



**HAL**  
open science

# Rayonnement acoustique d'une cavité rectangulaire soumise à un écoulement turbulent.

David Mas

► **To cite this version:**

David Mas. Rayonnement acoustique d'une cavité rectangulaire soumise à un écoulement turbulent.. Acoustique [physics.class-ph]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2000. Français. NNT: . tel-00278358

**HAL Id: tel-00278358**

**<https://theses.hal.science/tel-00278358>**

Submitted on 13 May 2008

**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.

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

**THESE**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'INPG**

*Spécialité: Mécanique des Fluides et Transferts*

préparée au Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels  
dans le cadre de l'Ecole Doctorale *Mécanique et Energétique*

présentée et soutenue publiquement

par

**David MAS**

le 20 Décembre 2000

**Titre :**

Rayonnement acoustique d'une cavité  
rectangulaire soumise à un écoulement  
turbulent.

---

Directeur de thèse : M. J.L. ACHARD

---

**JURY**

M. J.L. KUENY	, Président
M. P. GOUGAT	, Rapporteur
Mme. D. HABAULT	, Rapporteur
M. J.L. ACHARD	, Directeur de thèse
M. V. LAGARRIGUE	, Examineur
Mme. F. MASBERNAT	, Examineur



« *Barmai un qué chap qué cent qué chercou* »  
*Proverbe Occitan*





## REMERCIEMENTS

Cette thèse a été financée par Alstom Transport. Mes premiers remerciements s'adressent tout naturellement à Florence Masbernat qui m'a donné les moyens d'effectuer ce travail.

Je remercie les membres du jury, P. Gougat, D. Habault, J.L. Kueny, J.L. Achard, V. Lagarrigue et F. Masbernat pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Je tiens à exprimer toute mon estime et ma plus profonde gratitude envers Jean-Luc Achard. Je te remercie Jean-Luc pour ton aide, tes encouragements et toutes ces passionnantes discussions tant scientifiques que rugbystiques.

J'exprime ma plus profonde reconnaissance à Vincent Lagarrigue pour ses nombreux conseils et son dévouement. Je te dois beaucoup, merci Vincent et bonne chance à toi.

Sincères remerciements à René Perret, « juriste d'un jour », pour sa disponibilité et son optimisme.

Je garderai en mémoire le souvenir d'un accueil chaleureux au CERG. A cet égard, j'adresse mes plus sincères remerciements à l'ensemble des personnes que j'ai eu la chance de connaître la bas et plus particulièrement à Alain Hellion, Jean-Paul Masson, Rémi Vuillot et Gilles Matringe que j'ai pris pour le Yéti lors de l'ascension de Chamchaude une matinée particulièrement neigeuse.

Un grand merci à l'infatigable Jean-Marc Viola pour sa bonne humeur, sa disponibilité, son efficacité et ses « manutentions ».

Je tiens à remercier également Patrick Bruillot, Michel Lempereur, et les numériciens, Pierre de Kermel, Philippe Ravier et Philippe Gellenne pour leur aide et leur soutien.

J'ai terminé ma thèse à Grenoble dans l'équipe diphasique dirigée par Alain Cartellier. Je remercie tous les membres de l'équipe pour leur accueil et leur bonne humeur. J'ai également passé de bons moments avec l'ensemble des doctorants et notamment ceux de l'équipe MOST, sans oublier Patrick Bégou, avec lesquels j'ai partagé les repas du RU et les parties de « café-basket ».

Merci enfin à tous ceux que j'ai pu maladroitement oublier.



## SUMMARY

Flows over rectangular cavities exhibit various steady and unsteady phenomena, and are of concern in several engineering areas. When the incident flows is turbulent, high acoustic radiations are emitted. To evaluate the acoustic power radiated in yhe far field, a two-steps procedure is developped.

First, the unsteady, incompressible, high Reynolds number flow past a cavity is numerically investigated. The hydrodynamical 3D models which are used are based on standard Reynolds-averaged Navier-Stokes equations closed by some simple turbulence closure models. On another side, experiments are performed in a large water tunnel for different lenght-to-depth ratios ; flow visualization and fzluctuating surface pressure measurements are made to check numerical results which reveal some deficiencies. Moreover, the extent of both numerical and experimental results appears to be insufficient to allow a complete validation of our model. Consequently, they are combined to produce consistent input data for the ensuing acoustic model.

Secondly, a simple model, based on the Lighthill's acoustic analogy, incorporates the later data, to predict the amplitude and the frequencies of the far field noise. Measurements of the far field sound pressure level in a wind tunnel are also made at subsonic speed. A good agreement between the computed acoustic power in the far field and experimental data is shown.

As an interesting by-product of the hydrodynamical study consists in a refined classification of flow structures into the cavity when length-to-depth ratio increases. Three different flow configurations are observed. A quasi-2D flow is observed for a squared cavity. A transitional 3D flow characterised by the spanwise undulation of the main recirculating eddy is clearly shown for a length-to-depth ratio about 1,5. For a length-to-depth ratio above 2, the main recirculating eddy which is close to the downstream face of the cavity is purely 2D.



# Table des matières

<b>1 POSITION DU PROBLEME</b>	<b>5</b>
1.1 Modèle physique . . . . .	7
1.1.1 Analyse dimensionnelle . . . . .	7
1.1.2 Modèle physique de l'écoulement . . . . .	10
1.1.3 Modèle physique acoustique . . . . .	14
1.2 Tendances paramétriques relatives à l'écoulement . . . . .	15
1.2.1 Influence de l'écoulement amont . . . . .	17
1.2.2 Influence du rapport géométrique . . . . .	17
1.2.3 Influence du nombre de Reynolds . . . . .	21
1.3 Tendances paramétriques relatives aux phénomènes acoustiques . . . . .	22
1.3.1 Caractérisation du spectre de pression acoustique en champ lointain . . . . .	23
1.3.2 Calcul de la pression acoustique . . . . .	24
1.4 Conclusion . . . . .	24
<b>2 MODELE ACOUSTIQUE</b>	<b>27</b>
2.1 Analogie acoustique . . . . .	29
2.1.1 Théorie de Lighthill . . . . .	30
2.1.2 Interprétation de l'équation de Lighthill . . . . .	31
2.1.3 Prise en compte de parois solides : extension de l'équation de Lighthill . . . . .	32
2.2 Application au cas de la cavité . . . . .	33
2.2.1 Modèle Acoustique Numérique (M.A.N) . . . . .	35
2.2.2 Modèle Acoustique Semi-Empirique (M.A.S.E) . . . . .	36
2.2.3 Variante du modèle acoustique semi-empirique . . . . .	38
2.2.4 Déphasage transverse . . . . .	38
2.2.5 Etendue des surfaces des sources prépondérantes et notion de zone d'impact . . . . .	40
2.2.6 Discrétisation du problème . . . . .	41
2.2.7 Prise en compte des sources images . . . . .	42
2.2.8 Récapitulatif des données d'entrée du modèle acoustique . . . . .	43

<b>3</b>	<b>MODELISATION &amp; SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DANS UNE CA-</b>	
	<b>VITE</b>	<b>45</b>
3.1	Modèles de turbulence . . . . .	47
3.1.1	Modèle algébrique . . . . .	48
3.1.2	Modèle à deux équations . . . . .	49
3.2	Simulation numérique de l'écoulement . . . . .	50
3.2.1	Schéma numérique . . . . .	50
3.2.2	Maillage et conditions limites . . . . .	50
3.3	Écoulement recirculant dans la cavité . . . . .	51
3.3.1	Écoulement tridimensionnel . . . . .	52
3.3.2	Écoulement bidimensionnel . . . . .	54
3.4	Fluctuations du champ hydrodynamique sur le bord aval de la cavité . . . . .	59
3.4.1	Lacune du contenu spectral du champ hydrodynamique . . . . .	60
3.4.2	Fluctuations de pression sur la face horizontale $S_h$ . . . . .	62
3.4.3	Fluctuations de pression sur la face verticale $S_v$ : notion de zone d'impact . . . . .	65
<b>4</b>	<b>ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ÉCOULEMENT</b>	<b>71</b>
4.1	Présentation du moyen d'essai . . . . .	73
4.1.1	Conditions expérimentales . . . . .	73
4.2	Mesures effectuées . . . . .	75
4.2.1	Visualisation . . . . .	76
4.2.2	Mesure des profils de vitesse . . . . .	78
4.2.3	Mesures pariétales de pression fluctuante . . . . .	79
4.2.4	Mesures de vitesse fluctuante . . . . .	80
4.3	Description des écoulements . . . . .	82
4.3.1	Caractéristique de l'écoulement amont . . . . .	82
4.3.2	Configurations d'écoulements . . . . .	84
4.3.3	Profils de vitesse dans la couche cisailée . . . . .	88
4.3.4	Caractérisation des oscillations de la couche cisailée . . . . .	88
4.3.5	Emergence du signal . . . . .	94
4.3.6	Interprétation des oscillations de la couche cisailée . . . . .	94
4.4	Quantification des sources acoustiques . . . . .	102
4.4.1	Estimation des fréquences . . . . .	102
4.4.2	Evolution de l'amplitude de pression sur $S_h$ . . . . .	103
4.4.3	Estimation de la zone d'impact . . . . .	109
4.4.4	Evolution de la pression sur $S_v$ . . . . .	110
4.4.5	Phase relative des sources . . . . .	111

<b>5</b>	<b>VALIDATION DU MODELE ACOUSTIQUE</b>	<b>117</b>
5.1	Présentation des essais acoustiques . . . . .	119
5.1.1	Condition expérimentale . . . . .	119
5.1.2	Description des mesures acoustiques . . . . .	122
5.2	Tests de sensibilité du modèle M.A.S.E . . . . .	124
5.2.1	Sensibilité du modèle au type de rétroaction F.F ou F.A.B . . . . .	124
5.2.2	Sensibilité du modèle aux amplitudes des sources . . . . .	124
5.2.3	Sensibilité à la fonction de corrélation transverse . . . . .	125
5.3	Comparaison Modèle acoustique - Mesures acoustiques . . . . .	127
5.3.1	Evolution du nombre de Strouhal en fonction de $L/H$ . . . . .	127
5.3.2	Evolution du niveau de puissance en fonction de la vitesse d'écoulement . . . . .	128
5.3.3	Comparaison des niveaux de pression acoustiques en champ lointain calculés et mesurés pour le cas de référence $L/H=1,5$ . . . . .	129
5.3.4	Comparaison des niveaux de pression acoustique en champ lointain calculés et mesurés pour d'autres rapports géométriques . . . . .	131
5.3.5	Conclusion . . . . .	131
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>139</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>145</b>



*Table des matières*

## INTRODUCTION

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une démarche R&D d'Alstom Transport visant à réduire le bruit externe d'origine aérodynamique des trains grande vitesse. Il s'appuie également sur certaines informations issues du programme de recherche ARPEGES, commun au consortium formé de Alstom Transport, SNCF et PSA.

On observe expérimentalement que le bruit d'origine aérodynamique est supérieur au bruit de roulement au delà de 300 km/h pour les versions actuelles du TGV. Par ailleurs, pour les versions futures du TGV qui rouleront jusqu'à 350 km/h, des progrès ont été réalisés afin de réduire le bruit de roulement. Il est donc urgent de concentrer les efforts sur la réduction du bruit aérodynamique qui devient ainsi largement prédominant.

Les nombreuses discontinuités du profil du TGV et les équipements spécifiques, comme le pantographe, perturbent l'écoulement et constituent des sources de bruit. Des mesures par antennerie, lors d'essais en ligne ou sur maquette, ont localisé des sources acoustiques au niveau des cavités bogie, de la baignoire du pantographe et des césures inter-caisse (figure 1). Ces discontinuités peuvent être schématisées par des cavités rectangulaires de dimensions variées qui émettent du bruit en champ lointain.

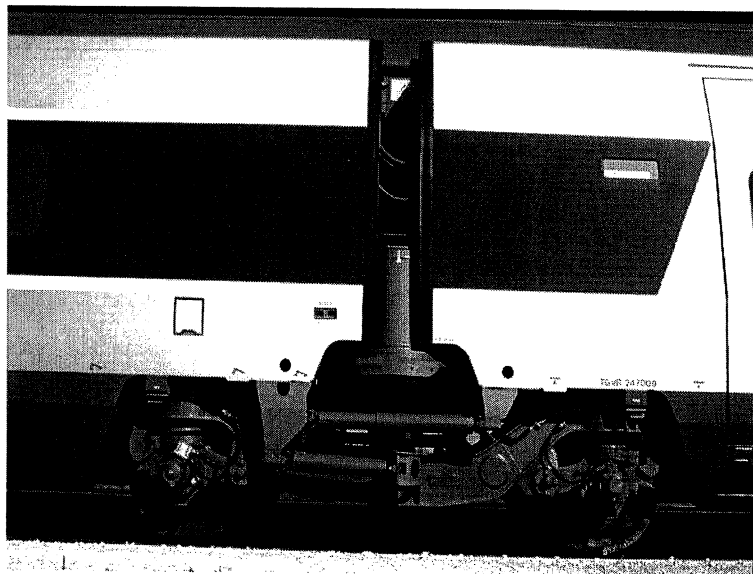


FIG. 1 – *Césure inter-caisse d'un TGVA.*

Une description complète et réaliste de ces phénomènes aéroacoustiques, même limitée au modèle simplifié d'une cavité rectangulaire, devrait s'appuyer sur un modèle d'écoulement suffisamment raffiné pour déterminer, sans arbitraire, les sources acoustiques à la base d'un modèle de rayonnement de bruit en champ lointain. Les problèmes théoriques que pose le couplage entre les deux modèles, les problèmes numériques que pose la résolution du premier modèle de mécanique des fluides rendent a priori très difficile, voire impossible, l'obtention d'une telle description globale dans le cadre d'une seule thèse. Des modèles d'écoulement et de rayonnement acoustique seront toutefois proposés et exploités avec une ambition principalement méthodologique. Ces modèles sont plutôt simples en comparaison de ceux qui commencent à être utilisés en Aéro-Acoustique Numérique (Computational Aero-Acoustics), discipline en plein essor. Notre préoccupation sera de repérer et de quantifier les difficultés qui nous séparent encore de l'outil informatique idéal qui permettra de dimensionner au mieux les diverses discontinuités afin de réduire le bruit. Dans notre démarche l'expérimentation reste donc une inévitable référence : Expériences en Mécanique des Fluides à partir d'une maquette que nous avons conçue et insérée dans une boucle hydrodynamique (la boucle TH8 du C.E.R.G<sup>1</sup>); expériences en Acoustique à partir d'une maquette qui a été conçue et insérée dans une soufflerie silencieuse (la soufflerie anéchoïque de l'E.C.L<sup>2</sup>).

Le problème physique à étudier est posé en toute généralité dans le premier chapitre tant du point de vue de la Mécanique des Fluides que de l'Acoustique. Des rappels bibliographiques concernant les deux versants de ce problème sont brièvement donnés. On conclut par un énoncé des différents paramètres adimensionnels qui interviendront dans cette étude.

Le deuxième chapitre est consacré à la définition des modèles de sources acoustiques et de propagation de ces sources en champ lointain. Ce chapitre aborde dans toute sa généralité le problème du couplage entre modèle d'écoulement et modèle acoustique. Il essaie de répondre à la question fondamentale : d'où viennent les ondes acoustiques ? On pourrait a priori éluder cette question en résolvant l'équation de Lighthill assujettie à toutes les conditions aux limites du problème (cavité + surface externe). La difficulté d'obtenir rapidement la fonction de Green de ce problème, dans une première approche, dissuade d'opter pour cette approche générale. La démarche adoptée est donc d'introduire des sources acoustiques équivalentes que l'on peut imaginer correspondre soit directement aux tourbillons qui se forment dans la couche cisailée, soit à l'interaction des tourbillons avec les parois aval de la cavité et plus précisément à l'impact tourbillonnaire de ceux-ci sur le bord aval. Un des deux termes de l'alternative sera choisi et argumenté.

Dans le troisième chapitre, l'écoulement turbulent dans une cavité est décrit par des lois de fermeture assez élémentaires : un modèle algébrique (Smagorinsky SGS) et un modèle  $k - \varepsilon$ . Ces modèles sont simulés numériquement par le logiciel Pam-Flow. Cette simulation permet en principe d'avoir accès aux fluctuations de vitesse et de pression pariétale nécessaires au dimensionnement des sources acoustiques. Néanmoins nous verrons que des faiblesses du modèle liées aux lois de fermeture choisies ne rendent pas les simulations numériques totalement exploitables.

Des mesures expérimentales, sur maquette, font l'objet du quatrième chapitre. Ces essais, en similitude hydraulique, sont prévus pour valider et recalibrer le dimensionnement des sources acoustiques dont la valeur est supposée être fournie par les simulations numériques du chapitre 3.

---

1. Centre d'Etudes et de Recherches de Grenoble

2. Ecole Centrale de Lyon

Le cinquième chapitre est consacré à la validation globale et aux tests de sensibilité du code acoustique aux paramètres d'entrée. Des niveaux de pression acoustique calculés et des spectres de pression acoustique mesurés en soufflerie anéchoïque, sont comparés.

Enfin, on présente les conclusions et les perspectives de cette étude.

La figure suivante (2) récapitule la démarche utilisée . On y distingue les quatre opérations principales, notées par A, B, C et D qui sont à la base de notre travail et qui correspondent en fait aux chapitres 3, 4, 2 & 5. Il convient de préciser que le travail effectivement réalisé dans cette étude concerne les parties A, B et C. La partie D relatives aux essais acoustiques a été réalisée par Alain Louisot de la société Métraflu. Nous utiliserons seulement les résultats expérimentaux de ces essais pour valider notre modèle acoustique.

Pour terminer, revenons à l'objectif crucial du chapitre 4 qui vise à comparer expériences / théorie pour valider le dimensionnement des sources acoustiques. Un problème de cohérence entre les fluctuations du champ hydrodynamique issues de l'expérience et celles issues de la théorie peut rendre caduque une telle validation et conduire à un diagnostic négatif.

En fait il est apparu assez rapidement que des tests exhaustifs portant sur les résultats numériques étaient trop ambitieux. Données expérimentales ou données numériques sont pour notre problème extrêmement longues et pénibles à produire et cela pour des raisons distinctes. Ainsi, s'il est relativement facile de balayer certains paramètres de commande (ex : vitesse incidente) dans une configuration expérimentale donnée de cavité, il est impossible de scruter finement le champ de pression pariétal, qui ne peut être obtenu qu'en quelques points (nombre insuffisant de capteurs). Inversement, un modèle numérique peut pourvoir tout le détail des champs spatiaux mais pour un ensemble fixé de paramètres de commande caractérisant une simulation donnée ; il se trouve que chaque simulation est rendue très lourde et par l'envergure importante de la cavité et par le temps d'observation non moins important des fluctuations de pression. A fortiori est-il exclu de conduire une comparaison argumentée donnant les avantages et les inconvénients des différentes lois de fermeture pour les écoulements qui nous intéressent. Notre approche, plus modeste, a donc consisté (i) à se limiter à une confrontation partielle théorie/expérience ; (ii) à jouer la complémentarité des deux approches dans les aspects où chacune se révèle la plus performante.

Par conséquent cette approche ne peut prétendre à une fiabilité totale. Elle permet toutefois d'aller au bout du programme tout en permettant ainsi un recensement des points qui demandent à être confortés par des travaux ultérieurs tant numériques qu'expérimentaux.

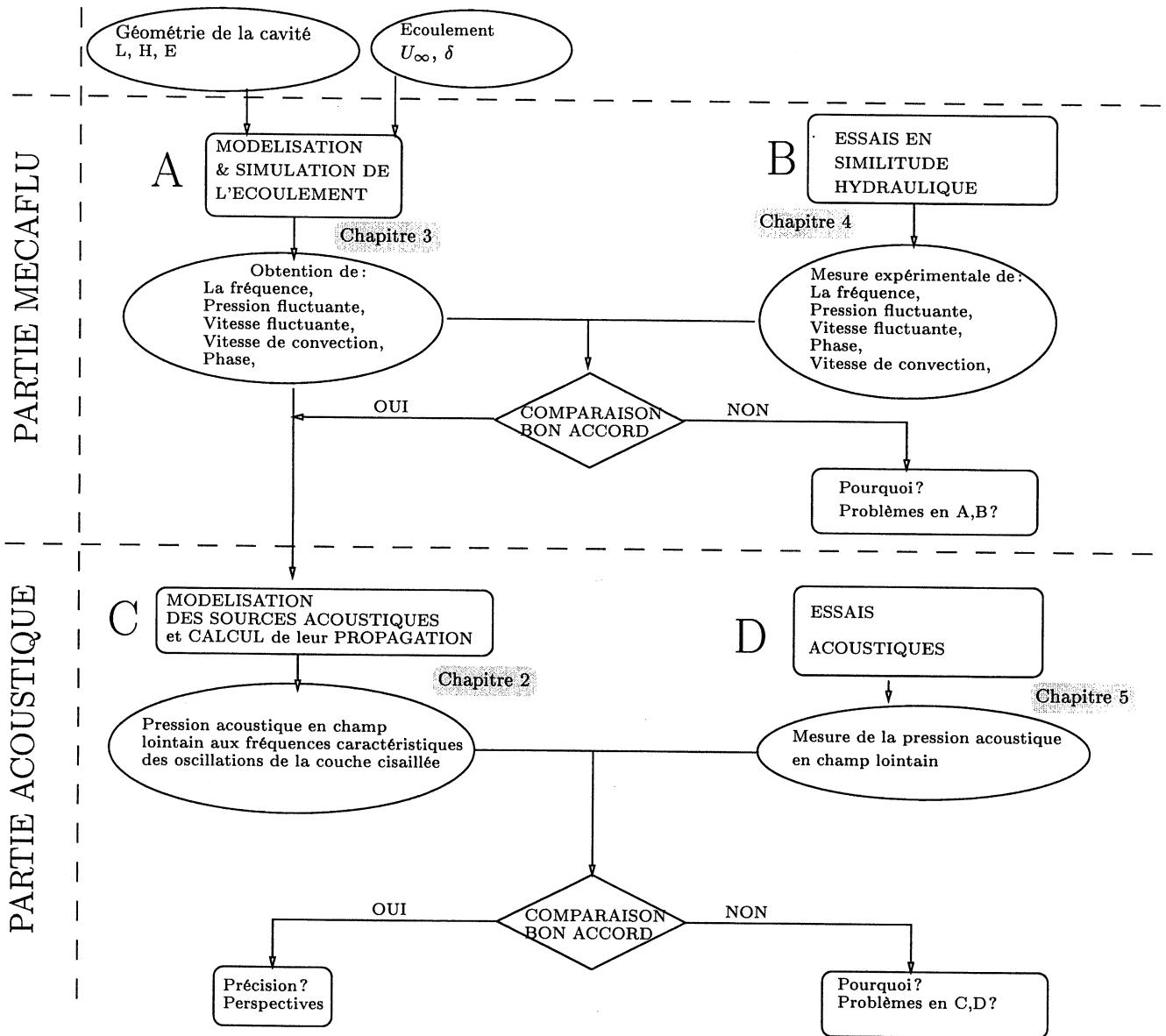


FIG. 2 - Présentation de la démarche utilisée dans cette l'étude.

## Chapitre 1

# POSITION DU PROBLEME

*Chapitre 1. POSITION DU PROBLEME*

## 1.1 Modèle physique

### 1.1.1 Analyse dimensionnelle

En préalable à la définition des modèles physiques que nous nous proposons de présenter dans la suite, il nous a semblé utile de rappeler l'ensemble des principaux paramètres adimensionnels caractérisant notre étude tant du point de vue des écoulements que des phénomènes acoustiques.

Dans un premier temps considérons un écoulement dans une cavité. Les paramètres dimensionnels a priori impliqués sont les dimensions de la cavité, les propriétés physiques du fluide et enfin des paramètres relatifs à l'écoulement incident. L'analyse dimensionnelle permet alors de dégager classiquement les principaux paramètres adimensionnels caractéristiques de l'écoulement. Les paramètres dimensionnels constituant les données du problème, et appelés pour cela paramètres de commande, sont donc :

- \* *Grandeurs géométriques*
  - L : largeur de la cavité ( $m$ )
  - H : profondeur ( $m$ )
  - E : envergure ( $m$ )
- \* *Propriétés physiques du fluide*
  - $\rho$  : masse volumique ( $kg/m^3$ )
  - $\mu$  : viscosité dynamique ( $kg/m/s$ )
  - C : vitesse du son ( $m/s$ )
- \* *Caractéristiques de l'écoulement*
  - $U_\infty$  : vitesse extérieure ( $m/s$ )
  - $\delta$  : épaisseur de couche limite amont ( $m$ )
  - $\theta$  : épaisseur de quantité de mouvement ( $m$ )

Les inconnues, appelées aussi paramètres d'état sont :

- f : fréquence du phénomène ( $s^{-1}$ )
- p : pression fluctuante ( $Pa$ )
- u : vitesse fluctuante ( $m/s$ )
- $\Delta\phi$  : déphasage ( $rad$ )
- s : taille des "cellules" ( $m$ )

Des paramètres de commande, on tire cinq paramètres adimensionnels que l'on classe en deux catégories dans le tableau 1.1 : paramètres principaux et paramètres secondaires. Cette classification est en partie arbitraire ; elle dépend des objectifs que l'on s'est fixés dans notre étude et de l'importance que l'on attribue a priori à ces paramètres.

On s'intéresse à un écoulement incompressible, la longueur de la cavité est faible devant la longueur d'onde acoustique : le nombre de Mach est négligé. L'écoulement est turbulent ( $Re_H \simeq 10^5$ ), et l'épaisseur de couche limite à 10 cm en amont de la cavité est de l'ordre de  $H/2$ . La



## Chapitre 1. POSITION DU PROBLEME

variation de l'épaisseur de couche limite, de l'ordre de 20 %, n'est due qu'aux variations de la vitesse.

On sait que le rapport géométrique  $L/H$  modifie l'écoulement dans la cavité [52], [26] (voir figure 1.1), et qu'il modifie également les fréquences d'oscillation de la couche cisailée [26]. Dans notre cas d'étude, l'envergure  $E$  et la profondeur  $H$  de la cavité sont fixées. Seule la largeur  $L$  peut varier et permettre de modifier la géométrie de la cavité. Trois géométries de cavité sont examinées :

- $L/H = 0,3$  : cavité profonde représentative d'une géométrie réelle rencontrée sur un TGV.
- $L/H = 1,5$  : rapport géométrique particulier pour lequel l'écoulement moyen est tridimensionnel.
- $L/H = 2,2$  : autre rapport représentatif d'une cavité réelle.

D'autre part on sait aussi que les fluctuations de pression et de vitesse varient avec le nombre de Reynolds [26]. Les calculs numériques sont réalisés pour des nombres de Reynolds  $Re_H$  variant de  $10^5$  à  $5.10^5$  alors que pour les essais en similitude hydraulique toute la gamme de  $1,8.10^4$  à  $6,3.10^5$  est couverte.

Ces paramètres ( $Re_H$  et  $L/H$ ) font partie des paramètres principaux. Dans la mesure où l'épaisseur de couche limite ne varie que de 20 % et reste de l'ordre de  $H/2$ , son influence  $\delta/H$  est négligée. Du strict point de vue de l'aérodynamique le paramètre  $L/E$  est secondaire. En effet dans notre cas, il reste largement supérieur à 1 et n'a pas d'influence sur les configurations observées. Du point de vue de l'acoustique, nous verrons que ce paramètre affecte la cohérence transverse des fluctuations de pression ; il ne peut plus être considéré comme paramètre secondaire.

### Paramètres principaux

$Re_H = \frac{\rho.H.U_\infty}{\mu}$	: nombre de Reynolds calculé sur la hauteur
$\frac{L}{H}$	: rapport géométrique principal

### Paramètres secondaires

$\frac{\delta}{H}$	: rapport indiquant l'influence de la cavité sur l'écoulement
$\frac{L}{E}$	: rapport géométrique secondaire
$M = \frac{U_\infty}{C}$	: nombre de Mach

### Autres paramètres envisageables

$Re_L = \frac{\rho.L.U_\infty}{\mu}, Re_\theta = \frac{\rho.\theta.U_\infty}{\mu}, \frac{L}{\theta}, \frac{s}{L}, \dots$
--

TAB. 1.1 – Paramètres adimensionnels pour l'écoulement

On exprime les fréquences caractéristiques du phénomène par un nombre de Strouhal  $S_t = \frac{f.L}{U_\infty}$  comme il apparaît dans la littérature. Les pressions fluctuantes et les vitesses fluctuantes sont adimensionnées de façon à être indépendante du fluide. Les pressions fluctuantes et les vitesses fluctuantes sont adimensionnées par  $U_\infty$ . Lorsque ces grandeurs sont exprimées en densité spectrale de puissance (DSP), la fréquence est adimensionnée par  $U_\infty/L$ , donc après simplification  $\frac{DSP(p)}{1/4\rho^2 U_\infty^3 . L}$  et  $\frac{DSP(u)}{U_\infty . L}$ .

L'analyse dimensionnelle acoustique concerne la caractérisation des sources acoustiques. On considère que les problèmes acoustique et aérodynamique sont faiblement couplés par l'absence de résonances acoustiques dans le domaine étudié. Nous montrerons au chapitre 2 que les sources acoustiques équivalentes se dimensionnent en utilisant les grandeurs fluctuantes de l'écoulement. Il est alors normal de retrouver parmi les paramètres de commande liés au problème acoustique ceux retenus dans le modèle d'écoulement.

\* *Grandeurs géométriques*

- L : largeur de la cavité (m)
- H : profondeur (m)
- E : envergure (m)

\* *Propriétés physiques du fluide*

- $\rho$  : masse volumique ( $kg/m^3$ )
- C : vitesse du son (m/s)
- T : température (K)

\* *Caractéristiques de l'écoulement*

- $U_\infty$  : vitesse extérieure (m/s)

\* *Caractéristiques des sources acoustiques*

- $p_s$  : pression fluctuante de la source acoustique (Pa)
- $u_s$  : vitesse fluctuante de la source acoustique (m/s)
- $f_s$  : fréquence de la source acoustique (Hz)

La seule inconnue du problème acoustique, ou paramètre d'état, est la pression acoustique rayonnée en tout point de l'espace.

- $p_M$  : pression acoustique au point d'écoute M (Pa)

Les sources acoustiques d'une cavité soumise à un écoulement subsonique, sont de deux types, en accord avec les observations de Yu [90] concernant la variation de la puissance acoustique en fonction de la vitesse. D'une part on constate un comportement dipolaire, pour les cavités allongées ( $L/H > 1$ ), et d'autre part un comportement plutôt monopolaire pour les cavités profondes ( $L/H < 1$ ). Il est d'ailleurs plus raisonnable de penser que ces deux types de sources coexistent avec une importance relative dépendant du rapport géométrique de la cavité et des phénomènes de résonance acoustique éventuellement rencontrés. Les sources monopolaires sont des sources de débit, elles se dimensionnent avec une vitesse acoustique. Les sources dipolaires sont issues de fluctuations d'efforts engendrées par les parois solides sur le fluide. Nous verrons au chapitre 2 que ces dernières sont prédominantes et peuvent être déterminées par les valeurs de la pression pariétale fluctuante. Concernant la propagation acoustique, on considère que la température du fluide est constante, et on ne tiendra pas compte de la vitesse du fluide. Les nombres adimensionnels principaux sont répertoriés dans le tableau 1.2.

**Paramètres principaux**

$\frac{f \cdot L}{U_\infty}$	: Nombre de Strouhal caractéristique des fréquences acoustiques
$\frac{p_s}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}$	: Pression adimensionnelle des sources acoustiques
$L/E$	rapport géométrique principal

TAB. 1.2 – Paramètres adimensionnels spécifiques au problème acoustique

**1.1.2 Modèle physique de l'écoulement**

Les couches cisailées libres ont été largement étudiées par le passé. La caractéristique principale des couches de mélange est l'apparition de structures cohérentes qui se propagent et sont responsables de fluctuations de pression et de vitesse. En présence d'un mécanisme de rétroaction, initié par l'appariement de deux structures, l'amplitude des fluctuations augmente et la distribution d'énergie se concentre alors autour de quelques bandes de fréquences. Le mécanisme de rétroaction se traduit soit par une excitation périodique acoustique de la couche cisailée, soit à travers la loi d'induction de Biot et Savart qui force la couche cisailée à osciller à des fréquences discrètes [71].

Ces couches cisailées peuvent également impacter sur des structures solides. Des oscillations de pression de forte amplitude apparaissent et peuvent causer la destruction de ces structures par fatigue, ou être responsable de l'émission de forts niveaux sonores. Ces oscillations associées à l'action de la couche cisailée sont également entretenues par un mécanisme de rétroaction. Malgré la différence de comportement entre une couche cisailée libre et une couche cisailée impactant sur une structure, des caractéristiques communes suggèrent que certains mécanismes d'auto-entretien de ces oscillations sont identiques.

L'écoulement dans une cavité se compose d'une zone de recirculation principale à l'intérieur de la cavité et d'une couche cisailée située à l'ouverture de la cavité. Une cavité est dite « ouverte » lorsque la couche cisailée recolle directement avec le bord aval. Le rapport  $\frac{L}{H}$  est alors inférieur à 10 et une seule zone de recirculation est présente dans la cavité. On distingue alors trois types de recirculation [26] selon la valeur du rapport  $L/H$ . Si on considère une cavité profonde  $L/H < 1$ , la zone tourbillonnaire ne recircule pas jusqu'au fond de la cavité. Pour  $1 < L/H < 2$ , la recirculation occupe la totalité de la cavité. Au delà, pour  $2 < L/H < 10$ , la recirculation se concentre uniquement sur la partie aval et ne vient plus interagir avec le bord amont, il se crée alors à l'amont une "zone morte" (figure 1.1). Nos propres observations expérimentales ainsi que les simulations numériques que nous avons réalisées nous ont permis d'affiner cette typologie des écoulements ; ces résultats sont présentés au chapitre 4. Par opposition une cavité est dite « fermée » lorsque la couche cisailée rebondit d'abord en fond de cavité avant de rencontrer le bord aval. L'écoulement est alors semblable à celui produit par une marche descendante suivie d'une marche montante. Deux zones de recirculation sont présentes, l'une à l'amont, l'autre à l'aval. Comme le montre la figure 1.2, une couche cisailée assure la transition entre l'écoulement externe et l'écoulement recirculant dans la cavité. La recirculation interne est produite par la déviation, vers l'intérieur de la cavité, d'une partie du fluide lors de l'impact de la couche cisailée sur le bord aval.

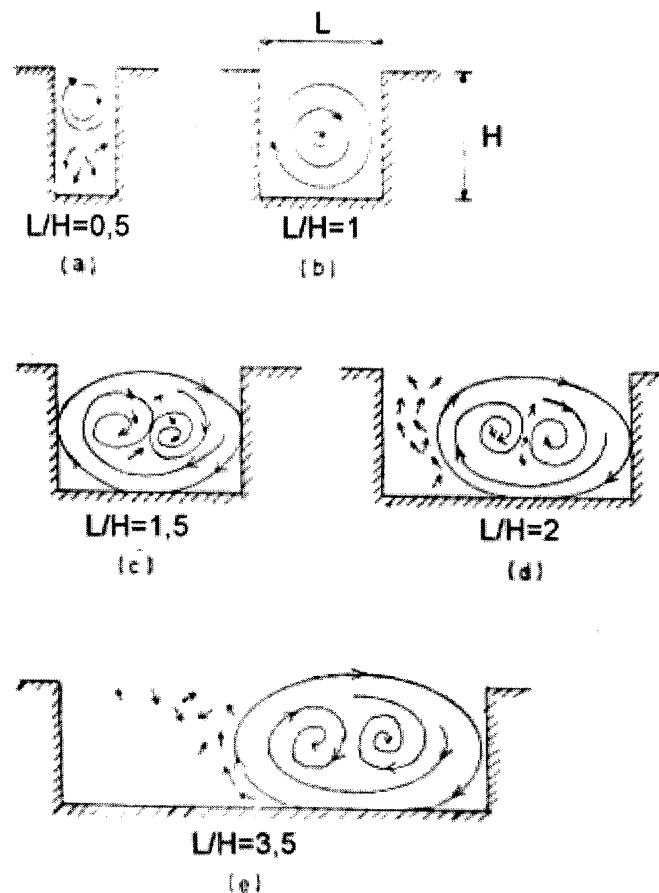


FIG. 1.1 – Types d'écoulements. D'après Ethembabaoglu [26]

Nous examinons plus particulièrement dans cette étude les couplages aérodynamiques et aéroacoustiques responsables des oscillations d'un écoulement turbulent au dessus d'une cavité rectangulaire ouverte. Cette couche de cisailée est instable et oscille à des fréquences particulières caractéristiques des dimensions de la cavité. On dénombre quatre couplages principaux pouvant être à l'origine de ces oscillations.

1. Couplage fluide-fluide (F.F.)

Ce mécanisme d'oscillation est caractérisé par le lâcher périodique de structures cohérentes dans la couche cisailée. Ce lâcher périodique est auto-entretenu par couplage avec l'écoulement interne.

2. Couplage fluide-réflexion d'onde acoustique au bord aval (F.A.B.)

Dans ce cas, l'auto-entretien des oscillations est provoqué par l'excitation de la couche cisailée au bord amont par une onde acoustique. Cette onde provient de l'impact des structures tourbillonnaires sur le bord aval de la cavité. On parle alors de rétroaction acoustique.

3. Couplage fluide-résonance acoustique de cavité (F.A.C.)

Il s'agit de la coïncidence de la fréquence de lâcher tourbillonnaire avec un mode acoustique de cavité. Dans ce cas, les oscillations sont contrôlées par les modes acoustiques de la cavité. Cette résonance produit de forts niveaux acoustiques. Ce type de mécanisme se rencontre

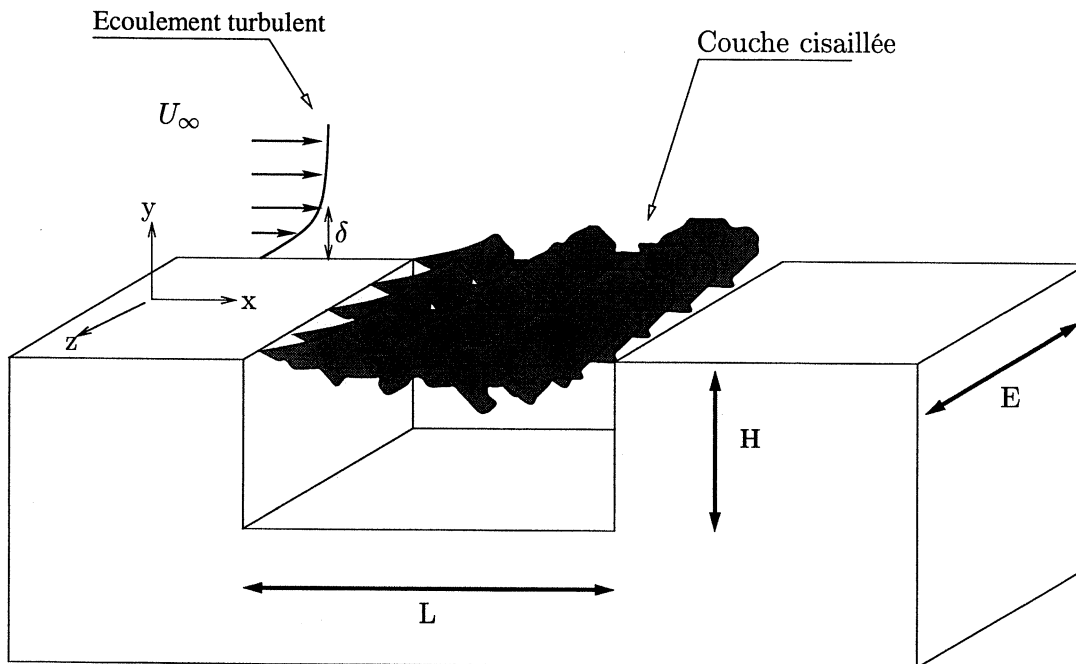


FIG. 1.2 – *Modèle physique de l'écoulement.*

dans des cavités profondes où le mode acoustique normal est sollicité (résonateur quart d'onde), ou dans des cavités de type résonateur de Helmholtz.

#### 4. Couplage fluide-structure (F.S.)

Il se produit, dans ce cas, un couplage entre les oscillations de la couche cisailée et les vibrations des parois solides de la cavité. Ce mécanisme se rencontre lorsque, par exemple, une paroi de la cavité est du type piston-ressort, ou membrane élastique.

Tous ces couplages peuvent coexister simultanément. On considère que les parois de la cavité sont rigides et le couplage (F.S.) est négligé. Nous montrerons au chapitre 4 que les conditions expérimentales permettent de faire abstraction du couplage (F.A.C.). On se place donc dans le cas où deux types de couplage peuvent apparaître : (F.F) et (F.A.B).

Dans le cas du couplage (F.F.), le phénomène de rétroaction est entretenu par la circulation principale à l'intérieur de la cavité. Pereira et Sousa [65] réalisèrent des séries de visualisations et des simulations numériques de l'écoulement dans une cavité avec, pour principal objectif, l'étude de l'interaction de la couche cisailée instable avec les tourbillons recirculant dans la cavité. Ils observèrent un lâcher tourbillonnaire périodique dans la couche cisailée. Si la naissance du tourbillon à l'amont de la cavité coïncide avec un lâcher tourbillonnaire issu de l'écoulement recirculant, une large structure cohérente se propage alors et impacte sur le bord aval de la cavité. Si en revanche la naissance du tourbillon dans la couche cisailée n'est pas accompagnée par un tourbillon issu de l'écoulement recirculant, la vie de ce tourbillon s'écourte et on assiste alors à l'appariement de celui-ci avec le tourbillon précédent. Il semble donc que la partie stable de l'écoulement, c.a.d. la recirculation dans la cavité due à son importante énergie, détermine la nature et par conséquent la fréquence des oscillations ; la partie instable, c.a.d. la couche cisailée, s'adapte alors pour osciller. L'auto-entretien des instabilités est dû à un fort couplage de la zone cisailée avec la zone de recirculation dans la cavité ; on dit alors que la rétroaction

est hydrodynamique.

Un mécanisme semblable est observé dans le cas de plusieurs jets parallèles [86]. La fréquence d'oscillation des jets est fonction de la distance de leur point de rencontre et du temps de recirculation du fluide à l'intérieur de la cavité formée par l'espace entre les jets. Les auteurs ne précisent pas si plusieurs fréquences apparaissent.

L'autre couplage concerne l'interaction de la couche cisailée instable avec une onde acoustique (F.A.B.). Rossiter fut le premier en 1966 à interpréter les oscillations de la couche cisailée par un phénomène de rétroaction acoustique. La description de la rétroaction est la suivante : un tourbillon se développe dans la couche cisailée au niveau du bord amont ; il est ensuite convecté par l'écoulement et sa taille augmente jusqu'à saturation. L'impact de chaque tourbillon sur le bord aval de la cavité engendre une onde acoustique qui se propage dans la cavité, et vient à son tour perturber la couche cisailée produisant un nouveau lâcher tourbillonnaire. Ce mécanisme de rétroaction est similaire à celui observé lors de l'impact de jet [66].

Plusieurs auteurs ont proposé des modèles de prédiction des fréquences d'oscillation en se fondant sur le modèle de rétroaction proposé par Rossiter.

- Modèle de Rossiter. Ce modèle empirique relie les fréquences d'oscillations de la couche cisailée à la longueur de la cavité par deux constantes empiriques.

$$\frac{f_m L}{U_\infty} = \frac{m - \zeta}{M + \frac{1}{\kappa}}$$

$f_m$  : fréquence du mode  $m$

$m$  : un nombre entier

$\kappa$  : le rapport de la vitesse de convection des tourbillons sur la vitesse extérieure

$\zeta$  : une autre constante qui tient compte du retard de phase entre l'impact tourbillonnaire et l'émission de l'onde acoustique

Les deux constantes  $\kappa = 0,57$  et  $\zeta = 0,25$  sont calées pour obtenir un bon accord avec les essais réalisés pour un nombre de Mach  $M$  compris entre 0,4 et 1,2. Bien que ce modèle soit largement utilisé, il n'est pas satisfaisant lorsqu'on sort du domaine de Mach précédent pour lequel il est calé [82]. On peut utiliser ce modèle en réajustant les constantes mais il est difficile de les connaître a priori.

- Bilanin et Covert [6] modélisèrent le mouvement vertical de la couche cisailée par :

$$\eta \propto \exp(k_i x) e^{i(k_r x - \omega t + \phi)}$$

Cette onde s'amplifie et provoque une fluctuation de débit au niveau du bord aval. Cette fluctuation de débit est modélisée par un monopôle acoustique sur l'arête du bord aval. Cette onde acoustique se propage et vient exciter la couche cisailée amont. En postulant que la pression acoustique et le détachement tourbillonnaire sont en phase, ils obtiennent l'équation :

$$S_t = \frac{n - 3/8 - \phi/2\pi}{(M \cdot a_+ / a_-) + 1/\kappa}$$

$a_+$  la vitesse du son à l'extérieur de la cavité

$a_-$  la vitesse du son à l'intérieur de la cavité

Cette formule est équivalente à la formule de Rossiter avec :

$$\zeta = -(\phi/2 + 3/8)$$

$$\kappa = \omega / k_r U_\infty$$

## Chapitre 1. POSITION DU PROBLEME

Cette formulation est uniquement valide pour des écoulements supersoniques. Elle ne permet pas de modéliser les fluctuations de vitesses dans la couche cisailée car le débit du monopole et l'amplitude initiale de la perturbation amont ne sont pas connus.

- Tam et Block ont proposé un modèle mathématique du couplage F.A.B pour des cavités dont le rapport géométrique est proche de 1 [82]. L'écoulement est supposé bidimensionnel et la couche de cisaillement a une épaisseur constante sur toute la longueur de la cavité. L'écoulement à l'intérieur de la cavité est négligé. Ils disposent une source monopolaire sur l'arête aval pour simuler le champ d'onde réel. Les réflexions d'onde sur les parois de la cavité sont prises en compte. Leurs prévisions donnent de bons résultats pour des nombres de Mach variant de 0,2 à 1. Pour un nombre de Mach inférieur à 0,2 il semble que les fréquences émergentes soient dues aux modes acoustiques de la cavité, mais ils ne prennent pas en compte les ondes réfléchies par l'ouverture de la cavité qui permettent de modéliser les modes acoustiques de cavité associés.

### 1.1.3 Modèle physique acoustique

Le bruit engendré par l'interaction du fluide avec la cavité se compose d'un bruit large bande assimilable à un bruit de couche limite turbulente et de plusieurs bandes de fréquences discrètes. Initialement, Plumbee *et col.* pensaient que les fréquences émergentes étaient celles qui étaient amplifiées préférentiellement par la cavité. L'écoulement turbulent qui attaquait la cavité était vu comme une source de bruit large bande, et la cavité amplifiait alors certaines de ces fréquences. Leur hypothèse fut remise en question lorsque Rossiter montra expérimentalement qu'un écoulement laminaire conduit à l'émergence de ces mêmes fréquences, avec une amplitude plus importante, et ce en l'absence d'excitation large bande [82]. On peut alors différencier les sources de bruit sur le spectre de pression acoustique rayonné par une cavité soumise à un écoulement comme suit :

- Un bruit large bande, semblable à celui d'une couche limite.
- Des fréquences discrètes qui correspondent aux oscillations de la couche cisailée. Elles sont d'origine aérodynamique et sont commandées par un mécanisme de rétroaction.
- Des pics de fréquence fixes qui correspondent aux modes acoustiques propres de la cavité. Ces fréquences sont déterminées en fonction de la géométrie de la cavité.

Les fréquences discrètes émergent de plusieurs décibels au dessus du bruit large bande sur le spectre de pression acoustique rayonné en champ lointain. Elles sont de ce fait préjudiciables en terme de nuisance sonore. Les sources acoustiques potentielles, d'origine aérodynamique, sont localisées d'une part au niveau de la couche cisailée, où les fluctuations de vitesse sont importantes et d'autre part sur les parois solides de la cavité comme le schématise la figure 1.3. Plusieurs mécanismes de rayonnement sonore sont proposés. Citons l'impact de la couche cisailée sur le bord aval de la cavité, le lâcher tourbillonnaire dans la couche de cisaillement ainsi que le battement de la couche cisailée et l'effet de pseudo-piston attribué à l'échange de masse près du bord aval.

Le code acoustique développé au chapitre 2 détermine la pression acoustique rayonnée en champ lointain à ces fréquences aérodynamiques particulières. On détermine alors l'importance relative de ces sources, leurs amplitudes et leurs phases relatives.

## 1.2. Tendances paramétriques relatives à l'écoulement

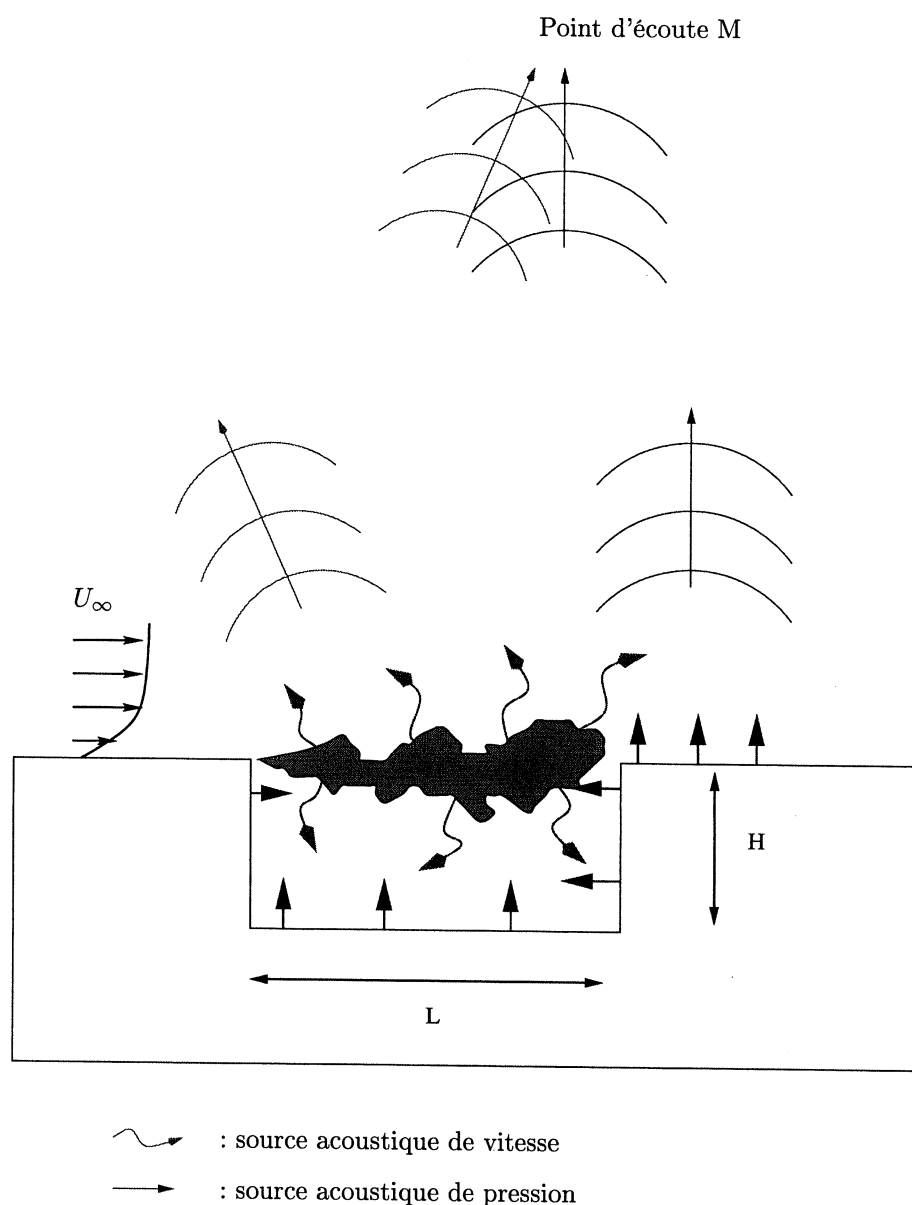


FIG. 1.3 – Sources acoustiques dans la cavité

## 1.2 Tendances paramétriques relatives à l'écoulement

Dans ce paragraphe, nous repérerons dans la littérature l'influence des paramètres de commande sur les caractéristiques principales des écoulements: nature de l'écoulement à l'intérieur de la cavité et les oscillations de la couche cisailée. Ces paramètres ont été étudiés d'un point de vue aérodynamique et d'un point de vue acoustique. Nous distinguons ces deux approches en présentant, tout d'abord, une synthèse des travaux concernant la caractérisation aérodynamique de l'écoulement dans une cavité. Est fournie dans le tableau 1.3 une liste non exhaustive des travaux relatifs aux cavités. On indique la géométrie étudiée, la nature de l'écoulement incident et les principaux résultats. Nous avons précisé dans la colonne « Résultats » la nature des travaux effectués et les thèmes abordés. Une grande diversité des géométries et des conditions



Chapitre 1. POSITION DU PROBLEME

d'écoulement étudiées peut être notée. Toutes les valeurs des paramètres de commande ne sont pas précisées ce qui ne permet qu'une étude comparative partielle des différents travaux.

