements turbulents est donné à l'annexe I-A de cette partie. Un des résultats les plus attendus des calculs numérique est le rattachement ou non de l'écoulement sur le fond de la cavité. Toutes les simulations sont menées avec le code de calcul FLUENT qui utilise la méthode des volumes finis. On présente d'abord le maillage du domaine de calcul après quoi on aborde les conditions aux limites imposées sur les différentes parois du domaine. Les calculs sont réalisés sur station de travail ALPHA 500.

3.1.1 Maillage du domaine de calcul

Compte tenu de la symétrie de la cavité, les calculs sont réalisés sur une moitié de l'espace. Le domaine de calcul (Figure I-3.1) est divisé en trois régions suivant l'axe x , deux suivant l'axe y et deux suivant l'axe z avec un total de 126000 cellules (réparties comme suit : 90 70 20). Ses dimensions physiques (1535 389 211 mm) sont choisies de façon à se rapprocher le plus des conditions expérimentales. Celles de la cavité valent 525 69 109 mm. Le domaine de calcul correspondant aux simulations bidimensionnelles comportent 26250 cellules (150 175) et ses dimensions sont identiques à celles correspondant aux simulations tridimensionnelles avec l'axe z

supprimé (soit $1535 \sim 389 \text{ mm}$). La bonne représentation de la structure de l'écoulement étant conditionnée par la finesse du maillage, les tailles des mailles sont uniformes dans toutes les directions excepté dans les zones proches des parois, dans les zones comportant de forts gradients et lorsque l'on passe d'une région à l'autre où elles sont resserrées. Les équations de NAVIER-STOKES (incompressible et stationnaire) sont résolues sur un maillage structuré : l'orthogonalité des lignes du maillage simplifie les équations régissant l'écoulement et leurs méthodes de résolution. Chaque cellule (ou volume de contrôle) est hexaédrique et peut être repérée par trois indices (i, j et k). Toutes les équations sont résolues au centres des volumes de contrôle et les valeurs aux frontières de ces volumes sont estimées par interpolation avec un schéma au second ordre.

Le couplage pression-vitesse est estimé au moyen de l'algorithme SIMPLEC. La fermeture des équations est obtenue au moyen d'un modèle de turbulence k- ϵ associé à une loi de paroi du type non-équilibré (LAUNDER & SPALDING, 1974). Cette dernière permet de calculer les caractéristiques de l'écoulement se situant entre la paroi (où les effets visqueux sont prépondérants) et la première maille normale à la paroi (voir l'annexe I-A). Enfin, le calcul est convergé lorsque la somme des résidus de l'ensemble des variables calculées est inférieur à 10^{-3} .

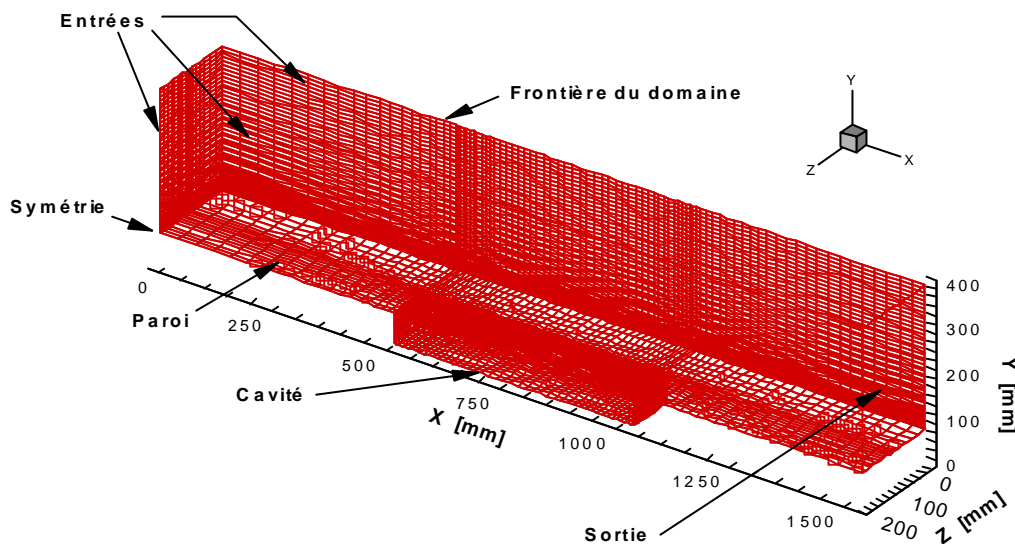


Figure I-3.1 : Domaine de calcul, maillage et conditions aux limites des simulations.

3.1.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont indiquées sur la Figure I-3.1. On distingue :

⇒ **la condition d'entrée** : on impose en entrée une vitesse moyenne longitudinale de 32.6 m/s , les autres composantes étant mises à zéro. Cette vitesse longitudinale est aussi imposée sur les frontières supérieure et latérale du domaine simulant un écoulement extérieur infini (à l'identique des conditions expérimentales). Les grandeurs statistiques de la turbulence sont imposées sous la forme d'un taux de turbulence associé à une longueur caractéristique de la géométrie du problème. L'intensité de turbulence à l'entrée du domaine est choisie égale à 1.5% et la longueur caractéristique égale à la profondeur de la cavité (69 mm).

⇒ **la condition de parois** : les conditions en parois (ou murs) imposent à la vitesse d'être nulle (condition de non-glissement), il en va de même pour les grandeurs turbulentes.

⇒ la condition de symétrie : afin de limiter le nombre total de maille, une condition de symétrie est appliquée sur la frontière inférieure du domaine.

⇒ la condition de sortie : enfin, la condition de sortie impose à la turbulence d'être pleinement développée. La sortie du domaine est en conséquence placée assez loin en aval de la cavité (environ $7.3d$) afin de respecter cette condition.

3.1.3 Résultats numériques

Les résultats du champ aérodynamique moyen sont d'abord examinés après quoi on aborde les grandeurs turbulentes. On ne s'intéresse qu'à une moitié de cavité, l'écoulement complet étant obtenu par symétrie. Les résultats que nous présentons, dans les différentes configurations géométriques, sont les plus convenables que nous ayons simulés.

3.1.3.1 Champ aérodynamique moyen

Les premiers résultats concernent évidemment le rattachement ou non de la couche de cisaillement à l'intérieur de la cavité. Les vecteurs vitesses ainsi que les lignes de courant sont tracés dans le plan de symétrie (Figure I-3.2).

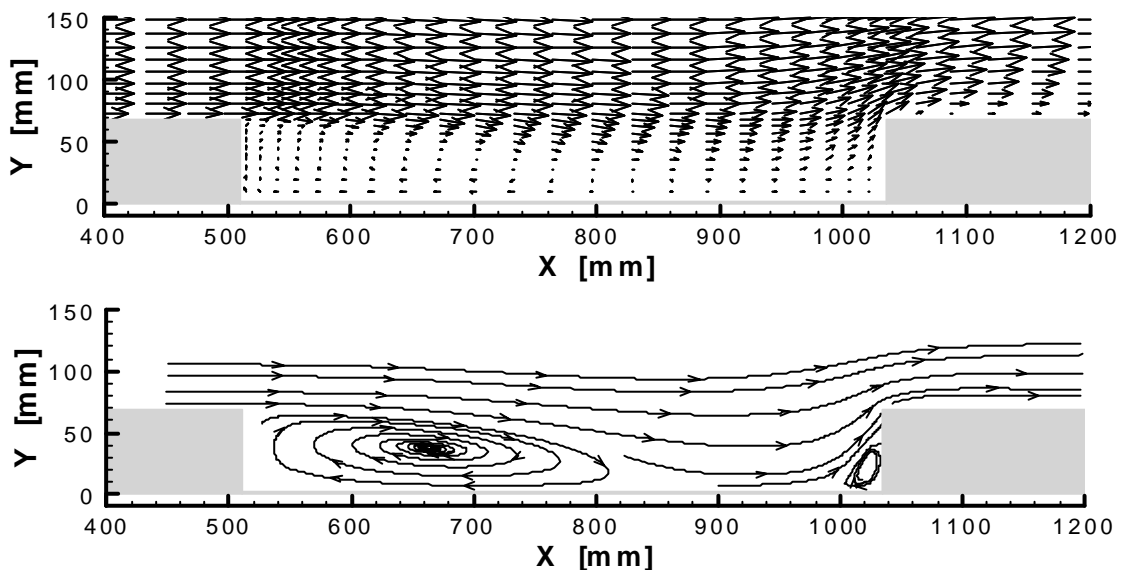


Figure I-3.2 : Vecteurs vitesses et lignes de courant dans le plan de symétrie de la cavité.

On observe que le modèle $k-\epsilon$ prévoit le rattachement de l'écoulement sur le fond de la cavité ainsi qu'une très légère recirculation juste au-dessus de la marche aval. Cette seconde recirculation est due à l'impact de l'écoulement contre la paroi verticale aval créant un jet vertical atteignant une vitesse de l'ordre de $0.65 U_{\infty}$. Malgré tout, cette recirculation reste très "aplatie". En examinant de plus près la première maille (à 0.9 mm de la paroi), on s'aperçoit qu'en fait l'écoulement ne rattache pas : il existe une remontée de l'écoulement, à la vitesse de 0.03 m/s au point d'impact virtuel, depuis la paroi verticale aval jusqu'à la paroi verticale amont. Ce phénomène, qui est impossible dans cette configuration, est attribué à un manque de précision de la loi de paroi dans l'évaluation des caractéristiques de l'écoulement en proche paroi. Un des moyens d'y remédier serait d'adapter le maillage à la paroi, c'est-à-dire diminuer la distance normale à la paroi de la première maille ou encore de discrétiser plus finement le domaine, sous réserve de l'augmentation de la mémoire de la station de travail utilisée. Outre ce phénomène, si l'on considère la deuxième maille du domaine (à 2.5 mm de la paroi), l'écoulement rattache au fond de

la cavité en x_{r1} créant une première recirculation dont la vitesse inverse maximale atteint 22% de celle de l'écoulement extérieur (**MOSS & BAKER** (1980) prévoient 20% dans le cadre de leur marche descendante) puis se sépare du fond de la cavité d'une distance x_s devant la paroi verticale aval avant de rattacher à nouveau derrière la marche aval en x_{r2} . Les cotes de rattachement et de séparation des simulations bidimensionnelles et tridimensionnelles sont résumées dans le Tableau I-3.1.

	<i>Simulation 2D</i>	<i>Simulation 3D</i>
x_{r1}	$5.54d$ (382 mm ± 8 mm)	$4.61d$ (318 mm ± 15 mm)
x_s	$0.44d$ (30 mm ± 10 mm)	$0.44d$ (30 mm ± 10 mm)
x_{r2}	$0.58d$ (40 mm ± 10 mm)	$1.45d$ (100 mm ± 10 mm)

Tableau I-3.1 : Abscisses des rattachements et séparations de l'écoulement (plan médian).

Suivant la bibliographie, la côte x_{r1} est légèrement surestimée probablement à cause d'une sous-estimation de la viscosité turbulente dans la zone de cisaillement. De ce fait, la côte x_{r2} est légèrement sous-estimée. Néanmoins, la séparation de l'écoulement à l'intérieur de la cavité reste correcte et la vitesse inverse maximale du tourbillon de pied est de l'ordre de 8% de la vitesse de l'écoulement extérieur (5% pour la marche montante de **MOSS & BAKER**).

La recirculation aval comporte, quant à elle, des vitesses inverses approchant 15% de celle de l'écoulement extérieur contre 20% pour la marche montante de **MOSS** et **BAKER**. Cependant, les caractéristiques de la structure de l'écoulement n'ont pas été reproduites avec fidélité car la hauteur de la recirculation est très faible (7 mm environ). Ceci est attribué aux mauvaises estimations des caractéristiques de l'écoulement obtenues à la première maille. L'utilisation du modèle RNG- $k\epsilon$, normalement mieux adapté à ce type d'écoulement, n'a pas donné satisfaction en prévoyant une recirculation couvrant toute la partie interne de la cavité.

La Figure I-3.3 permet, par une représentation tridimensionnelle des vecteurs vitesse en paroi, de mieux se rendre compte de la complexité de la structure de l'écoulement essentiellement au niveau du bord aval.

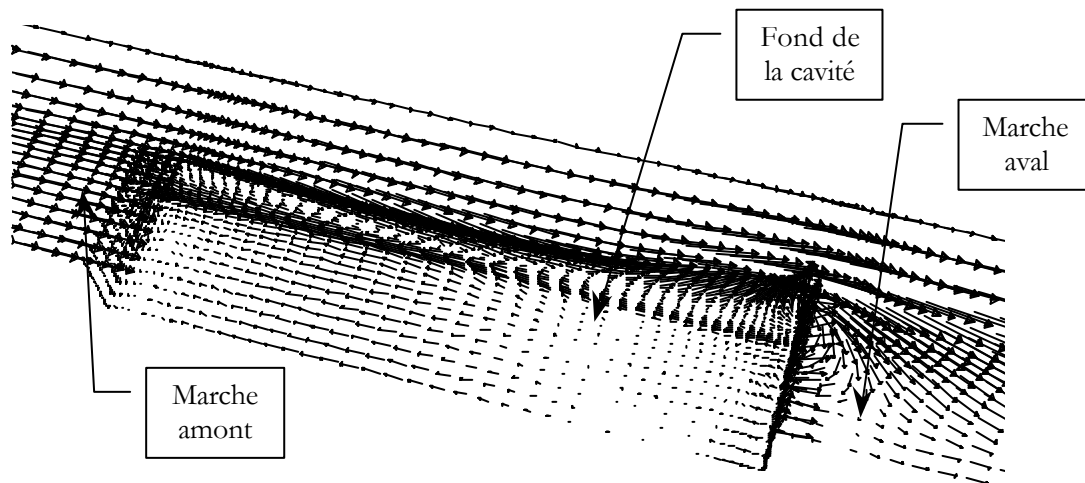


Figure I-3.3 : Vitesse moyenne le long des parois de la cavité.

Suite à cette rapide présentation de l'écoulement moyen dans la cavité, on peut s'attendre à avoir essentiellement deux zones de turbulence : la première située dans la recirculation amont et la seconde, plus intense (du fait de l'importance du jet verticale), au niveau de la recirculation aval.

3.1.4 Grandeurs turbulentes

L'énergie cinétique turbulente (calculée suivant la formule I-4.3) et la dissipation sont élevées dans les deux couches cisillées, les maxima (Tableau I-3.2) apparaissant au-dessus de la marche aval. Malgré les quelques différences apparues dans les caractéristiques des recirculations, les grandeurs turbulentes des deux calculs sont très proches l'une de l'autre.

<i>Simulation 2D</i>	<i>Simulation 3D</i>
$k_{max} \gg 156.6 \text{ m}^2/\text{s}^2$	$k_{max} \gg 149.2 \text{ m}^2/\text{s}^2$
$I_{max} \gg 54\%$	$I_{max} \gg 53\%$
$\epsilon_{max} \gg 2.1 \cdot 10^5 \text{ m}^2/\text{s}^3$	$\epsilon_{max} \gg 3.4 \cdot 10^5 \text{ m}^2/\text{s}^3$

Tableau I-3.2 : Caractéristiques de la turbulence et de la dissipation.

3.2 Simulations des marches descendante et montante

On sépare maintenant les bords amont et aval la cavité de façon à les rendre complètement "indépendants"¹ lors du calcul. On simule, dans un premier temps, la marche descendante après quoi, dans un second temps, on extrait les grandeurs aérodynamiques de sortie afin de les injecter en entrée dans les simulations de la marche montante. Les résultats des simulations tridimensionnelles sont à nouveau présentés dans le plan de symétrie.

3.2.1 Marche descendante

Le domaine de calcul comporte 91000 cellules (65 70 20) et a les dimensions physiques suivantes : 1035 mm de longueur, 389 mm de hauteur et 211 mm de largeur. Le domaine de calcul correspondant aux simulations bidimensionnelles comportent 26250 cellules (150 175) et ses dimensions restent identiques à celles des simulations tridimensionnelles avec l'axe z supprimé (soit 1535 389 mm). Les simulations indiquent que la cote de rattachement de l'écoulement (x_{r1}) a diminué par rapport à celles trouvées lors des simulations de la cavité.

<i>Simulation 2D</i>	<i>Simulation 3D</i>
$x_{r1} \gg 4.96d (342 \text{ mm} \pm 9 \text{ mm})$	$x_{r1} \gg 4.5d (310 \text{ mm} \pm 16 \text{ mm})$
$k_{max} \gg 62.6 \text{ m}^2/\text{s}^2$	$k_{max} \gg 80.9 \text{ m}^2/\text{s}^2$
$I_{max} \gg 34\%$	$I_{max} \gg 39\%$
$\epsilon_{max} \gg 2.8 \cdot 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^3$	$\epsilon_{max} \gg 2.4 \cdot 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^3$

Tableau I-3.3 : Caractéristiques de l'écoulement au passage de la marche descendante (plan médian).

3.2.2 Marche montante

Le domaine de calcul comporte 63000 cellules (45 70 20) et a les dimensions physiques suivantes : 714 mm de longueur, 389 mm de hauteur et 211 mm de largeur. La longueur du domaine

¹ Par le mot "indépendant", il faut comprendre qu'il n'y a aucune influence du bord aval de la cavité sur l'écoulement au niveau du bord amont.

a été calculée par rapport au rattachement de l'écoulement au passage de la marche descendante et prend par conséquent en compte la distance restant à parcourir par l'écoulement pour atteindre la paroi verticale de la marche montante. Les grandeurs aérodynamiques (U , V , W , k , ϵ), en chaque maille du plan, sont extraites du calcul légèrement en aval du point de rattachement du cas de la marche descendante ($x \gg 400 \text{ mm}$) afin d'éviter tout écoulement de retour. Elles sont injectées comme variables d'entrée pour le calcul de l'écoulement au passage de la marche montante. Les résultats bidimensionnels et tridimensionnels sont présentés dans le Tableau I-3.4. La séparation en x_s et le rattachement de la couche de cisaillement aval en x_{r2} sont du même ordre de grandeur que ceux trouvés lors des simulations de la cavité.

On peut immédiatement remarquer l'importante différence des résultats entre les deux types de simulations. Ceci peut expliquer pourquoi lors du calcul numérique de la cavité, il est assez difficile d'obtenir des résultats correctes.

<i>Simulation 2D</i>	<i>Simulation 3D</i>
$x_s \gg 0.85d (57 \text{ mm} \pm 4 \text{ mm})$	$x_s \gg 1.45d (100 \text{ mm} \pm 13 \text{ mm})$
$x_{r2} \gg 1.25d (86 \text{ mm} \pm 4 \text{ mm})$	$x_{r2} \gg 1.92d (132 \text{ mm} \pm 19 \text{ mm})$
$k_{max} \gg 82.1 \text{ m}^2/\text{s}^2$	$k_{max} \gg 91.8 \text{ m}^2/\text{s}^2$
$I_{max} \gg 39\%$	$I_{max} \gg 42\%$
$\epsilon_{max} \gg 5.7 \cdot 10^5 \text{ m}^2/\text{s}^3$	$\epsilon_{max} \gg 3.1 \cdot 10^5 \text{ m}^2/\text{s}^3$

Tableau I-3.4 : Caractéristiques de l'écoulement au passage de la marche montante (plan médian).

3.3 Conclusion

Les simulations tridimensionnelles de l'écoulement affleurant la cavité n'ayant pas fourni des résultats complètement satisfaisant, les bords amont et aval de la cavité ont été dissociées afin de les simuler séparément. Cela revient par conséquent à étudier les écoulements au passage des marches descendante et montante.

L'ensemble des simulations bidimensionnelles est moins satisfaisant que les simulations tridimensionnelles mais elles permettent néanmoins de fournir une première description de l'écoulement assez proche de la réalité. Il faut tout de même rester très critique face aux résultats car l'influence du maillage ainsi que les différents modèles de turbulence ont montré que l'on pouvait observer une recirculation unique occupant tout l'intérieur de la cavité.

Chapitre 4

Etude expérimentale aéroacoustique de l'écoulement affleurant une cavité peu profonde

Suite à l'étude numérique préliminaire, on présente dans ce chapitre l'ensemble des mesures expérimentales nécessaires à la qualification du comportement de la cavité au passage de l'écoulement affleurant. Les caractéristiques de la maquette de la cavité et les conditions expérimentales sont tout d'abord décrites. On présente ensuite les visualisations pariétales de l'écoulement puis l'ensemble des mesures aérodynamique et acoustique comparées aux simulations numériques.

4.1 Description de la cavité et des conditions expérimentales

La cavité, que l'on se propose d'étudier (Figure I-4.1), mesure 525 mm de longueur (L), 69 mm de profondeur (d) et 218 mm de largeur (W). Elle possède donc les rapports d'aspect $\frac{L}{d} = 7.6$ et $\frac{W}{d} = 3.2$. Suivant le repérage indiqué sur la Figure I-4.1, la cavité est définie par les cotes :

$$\begin{aligned} 0 < X < 525\text{ mm} \\ -69 < Y < 0\text{ mm} \\ -109 < Z < 109\text{ mm}. \end{aligned}$$

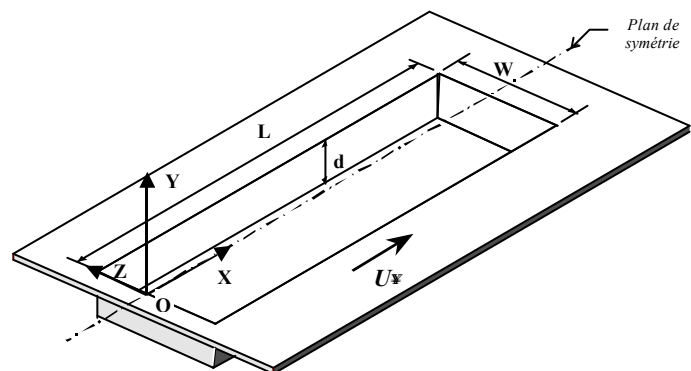


Figure I-4.1 : Caractéristiques de la maquette de la cavité et repérage associé.

La plupart des mesures se feront pour une vitesse de l'écoulement extérieur égale à 32.6 m/s ¹ ($M \gg 0.1$) avec un taux de turbulence en milieu de veine inférieur à 1% . Le Tableau I-4.1 présente l'ensemble des caractéristiques de l'écoulement mesurées avec une sonde à fil chaud double placée 2 mm en amont de la cavité dans le plan de symétrie ($Z = 0$).

¹ L'incertitude liée à la mesure de la vitesse de l'écoulement extérieur avec un Pitot numérique est de $\pm 0.1\text{ m/s}$.

Reynolds basé sur la distance au bord d'attaque	$Re_L \gg 1.1 \cdot 10^6$
Epaisseur de la couche limite ($y _{U=0.99 U_\infty}$)	$d \gg 11 \text{ mm}$
Epaisseur de déplacement	$d^* \gg 1.3 \text{ mm}$
Epaisseur de quantité de mouvement	$q \gg 0.9 \text{ mm}$
Reynolds basé sur la quantité de mouvement	$Re_q \gg 2000$
Facteur de forme ($H = d^*/q$)	$H \gg 1.44$

Tableau I-4.1 : Caractéristiques de la couche limite incidente.

Les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement sont calculées à partir des formules classiques, respectivement $d^* = \int_0^d \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy$ et $q = \int_0^d \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) \frac{U}{U_\infty} dy$ (COUSTEIX, 1989). La couche limite incidente, dont les profils de vitesse et d'intensité de turbulence globale sont représentés sur la Figure I-4.2, est fortement turbulente. Ce profil de couche limite suit la loi logarithmique suggérée par COLES (1956) :

$$\frac{U}{u_t} = 5.75 \log \frac{y u_t}{u} + 5.1, \text{ avec } u_t = 0.91 \text{ m/s dans notre cas}^2.$$

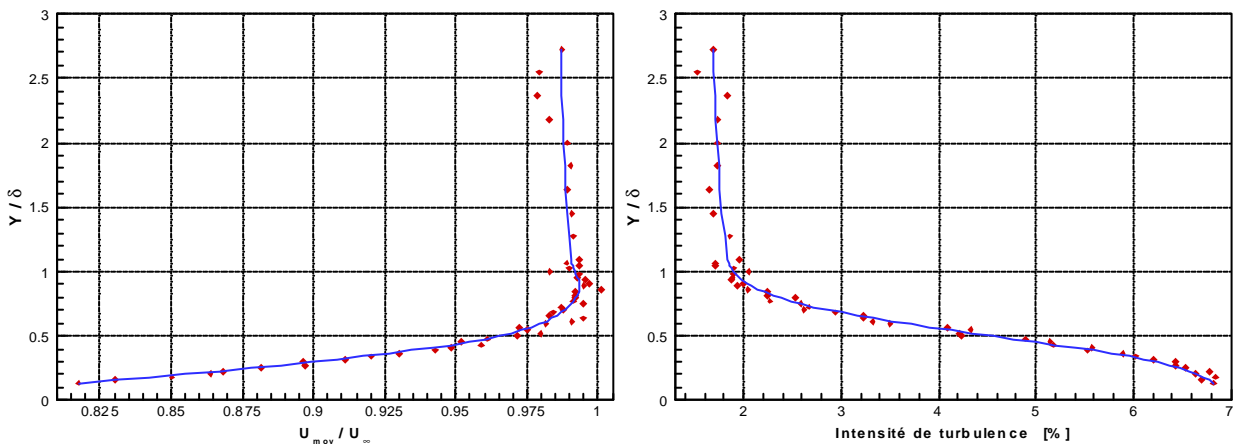


Figure I-4.2 : Profils de vitesse et d'intensité de turbulence globale dans la couche limite au bord amont de la cavité.

4.2 Visualisations pariétales de l'écoulement

Suivant les simulations numériques tridimensionnelles, la structure de l'écoulement affleurant la cavité est très complexe. Avant de procéder à des mesures aérodynamiques et acoustiques, on réalise des visualisations des tensions pariétales sur la cavité, fournissant ainsi les lignes de courant sur les parois.

Cette méthode, très simple de mise en œuvre, permet de mettre rapidement en évidence les régions de rattachement, séparation ou encore de recirculation.

² La vitesse de frottement à la paroi est estimée à partir du coefficient de frottement C_f , soit $u_t = \sqrt{\frac{t_p}{\rho}} = U_\infty \sqrt{\frac{C_f}{2}}$.

4.2.1 Principe

La cavité est d'abord couverte d'un fond adhésif noir. On prépare ensuite un mélange de kaolin et de kérosène qui est injecté dans une seringue. Par un système de goutte à goutte, de fines gouttelettes (de tailles identiques) sont réparties uniformément suivant un système de grille à l'intérieur et autour de la cavité. La soufflerie est ensuite mise en route jusqu'à évaporation du kérosène.

4.2.2 Résultats

Les visualisations des tensions pariétales sont montrées sur la Figure I-4.3. L'écoulement se dirige de la gauche vers la droite comme indiqué par la flèche. Les taches les plus claires correspondent à la position finale des gouttes, tandis que les taches les plus marquées correspondent à leurs positions initiales.

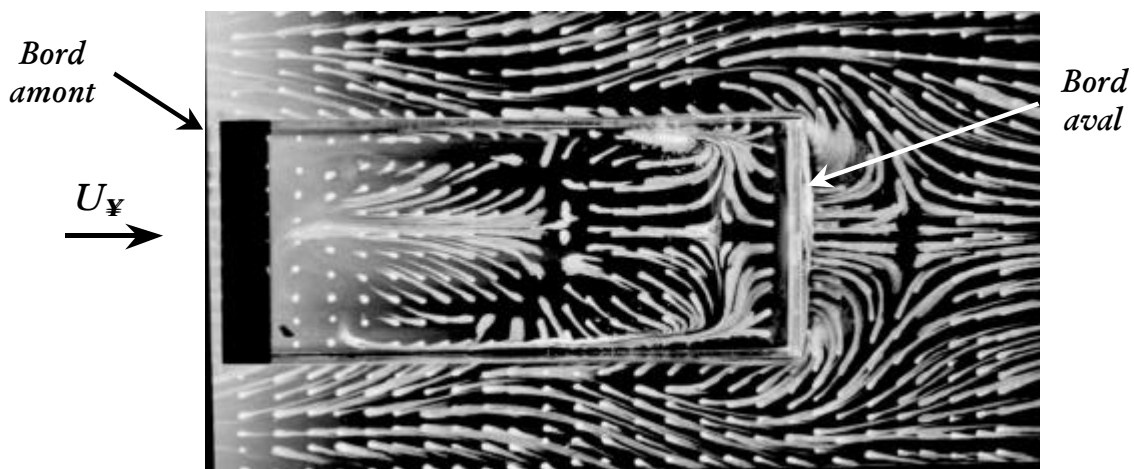


Figure I-4.3 : Visualisation pariétale de l'écoulement à l'intérieur et autour de la cavité.

Dans un premier temps, on peut observer la relativement bonne symétrie de l'écoulement par rapport au plan médian ($Z=0$) ce qui justifie à priori la démarche adoptée lors des simulations numériques (calcul sur une moitié de cavité seulement). Dans un second temps, on peut estimer les différentes cotes correspondant aux zones de rattachement et de séparation (Tableau I-4.2). Les approximations des cotes sont attribuées aux instabilités de l'écoulement ainsi qu'à la distance séparant deux gouttes successives ($\gg 10-15\text{ mm}$).

	Simulations tridimensionnelles			
	Expérimental	Cavité	Marche descendante	Marche montante
x_{r1}	$4.3d$ (295 mm)	$4.61d$ (318 mm)	$4.5d$ (310 mm)	\emptyset
x_s	$1d$ (70 mm)	$0.44d$ (30 mm)	\emptyset	$1.45d$ (100 mm)
x_{r2}	$1.4d$ (95 mm)	$1.45d$ (100 mm)	\emptyset	$1.92d$ (132 mm)

Tableau I-4.2 : Comparaison des résultats expérimentaux et numériques dans le plan de symétrie.

Comme attendu, la couche de cisaillement rattache sur le fond de la cavité en x_{r1} puis se sépare en x_s créant un tourbillon de pied juste devant la paroi verticale aval de la cavité. Les simulations numériques surestiment légèrement cette première recirculation à l'intérieur de la cavité alors que celles de la marche descendante améliorent le résultat. Par contre les résultats

numériques de la marche montante ne permettent pas d'améliorer ceux de la cavité. Toutes ces longueurs caractéristiques varient suivant la direction transversale de la cavité. Malgré les quelques différences apparaissant dans les cotes de rattachement et de séparation à l'intérieur de la cavité, la structure de l'écoulement en paroi est assez bien reproduite au-dessus de la marche montante (Figure I-4.4) où l'écoulement rattache en x_{r2} .

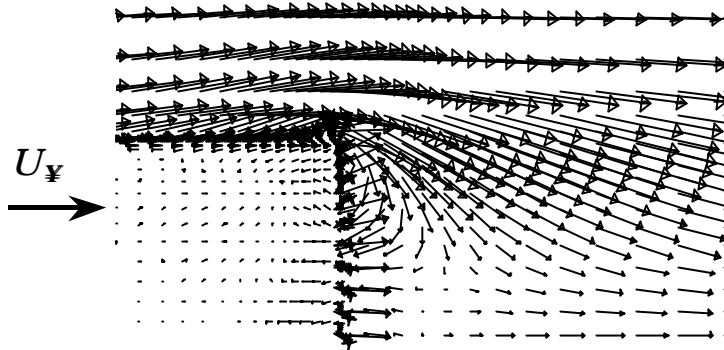


Figure I-4.4 : Visualisation pariétale de l'écoulement au-dessus de la marche aval de la cavité à partir des simulations numériques tridimensionnelles.

4.2.3 Interprétation

Suite à la visualisation présentée à la Figure I-4.3, on peut schématiser avec plus de clarté les principales zones de l'écoulement à l'intérieur de la cavité (Figure I-4.5).

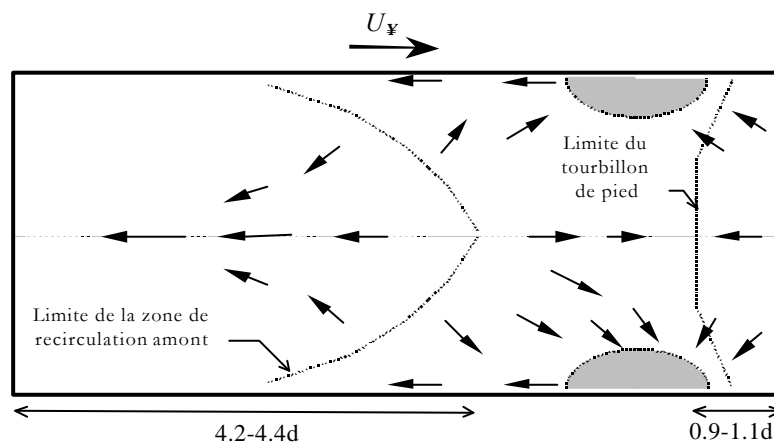


Figure I-4.5 : Visualisation pariétale de l'écoulement à l'intérieur et autour de la cavité.

Il existe essentiellement trois zones bien délimitées qui sont successivement la recirculation amont, la zone hachurée et le tourbillon de pied. Après impact de la couche de cisaillement amont sur le fond de la cavité, l'écoulement a tendance à remonter vers le bord amont et à être attiré vers le plan de symétrie, tant que l'on se situe à l'intérieur de la limite de cette zone.

Au contraire, en aval de la zone de recirculation, l'écoulement est plutôt dirigé vers les parois latérales ou bien vers le bord aval, tout en étant parallèle à ces parois. La zone hachurée correspond à une région très complexe vers laquelle l'écoulement est attiré, formant pratiquement un tourbillon vertical le long de la paroi latérale qui finit par s'échapper de la cavité pour être rabattu brutalement par l'écoulement extérieur. Ce tourbillon est parfaitement identifiable lorsqu'on dilue plus le mélange de kaolin et de kérosène. Enfin, on trouve la dernière zone qui correspond au tourbillon de pied dont la longueur reste quasiment constante suivant la largeur de la cavité.

4.3 Mesures aérodynamiques

Les mesures du champ aérodynamique sont présentées dans le repère associé à la cavité (Figure I-4.1). Elles sont réalisées le long de la cavité selon différents plans transversaux définis par leur cote Z . Trois séries de mesures sont faites à l'intérieur de la cavité (plans $Z=0, 36$ et 72 mm) et quatre autres à côte (plans $Z=118, 128, 138$ et 155 mm). Chaque plan de mesures comporte 1 profil de 52 points au niveau du bord d'attaque, 15 profils de 33 points à l'intérieur de la cavité ainsi que 7 profils de 33 points en aval de celle-ci. On utilise une sonde à fil chaud croisés afin de mesurer les deux composantes de la vitesse moyenne. Les acquisitions sont composées de 5000 échantillons par position de la sonde, la fréquence d'échantillonnage est fixée à 5 kHz et celle du filtre anti-repliement à 2 kHz . On rappelle que les résultats dans les zones de faible vitesse moyenne ou encore de recirculation sont généralement erronés et doivent donc être interprétés avec précaution dans ces régions.

4.3.1 Structure du champ aérodynamique moyen

Dans un premier temps, nous présentons les mesures effectuées dans les trois plans latéraux à l'intérieur de la cavité (Figure I-4.6a-c). Le support de la sonde anémométrique n'a pas permis d'explorer la région du tourbillon de pied. Comme on l'a observé lors des visualisations pariétales de l'écoulement, la longueur de rattachement évolue avec la largeur de la cavité : cette longueur est estimée à 295 mm ($\gg 4.3d$) dans le plan de symétrie et décroît à 250 mm ($\gg 3.6d$) dans le plan $Z=72\text{ mm}$. La zone de recirculation est donc fortement influencée par la présence des parois latérales de la cavité. En aval de la cavité, l'interprétation est plus délicate car la zone décollée est de petite dimension. Néanmoins, on peut estimer la longueur de rattachement par rapport au bord aval à 70 mm ($\gg 1d$) dans le plan de symétrie.

Dans un second temps, on s'intéresse aux plans latéraux extérieur à la cavité (Figure I-4.6d-g). Le plan ($Z=118\text{ mm}$) permet de confirmer la présence d'effets tridimensionnels importants tels qu'ils avaient été mis en évidence lors des visualisations (Figure I-4.3).

Au niveau de la partie aval de la cavité, l'écoulement a tendance à entrer dans la cavité puis à en ressortir violemment près de la marche montante. Ce phénomène provient du tourbillon créé dans la zone hachurée de la Figure I-4.5. Ceci suppose donc que la composante latérale (W) de la vitesse moyenne soit non nulle. Néanmoins, comme le montre la carte d'étalonnage de la sonde double (Figure I-2.10), cette composante perturbe la mesure du module de la vitesse mais très peu sa direction.

En aval de la cavité, il se crée une rotation de l'écoulement d'axe parallèle à la direction de l'écoulement. La région est fortement tridimensionnelle.

4.3.1.1 Comparaison expérimental/numérique

Ce paragraphe établit une comparaison entre les mesures anémométriques et les simulations numériques tridimensionnelles (modèle k- ϵ) dans le plan de symétrie de la cavité. Les profils ont été interpolés suivant la méthode de la distance inverse³. On rappelle avant tout que les mesures fil chaud ne sont pas adéquates dans les régions de faible vitesse moyenne et de recirculation. Les profils de la vitesse moyenne longitudinale (Figure I-4.7a) concordent relativement bien malgré les quelques différences apparaissant essentiellement dans la zone de recirculation amont.

³ La valeur attribuée en un nœud du maillage de destination est égale à la moyenne des valeurs sur tous les nœuds du maillage source, pondérés par l'inverse de leurs distances au nœud de destination.

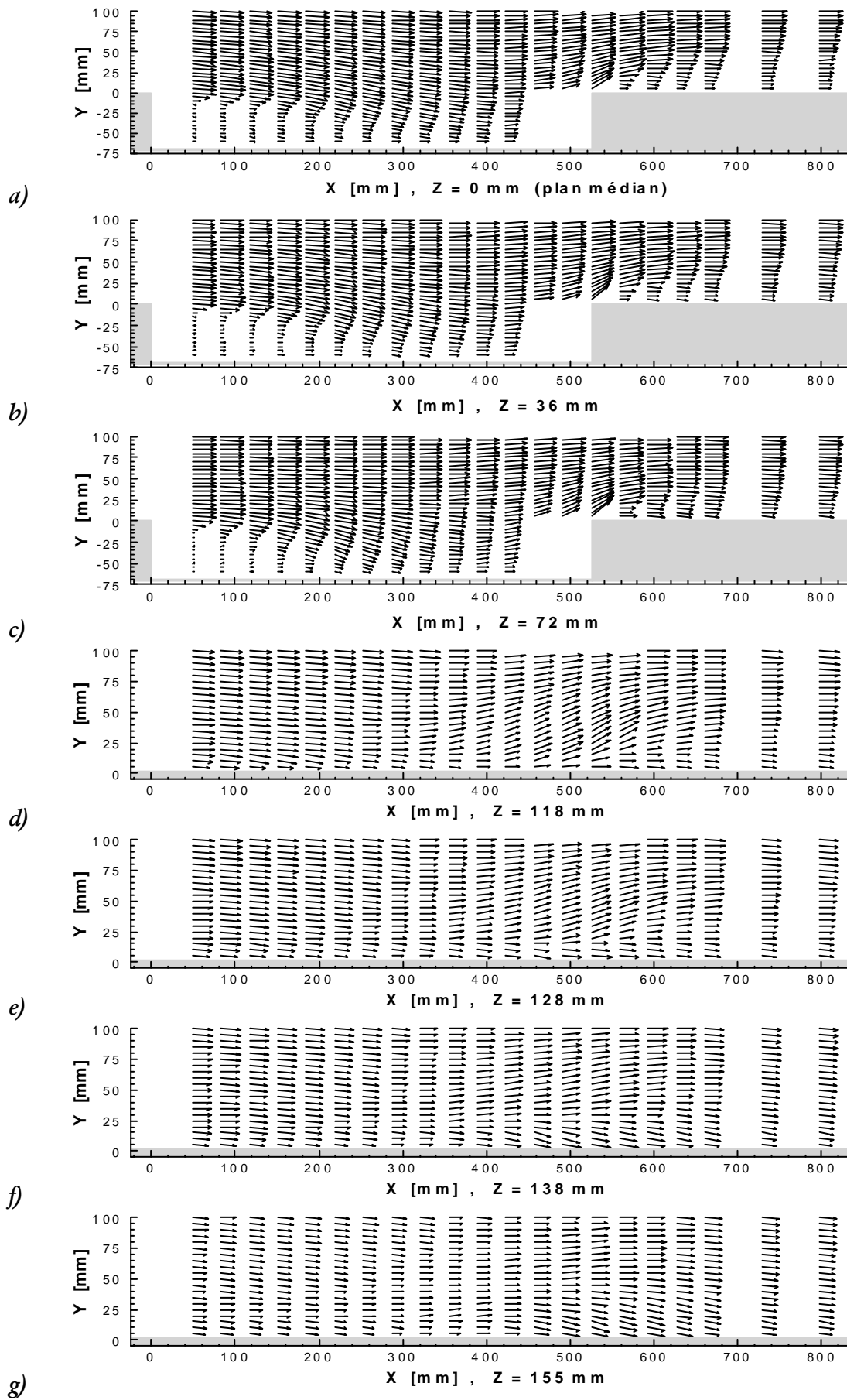


Figure I-4.6 : Vitesses moyennes à l'intérieur ($Z < 109 \text{ mm}$) et à côté de la cavité ($Z > 109 \text{ mm}$) avec $U_{\infty} = 32.6 \text{ m/s}$.

La courbure plus franche des profils expérimentaux indique que la couche de cisaillement plonge plus rapidement vers le fond de la cavité que lors des simulations.

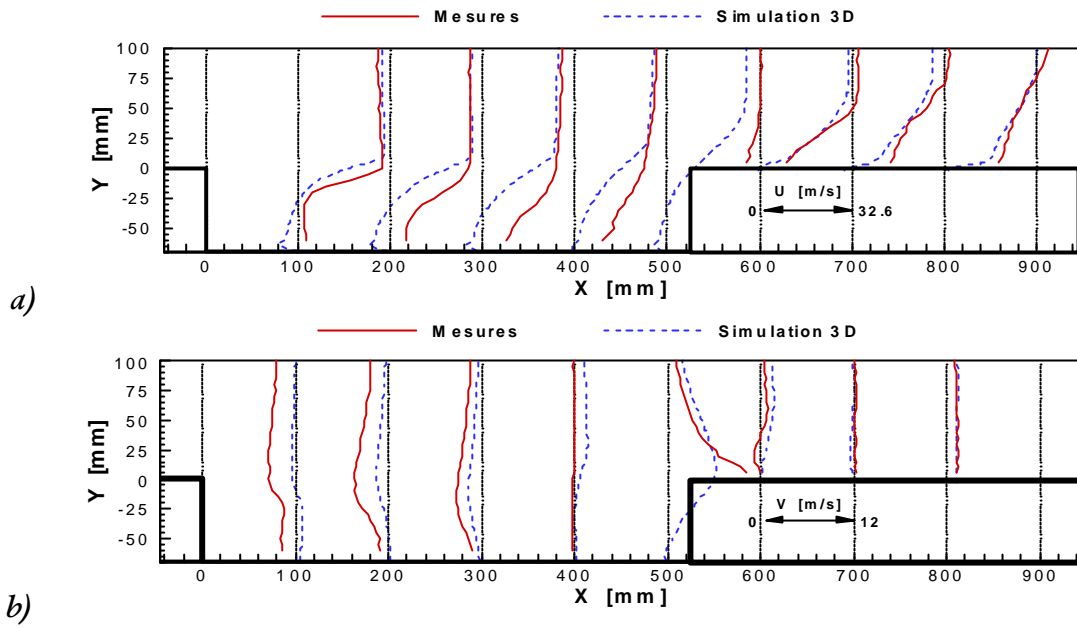


Figure I-4.7 : Profils des vitesses moyennes longitudinales et verticales dans le plan de symétrie.

Les profils de la vitesse moyenne verticale (Figure I-4.7b) confirment ce phénomène : les simulations numériques sous-estiment la vitesse verticale à l'intérieur de la cavité et par conséquent la longueur de rattachement est surestimée. En aval, comme on l'a vu au paragraphe § 4.2.2, la structure de l'écoulement est bien mieux reproduite. Les profils expérimentaux et numériques concordent davantage. Cette confrontation des résultats expérimentaux et numériques permet de valider en partie les simulations même si la modélisation du champ aérodynamique n'est pas parfaite.

4.3.2 Structure du champ de vitesse turbulente

La description du champ aérodynamique moyen nous a permis de caractériser les zones de rattachement et de séparation à l'intérieur et en aval de la cavité. On se propose maintenant d'étudier les grandeurs fluctuantes du champ.

4.3.2.1 Expression de l'intensité de turbulence

L'intensité de turbulence globale est estimée par la relation :

$$I_{turb} = \frac{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}{U_\infty} \quad (\text{I-4.1})$$

Cependant, la sonde double que nous utilisons ne mesure pas la composante latérale de la vitesse soit :

$$I_{turb}^{mes} = \frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{U_\infty} \quad (\text{I-4.2})$$

Dans cette définition, les fluctuations de vitesse dans la direction latérale (W), qui agissent à priori sur les deux fils de la sonde, sont implicitement prises en compte.

Le modèle k- ϵ utilise l'équation de transport de l'énergie cinétique globale, sans déterminer les contributions particulières de chaque composante. Ainsi, l'intensité de turbulence calculée sera définie par la relation (FLUENT, 1995) :

$$I_{turb}^{cal} = \frac{\sqrt{2k}}{U_{\infty}} \quad (\text{I-4.3})$$

4.3.2.2 Estimation de l'intensité globale de turbulence

Les contours de l'intensité de turbulence (Figure I-4.8a-g), qui sont présentés dans les différents plans latéraux (Z), permettent de distinguer les différentes zones de cisaillement. Ainsi, dans le plan de symétrie, l'intensité de turbulence dans la couche de cisaillement en aval de la cavité (30%) est bien supérieure à celle de la couche de cisaillement à l'intérieur de la cavité (20%). Les contours mettent aussi en évidence la courbure de la couche de cisaillement qui plonge plus rapidement vers le fond de la cavité à mesure que l'on s'éloigne du plan de symétrie. Celle-ci est aussi à l'origine de l'augmentation de la turbulence dans toute la cavité. Dans le plan latéral ($Z = 72 \text{ mm}$), l'augmentation de la turbulence au niveau du bord aval traduit l'influence de la paroi : cet accroissement est dû au tourbillon vertical se développant à la paroi (zone hachurée de la Figure I-4.5). En aval de la cavité, l'intensité de turbulence contenue dans la couche de cisaillement diminue avec l'éloignement du plan de symétrie.

Les plans latéraux à l'extérieur de la cavité (Figure I-4.8d-g) présentent tous une zone fortement turbulente dont l'abscisse se situe au niveau du bord aval de la cavité (450-550 mm). Le maximum apparaît pour le plan $Z = 118 \text{ mm}$ et correspond à l'interaction entre le tourbillon se développant verticalement le long de la paroi et l'écoulement extérieur. Cette influence diminue à mesure que l'on s'éloigne de la cavité.

On notera aussi l'influence du cisaillement entre le milieu au repos (chambre de la soufflerie) et le jet de la veine qui entraîne un taux de turbulence dans l'écoulement extérieur de l'ordre de 15% pour le plan $Z = 155 \text{ mm}$.

Enfin, lorsqu'on examine séparément la contribution des composantes longitudinale et verticale des fluctuations de vitesse, il ressort que l'intensité de turbulence longitudinale est supérieure de 5% à celle dans la direction verticale. Ces résultats, tout à fait comparables à ceux d'auteurs étudiant les marches descendante et montante (cf. chapitre 1), confirment que l'on peut considérer la cavité, du point de vue aérodynamique, comme la succession d'une marche descendante suivie d'une marche montante.

4.3.2.3 Comparaison expérimental/numérique

On confronte à nouveau les résultats des simulations numériques tridimensionnelles aux mesures expérimentales (Figure I-4.9). On a vu que le modèle numérique n'avait pas permis de bien estimer les caractéristiques de la première recirculation du fait de la surestimation de la longueur de rattachement. Ce phénomène est lié à la sous-estimation de la viscosité turbulente dans cette région. On s'aperçoit ici que les intensités de turbulence contenues dans la couche de cisaillement et dans la recirculation amont sont aussi surestimées. En aval de la cavité, les profils mesurés sont légèrement supérieurs à ceux issus du calculs. Ce phénomène est en particulier dû à la seconde recirculation qui est de plus petite taille dans le cas numérique.

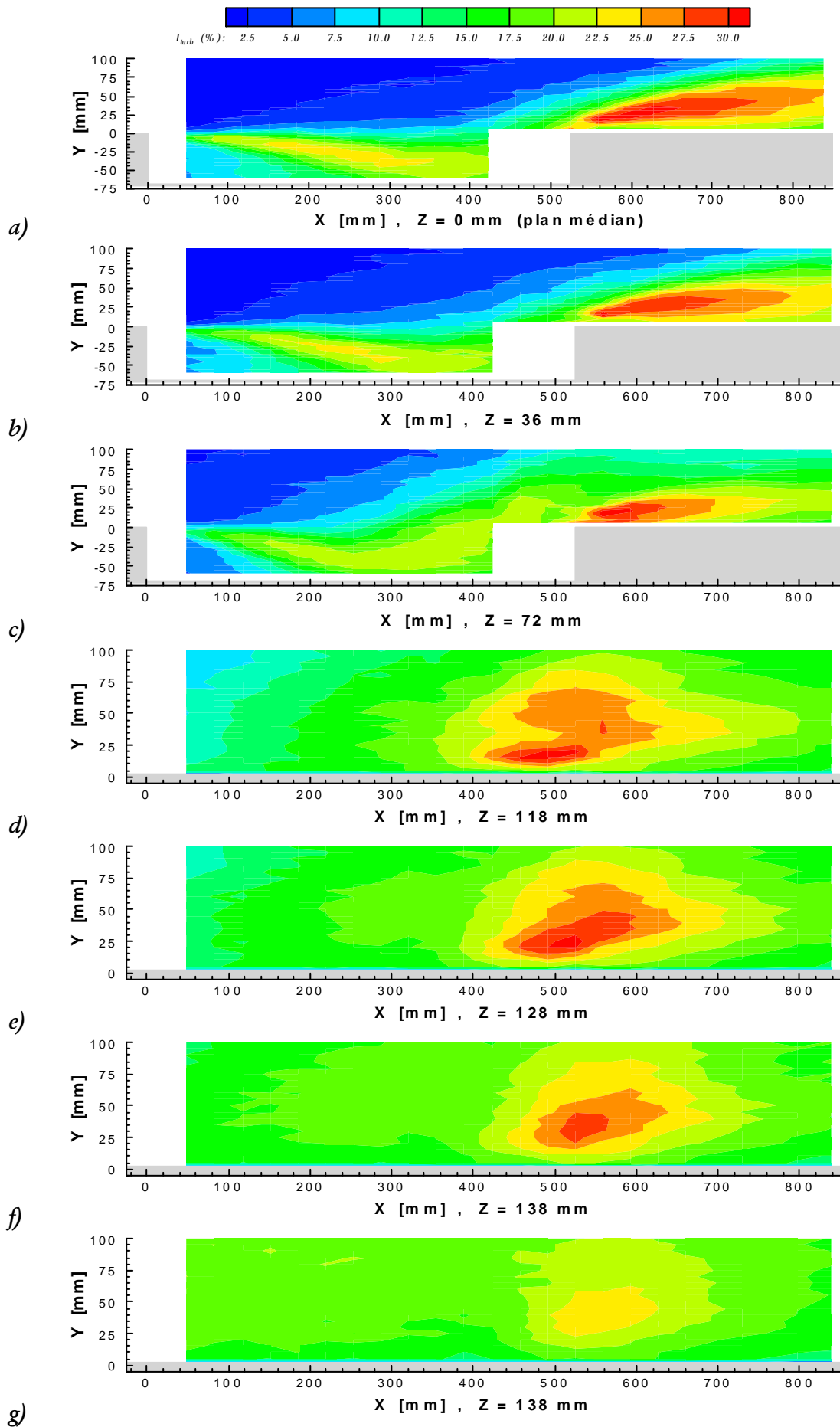


Figure I-4.8 : Intensité de turbulence à l'intérieur ($Z < 109$ mm) et à côté de la cavité ($Z > 109$ mm).

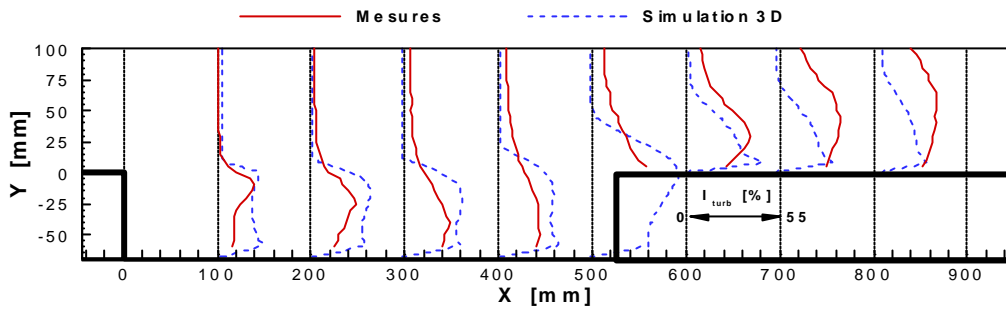


Figure I-4.9 : Profils d'intensité de turbulence dans le plan de symétrie.

4.3.2.4 Analyse spectrale des fluctuations de vitesse

L'analyse spectrale de la turbulence (LAZURE, 1997) montre qu'il n'apparaît pas de pic indiquant la présence d'oscillation de type aérodynamique dans la cavité et ceci quelle que soit la position considérée de la sonde. Les spectres d'énergie turbulente (30 enregistrements de 512 échantillons, Figure I-4.10) ont "l'allure classique" des spectres de dissipation de la turbulence et suivent la loi de KOLMOGOROV (pente en $-5/3$ pour les fréquences supérieures à 300 Hz).

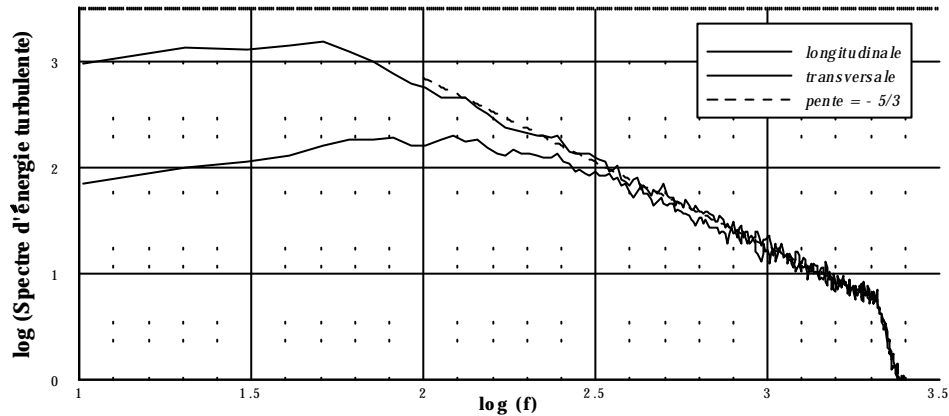


Figure I-4.10 : Spectre d'énergie turbulente en $X= 625\text{ mm}$ et $Y= 26\text{ mm}$ (plan de symétrie).

4.3.3 Conclusion

Les visualisations pariétales de l'écoulement ont permis de montrer la complexité de la structure tridimensionnelle de l'écoulement se développant à l'intérieur et en aval de la cavité. Elles ont aussi permis de confirmer le rattachement de la couche de cisaillement amont sur le fond de la cavité (environ $4.3d$ par rapport au bord amont). Une deuxième recirculation, de plus petite taille que la première ($1.4d$), apparaît au-dessus de la marche montante de la cavité.

L'ensemble des mesures aérodynamiques a permis de qualifier et quantifier les différentes zones de recirculation à l'intérieur et en aval de la cavité. Les niveaux de turbulence rencontrés dans la couche de cisaillement en aval de la cavité sont bien plus importants qu'à l'intérieur de celle-ci. Ceci laisse déjà penser que le rayonnement acoustique de la cavité sera essentiellement produit par la région aval de celle-ci. Enfin, l'analyse spectrale des fluctuations de vitesse confirme l'absence d'oscillation de type aérodynamique dans la cavité.

On se propose d'effectuer une étude acoustique de la cavité afin non seulement de qualifier plus précisément la contribution de la cavité sur le bruit rayonné mais aussi de localiser les principales sources sonores.

4.4 Mesures acoustiques

Les mesures acoustiques sont composées de mesures de pression acoustique en champ lointain ainsi que de mesures de pression pariétale, respectivement à partir de microphones $\frac{1}{4}$ pouce et $\frac{1}{4}$ pouce. Ces mesures sont complétées par l'utilisation d'une sonde tridimensionnelle afin de localiser plus précisément les principales sources sonores intervenant lors du passage de l'écoulement dans la cavité.

4.4.1 Pression acoustique en champ lointain

Afin d'étudier l'influence de la cavité sur le rayonnement acoustique, deux microphones $\frac{1}{2}$ pouce sont placés en champ lointain dans le plan de symétrie de la cavité. Le premier est placé au dessus de la marche aval et le second est situé en amont de la cavité (Figure I-4.11).

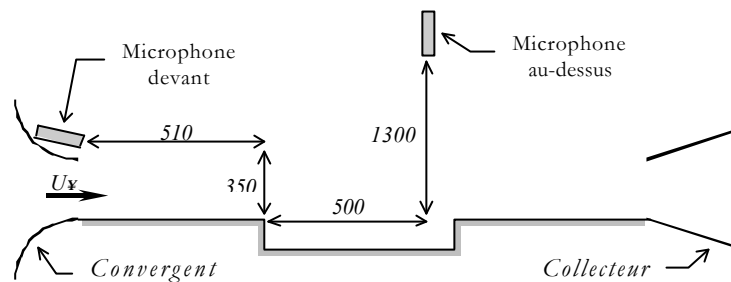


Figure I-4.11 : Positionnements des microphones $\frac{1}{2}$ pouce par rapport à la cavité.

Les mesures sont réalisées avec l'analyseur en temps réel avec une fréquence d'échantillonnage de 5.12 kHz et une fréquence du filtre anti-repliement de 2 kHz . Les spectres de la pression acoustique, pour les deux positions du microphone (avec et sans cavité), sont représentés sur la Figure I-4.12 et calculés avec une précision de 0.01 dB . Le pas fréquentiel est de 5 Hz . Les spectres traduisent l'influence de la position du microphone sur le rayonnement acoustique. Les différences de niveau entre les spectres ont plusieurs origines. Le microphone situé en amont est très proche de la sortie du convergent (rehaussement du bruit large bande de 5 à 10 dB par rapport au deuxième microphone) et subit l'influence du collecteur à l'origine de bruit basse fréquence dans l'écoulement. Malgré le faible nombre de Mach ($\gg 0.1$), il semble qu'il traduise aussi le caractère directif du rayonnement acoustique de la cavité. Par contre, le microphone placé au-dessus de la cavité mesure bien le bruit de celle-ci car les spectres correspondants sont semblables à ceux obtenus par les microphones en paroi dans la zone décollée derrière la marche descendante.

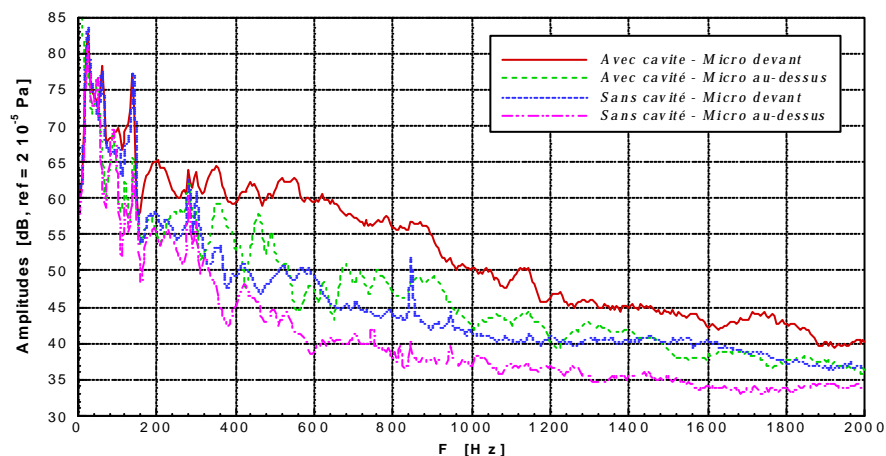


Figure I-4.12 : Spectres du rayonnement acoustique, avec et sans cavité.

4.4.2 Pression pariétale instationnaire

Les mesures des fluctuations de pression pariétale sont réalisées à partir de microphones $\frac{1}{4}$ pouce placés affleurant à la paroi suivant un système de grille (Figure I-2.6). On utilise à nouveau l'analyseur de spectre en temps réel. Les acquisitions comportent 256 enregistrements de 1024 échantillons chacun. La bande d'analyse s'étend sur 0-2 kHz (la fréquence d'échantillonnage étant fixée à 5.12 kHz).

4.4.2.1 Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale

Les spectres, qui comportent 401 raies avec une résolution fréquentielle (\mathcal{D}) de 5 Hz, sont mesurés dans le plan de symétrie et représentés sur la Figure I-4.13. Les spectres sont toujours calculés à 0.01 dB près. D'une manière générale, ils ne comportent pas de pic confirmant ainsi l'absence d'oscillation de type acoustique dans la cavité. Les spectres dans les différents plans latéraux ne sont pas tracés car ils possèdent la même allure.

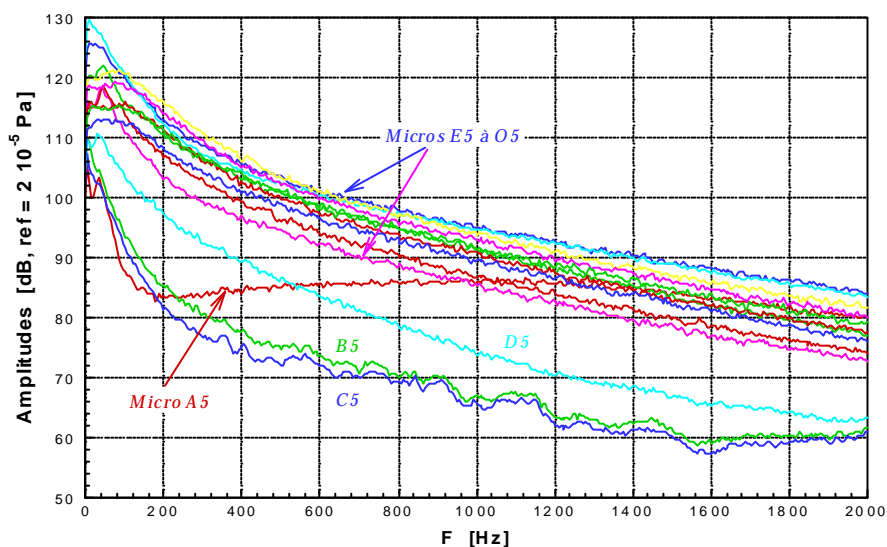


Figure I-4.13 : Spectre des fluctuations de pression pariétale dans le plan de symétrie.

Le spectre, mesuré par le microphone (A5) placé en amont de la cavité, possède l'allure caractéristique d'un spectre sous une couche limite turbulente. Les spectres des microphones (B5) et (C5) ont des niveaux très faibles : ces capteurs sont en fait situés à l'extrémité amont de la zone de recirculation qui est une région de très faible vitesse. De plus l'intensité de turbulence contenue dans la couche de cisaillement à cet endroit est minimale. A mesure que l'on s'éloigne du bord amont les niveaux des spectres commencent à augmenter jusqu'au bord aval puis décroissent légèrement : la majeure partie du bruit rayonné de la cavité doit donc provenir de la région aval. Ils possèdent, en outre, tous des contenus spectraux identiques.

Malgré l'absence significative de pic dans les spectres, on recherche maintenant s'il existe des informations partagées entre les microphones. On discute du cas le plus significatif qui correspond à l'échange d'informations entre les microphones placés dans les parois verticales amont et aval dans le plan de symétrie.

4.4.2.2 Cohérence entre les bord amont et aval de la cavité

On se propose de chercher s'il existe une relation entre les informations reçues par les microphones B5 (paroi verticale amont) et I5 (paroi verticale aval). La distance séparant ces deux microphones est donc de 525 mm (i.e. la longueur de la cavité). A partir de la phase de

l'interspectre (i.e. de l'interphase) entre les microphones notée \mathbf{j}_{B5I5} , il est possible de remonter au temps de retard \mathbf{t}_{B5I5} séparant les signaux des microphones par la relation proposée par BENDAT et PIERSOL (1986) :

$$\mathbf{t}_{B5I5} = \frac{\mathbf{j}_{B5I5}(f)}{2\mathbf{p}f} \quad (\text{I-4.4})$$

Cette relation est applicable lorsqu'il existe une relation linéaire entre l'interphase et la fréquence. La Figure I-4.14⁴ montre que, malgré la faible cohérence régnant entre ces deux microphones, il existe bien une relation de phase linéaire. On peut donc estimer le temps de retard \mathbf{t}_{B5I5} entre les microphones à partir de la relation (I-4.4). Par approximation linéaire, on obtient une pente positive de l'ordre de 0.56 degrés/Hz . Le microphone situé au bord aval (I5) de la cavité est donc en avance par rapport à celui situé au bord amont (B5). L'estimation de la vitesse de propagation de l'information échangée entre les deux microphones peut alors être calculée : elle est de l'ordre de 338 m/s , proche de la vitesse du son (340 m/s). Ceci confirme donc la présence de fluctuations de pression de type acoustique dans le signal provenant du microphone B5. Les microphones B5 et I5 sont donc de purs capteurs acoustiques alors que les autres capteurs sont de nature aérodynamique.

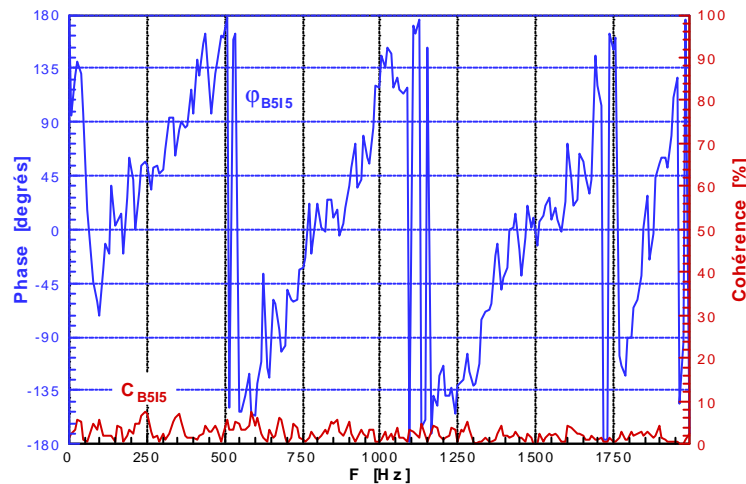


Figure I-4.14 : Interphase et cohérence entre les microphones B5 et I5.

Toutes ces considérations nous permettent déjà de considérer que les principales sources sonores se situent dans la partie aval de la cavité.

4.4.2.3 Coefficient de pression

Par intégration des densités spectrales sur toute la largeur de bande de fréquences étudiée, on obtient les valeurs quadratiques moyennes des fluctuations de pression pariétale ou encore les pressions pariétales rms. La normalisation de celles-ci par la pression dynamique totale donne les coefficients de pression en paroi :

$$C_{Prms} = \frac{\sqrt{\int_{f_{min}}^{f_{max}} G_{pp}(f) df}}{0.5 \mathbf{r}U_{\infty}^2} \quad (\text{I-4.5})$$

⁴ La cohérence est calculée avec une précision de 1% et la phase de l'interspectre à 0.01° près.

A la manière employée par **MOHSEN** (1967), les bornes du domaine d'intégration sont choisies de façon à se prémunir des perturbations basses fréquences dues aux caractéristiques du banc expérimental ainsi qu'à celles liées à la fréquence de coupure. On choisit alors $f_{min} = 200 \text{ Hz}$ et $f_{max} = 2 \text{ kHz}$, bornes qui correspondent aussi à celles choisies par **MOHSEN**. Les valeurs des coefficients de pression sont regroupées sur la Figure I-4.15. Le rayon ainsi que la couleur des cercles sont fonctions du niveau global des fluctuations de pression en paroi.

Comme on l'a vu lors de l'analyse spectrale, les niveaux de pression augmentent avec la distance au bord amont pour atteindre leur maximum au bord aval de la cavité puis décroissent. Le maximum des fluctuations de pression apparaît en fait à l'extérieur de la cavité au niveau du microphone ($H1$) : ce maximum est lié aux effets tridimensionnels qui sont très importants dans la région du bord aval de la cavité. La Figure I-4.8f prévoyait d'ailleurs un taux de turbulence élevé à cette coordonnée ($Z = 138 \text{ mm}$). Les niveaux des coefficients de pression dans les autres plans latéraux sont quasiment uniformes et identiques. Enfin si l'on compare ces valeurs à celles mesurées par **MOHSEN** (1967) dans le cadre de ses marches descendantes et montantes, il apparaît de fortes similitudes qui nous poussent encore à considérer que la cavité puisse être décomposée en une marche descendante suivie d'une marche montante.

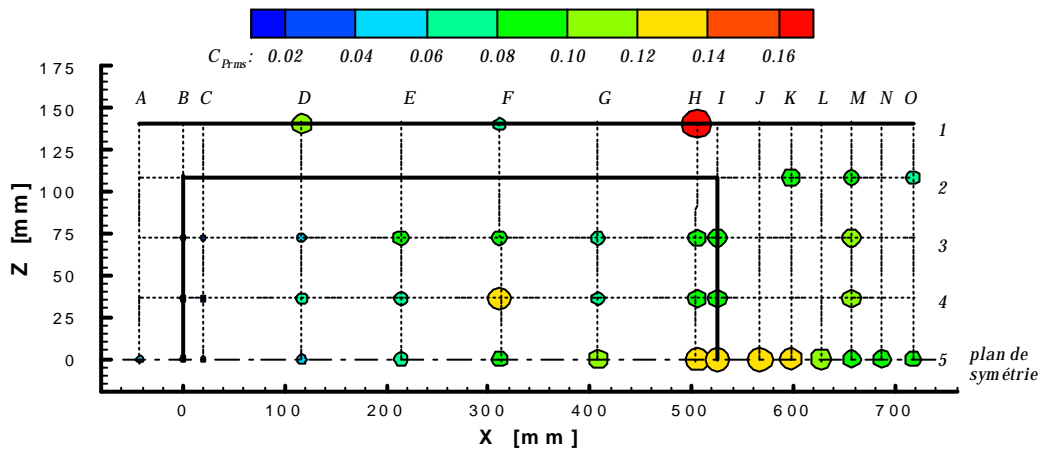


Figure I-4.15 : Niveaux des coefficients de pression rms en paroi.

4.4.3 Cohérence entre les fluctuations de pression pariétale et de vitesse

Pour mettre en évidence les liens entre les fluctuations de vitesse et les fluctuations de pression à la paroi, on s'intéresse maintenant à cinq microphones situés en aval de la cavité dans le plan de symétrie : respectivement $J5$, $K5$, $L5$, $M5$ et $N5$.

Une sonde à fils croisés est simultanément placée à l'abscisse $X = 625 \text{ mm}$ (microphone $L5$) afin de réaliser un profil de vitesse. Cette position correspondant au rattachement de la couche de cisaillement aval ($\gg 1.4d$ par rapport au bord aval). Le choix de la position de la sonde a été guidé par les caractéristiques de l'écoulement : à l'abscisse considérée, l'écoulement ne comporte pas de zone de recirculation et les mesures de fils chauds sont par conséquent correctes. Ces mesures sont réalisées à la fréquence d'échantillonnage de 5 kHz . Les acquisitions comportent 100 enregistrements de 512 échantillons chacun.

On présente simultanément les résultats des cohérences entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations des composantes longitudinale (C_{np} , Figure I-4.16) et verticale (C_{vp} , Figure I-4.17) de la vitesse.

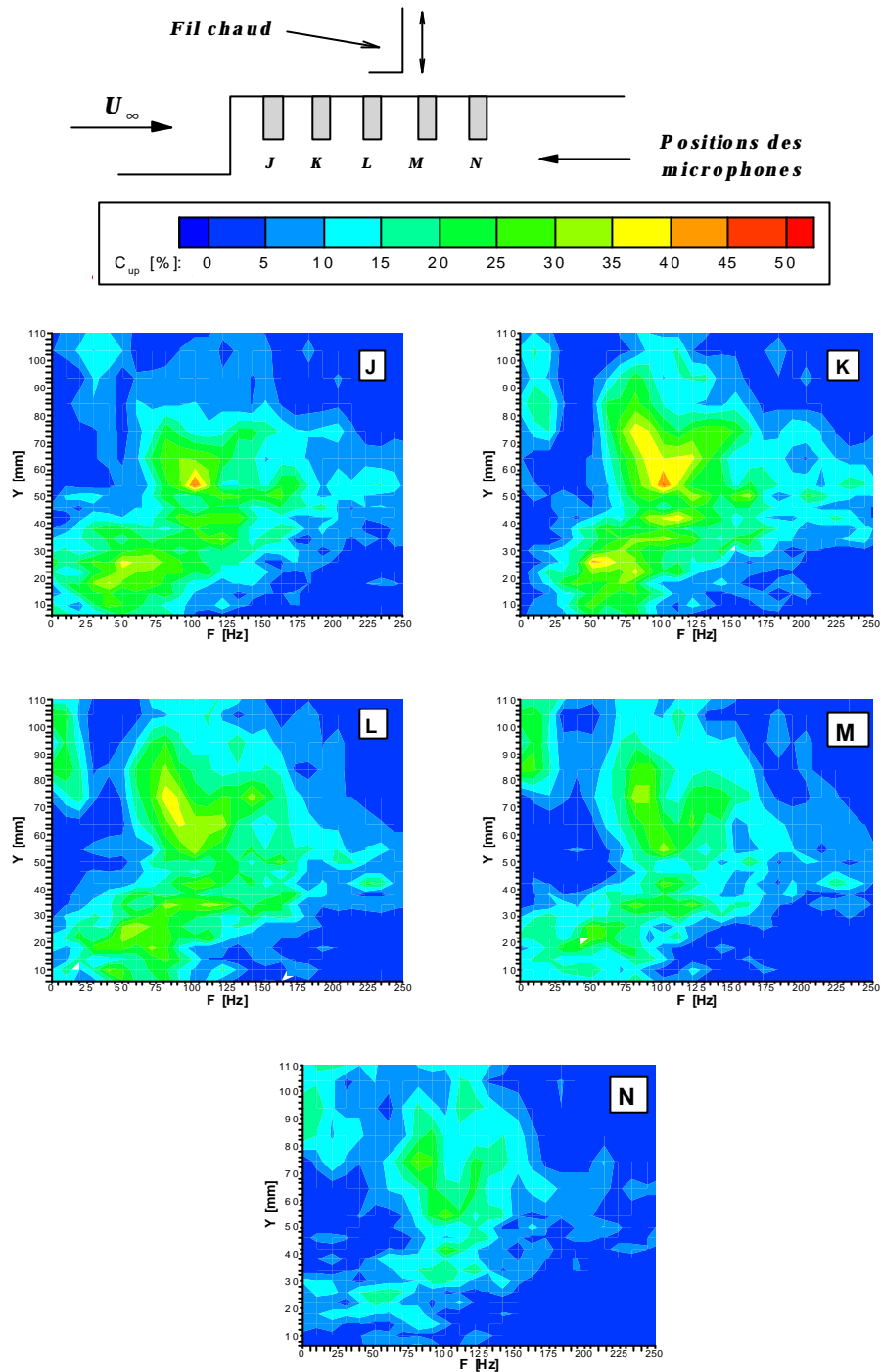


Figure I-4.16 : Cobérences entre les fluctuations de la vitesse longitudinale et les fluctuations de pression pariétale en $X = 625$ mm.

Globalement les cohérences entre les fluctuations de la pression pariétale et de la vitesse verticale (C_{vp}) sont plus élevées que celles avec la vitesse longitudinale (C_{up}). Ceci s'explique tout simplement par le fait que les fluctuations de vitesse verticale correspondent à des déplacements de l'écoulement qui se dirigent ou bien au contraire s'éloignent de la paroi, influençant directement la pression et par conséquent les microphones à proximité. Les maximums de cohérence (microphones $K5$ et $L5$) correspondent aux maximums des tensions de REYNOLDS (LAZURE, 1997) à l'intérieur de la couche de cisaillement.

Les fluctuations de pression en un point de la paroi dépendent donc bien de la turbulence contenue dans un volume l'entourant.

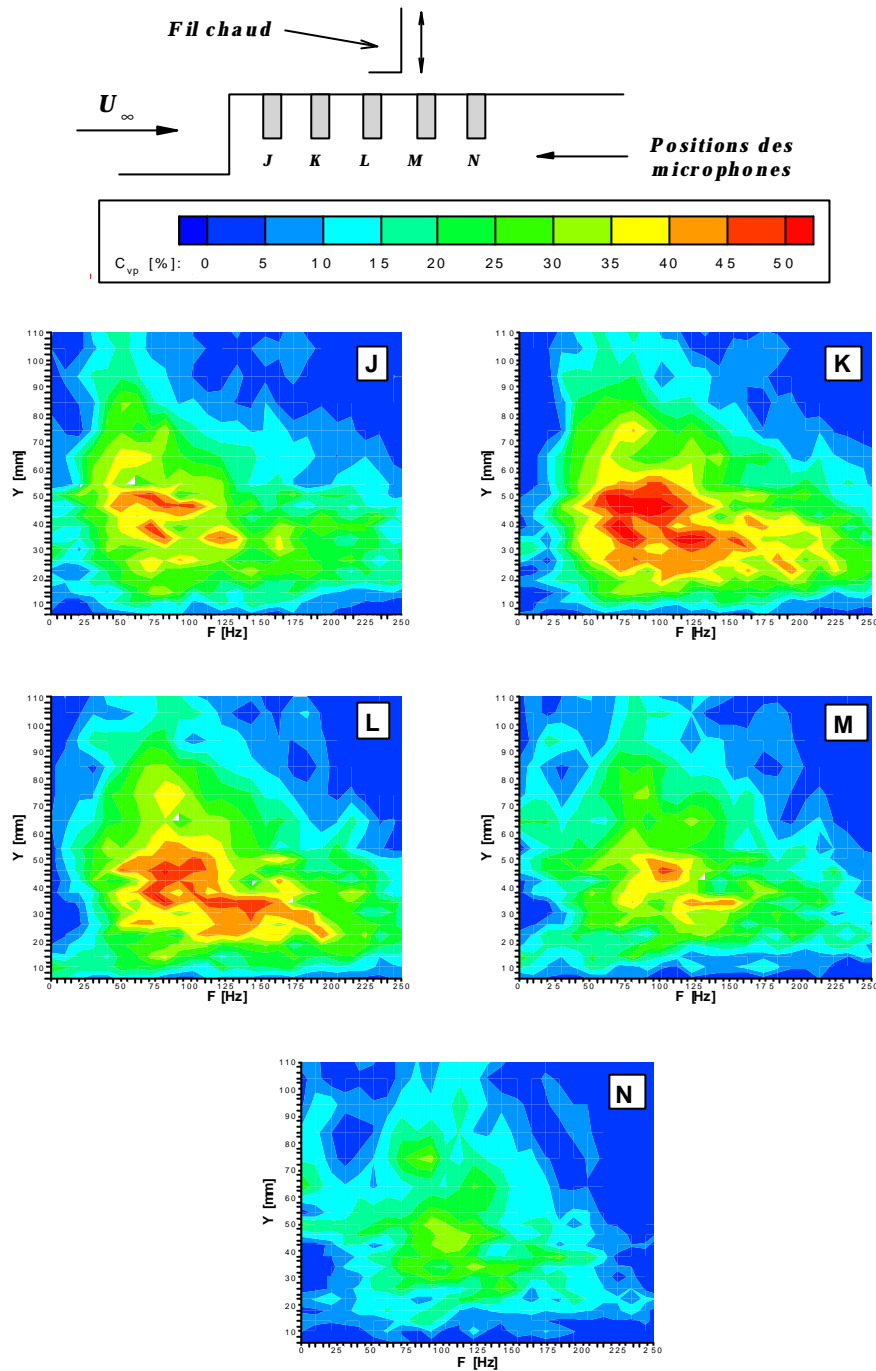


Figure I-4.17 : Cohérences entre les fluctuations de la vitesse verticale et les fluctuations de pression pariétale en $X = 625$ mm.

4.4.4 Cohérence entre les fluctuations de pression pariétale et la pression acoustique en champ lointain

On se propose de mesurer la cohérence entre les microphones $\frac{1}{2}$ pouce placés en champ lointain (au-dessus et devant la cavité, cf. § 4.4.1) et les microphones $\frac{1}{4}$ pouce affleurant la paroi. Pour cela, on utilise à nouveau l'analyseur de spectre en temps réel. Les acquisitions comportent 256 enregistrements de 1024 échantillons chacun. Le nombre de moyennes a été déterminé en fonction des variations des niveaux de cohérence : considérer un nombre plus important de moyennes n'apporte pas de changements significatifs dans les niveaux de cohérence. La fréquence d'échantillonnage est de 5.12 kHz et la fréquence de coupure de 2 kHz.

Globalement les niveaux de cohérence entre les différents microphones restent faibles lorsque le microphone en champ lointain est situé devant la cavité. Ces faibles niveaux sont à corrélés avec les bruits parasites de la soufflerie, notamment au niveau du collecteur. Seuls les microphones (*A5-D5* et *G5-I5*) semblent présenter des évolutions relativement linéaires, indiquant qu'il existe bien une relation de phase entre les signaux malgré les faibles cohérences qui leur sont associées. Lorsque le microphone est positionné au-dessus de la cavité, les niveaux de cohérence diminuent légèrement pour toutes les positions des microphones confirmant à nouveau le caractère directif du rayonnement acoustique de la cavité (cf. § 4.4.1). Les interphases ne sont que très peu affectées par ces changements de position : leur caractère linéaire se conserve en effet d'une position à l'autre.

4.4.4.1 Conclusion

Malgré les faibles niveaux de cohérence entre le rayonnement acoustique et les fluctuations de pression pariétale, quelle que soit la position des microphones considérés, les interphases semblent montrer qu'il existe pour certains d'entre eux une relation linéaire qui indique un échange d'informations entre la position mesurée à la paroi et l'observation en champ lointain. Partant de cette observation, **LAZURE** (1997) indique que les relations entre les phases ne sont que très peu sensibles aux bruits parasites contrairement à la cohérence qui est fortement altérée. De plus, il a montré que les sources acoustiques ne sont pas forcément placées dans les zones de cohérence maximale (pied de la marche descendante et recirculation amont) mais plutôt aux endroits où les relations de phase entre les microphones sont les plus linéaires (bord aval de la cavité).

Les microphones $\frac{1}{4}$ pouce ont révélé la présence de fortes fluctuations de pression pariétale derrière le bord aval de la cavité, probablement à l'origine de la majeure partie du bruit rayonné. Cependant, les corrélations entre ces fluctuations de pression pariétale et les mesures de pression en champ lointain n'ont pas permis de localiser avec précision la région contenant les principales sources sonores engendrées par l'écoulement au passage de la cavité. Ceci peut être attribué au fait que les perturbations sonores extérieures (caractéristiques de la chambre anéchoï que, réflexions, ...) ont tendance à "masquer" les sources émises par le processus "cavité-écoulement".

On cherche maintenant à déterminer la position des principales sources sonores au moyen d'une sonde intensimétrique tridimensionnelle.

4.4.5 Intensimétrie tridimensionnelle

A la manière des mesures de pression acoustique en champ lointain, des mesures avec et sans cavité sont effectuées dans le but de localiser les principales sources sonores de la cavité.

4.4.5.1 Positionnement de la sonde

Pour éviter tout problème de type acoustique (réflexion, interface, ...), la sonde intensimétrique 3D doit être positionnée en dehors de l'écoulement et placée le plus proche possible de la source considérée. Les visualisations pariétales de l'écoulement ainsi que les mesures des microphones ont permis de mettre en évidence la présence d'importantes zones de recirculation (tourbillons) au dessus du bord aval de la cavité.

Les sources acoustiques pouvant être assimilées à des structures tourbillonnaires (**POWELL**, 1964), ces tourbillons seraient donc à l'origine de sources sonores importantes. Toutes ces considérations nous ont poussé à positionner la sonde légèrement en aval de la cavité dans le plan médian (Figure I-4.18).

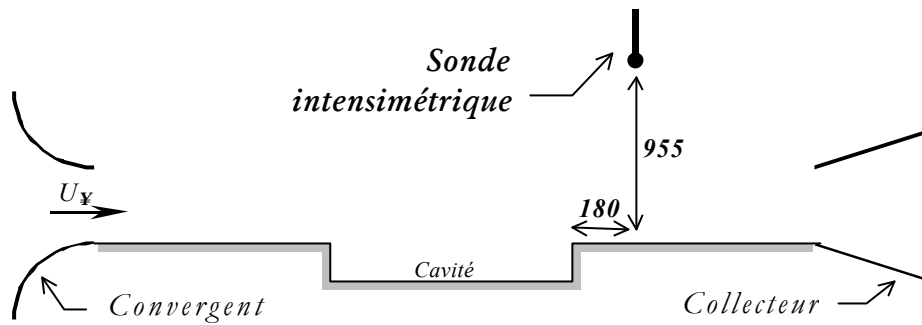


Figure I-4.18 : Positionnement de la sonde 3D par rapport à la cavité.

4.4.5.2 Analyse spectrale

Le dépouillement des mesures est effectué à partir d'une analyse spectrale ordinaire (du second ordre). La chaîne de mesure comprend la sonde sphérique, un dispositif de calibrage et d'étalonnage, un analyseur de spectres 6 voies simultanées (HP3565S), un ordinateur et enfin les logiciels de commande et d'exploitation développés par **PATRAT** en langage **ASYST**. Les signaux sont échantillonnés à une fréquence de 16384 Hz et découpés en 32 blocs de 2048 points chacun. La résolution fréquentielle est donc de 8 Hz .

Les autospectres et interspectres des 6 voies de la sonde n'indiquent pas de fréquences privilégiées. Elles présentent en outre des contenus spectraux identiques et aucun pic significatif ne semble se distinguer. Seule une différence de 10 dB environ apparaît entre les cas avec et sans cavité. Les cohérences entre les microphones (M_1, M_2) , (M_3, M_4) et (M_5, M_6) sont excellentes (supérieures à 80%) jusqu'à des fréquences approchant 2 kHz . Enfin, il existe une relation linéaire entre les phases des interspectres indiquant que les sources acoustiques peuvent être localisées relativement précisément.

4.4.5.3 Localisation de sources

On présente dans ce paragraphe les résultats de la localisation des sources acoustiques de la cavité par bandes de tiers d'octaves sur la Figure I-4.19. La position de la cavité a été reproduite de façon à pouvoir immédiatement observer son influence. Le principe de la localisation repose sur le calcul de la position d'une source équivalente à la somme des différentes sources dans la bande de tiers d'octave étudiée⁵.

Lorsque la cavité est bouchée, les sources sont essentiellement localisées dans la région du collecteur de la soufflerie (Figure I-4.19a). Ces sources parasites, mises en évidence lors de l'étude acoustique, sont indépendantes de la présence de la cavité. En présence de la cavité, les niveaux de l'ensemble des sources équivalentes de la cavité correspondent à celles de la cavité ajoutées à celles du collecteur (Figure I-4.19b).

La contribution de la cavité se situe donc essentiellement au niveau de la marche montante (légèrement en amont et en aval). Les différences de niveaux entre les deux configurations sont supérieures à 7 dB pour les bandes 26 à 31 (400 à 1250 Hz) : la position indiquée⁶ correspond donc réellement à des sources générées par la présence de la cavité. La localisation des sources en $1/3$ d'octaves, pour ces bandes de fréquences, indique que la contribution de la cavité au bruit rayonné se situe essentiellement dans les basses fréquences, au niveau du bord aval.

⁵ Cette source équivalente correspond en fait au barycentre des sources réelles.

⁶ On considère que la position de la source équivalente correspond à la position de la source réelle lorsque la différence de niveau entre les cas avec et sans cavité dépasse 6 dB .

Pour des bandes plus graves (20 à 25), la différence de niveau entre les deux configurations est insignifiante (les caractéristiques de la soufflerie ne sont pas adaptées). Pour des bandes de fréquences plus élevées (32 à 37), on observe un déplacement des bandes vers la cavité. Cependant, les faibles différences de niveau ne nous permettent pas de conclure quant à l'influence de la cavité à ces fréquences.

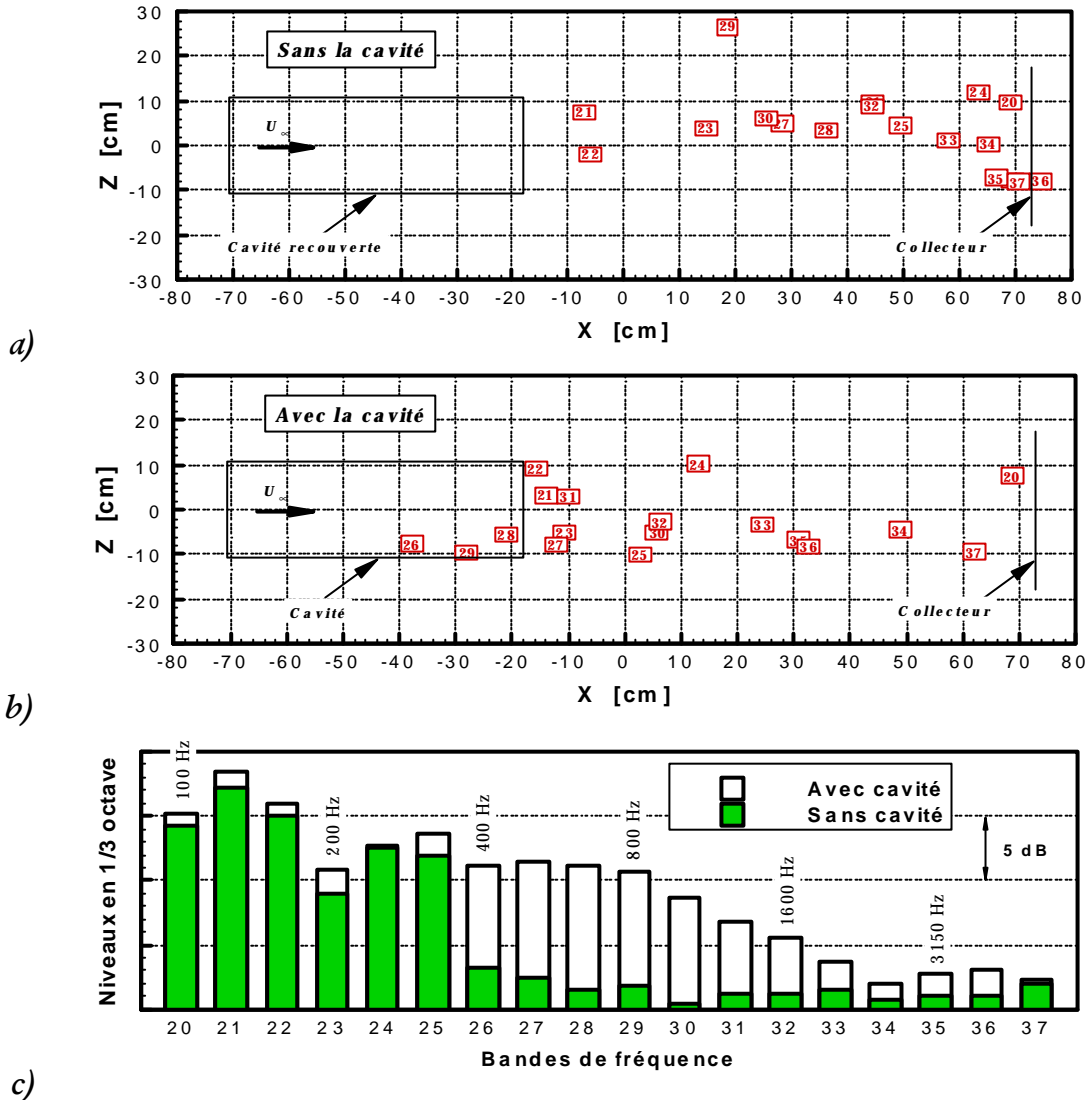


Figure I-4.19 : Localisation des sources par bandes de tiers d'octave.

4.4.5.4 Conclusion

La sonde intensimétrique 3D a permis de mettre en évidence et de localiser de façon assez précise une contribution acoustique de la cavité au niveau du bord aval (par rapport au bord amont).

Ces sources sont essentiellement générées par l'impact de la couche de cisaillement contre le bord aval qui entraîne un décollement de l'écoulement ainsi que de nombreuses recirculations. Ce décollement est aussi à l'origine de fortes fluctuations de pression pariétales à cet endroit. La sonde a aussi permis de détecter une deuxième source sonore se situant au niveau du collecteur. L'impact de l'écoulement contre le collecteur de la soufflerie est à l'origine d'un bruit parasite gênant les mesures.

4.4.6 Conclusion

Les mesures acoustiques ont permis de compléter l'étude aérodynamique. Ainsi, la cavité ne semble pas présenter d'oscillations de type acoustique : les spectres des fluctuations de pression en champ lointain ou bien des fluctuations de pression pariétale ne présentent en effet pas de pic significatif. Les niveaux des fluctuations de pression pariétale sont importants dans la région aval de la cavité et sont associés à des niveaux de turbulence élevés. Ces phénomènes ont donc permis dans un premier temps de conclure quant à la position des principales sources sonores dans la cavité. Les cohérences entre les microphones en paroi et ceux placés en champ lointain restent faibles. Cependant les relations de phase, pour certains d'entre eux, sont linéaires et indiquent qu'il y a bien échange d'informations entre ces microphones. Les positions des sources ont été localisées, dans un second temps, de façon relativement précise par intensimétrie tridimensionnelle malgré les bruits parasites engendrés par la soufflerie (essentiellement au niveau du collecteur de la veine d'essai). Ainsi les principales sources sonores proviennent bien de la région du bord aval de la cavité mais nous n'avons pas pu mettre en évidence si elles se situaient à l'intérieur ou bien à l'extérieur de la cavité.