TAB. 1.3 – Références Mécanique des Fluides

Référence	Cavité	Écoulement	Résultats
Ethembaoglu (1973) [26]	Rectangulaire $0,3 < L/H < 5$	Turbulent $9.10^5 < Re_H < 7.10^6$	Etude expérimentale paramétrique
Nelson (1981) [60]	Helmholtz	Laminaire $Re_L \simeq 10^4$	Expérimental
Nelson (1983) [61]	Helmholtz	Laminaire	Théorique
During (1992) [23]	Rectangulaire $L/H < 1$	?	Modèle analytique
Mendoza (1995) [56]	Rectangulaire $1 < L/H < 3,75$ ; $0,5 < L/E < 3,75$	$0,06 < M < 0,9$	Expérimental
Bilanin (1973) [6]	Rectangulaire $4 < L/H < 7$	$0,8 < M < 3$	Modèle analytique
Zhang (1992) [92]	Rectangulaire $1 \leq L/H$	$1,5 < M < 3,5$	Expérimental / <i>Mesure et visualisation</i>
Zhang (1998) [93]	Rectangulaire	$M = 1,5$ $Re_H = 4,5.10^5$	Expérimental / <i>visualisation</i>
East (1966) [24]	Rectangulaire $0,1 < L/H < 1$ $L/E = 1$	$M < 0,17$	Expérimental et Théorique
Rockwell (1980) [74]	Rectangulaire $L/H = 1,1$ $L/E = 2,8$	$Re_H = 1,2.10^4$	Expérimental / <i>Visualisation de la couche cisailée</i>
Rockwell (1977) [70]	Rectangulaire $0,5 < L/H < 4,5$	?	Expérimental et théorique / <i>modèle analytique du couplage (F.F.)</i>
Rockwell (1979) [72]	Rectangulaire $1,1 < L/H < 2,7$	$Re_H \simeq 2.10^4$	Expérimental / <i>Impact des tourbillons sur le bord aval</i>
Tang (1983) [83]	Rectangulaire	$Re_H \simeq 10^4$	Expérimental / <i>visualisation et mesures; impact des tourbillons sur le bord aval</i>
Heller (1975) [33]	Rectangulaire $2,3 < L/H < 5,5$	$0,8 < M < 2$	Expérimental et modèle analytique du couplage (F.A.B.)
Sarohia (1975) [75]	$0 < L/H < 2$	Laminaire et turbulent $Re_\delta = 3.10^3$	Expérimental / <i>Effet de l'écoulement et de la géométrie sur les oscillations de cavité</i>
Tracy (1997) [84]	Rectangulaire $1 < L/H < 17$	$0,2 < M < 0,9$	Expérimental: étude paramétrique

## 1.2. Tendances paramétriques relatives à l'écoulement

Elder (1982) [25]	Helmholtz	$0,2 < M$	Expérimental et théorique / <i>modèle du couplage (F.A.C.)</i>
Forestier (1999) [27]	Rectangulaire $L/H = 0,4$ $L/E = 0,4$	$M = 0,8$ $Re_\theta = 7800$	Expérimental / <i>visualisation de la couche cisailée</i>
Heller (1971) [32]	Rectangulaire $4 < L/H < 7$	Laminaire et turbulent $0,8 < M < 3$	Expérimental / <i>Réponse de la cavité change lorsque l'écoulement passe de laminaire à turbulent</i>
Gharib (1987) [29]	$0,6 < L/H < 1,1$	$Re_\theta = 95$	Expérimental / <i>Mesure et visualisation de la couche cisailée</i>
Olinger (1996) [55]	Rectangulaire $0,14 < L/H < 0,25$	?	Expérimental / <i>Contrôle et réduction des oscillations</i>
Tam (1978) [82]	Rectangulaire $0,8 < L/H < 2$	$0 < M < 0,4$	Expérimental et théorique / <i>Modèle mathématique du couplage (F.A.B.)</i>
Kang (1998) [40]	Rectangulaire	?	Expérimental / <i>Visualisation par PIV, excitation acoustique de la couche cisailée</i>

### 1.2.1 Influence de l'écoulement amont

La nature de l'écoulement incident a un rôle prépondérant sur les instabilités de la couche cisailée. Si par exemple l'épaisseur de couche limite de l'écoulement incident est grande devant les dimensions de la cavité ( $\delta \gg L$ ), la couche cisailée n'oscille pas et la cavité est transparente vis à vis de l'écoulement. Sarohia [75] a mis en évidence expérimentalement deux types de comportement de la couche cisailée en fonction du paramètre adimensionnel  $\frac{L}{\delta} \sqrt{\frac{U_\infty \delta}{\nu}}$ . L'évolution de ce paramètre en fonction de  $\frac{H}{\delta}$  sépare une zone pour laquelle la cavité joue un rôle passif vis à vis de l'écoulement et une zone pour laquelle la cavité force les oscillations de la couche cisailée; il apparaît dans ce dernier cas les couplages F.F et F.A.B.

Lorsque la couche cisailée oscille, les nombres de Strouhal  $fL/U_\infty$  associés aux fréquences caractéristiques de la couche cisailée sont fonction des grandeurs intégrales  $\delta$  (épaisseur de couche limite) ou  $\theta$  (épaisseur de quantité de mouvement) de l'écoulement incident. Ainsi le nombre de Strouhal diminue lorsque le rapport  $L/\theta$  diminue [82].

Krishnamurty [46] et Ahuja [1] ont montré que l'amplitude des oscillations est plus grande pour un écoulement incident laminaire que pour un écoulement incident turbulent. On retrouve d'ailleurs cette caractéristique dans le cas des couches cisailées libres [36].

### 1.2.2 Influence du rapport géométrique

- *Écoulement recirculant.* En 1963, Maul et East [52] ont caractérisé l'écoulement dans une cavité par des mesures de pression statique pariétale et par des visualisations d'un film d'huile en fond de cavité. Ces essais ont été réalisés en écoulement subsonique, dans des souffleries aérodynamiques pour des nombres de Reynolds, calculés sur H, inférieurs à  $10^6$ . Sous l'effet de l'écoulement, l'huile en fond de cavité se concentre dans les zones de basse vitesse, entre la recirculation principale et la recirculation de coin. La trace de ce film d'huile présente un motif

Chapitre 1. POSITION DU PROBLEME

périodique suivant l'envergure pour certains rapports  $L/H$ . Ce motif, appelé cellule, traduit un écoulement tridimensionnel. La pression statique en fond de cavité, le long de l'envergure, présente elle aussi une évolution périodique spatiale (figure 1.4). La corrélation d'une cellule avec la période spatiale de la pression leur permet de caractériser l'écoulement avec des mesures de pression statique seulement. La figure 1.5 représente les lignes de courant probables en fond de cavité. L'absence de variation de pression indique alors que l'écoulement est bidimensionnel. Leurs principaux résultats sont répertoriés dans le tableau 1.4. L'envergure de la cavité n'a pas d'influence sur la nature de l'écoulement mais modifie le nombre de cellules. Leur taille s'adapte alors pour qu'un nombre entier de cellules soit présent. La taille,  $s$ , d'une cellule en fonction du rapport  $L/H$  est déterminée par la formule empirique :

$$\frac{s}{L} = 0,6 \left(1 + \left(\frac{L}{H}\right)^{-1}\right)$$

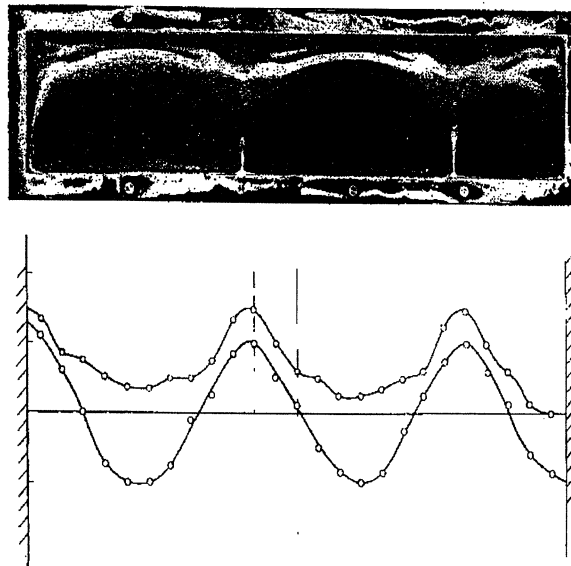


FIG. 1.4 – Visualisation de la trace de l'écoulement tridimensionnel en fond de cavité (en haut). La pression statique en fond de cavité oscille suivant l'envergure (en bas). Maull et East [52] .

$L/H$	Écoulement
$0,3 < L/H < 0,4$	2D
$0,4 < L/H < 0,8$	3D
$0,8 < L/H < 1,1$	2D
$1,1 < L/H < 2,2$	3D
$2,2 < L/H < \infty$	2D

TAB. 1.4 – Nature de l'écoulement en fonction de  $L/H$ . Maull et East [52].

Un écoulement tridimensionnel a été également observé par Kistler et Tan (1967) [42] et Zhak (1995) [91]. Dans ces deux derniers cas l'écoulement était confiné, c'est à dire que la paroi surplombant la cavité est très proche de l'ouverture de la cavité.

Kistler et Tan [42] ont étudié l'écoulement par des mesures de pression statique sur la face intérieure aval de la cavité. Une évolution spatiale périodique de la pression statique est également

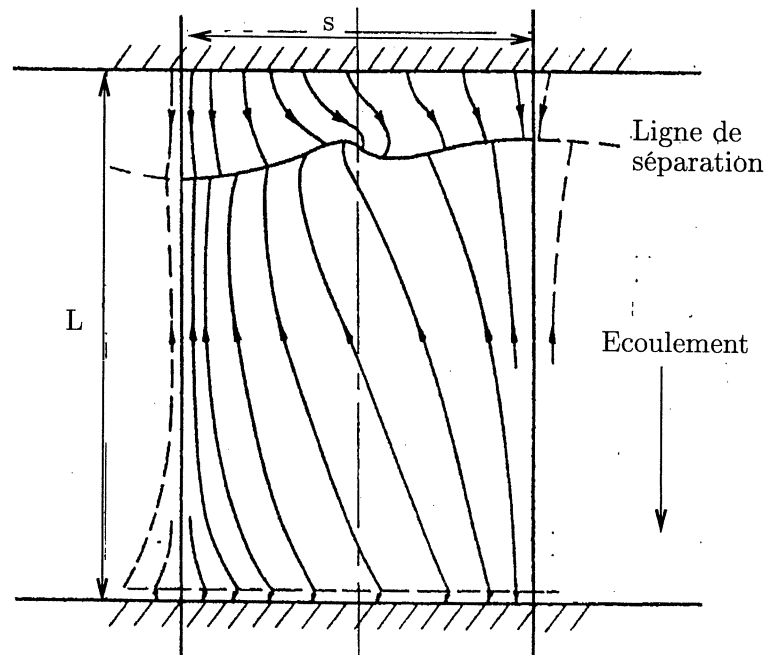


FIG. 1.5 – Description des lignes de courant en fond de cavité dans une cellule. La ligne de séparation sépare la recirculation principale de la recirculation de coin. Maull et East [52].

constatée pour  $1,2 \leq L/H \leq 2$  et  $Re_H = 10^5$  indiquant la présence de cellules. En revanche pour  $L/H \leq 1$  ils ont qualifiés l'écoulement de bidimensionnel. Leurs résultats concordent avec ceux obtenus par Maull et East.

Les travaux plus récents de Zhak [91] concernaient des visualisations de l'écoulement dans une cavité carrée pour des nombres de Reynolds inférieurs à  $5 \cdot 10^4$ . Ces visualisations ont montré un écoulement 3D engendré par la présence des parois latérales pour de faibles nombres de Reynolds. Pour des nombres de Reynolds supérieurs à  $2 \cdot 10^4$  l'auteur attribua la structuration 3D à la présence de tourbillons Görtler. Dans ce cas, la mise en évidence d'un écoulement 3D pour une cavité carrée s'oppose aux observations précédentes.

Enfin Seban (1965) [76] mit en évidence la présence d'un écoulement 3D, sur la face aval d'une cavité ouverte, en observant l'orientation de fils disposés sur la paroi. L'auteur ne put caractériser précisément l'écoulement en raison d'un nombre limité de fils. Citons pour terminer les visualisations effectuées par Noger (1999) [62] montrant un écoulement 3D pour une cavité ouverte; rappelons que l'écoulement dans une cavité ouverte est semblable à celui produit par une marche descendante suivi d'une marche montante.

- *Couche cisailée.* Les fluctuations de la couche cisailée dépendent des dimensions de la cavité et de la vitesse d'écoulement. Ainsi, lorsque les couplages (F.F.) et (F.A.B) prévalent, les fréquences aérodynamiques augmentent linéairement avec la vitesse et diminuent quand le rapport géométrique augmente [46]. Le nombre de Strouhal caractérisant ces fréquences, fondé sur la longueur  $L$  de la cavité et la vitesse extérieure, prend des valeurs fixées par le rapport géométrique [26], comme le montre la figure 1.6. On représente sur ce graphe des résultats issus de mesures en tunnel hydrodynamique [26], et des résultats de mesures acoustique en champ lointain [90], [9]. Le comportement similaire des nombres de Strouhal acoustique et hydrodynamique, montre que les fréquences d'oscillation de la couche cisailée sont responsables d'une partie du

bruit rayonné. On remarque la présence de plusieurs nombres de Strouhal pour une configuration géométrique donnée; on parle alors de modes de cavité. Au delà de  $L/H=2$ , les modes 2 et 3 semblent indépendants du rapport géométrique.

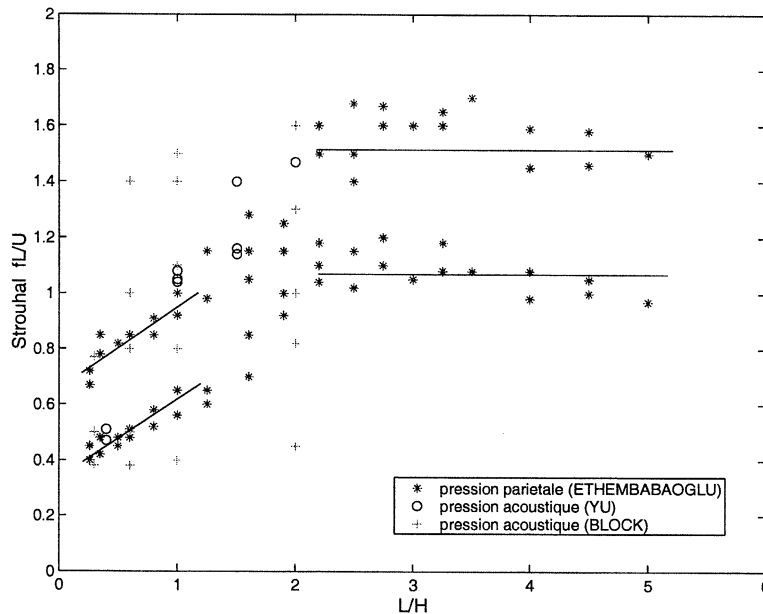


FIG. 1.6 – Variation du nombre de Strouhal en fonction du rapport géométrique pour des mesures de pression pariétale en eau à des nombres de Reynolds de l'ordre de  $10^6$  (Ethem Babaoglu [26]), et pour des pressions acoustiques en champ lointain en écoulement subsonique  $M < 0,4$  (Yu [90], Block [9]).

L'envergure  $E$  de la cavité n'a aucune influence sur les fréquences d'oscillation de la couche cisailée. En revanche la valeur du rapport  $L/E$  affecte directement la cohérence transverse de ces fluctuations. Mendoza et Ahuja [56] ont examiné expérimentalement la cohérence transverse (suivant l'envergure) des fluctuations de vitesse dans la couche cisailée pour des cavités bidimensionnelles ( $L/E \geq 1$ ) et tridimensionnelles ( $L/E \leq 1$ ) à des nombres de Mach subsoniques ( $0,06 < M < 0,9$ ). Ils ont montré que la cohérence décroît (semble-t-il de façon exponentielle) le long de l'envergure et que cette décroissance de la cohérence est plus rapide pour une cavité tridimensionnelle que pour une cavité bidimensionnelle. Aucune relation entre la perte de cohérence et les grandeurs caractéristiques de l'écoulement ou de la géométrie de la cavité n'a été relevée. Or cette perte de cohérence se répercute sur le bruit rayonné, puisqu'elle influe sur les sources acoustiques induites par la couche cisailée. La relation entre la cohérence spatiale de la couche cisailée et les sources acoustiques sera déterminée expérimentalement au chapitre 4 paragraphe 4.4.5.

Knisely et Rockwell [74] ont visualisé la structure transversale de la couche cisailée pour un nombre de Reynolds de  $Re_H = 1,2 \cdot 10^4$  et un rapport géométrique principal  $L/H$  de 1,17. D'après les résultats obtenus par Maull et East, l'écoulement à l'intérieur de la cavité est tridimensionnel, trois cellules devraient être présentes en supposant que le nombre de Reynolds n'a pas d'influence sur la structure de l'écoulement. Leurs visualisations montrent que le lâcher tourbillonnaire se fait en phase sur toute l'envergure; puis une distorsion de l'allée tourbillonnaire apparaît lorsque

## 1.2. Tendances paramétriques relatives à l'écoulement

celle ci est convectée. Cette structuration tridimensionnelle est due à l'apparition de vortex secondaires longitudinaux. La longueur d'onde  $\lambda_z$  de ces vortex est alors égale à la moitié de la longueur d'onde  $\lambda_x$  du lâcher tourbillonnaire.

$$\lambda_z/\lambda_x \simeq 0,5$$

Aucune corrélation avec la présence éventuelle de cellules dans la cavité n'a été mentionnée.

### 1.2.3 Influence du nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds calculé sur la longueur de la cavité semble avoir une influence limitée sur les oscillations de la couche cisailée au-delà de  $Re_H = 10^5$  comme le montre Yu [90]. Ceci prouve que les effets des forces d'inertie sont plus importants que les effets visqueux pour la plupart des cas étudiés [43]. L'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds est décrite par la relation empirique 1.1 de YU [90]. Cette équation est fondée sur les résultats de plusieurs auteurs pour des rapports de cavité  $L/H$  inférieurs à 2 (voir figure 1.7).

$$St = a/Re_L + b \log Re_L + c$$

$$\begin{aligned} \text{avec } a &= 0,142 \cdot 10^5 \\ b &= -0,032 \\ c &= 0,591 \text{ pour les cavités profondes } (L/H < 1) \\ c &= 1,171 \text{ pour les cavités larges } (L/H > 1) \end{aligned} \tag{1.1}$$

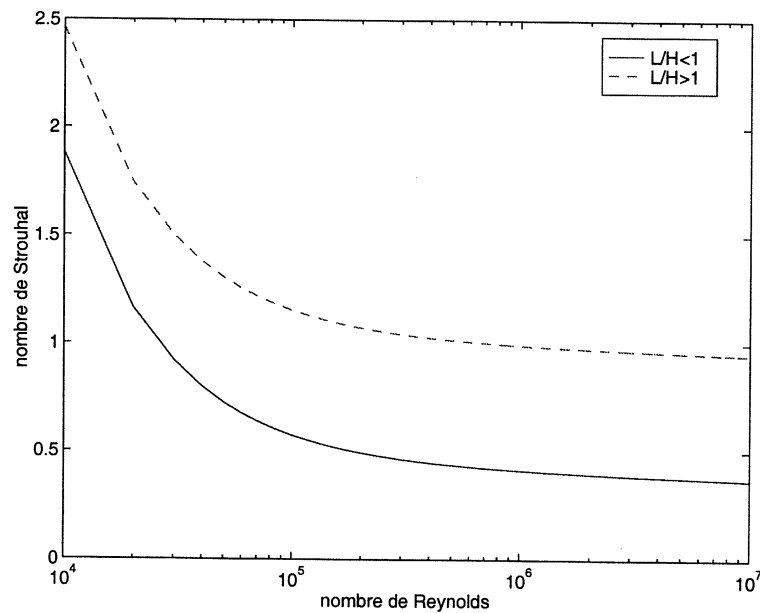


FIG. 1.7 – Variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds  $Re_H$ , d'après la formule empirique de Yu [90].

TAB. 1.5 – Références Acoustique

Référence	Cavité	Ecoulement	Résultats
Disimile (1998) [19]	Rectangulaire $L/H = 1$ $L/E = 8,7$	Turbulent $Re_\theta = 10^4$	Etude expérimentale / <i>angle d'attaque de l'écoulement par rapport à la cavité variable</i>
Tracy (1992) [85]	Rectangulaire $4,4 < L/H < 20$	$0,2 < M < 0,9$	Expérimental paramétrique / <i>influence de l'angle d'attaque</i>
Block (1976) [9]	Rectangulaire $0,3 < L/H < 8$ $0,3 < L/E < 1,85$	$0,1 < M < 0,5$	Expérimental paramétrique / <i>couplage des modes acoustiques normaux et longitudinaux</i>
Yu (1977) [90]	Rectangulaire $0,4 < L/H < 2$	$0,1 < M < 0,2$	Expérimental paramétrique / <i>variation de la puissance acoustique en fonction de la vitesse d'écoulement</i>
Krishnamurty (1955) [46]	Rectangulaire $0 < L/H < 12$	Laminaire et turbulent $0,25 < M < 1,5$	Expérimental paramétrique / <i>directivité du champ acoustique</i>
Mongeau (1997) [39]	Helmholtz	$M < 0,1$	Modèle analytique / <i>prédiction de la fréquence et de l'amplitude acoustique dans la cavité</i>
Farabee (1977) [18]	Helmholtz	Laminaire et turbulent $M < 0,2$	Modèle empirique / <i>calcul de la pression acoustique à la fréquence de résonance</i>
Zhang (1998) [93]	Rectangulaire	$M = 1,5$ $Re_H = 4,5 \cdot 10^5$	Expérimental / <i>visualisation</i>
Howe (1981) [37]	Rectangulaire	Mach faible	Modèle analytique
Howe (1997) [38]	Rectangulaire	Faible Mach, Fort nombre de Reynolds	Modèle théorique / <i>calcul des nombres de Strouhal</i>
Massenzio (1997) [51]	Helmholtz	Turbulent	Modèle de source acoustique / <i>rayonnement à la résonance de cavité</i>
Ahuja (1995) [1]	Rectangulaire $0,5 < L/H < 6$	Laminaire et turbulent	Expérimental paramétrique

### 1.3 Tendances paramétriques relatives aux phénomènes acoustiques

On s'intéresse, dans ce paragraphe, aux caractéristiques du champ de pression acoustique rayonné. Il a été noté au paragraphe précédent que les fréquences aérodynamiques et les fréquences acoustiques étaient identiques. Dans quelle mesure les paramètres de commande de l'écoulement influent-ils sur l'intensité du champ acoustique? Existe-t-il des modèles de prédiction du champ acoustique d'une cavité? Le tableau 1.5 présente une liste de références relatives aux études acoustiques des cavités pour lesquelles l'approche expérimentale est souvent privilégiée. On constate encore une fois la grande variété de géométries et d'écoulements étudiés.

### 1.3.1 Caractérisation du spectre de pression acoustique en champ lointain

Le spectre de pression acoustique se caractérise, comme le spectre de pression aérodynamique, par l'émergence de plusieurs fréquences. Certaines de ces fréquences augmentent avec la vitesse pour une géométrie fixée; elles sont par ailleurs identiques aux fréquences aérodynamiques caractérisant le mouvement de la couche cisailée. D'autres en revanche ne sont pas influencées par la vitesse et sont caractéristiques des dimensions de la cavité: il s'agit des modes acoustiques propres de la cavité. Ces fréquences sont toujours présentes et deviennent prédominantes lorsque elles coïncident avec les fréquences aérodynamiques. Le système rentre alors en résonance pour produire de forts niveaux acoustiques; de l'énergie est extraite du fluide pour alimenter les oscillations acoustiques. Notons que ce couplage est du type (F.A.C). Les modes acoustiques excités sont des modes longitudinaux ou transverses pour des cavités allongées ( $L/H > 1$ ). La longueur d'onde acoustique sélectionnée est alors telle que:  $n \lambda_a/2 = D$

avec  $\lambda_a$ : longueur d'onde acoustique sélectionnée,  $n$ : un nombre entier et  $D = E$  ou  $L$ .

Pour des cavités profondes ( $L/H < 1$ ), le mode acoustique excité est plutôt un mode normal pour lequel  $m \lambda_a/4 = H$ , avec  $m$  nombre impair. Si enfin la cavité est un résonateur de Helmholtz, sa fréquence propre associée au système masse ressort équivalent est donnée par:

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{2r_0}{V}}$$

avec  $r_0$  le rayon de l'orifice, et  $V$  le volume de la cavité. Cette fréquence est modifiée en fonction de la géométrie de l'ouverture et de l'écoulement incident [14].

D'après Block [9], c'est le mécanisme de sélection de fréquence, F.A.C, qui pilote le lâcher tourbillonnaire pour les cavités profondes ou de type Helmholtz. Pour les cavités allongées, c'est le mécanisme aérodynamique F.F ou F.A.B qui devient prépondérant [9].

La réduction du rapport  $L/E$  ne modifie pas la fréquence, mais augmente la largeur spectrale du phénomène. On définit ainsi le facteur de qualité  $Q$  comme le rapport de la fréquence centrale sur la largeur du pic. Ce facteur  $Q$  est inversement proportionnel à  $E$  [9], [20].

Le niveau de pression acoustique, aux fréquences d'oscillation de la couche cisailée, peut atteindre 130 ou 140 dB [51], et même 160 dB [46]. Les niveaux les plus importants sont rencontrés lorsqu'un phénomène de résonance de cavité apparaît; ils émergent alors de 30 ou 40 dB. Krishnamurty [46] a observé que les niveaux de pression acoustique sont plus faibles avec un écoulement turbulent, qu'avec un écoulement laminaire. Ceci peut être relié au fait, déjà mentionné, que les fluctuations de vitesse de la couche cisailée sont également plus importantes dans le cas d'un écoulement laminaire.

La variation de la puissance acoustique en champ lointain en fonction de la vitesse a été examinée par Yu [90]. Ces travaux concernaient des cavités rectangulaires de rapports géométriques variables soumises à un écoulement subsonique ( $M < 0,2$ ). Plusieurs tendances en fonction de la géométrie de la cavité ont été observées. Une variation de la puissance acoustique en  $U_\infty^6$  fut mise en évidence pour les cavités allongées ( $L/H > 1$ ); cette évolution est typique de celle produite par un dipôle. Pour une cavité profonde ( $L/H < 1$ ), la variation est en  $U_\infty^{4,7}$ ; cette variation se rapproche de celle d'un monopole qui est en puissance 4 de la vitesse. Il proposa alors de modéliser les sources par une ligne de dipôles localisée près du bord aval de la cavité en tenant compte de l'influence du bord amont. L'analyse des pressions acoustiques mesurées par Block [9] pour un rapport  $L/H$  de 1,1 donne aussi une évolution en  $U_\infty^6$ .

Aucune directivité particulière du champ de pression acoustique n'est relevée lorsque l'écoulement est subsonique [60], [90]. En revanche au delà d'un nombre de Mach critique ( $M_{critique} =$



0,65) le rayonnement devient de plus en plus intense et directionnel [46].

### 1.3.2 Calcul de la pression acoustique

Les modèles concernant le calcul des fréquences d'oscillation ont été présentés au paragraphe 1.2. On trouve relativement peu de modèles concernant le calcul de la pression acoustique émise par une cavité. Citons quatre modèles analytiques qui concernent tous le calcul de la pression acoustique pour des cavités de type Helmholtz, ou des cavités profondes. Les travaux de Nelson *et col.* [60], [61] concernent les échanges d'énergie entre l'écoulement et les ondes acoustiques lors de la résonance d'une cavité. Une source et un puits d'énergie ont été identifiés. Ils ont montré que la différence d'énergie entre la source et le puits se partage entre la puissance acoustique rayonnée et celle convectée par les tourbillons dans la couche cisailée. En s'appuyant sur le fait que les fluctuations du fluide lors du passage des tourbillons sont du même ordre de grandeur que les fluctuations acoustiques, ils déterminent la puissance acoustique rayonnée. Mongeau *et col.* [39] ont développé un modèle analytique donnant la fréquence et les amplitudes de pression acoustique à l'intérieur d'une cavité de type résonateur de Helmholtz. Ce modèle est fondé sur la détermination de deux fonctions qui décrivent la boucle de rétroaction. La première fonction est associée à l'excitation du système par le lâcher périodique de tourbillons dans la couche cisailée. Elle est déterminée en utilisant la théorie de Powell : "vortex sound" [66]. La deuxième fonction est représentative de la réponse acoustique du résonateur de Helmholtz. Les variations de la fréquence en fonction de la vitesse extérieure sont correctement simulées, cependant les amplitudes de pression acoustique sont moins bien évaluées. Un autre modèle, également fondé sur la théorie de Powell, et utilisant un modèle à deux vortex, permet de déterminer les fluctuations de vitesse de la couche cisailée et la puissance acoustique rayonnée [23]. Ce modèle donne de bons résultats lors de la résonance acoustique de la cavité, mais il est sensible à deux variables empiriques. Enfin un modèle hybride faisant intervenir des calculs numériques, des données analytiques et expérimentales a été proposé par Massenzio [51]. Ce modèle calcule le bruit émis par une cavité de Helmholtz à la résonance acoustique uniquement. Un calcul numérique stationnaire de l'écoulement permet de dimensionner les sources monopolaires au niveau de la couche cisailée à la fréquence de résonance du résonateur de Helmholtz. Les parts aérodynamiques et acoustiques de l'énergie cinétique turbulente étant du même ordre, la vitesse acoustique du monopole est alors déduite du calcul de l'énergie cinétique turbulente. Ce modèle donne de bons résultats uniquement à la fréquence de résonance de la cavité.

## 1.4 Conclusion

Il apparaît au travers de l'étude bibliographique qu'une large gamme de géométries de cavité et de nombre de Reynolds ont été étudiés. A l'exception des travaux de Maull et East (1963) [52], Kistler et Tan (1967) [42], Rockwell et Knisely (1980) [74] et Zhak (1995) [91], l'écoulement est considéré comme bidimensionnel. Cette schématisation ne paraît pas justifiée. C'est pourquoi dans cette étude une attention particulière sera accordée aux aspects tridimensionnels de l'écoulement (chapitres 3 et 4). D'autre part l'étude bibliographique met en évidence l'existence de divers régimes de couplage. Ces derniers pilotent les oscillations de la couche cisailée. Sarohia [75] donne les conditions d'apparition de ces instabilités. Les résultats obtenus par l'auteur sont schématisés sur la figure 1.8 où l'on précise aussi notre domaine d'étude. Ainsi lorsque la couche cisailée est instable, on identifie quatre types de couplages : F.F, F.A.C, F.A.B et F.S. Cependant, les modèles acoustiques présentés dans la littérature permettant le calcul de la pression acoustique ne concernent que des cavités de type Helmholtz pour lesquelles le couplage F.A.C

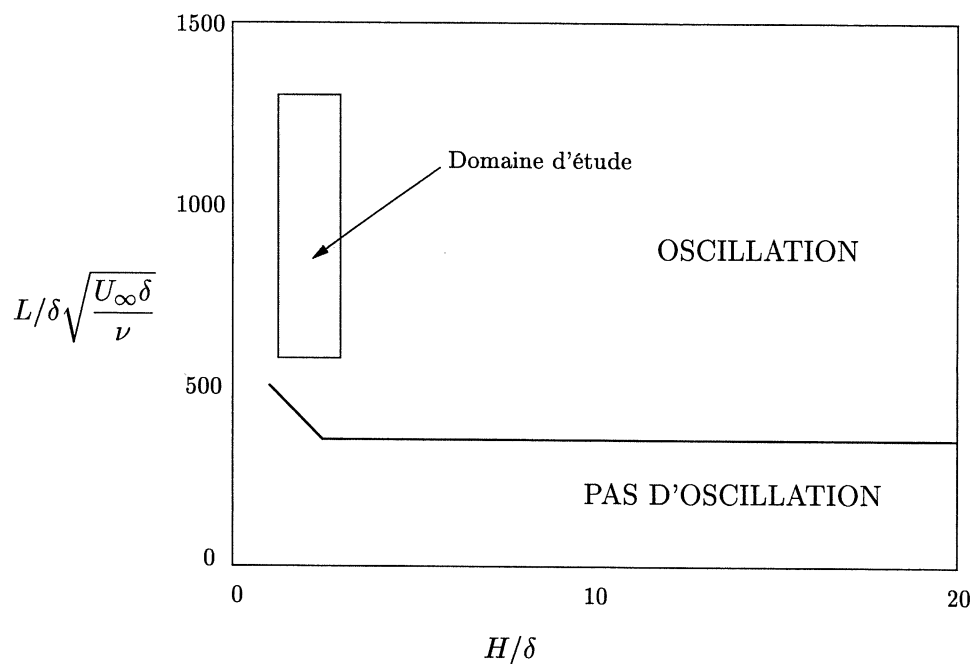


FIG. 1.8 – Influence des grandeurs géométriques de la cavité et des conditions d'écoulement sur les oscillations de la couche cisailée au dessus d'une cavité (d'après Sarohia [75]).

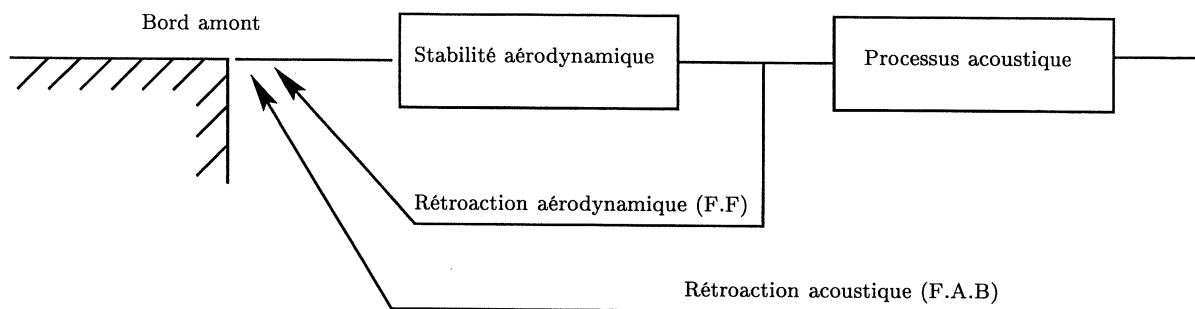


FIG. 1.9 – Rétroactions responsables des oscillations de la couche cisailée. D'après Hirschberg et Rienstra [34].

est prédominant. On se propose dans cette étude d'établir un modèle acoustique où les couplages présents dans l'écoulement sont les couplages F.F et F.A.B (figure 1.9). L'originalité de ce modèle acoustique réside dans la prise en compte des effets de cohérence transverse sur la pression rayonnée. L'influence du nombre de Reynolds sera également étudiée.

*Chapitre 1. POSITION DU PROBLEME*

## Chapitre 2

# MODELE ACOUSTIQUE

Chapitre 2. *MODELE ACOUSTIQUE*

## 2.1 Analogie acoustique

L'aéroacoustique étudie le bruit engendré par les sources aérodynamiques telles que la turbulence ou le mouvement de surfaces solides immergées dans un fluide. Cette discipline dont le développement se trouve aujourd'hui accéléré par celui des ordinateurs, trouve de nombreuses applications industrielles, notamment les systèmes de propulsion, les transports terrestres ou aériens, etc.

Une première approche consisterait à résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes pour un fluide compressible sur un domaine englobant le champ lointain pour calculer directement la pression acoustique.

Considérons par exemple une onde acoustique de 100 Pascal soit 130 dB environ ; pour calculer cette pression il faudrait une précision de calcul de  $10^{-4}$  (pression acoustique / pression atmosphérique). Or l'erreur commise sur le calcul de la pression au niveau d'une condition limite d'un calcul aérodynamique est de l'ordre de  $10^{-2}$ . Cette approche est donc irréaliste pour deux raisons au moins. D'une part elle demanderait des puissances de calcul prohibitives puisqu'il faudrait mailler le « champ lointain », et d'autre part, la précision de calcul permise n'est pas suffisante pour estimer la pression acoustique qui est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à la pression aérodynamique.

La seule approche réaliste d'un point de vue des calculs consiste à dissocier le problème aérodynamique du problème acoustique.

Le problème aérodynamique peut être décrit classiquement à partir des équations de Navier-Stokes moyennées statistiquement. Ces équations, dites de Reynolds, doivent être complétées par toute une gamme de lois de fermeture plus ou moins élaborées sur lesquelles nous reviendrons dans le prochain chapitre. Ce problème peut également être abordé par des voies plus ambitieuses que constituent la simulation numérique des grandes échelles (SGE) et notamment la simulation numérique directe (SND).

Ensuite à partir d'une simulation numérique du seul écoulement, trois approches pour traiter le problème acoustique sont envisageables :

- *Analogie de Lighthill*. Notre compréhension actuelle du bruit d'origine aérodynamique repose sur l'analogie de Lighthill [48]. Lighthill a développé en 1951 une analogie acoustique pour traiter du problème de bruit de jet. En combinant les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement de la mécanique des fluides, Lighthill obtint une équation d'onde non homogène. Le terme source de cette équation appelé tenseur de Lighthill, s'exprime en fonction des grandeurs fluctuantes de l'écoulement. Curle en 1955 [17] puis Ffowcs Williams et Hawkings [87] généralisèrent cette analogie pour prendre en compte les effets de surfaces solides sur le bruit rayonné. Des termes source surfaciques monopolaires et dipolaires viennent ainsi s'ajouter aux termes volumiques quadripolaires du tenseur de Lighthill. La solution de cette équation peut être obtenue en utilisant le théorème de Green. La première difficulté de cette méthode concerne le choix du volume où sont distribuées les sources ; la seconde, consiste à déterminer la fonction de Green associée au problème qui généralement ne peut être obtenue que pour des géométries simples.

- *Equation d'Euler Linéarisées (EEL)*. Les équations d'Euler linéarisées constituent une extension naturelle de l'analogie de Lighthill pour le calcul du champ rayonné [3]. A partir d'un terme source issu d'un calcul aérodynamique, les EEL permettent de prendre en compte les effets de l'écoulement sur la propagation des ondes acoustiques. Toutefois la résolution numérique de ces équations entraîne des problèmes numériques liés à la propagation en champ lointain (dispersion et dissipation) et aux conditions limites (réflexion) [81]. Une synthèse des méthodes numériques utilisées est proposée par Wells et Renaut [87].

• *Formulation de Kirchhoff.* La formulation intégrale de Kirchhoff repose sur une modélisation aérodynamique fournissant le champ fluctuant de pression sur une surface  $S$  entourant les termes source ; le champ lointain est alors calculé par une intégrale de surface. On suppose que cette surface  $S$  entoure les sources et tous les effets non linéaires de l'écoulement. On suppose enfin que l'équation d'onde linéaire est valide en dehors de cette surface [50]. Généralement la modélisation numérique de l'écoulement concerne le champ proche où les effets non linéaires sont importants. Un choix judicieux de la surface  $S$  est alors primordial pour obtenir de bons résultats. Remarquons que cette méthode permet de propager la source de bruit distribuée sur la surface  $S$  mais ne permet pas d'explicitier les différentes sources de bruit (monopôle, dipôle, quadripôle). La hiérarchisation des différentes sources est alors impossible [10]. Précisons enfin que cette méthode est bien adaptée dans le cas de géométries complexes.

En couplant une de ces méthodes de résolution du champ acoustique à une méthode de résolution du champ aérodynamique on obtient ainsi un ensemble de combinaisons permettant la résolution du problème global. On représente sur la figure 2.1 les différentes voies envisageables et nous précisons celle que nous avons suivie. D'après la figure 2.1 les approches aérodynamiques 1 & 2 conduisent directement au calcul du champ acoustique alors que l'approche 3 nécessite une étape intermédiaire qui consiste à modéliser le champ turbulent à l'origine du bruit, engendrant ainsi des approximations au coeur de la démarche. Bien que moins approximatives les approches 1 & 2 sont actuellement encore limitées à de faibles nombres de Reynolds et demandent des ressources informatiques importantes.

Le présent travail doit permettre de dégager une méthodologie applicable à des configurations industrielles (géométries complexes, nombres de Reynolds élevés) ; nous avons donc choisi de coupler l'approche 3 avec l'analogie de Lighthill. L'analogie de Lighthill est particulièrement bien adaptée pour obtenir la pression acoustique lorsque les longueurs d'ondes acoustiques sont grandes devant les dimensions du volume source et lorsque le nombre de Mach est faible [88]. Ces hypothèses se trouvent être vérifiées dans notre cas. Cependant, comme le calcul du champ acoustique repose sur une modélisation de sources équivalentes en tout point de l'écoulement, la formulation intégrale du problème se révèle extrêmement complexe. Une étape supplémentaire devient donc nécessaire pour simplifier l'approche acoustique de Lighthill traditionnelle ; cette simplification s'appuie sur le fait que les sources principales de bruit se situent, comme nous le verrons, sur les parois.

Nous allons donc dans ce chapitre présenter l'analogie de Lighthill qui va nous permettre de modéliser des sources acoustiques puis de calculer la pression acoustique en champ lointain.

### 2.1.1 Théorie de Lighthill

Lighthill a modélisé le bruit de turbulence au moyen d'une analogie exacte avec le bruit rayonné par une distribution volumique de quadripôles immergée dans un fluide idéal où la vitesse du son et la densité sont constantes. L'idée est de retrouver une équation d'onde en partant des équations de continuité et de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (p + \tau_{ij}) = 0 \quad (2.2)$$

avec  $\tau_{ij}$ , tenseur des contraintes visqueuses :

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

## 2.1. Analogie acoustique

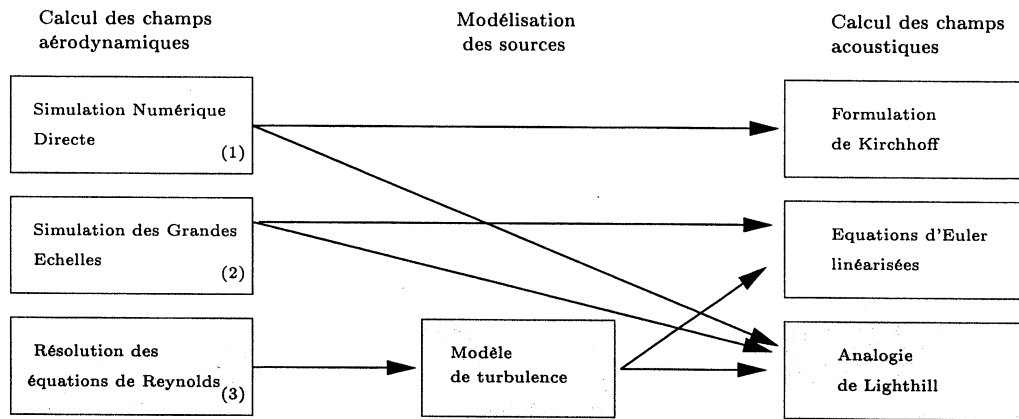


FIG. 2.1 – Méthodes utilisées en aéroacoustique (d'après Longatte [49]). La démarche utilisée est grisée.

En faisant la différence entre  $\partial(2.2)/\partial x_i$  et  $\partial(2.1)/\partial t$  on obtient :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (p \delta_{ij} - \tau_{ij}) \quad (2.3)$$

en ajoutant aux deux membres de l'équation (2.3)  $-c^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial^2 x_j}$ , on obtient finalement l'équation de Lighthill :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial^2 x_j} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.4)$$

où le tenseur de Lighthill est défini par :

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (p - c^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij}$$

Ce tenseur a la propriété remarquable de regrouper les termes non-linéaires. Si ces termes peuvent être évalués par ailleurs, c.a.d par la résolution du problème aérodynamique, alors le tenseur de Lighthill apparaîtra comme un terme de sources volumiques pour une équation d'onde linéaire. Nous allons approfondir ce point dans le paragraphe suivant.

### 2.1.2 Interprétation de l'équation de Lighthill

La formulation de cette équation linéaire de Lighthill (2.4) n'a donc d'intérêt que si l'on arrive à expliciter simplement le tenseur  $T_{ij}$ . Les premières approximations concernent le volume de définition du terme source.

- On suppose que le terme source est limité dans l'espace et que l'écoulement, dans cette zone, n'est pas influencé par les conditions limites acoustiques du fluide alentour. C'est à dire que le terme source est insensible aux ondes acoustiques.
- On néglige également le temps de propagation des ondes acoustiques à l'intérieur du volume source. Cette hypothèse est raisonnable si le volume source est petit devant la longueur d'onde acoustique, on dit alors que la source est compacte.



## Chapitre 2. MODELE ACOUSTIQUE

Afin de connaître le terme source, on se place dans le cas où les simplifications suivantes sont raisonnables :

- Cas d'un écoulement turbulent subsonique, pour lequel le nombre de Reynolds est suffisamment grand pour négliger le tenseur des contraintes devant le tenseur de Reynolds, soit :  $\tau_{ij} \ll \rho u_i u_j$
- Aucune combustion dans l'écoulement, la température du fluide est constante, sans inhomogénéité d'entropie le terme  $p - c^2 \rho$  devient négligeable.
- On suppose l'écoulement incompressible :  $\rho u_i u_j \simeq \rho_0 u_i u_j$ .

Compte tenu de ces approximations, le tenseur de Lighthill se réduit finalement à

$$T_{ij} = \rho_0 u_i u_j \quad (2.5)$$

Il peut ainsi être estimé uniquement en fonction du tenseur de Reynolds. L'équation de Lighthill simplifiée s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_j^2} = \frac{\partial^2 (\rho_0 u_i u_j)}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.6)$$

L'équation de Lighthill a donc la forme d'une équation d'onde, avec un terme source quadripolaire agissant sur un milieu fluide au repos. Le terme source ne concerne que les zones de turbulence, l'équation devient homogène en dehors de ces zones. Les fluctuations de densité dans le fluide réel sont exactement celles qui existeraient dans un milieu acoustique parfait équivalent, de vitesse de son  $c$ , coïncidant avec le milieu réel en dehors de la zone d'écoulement, et soumis à un champ de contraintes externes défini par le tenseur de Lighthill. On remarque que cette analogie exacte s'applique à tous les fluides et que le tenseur de Lighthill  $T_{ij}$  pourrait, le cas échéant, inclure d'autres phénomènes (conductivité thermique, convection, réfraction).

### 2.1.3 Prise en compte de parois solides : extension de l'équation de Lighthill

La théorie de Lighthill est utilisée pour étudier le bruit d'écoulements libres, mais l'impact d'un écoulement sur une surface peut jouer un rôle important sur la génération de bruit. La prise en compte de surfaces solides fixes pour le calcul de la pression acoustique est due à Curle en 1955. Ffowcs Williams et Hawkings ont élargi encore cette analogie en prenant en compte des surfaces mobiles. Ces surfaces réfléchissent et diffractent les ondes de pression générées par le terme source de Lighthill  $T_{ij}$  et peuvent faire apparaître des termes source supplémentaires de types monopolaire et dipolaire.

Ainsi l'équation de Lighthill (2.4) devient en tenant compte de termes source supplémentaires :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_j^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial f}{\partial x_j} + \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (2.7)$$

Les termes source dans le membre de droite de l'équation (2.7) sont :

- $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$  : le tenseur de Lighthill, terme de sources quadripolaires lié à la turbulence réparti sur le volume  $V$ .
- $\frac{\partial f}{\partial x_j}$  : terme de sources dipolaires lié aux fluctuations d'efforts sur les surfaces engendrées par l'écoulement et réparties sur la surface  $S$ .
- $\frac{\partial Q}{\partial t}$  : terme de sources monopolaires lié aux variations de débit réparties sur la surface  $S$ .

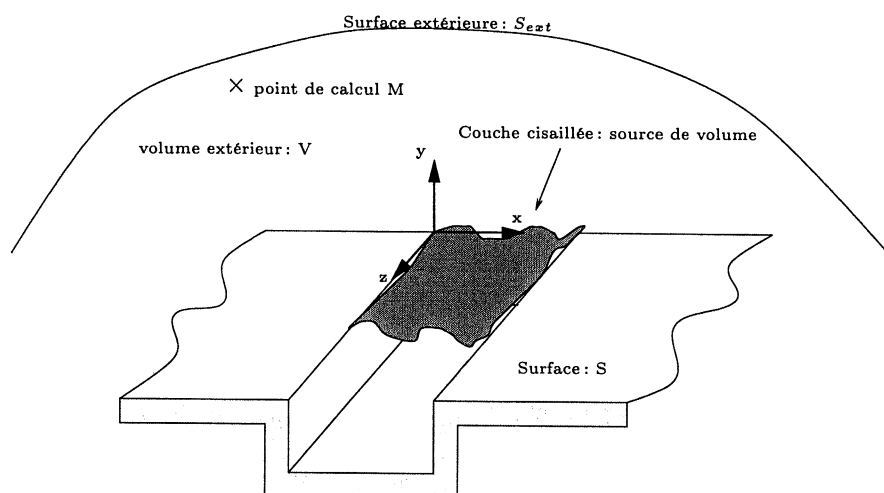


FIG. 2.2 - Définition du cas général

Les fluctuations de densité dans le fluide réel, en présence de surfaces mobiles (ou fixes) sont les mêmes que celles existant dans un milieu acoustique parfait, coïncidant avec le milieu réel, en dehors des zones occupées par les surfaces et l'écoulement, et soumis au rayonnement de trois types de sources. La solution intégrale de cette équation 2.7 donne l'expression du champ sonore :

$$\rho(x, t) = \frac{1}{4.\pi.c^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{r} dV - \frac{1}{4.\pi.c^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{f_i}{r} dS + \frac{1}{4.\pi.c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{Q}{r} dS \quad (2.8)$$

## 2.2 Application au cas de la cavité

Nous allons développer un modèle acoustique dont le but est de calculer la pression acoustique en champ lointain. On fait l'hypothèse que le milieu extérieur est infini : le retour d'ondes acoustiques est négligé ainsi que le couplage fluide-structure ; ce dernier point implique la rigidité des parois de la cavité.