4.5 Conclusion générale

Les mesures aérodynamiques et acoustiques ont tout d'abord confirmé l'absence totale d'oscillation dans la cavité. Malgré le rapport d'allongement très critique de la cavité, celle-ci se comporte bien de la même façon qu'une cavité fermée. La couche limite turbulente amont décolle au niveau du bord amont et se transforme en une couche de cisaillement qui se rattache sur le fond de la cavité. L'écoulement se sépare ensuite du fond juste devant le bord aval formant un tourbillon de pied ainsi qu'une seconde couche de cisaillement en aval de la cavité.

Les visualisations pariétales de l'écoulement ont mis en évidence le caractère très complexe de la structure de l'écoulement (nombreux effets tridimensionnels) malgré la relative simplicité des formes de la cavité. Les plus fortes fluctuations de vitesse et de pression pariétale se trouvent dans la région du bord aval où les niveaux de turbulence atteignent 30%. Les mesures de pression acoustique en champ lointain ont indiqué que la cavité rayonnait davantage vers l'amont que vers l'aval. Le bruit émis est à caractère large bande. L'intensimétrie tridimensionnelle a en outre permis de localiser les principales sources sonores qui se situent dans la région du bord aval de la cavité. La diminution du bruit rayonné, à moindre coût, passe donc par le profilage du bord aval. De plus amples détails concernant les moyens de réduction de bruit sont donnés dans **NOGER** et **AL.** (1998c) (références bibliographiques de la partie II).

Tous ces résultats permettent dès à présent d'imaginer ce qu'il va advenir dans le cadre de la baignoire du pantographe (cavité réelle). Cette étude préliminaire a en effet mis en évidence les régions les plus critiques de la cavité. On peut donc s'attendre, malgré les formes très complexes de la cavité réelle, à retrouver les mêmes types de structure étant donné les REYNOLDS élevés de l'écoulement ($>10^6$).

Bibliographie

- ALEMDAROGLU N.**, 1979, "Etude, mise au point et traitement numérique des mesures aéroacoustiques d'une soufflerie anéchoï que", Thèse de Doctorat, Université de Poitiers.
- BECHERT D.W.**, 1988, "Excitation of instability waves in free shear layers. Part 1 : Theory", Journal of Fluid Mechanics, vol. 186, pp. 47-62.
- BENDAT J.S. & PIERSOL A.G.**, 1986, "Random data – Analysis and measurement procedures", Second edition, Wiley-Interscience Publication.
- BILANIN A.J. & COVERT E.E.**, 1973, "Estimation of possible excitation frequencies for shallow rectangular cavities", AIAA Journal, vol. 11, n°3, pp. 347-351.
- BLOCK J.W.**, 1976, "Noise response of cavities of varying dimensions at subsonic speeds", NASA TN-D-8351.
- BONNET J.P. & PERAULT L.**, 1995, "Cours de turbulence", Ensma-Université de Poitiers.
- BRADSHAW P.**, 1966, "The effect of initial conditions on the development of a free shear layer", Journal of Fluid Mechanics, vol. 26, pp. 225-236.
- BRADSHAW P. & WONG F.Y.F.**, 1972, "The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer", Journal of Fluid Mechanics, vol. 52, pp. 113-135.
- BROWAND F.K.**, 1966, "An experimental investigation of the instability of an incompressible separated shear layer", Journal of Fluid Mechanics, vol. 26, pp. 281-307.
- BROWN G.L. & ROSHKO A.**, 1974, "On density effects and large structure in turbulent mixing layers", Journal of Fluid Mechanics, vol. 64, pp. 775-816.
- BRUN H.H.**, 1995, "Hot-wire Anemometry – Principles and signal analysis", Oxford University Press Inc., New-York.
- BRUN H.H., NABHANI N., FARDAD A.A. & AL-KAYIEM H.H.**, 1990, "Velocity component measurements by X hot-wire anemometry", Measurement Science & Technology 1, pp. 1314-1321.
- CASTRO I.P. & HAQUE A.**, 1987, "The structure of turbulent shear layer bounding a separation region", Journal of Fluid Mechanics, vol. 179, pp. 439-468.

- CHANDRSUDA C., MEHTA R.D., WEIR A.D. & BRADSHAW P.**, 1978, “Effect of free-stream turbulence on large structure in turbulent mixing layers”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 85, pp. 693-704.
- CHARWAT A.F., ROOS J.N., DEWEY F.C. & HITZ J.A.**, 1961, “An investigation of separated flows. Part 1 : The pressure field”, *Journal of Aerospace Sciences*, vol. 28, pp. 457-470.
- COLES D.**, 1956, “The law of the wake in the turbulent boundary layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 1, n°1, pp. 191-226.
- CONLISK A.T. & VELY D.**, 1985, “The generation of noise in impinging vortex motion past a step”, *Phys. Fluids*, vol. 28, n°10, pp. 3004-3012.
- COSTE O.**, 1992, “Application des théories de la diffraction à l’élaboration d’un principe de mesure de l’intensité acoustique tridimensionnelle pour une sonde sphérique”, Thèse de Doctorat, Université de Poitiers.
- COUSTEIX J.**, 1989, “Turbulence et couche limite”, Toulouse, Cepadues-Éditions.
- COVERT E.E.**, 1970, “An approximate calculation of the onset velocity of cavity oscillations”, *AIAA Journal*, vol. 8, n°12, pp. 2189-2194.
- BRADSHAW P. & WONG F.Y.F.**, 1972, “The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 52, pp. 113-135.
- DE BREDERODE V. & BRADSHAW P.**, 1972, “Three-dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubbles. I. Flow behind a rearward-facing step”, *Imperial College, Aeronautical report* 72-19.
- DISA**, “L’anémométrie thermique et l’anémométrie doppler à laser”.
- DRIVER D.M., SEEGMILLER H.L. & MARVIN J.**, 1987, “Time-dependent behaviour of a reattaching shear layer”, *AIAA Journal*, vol. 25, pp. 914-919.
- DURBIN P.A.**, 1984, “Resonance in flows with vortex sheets and edges”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 145, pp. 275-285.
- EAST L.F.**, 1966, “Aerodynamically induced resonances in rectangular cavities”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 3, n°3, pp. 277-287.
- EATON J.K. & JOHNSTON J.P.**, 1981, “A review of research on subsonic turbulent flow reattachment”, *AIAA Journal*, vol. 19, n°9, pp. 1093-1100.
- EATON J.K., JOHNSTON J.P. & JEANS A.H.**, 1979, “Measurements in a reattaching turbulent shear layer”, *Proceedings of the 2nd Symposium on Turbulent Shear Flows*, London.
- ELDER S.A.**, 1978, “Self-excited depth-mode resonance for a wall-mounted cavity in turbulent flow”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 64, n°3, pp. 877-890.
- FLUENT**, 1995, “User’s guide”, vol. 4, Version 4.3.

- GHARIB M. & ROSHKO A.**, 1987, “The effect of flow oscillations on cavity drag”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 177, pp. 501-530.
- HELLER H.H. & BLISS D.**, 1976, “The physical mechanism of flow induced pressure fluctuation in cavities and concepts for their suppression”, *AIAA Paper 75-491, Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 45, pp. 281-296.
- HIRSCH C.**, 1988, “Numerical computation of internal and external flows”, vol. 1 : *Fundamentals of Numerical Discretization*, ed. John Wiley & Sons.
- HIRSCHBERG A. & RIENSTRA S.W.**, 1992, “An introduction to Acoustics”, Eindhoven, University of Technology.
- HOWE M.S.**, 1981, “The influence of mean shear on unsteady aperture flow, with application to acoustical diffraction and self-sustained cavity oscillations”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol.109, pp. 125-146.
- JACOB M.C., GRADOZ V., LOUISOT A. & JUVE D.**, 1999, “Comparison of sound radiated by shallow cavities and backward facing steps”, 5th *AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Seattle, WA, pp. 622-632.
- JONES W.P. & LAUNDER B.E.**, 1972, “The prediction of laminarisation with a two-equation model of turbulence”, *International Journal of Heat Mass Transfer*, vol. 15, pp. 301-314.
- KASAGI N., HIRATA M. & YOKOBARI S.**, 1977, “Visual studies of large eddy structures in turbulent shear flows by means of smoke-wire method”, *Proceedings of the International Symposium on Flow Visualization*. Tokyo, pp. 169-174.
- KELLER J.J.**, 1984, “Nonlinear self-excited acoustic oscillations in cavities”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 94, n°3, pp. 397-409.
- KIYA M., SASAKI K. & ARIE M.**, 1982, “Discrete vortex simulation of a turbulent separation bubble”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 120, pp. 219-244.
- KOMERATH N. M., AHUJA K.K. & CHAMBERS F.W.**, 1987, “Prediction and measurement of flows over cavities - A survey”, *AIAA Paper 87-0166*.
- KUEHN D.M.**, 1980, “Some effects of adverse pressure gradient on the incompressible reattaching flow over a backward-facing step”, *AIAA Journal*, vol. 18, pp. 343-344.
- LAZURE H.**, 1997, “Relation entre la structure aérodynamique d'écoulements turbulents incompressibles et le bruit émis – cas du jet libre et d'une cavité peu profonde”, *Thèse de Doctorat, Université de Poitiers*.
- LAUNDER B.E. & SPALDING D.B.**, 1972, “Mathematical models of turbulence”, Academic press.
- LAUNDER B.E. & SPALDING D.B.**, 1974, “The numerical computation of turbulent flows”, *Computer Methods in Applied Mechanical Engineering*, vol. 3, n°2, pp.269-289.
- LAUNDER B.E., REECE G.J. & RODI W.**, 1975, “Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 68, part 3, pp. 537-566.

LE H., MOIN P. & KIM J., 1997, “Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward facing step”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 330, pp. 349-374.

LILLEY G.M., 1958, “On the noise from air jets”, ARC-20, 376, n°40, FM-2724, British Aeronautical Research Council.

MEISSNER M., 1987, “Self-sustained deep cavity oscillations induced by grazing flow”, *Acustica*, vol. 62, pp. 220-228.

MENDOZA J.M. & AHUJA K.K., 1995, “The effect of width on cavity noise”, *Journal of Aircraft*, vol. 14, n°9, pp. 833-837.

MIKSAD R.W., 1972, “Experiments on the nonlinear stages of free shear-layer transition”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol.56, pp. 695-719.

MOHSEN A.M., 1967, “Experimental investigation of the wall pressure fluctuations in subsonic separated flows”, Boeing report D6-17094, pp. 1-56.

MOSS W.D. & BAKER S., 1980, “Re-circulating flows associated with two-dimensional steps”, *Aeronautical Quarterly*, pp. 151-172.

NAJM H.N. & GHONIEM A.F., 1991, “Numerical simulation of the convective instability in a dump combustor”, *AIAA Journal*, vol. 29, n°6, pp. 911-919.

NAKAMURA Y. & OZONO S., 1987, “The effects of turbulence on a separated and reattaching flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 178, pp. 477-490.

NARAYANAN M.A. B., KHADGI Y.N. & VISWANATH P.R., 1974, “Similarities in pressure distribution in separated flow behind backward-facing steps”, *Aeronautical Quarterly*, vol. 25, pp. 305-312.

NOGER C., LAZURE H. & PATRAT J.C., 1999, “Etude aéroacoustique d’une cavité peu profonde soumise à un écoulement affleurant”, Congrès AUM, septembre, Toulouse.

OSTER D. & WYGNANSKI I., 1982, “The forced mixing layer between parallel stream”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 123, pp. 91-130.

PANARAS A.G., 1985, “Pressure pulses generated by the interaction of a discrete vortex with an edge”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 154, pp. 445-461.

PATANKAR S.V., 1980, “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow”, Hemisphere Publishing Corp., Washington DC.

PATEL R.P., 1978, “Effects of free stream turbulence on free shear flows”, *Aeronautical Quarterly*, vol. 29, n°1, pp. 1-17.

PATRAT J.C., 1994, “Intensimétrie acoustique tridimensionnelle à l’aide d’une sonde sphérique : application à la localisation de sources de bruit”, Rapport interne, CEAT, Poitiers.

PATRAT J.C. & COSTE O., 1992, “Intensimétrie acoustique tridimensionnelle à l’aide d’une sonde sphérique : approches théorique et pratique”, Rapport interne, CEAT, Poitiers.

- POWELL A.**, 1964, “Theory of vortex sound”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 36, n°1, pp. 177-195.
- POWELL A.**, 1995, “A basically monopole source formulation for vortex-generated sound”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 97, n°4, pp. 2144-2146.
- RIBNER H.S.**, 1964, “The generation of sound by turbulent jets”, *Advances in Applied Mechanics*, New-York, pp. 103-182.
- ROCKWELL D.**, 1983, “Oscillations of impinging shear layers”, *AIAA Journal*, vol. 21, n°5, pp. 645-664.
- ROCKWELL D. & KNISELY C.**, 1979, “The organised nature of flow impingement upon a corner”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 93, part 3, pp. 413-432.
- ROCKWELL D. & NAUDASCHER E.**, 1978, “Review self-sustaining oscillations of flow past cavities”, *Journal of Fluids Engineering*, vol. 100, pp. 152-165.
- RONNENBERGER D.**, 1980, “The dynamics of shearing flow over a cavity - A visual study related to the acoustic impedance of small orifices”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 71, n°4, pp. 565-581.
- ROSSITER J.E.**, 1964, “Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds”, *RAE Technical Report 64037*.
- RUDERICH R. & FERNHOLZ H.H.**, 1986, “An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 163, pp. 283-322.
- SAROHIA V.**, 1977, “Experimental investigation of oscillations in flows over shallow cavities”, *AIAA Journal*, vol. 15, n°7, pp. 984-991.
- SAROHIA V. & MASSIER P.F.**, 1977, “Control of cavity noise”, *Journal of Aircraft*, vol. 14, pp. 833-837.
- SHAW L.**, 1998, “Active control for cavity acoustics”, *AIAA Paper 98-2347*.
- SIMPSON R.L.**, 1989, “Turbulent boundary layer separation”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 21, pp. 205-234.
- TAM C.K.W.**, 1976, “The acoustic modes of a two-dimensional rectangular cavity”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 49, n°3, pp. 353-364.
- TAM C.K.W. & BLOCK P.J.W.**, 1978, “On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 89, pp. 373-399.
- TUTU N.K. & CHEVRAY R.**, 1975, “Cross-wire anemometry in high intensity turbulence”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 71, pp. 785-800.
- VAKILI A.D. & GAUTHIER C.**, 1994, “Control of cavity flow by upstream mass-injection”, *Journal of Aircraft*, vol. 31, n°1, pp.169-174.

WILCOX D.C., 1993, "Turbulence modeling for CFD", DCW Industries, California.

YAKHOT V. & ORSZAG S., 1986, "Renormalisation group analysis for turbulence", Journal of Scientific Computing, vol. 1.

ZIADA S. & ROCKWELL D., 1982, "Oscillations of an unstable mixing layer impinging upon an edge", Journal of Fluid Mechanics, vol. 124, pp. 307-334.

Annexe I-A

Simulations numériques des écoulements turbulents

Afin de compléter l'ensemble des mesures expérimentales et de mieux comprendre la structure de l'écoulement se développant lors des différentes études, des simulations numériques bidimensionnelles et tridimensionnelles ont été menées via le code de calcul FLUENT.

On évoque dans cette annexe la modélisation statistique des écoulements turbulents, basée sur le concept de viscosité turbulente, puis on rappelle les propriétés des modèles k- ϵ et RNG k- ϵ utilisés dans le code.

A.1 Modélisation des écoulements turbulents

La plupart des écoulements se développant dans la nature sont turbulents et leur comportement est par conséquent difficilement prévisible tant dans l'espace que dans le temps. Théoriquement, les équations de NAVIER-STOKES sont capables de décrire les écoulements turbulents mais elles sont très compliquées et ne peuvent être résolues analytiquement dans le cas d'écoulements turbulents complexes. Il faut donc avoir recours aux calculs numériques et (ou) à des modélisations des phénomènes turbulents.

Le principe consiste à décomposer toutes les variables qui décrivent l'écoulement en une valeur moyenne¹ et une grandeur fluctuante, c'est ce que l'on nomme la décomposition de REYNOLDS. On peut ainsi établir les équations qui décrivent le champ moyen et les grandeurs statistiques de la turbulence (valeurs quadratiques moyennes des fluctuations). On considérera que le fluide est incompressible², newtonien et dont les propriétés physiques sont constantes (en particulier, l'équation d'état est remplacée par $\mathbf{r}(t) = \bar{\mathbf{r}} = cste$, $\mathbf{m} = cste$). Un exemple de décomposition de la vitesse et de la pression est donné par l'équation I-A.1.

$$\begin{cases} u_i = \bar{u}_i + u'_i \\ p = \bar{p} + p' \end{cases} \quad (\text{I-A.1})$$

¹ La notion de moyenne est à relier à la moyenne temporelle d'un processus stationnaire ergodique.

² Pour des nombres de MACH ($M = \frac{U}{c}$) inférieurs à 0.3, les effets de compressibilité sont négligeables et les variations de densité du fluide avec la pression ignorées.

avec : $\overline{(\)}' = 0$ et $\mathbf{r} = \overline{\mathbf{r}}$. En introduisant ces décompositions dans les équations de continuité et de quantité de mouvement, on obtient après simplification

$$\frac{\mathcal{I} \bar{u}_i}{\mathcal{I} x_i} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\mathcal{I} u'_i}{\mathcal{I} x_i} = 0 \quad (\text{I-A.2})$$

$$\mathbf{r} \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I} t} (\bar{u}_i) + \mathbf{r} \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I} x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = - \frac{\mathcal{I} \bar{p}}{\mathcal{I} x_i} + \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I} x_j} (\bar{\mathbf{t}}_{ij} - \mathbf{r} \overline{u'_i u'_j}) \quad (\text{I-A.3})$$

avec

$$\bar{\mathbf{t}}_{ij} = \mathbf{m} \left[\frac{\mathcal{I} \bar{u}_i}{\mathcal{I} x_j} + \frac{\mathcal{I} \bar{u}_j}{\mathcal{I} x_i} \right] \quad (\text{I-A.4})$$

Les équations (I-A.3), qui possèdent la même forme que les équations fondamentales de NAVIER-STOKES, portent le nom d'équations de REYNOLDS (avec $i = 1, 2, 3$). Les termes $\mathbf{r} \overline{u'_i u'_j}$, qui sont dénommés contraintes de REYNOLDS ou tenseur de REYNOLDS, traduisent l'influence de la turbulence sur le mouvement moyen. Pour pouvoir calculer la vitesse moyenne en un point, il est nécessaire de déterminer le tenseur de REYNOLDS qui est symétrique et dont la trace est égale au double de l'énergie cinétique de turbulence k définie par $\frac{\overline{u'_i u'_i}}{2}$.

De nombreuses études sur les écoulements turbulents ont été menées et ont permis d'établir des relations permettant le calcul des contraintes de REYNOLDS à partir des caractéristiques de l'écoulement moyen : ce sont les relations de fermeture. Afin de fermer le problème, il s'avère nécessaire soit de mettre en œuvre des hypothèses semi-empiriques (reliant le tenseur des contraintes turbulentes au champ moyen de vitesses), soit d'introduire de nouvelles équations pour les variables supplémentaires. En ce qui concerne le premier concept, on distingue les techniques de viscosité turbulente (\mathbf{m}) de **BOUSSINESQ** (1877) et de longueur de mélange (l_m) de **PRANDTL** (1925) qui ne sont que mentionnées ici. On s'intéresse plus particulièrement au deuxième concept de fermeture qui fait appel à d'autres modèles plus complexes permettent de calculer l'évolution des tensions de REYNOLDS à l'aide d'un système d'équations appelées équations de transport. Ces modèles, qui font l'objet des paragraphes suivant, relient les contraintes de REYNOLDS à l'écoulement moyen et permettent d'améliorer l'ensemble des résultats.

A.2 Modèles turbulents avec équations de transport

Les équations de transport sont obtenues à partir des équations de NAVIER-STOKES instantanées. Il faut cependant noter que l'introduction d'équations supplémentaires ne ferme pas le système pour autant mais repousse les hypothèses et les modèles requis pour une résolution des équations. Les modèles de turbulence avec équation de transport sont issues de l'approximation de **BOUSSINESQ** (viscosité turbulente).

A.2.1 Modèle à une équation de transport

L'évolution des caractéristiques de la turbulence sont décrites par l'équation de l'énergie cinétique de turbulence, qui constitue le modèle de turbulence. Ce modèle est incomplet car il relie l'échelle de la turbulence à une dimension caractéristique de l'écoulement. A partir des équations

de REYNOLDS et après des manipulations algébriques, on obtient l'équation générale de transport de l'énergie cinétique turbulente k :

$$\begin{aligned} \mathbf{r} \frac{\mathcal{I}k}{\mathcal{I}t} + \mathbf{r} \bar{u}_j \frac{\mathcal{I}k}{\mathcal{I}x_j} = \bar{\mathbf{t}}_{ij} \frac{\mathcal{I}\bar{u}_i}{\mathcal{I}x_j} - \mathbf{r} \mathbf{e} \\ + \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j} \left[\mathbf{m} \frac{\mathcal{I}k}{\mathcal{I}x_j} - \frac{1}{2} \mathbf{r} \overline{u'_i u'_i u'_j} - \overline{p' u'_j} \right] \end{aligned} \quad (\text{I-A.5})$$

avec

$$\bar{\mathbf{t}}_{ij} = - \mathbf{r} \overline{u'_i u'_j} = \mathbf{m} \left(\frac{\mathcal{I}\bar{u}_i}{\mathcal{I}x_j} + \frac{\mathcal{I}\bar{u}_j}{\mathcal{I}x_i} \right) - \frac{2}{3} \mathbf{r} k \mathbf{d}_{ij} \quad (\text{I-A.6})$$

et

$$\mathbf{e} = \mathbf{u} \frac{\overline{\mathcal{I}u'_i \mathcal{I}u'_i}}{\mathcal{I}x_k \mathcal{I}x_k} \quad (\text{I-A.7})$$

On doit l'expression (I-A.7) du taux de dissipation de l'énergie cinétique en chaleur (par les contraintes visqueuses) par unité de masse (\mathbf{e}) aux hypothèses introduites par BRADSHAW (basées sur l'analyse dimensionnelle). Le taux de dissipation est proportionnel au rapport d'une énergie cinétique par un temps caractéristique. Il est généralement admis qu'il puisse aussi s'écrire

$$\mathbf{e} = C_D \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l_e} \quad (\text{I-A.8})$$

avec l_e une échelle caractéristique (macro-échelle³) de la turbulence inconnue a priori et C_D une constante empirique. L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente devient

$$\mathbf{r} \frac{\mathcal{I}k}{\mathcal{I}t} + \mathbf{r} \bar{u}_j \frac{\mathcal{I}k}{\mathcal{I}x_j} = \bar{\mathbf{t}}_{ij} \frac{\mathcal{I}\bar{u}_i}{\mathcal{I}x_j} - \mathbf{r} \mathbf{e} + \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j} \left[\left(\mathbf{m} + \frac{\mathbf{m}}{\mathbf{s}_k} \right) \frac{\mathcal{I}k}{\mathcal{I}x_j} \right] \quad (\text{I-A.9})$$

Remarque : le regroupement $(\mathbf{m} + \mathbf{m})$ qui apparaît dans l'équation de REYNOLDS (quand on remplace $\bar{\mathbf{t}}_{ij}$ par sa valeur) est appelée viscosité effective \mathbf{m}_{eff} . Elle est élevée dans les régions comportant de forts gradients de vitesse dus à la production d'énergie turbulente.

L'analyse dimensionnelle permet d'écrire la viscosité turbulente \mathbf{m} en fonction de k sous la forme

$$\mathbf{m} = \mathbf{r} l_e k^{1/2} \quad (\text{I-A.10})$$

³ La macro-échelle donne un ordre de grandeur du temps de retard au delà duquel les vitesses ne sont plus corrélées de façon significative. On rappelle que les grosses structures (dimensions de l'écoulement) correspondent aux basses fréquences et que les petites structures (dissipatives) correspondent aux hautes fréquences.

Ce modèle a une équation de transport porte le nom de modèle de **PRANDTL-KOLMOGOROV** et n'est en fait qu'une généralisation de la longueur de mélange dans les cas où il n'y a plus d'équilibre entre la production (premier terme du membre de droite de l'équation I-A.9) et la dissipation d'énergie cinétique (dernier terme du membre de droite de l'équation I-A.9). **EMMONS** (1954) puis **GLUSHKO** (1965) l'ont appliqué sur différents écoulements, les valeurs des constantes empiriques qui semblent convenir sont alors

$$s_k = 1 \quad \text{et} \quad 0.07 \leq C_D \leq 0.09 \quad (\text{I-A.11})$$

Cependant ce modèle a une équation de transport ne permet pas de fermer complètement le système d'équations car il pose le problème du choix de la longueur caractéristique l_e . Afin d'éviter ces problèmes, il est possible de prendre en compte les effets d'échelle de turbulence (échelle de longueur) dans les équations de transport. Ces modèles ont alors deux équations de transport.

A.2.2 Modèles à deux équations de transport

Alors que le modèle précédent ne prenait en compte que l'échelle de vitesse (à partir de l'énergie cinétique), les modèles de turbulence à deux équations de transport sont à la base des recherches sur la turbulence depuis les vingt dernières années. Ce type de modèles permet de représenter les propriétés des caractéristiques de la turbulence non seulement avec une échelle de vitesse mais aussi avec une échelle de longueur.

L'une des technique utilisée consiste à écrire une équation pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique (**LAUNDER & AL.**, 1975). Le point de départ de tout modèle à deux équations de transport reste l'approximation de **BOUSSINESQ**. Parmi les plus couramment employés (et surtout ceux disponibles dans le code de calcul **FLUENT** que nous utiliserons), on distingue entre autre les modèles k- ϵ et RNG k- ϵ (Renormalisation Group) dont les caractéristiques sont détaillées ci-dessous.

A.2.2.1 Le modèle k- ϵ

Le modèle k- ϵ est sans doute l'un des modèles de turbulence les plus utilisés. Les premiers développements de ce modèle sont dus à **CHOU** (1945), **DAVIDOV** (1961) ou encore plus récemment à **HARLOW** et **NAKAYAMA** (1968). Ensuite, **JONES** et **LAUNDER** (1972), en y apportant quelques modifications, en ont fait un modèle de référence (standard).

Le modèle k- ϵ , semi-empirique, est basé sur un schéma de type viscosité turbulente isotropique⁴ dans lequel les contraintes de **REYNOLDS** sont supposées proportionnelles aux gradients de vitesse moyens, la constante de proportionnalité étant la viscosité turbulente \mathbf{m} . On doit cette hypothèse à **BOUSSINESQ**. Elle permet d'écrire le tenseur des contraintes de **REYNOLDS**

$$\overline{\mathbf{t}}_{ij} = -\mathbf{r} \overline{u'_i u'_j} = \mathbf{m} \left(\frac{\mathcal{J}\overline{u}_i}{\mathcal{J}x_j} + \frac{\mathcal{J}\overline{u}_j}{\mathcal{J}x_i} \right) - \frac{2}{3} \mathbf{r} k \mathbf{d}_{ij} \quad (\text{I-A.12})$$

où k est l'énergie cinétique turbulente ($k = \frac{1}{2} \sum_i \overline{u_i'^2}$). Les tensions turbulentes sont donc exprimées directement en fonction du tenseur des vitesses de déformation. Outre l'équation pour l'énergie cinétique turbulente k (qui reste la même (I-A.9)), il est possible d'écrire une deuxième

⁴ L'hypothèse de viscosité turbulente isotropique signifie que toutes les contraintes de **REYNOLDS** sont du même ordre de grandeur. Dans le cas contraire (anisotropie), le modèle k- ϵ n'est pas adapté...

équation de transport à partir des équations de NAVIER-STOKES : celle de la dissipation ϵ qui fait intervenir des corrélations doubles des vitesses et de leurs gradients :

$$\begin{aligned} \mathbf{r} \frac{\mathcal{I} \epsilon}{\mathcal{I} t} + \mathbf{r} \bar{u}_j \frac{\mathcal{I} \epsilon}{\mathcal{I} x_j} = C_{e1} \frac{\epsilon}{k} \bar{t}_{ij} \frac{\mathcal{I} \bar{u}_i}{\mathcal{I} x_j} - C_{2e} \mathbf{r} \frac{\epsilon^2}{k} \\ + \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I} x_j} \left[\left(\mathbf{m} + \frac{\mathbf{m}}{\mathbf{s}_e} \right) \frac{\mathcal{I} \epsilon}{\mathcal{I} x_j} \right] \end{aligned} \quad (\text{I-A.13})$$

Toutes les constantes de cette équation sont empiriques et leurs valeurs sont données en I-A.15. La viscosité turbulente \mathbf{m} est exprimée à l'aide de l'analyse dimensionnelle en fonction de k et ϵ sachant que l'échelle des vitesses est proportionnelle à \sqrt{k} et l'échelle des longueurs à $\frac{\sqrt{k^3}}{\epsilon}$. Elle s'écrit :

$$\mathbf{m} = \mathbf{r} C_m \frac{k^2}{\epsilon} \quad (\text{I-A.14})$$

où C_m est une constante empirique (sans dimension). Bien que ces équations puissent revêtir des formes différentes dans la littérature, on retrouve cependant les mêmes constantes empiriques, qui sont obtenues par confrontation avec l'expérience. L'ajustement de ces constantes est réalisé à partir d'écoulements simples (comme par exemple la turbulence de grille, l'écoulement cisailé homogène stationnaire) et les valeurs ainsi déterminées sont conservées pour calculer des écoulements plus complexes. Ces valeurs expérimentales (LAUNDER & AL., 1974) ont été établies pour des écoulements turbulents libres et s'écrivent

$$C_{e1} = 1.44 ; C_{e2} = 1.92 ; C_m = 0.09 ; \mathbf{s}_k = 1 ; \mathbf{s}_e = 1.3 \quad (\text{I-A.15})$$

Ces valeurs sont particulièrement bien adaptées aux calculs de jets plans ou de couches de mélange. \mathbf{s}_k (nombre de PRANDTL turbulent pour l'énergie cinétique turbulente) définit le rapport entre la diffusion de la quantité de mouvement et la diffusion de l'énergie cinétique turbulente à partir du transport turbulent. \mathbf{s}_e (nombre de PRANDTL turbulent pour la dissipation turbulente) définit le rapport entre la diffusion de la quantité de mouvement et la diffusion de la dissipation de la turbulence à partir du transport turbulent.

Le modèle k- ϵ n'est pas valide dans les régions en proche paroi (typiquement $y^+ < 30$). Le fait d'ajouter davantage de mailles pour calculer la couche limite turbulente ne conduit pas à de meilleures prédictions à moins que les modèles soient proprement modifiés afin de prendre en compte la région en proche paroi. Bien que ce modèle soit couramment employé, il est reconnu qu'il ne peut prédire des écoulements complexes associant recollement, vitesse élevée, cisaillement et instationnarité. De plus, on peut remarquer qu'il est basé sur une "description" isotropique de la turbulence (via \mathbf{m}) et que, par conséquent, il n'est pas adapté à la prédiction de la turbulence anisotropique (que l'on rencontre dans les écoulements rotationnels par exemple). Enfin le modèle k- ϵ a tendance à surestimer les contraintes turbulentes (en leur donnant un caractère diffusif qu'elles n'ont généralement pas) ainsi que la viscosité turbulente dans les zones de fort cisaillement (couche limite, couche de mélange). Dans le cas de couche limite, il faut alors faire appel à des modèles à bas nombre de REYNOLDS. Plusieurs variantes du modèle k- ϵ sont donc utilisées dans les codes de calculs et les recherches sur la validité de ces modèles sont en perpétuelle progression.

A.2.2.2 Le modèle RNG k-ε

Le modèle RNG k-ε appartient à la famille des modèles k-ε. Il est donc basé sur un schéma de type viscosité turbulente isotropique. **YAKHOT** et **ORSZAG** (1986) ont montré que la “Renormalisation Group Theory (RNG)” était un outil puissant pour la modélisation de la turbulence. Le modèle RNG k-ε fournit à la fois une meilleure précision et efficacité dans la modélisation des écoulements turbulents. Tout comme le modèle k-ε, il comporte deux équations de transports, basées sur les équations gouvernant l’écoulement, utilisant des techniques mathématiques appelées méthode de “Renormalisation Group”. Basé sur celles-ci et à l’opposition des approches semi-empiriques, le modèle RNG est un modèle fondamental plus général qui permet de calculer des écoulements en proche paroi (incluant les écoulements de séparation), des écoulements comportant des nombres de REYNOLDS faibles ou encore des écoulements de transition, de sillage, tourbillonnaires...

Les principales différences avec le modèle k-ε résident dans le fait que le modèle RNG ne nécessite pas de constantes empiriques (celles-ci étant évaluées par la théorie). Il est basé sur une technique statistique rigoureuse qui permet d’éliminer les tourbillons d’échelles très petites (grands nombres d’onde $k = \frac{2\pi}{l_d}$ où l_d est l’échelle de dissipation de **KOLMOGOROV** ($= L R_e^{-\frac{3}{4}}$) et L représente l’échelle intégrale) qui ne contiennent que très peu d’énergie du fait de la dissipation visqueuse pour ne conserver que les quantités moyennes de l’écoulement à l’échelle intégrale de turbulence. Il contient un terme additionnel dans l’équation de la dissipation ainsi qu’une formule analytique pour le nombre de **PRANDTL** turbulent (contrairement au modèle k-ε qui utilise une constante). De plus, les effets tourbillonnaires sont pris en compte. La théorie RNG fournit une formule analytique pour la viscosité effective qui permet de prendre en compte les écoulements à faibles nombres de REYNOLDS et par conséquent de prédire les comportements laminaires sans pour autant avoir recours à l’emploi de lois de paroi ou encore de fonctions d’amortissement. Pour les faibles nombres de REYNOLDS, où les effets de la viscosité moléculaire sont prépondérants, la viscosité effective s’écrit sous la forme⁵

$$\mathbf{m}_{eff} = \mathbf{m} \left(1 + \sqrt{\frac{C_m}{\mathbf{m}}} \frac{k}{\sqrt{\mathbf{e}}} \right)^2 \quad (\text{I-A.16})$$

Les constantes empiriques, définies analytiquement par la théorie RNG, s’écrivent

$$C_{e1} = 1.42 - \frac{\mathbf{h} \left(1 - \frac{\mathbf{h}}{\mathbf{h}_0} \right)}{1 + \mathbf{g}\mathbf{h}^3} ; C_{e2} = 1.68 ; C_m = 0.085 ; \mathbf{s}_k = 0.7179 \quad (\text{I-A.17})$$

$$\mathbf{s}_e = 0.7179 ; \mathbf{h} = \frac{k}{\mathbf{e}} \sqrt{\frac{1}{2}} \left(\frac{\mathcal{I}\bar{u}_i}{\mathcal{I}x_j} + \frac{\mathcal{I}\bar{u}_j}{\mathcal{I}x_i} \right) ; \mathbf{h}_0 = 4.38 ; \mathbf{g} = 0.012$$

Les nouveaux termes qui apparaissent dans l’équation de la dissipation permettent de traiter les écoulements avec séparation ainsi que les écoulements comportant des points d’arrêt. Il faut aussi remarquer que la valeur réduite de C_{e2} (1.68), comparée à celle du modèle k-ε (1.92), a pour

⁵ Pour les nombres de REYNOLDS élevés, la viscosité effective s’écrit simplement : $\mathbf{m}_{eff} = \mathbf{m} + \mathbf{r} C_m \frac{k^2}{\mathbf{e}}$. Le premier terme de droite représente la viscosité moléculaire tandis que le second représente la viscosité turbulente.

conséquence une diminution du taux de production de turbulence k et du taux de dissipation ϵ . La viscosité effective ν_{eff} prend alors des valeurs plus faibles par rapport au modèle standard : cette caractéristique intéressante permet d'améliorer le traitement des écoulements avec séparation ainsi que de prendre en compte la forte anisotropie des régions cisailées.

Enfin, pour prendre en compte les régions de proche paroi dans certains modèles turbulents et ainsi résoudre les équations de conservation de la quantité de mouvement, il existe deux méthodes : l'introduction de loi de paroi ou bien la modélisation à faible nombre de REYNOLDS. On donne à titre indicatif l'intérêt de telles lois de paroi.

A.2.2.3 Lois de paroi

Pour la plupart des modèles turbulents, l'application de conditions de non glissement et l'intégration des équations à travers la sous-couche visqueuse ne conduit pas à des résultats satisfaisants. Il s'avère donc nécessaire d'introduire des lois de paroi, qui permettent d'estimer l'effet de la paroi sur l'écoulement dans la région $y^+ < 30$. Les lois de parois font partie des méthodes les plus largement utilisées pour prendre en compte l'influence des parois : elles ne sont pas trop "gourmandes" en temps et en mémoire. Elles permettent aussi, par addition de paramètres empiriques, de prendre en compte des informations supplémentaires comme par exemple la rugosité des parois, les gradients de pression ou encore le transfert de masse. Près des parois, il existe des régions où le nombre de REYNOLDS local de la turbulence ($Re = \frac{k^{\frac{1}{2}} l}{\mathbf{u}}$ où $l = \frac{\sqrt{k^3}}{\epsilon}$) est si petit que les effets visqueux sont prépondérants comparés aux effets turbulents. La couche limite qui se développe le long de ces parois peut se décomposer en deux régions : la première correspond à la turbulence développée (région externe) et la seconde à la région de paroi où la viscosité est prépondérante (région interne). Le profil des vitesses dans une couche limite a alors deux comportements indépendants suivant que l'on se trouve dans l'une ou l'autre de ces régions. Il existe en outre une région de raccordement (région logarithmique) qui permet de faire le lien entre ces deux régions.

La région de paroi ou région interne peut se décomposer en trois domaines distinctes suivant la valeur de y^+ ($= \frac{u_t y}{\mathbf{u}}$)⁶ :

- $0 < y^+ < 5$ à 10 : sous-couche linéaire (ou laminaire),
la vitesse varie linéairement avec y^+ .
- 5 à $10 < y^+ < 30$: sous-couche visqueuse : zone tampon,
l'importance des effets visqueux diminue.
- $30 < y^+ < 0.1d$ à $0.2d$: zone logarithmique,
effets visqueux négligeables.

On trouve ensuite la région externe qui s'étend de $0.1d$ à $0.2d < y^+ < d$, c'est-à-dire entre la couche logarithmique et le bord supérieur de la couche limite. Dans cette région, l'écoulement est turbulent et les contraintes visqueuses sont négligeables par rapport aux contraintes turbulentes. Les vitesses moyennes sont en effet très affectées par les parois (condition de non-

⁶ u_t est la vitesse de frottement définie à partir du frottement pariétal : $u_t = \sqrt{\frac{\mathbf{t}_p}{\mathbf{r}}}$.

glissement) aussi bien que la turbulence qui est amortie du fait de leur présence. La turbulence est cependant rapidement amplifiée, dans la région externe, par la production d'énergie turbulente due aux contraintes visqueuses et aux forts gradients de vitesse moyenne. C'est donc dans ces régions de proche paroi qu'ont évidemment lieu les plus importantes variations des différents paramètres tels que la vitesses, la pression, la turbulence ou la vorticité. On voit donc combien il est important de pouvoir modéliser avec fidélité l'influence des parois afin d'obtenir des résultats numériques aussi précis que possible : la bonne modélisation des parois détermine la précision des prédictions.

Pour plus de détails concernant la modélisation de la couche limite turbulente en proche paroi, le lecteur est invité à se reporter à **COUSTEIX** (1989), **WILCOX** (1993) ou encore **FLUENT** (1995).

A.3 Conclusion

En général, les modèles de turbulence à deux équations de transport sont souvent difficiles à résoudre mais permettent néanmoins de définir les caractéristiques de la turbulence.

Le modèle $k-\epsilon$ n'est pas bien adapté aux écoulements présentant un gradient de pression défavorable ainsi que pour les calculs dans la sous-couche visqueuse et requiert par conséquent des corrections afin de respecter les lois de paroi pour une couche limite incompressible de plaque plane... En revanche, il est particulièrement bien adapté aux calculs d'écoulements turbulents comportant des couches de cisaillement planes telles que les jets ou bien les écoulements dans les conduites. Ce modèle est en général très stable du fait de l'importante diffusion turbulente qu'il comporte. Malgré ses nombreuses faiblesses, il reste le modèle le plus couramment utilisé de part sa facilité de mise en œuvre numérique.

Le modèle RNG $k-\epsilon$ ne requiert qu'environ 10 à 15% de calculs supplémentaires comparé au modèle $k-\epsilon$, mais en revanche converge d'une façon plus stable. Il couvre un domaine d'applications plus large par rapport au modèle $k-\epsilon$. Ces équations de transport (k et ϵ) incluent un effet d'amortissement naturel dans les régions de proche paroi.

Ces deux modèles restent cependant inefficaces si la turbulence de l'écoulement moyen a un caractère anisotropique marqué : on peut rencontrer ce type phénomène dans les écoulements fortement tourbillonnaires, dans les écoulements comportant des lignes de courant très incurvées ou encore dans les écoulements de recirculation.

Partie II

*Etude aéroacoustique de la
cavité de fixation (“baignoire”)
du pantographe du TGV*


An aerial photograph of a white TGV train traveling on a set of tracks. The train is positioned in the center of the frame, moving away from the viewer. The tracks are flanked by gravel and concrete. The background shows a hilly landscape with green vegetation and some utility poles. The image is overlaid with text and horizontal lines.

Image : Vue du dessus d'un TGV Atlantique
avec baignoire du pantographe au
premier plan (Internet, SNCF)

Sommaire

<i>Sommaire</i>	93
<i>Introduction</i>	95
<i>Chapitre 1 Caractéristiques de la maquette de la baignoire du pantographe du TGV et configuration expérimentale</i>	97
1.1 Dispositif expérimental	97
1.1.1 Description de la soufflerie	97
1.1.2 Système de déplacement.....	99
1.1.3 Mise en place de la maquette dans la soufflerie	100
1.2 Description de la maquette	100
1.2.1 Baignoire réelle du pantographe.....	100
1.2.2 Problèmes de similitude.....	101
1.2.3 Maquette de la baignoire à l'échelle $1/7^e$	101
1.2.4 Maquette complète à l'échelle $1/7^e$	103
1.3 Terminologie	103
1.4 Problèmes liés à la mise en place de la maquette : coefficient de blocage	104
1.5 Acquisitions et traitement des données	105
<i>Chapitre 2 Simulations numériques bidimensionnelles de la baignoire</i>	<i>107</i>
2.1 Simulations bidimensionnelles de la baignoire	107
2.1.1 Maillage du domaine de calcul.....	107
2.1.2 Conditions aux limites.....	108
2.1.3 Modèle de turbulence et traitement proche paroi.....	108
2.1.4 Champ aérodynamique moyen.....	108
2.1.5 Grandeurs turbulentes	110
2.2 Simulations de la marche descendante	111
2.2.1 Marche descendante avec capot.....	111
2.2.2 Grandeurs turbulentes	112
2.2.3 Résumé des résultats	112
2.3 Conclusion	112

Chapitre 3 Champ aérodynamique de la baignoire du TGV.....	113
3.1 Visualisations pariétales	113
3.1.1 Evolution de la géométrie de la maquette	113
3.1.2 Visualisations du capot	114
3.1.3 Visualisations du fond de la baignoire	115
3.1.4 Visualisations devant la cuvette	116
3.1.5 Visualisations au-dessus de la cuvette	117
3.1.6 Visualisation en aval de la cuvette.....	118
3.1.7 Résumé des caractéristiques de l'écoulement.....	119
3.1.8 Conclusion.....	120
3.2 Mesures aérodynamiques.....	120
3.2.1 Caractéristiques de la couche limite amont.....	120
3.2.2 Champ aérodynamique moyen	121
3.2.3 Grandeurs turbulentes	126
3.2.4 Conclusion.....	130
Chapitre 4 Champ acoustique de la baignoire du TGV.....	133
4.1 Caractéristiques acoustiques de la soufflerie	133
4.2 Mesures de pression acoustique	134
4.3 Mesures de pression pariétale instationnaire	136
4.3.1 Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale	137
4.3.2 Capot amont	138
4.3.3 Cuvette aval.....	139
4.3.4 Coefficients de pression	140
4.4 Cohérence entre les fluctuations de pression pariétale et de vitesse.....	142
4.5 Cohérence entre les fluctuations de pression pariétale et la pression acoustique en milieu de veine	147
4.6 Conclusion	148
Conclusion	149
Bibliographie.....	151
Annexe II-A Evolutions des densités spectrales suivant la géométrie de la baignoire.....	153
A.1 Maquette du TGV sans la baignoire	153
A.2 Maquette du TGV avec la baignoire du pantographe	154
A.3 Baignoire du pantographe avec capot à fentes	154
A.4 Baignoire du pantographe avec capot à fentes	155

Introduction

Après avoir décrit les champs aérodynamique et acoustique d'une cavité rectangulaire peu profonde soumise à un écoulement affleurant et possédant les mêmes proportions géométriques que la baignoire, on s'intéresse maintenant à la baignoire du pantographe du TGV-Atlantique proprement dite. Cette cavité, aux formes très complexes (Figure II-1), permet d'accueillir tout un ensemble de matériel tels que les isolateurs, les vérins, les câbles, ..., ainsi que les pantographes.



*Figure II-1 : Géométrie réelle de la baignoire du pantographe
a) vue vers l'avant de la motrice et b) vue vers l'aval du train.*

A priori, les phénomènes rencontrés risquent d'être très semblables à ceux de la cavité simplifiée du fait du REYNOLDS très élevé de l'écoulement. Pour cette raison, on adopte un plan de travail similaire à celui de la partie I. Cette seconde étude ne possède cependant pas de bibliographie puisque celle-ci a déjà été établie au chapitre 1 de la partie I. Les formes complexes qui composent la baignoire ainsi que son rapport allongement élevé (rapport de la longueur sur la hauteur de la baignoire) en font une cavité très peu étudiée (voire pas du tout) et dont les

caractéristiques n'ont jamais été rencontrées au cours de l'étude bibliographique. Les notations adoptées au cours de cette étude restent les mêmes que celles de la première partie.

Dans le premier chapitre, on présente le dispositif expérimental ainsi que les caractéristiques géométriques des différentes maquettes de la baignoire du pantographe. Trois géométries différentes seront utilisées de façon à mettre en évidence l'influence de chacun des éléments composant la baignoire. Les résultats de l'ensemble des campagnes sont présentés simultanément. Ce chapitre se termine par un bref rappel des moyens de mesures aérodynamique (anémométrie à fils chauds) et acoustique (microphones) déjà présentés lors de l'étude de la cavité simplifiée (chapitre 2 de la partie I).

Des simulations bidimensionnelles de l'écoulement affleurant la baignoire sont effectuées au deuxième chapitre. Celles-ci apportent de précieux renseignements sur la structure de l'écoulement susceptible de se développer dans la baignoire. Ces simulations seront par la suite comparées aux mesures expérimentales.

Le chapitre 3 présente les mesures du champ aérodynamique de la baignoire qui débutent par des visualisations pariétales de l'écoulement. Les trois configurations géométriques de la maquette sont successivement explorées au cours de trois campagnes d'essais. Elles indiquent la forte dépendance du comportement aérodynamique de la baignoire suivant les éléments géométriques qui la composent.

Afin de compléter l'étude aérodynamique, on procède à des mesures de pression acoustique en milieu de veine ainsi qu'à des mesures de pression pariétale au moyen de microphones placés affleurant les parois. Ces mesures, qui sont regroupées au chapitre 5, précisent la contribution de la baignoire, au niveau de certaines fréquences discrètes, sur le bruit rayonné. Des cohérences entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de vitesse donnent de précieux renseignements sur l'origine des niveaux élevés de pression. Enfin, un concept de réduction du bruit rayonné la baignoire du pantographe est proposée dans la conclusion de ce chapitre.

Chapitre 1

Caractéristiques de la maquette de la baignoire du pantographe du TGV et configuration expérimentale

Une étude géométrique a été réalisée à partir des plans du TGV et de la baignoire du pantographe. Celle-ci a abouti à la conception puis à la fabrication d'une maquette à l'échelle $1/7^e$ respectant les principales caractéristiques géométriques de la cavité réelle.

On présente dans un premier temps les caractéristiques la soufflerie subsonique NIEUPORT du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers dans laquelle sera placée la maquette puis on présente la maquette de la baignoire ainsi que la maquette complète. Enfin, le chapitre se termine par la présentation de la chaîne d'acquisitions dont les caractéristiques ressemblent fortement à celle décrite dans le chapitre 2 de la partie I.

1.1 Dispositif expérimental

La description de la soufflerie, le système de déplacement permettant de positionner des sondes dans la veine d'essai ainsi que la mise en place de la maquette sont successivement décrits.

1.1.1 Description de la soufflerie

Les mesures expérimentales se déroulent dans la soufflerie subsonique NIEUPORT du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, décrite à la Figure II-1.1. Cette soufflerie, de type EIFFEL, mesure environ 22 m de longueur et est constituée successivement par :

⇒ **des filtres** : de porosité inférieure à $5\ \mu\text{m}$, ils permettent d'éliminer les plus grosses particules contenues dans la poussière.

⇒ **un convergent** : il est équipé en amont de filtres en nids d'abeilles (de maille hexagonale de diamètre $15\ \text{mm}$) et permet d'obtenir un écoulement uniforme et stationnaire dans la veine d'essai.

⇒ **une chambre d'essai** : de forme cylindrique, elle mesure $1.69\ \text{m}$ de diamètre et a une longueur de $2.4\ \text{m}$. Sur sa partie supérieure, une fente autorise le passage d'un bras robot afin de pouvoir positionner des sondes dans la veine. La veine est aussi équipée

⇒ un diffuseur : il est composé d'un divergent et d'une partie cylindrique afin de stabiliser le flux d'air aspiré par les pales du ventilateur.

⇒ un moteur asynchrone : d'une puissance de $165 CV$, il entraîne un ventilateur comportant 6 pales. La gamme de vitesse varie linéairement de quelques mètres par seconde ($16 tr/mn$) à environ $40 m/s$ ($400 tr/mn$).

1.1.2 Système de déplacement

Les mesures de vitesse ou de pression à l'intérieur et autour de la maquette un contrôle précis du positionnement de sondes. On dispose pour cela d'un bras robot 5 axes (ALPES INSTRUMENTS) positionné au-dessus de la soufflerie (Figure II-1.2). Il commande le déplacement d'un mât porte sonde en traversant la paroi de la soufflerie.

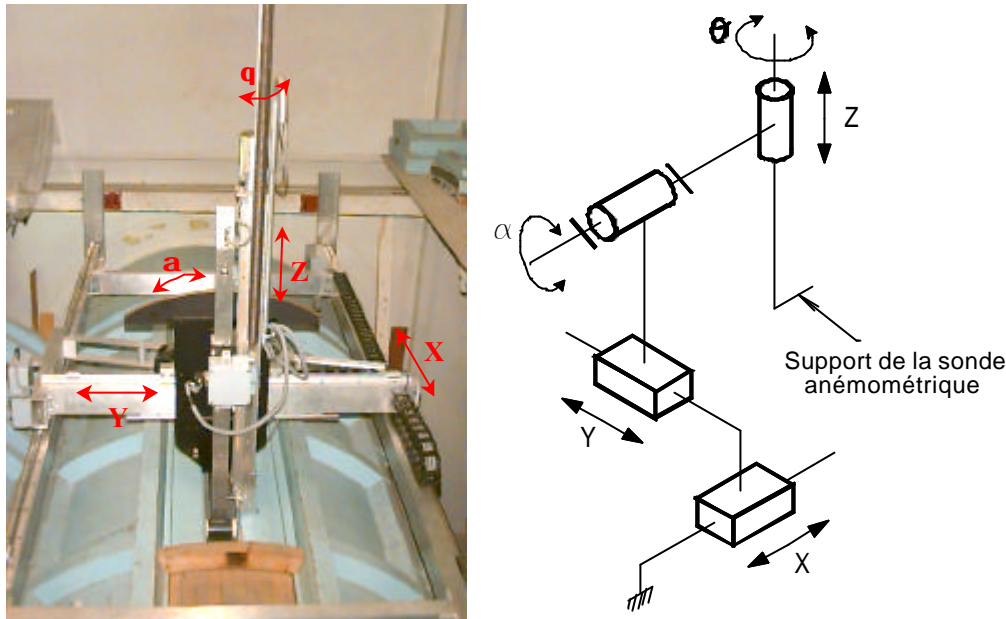


Figure II-1.2 : Bras robot 5 axes de la soufflerie avec son schéma cinématique.

Deux dérouleurs de feuillards (tôles très fines) permettent, en suivant les déplacements longitudinaux du bras robot, de masquer la fente nécessaire au passage du mât et ainsi d'assurer l'étanchéité de la soufflerie. L'ensemble du système possède 5 degrés de liberté dont 4 sont motorisés et instrumentés (3 translations et une rotation autour de l'axe vertical), le cinquième étant manuel.

Les dispositifs de translation longitudinale et transversale sont composés d'un ensemble comprenant une glissière à billes ainsi qu'un système à pignon-crémaillère.

La translation verticale (guidage et déplacement) est réalisée par une vis à billes. Des motoréducteurs tachymétriques à courant continu assurent la mise en mouvement des translations, leurs positionnements étant contrôlés par des potentiomètres haute précision régulés par un asservissement en boucle fermée. Leur linéarité conduit à de faibles incertitudes de positionnement.

La rotation de l'axe verticale est obtenue à partir d'un moteur à courant continu et positionnée par un potentiomètre.

Le dernier réglage est manuel : il permet d'effectuer une rotation de $\pm 30^\circ$ autour de l'axe longitudinal avec une résolution de 0.1° . Toutes les caractéristiques du système de déplacement sont résumées dans le Tableau II-1.1.

Mouvements	Translations			Rotation
	<i>longitudinal</i>	<i>vertical</i>	<i>transversal</i>	<i>Vertical</i>
Course	<i>1000 mm</i>	<i>600 mm</i>	<i>600 mm</i>	<i>360°</i>
Précision	<i>0.25 mm</i>	<i>0.15 mm</i>	<i>0.15 mm</i>	<i>1°</i>
Vitesse	<i>de 2 mm/s à 4 mm/s</i>			<i>pas de régulation</i>

Tableau II-1.1 : Caractéristiques du système de déplacement.

L'ensemble du système de déplacement du bras est piloté à distance par un ordinateur de type PC via la liaison série RS232. Des programmes d'acquisition réalisés à partir du logiciel TESTPOINT permettent de piloter les axes longitudinaux et verticaux. Seuls ces deux axes de déplacements seront utilisés durant les mesures : ils permettront d'effectuer des mesures par plongées.

1.1.3 Mise en place de la maquette dans la soufflerie

Afin d'accueillir et de fixer la maquette, la soufflerie a été légèrement modifiée : un parquet de 13 m de longueur a en effet été conçu de façon à positionner la maquette à mi-hauteur de veine (Figure II-1.8). Ce parquet a nécessité la conception de raccords au niveau des convergent et divergent. Ainsi, l'adjonction d'un profilé arrondi en bois en amont des nids d'abeilles a permis de guider l'écoulement en évitant tout décollement et d'obstruer la section située sous le parquet (Figure II-1.1). A l'extrémité aval du parquet, un profilé permet d'éviter toute remontée de bruit provenant de la séparation de l'écoulement.

1.2 Description de la maquette

On présente successivement les caractéristiques géométriques de la baignoire du pantographe puis les simplifications adoptées pour la conception de la maquette à l'échelle 1/7^e. Enfin, la maquette complète est décrite.

1.2.1 Baignoire réelle du pantographe

La baignoire réelle (échelle 1) est présentée sur les photographies de la Figure II-1.3.

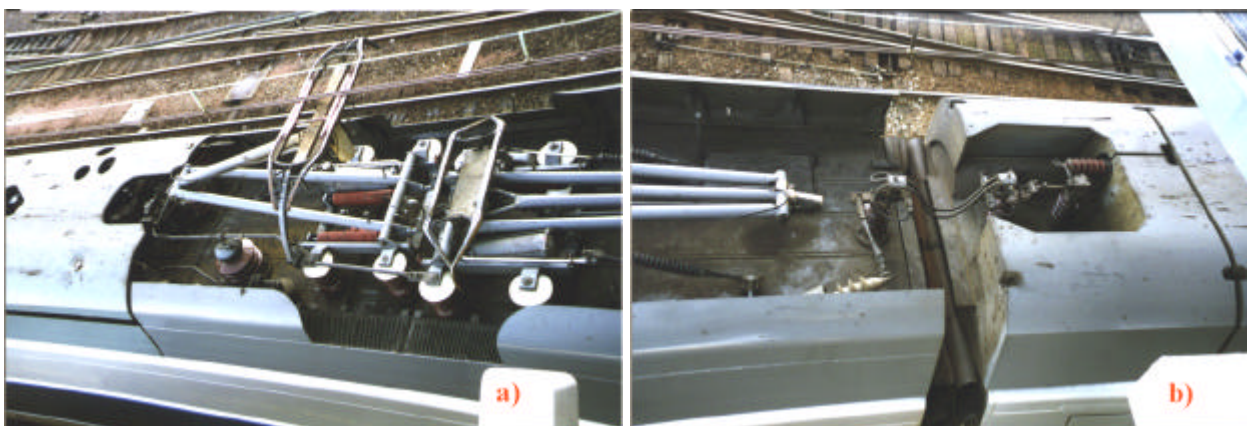


Figure II-1.3 : Amont (a) et aval (b) de la baignoire du pantographe à l'échelle 1.

La géométrie de la baignoire est fort complexe et son volume intérieur encombré de nombreux éléments nécessaires au fonctionnement du TGV : pantographes, isolateurs, câbles, vérins, ... Toutes ces caractéristiques ne peuvent évidemment pas être reproduites à l'identique et surtout ne présentent pas toutes un intérêt tant du point de vue aérodynamique qu'acoustique. Il faut donc opérer des simplifications pour ne garder que les éléments susceptibles de perturber le plus l'écoulement (i.e. à l'origine du rayonnement acoustique de la baignoire).

1.2.2 Problèmes de similitude

Une des difficulté majeure en aérodynamique réside dans la transposition des grandeurs liées à la maquette (mesurées en soufflerie) pour obtenir celles de la configuration réelle.

La première condition de similitude porte sur la similitude géométrique : la maquette doit ressembler le plus possible à la réalité. Cette première condition ne peut pas être complètement respectée car certains détails à l'échelle 1 deviennent insignifiants à l'échelle $1/7^e$. Pour cette raison, des simplifications sont apportées à la maquette.

La deuxième condition est une similitude théorique qui est respectée quand les deux configurations (maquette et échelle 1) ont leurs nombres de REYNOLDS égaux. Dans notre cas, cette seconde condition est impossible à réaliser. Le TGV se déplaçant à des vitesses de 300 km/h , il faudrait atteindre une vitesse de 2100 km/h à l'échelle $1/7^e$. A cette vitesse, l'écoulement serait supersonique et par conséquent de nature différente de l'écoulement se développant autour du TGV réel (subsonique).

Néanmoins, étant donné le nombre de REYNOLDS très élevé de l'écoulement, on verra que le non respect de ces conditions n'affecte pas énormément la structure de l'écoulement qui se développe autour de la baignoire (les points de séparation du fluide sont en effet indépendants du nombre de REYNOLDS).

1.2.3 Maquette de la baignoire à l'échelle $1/7^e$

Quelques simplifications ont donc été adoptées tout en respectant le cahier des charges défini en accord avec la SNCF. Après maintes corrections, le gel des plans a permis de lancer la conception puis la fabrication de la maquette de la baignoire du pantographe à l'échelle $1/7^e$. La Figure II-1.4 présente la géométrie de la première maquette de la baignoire qui évoluera par deux fois aux cours des mesures expérimentales : quelle que soit la campagne d'essais, les dimensions de la maquette de la baignoire restent identiques : 1456 mm de longueur dans le plan médian (L), 114 mm de profondeur (d) et 333 mm de largeur (W). Le choix de cette échelle est lié aux problèmes de restitution des détails, de similitude ainsi qu'au coefficient de blocage de la soufflerie (discuté au § 1.2.2).

La baignoire est composée de quatre éléments (Figure II-1.5a) : un capot en amont, 2 ailerons sur les côtés et une cuvette en aval (cf. terminologie § 1.3). Le capot et les ailerons sont en tôle de 2 mm d'épaisseur tandis que la cuvette est en bois (médium¹). Le fond de la baignoire est en plexiglas afin de simplifier tous problèmes liés à son instrumentation.

Dans la deuxième campagne (Figure II-1.5b), le capot amont est échangé contre un capot comportant des fentes latérales (9 mm) ainsi qu'un léger jeu (6 mm) avec la toiture amont.

¹ Le médium est un bois particulièrement adapté à la construction de maquette de part ces qualités : il est très dur, peu sensible à l'humidité, possède un bon état de surface et reste facile à usiner.

Enfin, lors de la troisième campagne (Figure II-1.5c), on gardera le capot à fentes et on ajoutera deux pantographes (un baissé et l'autre levé) à l'intérieur de la baignoire.

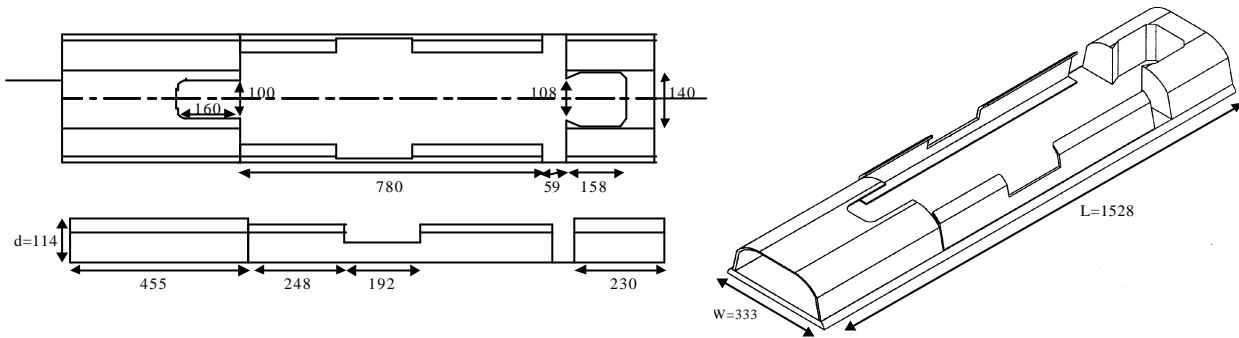


Figure II-1.4 : Vues de dessus, de côté et tridimensionnelle de la baignoire (dimensions en mm).

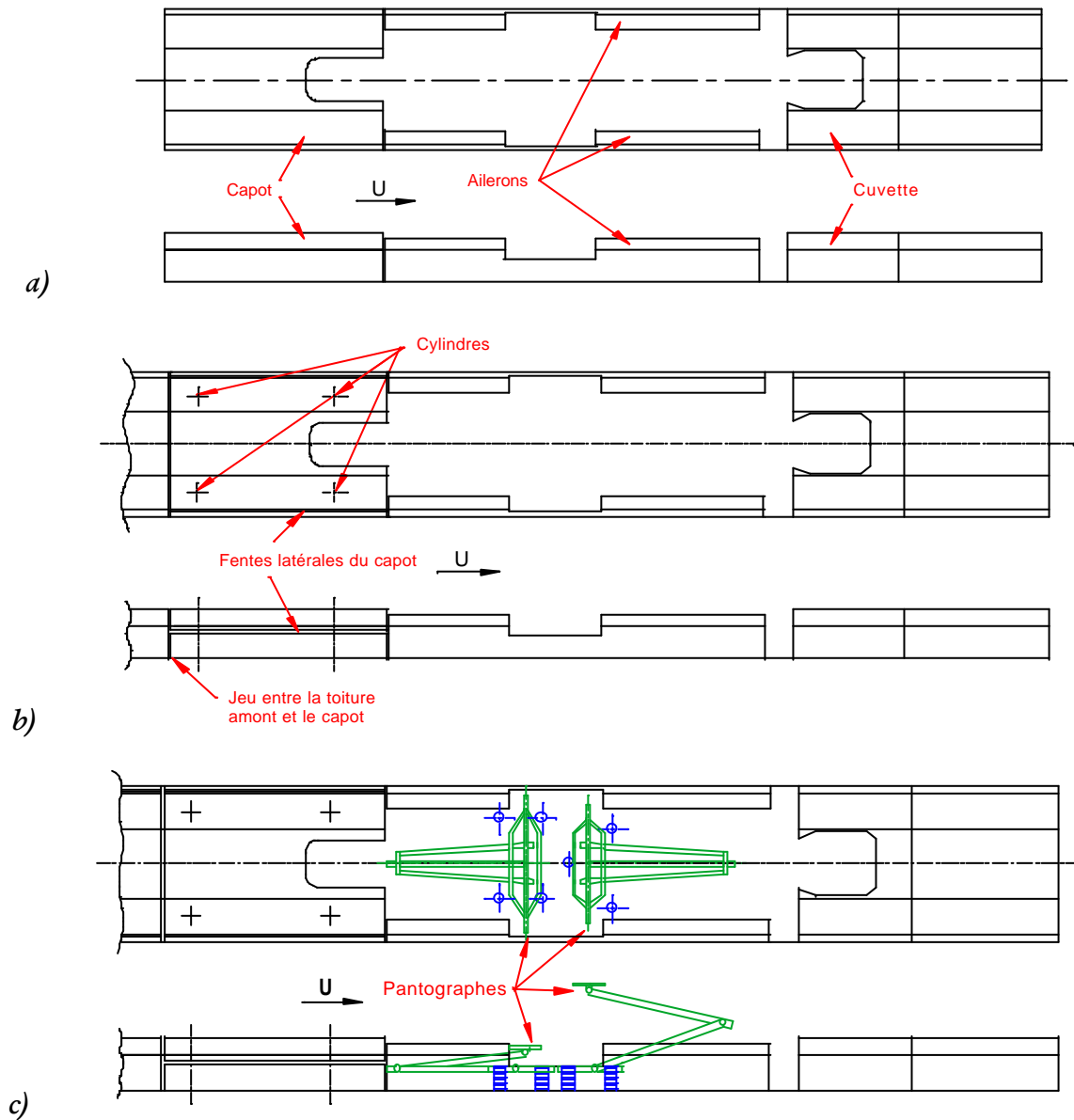


Figure II-1.5 : Caractéristiques géométriques des différentes configurations de la baignoire
a) 1^{ère} campagne, b) 2^e campagne et c) 3^e campagne.

1.2.4 Maquette complète à l'échelle 1/7^e

La maquette complète est composée de cinq tronçons en bois (médium) qui forment un long profil uniforme s'étendant sur une longueur de 10 m environ (Figure II-1.1).

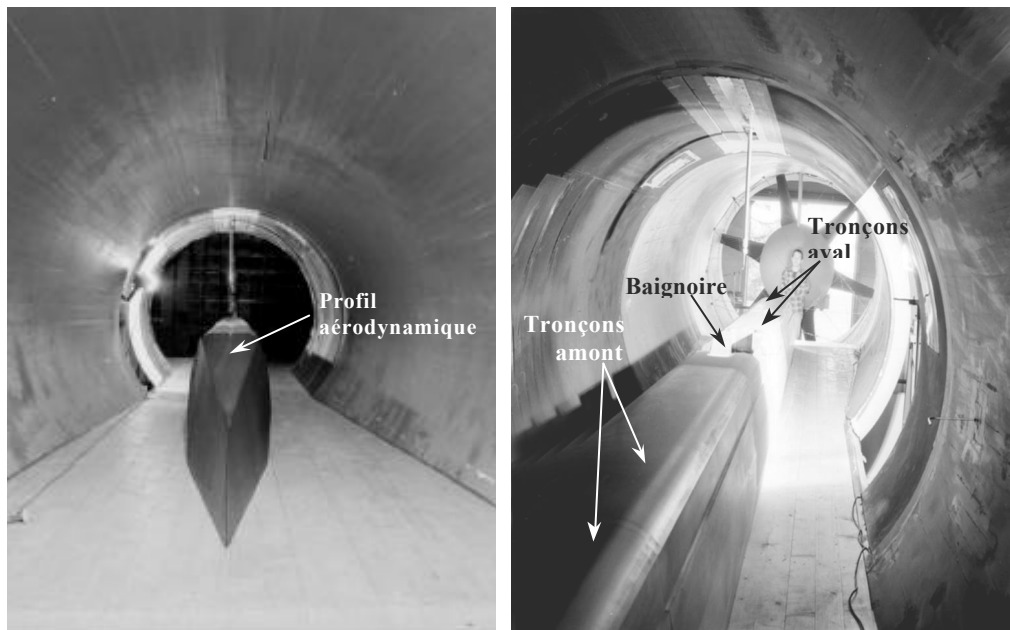


Figure II-1.6 : Positionnement de la maquette, vues vers les nids d'abeilles et les pales du ventilateur.

Les deux premiers tronçons (identiques), d'une longueur de 3.4 m , permettent de rendre la couche limite complètement turbulente en amont de la baignoire ($Re_L = 9.1 \cdot 10^6$, pour une vitesse d'écoulement de 40 m/s).

Le troisième tronçon mesure 1.528 m et a pour vocation d'être remplacé par les différentes géométries de la maquette de la baignoire afin de qualifier l'influence de celle-ci. La baignoire est mise en position au moyen d'un bâti en aluminium et de cales permettant de la faire affleurer avec les autres toitures.

Les deux derniers tronçons (identiques), qui mesurent 3 m , prolongent la maquette loin en aval de la baignoire. A l'extrémité de ceux-ci, on trouve un profil aérodynamique (Figure II-1.6) qui évite le lâcher de tourbillons en aval de la maquette pouvant entraîner une source sonore parasite lors des mesures acoustiques. Les formes du profil de la maquette complète sont assez proches de la réalité malgré les quelques simplifications apportées sur les flancs et chapeaux (Figure II-1.8). L'ensemble de la maquette est maintenu au niveau du plancher par des longerons.

Avant de poursuivre toute explication, on présente la terminologie adoptée dans la désignation de l'ensemble des éléments constituant la baignoire ainsi que le repérage qui lui est associé.

1.3 Terminologie

Afin qu'il n'y ait pas d'équivoque lors de la désignation des éléments de la baignoire, on établit une terminologie désignant les principaux éléments (Figure II-1.7).

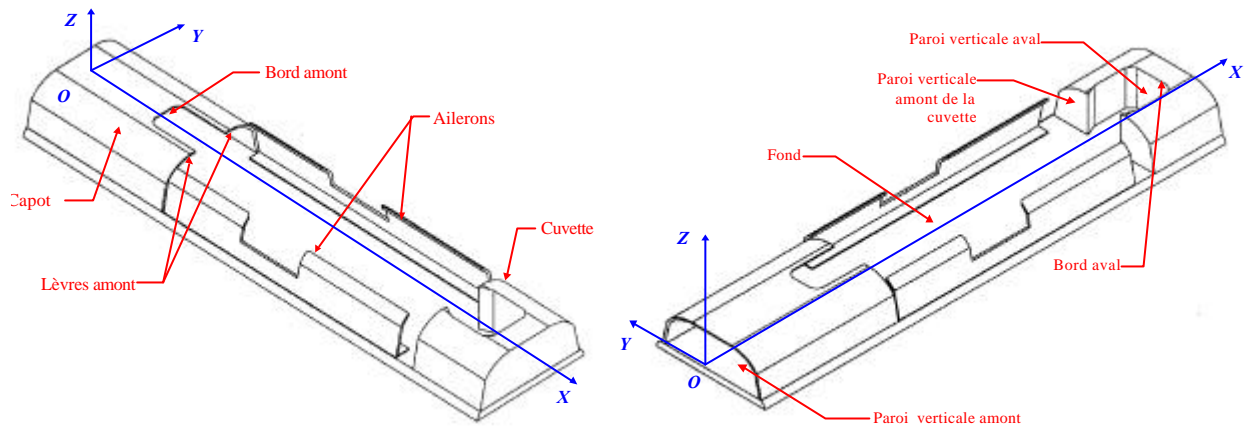


Figure II-1.7 : Terminologie des différents éléments constituant la baignoire.

1.4 Problèmes liés à la mise en place de la maquette : coefficient de blocage

On présente dans ce paragraphe les problèmes liés à l'introduction de la maquette dans la veine de la soufflerie. La Figure II-1.8 fait état du positionnement de la maquette dans la soufflerie. La simulation exacte en soufflerie est impossible à réaliser mais une simulation approchée est généralement suffisante pour la majorité des études.

Parmi les paramètres les plus importants, on distingue le coefficient de blocage de la soufflerie qui correspond au pourcentage d'obstruction de la section de la veine d'essai par la maquette. Pour des géométries tridimensionnelles, le coefficient de blocage peut être estimé de la façon suivante : la section la plus importante de la maquette (maître-couple) doit être inférieure à 5% de la section totale de la veine d'essai de la soufflerie (GANDEMER, 1973). Si on applique cette règle, on trouve un coefficient proche de 10% dans notre cas. Cependant, étant donné les nombreux effets tridimensionnels siégeant à l'intérieur et en aval de la baignoire (visualisations pariétales de l'écoulement), les parois de la soufflerie n'ont que de faibles conséquences sur le développement de la structure de l'écoulement. Ce problème reste inévitable dans notre cas car une échelle de maquette plus petite conduirait à une taille de baignoire trop petite ainsi qu'à une instrumentation difficile.

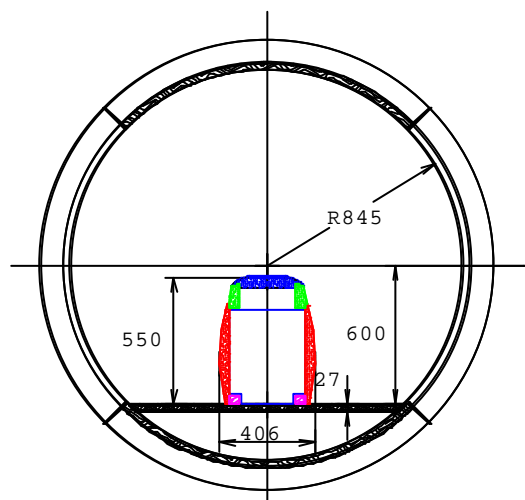


Figure II-1.8 : Vue en coupe de la section de la soufflerie avec le profil de la maquette.

Il existe deux autres paramètres permettant de qualifier l'influence des parois de la soufflerie sur la structure de l'écoulement se développant autour de la maquette : on les appelle coefficient d'expansion et coefficient d'aspect.

1.5 Acquisitions et traitement des données

Pour mener à bien l'étude aéroacoustique de la baignoire, nous disposons d'un microphone 1/2 pouce (B&K) pour effectuer des mesures de pression "acoustique" en milieu de veine ainsi que de microphones 1/4 pouce (AKSUD) pour les mesures de pression pariétale instationnaire et enfin de fils chauds croisés pour l'estimation du champ aérodynamique. Les anémomètres DISA, utilisés lors de l'étude de la cavité simplifiée, sont remplacés par un anémomètre numérique multivoies (AN2000). Ce dernier permet aussi de conditionner les signaux (amplificateur, filtreur, offset) et remplace donc les CONDIACQ CA100 initialement prévus.

Les trois types de mesure ont été détaillés au chapitre 2 (§ 2.4) de la partie I et ne sont donc que mentionnés ici. Les positions des différents microphones et fils chauds seront par la suite précisées. On rappelle en outre que deux types d'équipements seront utilisés : le premier permet de mener une analyse en temps réel des données tandis que le second nécessite un archivage et un traitement différé des données.

L'étude expérimentale sera décomposée en trois campagnes d'essais correspondant chacune à une géométrie de baignoire bien précise. Toutes les campagnes seront comparées aux mesures sans baignoire (mesures "à vide"). Avant de procéder à ces mesures, on effectue des simulations numériques bidimensionnelles de la baignoire de façon à nous aider dans son instrumentation. Seul la géométrie de la 1^{ère} campagne est simulée.

Chapitre 2

Simulations numériques bidimensionnelles de la baignoire

On se propose, dans un premier temps, d'effectuer des simulations numériques bidimensionnelles de l'écoulement affleurant la baignoire avec les caractéristiques géométriques de la première campagne d'essais.

L'intérêt de ces simulations est d'obtenir une première description du champ aérodynamique afin d'optimiser l'instrumentation de la maquette. Dans un second temps, on simule la marche descendante (avec capot) de la baignoire afin d'étudier l'influence du bord aval sur le bord amont de la baignoire¹.

2.1 Simulations bidimensionnelles de la baignoire

On utilise à nouveau le code de calcul FLUENT afin de simuler numériquement l'écoulement affleurant la baignoire. Les simulations numériques sont bidimensionnelles et correspondent à l'écoulement dans le plan de symétrie de la baignoire. A l'identique de la cavité simplifiée (partie I), le principal résultat concerne la longueur de rattachement au fond de la baignoire dans le plan médian. Nous présentons tout d'abord les conditions de modélisation de l'écoulement (comme le maillage, les conditions aux limites, le modèle de turbulence, ...) puis les résultats des simulations.

2.1.1 Maillage du domaine de calcul

Le domaine de calcul (représenté Figure II-2.1) est divisé en quatre régions suivant l'axe x et deux suivant l'axe z et possède environ 47000 cellules au total (235 200). Les dimensions physiques du domaine sont de 2356 1009 mm et celles de la baignoire de 1456 114 mm. Ces dimensions sont choisies de manière à se rapprocher le plus des conditions expérimentales.

Le maillage utilisé est à nouveau structuré : l'orthogonalité des lignes du maillage simplifie les équations régissant l'écoulement et leurs méthodes de résolution. Chaque cellule (ou volume de contrôle) est rectangulaire et peut être repérée par deux indices (i et j). Les tailles des mailles sont resserrées dans les zones proches des parois, comportant de forts gradients ou encore pour lier une région à une autre.

¹ L'idée de décomposition de la baignoire en une marche descendante suivie d'une marche montante avait sensiblement amélioré les résultats des calculs de la cavité simplifiée (1^{ère} partie de ce mémoire).

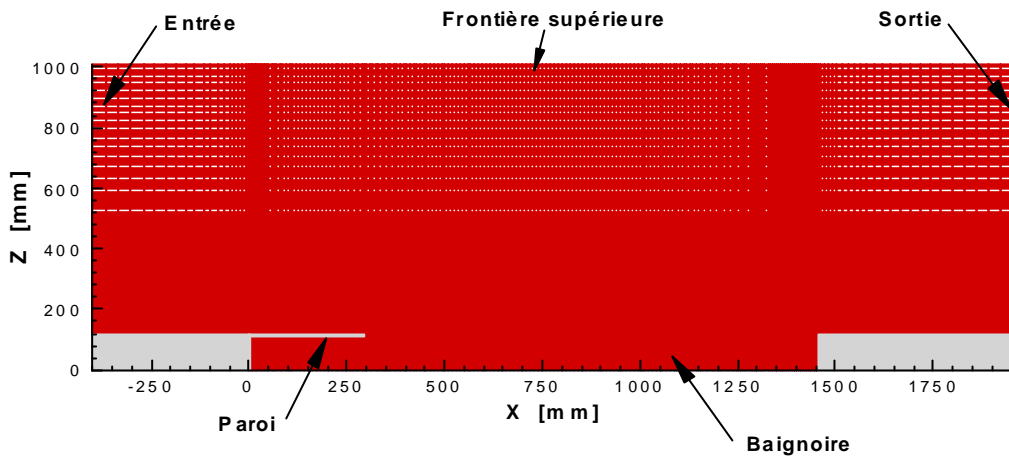


Figure II-2.1 : Maillage de la baignoire du pantographe.

2.1.2 Conditions aux limites

Les frontières, indiquées sur la Figure II-2.1, conduisent à trois types de conditions aux limites. On distingue :

⇒ **la condition d'entrée** : une vitesse moyenne longitudinale de 37 m/s est imposée à l'entrée du maillage. Les autres composantes de la vitesse sont mises à zéro. Les grandeurs statistiques de la turbulence sont imposées sous la forme d'un taux de turbulence (égale à 1%) associé à une longueur caractéristique de la géométrie du problème (égale à la profondeur de la baignoire).

⇒ **la condition de paroi** : les conditions en parois imposent à la vitesse d'être nulle (condition de non-glissement), il en va de même pour les grandeurs turbulentes. Cette condition est appliquée sur les parois de la baignoire ainsi que sur la frontière supérieure du domaine.

⇒ **la condition de sortie** : la sortie du domaine est placée assez loin en aval de la baignoire afin que la turbulence soit pleinement développée (environ $5d$).

2.1.3 Modèle de turbulence et traitement proche paroi

Le modèle de turbulence RNG k- ϵ associé à une loi de paroi du type non-équilibrée (LAUNDER & SPALDING, 1974) sont respectivement utilisés pour fermer le système d'équations et calculer les caractéristiques de l'écoulement se situant entre la paroi et la première maille normale à celle-ci. Le calcul est convergé lorsque la somme des résidus de l'ensemble des variables calculées est inférieure à 10^{-3} .

2.1.4 Champ aérodynamique moyen

Les vecteurs vitesses ainsi que les lignes de courant sont tracés sur la Figure II-2.2 et donne une première image des caractéristiques de l'écoulement qui se développe à l'intérieur de la baignoire dans le plan de symétrie. Le modèle RNG k- ϵ prévoit le rattachement sur le fond de la baignoire, une recirculation importante dans la région du capot ainsi que deux petites recirculations devant et juste au-dessus de la marche aval.

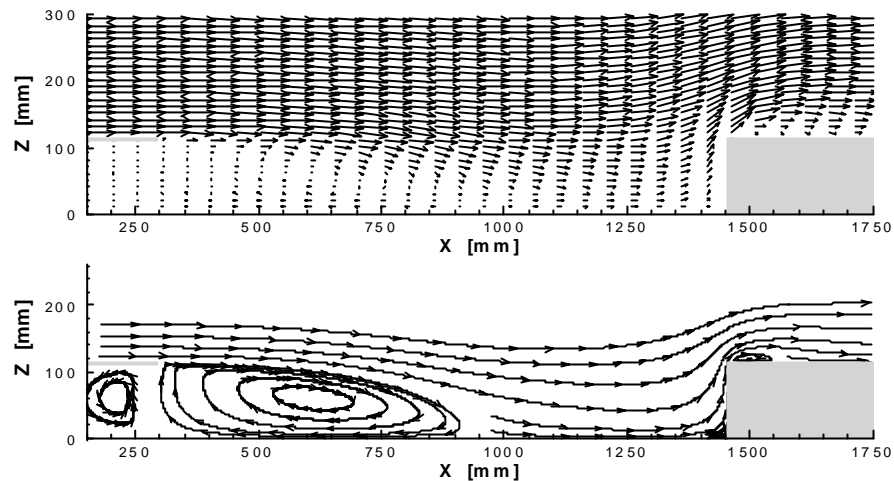


Figure II-2.2 : Vecteurs vitesses et lignes de courant dans le plan de symétrie de la baignoire.

2.1.4.1 Vitesse moyenne longitudinale

Les premiers résultats concernent la vitesse moyenne longitudinale (Figure II-2.3). Le calcul prévoit le rattachement au fond de la baignoire à une distance x_{r1} de l'ordre de $8.7d$ ($990 \text{ mm} \pm 10 \text{ mm}$) de la paroi verticale amont ou encore $6.1d$ ($695 \text{ mm} \pm 10 \text{ mm}$) par rapport au bord d'attaque du capot. Cette dernière longueur de rattachement est légèrement inférieure aux valeurs trouvées dans la littérature dans le cas de cavités rectangulaires (de l'ordre $7-8d$) et nettement supérieure à celle de la cavité simplifiée ($4.3d$). Cette différence est attribuée à l'absence d'effets tridimensionnels dans les simulations bidimensionnelles ainsi qu'au comportement du capot amont qui est bien différent de celui d'une paroi. La vitesse inverse maximale de la recirculation amont atteint 26% de celle de l'écoulement extérieur, **MOSS** et **BAKER** (1980) prévoient 20% dans le cadre de leur marche descendante. L'amont de la baignoire se comporte malgré tout de façon quasiment identique à une marche descendante.

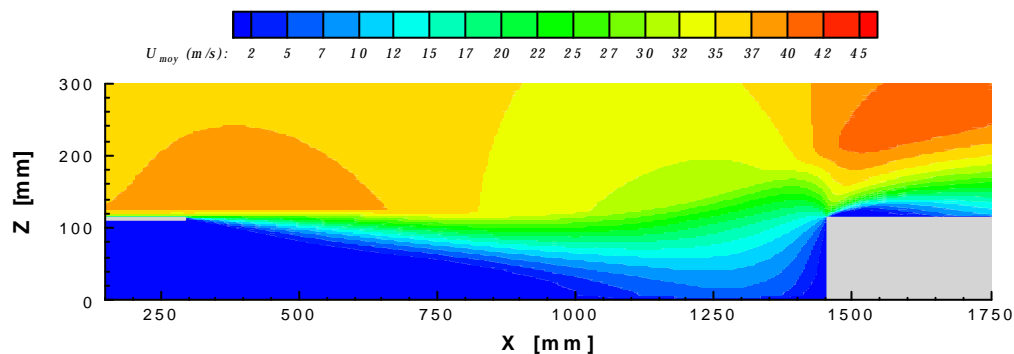


Figure II-2.3 : Vitesse moyenne longitudinale dans le plan médian.

Devant la marche aval, la séparation de l'écoulement se produit à une distance x_s de la paroi verticale aval de l'ordre de $0.79d$ ($90 \text{ mm} \pm 10 \text{ mm}$) ce qui reste proche de celle de la cavité simplifiée ($1d$). La vitesse inverse maximale du tourbillon de pied est de l'ordre de 3% de la vitesse de l'écoulement extérieur (5% pour la marche montante de **MOSS & BAKER**).

En aval de la marche, le rattachement² x_{r2} se produit à environ $1.45d$ du bord aval ($1.4d$ dans le cadre de la cavité simplifiée) soit $164 \text{ mm} (\pm 20 \text{ mm})$ et la recirculation aval comporte des vitesses inverses proches de 7 m/s soit environ 19% de la vitesse de l'écoulement extérieur. On rappelle

² Les simulations de la baignoire étant bidimensionnelles, on se permet de parler par abus de langage de point de rattachement et non de point confluent.

que **MOSS** et **BAKER** (1980) trouvaient environ 20% dans le cadre de leur marche montante. L'aval de la baignoire se comporte donc de façon quasiment identique à une marche montante.

2.1.4.2 Vitesse moyenne verticale

Les courbes de niveaux de la vitesse moyenne verticale confirme les faibles vitesses négatives de la couche de cisaillement à l'intérieur de la baignoire (-3.4 m/s) qui sont à l'origine de l'augmentation de la bulle de recirculation par rapport au cas de la cavité simplifiée. Au niveau du bord aval, le jet, provoqué par l'impact de l'écoulement se séparant du fond de la baignoire contre la paroi verticale aval, atteint des vitesses dépassant les 28 m/s ($0.76 U_{\Psi}$). Cette valeur légèrement supérieure à celle de la cavité simplifiée ($0.65 U_{\Psi}$) s'explique par le fait que la distance entre le rattachement de la couche de cisaillement et la paroi verticale aval est beaucoup plus grande dans le cas de la baignoire.

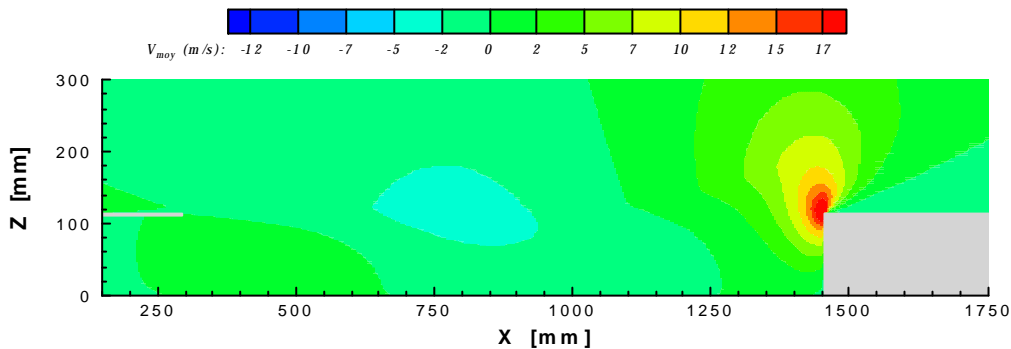


Figure II-2.4 : Vitesse moyenne verticale dans le plan médian.

2.1.5 Grandeurs turbulentes

Les niveaux de turbulence les plus élevés apparaissent dans la région du bord aval (Figure II-2.5). La couche de cisaillement aval contient en effet des niveaux proches de 36% alors que ceux de la couche de cisaillement amont approchent 30%. On rappelle que l'intensité de turbulence est calculée à partir de l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes par unité de masse ($k = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2}$)

et est définie par $I_{turb}^{cal} = \frac{\sqrt{2k}}{U_{\infty}}$ (FLUENT, 1995).

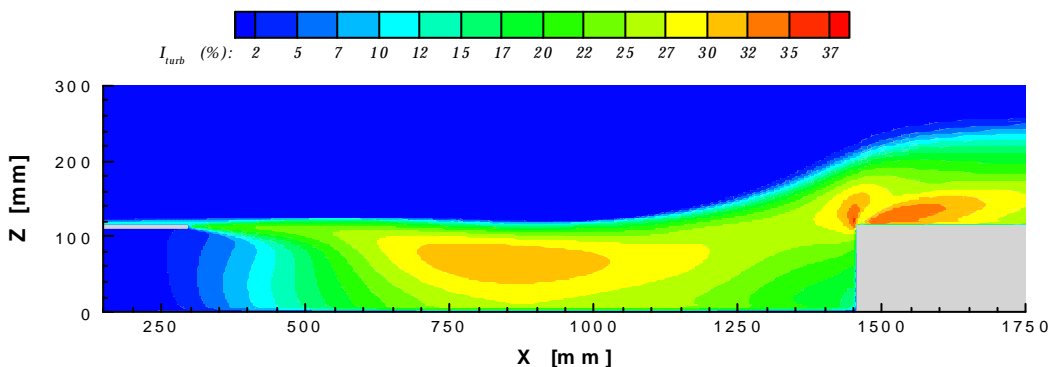


Figure II-2.5 : Intensité de turbulence dans le plan médian.

Le taux de dissipation de l'énergie cinétique en chaleur (par les contraintes visqueuses) par unité de masse est aussi maximum au niveau du bord aval de la baignoire (non montré) et reste faible dans la couche de cisaillement bordant la recirculation amont.

Ces premières simulations indiquent un comportement de la baignoire semblable à la décomposition de celle-ci en une marche descendante suivie d'une marche montante. Les cotes de rattachement et de séparation au niveau du bord aval de la baignoire sont très proches de celles de la cavité simplifiée.

2.2 Simulations de la marche descendante

Afin d'améliorer le rattachement de la couche de cisaillement sur le fond de la baignoire (qui nous paraît légèrement surestimé), on se propose de simuler uniquement la marche descendante de la baignoire du pantographe.

2.2.1 Marche descendante avec capot

Le domaine de calcul est divisé en trois régions suivant l'axe x et deux suivant l'axe z pour 47000 cellules au total réparties comme suit 235 ~200. Les dimensions du domaine total sont de 2356 ~1009 mm (i.e. les mêmes que celles de la baignoire). Les conditions aux limites appliquées à l'ensemble du domaine sont les mêmes que celles utilisées lors des simulations de la baignoire (§ 2.1.2).

2.2.1.1 Vitesse moyenne longitudinale

Les courbes de niveaux de la vitesse moyenne longitudinale sont représentées sur la Figure II-2.6. On constate immédiatement que la couche de cisaillement plonge plus rapidement vers le fond de la baignoire. Le point de rattachement se situe à environ $7.75d$ ($885 \text{ mm} \pm 10 \text{ mm}$) de la paroi verticale amont ou encore $5.2d$ ($590 \text{ mm} \pm 10 \text{ mm}$) par rapport au bord d'attaque du capot contre respectivement $8.7d$ et $6.1d$ pour la baignoire. La vitesse maximale inverse dans la recirculation atteint 54% de celle de l'écoulement extérieur. Cette valeur, nettement supérieure à celle obtenue par **MOSS** et **BAKER** (20%), traduit l'influence du capot amont sur le développement de l'écoulement à l'intérieur de la baignoire. Il se développe en effet de nombreuses recirculations sous le capot qui entraînent une augmentation de la recirculation.

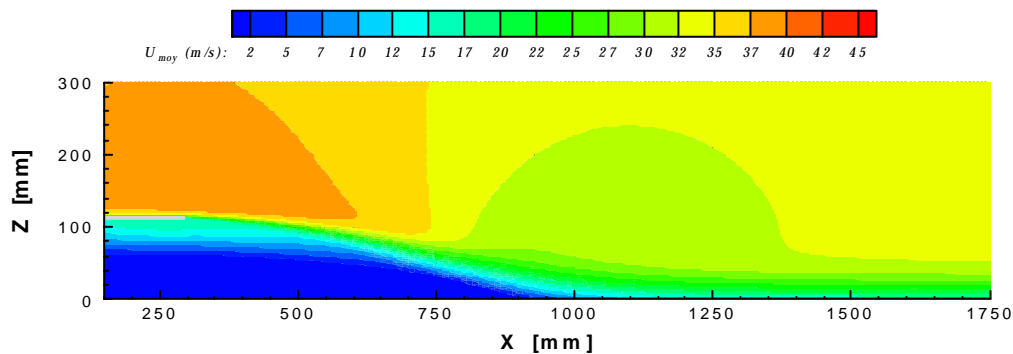


Figure II-2.6 : Vitesse moyenne longitudinale dans le plan de symétrie.