Le problème est schématisé sur la figure (2.2). Il s'agit de calculer la pression acoustique en tout point du domaine semi infini (de volume \$V\$) délimité par les parois de la cavité (surface \$S\$) et la surface fermant le domaine à l'infini (\$S\_{ext}\$).

L'équation à résoudre 2.8 s'écrit comme suit :

$$\rho(x, t) = \frac{1}{4.\pi.c^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{r} dV - \frac{1}{4.\pi.c^2} \frac{\partial}{\partial x_j} \int_S n_i \frac{\rho u_i u_j + p_{ij}}{r} dS + \frac{1}{4.\pi.c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{\rho \vec{v} \cdot \vec{n}}{r} dS \quad (2.9)$$

On retrouve dans le terme de droite de l'équation 2.9 les sources de volume à l'intérieur du volume \$V\$ et les sources surfaciques sur la surface \$S\$. Les conditions aux limites sont les suivantes :

- Condition sur les parois : les parois sur la surface \$S\$ sont rigides et sans mouvement.

$$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0$$

## Chapitre 2. MODELE ACOUSTIQUE

Compte tenu de la dernière condition aux limites, le troisième terme de l'équation 2.9 s'annule. Le deuxième terme de l'équation 2.9 se réduit à :

$$-\frac{1}{4.\pi.c^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S n_i \frac{p}{r} dS \quad (2.10)$$

Ce terme 2.10 peut s'exprimer comme :

$$-\frac{1}{4.\pi.c^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{F_i}{r} \quad (2.11)$$

où  $F_i = \int_S n_i p dS$  représente la force appliquée par la surface sur le fluide. Or cette force est équivalente d'un point de vue acoustique à une source dipolaire [21].

D'un point de vue physique, il est naturel de considérer que le bruit émis par les cavités provient de l'interaction des tourbillons convectés dans la couche cisailée avec le bord aval. Le premier terme  $T_{ij}$  est, comme nous venons de le voir, associé aux sources quadripolaires liées à la turbulence de l'écoulement. Ces sources ont un rayonnement acoustique moins efficace que les sources dipolaires correspondant au deuxième terme lié aux fluctuations d'effort sur les parois. Cette prédominance du terme dipolaire est par ailleurs confirmée par les travaux de Nossier et Ho [63] à propos de la génération du bruit par un jet impactant une surface. Ainsi en négligeant le terme quadripolaire on obtient finalement :

$$p(M, t) = \frac{1}{4.\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S n_i \frac{p_S(M', t)}{r(M, M')} dS(M') \quad (2.12)$$

où  $r(M, M')$  représente la distance source-point d'écoute et sera appelée  $r$  par la suite.

Powell [66] a confirmé la validité de la théorie de Curle dans le cas d'un jet impactant. L'interaction du jet avec la paroi angulaire induit une fluctuation d'effort dont le rayonnement acoustique est dipolaire. Powell a ensuite calculé la force exercée sur la paroi solide en mesurant les pressions fluctuantes avec des capteurs piezo-électriques placés de part et d'autre de la paroi.

Un autre exemple de l'application de la théorie de Curle concerne le calcul de la pression acoustique rayonnée par un cylindre dans un écoulement. Les instabilités de Von-Karman dans le sillage du cylindre provoquent une fluctuation de portance sur le cylindre. Ces fluctuations sont alors assimilées à des sources dipolaires.

Compte tenu des simplifications dues aux conditions limites formulées précédemment concernant les sources acoustiques, l'équation 2.12 exprime, en toute généralité, la pression acoustique rayonnée en champ lointain comme fonctionnelle de la distribution surfacique de sources dipolaires situées sur la surface  $S$ . Afin de calculer cette pression acoustique  $p(M, t)$ , la pression fluctuante hydrodynamique  $p_S(t)$  doit être déterminée en tout point de la surface  $S$ . La simulation numérique de l'écoulement qui sera conduite au chapitre suivant, permettra d'obtenir la pression fluctuante pariétale en tout point de la surface  $S$  à chaque instant. Un premier modèle, appelé Modèle Acoustique Numérique (M.A.N), sera utilisé avec les résultats des simulations numériques de l'écoulement obtenus au chapitre 3.

Cette approche est intéressante puisqu'elle utilise directement la formulation simplifiée de Lighthill et présente l'avantage de ne faire aucune hypothèse sur la localisation et la cohérence des sources. Toutefois elle reste largement tributaire de la capacité des simulations numériques à représenter le champ fluctuant de pression sur la surface  $S$ . Nous verrons justement au paragraphe 3.4.1, que ces simulations ne permettent pas de modéliser la totalité du contenu spectral

des fluctuations du champ de pression. Ce modèle M.A.N, assurant un lien naturel avec les sorties du modèle aérodynamique constituait l'objectif ultime de cette thèse ; il est apparu comme souffrant temporairement de carences inacceptables. Ces carences ne remettent pas en cause le modèle proprement dit et nous verrons à l'issue de ce mémoire que l'on peut certainement l'améliorer par l'utilisation dans le modèle aérodynamique de lois de fermeture de turbulence plus élaborées. A la mise en application de ce type de remède, nous avons préféré, tenus par les contraintes de temps, parer au plus pressé et prolonger notre démarche en nous appuyant sur un modèle de sources acoustiques semi-empirique, qui vont être obtenues dans le modèle M.A.S.E que nous allons présenter. Seul ce modèle nous assurait d'obtenir, dans de bonnes conditions de rapidité et de fiabilité, un modèle acoustique dont la philosophie est la même que dans le modèle M.A.N.

Une possibilité consiste en effet à s'appuyer sur des mesures expérimentales pour obtenir le champ de pression. Ces mesures étant forcément ponctuelles et en nombre réduit, il est avantageux de se limiter aux parties de la surface  $S$  pour lesquelles  $p_S$  prend les valeurs les plus importantes. Des capteurs ont précisément été placés dans ces parties (chapitre 4 paragraphe 4.4.2). Certaines données issues du calcul numérique seront toutefois utilisées pour compléter les mesures expérimentales qui se révéleront être en nombre insuffisant. L'ensemble de ces données (expérimentales, numériques et analytiques (paragraphe 2.2.5)) va permettre d'établir un second modèle appelé Modèle Acoustique Semi-Empirique (M.A.S.E). Ce modèle est à certains égards plus approché que le précédent notamment parce qu'il n'intègre pas la totalité des surfaces émettrices de bruit. Il est à d'autres égards plus fiable puisqu'il s'appuie partiellement sur les expériences que nous avons conduites.

### 2.2.1 Modèle Acoustique Numérique (M.A.N)

A chaque pas de temps de calcul, la simulation numérique de l'écoulement, avec le logiciel Pam-Flow, permet d'obtenir la pression fluctuante sur la surface  $S$  et donc la pression acoustique rayonnée  $P(M, t)$ , grâce au modèle acoustique fondé sur 2.12 intégré dans le logiciel.

L'analyse spectrale de ce signal temporel donne alors le spectre de pression acoustique au point d'écoute  $M$ . Les hypothèses concernant le modèle acoustique intégré au logiciel Pam-Flow sont les suivantes :

- La propagation des sources se fait sans écoulement.
- Le modèle ne tient pas compte des surfaces cachées, c.a.d la source est toujours visible du microphone si  $\vec{n} \cdot \vec{r} \geq 0$ , où  $\vec{n}$  est la normale à la surface et  $\vec{r}$  est le vecteur image-microphone.
- La source est invisible si  $\vec{n} \cdot \vec{r} \leq 0$
- Le modèle ne permet pas de prendre en compte les sources images.

Ces hypothèses sont justifiées dans notre cas. En effet l'écoulement est faiblement subsonique, et les essais acoustiques de validation du modèle sont réalisés de telle sorte que ces hypothèses soient réalistes.

La première difficulté concernant l'utilisation de ce modèle est bien sûr l'obtention d'une solution de l'écoulement suffisamment convergée et stable pour quantifier les sources acoustiques sur la surface  $S$ . La seconde difficulté concerne le choix précis des surfaces sources. Nous aborderons ces problèmes dans les chapitres 3 et 5 suivants.

L'avantage d'un tel modèle réside dans l'obtention directe des pressions fluctuantes au moyen d'une simulation numérique. Ces résultats numériques ne font aucune hypothèse sur la corrélation spatiale des sources ni sur leur répartition spatiale. La discrétisation des sources est suffisante puisqu'elle repose sur le maillage surfacique du modèle d'écoulement. Comme mentionné précédemment le contenu spectral du champ de pression sera mal évalué; les résultats obtenus par ce modèle étant incomplets, ils ne seront pas présentés.

### 2.2.2 Modèle Acoustique Semi-Empirique (M.A.S.E)

Les données d'entrée de ce modèle proviennent, comme nous l'avons dit plus haut, de mesures expérimentales et en particulier de mesures de pression fluctuante pariétale. Il est illusoire de pouvoir mesurer la pression fluctuante pariétale simultanément en tout point de la surface  $S$ , avec une discrétisation équivalente à celle obtenue avec la simulation numérique. Dès lors il faut poser à priori des conditions sur la nature de l'écoulement (hypothèses H1 et H2 ci-dessous) pour réduire ce nombre de points de mesures. De plus ce modèle ambitionne seulement de fournir un niveau de pression acoustique aux fréquences d'oscillation de la couche cisailée.

Afin de simplifier le modèle acoustique nous posons les hypothèses suivantes :

- (H1) on suppose que les sources de bruit sont localisées près du bord aval de la cavité nous concentrerons donc les points de mesure dans cette zone (voir chapitre 4). Le schéma (2.3) synthétise les hypothèses faites sur les localisations des différentes sources.
- (H2) on considère que l'écoulement est bidimensionnel vis à vis des fluctuations de pression, c'est à dire que la répartition spatiale de la pression suivant les axes  $x$  et  $y$  est indépendante de la direction transverse  $z$ .

Il sera montré au chapitre 4 que les sources sont cohérentes dans la direction de propagation de l'écoulement  $x$  sur la surface  $S_h$ . Sur la surface  $S_v$  une perte rapide de cohérence des fluctuations de pression conduira à limiter la surface  $S_v$  à une zone correspondant à la zone d'impact de la couche cisailée. Nous verrons également que ces sources sont en opposition de phase sur ces surfaces, ce qui entraînera une simplification supplémentaire du modèle. Une perte rapide de cohérence des mesures de pression dans le sens transverse sera également constatée. Elle sera prise en compte dans notre modèle au travers d'une fonction de pondération spatiale. Compte tenu de ces remarques, il est maintenant possible de présenter en détail les simplifications apportées au modèle acoustique en distinguant les simplifications relatives à la cohérence longitudinale dans le plan  $(x,y)$  et celles relatives à la perte de cohérence transverse dans le plan  $(x,z)$ .

En utilisant les hypothèses H1 et H2 on réduit la surface  $S$  aux deux surfaces sources  $S_h$  et  $S_v$ . L'expression de la pression acoustique au point  $M$  s'écrit alors :

$$p(M, \omega_m) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{S_h + S_v} n_i \frac{p_s(\omega_m)}{r} dS \quad (2.13)$$

où  $m = 1, 2, 3, \dots$

Le terme  $p_s(\omega_m)$  représente l'amplitude de pression pariétale fluctuante à la fréquence  $\omega_m$  caractéristique des modes d'oscillation de la couche cisailée. Ainsi  $\omega_1$  correspond à la fréquence du premier mode,  $\omega_2$  au deuxième mode ....

Les mesures expérimentales et les simulations numériques permettent de déterminer à la fois les amplitudes de pression et leurs phases relatives sur les deux surfaces  $S_h$  et  $S_v$ . Dès lors la relation 2.13 est directement utilisable.

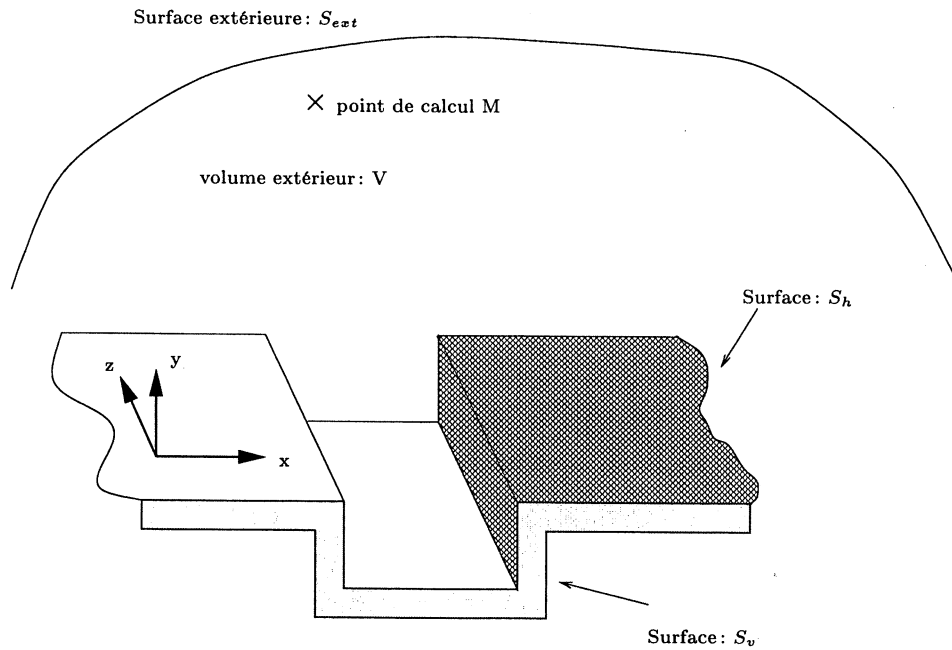


FIG. 2.3 – Localisation des surfaces sources

La pression source  $p_{sh}$  sur la surface  $S_h$ , et la pression source  $p_{sv}$  sur la surface  $S_v$ , sont de la forme :

$$p_{sh}(x, \omega_m) = A'(x, \omega_m) e^{-ik'_m x} e^{i\phi} \quad (2.14)$$

$$p_{sv}(y, \omega_m) = A''(y, \omega_m) e^{-ik''_m y} e^{i\phi} \quad (2.15)$$

où  $A'(x, \omega_m)$  et  $A''(y, \omega_m)$  sont les amplitudes de pression sur  $S_h$  et  $S_v$  respectivement. Les termes  $e^{-ik'_m x}$  et  $e^{-ik''_m y}$  traduisent le déphasage des pressions sources induit par les vitesses de convection des instabilités  $Uc'$  et  $Uc''$  sur les parois  $S_h$  et  $S_v$  respectivement. Les constantes de propagations s'écrivent :  $k'_m = \omega_m/Uc'$  et  $k''_m = \omega_m/Uc''$ . Enfin le terme  $e^{i\phi}$  traduit le déphasage des sources par rapport à l'origine des phases.

L'expression de la pression acoustique en M devient :

$$p(M, \omega_m) = -\frac{1}{4\pi r} \int_{S_h} ip_{sh}(x, \omega_m) k_\omega e^{-ik_m r} \cos\theta e^{i\phi} dS_h - \frac{1}{4\pi r} \int_{S_v} ip_{sv}(y, \omega_m) k_\omega e^{-ik_m r} \cos\theta' e^{i\phi} dS_v \quad (2.16)$$

où  $r$  est la distance source-point M,  $k_m = \omega_m/C$  la constante de propagation,  $\theta$  et  $\theta'$  les angles entre  $r$  et les axes des dipôles orientés perpendiculairement aux surfaces  $S_h$  et  $S_v$  respectivement.

Ce modèle permet une description fidèle de la répartition spatiale de la pression sur les deux surfaces  $S_h$  et  $S_v$ . La discrétisation de ce modèle permet de découper chaque surface en  $n$  dipôles élémentaires de la même manière que dans le modèle M.A.N.

### 2.2.3 Variante du modèle acoustique semi-empirique

Une simplification du modèle M.A.S.E consiste à dimensionner dans un premier temps pour chaque surface  $S_h$  et  $S_v$  un dipôle équivalent en utilisant l'équation 2.11. On calcule ainsi pour chaque surface la force appliquée au fluide par ces surfaces. On distingue la force appliquée par  $S_h$  notée  $F_h$  et celle appliquée par  $S_v$  notée  $F_v$ .

Ces forces se déterminent comme suit :

$$F_v = \int_{S_v} n_v A''(y, \omega_m) e^{-ik_m'' y} e^{i\phi} dS \quad (2.17)$$

et

$$F_h = \int_{S_h} n_h A'(x, \omega_m) e^{-ik_m' x} e^{i\phi} dS \quad (2.18)$$

On dimensionne ensuite un seul dipôle équivalent pour l'ensemble des deux surfaces. Cette approche s'inspire des travaux de Powel concernant le bruit d'un jet impactant une surface angulaire [66]. Nous verrons que les deux forces  $F_h$  et  $F_v$  définies précédemment sont en opposition de phase. Sachant que  $F_h$  et  $F_v$  sont orthogonales, la force équivalente résultante de leur somme s'écrit :

$$|F| = \sqrt{|F_h|^2 + |F_v|^2} \quad (2.19)$$

L'angle  $\alpha$  du dipôle équivalent par rapport à  $S_h$  est tel que :

$$\tan \alpha = \frac{|F_h|}{|F_v|} \quad (2.20)$$

La pression en M s'écrit finalement :

$$p(M, \omega_m) = -\frac{1}{4\pi r} ik |F| e^{-ik_m r} \cos \theta \quad (2.21)$$

Le principal intérêt de ce modèle réside dans sa simplicité, mais les nombreuses simplifications qui ont permis d'aboutir à l'équation 2.21 sont à l'origine d'un défaut rédhibitoire. Nous verrons au chapitre 5 que la pression acoustique en champ lointain ne présente pas de directivité particulière. Or ce modèle basé sur la formulation d'un seul dipôle possède évidemment une directivité marquée dipolaire. Dès lors les résultats obtenus par ce modèle ne peuvent représenter la pression acoustique avec suffisamment de finesse. Cette variante sera abandonnée.

### 2.2.4 Déphasage transverse

L'envergure (E) de la cavité est de grande dimension par rapport à la longueur (L). Il est donc improbable que le lâcher tourbillonnaire ait lieu en phase sur toute l'envergure. Pour tenir compte de ce déphasage suivant l'envergure, on ajoute aux expressions des sources un terme de déphasage supplémentaire  $\psi$ . Or une perte rapide de corrélation transverse rend impossible la détermination de  $\psi$ . On propose alors une approche énergétique pour traiter cette difficulté. En introduisant le terme de déphasage transverse, la pression en M s'écrit :

$$p(M, \omega_m) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S n_i \frac{p_S(\omega_m)}{r} e^{i\psi(z)} dS \quad (2.22)$$

Par soucis de simplification les deux termes de l'équation 2.16 ont été regroupés.

## 2.2. Application au cas de la cavité

Dans la mesure où le point d'écoute  $M$  est suffisamment loin des sources ( $R \gg \lambda$ ), l'intensité acoustique est alors définie comme :

$$I = \frac{p p^*}{\rho c}$$

On pose :

$$D = -\frac{1}{4\pi r} i A(r, \omega_m) k_m e^{-ik_m r} \cos\theta e^{i\phi} \quad (2.23)$$

En utilisant l'équation (2.16) l'expression de l'intensité est donnée par :

$$I = \frac{1}{\rho c} \iint_{S_v+S_h} D e^{i\psi(z)} dS * \iint_{S_v+S_h} D^* e^{-i\psi(z)} dS \quad (2.24)$$

On considère que les surfaces  $S_h$  et  $S_v$  sont identiques et de dimension  $E \times l$ . Après simplifications on obtient :

$$I(M, \omega_m) = \int_E \left\{ \int_E \left[ \int_{2l} D dx * \int_{2l} D^* dx' \right] e^{i(\psi(z)-\psi(z'))} dz' \right\} dz \quad (2.25)$$

En posant :

$$B = \int_{2l} D dx \quad (2.26)$$

$B$  devient la source équivalente dipolaire due à la somme des sources dans le plan  $(x,y)$ , vu du point d'observation  $M$ .

On voit apparaître alors l'interspectre  $S_{pp}(z, z', \omega_m)$  dans l'équation 2.25 :

$$S_{pp}(z, z', \omega_m) = B B^* e^{i(\psi(z)-\psi(z'))} \quad (2.27)$$

En s'appuyant sur le modèle développé par Corcos et repris par Robert [69] concernant la forme analytique de l'interspectre de pression dans la direction transversale d'une couche limite turbulente établie, on identifie l'interspectre  $S_{pp}(z, z', \omega_m)$  comme :

$$S_{pp}(z, z', \omega_m) = S_{pp}(\omega_m) \Upsilon(\Delta z) \quad (2.28)$$

Le terme de corrélation  $\Upsilon(\Delta z)$ , où  $\Delta z = |z - z'|$ , est une fonction spatiale et sera déterminé expérimentalement au chapitre 4. Il traduit le découplage relatif des différentes sources réparties suivant l'envergure. Une approche semblable a été mentionnée par Goldstein [30] pour traiter du bruit rayonné par un cylindre dans un écoulement. La source de bruit provient du lâcher périodique de structures derrière le cylindre. Ce lâcher n'est pas en phase sur toute la longueur du cylindre ; Goldstein identifia alors à une gaussienne le coefficient de corrélation  $\int_E e^{i(\psi(z)-\psi(z'))} dz$ , représentant les fluctuations d'efforts sur le cylindre.

L'équation (2.25) peut s'écrire finalement en fonction du terme de corrélation  $\Upsilon(\Delta z)$  :

$$I(M, \omega_m) \sim \int_E \left\{ \int_E B(\omega_m) B^*(\omega_m) \Upsilon(\Delta z) dz' \right\} dz \quad (2.29)$$



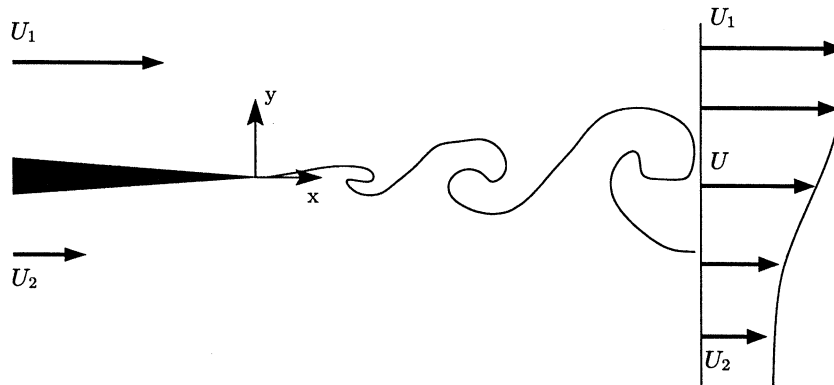


FIG. 2.4 – Définition d'une couche de mélange libre.

### 2.2.5 Etendue des surfaces des sources prépondérantes et notion de zone d'impact

Les sources acoustiques prédominantes sont issues de l'impact de la couche cisailée sur le bord aval de la cavité. A l'issue de cet impact, les tourbillons sont soit convectés sur la surface  $S_h$ , soit entraînés à l'intérieur de la cavité. Dans le premier cas leur durée de vie est relativement longue, c.a.d. que ces tourbillons vont peu à peu se détériorer dans l'écoulement aval. Il en résulte une diminution de leur énergie qui se traduira par une décroissance exponentielle du niveau de pression pariétale (voir paragraphe 3.4.2). Nous montrerons au paragraphe 3.4.3, que la surface de la source sur  $S_h$  peut se limiter à une longueur  $L$  après la cavité compte tenu de cette décroissance. Dans le second cas, le tourbillon se désagrège sous l'impact, ce qui engendre une perte de cohérence spatiale des fluctuations de pression sur  $S_v$  (voir paragraphe 4.4.3). L'étendue de la source acoustique cohérente sur  $S_v$  se limite alors à la zone d'impact de la couche cisailée où les niveaux de pression sont également les plus importants ( voir paragraphe 3.4.3).

Afin d'estimer l'étendue de cette zone d'impact nous allons proposer une analogie entre les couches cisailées libres et la couche cisailée présente au dessus de la cavité. Précisons que cette analogie ne peut être valide que pour des rapports géométriques  $L/H$  inférieurs à 2. En effet pour établir une analogie avec les couches cisailées libres, il faut que l'écoulement recirculant à l'intérieur de la cavité soit homogène ; au delà d'un rapport géométrique de 2 il apparaît une zone morte en amont de la cavité qui rend caduque une telle approche. Une couche cisailée libre est définie sur la figure 2.4. On s'appuie sur le modèle de Brown et Roshko [13] qui permet de déterminer l'épaisseur de vorticité de une couche cisailée libre. Si on identifie la couche cisailée pr esente au dessus de la cavité à une couche cisailée libre, on peut alors estimer, en utilisant le modèle pr ec dent, l'épaisseur de vorticité de la couche cisailée à la distance  $L$  du bord amont : celle-ci doit alors être du même ordre de grandeur que la zone d'impact.

*Modèle de Brown et Roshko.* L'épaisseur de vorticité à une distance  $x$  du bord amont est définie par la relation :

$$\delta_\omega = \frac{1}{|\omega_m|} \int_{-\infty}^{\infty} |\omega| dz \quad (2.30)$$

avec  $\omega_m = \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)_m$ , la vorticité maximale.

Si les fluides dont les vitesses sont définies par  $U_1$  et  $U_2$  sont de même densité, alors l'épaisseur de vorticité à la distance  $x$  est donnée par [13] :

$$\delta_{\omega}(x) = 0,181 \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2} x = 0,181 \frac{1 - R}{1 + R} x \quad (2.31)$$

le rapport des vitesses  $R$  est défini comme :

$$R = \frac{U_2}{U_1}. \quad (2.32)$$

Par identification avec l'écoulement au dessus d'une cavité, on pose  $U_{\infty} = U_1$ . D'autre part la vitesse moyenne de convection  $U_c$  des instabilités de Kelvin Helmholtz dans la couche cisailée vaut :

$$U_c = \frac{U_1 + U_2}{2} \quad (2.33)$$

On obtient en combinant les équations 2.32 et 2.33 la relation entre  $R$  et  $U_c$  :

$$R = 2 \frac{U_c}{U_{\infty}} - 1 \quad (2.34)$$

En utilisant le modèle de Brown et Roshko (équation 2.31) , on obtient directement l'épaisseur de vorticité au niveau de la zone d'impact :

$$\frac{\delta_{\omega}(L)}{L} = 0,181 \left( \frac{1}{\frac{U_c}{U_{\infty}}} + 1 \right) \quad (2.35)$$

Précisons que la zone d'impact correspond à la moitié de l'épaisseur de vorticité puisque le bord aval se situe sur le plan médian de la couche de cisaillement. La détermination expérimentale de la vitesse de convection  $U_c$  nous donnera directement l'étendue de la zone d'impact pour les différentes géométries de cavité (voir paragraphe 4.4.3).

### 2.2.6 Discrétisation du problème

La résolution de l'équation (2.25) nécessite le découpage des surfaces sources en surfaces élémentaires. Toutes les surfaces source sont découpées en  $N_z$  sources élémentaires suivant l'envergure et  $N_x$  suivant les directions  $x$  et  $y$ .

On pose :

$$\sum_l^{N_x} D^l(S^{l,m}, \omega) \Delta S^l = B_m(\omega)$$

où  $S^{l,m}$  est la longueur élémentaire dans les directions  $x$  et  $z$ .

La discrétisation de l'équation (2.29) s'écrit :

$$\sum_{m'} \sum_m B_m \cdot B_{m'}^* \cdot \Upsilon(m, m') \Delta S^m \Delta S^{m'}$$

avec  $\Upsilon(m, m')$  la fonction de pondération qui permet de prendre en compte de la perte de cohérence suivant l'envergure. Cette fonction est une fonction décroissante de  $\Delta z$  et a pour maximum 1.  $B_m \cdot B_{m'}^* = M_{m,m'}$  représente une matrice carrée de dimension  $(m,m)$  traduisant les produits croisés de chaque source dipolaire élémentaire  $m$ .

## Chapitre 2. MODELE ACOUSTIQUE

Suivant la valeur de la matrice de pondération  $\Upsilon(m, m')$ , on obtient deux cas limites :

- Si  $\Upsilon(m, m')=1$  ; il n'y a pas de terme correctif, la somme de la matrice produit  $M_{m, m'} * \Upsilon(m, m')$  donne l'intensité au point M avec toutes les sources cohérentes et en phase.
- Si toutes les sources sont décorréliées, il suffit de sommer la trace de la matrice  $M_{m, m'}$  uniquement.

La matrice  $\Upsilon(m, m')$  traduit donc le degré de cohérence des différentes sources suivant l'envergure

### 2.2.7 Prise en compte des sources images

Des sources dipolaires sont localisées sur les surfaces du bord aval. Ces sources rayonnent dans tous l'espace, ainsi on observe au point M des ondes provenant directement des sources et des ondes ayant subi de multiples réflexions sur les parois de la cavité. La prise en compte de ces ondes réfléchies se traduit par la présence de sources images. Ces dernières sont les sources miroir des sources principales par rapport aux parois réfléchissantes de la cavité. Le problème majeur réside dans le nombre de sources images à retenir pour le calcul de la pression acoustique en M. Une source image est validée en fonction de deux critères :

- La proximité : le nombre de sources images est généralement infini, il faut donc procéder à une troncature de la série de sources. La proximité est équivalente à une distance maximale parcourue par les ondes acoustiques. Elle est donc représentative d'un nombre maximum de réflexions. Il s'agit d'un problème de convergence sachant que la décroissance du niveau de pression de chaque source est en  $1/R$  et que l'onde réfléchie est fonction de l'impédance de chaque paroi. L'impédance est une grandeur complexe, ainsi à chaque réflexion l'amplitude et la phase de chaque onde incidente peuvent être modifiées. Pratiquement on ne retient que les sources images localisées à une distance inférieure à la distance de convergence (qui correspond aussi à un nombre fini de réflexions).
- La visibilité : il faut vérifier que la source image éclaire le point d'observation. La source image est prise en compte seulement dans les zones où elle est visible. Il faut remarquer que si une source image n'est pas visible, l'image de cette source peut, elle, être visible !

La détermination automatique des sources images n'est pas triviale. Des considérations d'ordre de grandeur vont nous permettre de simplifier ce problème.

Les dimensions de la maquette utilisée pour les essais acoustiques sont :

- L : variable de 0,05 à 0.3 m
- H : 0.1 m

Compte tenu des vitesses d'écoulement mises en jeu, les fréquences du phénomène varient de 100 Hz à 1 kHz, ce qui correspond à des longueurs d'ondes acoustiques  $\lambda_{acoustique}$  comprises entre 3,4 et 0,3 m. Dans tous les cas on a :

$$\lambda_{acoustique} \geq 3.H \quad (2.36)$$

On peut considérer que la profondeur de la cavité est négligeable devant la longueur d'onde. La géométrie de la cavité devient alors transparente pour les ondes acoustiques et se comporte comme un simple plan réfléchissant de dimension finie vis à vis de l'unique source localisée sur  $S_v$ .

Il en résulte que seules les images par rapport au fond de la cavité doivent être considérées. De plus compte tenu de l'importance des longueurs d'ondes devant la profondeur H, la source

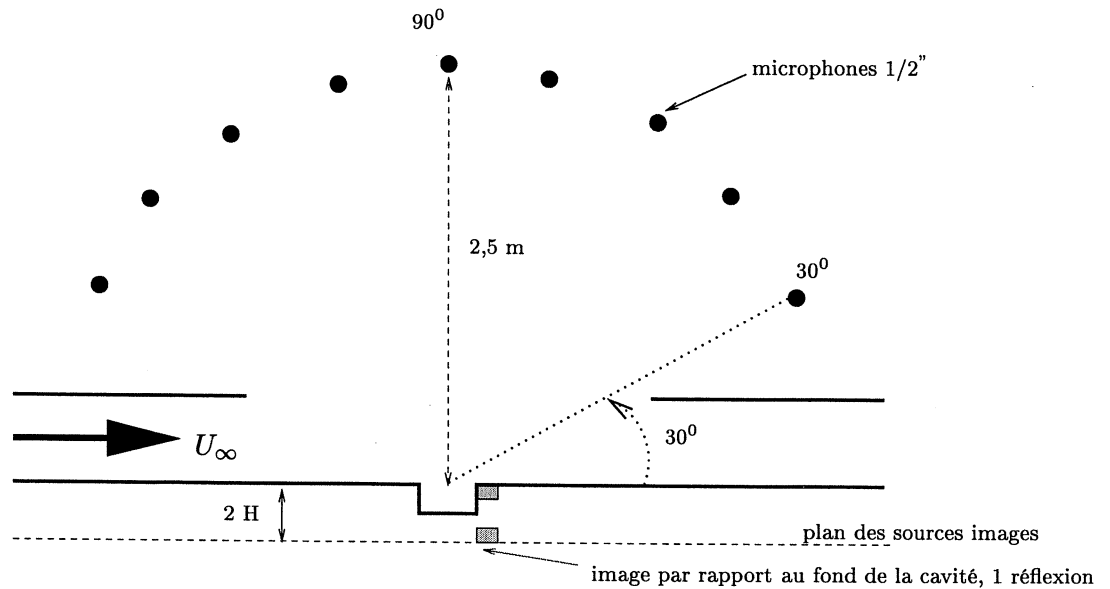


FIG. 2.5 – Détermination géométrique des sources images visibles des microphones placés en champ lointain.

image est simplement prise en compte en doublant l'amplitude de la source principale localisée sur  $S_v$  [59]. Notons enfin que la source localisée sur  $S_h$  n'a pas de source image.

### 2.2.8 Récapitulatif des données d'entrée du modèle acoustique

Le modèle permet le calcul de l'intensité acoustique en champ lointain. Nous avons supposé qu'à la distance de calcul, les ondes acoustiques sont des ondes planes. Le niveau de pression est alors donné par :

$$L_I = L_p$$

avec  $L_I = 10. \log \frac{I}{I_{ref}}$

et  $L_p = 10. \log \frac{p^2}{p_{ref}^2}$

Le niveau de pression référence correspond au seuil d'audibilité et vaut :  $p_{ref} = 2.10^{-5}$  Pa.

Ce niveau d'intensité acoustique en champ lointain est calculé à partir de l'équation 2.25. Pour conclure rappelons que le dimensionnement des sources dipolaires nécessite les données répertoriées dans le tableau 2.1. Ce tableau indique par ailleurs l'origine de ces données.

Variabes d'entrée	Représentation	Numérique	Expérimental	Analytique
$f_m = \frac{c \omega_m}{2\pi}$	Fréquence d'oscillation du mode m		X	
$P_s(x, y, \omega_m)$	Amplitude de la pression pariétale fluctuante.	X	X	
$U_c$	Vitesse moyenne de convection des instabilités sur les parois aval de la cavité pour déterminer la phase relative des sources	X		
$\Upsilon(\Delta z)$	Fonction de cohérence transverse		X	
$S_v$	Surface source verticale			X
$S_h$	Surface source horizontale	X		

TAB. 2.1 – Récapitulatif des données d'entrée du modèle acoustique (M.A.S.E). « X » indique la méthode utilisée pour obtenir la donnée d'entrée.

## Chapitre 3

# MODELISATION & SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DANS UNE CAVITE



Ce chapitre concerne la modélisation et la simulation numérique de l'écoulement dans une cavité tridimensionnelle. Le but est d'obtenir le champ de pression sur les surfaces  $S_h$  et  $S_v$  pour dimensionner les sources acoustiques. Cette modélisation doit également mettre en évidence le caractère 3D ou 2D de l'écoulement recirculant dans la cavité. Une modélisation idéale consisterait à résoudre les équations de Navier-Stokes en écoulement incompressible pour atteindre ces deux objectifs. Comme la vitesse et la pression sont indépendantes de la température à tout instant et en tout point du champ de l'écoulement, les équations de départ sont :

– l'équation de continuité :  $\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0$

– l'équation de la dynamique :  $\rho \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = \rho F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_i \partial x_j}$

où  $x_i$ ,  $U_i$ ,  $P$ ,  $t$ ,  $F_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), représente les coordonnées, la vitesse, la pression, le temps et les forces extérieures de volume.

En l'absence de forces extérieures,  $F_i = 0$ , on adimensionnalise les équations de continuité et de la dynamique. Le tableau 3.1 présente les paramètres adimensionnels retenus.

$x_i^* = \frac{x_i}{L}$	$P^* = \frac{P}{\rho U_\infty^2}$	$U_i^* = \frac{U_i}{U_\infty}$	$t^* = \frac{t U_\infty}{L}$
-------------------------	-----------------------------------	--------------------------------	------------------------------

TAB. 3.1 –

Après simplification on obtient :

$$\begin{aligned}
 \text{continuité :} & \quad \frac{\partial U_i^*}{\partial x_i^*} = 0 \\
 \text{dynamique :} & \quad \left( \frac{\partial U_i^*}{\partial t^*} + U_j^* \frac{\partial U_i^*}{\partial x_j^*} \right) = - \frac{\partial P^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re_H} \frac{1}{\frac{L}{H}} \frac{\partial^2 U_i^*}{\partial x_i^* \partial x_j^*}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

La simulation numérique directe (SND) permet de résoudre directement les équations tridimensionnelles transitoires de Navier Stokes (équations 3.1) en évitant toute hypothèse sur la turbulence. Cette méthode est coûteuse en temps et en place mémoire. Précisons toutefois qu'une simulation numérique directe a été utilisée récemment (1999) pour calculer l'écoulement dans une cavité bidimensionnelle avec un écoulement laminaire [15]. Ces calculs ont été réalisés pour des géométries variables et pour des nombres de Mach supérieurs à 0,2. Les spectres acoustiques montrent que la fréquence correspondant au deuxième mode de cavité est prédominant. Une autre méthode élaborée consiste à utiliser la SGE, sa mise en oeuvre constitue en soi un sujet de recherche qui peut alimenter une seule thèse. En témoigne le travail de Dubief [22]. Pour ce qui nous concerne ces deux approches ne seront pas utilisées dans cette étude comme annoncé au paragraphe 2.1. Par conséquent il nous faut nous tourner vers un modèle de turbulence où les équations de Navier-Stokes moyennées (équations dites de Reynolds) sont complétées par des lois de fermetures exprimant le tenseur de Reynolds dû aux effets de la turbulence.

### 3.1 Modèles de turbulence

On présente dans ce paragraphe deux modèles de turbulence, sachant que ces modèles doivent permettre de déterminer les grandeurs fluctuantes nécessaires au dimensionnement des sources acoustiques.



En décomposant les grandeurs vitesse et pression en partie moyenne et fluctuante, on obtient classiquement en moyennant les équations de Reynolds :

$$\begin{aligned} \text{Continuité :} & \quad \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \text{Dynamique :} & \quad \frac{D\bar{U}_i}{Dt} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial(\overline{\rho u_i u_j})}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3.2)$$

où  $\bar{\quad}$  représente la moyenne statistique des grandeurs.

On voit apparaître un terme de corrélation  $\overline{\rho u_i u_j}$ , appelé tenseur de Reynolds . Ce terme confère au système d'équations un caractère ouvert, en ce sens qu'il ne s'exprime pas directement en fonction des inconnues intervenant dans l'équation 3.2 à savoir la vitesse et la pression moyenne. Il convient donc de fermer le système. Cet objectif peut être atteint de différentes façon :

- en introduisant un modèle algébrique supplémentaire.
- en introduisant une ou deux d'équations aux dérivées partielles supplémentaires, c'est à dire en rejetant à un ordre supérieur le problème de fermeture.

### 3.1.1 Modèle algébrique

La fermeture au premier ordre des équations de la turbulence est fondé sur le concept de viscosité turbulente. La turbulence favorise les échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie ; ce rôle de la turbulence est connu sous le nom de "diffusion turbulente". En remarquant que l'action de diffusion de la turbulence est semblable à la diffusion moléculaire, Boussinesq propose, en 1877, la relation de fermeture suivante :

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.3)$$

où  $\mu_t$  est un scalaire qui représente la viscosité turbulente.

Quelques remarques peuvent être apportées sur ce modèle :

- Le terme des tensions de Reynolds est homogène à un terme de diffusion. Il contribue donc à dissiper de l'énergie et à contrarier les mécanismes instationnaires, ce qui est en contradiction avec son origine.
- Les termes de turbulence sont couplés au mouvement moyen. Le coefficient  $\mu_t$  de viscosité turbulente n'étant pas une propriété du fluide, il doit donc être calculé en tout point du fluide. On ne fait que changer d'inconnue en utilisant cette méthode.

Bien que ce modèle de fermeture ait de graves lacunes sur le plan physique, il a l'avantage d'être simple et donne des résultats intéressants pour certains types d'écoulement.

Des modèles de longueur de mélange permettent de déterminer la viscosité turbulente. Prandtl en 1925, suivi de Von Karman en 1930 puis de Taylor en 1932 modélise la viscosité turbulente (avec quelques variantes) par :

$$\mu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right| \quad (3.4)$$

La longueur de mélange  $l_m$  est une valeur empirique ajustée pour chaque type d'écoulement. Cette longueur de mélange est caractéristique des grosses structures de la turbulence comme le lâcher périodique de structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement de notre système. De notre point de vue cette loi a donc un intérêt puisque ces structures sont responsables des

oscillations de la couche cisailée. Ces modèles ont été développés pour des écoulements de couche limite turbulente et des écoulements cisailés comme les jets. De façon générale les modèles algébriques sont également utilisés pour calculer les écoulements fluctuants dans une cavité [64], [79], [28], [80], [4], [68], [31]. Ce modèle sera utilisé par la suite pour calculer les fluctuations du champ hydrodynamique afin de dimensionner les sources acoustiques.

### 3.1.2 Modèle à deux équations

Le modèle  $k - \varepsilon$  utilise deux équations de fermeture aux dérivées partielles où  $k$  représente l'énergie cinétique turbulente et  $\varepsilon$  la dissipation. Dans ce type de fermeture l'hypothèse de Boussinesq est conservée.

Le schéma de viscosité de Chou (1945) relie la longueur de mélange à l'énergie cinétique turbulente et à la dissipation par la relation :

$$l = C_D \frac{\bar{k}^3}{\bar{\varepsilon}} \quad (3.5)$$

La viscosité turbulente devient :

$$\mu_t = \rho C_D C_\mu \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}} = C'_\mu \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}} \quad (3.6)$$

La fermeture repose donc sur l'écriture des deux équations de  $k$  et  $\varepsilon$ . Ces équations permettent de calculer la valeur locale de la viscosité turbulente.

$$\begin{aligned} \overline{u_i u_j} &= -C_{\varepsilon_1} \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}} \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \bar{k} \delta_{ij} \\ \frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} &= C'_\mu \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}} \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{C'_\mu \bar{k}^2}{\sigma_\varepsilon \bar{\varepsilon}} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) - \bar{\varepsilon} \\ \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} &= C_{\varepsilon_1} C'_\mu \bar{k} \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{C'_\mu \bar{k}^2}{\sigma_\varepsilon \bar{\varepsilon}} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} \right) - C_{\varepsilon_2} \frac{\bar{\varepsilon}^2}{\bar{k}} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Il intervient cinq variables empiriques dont les valeurs sont :

$$C'_\mu = 0,09, C_{\varepsilon_1} = 1,44, C_{\varepsilon_2} = 1,92, \sigma_k = 1,0, \sigma_\varepsilon = 1,3. \quad (3.8)$$

Ces lois de fermeture ne sont pas complètement dépourvues d'empirisme et ne permettent pas de bien modéliser la turbulence de petite échelle. On précise que le modèle  $k - \varepsilon$  est un modèle qui a été calibré sur des écoulements stationnaires en moyenne. Les constantes (3.8) sont les constantes « standard » de ce modèle et sont issues de cette calibration ; elles ne sont donc pas universelles.

Lorsque ces modèles sont utilisés pour simuler un écoulement instationnaire, la viscosité joue un rôle excessif de sorte que les structures organisées que l'on voudrait voir subsister se trouvent en fait amorties. Pour pallier ce défaut Kourta [45] a remplacé les constantes (3.8) par des fonctions locales caractéristiques de l'écoulement. Nous ne disposons pas d'un tel modèle, en conséquence, nous utiliserons le modèle  $k - \varepsilon$  « standard » pour calculer l'écoulement moyen à l'intérieur de la cavité. Cet écoulement est stationnaire et, pour le représenter, le modèle  $k - \varepsilon$  ne devrait pas souffrir des lacunes décrites précédemment. Il devrait en revanche bien restituer un éventuel caractère tridimensionnel de cet écoulement.

## 3.2 Simulation numérique de l'écoulement

Pour calculer l'écoulement dans la cavité on s'est appuyé sur un code de simulation numérique industriel. Pam-Flow est le code utilisé par Alstom Transport ; il intègre plusieurs modèles de turbulence notamment un modèle algébrique (Smagorinsky SGS) et le modèle  $k - \varepsilon$  que nous venons de présenter.

### 3.2.1 Schéma numérique

Pam-Flow est un code de simulation numérique éléments finis 3D permettant de simuler des écoulements stationnaires ou instationnaires. Dans ces deux cas, et si l'écoulement est incompressible, un schéma implicite est utilisé.

### 3.2.2 Maillage et conditions limites

Le maillage utilisé est un maillage tétraédrique non structuré. Afin de simuler correctement la couche limite turbulente qui attaque la cavité, un maillage semi-structuré est utilisé sur toutes les zones adjacentes aux parois : les parois en amont et en aval de la cavité, toutes les parois de la cavité, et les parois latérales.

Ce maillage semi-structuré est constitué de 11 éléments sur une épaisseur de  $3\delta/5$ , ce qui permet un bon traitement des endroits à forts gradients de vitesse. En outre l'utilisation d'une loi de paroi permet de ne pas augmenter exagérément ce nombre d'éléments tout en assurant une bonne description du raccord pariétal. Une difficulté semblable se manifeste au dessus de la cavité : on raffine alors le maillage pour atteindre une taille de maille  $t_m$  de l'ordre de  $t_m/H = 2.10^{-2}$ . Sur l'arête amont où l'écoulement décolle et sur l'arête aval où l'écoulement recolte la taille de maille locale atteint  $t_m/H = 5.10^{-3}$ . Le maillage à l'intérieur de la cavité, où l'écoulement recircule, est plus lâche car la taille des structures est plus importante. Sur l'ensemble du domaine, la maille la plus petite est de l'ordre de  $t_m/H = 5.10^{-3}$  et la plus grande de  $t_m/H = 5.10^{-1}$ .

L'écoulement est simulé pour deux géométries de cavité,  $L/H=1$  et  $L/H=1,5$ . La première correspond à un écoulement bidimensionnel et l'autre à un écoulement tridimensionnel. Ce problème fondamental de la bifurcation vers des configurations 3D, qui a été évoqué lors de travaux antérieurs [52], [42] et [91], sera discuté de façon approfondie à l'issue de nos simulations ainsi que dans le chapitre 4 au paragraphe 4.3.2.

Pour ces deux géométries l'envergure est gardée constante ; elle doit être cependant suffisante pour permettre à l'écoulement tridimensionnel de s'établir. Cet écoulement se caractérise par l'apparition de zones de recirculations transverses élémentaires appelées cellules. Maull et East ont évalué de façon empirique la taille des cellules. Si on fixe alors l'envergure à  $L/E=0,5$  deux cellules devraient apparaître. On choisit volontairement de se limiter à deux cellules pour réduire le nombre d'éléments du maillage. Pour que les frontières n'influent pas sur l'écoulement, le maillage s'étend sur  $3 H$  après la cavité, sur  $2,5 H$  au dessus, et sur  $2,5 H$  avant la cavité (voir figure 3.1).

Les conditions aux frontières latérales sont des conditions de parois, en sortie du domaine la condition "champ lointain" est prescrite. En entrée, on impose un profil de vitesse turbulent analytique en  $1/7$ ième ayant une épaisseur de couche limite de  $5 \text{ cm}$ , soit  $\frac{\delta}{H} = \frac{1}{2}$ . Ce profil de vitesse est semblable à celui obtenu lors des essais (chapitre 4).

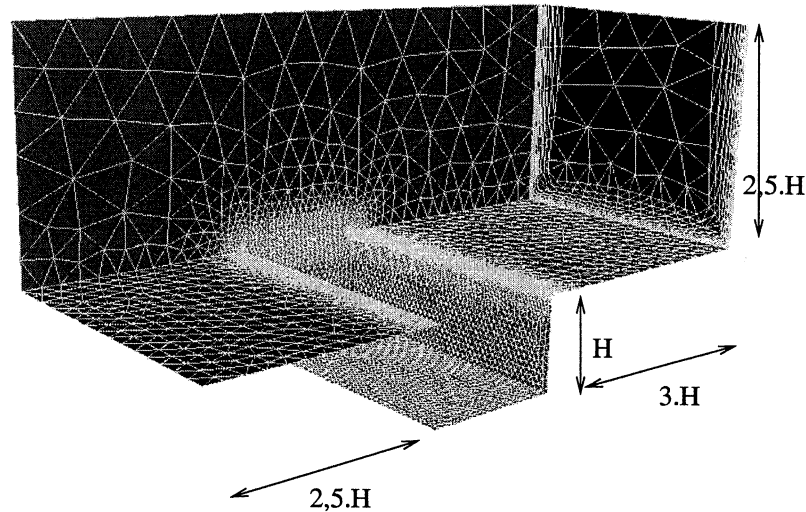


FIG. 3.1 – *Un tel maillage contient environ un million d'éléments.*

### 3.3 Ecoulement recirculant dans la cavité

La puissance croissante des ordinateurs actuels facilite la simulation de géométries complexes avec une discrétisation de l'écoulement de plus en plus fine. Pour autant on atteint, aujourd'hui encore, assez rapidement les limites permises par la puissance accrue des moyens de calcul qui sont disponibles dans des centres d'essais particulièrement bien équipés. Ainsi les simulations que nous avons entreprises nécessitent des temps de calculs de plusieurs jours ; de ce fait nous n'avons pas pu simuler tous les cas que nous traiterons expérimentalement au chapitre 4. Nous avons à notre disposition un ordinateur ORIGIN 2000 de Silicon Graphics doté de 12 Go de R.A.M et de 32 processeurs RISK R12000 de 300 MHz. Le temps de calcul nécessaire à la simulation de 1 seconde de signal sur un modèle contenant 1200000 mailles est de 250 heures cpu en utilisant 8 processeurs en parallèle. Précisons que ce type de calcul fait partie des calculs courants que nous avons eu à traiter. Le calcul le plus important a nécessité 500 heures cpu.

On s'intéresse en premier lieu à l'écoulement moyen recirculant dans la cavité. Deux calculs ont été menés, le premier pour un rapport d'aspect  $L/H = 1,5$  et le second pour un rapport d'aspect  $L/H = 1$ . Ces calculs correspondent à un écoulement 3D et 2D respectivement [52]. En réalité l'écoulement est toujours tridimensionnel avec une structuration 3D plus ou moins marquée.

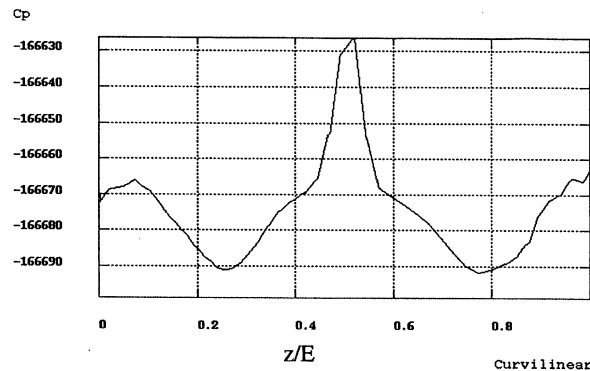


FIG. 3.2 – Coefficient de pression ( $C_p$ ) en fond de cavité ;  $L/H=1,5$ .

### 3.3.1 Écoulement tridimensionnel

Conformément aux travaux expérimentaux antérieurs [52], on s'attend à trouver deux cellules. Par ailleurs, la structuration 3D a été mise en évidence expérimentalement par des mesures de pression statique en fond de cavité. Sur la figure 3.2, la trace de cette pression statique le long de l'envergure est représentée. L'allure sinusoïdale sur deux périodes de la pression indique la présence de deux cellules.

Des plans de coupe horizontaux ( $x,z$ ) à différentes hauteurs dans la cavité vont permettre de dégager les principales caractéristiques de l'écoulement à l'intérieur de ces cellules (figure 3.3). On remarque une structuration 3D plus ou moins marquée selon la position du plan de coupe. Pour  $y/H=-0,1$ , l'écoulement est rectiligne mais incliné par rapport à la direction  $x$  ; on se trouve encore dans la couche cisailée. En descendant vers le fond de la cavité à  $y/H=-0,3$ , une recirculation apparaît dans chaque cellule. A mi-hauteur dans la cavité,  $y/h=-0,5$ , les vortex sont pleinement développés. Pour  $y/H=-0,7$ , les vortex diminuent de taille et se déplacent vers l'amont, avant de disparaître près du fond de la cavité à  $y/h=-0,9$ . Pour une cellule, l'axe imaginaire reliant le coeur des vortex du bas vers le haut est incliné vers le centre de la cavité. Pour une cellule, la vitesse verticale moyenne est positive près du centre de la cavité et négative près des bords de la cavité. Le mouvement moyen du fluide dans une cellule peut se schématiser par la superposition d'une rotation principale d'axe  $z$  et d'une rotation secondaire suivant l'axe  $x$ . La cellule voisine tourne dans le même sens pour la rotation principale, et en sens inverse pour la rotation secondaire. Cela a pour effet d'éjecter le fluide par le centre de la cavité et de l'aspirer par les cotés. La figure 3.4 illustre ce propos : la vitesse verticale le long de l'envergure est représentée dans le plan  $y=0$  pour  $x/L=0,3$  (pointillé) et  $x/L=0,8$  (trait plein). La vitesse est positive au centre de la cavité pour  $z/E=0,5$ , donc sortante, et négative sur les cotés. Cette caractéristique a d'ailleurs été mentionnée par Kistler et Tan [42].

On remarque sur les coupes verticales de la vitesse moyenne, dans le plan ( $x,y$ ) pour différents  $z$ , que le coeur du vortex se déplace de l'amont vers l'aval dans une cellule, voir figure 3.5. Lorsque le coeur du vortex est vers l'amont, on se trouve dans un plan situé en bordure de cellule, vers un bord de la cavité, le fluide est aspiré dans la cavité. Lorsque le coeur du vortex est vers l'aval, plan correspondant à l'axe médian de la cavité, le fluide est éjecté de la cavité. Une cellule se caractérise donc par la présence de zones de recirculation dont les coeurs de vortex se décalent de l'amont vers l'aval. Ce décalage explique les ondulations spatiales de pression statique en fond de cavité. En effet, plus la prise de pression est éloignée du coeur du vortex, plus la pression est

3.3. *Ecoulement recirculant dans la cavité*

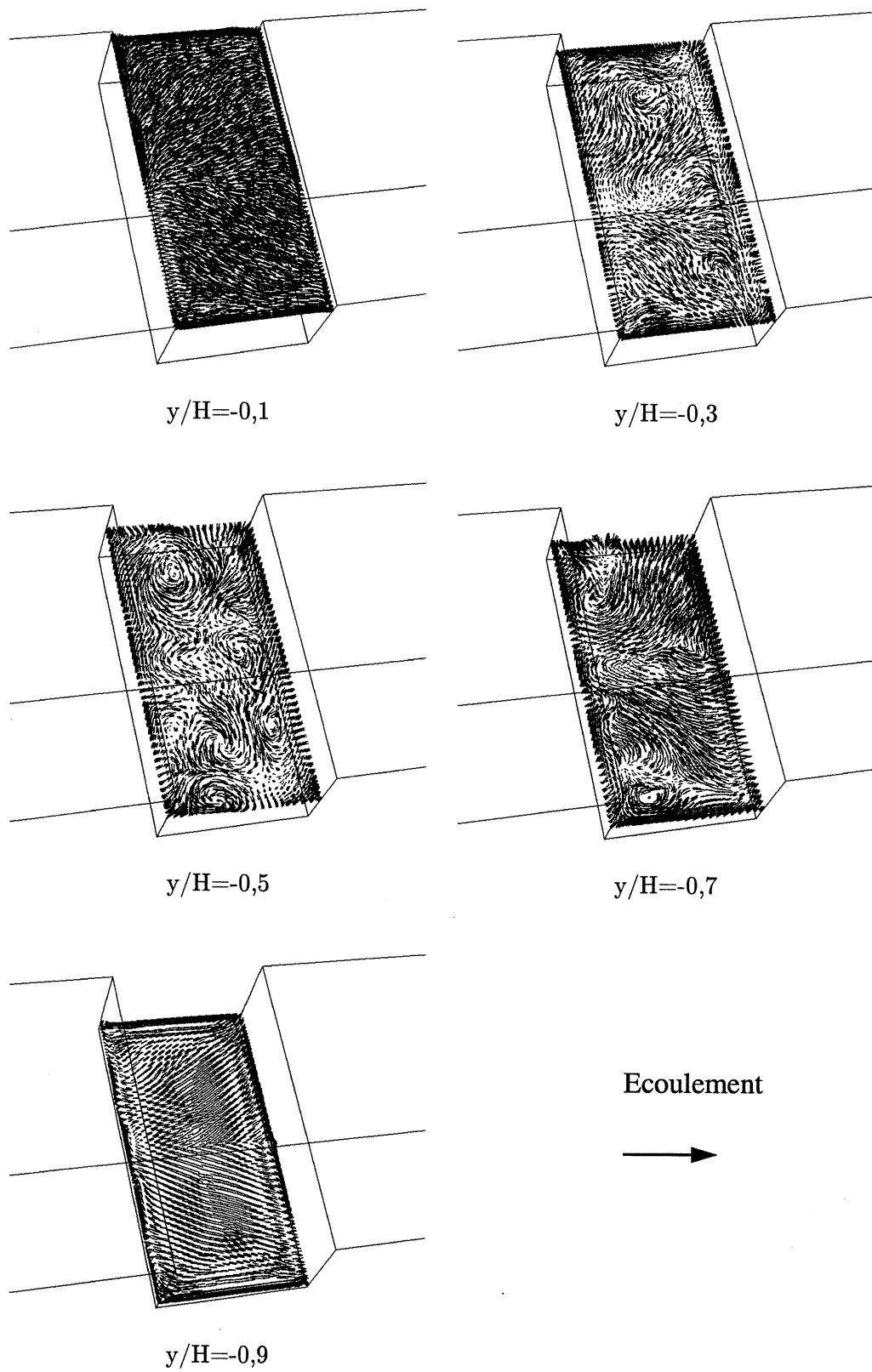


FIG. 3.3 - *Représentation de la vitesse pour différents plans de coupe parallèles au fond de la cavité :  $y/H = -0,1$  ;  $-0,3$  ;  $-0,5$  ;  $-0,7$  ;  $-0,9$  ;  $L/H = 1,5$ .*

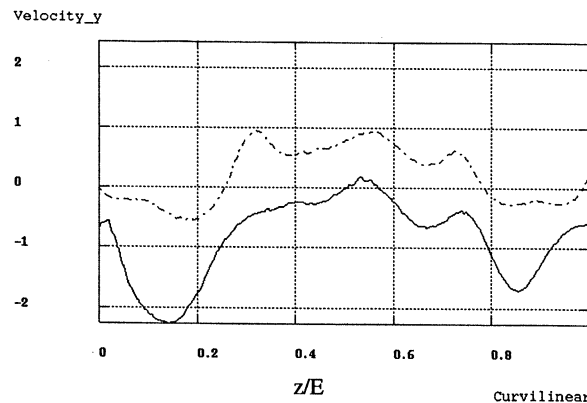


FIG. 3.4 – Vitesse  $v_y$  le long de l'envergure dans le plan  $y=0$  pour  $x/L=0,3$  (pointillé) et pour  $x/L=0,8$  (trait plein);  $L/H=1,5$ .

élevée. La pression devient minimale lorsque le coeur du vortex coïncide avec la prise de pression.

### 3.3.2 Écoulement bidimensionnel

Pour ce rapport d'aspect de 1, un écoulement bidimensionnel est attendu. En accord avec les résultats expérimentaux de Maull et East, on observe bien sur la figure 3.6 une absence de périodicité spatiale marquée de la pression statique sur la ligne médiane  $x/L=0,5$  en fond de cavité. Toutefois une vue d'ensemble de la pression statique en fond de cavité révèle, un motif périodique de longueur  $H/5$  (figure 3.7).

La succession de plans de coupe horizontaux à différentes hauteurs dans la cavité, figure 3.8, confirme l'observation précédente. Il apparaît que l'écoulement est complexe et nullement bidimensionnel. Une périodicité de l'ordre de  $H/5$  est remarquable pour les vues près du fond ( $y/H=-0,9$ ) de la cavité ou près de l'ouverture de la cavité ( $y/H=-0,1$ ).

Alors que Maull et East n'ont pu observer pour  $L/H=1$  qu'un écoulement bidimensionnel, la simulation numérique montre que l'écoulement est tridimensionnel. La structuration de cet écoulement correspond en revanche aux visualisations de Zhak (1995) [91] pour une valeur identique de  $L/H$  (figure 3.9).

Selon Zhack l'origine tridimensionnelle de l'écoulement est imputable à la présence de parois latérales pour de faibles nombres de Reynolds (effet Eckman). Pour des nombres de Reynolds plus importants ( $Re \geq 6000$ ) l'écoulement devient turbulent, les effets 3D sont alors pilotés par des tourbillons transverses appelés tourbillons de Taylor-Görtler (TG).

Cette caractéristique tridimensionnelle de l'écoulement à l'intérieur d'une cavité rectangulaire apparaît également dans le cas où le fluide est entraîné non pas par une couche cisailée mais par une paroi mobile (tapis roulant). Les premières études concernant l'écoulement 3D dans une cavité remontent aux travaux de Koseff et Street [44] [67] dans les années 80. Leurs études montrèrent que l'écoulement à l'intérieur d'une cavité est tridimensionnel en nature. Ils observèrent la présence des tourbillons transverses de Taylor-Görtler (TG) pour des nombres de Reynolds inférieurs à 10 000. Ces tourbillons apparaissaient au delà d'un certain nombre de Reynolds dépendant du rapport  $L/E$ . Dans le cas d'un rapport  $L/E=0,3$  par exemple, Aidun *et col.* [2] identifièrent des tourbillons TG pour un nombre de Reynolds supérieur à 825. Ces tourbillons sont décrits comme ayant la forme de « champignons » et apparaissent par paire. Il est précisé

### 3.3. Écoulement recirculant dans la cavité

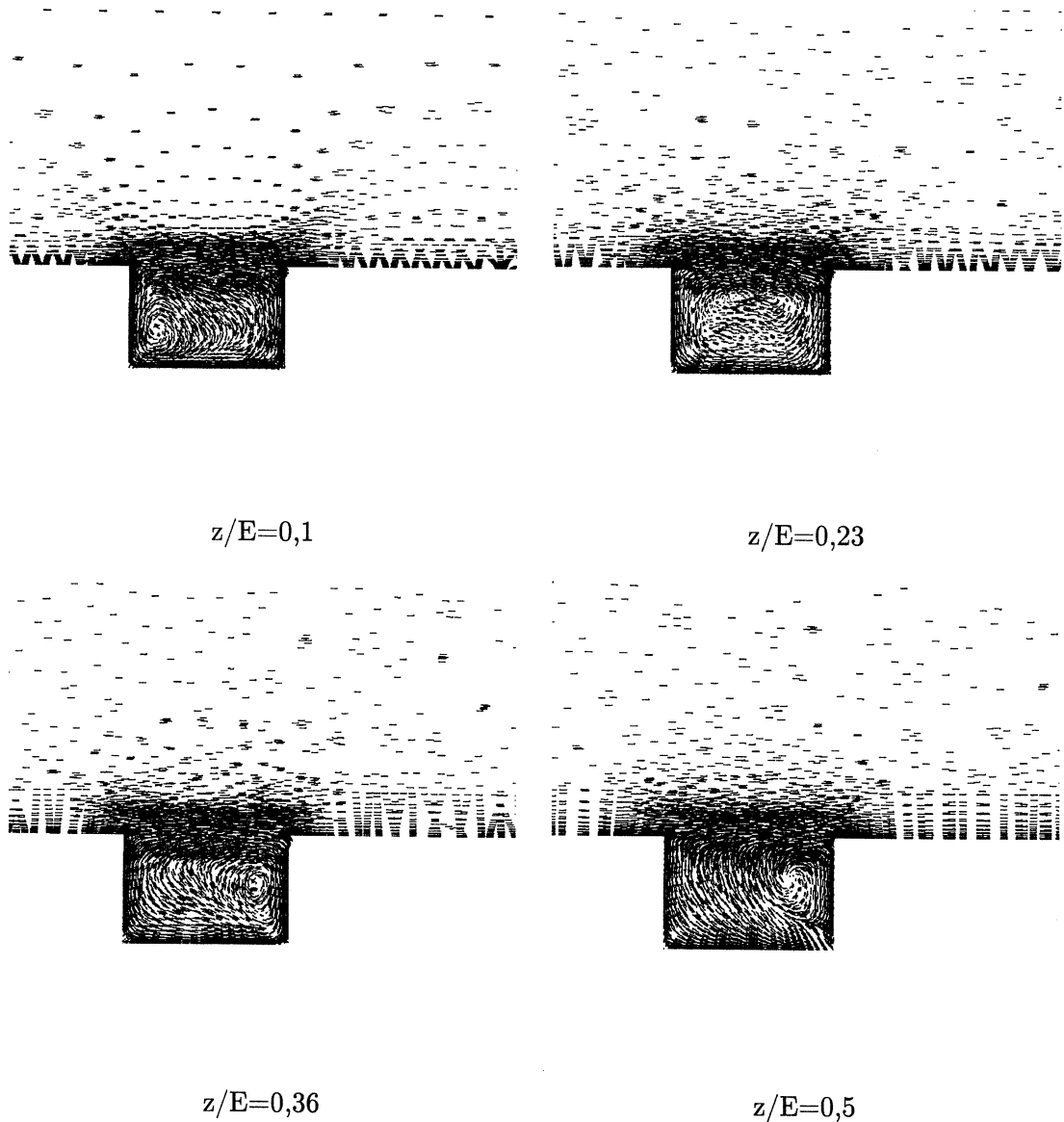


FIG. 3.5 – Représentation de la vitesse pour différents plans de coupe parallèles à l'écoulement :  $z/E=0,1$  ;  $0,23$  ;  $0,36$  ;  $0,5$  ;  $L/H=1,5$ .

que le nombre de paires de tourbillons TG augmente avec le nombre de Reynolds [77]. Au delà du nombre de Reynolds critique, différents états 3D stables peuvent apparaître, Aidun *et col.* en distinguèrent trois (figure 3.10). Ces tourbillons naissent des instabilités présentes entre la recirculation principale et les recirculations de coin et prennent part au mouvement transverse dans la cavité [77]. La présence de ces tourbillons sur les faces aval et amont peut expliquer l'orientation périodique des fils de laine sur ces parois (voir visualisation chapitre 4).

Il n'apparaît pas clairement si ces tourbillons TG sont la seule cause d'une structuration tridimensionnelle de l'écoulement. On peut s'interroger sur la transposition des analyses précédentes au cas d'une cavité ouverte pour un nombre de Reynolds de  $10^5$ . Toutefois les caractéristiques que nous avons observées laissent penser que l'écoulement 3D est effectivement dû à la présence



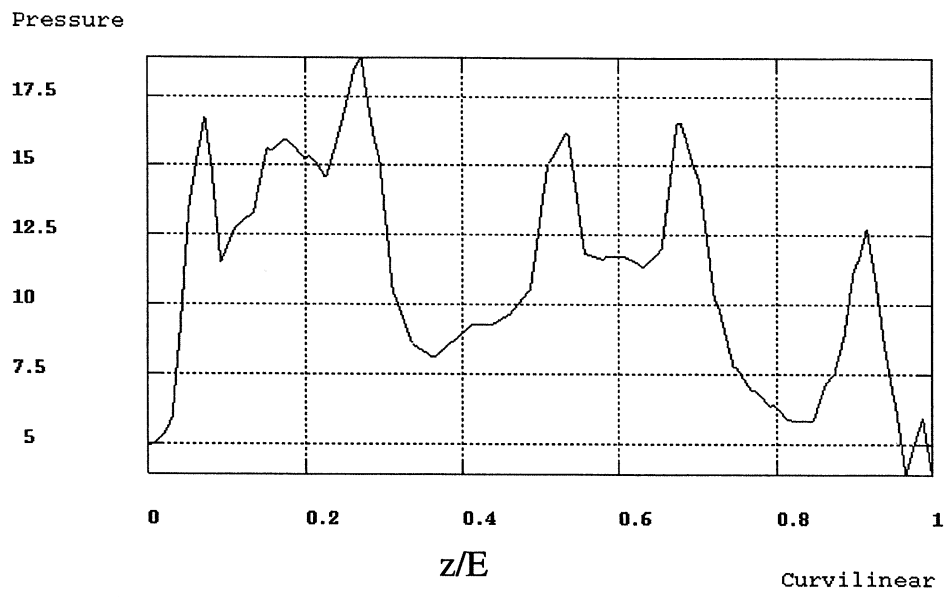


FIG. 3.6 - *Pression en fond de cavité pour  $x/L=0,5$ ;  $L/H=1$ .*

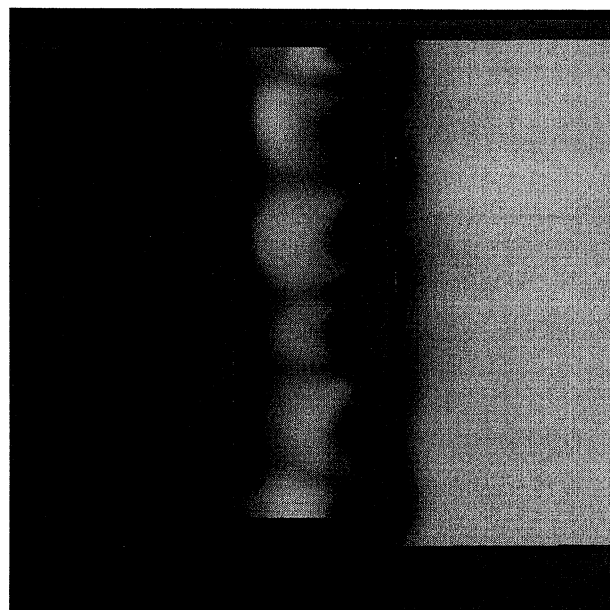


FIG. 3.7 - *Pression en fond de cavité;  $L/H=1$ .*

3.3. *Ecoulement recirculant dans la cavité*

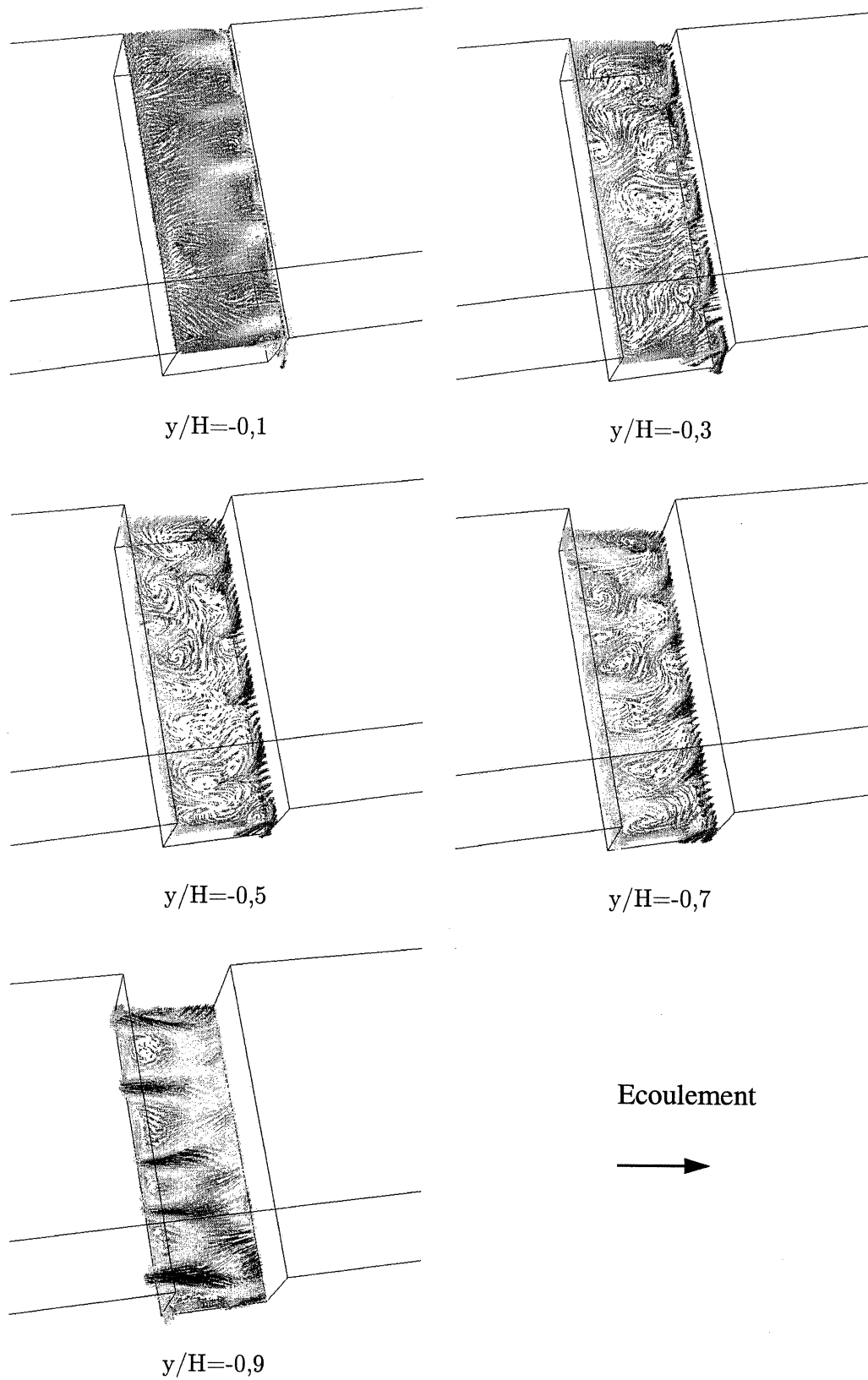


FIG. 3.8 - *Représentation de la vitesse pour différents plans de coupe parallèles au fond de la cavité :  $y/H = -0,1 ; -0,3 ; -0,5 ; -0,7 ; -0,9 ; L/H = 1$ .*

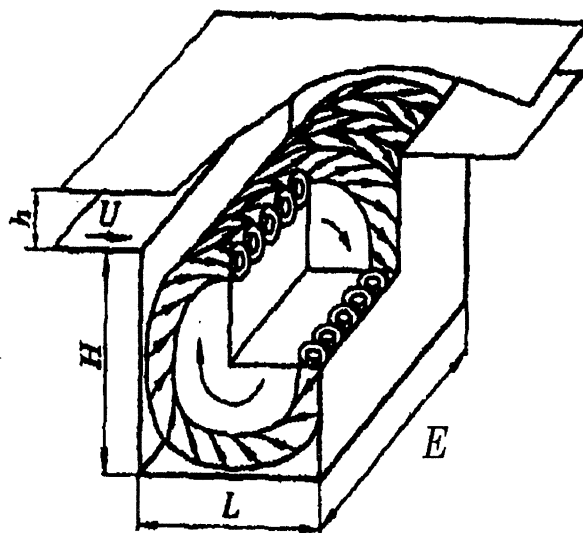


FIG. 3.9 – Représentation schématique des tourbillons de Taylor-Görtler (TG) dans la cavité,  $L/H=1$ . (d'après Zhak [91]).

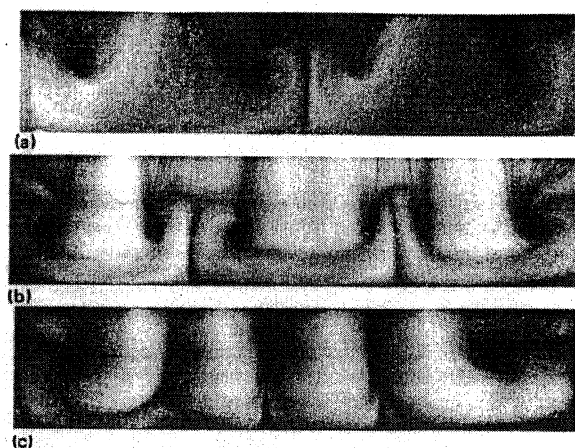


FIG. 3.10 – Visualisation des tourbillons de Taylor-Görtler sur la face aval de la cavité (d'après Aidun et col. [2]). (a) deux cellules, (b) trois cellules, (c) quatre cellules ;  $L/H=1$ .

### 3.4. Fluctuations du champ hydrodynamique sur le bord aval de la cavité

de ces tourbillons TG. D'autre part, il est certain que l'écoulement 3D n'est pas provoqué par la présence de parois latérales fixes. Nous disposons de résultats d'essais conduits en soufflerie aérodynamique montrant la présence d'un écoulement 3D lorsque les parois latérales limitant l'envergure de la cavité sont absentes. Les cellules latérales sont en partie détruites, mais les cellules au centre de la cavité ne sont pas affectées par ce changement de configuration. Cette typologie des écoulements sera complétée et affinée au chapitre 4 par une série de visualisations. Nous montrerons en particulier que l'écoulement 3D pour lequel  $L/H=1,5$  correspond à un écoulement intermédiaire entre deux configurations d'écoulement que nous décrirons.

## 3.4 Fluctuations du champ hydrodynamique sur le bord aval de la cavité

Dans ce paragraphe, on considère l'aspect instationnaire de l'écoulement. La détermination du champ fluctuant de pression pariétale sur le bord aval de la cavité doit permettre de dimensionner les sources acoustiques. Nous dégagerons de cette analyse la notion de zone d'impact qui limite l'étendue des sources acoustiques à une portion réduite de la surface  $S_v$ . Le rapport géométrique  $L/H$  est fixé à 1,5 et l'effet du nombre de Reynolds est testé.

D'après Disimile *et col.* [20], l'envergure  $E$  de la cavité peut jouer un rôle prépondérant sur les amplitudes des fluctuations. L'écoulement dans la couche cisailée est généralement considéré comme bidimensionnel, cette hypothèse se justifie pour de faibles envergures. Toutefois Rockwell et Knisely ont montré que les oscillations de la couche cisailée sont tridimensionnelles. En conséquence les impacts tourbillonnaires sur le bord aval de la cavité ne sont pas simultanés le long de l'envergure, ce qui entraîne une perte de cohérence transverse. Cette perte induit un affaiblissement de la rétroaction à l'amont de la couche cisailée provoquant ainsi une diminution des amplitudes des oscillations [71].

Or la validation expérimentale (chapitre 4) concerne une cavité de grande envergure ( $L/E=0,16$ ) pour laquelle une perte de cohérence transverse est observée. Une approche idéale pour comparer simulations et expériences serait de représenter la totalité de la géométrie ( $L/E=0,16$ ). La taille trop importante du maillage nécessaire à cette approche nous en dissuade. Cependant il n'était pas possible d'abandonner cet objectif de calcul pour les grandes envergures. Aussi nous avons envisagé deux possibilités :

- Pour annuler l'effet de confinement propre aux petites envergures, on utilise classiquement sur les parois latérales la condition de périodicité. Cette condition nécessite que le maillage sur les parois latérales soit identique et autorise un flux transverse. Mais cette condition est incompatible avec l'utilisation d'un maillage semi-structuré. Or celui-ci est par ailleurs indispensable pour simuler correctement, avec un nombre de mailles limité, l'écoulement amont et le rattachement de la couche cisailée sur le bord aval. En conséquence cette solution n'est pas retenue. L'autre terme de l'alternative consiste à définir des conditions de symétrie sur les parois latérales. Ces conditions de symétrie n'annulent pas complètement l'effet de confinement puisque aucun flux ne peut traverser ces surfaces (l'écoulement est tangentiel) mais les forces de friction sur ces parois sont annulées. Les résultats obtenus en utilisant cette dernière solution n'ont qu'une influence minimale sur les valeurs de pression, et cette possibilité fut également abandonnée.
- Les fluctuations de pression pour les grandes envergures sont évaluées en prolongeant par extrapolation les résultats obtenus pour trois envergures différentes :  $L/E=1$ ,  $L/E=0.5$  et  $L/E=0.25$ .

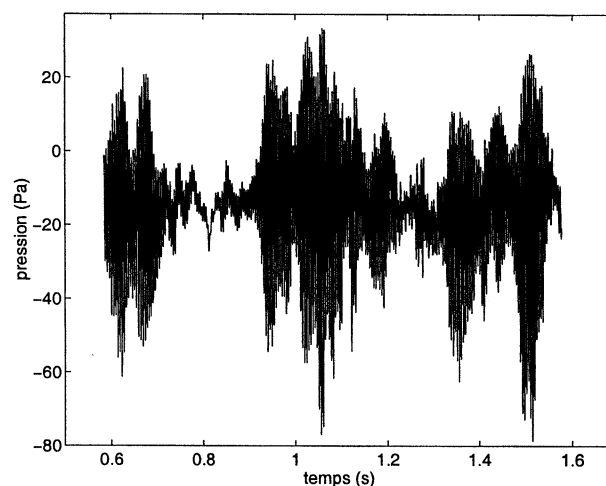


FIG. 3.11 – Evolution temporelle de la pression pariétale sur le bord aval de la cavité.  $L/H=1,5$ ;  $U_{\infty} = 40$  m/s.

### 3.4.1 Lacune du contenu spectral du champ hydrodynamique

Compte tenu de la géométrie et du nombre de Reynolds, trois fréquences d'oscillation de cavité devraient apparaître. On dispose de 78 points de sortie répartis dans la couche cisailée et sur les parois de la cavité. Ces points de sortie enregistrent à chaque pas de temps de calcul les variables de pression et de vitesse avec une fréquence d'échantillonnage de 6400 Hz. Nous constatons sur la figure (3.11) que le signal temporel n'est pas régulier et présente des variations d'amplitudes au cours du temps. Cette modulation d'amplitude se caractérise par l'apparition de « bouffées » de fortes oscillations.

L'origine de cette modulation d'amplitude peut être physique. Elle peut aussi être artificielle c.a.d. d'origine numérique ou liée au modèle de turbulence utilisé (SGS Smagorinsky). Nous avons vérifié que cette modulation d'amplitude n'est pas d'origine numérique puisque les fluctuations du champ hydrodynamique restent insensibles à un maillage moins dense de 10 %. En revanche le modèle de turbulence joue un rôle prépondérant puisque le modèle  $k - \varepsilon$ , comme suggéré au paragraphe 3.1.2, ne permet pas de capter les fluctuations de la couche cisailée (figure 3.12).

L'analyse spectrale du signal obtenu avec le modèle algébrique SGS indique que celui-ci est quasi-monochromatique (figure 3.13). Il apparaît clairement une fréquence à 225 Hz qui correspond au nombre de Strouhal  $\frac{f \cdot L}{U_{\infty}} = 0,85$ . Une autre fréquence émerge plus faiblement à 425 Hz, elle correspond au nombre de Strouhal  $\frac{f \cdot L}{U_{\infty}} = 1,6$ . Nous attendions l'émergence des trois premiers modes d'oscillation : il n'apparaît que le deuxième mode. Il s'agit là d'une limitation du modèle SGS à représenter correctement les différentes fréquences du phénomène.

Le premier mode est toutefois observé dans les premiers instants de la simulation. L'initialisation du phénomène est telle que la vitesse est nulle dans la cavité et constante et homogène en dehors. Initialement on impose donc un fort gradient de pression entre l'écoulement externe et l'écoulement à l'intérieur de la cavité qui peut être à l'origine de l'émergence du premier mode de cavité. Ensuite les oscillations disparaissent durant la stabilisation du calcul, puis celle correspondant au deuxième mode de cavité apparaissent au delà de 0,6 seconde.

Quelle que soit la loi de fermeture choisie, l'obtention des amplitudes des fluctuations nécessite

### 3.4. Fluctuations du champ hydrodynamique sur le bord aval de la cavité

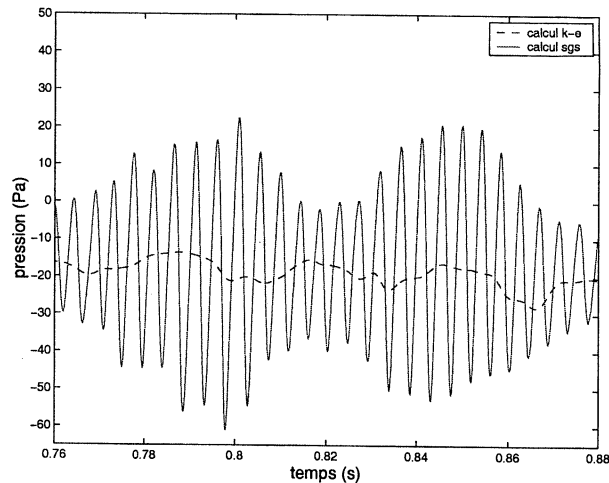


FIG. 3.12 – Comparaison des fluctuations de pression pariétale obtenues par un modèle  $k - \varepsilon$  et le modèle algébrique  $sgs$ ;  $L/H=1,5$ ;  $U_\infty = 40$  m/s.

un temps d'observation suffisamment long pour obtenir les amplitudes moyennes des oscillations. Pour des raisons de temps de calcul nous ne disposons que de 1 seconde de signal, cette durée n'est pas suffisante pour calculer correctement les amplitudes des oscillations. Il serait préférable d'augmenter la durée d'observation pour moyenniser plusieurs fois le motif « forte oscillation-faible oscillation » obtenue avec le modèle SGS.

L'analyse spectrale de ce signal sur des durées croissantes d'observation permet de quantifier l'influence de la non stationnarité du signal temporel sur les spectres de pression (figure 3.13). Au delà d'une durée d'analyse de 0,64 seconde l'amplitude des spectres semble converger. Pour confirmer cette convergence il faudrait analyser le signal sur une durée plus importante (au moins 2 secondes). Par soucis de précision les spectres de pression présentés dans la suite du mémoire sont calculés sur la totalité du signal temporel, soit 1 seconde.

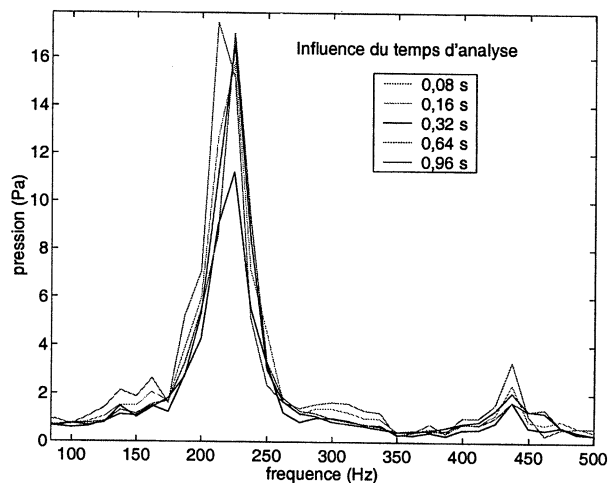


FIG. 3.13 – Influence du temps d'analyse sur le spectre de pression pariétale sur le bord aval de la cavité.  $L/H=1,5$ ;  $U_\infty = 40$  m/s.

Il semble donc que le modèle de turbulence utilisé pour fermer les équations de Navier-Stokes ne soit pas à même de représenter correctement les phénomènes d'oscillation de la couche cisailée. On retrouve cette caractéristique - présence unique du deuxième mode d'oscillation - dans de nombreuses simulations numériques de l'écoulement dans une cavité [65], [78], [31], [41]. Il est clair que certains modèles plus élaborés, comme peuvent l'être ceux qui sont issus de la SGE et de la DNS [15], sont plus à même de restituer avec justesse le contenu fréquentiel des oscillations de la couche cisailée. Ce n'est pas toutefois le remède unique des problèmes observés. L'utilisation de lois de fermeture, elles-mêmes suffisamment élaborées, dans un code moyenné de type  $k - \epsilon$  peut à plus faible coût, apporter des améliorations substantielles [68], [80], [45]. Nous ne nous étendrons pas ici sur les raisons qui sont la source de ces améliorations et qui font que certains modèles de turbulence favorisent l'apparition d'un mode de cavité au détriment des autres, en injectant toute l'énergie dans le deuxième mode de cavité au lieu de la répartir entre les trois modes normalement attendus. A ce sujet nous montrerons au chapitre 4 lors de la comparaison simulation / expérience que l'énergie du mode 2 obtenue numériquement est égale à la somme des énergies expérimentales réparties dans les deux premiers modes. Bien que la quantification des amplitudes des fluctuations soit délicate, des informations essentielles sur l'évolution spatiale des grandeurs fluctuantes peuvent être obtenues.

### 3.4.2 Fluctuations de pression sur la face horizontale $S_h$

Les impacts tourbillonnaires sur le bord aval de la cavité engendrent des fluctuations de pression pariétale. Après l'impact, une partie ou la totalité du tourbillon est convecté par l'écoulement sur la face horizontale  $S_h$  avant d'être détruit par la turbulence, figure 3.14.

Les fluctuations de pression témoignent de l'impact et de la convection de ces tourbillons. La figure 3.15 illustre la décroissance du niveau de pression en fonction de l'éloignement du bord aval correspondant à  $x/L=0$ . Cette décroissance semble exponentielle et indépendante du nombre de Reynolds :

$$P_{horizontal} \simeq e^{-5.x/L} \quad (3.9)$$

Nous ne pouvons pas relier ce facteur de décroissance aux différents paramètres de commande. Néanmoins, ce facteur constitue une donnée essentielle qui nous permettra d'extrapoler les mesures expérimentales de pression (chapitre 4) pour obtenir le niveau de pression sur l'arête de la cavité. Afin de confirmer la localisation des sources acoustiques au voisinage du bord aval, on compare sur la figure 3.16 les niveaux de pression près du bord aval avec ceux obtenus en fond de cavité et sur la paroi amont. Ces derniers sont inférieurs de 10 dB environ aux niveaux de pression sur le bord aval. La figure 3.17 illustre l'effet considérable du rapport  $L/E$  sur les amplitudes de pression. Cette constatation explique la raison pour laquelle nous nous sommes efforcés d'obtenir une estimation, même indirecte, des résultats pour les grandes envergures.

3.4. Fluctuations du champ hydrodynamique sur le bord aval de la cavité

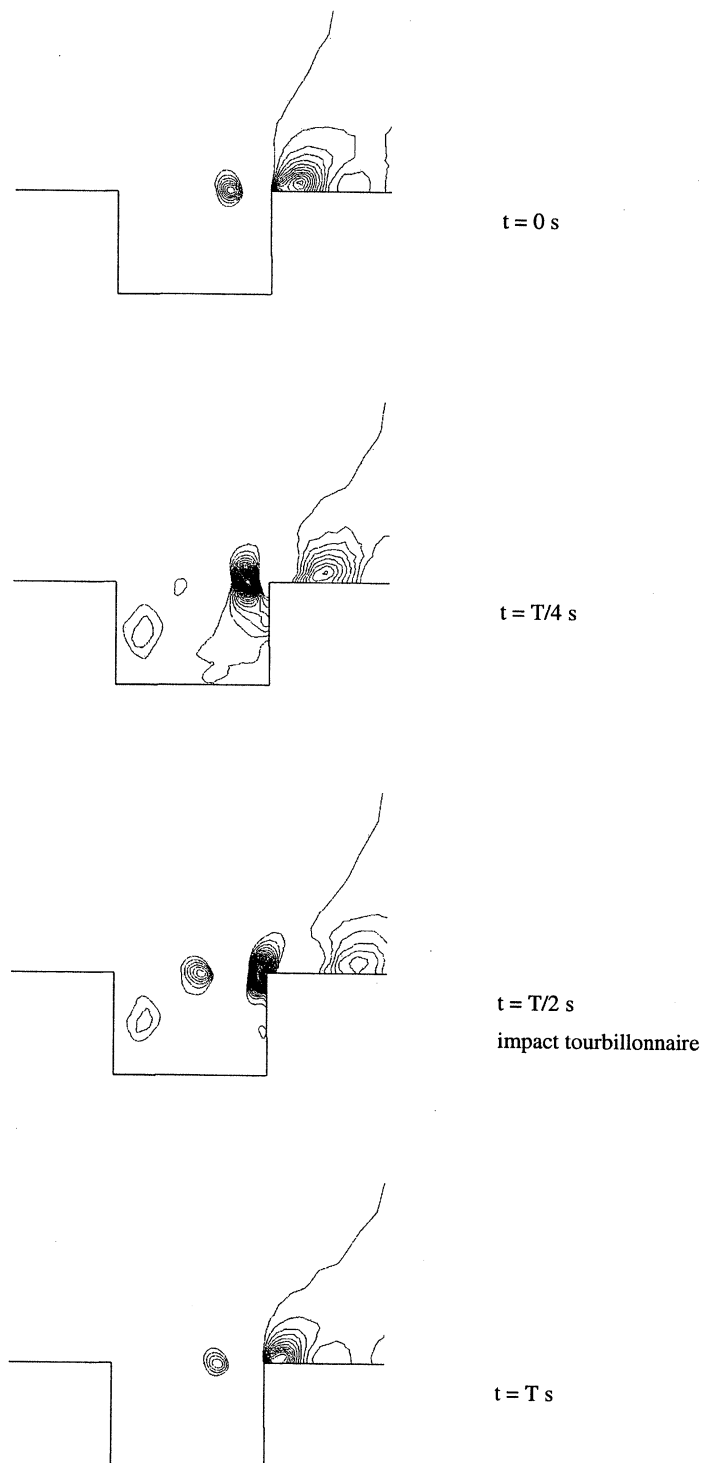


FIG. 3.14 – Simulation numérique. Représentation de la pression à différents instants et visualisation de la zone d'impact ;  $L/H=1,5$ .



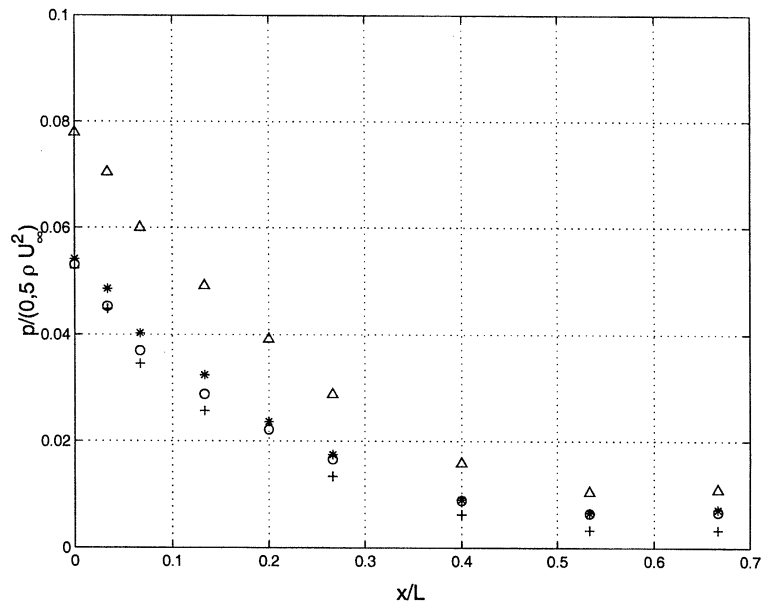


FIG. 3.15 - Evolution des niveaux de pression sur  $S_h$  pour différents nombres de Reynolds ;  $L/H=1,5$ .  $\Delta$  :  $Re_H = 1,3 \cdot 10^5$  ; + :  $Re_H = 2,7 \cdot 10^5$  ; \* :  $Re_H = 4 \cdot 10^5$  ; o :  $Re_H = 5,3 \cdot 10^5$ .

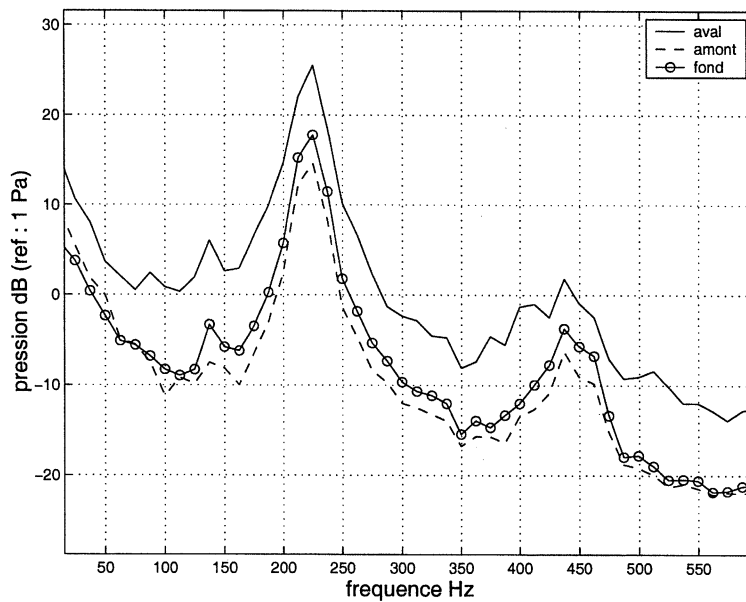


FIG. 3.16 - Comparaison des niveaux de pression à l'amont, à l'aval et en fond de cavité ;  $L/H=1,5$  ;  $U_\infty = 40$  m/s.

### 3.4. Fluctuations du champ hydrodynamique sur le bord aval de la cavité

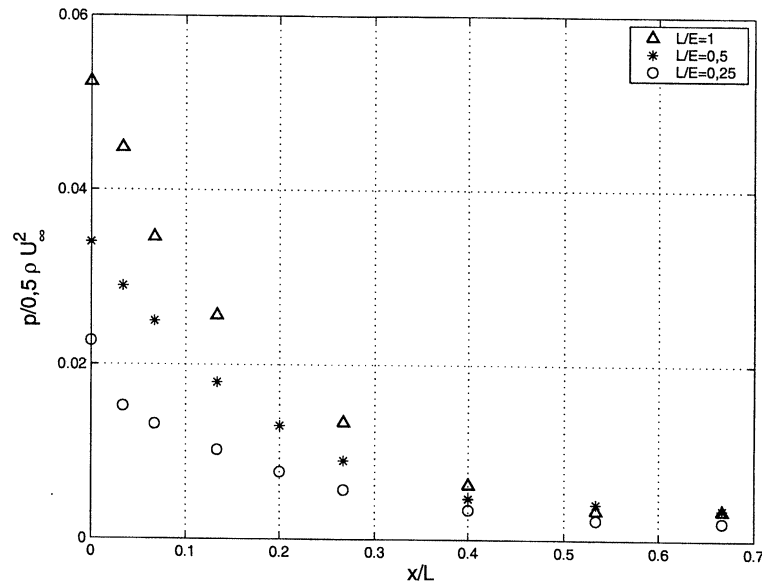


FIG. 3.17 – Effet du rapport  $L/E$  sur les amplitudes de pression ; face horizontale  $S_h$  ;  $L/H=1,5$  ;  $U_\infty = 40$  m/s.

#### 3.4.3 Fluctuations de pression sur la face verticale $S_v$ : notion de zone d'impact

On représente de la même manière sur la figure 3.18 les fluctuations de pression sur la surface verticale. Il apparaît clairement un palier sur lequel la pression fluctuante est quasiment constante. La taille de ce palier est approximativement de  $y/L=0,10$  et ne dépend pas des nombres de Reynolds étudiés. L'étendue de cette surface est quelque peu arbitraire. Nous la définissons par le point d'inflexion de la courbe de pression sur la figure 3.18. Au delà de cette zone, la pression décroît rapidement. On peut assimiler ce palier à la zone d'impact de la couche cisailée sur la surface verticale  $S_v$  de la cavité. La pression maximale sur la zone d'impact est du même ordre de grandeur que sur la surface  $S_h$ . La pression engendrée au pied de la surface  $S_v$  est alors inférieure d'un facteur 4 à la pression maximale. Le saut d'énergie correspondant équivaut à 12 dB ! Ceci tend à prouver que les sources acoustiques principales liées à l'impact de la couche cisailée sur le bord aval sont en réalité concentrées dans cette zone d'impact.

On peut estimer l'allure de la répartition de pression sur la surface verticale par la relation (3.10).

$$P_{vertical} \simeq e^{-60.(y-a)^2/L^2} \quad (3.10)$$

La dépendance de la pression adimensionnée en fonction du nombre de Reynolds est :

$$\boxed{\frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} = Re_H^{-0,3}} \quad (3.11)$$

La figure 3.19 traduit l'effet de l'envergure sur les niveaux de pression. Ces résultats nous permettent d'extrapoler l'amplitude de pression pour le rapport  $L/E = 0,15$  correspondant aux essais hydrauliques (figure 3.20). Nous pourrions ainsi effectuer une comparaison directe avec les mesures.

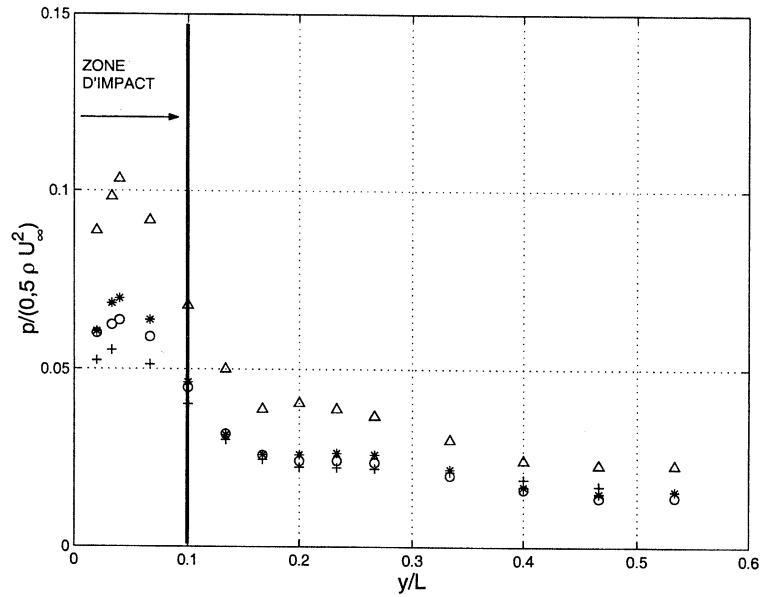


FIG. 3.18 - Evolution du niveau de pression sur  $S_v$  pour différents nombres de Reynolds ;  $L/H=1,5$ .  $\Delta$  :  $Re_H = 1, 3.10^5$  ;  $+$  :  $Re_H = 2, 7.10^5$  ;  $*$  :  $Re_H = 4.10^5$  ;  $\circ$  :  $Re_H = 5, 3.10^5$ .