2.2.1.2 Vitesse moyenne verticale

La vitesse moyenne verticale met en évidence la courbure de la couche de cisaillement vers le fond de la cavité : la vitesse maximale négative est de l'ordre de -7.5 m/s soit approximativement le double de celle obtenue dans la simulation de la baignoire complète. Ceci est à l'origine de la réduction de la longueur de rattachement. Malgré la distance importante séparant les parois

verticales amont et aval de la baignoire, la partie aval de la baignoire semble donc avoir une influence notable sur le développement de l'écoulement en amont.

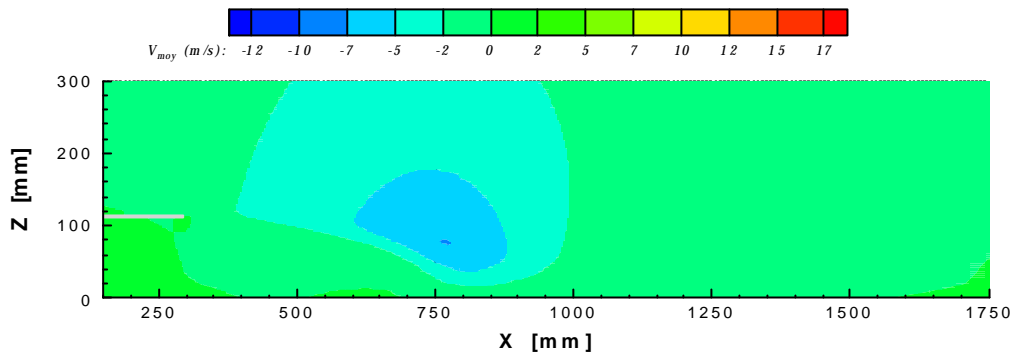


Figure II-2.7 : Vitesse moyenne verticale dans le plan de symétrie.

2.2.2 Grandeurs turbulentes

L'énergie cinétique turbulente (22.7%) et la dissipation (non montrées) restent faibles dans la couche de cisaillement amont comparées à celles obtenues dans le cas de la baignoire et celui de la cavité simplifiée.

2.2.3 Résumé des résultats

Les résultats des simulations numériques sont comparés aux mesures expérimentales de la cavité simplifiée dans le Tableau II-4.1.

	<i>Cavité simplifiée</i>	<i>Baignoire</i>	<i>Marche descendante</i>
x_{r1}	$4.3d$ (295 mm)	$6.1d$ (695 mm ± 10 mm)	$5.2d$ (590 mm ± 10 mm)
x_s	$1d$ (70 mm)	$0.79d$ (90 mm ± 10 mm)	\emptyset
x_{r2}	$1.4d$ (95 mm)	$1.45d$ (164 mm ± 10 mm)	\emptyset

Tableau II-4.1 : Comparaison des résultats expérimentaux et numériques.

2.3 Conclusion

Les simulations numériques bidimensionnelles de la baignoire du pantographe ont permis de donner une première idée de la structure de l'écoulement affleurant la baignoire. La longueur de rattachement à l'intérieur de la baignoire reste le paramètre critique de ces simulations : sa surestimation est directement liée à l'absence d'effets tridimensionnels qui doivent être importants dans notre configuration. La partie aval de la baignoire reste mieux simulée et se rapproche des valeurs trouvées dans le cas de la cavité simplifiée.

Chapitre 3

Champ aérodynamique de la baignoire du TGV

L'étude expérimentale débute par des visualisations pariétales de l'écoulement à l'intérieur et autour de la baignoire du pantographe. Ajoutées aux simulations numériques bidimensionnelles de l'écoulement, celles-ci vont nous permettre de visualiser rapidement les régions de recirculation, de rattachement ou encore de séparation et à fortiori de nous orienter dans l'instrumentation de la baignoire.

Le champ aérodynamique moyen ainsi que le champ de turbulence sont décrits à partir des mesures de vitesse à l'aide des sondes anémométriques à fils chauds croisés. Les résultats des trois campagnes d'essais sont présentés simultanément afin de montrer l'influence des éléments propres à chaque géométrie de la maquette de la baignoire du pantographe.

3.1 Visualisations pariétales

Le principe des visualisations reste quasiment identique à celui adopté lors de l'étude de la cavité simplifiée à ceci près que toutes les parois sont peintes uniformément au moyen d'un pinceau avec le mélange de kaolin et de kérosène. Du fait des similitudes existants entre les différentes visualisations des trois campagnes d'essais, on expose simultanément les régions présentant un intérêt majeur pour chacune d'entre elles.

On rappelle avant tout les caractéristiques géométriques de la maquette suivant la campagne d'essais considérée puis on présente les visualisations.

3.1.1 Evolution de la géométrie de la maquette

La première campagne d'essais est réalisée avec la maquette de la baignoire du pantographe la plus simple. Elle est composée d'un capot en amont, de 2 ailerons sur les côtés et d'une cuvette en aval (Figure II-3.1a). Dans la deuxième campagne d'essais, le capot amont est remplacé par un capot à fentes latérales qui est maintenu par 4 cylindres (Figure II-3.1b). Il existe aussi un léger jeu entre la toiture amont et ce capot comme le montre la Figure II-3.1c. Les autres éléments de la baignoire restent les mêmes. Enfin, pour la troisième et dernière campagne, on reprend la configuration de la deuxième et on ajoute deux pantographes maintenus, à l'intérieur de la baignoire, par leurs isolateurs (Figure II-3.1c) : l'un est baissé et l'autre levé.

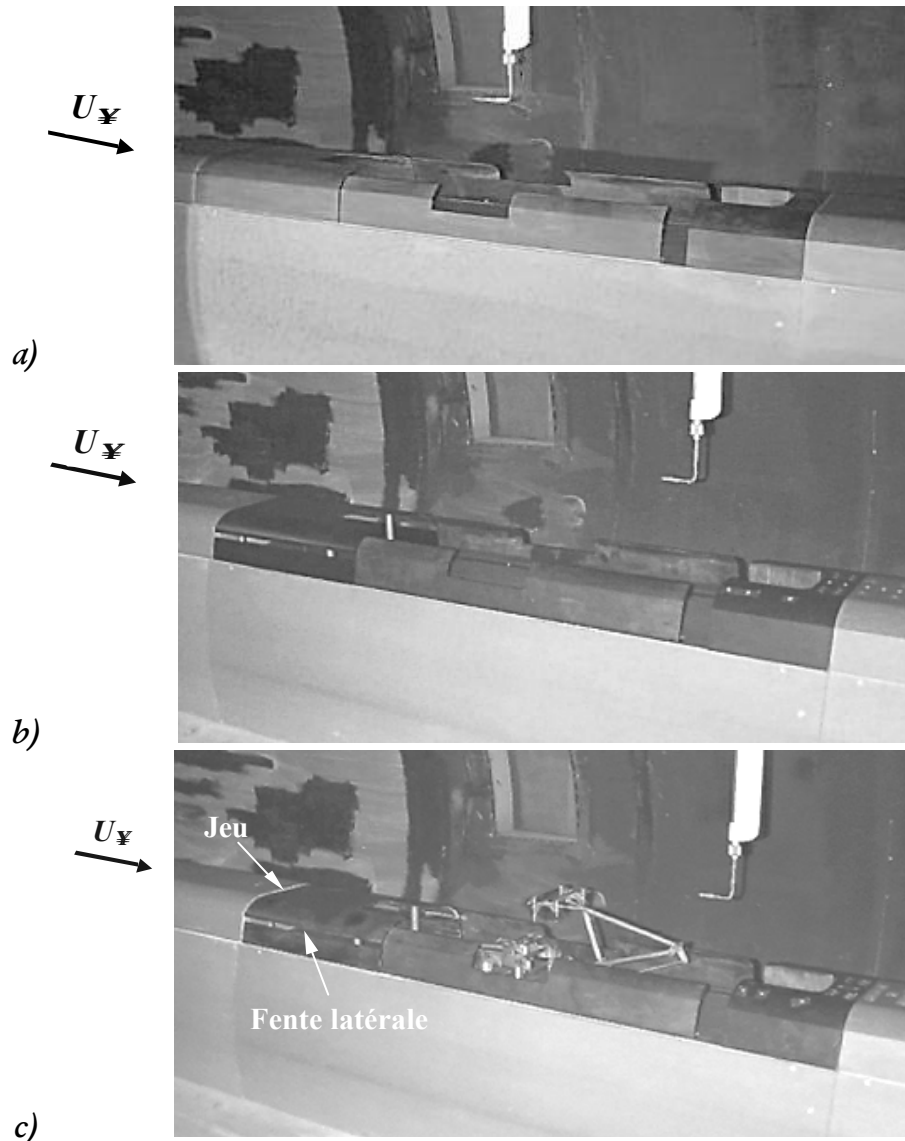


Figure II-3.1 : Configurations de la maquette de la baignoire du pantographe suivant les différentes campagnes d'essais : a) 1^{ère} campagne, b) 2^e campagne et c) 3^e campagne.

On aborde à présent les différentes visualisations correspondant aux régions de recirculation, de rattachement ou encore tourbillonnaires relatives à chaque campagne

3.1.2 Visualisations du capot

La Figure II-3.2a montre les lignes de courant à la surface du capot : comme indiqué sur la figure, l'écoulement se dirige de la gauche vers la droite.

Pour toutes les campagnes d'essais, l'écoulement a tendance à être attiré vers la fente centrale (i.e. vers le plan médian de la baignoire) ce qui entraîne la génération de nappes tourbillonnaires au niveau des angles droits du capot. Toutes les configurations ont une relativement bonne symétrie par rapport au plan médian.

Quelle que soit la consistance du mélange de kaolin et de kérosène, il n'est pas aisé de visualiser l'influence du jeu entre la toiture amont et le capot ainsi que celle due aux fentes latérales pour les deux dernières campagnes (Figure II-3.2b). Néanmoins, comme nous le verrons par la suite, l'écoulement à l'intérieur de la baignoire subit quelques modifications.



Figure II-3.2 : Visualisations au-dessus et sur l'un des côtés du capot.

3.1.3 Visualisations du fond de la baignoire

Après décollement du capot amont, la couche limite turbulente se transforme en une couche de cisaillement qui plonge dans la baignoire et impacte contre le fond. Après impact, l'écoulement, fortement turbulent, est attiré vers les ailerons (Figure II-3.3, l'écoulement se dirige du bas vers le haut des photographies).

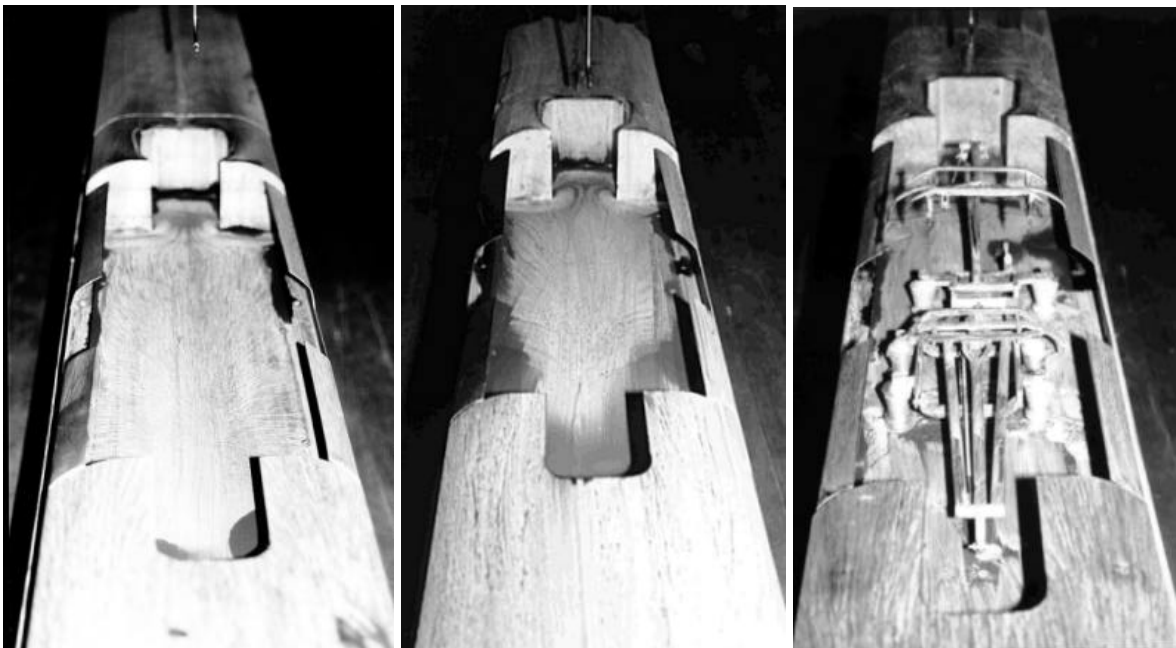


Figure II-3.3 : Visualisations à l'intérieur de la baignoire du pantographe de la 1^{re}, 2^e et 3^e campagne.

Afin de trouver le premier point de rattachement (x_{r1}) dans le plan médian, on utilise la technique de goutte employée lors des visualisations de la cavité simplifiée (chapitre 4 de la partie I). Au lieu de peindre uniformément la paroi, le fond de la baignoire est donc marqué de fines gouttelettes de kaolin (de tailles identiques). Sous l'action des forces de cisaillement lorsque la soufflerie est mise en route, les gouttes donnent alors le sens de l'écoulement en laissant un filament à la paroi.

A partir de ces deux méthodes, on estime que le premier point de rattachement se situe à 325-345 mm (2.85-3d) par rapport au bord amont du capot de la baignoire pour la première

campagne. Cette valeur est nettement inférieure à celle estimée par les simulations bidimensionnelles de la baignoire (6.1d) et s'explique par les effets tridimensionnels qui prennent naissance au niveau des arêtes vives du capot et entraîne une plongée rapide de la couche de cisaillement vers le fond de la cavité. Cette distance est uniquement valable dans le plan médian car elle varie fortement avec la distance transversale (i.e. suivant l'axe Y) : la couche limite amont décolle en effet à différentes abscisses suivant la largeur du capot (forme en "U").

La longueur de rattachement, dans le cas de la seconde campagne, est augmentée à environ 400-455 mm (3.5-4d) : cet accroissement provient de l'augmentation de la bulle de recirculation causée par l'entrée de l'écoulement par les fentes latérales du capot et par le jeu que fait le capot avec la toiture amont. Lorsque les pantographes sont placés dans la baignoire, la couche de cisaillement amont impacte directement sur le premier pantographe puis s'évase vers l'aval : il n'y a donc, dans ce cas précis, pas de rattachement sur le fond. Quelle que soit la technique de visualisation employée, les autres points d'impact de la couche de cisaillement sur le fond de la baignoire restent difficile à estimer du fait de l'importance des effets tridimensionnels. L'ensemble de ces visualisations diffère grandement de celles correspondant à la cavité simplifiée où les effets tridimensionnels sont moins importants.

3.1.4 Visualisations devant la cuvette

La Figure II-3.4 fait état de la structure de l'écoulement à l'entrée de la cuvette. L'impact de l'écoulement contre les parois de la cuvette crée quatre régions tourbillonnaires.

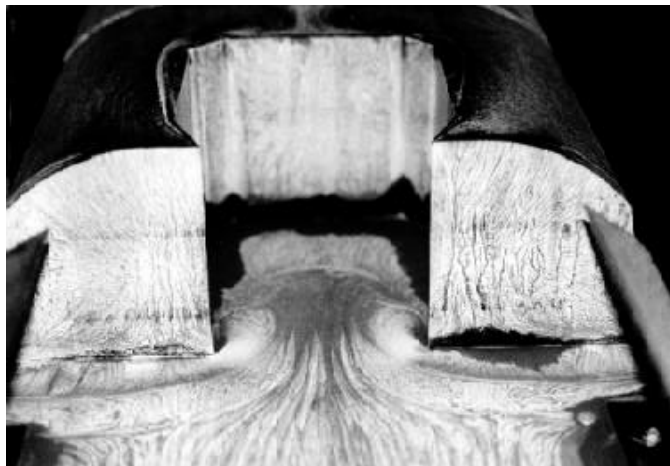


Figure II-3.4 : Visualisation de l'écoulement à l'entrée de la cuvette.

La première se trouve juste devant la paroi verticale amont de la cuvette (extrémités gauche et droite de la photographie) où deux petites recirculations de pied apparaissent. On peut aussi noter la courbure des lignes de courant le long des parois verticales.

La seconde région correspond à la formation de deux gros tourbillons (ou rouleaux) au passage de l'entrée de la cuvette (milieu de la photographie) : l'écoulement subit une accélération du fait de la contraction de la section et les arêtes vives créent des rouleaux qui impactent plus loin contre la paroi verticale aval de la cuvette. Ce phénomène donne alors naissance à de multiples tourbillons ainsi qu'à de fortes instabilités dans l'écoulement.

La troisième région se trouve juste devant la paroi verticale aval de la cuvette où il se développe un tourbillon de pied de petite taille (Figure II-3.6a) de 76-96 mm (0.65-0.85d) pour la 1^{ère} campagne, 66-96 mm (0.6-0.85d) pour la 2^e campagne et enfin 66-80 mm (0.6-0.7d) pour la 3^e campagne. Ces différentes cotes coïncident avec celle des simulations numériques. La quatrième région est visible sur la Figure II-3.5 où un tourbillon très intense se développe au niveau de l'angle

droit formé par la paroi verticale amont de la cuvette et le fond de la baignoire. Dans la réalité, ce tourbillon doit être beaucoup moins intense car cet endroit correspond en fait à la césure entre la motrice et le premier wagon du TGV.

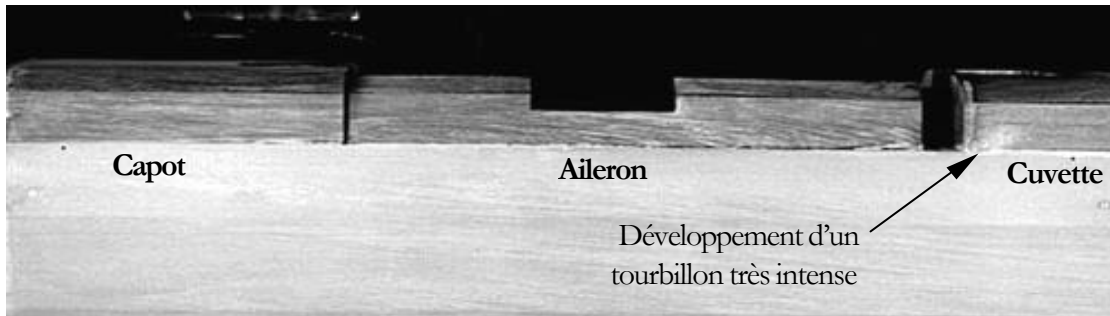


Figure II-3.5 : Visualisation sur l'un des côtés de la baignoire du pantographe.

Ces caractéristiques de la structure de l'écoulement sont communes aux trois campagnes d'essais avec une petite différence concernant la troisième : la légère asymétrie de l'écoulement au passage de la cuvette (Figure II-3.6b).

3.1.5 Visualisations au-dessus de la cuvette

Le dessus de la cuvette correspond à la région la plus agitée (i.e. la plus turbulente) de la baignoire (Figure II-3.6). On peut observer la présence de gros tourbillons contra-rotatifs et symétriques qui sont créés par la séparation de l'écoulement au niveau du bord aval. Si l'on regarde de plus près, il existe en fait une multitude de petites structures tourbillonnaires à la paroi qui se situent essentiellement au niveau des arêtes de la cuvette. La Figure II-3.7 les met en évidence sur une moitié de cuvette : cette visualisation est beaucoup plus complexe que celle observée dans le cas de la cavité simplifiée.

La prise en compte des pantographes dans la troisième campagne engendre une légère asymétrie de l'écoulement (Figure II-3.6b) à l'intérieur de la cuvette du fait de leur position dissymétrique dans la baignoire. Néanmoins, la structure de l'écoulement redevient rapidement symétrique en aval quelle que soit la campagne d'essais.

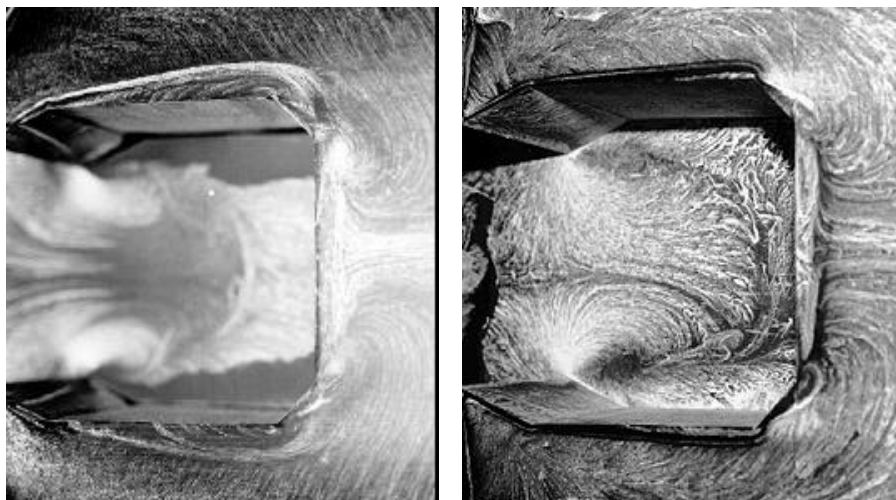


Figure II-3.6 : Visualisations au-dessus de la cuvette : 1^{er} et 2^e campagne (à gauche) 3^e campagne (à droite).

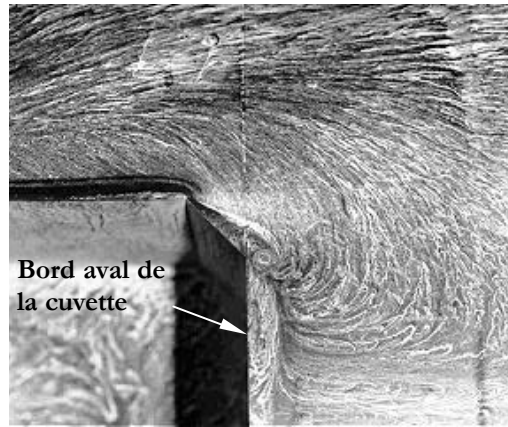


Figure II-3.7 : “Zoom” sur les structures tourbillonnaires au passage de la cuvette.

3.1.6 Visualisation en aval de la cuvette

La dernière zone à observer se situe plus en aval de la cuvette. La photographie de la Figure II-3.8 montre une vue de dessus de la cuvette complète et fait apparaître une structure d'écoulement très complexe notamment au niveau du point de rattachement. Si celui-ci existe, il est situé à une distance x_{r2} de l'ordre de $145-165 \text{ mm}$ ($1.3-1.5d$) du bord aval de la cuvette pour la première campagne et $135-165 \text{ mm}$ ($1.2-1.5d$) pour les 2^e et 3^e campagnes. On notera la similitude de la visualisation de la Figure II-3.8 avec celle de la cavité simplifiée (Figure I-4.3). A nouveau, la cote de rattachement estimée par les simulations numériques ($1.45d$) est en assez bon accord confirmant ainsi une meilleure reproduction des caractéristiques de la structure de l'écoulement en aval de la baignoire.

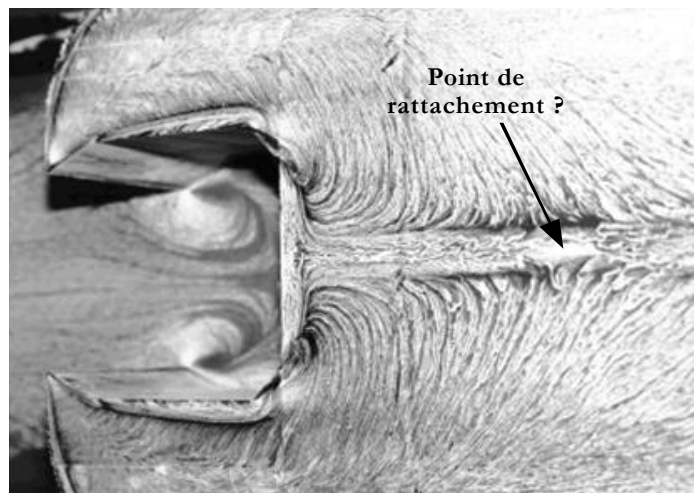


Figure II-3.8 : Structures tourbillonnaires en aval de la baignoire pour les 3 campagnes.

Plutôt que de parler de point de rattachement, il est préférable de parler de point confluent. La Figure II-3.9 schématise la différence que l'on attribue entre ces deux termes. La distinction entre un point de rattachement, de séparation ou encore de confluence ne peut être faite qu'en connaissance de l'ensemble des caractéristiques de la zone décollée.

Ainsi, dans notre cas (Figure II-3.8), une partie de l'écoulement se dirige vers l'aval de la maquette comme pour un point de rattachement tandis que l'autre partie se comporte comme une source alimentant les deux tourbillons contra-rotatifs. Si localement la structure de l'écoulement se rapproche de celle correspondant à un point de rattachement (en amont de ce point), sa partie aval

ne l'est pas : la bulle de recirculation n'est en effet pas fermée au point C. Il faut donc rester très critique quant à la structure de l'écoulement dans les zones de recirculation pour pouvoir qualifier un point de point de rattachement, de séparation ou encore de confluence.

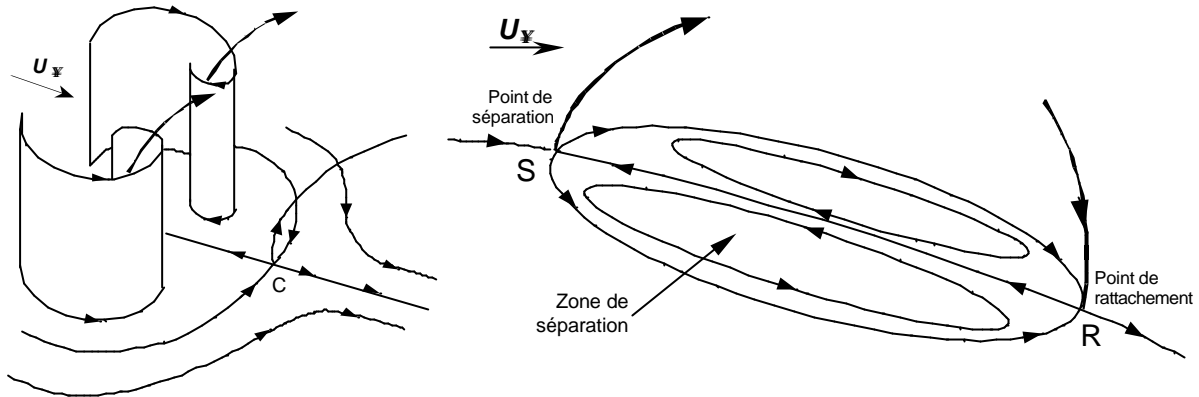


Figure II-3.9 : Zones de séparation, de rattachement et de confluence.

Enfin, il est très intéressant de noter les similitudes de la structure de l'écoulement en paroi (visualisation de la Figure II-3.8) avec la visualisation obtenue pour la cavité simplifiée (Figure I-4.3 du chapitre 4 de la partie I).

3.1.7 Résumé des caractéristiques de l'écoulement

La Figure II-3.10 regroupe l'ensemble des abscisses des rattachements (ou confluence) et séparations de l'écoulement à l'intérieur et en aval de la baignoire. Par abus, on notera par la suite le point de confluence par x_{r2} . Les cotes correspondant à la Figure II-3.10 sont regroupées dans le Tableau II-3.3.

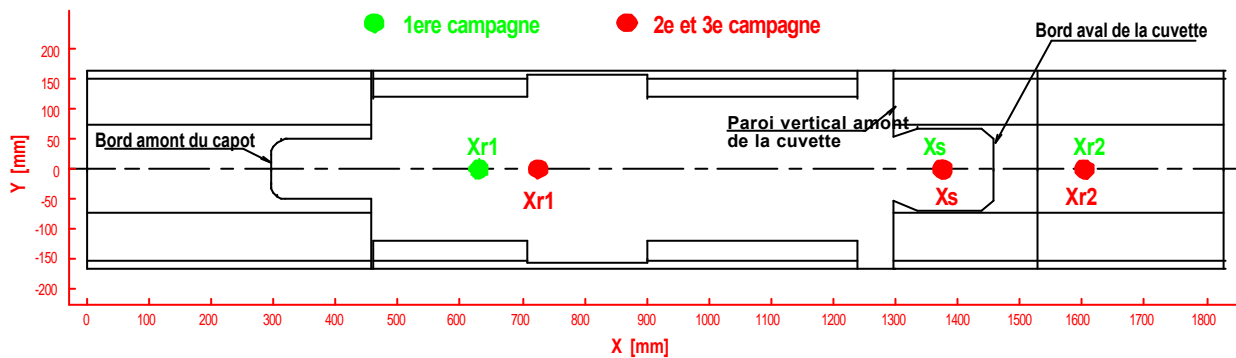


Figure II-3.10 : Abscisses des rattachements et séparation de l'écoulement.

Excepté la longueur de rattachement x_{r1} qui évolue suivant le type de capot amont utilisé (avec ou sans fentes), la structure pariétale de l'écoulement en aval de la baignoire (x_s et x_{r2}) reste peu affectée par la taille de la recirculation amont ou encore par la présence des pantographes dans la baignoire. On notera la forte diminution de la longueur de rattachement de la couche de cisaillement amont par rapport à celle de la cavité simplifiée. Cette différence est attribuée aux effets tridimensionnels ainsi qu'à la zone de recirculation située sous le capot (voir Figure II-2.2 des simulations numériques).

Au niveau du bord aval, la structure de l'écoulement des deux configurations se rapproche.

	<i>Cavité simplifiée</i>	<i>1^{ère} campagne</i>	<i>2^e campagne</i>	<i>3^e campagne</i>
x_{r1}	$4.3d$ (295 mm)	$2.85-3d$ (620-640 mm)	$3.5-4d$ (700-750 mm)	\emptyset
x_s	$1d$ (70 mm)	$0.65-0.75d$ (76-96 mm)	$0.6-0.8d$ (66-96 mm)	$0.6-0.7d$ (66-80 mm)
x_{r2}	$1.4d$ (95 mm)	$1.3-1.5d$ (145-165 mm)	$1.2-1.5d$ (135-165 mm)	$1.2-1.5d$ (135-165 mm)

Tableau II-3.1 : Abscisses des rattachements et séparations pour toutes les campagnes.

3.1.8 Conclusion

Les visualisations pariétales ont permis d'améliorer notre compréhension de l'écoulement et de mettre en évidence la complexité de l'écoulement qui se développe à l'intérieur et en aval de la baignoire. Les différentes méthodes de visualisation utilisées pour décrire la structure de l'écoulement moyen mettent en évidence les propriétés fortement tridimensionnelles de l'écoulement. Il existe de nombreuses régions de recirculation, de rattachement ou encore de séparation qui dépendent de l'axe transversal (axe Y) de la baignoire. Les changements de géométrie de la maquette, au cours des trois campagnes d'essais, ont aussi montré que seule la taille de la recirculation à l'intérieur de la baignoire était affectée suivant le type capot amont utilisé (avec et sans fente). La structure de l'écoulement pariétal se développant en aval de la baignoire n'évolue que très peu. En outre, les pantographes ont tendance à créer une légère dissymétrie dans la structure de l'écoulement du fait de leur position dissymétrique dans la baignoire.

3.2 Mesures aérodynamiques

Les mesures anémométriques concernent essentiellement le plan médian de la baignoire. Durant la première campagne d'essais, quatre plans transversaux ont été explorés. Dans le cadre de la troisième campagne, l'intérieur de la baignoire n'a pu être sondé du fait de la présence des pantographes. Chaque plan de mesures (X, Z) comportent 1 profil de 69 points au niveau du capot amont, 29 profils de 59 points à l'intérieur de la baignoire ainsi que 22 profils de 67 points en aval de la cuvette, soit environ 3250 points de mesures au total.

Avant de procéder aux mesures de fil chaud à l'intérieur et en aval de la baignoire, on s'intéresse à la couche limite amont. La fréquence d'échantillonnage des acquisitions est de 5 kHz et la fréquence du filtre anti-repliement vaut 2 kHz . Quand cela n'est pas précisé, chaque enregistrement (i.e. position) comporte 5120 échantillons. En outre, le support de la sonde anémométrique ne permet d'effectuer des mesures qu'à 4 mm de la paroi excepté pour le cas de la couche limite où le premier point de mesure se trouve à 0.5 mm de la paroi du capot.

3.2.1 Caractéristiques de la couche limite amont

Toutes les mesures anémométriques sont réalisées pour une vitesse de l'écoulement extérieur égale à 37 m/s^1 ($M \gg 0.1$) avec un taux de turbulence en milieu de veine inférieur à 0.5% . Le Tableau II-3.2 présente l'ensemble des caractéristiques de l'écoulement mesurées avec une sonde à fils chauds croisés placée au niveau de la paroi verticale amont de la baignoire.

¹ L'incertitude liée à la mesure de la vitesse de l'écoulement extérieur avec un Pitot numérique est de $\pm 0.1 \text{ m/s}$.

Reynolds basé sur la distance au bord d'attaque	$Re_L \gg 8.5 \cdot 10^6$
Épaisseur de la couche limite ($y _{U=0.99 U_\infty}$)	$d \gg 45 \text{ mm}$
Épaisseur de déplacement	$d^* \gg 7.5 \text{ mm}$
Épaisseur de quantité de mouvement	$q \gg 5.4 \text{ mm}$
Reynolds basé sur la quantité de mouvement	$Re_q \gg 1.3 \cdot 10^4$
Facteur de forme ($H = d^*/q$)	$H \gg 1.398$

Tableau II-3.2 : Caractéristiques de la couche limite incidente.

Du fait du nombre de REYNOLDS élevé de l'écoulement ($Re_L \gg 8.5 \cdot 10^6$ où L correspond à la longueur des deux premières toitures en amont de la baignoire : $L = 3.4 \text{ m}$), les formules de calcul classiques des épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement ne sont plus valables. MICHEL et AL. (1969) indique en effet que le coefficient de frottement (C_f) est sous estimé au delà de $Re_x = 5 \cdot 10^6$. Il propose une légère modification des lois et estime alors que les résultats sont correctement représentés jusqu'à $Re_x = 10^8$. Les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement sont donc calculées à partir des formules respectives $d^* = \frac{0.0309}{Re_x^{1/6}}$ et $q = \frac{0.0221}{Re_x^{1/6}}$. Les profils de vitesse et d'intensité de turbulence globale de la couche limite incidente turbulente dans le plan médian sont représentés sur la Figure II-3.11. Chaque profil comporte 69 points de mesure.

La forme du profil de la couche limite diffère sensiblement de celui-ci de la cavité simplifiée essentiellement lorsque $Z > d$

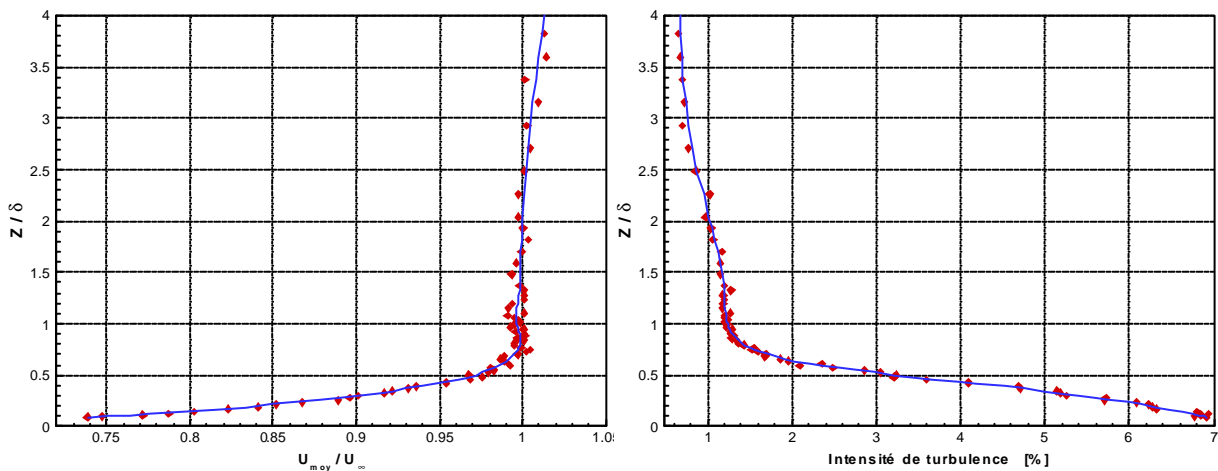


Figure II-3.11 : Profils de vitesse et d'intensité de turbulence globale en amont de la baignoire.

3.2.2 Champ aérodynamique moyen

On présente dans un premier temps les champs de vitesse moyenne longitudinale et verticale de chaque campagne dans le plan médian puis suivant différents plans transversaux dans le cadre de la première campagne. Dans un second temps, les grandeurs turbulentes sont analysées. La présentation de l'ensemble des résultats est agrémentée de comparaisons avec les simulations numériques bidimensionnelles de la baignoire. On rappelle que la vitesse de l'écoulement extérieur est fixée à 37 m/s pour toutes les mesures.

3.2.2.1 Plan médian

L'étude se fait à partir des courbes de niveaux des vitesses longitudinales et verticales. Les carrés blancs des différentes figures (essentiellement sous le capot et devant la cuvette) correspondent aux endroits où les mesures anémométriques sont erronées ou bien où l'encombrement du support de la sonde ne permet pas d'effectuer de mesures.

3.2.2.1.1 Vitesse moyenne longitudinale

La couche de cisaillement plonge très rapidement vers le fond de la baignoire (Figure II-3.12a) à une distance x_{rl} de l'ordre de $5.5d$ (630 mm) de la paroi verticale amont ou encore $2.9d$ (335 mm) par rapport au bord d'attaque du capot ce qui diffère grandement des simulations numériques (respectivement $8.7d$ et $6.1d$).

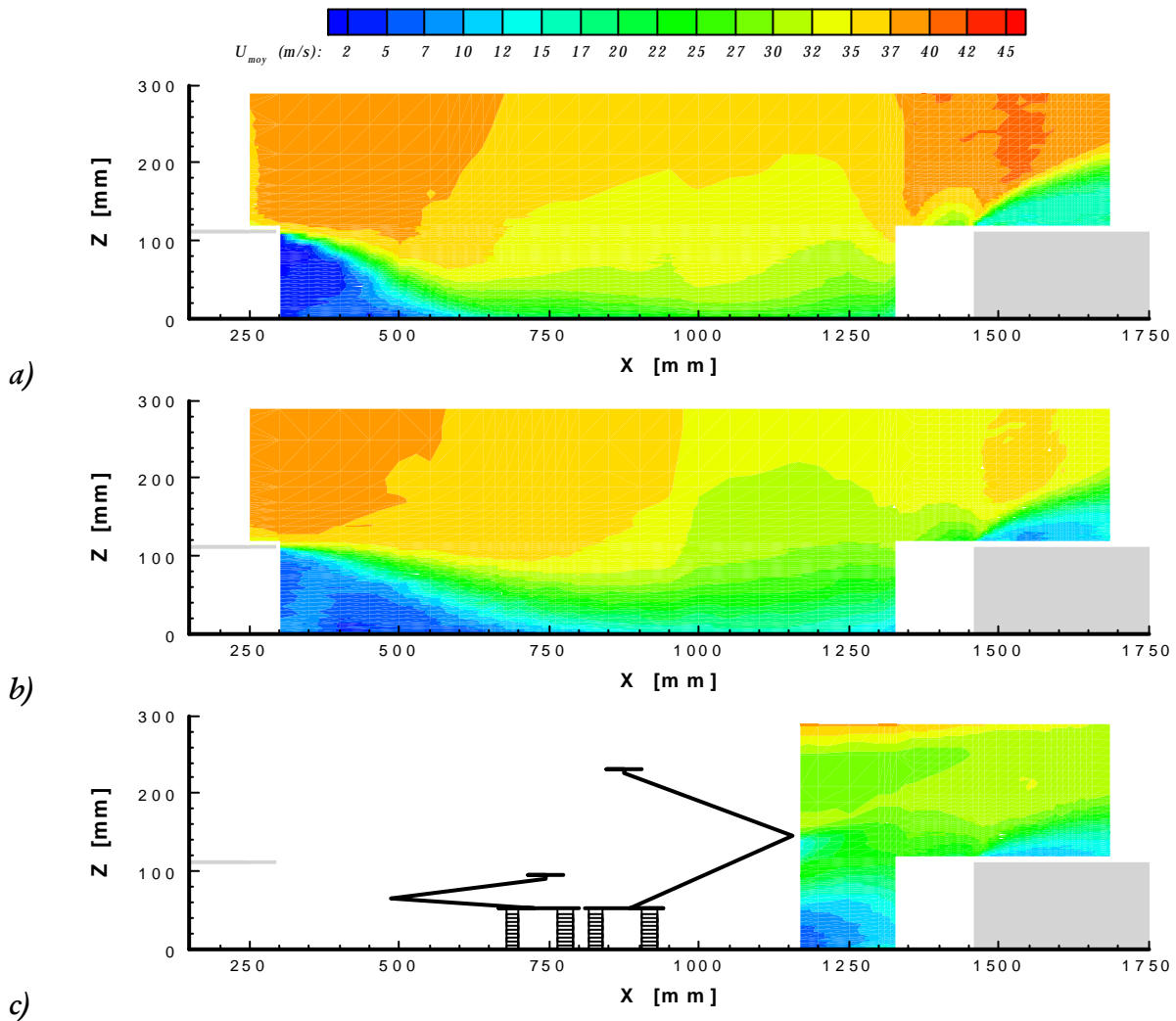


Figure II-3.12 : Vitesses moyennes longitudinales pour les trois campagnes d'essais
a) 1^{re} campagne, b) 2^e campagne et c) 3^e campagne.

Lors de l'étude la cavité simplifiée (partie I), la longueur de rattachement se situait autour de $4.3d$ du bord amont. La diminution de la longueur de rattachement au fond de la baignoire est attribuée aux effets tridimensionnels se développant au niveau des lèvres amont ainsi qu'à la petite recirculation située sous le capot où les vitesses sont très faibles mais dont le comportement est bien différent de celui d'une paroi.

Lorsque des fentes sont ajoutées au capot amont (2^e campagne, Figure II-3.12b), la longueur de rattachement augmente à $6.3d$ (720 mm) de la paroi verticale amont ou bien $3.7d$ (425 mm) par rapport aux lèvres amont. Ce phénomène provient de l'entrée de fluide par les fentes latérales et le jeu entre la toiture amont et le capot (voir Figure II-1.5b et Figure II-3.1b) qui a pour effet l'augmentation de la bulle de recirculation dans la baignoire.

On notera aussi l'importante décélération de l'écoulement en aval des pantographes (3^e campagne, Figure II-3.12c). Devant la cuvette, l'écoulement se sépare du fond de la baignoire pour donner naissance à un tourbillon de pied de longueur $0.75d$ (86 mm) pour la 1^{ère} campagne. La taille de ce tourbillon augmente à $0.8d$ pour la 2^e campagne et réduit à $0.65d$ pour la 3^e campagne. L'ensemble des résultats est en assez bon accord avec les visualisations à l'intérieur et en aval de la baignoire. A mesure que la taille de la recirculation amont augmente, l'inclinaison du jet en aval de la baignoire diminue montrant ainsi une diminution de son "intensité", la hauteur de la recirculation aval diminue en conséquence.

En aval de la cuvette, on maintient l'idée qu'il n'y a pas de point de rattachement de la couche de cisaillement mais plutôt un point de confluence. Quelle que soit la campagne, l'abscisse de ce point n'évolue que très peu et se situe autour de $1.3d$. La Figure II-3.13 illustre l'interprétation de la structure de l'écoulement au dessus de la cuvette. Cette structure en aval est donc, malgré l'aspect des lignes de courant en paroi (Figure II-3.8 et Figure I-4.3), bien différente et plus complexe que celle de la cavité simplifiée où l'on observait effectivement un point de rattachement.

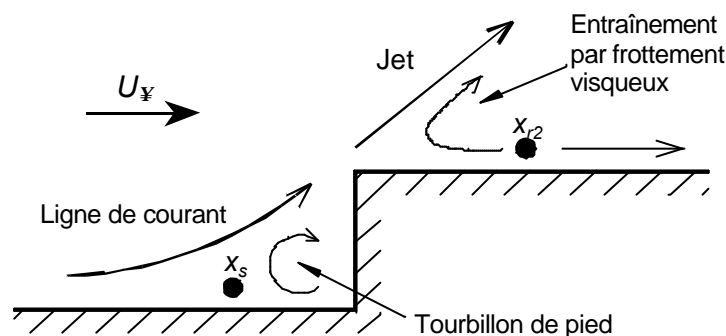


Figure II-3.13 : Structure de l'écoulement aval avec point de confluence.

Le jet se développant au bord aval est suffisamment intense pour créer une forte dépression et entraîner par frottement visqueux le fluide juste au-dessus de la marche montante de la baignoire. Une partie de l'écoulement remonte donc vers le bord aval tandis que l'autre partie s'en éloigne dès lors que le frottement visqueux devient inférieur aux forces d'inertie.

Tous les résultats sont regroupés dans le Tableau II-3.3 présenté ci-dessous et comparé à ceux de la cavité simplifiée.

	Cavité simplifiée	FLUENT	1 ^{ère} campagne	2 ^e campagne	3 ^e campagne
x_{r1}	$4.3d$ (295 mm)	$6.1d$ (695 mm)	$2.9d$ (335 mm)	$3.7d$ (425 mm)	\emptyset
x_s	$1d$ (70 mm)	$0.79d$ (90 mm)	0.75 (86 mm)	$0.8d$ (90 mm)	$0.65d$ (75 mm)
x_{r2}	$1.4d$ (95 mm)	$1.45d$ (164 mm)	$1.35d$ (155 mm)	$1.27d$ (145 mm)	$1.25d$ (140 mm)

Tableau II-3.3 : Abscisses des rattachements et séparations pour toutes les campagnes d'essais, comparaison avec les résultats numériques et ceux de la cavité simplifiée.

3.2.2.1.2 Vitesse moyenne verticale

L'étude de la vitesse moyenne verticale (Figure II-3.14) permet de mieux se rendre compte de l'influence des différents éléments constituant la baignoire du pantographe. En particulier deux zones principales ressortent des courbes de niveaux.

La première correspond à la couche de cisaillement amont qui plonge très rapidement vers le fond de la baignoire (-14 m/s) lors de la 1^{ère} campagne d'essai et qui est légèrement moins inclinée (-7.5 m/s) pour la 2^e campagne.

La seconde région correspond au jet qui se développe au bord aval de la baignoire et dont la vitesse approche 25 m/s et l'inclinaison 45° pour la 1^{ère} campagne. Sa vitesse réduit à 22.7 m/s pour la 2^{nde} campagne et diminue encore à 14.5 m/s pour la 3^e campagne du fait de la présence des pantographes. On notera cependant que l'inclinaison du jet se maintient autour de 45° pour toutes les campagnes.

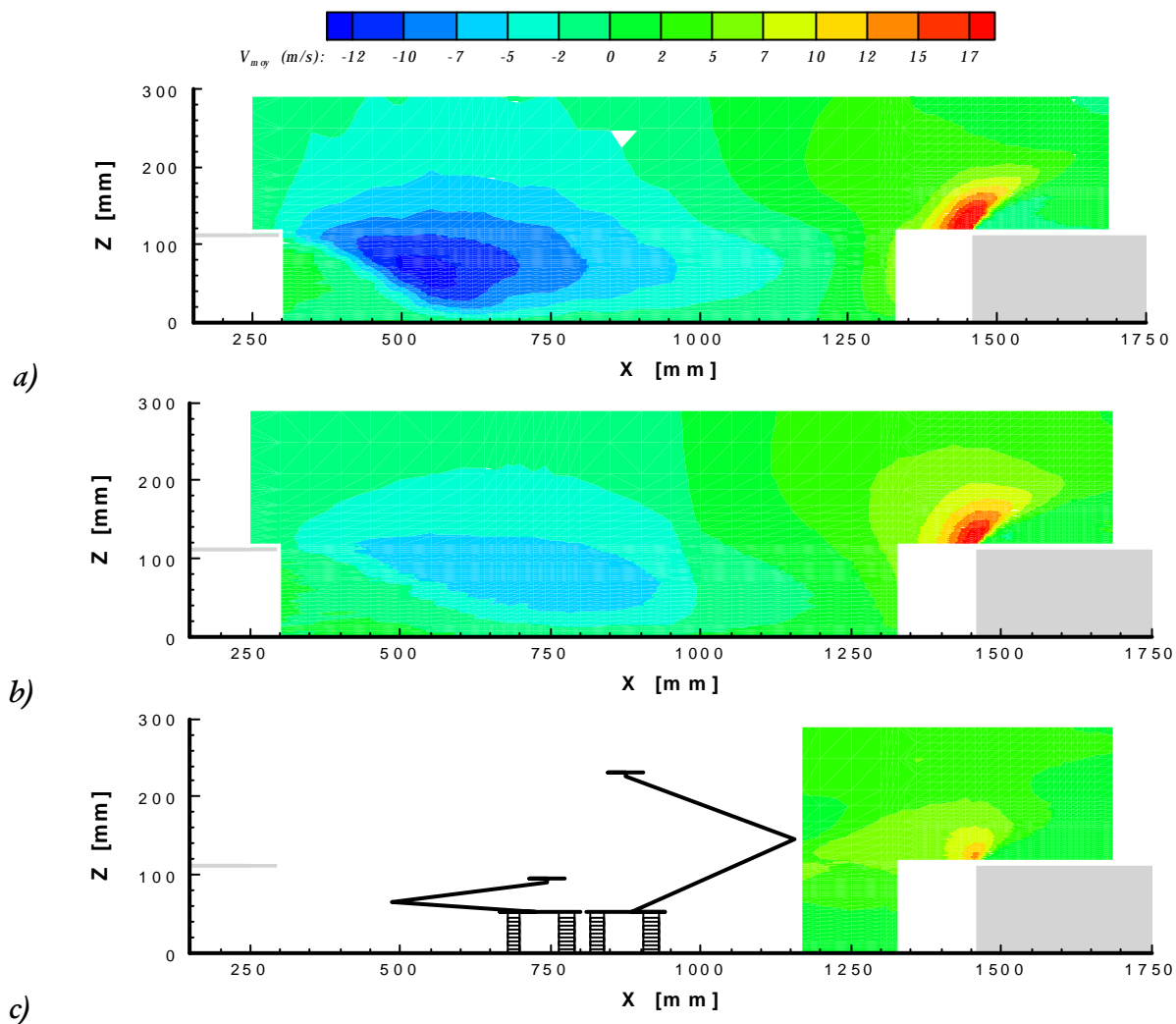


Figure II-3.14 : Vitesses moyennes verticales pour les trois campagnes d'essais
a) 1^{ère} campagne, b) 2^e campagne et c) 3^e campagne.

3.2.2.2 Comparaison expérimental/numérique

On se propose de comparer, dans ce paragraphe, les champs aérodynamiques expérimentaux (obtenus à partir de la sonde à fils chauds croisés) et numériques (simulations bidimensionnelles avec modèle de turbulence RNG k- ϵ).

La Figure II-3.15 met bien en évidence le fait que la couche de cisaillement amont plonge plus rapidement dans le cas expérimental que pour le calcul. Les profils des vitesses verticales confirment cette remarque et montre que la vitesse verticale est surestimée dans la couche de cisaillement amont et qu'elle reste sous-estimée dans le jet qui se développe au niveau du bord aval de la cuvette. Ces différences sont expliquées par la non prise en compte des effets tridimensionnels dans les simulations bidimensionnelles.

Les résultats n'ont pas pu être améliorés avec d'autres modèles de turbulence associés à de nombreuses lois de paroi. Les résultats numériques ne resteront donc que qualitatifs.

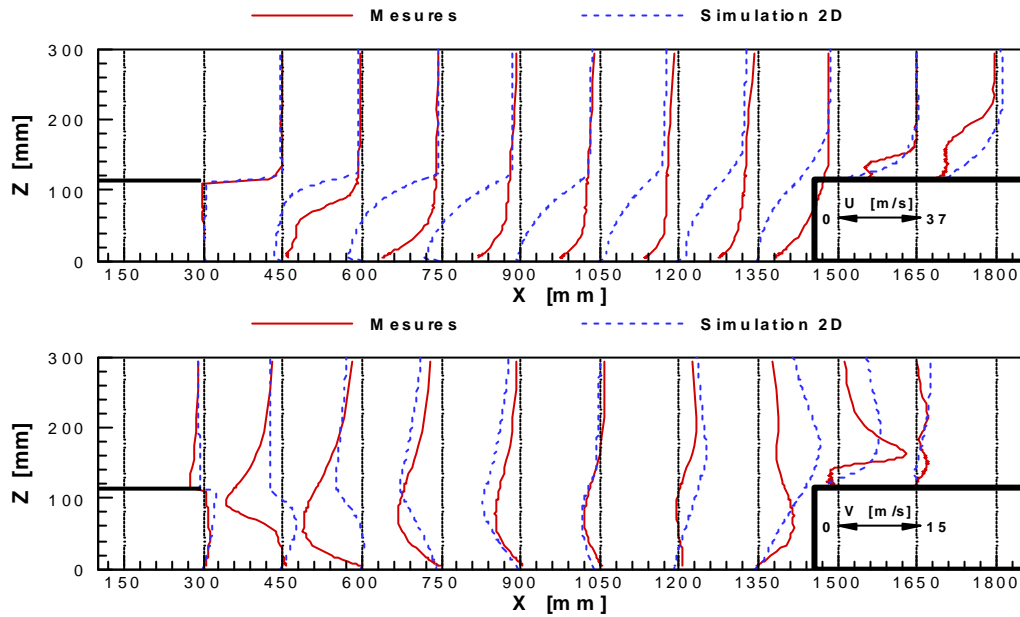


Figure II-3.15 : Profil des vitesses moyennes longitudinales et verticales dans le plan de symétrie.

3.2.2.3 Plan transversaux

Afin de mieux comprendre ce qu'il advient des caractéristiques de l'écoulement dans la baignoire du pantographe de la première campagne, on effectue des mesures anémométriques dans différents plans transversaux par rapport au plan médian de la baignoire. Pour ce faire, un petit support coudé a été conçu : il ajoute au support de la sonde anémométrique un degré de liberté suivant l'axe transversal Y de la baignoire. Quatre plans transversaux ont été explorés en plus du plan de symétrie, ils sont schématisés sur la Figure II-3.16.

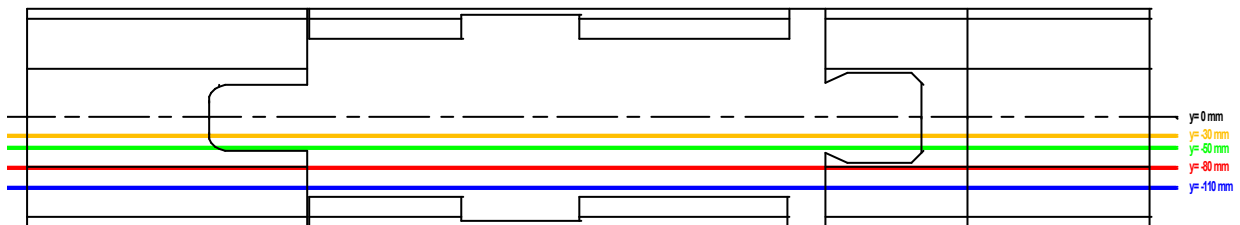


Figure II-3.16 : Cotes y des différents plans transversaux de la première campagne.

3.2.2.3.1 Vitesses moyennes longitudinales et verticales

Les courbes de niveaux des vitesses moyennes longitudinales et verticales sont respectivement présentées sur les Figure II-3.17 et Figure II-3.18.

Le plan $Y = -30 \text{ mm}$ permet immédiatement de montrer l'influence de la direction transversale sur le développement de l'écoulement : la distance correspondant à l'impact de la couche de cisaillement sur le fond de la cavité évolue de $x_{ri} \gg 4.43d$ (505 mm) puis diminue à $0.85d$ (85 mm) dans le plan $Y = -110 \text{ mm}$. Cette importante variation est attribuée aux effets tridimensionnelles. Les abscisses sont mesurées par rapport au point de séparation la couche limite turbulente amont sur le capot.

L'examen de la vitesse verticale (Figure II-3.18) montre l'évolution de la couche de cisaillement à l'intérieur de la baignoire : à mesure que l'on s'éloigne du plan médian, la vitesse verticale négative devient de plus en plus faible jusqu'à devenir pratiquement nulle dans le plan $Y = -110 \text{ mm}$ où les ailerons ainsi que les différentes fentes commencent à avoir de l'influence. La taille et la forme de la recirculation dans ce plan sont complètement différentes de celles rencontrées dans les autres plans. Le maximum de vitesse apparaît dans le plan $Y = -80 \text{ mm}$ où la vitesse atteint 51.6 m/s . Cette valeur est à prendre sous quelques réserves car elle se trouve en dehors de la carte d'étalonnage de la sonde double (cf. Figure I-2.10). Néanmoins, le sentiment général de ce plan demeure car seul l'amplitude de la vitesse est affectée et non sa direction.

Le champ de vitesse moyenne en aval de la baignoire évolue en conséquence de ces remarques : la taille de la recirculation aval diminue jusqu'au plan $Y = -50 \text{ mm}$ puis interviennent les effets tridimensionnels provoqués par la sortie de l'écoulement au niveau des coins de la cuvette (plans $Y = -80 \text{ mm}$ et $Y = -110 \text{ mm}$). Ces deux derniers plans mettent d'ailleurs en évidence le violent impact de l'écoulement contre les parois verticales amont et aval de la cuvette. Le maximum de la vitesse verticale apparaît dans le plan de symétrie où le jet qui se développe au bord aval de la cuvette est particulièrement fort ($0.67U_{\infty}$). A mesure que l'on s'éloigne du plan de symétrie, la vitesse verticale diminue jusqu'au plan $Y = -110 \text{ mm}$ où elle augmente de nouveau. On notera aussi l'influence des parois verticales amont et aval de la cuvette dans le plan $Y = -50 \text{ mm}$ où il se développe deux petits jets verticaux.

3.2.3 Grandeurs turbulentes

Pour compléter notre compréhension de l'écoulement moyen, on étudie maintenant les niveaux de l'intensité de turbulence dans le plan de symétrie pour les trois campagnes d'essais puis dans les différents plans transversaux dans le cadre de la première campagne uniquement.

3.2.3.1 Plan médian

La Figure II-3.19 montre l'intensité de turbulence pour les trois campagnes d'essais. Ainsi, la couche de cisaillement plonge très rapidement vers le fond de la baignoire lors de la première campagne avec un taux de turbulence de l'ordre de 16% . L'entrée de fluide par les fentes amont et latérales du capot augmente la taille de la recirculation amont : la couche de cisaillement plonge alors moins rapidement vers le fond de la baignoire (Figure II-3.19b) dont l'intérieur devient légèrement plus turbulent (20%).

La mise en place des pantographes n'a pas permis d'effectuer de sondage à l'intérieur de la baignoire mais cependant, en aval de ceux-ci, on remarquera les niveaux élevés de la turbulence (20%) qui sont dus à l'impact de l'écoulement contre les pantographes (Figure II-3.19c).

² Il est important de noter que dans le plan $Y = -110 \text{ mm}$ la couche limite se sépare à une ordonnée inférieure à la hauteur de la baignoire : la hauteur du capot n'est plus en effet que de 100 mm dans ce plan.

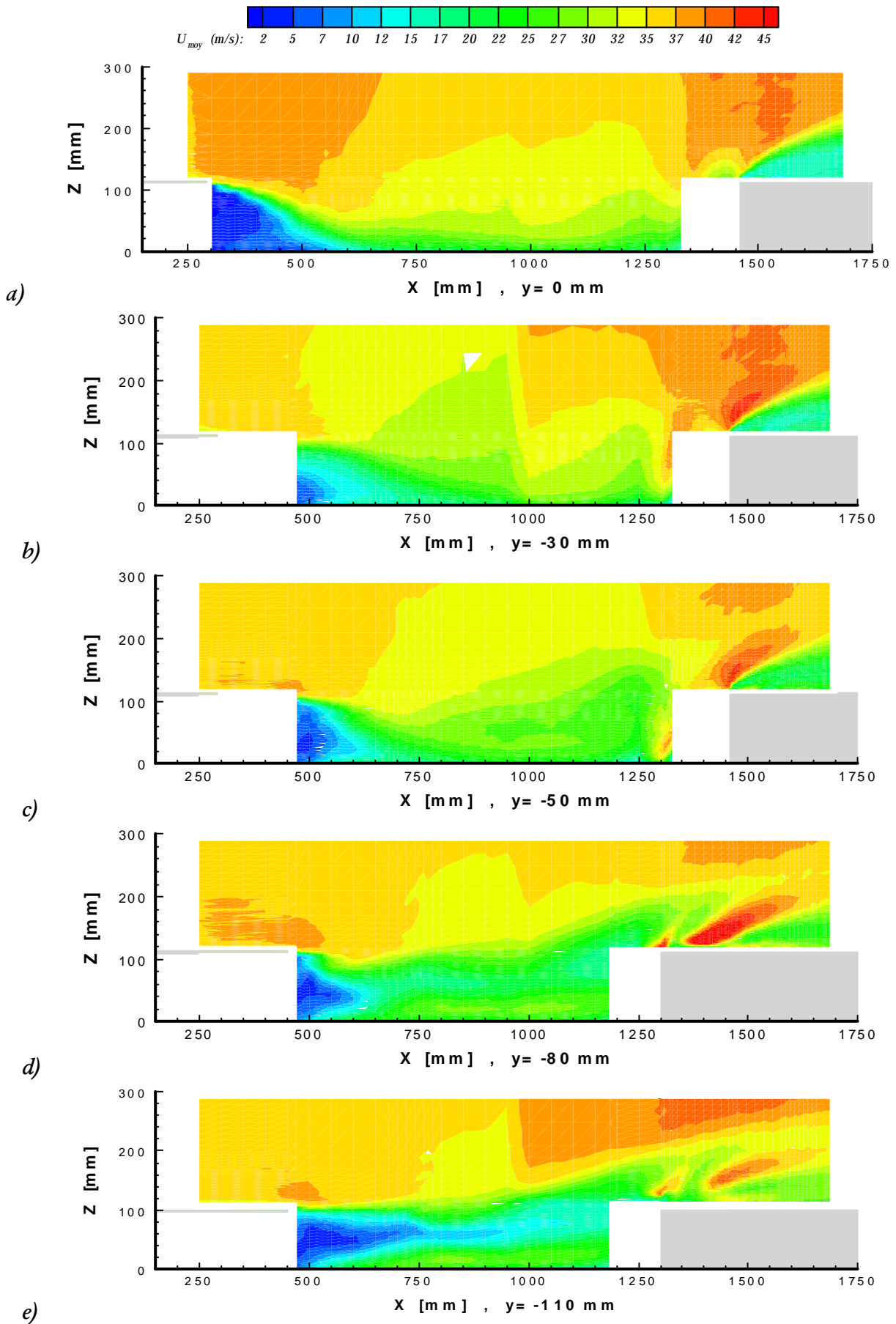


Figure II-3.17 : Vitesses moyennes longitudinales suivant l'axe transversal Y.

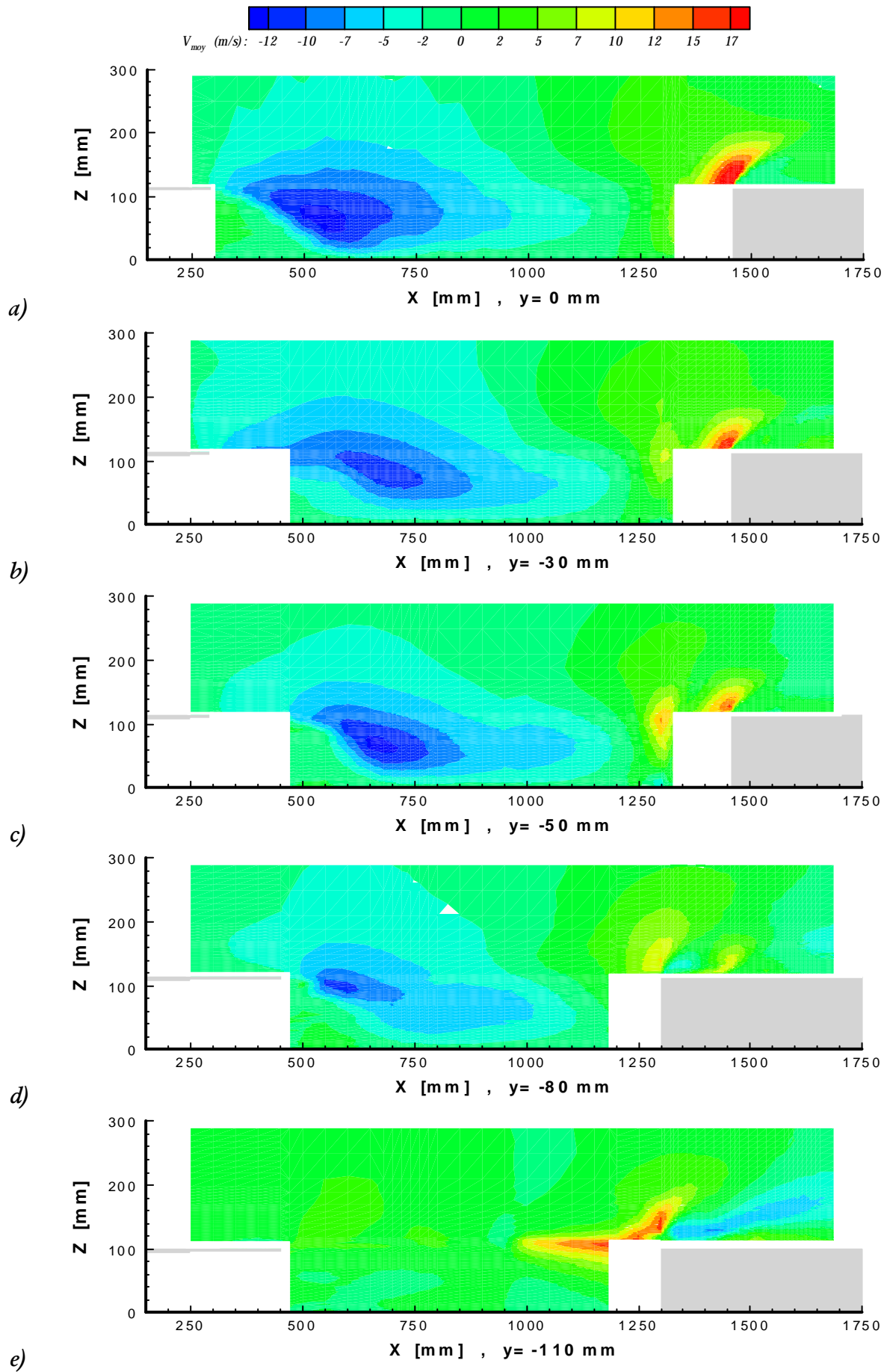


Figure II-3.18 : Vitesses moyennes verticales suivant l'axe transversal Y.

Les deux premières campagnes font ressortir d'importants niveaux de turbulence dans la couche de cisaillement aval (environ 31% dans les deux cas).

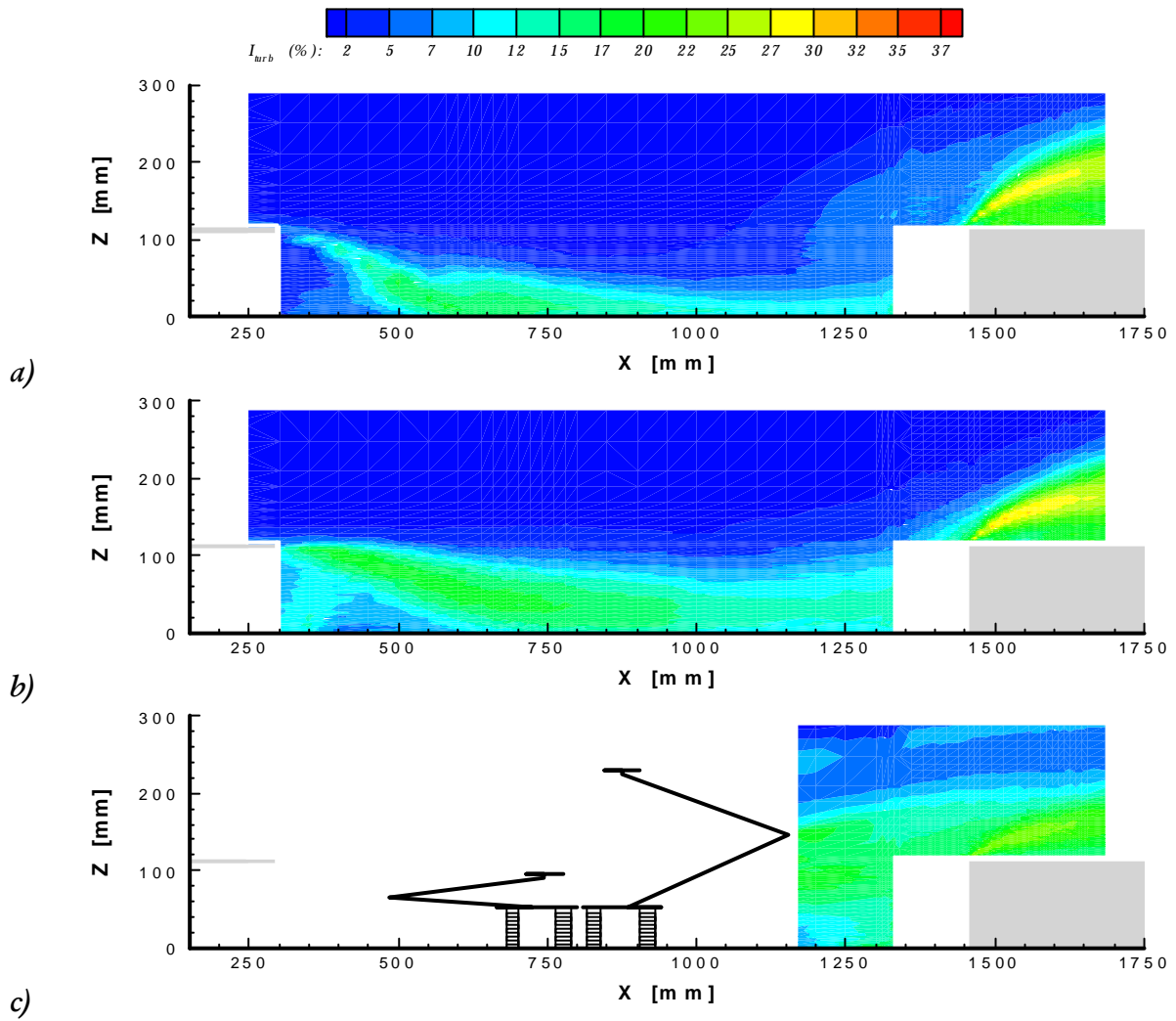


Figure II-3.19 : Intensités de turbulence pour les trois campagnes d'essais
 a) 1^{ère} campagne, b) 2^e campagne et c) 3^e campagne.

3.2.3.2 Comparaison expérimental/numérique

Les simulations bidimensionnelles sont à nouveau confrontées aux mesures expérimentales (Figure II-3.20). L'intensité de turbulence est largement surestimée à l'intérieur de la baignoire qui est complètement turbulent.

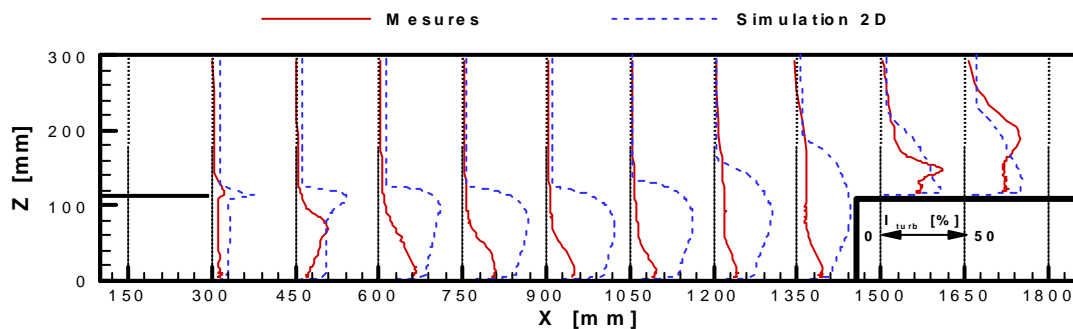


Figure II-3.20 : Profils d'intensité de turbulence dans le plan de symétrie.

Outre l'absence d'effets tridimensionnels, ce phénomène est attribué à la sous-estimation de la viscosité turbulente dans la zone de cisaillement, malgré l'utilisation du modèle RNG k- ϵ .

3.2.3.3 Plan transversaux

L'éloignement par rapport au plan médian (Figure II-3.21) permet de mettre en évidence l'influence des différents éléments constituant la baignoire (configuration géométrique de la première campagne). Quel que soit le plan de mesure, les contours de l'intensité de turbulence permettent de distinguer les couches de cisaillement principales au niveau des zones de recirculation. Ainsi dès le plan $Y = -30 \text{ mm}$, tout l'intérieur de la baignoire présente des niveaux de turbulence importants (de l'ordre de 20% en moyenne). Le plan $Y = -50 \text{ mm}$ met en évidence l'influence des parois verticales amont et aval de la cuvette qui sont à l'origine de la création de deux jets verticaux : le premier correspond au décollement de l'écoulement au niveau du bord aval de la cuvette et le second au décollement au niveau du coin de la cuvette. L'intensité de turbulence reste approximativement la même à l'intérieur de la baignoire, de l'ordre de 20%, mais recouvre une majeure partie de la baignoire. La couche de cisaillement aval de ces deux premiers plans transversaux reste aux alentours de 34.5%.

Si l'on s'éloigne encore du plan médian (plan $Y = -80 \text{ mm}$), l'intérieur tout entier de la baignoire est turbulent (22% en moyenne). Une couche de cisaillement assez épaisse prend alors place et correspond aux tourbillons générées par les arêtes vives et les coins de la cuvette. Les niveaux atteignent 52.8% au maximum. Ces niveaux sont sans doute surestimés³ mais l'idée principale de forts taux de turbulence dans cette région demeure. A mesure que l'on approche le plan $Y = -110 \text{ mm}$, l'influence des ailerons se fait ressentir et la couche de cisaillement aval, bien que moins turbulente ($\gg 37.9\%$), occupe une place plus importante par rapport aux autres plans transversaux.

3.2.4 Conclusion

Cette première série de mesure nous a permis de montrer que l'écoulement affleurant la baignoire du pantographe possédait des propriétés très complexes.

Trois campagnes d'essais avec trois configurations géométriques différentes de la maquette ont indiqué que l'écoulement se recollait sur le fond de la baignoire à une distance fonction de la géométrie du capot amont, puis qu'il se séparait à nouveau en aval de la baignoire. Il existe essentiellement trois zones de recirculation distinctes : la première causée par la séparation de l'écoulement au niveau du capot amont, la seconde (tourbillon de pied) devant les parois verticales de la cuvette et la dernière en aval au-dessus de la cuvette. Il est aussi important de noter que ces trois zones varient suivant la direction transversale : les géométries du capot et de la cuvette, complexes et tridimensionnelles, ne sont en effet pas constantes suivant l'axe transversal et créent en conséquence de nombreuses recirculations. Ainsi, si l'on observe la baignoire dans son ensemble, il existe une multitude de régions tourbillonnaires toutes aussi complexes les unes que les autres. Quelle que soit la campagne d'essais, les niveaux d'intensité de turbulence maximum se situent dans la région du bord aval de la cuvette dans le plan de symétrie.

³ On rappelle que dans cette région, les vitesses sont très élevées et se trouvent en dehors de la carte d'étalonnage de la sonde anémométrique.

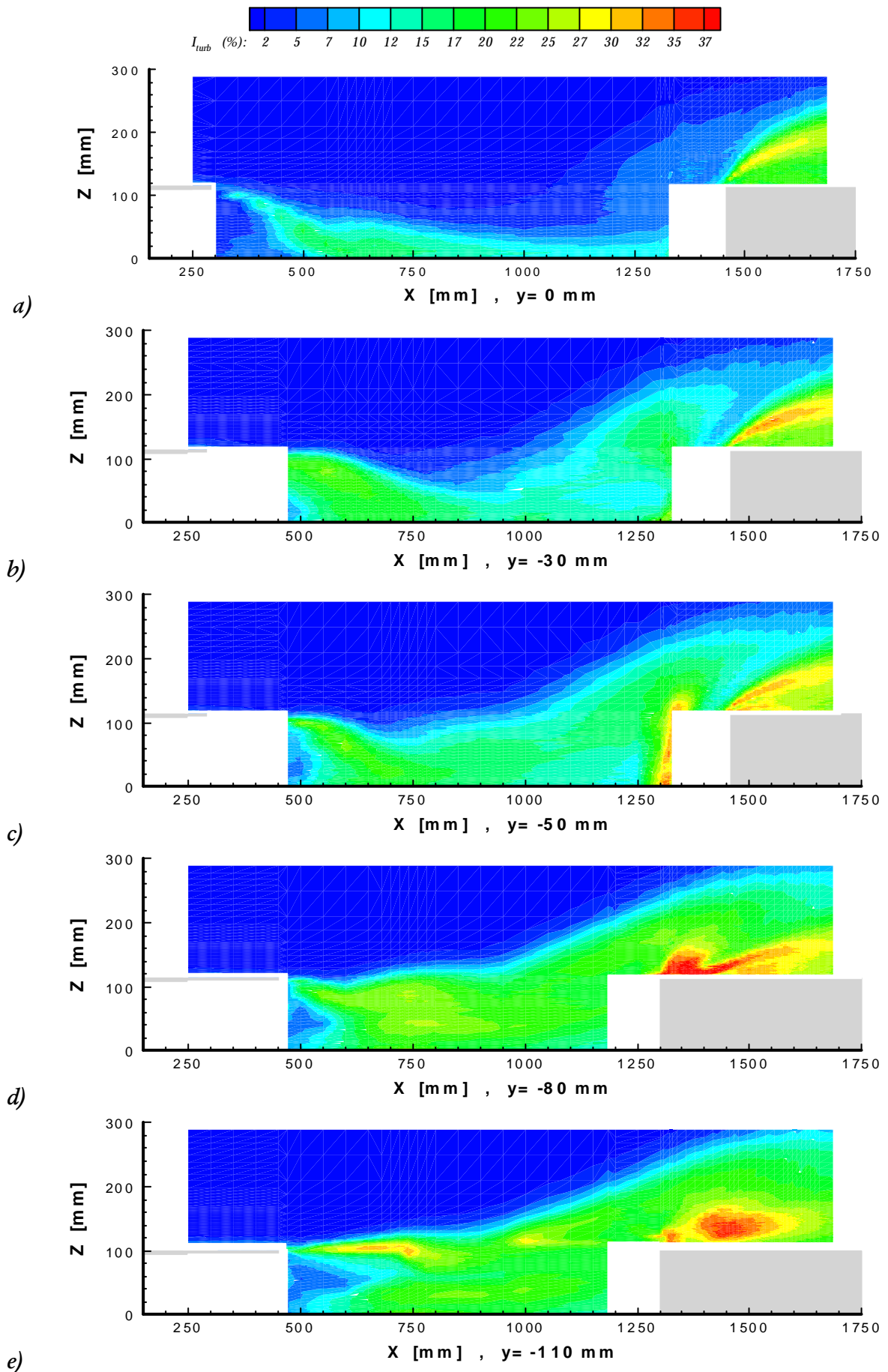


Figure II-3.21 : Intensités de turbulence suivant l'axe transversal Y.

L'ensemble des mesures anémométriques associées aux visualisations pariétales de l'écoulement ainsi qu'aux simulations numériques bidimensionnelles ont permis de donner une première description relativement complète de la structure de l'écoulement moyen et des grandeurs turbulentes. Afin de compléter ces données, on se propose de mener, dans le chapitre suivant, une étude "acoustique" de la baignoire.

Chapitre 4

Champ acoustique de la baignoire du TGV

Les campagnes d'essais sont composées de mesures par microphone B&K 1/4 pouce en milieu de veine ainsi que de mesures de pression pariétale instationnaire par microphones AKSUD 1/4 pouce affleurant la paroi. Avant d'étudier l'influence des différents éléments de la baignoire correspondant aux différentes campagnes, on présente les caractéristiques acoustiques de la soufflerie.

4.1 Caractéristiques acoustiques de la soufflerie

La soufflerie NIEUPORT du LEA ne permet pas d'effectuer des mesures acoustiques en champ lointain (veine fermée). Pour y remédier, un microphone 1/2 pouce, équipé d'une ogive aérodynamique (Figure II-4.1), est placé en milieu de veine (plan de symétrie de la baignoire) au niveau du support de la sonde anémométrique.



Figure II-4.1 : Ogive aérodynamique du microphone 1/2 pouce (type UA 0386).

L'ogive se substitue à la grille de protection du microphone. Sa forme aérodynamique (faible résistance) permet de ne créer que le minimum de turbulence dans le jet d'air. La grille de fils fins placée autour de la périphérie de l'ogive permet aux ondes sonores (i.e. à la pression acoustique) d'atteindre la membrane du microphone alors que le tronc du cône, en arrière de la grille, réduit le volume d'air en face de la membrane. Les réductions de bruit, dû au vent, peuvent atteindre 10 dB.

La Figure II-4.2 présente la pression acoustique en milieu de veine à l'abscisse $X = 900 \text{ mm}$ et à l'ordonnée $Z = 285 \text{ mm}$. Les signaux sont échantillonnés au moyen de l'analyseur en temps réel à une fréquence de 5.12 kHz (la résolution fréquentielle est de 5 Hz).

Les spectres correspondant aux quatre vitesses présentent un niveau de bruit en basse fréquence ($< 100 \text{ Hz}$) élevé ainsi que de nombreux pics. On trouve ainsi le pic correspondant à la fréquence du moteur (6.6 Hz pour la vitesse la plus élevée), celui des pales (40 Hz) ainsi que deux modes de la soufflerie (280 et 470 Hz). Il est important de noter que l'on mesure la pression

Conclusion

Les conclusions des parties aérodynamiques et acoustiques ont déjà été abordées dans les différents chapitres. On se propose plutôt de discuter ici des concepts permettant de réduire le bruit rayonné par la baignoire du pantographe. Les différents concepts de réduction de bruit sont donnés dans (NOGER & AL., 1998c).

Ainsi, l'ensemble des travaux réalisés pour réduire le bruit rayonné par la cavité montrent qu'il n'existe pas de solution unique. Chaque solution est adaptée aux conditions d'écoulement ainsi qu'à la géométrie de la cavité et il apparaît important de traiter en même temps les processus aérodynamique et acoustique qui sont, dans certains cas, fortement couplés. Du point de vue aérodynamique, il s'agit essentiellement de modifier de façon adéquate la géométrie de la cavité afin d'éviter tout impact trop brutale de la couche de cisaillement au niveau du bord aval. Du point de vue acoustique, il faut éliminer tout phénomènes de résonance acoustique résultant de l'excitation des modes de la cavité. Ceux-ci sont fortement conditionnés par l'évolution aérodynamique de la couche de cisaillement.

L'ensemble des mesures expérimentales a montré qu'à priori il ne se développait pas d'oscillations de type aérodynamique ou acoustique dans la baignoire. La région du bord aval de la cuvette est à l'origine des niveaux de turbulence les plus élevés et par conséquent responsable de la majeure partie du bruit rayonné.

La baignoire du pantographe est une cavité un peu particulière et de nombreux paramètres sont à prendre en compte. Ses formes très complexes ne doivent pas être modifiées de façon abusive car certaines ont une fonction bien précise (refroidissement de l'intérieur de la baignoire par exemple) quel que soit le sens du TGV. Etant donné les dimensions importantes de la baignoire, tout concept de contrôle actif est à priori exclu (trop coûteux pour des résultats incertains). Ainsi, le contrôle passif est certainement plus adapté (peu coûteux et moins sophistiqué) à condition de garder à l'esprit la circulation à double sens du train. Le profilage de la cuvette (par exemple l'élimination de l'ensemble de ses arêtes vives) permettrait de diminuer grandement les niveaux de turbulence intrinsèques à la couche de cisaillement aval.

acoustique mais aussi le bruit de la couche limite se développant sur le cône. On notera aussi que les quatre vitesses de l'écoulement (14, 22, 30 et 38 m/s) correspondent à des vitesses de rotation du moteur respectivement de 155, 236, 318 et 397 tr/mn.

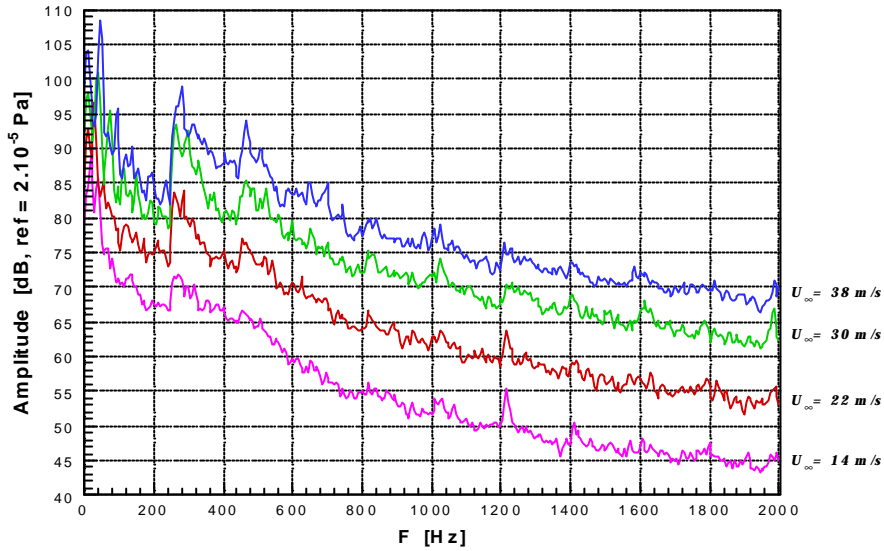


Figure II-4.2 : Pression acoustique en milieu de veine sans baignoire, $X= 900 \text{ mm}$.

L'abscisse choisie pour cette première présentation des résultats se situe au niveau du second pantographe et sera par conséquent particulièrement intéressante dans le cadre de la troisième campagne. Cependant, comme le montre la Figure II-4.3, le niveau de bruit reste quasiment constant le long de la maquette pour les quatre fréquences choisies. On donne à titre indicatif dans l'annexe II-A de cette partie, l'évolution des densités spectrales pour chaque campagne d'essais en fonction du nombre de STROUHAL.

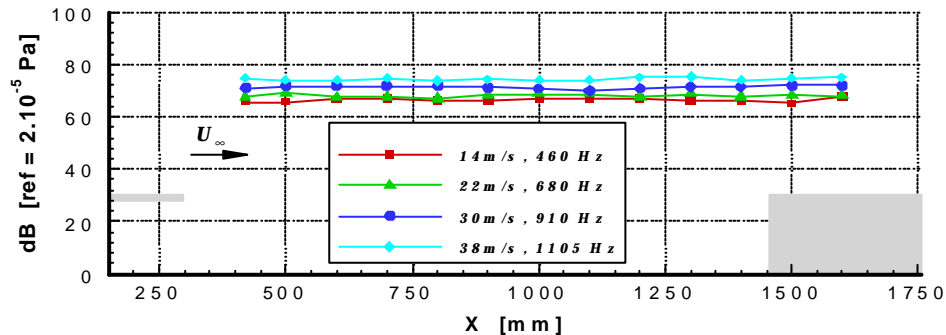


Figure II-4.3 : Pression acoustique en milieu de veine le long de la maquette.

On présente dans les paragraphes à venir l'ensemble des résultats concernant les trois campagnes d'essais. Une comparaison systématique est faite entre les campagnes afin de noter l'influence des différents éléments constituant la baignoire sur le bruit rayonné.

4.2 Mesures de pression acoustique

On utilise à nouveau le microphone 1/4 pouce placé sur le support du robot en milieu de veine. Pour plus de clarté, seuls les résultats correspondant à l'abscisse $X= 900 \text{ mm}$ sont présentés. Les conditions expérimentales restent identiques à celles du paragraphe précédent.

Les mesures de l'ensemble des campagnes sont représentées sur la Figure II-4.4. Chaque figure représente le passage d'une configuration géométrique de la maquette à une autre.

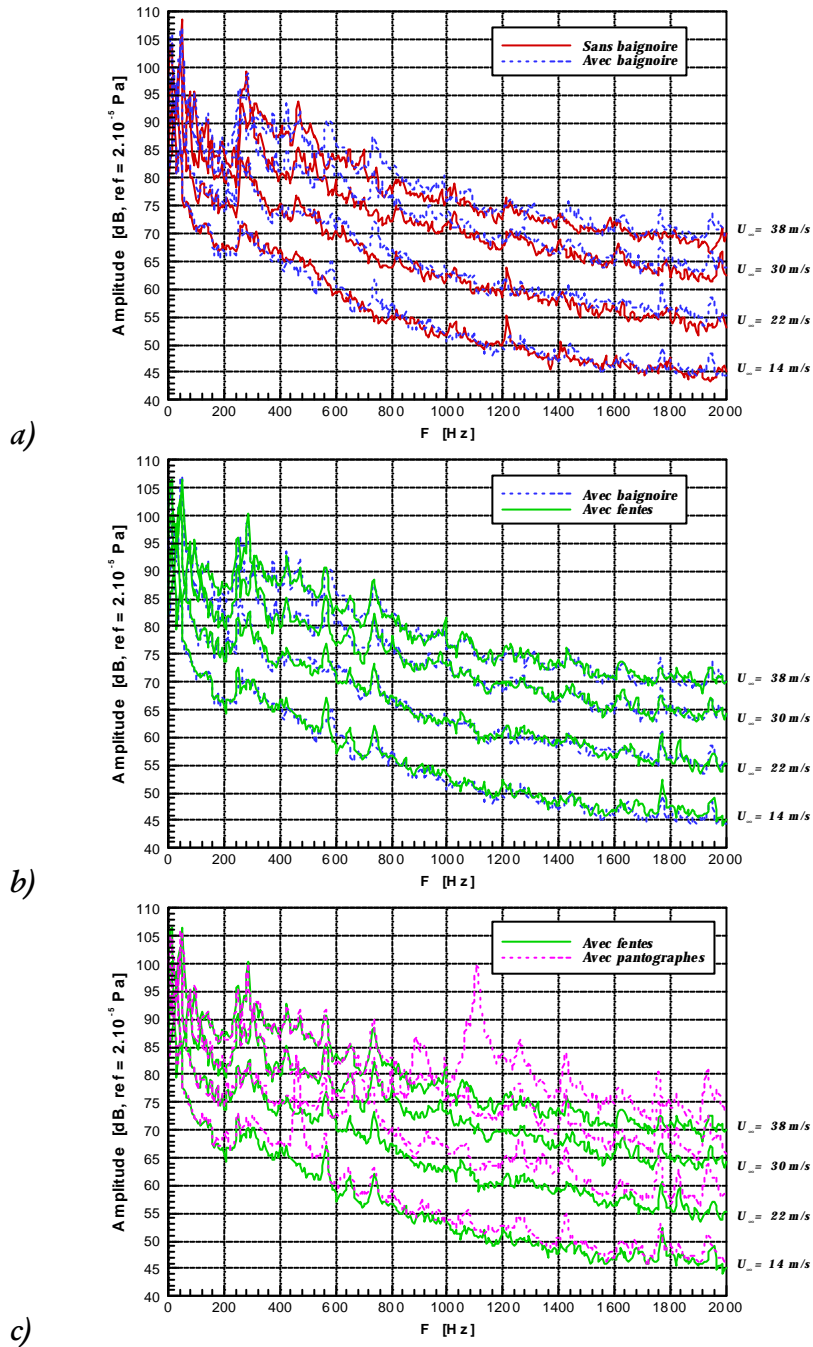


Figure II-4.4 : Pression acoustique en milieu de veine en $X = 900 \text{ mm}$,
 a) comparaison avec et sans cavité,
 b) comparaison capot avec et sans fentes,
 c) comparaison baignoire avec et sans pantographes.

La Figure II-4.4a établit une comparaison entre les mesures à vide et les mesures avec la baignoire¹. Le remplacement de la toiture du troisième tronçon par la maquette de la baignoire entraîne l'apparition de nombreux pics et l'augmentation du bruit large bande de 2 dB environ. On

¹ On rappelle que les mesures à vide se déroulent avec la maquette complète du TGV : celle-ci comporte alors uniquement des toitures sur les différents tronçons. Lors des différentes campagnes, la toiture du troisième tronçon est remplacée par les différentes géométries de la maquette de la baignoire.

retrouve des niveaux basse fréquence élevés ainsi que le décalage et l'apparition de nouvelles fréquences entre les deux configurations. Certains pics n'évoluent pas avec la vitesse et sont par conséquent d'origine acoustique. La contribution de la baignoire au bruit rayonné en milieu de veine se situe essentiellement pour les fréquences inférieures à 1 kHz .

L'ajout de fentes au capot amont (Figure II-4.4b) n'entraîne pas de grands changements sur le bruit rayonné en milieu de veine malgré les remarques faites lors des mesures anémométriques (augmentation de la recirculation amont et réduction du jet en aval de la cuvette). Quelques pics sont à nouveau légèrement décalés (par exemple le pic à 580 Hz passe à 565 Hz) ou bien tout simplement créés (celui à 650 Hz).

La prise en compte des pantographes à l'intérieur de la baignoire apporte de nombreux changements dans l'allure des spectres. Les pantographes provoquent une importante augmentation du niveau du bruit de fond ainsi que l'apparition de nombreux pics dont un (STROUHAL) correspond au lâcher de tourbillons par une des barres constituant l'archet du pantographe levé (1105 Hz pour la vitesse la plus élevée). Le niveau important de ce pic (de 25 dB supérieur au bruit de fond) s'explique par la proximité du microphone par rapport à l'archet du pantographe (Figure II-4.5a). La Figure II-4.5b présente l'évolution du pic de STROUHAL en fonction de la vitesse et de la distance longitudinale. On notera que loin en amont et en aval du pantographe, les niveaux des différentes fréquences restent largement supérieurs (jusqu'à 10 dB) par rapport à ceux mesurés à vide (Figure II-4.3). Les abscisses en aval du pantographe levé présentent des niveaux de bruit plus importants : ceci peut s'expliquer par le fait que le microphone est très proche du sillage du pantographe.

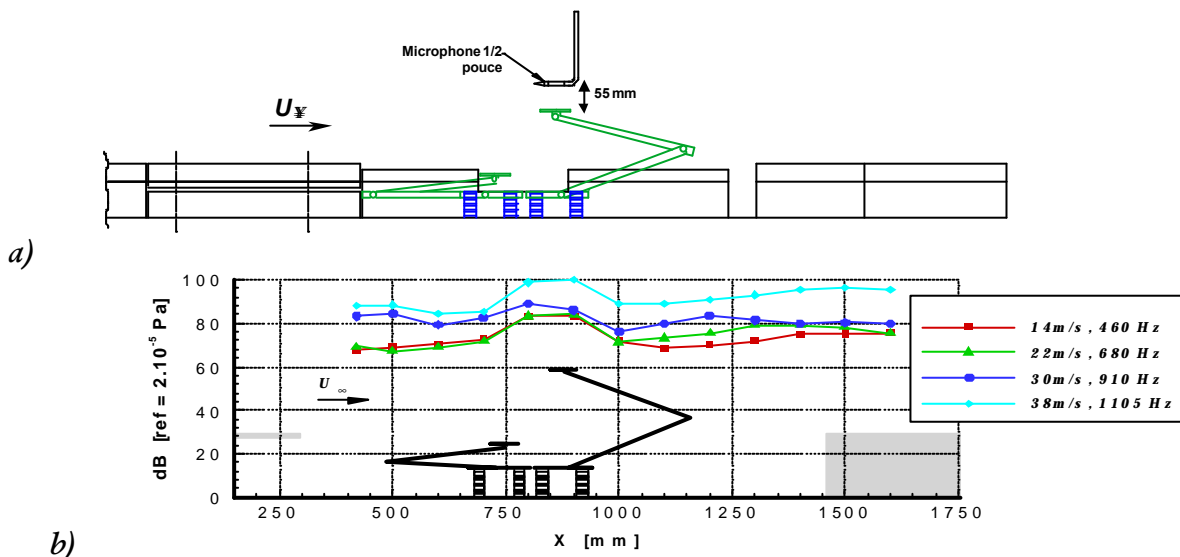


Figure II-4.5 : Positionnement du microphone 1/2 pouce par rapport aux pantographes (a) et mesure de la pression acoustique en milieu de veine le long de la maquette (b).

4.3 Mesures de pression pariétale instationnaire

L'ensemble des mesures effectuées jusqu'à présent (visualisations pariétales de l'écoulement, mesures anémométriques et simulations numériques) a permis de mettre en évidence les zones de rattachement, de séparation ou encore tourbillonnaires. Ceci nous a conduit à positionner les trous de prise de pression pariétale suivant un système de grille comme indiqué sur la Figure II-4.6. Les trous de prise de pression, qui ne comportent pas de microphone, sont obturés par des bouchons en PVC.

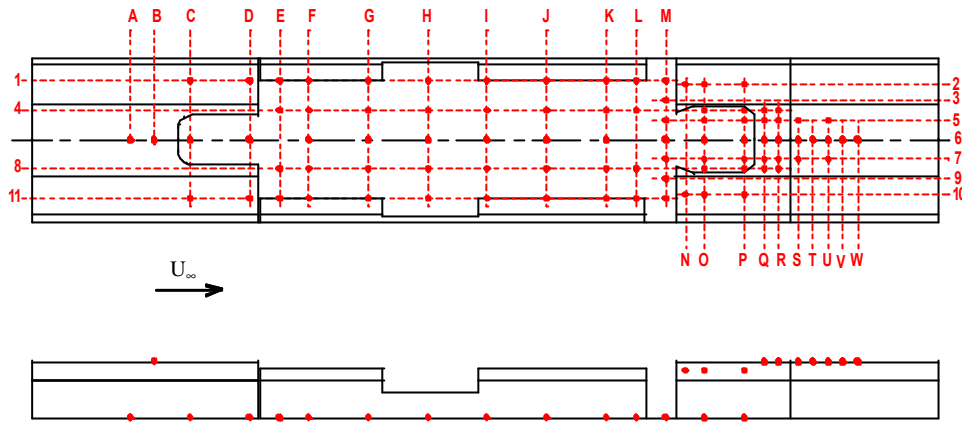


Figure II-4.6 : Positions des prises de pression pariétale.

Toutes les mesures des fluctuations de pression pariétale sont réalisées à la vitesse de 38 m/s (vitesse maximale de l'écoulement dans la soufflerie) excepté la première campagne où l'on étudie en même temps l'influence de la vitesse sur l'évolution des spectres. On présente dans un premier temps l'évolution des densités spectrales des fluctuations de pression pariétale de la première campagne dans le plan médian. Dans un second temps, on met en évidence deux régions qui présentent un intérêt majeur du point de vue acoustique.

4.3.1 Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale

Les densités spectrales comportent 401 raies et sont calculées à partir de l'analyseur en temps réel (256 enregistrements de 1024 échantillons) avec une résolution fréquentielle de 5 Hz et une précision de 0.01 dB . Seules les densités spectrales des microphones placés dans le plan médian de la baignoire sont représentées (Figure II-4.7). Les microphones $A6$, $C6$ et $D6$ constituent des cas particuliers : ils ont été volontairement exclus de la représentation et seront discutés dans le prochain paragraphe.

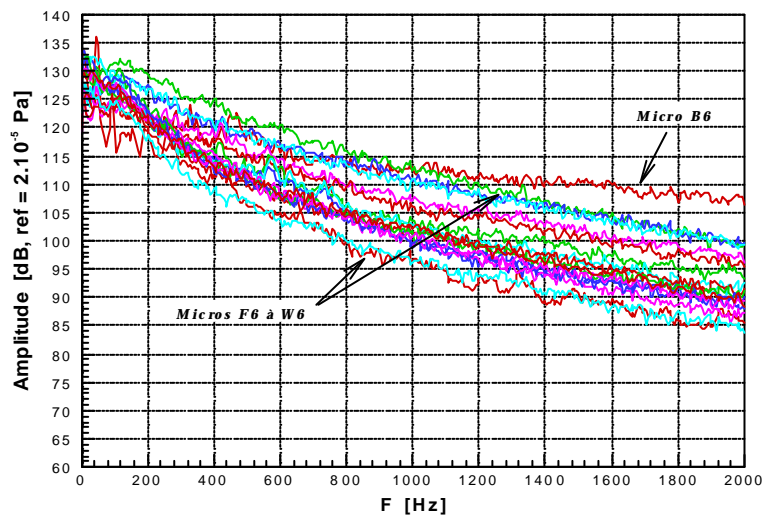


Figure II-4.7 : Densités spectrales des fluctuations de pression pariétale avec les microphones placés dans le plan médian, configuration de la 1^{ère} campagne.

Le microphone $B6$ a un niveau différent de celui des autres microphones : suivant la Figure II-4.6, ce microphone est placé affleurant sur le capot amont et se trouve sous la couche limite turbulente. Son allure général le confirme. A mesure que l'on s'éloigne du capot les niveaux des

spectres augmentent et atteignent des niveaux élevés dans la région de la cuvette. Les spectres possèdent des contenus spectraux identiques et ne présentent pas de pic significatif confirmant ainsi l'absence d'oscillation de type aérodynamique. Les densités spectrales ont permis de mettre en évidence deux régions non discutées jusqu'à présent : la première se situe sous le capot amont et la seconde au niveau de la cuvette en aval. Par la suite, les spectres ont une résolution de 10 Hz dans le cadre de la première campagne et de 5 Hz pour les deux autres.

4.3.2 Capot amont

L'allure des spectres des microphones situés sous le capot (*A6-D6*) suggèrent la présence de ventres et de nœuds peut résulter soit de la réflexion d'onde sur la paroi verticale amont de la baignoire soit de l'excitation des modes du capot. La Figure II-4.8 illustre ce propos avec deux microphones placés dans le plan médian pour les trois campagnes d'essais. Ils sont distants de 120 mm .

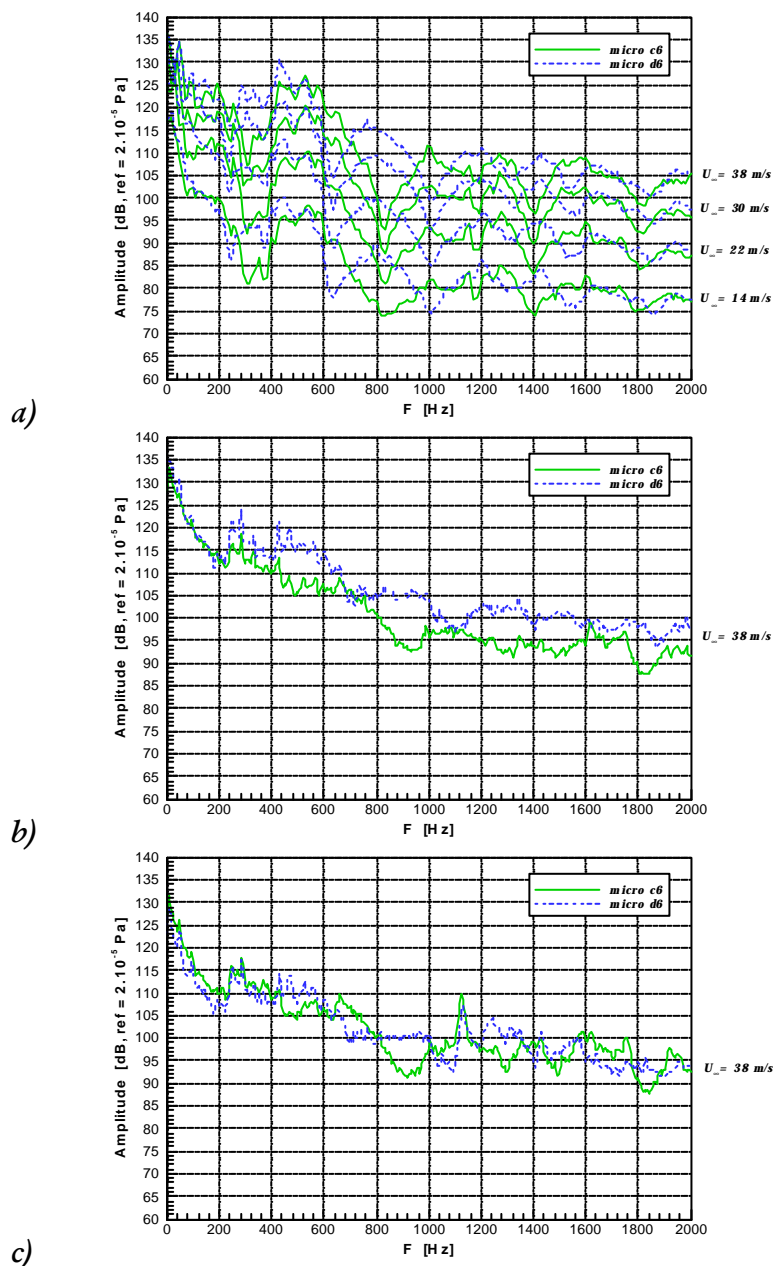


Figure II-4.8 : Modes résonants du capot pour 2 microphones situés dans le plan médian
a) 1^{re} campagne, b) 2^e campagne et c) 3^e campagne.

Les différentes vitesses de l'écoulement (Figure II-4.8a) n'affectent pas les différentes arcades du spectre indiquant par conséquent qu'elles sont bien d'origine acoustique. Un simple raisonnement basé sur les longueurs d'onde indique que les ventres et nœuds de pression du microphone *C6* (respectivement $f = c/2d = 534 \text{ Hz}$ et $f = c/4d = 267 \text{ Hz}$ avec d la distance entre le capteur et la paroi verticale amont) semblent être dus essentiellement à la réflexion des ondes contre la paroi verticale amont (voir terminologie Figure II-1.7). Cependant si l'on considère le capot comme une cavité ouverte de longueur la distance entre la paroi verticale amont et le capteur considéré (318 mm pour le microphone *C6*), on retrouve les modes longitudinaux du capot. Ce raisonnement n'est que qualitatif du fait de la complexité de la géométrie de la baignoire où de nombreuses parois peuvent avoir de l'influence. On notera aussi que les spectres des microphones *C1* et *C11* (axe *Y*) conservent la même allure que celui du microphone *C6* (NOGER & AL., 1998c) avec cependant des ventres et des nœuds dont l'amplitude est moins marquée du fait de la proximité des ailerons. Toutes ces remarques sont également valables pour les microphones *D6*, *D1* et *D11*.

Bien que les fentes amont et latérales du capot n'aient pas apporté de grosses modifications dans les niveaux de bruit rayonné en milieu de veine, elles ont tendance, du fait de l'alimentation de la recirculation sous le capot, à diminuer l'amplitude ainsi qu'à décaler légèrement les ventres et nœuds des différentes arcades (Figure II-4.8b). L'hypothèse de réflexion des ondes contre la paroi verticale amont est alors à nuancer car les ventres et nœuds se confondent très rapidement avec le bruit de fond large bande qui a pourtant bien diminué (d'environ 10 dB). L'ajout des pantographes à l'intérieur de la baignoire provoque l'apparition d'un pic autour de 1125 Hz (Figure II-4.8c) mais n'affecte pas la forme générale du spectre par rapport à la configuration précédente. Ce pic est essentiellement lié au lâcher de tourbillon par l'archet du pantographe levé et traduit ainsi le caractère directif du bruit généré par le pantographe.

4.3.3 Cuvette aval

La seconde région concerne l'intérieur de la cuvette (Figure II-4.9) où on retrouve deux pics d'origine acoustique (de fréquence respective 570 et 740 Hz) qui étaient déjà présents dans les spectres du microphone en milieu de veine (Figure II-4.4) : ceci semble donc indiquer une relation entre les champs acoustiques interne et externe de la baignoire. De plus, on observe l'apparition d'un nouveau pic à la fréquence 1475 Hz ainsi qu'à priori son sous-harmonique à 737 Hz . Les variations de vitesse (Figure II-4.9a) indiquent que ce nouveau pic est aussi d'origine acoustique et qu'il doit correspondre à l'un des modes transversaux de la cuvette dont les dimensions transversales varient de 108 à 138 mm . Ce pic disparaît dès les positions *O6* et *P6* des microphones (NOGER & AL., 1998c) : il s'agit donc d'un mode antisymétrique. La différence de niveau entre les deux microphones, distants de 70 mm , approche 7 dB en moyenne et s'explique de par leur position respective. Le microphone *P4* se trouve à la fois dans la zone du tourbillon de pied ainsi que dans le tourbillon (rouleau) créé au niveau de l'arête vive de la cuvette (cf. courbure des lignes de courant de la Figure II-2.6) alors que le microphone *O4* se trouve dans une zone de recirculation très faible.

L'ajout de fentes au capot amont entraîne à nouveau une diminution du bruit large bande de l'ordre de $8-10 \text{ dB}$ mais l'allure général du spectre est conservée. L'augmentation de la recirculation amont provoque une diminution des vitesses à l'intérieur de la baignoire qui entraîne ainsi une diminution de l'impact de l'écoulement contre les parois de la cuvette. La mise en place des pantographes provoque l'apparition d'un pic à la fréquence de 1110 Hz (Figure II-4.9c) qui se démarque fortement du bruit de fond tandis que celui correspondant au mode de la cuvette conserve quasiment la même amplitude mais sa fréquence augmente à 1490 Hz . Le niveau élevé du pic du pantographe traduit là encore le caractère directif du rayonnement.

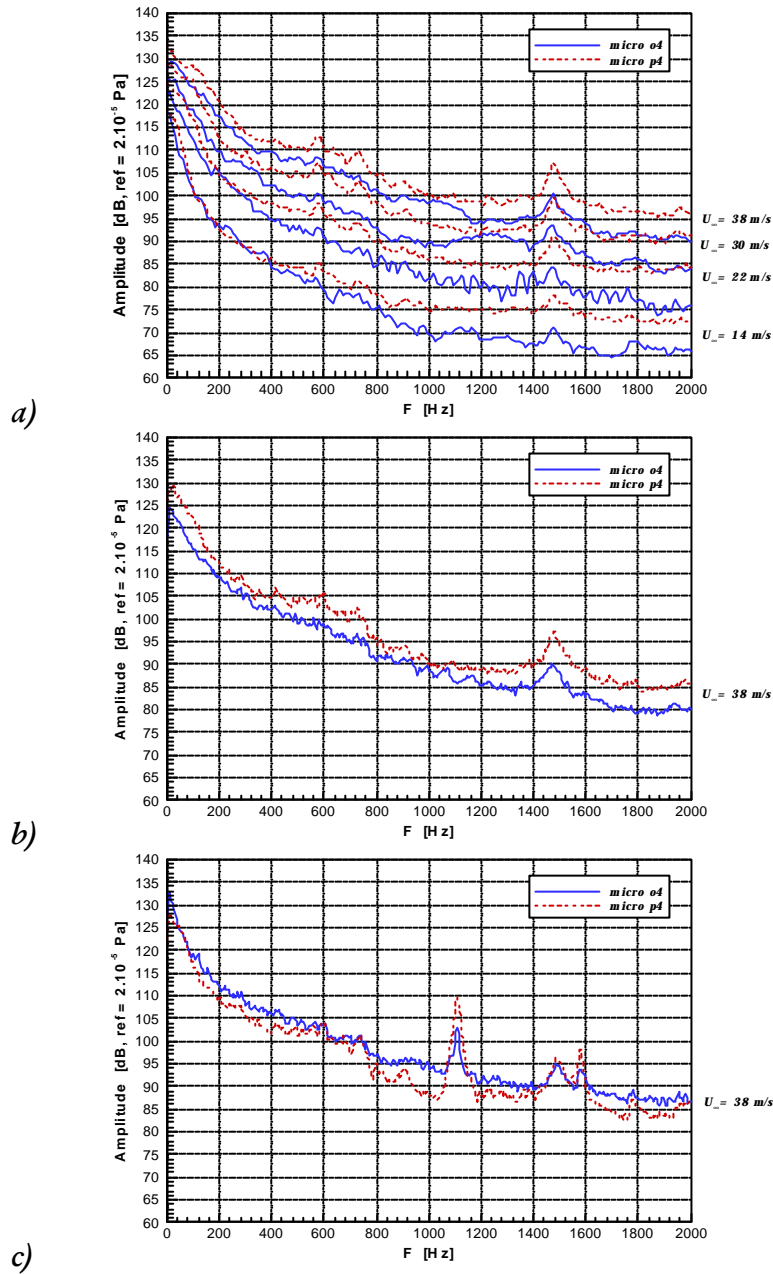


Figure II-4.9 : Modes résonants de la cuvette pour 2 microphones situés dans le plan médian
 a) 1^{ère} campagne, b) 2^e campagne et c) 3^e campagne.

4.3.4 Coefficients de pression

On s'intéresse maintenant aux coefficients de pression afin de localiser à la paroi les zones les plus agitées. Les coefficients de pressions sont estimés, à partir des densités spectrales G_{pp} en

chaque point, suivant la formule I-4.5 ($C_{Prms} = \frac{\sqrt{\int_{f_{min}}^{f_{max}} G_{pp}(f) df}}{0.5 r U_{\infty}^2}$).

Le dénominateur représente la pression dynamique mesurée 5 hauteurs de baignoire en amont du capot. Les bornes du domaine d'intégration sont choisies de façon à s'affranchir des perturbations liées aux basses fréquences (bruit de fond) et à respecter le critère de SHANNON. On choisit $f_{min} = 50 \text{ Hz}$ et $f_{max} = 2 \text{ kHz}$. Les coefficients de pression relatifs aux trois campagnes d'essais sont présentés sur la Figure II-4.10.

On notera que, quelle que soit la campagne, les niveaux des coefficients ne sont pas parfaitement symétriques par rapport au plan médian de la baignoire. La couche limite qui se sépare du capot se transforme peu à peu en une couche de cisaillement dont l'épaisseur augmente à mesure que l'on se rapproche de son rattachement sur le fond de la baignoire. Le microphone *G6* (Figure II-4.10a) présente un niveau élevé comparé aux autres prises de pression car il se situe au niveau du point de rattachement de la couche de cisaillement. En revanche, en aval de la cuvette, il n'apparaît pas de niveaux élevés dans la région du point de rattachement. Ceci tend à confirmer qu'il s'agit bien d'un point de confluence (i.e. l'écoulement ne rattache pas à la paroi).

L'ensemble des niveaux a considérablement réduit dans le cadre de la deuxième campagne (Figure II-4.10b). On ne retrouve plus un coefficient de pression élevé au niveau du point de rattachement en *G6* : l'augmentation de la taille de la recirculation amont a en effet retarder le rattachement qui se situe maintenant aux alentours du microphone *H6* dont le niveau a légèrement augmenté. Dans la région de la cuvette, les coefficients de pression ont des niveaux semblables quelles que soient les directions longitudinales ou transversales.

Les pantographes modifient complètement les niveaux des coefficients de pression qui deviennent quasiment uniformes dans toute la baignoire. Ceci provient de l'impact de la couche de cisaillement amont sur le premier pantographe (baissé) qui rend ainsi l'intérieur de la baignoire complètement turbulent. En aval de la cuvette, les niveaux restent identiques à ceux de la deuxième campagne.

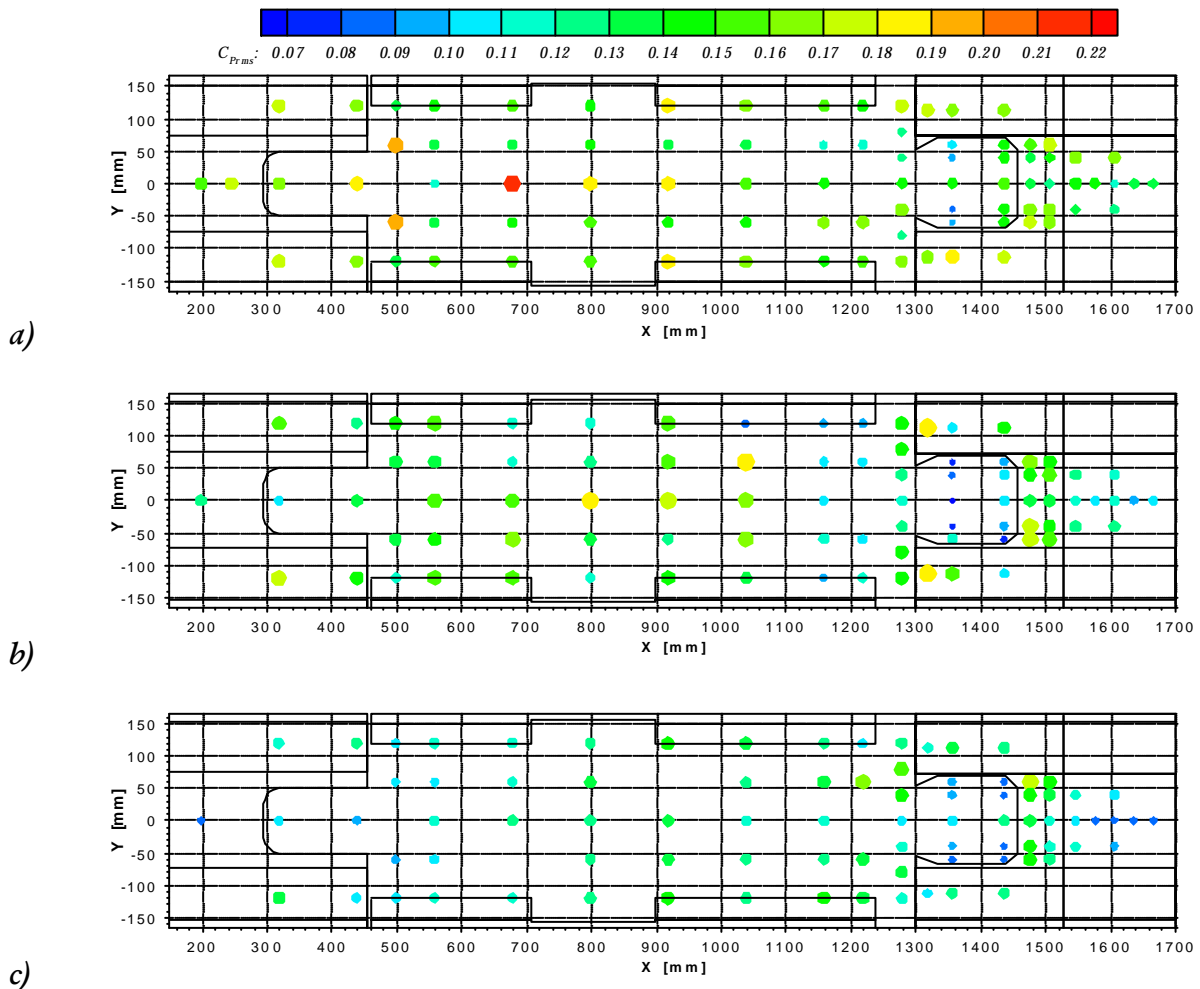


Figure II-4.10 : Niveaux des coefficients de pression rms en paroi
a) 1^{ère} campagne, b) 2^e campagne et c) 3^e campagne.

4.4 Cohérence entre les fluctuations de pression pariétale et de vitesse

Les fluctuations de vitesse à proximité des microphones sont directement responsables de l'augmentation ou bien au contraire de la diminution des niveaux de pression. On se propose de mettre en évidence ce phénomène en étudiant les cohérences entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de vitesse dans le plan médian de la baignoire. Seule la région en aval de la cuvette est étudiée. Le choix de cette région repose sur le fait que les niveaux d'intensité de turbulence y sont élevés et qu'elle doit être, par conséquent, responsable de la majeure partie du bruit rayonné.

De nombreuses abscisses ($X=1456-1686\text{ mm}$) ont cependant été étudiées (NOGER & AL., 1998c-d) suivant le graphique de la Figure II-4.11.

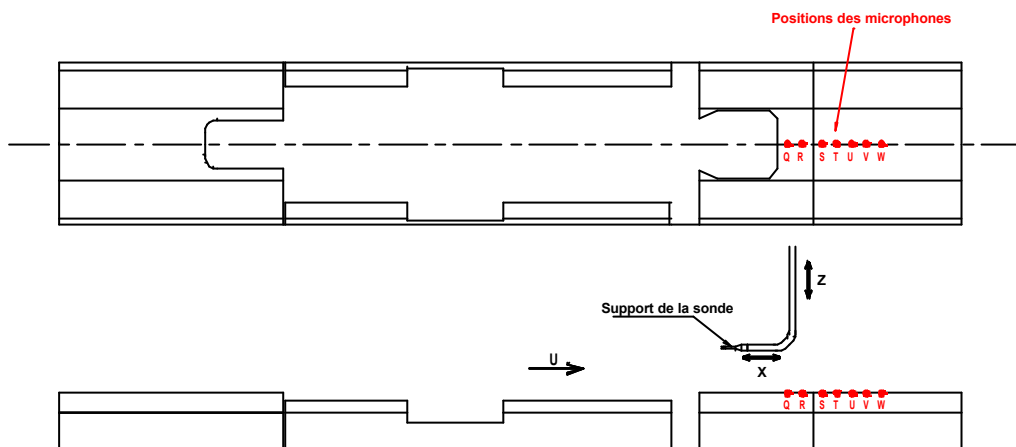


Figure II-4.11 : Principe des mesures de cohérence.

On se contente ici de présenter les résultats relatifs à la première et à la troisième campagne à l'abscisse $X=1606\text{ mm}$, abscisse qui se situe légèrement en aval du point de confluence. Les acquisitions sont échantillonnées à la fréquence de 5 kHz et comportent 100 enregistrements de 512 échantillons chacun. La fréquence du filtre anti-repliement est fixée à 2 kHz . La décomposition des cohérences entre les fluctuations de pression pariétales avec les fluctuations des vitesses longitudinales et verticales sont respectivement dénommées : C_{up} et C_{vp} . Cette décomposition permet de mettre en évidence l'influence de chacune des composantes de la vitesse. Les niveaux de cohérence sont, comme dans le cas de la cavité simplifiée, significatifs pour des fréquences inférieures à 250 Hz confirmant à nouveau le caractère basse fréquence des fluctuations de pression pariétale (Figure II-4.12-13).

En général, les cohérences C_{vp} sont plus élevées que C_{up} et l'explication correspondante reste identique à celle émise dans le cas de la cavité simplifiée (cf. §4.4.3 de la partie I). Les niveaux de cohérence maximum sont concentrés dans une bande de fréquence étroite, de fréquence centrale 115 Hz , et apparaissent à une ordonnée $Z=200\text{ mm}$ (soit $1.75d$) qui correspond à la région de la couche de cisaillement pleinement développée. Les fluctuations de pression pariétale en un point de la paroi sont donc bien dépendantes de la turbulence contenue dans un volume se situant à proximité du microphone. On peut effectuer une rapide comparaison entre ces résultats et ceux obtenus dans le cas de la cavité simplifiée : dans ce dernier cas, les niveaux maximum étaient rencontrés à l'ordonnée $1.65d$ et s'étendaient beaucoup plus largement autour de la fréquence centrale 105 Hz . Malgré les fortes différences géométriques intervenant dans les deux configurations (cavité simplifiée et baignoire), on s'aperçoit donc que le même type de phénomène est susceptible de se développer.

Les cohérences de la troisième campagne sont considérablement réduites mais les cohérences C_{up} restent supérieures aux cohérences C_{np} . L'allure des courbes de niveaux ressemble fortement à celle observée dans le cas de la cavité simplifiée avec cependant des niveaux de cohérence beaucoup plus faibles.

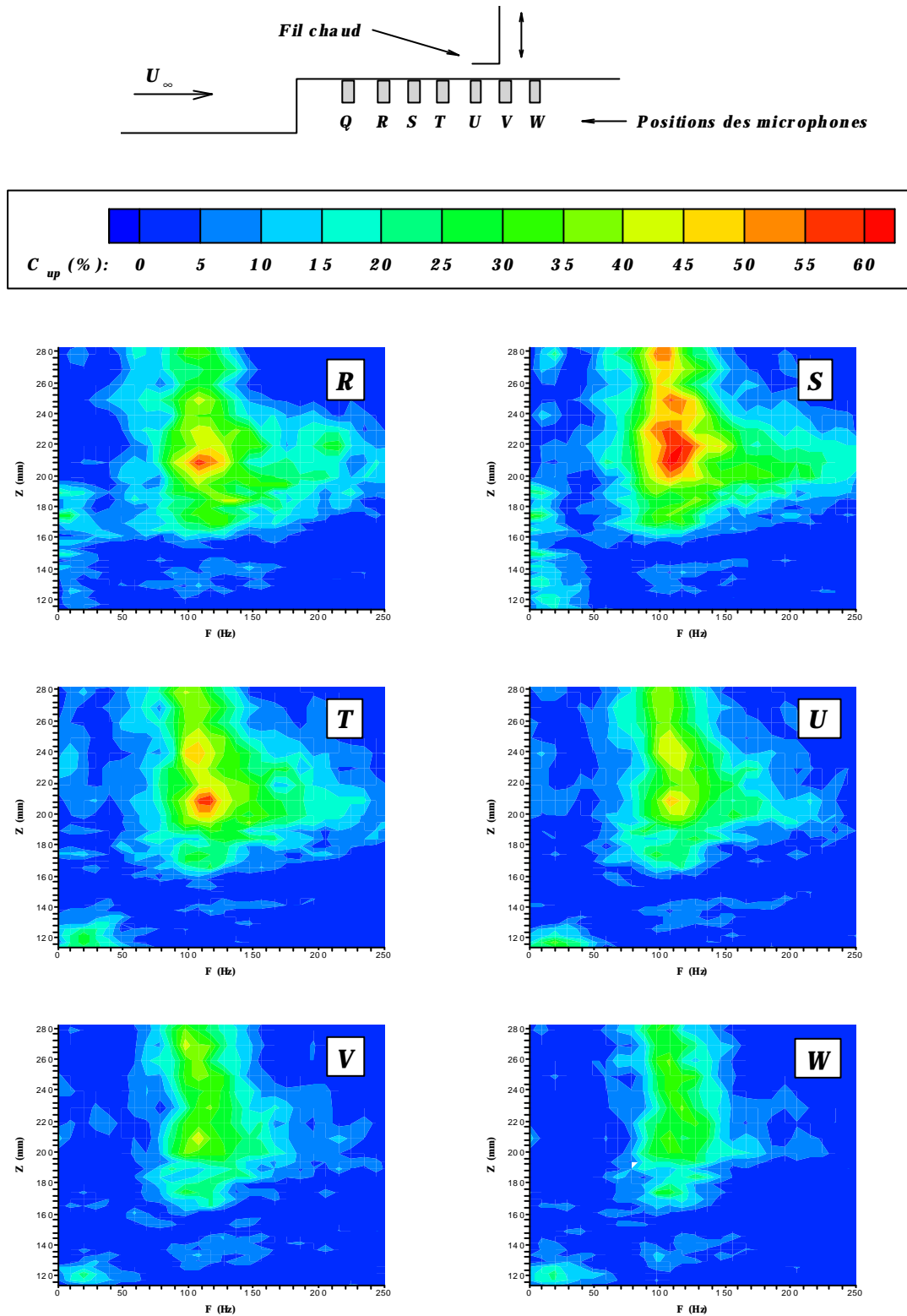


Figure II-4.12 : Cohérences entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de la vitesse longitudinale à l'abscisse $X = 1606$ mm dans le plan médian, 1^{ère} campagne.

En fait, on a vu lors des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud que la couche de cisaillement aval contenait des niveaux de turbulence plus faibles que ceux rencontrés lors des deux premières campagnes mais que, par contre, la turbulence intrinsèque à l'écoulement était supérieure (de 10%) à celle contenue dans l'écoulement des deux premières campagnes.

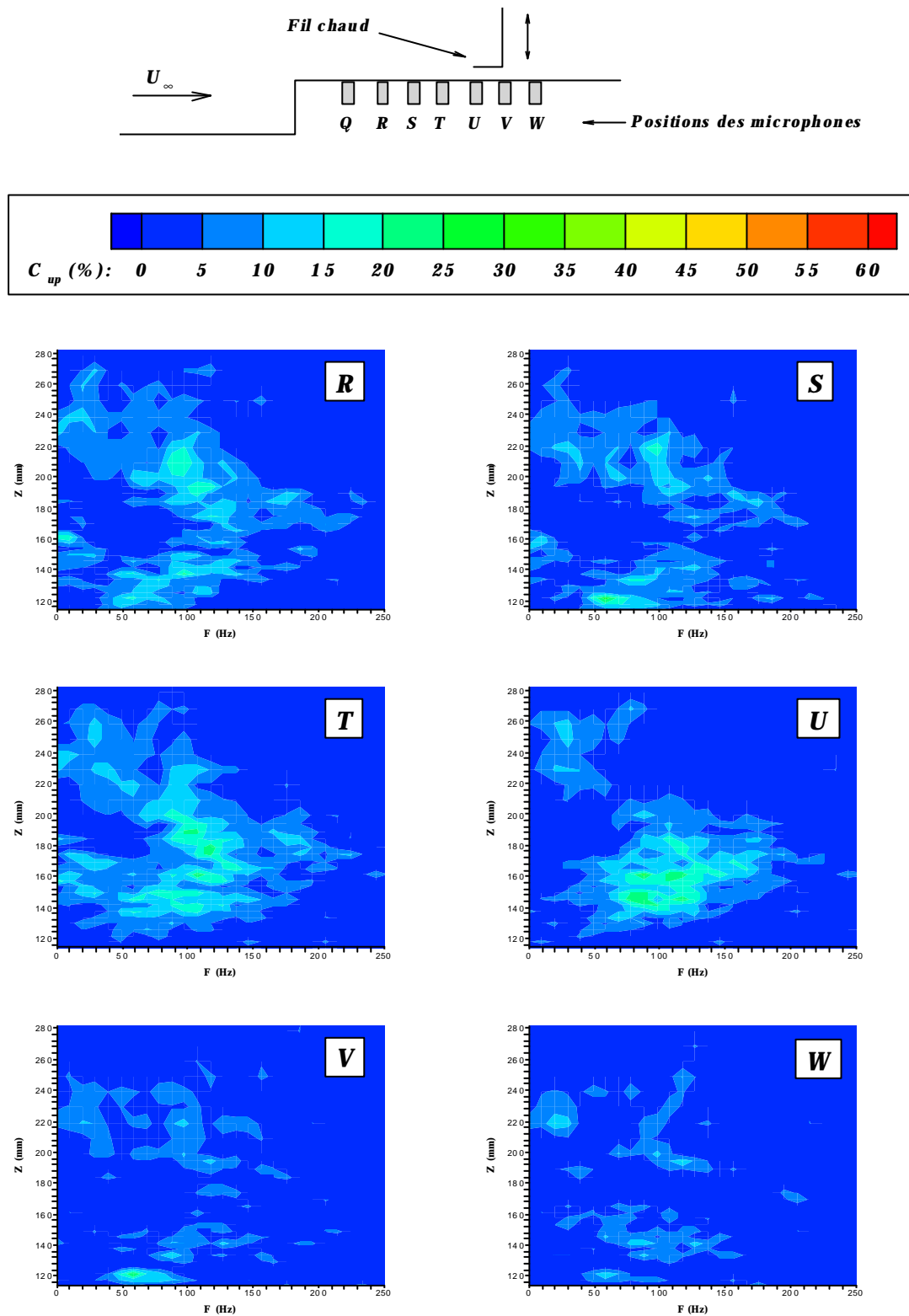


Figure II-4.13 : Cohérences entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de la vitesse longitudinale à l'abscisse $X = 1606$ mm dans le plan médian, 3^e campagne.

Ce phénomène, à l'origine de la désorganisation de l'écoulement en aval de la baignoire, serait responsable de la baisse des niveaux.

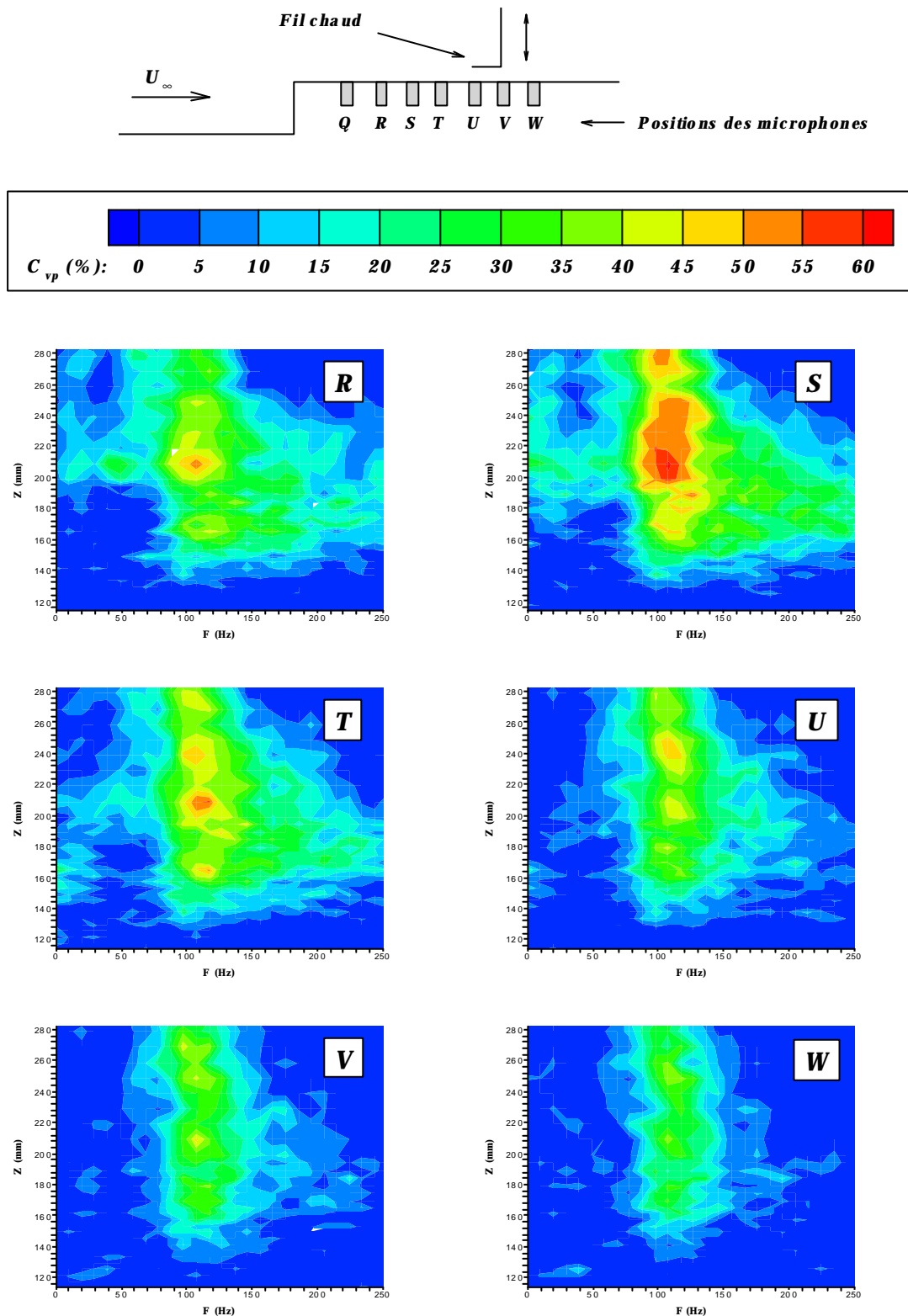


Figure II-4.14 : Cohérences entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de la vitesse verticale à l'abscisse $X = 1606$ mm dans le plan médian, 1^{ère} campagne.

Dans la troisième campagne, l'intérieur tout entier de la baignoire est turbulent du fait de l'impact de la couche de cisaillement amont sur les pantographes. Cette turbulence est alors convectée par l'écoulement et vient interagir avec la couche de cisaillement aval. De ce fait, les fluctuations de vitesse en aval de la baignoire (i.e. de la pression en paroi) sont engendrées à la fois par la turbulence de l'écoulement et celle contenue dans la couche de cisaillement aval.

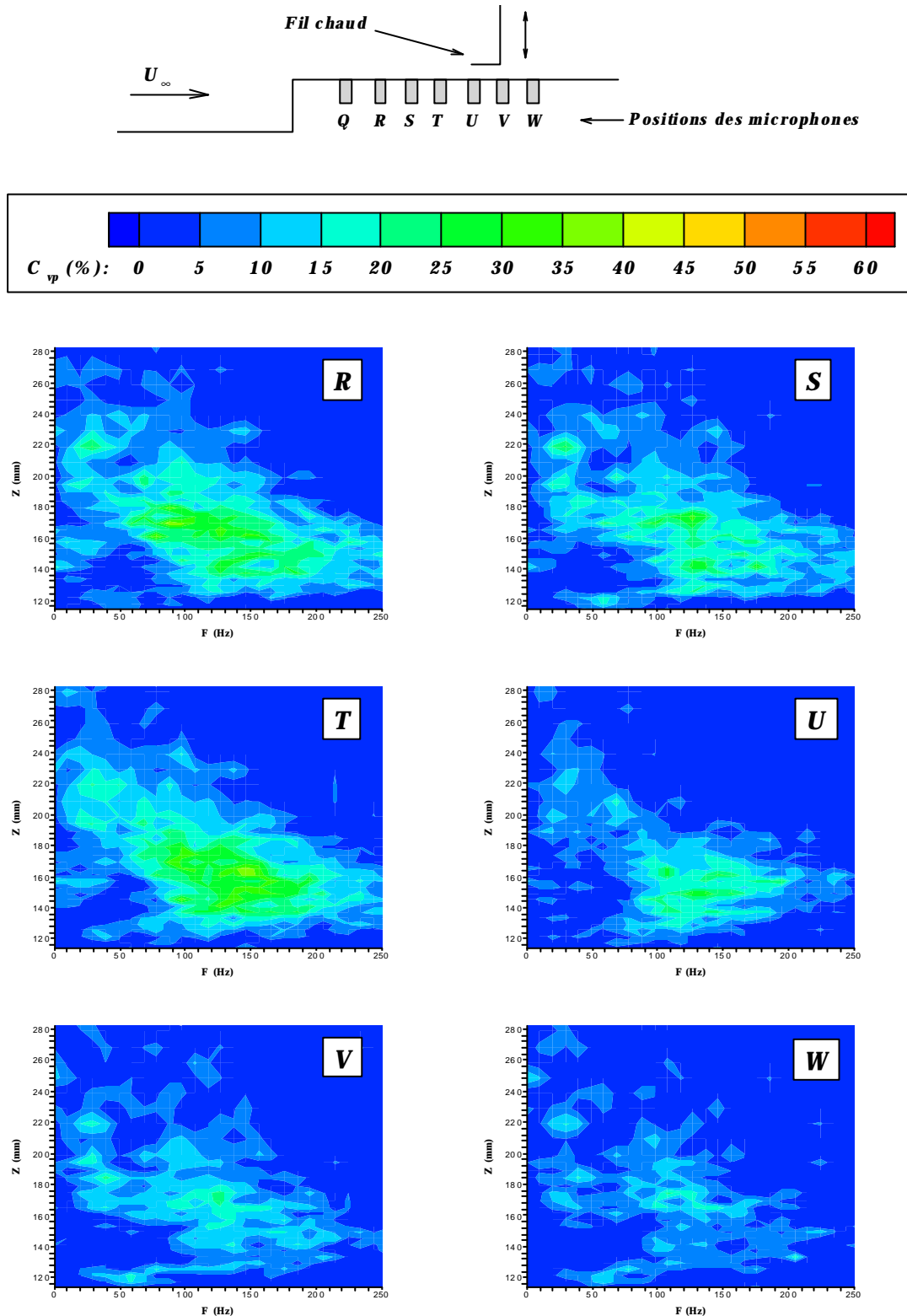


Figure II-4.15 : Cohérences entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de la vitesse longitudinale à l'abscisse $X = 1606$ mm dans le plan médian, 3^e campagne.

4.5 Cohérence entre les fluctuations de pression pariétale et la pression acoustique en milieu de veine

On se propose maintenant de rechercher des informations communes entre les signaux du microphone $\frac{1}{4}$ pouce placé en milieu de veine avec ceux des microphones $\frac{1}{4}$ pouce placés affleurant à la paroi. Pour cela, le microphone $\frac{1}{4}$ pouce est positionné à l'abscisse correspondant à celle du microphone O6. On rappelle qu'il est placé 285 mm au dessus du fond de la baignoire dans le plan médian. Seule la position O6 (plan médian) des microphones $\frac{1}{4}$ pouce est discutée. Les spectres et les cohérences des trois campagnes d'essais sont regroupés sur la Figure II-4.16 : les signaux sont composés de 100 enregistrements de 512 échantillons. La fréquence d'échantillonnage est de 5 kHz et la résolution fréquentielle de l'ordre de 10 Hz . Les deux premières campagnes ont des niveaux de cohérence très proches et pour une raison de clarté seuls les résultats de la seconde campagne sont représentés et comparés à ceux de la troisième.

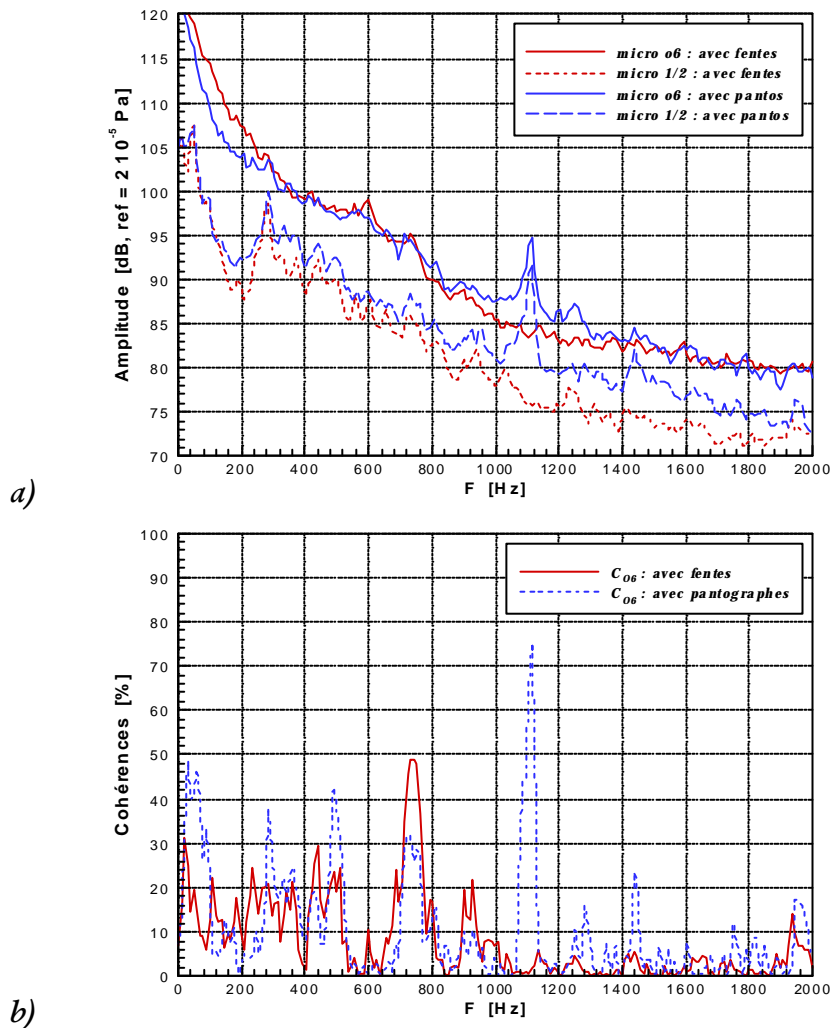


Figure II-4.16 : Spectres (a) et cohérences (b) entre la pression acoustique en milieu de veine et les fluctuations de pression pariétale en O6.

Les mesures de cohérence de la seconde campagne font essentiellement apparaître trois pics : le plus significatif à la fréquence de 740 Hz ($\gg 50\%$), le second en 435 Hz ($\gg 30\%$) et enfin le dernier en 900 Hz ($\gg 20\%$). Ces trois pics sont fortement corrélés, cela confirme qu'ils sont bien d'origine acoustique. Un quatrième pic (de l'ordre de 10% à 590 Hz) reste faible malgré sa présence indéniable dans les spectres de la Figure II-4.16a (ou encore de la Figure II-4.4) et s'explique par le fait qu'il est noyé dans le bruit de fond du capteur O6.

Lors de la troisième campagne, c'est le pic de STROUHAL du pantographe qui, comme on pouvait s'y attendre, est le plus fortement corrélé ($\gg 75\%$) entre les différents microphones. Le pic en 740 Hz n'est plus cohérent qu'à 30% du fait de l'augmentation du bruit large bande et le niveau de cohérence du pic en 435 Hz réduit à environ 20% . Enfin on notera que le pic à la fréquence de 280 Hz (cohérent à 40%) est directement lié aux caractéristiques de la soufflerie puisqu'il était déjà présent dans les spectres de la Figure II-4.2. Les niveaux de cohérence dépendent évidemment fortement de la position du microphone en milieu de veine ainsi que de celle des microphones en paroi mais le raisonnement reste identique. Ces résultats n'ont donc qu'une valeur qualitative car les ondes se réfléchissent contre les parois de la soufflerie qui ne sont pas isolées acoustiquement.

4.6 Conclusion

Les mesures de la pression acoustique en milieu de veine et des fluctuations de pression pariétale ont permis de compléter notre compréhension de l'écoulement. Un des principaux résultats concerne l'absence d'oscillation de types acoustique et aérodynamique dans la baignoire.

Les mesures de microphone en milieu de veine ont montré que la baignoire génère différents pics correspondant à des modes transversaux. Ces pics évoluent bien évidemment suivant la géométrie de la maquette mais les niveaux globaux restent approximativement identiques. La prise en compte des pantographes à l'intérieur de la baignoire modifie complètement les contenus spectraux et ajoutent un pic important correspondant au lâcher de tourbillons par une des barres constituant l'archet du pantographe levé. Ce pic (STROUHAL) rayonne loin en amont et en aval des pantographes.

Les mesures fluctuations de pression pariétale mettent en évidence deux régions principales qui se situent sous le capot amont et au niveau de la cuvette en aval. On trouve dans ces deux régions des pics qui ne dépendent pas de la vitesse et qui correspondent à des modes de résonance transversaux. La représentation des coefficients de pression en paroi a mis en évidence les régions agitées.

L'étude se termine par des mesures de cohérence entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations des vitesses longitudinales et verticales, dans le plan médian de la baignoire. Ces mesures, réalisées en aval du point de confluence, indiquent que les fluctuations de pression pariétale sont directement liées aux fluctuations de la vitesse verticale. Ceci reste vrai dans le cas de la troisième campagne même si les niveaux de cohérence deviennent très faibles comparés à ceux de la première campagne. Enfin, des mesures de cohérence entre la pression acoustique en milieu de veine et les fluctuations de pression pariétale du capteur *O6* atteignent des niveaux élevés (jusqu'à 75% pour la troisième campagne) et confirment ainsi la nature acoustique de certaines fréquences.

Bibliographie

COUSTEIX J., 1989, "Turbulence et couche limite", Toulouse, Cepadues-Editions.

FLUENT, 1995, "User's guide", vol. 4, Version 4.3.

GANDEMER J., 1973, "La soufflerie à couche limite turbulente du CSTB ", Cahier du Centre Scientifique et Technique du Bâtiment n°141, Cahier 1193.

LAUNDER B.E. & SPALDING D.B., 1974, "The numerical computation of turbulent flows", Computer Methods in Applied Mechanical Engineering, vol. 3, n°2, pp.269-289.

NOGER C., PATRAT J.C., PEUBE J. & PEUBE J.L., 1999a, "TGV pantograph recess aeroacoustics", JSV à paraître en automne 1999.

NOGER C., PATRAT J.C., PEUBE J. & PEUBE J.L., 1999b, "Experimental aeroacoustical study of the TGV pantograph recess", Congrès WCRR'99 (octobre), Tokyo, JAPON.

NOGER C., PATRAT J.C., PEUBE J. & PEUBE J.L., 1998a, "Aeroacoustical study of the TGV pantograph recess", 6^e Congrès IWRN (novembre), Ile des Embiez, Toulon.

NOGER C., PATRAT J.C., PEUBE J. & PEUBE J.L., 1998b, "Study of the aerodynamic noise on pantograph recess", Deufrako K2, ref. 1P8N19T1.DA.

NOGER C., PATRAT J.C., PEUBE J. & PEUBE J.L., 1998c, "Aeroacoustical study of the TGV pantograph recess", Deufrako K2, ref. 1P8O7T1.DA.

NOGER C., PATRAT J.C., PEUBE J. & PEUBE J.L., 1998d, "First wind tunnel campaign measurements: pantograph recess exploration and qualification", Deufrako K2, ref. 1P8U10T1.DA.

NOGER C., PATRAT J.C., PEUBE J. & PEUBE J.L., 1997a, "Wind tunnel and scale mock-up descriptions - experiment program definitions", Deufrako K2, ref. 1P7D12T1.DA.

NOGER C., PATRAT J.C., PEUBE J. & PEUBE J.L., 1997b, "Bibliographic study of the acoustic radiation of cavity grazing flows and Higher-Order Spectral Analysis", Deufrako K2, ref. 1P7S15T1.DA.

Annexe II-A

Evolutions des densités spectrales suivant la géométrie de la baignoire

Cette annexe regroupe l'évolution de l'ensemble des densités spectrales de la pression acoustique en milieu de veine en fonction des différentes campagnes d'essais. Les mesures sont réalisées à partir du microphone $\frac{1}{4}$ pouce placé 285 mm au-dessus du fond de la baignoire, dans le plan médian à l'abscisse $X = 900 \text{ mm}$.

Les spectres sont représentés en fonction du nombre de STROUHAL (basé sur la profondeur de la baignoire) afin de pouvoir effectuer une comparaison rapide avec ceux présentés en fonction de la fréquence dans le chapitre 4 de cette partie.

A.1 Maquette du TGV sans la baignoire

Cette première configuration de maquette correspond à ce que l'on appelle par abus de langage les mesures à vide. Les cinq tronçons sont équipés de toitures identiques.

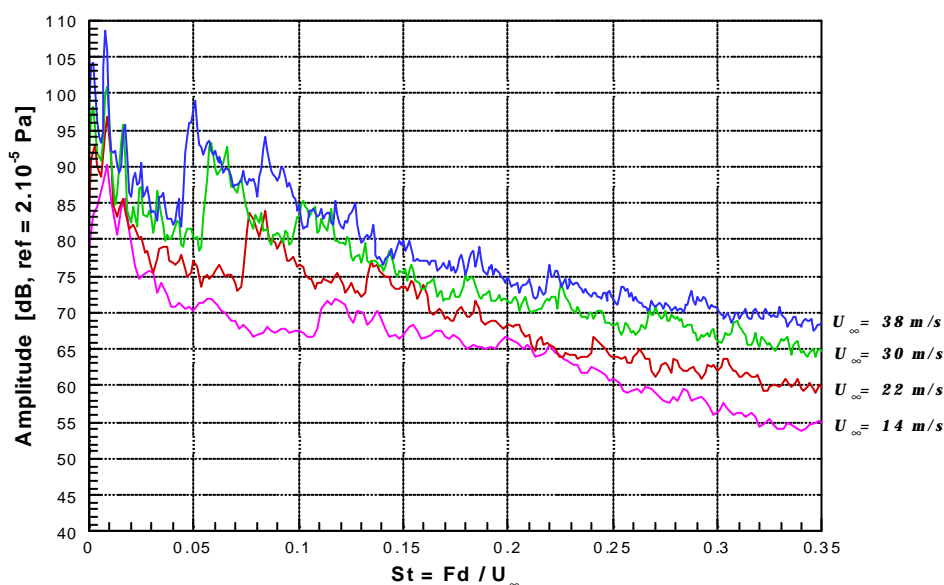


Figure II-A.1 : Variation de la pression acoustique en milieu de veine en fonction du STROUHAL, sans baignoire.

A.2 Maquette du TGV avec la baignoire du pantographe

Dans cette seconde configuration, qui correspond réellement à la première campagne d'essais, la toiture du troisième tronçon de la maquette est remplacée par la baignoire du pantographe. Celle est composée d'un capot en amont, de deux ailerons latéraux et d'une cuvette en aval.

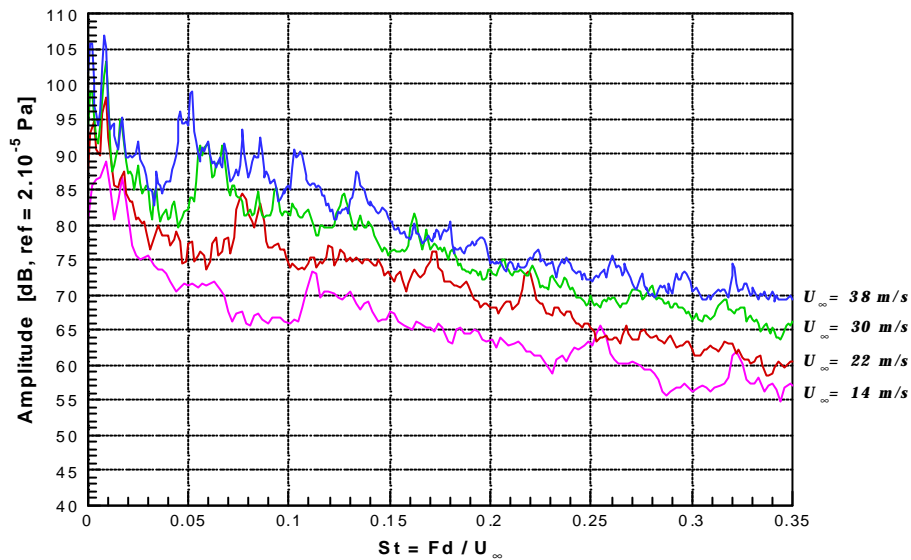


Figure II-A.2 : Variation de la pression acoustique en milieu de veine en fonction du STROUHAL, 1^{ère} campagne.

A.3 Baignoire du pantographe avec capot à fentes

Lors de la deuxième campagne d'essais, le capot amont de la baignoire est remplacé par un capot possédant des fentes latérales, les autres éléments restant les mêmes. On notera qu'il existe aussi désormais un léger jeu (6 mm) entre la toiture du second tronçon et le capot amont.

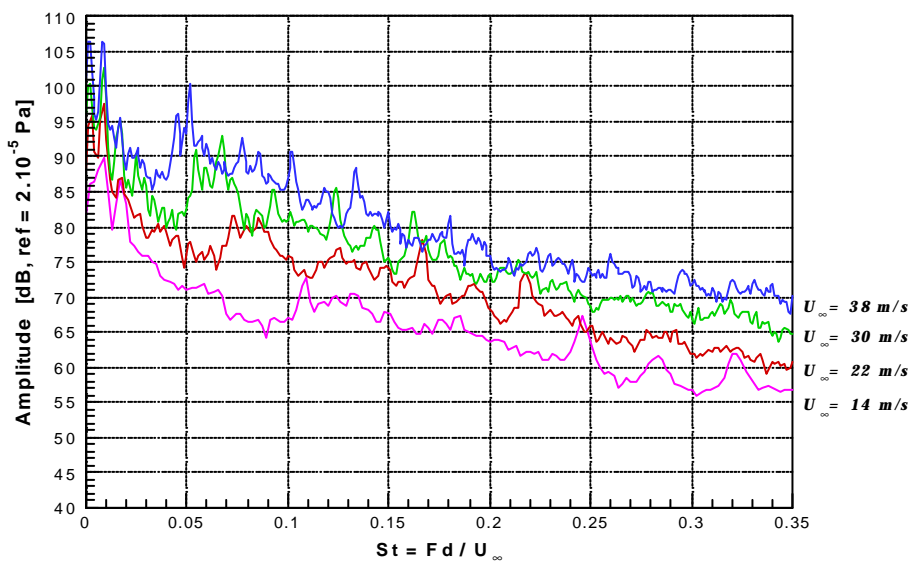


Figure II-A.3 : Variation de la pression acoustique en milieu de veine en fonction du STROUHAL, 2^e campagne.

A.4 Baignoire du pantographe avec capot à fentes

Enfin, la troisième campagne d'essais concerne la maquette de la baignoire munis de tous ses éléments : le capot amont avec fentes, les deux ailerons latéraux, la cuvette aval ainsi que la mise en place de deux pantographes à l'intérieur de la baignoire. Le premier est baissé et le second levé.

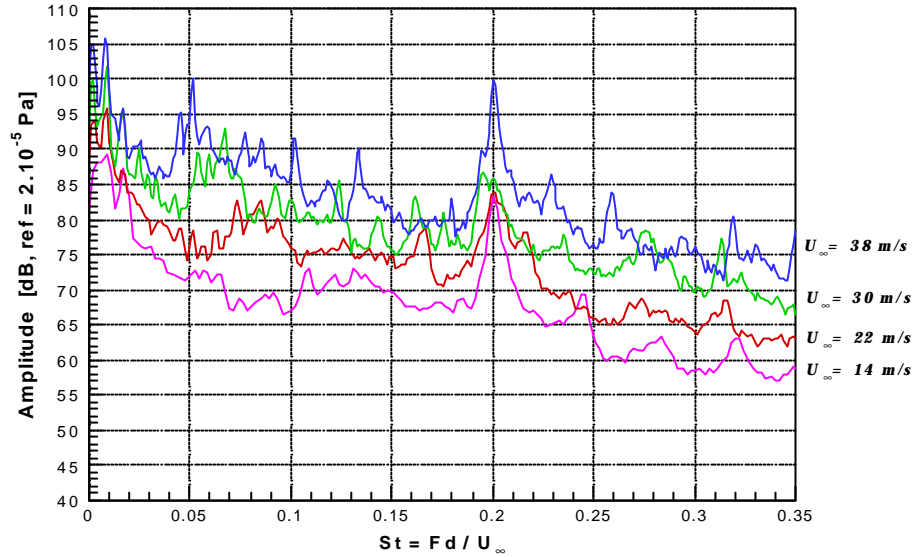


Figure II-A.4 : Variation de la pression acoustique en milieu de veine en fonction du STROUHAL, 2^e campagne.



Partie III

*Etude aéroacoustique de
l'interaction de sillage entre
deux cylindres circulaires placés
en incidence quelconque*

Image : Allée tourbillonnaire en
aval d'un cylindre circulaire
 $R_e = 140$, **VAN DYKE** (1982)

Sommaire

<i>Sommaire</i>	159
<i>Nomenclature</i>	163
<i>Aide Mémoire</i>	165
<i>Introduction</i>	167
<i>Chapitre 1 Etude bibliographique de l'interaction de sillage entre deux cylindres circulaires</i>	169
1.1 Ecoulement autour d'un cylindre circulaire	169
1.2 Ecoulement autour de deux cylindres circulaires	172
1.2.1 Contexte et intérêt de l'étude.....	172
1.2.2 Cylindres côte à côte ($\alpha=90^\circ$).....	174
1.2.3 Cylindres en tandem	180
1.2.4 Cylindres en incidence quelconque	185
1.2.5 Influence du taux de turbulence de l'écoulement.....	190
1.2.6 Influence du nombre de REYNOLDS suivant l'arrangement des cylindres	190
1.3 Conclusion	191
<i>Chapitre 2 Configuration expérimentale, moyens de mesure et traitements</i>	193
2.1 Description de la soufflerie	193
2.2 Description du montage des cylindres	194
2.3 Mesures acoustiques par microphone	195
2.4 Mesures aérodynamiques par PIV	196
2.4.1 Ensemencement	196
2.4.2 Plan lumineux.....	197
2.4.3 Acquisition et traitement des images numériques	200
2.4.4 Post-traitement des champs de vecteurs	204
2.5 Statistique d'ordre supérieur (HOS)	206
2.5.1 Intérêts des techniques HOS.....	206
2.5.2 Domaine temporel.....	207

2.5.3	Domaine fréquentiel.....	207
2.5.4	Définition de l'interaction non-linéaire quadratique	208
2.5.5	Analyse des couplages non-linéaires quadratiques	208
2.5.6	Définition de la bicohérence	209
2.5.7	Calcul numérique de la bicohérence	211
Chapitre 3 Résultats expérimentaux des champs acoustique et aérodynamique engendrés par les deux cylindres.....		213
3.1	Principe des mesures acoustique et aérodynamique	213
3.2	Ecoulement autour d'un cylindre circulaire seul	214
3.3	Ecoulement autour de deux cylindres circulaires.....	215
3.3.1	Interaction non-linéaires quadratiques	215
3.3.2	Cylindres côte à côte ($\alpha=90^\circ$).....	215
3.3.3	Cylindres en tandem ($\alpha=0^\circ$).....	219
3.3.4	Cylindres en incidence quelconque.....	223
3.3.5	Influence du nombre de REYNOLDS.....	230
3.4	Conclusion.....	232
Chapitre 4 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques		235
4.1	Principe des simulations numériques.....	235
4.1.1	Maillage du domaine de calcul.....	235
4.1.2	Modèle de turbulence	236
4.1.3	Conditions aux limites	236
4.1.4	Résolution des équations de NAVIER-STOKES.....	236
4.2	Ecoulement autour d'un cylindre circulaire	237
4.3	Ecoulement autour de deux cylindres circulaires.....	238
4.3.1	Cylindres côte à côte ($\alpha=90^\circ$).....	238
4.3.2	Cylindres en tandem ($\alpha=0^\circ$).....	240
4.3.3	Cylindres en incidence quelconque.....	242
4.4	Conclusion	244
Chapitre 5 Estimation aéroacoustique du bruit rayonné par un cylindre circulaire.....		245
5.1	Introduction	245
5.2	Analogie acoustique de Lighthill.....	245
5.2.1	Théorie de Lighthill.....	246
5.2.2	Interprétation de l'équation de Lighthill.....	247
5.2.3	Solution de l'équation de Lighthill en espace libre	248
5.3	Effets des parois : généralisation de l'équation Lighthill.....	248

5.4	Approximations en champ lointain	250
5.5	Application à l'estimation du bruit rayonné par un cylindre.....	251
5.6	Estimation du bruit rayonné par un cylindre circulaire	253
5.6.1	Mesures expérimentales	253
5.6.2	Simulations numériques	253
5.6.3	Résultats	254
5.6.4	Conclusion	256
	<i>Bibliographie.....</i>	257
	<i>Annexe III-A Bicohérence : exemple académique de KIM et POWERS.....</i>	263
A.1	Algorithme de la bicohérence	263
A.1.1	Procédure numérique de la méthode directe	263
A.1.2	Propriétés des estimateurs	264
A.2	Signal simple	265
A.2.1	Phases des oscillateurs indépendantes (absence de couplage).....	266
A.2.2	Dépendance des phases des oscillateurs (couplage).....	267
A.3	Signal complexe	267
A.3.1	Couplage de 0.5.....	267
A.3.2	Couplage de 0.25	269
A.3.3	Couplage de 2	269
A.4	Conclusion.....	270
	<i>Annexe III-B Courbes de niveaux relatives aux différentes configurations de cylindre en incidence quelconque.....</i>	271
B.1	$S_r = F(\mathbf{a})$.....	271
B.2	$S_r = F(d/D)$.....	273

Nomenclature

$b^2(k,l)$: bicohérence aux fréquences discrètes k et l
$B(k,l)$: bispectre aux fréquences discrètes k et l
$ B(k,l) $: amplitude du bispectre
$\angle B(k,l)$: phase du bispectre ou biphasé
C_D	: coefficient de traînée ($= \frac{-1}{2} \int_0^{2\pi} C_p \cos \mathbf{q} \, d\mathbf{q} = \frac{F_D}{0.5 \mathbf{r} U_\infty^2 D}$)
C_{Di}	: coefficient d'interférence de traînée ($= C_D - C_{D0}$)
C_{D0}	: coefficient de traînée pour un cylindre seul
C_L	: coefficient de portance ($= \frac{-1}{2} \int_0^{2\pi} C_p \sin \mathbf{q} \, d\mathbf{q} = \frac{F_L}{0.5 \mathbf{r} U_\infty^2 D}$)
C_P	: coefficient de pression moyen ($= \frac{P - P_{ref}}{0.5 \mathbf{r} U_\infty^2}$)
C_{P^*}	: coefficient de pression rms ($= \frac{P_{rms}}{0.5 \mathbf{r} U_\infty^2}$)
C_{Pb}	: coefficient de pression de base ($\mathbf{q} = 180^\circ$)
d	: espacement (ou écartement) inter-cylindre axe à axe
D	: diamètre des cylindres
DFT	: transformée de Fourier discrète
DDFT	: transformée de Fourier discrète bidimensionnelle
f	: fréquence du lâcher tourbillonnaire
f_K	: fréquence des tourbillons de l'allée de KARMAN
f_{SL}	: fréquence des instabilités de la couche de cisaillement
F_D	: force de traînée
F_e	: fréquence d'échantillonnage
F_L	: force de portance
F_N	: fréquence de NYQUIST
H	: hauteur du cylindre
Im	: partie imaginaire d'un nombre complexe
K_x	: coefficient d'aplatissement ou kurtosis
L	: longueur ou envergure du cylindre
L_f	: longueur de la zone de formation des tourbillons
$M(m_1, m_2)$: moment du troisième ordre
p'	: fluctuation de pression
$P(k)$: spectre de puissance
P_{ref}	: pression de référence
P_{rms}	: pression RMS ($= \sqrt{p'^2} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p'^2 \, dt}$)

Re	: nombre de REYNOLDS ($= \frac{U_{\infty} D}{\nu}$)
Re	: partie réelle d'un nombre complexe
$R(m)$: moment du second ordre ou auto-corrélation
St	: nombre de STROUHAL ($= \frac{f D}{U_{\infty}}$)
S_x	: skewness ou biais
T_i	: taux de turbulence de l'écoulement libre
U_{∞}	: vitesse de l'écoulement libre
$x(t), y(t)$: signaux temporels
$X(f), Y(f)$: transformées de FOURIER respectives de $x(t)$ et $y(t)$
$X(k)$: transformée de FOURIER
$X^*(k)$: complexe conjugué de $X(k)$
X/D	: abscisse longitudinal adimensionné
Y/D	: ordonnée transversal adimensionné

Symboles grecs

α	: angle relatif entre les cylindres et l'écoulement
ϕ_{ss}	: position angulaire du point de séparation
ϕ_i	: phase des ondes acoustiques
$g_{xy}^2(k)$: fonction de cohérence entre $x(t)$ et $y(t)$
μ	: viscosité dynamique
ν	: viscosité cinématique
θ	: angle de révolution autour du cylindre
ρ	: masse volumique
ω_k	: pulsations des ondes ou fréquence angulaire

Autres symboles

$\hat{}$: estimateur
$E[\dots]$: espérance mathématique
var	: variance

Aide Mémoire

Cet aide mémoire a pour vocation d'orienter le lecteur lors de sa lecture et d'éviter de trop surcharger la bibliographie du chapitre 1.

Dans la mesure du possible, sont regroupés sous forme de tableau, par ordre alphabétique, l'ensemble des auteurs cités dans la bibliographie ainsi que les caractéristiques de leurs mesures expérimentales (EXP) et/ou de leurs simulations numériques (NUM).

Trois paramètres sont ainsi précisés : le nombre de REYNOLDS, l'écartement inter-cylindre (d/D) et enfin l'incidence (α) des cylindres par rapport à l'écoulement.

Auteurs	Année	EXP/NUM	REYNOLDS	Ecartement	Incidence
ARIE M. & AL.	1983	EXP	$1.57 \cdot 10^5$	2 - 4	0°
BEARMAN P.W. & WADCOCK A.J.	1973	EXP	$2.5 \cdot 10^4$	1 - 4	90°
BLEVINS R.D.	1984	NUM	< 300		
GU Z.	1996	NUM	$4.52 \cdot 10^5$	1.1 - 3.5	0 - 90°
HORI E.	1959	EXP	300 - $1.2 \cdot 10^4$	1 - 5	0 - 90°
IGARASHI T.	1981	EXP	$8.7 \cdot 10^3$ - $5.2 \cdot 10^4$	1.03 - 5	0°
ISHIGAI S. & NISHIKAWA E.	1975	EXP	$1.4 \cdot 10^3$ - $1.35 \cdot 10^4$	1.2 - 3	90°
ISHIGAI S. & AL.	1972	EXP	10^3 - 10^4	varié	varié
KAMEMOTO K.	1976	EXP/NUM	662	1.5 - 3	90°
KIYA M. & AL.	1980	EXP	$1.58 \cdot 10^4$	1 - 5.5	0 - 180°
KOURTA A. & AL.	1987	EXP	$2 \cdot 10^3$ - $6 \cdot 10^4$		
LJUNGKRONA L. & AL.	1991	EXP	$2 \cdot 10^4$	1.25 - 5	0°
NG C.W. & KO N.W.M.	1995	NUM	$5.6 \cdot 10^3$	1.25 - 3.5	90°
PRASAD A. & WILLIAMSON C.H.K.	1997	EXP	350 - $3 \cdot 10^3$		
OHYA Y. & AL.	1989	EXP/NUM	varié	varié	varié
QUADFLIEG H.	1977	EXP/NUM	$1.3 \cdot 10^4$ - $1.5 \cdot 10^5$	1.1 - 3.5	90°
SPIVACK H.M.	1946	EXP	$5 \cdot 10^3$ - $9.3 \cdot 10^4$	1 - 6	90°
SUZUKI N. & AL.	1971	EXP	$2.3 \cdot 10^5$	1 - 4	0°
STANSBY P.K.	1981	NUM	$3 \cdot 10^4$	1 - 4	90°
SZEPESY S. & BEARMAN P.W.	1992	EXP	$8 \cdot 10^3$ - $1.4 \cdot 10^5$		
TANIGUCHI S. & AL.	1982	EXP	$1.55 \cdot 10^4$	1.2 - 4	0 - 180°

Auteurs	Année	EXP/NUM	REYNOLDS	Ecartement	Incidence
THOMAS D.G. & KRAUS K.A.	1964	EXP	200 - 500	3.6 - 16	0°
WILLIAMSON C.H.K.	1985	EXP	50 - 150	2 - 6	90°
WU J.C. & HU Y.C.	1995	NUM	200	1.5 - 4	0° et 90°
ZDRAVKOVICH M.M.	1988	EXP	$\mathbf{\pounds} 2 \cdot 10^5$	1 - 6 et 1 - 4	0° et 90°
ZDRAVKOVICH M.M.	1987	EXP	<i>varié</i>	<i>varié</i>	<i>varié</i>
ZDRAVKOVICH M.M.	1985	EXP	$1.5 \cdot 10^4 - 9.5 \cdot 10^4$	1 - 7 et 1 - 3	0° et 90°
ZDRAVKOVICH M.M.	1977a	EXP	<i>varié</i>	<i>varié</i>	<i>varié</i>
ZDRAVKOVICH M.M.	1977b	EXP	<i>varié</i>	<i>varié</i>	<i>varié</i>
ZDRAVKOVICH M.M.	1972	EXP	62 - 500	3.6 - 16	0°
ZHOU Y. & AL.	1998	EXP	800 - 7.6 10	1.13 - 3	90°

Introduction

Cette troisième et dernière étude se trouve dans la continuité de la précédente. Elle est consacrée aux phénomènes aéroacoustiques et plus particulièrement aux interactions non-linéaires telles qu'on peut les rencontrer dans des applications industrielles courantes à savoir les lignes électriques aériennes, les haubans des bateaux ou encore en ce qui nous concerne les pantographes des trains.

On s'est intéressé dans la seconde partie de ce mémoire à l'étude aéroacoustique de la baignoire du pantographe du TGV Atlantique sans puis avec pantographes. Cette cavité, aux formes très complexes, est à l'origine de l'apparition d'un certain nombre de phénomènes aéroacoustiques. Afin de mieux les comprendre, on se propose maintenant d'isoler et d'étudier l'influence d'un des pantographe, lorsque ce dernier est soumis à un écoulement uniforme. Il ne s'agit pas ici de mener une étude identique à celle effectuée par AKUSTIK DATA en charge de l'étude des pantographes dans le contrat DEUFRAKO K2 mais plutôt d'effectuer une étude originale. Constitué par de nombreuses poutres, le pantographe (Figure III-1) est modélisé par deux cylindres circulaires (de même diamètre), dont l'écartement axe à axe et l'incidence relative qu'ils forment avec l'écoulement sont modulables. Ceci permet de simuler l'ensemble des positions que peut prendre un pantographe lorsqu'il passe de l'état haut à l'état bas et vice et versa.

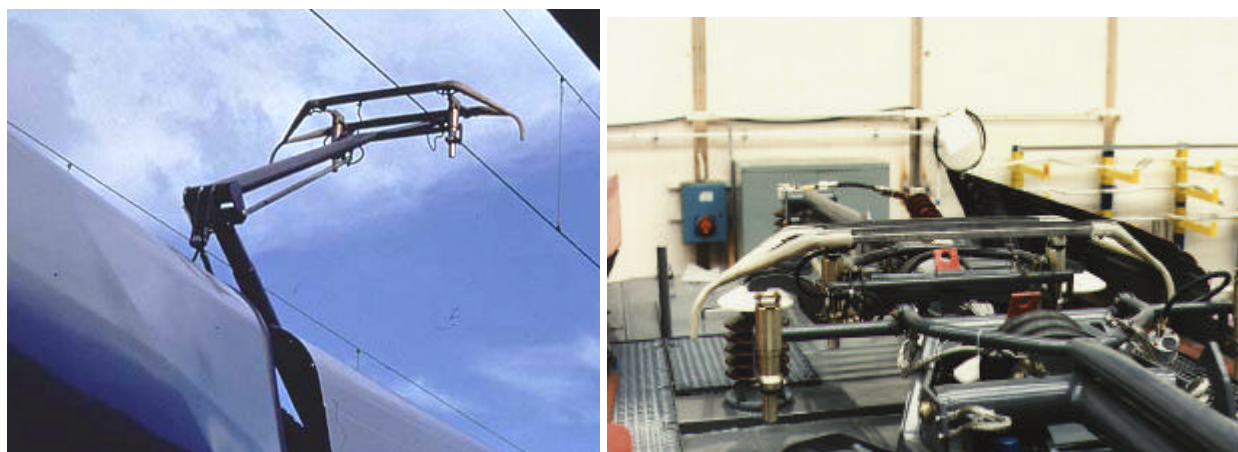


Figure III-1 : Pantographes du TGV Atlantique.

L'étude bibliographique, qui constitue le premier chapitre de cette partie, fait état des diverses études relatant des interactions non-linéaires susceptibles de se développer lorsque deux cylindres circulaires sont soumis à un écoulement uniforme. Les arrangements côte à côte, en tandem ou encore en incidence quelconque sont successivement décrits. On s'intéressera plus particulièrement à cette dernière configuration qui est la plus proche de la réalité et qui a fait l'objet du plus petit nombre de recherches.

Dans le second chapitre, l'ensemble des moyens expérimentaux (soufflerie, montage des cylindres) et les techniques de mesures aérodynamique et acoustique (PIV, microphones) sont présentées. Pour étudier les phénomènes non-linéaires, l'analyse spectrale classique (moment du second ordre) ne permet pas d'apporter d'information (NIKIAS & PETROPULU, 1993). Il s'avère alors nécessaire de développer et d'utiliser les moments du troisième ordre (techniques HOS) plus connus sous le nom d'analyse bispectrale. Cet outil permet alors, en récupérant les informations sur la phase des ondes, de mettre en évidence les fréquences dues aux couplages non-linéaires quadratiques.

L'étude expérimentale proprement dite débute au troisième chapitre par une confrontation entre les mesures acoustiques (spectres et bicohérences) et aérodynamiques (visualisations par PIV). Les trois types d'arrangements possibles sont successivement étudiés : les cylindres sont donc placés côte à côte, en tandem puis finalement en incidence quelconque. On met en particulier l'accent sur cette dernière configuration qui n'a fait l'objet que de très peu recherches et qui est la plus proche de la réalité. La corrélation entre les parties acoustique et aérodynamique permet une meilleure compréhension ainsi qu'une meilleure interprétation des phénomènes non-linéaires. Quelques configurations (fonction de l'angle et de l'écartement inter-cylindres) font d'ailleurs ressortir des couplages non-linéaires très importants.

Le quatrième chapitre est consacré aux simulations numériques bidimensionnelles qui sont comparées aux champs de vitesse des différents arrangements obtenus expérimentalement. Elles permettent une meilleure compréhension de l'écoulement en particulier dans les zones d'ombre et inter-cylindre où les mesures expérimentales ne sont que très approximatives (faiblesse de la PIV).

Enfin le cinquième et dernier chapitre clôture cette étude par une estimation aéroacoustique du bruit rayonné par un cylindre circulaire seul.

Chapitre 1

Etude bibliographique de l'interaction de sillage entre deux cylindres circulaires

A travers l'étude bibliographique qui va être présentée, on commence par rappeler les caractéristiques de la structure de l'écoulement se développant autour d'un cylindre circulaire puis on aborde les différentes configurations à l'origine de l'interaction de sillage entre deux cylindres circulaires. Ces configurations sont regroupées suivant trois catégories distinctes : on trouve les cylindres côte à côte, les cylindres en tandem et enfin les cylindres en incidence quelconque. Cette dernière configuration est évidemment la plus intéressante puisque la plus proche de la réalité et regroupe toutes les configurations de cylindres qui ne logent pas dans l'une ou l'autre des deux premières catégories. On se contente d'étudier le régime subcritique.

1.1 Ecoulement autour d'un cylindre circulaire

MALLOCK (1907) est apparemment le premier à avoir expliqué que les bruits éoliens, étudiés par **STROUHAL** (1878) et **RAYLEIGH** (1945), sont le résultat des tourbillons lâchés alternativement dans le sillage d'un obstacle (cylindrique ou non) soumis à un écoulement d'air. En 1908, **BÉNARD** a publié les résultats d'une campagne de mesures sur le lâcher alternatif de tourbillons. Ce lâcher régulier de tourbillons alternés de vorticité de signe opposé, de part et d'autre du cylindre (Figure III-1.1a), apparaît au delà d'un nombre de **REYNOLDS** critique (de l'ordre de 60). Depuis, l'étude de l'écoulement incompressible autour d'un cylindre circulaire, qui est l'un des profils les plus étudiés, a suscité un grand nombre de recherches tant du point de vue expérimental, que théorique ou numérique. Il permet de mettre en évidence le rôle fondamental que joue le nombre de **REYNOLDS** basé sur le diamètre de l'obstacle.

Un obstacle soumis à un écoulement induit en général des forces de traînée et de portance, parallèle et normale à l'écoulement. Le détachement alternatif de ces tourbillons crée une dissymétrie de l'écoulement avec une certaine périodicité. L'obstacle joue alors le rôle d'une source acoustique de type dipôle tandis que l'ensemble des deux tourbillons de signes opposés forme une source de type quadripôle : une partie de l'énergie cinétique est donc transformée en rayonnement acoustique. Le régime d'écoulement bidimensionnel sur un cylindre circulaire immobile est fonction de la nature de la couche limite au voisinage du point de décollement. Le caractère de cette couche limite dépend du nombre de **REYNOLDS** R_e ainsi que de l'état de surface du cylindre. On s'intéresse uniquement au régime d'écoulement subcritique, régime dans lequel sera étudiée l'interaction de sillage entre les deux cylindres. Ce régime est atteint lorsque le nombre

de REYNOLDS est compris entre 2.10^3 et $150.10^3-200.10^3$. Les couches limites restent laminaires de part et d'autre du cylindre jusqu'à leur décollement pour un angle de séparation voisin de 80° (par rapport au point d'arrêt amont). Cependant, le point de séparation reste difficile à prévoir et dépend des caractéristiques des couches limites ainsi que de la structure du proche sillage qui est complètement turbulent et composé de tourbillons possédant une grande énergie. La fréquence du lâcher tourbillonnaire varie linéairement avec la vitesse de l'écoulement libre et le nombre de STROUHAL S_r reste constant et vaut de 0.18 à 0.22 dans ce régime.

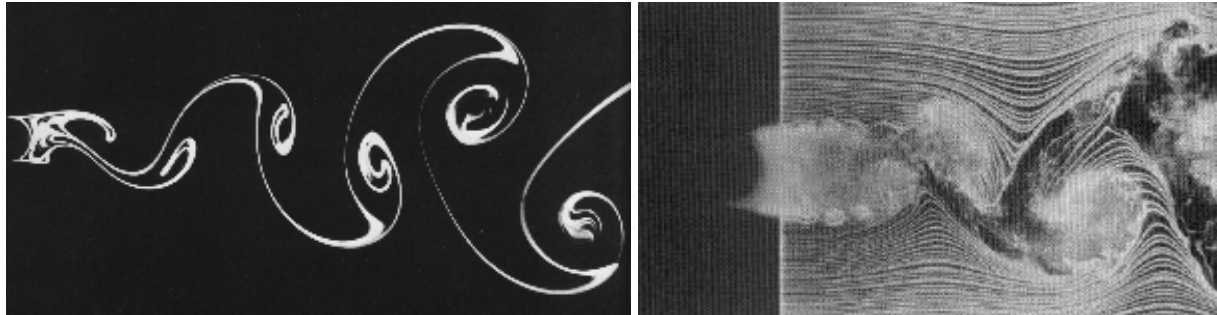


Figure III-1.1 : Allées tourbillonnaires de BÉNARD-VON KARMAN en aval d'un cylindre circulaire
 a) $Re=140$, VAN DYKE (1982) et b) $Re=10^4$, PRASAD & WILLIAMSON (1997).

Le régime subcritique peut se décomposer en trois sous-domaines (ZDRAVKOVICH, 1997) qui correspondent à l'état de la transition prenant place le long des couches cisailées décollées (alors que les couches limites restent laminaires) :

- ⇒ $TrSL1 : 250 - 400 < Re < 10^3 - 2.10^3$: développement d'ondes de transition le long des couches cisailées stabilisant le proche sillage,
- ⇒ $TrSL2 : 10^3 - 2.10^3 < Re < 20.10^3 - 40.10^3$: remontée progressive de la transition laminaire-turbulente vers les points de séparation de l'obstacle,
- ⇒ $TrSL3 : 20.10^3 - 40.10^3 < Re < 100.10^3 - 200.10^3$: état turbulent des couches cisailées, la formation de tourbillons près du cylindre augmente considérablement la traînée et la portance.

Les ondes de transition apparaissent en premier comme des ondulations des couches cisailées (Figure III-1.1b). A mesure que le nombre de REYNOLDS augmente, les couches cisailées, à partir du point de décollement de la couche limite, s'enroulent en tourbillons de petite échelle pour finalement se transformer en tourbillons alternés (Figure III-1.2).



Figure III-1.2 : Développement des instabilités dans le proche sillage (d'après WILLIAMSON, 1996).

Les ondes de transition sont en effet suffisamment énergétiques pour s'enrouler en de petits tourbillons. Pour l'ensemble du régime *TrSL* (Transition in the free shear layers, **ZDRAVKOVICH** 1997), bien que la turbulence remonte vers le cylindre, les tourbillons affichent toujours une relative cohérence tout en étant plus chaotiques et imprévisibles.

Dans le cadre de notre étude, on s'intéresse plus particulièrement au sous-domaine *TrSL2*. Dans cette gamme de nombre de REYNOLDS, les couches cisillées, qui se séparent de la surface du cylindre, développent des instabilités (Figure III-1.2 et Figure III-1.3) et deviennent turbulentes avant la fin de la région de formation¹ (ou zone de formation) des tourbillons. Ces instabilités sont aussi très marquées sur la photographie de la Figure III-1.1b.

GERRARD (1965) observe que le taux de turbulence (même faible) contenu dans l'écoulement en amont du cylindre affecte les mécanismes de transition : l'effet le plus marquant étant la dislocation des tourbillons et le développement de la turbulence le long des couches cisillées. Il en résulte une longueur de la zone de formation des tourbillons réduite ainsi qu'un déplacement du régime *TrSL2* vers des nombres de REYNOLDS plus petits. La longueur de la région de formation décroît en fonction de R_e : elle diminue de $1.9D$ à $1.1D$ lorsque R_e passe de 5.10^3 à $1.4 \cdot 10^4$ et le point de transition de la turbulence remonte. Les tourbillons les plus gros naissent alors dès le point de décollement des couches limites. Le nombre de STROUHAL reste le paramètre le moins affecté par la turbulence. La Figure III-1.3 illustre l'ensemble des longueurs et termes présentés : la longueur L_1 correspond à la distance au cours de laquelle apparaissent les instabilités dans la couche de cisaillement, L_2 à la longueur de fluide mort², L_3 au début de la zone de sillage et enfin L_4 à la fin de la région de formation.

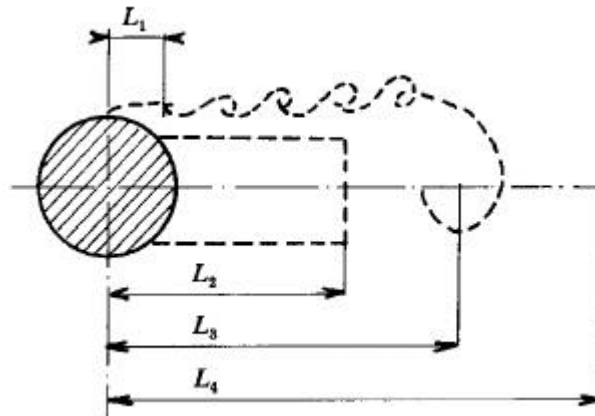


Figure III-1.3 : Longueurs caractéristiques du sillage d'un cylindre (**KOURTA & AL., 1987**).

La traînée d'un cylindre seul (de longueur infinie, $L \gg D$), présentée sur la Figure III-1.4, reste quasi-constante (de l'ordre de 1.17) dans le régime subcritique. Le but de notre recherche n'étant pas l'étude de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire seul, le lecteur est invité à consulter deux ouvrages récents résumant de façon très précise les caractéristiques de ce type d'écoulement pour des nombres de REYNOLDS variés : **COUTANCEAU** et **DEFAYE** (1991) ou encore **WILLIAMSON** (1996).

¹ Suivant les auteurs, la longueur de formation peut être définie comme la longueur correspondant au minimum du coefficient de pression (C_p) ou encore la région où les fluctuations de vitesse rms (i.e. taux de turbulence) sont maximales sur l'axe de symétrie du cylindre. Elle correspond à l'endroit où les tourbillons sont pleinement développés.

² Cette région de fluide mort n'existe plus lorsque le REYNOLDS dépasse $1.6 \cdot 10^4$: les tourbillons se forment alors directement derrière le cylindre.

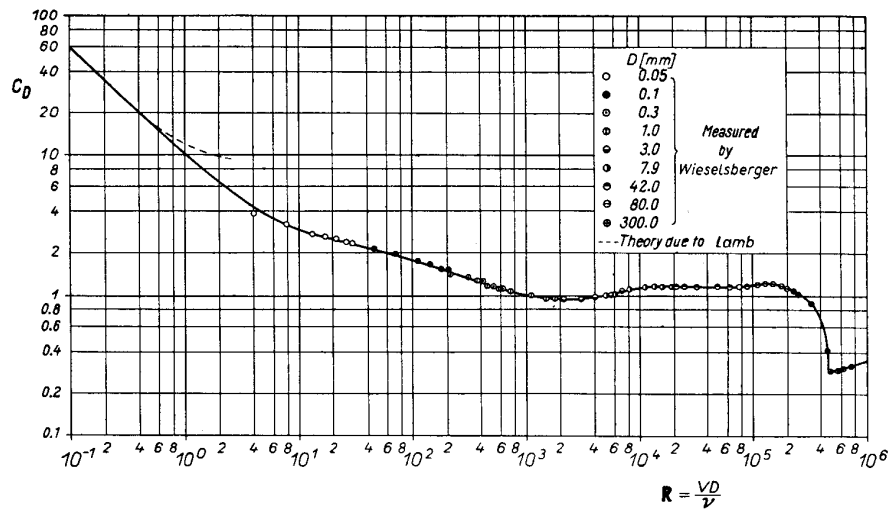


Figure III-1.4 : Traînée d'un cylindre circulaire en fonction du REYNOLDS (SCHLICHTING, 1968).