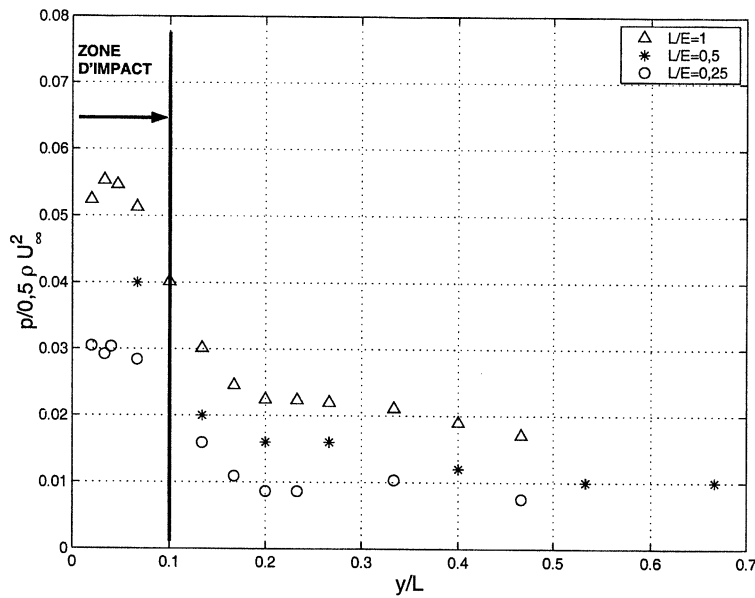


FIG. 3.19 - Effet de  $L/E$  sur les amplitudes de pression ; face verticale  $S_v$   $L/H=1,5$  ;  $U_\infty = 40$  m/s.

La figure 3.21 rassemble les variations de la pression sur les surfaces  $S_v$  et  $S_h$ . On remarque la continuité de la pression sur l'arête aval ( $x/L=0$ ). La pression dans la zone d'impact passe par un maximum qui peut coïncider avec le lieu de la pression d'arrêt [42].

### 3.4. Fluctuations du champ hydrodynamique sur le bord aval de la cavité

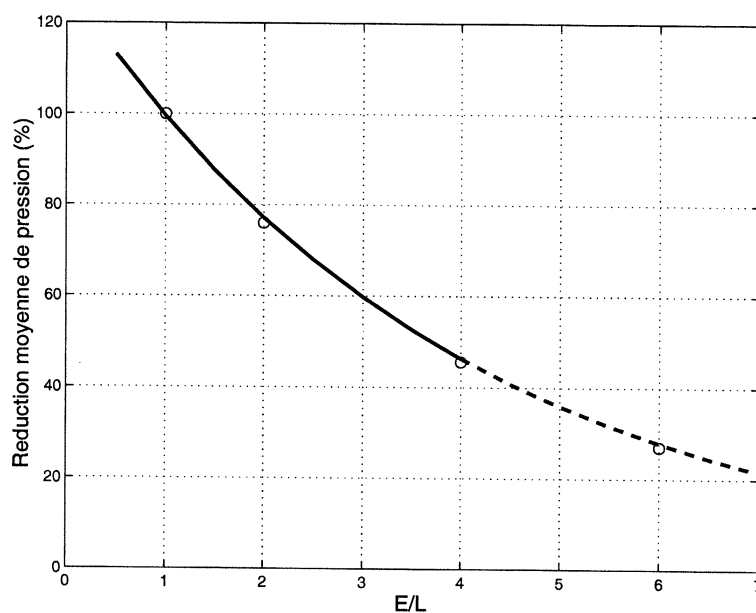


FIG. 3.20 - Facteur d'interpolation en fonction de  $E/L$ .

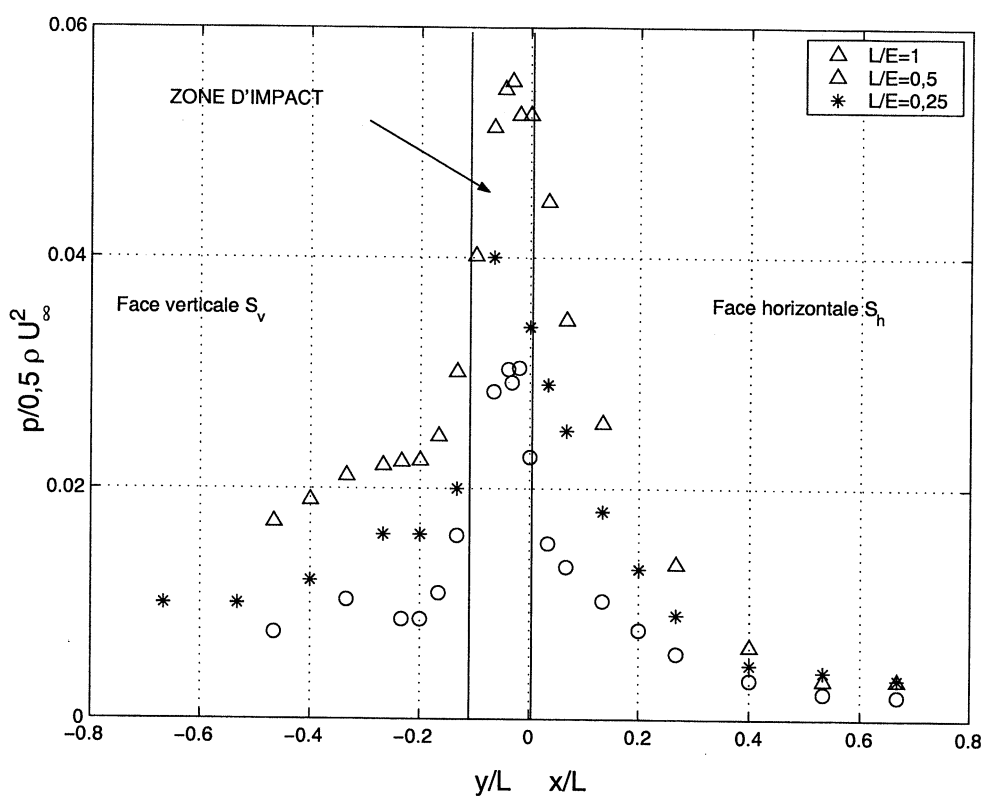


FIG. 3.21 - Répartition de pression à l'aval de la cavité pour différents  $L/E$ ;  $L/H=1,5$ ;  $U_\infty = 40$  m/s.

On examine enfin les fluctuations d'effort sur les parois en intégrant les pressions fluctuantes de part et d'autre du bord aval. On obtient en réalité des forces par unité de longueur. Sur la face horizontale  $S_h$  le domaine d'intégration a relativement peu d'influence (figure 3.22). En effet on observe un écart de 30 % lorsque le domaine d'intégration varie de  $0,7 L$  à  $0,07 L$ . Ce faible écart est dû à la décroissance exponentielle des niveaux de pression sur la surface  $S_h$ . On précise que  $0,7 L$  correspond approximativement à la longueur d'onde du lâcher tourbillonnaire. L'effet du domaine d'intégration est plus marqué sur la surface verticale  $S_v$  (figure 3.23). Des écarts de l'ordre de 75 % sont calculés lorsque le domaine d'intégration varie de  $0,7 L$  à  $0,07 L$ . Un examen des signaux temporels de pression sur cette face indique que les signaux sont en phase, ce qui explique l'écart obtenu.

Par ailleurs les forces résultantes sur  $S_v$  et  $S_h$  sont en opposition de phase et de même amplitude si le domaine d'intégration est égal à la zone d'impact ( $0,1 L$ ). Cette opposition de phase est liée à la différence de phase de  $\pi$  entre les pressions localisées de part et d'autre du bord aval (figure 3.24). Ces résultats sont similaires à ceux observés expérimentalement par Rockwell et Tang [83].

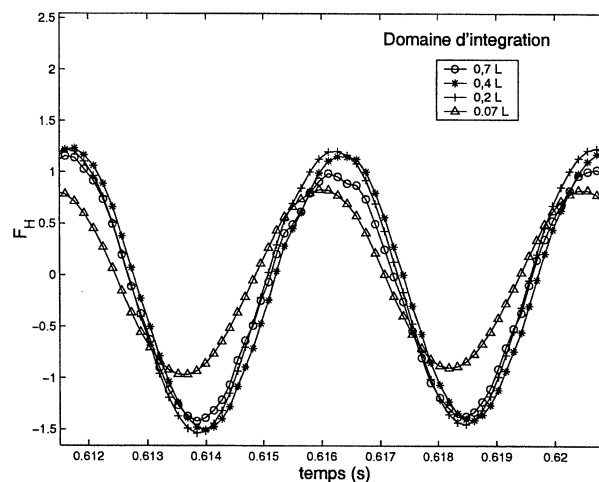


FIG. 3.22 - Force résultante sur la surface  $S_h$ ;  $L/H=1,5$ ;  $U_\infty = 40$  m/s.

La corrélation des pressions fluctuantes sur la surface  $S_v$  est surprenante. Ce résultat peut être imputable au modèle de turbulence utilisé. De façon générale les grosses structures tourbillonnaires dégénèrent en petites structures. Les échanges d'énergie entre les structures tourbillonnaires et les structures de petite échelle n'ont pas été correctement simulés. La vie des gros tourbillons s'en est trouvée artificiellement allongée ce qui a eu pour effet d'augmenter la cohérence spatiale des fluctuations de pression pariétale. Ce point fera l'objet d'une attention particulière au chapitre 4.

Des problèmes technologiques ont empêché d'estimer la décroissance transverse de la fonction de cohérence. Cette fonction aurait pu être déterminée numériquement puisque nous avons observé son influence au travers de la décroissance du niveau de pression en fonction de  $L/E$ . Elle sera donc déterminée expérimentalement au chapitre suivant.

### 3.4. Fluctuations du champ hydrodynamique sur le bord aval de la cavité

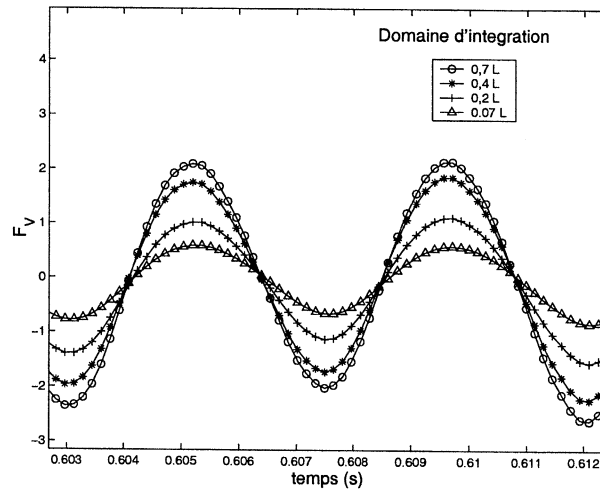


FIG. 3.23 – Force résultante sur la surface  $S_v$ ;  $L/H=1,5$ ;  $U_\infty = 40$  m/s.

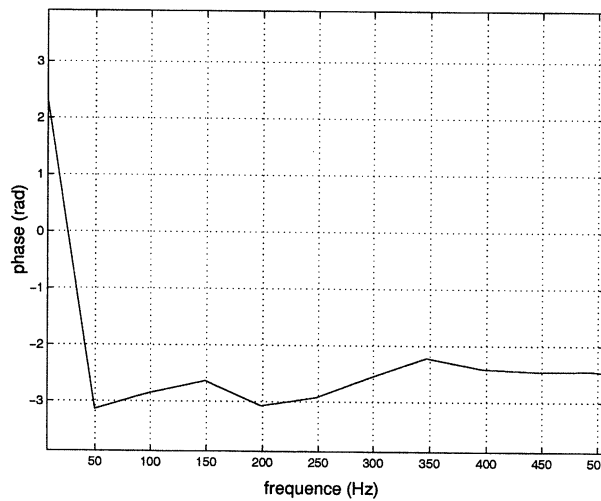


FIG. 3.24 – Différence de phase entre deux pressions situées à  $L/15$  de part et d'autre de l'arête aval;  $L/H=1,5$ ;  $U_\infty = 40$  m/s.



## Chapitre 4

# ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ECOULEMENT



Chapitre 4. *ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ECOULEMENT*

Pour des raisons de validation expérimentale qui sera entreprise au chapitre 5, un accent particulier sera mis sur le cas de référence  $L/H=1,5$ . Les résultats expérimentaux fourniront par ailleurs le complément de données pour dimensionner les sources acoustiques.

Ces objectifs liés aux aspects propres à l'acoustique seront complétés par une campagne de visualisation de l'écoulement. La variation continue du rapport  $L/H$  de la cavité nous permettra de compléter la typologie des écoulements décrite dans la littérature (voir figure 1.1). Enfin une corrélation entre des visualisations de la couche cisailée et des mesures de pression aidera à identifier les modes d'oscillation de la couche cisailée.

## 4.1 Présentation du moyen d'essai

Les essais sont effectués sur une maquette dans un tunnel hydrodynamique en similitude de Reynolds. Le fluide est considéré comme incompressible, l'équation de la dynamique adimensionnelle 3.1 montre que pour deux fluides différents les solutions sont identiques si la similitude de Reynolds est respectée, c'est à dire si on conserve le même nombre de Reynolds  $Re_H$  et le même rapport géométrique  $L/H$ .

Le fait de réaliser des essais en similitude de Reynolds présente de nombreux avantages :

- Pour une géométrie de cavité fixée, le rapport des viscosités dynamiques entre l'eau et l'air est de 1/15, ceci permet de réaliser des essais dans l'eau identiques à ceux qu'on pourrait réaliser dans l'air, avec des vitesses d'écoulement 15 fois plus faibles. Les visualisations de l'écoulement s'en trouvent facilitées. En effet l'égalité des nombres de Reynolds donne :

$$\frac{\rho^{air} H U_{\infty}^{air}}{\mu^{air}} = Re_H = \frac{\rho^{eau} H U_{\infty}^{eau}}{\mu^{eau}}$$

$$U_{\infty}^{eau} = \frac{\mu^{eau}}{\mu^{air}} U_{\infty}^{air} = \frac{10^{-6}}{1,5 \cdot 10^{-5}} U_{\infty}^{air}$$

$$U_{\infty}^{eau} = 1/15 U_{\infty}^{air}$$

- La similitude de Reynolds permet de découpler les phénomènes purement aérodynamiques et les phénomènes de résonance acoustique. Par exemple, pour un rapport géométrique de 1, les fréquences aérodynamiques apparaissent pour un nombre de Strouhal de l'ordre de 1, soit  $f_{aero} \sim \frac{U_{\infty}}{L}$ . Le premier mode acoustique de cavité a pour longueur d'onde

$$\lambda_{acoustique} = \frac{H}{4}, \text{ donc une fréquence de } f_{acoustique} = \frac{4 \cdot C_{eau}}{H} = \frac{6000}{H}.$$

Pour obtenir une coïncidence entre une fréquence aérodynamique et un mode acoustique de cavité, il faudrait une vitesse d'écoulement de 6000 m/s! On se situe bien dans un cas où les phénomènes de résonance acoustique n'interviennent pas. Seuls les phénomènes aérodynamiques sont représentés.

### 4.1.1 Conditions expérimentales

- Les essais sont réalisés dans le tunnel hydrodynamique « TH8 » du Centre d'Etudes et de Recherches de Grenoble<sup>3</sup>. La veine d'essai a une section carrée de 0,9 mètres de coté et de 3 mètres de long (schéma 4.1).

3. C.E.R.G, laboratoire hydraulique de la société ALSTOM Fluides et Mécanique.

**TUNNEL HYDRODYNAMIQUE 8 m<sup>3</sup>/s**

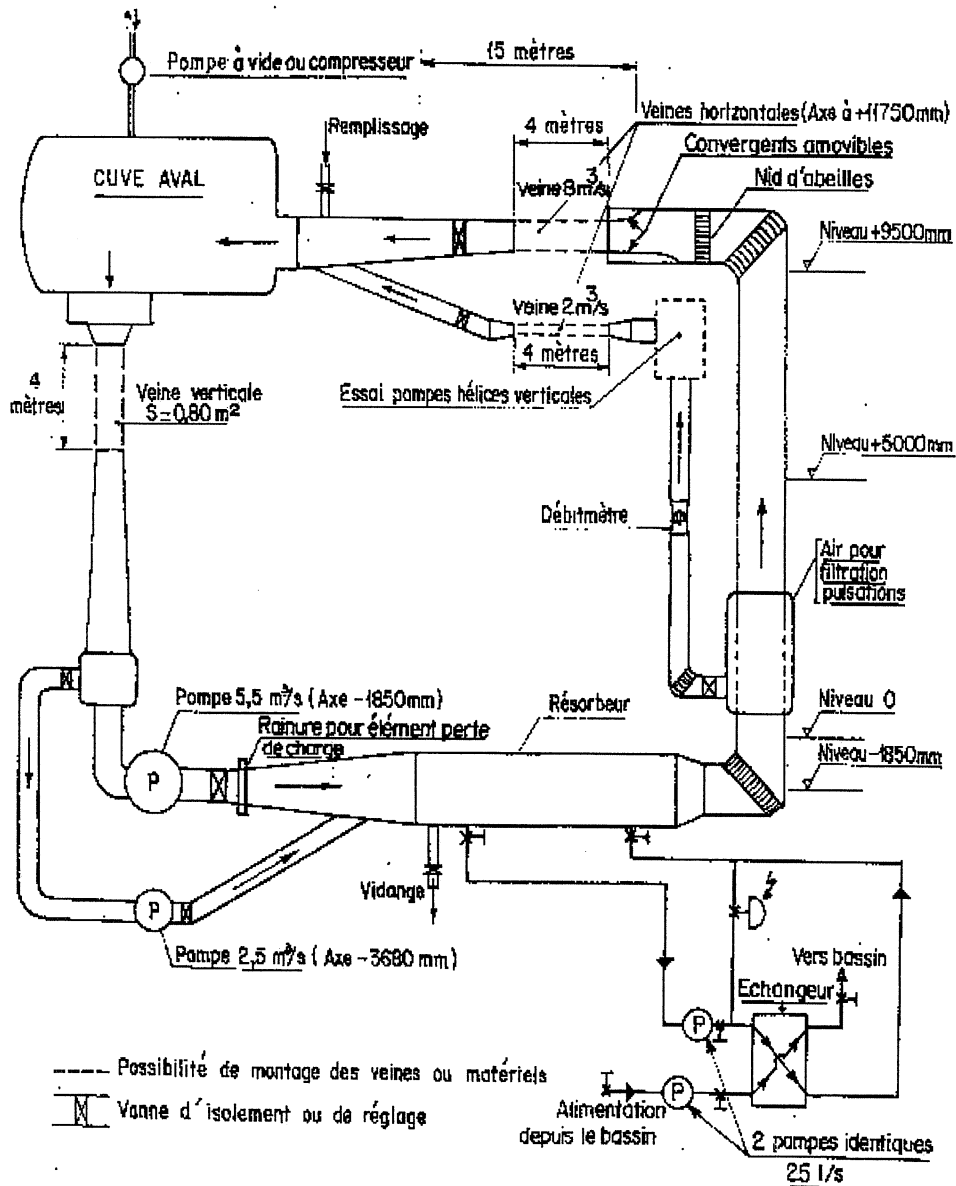


FIG. 4.1 - Plan du tunnel hydrodynamique TH8 du C.E.R.G

Un nid d'abeille en amont de la veine assure une homogénéisation de l'écoulement. En sortie de veine un divergent débouche dans la cuve aval où la vitesse d'écoulement est réduite à quelques centimètres par seconde. L'eau est entraînée par une pompe de 480 kW autorisant un débit maximum de  $5,5 \text{ m}^3/\text{s}$ . La vitesse d'écoulement dans la veine d'essai peut varier continûment de 0 à 8 m/s. La veine d'essai est fermée par des hublots en plexiglas permettant des visualisations de l'écoulement et des mesures de vitesse par anémométrie laser. Un effort particulier a été porté sur la purge de l'air présent dans le tunnel hydrodynamique. En effet de l'air piégé sous la maquette et dans les discontinuités du tunnel est responsable d'une augmentation du bruit de fond (généralement haute fréquence) et d'une partie des vibrations de la maquette, ce qui est préjudiciable lors des mesures de pression fluctuante. Une des méthodes utilisées pour évacuer l'air piégé consiste à diminuer la pression du tunnel par une pompe à vide. Sous l'effet dépressionnaire, les bulles d'air dissoutes apparaissent puis sont évacuées dans la cuve aval et au niveau des purges situées en amont et en aval de la veine. Les poches d'air résiduelles piégées sous la maquette ou dans les aspérités du tunnel disparaissent alors lorsque la pression est rétablie. Cette opération est longue et a été répétée plusieurs fois pour obtenir un écoulement dégazé.

Nous tenons à préciser que le tunnel hydrodynamique TH8 du C.E.R.G, qui est un outil fiable, bien rôdé et puissant (hauts nombres de Reynolds, grande dimension de la veine d'essai), est en revanche d'une utilisation lourde. Chaque intervention sur la maquette, même minime, nécessite plusieurs heures (vidange partielle du tunnel, intervention sur la maquette, remplissage de la veine d'essai en 30 minutes avec un débit de 200 l/s, purge des poches d'air).

- La maquette en PVC est installée horizontalement dans la veine d'essai (figure 4.2). Afin de limiter l'influence des parois latérales de la veine sur l'écoulement dans la cavité, l'envergure  $E$  de la cavité est maximale et égale à la section de la veine, soit 0,9 m. La profondeur  $H$  est constante et vaut 0,09 m. Cette maquette est peinte en noir pour éviter les réflexions de lumière parasite lors des visualisations de l'écoulement.

La maquette utilisée doit répondre à plusieurs exigences :

1. Obtention d'un écoulement turbulent avec une épaisseur de couche limite de l'ordre de  $H/2$ , en amont de la cavité.
2. Possibilité de faire varier continûment la longueur  $L$  de la cavité pour modifier le rapport géométrique.
3. Rigidité suffisante pour ne pas perturber les mesures de pression fluctuante.

Il est techniquement difficile de concilier les exigences 2 & 3. Nous avons donc privilégié la variation continue de la largeur  $L$  de la cavité pour les essais de visualisation. Ce choix nous a permis de balayer toutes les géométries  $L/H$  de cavité comprises entre 0,3 et 3,3 et de mettre ainsi en évidence différentes configurations d'écoulement.

Les mesures de pression fluctuante demandent une rigidité importante de la maquette ; nous avons donc choisi trois rapports géométriques correspondant à trois configurations particulières d'écoulement. Pour chacune des trois géométries, la partie mobile aval de la cavité a été solidarifiée avec le reste de la maquette. Des précautions supplémentaires visant à rigidifier préférentiellement les endroits de mesures sont exposées au paragraphe 4.2.3.

## 4.2 Mesures effectuées

Afin de pouvoir localiser et dimensionner les sources acoustiques, il est nécessaire de bien caractériser les différents phénomènes physiques mis en jeu. La démarche adoptée est la sui-

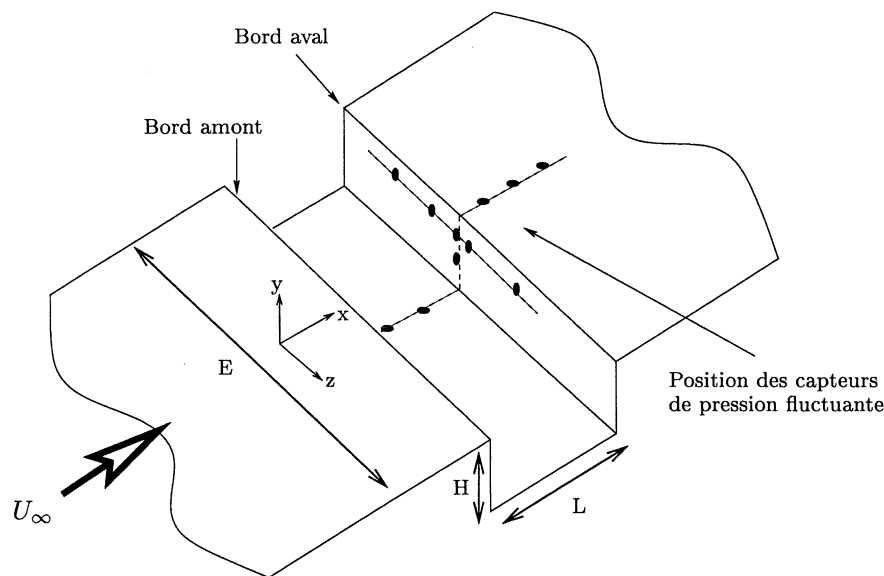


FIG. 4.2 - Schéma de la maquette.

vante. Au préalable, il nous a semblé nécessaire de visualiser l'écoulement dans la cavité. Cette visualisation permettra de mieux comprendre les écoulements dans une cavité et fournira des indications pour le choix des zones de mesure de pression et de vitesse fluctuante. La deuxième étape concerne la caractérisation de l'écoulement. La mesure, par vélocimétrie laser de la vitesse moyenne et du taux de turbulence du profil de vitesse permettra de définir l'écoulement turbulent amont. Les oscillations de la couche cisailée seront caractérisées par des mesures de vitesse fluctuante et de pression pariétale fluctuante.

#### 4.2.1 Visualisation

Le but de cette campagne de visualisation est double. En premier lieu, il s'agit de visualiser l'écoulement pour obtenir des informations sur sa nature bidimensionnelle ou tridimensionnelle afin de les comparer aux mesures réalisées par Maull et East (paragraphe 1.2.2, page 17). Ces visualisations doivent permettre de décrire les cellules de l'écoulement tridimensionnel, leur taille, leur nombre ... Elles concernent donc l'écoulement à l'intérieur de la cavité. Dans un deuxième temps, on se focalise sur la nature instationnaire de la couche cisailée. Par traitement d'images, on obtient la fréquence des lâchers tourbillonnaires dans cette couche. L'analyse des phénomènes physique est présentée au paragraphe suivant.

Les visualisations de l'écoulement dans la cavité sont réalisées pour des vitesses variant de 2 m/s à 4 m/s, correspondant à des nombres de Reynolds de  $Re_H = 2.10^5$  à  $Re_H = 4.10^5$ . Les visualisations des instabilités de la couche cisailée sont effectuées pour des vitesses plus faibles variant de 0,2 m/s à 2 m/s, correspondant à des nombres de Reynolds de  $Re_H = 2.10^4$  à  $Re_H = 2.10^5$ . En effet l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation du bruit de turbulence dans la couche cisailée ; il en résulte de nombreux tourbillons de plus petite taille qui masquent le lâcher périodique des structures cohérentes tourbillonnaires. Cependant on obtient encore des résultats corrects par traitement d'image pour des nombres de Reynolds aussi élevés que  $Re_H = 2.10^5$ .

La qualité des prises de vues dépend essentiellement de la qualité de l'éclairage, de la lumi-

nosité du traceur et de la qualité d'enregistrement des images. Examinons donc les matériels et les techniques mises en oeuvre pour obtenir des images de qualité.

- *Traceurs*. Le choix du traceur est délicat car sa densité doit se rapprocher le plus possible de celle de l'eau pour ne pas couler, ni flotter et suivre au mieux l'écoulement. Il doit réfléchir le plus de lumière possible. Son injection doit se faire sans perturber l'écoulement. Une contrainte supplémentaire, spécifique à notre moyen d'essai, est que le traceur ne doit pas être polluant puisque le tunnel est en circuit fermé et qu'il n'est pas envisageable de récupérer la totalité des traceurs. Les paillettes argentées doivent ainsi être exclues. Les traceurs suivants sont employés :

- Des fils de laines sont disposés tous les deux centimètres sur le fond et les parois verticales de la cavité. Ces fils de laine s'orientent dans la direction de l'écoulement et donnent une indication sur la présence d'un écoulement bidimensionnel ou tridimensionnel. L'inconvénient de ce traceur est qu'il ne donne que des renseignements sur l'écoulement près des parois.
- Des micro-bulles présentent l'avantage de ne pas polluer le tunnel hydrodynamique. Elles sont produites par cavitation d'eau engazée au moyen d'un « générateur de germes » développé au CERG. Leur taille est de l'ordre de 50 microns environ ; elles sont injectées par une fente sur toute l'envergure en fond de cavité ou à 50 cm en amont de la cavité. Il est difficile de maîtriser le nombre et la taille des bulles injectées ; ces grandeurs dépendent du débit d'injection, du nombre d'injecteurs et de la pression d'engazage. Un autre inconvénient des micro-bulles vient du diagramme de directivité de réflexion de la lumière d'une bulle d'air qui présente un minimum à  $90^\circ$  de la lumière incidente. Les prises de vue sont malheureusement perpendiculaires à la source lumineuse. Cependant la qualité des prises de vue est suffisante pour distinguer nettement les cellules tridimensionnelles de l'écoulement lorsqu'elles sont présentes.
- Le dernier traceur utilisé est un mélange de fluorescéine et de rhodorcil (opacifiant). Ce colorant est injecté ponctuellement à 5 cm en amont de la cavité jusqu'à ce que la cavité soit entièrement colorée. L'injection est ensuite coupée car une très faible quantité de colorant suffit pour réfléchir la lumière. On dispose alors de plusieurs secondes pour prendre des photos avant que le colorant n'ait complètement disparu de la cavité. Cette technique a été utilisée par Pereira et Sousa [65]. Ce colorant permet d'obtenir un fort contraste entre la couche cisailée de la cavité et l'écoulement extérieur ; les longueurs d'ondes des lâchers tourbillonnaires peuvent ensuite être obtenues par un traitement d'image.

- *Eclairage*. La source lumineuse utilisée dépend en partie du choix du traceur. Cependant la puissance lumineuse doit être suffisante pour pouvoir traverser plusieurs dizaines de centimètres d'eau.

- Une lumière blanche diffuse est utilisée pour obtenir un éclairage d'ensemble de la cavité. Cette lumière obtenue en disposant un verre dépoli entre la source lumineuse et les hublots de la veine d'essai est utilisée avec les fils de laine.
- Pour obtenir des visualisations dans des plans de coupe de la cavité, on utilise une source lumineuse plane de lumière blanche développée au CERG. Cette source lumineuse est continue et le plan lumineux, d'épaisseur 1 cm, est homogène sur une largeur de 40 cm environ. Cette source est utilisée avec des micro-bulles comme traceurs.
- Une tranche lumineuse laser est préférable lorsque de la fluorescéine est employée comme traceur. Ce plan est également homogène et son épaisseur est réduite à 2 mm environ. Le laser utilisé est un laser argon de marque Spectral Dynamics 2020-05 de 5 Watt dont le faisceau lumineux diverge en traversant un barreau de silice de 2 mm de diamètre. Notons sur toutes les visualisations utilisant ce plan lumineux la présence de deux traits verticaux

## Chapitre 4. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ÉCOULEMENT

qui sont produits par le faisceau laser incident dont le diamètre est légèrement supérieur à celui du barreau de silice.

- *Appareils d'acquisition.* Plusieurs systèmes d'acquisition sont utilisés : un appareil photographique classique, une caméra vidéo, une caméra numérique et une caméra film rapide.
  - Une caméra vidéo SVHS est employée pour sa facilité d'utilisation. Comme la fréquence d'acquisition est fixée à 25 images par seconde, il est préférable d'enregistrer le mouvement de la couche cisailée lorsque celui-ci est inférieur à 10 Hz. Cette technique a permis de restituer les principaux phénomènes de l'écoulement, à savoir les lâchers tourbillonnaires et les structures tridimensionnelles dans la cavité.
  - Pour obtenir des images de meilleure qualité à des fréquences d'acquisition plus importantes, on utilise une caméra film rapide Bourdureau autorisant des fréquences d'acquisition de 50, 100, 150 et 200 images par seconde. Equipée d'une bobine-film de 120 m de long, elle permet d'enregistrer 6000 images consécutives de dimension 18x23 mm. On enregistre deux films de la couche cisailée, l'un à 50 images par seconde pour une vitesse extérieure de 0,2 m/s et l'autre à 100 images par seconde pour une vitesse extérieure de 1 m/s. Ces films n'ont pas été exploités dans leur totalité. Le développement et la numérisation étant très coûteux (15 FHT par vue), seule une dizaine de vues ont été numérisées. Elles seront présentées au paragraphe 4.3.6. Elles montrent tout l'intérêt de la technique.
  - Enfin on utilise un appareil photographique muni d'un moteur qui permet de prendre trois vues par seconde. L'acquisition se fait en une rafale continue de 36 poses. Les photos sont ensuite numérisées avec une définition de 1350 dpi (dot per inch). Après traitement d'image, les longueurs d'ondes des instabilités dans la couche cisailée sont obtenues.
- *Traitement d'image.* Afin d'exploiter au mieux les visualisations des écoulements, un programme de dépouillement automatique a été développé au CERG. Ce programme permet d'estimer la longueur d'onde des tourbillons présents dans la couche cisailée. Les photographies sont numérisées en noir et blanc. Le fort contraste entre la couche cisailée colorée et l'écoulement extérieur permet par une corrélation sur les niveaux de gris dans la couche cisailée, de déterminer des longueurs d'ondes inter-tourbillonnaires. Ce traitement est appliqué sur les 36 vues consécutives relatives à une géométrie de cavité et à une vitesse d'écoulement. On traite quatre géométries différentes correspondant à des rapports L/H de 0,3 ; 1 ; 1,5 et 2,2 pour une vitesse d'écoulement correspondant à un nombre de Reynolds de  $2.10^4$ . Un dépouillement supplémentaire est effectué pour un rapport L/H de 1 pour trois nombre de Reynolds  $1.10^5$ ,  $2.10^5$  et  $3.10^5$ . Les résultats obtenus correspondent aux longueurs d'ondes moyenne des 36 vues. La vitesse de convection des tourbillons étant de l'ordre de la moitié de la vitesse extérieure, on évalue le nombre de Strouhal des lâchers tourbillonnaires. Les résultats de cette analyse sont présentés au paragraphe 4.3.

### 4.2.2 Mesure des profils de vitesse

La technique utilisée pour mesurer les profils de vitesse est la vélocimétrie laser. Cette technique présente l'avantage d'être non intrusive. Le laser utilisé est un laser Argon de marque Spectral Dynamics 2020-05 de 5 Watt. Une optique DANTEC série 55x munie d'une sonde à fibre optique de série 60X a été montée sur un bras à déplacement micrométrique autorisant une précision optimale du point de mesure. Ce système à deux faisceaux laser, de longueur d'onde 514 nm (vert), ne permet de mesurer la vitesse que dans une direction. Afin d'améliorer la qualité de la mesure, on a travaillé en diffusion directe, configuration dans laquelle le photomultiplicateur est positionné à l'opposé des rayons laser incidents et est ajusté sur chaque point de mesure. Les données ont été recueillies dans un ordinateur à travers une carte d'acquisition et un compteur

DELTALAB; leur analyse permet d'obtenir la vitesse totale à chaque instant. Une moyenne sur 2000 points temporels donne la vitesse moyenne et le taux de turbulence.

### 4.2.3 Mesures pariétales de pression fluctuante

Les capteurs de pressions fluctuantes utilisés sont de capteurs piézo-électriques Columbia 100P. Ces capteurs sont d'une grande sensibilité; il est donc préférable de les placer sur des parties de maquette très rigide pour empêcher que la mesure de pression fluctuante ne soit affectée par les vibrations de la maquette.

• *Précautions d'installation des capteurs*. Comme notre maquette, construite en PVC, est de grande dimension, elle n'est pas suffisamment rigide. La première précaution fut de rigidifier la totalité de la maquette. Pour augmenter encore la raideur aux endroits de mesure, on remplaça une partie de la maquette par une boîte en acier inoxydable sur laquelle étaient vissés les capteurs de pression. Cette boîte étanche, d'épaisseur 5 mm, fut positionnée sur la partie aval de la maquette où les fluctuations de pression étaient les plus importantes. Afin d'éviter la transmission des vibrations de la maquette vers la boîte, celle-ci fut désolidarisée du reste de la partie aval de la maquette. Les capteurs ne sont pas étanches et sont très sensible à l'humidité de l'air ambiant; un système de circulation d'air sec dans la boîte fut donc mis en place.

• *Étalonnage des capteurs de pression fluctuante*. Les capteurs ont une sensibilité  $S_c$  exprimée en pC pour 100 Pa. Or cette sensibilité varie avec le couple de serrage de ces capteurs. Le couple de serrage n'est pas précisé par le constructeur; nous avons donc mis en place un protocole d'étalonnage des capteurs qui prenne en compte ce couple de serrage.

La méthode d'étalonnage adoptée fut la suivante :

- Chaque capteur est vissé avec une clé dynamométrique sur une cuve en inox partiellement remplie d'eau.
- On augmente la pression de quelques Pascals dans la cuve par une pompe. La nouvelle pression est mesurée par un capteur de pression totale à quartz de marque Crouzet. La cuve est munie d'une électrovanne qui permet de diminuer la pression de la cuve de façon adiabatique. Les capteurs de pression sont sensibles à l'échelon de pression engendré.
- Chaque capteur de pression est relié à un enregistreur de signaux à travers un amplificateur de charge sur lequel la sensibilité du capteur est réglée. Cet enregistreur de signaux enregistre la variation de tension (en mV) fournie par l'amplificateur en fonction du temps lorsque l'électrovanne est actionnée.

Connaissant la variation de pression  $\delta p$  dans la cuve en Pascal, la sensibilité de l'amplificateur de charge  $S_a$  en mV/pC et la variation de tension enregistrée  $\delta V$  en mV, on en déduit la sensibilité du capteur pour un couple de serrage donné.

$$S_c = \frac{\delta V}{S_a \times \delta p}$$

$$S_c = \frac{mV}{mV/pC.Pa} = \frac{pC}{100.Pa}$$

L'opération fut répétée dix fois pour chaque capteur de façon à obtenir une sensibilité moyenne avec un écart de 8 %. A titre d'exemple, la différence entre la sensibilité constructeur et la sensibilité mesurée pour un couple de serrage de 1 Nm a pu atteindre 34 %. Chaque capteur de pression fut ainsi étalonné avec le même amplificateur de charge. Par souci de précision, nous avons vérifié également l'amplification des autres amplificateurs de charge qui furent



utilisés lors des essais. La précision de chaque amplificateur de charge étant inférieure à 2 %, la précision de la chaîne de mesure de la pression fluctuante a été estimée inférieure à 10 %.

• *Chaîne de mesure de la pression fluctuante.* Chaque capteur étalonné fut connecté à un amplificateur de charge BK 2635 par un câble mini bruit, l'ensemble étant relié à un analyseur de spectre 4 voies Spectral Dynamics SD380. Cet analyseur permet l'acquisition de 4 voies simultanément. La première voie est la voie de référence, on peut alors faire l'acquisition de 4 spectres, des interspectres, des fonctions de cohérence, des différences de phase et des fonctions de transfert. Ces données ont été stockées sur disquette puis transformées en un format lisible par le logiciel Matlab utilisé pour traiter les données.

#### 4.2.4 Mesures de vitesse fluctuante

La couche cisailée est le siège d'oscillations provoquées par les lâchers tourbillonnaires. Des mesures de vitesse fluctuante ont permis de mettre en évidence les fréquences d'oscillation de la couche cisailée et de quantifier l'évolution des amplitudes de vitesses.

Un fil chaud était difficilement utilisable dans notre installation pour des raisons de tenue mécanique, de déplacement de la sonde et d'étanchéité. Nous avons donc choisi d'utiliser les mesures par vélocimétrie laser pour obtenir les spectres de fluctuations de vitesse. Cette méthode n'est pas standard car l'acquisition de la mesure demande un échantillonnage aléatoire. En effet comme l'échantillonnage est fonction du nombre de particules qui traversent la zone de mesure par seconde, ce nombre varie de façon imprévisible. Les algorithmes classiques de transformée de Fourier rapide ne sont plus applicables et un programme spécifique de calcul du spectre de vitesse en échantillonnage aléatoire a été développé.

• *Validation du programme de calcul de spectre en échantillonnage aléatoire.* On sait que les fréquences des fluctuations de vitesse de la couche cisailée au dessus de la cavité sont discrètes. Etant donné les géométries de cavité et les variations du nombre de Reynolds considérées dans notre travail, les oscillations sont de basse fréquence (au dessous de 200 Hz). Le programme que nous avons développé calcule la densité spectrale de puissance d'un signal échantillonné de façon aléatoire, c'est à dire que l'intervalle de temps entre deux valeurs discrètes du signal n'est pas constant. Pour valider le programme il fallait vérifier les points suivants :

1. Restitution de la fréquence et du niveau d'un signal sinusoïdal pur échantillonné de façon aléatoire.
2. Vérification de la relation de Parseval.
3. Vérification du théorème de Shannon.

Lorsque la fréquence d'échantillonnage est fixe, ce dernier théorème précise que la fréquence maximale  $f_s$  du signal ne peut excéder la moitié de la fréquence d'échantillonnage  $f_e$ , ce qui se traduit par la relation

$$2 f_s < f_e \quad (4.1)$$

Il ne s'agit pas de vérifier ce théorème mais d'essayer plutôt de trouver une relation équivalente à (4.1) entre la fréquence moyenne d'échantillonnage et la fréquence maximale du spectre calculé en échantillonnage aléatoire. Pour valider les points 1 et 2, un signal sinusoïdal pur (contenant une seule fréquence) et un bruit blanc ont été échantillonnés de façon aléatoire.

Le fichier temporel utilisé pour cet échantillonnage était issu d'une mesure par vélocimétrie laser. L'avantage de ce fichier temporel est qu'il représente un échantillonnage aléatoire typique de celui que nous avons rencontré lors des essais puisqu'il provient du même système d'acquisition. Les deux premiers points ont été vérifiés avec succès. Par contre, la relation entre la

fréquence moyenne d'échantillonnage et la fréquence maximum du signal n'a pas pu être déterminée. Selon Mayo [54], la fréquence moyenne d'échantillonnage doit être égale à six fois la fréquence maximum du signal. Comme il était possible expérimentalement d'ajuster la fréquence moyenne d'échantillonnage et que la gamme de fréquence du phénomène était connue, la condition définie par Mayo a été appliquée. La validité de la mesure laser fut alors vérifiée a posteriori de la façon suivante. La carte d'acquisition de la mesure laser possède quatre entrées et permet l'acquisition de trois mesures de pression simultanément aux mesures de vitesse. La validation de la mesure par laser consistait à comparer les trois spectres de pression calculés de façon aléatoire aux spectres de pressions mesurés par l'analyseur de signaux pour une même configuration et pour les mêmes capteurs (figure 4.3). On constate sur cette figure que les spectres calculés représentent correctement le signal sur une gamme de fréquence suffisante. Pour cet exemple, les fréquences d'oscillations sont inférieures à 30 Hz et la fréquence moyenne d'échantillonnage est de 200 Hz.

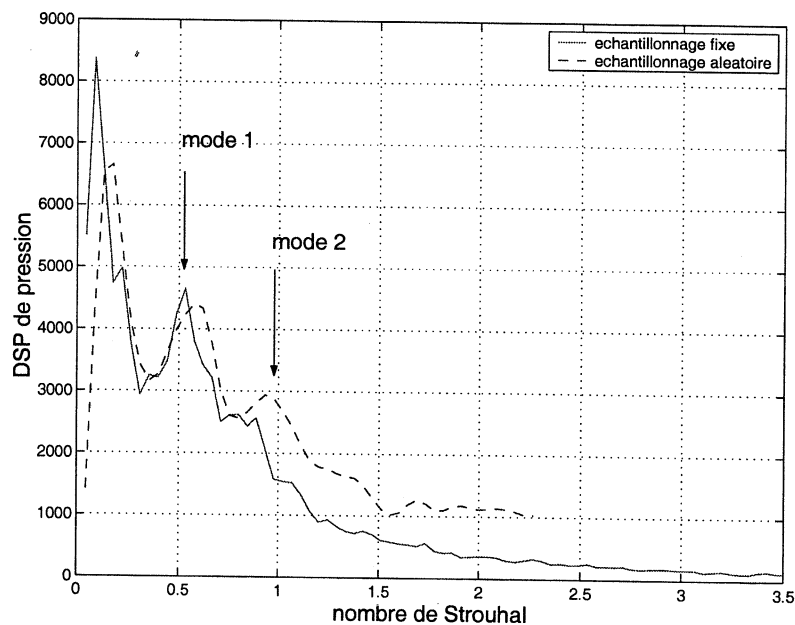


FIG. 4.3 – Comparaison du spectre de pression échantillonné de façon aléatoire et de façon fixe. Exemple pour  $L/H=2,2$  et  $U_\infty = 4,5$  m/s

- *Stationnarité du signal.* Lors de l'acquisition de la pression fluctuante avec l'analyseur de signaux, (fréquence d'échantillonnage fixe) il est apparu que le niveau d'énergie du signal ne se stabilisait qu'après une durée d'observation de 60 secondes environ. La représentation fréquentielle du signal en temps réel a révélé que le signal n'était ni stable dans le temps ni monochromatique mais possédait une largeur spectrale de 2 à 3 Hz. La représentation d'un tel phénomène nécessite donc de moyenniser suffisamment longtemps l'énergie du signal pour obtenir la puissance moyenne équivalente. Pour les mesures de vitesses fluctuantes, les acquisitions ont donc été réalisées sur une durée supérieure à 60 secondes. La figure (4.4) donne l'évolution du spectre de vitesse fluctuante en fonction de la durée d'acquisition du signal. On remarque que plus la durée d'acquisition du signal augmente, plus les niveaux d'énergie convergent. Cette figure met également en évidence la non-stationnarité du signal puisque pour un échantillon de 6 secondes,

on observe l'émergence des trois modes de cavité. Après 24 secondes d'acquisition le mode 2 a disparu sur le spectre de vitesse.

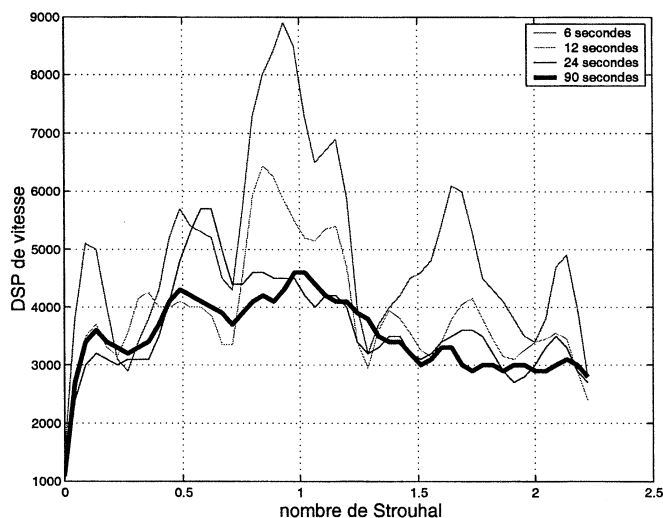


FIG. 4.4 – Influence de la durée d'échantillonnage. Exemple pour  $L/H=2,2$  et  $U_\infty = 4,5$  m/s

- *Précision des résultats.* La différence du niveau de pression sur la figure (4.3) entre les deux spectres ne peut pas être imputée à la qualité de l'échantillonnage mais à l'instationnarité de signal de pression. En effet pour deux acquisitions successives du signal de pression, en échantillonnage fixe, on observe des différences de niveau de l'ordre de 20 %. La différence de niveau observée sur cette figure est inférieure à 10 % pour le mode 1. Ce n'est pas l'aspect aléatoire de l'échantillonnage qui influe sur le résultat mais la notion de fréquence moyenne d'échantillonnage. En effet les niveaux des spectres divergent au delà d'un nombre de Strouhal de 1 correspondant à une fréquence de 30 Hz. Sachant a priori que les phénomènes oscillatoires se situent au dessous de 30 Hz, la fréquence moyenne d'échantillonnage fut réglée au moment de l'acquisition à environ 6 fois la fréquence maximum (comme recommandé par Mayo) soit 200 Hz environ dans ce cas. A condition que la fréquence moyenne d'échantillonnage soit « suffisante », on estime que la précision du résultat est de l'ordre de 20%.

### 4.3 Description des écoulements

La validation expérimentale des simulations numériques va porter d'une part sur la structure de l'écoulement moyen dans la cavité et d'autre part sur la partie fluctuante de la couche cisailée.

#### 4.3.1 Caractéristique de l'écoulement amont

L'écoulement turbulent incident est caractérisé par les grandeurs moyennes : profil de vitesse moyen, taux de turbulence et épaisseur de couche limite. On mesure le profil de vitesse par vélocimétrie laser, en amont de la cavité pour chaque vitesse d'écoulement. La mesure s'effectue dans l'axe de la veine d'essai et on vérifie l'homogénéité du profil de vitesse dans la direction transverse ( $z$ ). L'écoulement est turbulent sur toute la gamme de vitesse utilisée, comme le montre la figure 4.5.

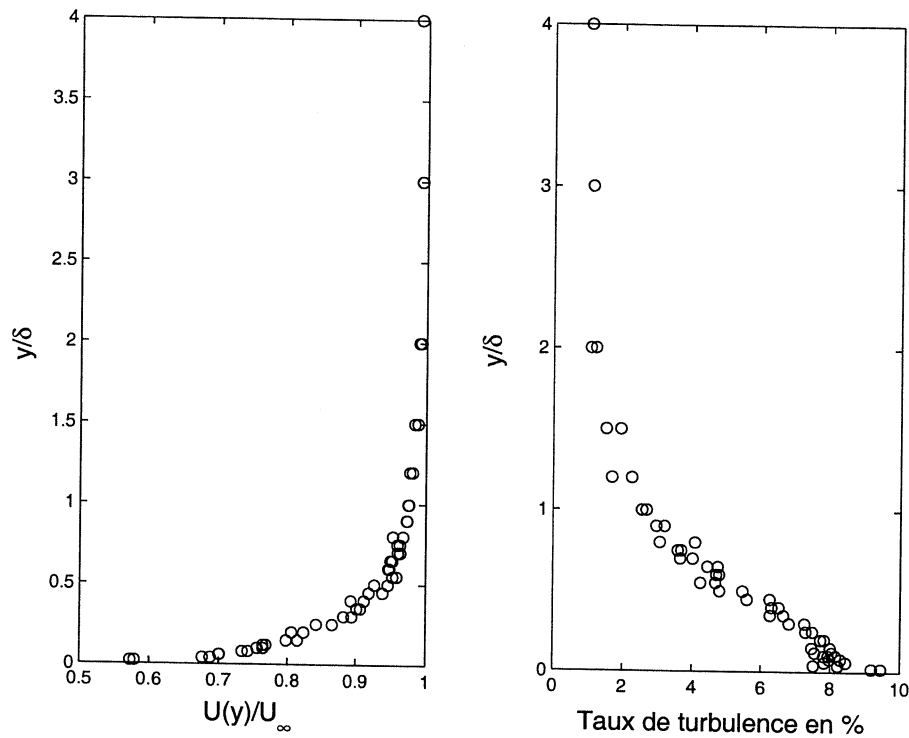


FIG. 4.5 – Profil de vitesse moyen et taux de turbulence en amont de la cavité pour une vitesse extérieure de 6 m/s.

$U_{\infty}$ (m/s)	$\delta_{exp}$ (mm)
3,1	49
4,6	46
5,6	44
6	43

TAB. 4.1 – Epaisseur de couche limite

L'épaisseur de couche limite est généralement définie par la distance à la paroi ( $y$ ) pour laquelle :

$$\frac{U_y}{U_{\infty}} = 0,99$$

Il est évident, au vu de la figure (4.5), que cette distance  $y$  ne peut être déterminée expérimentalement de façon précise par cette relation.

On considère alors que le profil de vitesse suit une loi en puissance :

$$\frac{U_y}{U_{\infty}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n}$$

Cette loi n'est valable que pour :  $0 \leq y \leq \delta$

En utilisant cette loi, on détermine le paramètre moyen de la loi en puissance :  $n=8$ . Les épaisseurs de couche limite pour les différentes vitesses d'écoulement sont répertoriées dans le tableau (4.1).