1.2 Écoulement autour de deux cylindres circulaires

Lorsque deux cylindres sont soumis à un écoulement uniforme, la structure du sillage propre à chaque cylindre est plus ou moins modifiée suivant la distance inter-cylindre d et l'incidence α que font les cylindres par rapport à l'écoulement : on parle alors d'interférences ou encore d'interactions non-linéaires de sillages. Celles-ci peuvent entraîner d'importantes nuisances sonores ou bien au contraire diminuer le bruit émis par les cylindres lorsque ceux-ci sont suffisamment proches l'un de l'autre, ou bien quand le cylindre aval est proche ou partiellement immergé dans le sillage du premier. Le sillage d'un cylindre a été qualifié précédemment de source de bruit. La réponse du deuxième cylindre est une amplification ou au contraire une diminution du niveau de bruit à certaines fréquences discrètes : il existe en fait un phénomène de couplage non-linéaire (feedback) qui correspond à l'interaction du premier sillage avec le second produisant de fortes perturbations pouvant éventuellement exciter en retour le sillage du premier cylindre. Par conséquent, il existe une multitude de configurations pour lesquelles l'apparition de couplages non-linéaires favorisent ou bien au contraire éliminent le bruit. Bien que les écoulements autour d'obstacles uniques de formes variées aient fait l'objet d'un grand nombre de recherches, il n'existe que très peu d'études relatant les interférences de sillage ou bien le lâcher de tourbillons de configurations plus complexes constituées de plusieurs obstacles. On notera aussi que toutes les études rencontrées sont uniquement menées d'un point de vue aérodynamique alors que nous nous placerons essentiellement d'un point de vue acoustique.

1.2.1 Contexte et intérêt de l'étude

Il est souvent commun de considérer que deux obstacles soumis à un écoulement se comportent de façon similaire à un seul mais cette hypothèse n'est plus vérifiée lorsque les obstacles sont suffisamment proches. Dans le cas où les deux obstacles, placés dans un écoulement uniforme, sont assez proches l'un de l'autre, les paramètres aérodynamiques tels que la portance, la traînée, les moments, la distribution des pressions ou encore le lâcher de tourbillons se trouvent complètement affectés et différent de ceux d'un obstacle seul. Ce phénomène est dû au fait que les sillages ou allées tourbillonnaires interagissent de façon très complexe dépendant de l'espacement et de l'incidence que forment les cylindres avec l'écoulement.

Bien que ces problèmes soient connus depuis de nombreuses années, de récents problèmes d'ingénierie ont nécessité des investigations plus précises concernant la compréhension de la structure de ces écoulements et des paramètres aérodynamiques. Il existe en effet de nombreuses applications courantes où ce type de problèmes se manifestent : ainsi on peut les rencontrer dans des domaines aussi divers que l'aéronautique (montants des ailes d'avion), le génie civil (plates-formes offshore), la mécanique (vibration des tubes des échangeurs de chaleur) ou encore l'électrique (lignes haute tension).

D'un point de vue académique et en relation avec l'étude de la baignoire du pantographe du TGV munie de ces pantographes, il nous est donc apparu indispensable de considérer des obstacles de formes géométriques simples afin d'améliorer notre compréhension de ces phénomènes. Ceux-ci sont associés aux interactions non-linéaires se développant entre les tourbillons lâchés par chacun des obstacles ainsi qu'aux perturbations du lâcher de tourbillons d'un obstacle causées par la présence d'autres obstacles. Il existe une infinité d'arrangements possibles entre deux cylindres circulaires placés perpendiculairement dans un écoulement. Parmi toutes les configurations, on distingue deux groupes distincts :

- ⇒ dans le premier, on trouve les cylindres côte à côte qui sont espacés suivant la direction transversal ($\alpha=90^\circ$),
- ⇒ le second correspond à l'arrangement en tandem, les cylindres sont placés l'un derrière l'autre pour divers espacements longitudinaux ($\alpha=0^\circ$).

Toutes les autres combinaisons d'espacements, aussi bien longitudinaux que transversaux, sont regroupées dans les arrangements divers (ou quelconques). Habituellement, l'espacement longitudinal inter-cylindre pour un arrangement en tandem est désigné par la lettre L tandis que l'espacement transversal inter-cylindre pour un arrangement côte à côte est désigné par la lettre T . Trois paramètres géométriques importants permettent alors de caractériser les différentes configurations : l'incidence relative α que font les cylindres avec l'écoulement ainsi que les rapports T/D et L/D , D étant le diamètre des cylindres. Afin de simplifier la problématique, on notera l'écartement inter-cylindre d quelle que soit la configuration considérée (en tandem, côte à côte ou bien en incidence quelconque) ce qui nous permettra, par conséquent, de caractériser toutes les configurations d'arrangements possibles (Figure III-1.5).

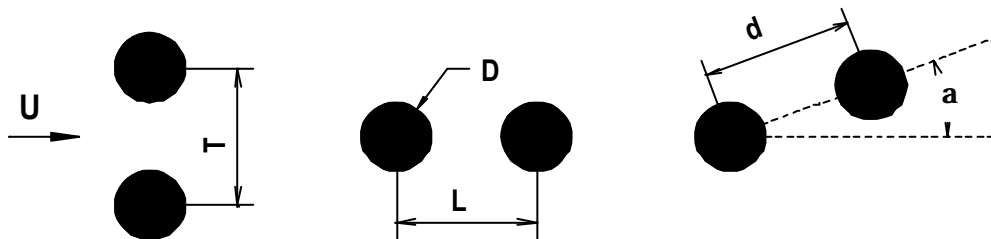


Figure III-1.5 : Différents arrangements possibles entre deux cylindres : côte à côte, en tandem ou en incidence quelconque.

On se propose maintenant de détailler les mécanismes à l'origine de l'apparition des oscillations (ou couplages non-linéaires) dans les trois configurations énumérées précédemment. On mettra en particulier l'accent sur la dernière configuration (la plus proche de la réalité) qui a reçu le moins d'attention et qui est à l'origine des plus forts couplages.

1.2.2 Cylindres côte à côte ($\alpha = 90^\circ$)

Cette première configuration de cylindres est certainement celle qui a fait l'objet du plus grand nombre de recherches. Elle constitue le cas le plus fondamental : il n'existe pas de situation de maître et d'esclave d'un cylindre par rapport à l'autre, le forçage est partagé, à la fois subi et imposé par les deux cylindres. Les interférences entre deux cylindres circulaires placés côte à côte dans un écoulement ont suscité un intérêt considérable chez les chercheurs tant du point de vue expérimental que numérique, du fait des nombreuses applications industrielles. Les propriétés du sillage et de la dynamique des tourbillons sont très importantes dans la compréhension des sources aérodynamiques et de leurs effets sur la réponse des structures. Une des principales erreurs a été de considérer, sans aucune vérification lors des premières études, la configuration comme symétrique, masquant ainsi tout effet de couplage.

Les différents régimes d'écoulement sont décrits sur la Figure III-1.6 (la configuration correspondant aux cylindres en tandem sera approfondie dans le paragraphe § 1.2.3).

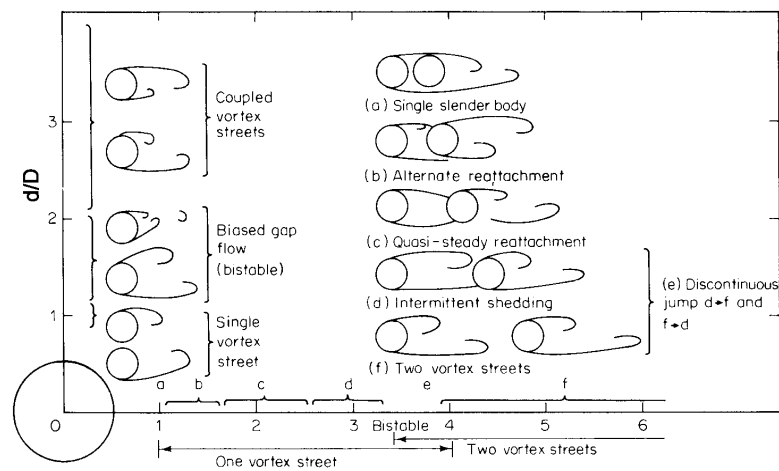


Figure III-1.6 : Classification des différents régimes d'écoulement pour les configurations de cylindres côte à côte et en tandem (ZDRAVKOVICH, 1985).

Les premiers travaux remontent à ceux de **BIERMANN** et **HERRNSTEIN** (1933) qui ont mesuré les interférences de traînée³ générées par deux cylindres côte à côte soumis à un écoulement uniforme (Figure III-1.7).

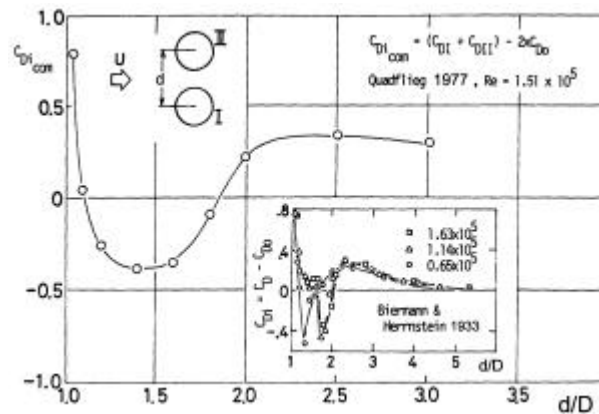


Figure III-1.7 : Coefficient d'interférence de traînée (OHYA, 1989).

³ Le coefficient d'interférence de traînée est défini par la différence entre la traînée d'un cylindre ou deux cylindres couplés et la traînée ou la somme des traînées des cylindres isolés ($C_{Di} = C_D - C_{D0}$).

Ils notent que l'interférence de traînée est nulle pour tous les espacements supérieurs à $5D$ et maximale pour $2.5D$ environ. Deux types d'interactions ont été mises au jour par **ZDRAVKOVICH** (1977b). La première regroupe toutes les interactions dites faibles : celles-ci apparaissent en général pour des écartements axe à axe $d/D > 2$. Dans ces conditions, deux sillages distincts et indépendants se forment en aval de chaque cylindre. La seconde constitue les interactions fortes : les cylindres sont alors très proches l'un de l'autre ($1.1 < d/D < 2$) et les allées tourbillonnaires adoptent des comportements dépendants, pour ne former plus qu'un sillage épais loin en aval. En règle générale, les interférences augmentent graduellement à mesure que l'espacement inter-cylindre diminue.

1.2.2.1 Interaction faible

De nombreux expérimentateurs ont permis de donner les premières explications à ce type de phénomènes essentiellement à partir de leurs visualisations (**ISHIGAI & AL.** 1972, **BEARMAN & AL.** 1973, **KAMEMOTO** 1976 ou encore **WILLIAMSON** 1985). Des lignes d'émission (colorant ou fumée) ont permis de mettre en évidence le développement des sillages de chaque cylindre. Dans un premier temps, deux allées tourbillonnaires, quasiment indépendantes et de même amplitude, se forment en aval de chacun des cylindres. Seul subsiste le lien temporel entre les deux allées. Celles-ci peuvent alors se développer en phase (Figure III-1.8) ou bien au contraire se synchroniser en opposition de phase (Figure III-1.9) suivant le lâcher de tourbillons de chacun des cylindres⁴.

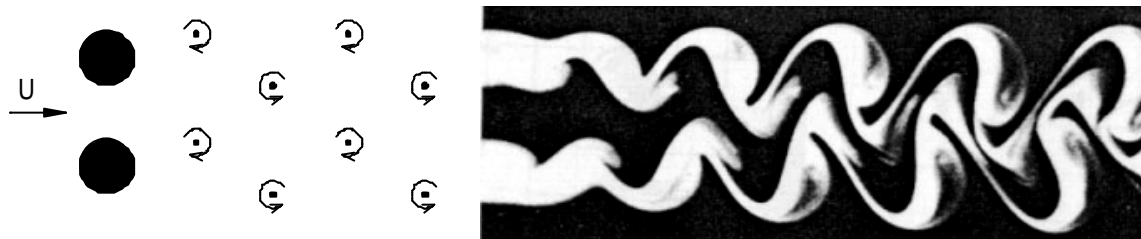


Figure III-1.8 : Lâcher de structures tourbillonnaires en phase ($Re=100$, $d=4D$, **WILLIAMSON** 1985).

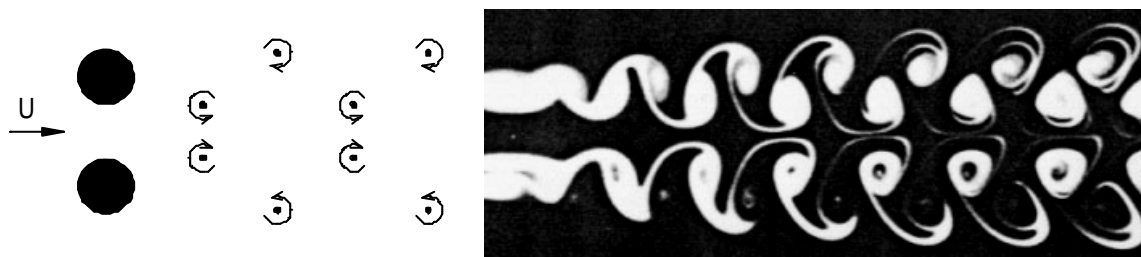


Figure III-1.9 : Double allée en opposition de phase ($Re=100$, $d=6D$ **WILLIAMSON** 1985).

Loin en aval des cylindres, on retrouve un sillage unique de structure plus large dû à l'appariement des tourbillons. Les visualisations les plus récentes (**ISHIGAI & AL.** 1972, **BEARMAN & AL.** 1973 et **WILLIAMSON** 1985) font ressortir une prédominance pour la configuration en opposition de phase (lâcher simultané de deux tourbillons de signe opposé) qui semble être la configuration la plus stable tant que l'écartement reste compris entre 2 et $6D$. Les travaux de **ZDRAVKOVICH** (1977a) appuient également cette thèse. On notera tout de même que

⁴ On rappelle que pour qu'un lâcher tourbillonnaire soit en phase, les tourbillons intérieurs de l'un des cylindres doivent être émis en même temps que les tourbillons extérieurs de l'autre cylindre. Au contraire un lâcher tourbillonnaire en opposition de phase correspond à l'émission simultanée des tourbillons intérieurs et extérieurs de chacun des cylindres.

LANDWEBER (1942) trouve que le lâcher de tourbillons s'effectue principalement en phase et que **THOMAS** et **KRAUS** (1964) trouvent les deux modes de lâcher tourbillonnaire. Le lâcher de tourbillons en phase se développe cependant plus rarement et sur de courtes périodes (comme le précisent certains auteurs) et conduit à une configuration instable : loin en aval, on ne retrouve plus la même configuration du fait de l'appariement des tourbillons voisins de même signe et on observe un sillage unique composé de grosses structures formant une allée binaire⁵ de tourbillons.

La force de traînée totale de la paire de cylindres augmente à mesure que l'écartement inter-cylindre diminue de 5 à $2D$ (Figure III-1.10). Pour des écartements inférieurs, la traînée devient inférieure de moitié à la traînée générée par un cylindre seul (**BIERMANN & HERRNSTEIN** 1933, **QUADFLIEG** 1977). **HORI** (1959) a mesuré la fréquence de lâcher tourbillonnaire ainsi que la distribution de la pression circumférentielle pour divers espacements et orientations. Ses coefficients de traînée, estimés à partir des distributions de pression, lui permettent de conclure que la configuration de cylindre côte à côte est équivalente à un solide unique lorsque les cylindres sont très rapprochés. Quand l'écartement augmente à $3D$, l'écoulement autour de chaque cylindre est indépendant avec cependant de faibles interférences.

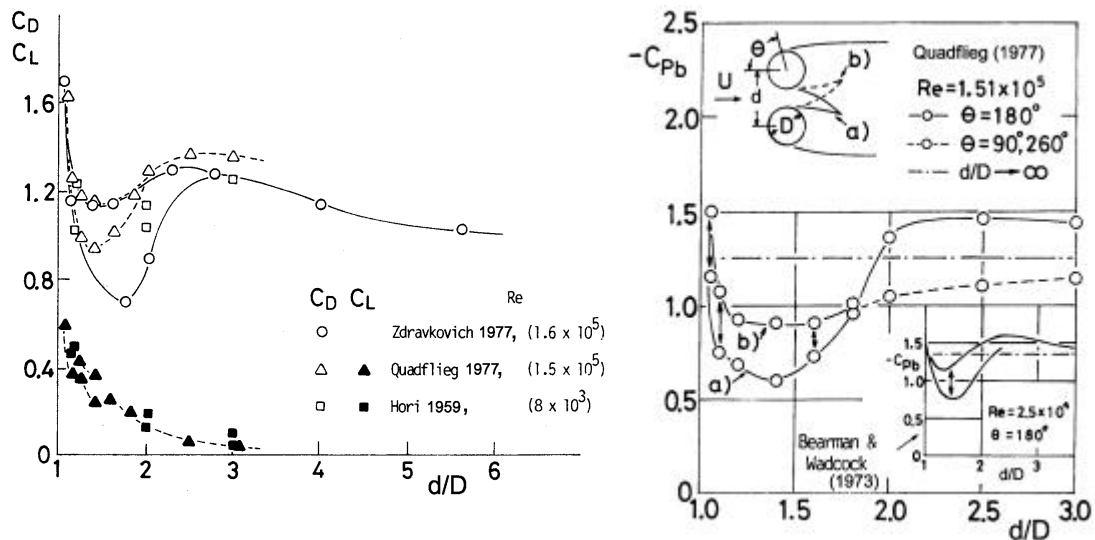


Figure III-1.10 : Portance, traînée et coefficient de pression en fonction de l'écartement d/D et du REYNOLDS (OHYA, 1989).

Les différences observées entre auteurs sont principalement dues aux différences de conditions expérimentales qui ne sont pas toujours explicitées dans leur document. Une des lacunes essentielles lors des études menées avant 1970, réside dans le fait que les observations n'étaient faites que sur un cylindre car l'écoulement était supposé symétrique. Cette lacune est aussi à l'origine de la dispersion importante entre les mesures des différents auteurs.

Une différenciation des sillages proches de chaque cylindre permet, au contraire, de mettre en évidence les régimes asymétriques bistables (comme nous le verrons au paragraphe § 1.2.2.3) en attribuant à chaque cylindre un rôle différent. Dans ce régime d'écoulement, les allées ont en effet des amplitudes qui diffèrent selon la direction de la déviation, laquelle se fait d'un côté ou de l'autre provoquant à chaque fois un échange de rôle des cylindres.

⁵ Les tourbillons binaires sont définis comme l'appariement de deux tourbillons de même signe qui s'enroulent l'un autour de l'autre. Ceci est à ne pas confondre avec la paire de tourbillons "classique" composée de deux tourbillons contra-rotatifs.

1.2.2.2 Interaction forte

A mesure que l'espacement inter-cylindre diminue de 2 à $1.1D$, la dynamique du sillage se développant derrière les cylindres prend des formes très variables jusqu'à ce que les deux cylindres se comportent de la même façon qu'un seul pour $d = 1.13D$ environ (ZHOU & AL., 1998). Pour des écartements inférieurs à $2D$, un sillage instationnaire, oscillant entre deux états asymétriques quasi stables, se développe. Les mesures de vitesses (fils chauds) effectuées par SPIVACK (1946) permettent, pour la première fois, d'associer une fréquence aux fluctuations de vitesse et ceci pour un grand nombre de positions dans le sillage. Il trouve ainsi deux fréquences distinctes dans les sillages lorsque $d < 2D$ (derrière un cylindre les fréquences sont plus élevées que celles derrière l'autre) mais une fréquence unique pour $d > 2D$ (comportement identique à celui d'un cylindre seul). Enfin pour des écartements très faibles ($d < 1.3D$), SPIVACK trouve une fréquence proche de celle qui correspondrait à un solide de dimension double.

Pour un écartement de $1.25D$, NG et KO (1995) observent, dans leurs simulations numériques, que les cylindres sont suffisamment proches l'un de l'autre pour que leur sillage ne forme qu'une seule allée tourbillonnaire de dimension plus large. Ceci est en accord avec les visualisations d'OKAJIMA et AL. (1986) qui précisent que, pour un écartement inférieur à $1.5D$, le jet inter-cylindre est trop faible pour modifier la structure du sillage en aval des deux cylindres qui se comportent comme un seul solide de maître-couple double (Figure III-1.11).



Figure III-1.11 : Visualisation de l'écoulement pour $d = 1.05D$ (QUADFLIEG, 1977).

BEARMAN et AL. (1973) remarquent que tant que l'espacement reste inférieur à $2.3D$, la pression de base (i.e. au point d'arrêt aval) des cylindres est toujours différente (Figure III-1.10). Lorsque l'espacement est inférieur à $2D$, les deux allées tourbillonnaires (de même amplitude) ont de fortes chances de se développer en phase. Un faible espacement entraîne une diminution de la circulation dans les couches de cisaillement intérieures et la structure de l'écoulement est alors gouvernée en partie par l'interaction des structures provenant des couches de cisaillement extérieures. A partir de visualisations, LANDWEBER (1942) observe une seule allée tourbillonnaire pour un espacement inter-cylindre de $1.5D$ mais décrit le lâcher de tourbillons comme confus lorsque l'espacement baisse jusqu'à $1.1D$. THOMAS et KRAUS (1964) précisent que pour un écartement égal à $1.6D$, les tourbillons individuels lâchés par les deux cylindres interagissent juste après leur lâcher et produisent essentiellement une allée tourbillonnaire unique de nature complexe.

1.2.2.3 Ecoulement bistable

BIERMANN et HERRNSTEIN (1933) se sont aperçus, dans leurs études du coefficient d'interférence de traînée (Figure III-1.7), qu'il existait un espacement critique pour lequel ce coefficient changeait brusquement de valeur : ce fut les premiers signes de la nature bistable de l'écoulement. Ensuite, SPIVACK (1946) suivi par HORI (1959, en mesurant la distribution des pressions autour d'un des deux cylindres) ont mis en évidence l'existence de deux fréquences distinctes à l'intérieur d'une certaine zone de couplage se situant entre 1.5 et $2D$ pour le premier et

1.2 à $2D$ pour le second (Figure III-1.12). Ces phénomènes très obscurs, puisque limités aux mesures sur un seul obstacle, ont été en partie mis à la lumière grâce aux visualisations effectuées par **ISHIGAI** et **AL.** (1972). Il a fallu attendre l'étude de **BEARMAN** et **WADCOCK** (1973) qui, en effectuant des mesures simultanées de pression sur les deux cylindres, ont indiqué la nature asymétrique et bistable de ce régime en montrant qu'ils échangeaient deux valeurs distinctes de la pression de base. Ces phénomènes sont en fait dus à la présence d'un jet inter-cylindre intermittent, possédant une vitesse débitante égale au moins au double de la vitesse de l'écoulement amont, qui interagit avec les sillages de chacun des cylindres. Ce jet est défléchi du côté d'un des cylindres, se stabilise puis change aléatoirement de côté de déflexion.

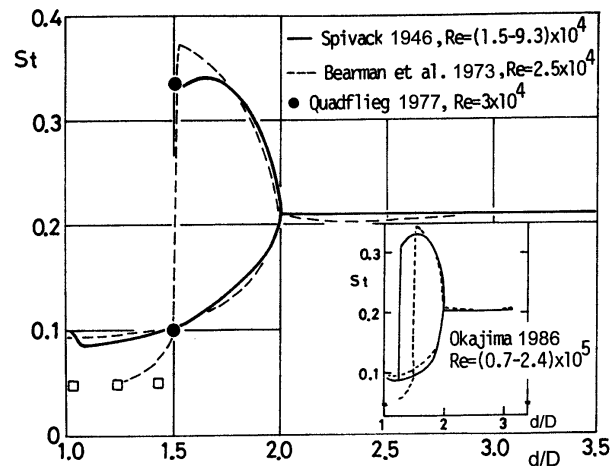


Figure III-1.12 : Evolution du nombre de STROUHAL en fonction de l'espacement inter-cylindre (HIWADA & AL., 1978).

Il est important de noter que le cylindre, vers lequel se fait la déviation, possède une force de traînée et une force de portance (Figure III-1.10) bien supérieures à celle de l'autre cylindre ainsi qu'un sillage plus étroit que celui de l'autre : on observe, comme dans le cas de l'interaction faible, deux sillages distincts en aval des cylindres. Cependant, ces deux sillages sont composés de tourbillons générés à des fréquences différentes (Figure III-1.12). Il est aussi intéressant de noter que l'interférence de traînée des deux cylindres (Figure III-1.7), correspondant au régime bistable, est toujours moitié moins élevée que celle d'un cylindre seul.

ISHIGAI et **AL.** (1972) ont montré, à partir de leurs mesures de vitesses (fil chaud), que les fréquences les plus élevées sont mesurées du côté du sillage où le jet est dévié et que ce dernier se dirige normalement du côté où la vorticité est la plus faible (ce point est discuté au paragraphe § 1.2.2.4). **BEARMAN** et **WADCOCK** (1973), qui ont conduit des expériences similaires, confirment la nature bistable du jet. Ils notent avec **QUADFLIEG** (1977) que le côté des hautes fréquences (sillage le plus petit) a la pression de base la plus basse (Figure III-1.10), un coefficient de traînée plus élevé mais aussi que les cylindres ont tendance à se repousser (force de portance répulsive). Enfin, **NG** et **KO** (1995) note l'apparition du jet biaisé lorsque l'écartement atteint $1.75D$.

Loin en aval, la formation du sillage ressemble à celle d'un cylindre seul. Ce jet bistable et biaisé (asymétrique) entraîne d'importantes variations des forces aérodynamiques s'exerçant sur les cylindres et provoque l'amalgame de structures du côté du cylindre où il est dévié (Figure III-1.13) : le développement du sillage loin en aval dépend donc des processus d'appariement des tourbillons. Ce régime d'écoulement asymétrique, pour lequel apparaît le jet inter-cylindre, est souvent baptisé de "Flip-Flop" : les sillages ont des amplitudes différentes qu'ils échangent de façon aléatoire au cours du temps.

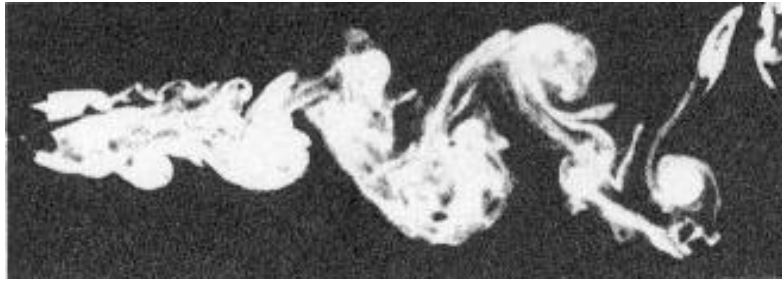


Figure III-1.13 : Visualisation de la déviation du jet biaisé vers le haut, $d=1.5D$ et $Re=662$ (KAMEMOTO, 1976).

1.2.2.4 Origine de la déflexion du jet

Diverses interprétations ont été données quant à l'origine physique de la déviation du jet entraînant l'asymétrie du proche sillage.

ISHIGAI et AL. (1972) la relie à un décalage de la couche limite séparant les sillages vers un des cylindres, décalage qui se traduit par l'attachement préférentiel du fluide à ce cylindre et provoque la rupture de la symétrie de l'écoulement. C'est l'effet COANDA. **QUADFLIEG** (1977) est en accord avec ces remarques. Ce serait donc la différence de pression autour des cylindres qui serait responsable de la dissymétrie du point de décollement de la couche limite sur chacun des cylindres et qui provoquerait par conséquent un attachement plus important du jet sur l'une des deux parois intérieures. Un jet débitant dans un espace clos ne peut pas garder sa direction d'écoulement et doit être défléchi vers la gauche ou la droite par l'effet COANDA (**ISHIGAI & NISHIKAWA**, 1975). Cette hypothèse est infirmée par des expériences menées sur des plaques planes (**HIRANO & AL.**, 1983) ou des cylindres rectangulaires.

D'un autre côté, des auteurs comme **BEARMAN** et **WADCOCK** (1973), ou encore **WILLIAMSON** (1985) privilégient l'hypothèse de déviation du jet induite par un phénomène de proche sillage plutôt que celle concernant la position du point de séparation de la couche limite. Tous deux notent en particulier l'existence du phénomène pour des obstacles à arêtes vives (plaques planes ou cylindres de sections rectangulaires), ce qui exclue la possibilité d'effet COANDA. **WILLIAMSON** (1985) observe que la taille de la zone de recirculation du côté du sillage fin est trois fois plus petite que celle de l'autre côté et suppose que cette dissymétrie entraîne, par le biais du développement d'instabilités dans le proche sillage, la déflexion du jet du côté d'un des cylindres. **OHYA** (1985, 1989) pense aussi que la déflexion du jet formé entre les cylindres (pour des écartements compris entre 1.25 et $2D$) semble être provoquée par la façon dont interagissent les structures tourbillonnaires formées dans les couches cisailées décollées en aval de chacun des cylindres. Dans ces conditions, l'écoulement inter-cylindre est dévié du côté du cylindre où le lâcher de tourbillons se produit avec le plus de force et de facilité. Le tourbillon le plus puissant englutit le jet et l'attire du côté où il est advecté : il est alors encore exclu de parler d'effet COANDA. D'après lui, l'effet COANDA n'agit qu'à des écartements plus petits ($<1.25D$), pour lesquels l'écoulement entre les cylindres se comporte réellement comme un jet qui vient se plaquer sur l'un des cylindres par un effet différentiel de pression entre chacune des parois (visualisations d'**OKAJIMA & AL.** 1986).

Plus récemment, **WILLIAMSON** (1985) a mené une étude détaillée sur la structure de l'écoulement à partir de nombreuses méthodes de visualisations mais malgré tous ces efforts, les interactions fluide-structure et structure-structure restent mal comprises. Il reste par conséquent un gros travail de recherche et de compréhension avant de pouvoir élucider la cause de ce phénomène (jet biaisé et bistable).

1.2.3 Cylindres en tandem

Contrairement aux nombreuses études menées sur l'écoulement autour de deux cylindres côte à côte, un manque d'intérêt pratique concernant la configuration de deux cylindres placés l'un derrière l'autre demeure. Les seules études ayant eu un certain intérêt concernent les premiers pas de l'aviation notamment avec l'apparition des biplans : l'utilisation de montants profilés ou bien cylindriques, commune à l'époque, a poussé **PANELL et AL.** (1915), **WONG et YU** (1917), **FRAZER et SIMMONS** (1917), **BIERMANN et HERRNSTEIN** (1933) et bien d'autres à étudier ces phénomènes. Par la suite, ces problèmes sont apparus en génie civil ou bien en architecture (cheminées, gratte-ciel). Plus récemment, d'importants problèmes de vibration ou encore de bruit ont fait leur apparition dans les échangeurs de chaleur et sont liés aux allées tourbillonnaires de **VON KARMAN**. Ainsi **ISHIGAI et AL.** (1975) ont étudié la structure d'un écoulement gazeux autour des faisceaux de tubes dans les échangeurs de chaleur et ceci pour divers arrangements. **CHEN** (1968), quant à lui, s'est plus particulièrement intéressé, pour la même configuration, aux problèmes de vibrations, de bruit et de fluctuations de pression. Des études de forces stationnaires et instationnaires agissant sur les cylindres en tandem et de fréquence de lâcher de tourbillons derrière les cylindres ont été initiées par **BIERMANN et HERRNSTEIN** (1933) et suivies par **HORI** (1959), **WATANABE et AL.** (1974), **IMAICHI et AL.** (1974) ou encore **TOKUSHIMA et AL.** (1974). Des études expérimentales sur l'écoulement des fluides ou le transfert de chaleur autour de deux cylindres circulaires ont été réalisées par **KOSTIC et OKA** (1972) ou encore **HIWADA et AL.** (1978) essentiellement en régime subcritique.

Dans la configuration de cylindres en tandem, les interférences de traînée (Figure III-1.14) sont liées aux propriétés et au comportement du sillage du cylindre amont (couches de cisaillement, formation de tourbillons, ...).

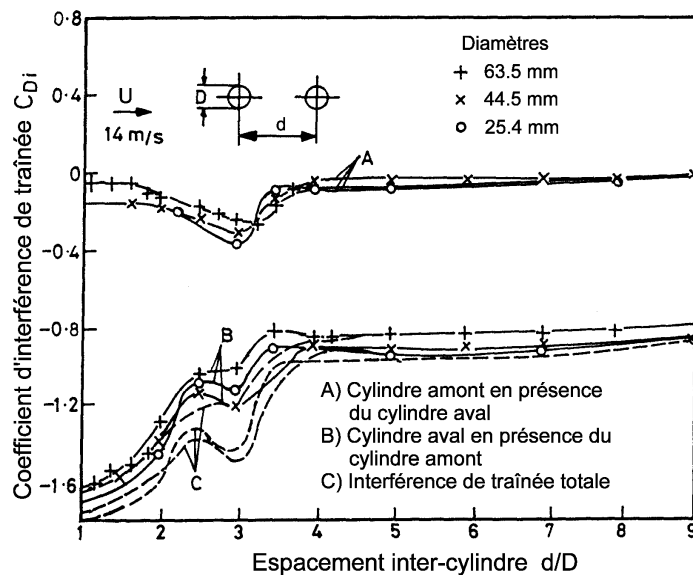


Figure III-1.14 : Coefficient d'interférence de traînée (d'après **BIERMANN & HERRNSTEIN**, 1933).

La traînée du cylindre aval est d'une façon générale plus petite que celle du cylindre amont, du fait de la baisse de la pression dynamique à l'intérieur du sillage du premier cylindre. Par conséquent, comme pour le cas des cylindres côte à côte, il existe des configurations (espacement critique) pour lesquelles la dynamique du sillage change de façon brutale et nécessite quelques connaissances de la structure de l'écoulement autour d'un cylindre seul (paragraphe § 1.1) pour pouvoir être interprétée le mieux possible.

1.2.3.1 Classification de la structure de l'écoulement

La Figure III-1.15, proposée par **IGARASHI** (1981), résume l'ensemble des caractéristiques rencontrées pour la configuration de cylindres en tandem. Il est important de noter que ses cylindres ont un faible rapport d'allongement ($L/D=4.4$) et qu'ils ne sont pas munis de plaques de garde : ceci peut, par conséquent, entraîner d'importantes différences avec les autres auteurs comme le précisent **SZEPESSY** et **BEARMAN** (1992).

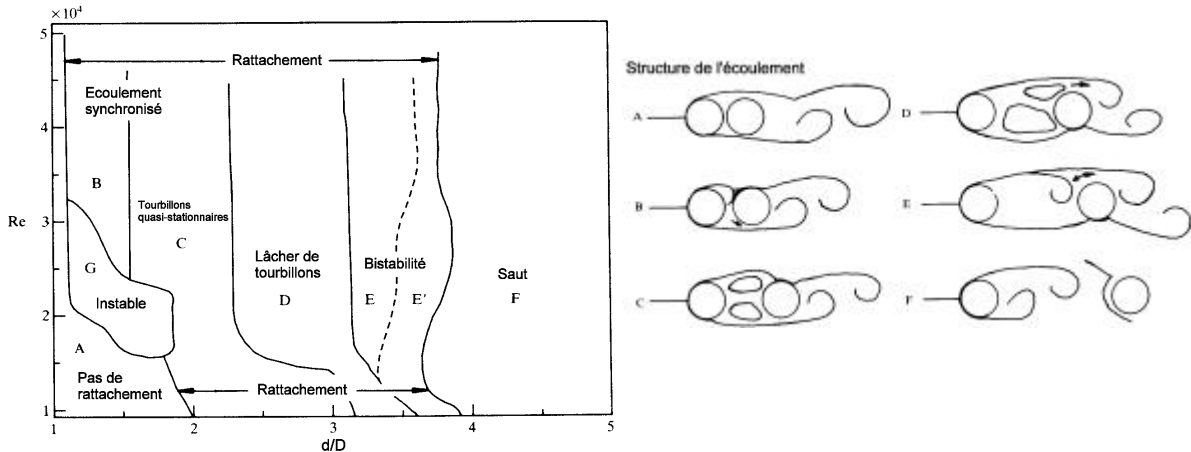


Figure III-1.15 : Classification des régimes d'écoulement pour la configuration en tandem et structure de l'écoulement correspondant (d'après **IGARASHI**, 1981).

Le premier régime d'écoulement (*A*) correspond au décollement de la couche de cisaillement du cylindre amont qui ne recolle pas sur le cylindre aval : les deux cylindres se comportent de la même façon qu'un seul de forme allongée.

Dans le régime *B*, l'enroulement d'une des couches de cisaillement du cylindre amont et le lâcher de tourbillons dans le proche sillage du cylindre aval sont synchronisés avec le rattachement de l'autre couche de cisaillement sur le cylindre aval. La fréquence du lâcher tourbillonnaire correspondant à ce régime est quasi-constante et indépendante de la vitesse de l'écoulement amont.

Des tourbillons quasi-stationnaires font leur apparition entre les deux cylindres dans le régime *C* puis deviennent instables lorsque le régime *D* est atteint : des lâchers de tourbillons intermittents se produisent.

Lorsque la couche de cisaillement du cylindre amont s'enroule par intermittence devant le cylindre aval, on se trouve dans le régime *E* : ce régime est souvent qualifié de bistable puisqu'il correspond à la fois aux régimes *D* et *F*.

Le régime *E'*, légèrement différent du régime *E*, a les caractéristiques les plus prononcées du régime bistable.

Dans le régime *F*, la couche de cisaillement qui se détache du cylindre amont s'enroule devant le cylindre aval. Le dernier régime (*G*) est une alternance entre les régimes *A*, *B* et *C*.

1.2.3.2 Faibles espacements

IMAICHI et **AL.** (1974) ainsi que **TOKUSHIMA** et **AL.** (1974) précisent que l'écoulement est instable pour des espacements allant de 1.5 à $1.8D$ et qu'à $1.2D$ la concentration des tourbillons dans le sillage du second cylindre est considérablement réduite à un tel point qu'ils n'observent pas de fréquences distinctes. En s'attachant à la position du rattachement de la couche de cisaillement du cylindre amont sur le cylindre aval, **KOSTIC** et **OKA** (1972) précisent que la position du rattachement avance à mesure que l'espacement augmente au delà de $2.5D$. **HIWADA** et **AL.** (1978) indiquent contrairement aux auteurs précédents que ce rattachement recule d'abord puis que la position ne bouge plus jusqu'à atteindre l'écartement critique (voir paragraphe §1.2.3.2). **HORI**

(1959) a précisé que le nombre de STROUHAL ainsi que la pression de base des cylindres sont fortement dépendant du nombre de REYNOLDS et que les effets de ce dernier paramètre sont très compliqués. **ISHIGAI** et **AL.** (1975) pensent, au contraire, que ces effets sont négligeables. **IGARASHI** (1977) a montré que les changements de structures de l'écoulement autour des deux cylindres sont observés pour des espacements compris entre 1.1 et $2D$, et que le nombre de STROUHAL varie considérablement avec la vitesse pour ces écartements (Figure III-1.16). Récemment, **ZDRAVKOVICH** et **PRIDDEN** (1977b) ont effectué un grand nombre d'expériences avec de nombreuses configurations.

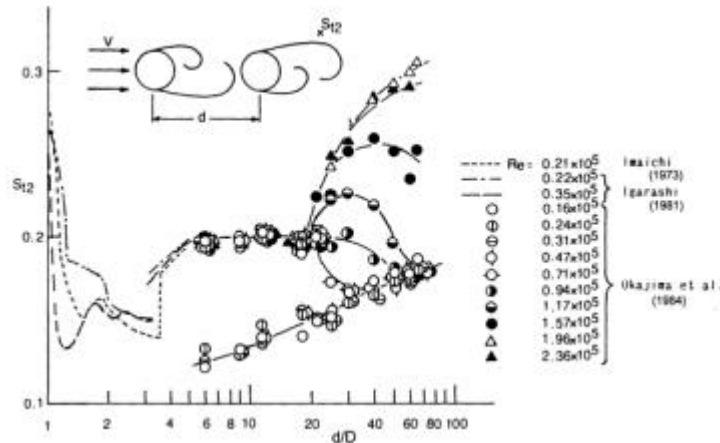


Figure III-1.16 : STROUHAL derrière le cylindre aval pour différents nombres de REYNOLDS (d'après OHYA, 1989).

Pour un faible écartement, les mesures de fluctuations de vitesse et les visualisations effectuées par **IGARASHI** (Figure III-1.17) montrent que les cylindres se comportent à l'identique d'un seul corps de forme allongée ($S_t = 0.27$) et lui permettent de conclure sur la fréquence de STROUHAL. Ces variations de STROUHAL sont évidemment à relier avec les variations de traînée présentées sur la Figure III-1.19.

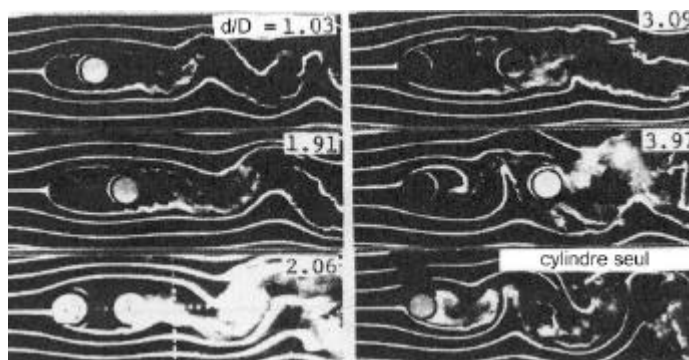


Figure III-1.17 : Visualisations de l'écoulement pour divers espacements (IGARASHI, 1981).

Lorsque l'écartement passe à $1.5D$, les cylindres se comportent quasiment comme un cylindre seul de forme allongée car les couches cisailées du premier cylindre englobent encore le cylindre aval. On retrouve derrière eux le lâcher de tourbillons habituel. Ces dires sont confirmés par **ISHIGAI** et **AL.** (1975) qui n'observent pas, dans cette configuration, de lâcher de tourbillons excepté sur le cylindre aval. Tant que l'écartement reste inférieur à $1.8D$, **ZDRAVKOVICH** (1987) précise que l'on se trouve dans l'interférence de sillage : les couches de cisaillement du cylindre amont ne rattachent pas sur le cylindre aval qui se trouve alors noyé dans le sillage du premier. L'allée tourbillonnaire qui se forme, derrière le second cylindre, est uniquement due aux couches de cisaillement du premier cylindre.

La traînée du cylindre aval devient alors très faible (Figure III-1.19) et pour un écartement de l'ordre de $2.5D$, la traînée totale est inférieure à celle d'un cylindre seul : on peut expliquer ce phénomène par le fait que la couche limite du cylindre aval est rendue turbulente par le sillage du cylindre amont (le cylindre aval a alors une traînée correspondant à celle d'un écoulement supercritique).

Pour des écartements compris entre 1.98 et $2.06D$, le nombre de STROUHAL dépend fortement du nombre de REYNOLDS. D'un autre côté, **HIWADA** et **AL.** (1978) pensent que l'écoulement dans un tourbillon fermé passe d'un état quasi-stationnaire à un état périodique intermittent pour un écartement de $2.5D$. Pour un espacement plus important (de l'ordre de $3D$), l'ensemble des auteurs n'observent pas de lâcher de tourbillons mais par contre les deux couches cisailées du premier cylindre s'enroulent par intermittence et rattachent alternativement sur le cylindre aval : il existe aussi deux tourbillons de tailles différentes qui se maintiennent juste derrière le premier cylindre. Tant que l'espacement reste inférieur à $3D$, le cylindre aval subit une poussée vers le cylindre amont (i.e. le cylindre aval a une traînée négative due à l'aspiration derrière le cylindre amont, Figure III-1.19). Tant que l'espacement reste inférieur à $4D$, **ZDRAVKOVICH** (1972) montre, à partir de ses visualisations, que la transition vers la turbulence dans le sillage est supprimée. Les mesures d'**IGARASHI** (1981) indiquent que jusqu'à l'espacement critique, le nombre de STROUHAL reste à peu près constant et vaut de l'ordre de 0.15 et l'allée tourbillonnaire du cylindre amont est inexistante.

1.2.3.3 Espacement critique

Comme pour la configuration de cylindres côte à côte, il existe un espacement critique (compris entre 3.4 et $3.8D$ pour un nombre de REYNOLDS de 10^4) au-dessus duquel les cylindres amont et aval ont leur propre lâcher de tourbillons (**ISHIGAI & AL.** 1972, **BEARMAN & WADCOCK** 1973, **ZDRAVKOVICH** 1977a) et en dessous duquel la couche de cisaillement du cylindre amont rattache sur le cylindre aval. **IGARASHI** (1981) a montré que la structure de l'écoulement autour des deux cylindres pouvait être divisée suivant deux catégories distinctes suivant que l'écartement est inférieur ou supérieur à l'écartement critique. Le coefficient de traînée agissant sur les cylindres et le nombre de STROUHAL du lâcher de tourbillons subissent des changements discontinus pour un écartement critique de $3.5D$ (pour un REYNOLDS de $3.5 \cdot 10^4$) : il qualifie ces changements discontinus de sauts (Figure III-1.18). Ses résultats concernant les coefficients de pression permettent d'apprécier les angles de séparation ainsi que l'angle correspondant au point d'impact de la couche de cisaillement amont sur le cylindre aval.

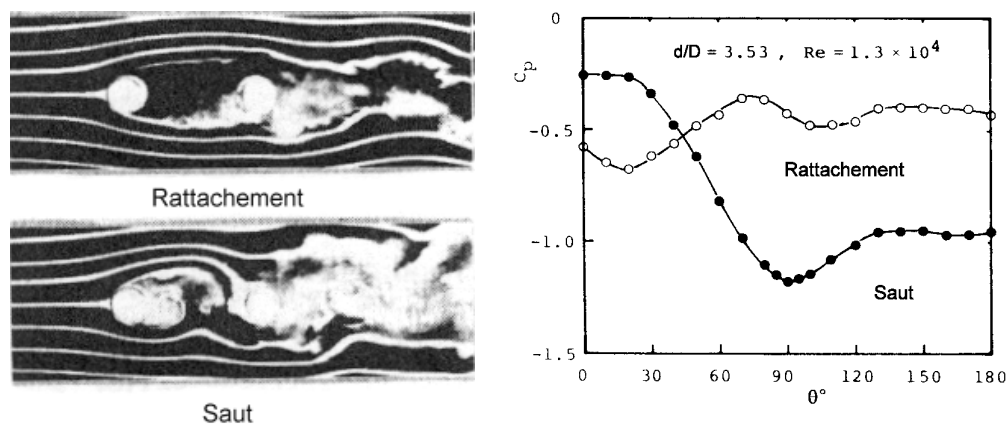


Figure III-1.18 : Visualisation de l'écoulement et coefficient de pression du cylindre aval correspondant à l'espacement critique ($d=3.53D$, IGARASHI 1981).

Pour un espacement égal à la valeur critique ($3.8D$ pour **ISHIGAI & AL.** 1972), la fréquence de STROUHAL fait des sauts soudains et intermittents de 0.125 à 0.17 , montrant ainsi le caractère bistable de l'écoulement (voir Figure III-1.16). Ces sauts discontinus du nombre de STROUHAL sont à relier aux discontinuités des coefficients de traînée et de pression des deux cylindres (Figure III-1.19). Leurs résultats sont en bon accord avec les expériences menées par **ROSHKO** (1959) sur des plaques fendues (de longueur $1.14D$) placées dans le sillage d'un cylindre. Les résultats de l'ensemble des auteurs montre finalement que l'espacement critique dépend en grande partie du nombre de REYNOLDS mais aussi de la méthode de mesure.

1.2.3.4 Espacements importants

Au dessus de l'espacement critique ($>3.5D$), les couches cisillées du cylindre amont s'enroulent pour former des tourbillons devant le cylindre aval. La traînée du cylindre aval est diminuée du fait de la présence du cylindre amont tandis que celle du cylindre amont n'est pas énormément affectée par la présence du cylindre aval (Figure III-1.19). Pour des espacements inférieurs à $4D$, la traînée du cylindre aval est négative. Le coefficient de traînée du premier cylindre décroît lorsque l'espacement augmente tandis que l'inverse se produit pour le second cylindre : ceci est en accord avec les travaux d'**ISHIGAI et AL.** (1972) et de **ZDRAVKOVICH** (1987) lorsque l'écartement est inférieur à la valeur critique.

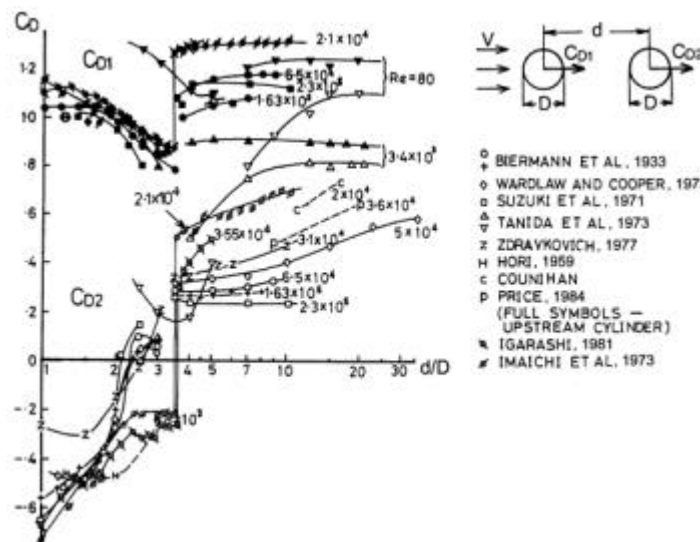


Figure III-1.19 : Traînée des cylindres amont et aval pour la configuration en tandem.

Pour un écartement de l'ordre de $3.97D$, **IGARASHI** (1981) retrouve sur le cylindre amont une distribution de pression similaire à celle d'un cylindre seul. De plus, il repère deux fréquences différentes dues au lâcher de tourbillons du premier cylindre et à un phénomène intermittent de saut. Il insiste fortement sur la dépendance des résultats avec l'écartement inter-cylindre et le nombre de REYNOLDS.

Lorsque l'écartement est supérieur à $4D$, l'ensemble des auteurs indiquent que le second cylindre est placé assez loin pour que le premier cylindre puisse développer des tourbillons qui sont lâchés librement puis convectés. Le cylindre aval émet lui aussi simultanément ses propres tourbillons à la même fréquence que ceux du cylindre amont (**ISHIGAI & AL.** 1972). Cependant, les caractéristiques de la pression, du lâcher de tourbillons et des forces aérodynamiques sont complètement différentes entre les deux cylindres. **OHYA et AL.** (1989) proposent de rajouter une branche à la figure de STROUHAL classique (Figure III-1.16) à partir de l'écartement $6D$, qui correspond au développement d'une nouvelle allée tourbillonnaire lâchée par le cylindre aval et indépendante du nombre de STROUHAL du premier cylindre. Il existe alors deux fréquences

différentes dans le sillage du cylindre aval. **THOMAS** et **KRAUS** (1964) proposent que pour de grands espacements ($16D$) l'allée tourbillonnaire est formée de tourbillons qui se regroupent loin en aval ($20D$ à $30D$) entraînant une expansion des espacements longitudinaux et latéraux entre les centres des tourbillons (Figure III-1.20).

Quand l'écartement diminue à $6.6D$, l'allée tourbillonnaire peut prendre une forme contractée (faible sillage) ou bien au contraire étendue. **HORI** (1959) insiste sur le fait que, quand les cylindres sont placés l'un derrière l'autre, les interactions sur le cylindre aval sont encore très importantes même pour des espacements élevés. Comme pour la configuration des cylindres côte à côte, la configuration en tandem génère de nombreux degrés d'interférence de sillage entre les cylindres, dépendant du rapport d/D (Figure III-1.14). Ces différents degrés d'interaction peuvent promouvoir différents aspects du lâcher tourbillonnaire tels que le lâcher intermittent ou le lâcher simultané (**IGARASHI** 1981, **ZDRAVKOVICH** 1987). D'autres caractéristiques ont aussi été étudiées. **ARIE** et **AL.** (1983) ont mesuré la distribution des pressions et les forces agissant sur les cylindres et ont trouvé que la traînée du second cylindre diminuait du fait de la présence du premier cylindre et que la traînée de l'ensemble des cylindres était inférieure à celle d'un cylindre seul.

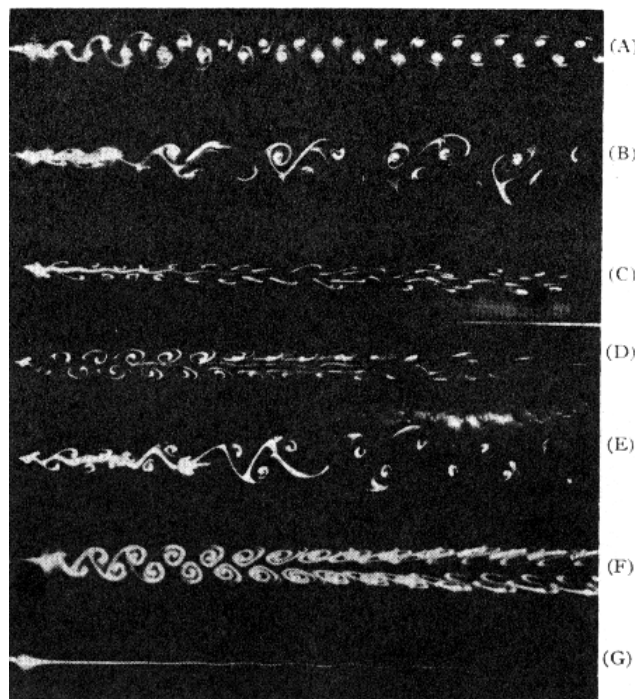


Figure III-1.20 : Interaction des allées tourbillonnaires des deux cylindres, A) cylindre seul, B-G) espacements de 16, 10.4, 8.5, 8.5, 6.6 et 3.6D (THOMAS & KRAUS, 1964).

1.2.4 Cylindres en incidence quelconque

Comme pour les deux configurations précédentes, les cylindres en arrangement quelconque ont une importance fondamentale dans les domaines du génie civil, des plates-formes off-shore en haute mer, des échangeurs de chaleur ou encore des lignes aériennes. Cette dernière configuration correspond à celle que l'on rencontre le plus souvent en ingénierie et est, par conséquent, la plus réaliste. Cependant, elle a attiré le moins d'attention du fait des phénomènes très complexes qu'elle fait apparaître. Les premières mesures systématiques de la distribution de pression à la surface des cylindres ont été menées par **HORI** (1959) pour des écartements de $1.2D$ à $3D$ et des incidences de $0-180^\circ$ par pas de 30° . **ZDRAVKOVICH** (1977a) a effectué un bilan sur les travaux entrepris depuis des années : il a noté qu'une des principales caractéristiques négligées dans les

interférences d'écoulements était et est encore les mesures du lâcher de tourbillons des deux cylindres en arrangements quelconques. L'ensemble de ses études, qui ne couvre finalement qu'un petit nombre de configurations en arrangement quelconque, montrent qu'il est encore nécessaire de procéder à de nombreuses campagnes d'essai afin de mesurer différentes caractéristiques dont celles du lâcher tourbillonnaire.

Suivant l'incidence des deux cylindres par rapport à l'écoulement, de nombreux phénomènes complexes apparaissent. En 1972, **ZDRAVKOVICH** indique que la mise en incidence des cylindres favorise l'apparition de la transition vers la turbulence dans le sillage des cylindres. Il existe donc deux paramètres pilotant l'apparition ou non de couplages entre les sillages des deux cylindres : l'espacement inter-cylindre d et l'incidence α que font les deux cylindres avec l'écoulement. Contrairement à la présentation des deux configurations précédentes en fonction de l'écartement, on décrit successivement les différentes forces agissant sur les cylindres suivant l'écartement et l'incidence. La Figure III-1.21 précise l'ensemble des paramètres intervenant dans la configuration de cylindres en arrangement quelconque.

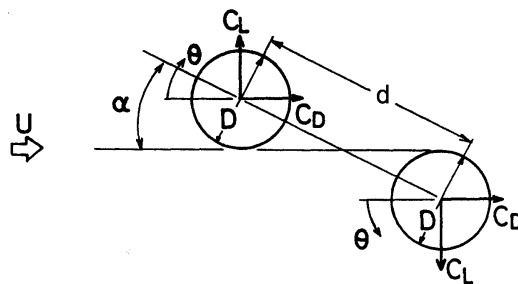


Figure III-1.21 : Caractéristiques de la configuration de cylindres en arrangement quelconque.

1.2.4.1 Interférence de traînée

Dans le cas de la configuration en incidence quelconque, l'interférence de traînée est bien plus compliquée par rapport à celle des deux premières configurations. **ZDRAVKOVICH** (1977a) la schématise sur la Figure III-1.22. La résultante des forces de traînée d'interférence est calculée en retranchant la force de traînée d'un cylindre seul : la longueur des vecteurs tracés est proportionnelle aux effets d'interférence. Par rapport au cylindre fixe situé au centre de la Figure III-1.22, le second cylindre peut se situer : en amont, dans l'une des trois régions suivantes :

- ⇒ force de portance négligeable et force de traînée réduite (1),
- ⇒ petite force de portance répulsive et force de traînée réduite (2),
- ⇒ force de portance répulsive et traînée qui augmente (3).

et en aval, dans l'une des deux régions correspondant à :

- ⇒ une force de portance négligeable et une force de traînée qui augmente (4). Ceci concerne seulement une région de faible étendue au delà de laquelle il n'y a pas d'interférence,
- ⇒ une force de portance négative et une force de traînée qui diminue (5). Ceci représente la principale région pour le cylindre aval.

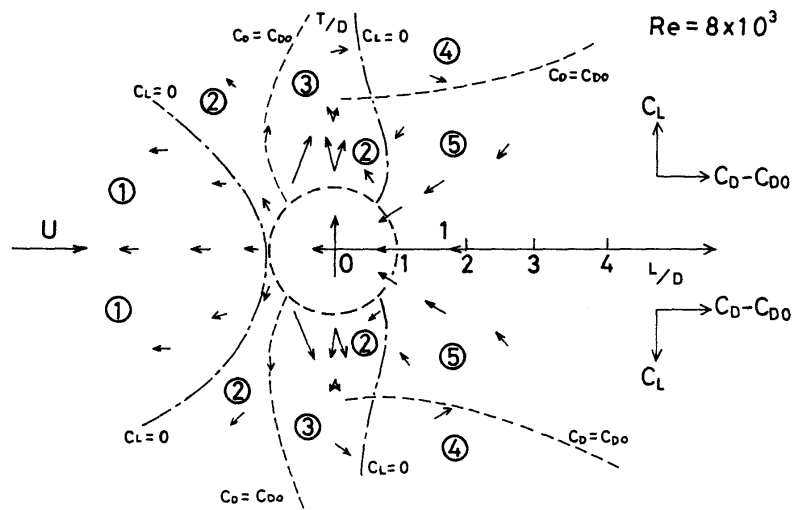


Figure III-1.22 : Coefficient d'interférence de traînée quel que soit l'arrangement pour $Re = 8.10^3$ (HORI, 1959).

Les importants changements du coefficient d'interférence de traînée reflètent la nature très complexe de la structure de l'écoulement. Les caractéristiques de la dynamique du cylindre aval permettent de mieux comprendre l'influence du cylindre amont.

1.2.4.2 Forces s'exerçant sur le cylindre aval

SUZUKI et AL. (1971, $Re = 2.3 \cdot 10^5$) ont montré, en mesurant la pression autour du cylindre aval (positionné dans la région 5 de la Figure III-1.22) pour des incidences comprises entre 0 et 15° , que pour de faibles espacements et des angles compris entre 10 et 15° la distribution de pression était asymétrique. Cette asymétrie s'accompagne par un coefficient de portance très élevé. Les variations de traînée associées à ces changements sont présentées Figure III-1.23 : la traînée du cylindre amont n'est que très peu affectée par la présence du cylindre aval. Celui-ci est en revanche très sensible à l'incidence, les plus fortes variations intervenant pour des espacements de l'ordre de $2-3D$ et des angles de $10-15^\circ$.

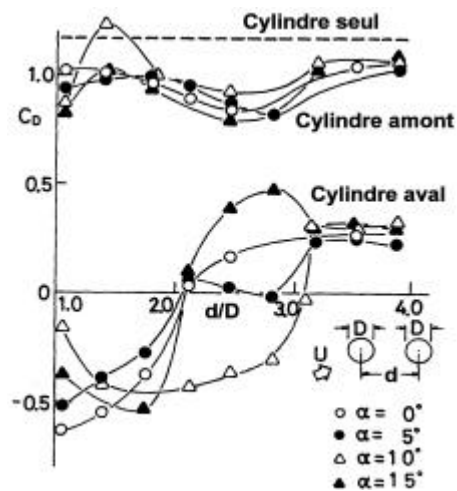


Figure III-1.23 : Variations du coefficient de traînée des cylindres amont et aval en fonction de leur incidence relative (SUZUKI et AL., 1971).

ZDRAVKOVICH et PRIDDEN (1977b) ont mené une étude systématique sur les forces de portance et de traînée agissant sur le cylindre aval, ceci pour de nombreux arrangements. Leurs résultats expérimentaux, présentés sur la Figure III-1.24, mettent en évidence différentes régions⁶. Les actions de ces deux forces sont décrites ci-dessous.

⇒ **Portance (C_L)** : La Figure III-1.24 montre une force de répulsion positive pour la configuration côte à côte lorsque l'écartement est faible, tandis que pour tous les autres arrangements la force reste négative (dirigée vers l'axe du cylindre amont). Une des caractéristiques parmi les plus intéressantes, concernant le coefficient de portance C_L ,

⁶ Les courbes de coefficients constants sont obtenues par interpolation entre les valeurs mesurées.

réside dans l'existence de deux courbes distinctes de portance maximale (traits mixtes sur la figure) : la première se trouve dans le sillage du cylindre amont jusqu'en $L/D=3$ (C_{LMax} interne, ces résultats coïncident avec ceux de **SUZUKI & AL.**, 1971 ainsi que ceux de **PRICE & AL.**, 1984), et la seconde proche de la frontière $L/D>2.7$ (C_{LMax} externe). Il est aussi important de noter le chevauchement de ces deux courbes (suivant l'axe des ordonnées T/D pour $2.7 < L/D < 3.5$)⁷ qui indique une provenance différente des deux phénomènes.

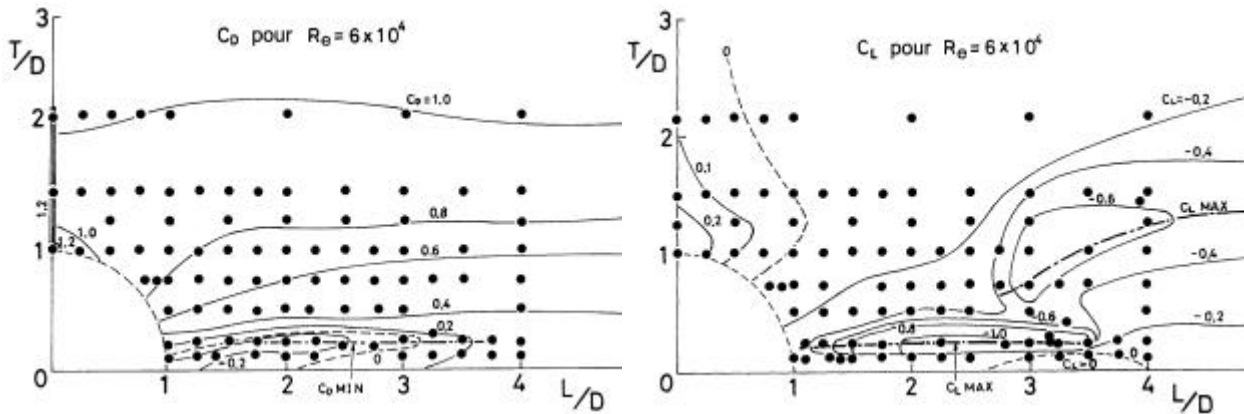


Figure III-1.24 : Traînée et portance du cylindre aval (ZDRAVKOVICH et PRIDDEN, 1977b).

⇒ *Traînée (C_D)* : Le coefficient de traînée (Figure III-1.24) met en évidence une légère asymétrie de l'écoulement qui a de grands effets sur la portance du cylindre aval mais très peu d'effet sur la traînée. Celle-ci chute fortement lorsque le cylindre aval est proche des régions basse vitesse et basse pression du cylindre amont. **PRICE** (1976) précise que les caractéristiques du sillage du cylindre amont ont un effet négligeable sur la portance du cylindre aval. Pour des espacements inférieurs à 3, il existe une multitude d'écartements correspondant à des minima de traînée (C_{Dmin}). Ceux-ci coïncident en fait avec la courbe de C_{LMax} interne et sont en accord avec les résultats de **SUZUKI** et **AL.** (1971) ainsi que ceux de **PRICE** et **AL.** (1984). Suivant la distribution de pression (**ZDRAVKOVICH**, 1977a), les coefficients de traînée négatifs les plus faibles (pour les arrangements quelconques) sont le résultat du jet inter-cylindre, tandis que les coefficients de traînée négatifs pour l'arrangement en tandem sont le résultat de l'absence d'écoulement entre les cylindres. A noter aussi l'augmentation de la traînée avec l'espacement transversal. Cette caractéristique n'est pas affectée dans la région où le coefficient de portance est maximum.

1.2.4.3 Fréquence de lâcher de tourbillons

La Figure III-1.25 présente les variations du nombre de STROUHAL en fonction de l'écartement et de l'incidence entre les cylindres pour un nombre de REYNOLDS d'environ $1.6 \cdot 10^4$ (**KIYA & AL.**, 1980). Tant que l'incidence reste inférieure à 90° , le nombre de STROUHAL correspond au lâcher de tourbillons du cylindre amont. Au dessus de 90° , il correspond à celui du cylindre aval. L'orientation privilégiée de l'écoulement inter-cylindre du côté du cylindre amont fait que ce dernier possède toujours un sillage plus fin que celui du cylindre aval et par conséquent un nombre de STROUHAL plus élevé. Il apparaît cependant que pour un écartement critique de l'ordre de $1.5D$ et un angle compris entre 15 et 90° , le STROUHAL change soudainement. Pour un écartement inférieur à l'espacement critique, les deux cylindres se comportent de la même façon qu'un seul.

⁷ On rappelle que L correspond à l'espacement inter-cylindre longitudinal et que T correspond à l'espacement inter-cylindre transversal.

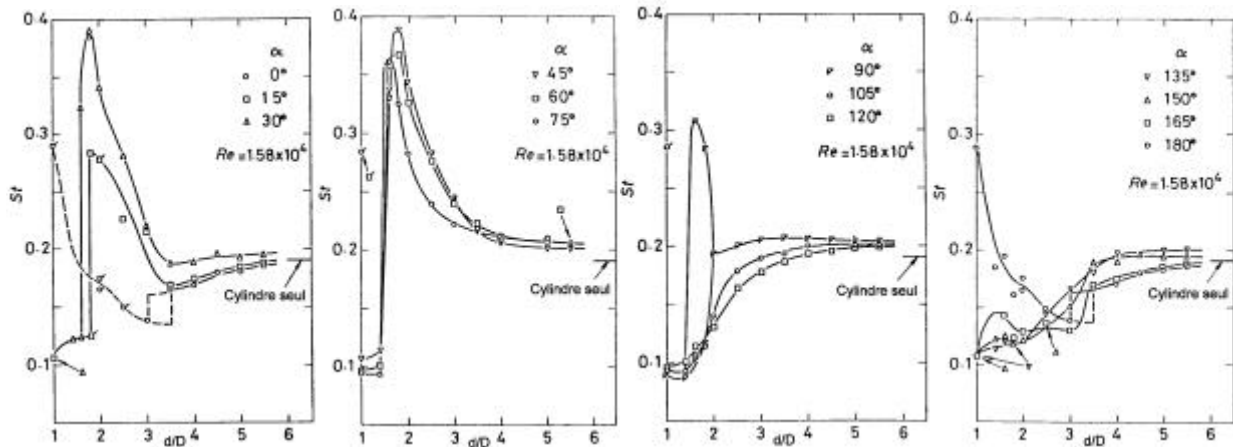


Figure III-1.25 : Evolution du STROUHAL en arrangement quelconque (KIYA et AL., 1980).

Suivant les suggestions de ZDRAVKOVICH (1977a) et ISHIGAI et NISHIKAWA (1975) et à l'identique du cas de l'interférence de traînée, les variations du nombre de STROUHAL en fonction de l'écartement sont présentées sur la Figure III-1.26. Tous les arrangements possibles sont divisés en cinq régions distinctes. Si l'on considère le cylindre aval fixé en θ , le cylindre amont peut se situer dans les régions suivantes où :

- ⇒ le nombre de STROUHAL est plus élevé que celui correspondant à un cylindre seul (1),
- ⇒ le nombre de STROUHAL est plus petit que celui correspondant à un cylindre seul (2),
- ⇒ le lâcher de tourbillons apparaît comme bistable (3),
- ⇒ la paire de cylindre se comportent de la même façon qu'un seul (4),
- ⇒ il n'apparaît pas ou très peu de tourbillons (5).

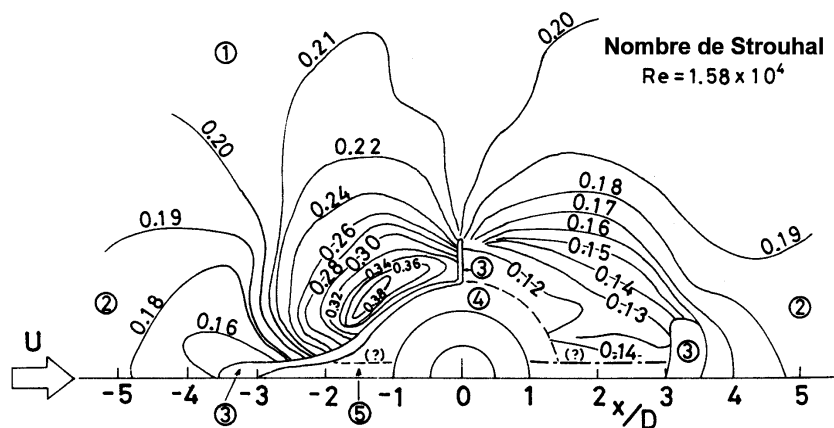


Figure III-1.26 : Evolution du STROUHAL en fonction de l'écartement (KIYA et AL., 1980).

En général, les auteurs ne sont pas nombreux à préciser l'ensemble des paramètres correspondant à leurs expérimentations, ceci pouvant expliquer les différences plus ou moins importantes apparaissant entre des configurations identiques mais menées par des auteurs différents. On rappelle en effet que l'apparition des couplages est très sensible aux paramètres liés à l'écoulement (nombre de REYNOLDS, taux de turbulence, allongement des cylindres, coefficient de blocage, ...). Deux paramètres, autres que l'incidence et l'écartement inter-cylindre vus précédemment, semblent avoir une grande influence sur les résultats : le taux de turbulence de

l'écoulement libre et le nombre de REYNOLDS. Un rapide descriptif de leur influence, quelle que soit la configuration de cylindre considérée, est donné dans les deux paragraphes qui suivent.

1.2.5 Influence du taux de turbulence de l'écoulement

LJUNGKRONA et AL. (1991) indiquent, pour la configuration en tandem, que les effets de la turbulence de l'écoulement libre dépendent fortement de l'espacement inter-cylindre. Ainsi ils trouvent que l'espacement critique diminue de 3.5 à $2.5D$ lorsque le taux de turbulence passe de 0.1 à 1.4% . Dans le même temps, le coefficient de pression augmente et le nombre de STROUHAL diminue fortement (essentiellement pour $1.25 < d/D < 1.5$). Un comportement similaire est observé par IGARASHI (1981) lorsque son nombre de REYNOLDS augmente.

1.2.6 Influence du nombre de REYNOLDS suivant l'arrangement des cylindres

OHYA et AL. (1989) indiquent que la configuration de cylindres côte à côte dans le régime supercritique se comporte différemment de celle dans le régime subcritique : ainsi, il n'apparaît plus de jet biaisé (marqué par des nombres de STROUHAL élevés) pour l'écartement de $1.5D$. Ceci est confirmé par les expériences de GU (1996). ZDRAVKOVICH (1977a) note pour la configuration de cylindres en tandem que le nombre de REYNOLDS a une grande influence sur la traînée du cylindre aval. A partir de la Figure III-1.19, il déduit que, pour un écartement supérieur à l'espacement critique, la traînée du cylindre aval (pour de faibles nombres de REYNOLDS) se rapproche de celle du cylindre amont. Pour des nombres de REYNOLDS hautement subcritiques, il en va tout autrement : la turbulence contenue dans le sillage du cylindre amont induit au cylindre aval un écoulement dont le nombre de REYNOLDS est critique et par conséquent la traînée reste faible même pour des espacements élevés. Pour des espacements de l'ordre de $50D$, il est très intéressant de noter que la traînée du cylindre aval reste encore inférieure de 20% à celle d'un cylindre seul dont le nombre de REYNOLDS serait $5 \cdot 10^4$.

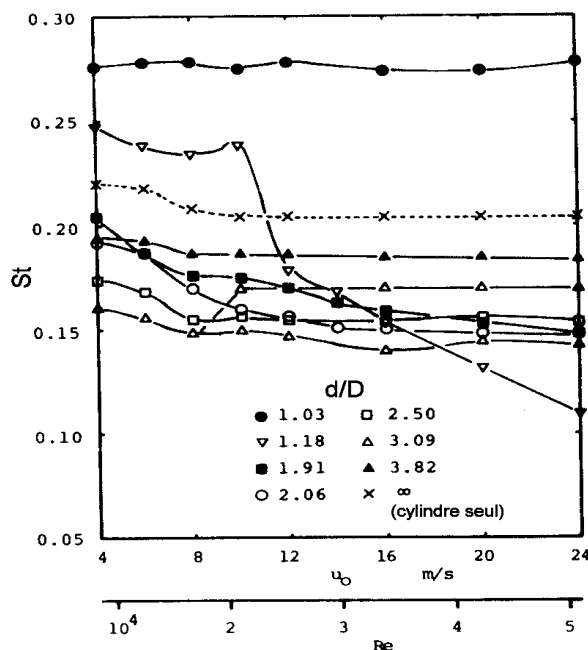


Figure III-1.27 : Evolution du nombre de STROUHAL en fonction du nombre de REYNOLDS, pour la configuration en tandem (IGARASHI, 1981).

Lorsque le nombre de REYNOLDS devient critique voire transcritique ou supercritique, des auteurs tels que **OKAJIMA** (1979) précisent que les variations de pression, de traînée ou encore du nombre de STROUHAL sont toutes autres. **ZDRAVKOVICH** et **PRIDDEN** (1977b) suggèrent que les changements du nombre de REYNOLDS n'ont pas d'effets significatifs sur les forces s'exerçant sur les cylindres tant que le régime demeure subcritique ($1.7 \cdot 10^4 < Re < 8.6 \cdot 10^4$). Cette remarque est mise en défaut pour certains écartements étudiés par **IGARASHI** (1981) et regroupés sur la Figure III-1.27.

Ils précisent en outre que le cylindre aval est fortement affecté par la turbulence du sillage du cylindre amont mais que de nombreuses recherches sont encore nécessaires pour bien cerner les effets du nombre de REYNOLDS en fonction de l'arrangement considérés.

1.3 Conclusion

Si l'étude autour d'un obstacle, soumis à un écoulement uniforme, a suscité de nombreuses recherches, il n'en va pas de même lorsque deux ou plusieurs obstacles sont placés dans un écoulement. Ce sentiment général est partagé par **ZDRAVKOVICH** (1977a), dans sa synthèse des écoulements autour de deux cylindres circulaires. De plus, il s'avère que la plupart des recherches effectuées par le passé concerne essentiellement des mesures de vitesse, de pression ou de forces agissant sur les cylindres et qu'il n'existe pas à notre connaissance de mesures acoustiques sur ces phénomènes.

Trois configurations de cylindres, soumis à un écoulement uniforme, ont été présentées.

La première concerne l'arrangement côte à côte, dont la principale caractéristique réside dans l'apparition d'un jet inter-cylindre intermittent, biaisé et bistable. Ce dernier apparaît en général pour un écartement inter-cylindre critique et compris entre 1.4 et $2D$ comme le précisent **KIYA** et **AL.** (1980) ou encore **ZDRAVKOVICH** (1977a). Les spectres font alors apparaître deux fréquences : la plus élevée correspond au sillage le plus fin (i.e. cylindre vers lequel le jet est dévié) et la plus basse au sillage le plus épais.

La deuxième configuration concerne l'arrangement en tandem pour laquelle il existe aussi un espacement critique entre les cylindres. Cet espacement, qui dépend des conditions expérimentales (nombre de REYNOLDS, turbulence contenue dans l'écoulement, ...), est compris entre 2 et $3.8D$ et correspond à l'impact ou non des tourbillons du cylindre amont sur le cylindre aval. Lorsque l'espacement est inférieur à la valeur critique, le lâcher de tourbillons du cylindre amont est supprimé par la présence du cylindre aval et il existe une région de fluide stagnant entre les cylindres.

Enfin la dernière configuration correspond à l'arrangement en incidence quelconque. Elle est caractérisée par l'existence d'un écoulement biaisé du côté du cylindre amont de telle façon que ce dernier a toujours un sillage plus étroit que celui du cylindre aval. Le cylindre amont a par conséquent un nombre de STROUHAL plus élevé que celui correspondant au cylindre aval. Cet arrangement fait apparaître des phénomènes très complexes qui restent mal compris de nos jours.

L'étude bibliographique fait essentiellement référence à des mesures de pression sur les cylindres ainsi qu'à des mesures de vitesses estimées à partir de fils chauds placés dans le sillage des cylindres. Afin de mieux appréhender les phénomènes engendrés lorsque deux cylindres circulaires sont placés dans telle ou telle configuration, on se propose, dans la suite de ce mémoire, de mener une étude aéroacoustique en effectuant des mesures de pression en champ lointain ainsi que des

mesures de vitesse par PIV pour de nombreux arrangements. Il n'existe pas à notre connaissance d'études acoustiques sur ces phénomènes non-linéaires. On mettra en particulier l'accent sur les arrangements en incidence quelconque que l'on rencontre le plus dans les cas pratiques.

Chapitre 2

Configuration expérimentale, moyens de mesure et traitements

Ce chapitre présente les moyens expérimentaux mis en œuvre dans le cadre de cette dernière étude ainsi que les méthodes de dépouillement. Afin de mettre en évidence l'apparition de couplages (ou interactions) non-linéaires, la structure complexe des pantographes est simplifiée au maximum et modélisée par deux cylindres circulaires dont l'écartement et l'incidence sont variables. Ces interactions seront étudiées avec l'outil de bicohérence (Statistiques d'Ordre Supérieur (HOS) à l'ordre 3) qui nous permettra d'étudier plus précisément les couplages non-linéaires.

Les expériences sont à nouveau réalisées dans la soufflerie subsonique semi-anéchoïque du LEA-CEAT. Après quelques rappels concernant les caractéristiques de cette soufflerie, on aborde successivement le montage des cylindres puis les techniques de mesure utilisées lors de l'acquisition et le traitement des données. La pression acoustique en champ lointain est mesurée à partir d'un microphone, les visualisations et les mesures de vitesse étant obtenues par PIV.

2.1 Description de la soufflerie

On utilise à nouveau la soufflerie bas bruit du CEAT¹. Le moteur de la soufflerie est maintenant équipé d'un variateur alternatif de vitesse (LEROY SOMER UVM 2301 AS). Piloté à partir d'un boîtier de commande, il permet de faire varier la vitesse de l'écoulement depuis quelques mètres par seconde jusqu'à 38 m/s et de préréglager jusqu'à quatre vitesses. Le taux de turbulence en milieu de veine reste inférieur à 1% pour la plus grande vitesse. La photographie de la Figure III-2.1 précise le montage général ainsi que le positionnement des cylindres dans la veine d'essai.

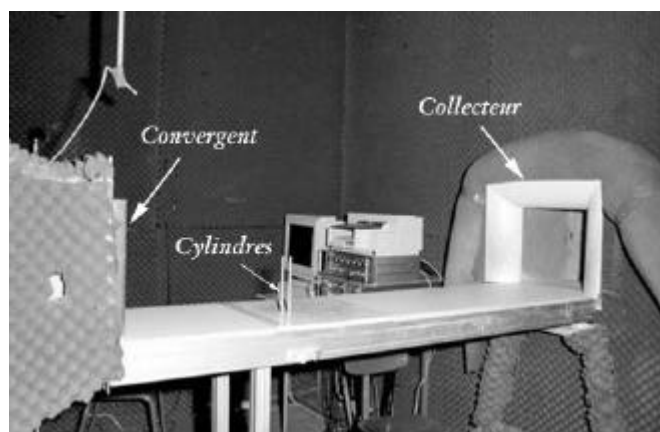


Figure III-2.1 : Photographie du convergent et du collecteur de la veine d'essai.

¹ Le descriptif précis (dimensions, caractéristiques acoustiques et aérodynamiques) est donné partie I chapitre 2.

2.2 Description du montage des cylindres

Les deux cylindres sont maintenus et mis en position dans l'écoulement grâce à un support plan présenté Figure III-2.2. Ce support réalisé en PVC comprend :

- ❶ une plaque carrée fixée sur la table de la soufflerie joignant la sortie du convergent et l'entrée du collecteur suivant la Figure III-2.3.
- ❷ une couronne, mobile en rotation par rapport à la plaque, et sur laquelle est vissé perpendiculairement le premier cylindre.
- ❸ un disque, mobile en rotation par rapport à la couronne, sur lequel est vissé perpendiculairement le second cylindre.

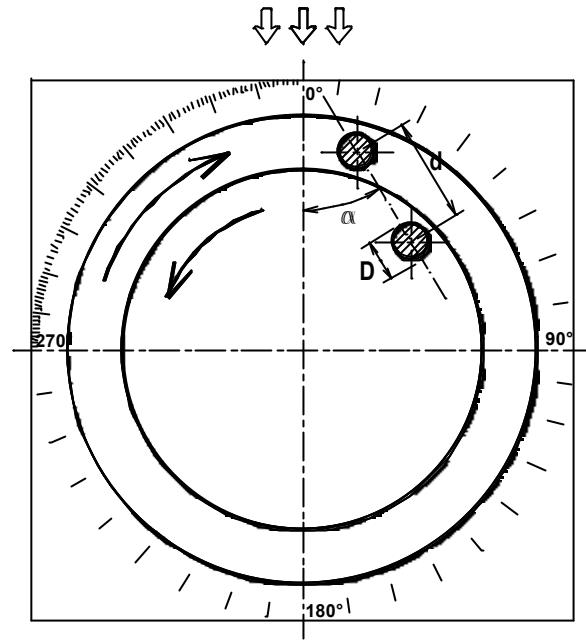


Figure III-2.2 : Support des cylindres dans une configuration (d, a) quelconque.

Les réglages angulaires indépendants de la couronne et du disque permettent tous les réglages de distances et d'incidence tels que $1.1 \leq d/D \leq 7$ (± 1 mm) et $0 \leq a \leq 90^\circ$ ($\pm 2^\circ$).

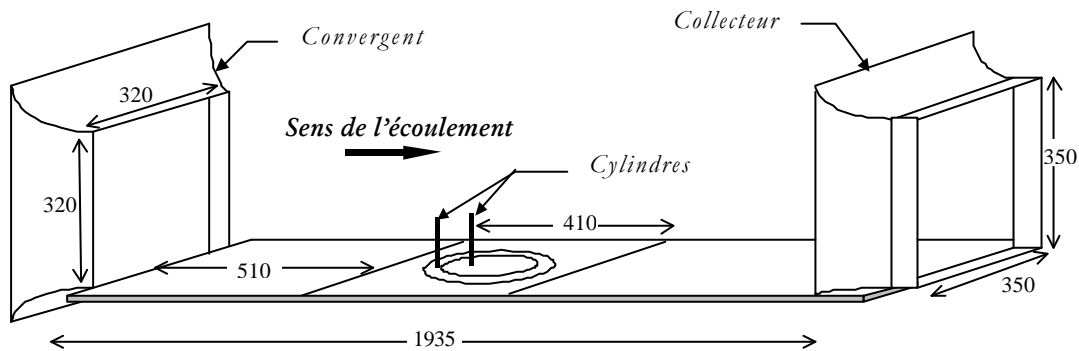


Figure III-2.3 : Insertion du support des cylindres dans la veine de la soufflerie.

Les cylindres, en aluminium, ont une surface lisse et une longueur finie de 180 mm. Les essais ont été menés pour trois diamètres différents : 8 , 12 et 16 mm. Les rapports d'aspect H/D (définis par le rapport entre la longueur du cylindre sur son diamètre) valent donc respectivement : 22.5 , 15 et 11.25 . Ceux-ci sont suffisamment élevés (> 10) pour qu'on puisse faire abstraction des effets de parois et de bouts sur le développement du sillage des cylindres (WILLIAMSON, 1996) à mi-envergure ($H/2$). La fréquence de lâcher des tourbillons est en effet très dépendante du rapport d'aspect surtout lorsque celui-ci prend des valeurs relativement faibles.

Pour des raisons de similitudes que nous évoquerons plus tard, seuls les résultats concernant le diamètre de 8 mm sont présentés pour la partie acoustique alors que le diamètre de 12 mm a été utilisé lors des mesures par PIV. Ces deux techniques de mesure expérimentale sont maintenant détaillées.

2.3 Mesures acoustiques par microphone

Les mesures de pression acoustique du bruit rayonné en champ lointain par les cylindres sont réalisées à l'aide d'un microphone $\frac{1}{2}$ pouce de marque BRÜEL & KJÆR. Bien que plusieurs positions du microphone soient prévues, il est placé 80 cm au dessus du centre du support des cylindres (soit environ deux longueurs d'onde par rapport à la fréquence de STROUHAL) via un système de pinces. La chaîne globale de mesure est présentée Figure III-2.4. L'étalonnage de ce microphone est réalisé par des moyens acoustiques classiques (pistonphone du type 4220 fournissant un niveau de pression acoustique nominal de 124 dB à 250 Hz , la référence étant de 2.10^{-5} N/m^2).

Dans un premier temps, les signaux électriques délivrés par le microphone sont envoyés vers un analyseur de spectres en temps réel HEWLETT PACKARD 3566A qui permet aussi de les filtrer, de les amplifier ou encore de leur imposer un offset. Cet analyseur de spectre est piloté par un ordinateur de type PC. Un filtre passe-haut TELTRON TAF 5002, ajouté à la chaîne de mesure, autorise une meilleure dynamique lors de l'acquisition des données, en atténuant les phénomènes propres à la soufflerie (fréquence de rotation du moteur, du passage des pales ou encore modes propres de la chambre). Lors de l'ensemble des essais, une fréquence de 6400 Hz pour le filtre anti-repliement est parue la plus adéquate, la fréquence d'échantillonnage étant de 16384 Hz . L'analyse spectrale, effectuée sur 70 enregistrements de 2048 échantillons, est réalisée à l'intérieur de la bande de fréquence $0\text{-}6400\text{ Hz}$ avec une résolution fréquentielle de 8 Hz (chaque spectre comporte 801 raies).

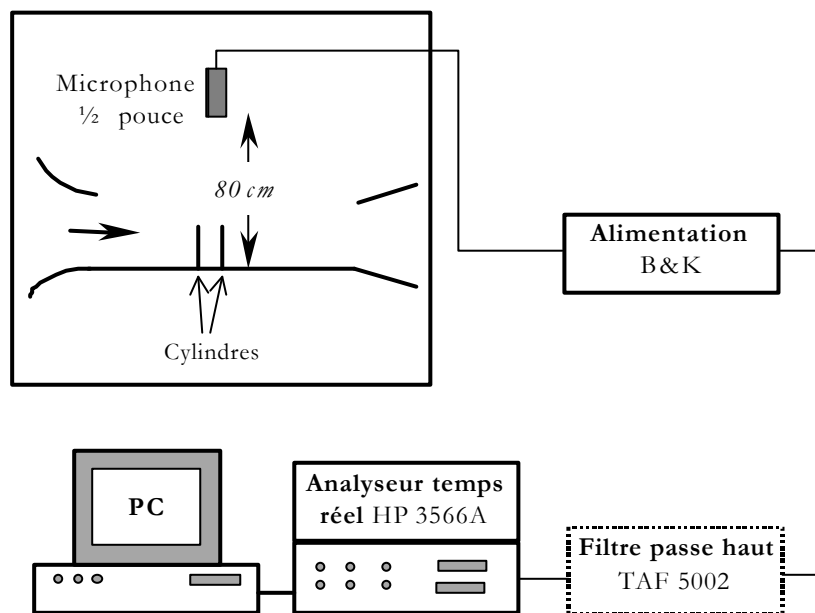


Figure III-2.4 : Schéma de la chaîne de mesure.

Dans un second temps, on utilisera un ordinateur portable de type PC associé à l'analyseur de spectres en temps réel DSPT SIGLAB piloté depuis l'environnement MATLAB. L'analyseur comporte deux voies d'acquisition et permet d'échantillonner les signaux jusqu'à 51.2 kHz par voies. Ce second système d'acquisition sera utilisé lors de l'étude de l'influence de la vitesse sur les phénomènes de couplages aéroacoustiques.

2.4 Mesures aérodynamiques par PIV²

Afin de procéder à des visualisations ainsi qu'à des mesures de vitesse, la Vélocimétrie laser par Images de Particules (PIV) a été utilisée. Cette technique, apparue au début des années 1980, fait l'objet de développements considérables surtout depuis 1990. La PIV est une méthode de mesure de vitesse non-intrusive et instantanée. Ce caractère non-intrusif est très important puisque les couplages non-linéaires sont conditionnés par la qualité de l'écoulement. Son principe général consiste à enregistrer des images de particules-traceurs à des instants successifs. La comparaison de deux images successives permet de remonter localement au déplacement du fluide et ainsi d'accéder au champ des vitesses à un instant donné. La mise en œuvre d'une telle technique de mesure repose sur quatre étapes distinctes :

- ⇒ l'ensemencement de l'écoulement,
- ⇒ la création d'un plan lumineux,
- ⇒ l'acquisition d'images,
- ⇒ le post-traitement des données.

Toutes ces étapes sont détaillées dans les paragraphes ci-dessous. Pour plus de renseignements, consulter DANTEC (1998).

2.4.1 Ensemencement

Les techniques de visualisations consistent à rendre visible les particules fluides en observant le mouvement de matériaux étrangers adéquates (traceurs) ajoutés au fluide en mouvement. Par conséquent, on ne mesure pas directement la vitesse de l'écoulement mais plutôt celle des particules en suspension dans l'écoulement. Les traceurs doivent évidemment être de petite taille afin de ne pas perturber l'écoulement, suffisamment gros pour être observés, de masse volumique la plus proche possible de celle du gaz porteur et si possible de fort indice de réfraction par rapport au milieu ambiant. L'ensemencement dépend donc des conditions expérimentales : on distingue les traceurs continus (colorants, fumées, ...) qui donnent en général des informations qualitatives et les traceurs individualisés (particules, solides, bulles, ...) qui donnent accès à des grandeurs quantitatives.

Les expérimentations ayant lieu dans l'air, l'ensemencement est réalisé au moyen d'un fumigène à partir d'un mélange de glycérine et d'eau. Les caractéristiques des particules du mélange adopté sont données dans le Tableau III-2.1. Ce mélange est vaporisé en fines gouttelettes sur un fil chauffé de générateur de spectacle portable (JEM ZR31 haute puissance : 1500 W, 240 V, 10 A). Muni d'une télécommande, l'opérateur règle à l'aide de potentiomètres la densité de fumée et l'intervalle de temps entre chaque émission de bouffée afin d'obtenir un ensemencement aussi uniforme que possible.

Diamètre	1 à 3 μm
Densité (20°C)	1.26
T° liquide	17.9
T° vapeur	290

Tableau III-2.1 : Caractéristiques des particules de glycérine.

² Particle Image Velocimetry.

Un diffuseur permet de créer une nappe de fumée horizontale en amont de la chambre de tranquillisation de la soufflerie qui est alors aspirée vers la chambre d'essais. Cet ensemcement étant réalisé loin en amont des cylindres, la difficulté réside dans l'obtention d'une nappe uniforme au niveau des cylindres.

2.4.2 Plan lumineux

La PIV requiert la génération d'un plan lumineux pulsé. L'intervalle de temps entre deux plans lumineux est réglable par l'utilisateur et dépend des vitesses rencontrées dans l'écoulement. Pour des applications à faible vitesse, un obturateur électro-optique, placé en sortie d'une source laser³ continue, est suffisant. Pour des vitesses plus élevées, l'utilisation d'un laser à impulsions s'avère nécessaire. Les couplages non-linéaires étant plus importants à vitesse élevée, il est alors intéressant de réaliser la tranche lumineuse à partir d'un laser à impulsions Nd-YAG⁴ dont les caractéristiques sont présentées ci-dessous.

2.4.2.1 Principe de fonctionnement d'un laser Nd-YAG

Le principe de fonctionnement d'un laser à impulsions Nd-YAG réside dans l'excitation d'un cristal de Grenat d'Yttrium-Aluminium par une lampe flash émettant dans le proche infrarouge ($\lambda = 1064 \text{ nm}$). Afin de maximiser le transfert d'énergie entre le cristal et la lampe flash, ces derniers sont placés dans une cavité elliptique constituée de miroirs. La durée de l'impulsion émise par la cavité (Figure III-2.5) est égale à celle de la lampe flash ($250 \mu\text{s}$, ce qui est trop élevé pour la plupart des applications) et la fréquence de répétition est de l'ordre de 10 Hz (100 ms).

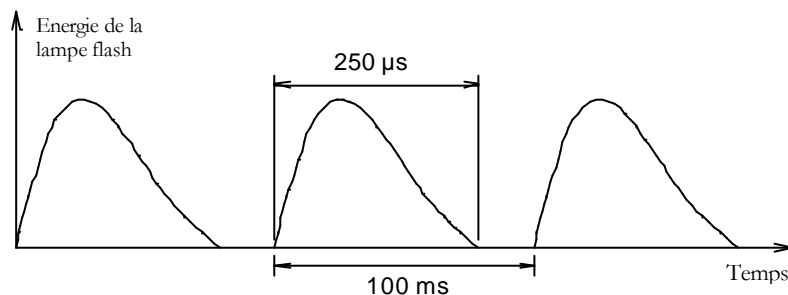


Figure III-2.5 : Principe de la lampe flash (échelle de temps non réaliste).

Une manière d'obtenir deux impulsions dans un intervalle de temps beaucoup plus faible réside dans l'utilisation d'un dispositif électro-optique appelé Q-Switch.

Q-Switch : Il permet de diminuer la durée de cette impulsion à $5-10 \text{ ns}$ tout en conservant un maximum de puissance (Figure III-2.6). Le composant actif du Q-Switch est un polariseur dont l'orientation est contrôlée par l'application d'une tension élevée. L'avantage du Q-Switch est de fournir une impulsion de très grande énergie en un temps très faible de telle sorte que les particules de l'ensemencement n'ont pas le temps de beaucoup évoluer.

Le laser que nous avons utilisé (SPECTRA-PHYSICS GCR-200) comportent deux cavités indépendantes (un Q-Switch par cavité) ce qui permet d'avoir une énergie maximale pour les deux impulsions. Il est important de noter que l'intervalle de temps entre deux impulsions est facilement

³ Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

⁴ Neodymium-doped Yttrium Aluminum Garnet.

contrôlable et que l'énergie du faisceau de chaque impulsion reste la même quel que soit le temps entre chaque impulsion.

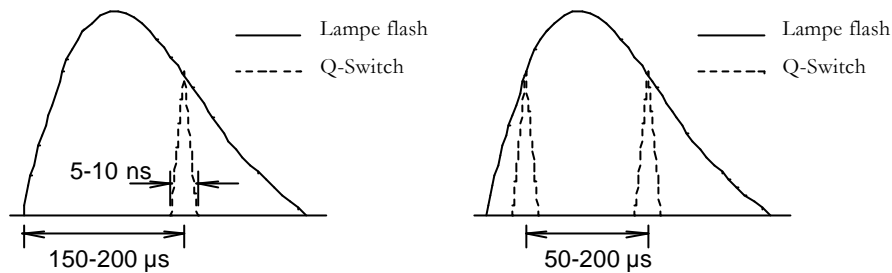


Figure III-2.6 : Principe du Q-Switch et du double Q-Switch.

On rappelle que dans le cas de cavité simple l'énergie totale est partagée entre les deux impulsions (double Q-Switch, Figure III-2.6) et dépend de l'intervalle de temps entre les deux impulsions. Un dispositif optique permet de s'assurer que le chemin parcouru par les faisceaux des deux cavités est identique. Un système de refroidissement en circuit fermé permet en outre d'assurer la stabilité en température des divers composants (lampes, cristaux, optiques, ...) entre chaque impulsion de la lampe flash.

Générateur d'harmonique : On a vu que la longueur d'onde la plus énergétique émise par un laser Nd-YAG était de 1064 nm , ce qui est proche du domaine infrarouge. Les récepteurs optiques courants (caméras, appareils photographiques, ...) sont insensibles à cette longueur d'onde. Habituellement, les caméras sont particulièrement sensibles aux spectres bleu et vert. Il convient donc de rajouter un générateur d'harmonique qui va permettre de doubler la fréquence de la source et par conséquent de diminuer de moitié la longueur d'onde pour obtenir finalement un faisceau de couleur verte (532 nm). Les deux harmoniques sont ensuite dirigées vers un séparateur d'harmoniques, miroir réfléchissant une seule longueur d'onde.

Réglage de la puissance : Un système constitué d'une lame polarisante permet, en ne laissant passer qu'une seule polarité du faisceau incident (i.e. une seule direction), de contrôler et d'atténuer la puissance du faisceau. Suivant l'angle que fait la direction privilégiée de la lame polarisante avec celle du faisceau, seule une partie de la lumière est transmise (transmission complète si les directions sont parallèles et absorption si elles sont orthogonales). Placé en sortie du laser, ce dispositif permet ainsi d'ajuster l'énergie entre 2 mJ et 200 mJ .

La Figure III-2.7 résume l'ensemble des éléments constituant un laser à double cavité.

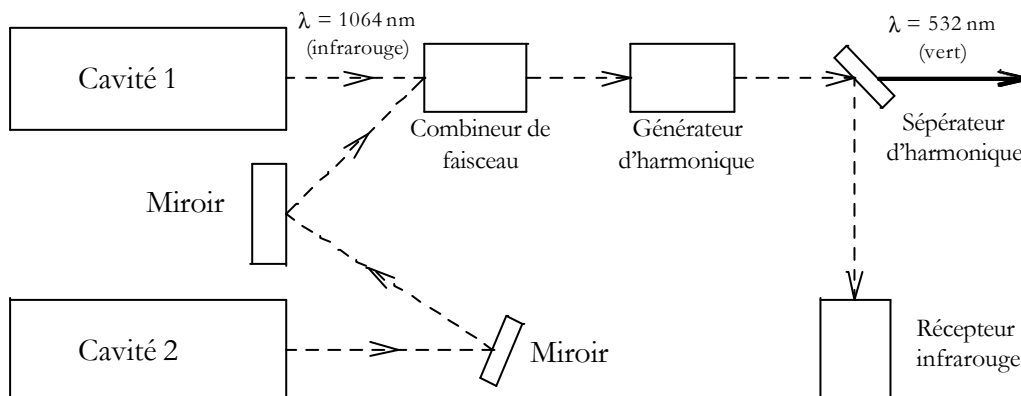


Figure III-2.7 : Principe du laser à double cavité.

Les caractéristiques générales du laser Nd-YAG sont rassemblées dans le Tableau III-2.2.

Durée de l'impulsion	
1064 nm	9 ns
532 nm	7 ns
Energie de l'impulsion	
1064 nm	450 mJ
532 nm	200 mJ
Diamètre du faisceau	< 10 mm
Divergence du faisceau	< 0.5 mrad
Fréquence de répétition	10 Hz
Puissance de la lampe	6.6 kW

Tableau III-2.2 : Spécifications du laser Nd-YAG.

2.4.2.2 Création de la nappe laser

Le faisceau cylindrique en sortie du laser n'est pas directement utilisable. Il est nécessaire d'utiliser un bras optique articulé haute puissance dont la représentation est donnée sur la Figure III-2.8. Constitué de miroirs, lentilles et joints flexibles, il permet de capter le faisceau lumineux en sortie du laser (4 à 6 mm de diamètre) et de le transformer en une nappe laser de faible épaisseur (quelques millimètres). Ce bras articulé permet aussi de donner n'importe quelle inclinaison à la nappe à partir d'une lentille demi-cylindrique placée à l'extrémité du bras. Une lentille, située dans la tête optique, autorise un réglage de la distance focale de la nappe entre 65 cm et 1.5 m. L'angle de divergence de la nappe dépend de l'épaisseur de celle-ci et varie typiquement entre 15 et 40°.

L'utilisation de fibres optiques n'est pas envisageable du fait des puissances élevées mises en jeu. Le bras, quant à lui, peut transmettre des énergies de l'ordre de 500 mJ avec un rendement proche de 90% pour la longueur d'onde qui nous intéresse (532 nm). Il nécessite cependant un parfait alignement des différentes optiques qui le constituent. Le plan lumineux est orienté perpendiculairement aux cylindres et placé à mi-envergure de ceux-ci (Figure III-2.10) afin de limiter les effets de couche limite et d'extrémité des cylindres.

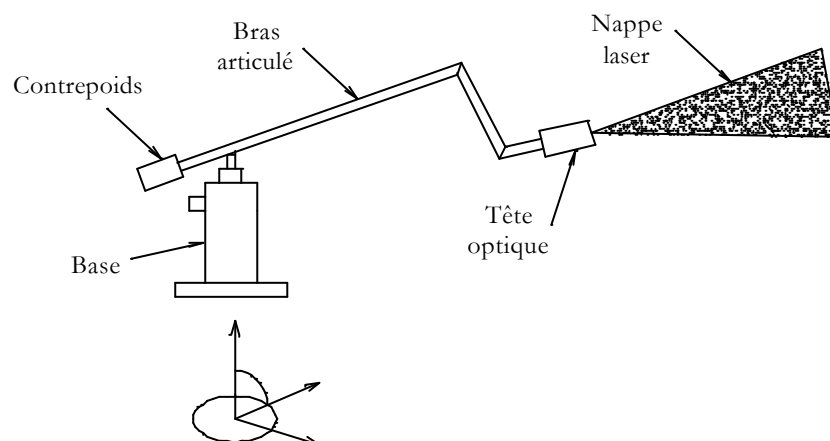


Figure III-2.8 : Bras optique articulé.

On s'intéresse maintenant aux dispositifs permettant d'enregistrer les images puis de les traiter.

2.4.3 Acquisition et traitement des images numériques

Le principe général d'acquisition d'images repose sur l'enregistrement de deux images successives qui sont numérisées puis envoyées vers un processeur. Celui-ci permet alors de calculer, via des algorithmes d'inter-corrélation, les champs de vecteurs de l'écoulement. Le système d'acquisition, composé de plusieurs éléments, comprend :

- ⇒ une caméra numérique,
- ⇒ un moniteur de contrôle,
- ⇒ un processeur,
- ⇒ un ordinateur de type PC.

Ces différents éléments, décrits dans les paragraphes ci-dessous, forment le noyau du système de PIV (Figure III-2.9).

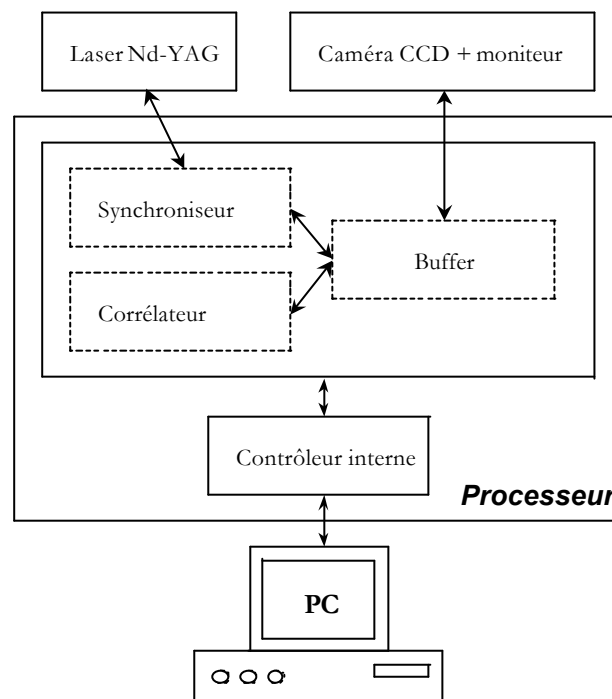


Figure III-2.9 : Schéma d'ensemble du système PIV.

2.4.3.1 Caméra numérique CCD⁵

En matière de système vidéo, la caméra CCD constitue un bon compromis entre rapidité et haute résolution. Elle permet d'effectuer le traitement d'images pratiquement en temps réel. La caméra utilisée est une KODAK ES 1.0 TYPE 9 équipée d'un capteur CCD qui autorise l'acquisition de deux images dans un intervalle de temps minimum de $2 \mu s$.

Le capteur CCD est évidemment déclenché en synchronisation avec chaque impulsion du laser pour être exposé uniquement à la lumière le temps de l'impulsion. Ceci garantit aux images successives d'une particule donnée de recevoir la même énergie. La vitesse de l'écoulement en milieu de veine étant fixée à $38 m/s$, on utilisera un intervalle de temps de $150 \mu s$ entre chaque image. Les caractéristiques principales de la caméra sont résumées dans le Tableau III-2.3.

⁵ Charge Coupled Device.

Kodak ES 1.0 Type 9	
Résolution	1008 × 1018
Objectif	Macro de focale 60 mm
Distance entre deux pixels	
Horizontale	9 μm
Verticale	9 μm
Dimensions des pixels	
Horizontale	3.4 μm
Verticale	7 μm
Codage	8 Bits/pixel

Tableau III-2.3 : Caractéristiques de la caméra CCD

Un moniteur vidéo permet de contrôler en permanence le cadrage, la mise au point et l'ensemencement de chaque prise de vue. La caméra CCD est placée perpendiculairement à la nappe laser et alignée suivant la Figure III-2.10. La mise au point de la caméra est réalisée à mi-hauteur de l'envergure des cylindres, hauteur correspondant à celle du plan lumineux. Afin d'éliminer tout problèmes liés à la lumière ambiante, la caméra est équipée de filtres optiques ne laissant passer que la longueur d'onde qui nous intéresse (532 nm). On suppose, maintenant, que les images ont été enregistrées correctement, il faut désormais les traiter afin de calculer les champs de vecteurs.

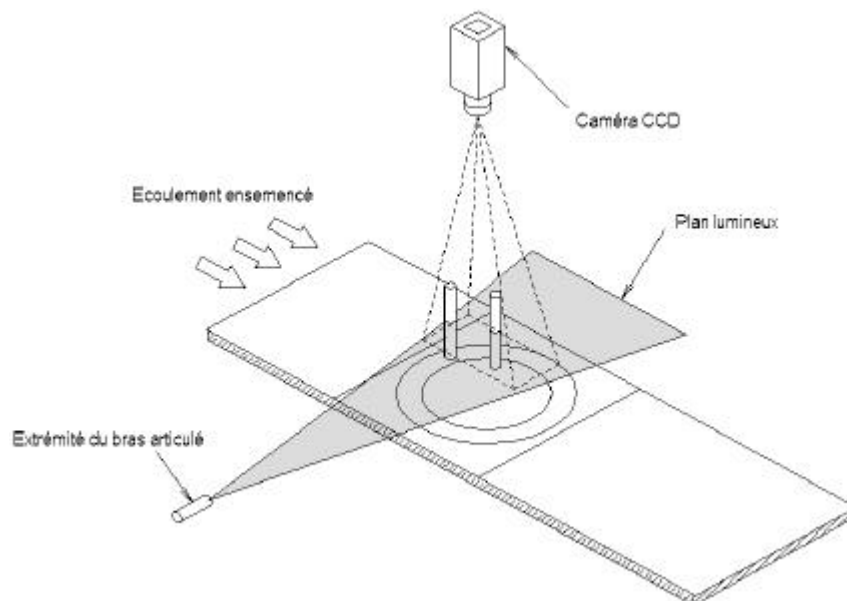


Figure III-2.10 : Positions des différents éléments du banc de PIV.

2.4.3.2 Processeur

Le processeur assure les fonctions essentielles du traitement des images. Il est constitué de trois éléments :

- ⇒ le corrélateur, dont l'architecture est spécialement conçu pour déterminer de façon très rapide le champ de vecteurs à partir des deux images,
- ⇒ le buffer qui stocke temporairement les images numériques avant leur traitement par le corrélateur,

⇒ L'unité de synchronisation qui assure le dialogue entre le laser, la caméra et l'opérateur (via le PC). Ceci permet de synchroniser les impulsions du laser avec le déclenchement du capteur CCD de la caméra (Figure III-2.9).

C'est évidemment la taille du buffer (128 Mo de mémoire RAM dans notre cas) qui, en limitant le nombre maximum d'échantillons, détermine le nombre maximum d'acquisitions à intervalle de temps fixe et par conséquent la qualité des statistiques (valeur moyenne, écart-type) des mesures. On notera que pour des mesures nécessitant une haute précision, le système peut recevoir jusqu'à quatre corrélateurs en parallèle et deux buffers.

2.4.3.3 Processus d'obtention d'un vecteur

A partir du moment où les images ont été enregistrées, il existe tout un cheminement permettant de transformer deux images successives en un champ de vecteurs. Chaque image est d'abord divisée en fenêtres d'interrogation sur lesquelles s'appliqueront les corrélations. Puis suivent l'ensemble des étapes (schématisées sur la Figure III-2.11) détaillées de façon très synthétique ci-dessous.

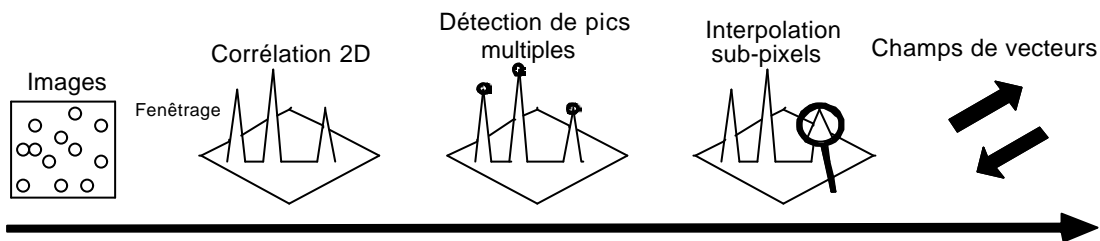


Figure III-2.11 : Détails du processus d'obtention d'un vecteur.

⇒ **Fenêtrage (optionnel)** : L'application d'une fenêtre (une Gaussienne par exemple) à chaque image numérisée permet d'améliorer le rapport signal sur bruit provenant du calcul de la corrélation. En jouant sur l'échelle de gris de l'image, cette fenêtre élimine les particules qui pourraient fausser les résultats. Celles-ci proviennent en fait des calculs de corrélation.

⇒ **Corrélation bidimensionnelle** : Le calcul de la fonction de corrélation, basé sur le calcul de transformées de FOURIER rapide (gain en vitesse), permet de détecter entre deux fenêtres d'interrogation deux pixels de niveau de gris similaire. Dans notre cas, on utilisera un algorithme d'inter-corrélation afin de n'avoir aucune ambiguïté sur le sens des vitesses.

⇒ **Filtrage** : Il s'applique après la corrélation et permet de réduire les bruits divers tels les bruits cycliques (harmoniques) générés lors des calculs de corrélation.

⇒ **Détection de pics multiples** : Utilisée après l'application de l'analyse par inter-corrélation, cette procédure permet de détecter les deux pics les plus élevés.

⇒ **Estimation des vecteurs** : La position des différents pics est ensuite déterminée via une routine d'interpolation sub-pixels.

L'algorithme de calcul utilisé lors de l'estimation des champs de vecteurs est donné sur la Figure III-2.12.

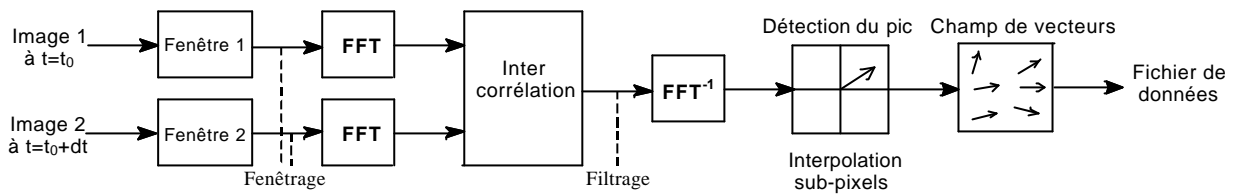


Figure III-2.12 : Algorithme de calcul du champ des vitesses.

2.4.3.4 Fenêtre d'interrogation

Chaque image, enregistrée par la caméra numérique, est d'abord divisée en petites régions rectangulaires que l'on nomme fenêtres d'interrogation et à l'intérieur desquelles un vecteur est calculé. La taille de ces fenêtres (en pixels) est fixée par l'utilisateur et détermine le nombre total de vecteurs qui seront calculés pour un couple d'images. Dans notre cas, les fenêtres comportent 32×32 pixels, ce qui correspond à un bon compromis entre résolution spatiale et résolution dynamique (étendue de l'échelle des vitesses mesurables). En fait pour trouver la taille adéquate de cette fenêtre d'interrogation, deux aspects sont à prendre en considération :

⇒ le premier concerne l'obtention d'un bon rapport signal/bruit lors du calcul de la fonction de corrélation. Les vitesses mesurées, au sein d'une même fenêtre d'interrogation, doivent être homogènes impliquant que la plus petite échelle spatiale à résoudre doit être supérieure à la taille de la fenêtre.

⇒ le second concerne la précision des mesures : le déplacement d'une particule entre deux images ne doit pas excéder $\frac{1}{4}$ de la fenêtre d'interrogation (8 pixels au maximum dans notre cas). D'un autre côté, le déplacement minimum mesurable d'une particule peut être inférieur à un pixel (si utilisation de l'algorithme d'inter-corrélation). La fenêtre d'interrogation doit donc être aussi large que possible de façon à augmenter la résolution dynamique mais cela se fait au détriment du temps de traitement.

L'augmentation de la taille de la fenêtre d'interrogation n'est donc pas forcément le meilleur choix pour obtenir une bonne précision. En revanche, il existe une méthode dite de recouvrement qui permet, en chevauchant les fenêtres d'interrogation, à la fois de réduire le bruit cyclique généré lors du calcul des transformées de FOURIER et d'augmenter la précision du traitement.

2.4.3.5 Recouvrement des fenêtres

Afin de ne pas perdre d'informations entre chaque fenêtre d'interrogation et de réduire le bruit cyclique généré lors du calcul des transformées de FOURIER, il est préférable d'imposer un recouvrement entre deux fenêtres adjacentes. Ainsi, les informations qui ne sont pas contenues dans une fenêtre d'interrogation seront utilisées dans une fenêtre différente chevauchant en partie la première. Cette perte d'information peut se produire lorsque les particules se trouvent aux extrémités (coins) des fenêtres d'interrogation. Par contre en imposant un chevauchement, il y a de fortes chances qu'on puisse récupérer ces informations. La Figure III-2.13 illustre ce phénomène. Cette procédure n'améliore pas sur le fond la résolution spatiale (le nombre de pixel étant le même) mais permet d'avoir plus de vecteurs sur une même image. Cela revient en fait à ajouter des vecteurs qui seraient obtenus par interpolation et qui sont d'un grand intérêt lors des calculs post-traitement (lignes de courant, vorticités, ...). Il faut cependant noter que ces nouveaux vecteurs ont une signification physique réelle ce qui est différent de l'interpolation classique. La taille mémoire du buffer (RAM) nous a permis d'appliquer un taux de recouvrement de 75%⁶ : chaque fenêtre

⁶ Le temps de traitement des champs est évidemment fonction du nombre total de vecteurs qu'ils comportent.

occupe par conséquent les $3/8$ de la surface de la fenêtre adjacente. L'utilisateur peut donc contrôler le nombre de vecteurs désirés dans un champ à partir du taux de chevauchement.

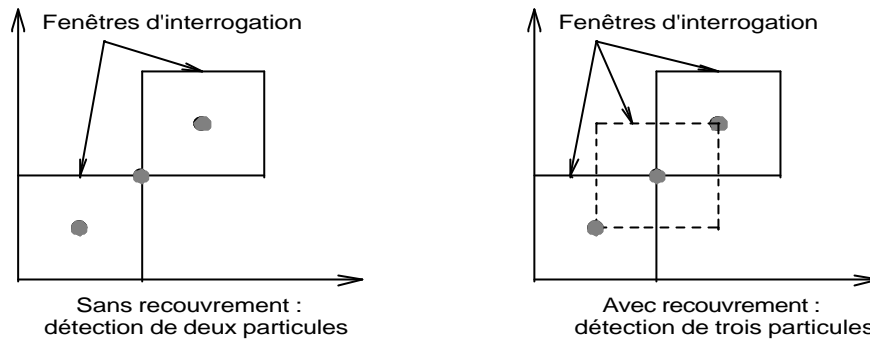


Figure III-2.13 : Détection de particules sans et avec recouvrement des fenêtres d'interrogation.

Tous ces paramètres étant fixés, il reste maintenant à vérifier la résolution spatiale des champs de vecteurs qui leur correspond.

2.4.3.6 Résolution spatiale des champs de vecteurs

Le nombre total de vecteurs de chaque champ est fonction de la résolution de la caméra CCD (1008×1018 pixels) et de la taille de la fenêtre d'interrogation (32×32 pixels). Il y a donc 1026144 pixels par image et 1024 pixels par fenêtre soit au total 961 fenêtres (ou vecteurs). Pour un chevauchement de 75% , le nombre de vecteurs contenus dans un champ passe à 123×124 (soit 15252). Les dimensions physiques du champ étant de 157.7×159.3 mm, la résolution spatiale moyenne est d'environ un vecteur pour 1.25×1.25 mm².

2.4.4 Post-traitement des champs de vecteurs

La PIV est une technique de mesure instantanée : toutes les informations sont échantillonnées au même instant. Il est par conséquent probable que certaines régions n'aient aucune signification physique. Pour remédier à ce problème, il existe des méthodes mathématiques qui permettent de valider ou non les champs de vecteurs. Ces procédures de validation, contrôlées via le logiciel d'acquisition FLOW-MANAGER (DANTEC), sont détaillées ci-après.

2.4.4.1 Méthodes de validation

Deux méthodes de validation ont été utilisées afin traiter les champs de vecteurs bruts. Celles-ci permettent de valider ou bien au contraire rejeter les vecteurs suivant certains critères fixés par l'utilisateur.

⇒ **Validation des pics de corrélation** : Ce critère valide ou rejette chaque vecteur en se basant sur la hauteur et la largeur du pic de corrélation. Le pic le plus élevé correspond normalement au signal tandis que le second est plutôt associé au bruit. Pour cela, on calcule le rapport (k) entre les deux plus hauts pics de corrélation. L'utilisateur, qui fixe par avance une valeur à ce rapport ($k = 1.2$ dans notre cas), peut ainsi gérer les cas pour lesquels la détermination du vecteur risque d'être faussée.

⇒ **Validation du module de la vitesse** : Ce critère valide ou rejette chaque vecteur en se basant sur un critère de vitesse. L'utilisateur fixe une valeur plafond du module de la vitesse ($V = 50 \text{ m/s}$ dans notre cas) au delà de laquelle il estime que les vitesses calculées seront erronées. Il est par conséquent nécessaire d'avoir une légère connaissance des phénomènes susceptibles de se développer. A noter que l'on peut aussi agir individuellement sur chaque composante de la vitesse.

La Figure III-2.14 rend compte de l'évolution d'un champ de vecteurs brut instantané pour aboutir finalement au champ validé. On peut s'attendre à avoir de nombreux vecteurs rejetés dans les zones d'ombre situées entre et derrière les cylindres.

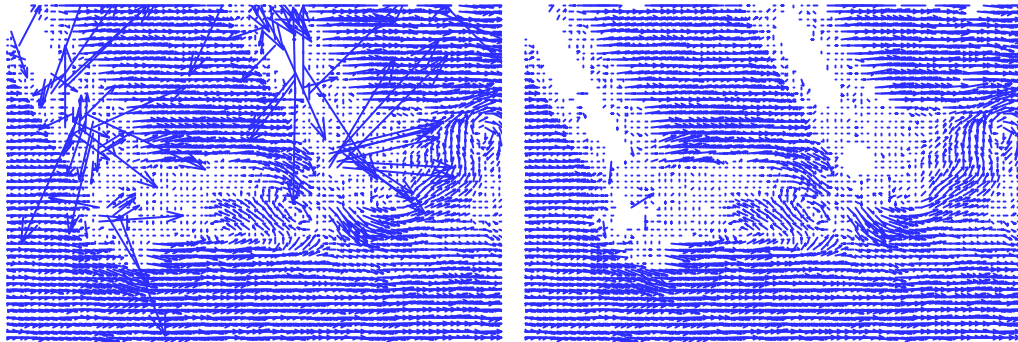


Figure III-2.14 : Champ de vecteurs brut et validés.

Enfin, on calcule le champ de vitesse moyen à partir de l'ensemble des champs de vecteurs calculés sur chaque couple d'images ainsi que les propriétés statistiques (moyenne, variance, écart-type, coefficient de corrélation, ...). Les moyennes sont réalisées, quelle que soit la configuration de cylindre étudiée, sur 225 champs de vecteurs. Dans le cadre de notre étude sur les couplages non-linéaires, qui sont des phénomènes aléatoires, on utilisera une technique peu habituelle puisqu'il s'agit de travailler sur les champs de vecteurs instantanés. Pour cela, une étude systématique cas par cas des 225 champs de vecteurs est réalisée. De cette procédure, on garde uniquement les champs ayant un faible taux de vecteurs rejetés. Travailler sur un champ moyen conduit à faire disparaître tout phénomène de couplage.

2.4.4.2 Post-traitement hors logiciel

A partir du logiciel FLOW-MANAGER, pour chaque configuration de cylindre, on sélectionne une trentaine de champs de vecteurs instantanés auxquels on applique un changement de repère. Les vecteurs faussés (correspondant à des niveaux élevés de vitesse) sont purement éliminés des champs. Une routine permet de retrouver les coordonnées des points se situant à l'intérieur des surfaces définies par les cylindres et d'affecter aux composantes de la vitesse correspondantes une valeur de 100 m/s , ce qui facilitera, par la suite, le traitement sous d'autres logiciels.

En résumé, la technique PIV repose essentiellement sur l'aptitude de la caméra CCD à capter les positions initiale et finale des particules contenues dans l'écoulement afin de pouvoir calculer les champs de vecteurs correspondants. La qualité des mesures dépend donc de la qualité des images enregistrées. Pour cela, il faut conjuguer un bon ensemencement avec une bonne illumination. Une densité de particules trop importante peut empêcher la caméra de capter le moindre déplacement.

Afin d'étudier les signaux provenant des couplages non-linéaires, on se propose d'utiliser une nouvelle technique de traitement du signal : l'analyse polyspectrale à l'ordre 3 plus connue sous le

nom d'analyse bispectrale. Cette technique fait partie de ce que l'on appelle la statistique d'ordre supérieur (HOS). On présente dans les paragraphes qui suivent, de façon sommaire, les techniques HOS à l'ordre trois. Pour plus de détails, le lecteur peut se reporter à **NIKIAS** et **PETROPULU** (1993) ou encore à **NOGER** (1996).

2.5 Statistique d'ordre supérieur (HOS)

La statistique d'ordre supérieur est aussi connue sous le nom d'analyse polyspectrale. Elle constitue une extension des mesures du second ordre habituellement utilisées (telles que le spectre de puissance ou la fonction d'auto-corrélation) vers des ordres plus élevés. La fonction de corrélation peut être vue comme une fonction du temps qui fournit une mesure possible du degré de ressemblance ou de dissemblance de deux signaux.

Les mesures du second ordre donnent de bons résultats si le signal a une fonction de densité de probabilité gaussienne (normale), mais la plupart des signaux réels sont non-gaussiens. Le principal inconvénient de ces mesures est alors d'éliminer toutes relations de phase entre les composantes fréquentielles. Dans le cas d'un système linéaire, les moments du premier et du second ordre du signal suffisent pour donner une interprétation physique à la densité spectrale. Lorsqu'on a affaire à un phénomène non-linéaire, les spectres de puissance du second ordre ne fournissent pas assez d'information pour un examen complet des aspects non-linéaires. Pour étudier ces processus, on est donc amené à utiliser des moments du troisième ordre voire d'ordre encore plus élevé.

2.5.1 Intérêts des techniques HOS

En général, trois motivations justifient l'utilisation de l'analyse polyspectrale dans le traitement du signal :

- ⇒ supprimer les processus de bruit gaussien dans la détection de caractéristiques spectrales inconnues : pour les processus gaussiens, les spectres de cumulants⁷ d'ordre supérieur à deux sont identiquement nuls,
- ⇒ pouvoir reconstruire la phase et l'amplitude de signaux ou de systèmes : les polyspectres ont la propriété de préserver le caractère authentique de la phase des signaux contrairement à la fonction d'auto-corrélation qui supprime cette information (sauf si éventuellement le signal est à phase minimale),
- ⇒ détecter et caractériser les non-linéarités dans le temps.

Le spectre du troisième ordre est connu sous le nom de bispectre : il constitue un outil de diagnostic très utile dans les études expérimentales d'interactions non-linéaires d'ondes pour les processus aléatoires. En particulier, il a été montré (**KIM & POWERS**, 1979) que le spectre de bicohérence doit être utilisé pour distinguer les ondes couplées non-linéairement des ondes indépendantes spontanément excitées et pour mesurer la fraction de la puissance de l'onde due au couplage quadratique dans un spectre de fluctuations auto-excitées (ceci en mesurant le degré de couplage sans tenir compte de l'amplitude des ondes). La meilleure façon d'introduire les mesures

⁷ Associations spécifiques de moments (combinaisons linéaires). Par exemple, le moment d'ordre 2 s'écrit : $m_2^x(\mathbf{t}_1) = E[x(n)x(n+\mathbf{t}_1)]$ alors que le cumulants d'ordre 2 s'écrit : $c_2^x(\mathbf{t}_1) = m_2^x(\mathbf{t}_1) - (m_1^x)^2$.

HOS au troisième ordre est de présenter quelques définitions. Ci-dessous se trouvent les principales définitions des mesures HOS au troisième ordre, dans les domaines temporel et fréquentiel. On considèrera que le signal $x(n)$ est discret à moyenne nulle.

2.5.2 Domaine temporel

La mesure du second ordre correspond à la fonction d'auto-corrélation

$$R(m) = E [x(n) x(n + m)] \quad (\text{III-2.1})$$

et le troisième ordre, appelé moment d'ordre 3, s'écrit de la même façon :

$$M(m_1, m_2) = E [x(n) x(n + m_1) x(n + m_2)] \quad (\text{III-2.2})$$

où $E [\dots]$ représente l'espérance mathématique. On peut noter que le moment du troisième ordre dépend de deux retards m_1 et m_2 indépendants. Les moments d'ordres supérieurs peuvent être formés de façon similaire en ajoutant des termes de retard dans l'équation (III-2.2).

Dans le cas de signaux déterministes, on parle de moments tandis que dans le cas de signaux stochastiques ce sont les cumulants qui sont préférentiellement utilisés. Les cumulants du signal, qui peuvent être facilement déduits des moments, possèdent des propriétés mathématiques qui les rendent plus faciles d'utilisation dans le développement des techniques **HOS** (NIKIAS & PETROPULU, 1993). De plus, si le signal a une moyenne nulle, les cumulants d'ordres 2 et 3 sont respectivement identiques aux moments d'ordres 2 et 3.

2.5.3 Domaine fréquentiel

Dans ce domaine, la mesure du second ordre correspond au spectre de puissance $P(k)$, et peut être calculée de deux manières différentes :

⇒ à partir de la transformée de FOURIER discrète (DFT) de la fonction d'auto-corrélation :

$$P(k) = \text{DFT} [R(m)] \quad (\text{III-2.3})$$

⇒ à partir la transformée de FOURIER $X(k)$ du signal avec son complexe conjugué :

$$P(k) = E [X(k) X^*(k)] \quad (\text{III-2.4})$$

La mesure du troisième ordre, appelée bispectre $B(k, l)$, peut être calculée de façon similaire, soit

⇒ à partir de la transformée de FOURIER discrète bidimensionnelle (DDFT) du cumulants d'ordre 3 :

$$B(k, l) = \text{DDFT} [M(m_1, m_2)] \quad (\text{III-2.5})$$

⇨ à partir des transformées de FOURIER :

$$B(k, l) = E [X(k) X(l) X^*(k+l)] \quad (\text{III-2.6})$$

Les moments constituent des mesures qui permettent de décrire la forme de la fonction de densité de probabilité (pdf) du signal. Les mesures du moment d'ordre 1 donnent des indications sur l'emplacement de la pdf; celles du second ordre, apparentées à la variance du signal, mesure l'étendue de la pdf. Les mesures du troisième ordre (skewness, cumulants d'ordre 3 et bispectre) représentent le biais (symétrie) de la pdf, et celles du quatrième ordre (kurtosis, cumulants d'ordre 4 et trispectre) sont associées à l'aplatissement de la pdf.

2.5.4 Définition de l'interaction non-linéaire quadratique

On appelle interaction non-linéaire quadratique le couplage de deux ondes aux fréquences f_1 et f_2 et aux phases \mathbf{f}_1 et \mathbf{f}_2 qui créent une troisième onde à la fréquence f_3 et à la phase \mathbf{f}_3 , telles que les conditions suivantes soient respectées :

$$f_1 \pm f_2 \pm f_3 = 0 \quad (\text{III-2.7})$$

$$\mathbf{f}_1 \pm \mathbf{f}_2 \pm \mathbf{f}_3 = 0 \quad (\text{III-2.8})$$

Les harmoniques d'une onde sont des exemples classiques de ce type d'interaction non-linéaire ($f_3 = f_1 \pm f_2$ et $\mathbf{f}_3 = \mathbf{f}_1 \pm \mathbf{f}_2$).

2.5.5 Analyse des couplages non-linéaires quadratiques

KIM et **POWERS** (1978, 1979, 1980) ont utilisé le spectre de bicohérence comme outil pour détecter et quantifier les interactions non-linéaires (quadratiques) dans les applications de la physique des plasmas. De façon similaire au spectre de puissance qui s'écrit $P(k) = E [X_k X_k^*]$, ils définissent le bispectre par :

$$B(k, l) = B(f_k, f_l) = E [X_k X_l X_{k+l}^*] \quad (\text{III-2.9})$$

Contrairement au spectre de puissance qui est un scalaire, le bispectre est une quantité complexe qui peut donc se décomposer en une amplitude $|B(k, l)|$ et une phase $\angle B(k, l)$ (souvent appelée biphasé). Ces deux quantités sont fonction des composantes fréquentielles k et l (c'est-à-dire de la bifréquence (k, l)). De la même manière que l'on a $X_k = |X_k| e^{if_k}$, on peut décomposer $B(k, l)$ comme suit

$$|B(k, l)| = |X_k X_l X_{k+l}^*| \quad (\text{III-2.10})$$

$$\angle B(k, l) = \mathbf{f}_k + \mathbf{f}_l - \mathbf{f}_{k+l} = \text{Arctan} \left(\frac{\text{Im} [B(k, l)]}{\text{Re} [B(k, l)]} \right) \quad (\text{III-2.11})$$

Quand il y a un couplage non-linéaire, la biphase doit être nulle. La définition du bispectre (III-2.9) montre clairement que le bispectre $B(k, l)$ mesure la dépendance statistique entre les trois ondes. Si les ondes présentes à f_k , f_l et f_{k+l} sont des ondes indépendantes spontanément excitées, chaque onde sera caractérisée par une phase aléatoire statistiquement indépendante et la somme des phases des trois composantes spectrales sera distribuée aléatoirement sur $]-\pi, +\pi]$.

D'un autre côté, si les trois composantes spectrales sont couplées non-linéairement les unes avec les autres, la phase totale des trois ondes ne sera plus aléatoire bien que les phases de chaque onde changent aléatoirement pour chaque réalisation. La Figure III-2.15 illustre comment la transformée de Fourier aux fréquences f_k , f_l et f_{k+l} contribue à la formation du bispectre à la bifréquence (k, l) . Des exemples de spectres accompagnés de leurs bispectres sont donnés et interprétés à l'annexe III-A.

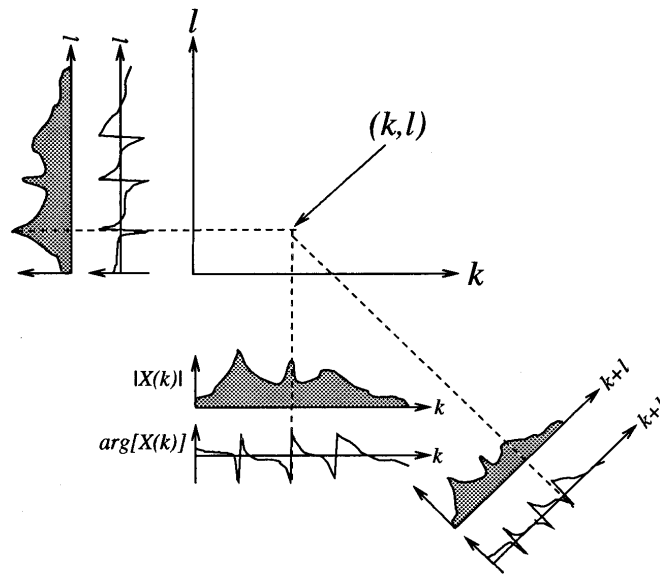


Figure III-2.15 : Contribution des amplitudes et des phases de la transformée de Fourier aux fréquences k , l et $k+l$ dans le bispectre (FACKRELL, 1996).

2.5.6 Définition de la bicohérence

La fonction de bicohérence est une version normalisée du bispectre. Elle est définie d'une manière analogue à la fonction de cohérence ordinaire $g_{xy}^2(k)$ qui mesure le degré de cohérence entre deux signaux.

Rappel : Il y a cohérence entre deux signaux s'ils comportent des composantes de même fréquence. La fonction de cohérence est définie par :

$$g_{xy}^2(k) = \frac{|S_{xy}(k)|^2}{S_{xx}(k)S_{yy}(k)} \quad \text{avec } 0 \leq g_{xy}^2(k) \leq 1 \quad (\text{III-2.12})$$

où $S_{xx}(f)$ est l'auto-densité spectrale de puissance définie par :

$$S_{xx}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E [X_k X_k^*] \quad (\text{III-2.13})$$

La densité spectrale (transformée de FOURIER de la fonction de corrélation) complète, dans l'espace fréquentiel, les mesures de similarité entre deux signaux. Fonction de la fréquence, elle reflète la contribution qu'apporte chaque fréquence à l'énergie ou à la puissance moyenne totale du signal.

La bicohérence mesure la cohérence de phase entre les composantes f_k, f_l et f_{k+l} due au couplage des ondes et peut être définie par

$$b^2(k, l) = \frac{|B(k, l)|^2}{P(k) P(l) P(k+l)} \quad (\text{III-2.14})$$

où B et P représentent respectivement le bispectre et le spectre de puissance définis précédemment, k et l sont des entiers qui représentent les $k^{\text{ième}}$ et $l^{\text{ième}}$ composantes des fréquences discrètes avec : $f_k = (k-1)\mathcal{D}$ et $f_l = (l-1)\mathcal{D}$. On trouve aussi une autre définition dans la littérature (KIM & POWERS, 1978) :

$$b^2(k, l) = \frac{|B(k, l)|^2}{E [|X_k X_l|^2] E [|X_{k+l}|^2]} \quad (\text{III-2.15})$$

La bicohérence, ainsi définie, donne une mesure quantitative du degré de cohérence (ou degré de couplage) entre les trois composantes spectrales f_k, f_l et f_{k+l} . On montre (en utilisant l'inégalité de SCHWARTZ) que la bicohérence $b^2(k, l)$ est bornée entre 0 et 1. On peut alors distinguer les trois cas suivants :

⇒ si les composantes spectrales f_k, f_l et f_{k+l} sont statistiquement indépendantes (i.e. les ondes en f_k, f_l et f_{k+l} sont indépendantes et spontanément excitées), la bicohérence est proche de 0 et il y a une absence totale de cohérence de phase,

⇒ s'il y a un couplage non-linéaire quadratique, mettant en jeu les composantes spectrales f_k, f_l et f_{k+l} (i.e. l'onde présente en f_{k+l} est excitée par le couplage des ondes en f_k et f_l), la bicohérence est proche de 1,

⇒ si la bicohérence prend une valeur intermédiaire, elle représente la fraction de l'énergie provenant d'un couplage non-linéaire quadratique entre les deux composantes de fréquence.

Enfin, la quantité $b^2(k, l) P(k+l)$ correspond à la puissance de l'onde en f_{k+l} due au couplage quadratique des ondes en f_k et f_l . Ainsi $b^2(k, l)$ mesure la fraction de puissance en f_{k+l} due au couplage des trois ondes.

2.5.7 Calcul numérique de la bicohérence

Il n'est pas nécessaire de calculer le bispectre et le spectre de bicohérence sur le plan fréquentiel bidimensionnel tout entier. On peut en effet dégager un certain nombre de relations de symétrie pour la bicohérence (NIKIAS & PETROPULU, 1993), obtenues à partir de celles des transformées de FOURIER ($X_{-k} = X_k^*$). La limitation de l'échantillonnage par la fréquence de NYQUIST ($f_N = \frac{1}{2\Delta t}$ où Δt est le pas d'échantillonnage) détermine ainsi un domaine de calcul hexagonal défini par

$$\begin{cases} -q \leq k \leq q \\ -q \leq l \leq q \\ -q \leq k+l \leq q \end{cases} \quad (\text{III-2.16})$$

où $q = \frac{f_N}{\Delta f}$ et $\Delta f = \frac{1}{T}$ (Δf est la largeur de bande élémentaire). La prise en compte de l'ensemble des relations de symétrie réduit le domaine de calcul de la bicohérence (appelé domaine principal) dans le plan (f_k, f_l) à un triangle délimité par

$$0 \leq l \leq \frac{N}{4} \quad \text{et} \quad l \leq k \leq \frac{N}{2} - l \quad (\text{III-2.17})$$

Afin de calculer numériquement la bicohérence, on suppose que le signal $x(t)$ est à bande limitée et que le pas d'échantillonnage est suffisamment petit pour que la fréquence de NYQUIST f_N soit plus grande que toutes les composantes spectrales présentes dans le signal $x(t)$. La largeur de bande élémentaire $\Delta f = \frac{1}{T}$ doit être inférieure à $|f_k - f_l|$ pour avoir une résolution fréquentielle correcte.

Deux techniques principales permettent d'estimer le bispectre (i.e. la bicohérence) : on distingue les méthodes directe et indirecte qui donnent évidemment des résultats similaires (ELGAR & SEBERT, 1989). On se contentera ici d'utiliser la méthode directe qui est plus facile d'utilisation et de programmation et dont l'algorithme est donné à l'annexe III-A.

Afin de mieux se rendre compte de l'utilité d'une telle technique de traitement du signal, un exemple de signal académique, proposé par KIM et POWERS (1979), est traité et discuté dans cette même annexe. Cet exemple permet de mieux se rendre compte de la contribution des couplages non-linéaires quadratiques sur le spectre et la bicohérence.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux des champs acoustique et aérodynamique engendrés par les deux cylindres

On se propose maintenant d'apporter notre contribution à ces phénomènes aéroacoustiques en effectuant des mesures de rayonnement acoustique en champ lointain ainsi que des visualisations et des mesures de vitesse par PIV autour des cylindres pour de nombreuses configurations.

On rappelle qu'il n'existe pas à notre connaissance d'études acoustiques sur ces phénomènes non-linéaires.

3.1 Principe des mesures acoustique et aérodynamique

Bien que les mesures acoustiques aient été effectuées pour trois diamètres différents de cylindre (respectivement 8, 12 et 16 mm), on ne présentera ici que les résultats correspondant au diamètre de 8 mm. Les paramètres de similitude, d'une configuration de cylindre à l'autre, sont le nombre de STROUHAL basé sur le diamètre D du cylindre et le rapport de l'espacement inter-cylindre sur le diamètre des cylindres (d/D). Les mesures acoustiques sont interprétées à l'aide des visualisations et champs de vitesses obtenus par PIV autour de cylindres de diamètre 12 mm. Les expériences ont été menées pour 10 écartements (1.1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 5, 6 et 7D) et 11 incidences différentes (0, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90°). la vitesse amont est fixée à 32.6 m/s et les cylindres ont un diamètre identique de 8 mm : on se trouve par conséquent dans le régime subcritique ($Re \gg 1.7 \cdot 10^4$). Les signaux sont échantillonnés à une fréquence de 16384 Hz sur une durée de 9s. On rappelle que l'analyse spectrale est effectuée sur 70 enregistrements de 2048 échantillons à l'intérieur de la bande de fréquence 0-6400 Hz ($\Delta f = 8$ Hz) alors que l'analyse bispectrale est effectuée sur 140 enregistrements de 1024 échantillons avec une résolution fréquentielle de 16 Hz.

Pour la partie aérodynamique, tous les arrangements possibles n'ont évidemment pas pu être étudiés contrairement aux mesures acoustiques, du fait de l'importante masse de données générée pour chaque configuration testée (de l'ordre de 500 Mo par configuration). Ce sont essentiellement les résultats des mesures acoustiques qui ont orienté notre choix sur un certain nombre de configurations nous semblant "intéressantes" à approfondir. On rappelle que la vitesse la plus élevée de la soufflerie a été utilisée (38 m/s) et que la nappe laser se situe à mi-écartement des cylindres (90 mm) afin de limiter les effets de la couche limite (épaisse d'environ 15 mm au niveau

des cylindres) ainsi que les effets de bout des cylindres. Ces derniers ont un diamètre de 12 mm et le nombre de REYNOLDS se situe toujours dans le régime subcritique (environ 3.10^4). Enfin, pour toutes les visualisations présentées, l'écoulement va de la gauche vers la droite.

Les mesures acoustiques et aérodynamiques ne se déroulent donc pas exactement dans les mêmes conditions. En effet, afin de limiter au maximum les gênes liées aux caractéristiques de la soufflerie (mode de la chambre, fréquence des pales), il est préférable d'utiliser des cylindres de diamètre de 8 mm (fréquence de STROUHAL plus élevée). En revanche, la précision maximale des mesures par PIV étant de l'ordre d'un vecteur pour $1.25 \times 1.25\text{ mm}^2$, on a choisi des cylindres de 12 mm de diamètre permettant d'obtenir une bonne résolution dans le sillage.

Les résultats de l'ensemble des mesures sont présentés à l'identique du plan utilisé lors de la bibliographie : la configuration côte à côte est abordée en premier puis suivent les configurations en tandem et enfin en incidence quelconque. Le but n'étant pas de refaire ce qui a déjà été étudié dans la littérature, on insistera essentiellement sur la dernière configuration qui est à l'origine des plus forts couplages.

3.2 Écoulement autour d'un cylindre circulaire seul

Le spectre est caractérisé par un seul pic distinct d'amplitude 63.2 dB (Figure III-3.1) à la fréquence de STROUHAL (0.205 soit une fréquence de l'ordre de 820 Hz). Le pic de Strouhal est accompagné de deux fréquences collatérales traduisant un couplage avec une basse fréquence caractéristique de la soufflerie. Malheureusement, les calculs de bicohérence appliqués à ce cas sont vains puisque les basses fréquences sont filtrées afin d'augmenter la dynamique de mesure.

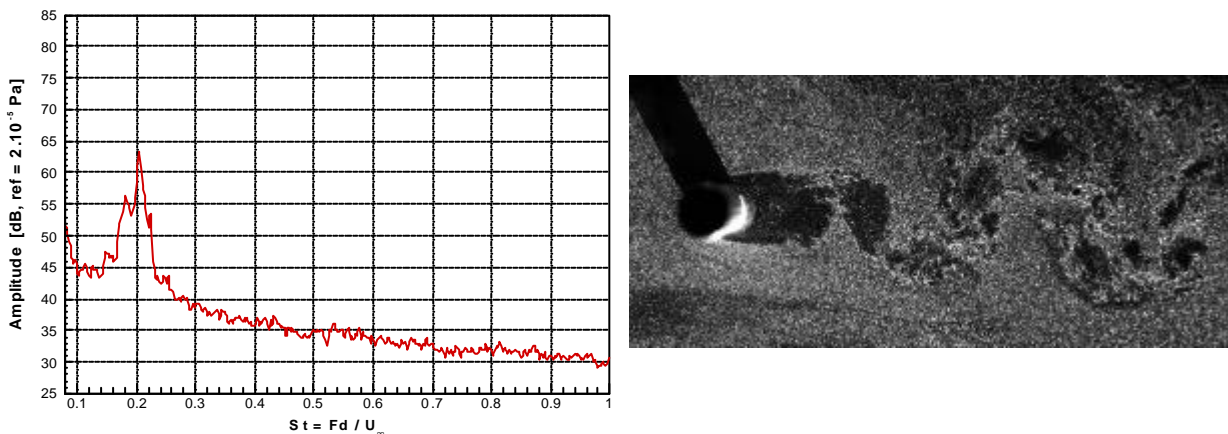


Figure III-3.1 : Spectre d'un cylindre seul de diamètre 8 mm et visualisation correspondante pour un diamètre de 12 mm.

Dans le cas d'un cylindre seul soumis à un écoulement uniforme, le spectre suffit à caractériser le phénomène tourbillonnaire car aucune interaction de sillage ne peut être générée. Les visualisations montrent en effet très clairement le développement libre de l'allée de KARMAN due au lâcher alternatif des tourbillons du cylindre.

On se propose maintenant d'étudier l'influence que peut avoir le sillage d'un des cylindres sur le développement du second : on parle alors de couplages (ou interactions) non-linéaires quadratiques entre les cylindres.

3.3 Écoulement autour de deux cylindres circulaires

On a vu lors de l'étude bibliographique que deux paramètres jouaient un rôle essentiel dans l'apparition des oscillations. Le premier concerne l'écartement inter-cylindre (axe à axe) d tandis que le second correspond à l'incidence relative α que forment les cylindres avec l'écoulement. La fréquence du lâcher tourbillonnaire des deux cylindres dépend des valeurs prises par ces deux paramètres. Avant de présenter les résultats concernant les différents arrangements de cylindres, on précise ce qu'on entend par interactions non-linéaires.

3.3.1 Interaction non-linéaires quadratiques

On parle d'interactions non-linéaires lorsque les tourbillons d'un des cylindres viennent impacter sur le second cylindre, modifiant ainsi sa fréquence naturelle de lâcher de tourbillons. Lorsque ce phénomène se produit, il existe un bouclage aéroacoustique (feedback) : celui-ci est attribué à l'impact des tourbillons du premier cylindre sur le second qui entraîne la génération d'ondes de pression remontant l'écoulement. Lorsque celles-ci atteignent le premier cylindre, elles peuvent sous certaines conditions piloter le détachement des tourbillons suivant. Ces couplages augmentent grandement le bruit rayonné et sont à l'origine de l'apparition de nombreuses harmoniques dans les spectres. Suite à ces propos, on peut s'attendre à observer des couplages non-linéaires dans les configurations où les cylindres sont placés en incidence quelconque ainsi que pour certains arrangements en tandem qui seront définis. La configuration de cylindre côte à côte reste un cas un peu particulier puisque les deux cylindres ne se trouvent jamais dans le sillage de l'un ou de l'autre.

On se propose maintenant d'étudier dans quels cas ce type de bouclage peut apparaître. Notre travail s'articule autour des deux paramètres précédemment cités : on fixe un angle α et on étudie l'influence de l'espacement inter-cylindre d/D . Pour chaque configuration, le spectre du cylindre seul (Figure III-3.1) sert de référence et est représenté sur chaque figure. Tous les arrangements étudiés sont regroupés dans l'annexe III-B sous forme de courbes de niveaux.

3.3.2 Cylindres côte à côte ($\alpha = 90^\circ$)

Cette première configuration est certainement celle qui a fait l'objet du plus grand nombre d'études : elle correspond à un angle α fixe de 90° entre les cylindres (Figure III-3.2). On s'intéresse aux variations l'écartement inter-cylindre d/D . Suivant la valeur de ce paramètre, on rencontre deux types d'interactions : l'interaction dite faible pour un écartement élevé et l'interaction dite forte pour un faible écartement. La Figure III-3.3 regroupe l'ensemble des résultats concernant les configurations de cylindre côte à côte.

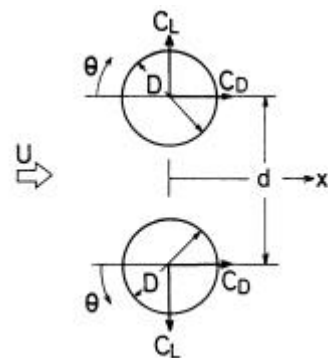


Figure III-3.2 : Cylindres côte à côte.

Les deux types d'interactions rencontrées (faible et forte) sont d'abord détaillés puis on discute ensuite une troisième configuration qui fait apparaître un phénomène qu'on nomme bistabilité.

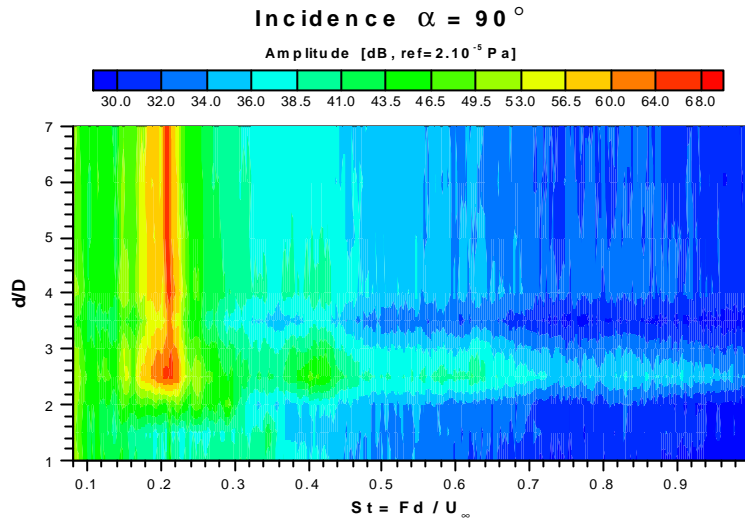


Figure III-3.3 : Courbes de niveaux de la pression acoustique pour l'arrangement côte à côte.

3.3.2.1 Interaction faible

Dans cette configuration, l'écartement inter-cylindre est suffisamment grand pour qu'on puisse considérer que les deux sillages soient indépendants l'un de l'autre. Ceci se produit lorsque $d/D > 2$. Cependant, plusieurs types d'écoulements peuvent être rencontrés suivant que l'écartement est important ou très important.

Lorsque l'écartement est très important ($d/D > 3$), les deux allées tourbillonnaires des cylindres tendent à se développer indépendamment et préférentiellement en opposition de phase comme le précise la Figure III-3.4. On retrouve alors le nombre de STROUHAL classique autour 0.21 (61dB), correspondant à celui du cylindre seul (noté $D = 8$ mm sur la figure). Dans toutes nos visualisations et à l'identique de WILLIAMSON (1985), on observe que le développement des deux allées tourbillonnaires s'effectue en opposition de phase. La bicohérence ne fait pas apparaître de couplage, la synchronisation temporelle ou non des sillages n'engendrant pas de phénomènes non-linéaires. Loin en aval, les sillages fusionnent pour ne former qu'une seule allée de KARMAN de plus grande amplitude due à l'appariement des tourbillons voisins.

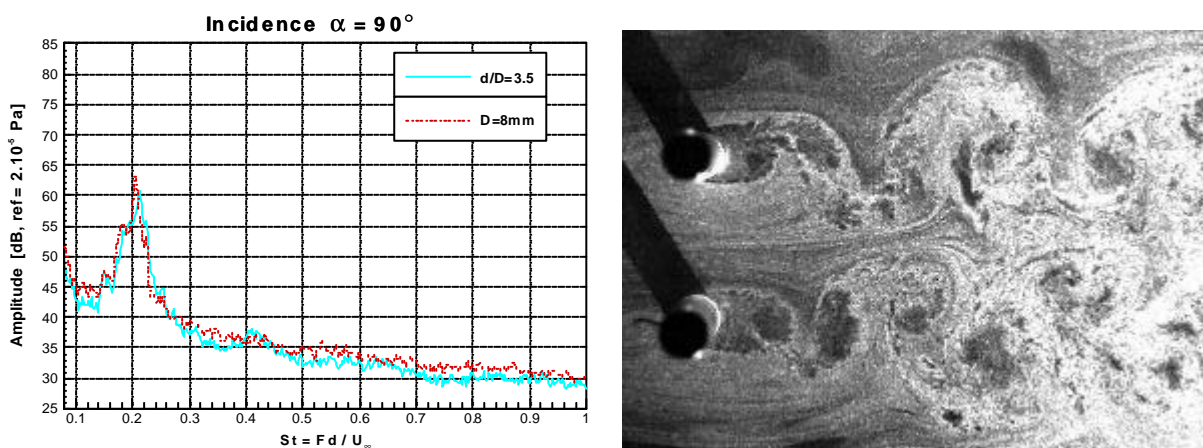


Figure III-3.4 : Spectre et visualisation des allées tourbillonnaires en opposition de phase correspondant à l'écartement $3.5D$.

Lorsque l'écartement diminue à $2.5D$, le spectre (Figure III-3.5) comporte le pic de STROUHAL des deux cylindres ainsi que la première harmonique de ce pic ($\gg 0.41$), indiquant un

premier changement par rapport à la configuration précédente. Le bruit de fond a légèrement augmenté (environ 4 dB). Il est aussi intéressant de noter que le spectre de bicohérence, bien que toujours quasi plat, montre les premiers signes de couplage entre les deux fréquences présentes dans le spectre. Cependant, on ne peut pas encore parler d'interactions non-linéaires telles qu'elles ont été définies au paragraphe § 3.3.1 : il n'existe, en effet, aucune situation de maître et d'esclave d'un cylindre par rapport à l'autre.

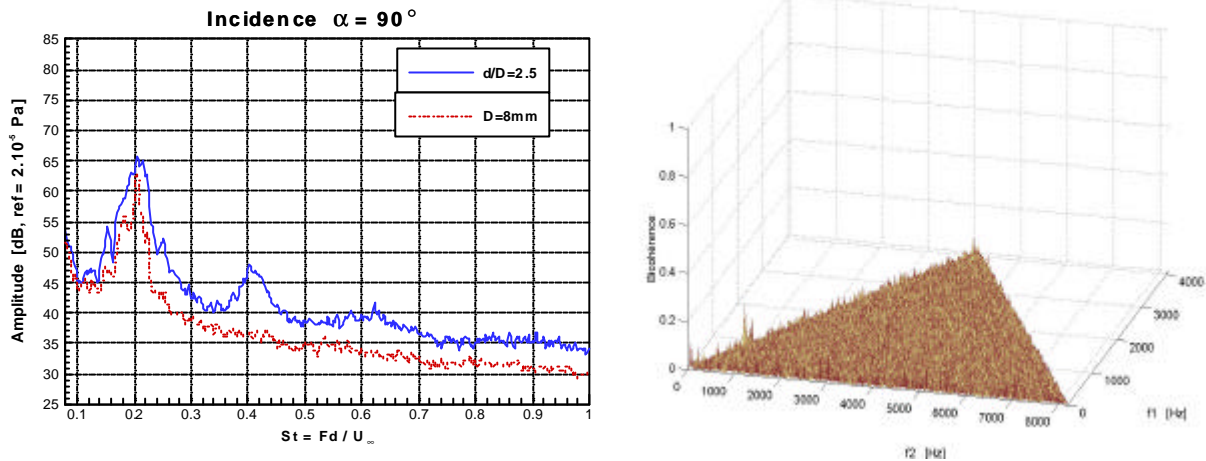


Figure III-3.5 : Spectre et bicohérence correspondant à l'écartement $2.5D$.

L'interaction entre les sillages des deux cylindres est encore très faible mais les visualisations obtenues par PIV (Figure III-3.6) montrent que l'on peut rencontrer deux types de structures : la première pour laquelle le détachement tourbillonnaire des deux cylindres se produit en phase et la seconde où les tourbillons de chaque cylindre sont lâchés en opposition de phase. Comme précisé dans la bibliographie, cette dernière configuration est la plus souvent rencontrée (ISHIGAI & AL. 1972, BEARMAN & WADCOCK 1973, QUADFLIEG 1977) : c'est aussi le sentiment général qui ressort de nos différentes visualisations.

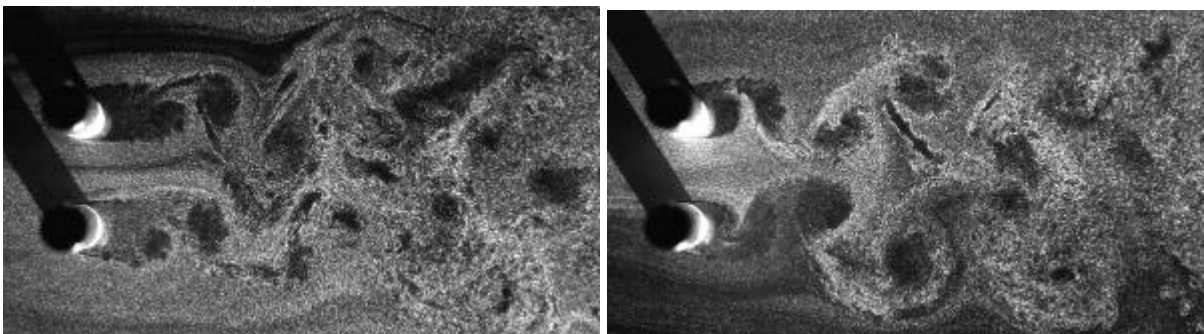


Figure III-3.6 : Lâchers de tourbillons en phase et en opposition de phase ($d=2.5D$).

3.3.2.2 Interaction forte

Pour un écartement très petit ($1.1D$), trois pics très fins se distinguent du bruit de fond (Figure III-3.7) et confirment l'interaction entre les deux sillages. Le premier de ces pics (0.11) correspond au nombre de STROUHAL d'un solide de dimension double : les deux cylindres se comportent de la même façon qu'un obstacle de diamètre $2D$ (Figure III-3.7). L'harmonique de ce pic figure également dans le spectre. Cependant, du fait de l'absence de pic distinct dans le spectre et de la résolution fréquentielle adoptée, la bicohérence reste quasi plate et ne permet donc pas d'apporter d'informations complémentaires sur ce phénomène.

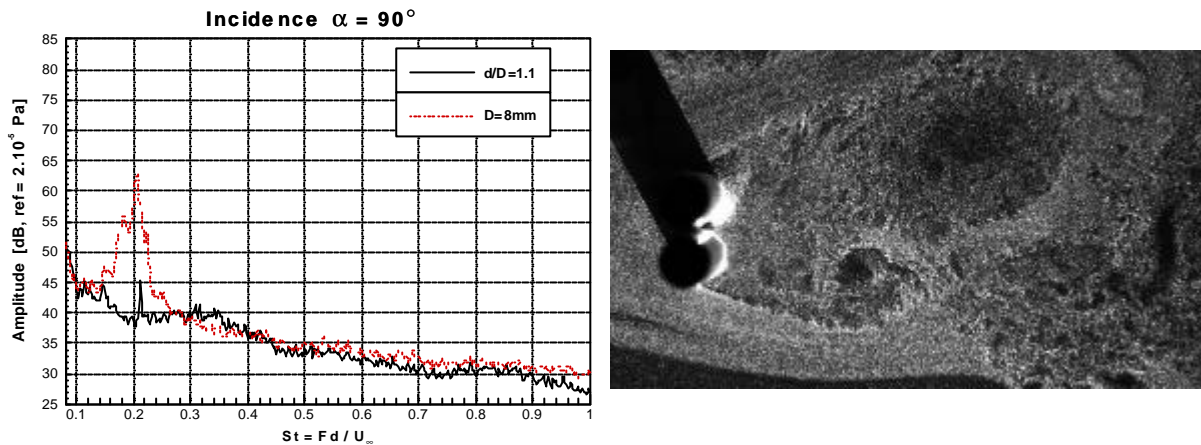


Figure III-3.7 : Spectre et visualisation correspondante à l'écartement $1.1D$.

On notera tout de même les premiers signes d'un jet inter-cylindre alimentant et désorganisant le sillage juste en aval des cylindres. Ceci explique en partie l'absence de pics distincts dans le spectre. Loin en aval des cylindres, une allée de KARMAN de grande amplitude se forme.

3.3.2.3 Bistabilité

Il existe un espacement inter-cylindre critique ($1.5D < d < 2D$) pour lequel l'écoulement est bistable (ZDRAVKOVICH, 1977a). Une des principales caractéristiques de ce type d'écoulement réside dans l'apparition d'un jet biaisé entre les cylindres (Figure III-3.9) qui divise le sillage en deux parties : un sillage fin et un sillage épais. La déviation de ce jet vers l'un ou l'autre des cylindres est aléatoire et dépend, comme certains le précisent, du nombre de REYNOLDS ainsi que des conditions d'écoulement amont. Le spectre de la Figure III-3.8 indique, comme dans le cas précédent, la présence de trois pics : le premier (0.11) est noyé dans les basses fréquences et correspond au sillage le plus épais, le second (0.21) correspond à son harmonique tandis que le troisième (0.35) provient du sillage fin. Il ressort aussi que les niveaux basse fréquence du spectre ont considérablement diminué.

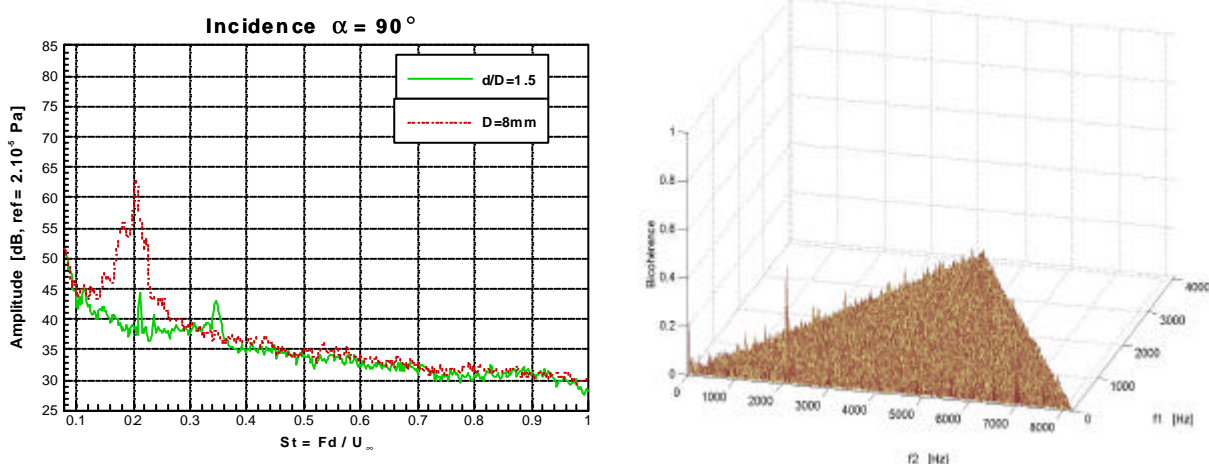


Figure III-3.8 : Spectre et bicohérence correspondant à l'écartement $1.5D$.

Lorsque le phénomène de bistabilité apparaît, un des cylindres (celui vers lequel le jet est dévié) développe un sillage fin qui comporte donc les fréquences les plus élevées. Le sillage de l'autre cylindre impose sa fréquence à l'allée tourbillonnaire qui se développe loin en aval. Le pic

présent dans le spectre de bicohérence (de l'ordre de 0.35) confirme le couplage entre les hautes et basses fréquence présentes dans le sillage. Les spectres de fils chauds de nombreux expérimentateurs (**ISHIGAI & AL.** 1972, **BEARMAN & WADCOCK** 1973) permettent une meilleure interprétation de ce phénomène de battement du jet mais le microphone permet en contrepartie, malgré les problèmes liés au bruit de fond de la soufflerie, d'en estimer le rayonnement en champ lointain. Les amplitudes des différents pics restent très faibles du fait de l'absence de lâcher tourbillonnaire distinct.

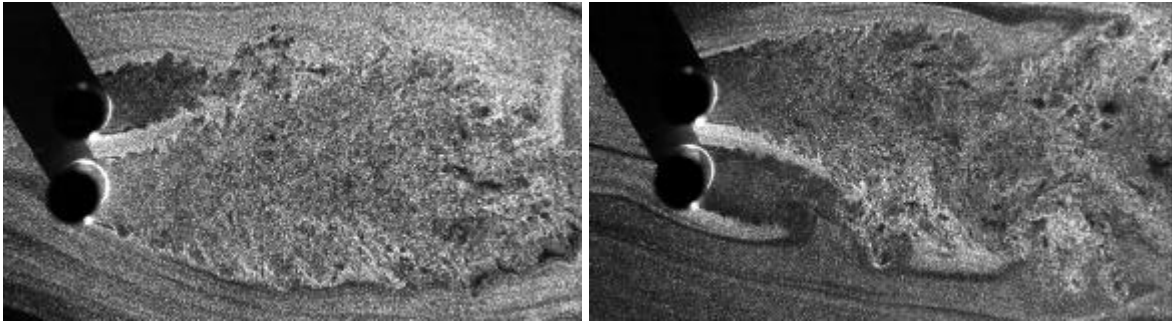


Figure III-3.9 : Déflexion aléatoire du jet inter-cylindre vers l'un ou l'autre des cylindres ($d=1.5D$).

3.3.2.4 Conclusion

Tant que l'écartement des cylindres reste inférieur à la valeur critique (autour de $1.5D$ dans notre cas), les deux cylindres se comportent comme un solide de dimension double. (de maître-couple $2D$). Le jet inter-cylindre est trop faible pour désorganiser le sillage en aval des cylindre. A l'espacement critique, il existe un jet inter-cylindre biaisé et bistable (dont l'orientation est aléatoire) qui divise le sillage en deux parties (**HORI**, 1959). On retrouve dans les spectres une fréquence élevée qui correspond au sillage le plus fin et une basse fréquence qui correspond au sillage le plus épais (**ISHIGAI & AL.**, 1972). Enfin, quand l'écartement des cylindres est supérieur à la valeur critique, les deux cylindres développent leurs allées tourbillons qui ont pour seul point commun le lien temporel. Les allées peuvent se développer en phase ou bien au contraire en opposition de phase (configuration la plus stable et la plus généralement obtenue).

3.3.3 Cylindres en tandem ($\alpha = 0^\circ$)

La deuxième configuration de cylindres correspond à l'arrangement en tandem : les cylindres sont donc placés l'un derrière l'autre (Figure III-3.10). Les phénomènes observés diffèrent grandement de ceux concernant la configuration précédente. Il existe une multitude de positions des cylindres, regroupées sur la Figure III-3.11, pour lesquelles la dynamique des sillages est complètement modifiée.

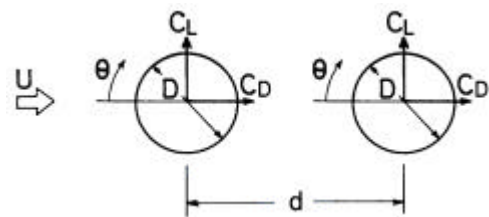


Figure III-3.10 : Cylindres en tandem.

Globalement on retrouve la fréquence (très étalée) du lâcher de tourbillonnaire classique, correspondant à un nombre de STROUHAL se situant autour de 0.19 . Cependant, deux zones principales sont observées suivant que l'espacement inter-cylindre est faible ou important. Comme pour la configuration de cylindres côte à côte, tant que l'espacement inter-cylindre reste inférieur à l'écartement critique, le détachement des tourbillons du cylindre amont est influencé par le cylindre aval.

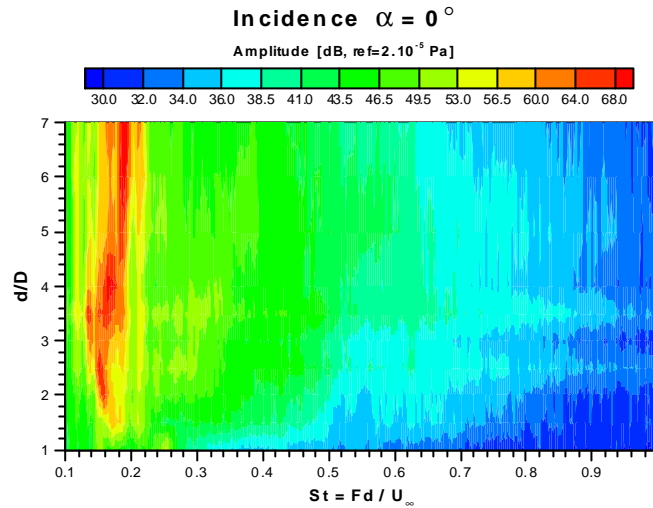


Figure III-3.11 : Courbes de niveau de la pression acoustique pour l'arrangement en tandem.

3.3.3.1 Faibles espacements

L'espacement reste faible tant qu'il ne dépasse pas une certaine valeur critique, cas qui est détaillé au § 3.3.3.2. Pour un très faible écartement ($1.1D$), les cylindres ne forment qu'un seul corps solide de forme allongée. La couche de cisaillement du cylindre amont ne recolle pas sur le cylindre aval et une région de fluide mort apparaît entre les deux cylindres. Le spectre de la Figure III-3.12 met en évidence la coexistence de deux pics respectivement en 0.15 et 0.26 d'amplitudes respectives 51 dB et 54 dB. Le second pic correspond aux mesures de fils chauds effectuées par **IGARASHI** (1981) : l'allée tourbillonnaire a une grande amplitude et les tourbillons sont lâchés uniquement par le cylindre aval (Figure III-3.12). La bicohérence ne fait pas apparaître de couplages.

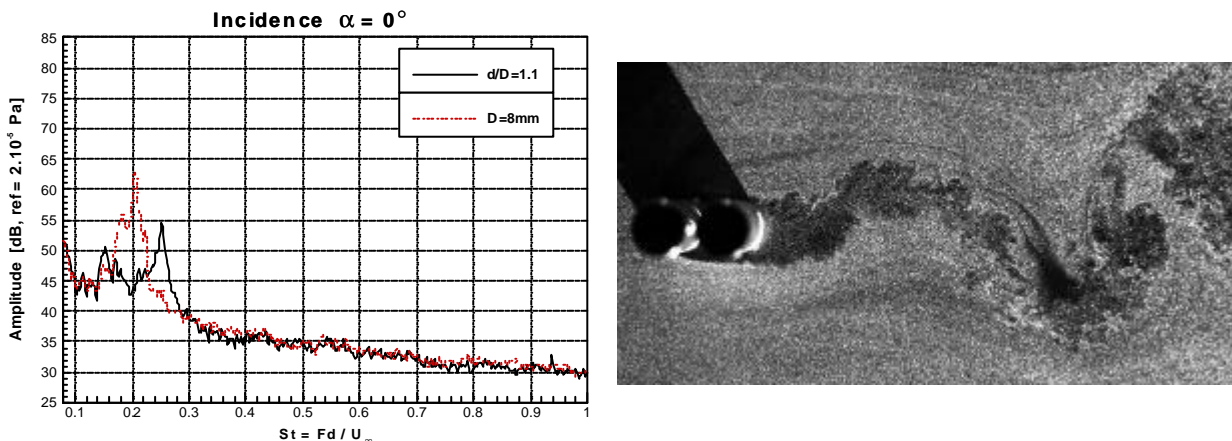


Figure III-3.12 : Spectre et visualisation correspondante à l'écartement $1.1D$.

Lorsque l'écartement augmente jusqu'à $1.5D$, les cylindres ne forment toujours qu'un seul corps de forme allongée. On observe toujours la coexistence de deux pics (respectivement 0.17 et 0.21 , Figure III-3.13) qui se rapprochent, reflétant le changement de caractéristiques dans le développement des couches de cisaillement du cylindre amont.

Le pic de plus faible STROUHAL devient prépondérant voit son amplitude augmenter à 59 dB alors que le second pic reste à 54 dB. Une explication possible de ce changement réside dans le fait que l'écartement $1.5D$ conduit à une situation instable, en ce sens que la couche de cisaillement du

cylindre amont hésite entre deux positions intermittentes : soit enrober le cylindre aval ou bien au contraire impacter à sa surface.

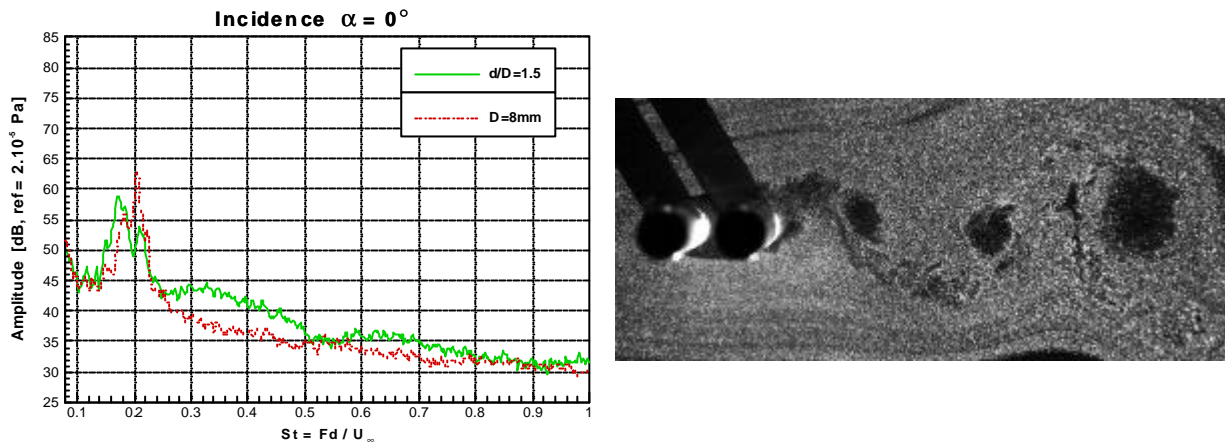


Figure III-3.13 : Spectre et visualisation correspondante à l'écartement $1.5D$.

A mesure que l'écartement augmente à $2.5D$, le pic ($S_t=0.16$) devient de plus en plus fin indiquant un rattachement plus marqué de la couche de cisaillement du cylindre amont sur le cylindre aval (Figure III-3.14). Cependant, ce phénomène n'est pas assez prolongé et constant dans le temps pour que la bicohérence puisse apporter des informations significatives.

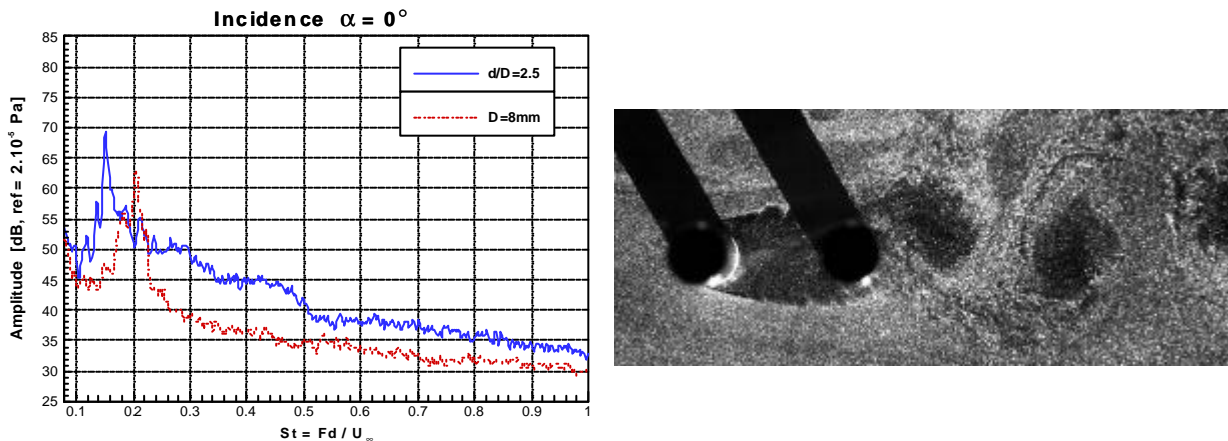


Figure III-3.14 : Spectre et visualisation correspondante à l'écartement $2.5D$.

3.3.3.2 Espacement critique

Quand on se trouve à l'espacement critique, de l'ordre de $3.5D$, le spectre (Figure III-3.15) comporte un pic épais centré en 0.155 , indiquant un comportement inhabituel et intermittent dans cette configuration. En fait, lorsqu'on se trouve à l'espacement critique, les tourbillons, lâchés par le premier cylindre, peuvent impacter ou non à la surface du second. La bicohérence montre d'ailleurs un pic d'amplitude 0.17 pouvant traduire cette hésitation (intermittence). Cette faible amplitude est à relier avec le manque de synchronisation temporelle entre les tourbillons des deux cylindres.

Les visualisations obtenues par PIV (Figure III-3.16) permettent d'appuyer ces explications : dans un premier cas (photographie de gauche) l'une des deux couches cisailées du cylindre amont vient impacter sur le cylindre aval tandis que dans le second cas (photographie de droite) le cylindre aval est noyé dans le sillage du cylindre amont.

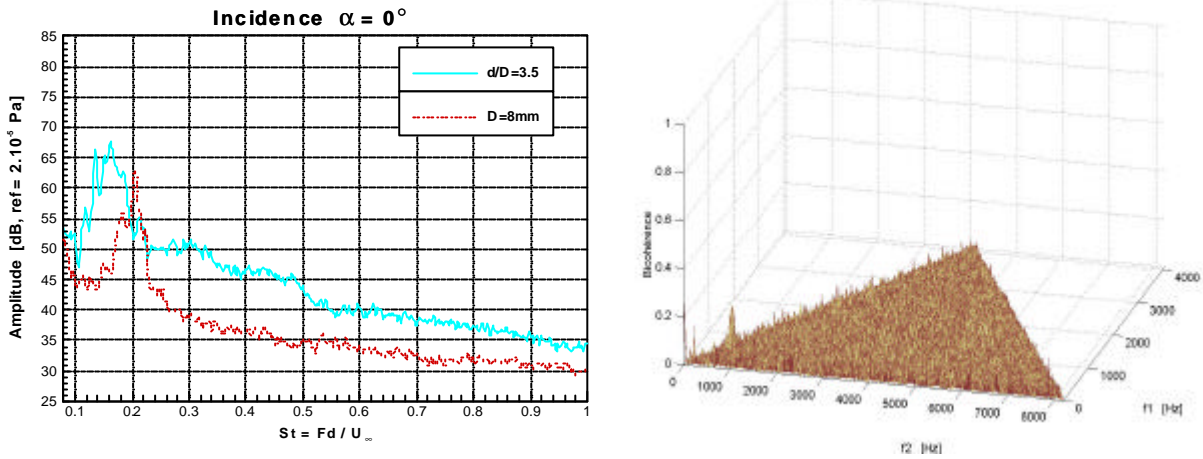


Figure III-3.15 : Spectre et bicohérence correspondant à un écartement de 3.5D.

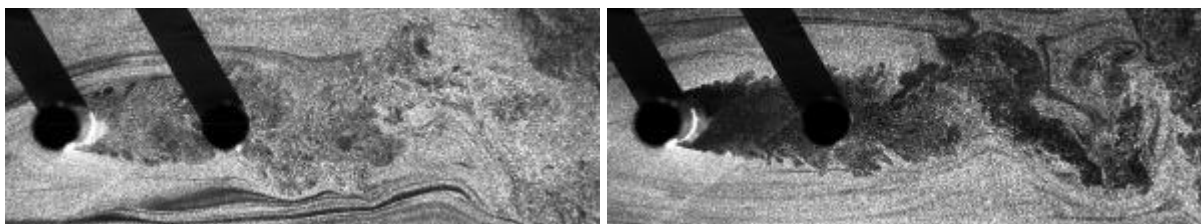


Figure III-3.16 : Visualisations à deux instants différents ($d=3.5D$).

3.3.3.3 Espacements importants

A partir du moment où le cylindre amont développe ses tourbillons indépendamment de la présence du cylindre aval, on considère que l'espacement est important : ceci est en général le cas lorsque $d > 4D$. A mesure que l'écartement grandit, les spectres gardent la même allure avec toutefois une augmentation du niveau de bruit rayonné par rapport au cylindre seul. Un exemple de spectres est donné à la Figure III-3.17. La bicohérence, qui présente un pic de l'ordre de 0.2, le conserve jusqu'à la dernière position mesurée ($d=7D$). La Figure III-3.17 permet de montrer que le développement des tourbillons est indifférent de la présence du cylindre aval. En revanche, l'allée tourbillonnaire engendrée par le cylindre aval est quasi inexistante et un sillage turbulent chaotique prend place derrière les cylindres.

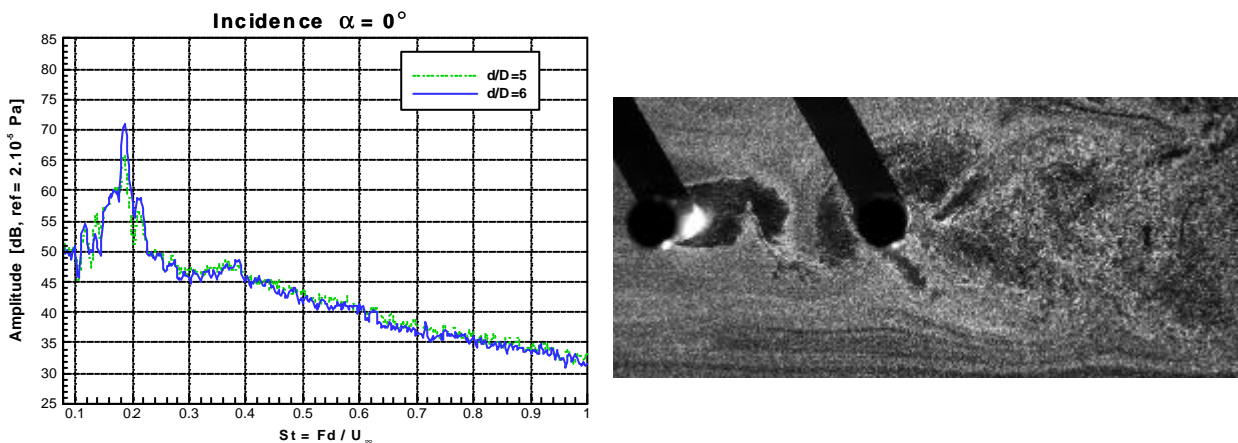


Figure III-3.17 : Spectres correspondants à des écartements de 5 et 6D et visualisation pour $d=4.5D$.

3.3.3.4 Conclusion

Tant que l'écartement des cylindres reste inférieur à la valeur critique (autour de $3.5D$ dans notre cas), les couches cisillées qui se séparent du cylindre amont recouvrent le cylindre aval empêchant ainsi le décollement des tourbillons du cylindre amont. A l'espacement critique, les tourbillons du cylindre amont peuvent ou non se rattacher à la paroi du cylindre aval : il se produit un changement discontinu de l'écoulement qui est alors bistable. L'espacement critique s'accompagne en général d'une brusque augmentation de la traînée et d'une diminution de la portance et deux fréquences peuvent coexister dans les spectres (ISHIGAI & AL. 1972, BEARMAN & WADCOCK 1973 ou encore IGARASHI 1981). Enfin, quand l'écartement des cylindres est supérieur à la valeur critique ils développent tous deux leurs propres tourbillons mais le cylindre aval demeure sous l'influence du cylindre amont. La turbulence contenue dans le sillage du cylindre amont peut alors induire un écoulement supercritique autour du cylindre aval.

3.3.4 Cylindres en incidence quelconque

Cette dernière configuration est certainement la plus intéressante car la plus proche de la réalité. Le pantographe pouvant être levé ou baissé, il existe toute une série d'étapes intermédiaires pour lesquelles les poutres, qui le constituent, sont orientées dans toutes les configurations possibles. Toutes les configurations testées sont regroupées à l'annexe III-B sous forme de courbes de niveaux.

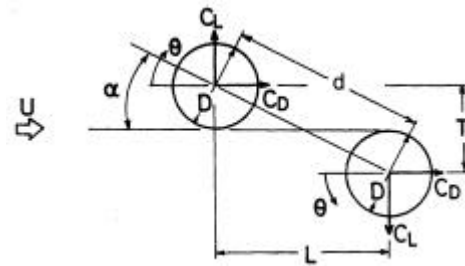


Figure III-3.18 : Cylindres en incidence quelconque.

Parmi toutes les configurations possibles, les mesures de PIV ne concernent qu'un petit nombre d'arrangements (d, α), présentant un intérêt majeur. On présente dans les paragraphes qui suivent six arrangements différents.

3.3.4.1 Arrangement $d = 1.5D$ et $\alpha = 10^\circ$

Dans cette première configuration, le spectre quasi plat de la Figure III-3.19 reflète l'état complètement turbulent du sillage derrière les cylindres.

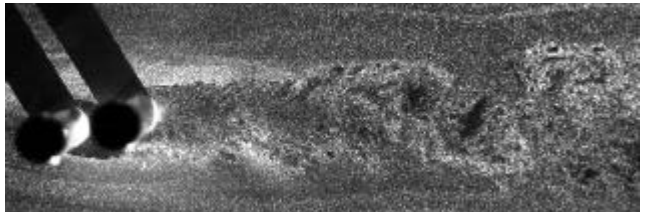
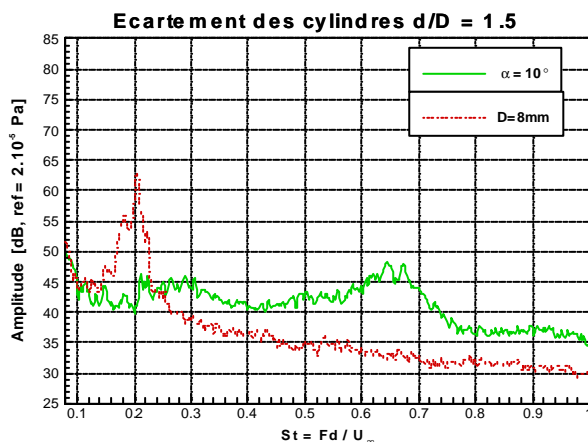


Figure III-3.19 : Spectre et visualisation correspondante à $d = 1.5D$ et $\alpha = 10^\circ$.

Il n'existe pas de pic de STROUHAL se distinguant franchement du bruit de fond qui a bien augmenté par rapport à la configuration d'un cylindre seul (de 5 à 10 dB environ). Cette caractéristique est attribuée à deux phénomènes distinctes : le premier concerne la couche de cisaillement du cylindre amont qui recouvre entièrement le cylindre aval et le second au développement d'un jet inter-cylindre suffisamment actif pour casser les structures tourbillonnaires du cylindre aval qui ne développe pas d'allée de KARMAN. La bicohérence, qui ne comporte qu'un pic très léger, indique que cette configuration n'engendre pas de couplages non-linéaires. La visualisation de la Figure III-3.19 appuie cette thèse.

3.3.4.2 Arrangement $d=2.5D$ et $\alpha=20^\circ$

A mesure que l'incidence et l'écartement augmentent, un pic (0.29) apparaît de nouveau sur le spectre (Figure III-3.20). Il correspond à la valeur trouvée par **KIYA** et **AL.** (1980).