Quelle que soit la vitesse d'écoulement, l'épaisseur de couche limite est de l'ordre de  $\delta = 46\text{mm} \pm 6,5\%$  soit  $\delta \simeq H/2$ . Compte tenu de la faible variation de l'épaisseur de couche limite, on considère que ce paramètre n'influe pas sur la nature des phénomènes physiques. De même les amplitudes des oscillations de vitesse et de pression engendrées par le lâcher périodique de tourbillon dans la cavité ne sont pas influencées, au premier ordre, par la variation de  $\delta$ .

Les mesures de vitesse par LDV donnent accès à l'écart type  $u' = \sqrt{u'^2}$  de la vitesse. Nous obtenons facilement le taux de turbulence  $\tau$ , exprimé en pourcentage par :

$$\tau = \frac{u'}{U_\infty}$$

Ce taux de turbulence moyen mesuré pour toutes les vitesses est de l'ordre 2% au centre de la veine d'essai et de l'ordre de 10% dans la couche limite. La variation du taux de turbulence est donné en exemple sur la figure (4.5). Ces valeurs sont comparables à celles couramment obtenues dans le cas d'écoulements turbulents sur plaque plane.

### 4.3.2 Configurations d'écoulements

Pour caractériser l'écoulement à l'intérieur de la cavité, on réalise une série de visualisations. Trois types de traceurs sont utilisés : des fils de laine sur les parois de la cavité et une injection de colorant ou de micro-bulles. Les fils de laine s'orientent sous l'effet de l'écoulement et indiquent la présence de cellules. Les micro-bulles et le colorant sont éclairés avec un plan lumineux, ce qui permet une description de l'écoulement dans les plans longitudinaux (x,y) et transverses (x,z). Ce plan lumineux (x,z) bouge continûment de  $y=0$  à  $y=-H$ , et permet de décrire l'écoulement à l'intérieur d'une cellule. Ces visualisations de l'écoulement sont enregistrées avec une caméra vidéo SVHS pour des nombres de Reynolds variables de  $2.10^4$  à  $4.10^5$ . Le nombre de cellules présentes dans l'envergure est déterminé visuellement car le champ de visualisation de la caméra est réduit à 0,6 m et ne permet pas une vue complète de l'envergure 0,9 m. La variation continue de la largeur L de la cavité permet de décrire la transition 2D-3D de l'écoulement.

- *Recirculation totale (R.T)*. Cette configuration d'écoulement est observée pour des rapports géométriques proche de 1. Cet écoulement habituellement considéré comme bidimensionnel [52] n'est en réalité que quasi-bidimensionnel (paragraphe 3.3.2). Il n'a pas été possible de mettre en évidence cette légère structuration 3D par les différents traceurs utilisés. En effet pour  $0,8 < L/H < 1,1$ , une orientation périodique des fils de laine en fond de cavité n'est pas perceptible (cela ne veut pas dire qu'il n'y en a pas!). Sous l'effet centrifuge de la recirculation principale, on visualise la coalescence des micro-bulles le long de l'axe z au milieu de la cavité, comme illustré sur la photo 4.6(a). Aucune organisation périodique n'est observée puisque les micro-bulles n'occupent pas tout le volume de la cavité. La présence de bulles n'est pas continue le long de l'envergure; pour autant, il n'est pas possible de distinguer des "paquets" de bulles régulièrement espacés pouvant laisser penser à une quelconque présence de cellules. Pour cette géométrie de cavité la recirculation principale occupe la totalité de la cavité comme le montre la figure 4.6(b).

- *Recirculation sinueuse (R.S)*. Un écoulement ayant une franche structuration 3D est mis en évidence pour  $1,1 < L/H < 2$  par des micro-bulles et par l'orientation périodique des fils de laine en fond cavité. La taille des cellules n'est pas constante, les cellules près des parois sont en effet plus petites. Lorsque le rapport géométrique L/H de la cavité est compris entre 1,1 et 1,8, on observe 7 cellules dans l'envergure de la cavité, si on augmente ce rapport, le nombre de

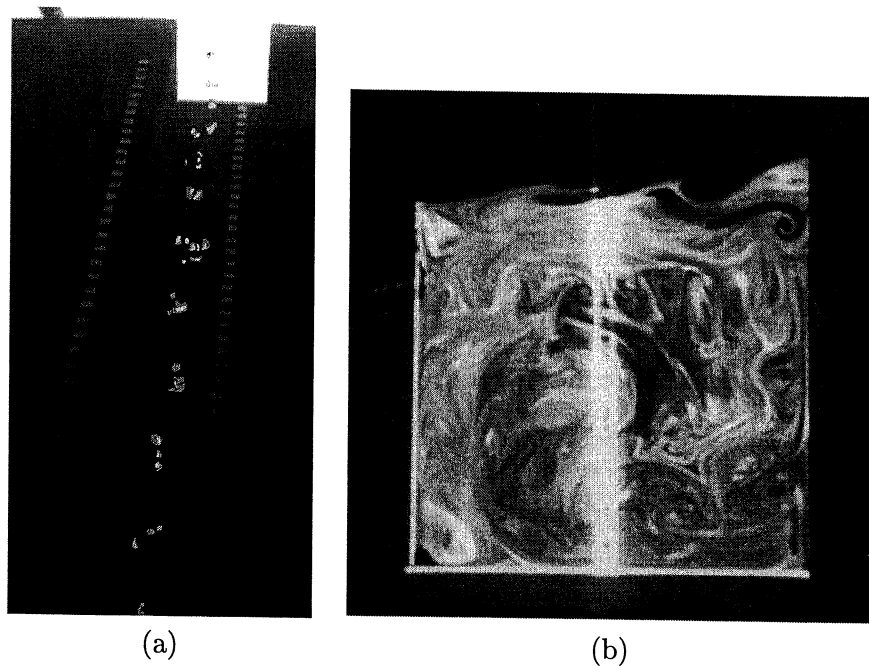


FIG. 4.6 – On observe la coalescence des bulles suivant l'axe  $z$  de la cavité,  $L/H=1$  (a). La recirculation occupe la totalité de la cavité,  $L/H=1$  (b). NB : comme précisé au paragraphe 4.2.1, les deux traits verticaux lumineux au centre de l'image (b) sont issus du faisceau laser incident utilisé pour créer le plan lumineux.

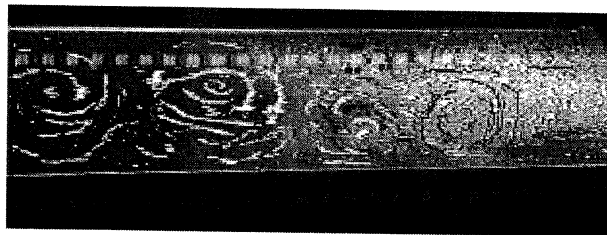


FIG. 4.7 –  $L/H=1,5$ , On observe 4 cellules, le plan lumineux se situe dans la cavité en  $y=-H/2$ .

cellule diminue, 6 cellules sont alors présentes pour  $1,8 < L/H < 2$ . La visualisation avec micro-bulles de tranches horizontales de l'écoulement 3D, à différentes hauteurs dans la cavité est en tout point conforme aux résultats numériques. Le coeur du vortex présent dans chaque cellule se déplace de l'amont vers l'aval lorsque la tranche lumineuse parcourt la cavité de bas en haut. Le coeur de chaque vortex se déplace également, pour chaque cellule de la droite vers la gauche (de la gauche vers la droite pour la cellule voisine) lorsque la tranche lumineuse se déplace de bas en haut dans la cavité. La figure 4.7 montre la présence des 3 cellules pour un rapport géométrique de 1,5. Les photos présentées sont numérisées à partir d'une vidéo, le mode d'enregistrement entrelacé propre à la vidéo ne permet pas d'obtenir des images de grande qualité : cette qualité est cependant suffisante pour observer la rotation des cellules sur le film.

Des fils de laine sont également disposés tous les 2 cm le long de l'envergure à mi hauteur  $H/2$  sur les parois verticales amont et aval de la cavité. Sous l'effet de la recirculation dans la cavité, les fils à l'aval sont dirigés vers le fond et ceux de l'amont vers l'ouverture de la cavité.

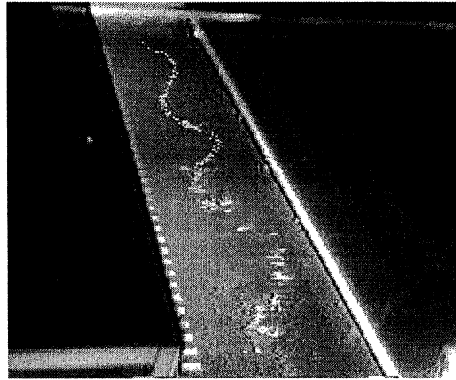


FIG. 4.8 – Observation de la sinusoïde dans le sens transverse caractéristique de la configuration R.S;  $L/H=1,3$ .

On remarque que tous les fils de laine disposés sur la face verticale aval ne sont pas plaqués à la paroi, mais certains se dirigent vers le centre de la cavité. Cette orientation des fils indique que la vitesse verticale ( $v_y$ ) de la recirculation n'est pas constante sur toute l'envergure. La périodicité de cette orientation est égale à deux cellules. La même disposition, avec un décalage d'une cellule, est observé sur la face verticale amont avec la même période. Cette orientation des fils indique que la recirculation principale dans le plan  $(x,y)$  oscille de l'amont vers l'aval en fonction de  $z$  sur toute l'envergure. Cette caractéristique a également été mise en évidence par la simulation numérique au chapitre 3. Lorsque la largeur de la cavité diminue, les cellules fusionnent et seule la sinusoïde formée de bulles coalescées demeure dans l'envergure, figure 4.8.

La diminution progressive de la largeur de la cavité induit une diminution de l'amplitude de la sinusoïde jusqu'à former un axe rectiligne lorsque l'écoulement R.T est atteint ( $L/H = 1$ ). L'observation inverse n'est pas possible : dans ce cas R.T, les bulles coalescent, et ensuite, sous l'effet de leur densité, les bulles s'échappent rapidement de la cavité lorsque la largeur augmente.

Pour cette configuration d'écoulement R.S, la structure sinueuse transverse qui a été observée peut être interprétée comme une sorte de détachement périodique du bord amont de la cavité par la zone de recirculation : celle-ci "hésite" entre le bord amont et le bord aval.

- *Recirculation partielle (R.P)*. Les géométries impliquées dans ce type de configuration d'écoulement sont telles que  $L/H > 2$ . On observe dans ce cas sur la figure 4.9 un détachement complet de la zone de recirculation qui se concentre, en bloc, sur la partie aval de la cavité.

L'écoulement devient trop instable pour déterminer une structuration transverse particulière. Les fils de laine s'orientent, figure 4.10, mais leur organisation est trop fluctuante dans le temps pour conclure sur la nature de l'écoulement.

Les visualisations par micro-bulles confirment cette tendance, des cellules apparaissent puis disparaissent aussitôt. Maull et East ont déterminé, eux, un écoulement moyen bidimensionnel pour ces configurations.

En conclusion, les configurations R.T, R.S et R.P de l'écoulement sont stationnaires, reproductibles et insensibles aux nombres de Reynolds étudiés. Pour la configuration R.T la recirculation occupe la totalité de la cavité. La légère structuration 3D est provoquée par les tourbillons de Görtler, comme nous l'avons anticipé au chapitre 3, sans pouvoir l'observer expérimentalement. En effet, nous n'avons pas eu le temps de mettre en place une méthode de visualisation suffisam-



FIG. 4.9 – La recirculation est détachée de la partie amont et se concentre sur la partie aval de la cavité;  $L/H=2,2$ .

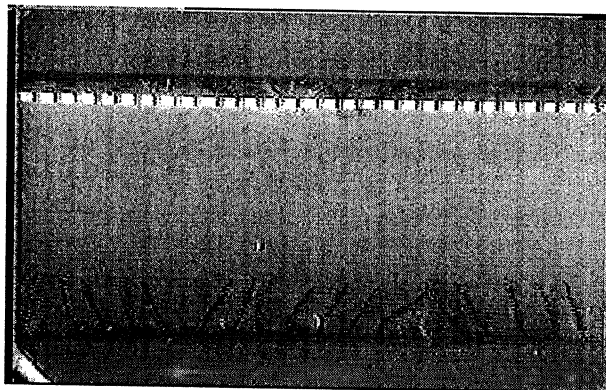


FIG. 4.10 –  $L/H=2,2$ , On observe 3 orientations alternées des fils de laine en fond de cavité, trois cellules sont ainsi mises en évidence.

ment fine. La configuration R.S est une configuration intermédiaire qui se caractérise par une oscillation transverse périodique de la recirculation. Celle-ci est responsable de la structuration 3D, bien visible, de l'écoulement. Enfin la configuration R.P se caractérise par un détachement complet de la zone de recirculation; aucune structuration 3D marquée n'est observée.

Cette typologie des configurations est bien compatible avec celle qui est rapportée dans la littérature [26]; un exposé en est donné au paragraphe 1.1.2. Cependant nous avons affiné la description couramment admise en trois points:

1. L'existence des tourbillons de Görtler en configuration R.T n'a été mentionnée à notre connaissance que pour des écoulements confinés [91]. Leur présence n'a clairement été identifié que dans les simulations numériques au paragraphe 3.3.2. Notons la difficulté d'une visualisation expérimentale aux nombres de Reynolds élevés qui étaient les nôtres ( $Re_H = 4.10^5$ ). Rappelons que Zhak [91] qui a observé des structures analogues, travaille à des nombres de Reynolds de l'ordre de 10000.
2. Lors de travaux antérieurs [52], [42], la structuration fortement 3D, dans le cas R.S, n'a été mise en évidence que par des visualisations de la trace de l'écoulement sur les parois.



$L/H$	0,3	1,5	2,2
$U_c/U_\infty$	0,35	0,5	0,55

TAB. 4.2 – Tableau récapitulatif des vitesses de convection

$L/H$	$x/L$	$\delta$ (mm) entrée de cavité	$\delta$ en amont de la cavité
2,2	0,2	43	46
1,5	0,3	45	49

TAB. 4.3 – Tableau récapitulatif des épaisseurs de couche limite

Dans cette étude, une description plus fine de cette structuration dans tout le volume de la cavité a clairement été établie.

3. Le caractère intermédiaire de cette configuration qui permet de « passer » de R.T à R.P a également été souligné.

### 4.3.3 Profils de vitesse dans la couche cisailée

L'évolution du profil de vitesse dans la cavité a été mesuré pour les trois rapports géométriques étudiés. Ces mesures vont permettre d'estimer la vitesse de convection moyenne des instabilités dans la couche cisailée.

Les figures (4.11), (4.12), et (4.13) représentent les profils de vitesse moyenne pour différentes géométries.

On remarque que :

- quelle que soit la position de mesure ( $x/L$ ), la vitesse de convection  $U_c(y) = U_c(0)$  est constante.
- la vitesse moyenne s'inverse dans la cavité pour  $y/H \sim -H/2$ , ce qui met en évidence la zone de recirculation à l'intérieur de la cavité.
- la valeur de la vitesse adimensionnelle  $U/U_\infty$  en fond de cavité pour  $L/H=2,2$  est plus faible à l'amont qu'à l'aval de la cavité (4.11), ce qui traduit le fait que la zone de recirculation n'occupe pas la totalité de la cavité mais se concentre vers la partie aval. Cette remarque est cohérente avec les visualisations de l'écoulement dans la cavité pour cette géométrie et avec les observations réalisées par Ethembabaoglu ([26]) qui montrent la présence d'une zone "morte" localisée à l'amont de la cavité.

Le tableau (4.2) récapitule les valeurs moyennes des vitesses de convection  $U_c(0)$  pour chaque rapport géométrique. Il faut noter que compte tenu du fort gradient de vitesse dans la zone  $y = 0$ , l'erreur sur la mesure des vitesses de convection peut être de l'ordre de 10 %. Les valeurs moyennes présentées dans le tableau (4.2) sont des valeurs moyennes calculées pour  $-0,5mm \leq y \leq 0,5mm$ .

Les épaisseurs de couche limite après le point de décollement de la couche cisailée sont répertoriées dans le tableau 4.3 pour les rapports géométriques  $L/H=2,2$  et  $L/H=1,5$ . On remarque une diminution sensible de l'épaisseur de couche limite induite par l'accélération du fluide au point de décollement.

### 4.3.4 Caractérisation des oscillations de la couche cisailée

Lorsque la couche cisailée oscille, elle provoque des fluctuations de pression et de vitesse à des fréquences discrètes. Des mesures de pression fluctuante pariétale à l'aval de la cavité ainsi que des

### 4.3. Description des écoulements

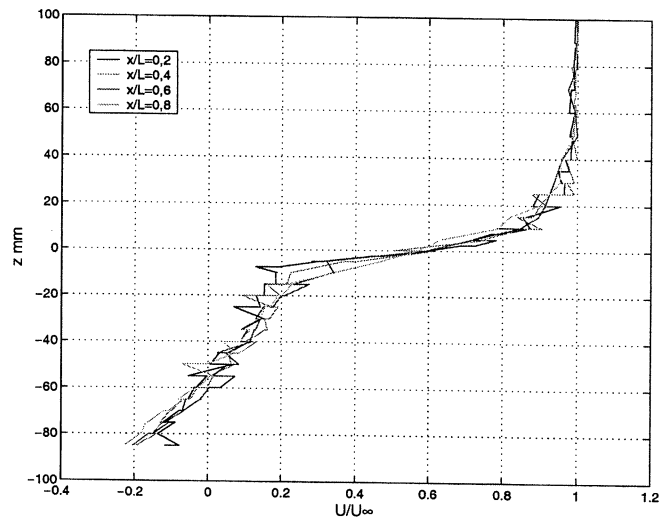


FIG. 4.11 - Profil de vitesse moyen à l'intérieur de la cavité pour  $L/H=2,2$  et  $U_\infty = 4,5$  m/s.

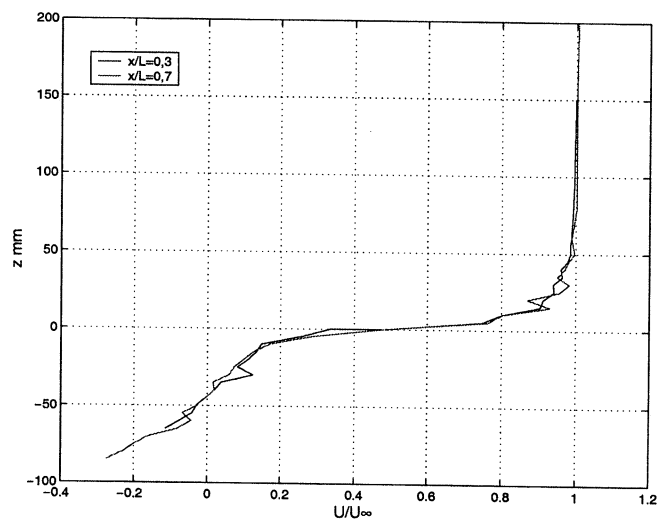


FIG. 4.12 - Profil de vitesse moyen à l'intérieur de la cavité pour  $L/H=1,5$  et  $U_\infty = 3$  m/s.

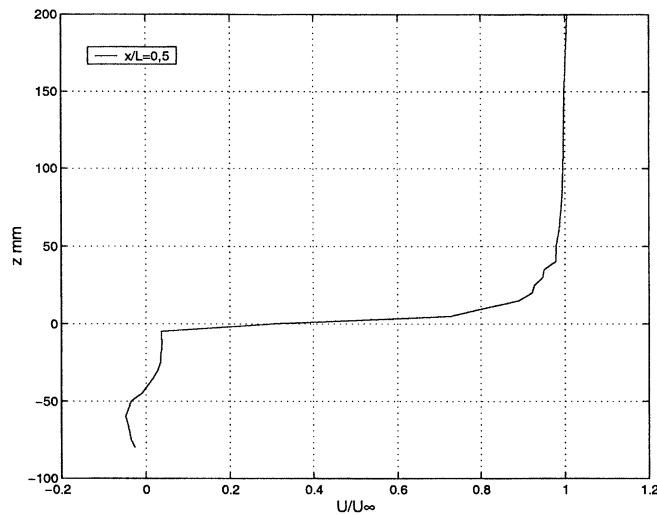


FIG. 4.13 – Profil de vitesse moyen à l'intérieur de la cavité pour  $L/H=0,3$  et  $U_\infty = 4,5$  m/s.

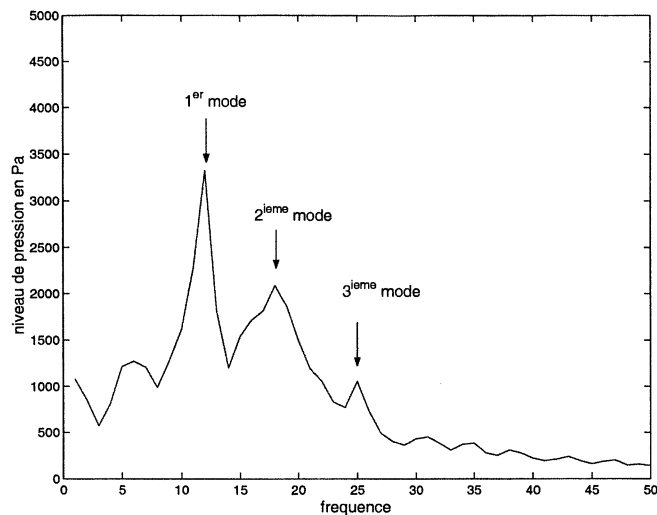


FIG. 4.14 – Niveau de pression fluctuante en paroi de cavité pour  $L/H=2,2$  et  $U_\infty = 4$  m/s.

mesures de vitesse fluctuante dans la couche cisillée permettent de caractériser ces fréquences aérodynamiques de l'écoulement. Ces capteurs de pression fluctuante placés en paroi de la cavité caractérisent ces oscillations pour trois rapports géométriques  $L/H$  distincts : 0,3 ; 1,5 et 2,2 à des nombres de Reynolds variant de  $3 \cdot 10^5$  à  $7 \cdot 10^5$ . La figure (4.14) présente un exemple du spectre de pression fluctuante pour un rapport géométrique de  $L/H=2,2$  et une vitesse d'écoulement 4 m/s. Trois fréquences apparaissent sur ce spectre et ne sont pas harmoniques l'une de l'autre. Elles sont caractéristiques des modes d'oscillation de la couche cisillée [26]. Ces fréquences aérodynamiques augmentent linéairement avec la vitesse et diminuent quand le rapport géométrique augmente.

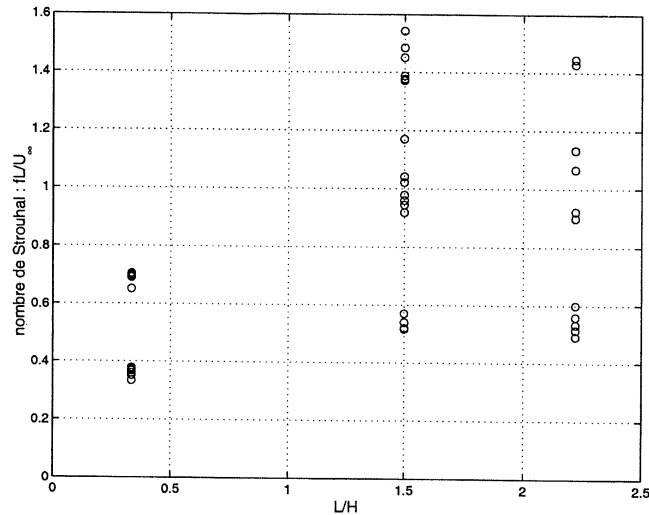


FIG. 4.15 – Evolution des nombres de Strouhal en fonction du rapport géométrique de la cavité.

La figure (4.15) présente les résultats des fréquences exprimées en nombre de Strouhal  $fL/U_\infty$  en fonction des trois rapports géométriques de cavité. Les nombres de Strouhal augmentent avec le rapport géométrique puis tendent vers des valeurs asymptotiques pour les rapports géométriques supérieurs à 2. La plus grande dispersion des résultats est observé pour un rapport géométrique de 1,5 correspondant à un écoulement dans la cavité fortement tridimensionnel.

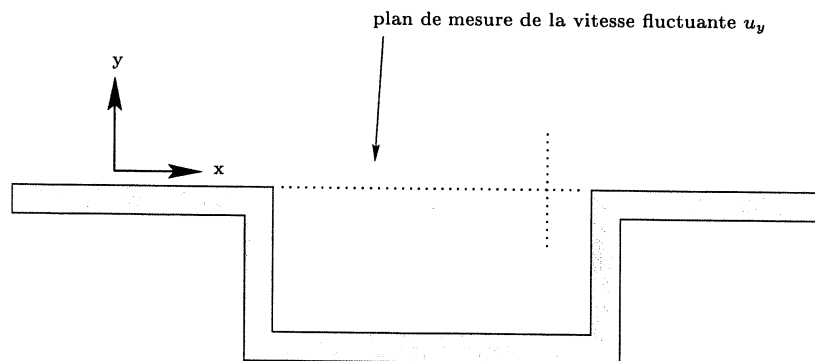


FIG. 4.16 – Localisation des mesures de vitesse fluctuante au niveau de la couche de cisaillement en ( $y=0$ ).

Afin de déterminer l'évolution spatiale de l'amplitude des fluctuations de vitesse, on mesure la vitesse fluctuante dans la couche cisailée. Notre système de mesure par vélocimétrie laser ne permet de faire l'acquisition de la vitesse que dans une direction à la fois. La zone de mesure est délimitée sur la surface  $y=0$  (figure 4.16) et correspond au trajet des tourbillons dans la couche cisailée. Des mesures de vitesses fluctuantes sont également réalisées au dessus et en dessous de cette surface. L'amplitude des fluctuations de vitesse est moins importante au dessus de la surface  $y=0$ . Ceci peut s'expliquer par le fait que la vitesse d'écoulement et le taux de turbulence étant plus important au dessus de la cavité qu'à l'intérieur, les fluctuations de vitesses s'en trouvent plus

amorties. L'adimensionnalisation choisie pour la vitesse fluctuante  $\frac{DSP(u)}{U_\infty \cdot L}$  s'inspire des travaux réalisés par Miksad [58], Ho et Huang [35], Ho et Huerre [36], sur l'amplification des perturbations dans les jets, les couches de mélange et les couche cisillées libres. L'évolution de l'énergie pour chaque mode d'oscillation est généralement représentée par :  $E(f) = \int \frac{u(f)^2}{2\theta} dy$ . Ces modes correspondent aux fréquences préférentiellement amplifiées dans les couches de mélanges. Il s'agit de la fréquence naturelle d'oscillation et des fréquences subharmoniques caractéristiques des appariements. Comme ces fréquences évoluent en fonction de la nature de l'écoulement incident, l'épaisseur de quantité de mouvement intervient dans leur adimensionnalisation. Ce paramètre est négligé dans notre cas, il est remplacé par la longueur de la cavité L. Les figures 4.17, 4.18, 4.19 représentent les évolutions des densités spectrales de puissance (DSP) de vitesse en fonction de la position de mesure dans la couche cisillée. On remarque une augmentation linéaire de la DSP de vitesse pour le mode 1 alors que pour les modes 2 et 3 la DSP atteint un maximum pour  $x/L=0,7$ . Une interprétation des ces tendances est proposée dans le paragraphe 4.3.6.

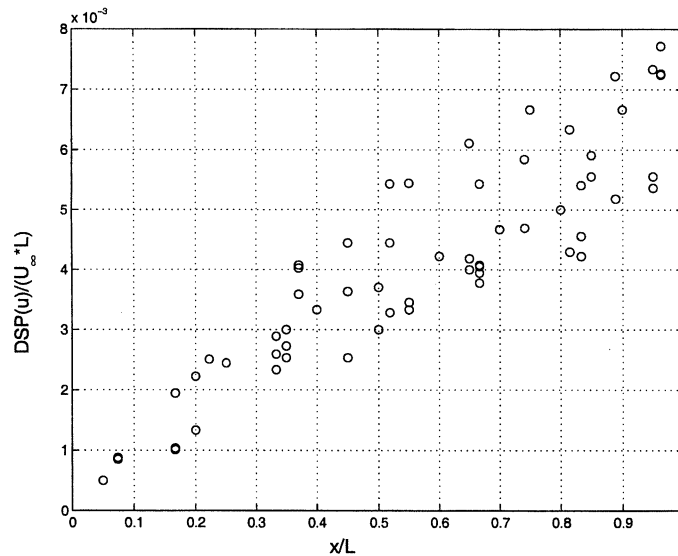


FIG. 4.17 – Détermination de la loi d'évolution de la DSP de vitesse adimensionnelle en fonction de la position de mesure, mode 1.

Les fonctions d'interpolation retenues pour modéliser les amplitudes des modes de cavité sont :

$$\begin{aligned}
 \text{mode 1} \quad DSP(u)/U_\infty L &= a_1 \frac{x}{L} + b_1 \\
 \text{mode 2} \quad DSP(u)/U_\infty L &= a_2 \left(\frac{x}{L}\right)^4 + b_2 \left(\frac{x}{L}\right)^3 + c_2 \left(\frac{x}{L}\right)^2 + d_2 \frac{x}{L} + e_2 \\
 \text{mode 3} \quad DSP(u)/U_\infty L &= a_3 \left(\frac{x}{L}\right)^4 + b_3 \left(\frac{x}{L}\right)^3 + c_3 \left(\frac{x}{L}\right)^2 + d_3 \frac{x}{L} + e_3
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

avec

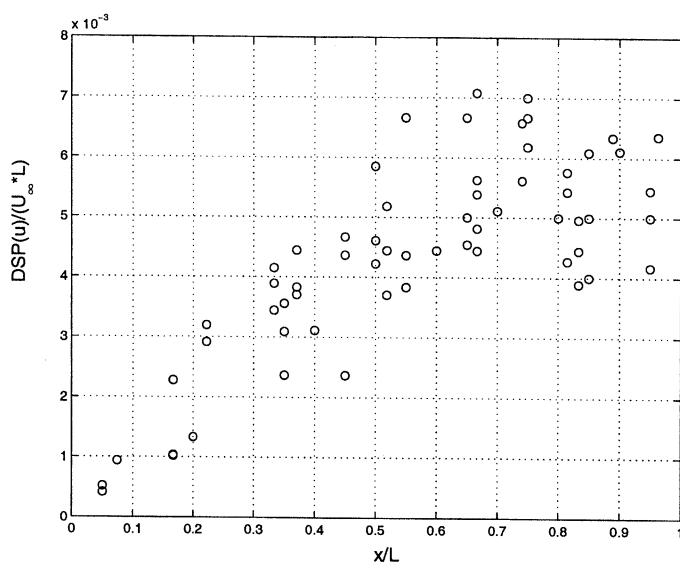


FIG. 4.18 – Détermination de la loi d'évolution de la DSP de vitesse adimensionnelle en fonction de la position de mesure, mode 2.

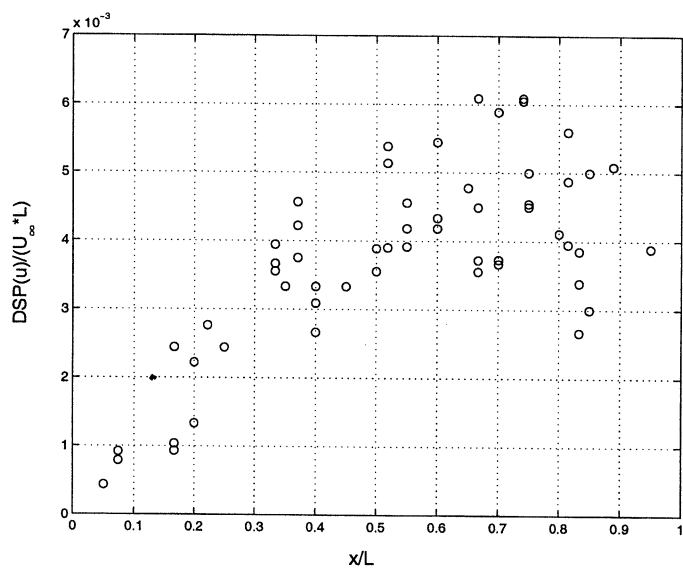


FIG. 4.19 – Détermination de la loi d'évolution de la DSP de vitesse adimensionnelle en fonction de la position de mesure, mode 3.

mode 1	$a_1 = 0,0061$	$b_1 = 0,0007$			
mode 2	$a_2 = 0,012$	$b_2 = -0,0294$	$c_2 = 0,0152$	$d_2 = 0,0071$	$e_2 = 0,0002$
mode 3	$a_3 = 0,0014$	$b_3 = -0,0051$	$c_3 = -0,0051$	$d_3 = 0,0126$	$e_3 = -0,0002$

### 4.3.5 Emergence du signal

Le rapport signal sur bruit est généralement faible et de l'ordre de 4dB pour le mode 1 (figure 4.14). Plusieurs raisons peuvent expliquer cela :

- La position des capteurs de pression n'est pas suffisamment proche de l'arête aval de la cavité. En effet les calculs numériques ont montré que le niveau de pression est maximum au niveau de l'arête aval puis décroît rapidement lorsqu'on s'en éloigne.
- L'envergure importante de la cavité entraîne une diminution des amplitudes de pression comme nous l'avons montré numériquement au paragraphe 3.4.3.
- Le bruit de fond lié à la turbulence et au moyen d'essai est peut être trop élevé. La similitude de Reynolds décale les fréquences du phénomène vers les basses fréquences où le bruit de turbulence est le plus important ce qui détériore le rapport signal sur bruit. Pour autant ce dernier point semble secondaire par rapport aux deux précédents.

Toutefois malgré la faible émergence des amplitudes de pression, les fréquences et les niveaux de pression ont été identifiés sans ambiguïté.

### 4.3.6 Interprétation des oscillations de la couche cisailée

Nous avons annoncé au chapitre 1 que les oscillations de la couche cisailée se caractérisent par l'émergence de plusieurs fréquences discrètes. Ce point a été vérifié numériquement au chapitre 3 et expérimentalement au chapitre 4. Parmi ces fréquences, certaines ont une origine physique clairement identifiées et correspondent aux modes acoustiques propres de la cavité ; ces fréquences ne sont fixées que par la géométrie de la cavité. Les autres fréquences dites aérodynamiques (généralement au nombre de 3) évoluent avec la vitesse de l'écoulement et la géométrie de la cavité. L'origine de ces fréquences n'est pas clairement établie dans la littérature. S'agit-il des fréquences d'oscillation de la couche cisailée? S'agit-il de fréquence de battement de la couche cisailée? S'agit-il de fréquences de rotation de l'écoulement recirculant? Nous proposons d'interpréter ces fréquences en établissant d'une part une correspondance entre les visualisations du lâcher tourbillonnaire et les spectres de pression et d'autre part en établissant un lien entre les caractéristiques spectrale d'une couche cisailée libre et la couche cisailée de la cavité.

• *Correspondance visualisation - spectre de pression.* Afin de corréliser l'apparition des pics de fréquence sur les spectres de pression et les lâchers tourbillonnaire dans la couche cisailée on réalise une série de visualisations. Dans un premier temps les visualisations sont effectuées à de faibles nombres de Reynolds de l'ordre de  $2.10^4$ . Le fait de réduire le nombre de Reynolds a pour effet de diminuer la turbulence, et de mettre en évidence les structures tourbillonnaires. On utilise alors un plan lumineux laser, une caméra film rapide et un appareil photographique. Seules les images prises par l'appareil photographique sont exploitées.

A titre d'exemple et pour montrer l'intérêt de la caméra rapide, nous représentons sur la figure (4.20) une séquence de prises de vue consécutives réalisées avec la caméra film Bourdureau avec une cadence de 50 images par seconde. La fréquence d'acquisition est suffisante pour permettre un échantillonnage correct du phénomène. En effet l'ordre de grandeur de la fréquence d'oscillation de la cavité est de 2 Hz pour cette configuration. Six images ont été numérisées sur une durée de 1 seconde. Les tourbillons prennent naissance au bord amont, leur taille augmente durant leur convection, puis ils impactent ensuite le bord aval. Rockwell et Knisely [72] ont visualisé à faible nombre de Reynolds trois types d'impact qui ont lieu alternativement : l'impact total (complete clipping) le tourbillon rentre dans la cavité, l'impact partiel (partial clipping) le tourbillon se partage sur l'arête aval et l'échappement (escape) le tourbillon passe au dessus du

4.3. Description des écoulements

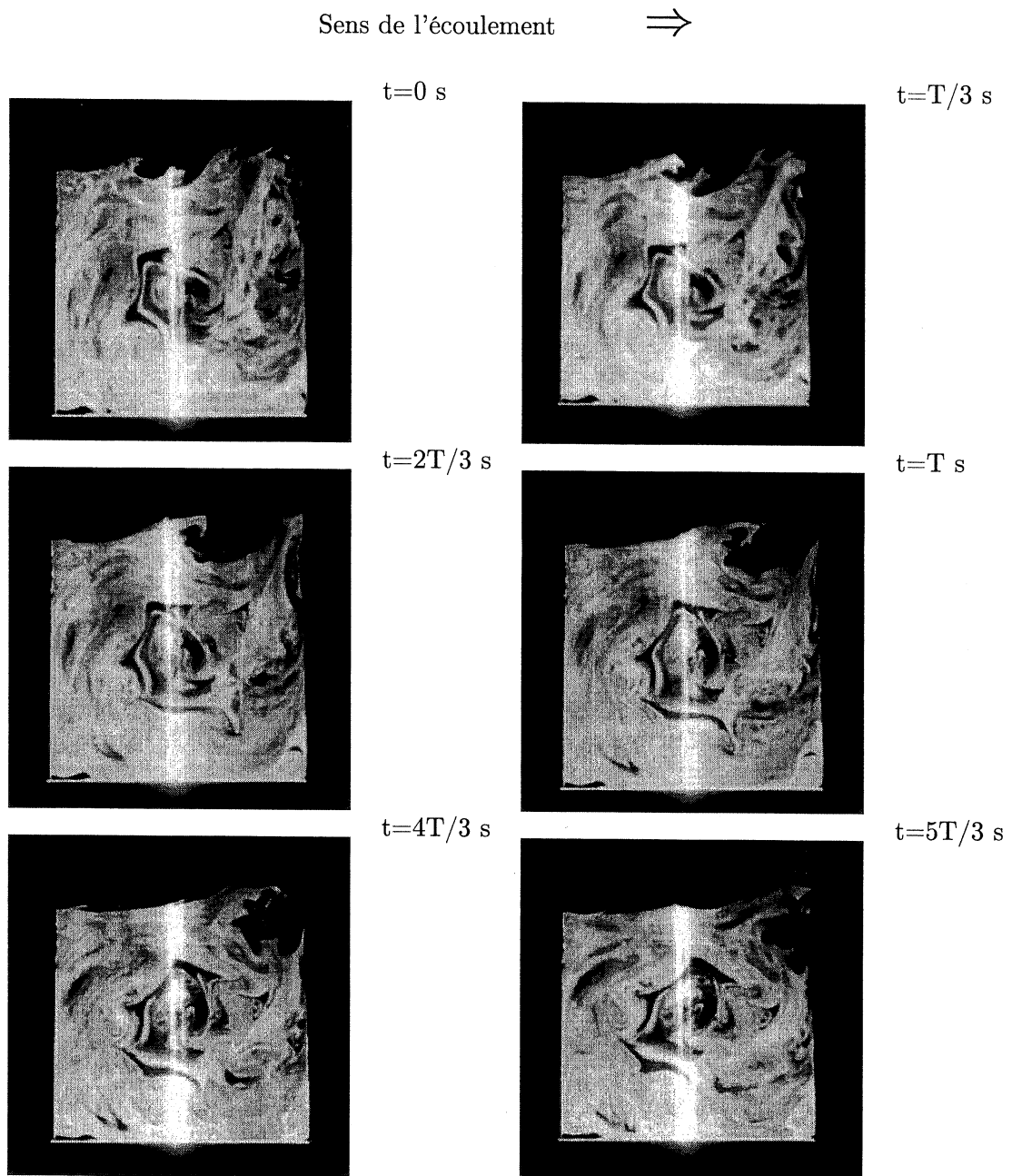


FIG. 4.20 - Visualisation de la couche cisailée pour  $L/H=1$ ,  $Re_H = 2.10^4$



bord aval. Il est difficile de déterminer en examinant nos prise de vue, la façon dont les tourbillons impactent le bord aval, cependant il semble plus réaliste de considérer que ces impacts coexistent simultanément le long de l'envergure.

Des appariements sont également observés ; ils se produisent généralement après la seconde moitié de la cavité. Généralement deux ou trois tourbillons sont observés simultanément dans la couche cisailée, mais d'autres tourbillons peuvent apparaître. Il peut s'agir de tourbillons liés à la turbulence, ils sont en général plus petits. Ils peuvent également venir d'un endroit non éclairé, leur propagation comporterait donc une composante de vitesse transverse suivant ( $z$ ), ce qui impliquerait un mouvement tridimensionnel de la couche cisailée en accord avec les études menées par Rockwell et Knisely [74].

On présente maintenant la méthode utilisée pour établir la corrélation entre les observations des lâchers tourbillonnaires et les émergences des fréquences sur les spectres de pression.

Le calcul des longueurs inter-tourbillonnaire  $\lambda$  consiste à calculer l'autocorrélation des niveaux de gris de chaque image sur une ligne traversant la couche cisailée de l'amont vers l'aval, figure (4.21). En faisant l'hypothèse que la vitesse de convection des tourbillons est égale à la moitié de la vitesse extérieure (ce qui est généralement constaté dans la littérature), et connaissant la dimension de la cavité, on déduit le nombre de Strouhal associé par la relation :

$$St = \frac{f \cdot L}{U_\infty} = \frac{U_c L}{\lambda \cdot U_\infty} = \frac{L}{2 \cdot \lambda} \quad (4.3)$$

avec  $U_c = U_\infty/2$  : vitesse de convection des tourbillons.

Il faut préciser que le calcul de ces nombres de Strouhal repose sur l'approximation de la vitesse de convection des tourbillons dans la couche cisailée. Cette vitesse ne peut être obtenue avec précision car la majorité des visualisations est réalisée à de faibles vitesses ( $U_\infty \sim 0,2 \text{ m/s}$ ). Comme le tunnel hydrodynamique et les appareils de mesure utilisés sont dimensionnés pour des vitesses d'écoulement de plusieurs mètres par seconde, l'utilisation de ce moyen d'essai à de faible vitesse ne permet pas connaître la vitesse d'écoulement avec une précision supérieure à 20 %.

On réalise l'acquisition de 36 vues au moyen d'un appareil photographique pour chaque configuration géométrique. Cette méthode, appliquée à chaque image, permet de déduire des longueurs d'onde moyenne associées à chaque géométrie. Sur la figure (4.22) deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  correspondent aux deux pics de corrélation présents. Ce traitement d'images concerne des écoulements dont le nombre de Reynolds varie de  $2 \cdot 10^4$  à  $2 \cdot 10^5$ . Les nombres de Strouhal obtenus par la relation 4.3 pour chaque géométrie et chaque nombre de Reynolds sont répertoriés dans le tableau 4.4 et comparés sur la figure 4.23 aux estimations empiriques proposées par Yu [90]. L'évolution des nombres de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds sur la figure 4.23 ne concerne que les nombres de Strouhal prédominant.

On remarque sur le tableau 4.4 l'apparition systématique d'un nombre de Strouhal, noté  $St_l$ , compris entre 1,3 et 1,9 qui correspond sans ambiguïté à la fréquence du lâcher tourbillonnaire dans la couche cisailée. L'origine du deuxième nombre de Strouhal noté  $St_a$  de fréquence plus basse, est plus discutable. Il peut représenter soit la fréquence des appariements de tourbillons successifs ou plus sûrement être issu de la corrélation entre un tourbillon et son deuxième suivant (soit deux fois la longueur d'onde tourbillonnaire). Le traitement d'image ne nous permet pas de trancher sur l'origine de ce nombre de Strouhal  $St_a$ . La coïncidence entre les nombres de Strouhal calculés par traitement d'image et ceux relevés par Yu (figure 4.23) indique que l'une des fréquences émergentes sur les spectres de pression correspond au lâcher tourbillonnaire périodique dans la couche de cisaillement.



FIG. 4.21 – ( - - ) ligne traversant la couche cisailée le long de laquelle est effectuée l'autocorrélation. Exemple pour  $L/H=1,5$ .

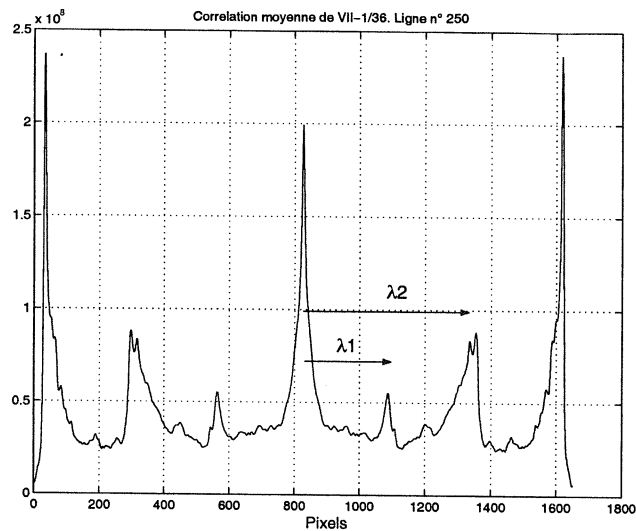


FIG. 4.22 – Détermination des longueurs d'onde des oscillation de la couche cisailée par traitement d'image. Résultats moyennés sur 36 vues. Exemple pour  $L/H=1,5$ .

• *Similitude de comportement avec les couches cisailées libres.* L'émergence de plusieurs fréquences est aussi une caractéristique des couches de mélange libre ou de jets. Ces couches de mélange ont une fréquence naturelle propre, à laquelle s'ajoute une fréquence subharmonique. Il est maintenant bien établi que l'apparition d'une fréquence subharmonique correspond à l'appariement de deux vortex successifs [36]. La figure(4.24) illustre le détachement tourbillonnaire d'une couche de mélange libre sur laquelle on visualise nettement un appariement. Ce dernier est alors responsable du grossissement de la couche de cisaillement. A chaque appariement, l'espace

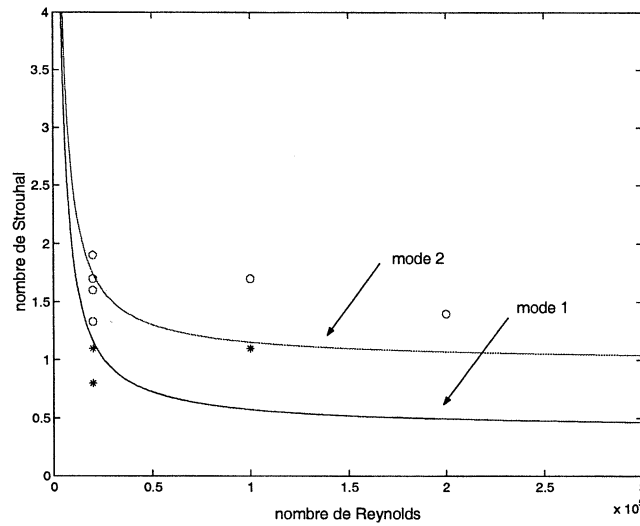


FIG. 4.23 – Comparaison des nombres de Strouhal déterminés par traitement d'image avec la relation empirique de Yu ([90]).

$Re_H$	L/H	$St_l$	$St_a$
$10^4$	2,2	1,9	1,1
$10^4$	1,5	1,67	0,8
$10^4$	1,5	1,33	X
$10^4$	1	1,6	X
$10^4$	1	1,3	X
$10^5$	1	1,67	1,1
$2.10^5$	1	1,4	X

TAB. 4.4 – Nombres de Strouhal obtenus par traitement d'images. X indique l'absence d'une deuxième longueur d'onde.

entre deux tourbillons successifs et leur circulation double, ou, de façon équivalente, la fréquence diminue de moitié. L'énergie du spectre se décale vers les basses fréquences lorsqu'on s'éloigne du bord amont. La fréquence naturelle d'une couche cisailée libre exprimée en nombre de Strouhal est de l'ordre de :

$$St_{naturel} = f \cdot \theta / U_c = 0,032 \quad (4.4)$$

où  $\theta$ , est épaisseur de quantité de mouvement et  $U_c = \frac{U_1 + U_2}{2}$ , la vitesse de convection moyenne des instabilités. Tous ces paramètres ont été définis sur la figure 2.4. Dans notre cas,  $\theta \sim 0,5$  cm, en redimensionnant les fréquences observées pour la cavité par la relation 4.4, on obtient des nombres de Strouhal du même ordre de grandeur que ceux des couches cisailées libres :

$$0,05 \leq \frac{f \cdot \theta}{U_c} \leq 0,25 \quad (4.5)$$

D'autre part l'énergie de la fréquence naturelle d'une couche cisailée libre croît de façon

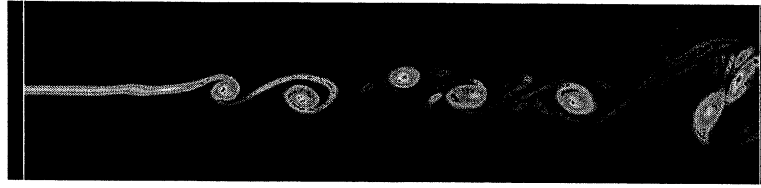


FIG. 4.24 – Simulation des Grandes Echelles (SGE) d'une couche de mélange libre. Tracés des iso-vorticités. A. Beer (2000) [5]

linéaire en fonction de l'éloignement du bord amont, se stabilise lorsque le premier enroulement apparaît puis diminue. L'énergie de la fréquence moitié (celle correspondant à l'appariement) croît de façon plus lente puis devient plus énergétique que la fréquence naturelle. Dans le cas d'un écoulement incident laminaire cette croissance est plus brutale (assimilable à une exponentielle) voir figure 4.25. Un comportement semblable a été observé sur les DSP de vitesse fluctuante de la couche cisailée, paragraphe 4.3.4, figures 4.17, 4.18 et 4.19.

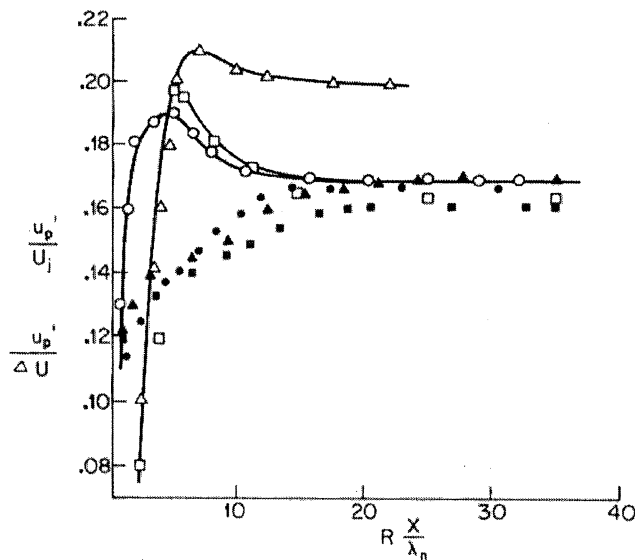


FIG. 4.25 – Evolution de l'amplitude de la vitesse fluctuante en fonction de la distance  $R$ , pour une couche de mélange libre. ● : écoulement turbulent ; ○ : écoulement laminaire ([36]).