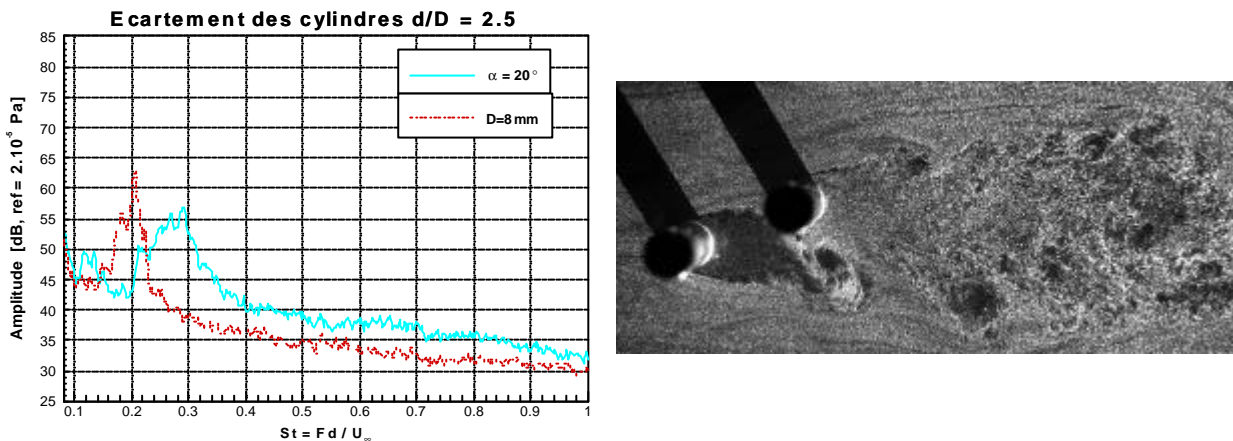


Figure III-3.20 : Spectre et visualisation correspondante à $d=2.5D$ et $\alpha=20^\circ$.

Comme pour la configuration côte à côte, un pic de l'ordre de 0.13 est aussi présent et s'explique par la coexistence de deux sillages différents : l'un fin (celui du cylindre amont) qui contient les petites structures (fréquences élevées) et l'autre plus épais (cylindre aval) qui contient les basses fréquences. Il est alors exclu de considérer les deux cylindres comme formant un corps unique allongé. Les visualisations font mieux ressortir le jet inter-cylindre en montrant la déflexion d'un des tourbillons du cylindre amont vers le bas de la photographie (Figure III-3.20). Ce jet est dû à la déviation du sillage du cylindre amont par le cylindre aval : sa largeur du sillage diminue en conséquence. Les tourbillons du cylindres amont n'ont donc pas le temps et l'espace nécessaire à leur développement avant leur impact sur le cylindre aval. La bicohérence reste uniformément plate.

3.3.4.3 Arrangement $d=3.5D$ et $\alpha=10^\circ$

Lorsque l'écartement continue d'augmenter ($3.5D$), il en va tout autrement. L'impact des tourbillons du cylindre amont sur le cylindre aval (Figure III-3.22) entraîne des interactions non-linéaires quadratiques entre leurs sillages. La position du cylindre aval correspond en fait à la frontière du sillage amont (Figure III-3.22). Il apparaît alors dans le spectre (Figure III-3.21) un pic principal (ou fondamental à 0.175 , 74.1 dB) avec de nombreuses harmoniques (0.347 à 54.1 dB, 0.529 à 52.1 dB, 0.704 à 42.6 dB, 0.858 à 38.3 dB) ainsi que de nombreux pics dans le spectre de bicohérence qui mettent ainsi en évidence les couplages non-linéaires quadratiques entre les différents modes.

Suivant l'annexe III-B, cet arrangement correspond à l'un des plus forts couplages rencontrés parmi toutes les configurations étudiées. Cette incidence de 10° , qui n'élève que très légèrement la position du cylindre aval par rapport au cylindre amont, montre à quel point les couplages (et donc la synchronisation temporelle entre les sillages) sont sensibles aux conditions géométriques et d'écoulement.

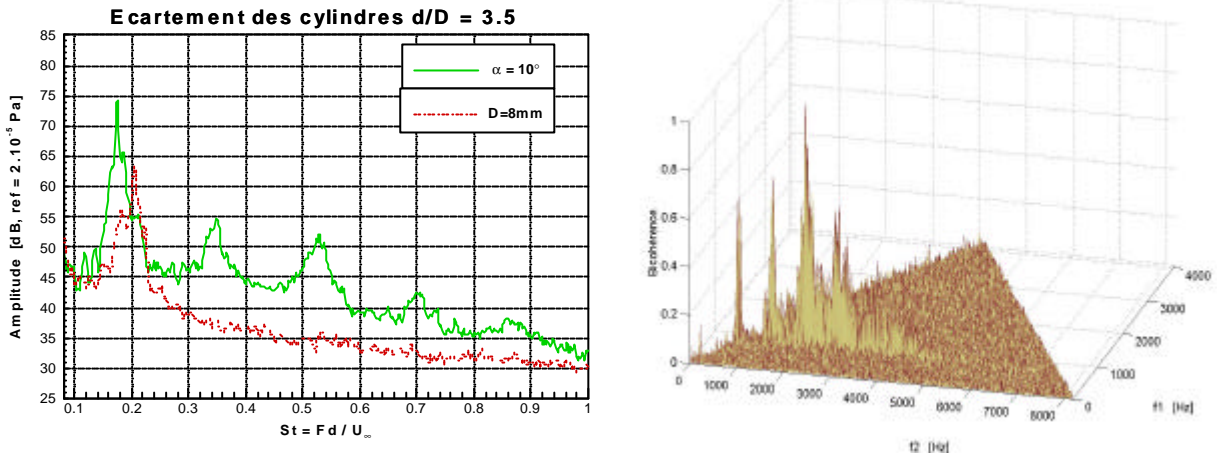


Figure III-3.21 : Spectre et bicohérence correspondant à $d=3.5D$ et $a=10^\circ$.

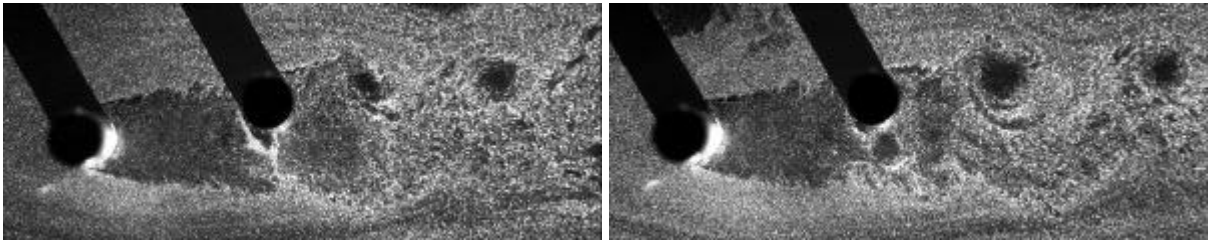


Figure III-3.22 : Visualisations à deux instants successifs ($d=3.5D$ et $a=10^\circ$).

Les visualisations montrent aussi très clairement le pilotage du lâcher tourbillonnaire du cylindre aval par les tourbillons lâchés par le cylindre amont. Ce phénomène entraîne une force de portance maximale ainsi qu'une force de traînée minimale provoquées par l'écoulement qui s'établit entre les deux cylindres (ZDRAVKOVICH, 1977).

Une autre représentation graphique permet de mieux comprendre quelles sont les fréquences qui interviennent dans les couplages non-linéaires : il suffit pour cela de tracer les courbes de niveau de la bicohérence. A partir de la Figure III-3.23 et de celle du spectre, on peut dresser un bilan des fréquences. Le récapitulatif est réalisé dans le Tableau III-3.1, en ne considérant que les plus forts couplages, il regroupe les fréquences discrètes du spectres ainsi que celles présentes dans le spectre de bicohérence, pour lesquelles les interactions non-linéaires se développent. A partir de ce bilan fréquentiel, différents cheminements permettent de conclure quant à l'apparition de certaines fréquences. Un pic de bicohérence significatif, proche de 1, apparaît pour des couples de fréquences correspondant à l'interaction de somme des fréquences (f_3, f_1) ainsi qu'à l'interaction de différence des fréquences (f_3, f_1). La majeure partie de l'énergie résidant aux fréquences f_2 et f_4 est donc due au couplage non-linéaire entre (f_3, f_1). Suivant l'amplitude des pics présents dans le spectre (Figure III-3.21), on conclut que la fréquence f_2 , qui est plus énergétique que la fréquence f_4 , provient du couplage entre (f_3, f_1). Suite à ces propos, il ressort que la fréquence f_3 doit provenir pour moitié du couplage entre (f_2, f_1), l'autre moitié provenant du couplage entre (f_4, f_1). Enfin, les fréquences f_4 et f_5 sont dues aux couplages respectifs entre (f_2, f_2) et (f_3, f_2).

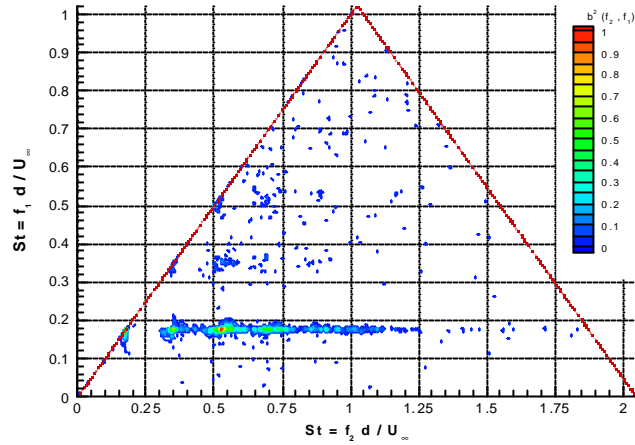


Figure III-3.23 : Courbes de niveaux de la bicohérence ($d=3.5D$ et $\alpha=10^\circ$).

Fréquences spectrales	Amplitudes bispectrales
$f_1 = 0.175$	$b^2(f_1, f_1) = 0.46$
$f_2 = 0.348$	$b^2(f_2, f_1) = 0.53$
$f_3 = 0.529$	$b^2(f_3, f_1) = 0.99$
$f_4 = 0.704$	$b^2(f_4, f_1) = 0.59$
$f_5 = 0.858$	$b^2(f_2, f_2) = 0.11$
	$b^2(f_3, f_2) = 0.18$
	$b^2(f_3, f_3) = 0.10$

Tableau III-3.1 : Bilan des fréquences présentes dans le spectre et la bicohérence.

Ces couplages non-linéaires ne sont évidemment pas constants dans le temps. Une analyse temps / fréquence du signal permet de mettre en évidence ce propos. On calcul alors le spectrogramme du signal, qui consiste à représenter le module de la transformée de FOURRIER discrète (amplitude en dB) en fonction du temps et de la fréquence. Le tracé de la Figure III-3.24 permet de localiser ces phénomènes en faisant apparaître toute une série de couplages matérialisés par de fines tranches.

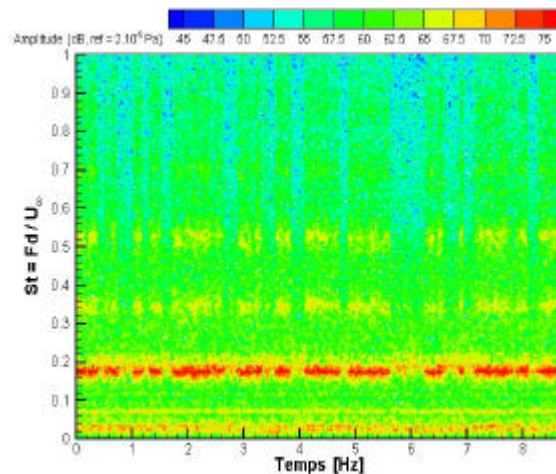


Figure III-3.24 : Spectrogramme de la configuration $d=3.5D$ et $\alpha=10^\circ$.

Cette intermittence correspond en fait à l'impact des tourbillons lâchés par le cylindre amont sur le cylindre aval. L'impact de ces tourbillons entraîne la génération d'onde de pression remontant l'écoulement à la vitesse du son : lorsqu'il y a synchronisation temporelle entre ces

ondes et les nouveaux tourbillons émis, l'ensemble entre en résonance. Il est important de noter que tous les arrangements côte à côte, en tandem ou bien en incidence quelconque étudiés jusqu'alors, présentaient des spectrogrammes uniformes.

3.3.4.4 Arrangement $d=3.5D$ et $\alpha = 15^\circ$

Dans cette nouvelle configuration (Figure III-3.25), la fondamentale présente dans le spectre est de plus grande amplitude (0.185 à 80.7 dB) que celui de la configuration précédente, il en va de même pour l'ensemble des harmoniques (0.367 à 59.7 dB, 0.552 à 53.1 dB, 0.729 à 45.8 dB, 0.861 à 42.3 dB), générées par les couplages non-linéaires. Cependant, l'augmentation du bruit de fond (de 1 à 5 dB) a tendance à masquer les harmoniques d'ordre élevé (3 et 4) et laisse déjà penser que les couplages seront moins marqués que ceux de la configuration précédente. Les pics contenus dans le spectre de bicohérence sont en effet moins marqués : le pic le plus important montre un couplage préférentiel entre les basses fréquences.

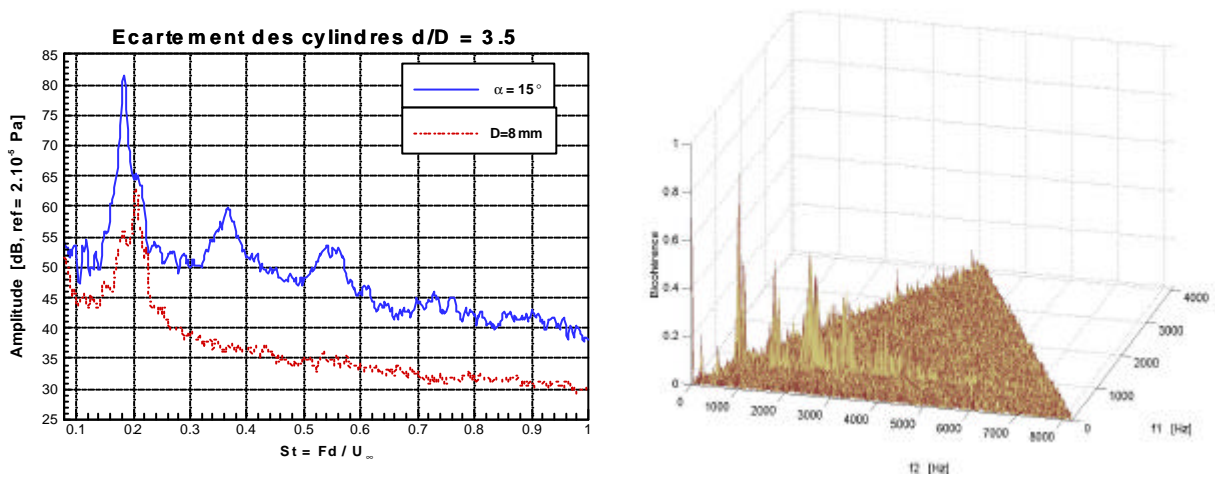


Figure III-3.25 : Spectre et bicohérence correspondant à $d=3.5D$ et $\alpha = 15^\circ$.

Les interactions non-linéaires sont légèrement moins importantes dans cette configuration car, comme le montrent les visualisations (Figure III-3.26), le cylindre aval est pratiquement hors du sillage du cylindre amont : le cylindre amont commence à lâcher ses tourbillons à la manière d'un cylindre seul.

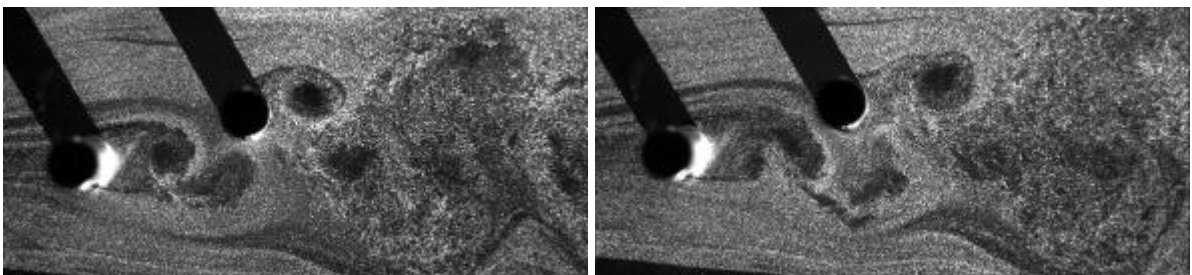


Figure III-3.26 : Visualisations à deux instants successifs ($d=3.5D$ et $\alpha = 15^\circ$).

Le bilan des fréquences, présentes dans le spectre de la Figure III-3.25 et dans la bicohérence de la Figure III-3.27, permet d'aboutir au Tableau III-3.2. Le spectrogramme (non montré) indique toujours une certaine intermittence des couplages mais néanmoins plus faible et moins marquée par rapport à la configuration précédente.

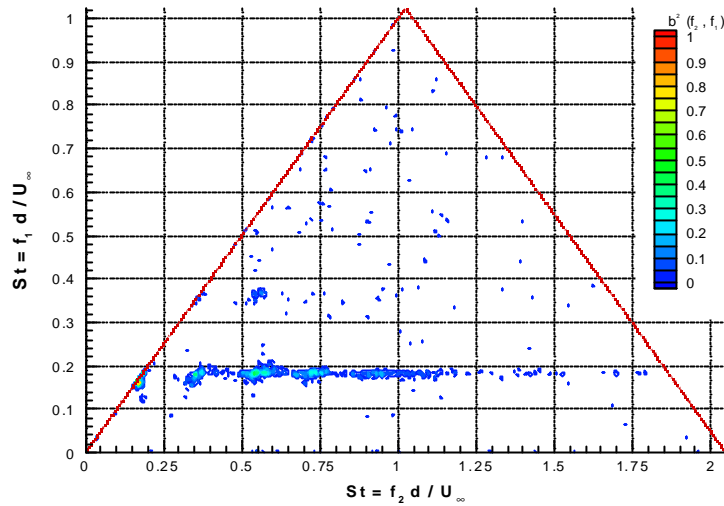


Figure III-3.27 : Courbes de niveaux de la bicobérence ($d=3.5D$ et $\alpha=15^\circ$).

Fréquences spectrales	Amplitudes bispectrales
$f_1 = 0.185$	$b^2(f_1, f_1) = 0.42$
$f_2 = 0.367$	$b^2(f_2, f_1) = 0.19$
$f_3 = 0.552$	$b^2(f_3, f_1) = 0.48$
$f_4 = 0.730$	$b^2(f_4, f_1) = 0.31$
	$b^2(f_2, f_2) = 0.06$
	$b^2(f_3, f_2) = 0.17$

Tableau III-3.2 : Bilan des fréquences présentes dans le spectre et la bicobérence.

3.3.4.5 Arrangement $d=3.5D$ et $\alpha=20^\circ$

A mesure que l'incidence continue d'augmenter (20°), les couplages deviennent de plus en plus faibles : la troisième harmonique du spectre a quasiment disparu et la bicobérence ne comporte plus que quelques pics de faibles amplitudes indiquant quelques couplages entre les différents pics présents dans le spectre. Le bruit de fond a aussi diminué, de 5 à 7 dB par rapport à la configuration précédente.

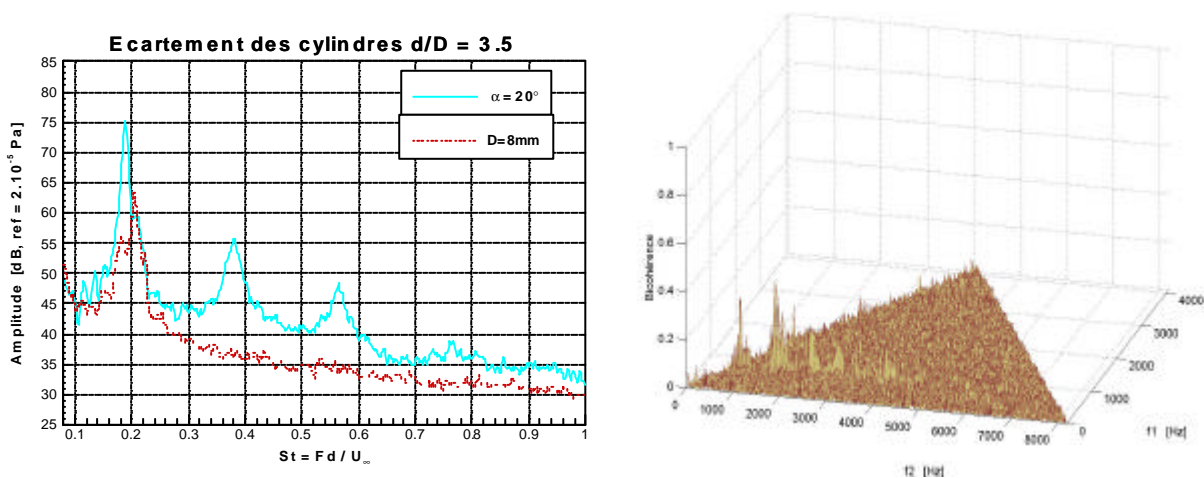


Figure III-3.28 : Spectre et bicobérence correspondant à $d=3.5D$ et $\alpha=20^\circ$.

En fait les visualisations permettent de donner des explications complémentaires à cette situation : le cylindre aval n'est plus franchement situé dans le sillage du cylindre amont. Ils commencent à développer chacun leur propres tourbillons qui s'apparient juste derrière le cylindre aval. Le spectrogramme (non montré) n'indique plus d'intermittence et par conséquent confirme qu'il n'y a plus d'impact des tourbillons du cylindre amont sur le cylindre aval.

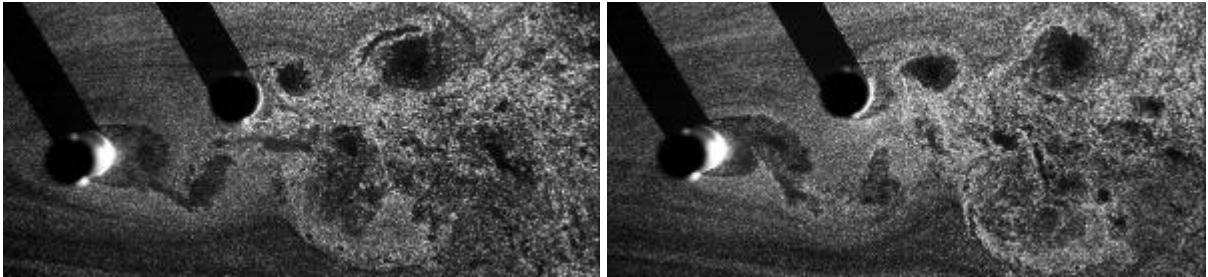


Figure III-3.29 : Visualisations à deux instants successifs ($d=3.5D$ et $\alpha=20^\circ$).

3.3.4.6 Arrangement $d=3.5D$ et $\alpha=30^\circ$

Dans ce dernier arrangement, les couplages ont quasiment disparu : le spectre ressemble à celui d'un cylindre seul (Figure III-3.30) et la bicohérence redevient quasi plate et proche de 0.

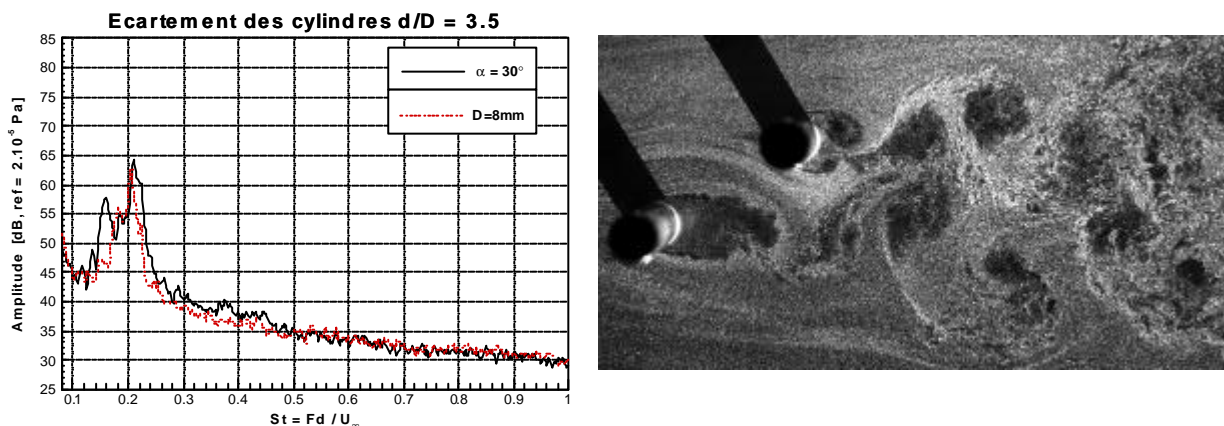


Figure III-3.30 : Spectre et bicohérence correspondant à $d=3.5D$ et $\alpha=30^\circ$.

Les allées tourbillonnaires, développées par les deux cylindres, sont de plus en plus indépendantes et forment plus loin en aval, par appariements des tourbillons voisins, un sillage épais.

3.3.4.7 Conclusion

Suivant l'écartement et l'incidence des cylindres, des couplages non-linéaires peuvent prendre place et entraîner des changements radicaux dans la distribution des forces autour des cylindres ou encore dans le bruit rayonné en champ lointain. Pour un espacement et une incidence critiques (typiquement $3.5D$ et 10°), le cylindre aval se trouve à proximité de la frontière du sillage du cylindre amont dont les tourbillons impactent directement à la surface du cylindre aval. Cet espacement et cet incidence correspondent exactement à la distance et l'angle nécessaire pour que l'onde de pression créée par l'impact d'un tourbillon contre le cylindre aval soit en phase avec le détachement du tourbillon suivant au niveau du cylindre amont : on parle alors de bruit auto-entretenu ou encore de feedback.

On a mis en évidence l'apparition d'interactions non-linéaires pour certains arrangements de cylindres. On se propose maintenant d'étudier l'influence de la vitesse d'écoulement sur la génération de ces interactions non-linéaires. Pour ce faire, on choisit volontairement un nouvel arrangement correspondant à un écartement inter-cylindre de $3.5D$ et un angle de 18° . Ce choix a été guidé par les courbes de niveaux figurant dans l'annexe III-B.

3.3.5 Influence du nombre de REYNOLDS

Afin de mettre en évidence l'apparition des couplages non-linéaires, le moteur de la soufflerie a été équipée d'un variateur de vitesse¹ autorisant le pré-enregistrement de quatre vitesses de rotation : 870 , 1080 , 1290 et 1500 *tr/mn* qui correspondent respectivement à des vitesses d'écoulement de 22.4 , 27.8 , 33.1 et 38.3 *m/s*. Ces mesures de vitesse ont été effectuées à l'aide d'un tube Pitot numérique (FURNESS FC012) placé en amont des cylindres en milieu de veine.

3.3.5.1 Procédure d'acquisition

L'ensemble du dispositif d'acquisition a changé par rapport aux mesures effectuées précédemment. La chaîne d'acquisition est constituée, pour la partie capteur, d'un microphone électrostatique $\frac{1}{2}$ pouce B&K placé en champ lointain perpendiculairement aux cylindres à environ 40 *cm* du centre du support². Les signaux, échantillonnés à une fréquence de 12.8 *kHz*, comportent 409600 (soit 32 secondes d'acquisition) et sont divisés en 400 enregistrements de 1024 points chacun. La résolution fréquentielle est donc de 12.5 *Hz*. Il est important de noter que les calculs de bicohérence sont fortement dépendants du nombre d'enregistrements contenus dans le signal ainsi que du nombre de points par enregistrement. Hélas, il n'existe pas encore à notre connaissance de méthode permettant de résoudre ce problème contrairement à celles développées pour les moments d'ordre 2 (spectre ou auto-corrélation).

L'utilisation de quatre vitesses d'écoulement différentes permet de suivre l'évolution des signaux ainsi que l'apparition des pics dans les spectres et bicohérences de chacune des configurations (d, α). Chaque estimation de bicohérence demande un temps de calculs CPU de l'ordre de 25 minutes. Les résultats relatifs aux quatre vitesses d'écoulement sont maintenant développés pour la configuration $d=3.5D$ et $\alpha=18^\circ$ qui présente des pics d'amplitudes très élevées. On présente pour chaque vitesse les caractéristiques statistiques des signaux, les spectres ainsi que les bicohérences correspondantes.

3.3.5.2 Analyse spectrale

La Figure III-3.31 regroupe les spectres correspondant aux quatre vitesses d'écoulement. Dès la plus petite vitesse (22.4 *m/s*), de nombreuses harmoniques apparaissent dans le spectre et ceci pour un faible bruit de fond : on distingue notamment la fondamentale ($\gg 0.185$ soit une fréquence de 525 *Hz*) ainsi que deux pics distincts, harmoniques de la fondamentale (0.371 et 0.560). Un quatrième pic se distingue légèrement du bruit de fond mais il est difficile de lui attribuer une fréquence. A mesure que la vitesse augmente l'amplitude des pics devient de plus en plus importante et l'ensemble des spectres est rehaussé de 4 *dB* environ. Ces différents pics évoluent suivant la vitesse de l'écoulement confirmant ainsi leur origine aérodynamique.

¹ Sa description est donnée au chapitre 2 de la partie III.

² Cette position de microphone, différente de celle utilisée lors des mesures présentées jusqu'alors, explique en partie les différences de niveaux rencontrées dans les spectres.

On sait d'après la théorie de **LIGHTHILL** et ses développements (Chapitre 5 de cette partie) que la pression acoustique rayonnée par les sources d'origine aérodynamique évolue avec la vitesse de l'écoulement suivant une loi en puissance, typiquement

$$p_{rms}^2 \approx U_0^a \quad (\text{III-3.1})$$

avec

- $a=4$ pour les sources de type monopolaire,
- $a=6$ pour les sources de type dipolaire,
- $a=8$ pour les sources de type quadripolaire.

Un rapide calcul, à partir du rapport des vitesses, donne une puissance égale à 3, soit une puissance de 6 pour la pression acoustique. Les dipôles sont donc responsables de la majeure partie du bruit rayonné en champ lointain par les deux cylindres.

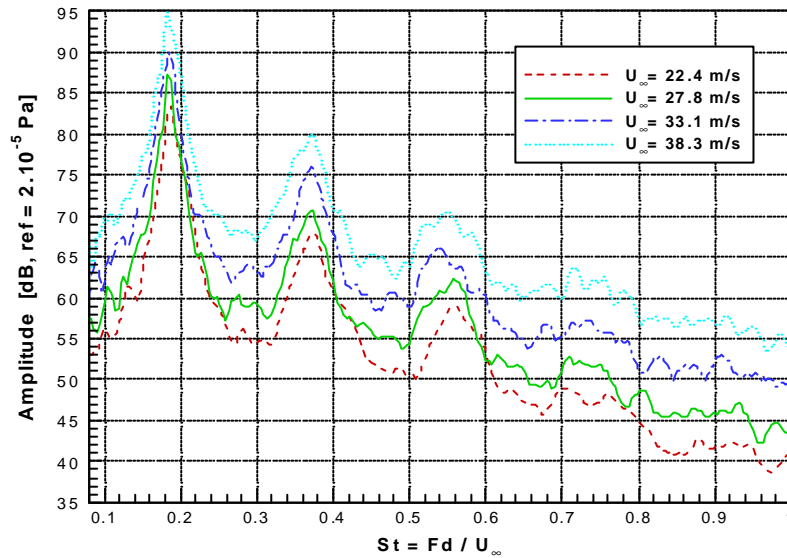


Figure III-3.31 : Spectres correspondants aux quatre vitesses d'écoulement.

3.3.5.3 Analyse bispectrale

Les calculs de bicohérence sont présentés sur la Figure III-3.32. La présence de nombreux pics dans les spectres de bicohérence confirme l'existence de nombreuses interactions non-linéaires entre les fréquences spectrales. L'amplitude des pics de bicohérence des principales fréquences couplées, pour les quatre vitesses d'écoulement (i.e. les quatre nombre de REYNOLDS), sont regroupées dans le Tableau III-3.3.

	Amplitudes bispectrales $b^2(f_k, f_l)$			
	$U_\infty = 22.4 \text{ m/s}$	$U_\infty = 27.8 \text{ m/s}$	$U_\infty = 33.1 \text{ m/s}$	$U_\infty = 38.3 \text{ m/s}$
(f_1, f_1)	0.89	0.77	0.59	0.52
(f_2, f_1)	0.82	0.65	0.42	0.31
(f_3, f_1)	0.67	0.48	0.33	0.22
(f_2, f_2)	0.46	0.32	0.22	0.17
(f_3, f_2)	0.24	0.22	0.12	0.11

Tableau III-3.3 : Evolution de la bicohérence en fonction de la vitesse de l'écoulement.

Bien que notre perception auditive des couplages non-linéaires nous pousse à considérer que ceux-ci sont plus importants à vitesse élevée, la bicohérence montre la tendance inverse : les niveaux de couplages sont plus forts à basse vitesse. Ce phénomène est attribué à l'importante augmentation du bruit de fond (caractéristiques de la soufflerie, turbulence) qui a pour effet de noyer les fréquences à l'origine du couplage à vitesse élevée.

L'estimation des fréquences à l'origine de ces couplages reste difficile à faire et quelques hypothèses sont par conséquent à émettre sur l'apparition de certaines fréquences. Par exemple, l'interaction de la fréquence f_1 avec elle-même est à l'origine de la présence d'un pic en f_2 (0.89). Ensuite, on peut considérer (0.82) que la fréquence f_3 provient du couplage entre (f_1, f_2). L'interaction de f_2 avec elle-même génère f_4 . Cette dernière est renforcée par l'interaction de différence de fréquence entre f_3 et f_1 . Il est aussi intéressant de noter que le couplage entre (f_2, f_3) donne f_5 (0.24) dans le cas de la plus faible vitesse et à peine 0.11 pour la plus grande vitesse. Cette remarque renforce l'idée que l'importante l'augmentation du bruit de fond de la soufflerie avec la vitesse masque le couplage entre certaines fréquences.

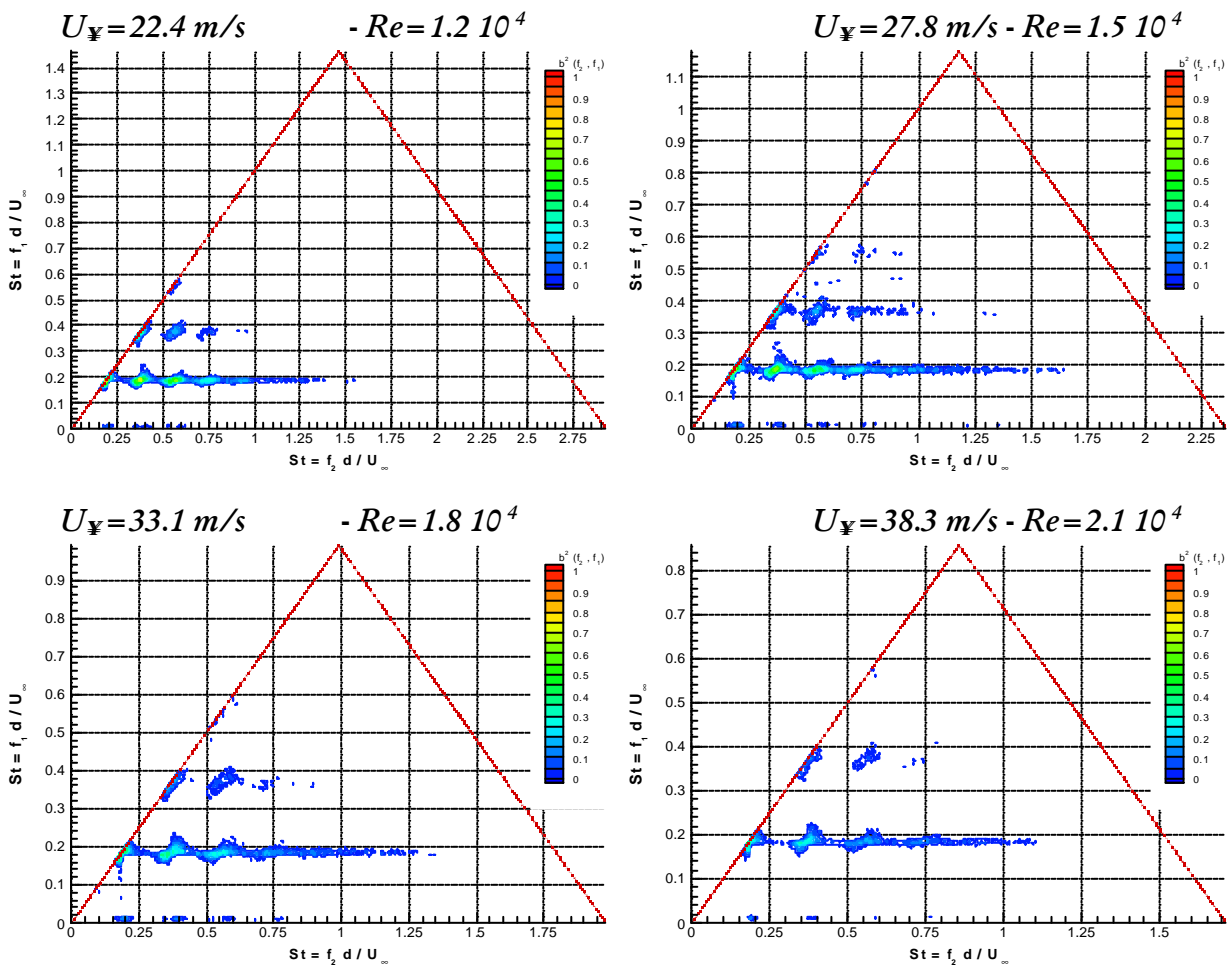


Figure III-3.32 : Evolution des courbes de niveaux de la bicohérence en fonction de la vitesse de l'écoulement pour l'arrangement $d=3.5D$ et $\alpha=18^\circ$.

3.4 Conclusion

Certaines configurations de cylindres ont montré qu'il pouvait se développer des interactions non-linéaires fonction de l'écartement inter-cylindre, de leur l'incidence ainsi que du nombre de

REYNOLDS de l'écoulement. Ainsi, suivant l'arrangement considéré, les spectres comportent de nombreux pics (ou harmoniques) indiquant la présence de ces non-linéarités. La bicohérence, qui constitue un nouvel outil dans le traitement du signal, a été utilisée de manière à caractériser et quantifier l'importance de ces couplages non-linéaires quadratiques. Bien qu'elle précise les niveaux de couplage entre les fréquences, il reste difficile d'interpréter (comme le précisent de nombreux auteurs, **NIKIAS & PETROPULU** 1993 ou encore **KIM & POWERS** 1979) et de distinguer les fréquences couplées des fréquences nominales. On notera que les interactions non-linéaires sont très sensibles à l'écartement et à l'incidence des cylindres. Pour un écartement fixé à $3.5D$, une différence de 5° de l'incidence des cylindres suffit à faire disparaître le phénomène. L'analyse temps/fréquence a permis de montrer que les couplages ne sont pas constants dans le temps et que lorsqu'il y a couplage, les signaux électriques des microphones ressemble à des signaux transitoires³. Enfin les couplages non-linéaires diminuent lorsque la vitesse de l'écoulement augmente du fait de l'importante augmentation du bruit de fond de la soufflerie.

³ Un signal transitoire est un signal résultant d'un phénomène instationnaire de courte durée clairement défini par un début et une fin.

Chapitre 4

Comparaison des résultats expérimentaux et numériques

Des simulations numériques bidimensionnelles de l'écoulement ont été entreprises sous le logiciel FLUENT afin d'améliorer notre compréhension de l'écoulement autour des cylindres. Notre attente se situe essentiellement au niveau des zones proche paroi et d'ombre où les mesures de PIV ne sont que très approximatives. Un des buts de ces simulations est aussi d'estimer le bruit rayonné en champ lointain des cylindres à partir de la pression en paroi (voir chapitre 5). On se propose de détailler l'ensemble des étapes nécessaires à la mise en œuvre de ces simulations numériques puis de les comparer aux mesures expérimentales. Pour ce faire, les caractéristiques de la méthode de calcul sont d'abord présentées après quoi les simulations débutent par l'écoulement autour d'un cylindre circulaire seul afin de valider le calcul. Enfin toutes les configurations de cylindres, ayant fait l'objet de mesures par PIV, sont simulées numériquement.

On rappelle que les champs de vecteurs obtenus par PIV ont été mesurés pour une vitesse d'écoulement de 38 m/s alors que les simulations numériques se déroulent à 32 m/s .

4.1 Principe des simulations numériques

Le but des paragraphes ci-dessous est de présenter en quelques mots l'ensemble des étapes nécessaires au calcul numérique du champ aérodynamique engendré par l'écoulement autour des cylindres. Une rapide description des paramètres liés à la génération du maillage et aux conditions aux limites est donnée.

4.1.1 Maillage du domaine de calcul

Bien que pour certaines configurations de cylindres il existe des propriétés de symétrie, il est nécessaire, comme on l'a vu dans la bibliographie (Chapitre 1 de cette partie) de considérer la géométrie complète. Suivant les différents arrangements à modéliser, des maillages de types bidimensionnels non-structurés (cellules triangulaires) ont été employés. Les dimensions physiques du domaine de calcul restent les mêmes quelle que soit la configuration de cylindres considérée et sont fixées à $800 \times 300 \text{ mm}$. Par contre le nombre de cellules dépend de l'arrangement des cylindres et sera donc précisé par la suite.

Le domaine principal est divisé en sous-domaines. On applique alors sur les arêtes de ces sous-domaines une répartition nodale qui est faite à partir des lois mathématiques prédéfinies dans

FLUENT. Un exemple de maillage est présenté à la Figure III-4.1 : il est obtenu lorsque toutes les étapes précédentes ont été respectées. Il permet de faire état du découpage du domaine principal en 10 sous-domaines. Il est aussi important de noter que les différents maillages seront adaptés au cours des calculs (i.e. des itérations) selon un critère de distance de la première cellule à la paroi. Cette procédure permet d'affiner et d'optimiser le maillage (i.e. l'échelle de discrétisation) dans les régions de couche limite.

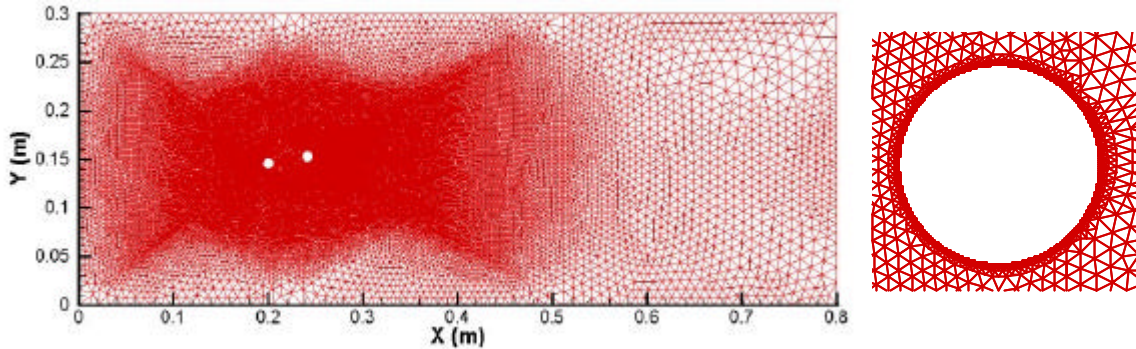


Figure III-4.1 : Exemple de maillage et de raffinement autour d'un des cylindres.

4.1.2 Modèle de turbulence

Les simulations se déroulent à la même vitesse que celle utilisée lors des mesures acoustiques, c'est-à-dire 32 m/s . Les cylindres ayant un diamètre de 12 mm , le nombre de REYNOLDS vaut environ $2.6 \cdot 10^4$ (régime subcritique). Un modèle de turbulence à deux équations de transport du type RNG k- ϵ est utilisé pour fermer le problème. Un schéma de discrétisation au second ordre est employé pour garantir une certaine précision dans les calculs. On rappelle que la méthode des volumes finis est employée pour résoudre l'ensemble des équations régissant le problème.

4.1.3 Conditions aux limites

On fixe pour la condition d'entrée (gauche du domaine) une vitesse uniforme de 32 m/s avec un taux de turbulence de 1% . La condition d'entrée est placée assez loin en amont des cylindres afin de ne pas être perturbée par leur présence. De la même façon, la sortie du domaine (à droite) est placée assez loin en aval pour obtenir un écoulement établi et uniforme afin de respecter la condition de sortie. Enfin les frontières latérales (haut et bas du maillage) se déplacent à la même vitesse que celle fixée à l'entrée afin de se rapprocher le plus possible des conditions expérimentales (veine libre).

4.1.4 Résolution des équations de NAVIER-STOKES

Les équations de conservation de la masse et de moment sont d'abord résolues dans le domaine stationnaire après quoi, à partir de la solution ainsi approchée, les calculs se poursuivent en instationnaire avec un schéma d'intégration implicite (schéma inconditionnellement stable). Le pas de temps (\mathbf{D}) adopté est choisi égal à $1/5$ de la période de STROUHAL dans le cas du cylindre seul (soit 0.375 ms). Lorsque les deux cylindres sont simulés, le choix du pas de temps reste difficile à faire car la fréquence du lâcher tourbillonnaire est modifiée par la présence des deux cylindres. Néanmoins, quelle que soit la configuration considérée, le pas de temps restera égal à 0.375 ms . Les instabilités liées à l'écoulement nécessitent une stabilisation de l'ordre de $75\mathbf{D}$

(temps nécessaire à l'établissement d'un régime périodique) avant de pouvoir prendre en compte les résultats relatifs à chaque pas de temps. L'algorithme SIMPLEC est utilisé pour simuler le couplage pression/vitesse. Les calculs, réalisés sur station ALPHA 500, nécessitent de l'ordre de 28 heures CPU par configuration.

On présente maintenant l'ensemble des résultats relatifs aux simulations numériques et leurs correspondances avec les mesures de PIV. Seul le cas de la vitesse moyenne longitudinale est comparé et discuté. Les lignes de courant sont tracées à titre indicatif dans le cas des calculs.

4.2 Écoulement autour d'un cylindre circulaire

La première partie de notre travail consiste à valider le calcul numérique à partir d'un cas test. Comme pour les mesures de PIV, on démarre par le cas de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire. Les résultats relatifs aux mesures par PIV ainsi que ceux des simulations numériques sont présentés Figure III-4.2.

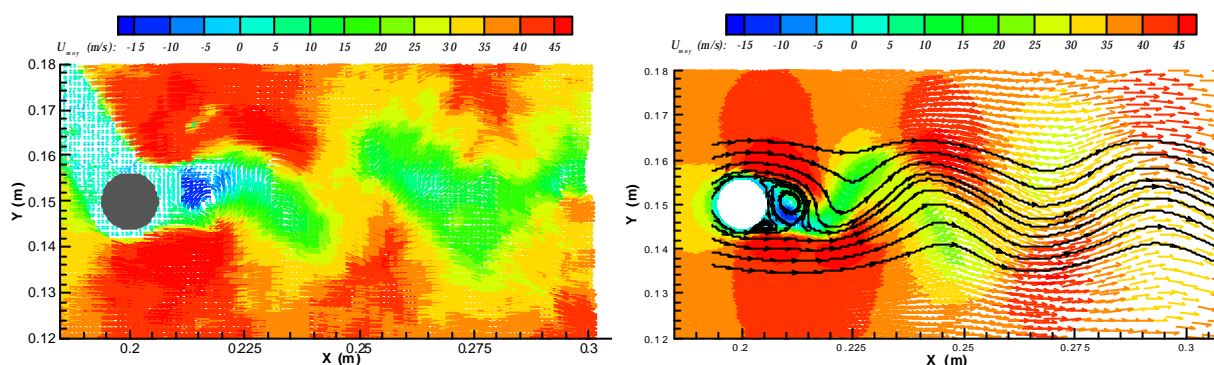


Figure III-4.2 : Comparaison entre les résultats expérimentaux (PIV) et numérique à un instant t : cas de la vitesse moyenne longitudinale U_{moy} .

Le maillage du calcul comporte 115000 cellules environ. Le champ de vitesse obtenu par PIV (15252 vecteurs au maximum) est interpolé sur une grille structurée de 150×150 cellules selon la méthode dite de la "distance inverse". On rappelle que la valeur attribuée en un nœud du maillage de destination correspond à la moyenne des valeurs sur tous les nœuds du maillage source, pondérées par l'inverse de leurs distances au nœud de destination. Bien que les vitesses d'entrée soient légèrement différentes, le champ aérodynamique obtenu par simulation numérique est assez proche de la réalité. L'allée de KARMAN, développée derrière le cylindre, est rapidement dissipée du fait de la diffusion numérique : le nombre important de mailles, nécessaire à l'obtention d'un angle de séparation correct, provoque l'accumulation d'erreurs qui deviennent de plus en plus importantes et finissent par influencer grandement sur les résultats. Bien que le décollement de la couche limite laminaire se produise tardivement (autour de 92° par rapport au point d'arrêt amont au lieu de 85° environ), les résultats concernant les caractéristiques du proche sillage restent satisfaisants.

On se propose maintenant de simuler et comparer les différents arrangements prenant en compte les deux cylindres circulaires.

4.3 Écoulement autour de deux cylindres circulaires

Les simulations numériques de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire (soumis à un écoulement uniforme) ayant donné des résultats intéressants, les arrangements de cylindres côte à côte, en tandem ou bien en incidence quelconque sont simulés. Pour chaque arrangement, un maillage doit être recréé, les conditions aux limites de chaque nouvelle configuration restant identiques à celles du cylindre circulaire seul. Le nombre de cellules utilisées lors de chaque nouvelle simulation sera précisé.

4.3.1 Cylindres côte à côte ($\alpha = 90^\circ$)

Les Figure III-4.3 à Figure III-4.6 présentent l'ensemble des résultats concernant la configuration côte à côte. Les pas de temps, entre les résultats expérimentaux (PIV) et numérique, sont choisis au mieux pour se correspondre dans les confrontations.

Dans le cas $1.1D$ (Figure III-4.3), les deux cylindres se comportent de la même façon qu'un seul de maître-couple double : l'allée de KARMAN est composée de grosses structures. Les simulations numériques (133000 cellules) prévoient déjà un jet inter-cylindre qui s'oriente préférentiellement vers le cylindre inférieur et commence à déstabiliser le détachement tourbillonnaire.

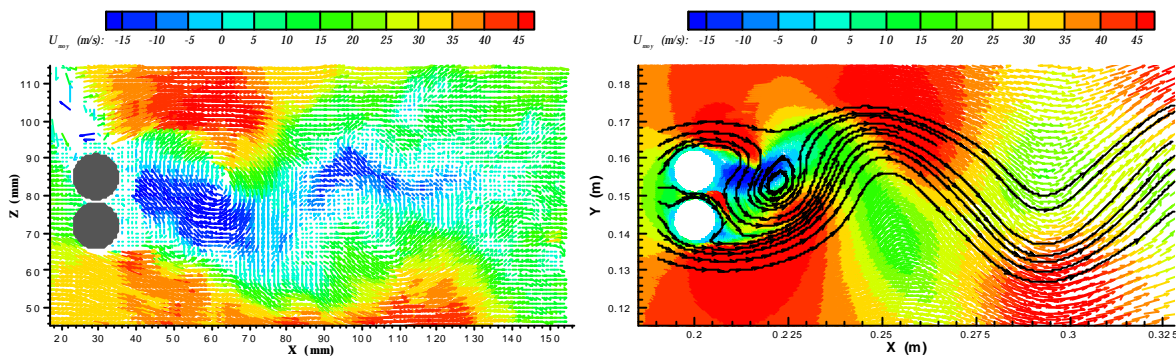


Figure III-4.3 : U_{moy} pour la configuration $d=1.1D$ et $\alpha=90^\circ$.

Lorsque l'écartement passe à $1.5D$ (espacement critique), le jet inter-cylindre est bien moins actif dans les simulations (116000 cellules) par rapport à celui trouvé lors des mesures (Figure III-4.4). Il ne modifie que très légèrement la structure du sillage aval (comparé aux visualisations et champs de vitesses obtenus par PIV) et par conséquent on ne retrouve pas le phénomène de double fréquence dans le sillage correspondant à la coexistence des sillages fin et épais. Ceci doit provenir du fait que les simulations numériques se déroulent à une vitesse différente de celle employée lors des mesures (32 contre 38 m/s).

En effet, lors de l'étude bibliographique, il a été mentionné que l'espacement critique augmentait avec le REYNOLDS (mesures de **SPIVACK** 1946, **HORI** 1959 ou encore **BEARMAN & AL.** 1973) : la comparaison de la Figure III-4.3 avec la Figure III-4.4 est en bon accord avec cette remarque. On rappelle qu'il est habituellement admis que l'espacement critique se situe entre 1.2 et $2D$ suivant les conditions expérimentales de chaque auteur (REYNOLDS, taux de turbulence, rugosité et allongement des cylindres, ...).

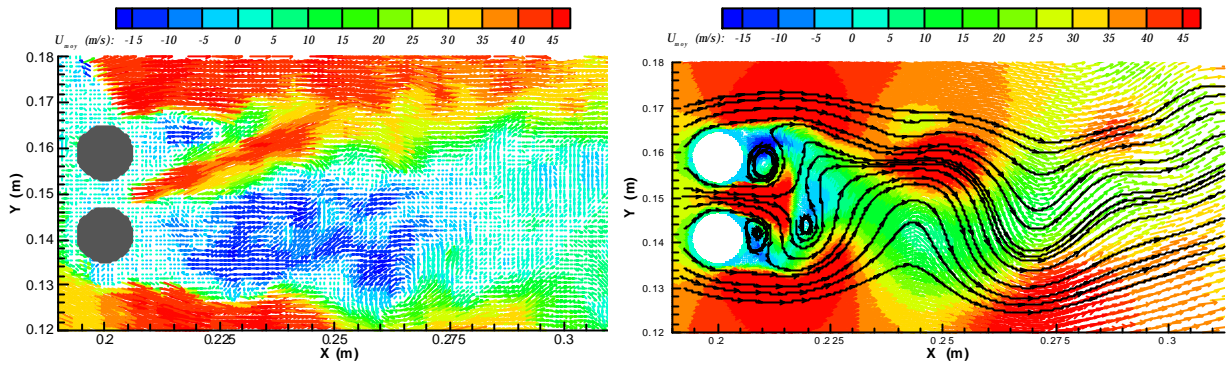


Figure III-4.4: U_{moy} pour la configuration $d=1.5D$ et $\alpha=90^\circ$.

A mesure que l'écartement grandit encore jusqu'à $2.5D$ (Figure III-4.5), quelle que soit la simulation numérique (121000 cellules) considérée pour cet arrangement de cylindres, on trouve à l'inverse des mesures expérimentales que les deux allées tourbillonnaires se développent préférentiellement en opposition de phase. Seul subsiste ce lien temporel entre les deux allées tourbillonnaires comme le remarquent **ISHIGAI** (1972), **BEARMAN** et **AL.** (1973), **KAMEMOTO** (1976) ou encore **WILLIAMSON** (1985).

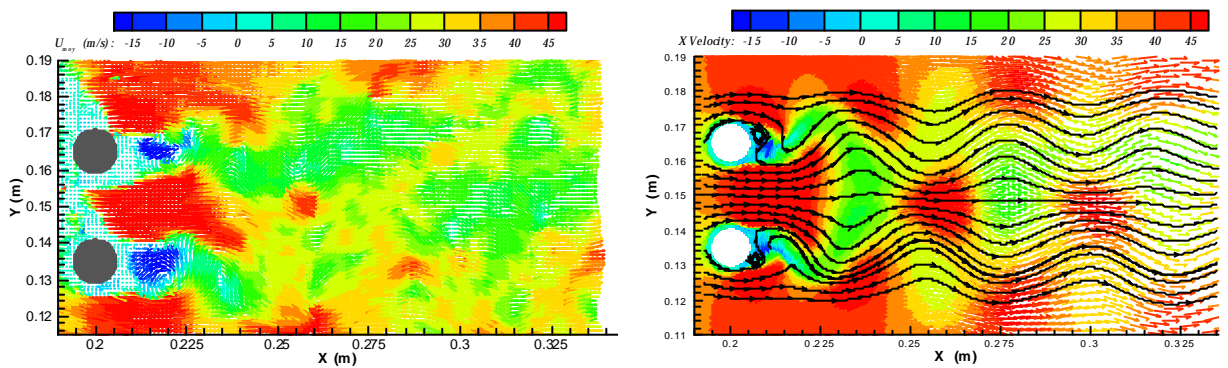


Figure III-4.5 : U_{moy} pour la configuration $d=2.5D$ et $\alpha=90^\circ$.

Lorsque l'écartement passe à $3.5D$ (Figure III-4.6), au contraire du cas précédent et à l'identique de la PIV, les deux allées de **KARMAN** (124000 cellules) se développent principalement en opposition de phase. Les cylindres sont suffisamment éloignés l'un de l'autre pour qu'aucune interférence ne puisse venir déstabiliser leur lâcher de tourbillons. Les résultats de ces deux dernières configurations sont en bon accord avec l'étude bibliographique menée au chapitre 1 de cette partie.

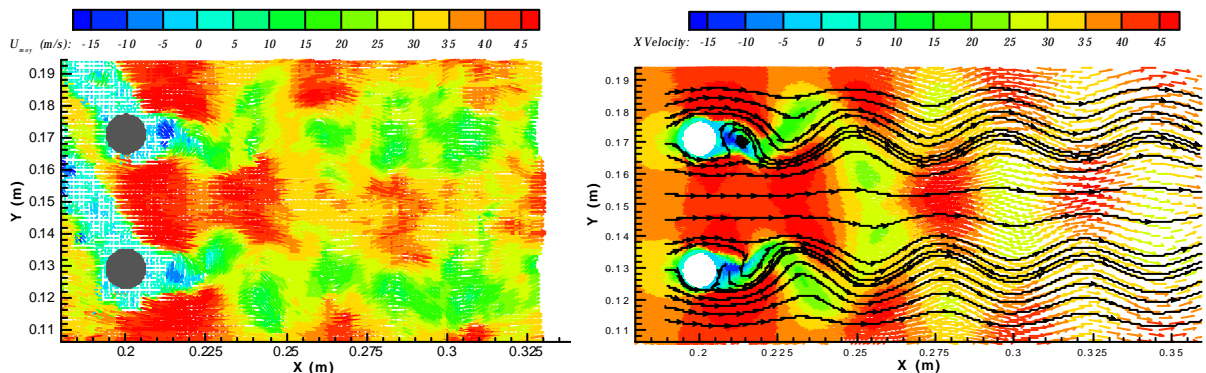


Figure III-4.6 : U_{moy} pour la configuration $d=3.5D$ et $\alpha=90^\circ$.

4.3.2 Cylindres en tandem ($\alpha = 0^\circ$)

On s'intéresse maintenant au deuxième arrangement des cylindres : ils sont désormais placés en tandem (l'un derrière l'autre).

Pour un faible espacement de $1.1D$ (Figure III-4.7), les deux cylindres se comportent comme un seul corps de forme allongé. Dans les deux cas (expérimental et numérique), la couche de cisaillement du cylindre amont décolle et recouvre entièrement le cylindre aval. Les simulations numériques (98000 cellules) permettent d'apporter des renseignements complémentaires notamment en ce qui concerne la zone inter-cylindre : elles mettent, en particulier, en évidence la présence de deux petites zones tourbillonnaires. On retrouve en aval des cylindres le détachement tourbillonnaire habituel. Les oscillations du sillage sont très réalistes si l'on prend en compte la différence de vitesse entre les mesures expérimentales et celle des simulations.

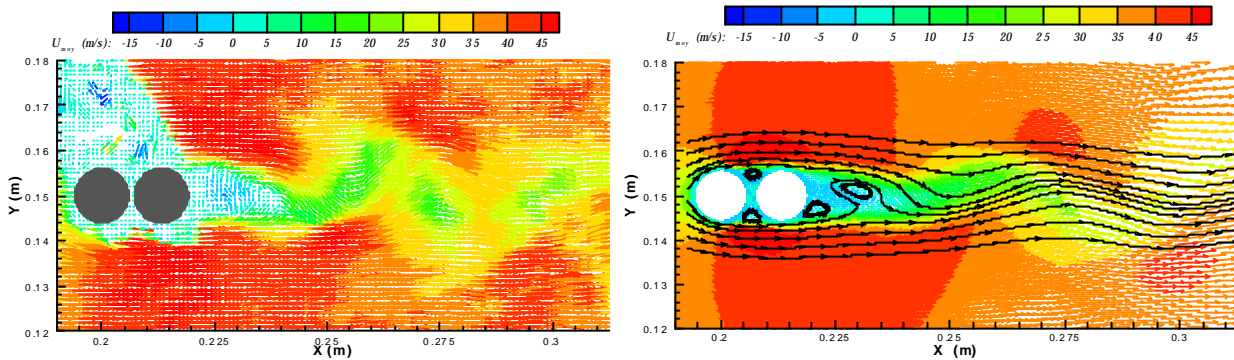


Figure III-4.7 : U_{moy} pour la configuration $d=1.1D$ et $\alpha=0^\circ$.

Pour un espacement de $1.5D$ (Figure III-4.8), les zones d'ombres, plus importantes, masquent certains phénomènes que les simulations révèlent (119000 cellules). Les tourbillons inter-cylindres se développent mais la couche de cisaillement amont ne rattache toujours pas sur le cylindre aval. L'allée tourbillonnaire développée en aval des cylindres à une amplitude qui est sous-estimée par les simulations. On estime cette faiblesse liée à la diffusion numérique lors des calculs.

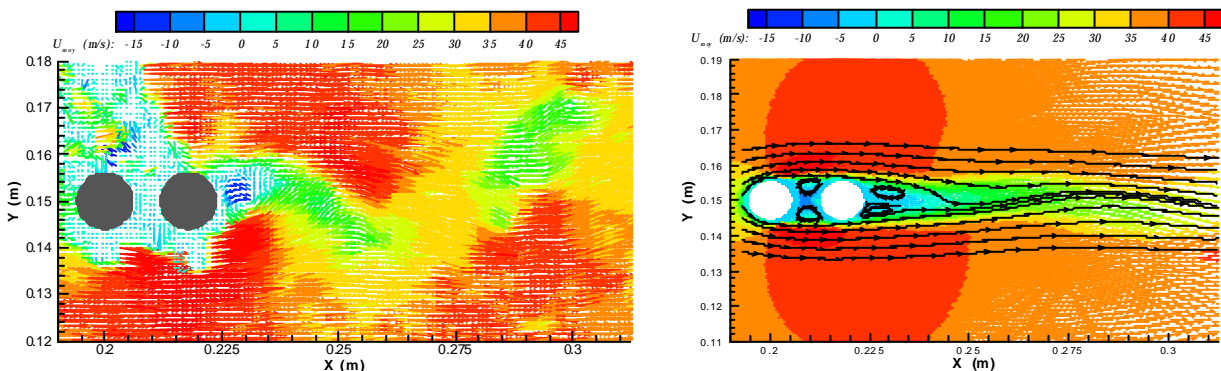


Figure III-4.8 : U_{moy} pour la configuration $d=1.5D$ et $\alpha=0^\circ$.

L'augmentation de l'écartement à $2.5D$ correspond à la limite entre le recouvrement du cylindre aval par les couches de cisaillement développées par le cylindre amont ou bien le rattachement de celles-ci sur la surface du cylindre aval (Figure III-4.9). Le champ de vitesse obtenu par PIV ne permet pas d'apporter d'informations complémentaires sur ce point de vue malgré la présence d'un tourbillon très discret prêt à impacter sur le cylindre aval. On ne peut pas

se prononcer sur la physique du phénomène : tourbillon réel ou bien imaginaire dû au manque de luminosité dans cette zone...

Les simulations numériques (116000 cellules) montrent que les deux zones tourbillonnaires inter-cylindre continuent de se développer : l'allée tourbillonnaire s'est encore un peu plus aplatie. Cette caractéristique s'explique par le début de la transformation de l'allée tourbillonnaire des cylindres en un sillage turbulent.

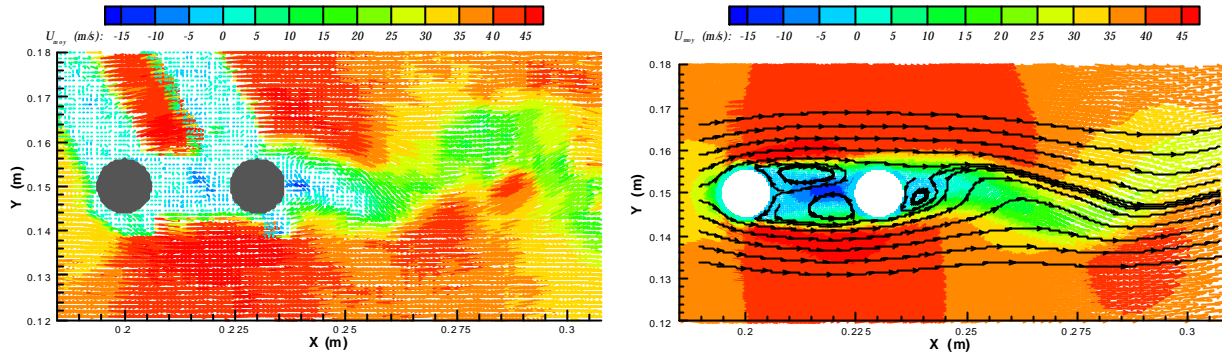


Figure III-4.9 : U_{moy} pour la configuration $d=2.5D$ et $\alpha=0^\circ$.

Quand l'espacement est égal à $3.5D$ (Figure III-4.10), le cylindre amont se comporte quasiment comme un cylindre seul : il commence à développer ses tourbillons sans trop subir l'influence du cylindre aval. Néanmoins, il existe aussi des configurations lors des mesures PIV (Figure III-3.16b) pour lesquelles le cylindre aval se trouve noyé dans le sillage du cylindre amont : le sillage aval devient alors légèrement turbulent et le lâcher de tourbillon se fait moins ressentir. Les calculs numériques (118000 cellules) font ressortir une préférence pour le développement des tourbillons du cylindre amont avant leur convection vers le cylindre aval.

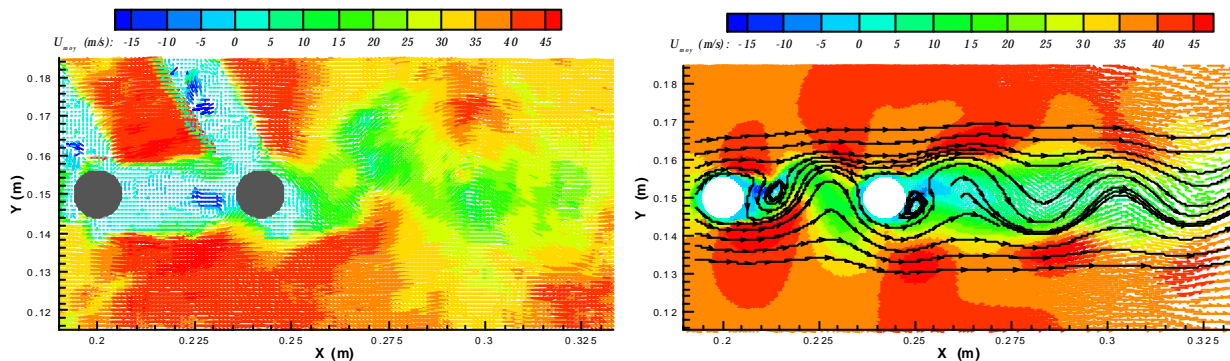


Figure III-4.10 : U_{moy} pour la configuration $d=3.5D$ et $\alpha=0^\circ$.

Lorsque l'écartement atteint $4.5D$, il n'y a plus aucun doute sur la structure de l'écoulement se développant autour des cylindres. Que l'on se place du point de vue expérimental (PIV) ou numérique (131000 cellules), le cylindre amont lâche ses tourbillons devant le cylindre aval (Figure III-4.11). Ceux-ci viennent ensuite impacter contre sa surface. Loin en aval, on retrouve l'allée de KARMAN classique.

On notera tout de même que l'amplitude de l'allée tourbillonnaire est plus faible dans le cas des calculs, probablement du fait de la diffusion numérique entre les mailles.

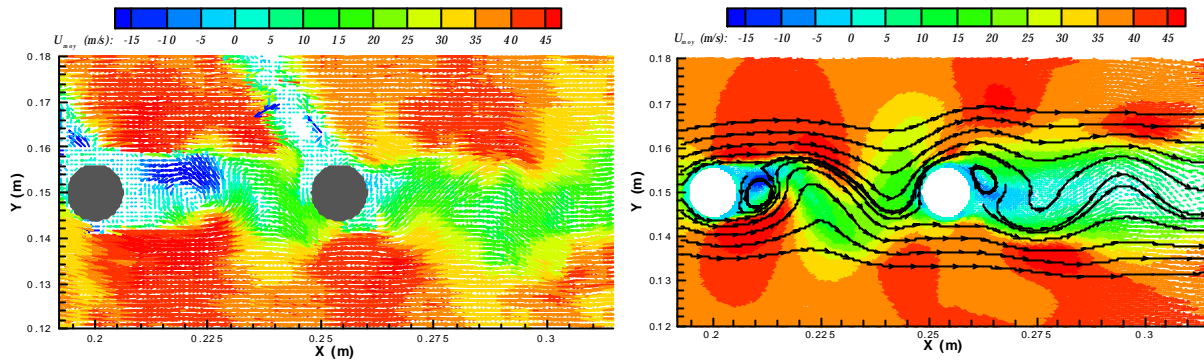


Figure III-4.11 : U_{moy} pour la configuration $d=4.5D$ et $\alpha=0^\circ$.

4.3.3 Cylindres en incidence quelconque

On s'intéresse maintenant à différents arrangements de cylindres en incidence quelconque qui d'un point de vue acoustique ont mis en évidence différents phénomènes.

4.3.3.1 Arrangement $d=1.5D$ et $\alpha=10^\circ$

La première configuration concerne l'arrangement $1.5D$ avec un angle de 10° . Le cylindre aval est encore complètement plongé dans le sillage du cylindre amont (Figure III-4.12). De plus, du fait du faible espacement, il se développe un jet entre les cylindres. Comme le précise **ZDRAVKOVICH** (1972), la mise en incidence des cylindres favorise l'apparition de la transition vers la turbulence dans le sillage des cylindres. Ceci se retrouve dans les mesures de PIV à l'instant t choisi. Les simulations numériques (111000 cellules) mettent en évidence la présence de tourbillons entre les cylindres ainsi que dans le sillage proche du cylindre aval.

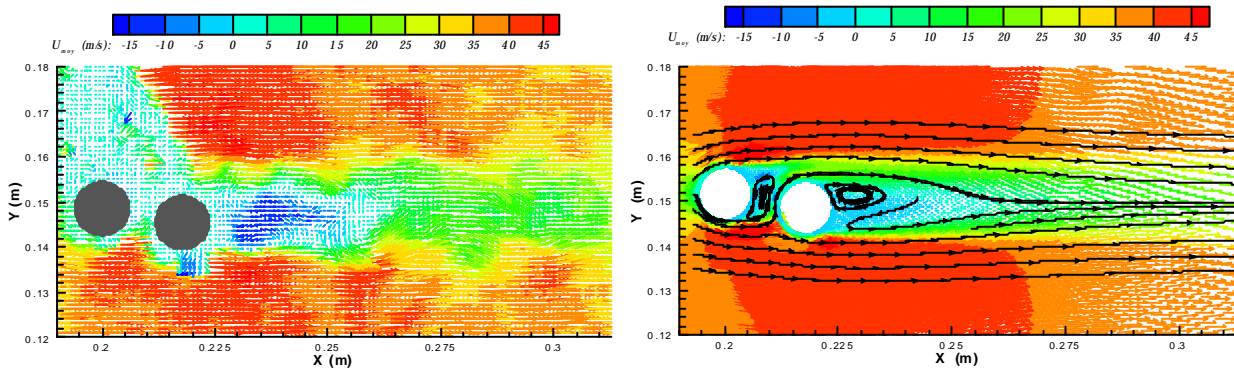


Figure III-4.12 : U_{moy} pour la configuration $d=1.5D$ et $\alpha=10^\circ$.

4.3.3.2 Arrangement $d=2.5D$ et $\alpha=20^\circ$

Une légèrement augmentation de l'écartement et de l'angle provoque un changement radical de la structure de l'écoulement (Figure III-4.13). Le cylindre aval n'est quasiment plus dans le sillage du cylindre amont et n'est alors que très peu influencé par ce dernier.

Le sillage du cylindre amont se mélange rapidement avec une partie des tourbillons développés par le cylindre aval. Les simulations (112000 cellules) présente un sillage comportant des oscillations à des fréquences élevées, phénomène en accord avec les mesures acoustiques ($S_i=0.28$).

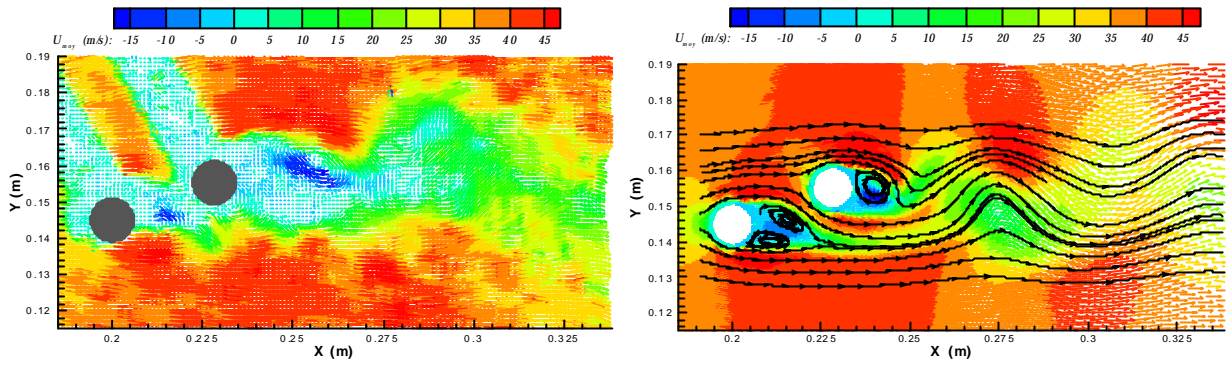


Figure III-4.13 : U_{moy} pour la configuration $d=2.5D$ et $a=20^\circ$.

4.3.3.3 Arrangements $d=3.5D$ avec $a=10, 15, 20^\circ$

On présente ci-dessous trois angles différents pour un écartement fixé à $3.5D$, ce qui correspond à la configuration d'interaction la plus forte rencontrée lors des expérimentations et décrite dans les chapitres précédents.

Dans le premier cas ($d=3.5D$ et $a=10^\circ$), les tourbillons lâchés par le cylindre amont impactent directement contre la paroi du cylindre aval (Figure III-4.14). Ces impacts provoquent la remontée d'ondes de pression vers le cylindre amont qui pilotent le détachement des nouveaux tourbillons. Ce phénomène est particulièrement bien mis en évidence par les mesures acoustiques (spectre et bicohérence de la Figure III-3.21). La PIV comme les simulations numériques (118000 cellules) confirment l'impact des tourbillons du cylindre amont sur le cylindre aval.

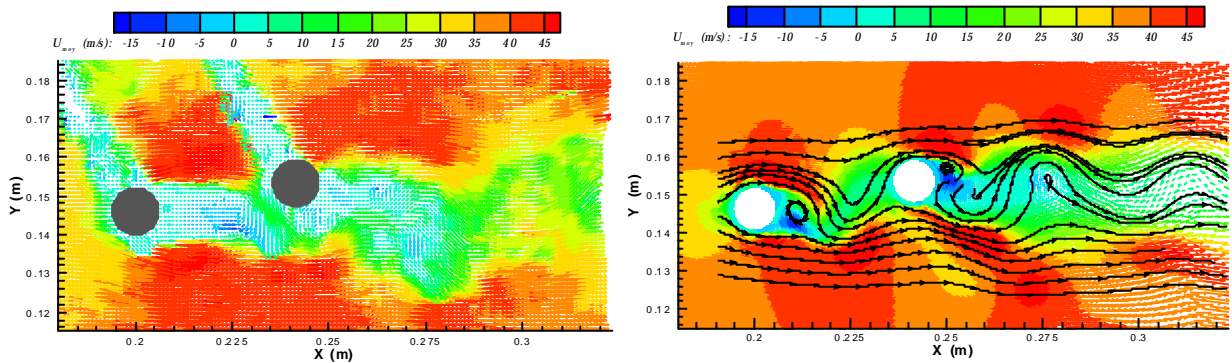


Figure III-4.14 : U_{moy} pour la configuration $d=3.5D$ et $a=10^\circ$.

Dans le second cas, le fait d'imposer un angle légèrement supérieur entraîne un début d'indépendance entre les sillages des deux cylindres (Figure III-4.15).

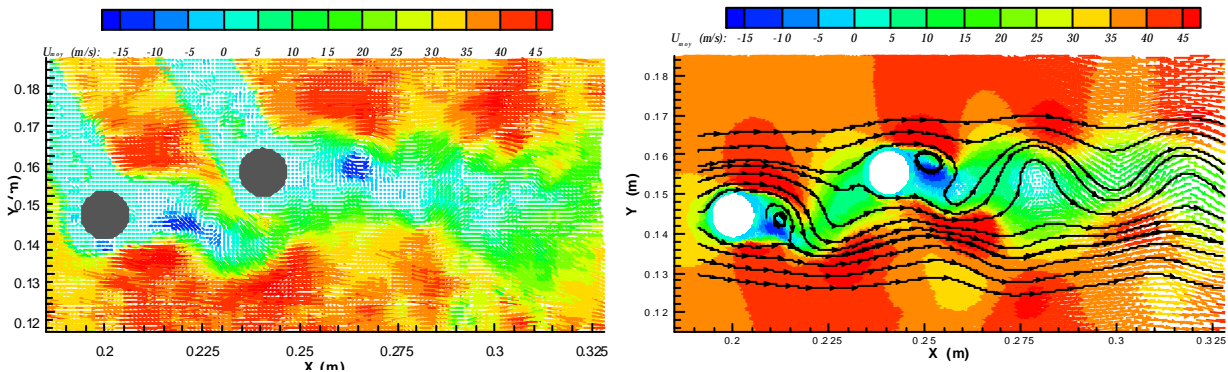


Figure III-4.15 : U_{moy} pour la configuration $d=3.5D$ et $a=15^\circ$.

A nouveau, les simulations numériques (122000 cellules) révèlent différentes zones de recirculation que la PIV n'a pas pu mettre en valeur (zones d'ombre ou de très faible vitesse).

Dans le troisième et dernier cas étudié ($\alpha=20^\circ$), le cylindre aval est quasiment indépendant du cylindre amont : les deux cylindres développent alors chacun leurs tourbillons qui s'amalgament loin en aval pour former un sillage plus épais (Figure III-4.16). Les interactions non-linéaires entre les sillages ont presque disparu : Les tourbillons sont alors lâchés à une fréquence de 0.18 proche de la fréquence de STROUHAL habituelle (0.2). Les simulations (116000 cellules) sont en bon accord avec les mesures de PIV.

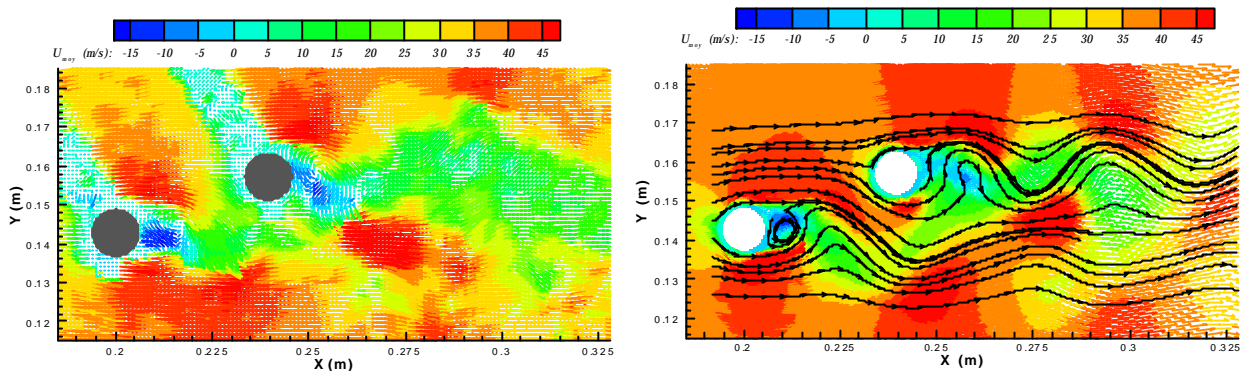


Figure III-4.16 : U_{moy} pour la configuration $d=3.5D$ et $\alpha=20^\circ$.

4.4 Conclusion

Les simulations numériques présentées sont en général en assez bon accord avec les mesures par PIV. Néanmoins, la diffusion numérique entre les mailles reste un problème qui entraîne un amortissement des allées de KARMAN développées derrière les cylindres. Ce défaut devient de plus en plus important lorsque les simulations se déroulent en instationnaire. Elles restent, malgré tout, d'un grand intérêt notamment dans les régions où la PIV n'est qu'approximative (zone d'ombre et de proche paroi) et plutôt prometteuses étant donné la complexité des phénomènes qui se développent. Le couplage des champs aérodynamique et acoustique explique pourquoi il est difficile d'obtenir des simulations numériques en parfait accord avec les mesures expérimentales dans les arrangements générant des interactions non-linéaires quadratiques.

Toutes ces simulations nous ont néanmoins permis de mieux comprendre comment les couplages prenaient place ou disparaissaient et de mettre en évidence leur grande sensibilité aux conditions géométriques. Le but avoué de ces simulations est aussi de récupérer la pression instationnaire en paroi de chaque cylindre pour remonter à la pression acoustique en champ lointain. Cette estimation du bruit rayonné est appliquée, dans l'immédiat, dans le cas du cylindre seul dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Estimation aéroacoustique du bruit rayonné par un cylindre circulaire

On se propose dans ce dernier chapitre d'estimer le bruit rayonné par un cylindre circulaire, soumis à un écoulement uniforme, à partir des pressions pariétales calculées numériquement. Pour ce faire, les principes fondamentaux de l'aéroacoustique sont d'abord rappelés après quoi les résultats des calculs sont présentés.

On considérera dans ce travail que les champs aérodynamique et acoustique n'interagissent pas, c'est-à-dire que les ondes acoustiques ont des effets négligeables sur le champ aérodynamique se développant autour du cylindre.

5.1 Introduction

La théorie du bruit aérodynamique concerne les fluctuations de pression localisées loin de la source acoustique, là où l'amplitude des mouvements est petite et où les effets de la compressibilité de l'air et de la vitesse de propagation des perturbations sont grands. Cette région s'appelle le champ acoustique : les fluctuations de pression et de densité sont faibles et satisfont aux équations d'onde acoustique sans problème thermique. La théorie de **LIGHTHILL** (1952) constitue la base de l'étude des bruits d'origine aérodynamique. Elle permet de faire le lien entre la mécanique des fluides et l'acoustique en décrivant les mécanismes par lesquels la turbulence contenue dans un écoulement peut générer du bruit. **LIGHTHILL** a ainsi pu montrer que les instationnarités d'un écoulement (i.e. de la turbulence) pouvaient être considérées comme des sources sonores. Il est en outre le premier à avoir proposé de faire une analogie entre le problème d'un écoulement non-linéaire et les théories classiques de l'acoustique linéaire.

CURLE (1955) puis **FFOWCS-WILLIAMS & HAWKINGS** (1969) ont ensuite étendu cette théorie afin de prendre en compte les effets des parois rigides agissant sur l'écoulement. Les sources acoustiques apparaissant dans ces configurations sont alors essentiellement dues aux fluctuations des forces exercées par les parois sur le fluide.

5.2 Analogie acoustique de **LIGHTHILL**

L'analogie acoustique est, jusqu'à présent, l'approche la plus simple et la plus utilisée pour prédire le bruit provenant de l'interaction d'un écoulement avec une surface solide. Qu'il s'agisse

de bruit de jet ou de bruit d'obstacle, les écoulements sources de bruit consistent généralement en une zone limitée de perturbation placée dans un milieu infini considéré au repos.

5.2.1 Théorie de Lighthill

Lighthill (1952) est le premier à avoir proposé un modèle mathématique pour la production du bruit par un écoulement libre et turbulent, sans injection de masse et sans force extérieure, en couplant les équations de continuité et de quantité de mouvement :

$$\frac{\mathcal{I} \mathbf{r}}{\mathcal{I} t} + \frac{\mathcal{I}(\mathbf{r} u_i)}{\mathcal{I} x_i} = 0 \quad (\text{III-5.1})$$

$$\frac{\mathcal{I}(\mathbf{r} u_i)}{\mathcal{I} t} + \frac{\mathcal{I}(\mathbf{r} u_i u_j)}{\mathcal{I} x_j} = -\frac{\mathcal{I} p}{\mathcal{I} x_j} + \frac{\mathcal{I} \mathbf{t}_{ij}}{\mathcal{I} x_j} \quad (\text{III-5.2})$$

Pour un fluide newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses τ_{ij} s'écrit

$$\mathbf{t}_{ij} = \mathbf{m} \left(\frac{\mathcal{I} u_i}{\mathcal{I} x_j} + \frac{\mathcal{I} u_j}{\mathcal{I} x_i} \right) - \frac{2}{3} \mathbf{m} \frac{\mathcal{I} u_k}{\mathcal{I} x_k} \mathbf{d}_{ij} \quad (\text{III-5.3})$$

La différence de la dérivée par rapport au temps de la première équation avec la divergence de la seconde donne

$$\frac{\mathcal{I}^2 \mathbf{r}}{\mathcal{I} t^2} - \frac{\mathcal{I}^2(\mathbf{r} u_i u_j)}{\mathcal{I} x_i \mathcal{I} x_j} = \frac{\mathcal{I}^2}{\mathcal{I} x_i \mathcal{I} x_j} (p \mathbf{d}_{ij} - \mathbf{t}_{ij}) \quad (\text{III-5.4})$$

soit, en introduisant une vitesse de référence c_0 (célérité du son dans le milieu au repos) et T_{ij} le tenseur des contraintes turbulentes de Lighthill, on obtient finalement

$$\frac{\mathcal{I}^2 \mathbf{r}}{\mathcal{I} t^2} - c_0^2 \frac{\mathcal{I}^2 \mathbf{r}}{\mathcal{I} x_i \mathcal{I} x_j} = \frac{\mathcal{I}^2 T_{ij}}{\mathcal{I} x_i \mathcal{I} x_j} \quad (\text{III-5.5})$$

avec

$$T_{ij} = \mathbf{r} u_i u_j + (p - \mathbf{r} c_0^2) \mathbf{d}_{ij} - \mathbf{t}_{ij} \quad (\text{III-5.6})$$

Le premier terme de l'équation III-5.6 représente la convection des moments ($\mathbf{r} u_i$) à la vitesse u_j et le second les effets de conduction.

La principale idée de Lighthill fut d'isoler dans le membre de gauche l'opérateur de propagation acoustique en espace libre et de considérer le membre de droite comme un terme source. Le problème de la production de bruit par un écoulement instationnaire est alors remplacé par un problème d'acoustique classique équivalent (équation rappelant l'équation d'ondes).

5.2.2 Interprétation de l'équation de Lighthill

L'équation III-5.5 peut être interprétée comme une équation d'onde qui gouverne le champ acoustique produit par une source sonore quadripolaire placée dans un milieu au repos. Le terme "d'excitation" (second membre) n'est pas indépendant des termes du premier membre. Ceci montre qu'il existe une analogie exacte entre les densités de fluctuations qui se produisent dans n'importe quel écoulement réel et les fluctuations de densité de petite amplitude résultant d'une distribution de sources quadripolaires (d'intensité T_{ij}) situées dans un milieu acoustique fictif au repos. Le terme source doit prendre en compte les effets des ondes réagissant avec les écoulements en mouvement, effets non prévisibles sans quelques connaissances du champ acoustique.

Pour pouvoir traiter l'équation III-5.5 comme une équation d'ondes et utiliser les méthodes classiques de l'acoustique, il faut supposer que :

⇒ T_{ij} est entièrement déterminé par l'écoulement turbulent,

⇒ le champ acoustique, émis par la répartition de sources d'intensité T_{ij} , n'interagira pas avec cette répartition de sources.

A partir de ces hypothèses, l'analogie acoustique cesse d'être exacte et n'est plus qu'une approximation. Dans des conditions de vitesse subsonique, sans effet thermique et en admettant que le bruit rayonné n'interagit pas sur l'écoulement, T_{ij} est assimilable au seul tenseur de REYNOLDS et peut être supposé connu sans résolution préalable de l'équation III-5.5. T_{ij} est alors bien analogue à une source sonore et il est possible de calculer le champ sonore selon les méthodes utilisées en acoustique avec des sources étendues en présence de frontières avec réflexion et diffraction. Dans le but de simplifier la problématique, il est intéressant de remarquer que le tenseur de **LIGHTHILL** T_{ij} peut être considéré comme indépendant des fluctuations de masse volumique \mathbf{r} , en adoptant trois hypothèses :

⇒ le nombre de REYNOLDS de l'écoulement est assez élevé pour pouvoir négliger le tenseur des contraintes visqueuses devant le tenseur des contraintes de REYNOLDS soit : $\mathbf{t}_{ij} \ll \mathbf{r}u_iu_j$,

⇒ la production et la propagation du son se font sans fluctuation d'entropie, autrement dit : $\mathbf{\phi} = c_0^2 \mathbf{dr}$,

⇒ la turbulence est supposée incompressible : le nombre de MACH associé à la turbulence (M_{turb}) est typiquement inférieur à 1.2 et $\mathbf{r}u_iu_j \approx \mathbf{r}_0 u_iu_j$.

Finalement, le tenseur T_{ij} se réduit à

$$T_{ij} = \mathbf{r}_0 u_iu_j \quad \text{(III-5.7)}$$

On rappelle succinctement et sans démonstration, dans le paragraphe suivant, les résultats relatifs à la solution de l'équation de **LIGHTHILL** (III-5.5) en espace libre. Les détails des calculs peuvent être consultés dans **GOLDSTEIN** (1976).

5.2.3 Solution de l'équation de Lighthill en espace libre

Les notations, utilisées pour aborder le développement de l'équation de **LIGHTHILL** (III-5.5), sont précisées sur la Figure III-5.1. Si l'on considère que le volume source turbulent (V) est assez petit alors $\vec{y} \ll \vec{x}$ ($\Leftrightarrow R \approx x$). Moyennant les hypothèses du paragraphe § 5.2.2, la solution en espace libre de l'équation de **LIGHTHILL** s'exprime en utilisant la fonction de GREEN appliquée à la source que constitue le second membre de l'équation III-5.5 :

$$G(\vec{x}, t) = \frac{l}{4\mathbf{p} c_0^2 x} \mathbf{d} \left(t - \frac{R}{c_0} \right) \quad (\text{III-5.8})$$

La pression acoustique rayonnée en champ lointain s'écrit finalement

$$p(\vec{x}, t) = \frac{l}{4\mathbf{p} c_0^2} \frac{x_i x_j}{x^3} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \left(\vec{y}, t - \frac{R}{c_0} \right) d\vec{y} \quad (\text{III-5.9})$$

ou encore en considérant les simplifications du tenseur T_{ij}

$$p(\vec{x}, t) = \frac{\mathbf{r}_0}{4\mathbf{p} c_0^2} \frac{x_i x_j}{x^3} \int_V \frac{\partial^2 u_i u_j}{\partial t^2} \left(\vec{y}, t - \frac{R}{c_0} \right) d\vec{y} \quad (\text{III-5.10})$$

où R représente la distance entre les points d'émission (source) et d'observation : $R = |\vec{R}| = |\vec{x} - \vec{y}|$, avec \vec{x} un point d'observation et \vec{y} un point source. Cette solution fondamentale ne prend en compte que les sources qui sont créées par les fluctuations du tenseur de **LIGHTHILL** (i.e. les fluctuations de vitesse). Si, en plus des sources de **LIGHTHILL**, le milieu présente un débit fluctuant ou des forces extérieures instationnaires, il est nécessaire de généraliser l'équation III-5.5 (établie en espace libre), en prenant en compte l'influence des parois solides sur l'écoulement.

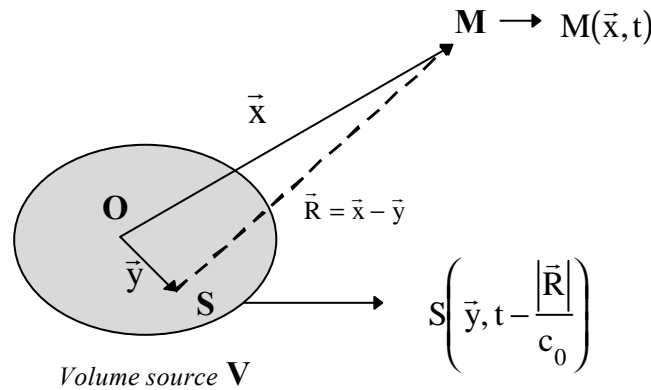


Figure III-5.1 : Notations utilisées pour le développement de Lighthill.