Enfin ces couches cisillées libres sont manipulables avec de faibles niveaux excitateurs de l'ordre de 0,01 % à 1 % de  $U_c$ . Suivant la valeur de la fréquence de forçage  $f_f$  par rapport à la fréquence naturelle  $f_n$ , la couche de mélange sélectionne une fréquence qui va être préférentiellement amplifiée. Par exemple Ho et Huang [35] imposent une fréquence de forçage telle que  $f_f/4 < f_n < f_f/2$ , la fréquence sélectionnée est alors  $2.f_f$ . L'énergie de ce mode croît jusqu'au premier enroulement, puis diminue; alors que l'énergie de la fréquence moitié,  $f_f$  est amplifiée jusqu'au premier appariement. Dans notre cas, les fréquences excitatrices correspondent aux fréquences de rétroaction issues des couplages (F.F) et (F.A.B). Rockwell et Knisely [73] ont également observé l'apparition de subharmonique dans le cas de l'impact d'une couche cisillée sur un coin. L'énergie de la fréquence fondamentale alimente la fréquence subharmonique.

Compte tenu des similitudes de comportement exposées précédemment entre les couches cisailées libres et la couche cisailée de la cavité, on peut supposer que le deuxième mode de cavité représente la fréquence préférentiellement amplifiée par la couche cisailée, c.a.d la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Le premier mode correspond alors à la fréquence moitié caractéristique des appariements. Cette interprétation n'explique pas la présence du troisième mode de cavité. Il faut souligner que ce troisième mode n'est pas apparu de façon systématique lors des essais. De plus ce mode, lors qu'il était présent, n'était pas le plus énergétique. En s'appuyant sur les résultats obtenus par Ethembabaoglu, on remarque le mode 3 n'apparaît que pour des rapports géométriques  $L/H$  supérieurs à 2, le mode 1 n'apparaissant plus (figure 4.26).

La même interprétation est possible pour des rapports géométriques supérieurs à 2, en identifiant cette fois la fréquence du lâcher tourbillonnaire au mode 3 et la fréquence des appariements au mode 2. De plus Ethembabaoglu précise que l'amplitude du mode 3 se stabilise lorsque l'amplitude du mode 2 atteint son maximum ce qui renforce notre interprétation. Le problème est que cette fréquence (mode2) ne correspond pas à la moitié de la fréquence associée au mode 3. Toutefois Knisely et Rockwell [73] ont montré que lorsque la largeur  $L$  de la cavité augmente, il n'apparaît plus une fréquence subharmonique à  $\frac{f_f}{2}$  mais deux fréquences subharmoniques à  $0,4.f_f$  et  $0,6.f_f$ . Ces dernières correspondraient aux modes 1 et 2 respectivement. Il n'est pas précisé dans cette article, la valeur de la profondeur  $H$  de la cavité, nous ne pouvons donc pas affirmer que ce phénomène se produit pour  $L/H \geq 2$ .

En résumé, les amplitudes des perturbations dans une gamme de fréquence donnée peuvent être amplifiées plus que d'autres. Ces perturbations ne se contentent pas d'extraire leur énergie du fluide mais échangent de l'énergie par des mécanismes d'interaction non linéaires. Le développement de ces perturbations est alors dicté par une concurrence entre les différents modes de cavité. Ces fréquences sont sélectionnées par un mécanisme de rétroaction qui peut être de nature aérodynamique (couplage F.F) ou de nature acoustique (couplage F.A.B). Elles sont alors dépendantes de l'amplitude de l'excitation initiale de rétroaction. Comme les deux types de rétroaction existent simultanément, l'apparition d'un mode d'oscillation est-elle la conséquence d'un effet couplé des deux types de forçage? Existe-t-il des géométries de cavité pour lesquelles l'action d'un couplage devient prédominant? Afin de répondre à ces questions, nous présentons les observations suivantes.

La figure (4.26) compare les nombres de Strouhal obtenus en fonction du rapport géométrique avec ceux mesurés par Ethembabaoglu ([26]).

Deux cas limites se dégagent :

- pour  $L/H \leq 1,5$ , le nombre de Strouhal augmente de façon linéaire avec le rapport géométrique.
- pour  $L/H \geq 1,5$ , le nombre de Strouhal devient indépendant du rapport géométrique et tend vers des valeurs asymptotiques de l'ordre de : 0,5 ; 1 ; 1,5 pour les 3 modes.

La plus grande dispersion des valeurs des nombres de Strouhal se situe autour de  $L/H = 1,5$ , qui est le rapport géométrique pour lequel on observe un écoulement tridimensionnel prononcé.

D'autre part :

- pour  $L/H \leq 1$ , la zone de recirculation occupe le totalité de la cavité et remonte jusqu'au bord amont. Le couplage F.F est alors total pour la configuration R.T.
- pour  $L/H \simeq 1,5$ , la zone de recirculation oscille le long de l'envergure. Les visualisations numériques et expérimentales ont montré que la recirculation vient interagir avec le bord

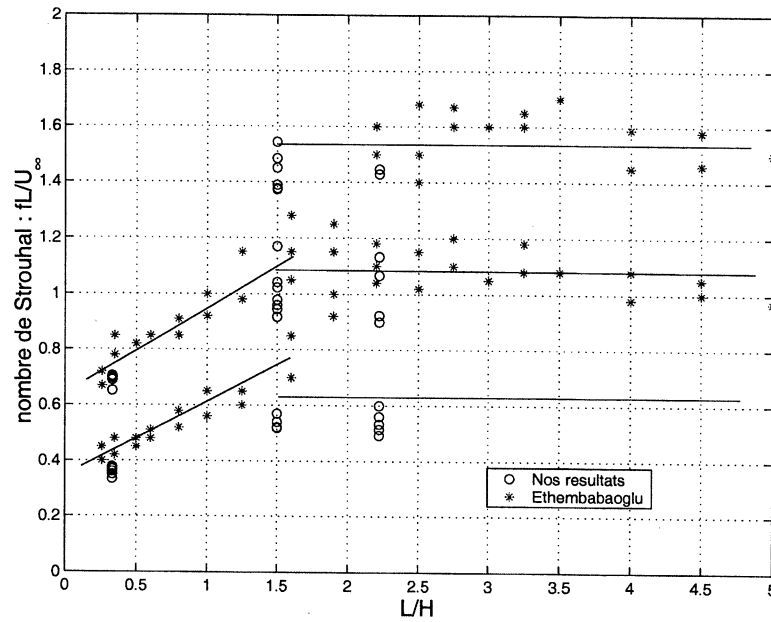


FIG. 4.26 – Comparaison des nombres de Strouhal mesurés avec ceux déterminés par Ethembaoglu ([26]).

amont avec une période de deux cellules. Le couplage F.F devient partiel pour la configuration R.S.

- pour  $L/H \geq 2$ , la recirculation se concentre sur la partie aval de la cavité faisant apparaître une zone "morte" contre le bord amont. Le couplage F.F disparaît pour la configuration R.P.

On peut donc faire l'hypothèse que la rétroaction aérodynamique F.F pilote le lâcher tourbillonnaire tant que le couplage entre la zone de recirculation et la couche cisillée est total (configuration R.T). Au delà de  $L/H \geq 2$  la zone de recirculation n'est plus totalement couplée à la couche de cisaillement, la rétroaction acoustique F.A.B devient alors prépondérante et pilote le lâcher tourbillonnaire. Pour les cas intermédiaires,  $L/H \simeq 1,5$ , les deux mécanismes coexistent et donnent lieu à une plus grande dispersion des résultats. Le tableau 4.5 synthétise la corrélation entre le type de rétroaction responsable de l'entretien des oscillations de la couche cisillée et les trois configurations d'écoulement.

Configuration d'écoulement	R.T	R.S	R.P
Rétroaction dominante	F.F	F.F & F.A.B	F.A.B

TAB. 4.5 – Synthèse des différents couplages en fonction de la configuration d'écoulement.

Blevins [8]	$fL/U_\infty = 0,33(n - 1/4)$
Blakes [7]	$fL/U_\infty = (n - 1/4)U_c/U_\infty$
Sarohia [75] et Massenzio [51]	$(2n + 1)\lambda = 2L$
Knisely et Rockwell[73]	$n \lambda = L$

TAB. 4.6 -

#### 4.4 Quantification des sources acoustiques

Il s'agit, dans ce paragraphe, de dimensionner expérimentalement les sources acoustiques à chaque fréquence caractéristique de l'oscillation de la couche cisailée. Les fluctuations de pression sont de la forme (voir chapitre 2 paragraphe 2.2.2) :

$$A(r, \omega_m) e^{ik_m \cdot r} e^{-i\omega_m t}$$

où  $\omega_m$  représente la pulsation des oscillations au mode  $m$ ,  $A(r, \omega_m)$  l'amplitude et  $e^{ik_m \cdot r}$  le terme de propagation.

Il s'agira, dans un premier temps, de décrire les variations de ces inconnues ( $\omega_m$ ,  $A(r, \omega_m)$  et  $e^{i.k_m.r}$ ) en fonction des paramètres adimensionnels principaux définis au chapitre 1 ( $Re_H$ ,  $L/H$ ). Il est apparu, au chapitre 3, une forte cohérence transverse et longitudinale des fluctuations de pression. Une attention particulière sera portée sur ces deux points. Enfin, l'étendue de la zone d'impact sera estimée en utilisant l'équation 2.35 déterminée au paragraphe 2.2.5. Le nombre insuffisant de capteurs de pression fluctuante et leur éloignement du bord aval de la cavité ne permettront qu'une validation partielle des tendances observées numériquement. Toutefois la complémentarité des données numériques et expérimentales permettra de dimensionner les sources acoustiques.

##### 4.4.1 Estimation des fréquences

Des modèles fondés sur la théorie de stabilité spatiale ou temporelle permettent de décrire l'évolution de la fréquence et de l'amplitude de vitesse dans une couche cisailée libre [57]. Dans le cas d'une cavité, les modèles analytiques traduisant l'effet de la rétroaction acoustique ont été décrits au paragraphe 1.1.2. Pour prédire les fréquences d'oscillation de la couche cisailée impactant une paroi, de nombreux auteurs se sont intéressés à la différence de phase des fluctuations hydrodynamiques entre l'amont ( $x=0$ ) et le bord d'impact ( $x=L$ ). Cette relation de phase est généralement établie de façon empirique par des mesures de vitesse fluctuante dans la couche cisailée. Selon Rockwell [71], [73], de fortes distorsions de phase apparaissent dans la couche cisailée, ce qui entraîne différentes relations liant  $\lambda$  et  $L$  selon les endroits de mesure. Sarohia [75] a ainsi déterminé que  $\lambda(n + 1/2) = L$  par des mesures de vitesse fluctuante le long de l'ouverture de la cavité ( $y=0$ ). Rockwell et Knisely [73] ont établi que  $n \lambda = L$  le long de la ligne  $U/U_\infty = 0,95$ .

Chacune des relations empiriques répertoriées dans le tableau (4.6) donne un ordre de grandeur satisfaisant des fréquences émergentes. Pour autant, ces relations ne décrivent pas les deux cas limites, mentionnées au paragraphe précédent, dans l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du rapport géométrique. En conséquence nous proposons de modéliser par les équations empiriques suivantes (4.7, 4.8, 4.9) ces différentes évolutions.

#### 4.4. Quantification des sources acoustiques

En combinant les résultats obtenus par Ethembabaoglu [26] et ceux de cette étude, représentés sur la figure 4.27 par les signe (\*) et (o) respectivement, on obtient une variation des nombres de Strouhal pour une gamme de rapport géométriques variant de 0,3 à 4. Rappelons que ces données (\*) issues d'essais en soufflerie hydraulique sont obtenues pour des nombres de Reynolds comparables à ceux de cette étude.

Les valeurs asymptotiques du nombre de Strouhal sont déterminées par la relation empirique [26]:

$$St = \frac{f_n L}{U_\infty} = 0,5(n + \frac{1}{4}) \quad (4.6)$$

où  $n$  est un nombre entier (1, 2, 3 ...) qui représente le mode d'oscillation de la cavité.

L'évolution empirique du nombre de Strouhal sur la figure (4.27) est finalement décrite par :

$$\begin{array}{c} \text{Mode 1} \\ \hline \hline St = 0,33 * \frac{L}{H} + 0,3 \quad \text{pour } \frac{L}{H} \leq 1 \\ \\ St = 0,625 \quad \text{pour } \frac{L}{H} \geq 1 \end{array} \quad (4.7)$$

$$\begin{array}{c} \text{Mode 2} \\ \hline \hline St = 0,33 * \frac{L}{H} + 0,6 \quad \text{pour } \frac{L}{H} \leq 1,6 \\ \\ St = 1,125 \quad \text{pour } \frac{L}{H} \geq 1,6 \end{array} \quad (4.8)$$

$$\begin{array}{c} \text{Mode 3} \\ \hline \hline St = 1,625 \quad \text{pour } \frac{L}{H} \geq 1,5 \end{array} \quad (4.9)$$

Pour  $1,2 \leq L/H \leq 2,2$ , les résultats expérimentaux sont dispersés et suivent les deux tendances précédemment définies, matérialisées par les courbes en pointillés sur la figure (4.27).

#### 4.4.2 Evolution de l'amplitude de pression sur $S_h$

Les visualisations montrent qu'après l'impact les tourbillons sont soit rapidement détruits dans la cavité, soit convectés au delà de la cavité. Il est donc raisonnable de penser que les fluctuations les plus importantes sont localisées de part et d'autre du bord aval. Pour confirmer cette hypothèse, la pression fluctuante pariétale à l'amont, à l'aval et en fond de cavité est mesurée. Pour toutes les géométries et quel que soit le nombre de Reynolds, les niveaux de pression au bord aval, sont supérieurs de 10 dB au moins, à ceux mesurés ailleurs dans la cavité, ce qui confirme les résultats numériques obtenus au paragraphe 3.4.2.



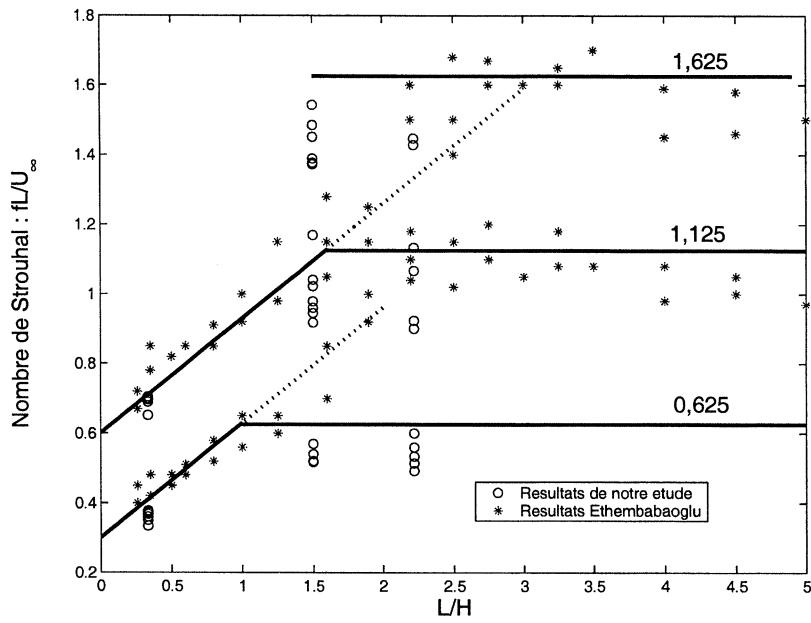


FIG. 4.27 – Détermination de l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du rapport géométrique de la cavité.

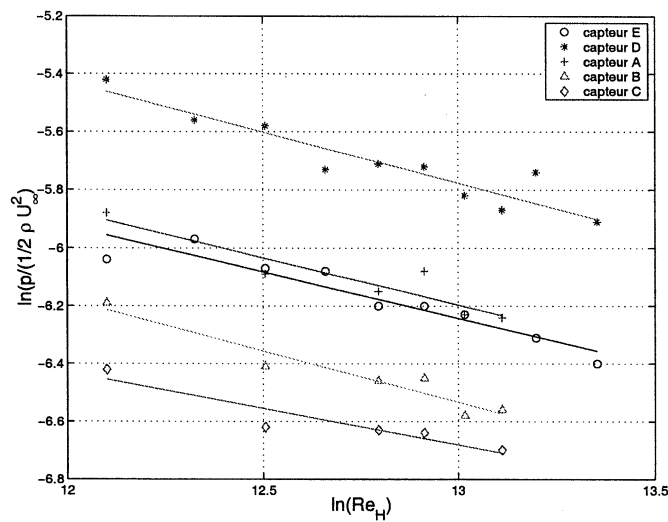


FIG. 4.28 – Détermination de la loi d'évolution de la pression adimensionnée en fonction du nombre de Reynolds. Exemple pour  $L/H=1,5$ , capteur D, mode 1.

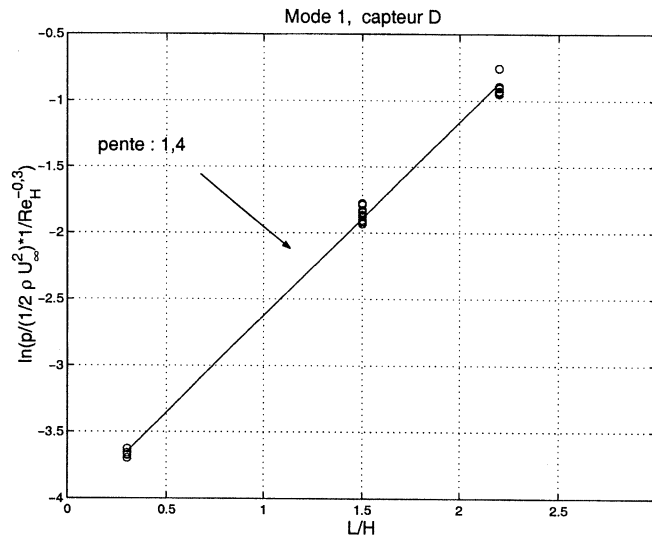


FIG. 4.29 – Détermination de la loi d'évolution de la pression adimensionnée en fonction du rapport géométrique. Exemple pour le capteur D, mode 1.

Quels que soient la position du capteur et le rapport géométrique, la pression adimensionnelle évolue suivant une loi en puissance du nombre de Reynolds.

$$\frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \propto Re_H^\alpha$$

Un coefficient moyen  $\bar{\alpha} = -0,3$  est obtenu pour toutes les géométries avec un écart moyen de  $\pm 15\%$  environ. Un exemple de cette évolution est donnée sur la figure 4.28. Ce coefficient est identique à celui obtenu numériquement au chapitre 3, paragraphe 3.4.3. La relation empirique suivante est retenue :

$$\boxed{\frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \propto Re_H^{-0,3}} \quad (4.10)$$

La pression adimensionnelle évolue de façon exponentielle avec le rapport géométrique de la cavité. La relation, commune à tous les capteurs, est la suivante :

$$\frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \frac{1}{Re_H^{-0,3}} \propto e^{\beta \frac{L}{H}}$$

Un exemple de cette évolution est donné sur la figure 4.29. Le coefficient moyen obtenu pour tous les capteurs et pour tous les modes d'oscillation de cavité est  $\bar{\beta} = 1,4$  avec un écart moyen de  $\pm 5\%$  environ pour le mode 1 et de  $\pm 15\%$  pour le mode 2.

Finalement, la relation reliant la pression adimensionnelle, aux paramètres principaux relatifs à la géométrie de la cavité (L/H) et à l'écoulement extérieur (Re) pour tous les capteurs et pour tous les modes de cavité est donnée par :

$$\boxed{\frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \propto Re_H^{-0,3} \cdot e^{1,4 \cdot \frac{L}{H}}} \quad (4.11)$$

Chapitre 4. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ECOULEMENT

La figure 4.30 illustre l'influence de l'équation 4.11 sur la pression adimensionnelle pour les deux premier modes et pour chaque capteur.

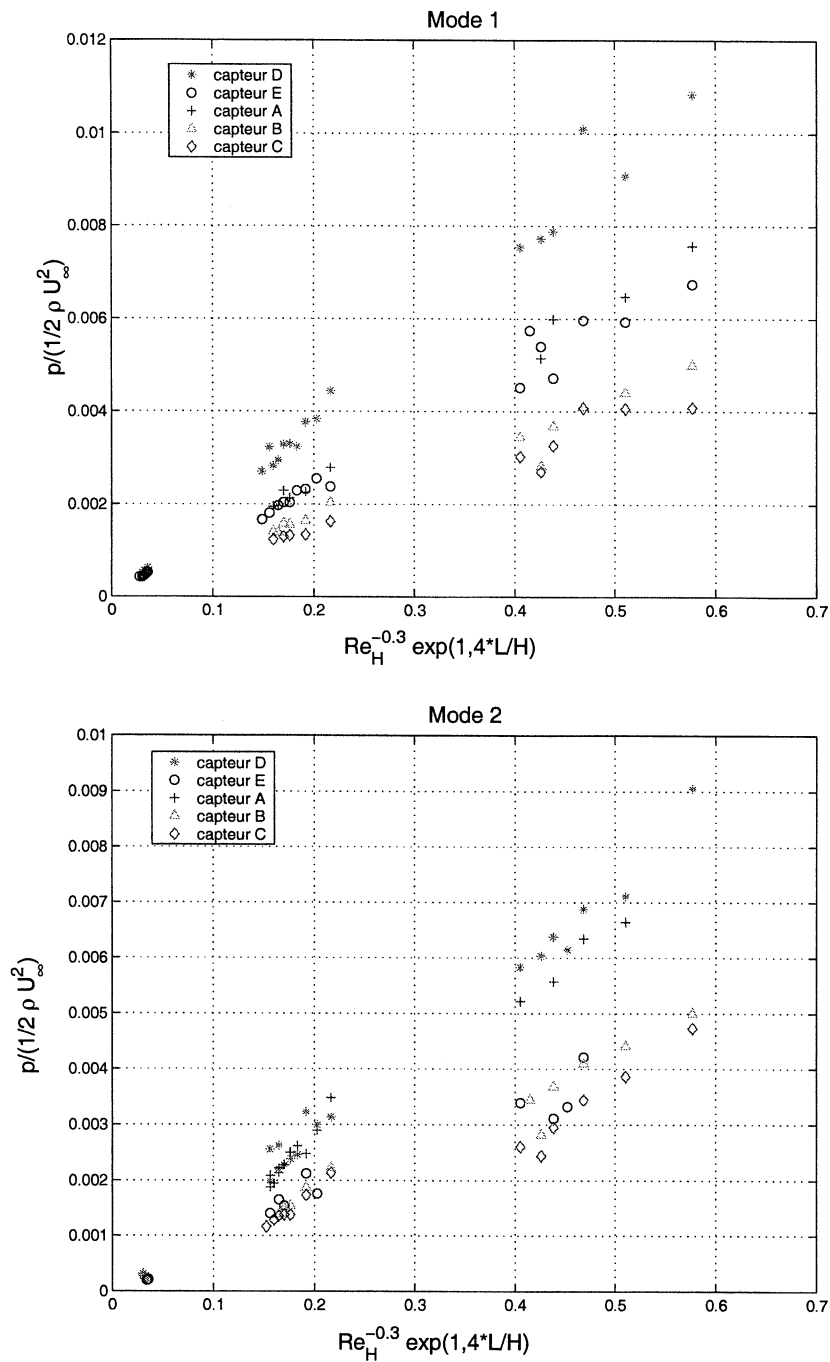


FIG. 4.30 – Pour chaque capteur, évolution de la pression fluctuante pariétale en fonction des paramètres adimensionnels principaux, mode 1 et 2.

#### 4.4. Quantification des sources acoustiques

Le modèle d'écoulement a montré une décroissance rapide des amplitudes de pression en aval de la cavité (paragraphe 3.4.2). Cette décroissance est également mentionnée par Tang et Rockwell [83] et Seban [76]. Nous aurions souhaité pouvoir mesurer la pression très près du bord aval de la cavité, mais l'encombrement des capteurs de pression a empêché de mesurer celle-ci à moins de 3 cm de l'arête aval de la cavité. Pour des raisons pratiques de montage, la distance minimale entre deux capteurs de pression est également de 3 cm, ce qui explique la présence de deux capteurs seulement sur la face verticale et de trois sur la face horizontale (schéma de montage sur la figure 4.31).

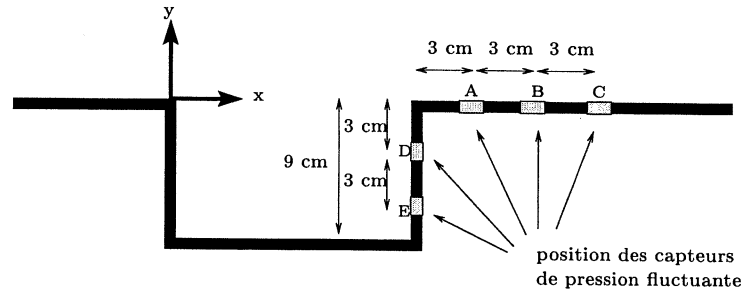


FIG. 4.31 – Localisation des capteurs de pression fluctuante de part et d'autre du bord aval de la cavité.

Il est impossible de déterminer l'évolution spatiale de la pression avec trois capteurs seulement. Les résultats des simulations numériques sont alors utilisés pour palier ce manque de résolution spatiale tout en vérifiant la compatibilité des quelques résultats expérimentaux disponibles. Les résultats expérimentaux ne contredisent pas la tendance numérique pour le cas de validation  $L/H=1,5$  (figure 4.32). Précisons par ailleurs que le niveau de pression expérimental représenté par un « o » sur cette figure 4.32, correspond au niveau de pression équivalent obtenu en sommant les énergies des deux premiers modes de cavité. Nous avons arbitrairement choisi de représenter la comparaison théorie / expérience pour un nombre de Reynolds de  $Re_H = 3.10^5$ , le même comportement est d'ailleurs observé pour les autres nombres de Reynolds.

En conséquence, en extrapolant tous les résultats expérimentaux avec la tendance numérique en  $e^{-5x/L}$ , on obtient les équations 4.12 et 4.13 pour les modes 1 et 2 respectivement.

$$\text{mode 1 } \frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} = 0,0233.Re_H^{-0,3}.e^{1,4.\frac{L}{H}}.e^{-5\frac{x}{L}} + 0.0012 \quad (4.12)$$

$$\text{mode 2 } \frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} = 0,0223.Re_H^{-0,3}.e^{1,4.\frac{L}{H}}.e^{-5\frac{x}{L}} + 0.0014 \quad (4.13)$$

La similarité de comportement des équations 4.12 et 4.13 conduit à proposer une équation commune aux deux premiers modes de cavité issue de la figure 4.33 :

$$\text{mode 1 et 2 } \frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} = 0,023.Re_H^{-0,3}.e^{1,4.\frac{L}{H}}.e^{-5\frac{x}{L}} + 0.0013 \quad (4.14)$$

Comme on pouvait s'y attendre l'amplitude de pression au niveau de l'arête aval obtenue par l'équation 4.14 est inférieure de 50% environ à la valeur numérique pour le deuxième mode de cavité, figure 4.34. Cette surestimation du niveau de pression issue de la simulation numérique est imputable à l'incapacité du modèle à représenter les différents modes de cavité présents. Ainsi le modèle concentre préférentiellement l'énergie des oscillations sur le deuxième mode de

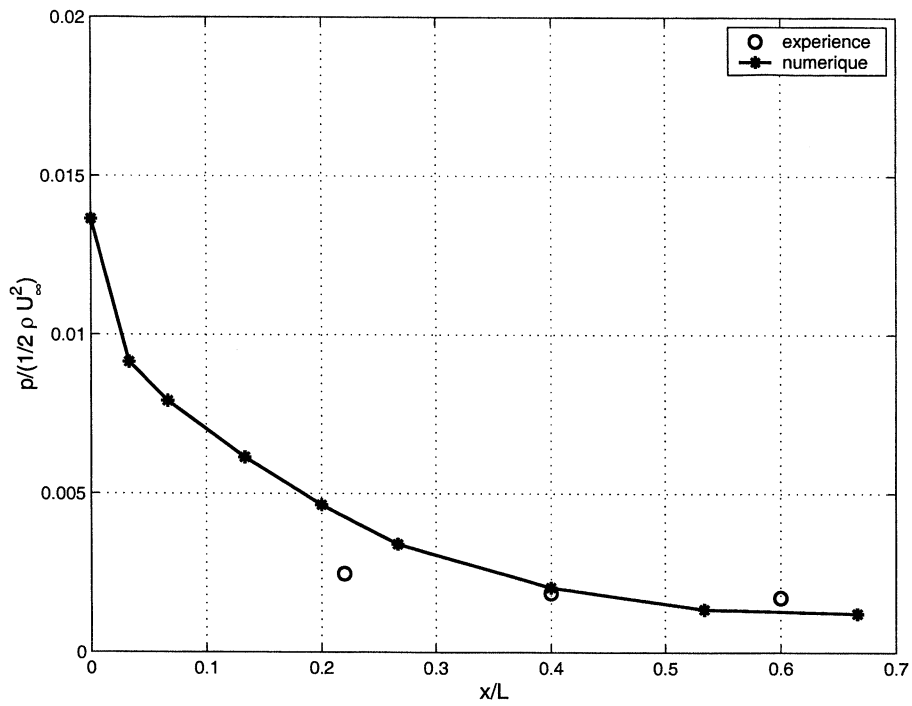


FIG. 4.32 - Comparaison des valeurs expérimentales aux valeurs numériques extrapolées pour  $L/E=0,15$ ;  $Re_H = 3.10^5$ .

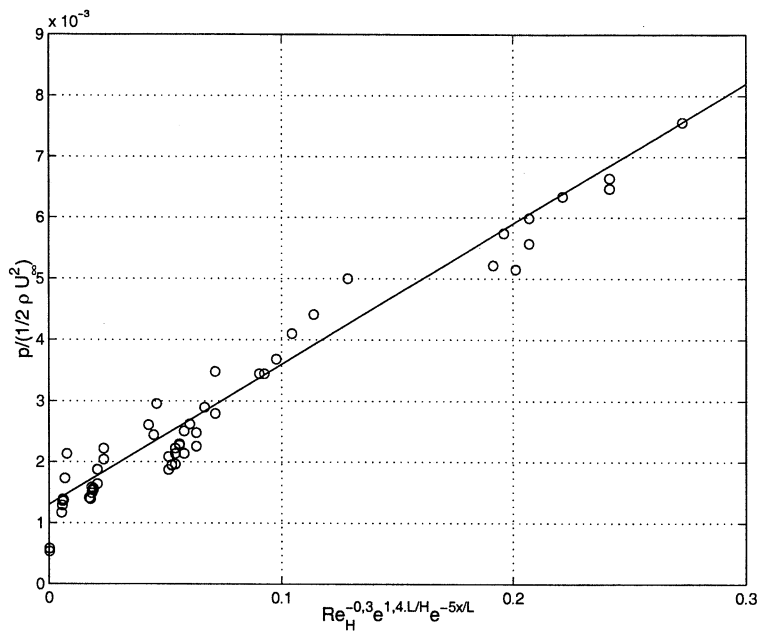


FIG. 4.33 - Détermination de l'évolution de la pression adimensionnée en fonction du nombre de Reynolds et du rapport géométrique pour les deux modes de cavité.

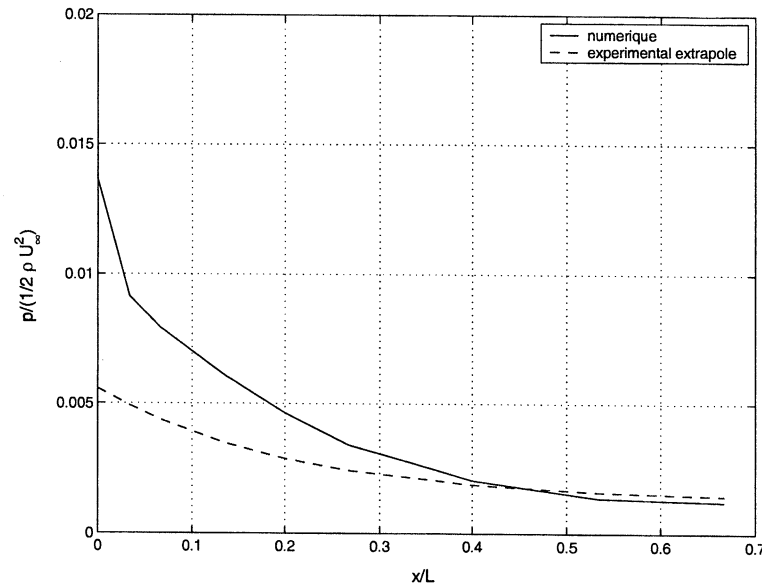


FIG. 4.34 – Comparaison de l'évolution numérique de pression extrapolée à  $L/E=0,15$  avec l'évolution expérimentale obtenue par la relation 4.14,  $R_H = 3.10^5$ .

cavité au lieu de la répartir sur les différents modes. Cette formule 4.14 présente l'avantage de donner des ordres de grandeurs de pression acceptables pour une grande variété de paramètres de commande. On voit tout l'intérêt qu'il y a de raffiner les mesures de pression près du bord aval de la cavité pour valider les tendances numériques observées.

#### 4.4.3 Estimation de la zone d'impact

La zone d'impact définit une zone où les sources acoustiques sont cohérentes puisqu'elles sont issues de l'impact de la couche cisailée. Or la fonction de cohérence entre les deux capteurs D et E indique une décorrélation totale du signal de pression, figure 4.35. Cette décorrélation traduit le fait que les tourbillons impactant la face  $S_v$  sont rapidement détruits lorsqu'ils sont convectés à l'intérieur de la cavité. On peut en conclure que la surface des sources acoustiques principales ne s'étend pas au delà de 6 cm au dessous de l'arête aval.

Nous avons proposé au paragraphe 2.2.5 un modèle analytique simple, basé sur une analogie avec les couches cisailées libres, permettant l'estimation de la zone d'impact par la relation :

$$\frac{\delta_\omega(L)}{L} = 0,181 \left( \frac{1}{\frac{U_c}{U_\infty}} + 1 \right) \quad (4.15)$$

Les valeurs expérimentales de  $\frac{U_c}{U_\infty}$  sont répertoriées dans le tableau 4.2. On compare alors dans le tableau 4.7 l'épaisseur de vorticité expérimentale déterminée par l'équation précédente, à la zone d'impact déterminée numériquement (voir chapitre 3, paragraphe 3.4.3). Ce modèle simple d'accroissement de l'épaisseur de vorticité fournit un ordre de grandeur acceptable de l'étendue de la zone d'impact : 1,4 cm pour  $L/H=2,2$  et 1,5 ; 0,5 cm pour  $L/H=0,3$ .

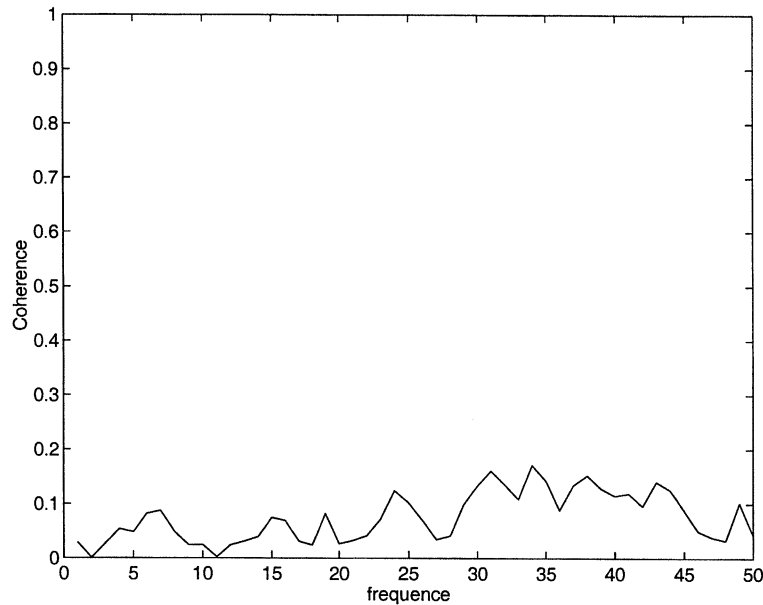


FIG. 4.35 – Fonction de cohérence sur la surface  $S_v$  pour  $L/H=1,5$ .

	Expérimental	Numérique
$L/H$	$\frac{\delta\omega.exp(L)}{2L}$ (%)	zone d'impact/L (%)
0,3	17	
1,5	9	10
2,2	7	

TAB. 4.7 – Estimation expérimentale de la zone d'impact

#### 4.4.4 Evolution de la pression sur $S_v$

Le seul point important pour dimensionner les sources acoustiques sur cette surface est la valeur de la pression sur la zone d'impact. L'ordre de grandeur de cette valeur est fournie par la pression sur l'arête aval que nous avons choisi de déterminer par ailleurs par la relation 4.14 pour les raisons suivantes :

- les données expérimentales sur la surface  $S_h$  sont plus nombreuses.
- et surtout la régularité de l'évolution de pression de type expérimental comme nous l'avons vu permet d'envisager une extrapolation fiable.

Néanmoins nous allons utiliser les tendances numériques et les résultats expérimentaux pour décrire de façon plus complète la pression sur la surface  $S_v$  pour le cas  $L/H=1,5$  uniquement.

On considère que la pression adimensionnelle évolue sur  $S_v$  de la façon suivante :

$$\frac{p}{1/2\rho U_\infty^2} = Ae^{-60(y/L-a)^2} + B \quad (4.16)$$

#### 4.4. Quantification des sources acoustiques

Le paramètre B est fourni directement par les expériences et correspond à la valeur de pression du capteur D. Pour déterminer les deux autres inconnues, A et a, la démarche suivante est proposée :

- continuité de la pression sur l'arête de la cavité en  $y=0$ . On obtient :

$$\frac{p}{1/2\rho U_\infty^2}(0) = Ae^{-60a^2} + B \quad (4.17)$$

La valeur  $\frac{p}{1/2\rho U_\infty^2}(0)$  est fournie par l'équation de pression 4.14 sur la face  $S_h$ .

- la zone d'impact vaut  $0,1L$  et correspond au point d'inflexion de l'équation 4.16. En annulant la dérivée seconde de cette équation, on obtient :

$$a \simeq 0,01 \quad (4.18)$$

On obtient ainsi un système à deux équations et deux inconnues dont la solution est comparée à l'évolution de pression numérique sur la figure 4.36.

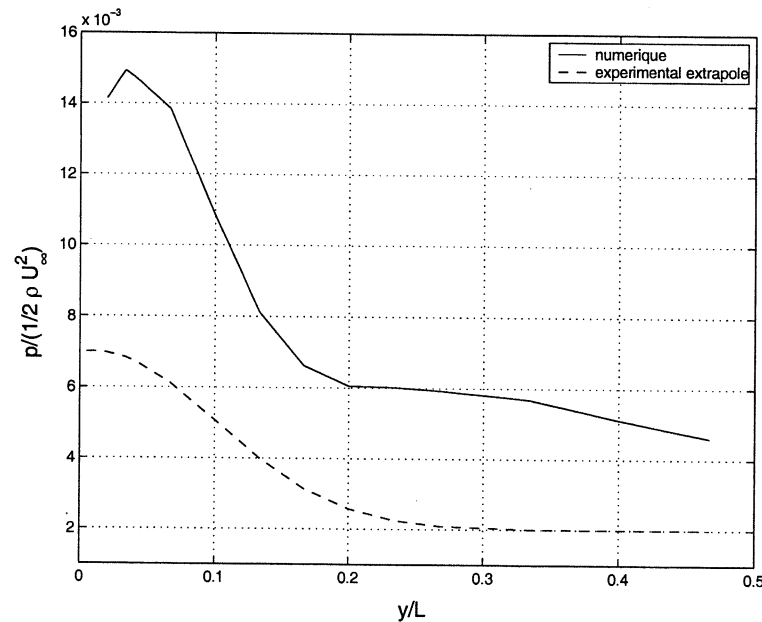


FIG. 4.36 - Comparaison de l'évolution numérique de pression extrapolée à  $L/E=0,15$  avec l'évolution expérimentale obtenue par la relation 4.16,  $R_H = 3.10^5$ .

#### 4.4.5 Phase relative des sources

Nous venons de proposer des lois de variation des amplitudes des pressions pariétales. Il est également nécessaire d'évaluer les phases relatives de chacune de ces sources. Cette évaluation sera conduite dans la direction de propagation (x) et dans la direction transverse (z). Dans cette dernière direction l'évaluation se révélera impossible en raison d'une perte rapide de cohérence. Ce terme de phase est alors remplacé par la fonction de pondération spatiale  $\Upsilon(\Delta z)$ , introduite au chapitre 2 dans le modèle acoustique.



#### Chapitre 4. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ECOULEMENT

La différence de phase entre deux capteurs de pression pariétale est liée à la vitesse de convection des tourbillons sur les parois. Ce terme de phase est donné par la relation :

$$e^{i.k.r} = e^{i.\Delta\varphi}$$

où  $k = \omega/U_c$  est la constante de propagation.

A partir de la phase de l'interspectre entre deux capteurs de pression pariétale, on retrouve la vitesse de convection des tourbillons sur les parois en utilisant la relation :

$$\Delta\varphi(f) = 2\pi f \frac{\Delta x}{U_c} \quad (4.19)$$

où  $\Delta\varphi(f)$  est la différence de phase entre deux capteurs distants de  $\Delta x$  à la fréquence  $f$ .

La notion de phase n'a de sens que si les signaux issus des capteurs sont cohérents. La cohérence est un indicateur d'une relation linéaire entre deux capteurs. La figure 4.37 représente la cohérence et la phase entre deux capteurs situés sur la partie horizontale en aval de la cavité. Une cohérence supérieure à 0,4 est observée jusqu'à 60 Hz. Par approximation linéaire, on obtient une pente moyenne de 0,05 rad/Hz. Connaissant la distance entre les capteurs, la relation 4.19 donne une vitesse de convection moyenne de  $U_c/U_\infty = 0,7$  sur la face horizontale. Il sera admis que cette vitesse moyenne de convection est indépendante de la fréquence. En effet on ne remarque pas de rupture de pente nette sur le tracé de la fonction de cohérence. Comme nous l'avons vu précédemment sur la figure 4.35, les fluctuations de pression sont décorréées sur la face  $S_v$  ; la notion de phase n'a donc aucun sens.

Il apparaît nettement, sur la figure 4.38, que les variations de pression de part et d'autre du bord aval sont en opposition de phase. Cette observation en accord avec le simulation numérique et les mesures de Rockwell et Tang [83].

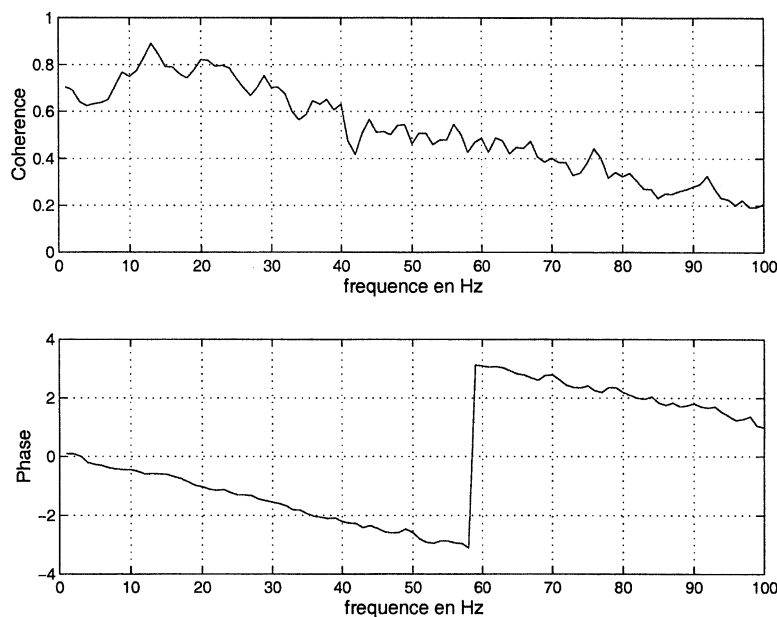


FIG. 4.37 – Cohérence et phase entre deux capteurs de pression fluctuante sur la surface  $S_h$ .

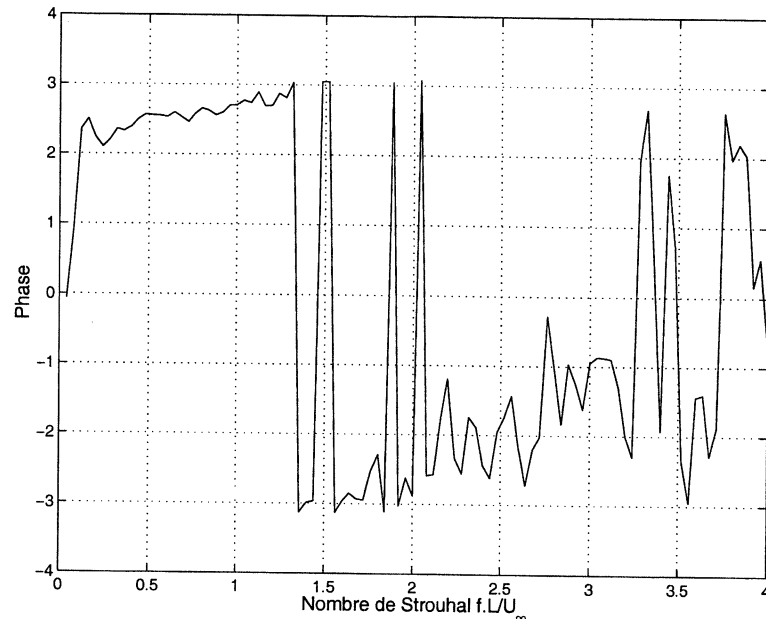


FIG. 4.38 – Différence de phase entre deux capteurs de pression de part et d'autre du bord aval.

Le dernier point à examiner concerne l'évolution de la phase suivant l'envergure. Ce point est essentiel pour le dimensionnement des sources acoustiques et le calcul de la pression acoustique en champ lointain puisque rappelons le, l'envergure  $E$  est de grande dimension devant la longueur  $L$  de la cavité  $0,03 \leq L/E \leq 4$ . En effet nous montrerons au chapitre 5 que la pression acoustique rayonné en champ lointain par la série de sources précédemment définie, peut varier de 14 dB suivant que les sources sont en phase ou décorréliées le long de l'envergure.

La quasi totalité des travaux relatifs aux cavités et aux couches cisillées libres considèrent l'écoulement comme bidimensionnel. A notre connaissance, seuls les travaux de Mendoza et Ahuja [56] mentionnent une décroissance rapide de la fonction de cohérence transverse de la vitesse fluctuante dans la couche cisillée d'une cavité. Un comportement semblable est observé dans le cas de couches cisillées libres [89], [12] pour lesquelles la fonction de corrélation transverse atteint une valeur asymptotique. Browand et Troutt [12] ont alors montré que la longueur de séparation correspondant à une valeur arbitraire de 40 % de la fonction de corrélation de vitesse correspond à  $2.3 \delta_\omega \pm 0.25 \delta_\omega$  ( $\delta_\omega$  étant l'épaisseur de vorticité définie à l'équation 2.30). Cette limite asymptotique se trouve être indépendante de l'état laminaire ou turbulent de l'écoulement incident amont [11]. Cette chute rapide de la fonction de cohérence signifie que l'impact tourbillonnaire n'est pas simultané sur la totalité de l'envergure et qu'il existe une longueur de corrélation du détachement tourbillonnaire. On comprend ainsi l'origine du terme de corrélation transverse (aussi appelé terme de pondération) qui a été introduit dans le modèle acoustique au chapitre 2. Afin de caractériser cette fonction de corrélation (nécessaire au dimensionnement des sources acoustiques), cinq capteurs de pression fluctuante sont répartis sur l'envergure. A titre d'exemple on représente l'évolution de la fonction de cohérence pour un rapport géométrique de  $L/H = 1,5$  et un nombre de Reynolds de  $Re_H = 3,6 \cdot 10^5$  (figure 4.39). La fonction de cohérence apparaît comme indépendante du nombre de Reynolds testé.

Il faut noter que la fonction de corrélation est reliée à la norme de l'interspectre alors que la

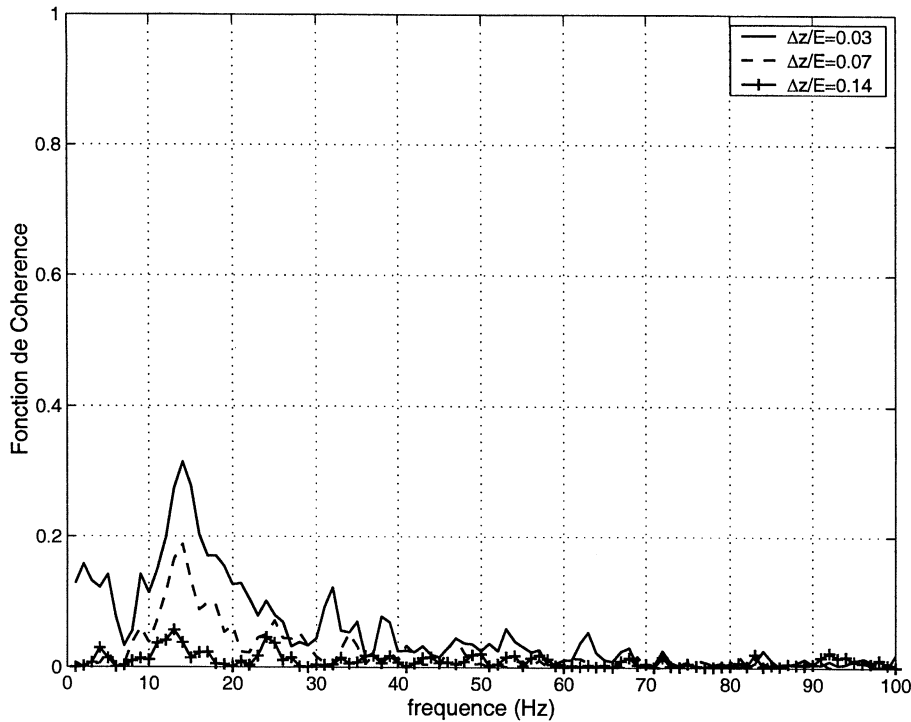


FIG. 4.39 – Evolution de la fonction de cohérence transverse.

fonction de cohérence représente le carré de cette fonction de corrélation. Ce terme de corrélation (appelé aussi terme de pondération) s'écrit :

$$\Upsilon(\Delta z) = e^{i(\psi(z) - \psi(z'))} \quad (4.20)$$

où  $e^{i(\psi(z) - \psi(z'))}$  représente la phase de l'interspectre entre deux capteurs distants de  $|z - z'|$ .

Le modèle acoustique fait apparaître la somme des interspectres entre les différentes sources. On suppose que l'amplitude des sources est indépendante de leur position transversale. Ainsi la diminution de l'interspectre (de la cohérence) dans la direction transverse est due au terme de pondération (4.20). La variation transversale de ce terme est supposée avoir une allure gaussienne selon Goldstein [30] dans le cas du détachement tourbillonnaire à l'arrière d'un cylindre, ou exponentielle selon Robert [69] dans le cas d'une couche limite turbulente sur une plaque plane.

La figure (4.40) représente l'évolution transverse moyenne de la fonction de corrélation  $\Upsilon(\Delta z)$  (racine carré de la cohérence) pour les deux premiers modes d'oscillation de la couche cisailée. A partir de ces valeurs, la fonction  $\Upsilon(\Delta z)$  est alors déterminée par :

$$\Upsilon(\Delta z) = e^{-8\Delta z/E} \quad (4.21)$$

Il est important de souligner que nous n'avons pas décelé de corrélation entre la présence de cellules à l'intérieur de la cavité et l'évolution de la fonction de corrélation transverse  $\Upsilon(\Delta z)$ .