5.3 Effets des parois : généralisation de l'équation Lighthill

L'extension de la théorie de **LIGHTHILL**, lorsque des surfaces solides sont présentes dans l'écoulement, a été entreprise par **CURLE** (1955) pour des parois solides fixes, puis par **Ffowcs-**

WILLIAMS & HAWKINGS (1969) dans le cas de surfaces solides en mouvement arbitraire. Les équations de continuité et de quantité de mouvement deviennent alors :

$$\frac{\mathcal{I} \mathbf{r}}{\mathcal{I} t} + \frac{\mathcal{I}(\mathbf{r}u_i)}{\mathcal{I} x_i} = Q \quad (\text{III-5.11})$$

$$\frac{\mathcal{I}(\mathbf{r}u_i)}{\mathcal{I} t} + \frac{\mathcal{I}(\mathbf{r}u_i u_j)}{\mathcal{I} x_j} = f_i - \frac{\mathcal{I} p}{\mathcal{I} x_j} + \frac{\mathcal{I} \mathbf{t}_{ij}}{\mathcal{I} x_j} \quad (\text{III-5.12})$$

où Q est le débit de masse introduit par unité de volume et f_i la $i^{\text{ème}}$ composante de la force extérieure par unité de volume. L'équation III-5.5 s'écrit alors

$$\frac{\mathcal{I}^2 \mathbf{r}}{\mathcal{I} t^2} - c_0^2 \frac{\mathcal{I}^2 \mathbf{r}}{\mathcal{I} x_i \mathcal{I} x_j} = \frac{\mathcal{I} Q}{\mathcal{I} t} - \frac{\mathcal{I} f_i}{\mathcal{I} x_i} + \frac{\mathcal{I}^2 T_{ij}}{\mathcal{I} x_i \mathcal{I} x_j} \quad (\text{III-5.13})$$

Chaque terme du membre de droite de l'équation III-5.13 peut être considéré comme une source apportant chacune leur contribution au rayonnement acoustique :

⇒ $\frac{\mathcal{I} Q}{\mathcal{I} t}$: source liée aux variations du débit-masse (de type monopolaire),

⇒ $\frac{\mathcal{I} f_i}{\mathcal{I} x_i}$: source liée aux forces exercées par les parois sur l'écoulement (de type dipolaire),

⇒ $\frac{\mathcal{I}^2 T_{ij}}{\mathcal{I} x_i \mathcal{I} x_j}$: sources liées aux fluctuations du tenseur de REYNOLDS (de type quadripolaire).

La solution de cette équation de propagation avec second membre (III-5.13), après calculs et simplifications, donne¹

$$\begin{aligned} \mathbf{r}(\vec{x}, t) = & \frac{1}{4\mathbf{p}c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{R} \left(\vec{y}, t - \frac{R}{c_0} \right) d\vec{y} \\ & - \frac{1}{4\mathbf{p}c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{f_i}{R} \left(\vec{y}, t - \frac{R}{c_0} \right) dS(\vec{y}) \end{aligned} \quad (\text{III-5.14})$$

C'est l'équation de **CURLE** (1955) où S représente la surface qui entoure l'obstacle. Les hypothèses simplificatrices émises sont : un faible nombre de MACH, pas de débit de masse et pas d'effet thermique notable, une surface d'obstacle rigide et stationnaire. Le premier terme de l'équation III-5.14, de type quadripolaire, est directement lié aux phénomènes de turbulence tandis que le second, de type dipolaire, est lié aux efforts instationnaires exercés sur l'obstacle. Dans le cas le plus général, on obtient l'équation de **FFOWCS-WILLIAMS** et **HAWKINGS** (1969) qui est l'équation de synthèse la plus utilisée en aéroacoustique. Ces équations restent cependant

¹ Cette fois-ci, une fonction de GREEN tenant compte des parois solides est utilisée.

difficilement applicables sous cette forme. Il faut, pour les simplifier, adopter l'hypothèse classique de l'acoustique : l'observation en champ lointain.

5.4 Approximations en champ lointain

Pour obtenir des solutions plus simples de l'équation III-5.13 (CURLE, 1955), on se place en champ lointain : le point d'observation est alors à plusieurs longueurs d'onde de la région source et

$$\begin{aligned} R = |\vec{x} - \vec{y}| &\gg \mathbf{1} && \text{longueur d'onde acoustique,} \\ R &\gg L && \text{dimension caractéristique de la source.} \end{aligned}$$

L'équation III-5.14 devient

$$\begin{aligned} \mathbf{r}(\vec{x}, t) = & \frac{1}{4\mathbf{p}c_0^4} \frac{x_i x_j}{x^3} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \left(t - \frac{R}{c_0} \right) d\vec{y} \\ & + \frac{1}{4\mathbf{p}c_0^3} \frac{x_i}{x^2} \int_S \frac{\partial f_i}{\partial t} \left(t - \frac{R}{c_0} \right) dS(\vec{y}) \end{aligned} \quad \text{(III-5.15)}$$

soit, pour la pression acoustique, en utilisant la relation $p = \mathbf{r}c_0^2$

$$\begin{aligned} p(\vec{x}, t) = & \frac{1}{4\mathbf{p}c_0^2} \frac{x_i x_j}{x^3} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \left(t - \frac{R}{c_0} \right) d\vec{y} \\ & - \frac{1}{4\mathbf{p}c_0} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial F_i}{\partial t} \left(t - \frac{R}{c_0} \right) \end{aligned} \quad \text{(III-5.16)}$$

où $F_i(t) = - \int_S f_i(\vec{y}, t) dS(\vec{y})$ représente la force fluctuante totale appliquée par l'écoulement

sur la surface totale S de l'obstacle (due aux pressions pariétales instantanées). Ce résultat est relativement bien vérifié expérimentalement, notamment sur un profil d'aile plongé dans un écoulement turbulent. L'approximation de champ lointain montre qu'il n'y pas d'émission de bruit quand les distributions des sources T_{ij} et f_i seront indépendantes du temps. Il est aussi possible de négliger les termes quadripolaires par rapport aux termes dipolaires qui, à module égal, rayonnent moins d'énergie que les dipôles. Cette hypothèse est adoptée par la suite. On a finalement à résoudre l'équation

$$p(\vec{x}, t) = - \frac{1}{4\mathbf{p}c_0} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial F_i}{\partial t} \left(t - \frac{R}{c_0} \right) \quad \text{(III-5.17)}$$

A travers cette dernière équation, il vient que le bruit rayonné par un obstacle est directement relié aux fluctuations de pression locale. Ceci a aussi été vérifié lors de l'étude expérimentale (cf. § 3.3.5). Dans les paragraphes qui suivent, on ne tient pas compte des phénomènes de vibration, bien que ceux-ci puissent entraîner de fortes amplifications du bruit rayonné lorsque la fréquence d'émission entre en résonance avec un mode de vibration de l'obstacle.

5.5 Application à l'estimation du bruit rayonné par un cylindre

Dans le régime subcritique, le sillage du cylindre possède une très grande énergie sous forme de fortes fluctuations aléatoires. Les tourbillons, lâchés alternativement par le cylindre, créent une dissymétrie de l'écoulement avec une certaine périodicité et une force de pression agissant sur la paroi le cylindre. Cette force est périodique et liée à la fréquence d'émission des tourbillons. Les oscillations de cette force, qui peut se décomposer en forces de traînée et de portance, sont principalement responsables du bruit rayonné : le cylindre joue alors le rôle d'une source acoustique de type dipôle et l'ensemble de deux tourbillons de sens opposés forme une source de type quadripôle. Une partie de l'énergie cinétique se transforme donc en rayonnement acoustique appelé son éolien (bruit à bande fine). La caractérisation des phénomènes acoustiques repose donc sur la bonne connaissance du champ aérodynamique.

Dans le cas d'un obstacle compact (voir rappel) en mouvement relatif permanent (**GOLDSTEIN**, 1976), la pression acoustique en champ lointain est essentiellement reliée aux fluctuations de pression sur l'obstacle par

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0} \frac{x_i}{x^2} \int_S \frac{\partial P_s}{\partial t} \left(\vec{y}, t - \frac{R}{c_0} \right) dS(\vec{y}) \quad (\text{III-5.18})$$

où P_s représente la pression locale à la surface du cylindre et p la pression acoustique rayonnée en champ lointain. Cette relation montre qu'il est possible de calculer le bruit rayonné par un obstacle compact, au point \vec{x} et à l'instant t , si l'on connaît la distribution des pression (et des contraintes) existant sur sa surface à l'instant $\left(t - \frac{R}{c_0} \right)$. Ce terme représente en fait le temps de parcours de l'onde entre l'émetteur et le récepteur.

Rappel :

Un obstacle est dit compact quand sa dimension caractéristique L est petite devant la longueur d'onde λ du son émis : $L \ll \lambda = \frac{2\pi c_0}{\omega}$. La source est alors compacte et constituée d'émetteurs corrélés et en phase. Cette hypothèse apporte un élément supplémentaire de simplification : le temps retardé peut être supposé constant en tout point du volume émissif.

De la même façon qu'on a défini la compacité acoustique, il existe une compacité au sens aérodynamique. Ainsi, un obstacle est dit compact ($L \ll \frac{2\pi U_\infty}{\omega}$) vis à vis des perturbations aérodynamiques si toutes les variations de pression le long de l'obstacle sont approximativement en phase et qu'elles peuvent se ramener à une valeur moyenne appliquée en un point. La compacité aérodynamique implique également la compacité au sens acoustique; l'inverse, en revanche, n'est pas vérifié.

Dans le cas d'un obstacle cylindrique (Figure III-5.2), **SCHLINKER** et **AL.** (1976) proposent un modèle de sources sonores réduit à une répartition de doublets sur l'axe, d'intensité proportionnelle à la portance instationnaire par tranche.

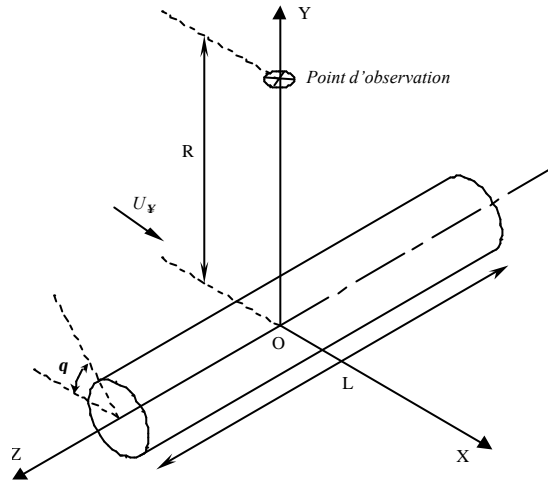


Figure III-5.2 : Repérage du cylindre.

L'intégrale de surface appliquée à une tranche de l'obstacle est réduite à une charge instationnaire globale concentrée sur l'axe et égale (pour un observateur placé à la verticale au-dessus du cylindre) à la portance instationnaire sur la tranche concernée. L'équation III-5.18 s'écrit alors simplement

$$p(t) \approx \frac{l}{4\rho c_0} \frac{l}{R} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\mathcal{F} F_L(\bar{y}, t)}{\mathcal{F} t} d\bar{y} \quad (\text{III-5.19})$$

où $F_L(\bar{y}, t)$ représente la fluctuation de portance, sur une tranche d'envergure unité, agissant sur le cylindre. Elle peut s'écrire

$$F_L(\bar{y}, t) = D \int_0^p P_s(\mathbf{q}, t) \sin \mathbf{q} d\mathbf{q} \quad (\text{III-5.20})$$

Dans le cadre du modèle de **SCHLINKER** et **AL.** (1976), l'intensité des sources est proportionnelle à la portance (sur une tranche de cylindre) et à la longueur de corrélation transversale des tourbillons². L'ensemble des auteurs est en accord et précise que l'amplitude des fluctuations des forces sur le cylindre (i.e. le bruit rayonné) dépend du niveau de cohérence des tourbillons le long de l'envergure du cylindre. Quel que soit le modèle employé, on considère que les sources acoustiques sont directement liées aux fluctuations de portance : les fluctuations de traînée sont en effet négligeables devant les fluctuations de portance et le bruit engendré par les tourbillons dans le sillage est alors négligé. L'obstacle est donc remplacé par une distribution de sources dipolaires réparties sur sa surface. Au lieu de déterminer un tenseur des contraintes T_{ij} spatial, on est ramené à déterminer la répartition spatiale et temporelle de la pression à la surface de l'obstacle. Cette répartition est équivalente à la répartition réelle des sources acoustiques réelles sur la surface de l'obstacle. Il est important de noter que la turbulence incidente, la couche limite sur l'obstacle, la rugosité de l'obstacle ou encore les répartitions tourbillonnaires dans le sillage sont directement responsables des fluctuations de pression en paroi.

² Cette longueur reste difficile à estimer, chaque auteur utilisant sa propre méthode de définition. En général pour de faibles REYNOLDS (où les effets tridimensionnels commencent à peine à se manifester), la longueur de cohérence se situe entre 15 et 18 diamètres (**MORKOVIN**, 1964). Au REYNOLDS critique ($\approx 10^5$), elle n'égale plus que 2 à 4 diamètres (**SZEPESSY & BEARMAN**, 1992), puis décroît à 1-1.25 diamètres quand la couche limite est complètement turbulente du fait du développement du caractère aléatoire des structures (**BLACKBURN & MELBOURNE**, 1996). Enfin la longueur de cohérence permet une bonne mesure de la bidimensionnalité (ou tridimensionnalité) de l'écoulement.

Finalement, moyennant quelques hypothèses, on a montré qu'il était possible de relier la pression acoustique en champ lointain $p(\vec{x}, t)$ au point d'observation \vec{x} à l'instant t avec la pression de surface sur l'obstacle au point d'émission \vec{y} à l'instant retardé $\left(t - \frac{R}{c_0}\right)$.

5.6 Estimation du bruit rayonné par un cylindre circulaire

La démarche générale consiste donc à exprimer la pression acoustique en champ lointain à partir de la source, c'est-à-dire dans notre cas à partir de la force de portance engendrée par le cylindre. Ce travail ne peut donc se dérouler qu'à condition de considérer que les champs aérodynamique et acoustique sont découplés, c'est-à-dire que les ondes acoustiques ont des effets négligeables sur le champ aérodynamique. Moyennant cette hypothèse, les calculs aérodynamique et acoustique sont estimés séparément : seules les caractéristiques de l'écoulement en paroi ont alors de l'intérêt et servent de paramètre d'entrée (source acoustique) au calcul acoustique.

A partir des simulations numériques bidimensionnelles présentées dans le chapitre 4, on se propose donc de calculer la pression acoustique en champ lointain générée par le cylindre circulaire seul. Après de brefs rappels concernant les procédures expérimentale et numérique, on présente l'estimation de la pression acoustique en champ lointain. Le bruit rayonné est calculé à partir des pressions pariétales autour du cylindre suivant les équations III-5.19 et III-5.20.

5.6.1 Mesures expérimentales

Le microphone, placé au dessus du cylindre (à 80 cm , distance limitée par la hauteur de la chambre bas-bruit de la soufflerie), se trouve à un peu plus d'une longueur d'onde des sources acoustiques équivalentes liées à la fréquence caractéristique de STROUHAL ($\mathbf{I} = 0.67\text{ m}$) du cylindre. L'hypothèse de champ lointain, dans le cas d'un cylindre de 12 mm , n'est donc pas vérifiée de façon satisfaisante. Une distance d'au moins deux à trois longueurs d'onde serait plus appropriée. La fréquence du lâcher tourbillonnaire est de l'ordre de 505 Hz , ce qui équivaut à un nombre de STROUHAL de l'ordre de 0.19 .

5.6.2 Simulations numériques

Ces nouvelles simulations numériques bidimensionnelles nécessitent quelques adaptations par rapport à ce qui a été décrit dans le chapitre 4, puisqu'on ne s'intéresse plus uniquement au champ moyen. Ainsi, l'établissement du régime périodique (lié aux instabilités de l'écoulement) est augmentée à $200D$ avant de pouvoir conserver les champs de pression relatifs à chaque pas de temps. Les simulations numériques comportent 550 pas de temps de 0.09375 ms chacun (20 pas de temps par période) ce qui représente environ 27 périodes pour un temps de calcul de 69 heures CPU. Le cylindre a un diamètre de 12 mm et la vitesse de l'écoulement amont est toujours fixée à 32 m/s ($Re = 2.6 \cdot 10^4$) et le taux de turbulence à 1% . Pour chaque pas de temps, suivant la bibliographie, seule la pression pariétale autour du cylindre est conservée : elle est obtenue par interpolation entre le champ numérique et une paroi de rayon celui du cylindre (6 mm) selon la méthode dite de la distance inverse. Deux autres pas temporels ont été simulés, respectivement 0.375 ms ($\frac{S_t}{5}$) et 0.1875 ms ($\frac{S_t}{10}$) mais un manque de précision dans les phénomènes simulés (fréquence de STROUHAL, coefficient de pression, ...) nous a conduit à considérer le pas de temps $\Delta t = 0.09375\text{ ms}$ comme étant le mieux adapté au problème.

5.6.3 Résultats

Avant toute comparaison, il est important de noter que les expérimentations et les simulations numériques ne se sont pas déroulées dans les mêmes conditions. En effet, durant les mesures expérimentales, le cylindre ne comportait pas de plaque de bouts et comme le précise **KEEFE** (1961) les forces fluctuantes de portance et de traînée dépendent considérablement des conditions de bouts.

Dans les estimations de la pression acoustique, les effets de réfraction à travers la zone de mélange et les effets de réflexion des ondes contre le support des cylindres ont été négligés. De plus, comme le précisent **COX** et **AL.** (1998), les effets tridimensionnels ont une importance considérable dans les résultats des calculs acoustiques : le lâcher tridimensionnel des tourbillons associé à la longueur de cohérence (transversale) de ceux-ci affectent grandement l'amplitude et la fréquence du bruit rayonné. Ces effets ne sont donc pas pris en compte dans nos simulations bidimensionnelles.

Enfin, la longueur du cylindre, qui influe grandement les résultats, principalement les fluctuations de portance et la fréquence de STROUHAL selon **SZEPESY** et **BEARMAN** (1992), n'intervient pas dans nos simulations numériques bidimensionnelles.

Sont présentés ci-dessous les résultats concernant les paramètres aérodynamiques puis acoustiques engendrés par le cylindre.

5.6.3.1 Coefficients de pression, portance et traînée

Dans un premier temps on calcule le coefficient de pression (Figure III-5.3a) moyenné sur les 550 pas de temps que comporte le calcul. On trouve des valeurs proches de celles obtenues par **STANSBY** (1981) pour des nombres de REYNOLDS similaires. On rappelle l'angle que $\mathbf{q} = 0^\circ$ correspond au point d'arrêt amont du cylindre.

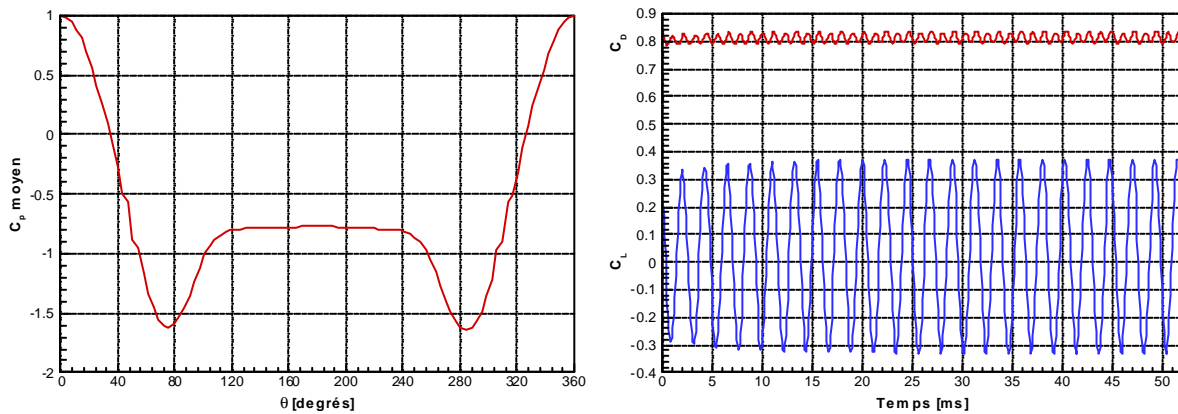


Figure III-5.3 : Coefficient de pression moyen autour du cylindre (a) et fluctuations des coefficients de portance et de traînée en fonction du temps (b).

Dans un second temps, on s'intéresse aux coefficients de portance et de traînée (Figure III-5.3b). Il ressort que la traînée est largement sous-estimée (0.82 au lieu de 1.17, voir chapitre 1) alors que les fluctuations de portance semblent mieux approchées. Les calculs de la pression acoustique en champ lointain étant basés sur les fluctuations de portance, on considèrera ces premiers résultats comme corrects.

5.6.3.2 Pression acoustique en champ lointain

Les résultats expérimentaux et numériques de la pression acoustique en champ lointain sont présentés sur la Figure III-5.4. Pour la partie numérique, la pression acoustique a été calculée à partir de la portance puis de la traînée du cylindre. L'analyse spectrale des mesures expérimentales est effectuée sur 512 raies de spectres ce qui permet d'obtenir une résolution fréquentielle $\Delta S_t = 0.006$, tandis que celle correspondant aux simulations numériques ne comporte que 256 raies. La résolution correspondante est alors de $\Delta S_t \gg 0.008$.

Le spectre obtenu à partir des données "numériques" comporte essentiellement deux pics : le fondamental correspondant à la portance alternative agissant sur le cylindre et le second, harmonique du premier (fréquence double), qui correspond à la traînée du cylindre. Ce spectre comporte un très faible bruit de fond comparé aux mesures expérimentales³. L'ajout d'un bruit gaussien de 20 dB environ permet de rehausser l'ensemble du spectre et de se rapprocher ainsi des conditions expérimentales. L'augmentation du niveau du bruit gaussien à 30 dB a pour principal effet de masquer les harmoniques contenues dans le spectre : c'est sans doute l'une des raisons pour lesquelles on n'observe pas la présence d'harmonique dans le spectre obtenu à partir des mesures expérimentales.

L'ensemble des pics reste cependant beaucoup plus marqué dans le cas numérique par rapport au cas expérimental.

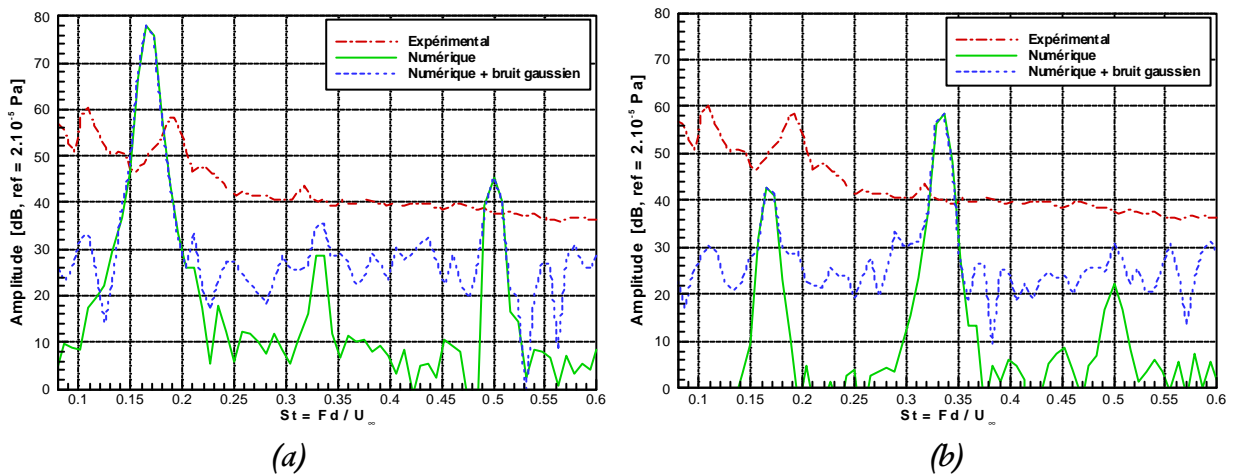


Figure III-5.4 : Spectre de la pression acoustique en champ lointain due à la portance (a) et à la traînée (b).

L'amplitude du pic due à la portance confirme la prépondérance que jouent les fluctuations de portance dans la génération du bruit rayonné. Ces dires sont d'ailleurs confirmés par **ETKIN** et **AL.** (1957). L'amplitude des pics liés à la portance ainsi qu'à la traînée évolue grandement suivant l'emplacement du microphone : lorsque celui-ci se trouve en aval du cylindre, c'est la traînée qui devient prépondérante et lorsque le microphone est situé au dessus du cylindre la portance est la principale source sonore responsable de la pression acoustique rayonnée en champ lointain. Malgré une position autour de 90° du microphone par rapport au cylindre, les résultats numériques font ressortir un pic important qui correspond à la traînée.

³ On notera que l'on a pas introduit de constante de calage car le but de cette première approximation de la pression acoustique était simplement d'établir une comparaison numérique expérimentale.

5.6.4 Conclusion

Le bruit rayonné par un cylindre est essentiellement de type aérodynamique, bien qu'aucune mesure de vibration n'ait été effectuée. On a ainsi vu qu'il était possible d'estimer la pression acoustique en champ lointain à partir des pressions agissant sur la paroi du cylindre. Les spectres comportent un pic principal dû aux fluctuations de portance (le fondamental), un pic harmonique du premier dû aux fluctuations de traînée et un faible bruit de fond pour les fréquences plus élevées. Le bruit rayonné par le fondamental a une direction essentiellement perpendiculaire à l'écoulement tandis que celui dû à l'harmonique est plutôt parallèle à l'écoulement.

Cette première étude sur un cylindre seul permet de valider en partie la procédure consistant à calculer la pression acoustique en champ lointain à partir des fluctuations de pression en paroi (numérique). Il serait par conséquent intéressant de simuler de la même façon les différents arrangements de cylindres puis d'essayer de remonter à la pression acoustique rayonnée en champ lointain mais il se pose alors le problème du caractère aléatoire des champ de pression autour des deux cylindres.

Bibliographie

AKUSTIK DATA, voir **KING W.F.**

ARIE M., KIYA M., MORIYA M. & MORI H., 1983, "Pressure fluctuations on the surface of two circular cylinders in tandem arrangement", *Trans. ASME, J. Fluids Eng., Ser. I*, vol. 105, pp. 161-167

BEARMAN P.W. & WADCOCK A.J., 1973, "The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 61, part 3, pp. 499-511.

BÉNARD H., 1908, "Formation des centres de giration à l'arrière d'un obstacle en mouvement", *Comptes-Rendus Académie des Sciences*, vol. 147, pp. 839-842.

BERGE J.E., 1998, "Etude des phénomènes aéroacoustiques engendrés par deux cylindres en incidence quelconque dans un écoulement d'air subsonique", *Rapport de DEA, Université de Poitiers*.

BIERMANN D. & HERRNSTEIN W.H., 1933, "The interaction between struts in various combinations", *NACA TR 468*.

BLACKBURN H.M. & MELBOURNE W.H., 1996, "The effect of free-stream turbulence on sectional lift forces on a circular cylinder", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 306, pp. 267-292.

BLEVINS R.D., 1984, "Review of sound induced by vortex shedding from cylinders", *Journal of Sound and Vibration*, vol. 92 (4), pp. 455-470.

BOUAK F., 1999, "Etude de l'écoulement autour de structures composées de deux cylindres", *Thèse de Doctorat, Université de Laval, Québec*.

BRUN C., 1998, "Etude expérimentale et numérique de l'interaction forte entre sillages d'obstacles cylindriques", *Thèse de Doctorat, Université de Grenoble*.

CHEN Y.N., 1968, "Flow-induced vibration and noise in tube-bank heat exchangers due to Von Karman streets", *Journal of Engineering for Industry*, 90, pp. 134-146.

COUTANCEAU M. & DEFAYE J.R., 1991, "Cylinder wake configuration : a flow visualization survey", *Applied Mechanics Review*, vol. 44, n°6, pp. 255-305.

COX J.S. BRENTNER K.S. & RUMSEY C.L., 1998, "Computation of vortex shedding and radiated sound for a cylinder: subcritical to transcritical Reynolds numbers", *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, vol. 12, n°4, pp. 233-253.

CURLE N., 1955, “The influence of solid boundaries on aerodynamic sound”, Proceedings of the Royal Society, A231, pp. 505-514.

DANTEC, 1998, “FlowMap - PIV Installation & User’s guide”, Dantec Measurement Technology A/S, fourth edition, Denmark.

ELGAR S. & SEBERT G., 1989, “Statistics of bicoherence and biphasé”, Journal of Geophysical Research, vol. C94, pp. 10993-10998.

ETKIN B., KORBACHER G.K. & KEEFE R.T., 1957, “Acoustic radiation from a stationary cylinder in a fluid stream (aeolian tones)”, Journal of the Acoustical Society of America, vol. 29, n°1, pp. 30-36.

FACKRELL J.W.A., 1996, “Bispectral analysis of speech signals”, Ph.D. thesis, Université d'Edinburg.

FFOWCS WILLIAMS J.E. & HAWKINGS D.L., 1969, “Sound generated by turbulence and surfaces in arbitrary motion”, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A264, pp. 321-342.

FRAZER R.A. & SIMMONS L.F.G., 1917, “Tests on struts suitable for the fairing of duplicate cables”, ARC R&M, 10, vol. 1, pp. 433.

FUJITA H., SHA W., FURUTANI H. & SUZUKI H., 1998, “Experimental investigations and prediction of aerodynamic sound generated from square cylinders”, AIAA paper 98-2369.

GERRARD J.H., 1965, “A disturbance-sensitive Reynolds number range of the flow past a circular cylinder”, Journal of Fluid Mechanics, vol. 22, pp. 187-196.

GOLDSTEIN M.E., 1976, “Aeroacoustics”, McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering.

GU Z., 1996, “On interference between two circular cylinders at supercritical Reynolds number”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol. 62, pp. 175-190.

HIWADA M., MABUCHI I. & YANAGIHARA H., 1978, “Fluid flow and heat transfer around two cylinders in cross flow”, Proc. 15th Natio. Heat Trans. Sympo. Japan., Tokyo, pp. 10-12.

HORI E., 1959, “Experiments on flow around a pair of parallel circular cylinders”, Proc. 9th Japan National Congress for Applied Mech., Tokyo, pp. 231-234.

IGARASHI T., 1981, “Characteristics of the flow around two circular cylinders arranged in tandem”, Bulletin of the JSME, vol. 24, n°188, pp.323-331.

IGARASHI T., 1977, “Characteristics of the flow around two circular cylinders arranged in tandem”, Bulletin of the JSME, vol. 25(201), pp. 349-357.

IMAICHI K. & AL., 1974, Preprint of Japan Soc. Mech. Engrs. (en japonais), n°735-5, pp. 104

IMAICHI K., 1973, Preprint for the JSME, n°734-5, pp. 104-106.

ISHIGAI S. & NISHIKAWA E., 1975, “Experimental study of structure of gas flow in tube banks with tube axes normal to flow”, Bulletin of the JSME, vol. 18, n°119, pp. 528-535.

- ISHIGAI S., NISHIKAWA E., NISHIMURA K & CHO K.**, 1972, “Experimental study of structure of gas flow in tube banks with tube axes normal to flow, Part I: Karman vortex around two tubes at various spacings”, Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers, vol. 15, n°86, pp. 949-956.
- KAMEMOTO K.**, 1976, “Formation and interaction of two parallel vortex streets”, Bull. JSME, vol. 19, n°129, pp. 283-290.
- KEEFE R.T.**, 1961, “An investigation of the fluctuating forces acting on a stationary circular cylinder in a subsonic stream of the associated sound field”, U.T.I.A., Université de Toronto, vol. 76, pp. 1-102.
- KIM Y.C., BEALL J.M., POWERS E.J. & MIKSAD R.W.**, 1980, “Bispectrum and nonlinear wave coupling”, Phys. Fluids 23 (2), pp. 258-263.
- KIM Y.C., KHADRA L. & POWERS E.J.**, 1980, “Wave modulation in a nonlinear dispersive medium”, Phys. Fluids 23 (11), pp. 2250-2257.
- KIM Y.C. & POWERS E.J.**, 1978, “Digital bispectral analysis of self excited fluctuation spectra”, Phys. Fluids 21 (8), pp. 1452-1453.
- KIM Y.C. & POWERS E.J.**, 1979, “Digital bispectral analysis and its applications to nonlinear wave interactions”, IEEE Trans. Plasma .Sc., vol. PS-7, n°2, pp. 120-131.
- KING W.F. & BARSIKOW B.**, 1997, “An experimental study of sound generated by flow interactions with free-ended cylinders”, rapport Deufrako K2.
- KIYA M., ARIE M., TAMURA H. & MORI H.**, 1980, “Vortex shedding from two circular cylinders in staggered arrangement”, Transaction of the ASME, Journal of Fluids Engineering, vol. 102, pp. 166-173.
- KOSTIC Z.G. & OKA S.N.**, 1972, “Fluid flow and heat transfer with two cylinders in cross flow”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 15, pp. 279-299.
- KOURTA A., BOISSON H.C., CHASSAING P. & HA MINH H.**, 1987, “Nonlinear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder”, Journal of Fluid Mechanics, vol. 181, pp. 141-161.
- LANDWEBER L.**, 1942, “Flow about a pair of adjacent, parallel cylinders normal to a stream”, Navy Dpt. D.W. Taylor Model Basin, Report 485, Washington D.C.
- LIGHTHILL M.J.**, 1952, “On sound generated aerodynamically”, Proceedings of the Royal Society of London, Series A211, pp. 564-587.
- LJUNGKRONA L., NORGERG CH. & SUNDEN B.**, 1991, “Freestream turbulence and tube spacing effects on surface pressure fluctuations for two tubes in an in-line arrangement”, J. Fluids and Structures, vol. 5, pp. 701-727.
- MALLOCK A.**, 1907, “On the resistance of air”, Proc. Roy. Soc. London, vol. A79, pp. 262-273.

MORKOVIN M.V., 1964, “Flow around a circular cylinder – a kaleidoscope of challenging fluid phenomena”, ASME Symposium on fully separated flows, pp. 102-118.

NG C.W. & KO N.W.M., 1995, “Flow interaction behind two circular cylinders of equal diameter - a numerical study”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol. 54/55, pp. 277-287.

NIKIAS C.L. & PETROPULU A.P., 1993, “Higher order spectra analysis”, PTR Prentice Hall, New Jersey.

NOGER C., BERGE J.E. & PATRAT J.C., 1999, “Etude aéroacoustique de l'interaction de sillage entre deux cylindres circulaires placés en incidence quelconque”, Congrès AUM, septembre, Toulouse.

NOGER C., 1996, “Statistique d'Ordre Supérieur, Spectres d'Ordre Supérieur (HOS) - Application à l'analyse des interactions non-linéaires quadratiques d'ondes acoustiques”, Rapport interne, LEA-CEAT Poitiers.

OHYA Y., 1985, “The origin of biased gap flow behind multiple bluff bodies in a side by side arrangement”, Memories of the Faculty of Engineering, vol. 30, n°3, pp. 103.

OHYA Y., OKAJIMA A. & HAYASHI M., 1989, “Wake interference and vortex shedding”, Encyclopedia Fluid Mech., vol. 2, pp. 323-389.

OKAJIMA A., SUGITANI K. & MIZOTA T., 1986, “Flow around a pair of circular cylinders arranged side by side at high Reynolds numbers”, Trans. JSME, J. Fluids Eng., vol. 52, n°480, pp. 2844-2850.

OKAJIMA A., 1979, “Flow around two tandem circular cylinder at very high Reynolds numbers”, Bull. JSME, vol. 22, n°166, pp. 504-511.

PANELL J.R., GRIFFITHS E.A. & COALES J.D., 1915, “Experiments on the interference between pairs of airplane wires of circular and lenticular cross section”, ARC R&M, 7, pp. 206.

PHILLIPS O.M., 1956, “The intensity of aeolian tones”, Journal of Fluid Mechanics, vol. 1, pp. 607-624.

PRASAD A. & WILLIAMSON C.H.K., 1997, “The instability of the shear layer separating from a bluff body”, Journal of Fluid Mechanics, vol. 333, pp. 375-402.

PRICE S.J., 1976, “The origin and nature of the lift force on two bluff bodies”, Aeronautical Quarterly, vol. XXVI, pp. 154-168.

PRICE S.J., PAIDOUSSIS M.P., 1984, “The aerodynamic forces acting on groups of two and three circular cylinders when subjected to a cross-flow”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol. 17, pp. 329-347.

QUADFLIEG H., 1977, “Vortex induced load on the cylinder pair at high Re”, (en allemand) Forsch. Ing. Wes., vol. 43, pp.9-18.

RAYLEIGH LORD, 1945, “Ueber eine besondere art der tonenegung”, Annalen der Physik und Chemie (Leipzig) Series 3, vol. 5, pp. 216-251.

- RIFAI S.**, 1989, “Etude du rayonnement acoustique d’un obstacle cylindrique placé dans un écoulement d’air subsonique”, Thèse de Doctorat de l’Université de Poitiers.
- ROSHKO A.**, 1954, “On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies”, NACA, TN 3169.
- SCHLICHTING**, 1968, “Boundary layer theory”, ed. Mc Graw Hill, New-York, Sixth Edition.
- SCHLINKER R.H., FINK M.R. & AMIET R.K.**, 1976, “Vortex noise from non-rotating cylinders and airfoils”, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Paper 76-81.
- SPIVACK H.M.**, 1946, “Vortex frequency and flow pattern in the wake of two parallel cylinders at varied spacings normal to an air stream”, Journal of The Aeronautical Sciences, vol. 13, pp.289-297.
- STANSBY P.K.**, 1981, “A numerical study of vortex shedding from one and two circular cylinders”, Aeronautical Quarterly, vol. 32, pp. 48-71.
- STROUHAL V.**, 1878, “Theory of sound”, New-York, Dover Publications.
- SUZUKI N., SATO H., IUCHI M. & YAMAMOTO S.**, 1971, “Aerodynamic forces acting on circular cylinders arranged in a longitudinal row”, Proc. 3rd Inter. Symp. On Wind Effect on Buildings and Structures, Tokyo, pp.377-387.
- SZEPESY S. & BEARMAN P.W.**, 1992, “Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from a circular cylinder”, Journal of Fluid Mechanics, vol. 234, pp. 191-217.
- TANIGUCHI S., SAKAMOTO H. & ARIE M.**, 1982, “Interference between two circular cylinder of finite height vertically immersed in a turbulent boundary layer”, Journal of Fluids Engineering, vol. 104, pp. 529-536.
- THOMAS D.G. & KRAUS K.A.**, 1964, “Interaction of vortex streets”, Journal of Applied Physics, vol. 35, n°12, pp.3458-3459.
- TOKUSHIMA K. & AL.**, 1974, Preprint of Japan Soc. Mech. Engrs. (japonais), n°740-13, pp. 13
- WATANABE Y. & AL.**, 1974, Trans. Japan Soc. Mech. Engrs. (japonais), vol. 40, n°331, pp. 765
- WILLERT C.E. & GHARIB M.**, 1991, “Digital particle image velocimetry”, Experiments in Fluids, Vol. 10, pp. 181-193.
- WILLIAMSON C.H.K.**, 1996, “Vortex dynamics in the cylinder wake”, Annual Review of Fluid Mechanics, vol. 28, pp. 477-539.
- WILLIAMSON C.H.K.**, 1985, “Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies”, Journal of Fluid Mechanics, vol. 159, pp. 1-18.
- WONG Y. & YU T.**, 1917, “Air resistance of cylinder combinations”, MIT thesis.

WU J.C. & HU Y.C., 1995, “A numerical study of wake interference behind two side-by-side and tandem circular cylinders”, *Journal of the Chinese Society of Mechanical Engineers*, vol. 16, n°2, pp. 102-122.

ZDRAVKOVICH M.M., 1997, “Flow around circular cylinders”, vol. 1: fundamentals, Oxford Science Publications.

ZDRAVKOVICH M.M., 1988, “Review of interference-induced oscillations in flow past two parallel circular cylinders in various arrangements”, *Journal of Wing Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 28, pp. 183-200.

ZDRAVKOVICH M.M., 1987, “The effects of interference between circular cylinders in cross flow”, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 1, pp. 239-261.

ZDRAVKOVICH M.M., 1985, “Flow-induced oscillations of two interfering circular cylinders”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 101, n°4, pp. 511-521.

ZDRAVKOVICH M.M., 1977a, “Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangements”, *Trans. ASME, J. Fluids Eng., Ser. I*, vol. 99(4), pp. 618-633.

ZDRAVKOVICH M.M. & PRIDDEN D.L., 1977b, “Interference between two circular cylinders : Series of unexpected discontinuities”, *Journal of Industrial Aerodynamics*, vol. 2, pp. 255-270.

ZDRAVKOVICH M.M., 1972, “Smoke observations of wakes of tandem cylinders at low Reynolds numbers”, *The Aeronautical Journal*, vol. 76, pp.108-114.

ZHOU Y., SO R.M.C., XU H.G. & JIN W., 1998, “Interference between two cylinders in a uniform stream”, 13th Australasian Fluid Mechanics Conference, December 13-18.

Annexe III-A

Bicohérence : exemple académique de KIM et POWERS

Pour illustrer comment le spectre de bicohérence mesure la cohérence de phase entre trois oscillateurs, on aborde dans cette annexe l'exemple académique proposé par **KIM** et **POWERS** (1979) afin de montrer l'utilité des techniques HOS.

Dans un premier temps, on présente l'algorithme de calcul de la bicohérence selon la méthode directe puis on aborde, dans un second temps, l'exemple de **KIM** et **POWERS** nous permet d'affiner notre compréhension sur les couplages non-linéaires et de mieux comprendre comment les paramètres de couplage peuvent influencer les résultats de la bicohérence.

Deux types signaux, dénommés simple et complexe, sont respectivement étudiés.

A.1 Algorithme de la bicohérence

Pour calculer la bicohérence, il existe deux approches conventionnelles basées sur les algorithmes de la transformée de FOURIER rapide (FFT) : on distingue les méthodes directe et indirecte. La méthode indirecte étant généralement limitée par des problèmes de variance des estimateurs et de résolution fréquentielle (**NIKIAS & PETROPULU**, 1993), on se contentera d'utiliser la méthode directe qui est la plus simple à programmer et dont le concept est plus facile à comprendre.

A.1.1 Procédure numérique de la méthode directe

❶ le signal échantillonné est divisé en M enregistrements de N échantillons : $x^{(i)}(l)$ avec $i=1, \dots, M$ et $l=1, \dots, N$,

❷ on calcule la valeur moyenne de chaque enregistrement puis on la soustrait :

$$m = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N x^{(i)}(l) \quad \text{(III-A.1)}$$

$$x'^{(i)}(l) = x^{(i)}(l) - m \quad \text{(III-A.2)}$$

③ on applique une fenêtre $w(l)$ aux données de chaque enregistrement pour réduire les pertes (fenêtre de HANNING qui possède relativement peu de lobes latéraux),

$$x^{(i)}(l) = x'^{(i)}(l) w(l) \quad \text{(III-A.3)}$$

④ on calcule les amplitudes de FOURIER de chaque enregistrement en exécutant une FFT

$$X_k^{(i)} = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N x^{(i)}(l) e^{-i2\pi \frac{kl}{N}} \quad \text{avec } k=1, \dots, N/2 \text{ et } i=1, \dots, M \quad \text{(III-A.4)}$$

⑤ à partir de la transformée de FOURIER de chaque composante spectrale ($X_k^{(i)}$), obtenue à chaque étape i , on forme les estimateurs spectraux et bispectraux

$$\hat{P}^{(i)}(k) = X_k^{(i)} X_k^{*(i)} \quad \text{(III-A.5)}$$

$$\hat{B}^{(i)}(k, l) = X_k^{(i)} X_l^{(i)} X_{k+l}^{*(i)} \quad \text{(III-A.6)}$$

⑥ en moyennant sur les M paquets, on obtient les estimateurs suivants

$$\hat{B}(k, l) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M X_k^{(i)} X_l^{(i)} X_{k+l}^{*(i)} \quad \text{(III-A.7)}$$

$$\hat{b}(k, l) = \frac{|\hat{B}(k, l)|}{\left[\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M |X_k^{(i)} X_l^{(i)}|^2 \right]^{1/2} \left[\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M |X_{k+l}^{(i)}|^2 \right]^{1/2}} \quad \text{(III-A.8)}$$

où le symbole $\hat{}$ représente un estimateur. Il peut aussi s'avérer nécessaire de tester la valeur de la biphase puisque la bicohérence ne fait pas de distinction entre une biphase nulle (indicatrice d'un couplage non-linéaire quadratique) et une biphase constante (indicatrice d'aucun couplage).

A.1.2 Propriétés des estimateurs

Comme on est obligé de traiter des données de durée finie, l'estimateur du bispectre est sujet à des erreurs statistiques. Pour estimer la valeur vraie du bispectre, il faut utiliser l'estimateur moyen arithmétique qui est un estimateur non biaisé et de variance minimum. En fait, la variance de la moyenne arithmétique pour M expériences indépendantes est réduite d'un facteur $1/M$ comparée à la variance de chaque réalisation.

Par définition, l'estimateur $\hat{B}(k, l)$ est non biaisé car

$$E[\hat{B}(k, l)] = B(k, l) \quad \text{(III-A.9)}$$

Le calcul des variances de $\hat{B}(k, l)$ et de $\hat{b}(k, l)$ donne

$$\begin{aligned} \text{var} [\hat{B}(k, l)] &= E \left[(\hat{B}(k, l))^2 \right] - \left(E \left[\hat{B}(k, l) \right] \right)^2 \\ &\approx \frac{1}{M} P(k) P(l) \left[1 - b^2(k, l) \right] \end{aligned} \quad \text{(III-A.10)}$$

et

$$\text{var} [\hat{b}(k, l)] \approx \frac{1}{M} \left[1 - b^2(k, l) \right] \leq \frac{1}{M} \quad \text{(III-A.11)}$$

Les différents développements peuvent être consultés dans **KIM** et **POWERS** (1979). L'estimateur de la bicohérence est consistant en ce sens que la variance tend vers zéro lorsque M tend vers l'infini.

Quand les trois composantes spectrales f_k, f_l et f_{k+l} sont couplées non-linéairement $\text{var}[\hat{b}(k, l)] \approx 0$ si $b^2(k, l)$ tend vers 1 (quadratiquement cohérent); et quand les composantes spectrales sont statistiquement indépendantes $\text{var}[\hat{b}(k, l)] \approx \frac{1}{M}$ si $b^2(k, l)$ tend vers 0 (quadratiquement incohérent). En résumé, l'estimateur est statistiquement stable quand les trois ondes sont quadratiquement cohérentes et relativement instable quand les ondes sont quadratiquement incohérentes. Dans les cas incohérents, la variance de l'estimateur peut décroître lorsque le nombre de réalisations augmente.

Comme en général les estimateurs HOS ont des variances importantes par rapport aux estimateurs du second ordre, on conçoit que des résultats fiables ne peuvent pas être obtenus à partir d'enregistrements de données trop courts. Pour avoir une bonne résolution fréquentielle, la taille de la FFT doit être grande, mais cette condition est incompatible avec celle d'avoir un maximum d'enregistrements pour avoir de bons estimateurs HOS. De plus, la bonne longueur d'enregistrement des données dépend du bruit contenu dans le signal. On admet, pour avoir de bonnes estimations bispectrales, que si N est le nombre de points total, M le nombre de points par enregistrements et K le nombre de enregistrements, on doit avoir :

$$N \geq M^2 \quad \text{et} \quad K \geq M \quad \text{avec} \quad N = KM \quad \text{(III-A.12)}$$

A.2 Signal simple

On considère le signal suivant :

$$x(t) = \cos(\mathbf{w}_b t + \mathbf{q}_b) + \cos(\mathbf{w}_c t + \mathbf{q}_c) + \frac{1}{2} \cos(\mathbf{w}_d t + \mathbf{q}_d) \quad \text{(III-A.13)}$$

avec $\mathbf{w}_i = 2\pi f_i$. Ce signal résulte de trois oscillateurs b, c et d de fréquences f_b, f_c et f_d telles que $f_d = f_b + f_c$ (avec $f_b = 1100 \text{ Hz}$, $f_c = 1875 \text{ Hz}$ et $f_d = 2075 \text{ Hz}$) et de phases $\mathbf{q}_b, \mathbf{q}_c$ et \mathbf{q}_d . Ce signal est échantillonné à la fréquence de 10 kHz . Les calculs spectraux et bispectraux sont effectués avec la pondération de HANNING et portent sur la moyenne de 100 enregistrements de 512 échantillons chacun. L'analyse de ce signal dépend des relations existant ou non entre les différentes phases.

Deux échelles de temps sont à considérer :

- ⇒ une échelle de temps rapide, correspondant à l'échantillonnage d'un enregistrement, pour laquelle chaque phase n'évolue pas,
- ⇒ une échelle de temps lente, correspondant au changement d'enregistrement, pour laquelle les phases évoluent aléatoirement, avec ou sans lien.

A.2.1 Phases des oscillateurs indépendantes (absence de couplage)

Dans ce premier cas, les phases des trois oscillateurs évoluent aléatoirement (distribution uniforme) et indépendamment les unes des autres entre chaque enregistrement.

Le spectre de ce signal (courbe pointillée de la Figure III-A.1) comporte naturellement les trois pics correspondant aux trois fréquences présentes dans le signal. La bicohérence, présentée sur la Figure III-A.2, ne montre pas de pic et confirme ainsi l'absence de couplage du fait de l'indépendance des phases (pas de cohérence de phase entre les ondes).

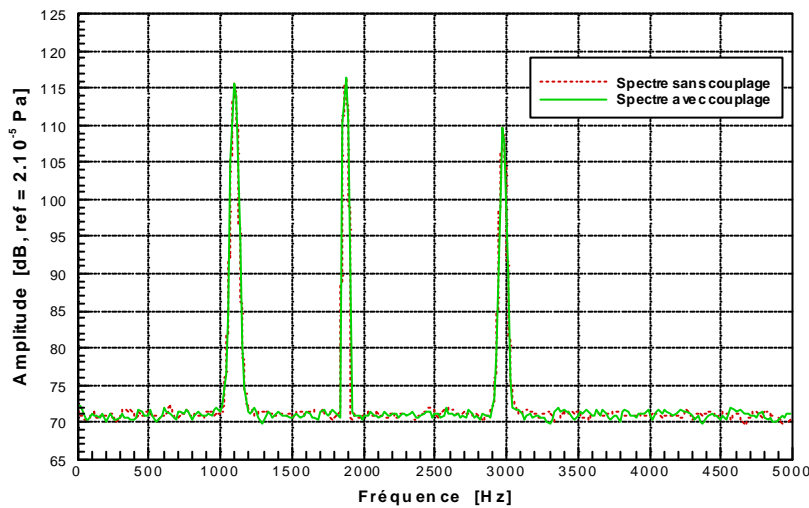


Figure III-A.1 : Spectres sans et avec couplage.

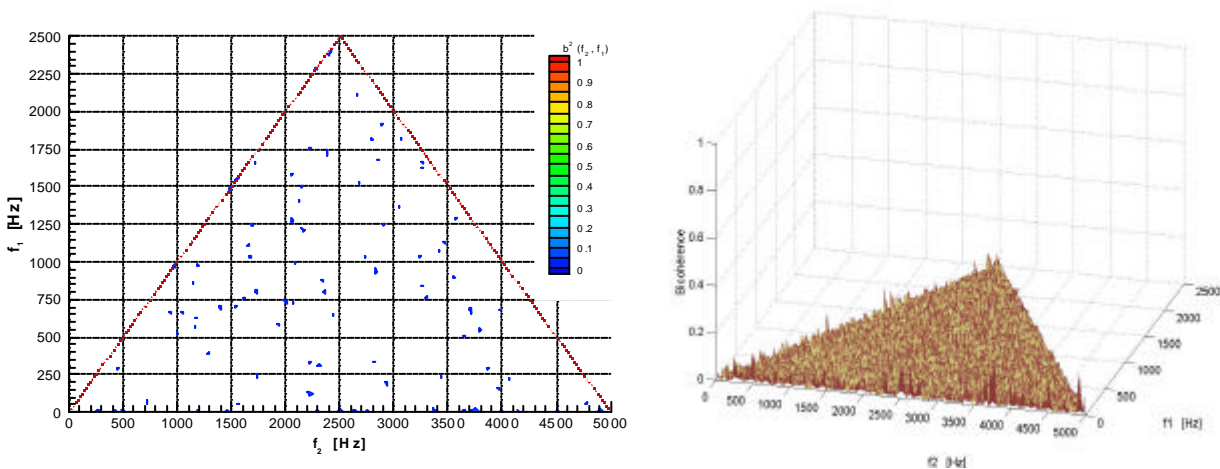


Figure III-A.2 : Spectre de bicohérence sans couplage.

A.2.2 Dépendance des phases des oscillateurs (couplage)

Considérons maintenant un couplage tel que la phase de l'oscillateur d soit égale à la somme des deux premières ($\mathbf{q}_d = \mathbf{q}_b + \mathbf{q}_c$)¹.

Le spectre de ce signal (Figure III-A.1) a exactement les mêmes caractéristiques que celles du premier signal puisque l'analyse spectrale est indépendante de la phase des ondes. En revanche la bicohérence (Figure III-A.3) permet de restituer les informations relatives aux couplages non-linéaires entre les phases des ondes. On observe alors un pic proche de 1 à la bifréquence (f_c, f_b) qui permet de conclure que la fréquence f_d est entièrement due au couplage entre les oscillateurs b et c .

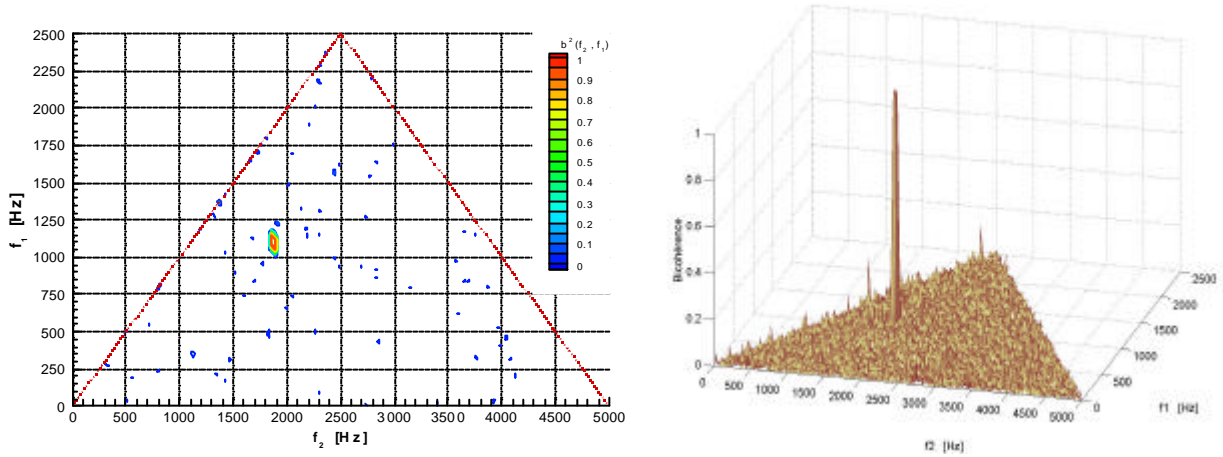


Figure III-A.3 : Spectre de bicohérence avec couplage.

A.3 Signal complexe

Dans la pratique, il existe des situations pour lesquelles deux harmoniques peuvent générer, par interaction entre leur somme et/ou différence de fréquences, de nouvelles composantes fréquentielles qui peuvent être ou non en phase. On se propose de pousser plus loin notre étude en rajoutant un terme de couplage (produit de cosinus) dans l'équation de départ (III-A.13), un bruit gaussien ainsi qu'en faisant varier le paramètre de couplage intervenant devant le cosinus comportant la fréquence f_d .

A.3.1 Couplage de 0.5

Soit le nouveau signal :

$$\begin{aligned}
 x(t) = & \cos(\mathbf{w}_b t + \mathbf{q}_b) + \cos(\mathbf{w}_c t + \mathbf{q}_c) + \frac{1}{2} \cos(\mathbf{w}_d t + \mathbf{q}_d) \\
 & + \cos(\mathbf{w}_b t + \mathbf{q}_b) \cos(\mathbf{w}_c t + \mathbf{q}_c) + \mathbf{h}(t)
 \end{aligned} \tag{III-A.14}$$

¹ On avait déjà $f_d = f_b + f_c$.

avec $\mathbf{w}_i = 2\mathbf{p}f_i$ et où $\mathbf{h}(t)$ est un bruit gaussien de faible amplitude (-20 dB). Les fréquences contenues dans le signal sont maintenant au nombre de quatre² : $f_a = 775 \text{ Hz}$, $f_b = 1100 \text{ Hz}$, $f_c = 1875 \text{ Hz}$ et $f_d = 2975 \text{ Hz}$ et où $f_a = f_c - f_b$. Les phases de tous les oscillateurs sont distribuées aléatoirement sur $[-\mathbf{p}, \mathbf{p}]$. Le nouveau signal, échantillonné à la fréquence de 10 kHz , contient toujours 51200 points répartis en 100 enregistrements de 512 échantillons chacun.

Le spectre correspondant (Figure III-A.4) comporte maintenant quatre pics distincts aux fréquences discrètes f_a, f_b, f_c et f_d . Le produit de cosinus, à l'origine d'un couplage, génère deux nouvelles fréquences respectivement égales à $f_a = f_c - f_b$ et $f_d = f_b + f_c$. Le spectre de bicohérence (Figure III-A.5) comporte un premier pic en (f_b, f_a) proche de 1 qui est entièrement dû à l'interaction (de différence des fréquences) entre (f_b, f_c) . Le second pic, de l'ordre de 0.5 en (f_c, f_b) , est plus nuancé : il est en effet dû en moitié au produit des cosinus (interaction de somme des fréquences), l'autre moitié étant due à f_d (fréquence définie dans le signal avec un poids de 0.5 devant le cosinus).

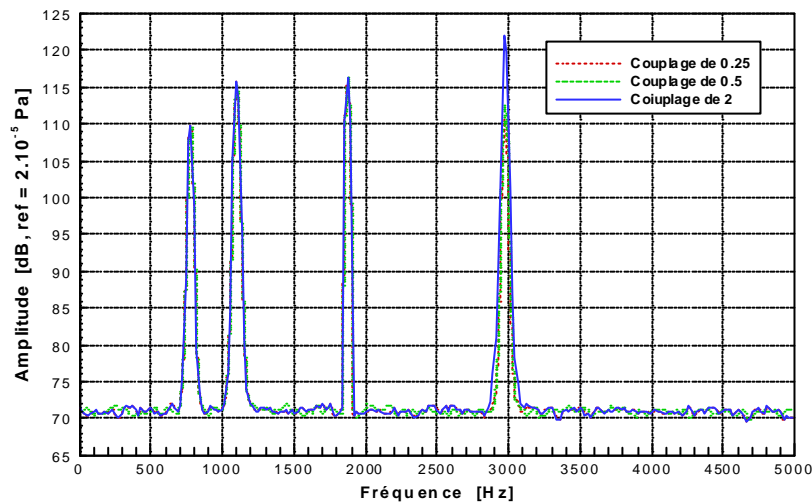


Figure III-A.4 : Spectre correspondant aux trois cas de couplages.

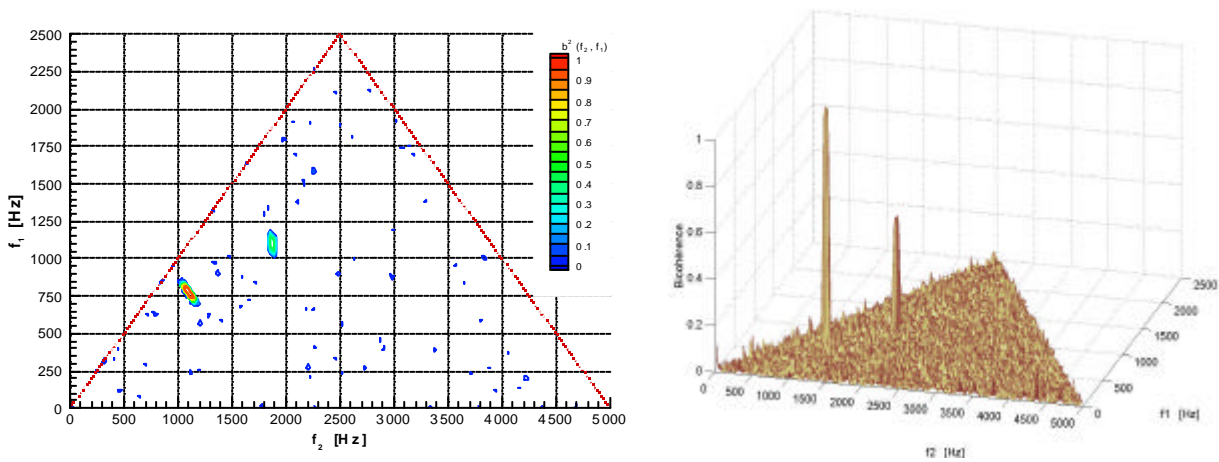


Figure III-A.5 : Spectre de bicohérence pour un couplage de 0.5.

² Rappel : $\cos(a) \cos(b) = \frac{1}{2} [\cos(a+b) + \cos(a-b)]$.

A.3.2 Couplage de 0.25

On s'intéresse maintenant à la valeur prise par le terme devant le cosinus comprenant la fréquence f_d . Soit un poids de 0.25, on a alors le signal suivant :

$$x(t) = \cos(\mathbf{w}_b t + \mathbf{q}_b) + \cos(\mathbf{w}_c t + \mathbf{q}_c) + \frac{1}{4} \cos(\mathbf{w}_d t + \mathbf{q}_d) + \cos(\mathbf{w}_b t + \mathbf{q}_b) \cos(\mathbf{w}_c t + \mathbf{q}_c) + \mathbf{h}(t) \quad (\text{III-A.15})$$

Le spectre de ce signal, reporté sur la Figure III-A.4, reste identique. Le spectre de bicohérence (Figure III-A.6) comporte un premier pic en (f_b, f_a) toujours proche de 1 qui est dû à l'interaction (de différence des fréquences) entre (f_b, f_c) . En diminuant le poids à 0.25 devant le cosinus, le produit de cosinus devient en majeure partie responsable de l'apparition de la fréquence f_d et la bicohérence comporte un second pic maintenant de l'ordre de 0.75 en (f_c, f_b) .

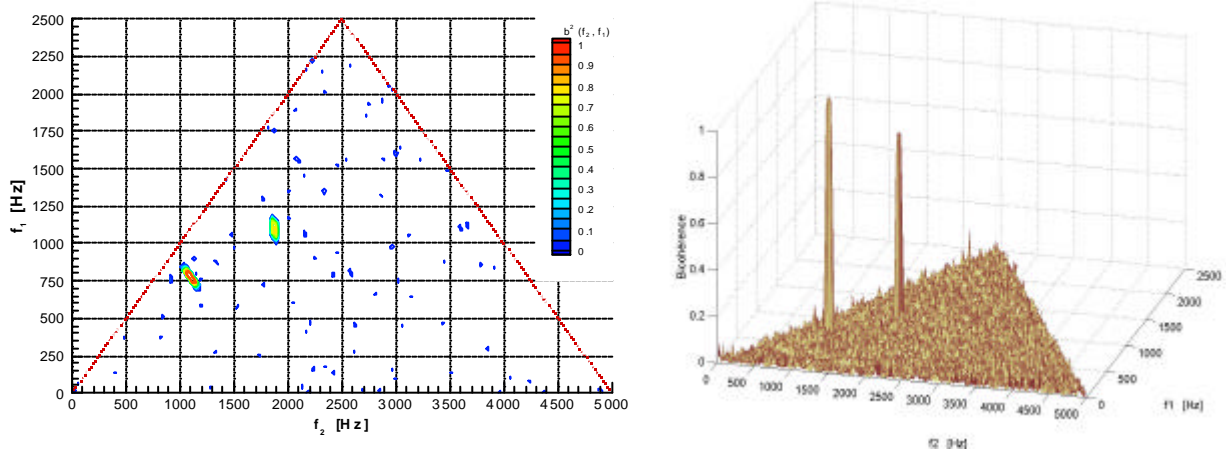


Figure III-A.6 : Spectre de bicohérence pour un couplage de 0.25.

A.3.3 Couplage de 2

Dans ce dernier exemple, le poids devant le cosinus en f_d est augmenté à 2, on obtient alors l'équation III-A.16 :

$$x(t) = \cos(\mathbf{w}_b t + \mathbf{q}_b) + \cos(\mathbf{w}_c t + \mathbf{q}_c) + 2 \cos(\mathbf{w}_d t + \mathbf{q}_d) + \cos(\mathbf{w}_b t + \mathbf{q}_b) \cos(\mathbf{w}_c t + \mathbf{q}_c) + \mathbf{h}(t) \quad (\text{III-A.16})$$

Le spectre du signal est présenté Figure III-A.4. Le spectre de bicohérence (Figure III-A.7) comporte un premier pic en (f_b, f_a) proche de 1 qui est dû à l'interaction (de différence des fréquences) entre (f_b, f_c) . En augmentant le poids à 2, l'essentiel de la fréquence f_d provient du terme devant le cosinus : la bicohérence en (f_c, f_b) n'est alors plus que de 0.07.

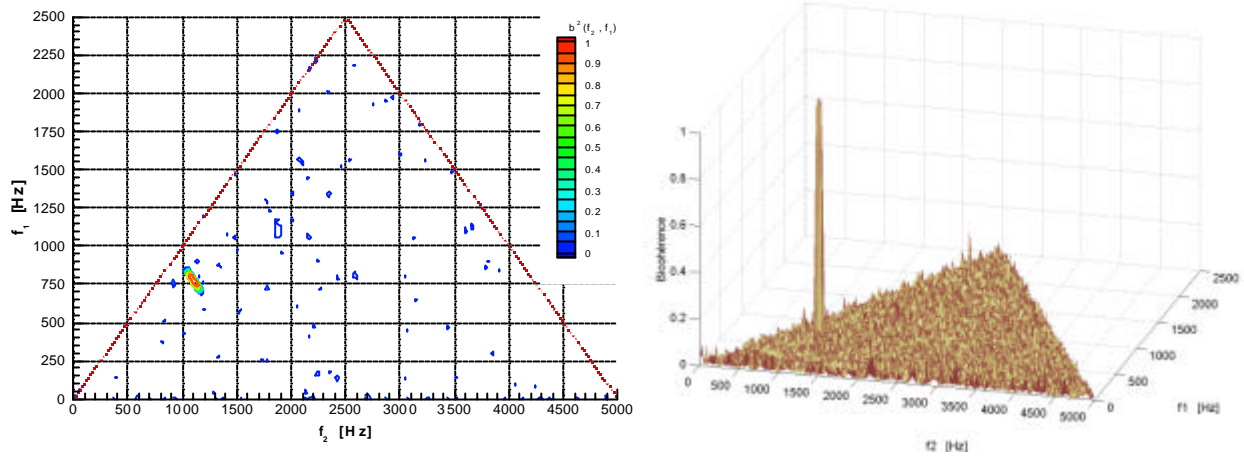


Figure III-A.7 : Spectre de bicohérence pour un couplage de 2.

A.4 Conclusion

Ces différents exemples, très simples de par leur conception, mettent en évidence des phénomènes complexes d'interaction non-linéaires entre les fréquences présentes dans les spectres et telles qu'on peut les rencontrer dans les signaux réels. On a montré l'indépendance des spectres suivant la phase des ondes et au contraire la dépendance de la bicohérence suivant les phases de celles-ci.

Malgré le fait que les signaux créés soient connus mathématiquement, on s'aperçoit qu'il n'ait pas aisé d'interpréter les résultats lorsque des couplages non-linéaires apparaissent entre les fréquences présentes dans les spectres.

Annexe III-B

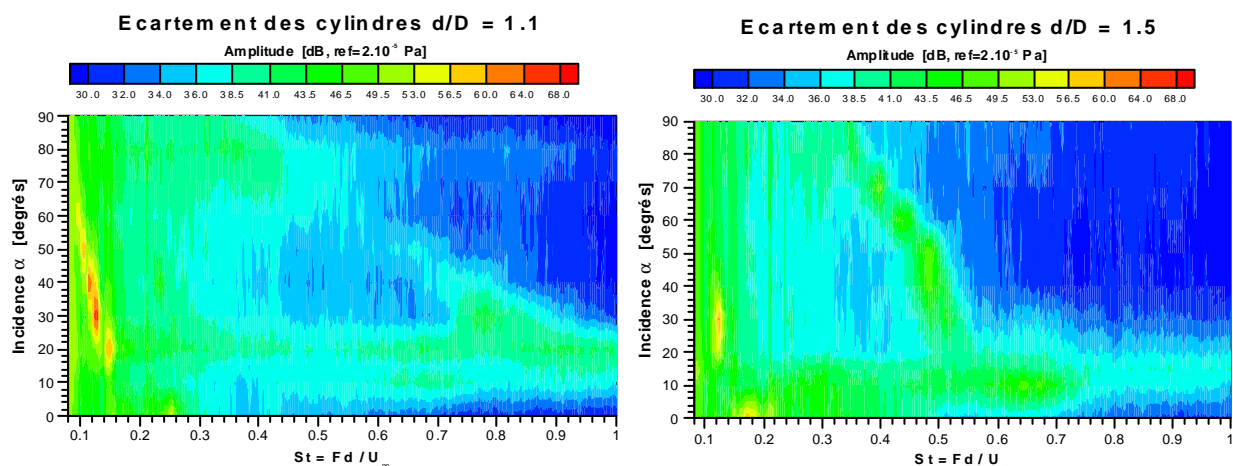
Courbes de niveaux relatives aux différentes configurations de cylindre en incidence quelconque

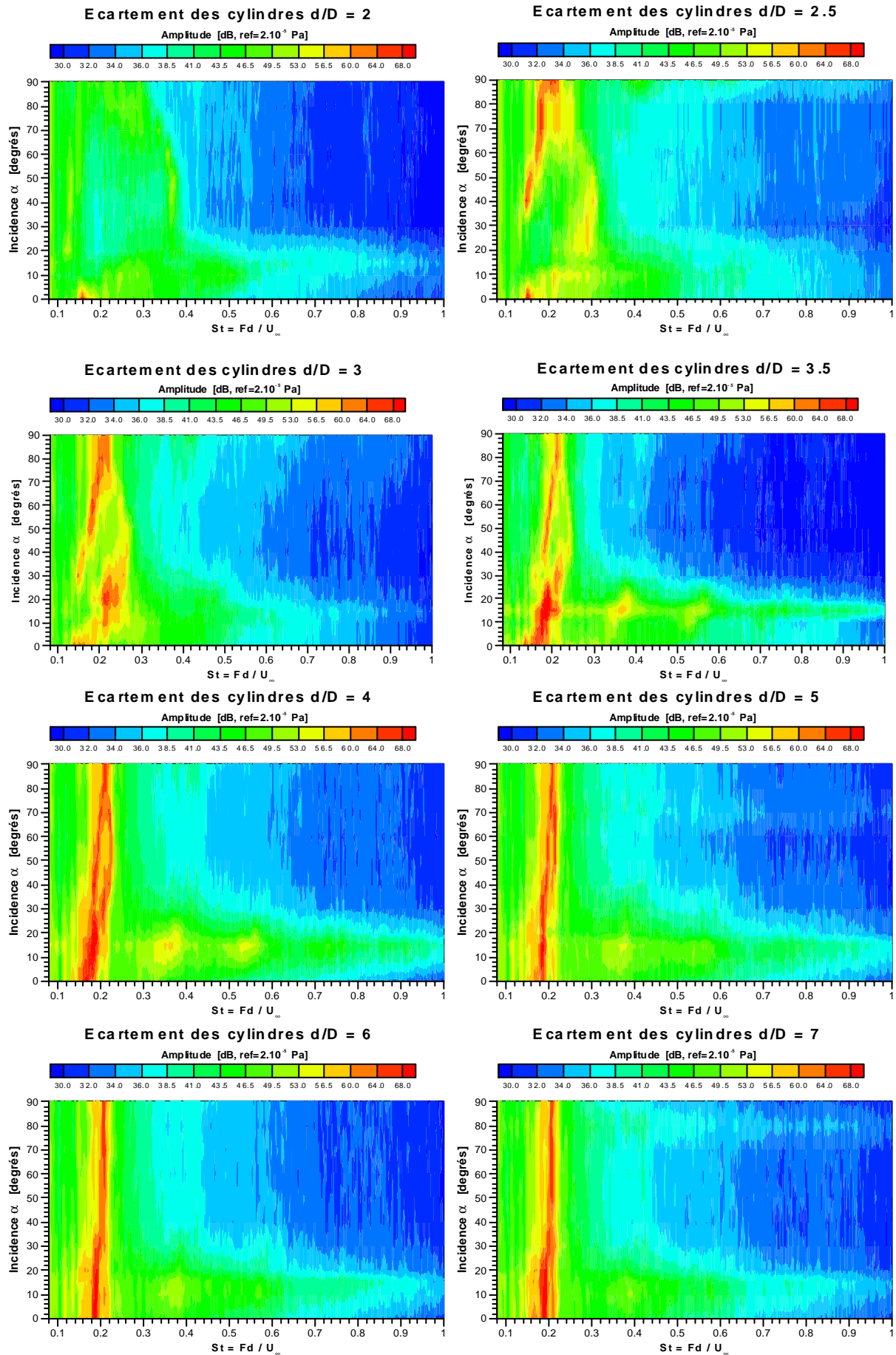
On regroupe dans cette annexe le bruit rayonné en champ lointain par l'ensemble des arrangements de cylindres.

Il existe deux manières de présenter les résultats : la première correspond à l'évolution du nombre de STROUHAL en fonction de l'incidence pour un écartement donné tandis que la seconde correspond à l'évolution du nombre de STROUHAL en fonction de l'écartement pour une incidence donnée. Ces deux façons de voir le problème sont complémentaires et présentées ci-dessous sous la forme de courbes de niveaux.

B.1 $S_t = F(\alpha)$

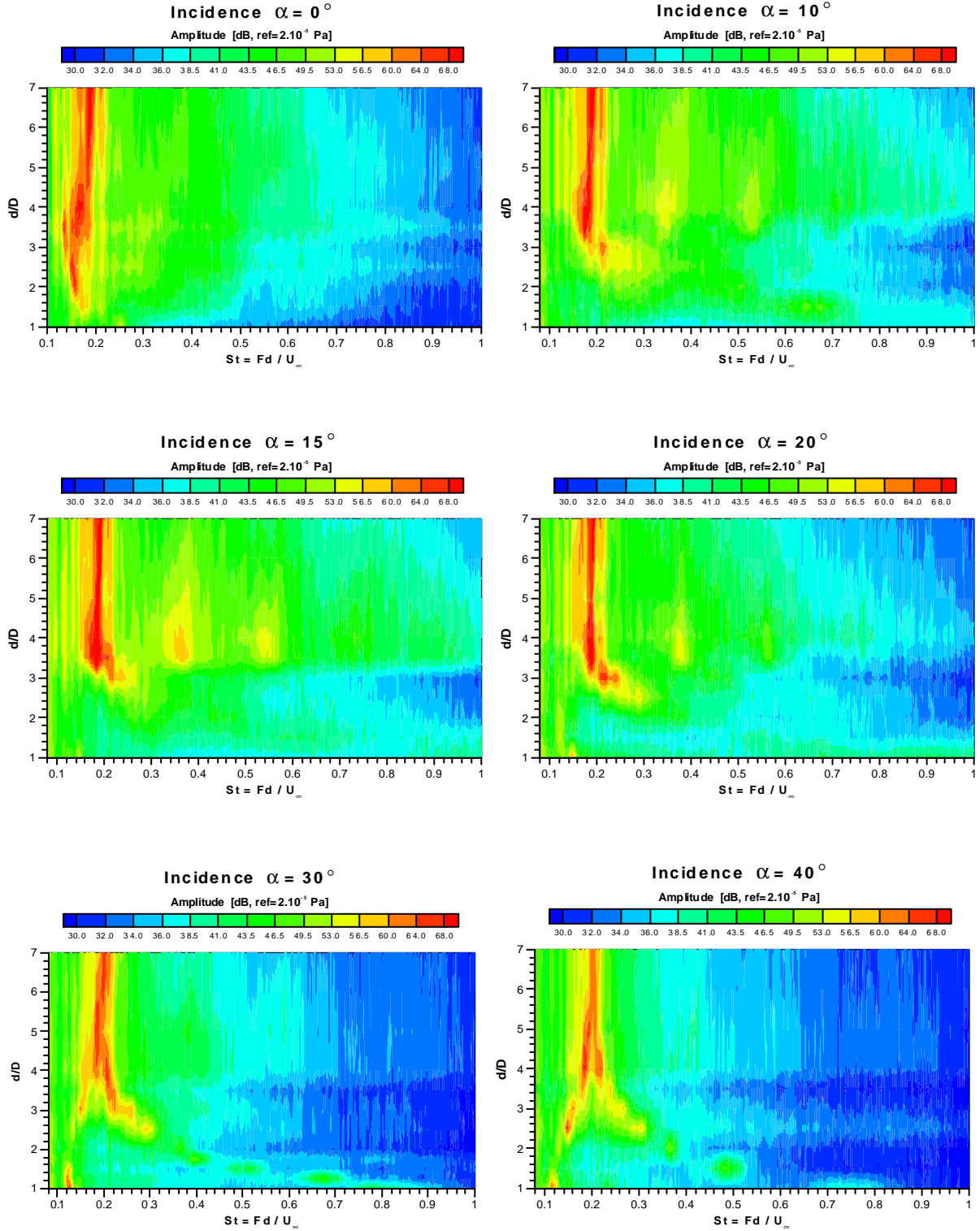
Cette première technique de représentation permet de mettre en évidence l'influence de l'incidence imposée entre les cylindres pour des écartements variant de 1.1 à $7D$.

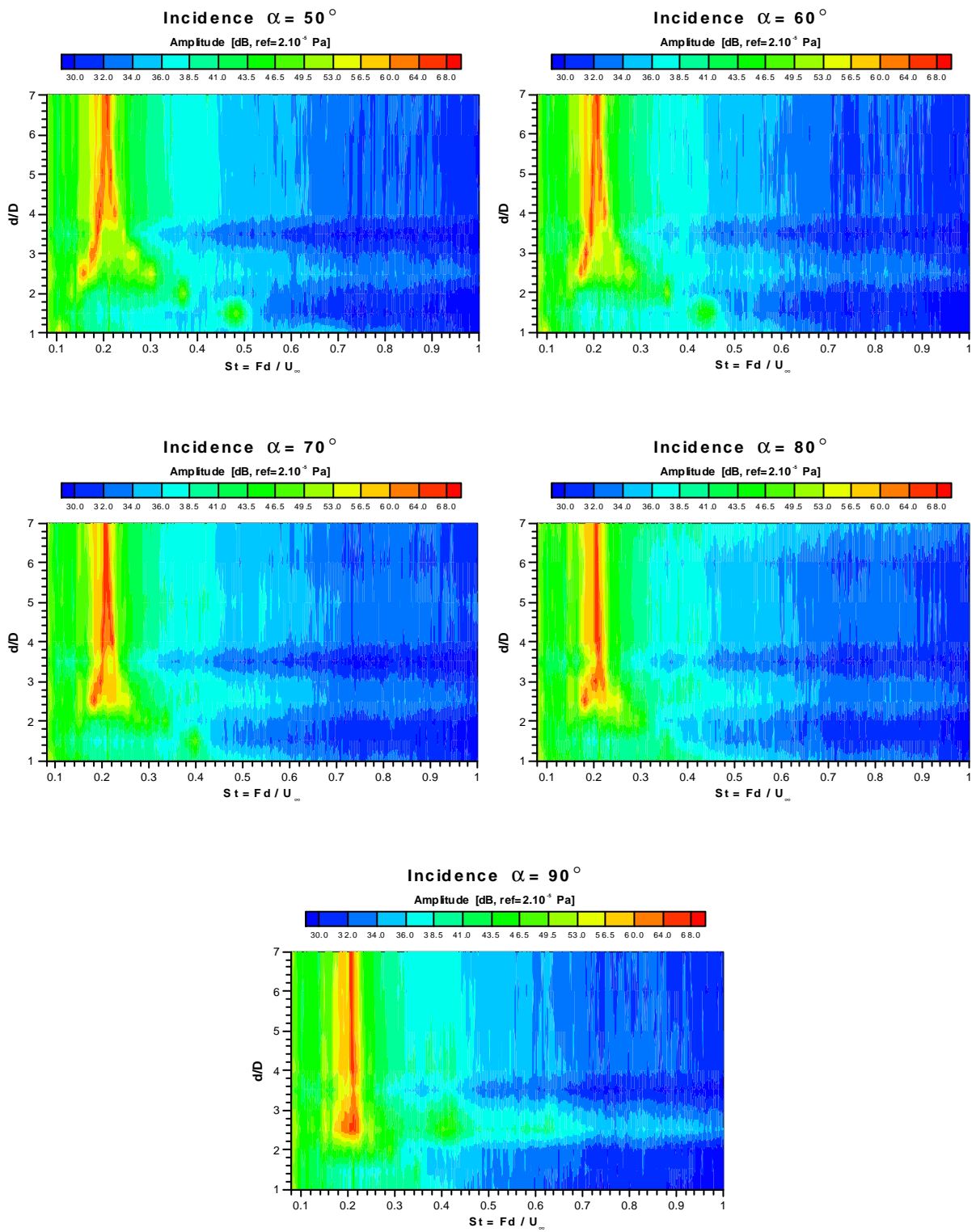




B.2 $S_t = F(d/D)$

Cette deuxième technique de représentation permet maintenant de mettre en évidence l'influence de l'écartement imposé entre les cylindres pour des incidences variant de 0 à 90° .





Conclusions et perspectives

L'ensemble du travail effectué s'inscrit dans le cadre du contrat franco-allemand DEUFRAKO K2 qui concerne le bruit généré par les trains à grande vitesse. Le Laboratoire d'Etude Aérodynamique de Poitiers (LEA) a été associé à la SNCF pour étudier la cavité (ou baignoire) de fixation du pantographe du TGV, désignée comme l'une des principales sources de bruit aérodynamique pour des vitesses supérieures à 300 km/h . L'objectif a été de caractériser plus finement les sources de bruit aérodynamique et de mieux comprendre les mécanismes d'écoulement qui sont à l'origine du bruit dans le logement du pantographe.

La baignoire ayant des formes très complexe et possédant de nombreux éléments (isolateurs, vérins, câbles, ..., et pantographes), l'étude a été décomposée en trois parties.

La première partie concerne l'étude de l'écoulement affleurant une cavité peu profonde dont les formes sont simplifiées au maximum et dont les proportions géométriques sont les mêmes que celles de la baignoire. Cette première étude a pour principal objectif d'identifier les éléments nécessaires à la conception et à l'instrumentation de la maquette de la baignoire.

Suite à cette étude préliminaire, on aborde, dans la seconde partie, la baignoire du pantographe proprement dite. Trois maquettes correspondant chacune à une évolution de la géométrie de la baignoire permettent de qualifier les différents éléments qui la constituent, tant du point de vue aérodynamique qu'acoustique.

Enfin dans la dernière partie, on étudie uniquement les pantographes afin qualifier leur influence. Ils sont modélisés par deux cylindres circulaires dont l'écartement et l'incidence sont variables. Cette étude permet en particuliers de mettre en évidence l'apparition de phénomènes de feedback aéroacoustique liés aux interactions non-linéaires entre les sillages des deux cylindres.

On rappelle, dans les trois paragraphes à venir, les caractéristiques et les principaux résultats de chacune des études puis on aborde les perspectives qui leur sont associées.

1 Ecoulement affleurant la cavité simplifiée

L'étude bibliographique préliminaire sur les écoulements affleurant les cavités a montré que de nombreux phénomènes aérodynamiques et acoustiques étaient susceptibles de se manifester suivant la géométrie de la cavité. Cependant les caractéristiques géométriques de notre cavité (rapport d'allongement de 7.6) et les conditions expérimentales (nombre de MACH de 0.1) la placent dans une configuration critique qui n'a pas suscité de recherche à notre connaissance. Notre cavité se situe en effet à la limite entre le rattachement de la couche de cisaillement sur son fond ou bien au contraire l'impact de celle-ci directement sur le bord aval. Les premières mesures

(visualisation pariétale de l'écoulement et anémométrie à fils chauds) ont montré que la couche de cisaillement heurtait bien le fond de la cavité à une distance de l'ordre de $4d$ (avec d la profondeur de la cavité) créant ainsi une première zone de recirculation. L'écoulement se sépare ensuite du fond de la cavité à environ $1d$ de la paroi verticale aval créant un tourbillon de pied puis impacte contre cette paroi engendrant une troisième zone de recirculation de longueur $1.5d$. Toutes ces dimensions varient suivant la largeur de la cavité car l'écoulement est fortement tridimensionnel. Les niveaux de turbulence les plus élevés ($\gg 30\%$) sont rencontrés dans la couche de cisaillement aval. Les fluctuations de pression pariétale directement liées à la turbulence de l'écoulement sont maximales dans cette région. La soufflerie bas-bruit, dans laquelle est placée la cavité, a en outre permis d'étudier le rayonnement acoustique en champ lointain : le bruit émis est à caractère large bande et il n'apparaît pas d'oscillation de types aérodynamique ou acoustique. Enfin, l'utilisation d'une sonde intensimétrique tridimensionnelle a permis de localiser les principales sources sonores au niveau du bord aval de la cavité. Les simulations 3D (FLUENT) de l'écoulement affleurant la cavité ont permis une meilleure interprétation de l'ensemble de ces phénomènes.

Cette première étude constitue une base de données relativement complète tant du point de vue aérodynamique qu'acoustique. Il paraît intéressant de minimiser l'impact de l'écoulement turbulent contre le bord aval ce qui entraînerait une réduction du bruit rayonné. Une première méthode pourrait consister à dévier l'écoulement (au niveau du bord amont de la cavité) de telle manière qu'il se rattache en aval de la cavité. Une deuxième méthode consisterait à profiler le bord aval afin de réduire toute interaction entre l'écoulement et la paroi. Enfin, le développement d'un code aéroacoustique permettrait le calcul du bruit rayonné en champ lointain à partir des fluctuations de pression pariétale ou bien à partir du champ numérique¹ et ainsi d'optimiser rapidement la géométrie de la cavité. Ce code pourrait être calé avec les nombreuses mesures expérimentales.

2 Ecoulement affleurant la baignoire du pantographe

Dans la seconde étude, la baignoire (ou cavité réelle) du pantographe a été explorée à partir de trois maquettes différentes à l'échelle $1/7^e$. La première maquette comprend un capot amont, deux ailerons latéraux ainsi qu'une cuvette en aval. Dans la deuxième maquette, le capot amont est remplacé par un capot à fentes maintenu par quatre piliers cylindriques. Enfin, les pantographes (un levé et l'autre baissé) sont insérés dans la dernière maquette. Les visualisations pariétales de l'écoulement présentent des similitudes avec celles de la cavité simplifiée. On distingue à nouveau trois zones de recirculation : la première causée par le rattachement soudain de la couche de cisaillement ($2.9-3.7d$), la seconde due à la séparation de l'écoulement devant la paroi verticale de la cuvette ($0.65-0.8d$) et la dernière créée par la confluence (et non le rattachement) de l'écoulement en aval de la cuvette ($1.25-1.35d$). Comme indiqué par les parenthèses, les distances de rattachement, de séparation et de confluence de l'écoulement varient suivant la géométrie de la maquette mais aussi suivant la largeur de la baignoire. La région du bord aval de la baignoire est à nouveau à l'origine des taux de turbulence les plus élevés ($\gg 31\%$) et présente de nombreuses recirculations complexes. Du fait de la forte tridimensionnalité de l'écoulement, l'intérieur tout entier de la baignoire présente d'importants niveaux de turbulence ($\gg 20\%$). Pour cette raison, les coefficients de pression en paroi restent quasiment uniformes à l'intérieur et en aval de la baignoire. Cependant l'analyse spectrale des fluctuations de pression en paroi permet de distinguer

¹ Le modèle de GOLDSTEIN(1976) (généralisation du modèle de RIBNER, 1964) pourrait être utilisé car il permet de calculer le bruit généré par un écoulement à partir des grandeurs caractéristiques de celui-ci (vitesse moyenne, énergie cinétique, taux de dissipation). Ce modèle est applicable à condition que les effets des parois soient négligeables devant les zones de turbulence et que l'écoulement soit subsonique.

deux régions principales comportant des pics correspondant aux modes du capot et de la cuvette. Les pantographes engendrent aussi un pic important correspondant au nombre de STROUHAL de l'une des poutres qui les constitue. Les changements de géométries de la maquette apportent quelques modifications dans les spectres et créent, décalent ou bien font disparaître certains pics discrets. Les caractéristiques aérodynamiques de la baignoire sont assez proches de celles de la cavité simplifiée. Bien que des mesures de rayonnement acoustique soient impossibles dans cette nouvelle soufflerie, on peut, par comparaison entre les deux études, s'attendre à nouveau à localiser les principales sources acoustiques au niveau de la cuvette.

Etant donné les dimensions importantes de la baignoire, tout contrôle actif de l'écoulement est a priori exclu. La réduction du bruit rayonné passe donc par le contrôle passif : le profilage de la cuvette (à l'origine des niveaux de turbulence les plus importants) paraît être la meilleure solution tout en gardant à l'esprit la circulation à double sens du TGV. A cet effet, il serait intéressant d'étudier le comportement aéroacoustique de la baignoire lorsque le sens de l'écoulement est inversé. Le banc expérimental étant opérationnel, il suffirait uniquement d'inverser le sens de la baignoire du pantographe. Enfin, l'utilisation d'un code aéroacoustique, identique à celui de la première étude, permettrait d'estimer le bruit rayonné par la baignoire en champ lointain, mesure impossible à réaliser dans la soufflerie actuelle.

3 Interactions non-linéaires de sillage entre deux cylindres circulaires

Enfin, dans la dernière étude, on s'est intéressé aux pantographes seuls que l'on a modélisés par deux cylindres circulaires de diamètre identique D , d'écartement d et d'incidence α variables. Suivant l'étude bibliographique, seuls les arrangements de cylindres côte à côte et en tandem ont suscité de nombreuses recherches composées des mesures de fils chauds et de pression statique. On a apporté notre contribution à ces travaux en explorant la configuration la plus réaliste, la plus complexe mais aussi la moins étudiée : l'arrangement de cylindres en incidence quelconque (i.e. en quinconce). On a mené une étude à la fois aérodynamique avec des mesures de champs de vitesse et des visualisations par PIV ainsi qu'une étude acoustique avec un microphone placé en champ lointain. Il existe de nombreux arrangements générant des couplages non-linéaires entre les sillages des cylindres, le plus fort intervenant pour un écartement de $3.5D$ et une incidence de 10° . Dans cette configuration, il existe un phénomène de feedback (couplage des champs aérodynamique et acoustique) dû à l'impact des tourbillons du cylindre amont sur le cylindre aval : cet impact génère des ondes de pression qui remontent l'écoulement à la vitesse du son et qui, sous certaines conditions (synchronisation temporelle), viennent piloter le détachement des nouveaux tourbillons du cylindre amont. L'ensemble entre alors en résonance et les spectres font apparaître un niveau de bruit de fond très élevé, une fréquence de STROUHAL différente de celle d'un cylindre seul ainsi que de nombreux harmoniques. Les couplages apparaissent très sensibles aux conditions géométriques (écartement et incidence) ainsi qu'aux conditions d'écoulement (REYNOLDS, turbulence) et revêtent un caractère aléatoire très marqué caractérisé par leur non constance dans le temps. L'étude se termine par une estimation aéroacoustique du bruit rayonné en champ lointain (équation de CURLE) par un cylindre seul, à partir de la pression statique à la paroi provenant des simulations numériques bidimensionnelles (FLUENT).

Le couplage des mesures aérodynamiques et acoustiques, sous réserve de quelques modifications du banc expérimental actuel, pourrait permettre d'interpréter plus finement l'ensemble de ce travail. En particulier, l'étude de la pression instationnaire en simultané des deux cylindres couplée avec un fil chaud et/ou un microphone en champ lointain permettrait d'approfondir l'analyse. De plus, cette étude (qui n'est que préliminaire) mériterait d'être

complétée par un approfondissement des configurations les plus critiques : ceci passe par la mise en place d'autres expérimentations avec des écartements et des incidences plus faibles dans les zones sensibles. Enfin, il serait aussi intéressant de pousser plus loin cette étude aéroacoustique en estimant le bruit rayonné par la paire de cylindres pour différents arrangements. Cependant, il se posera le problème du caractère aléatoire des pressions agissant à la surface des cylindres lorsque des couplages non-linéaires apparaissent.

¾ RÉSUMÉ ¾

Cette étude s'inscrit dans le cadre du contrat franco-allemand DEUFRAKO K2 associant la SNCF et la DEUTSCH BAHN sur l'étude du bruit généré par les trains à grande vitesse.

Une cavité rectangulaire peu profonde est d'abord placée dans une soufflerie bas-bruit. Les visualisations pariétales de l'écoulement et les mesures anémométriques montrent que l'écoulement se rattache sur le fond de la cavité et décolle à nouveau au passage du bord aval. Les plus fortes fluctuations de pression pariétale instationnaire (mesurées par microphones) sont aussi observées au niveau du bord aval, région dans laquelle l'intensimétrie 3D localise principales sources acoustiques. Le rayonnement acoustique révèle un spectre large bande sans phénomène de couplage entre les champs aérodynamique et acoustique.

Une maquette réaliste de la baignoire à l'échelle 1/7^e a ensuite été conçue et placée dans une soufflerie subsonique. Des visualisations pariétales de l'écoulement montrent une structure d'écoulement 3D très complexe. Les mesures de fil chaud indiquent une plongée très rapide de la couche de cisaillement amont vers le fond de la baignoire ainsi qu'un jet vertical intense au niveau du bord aval. Les coefficients de pression en paroi restent quasiment uniformes dans la baignoire. L'analyse spectrale révèle deux régions comportant des modes de résonance auxquels s'ajoute le STROUHAL des pantographes.

L'influence des pantographes est enfin simulée via leur modélisation par deux cylindres circulaires, d'écartement et d'incidence variables, placés dans la soufflerie bas-bruit. Les expériences dévoilent de forts couplages aéroacoustiques non-linéaires (feedback) évoluant suivant ces deux paramètres. Les analyses spectrale et bispectrale de la pression acoustique mesurée en champ lointain (microphone) ainsi que les visualisations et les champs de vitesses obtenus par PIV contribuent à l'interprétation de ces phénomènes.

Les expériences de chaque étude sont comparées à des simulations numériques.

¾ MOTS CLÉ ¾

Aéroacoustique	Intensimétrie
Bicohérence	Pantographe
Cavité	Rayonnement acoustique
Cylindres	Sillage
DEUFRAKO K2	TGV
Interactions non-linéaires	Turbulence