Les données d'entrée du modèle acoustique sont répertoriées dans le tableau (4.8), il est important de rappeler que ces données font appel à la fois aux résultats de simulation numérique et aux données issues de l'expérience.

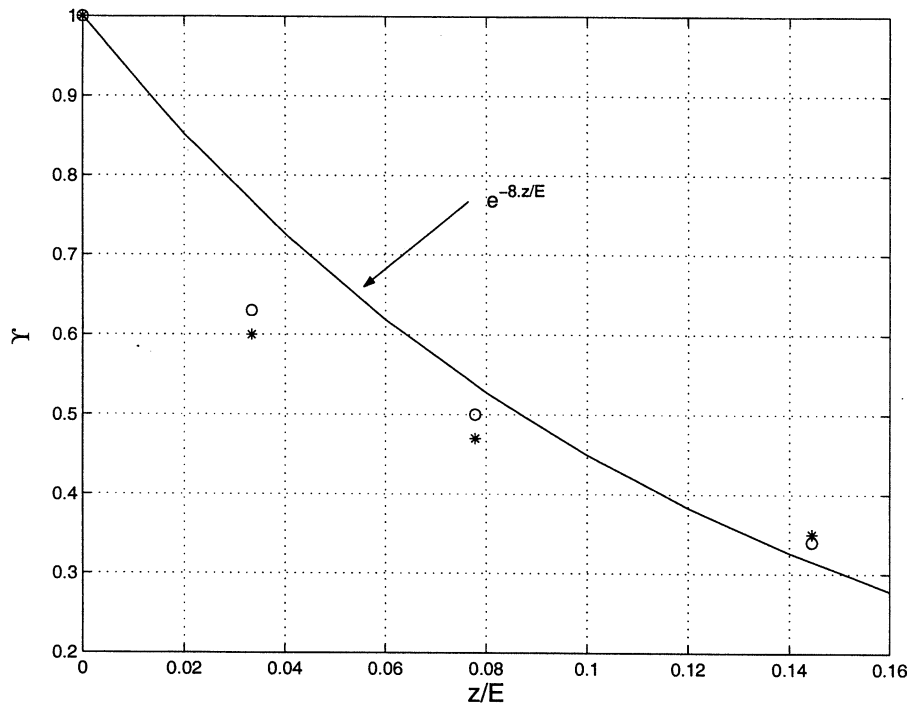


FIG. 4.40 - Evolution exponentielle de la fonction de corrélation.

Dimensionnement des sources acoustiques	
Amplitude de la pression pariétale fluctuante	⇒ équation 4.14
Fonction de cohérence transverse: $\Upsilon(\Delta z)$	⇒ équation 4.21
Fréquence des sources	⇒ équations 4.7, 4.8 et 4.9
Zone d'impact	⇒ équation 2.35

TAB. 4.8 - Données d'entrée du modèle M.A.S.E.

Chapitre 4. *ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ECOULEMENT*

## Chapitre 5

# VALIDATION DU MODELE ACOUSTIQUE



Ce chapitre est consacré à la comparaison des résultats obtenus par le modèle M.A.S.E avec les mesures de pression acoustique réalisées en soufflerie anéchoïque. Tout d'abord, nous allons décrire succinctement les essais acoustiques et montrer dans quelle mesure les résultats expérimentaux obtenus sont comparables à ceux calculés par le modèle. Puis nous testerons la sensibilité du modèle aux variations des données d'entrée. Ces variations sont représentatives de la dispersion des mesures expérimentales autour des valeurs calculées par les équations empiriques répertoriées dans le tableau 4.8. Enfin, la comparaison modèle/expérience portera essentiellement sur le cas de référence  $L/H=1,5$  pour lequel les sources acoustiques ont été dimensionnées.

## 5.1 Présentation des essais acoustiques

Au préalable, précisons que les essais acoustiques ont été réalisés dans le cadre d'un projet R&D commun au consortium Alstom Transport-SNCF-PSA. Ils ont été conçus par le consortium et réalisés par Alain Louisot dans la soufflerie silencieuse de l'ECL.

### 5.1.1 Condition expérimentale

Les essais ont été réalisés à l'Ecole Centrale de Lyon, au moyen d'une soufflerie silencieuse débouchant dans une chambre anéchoïque. La veine d'essai est raccordée au jet primaire de la soufflerie par un convergent-divergent de longueur 1 mètre assurant la transition entre la section carrée de sortie de jet de 560 mm de côté en une section rectangulaire de 250 \* 800 mm représentant la section de la veine d'essai. A la sortie de ce convergent, un grillage métallique en acier galvanisé assure une homogénéisation de l'écoulement amont. La veine d'essai permet de canaliser l'écoulement tout en étant transparente aux ondes acoustiques pour autoriser des mesures de pression en champ lointain. Elle est constituée de trois tronçons distincts permettant de répondre à ces exigences (figure 5.1).

- un tronçon amont de 2 mètres destiné à obtenir un écoulement turbulent en amont de la cavité. Une de ses surfaces est parfaitement lisse ; les trois autres parois de ce tronçon sont recouvertes d'une mousse en polyuréthane pour limiter les réflexions acoustiques dans la veine.
- une partie de 1,5 m contenant la cavité, est placée en continuité de la paroi amont lisse. Les trois autres parois de ce tronçon (au dessus et de part et d'autre de la cavité) sont constituées d'un tissu en polyéthylène transparent aux ondes acoustiques et permettant de canaliser l'écoulement.
- enfin le dernier tronçon de 2 mètres de long, à l'aval de la cavité est recouvert entièrement de mousse en polyuréthane. Cette partie présente l'intérêt de prolonger suffisamment le conduit pour éviter que le bruit de jet ne perturbe les mesures acoustiques.

L'avantage principal de ce dispositif est non seulement de canaliser l'écoulement pour reproduire au mieux les conditions expérimentales rencontrées lors des essais hydrauliques mais encore de permettre des mesures de pression acoustique hors écoulement. En effet lorsque des microphones acoustiques sont introduits dans un écoulement, ils sont sensibles à la pression acoustique et au bruit de turbulence qu'ils engendrent eux-mêmes. Ce bruit de turbulence, large bande, peut alors masquer le signal acoustique. Il convient donc de munir ces microphones d'un cône de turbulence ou d'utiliser des sondes spécifiques comme les sondes de Neise.

La maquette comporte une plaque amont fixe de 600 mm, la cavité et une plaque aval mobile qui permet de faire varier la longueur  $L$  de la cavité. Cette maquette est en aluminium usiné



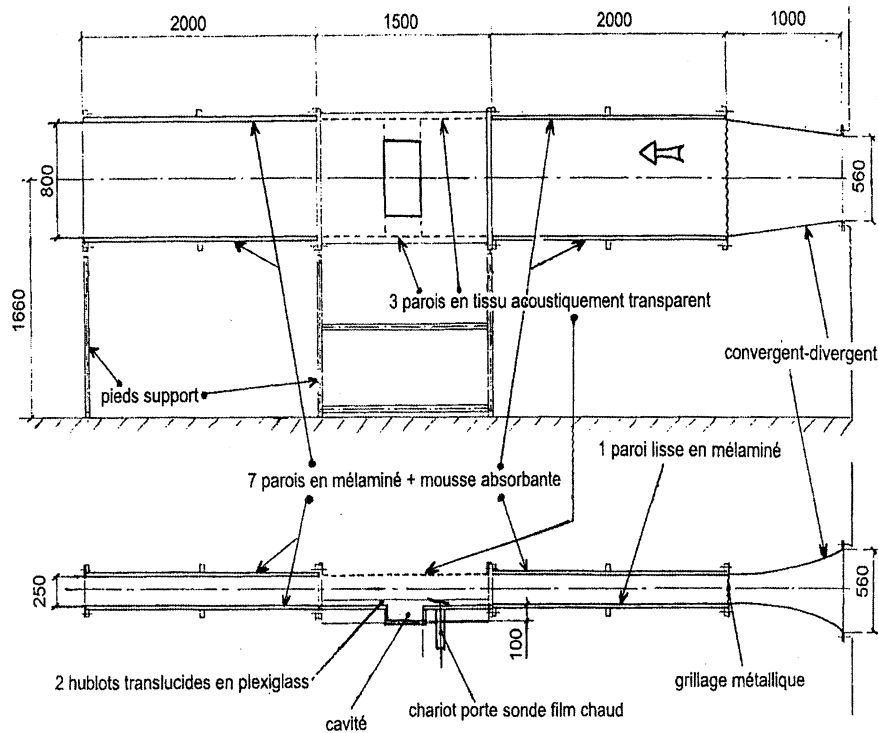


FIG. 5.1 - Plan de la veine d'essai et de la maquette.

Configuration	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
L (mm)	0	300	200	150	100	50	150	150	150	150
E (mm)	0	800	800	800	800	800	500	300	150	50

TAB. 5.1 -

pour obtenir un bon état de surface. La profondeur  $H$  de la cavité est constante. L'envergure  $E$  occupe la totalité de la veine soit 800 mm. L'insertion de blocs d'aluminium permet de réduire l'envergure pour un rapport géométrique de  $L/H=1,5$  uniquement.

Trois paramètres varient dans ces essais. Il s'agit de deux paramètres géométriques : la longueur  $L$  et l'envergure  $E$  de la cavité, et de la vitesse d'écoulement. Le tableau (5.1) synthétise les géométries étudiées. Pour chaque configuration, trois vitesses d'écoulement sont systématiquement utilisées : 20 m/s, 40 m/s et 75 m/s. Pour les configurations 0 et 3, deux vitesses supplémentaires sont étudiées : 30 m/s et 60 m/s.

Rappelons que les données d'entrée du modèle acoustique résultent de lois semi-empiriques (tableau 4.8) qui ne peuvent pas prendre en compte tous les phénomènes influant sur le bruit rayonné, notamment l'effet de l'épaisseur de couche limite de l'écoulement incident. Ces lois ont été construites en partie sur la base d'essais hydrauliques. Pour comparer le modèle aux mesures, il faut vérifier que les essais acoustiques et les essais hydrauliques sont en similitude de Reynolds, en similitude d'échelles géométriques et que l'écoulement amont est identique dans les deux cas (même taux de turbulence et même épaisseur de couche limite).

La variation des paramètres adimensionnels acoustiques sont répertoriées dans le tableau 5.2.

$0,5 \leq L/H \leq 3$	paramètre adimensionnel géométrique principal
$0,0625 \leq L/E \leq 0,375$	paramètre adimensionnel géométrique secondaire
$1,33 \cdot 10^5 \leq Re_H \leq 5 \cdot 10^5$	paramètre adimensionnel de l'écoulement

TAB. 5.2 – Variation des paramètres adimensionnels acoustiques

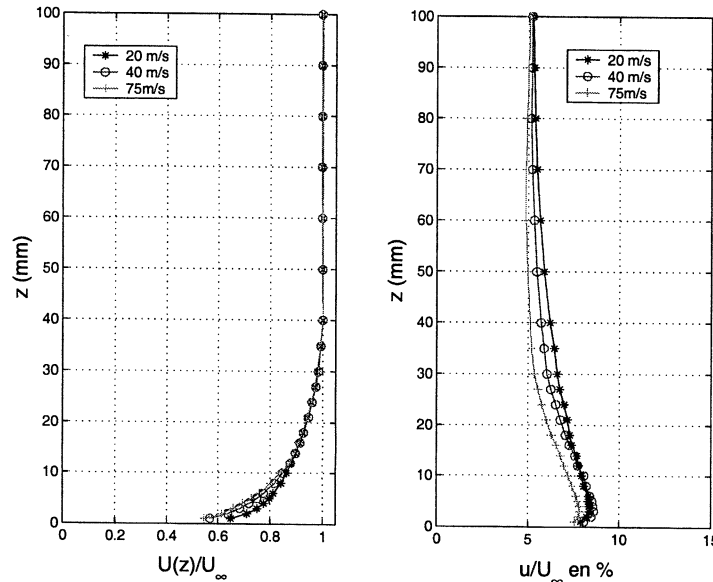


FIG. 5.2 – Profil de vitesse et taux de turbulence de l'écoulement amont.

On remarque que l'ensemble des paramètres adimensionnels sont comparables à ceux définis lors des essais en similitude hydraulique. Les essais acoustiques et les essais hydrauliques sont en similitude de Reynolds et en similitude d'échelles. Les phénomènes aérodynamiques mis en jeu en soufflerie sont donc identiques à ceux observés lors des essais hydrauliques à l'exception de ceux faisant intervenir la compressibilité. Or les couplages purement aérodynamiques F.F, F.A.B et le couplage F.A.C qui est caractéristique d'une résonance acoustique de cavité, sont susceptibles d'apparaître dans ces essais. Il va de soi que le modèle testé est incapable de restituer ce dernier couplage.

Le profil de vitesse de l'écoulement amont est mesuré pour chaque vitesse à 100 mm en amont de la cavité, au centre de la veine. Une sonde anémométrique à film chaud de marque Dantec type 55R11 est reliée à un anémomètre de marque TSI type IFA100. La sonde est montée sur un chariot de déplacement permettant de mesurer la vitesse à 1mm de la paroi jusqu'à une hauteur de 100 mm. La figure (5.2) représente le profil de vitesse moyen et le taux de turbulence en amont de la cavité. On remarque que l'épaisseur de couche limite est quasiment constante et de l'ordre de 0,4 H. Le taux de turbulence, de l'ordre de 9 %, est légèrement inférieur à celui mesuré lors des essais hydraulique. Les écoulements en air et en eau sont donc tout à fait comparables.

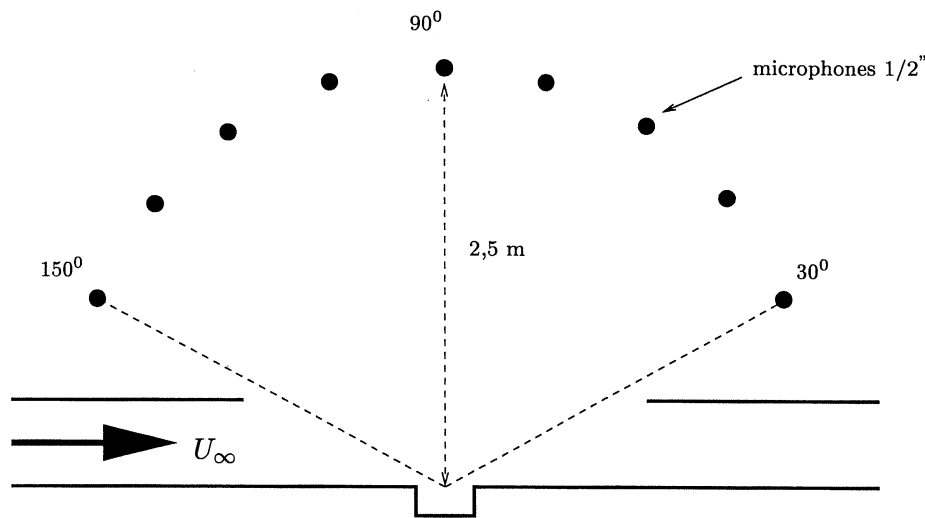


FIG. 5.3 – Antenne circulaire de directivité acoustique en champ lointain.

La comparaison directe des mesures acoustiques en champ lointain avec les prévisions du modèle acoustique est donc totalement licite lorsque les couplages F.F et F.A.B seront prédominants. En revanche lorsque le couplage F.A.C se manifestera, la comparaison modèle / expérience n'aura pas de sens.

### 5.1.2 Description des mesures acoustiques

Pour caractériser le bruit rayonné par la cavité, trois types de mesures sont réalisées :

- *Mesures de pression en champ lointain.* Pour caractériser la pression acoustique et la directivité en champ lointain, une antenne directionnelle constituée de neuf microphones est disposée, comme l'indique la figure 5.3, sur un arc de cercle à 2,5 m du centre de la cavité défini par ( $x=L/2$ ;  $z=E/2$ ;  $y=0$ ). Les angles d'écoute varient de 30 à 150° tous les 15°. Cette antenne directionnelle est placée parallèlement à l'écoulement, et permet d'observer la directivité dans le sens de l'écoulement.

Les microphones sont suspendus par des supports plastiques pour éviter d'éventuels parasites électriques de masse. Les supports métalliques sont recouverts de laine de verre aux endroits nécessaires pour éviter des réflexions acoustiques indésirables.

Les microphones utilisés sont des microphones à condensateur de 1/2" de marque Brüel & Kjaer type 4191. Leur sensibilité varie de 11,05 à 13,11 mV/Pa, et la bande passante varie de 3,15 Hz à 40 kHz, la gamme dynamique s'étend de 22 à 162 dB. Un analyseur de spectre de marque Hewlett-Packard type 3567A permet l'analyse en bande fine (800 lignes pour une gamme de fréquence de 0-12800Hz) de la pression acoustique. Les résultats sont exprimés en Densité Spectrale de Puissance avec un pas de fréquence de 16 Hz. La densité spectrale de puissance est calculée en niveau linéaire (sans pondération) et avec une pondération de type A.

- *Cohérence champ proche champ lointain.* Un microphone placé en fond de cavité est sensible aux fluctuations de pression pariétale qui regroupent indistinctement fluctuations acoustiques et fluctuations turbulentes liées à l'écoulement. Ces dernières ne sont pas propagatives. La cohérence entre ce microphone et les neuf microphones placés en champ lointain sur l'antenne directionnelle permet alors de caractériser les fréquences propagatives liées aux oscillations de la couche cisailée.

## 5.1. Présentation des essais acoustiques

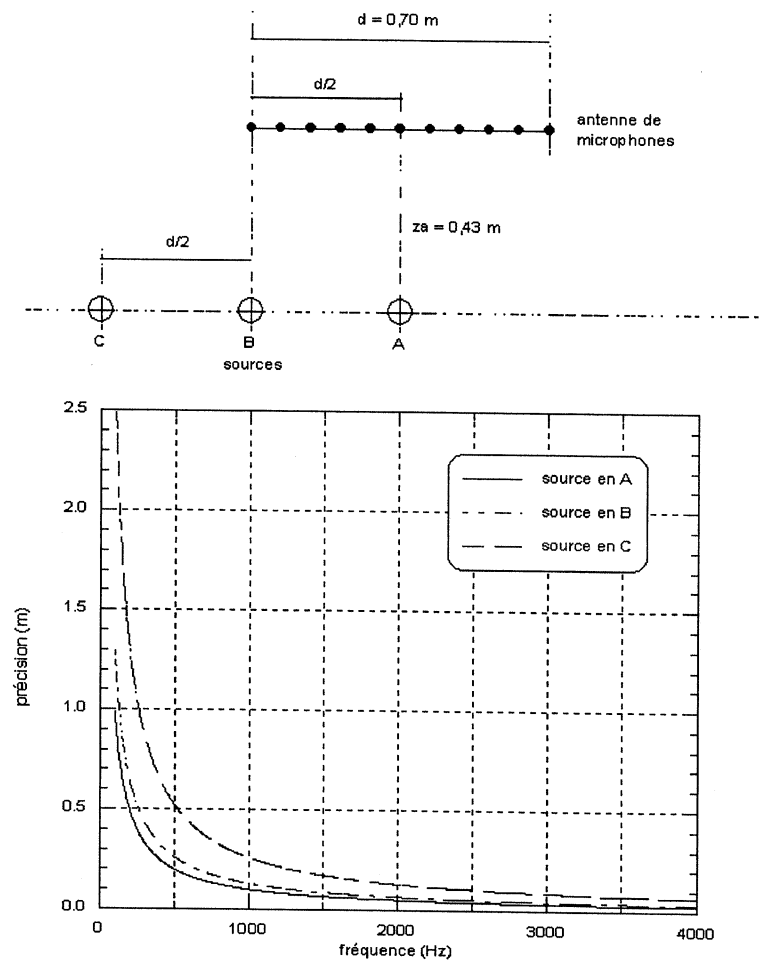


FIG. 5.4 – Précision du positionnement des sources selon l'axe de l'antenne pour trois positions de source A (source centrée sur l'antenne), B (source située au bord de l'antenne) et C (source située à l'extérieur de l'antenne).

• *Antennerie.* Afin de localiser les sources acoustiques de la cavité, on dispose une antenne linéaire de 0,7 m de long et constituée de 11 microphones. Mais la résolution spatiale de cette antenne, présentée sur la figure 5.4, n'est pas suffisante pour localiser les sources de façon précise. En effet, compte tenu des dimensions de la cavité et des vitesses d'écoulement étudiées, les fréquences d'oscillation se situent en général au dessous de 1000 Hz. Pour cette gamme de fréquence, la résolution de l'antenne est de l'ordre de la largeur de la cavité. Il est donc impossible de préciser si les sources acoustiques sont localisées près du bord aval comme nous l'avons supposé dans le modèle acoustique M.A.S.E.

On sait que les moyens techniques pour localiser et hiérarchiser les sources acoustiques sont très variés [47]. Dans le cas d'une antenne linéaire, comme celle qui a été utilisée, le pouvoir de résolution est lié directement au nombre de demi-longueurs d'ondes contenues dans l'antenne [53]. Une antenne plus longue aurait donc permis de localiser les sources de façon plus précise.

## 5.2 Tests de sensibilité du modèle M.A.S.E

### 5.2.1 Sensibilité du modèle au type de rétroaction F.F ou F.A.B

Pour le cas de référence  $L/H=1,5$  les fréquences d'oscillation de la couche cisillée sont pilotées à fois par la rétroaction hydrodynamique (couplage F.F) et par la rétroaction acoustique (couplage F.A.B). Ces deux types de couplage donnent lieu à une dispersion de 20 % environ du nombre de Strouhal associé aux fréquences d'oscillation. On observe sur la figure 5.5 une diminution de 1 à 2 dB du niveau de pression rayonnée lorsque la rétroaction est du type acoustique. Ce résultat était attendu ; comme le niveau de pression d'un dipôle varie linéairement avec la fréquence, une augmentation de la fréquence de 20 % entraîne une augmentation de la pression de 1,6 dB. Le type de couplage ne modifie donc pas de façon significative les résultats obtenus.

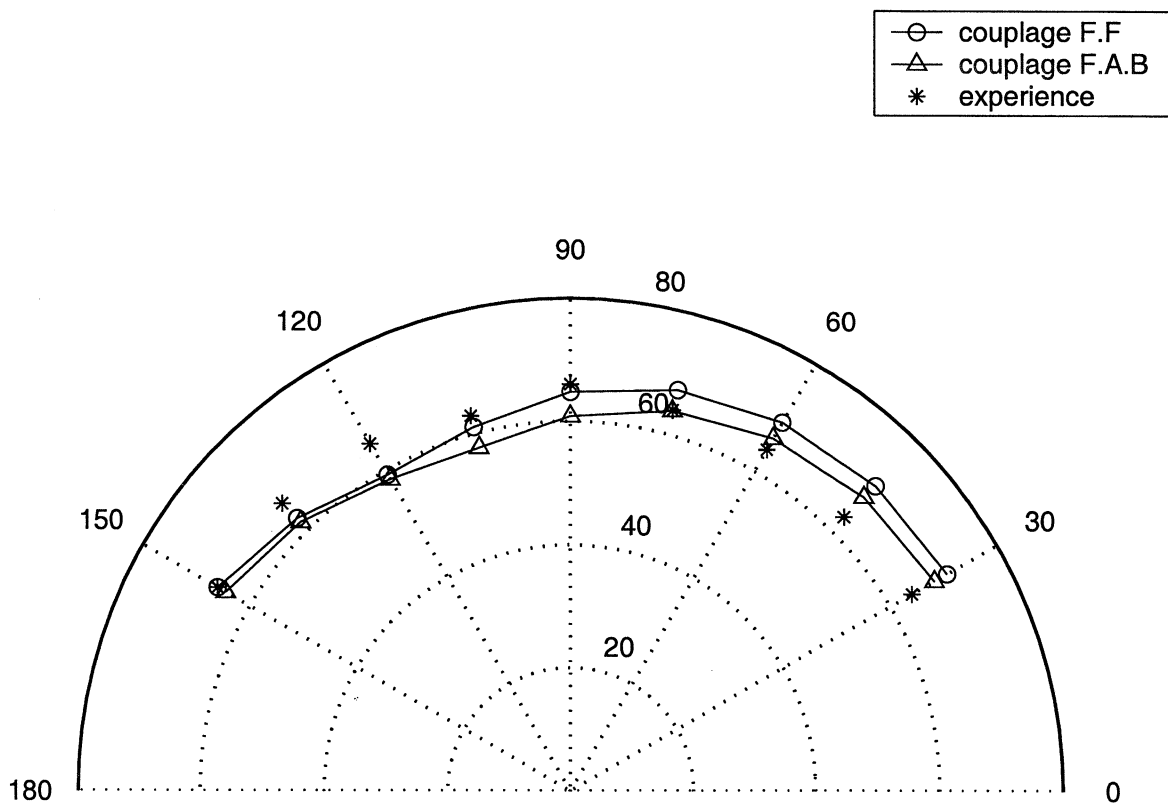


FIG. 5.5 – Effet du couplage F.F et F.A.B sur les niveaux de pression acoustique en champ lointain.

### 5.2.2 Sensibilité du modèle aux amplitudes des sources

Nous avons choisi de déterminer les amplitudes des sources avec l'équation 4.14. La dispersion des résultats expérimentaux est relativement faible autour de cette équation. On peut ainsi encadrer ces résultats par deux équations 5.1 et 5.2 qui définissent une limite inférieure et supérieure des amplitudes des sources acoustiques (figure 5.6).

$$\text{limite inférieure: } \frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} = 0,023 \cdot Re_H^{-0,3} \cdot e^{1,4 \cdot \frac{L}{H}} \cdot e^{-5(L+\frac{\pi}{L})} + 0,0006 \quad (5.1)$$

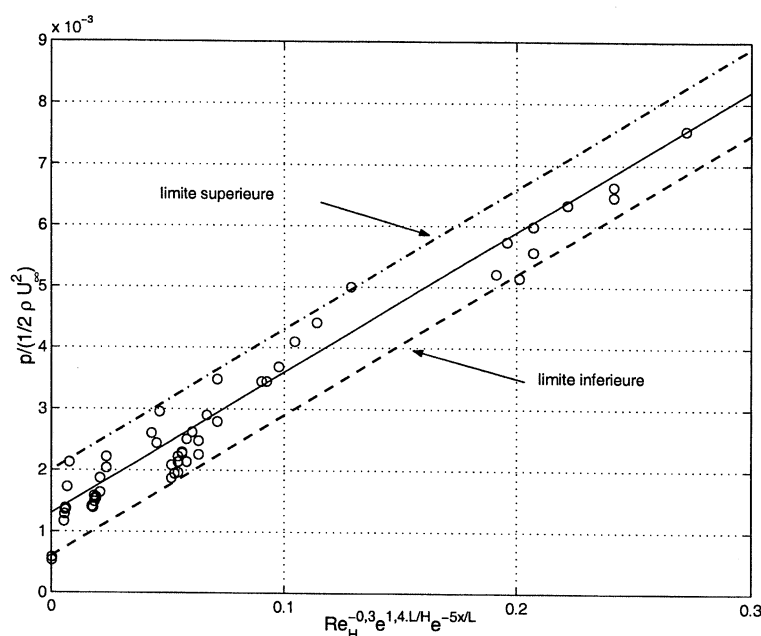


FIG. 5.6 – Détermination des amplitudes minimales et maximales des sources acoustiques.

$$\text{limite supérieure: } \frac{p}{\frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2} = 0,023.Re_H^{-0,3}.e^{1,4.\frac{L}{H}}.e^{-5(L+\frac{x}{L})} + 0.002 \quad (5.2)$$

On présente sur la figure 5.7 l'influence des relations 5.1 et 5.2 sur la pression acoustique rayonnée pour un rapport géométrique de 1,5 et un nombre de Reynolds de  $4.10^5$  (valeur de l'abscisse 0,17). L'écart de pression, entre 3 et 5 dB, reste minime.

### 5.2.3 Sensibilité à la fonction de corrélation transverse

Cette fonction de corrélation  $\Upsilon(\Delta z)$  à été introduite pour simuler une perte rapide de cohérence des sources acoustiques dans le sens transverse. Deux cas limites peuvent être simulés :

- des sources acoustiques cohérentes et en phases le long de l'envergure signifiant que les impacts tourbillonnaires sont identiques et simultanés sur le bord aval de la cavité.
- des sources acoustiques complètement décorréelées le long de l'envergure signifiant des impacts tourbillonnaires désordonnés.

Ces deux cas limites sont illustrés sur la figure 5.8. Constatons tout d'abord que les résultats expérimentaux sont encadrés par les deux cas limites. Le passage de sources en phase à des sources décorréelées entraîne une chute du niveau de pression de 14 dB dans toutes les directions. Le choix d'une fonction de corrélation permet donc de balayer tous les niveaux acoustiques encadrés par ces deux cas limites. Or la valeur de cette fonction a été fixée de façon empirique et vaut  $\Upsilon(\Delta z) = e^{-8z/E}$ . Cette valeur résulte d'une moyenne obtenue sur plusieurs géométries et plusieurs nombres de Reynolds. Les valeurs extrêmes obtenues étaient de  $\Upsilon(\Delta z) = e^{-5z/E}$  et de  $\Upsilon(\Delta z) = e^{-20z/E}$ . Ces deux valeurs induisent une faible variation du niveau de pression, on observe en effet une hausse du niveau de pression de 2 dB pour la première valeur et une diminution du niveau de pression de 3 dB pour la seconde.

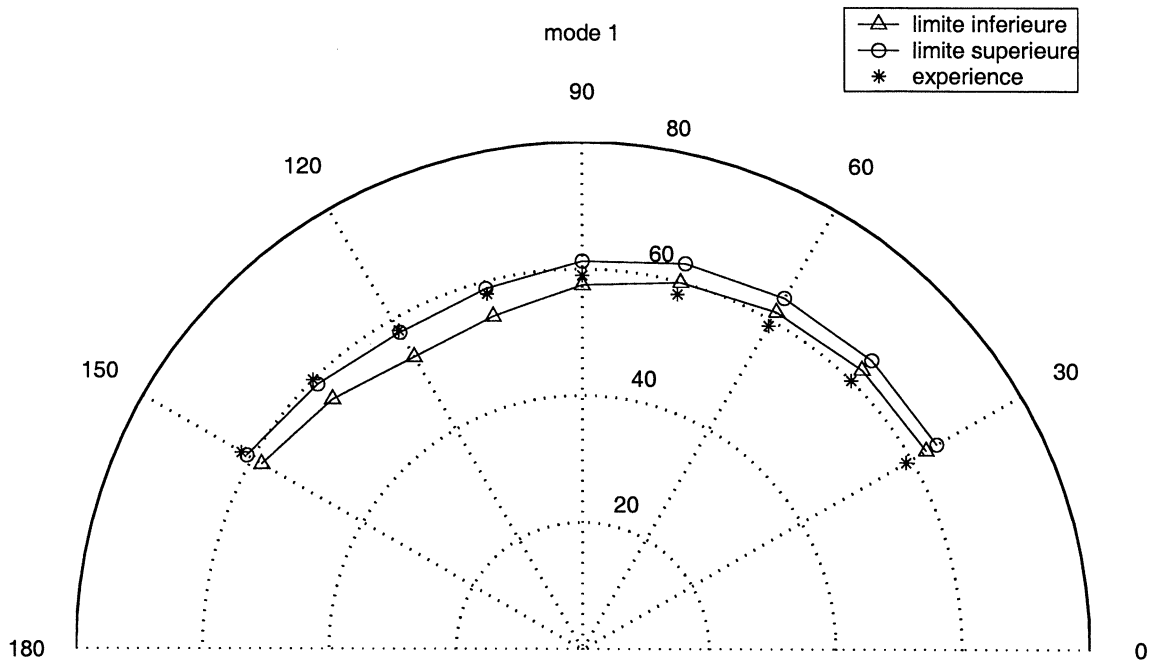


FIG. 5.7 – Effet des variations d'amplitude des sources sur le rayonnement en champ lointain; mode 1;  $Re_H = 4.10^5$ .

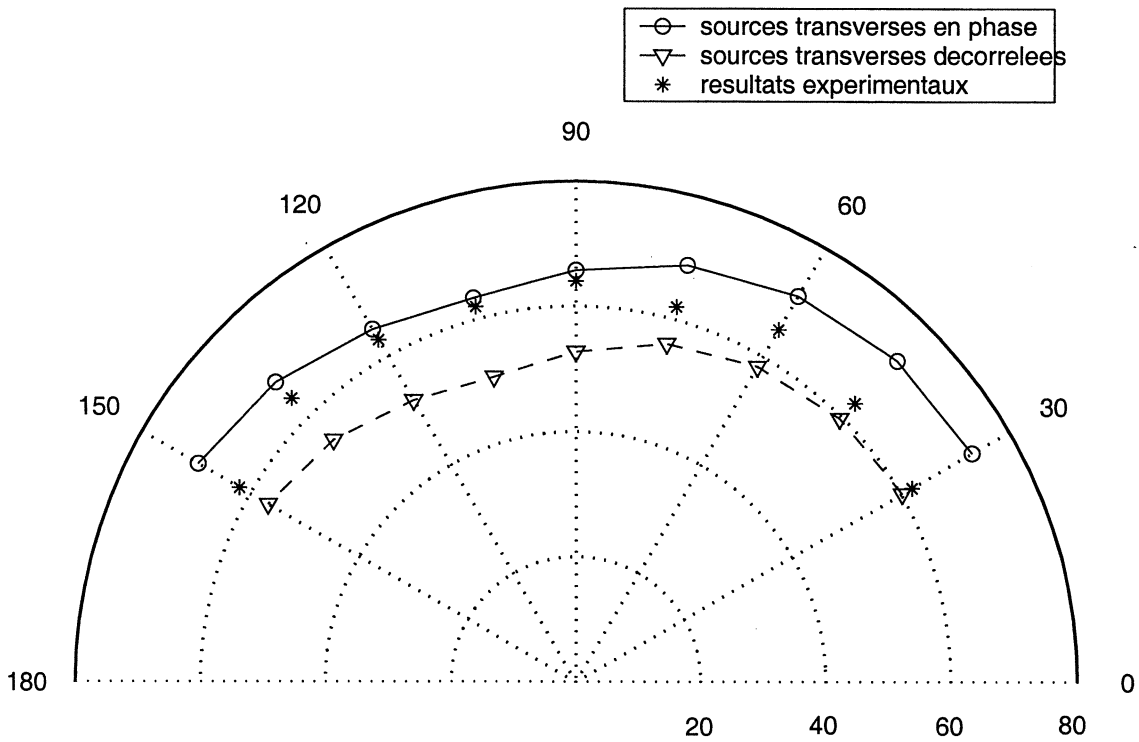


FIG. 5.8 – Comparaison du niveau de pression acoustique pour des sources corrélées dans le sens transverse et décorrélées;  $L/H=1,5$ .

### 5.3. Comparaison Modèle acoustique - Mesures acoustiques

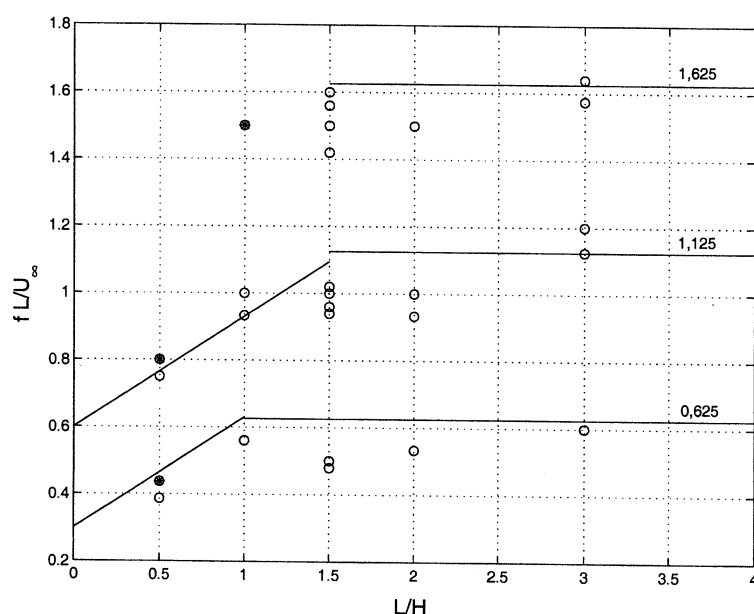


FIG. 5.9 – Evolution du nombre de Strouhal en fonction du rapport géométrique. Données issues des essais acoustiques pour des nombres de Reynolds variant de  $2,6 \cdot 10^5$  à  $5 \cdot 10^5$ . ● : résonance acoustique (couplage F.A.C) ; ○ : fréquence aérodynamique (couplage F.F ou F.A.B)

## 5.3 Comparaison Modèle acoustique - Mesures acoustiques

### 5.3.1 Evolution du nombre de Strouhal en fonction de L/H

La figure 5.9 compare l'évolution des fréquences acoustiques (exprimées en nombre de Strouhal) en fonction du rapport géométrique L/H aux lois empiriques définies par les équations 4.7, 4.8 et 4.9.

Les trois modes de cavité sont présents. La rétroaction acoustique F.A.B pilote les oscillations ( $L/H \geq 1,5$ ) et les nombres de Strouhal obtenus par les lois surestiment de 10 % environ les valeurs expérimentales. Lorsque la rétroaction est de type hydrodynamique F.F ( $L/H \leq 1,5$ ) les estimations sont correctes. Pour la configuration  $L/H=0,5$  on observe des spectres stables et instables pour les vitesses d'écoulement de 40 et 75 m/s respectivement. Les spectres stables se caractérisent par l'apparition des fréquences aérodynamiques notamment à 592 Hz. Les spectres instables se caractérisent par une fréquence supplémentaire à 624 Hz (figure 5.10). Cette fréquence à 624 Hz ne correspond pas une fréquence aérodynamique mais résulte d'un mode acoustique de cavité. La formule empirique (5.3) proposée par East [24] permet d'évaluer les modes propres acoustiques des cavités profondes ( $L/H \leq 1$ ) :

$$\frac{f H}{c} = \frac{0,25}{1 + 0,65 (L/H)^{0,75}} \quad (5.3)$$

Dans notre cas, cette équation prévoit une fréquence à 613 Hz. Lors des essais acoustique, il aurait été intéressant d'augmenter quelque peu la vitesse d'écoulement pour avoir une coïncidence parfaite entre la fréquence du lâcher tourbillonnaire et le mode acoustique de cavité. Une forte hausse du niveau sonore aurait alors désigné sans ambiguïté cette fréquence comme un mode acoustique de cavité.



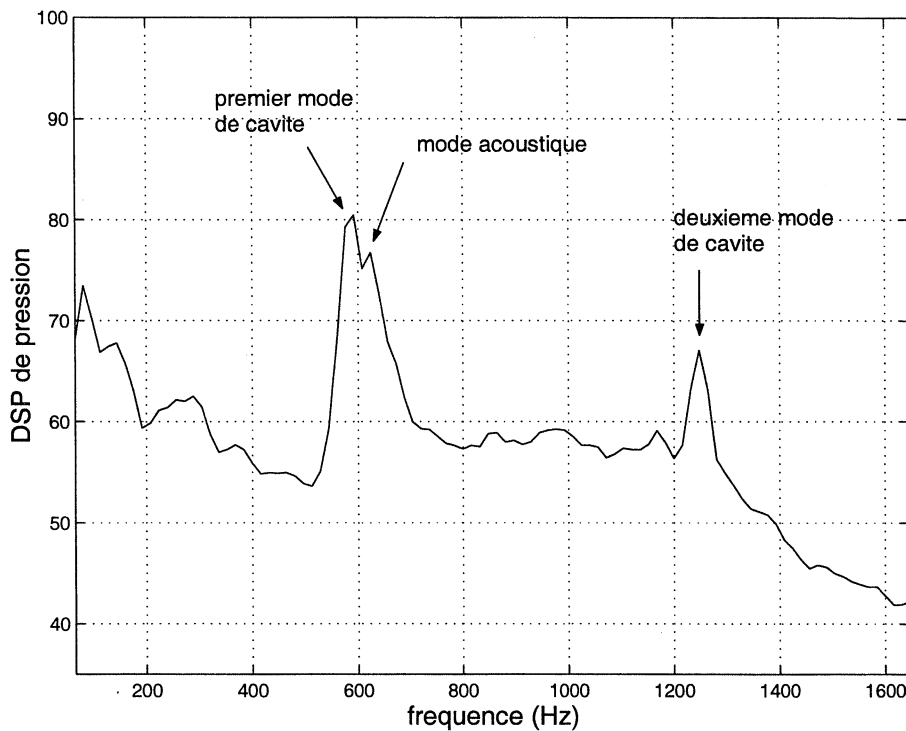


FIG. 5.10 – Spectre de pression en champ lointain.  $L/H=0,5$ ;  $U_{\infty} = 75$  m/s. Apparition de la fréquence de résonance à 624 Hz liée au mode acoustique normal de cavité.

On voit apparaître le troisième mode de cavité pour un rapport géométrique de 1 contrairement à ce qui avait été observé lors des essais hydrauliques. Or la fréquence correspondant à ce troisième mode est de 600 Hz environ et apparaît pour une vitesse d'écoulement de 40 m/s. Il s'agit là encore du mode acoustique de cavité cité précédemment. Lorsque la vitesse augmente à 75 m/s cette fréquence ne se distingue plus, car elle coïncide avec le deuxième mode aérodynamique.

### 5.3.2 Evolution du niveau de puissance en fonction de la vitesse d'écoulement

On présente sur la figure 5.11 une comparaison modèle / expérience du niveau de puissance en fonction de la vitesse pour les deux premiers modes de cavité.

On observe la même évolution en  $U_{\infty}^{5,4}$  pour le mode 1. Elle se rapproche de celle du dipôle qui, rappelons le, est en  $U_{\infty}^6$ . Une analyse dimensionnelle permet de comprendre pourquoi l'évolution de la puissance diffère de celle du dipôle. Si  $A$  est la pression source,

$$p \sim A f , \tag{5.4}$$

soit

$$p \sim A \frac{U_{\infty}}{L} \tag{5.5}$$

Or nous avons déterminé numériquement et vérifié expérimentalement que le terme  $\frac{A}{1/2\rho U_{\infty}^2}$

### 5.3. Comparaison Modèle acoustique - Mesures acoustiques

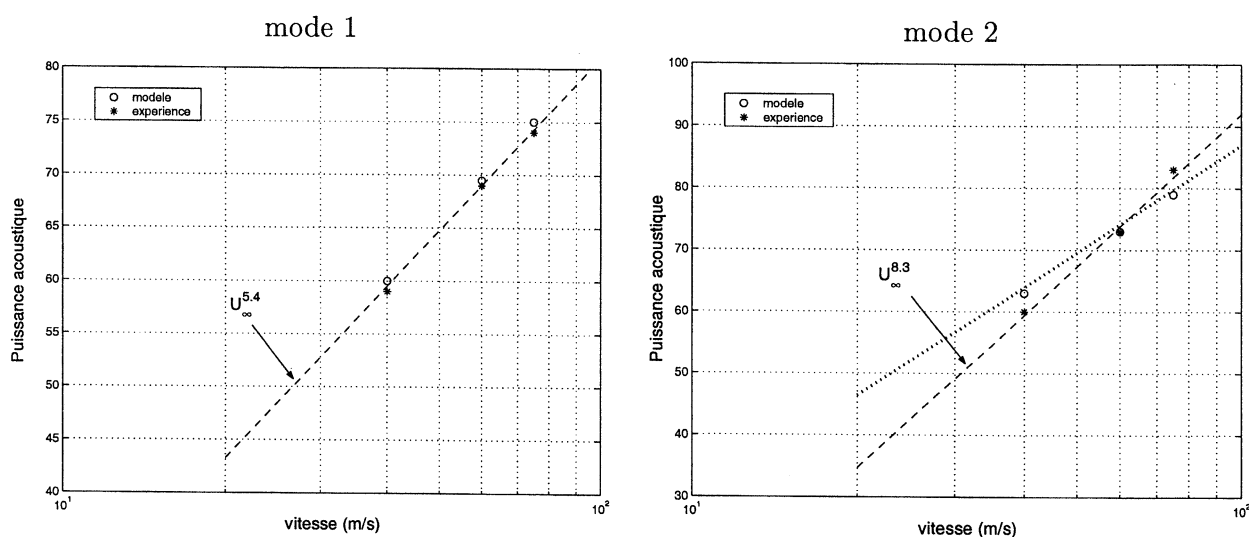


FIG. 5.11 – Comparaison modèle / expérience de la puissance acoustique rayonnée pour les modes 1 et 2;  $L/H=1,5$ . Unités arbitraires.

varie en fonction du nombre de Reynolds en  $Re_H^{-0,3}$ . Par conséquent

$$p \sim U_\infty^{1,7} \frac{U_\infty}{L}, \quad (5.6)$$

et finalement la puissance  $P$  varie comme :

$$P \sim p^2 \sim U_\infty^{5,4} \quad (5.7)$$

En revanche, on observe une évolution expérimentale en  $U_\infty^{8,3}$  pour le mode 2. On remarque, en analysant les spectres de pression acoustique pour les trois vitesses, que les modes 1 et 2 sont du même ordre de grandeur sauf pour la vitesse la plus élevée. Pour cette dernière, le mode 2 émerge alors de plus de 10 dB au dessus du mode 1. Nous pensons qu'il peut se produire à cette vitesse un phénomène de résonance qui amplifie préférentiellement ce deuxième mode. Cette fréquence de résonance se situerait autour de 470 Hz, la longueur d'onde associée est alors de 70 à 74 cm. Un des modes acoustiques de cavité associé à l'envergure apparaît à 425 Hz et il est possible qu'il soit la cause de cette amplification du niveau de pression.

Cette interprétation reste incertaine car seules trois valeurs de la vitesse sont disponibles pour estimer l'évolution de la puissance. Nous avons vérifié toutefois que la puissance acoustique intégrée sur tout le spectre évoluait en  $U_\infty^6$  pour les rapports géométriques 1, 1,5 & 2 (figure 5.12). Cette tendance est bien celle d'un dipôle et donne du crédit à la modélisation des sources.

#### 5.3.3 Comparaison des niveaux de pression acoustiques en champ lointain calculés et mesurés pour le cas de référence $L/H=1,5$

Rappelons que le modèle M.A.S.E ne calcule le niveau de pression en champ lointain que pour les deux premiers modes de cavité. Ce niveau de pression est donné par la relation :

$$L_p = 10 \log \frac{p^2}{p_{ref}^2} \quad (5.8)$$

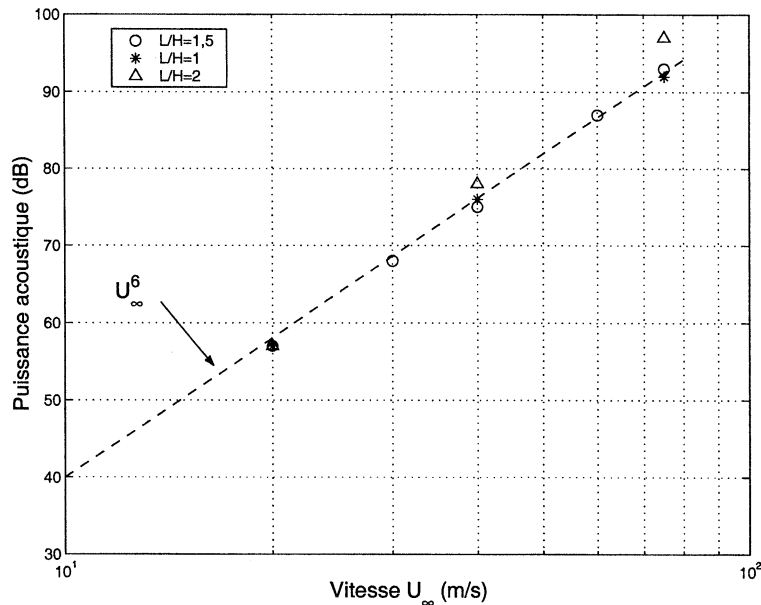


FIG. 5.12 – Evolution de la puissance acoustique en fonction de la vitesse pour  $L/H = 1; 1,5$  & 2. Unité arbitraire.

avec  $p_{ref} = 2.10^{-5}$  Pa.

Rappelons également que les résultats expérimentaux sont exprimés en Densité Spectrale de Puissance ( $\Phi_{pp}$ ) avec un pas de fréquence ( $\Delta f$ ) de 16 Hz. L'expression des résultats du modèle en Densité Spectrale de Puissance se traduit par la relation :

$$\Phi_{pp} = \frac{L_p}{\Delta f} \quad (5.9)$$

Les figures 5.13, 5.14, 5.15, présentent une comparaison modèle /expérience pour le cas de référence. Une première remarque générale d'importance concerne le poids relatif des deux sources, appelées « dipôle v » et « dipôle h » que nous avons situées sur les surfaces aval verticale et horizontale respectivement (voir paragraphe 2.2.2). Il apparaît très clairement que compte tenu de l'orientation de ses sources chacune apporte sa contribution dans des espaces différents du champ lointain. On s'aperçoit ainsi que la source verticale est prédominante en aval et en amont de la cavité (entre  $30^\circ$  et  $60^\circ$  et entre  $120^\circ$  et  $150^\circ$ ). La source horizontale rayonne également dans tout le demi-espace avec une intensité relative maximale à l'aplomb de la cavité.

Les mesures acoustiques ne présentent pas de caractère directif particulier. En ce qui concerne le modèle de rayonnement, la contribution des deux sources conduit également à un rayonnement quasi omnidirectionnel, avec cependant une diminution sensible du niveau calculé pour un angle de  $110^\circ$  environ. Pour cet angle de  $110^\circ$ , où une baisse de pression est produit par l'opposition de phase des sources « h » et « v », l'écart avec les mesures peut atteindre 8 dB. Pour les autres points de l'espace, le calcul permet de retrouver à 5 dB près le niveau de pression mesuré.

Dans le cas particulier où la vitesse d'écoulement atteint 75 m/s, la comparaison modèle/expérience est médiocre pour le mode 2. On rappelle en effet que dans cette configuration, l'amplitude du mode 2 émerge de 10 dB au dessus des autres modes sur le spectre acoustique en champ lointain. L'hypothèse a été émise qu'un phénomène de résonance pouvait être à l'origine de cette augmentation soudaine de phénomène conduisant à une évolution du niveau de puissance en  $U_\infty^{8,3}$ , à

notre avis trop importante.

#### 5.3.4 Comparaison des niveaux de pression acoustique en champ lointain calculés et mesurés pour d'autres rapports géométriques

Le modèle M.A.S.E donne également des ordres de grandeur toujours satisfaisants pour des rapports géométriques légèrement différents de 1,5. On présente ainsi les résultats obtenus avec une géométrie carrée ( $L/H=1$ ; figure 5.16) et plus allongée ( $L/H=2$ ; figure 5.17). Ces résultats corrects ne sont toutefois pas surprenants car la loi semi-empirique (4.14), qui permet de dimensionner l'amplitude des sources, intègre le facteur géométrique  $e^{1,4 L/H}$  qui a été déterminé expérimentalement avec trois rapports géométriques différents:  $L/H=0,3$ ;  $L/H=1,5$  et  $L/H=2$ .

En revanche les résultats du modèle pour  $L/H=3$ , surestiment la pression acoustique mesurée de 10 dB (figure 5.18).

Dans ce cas, le facteur géométrique  $e^{1,4 \frac{L}{H}}$  est inadapté. En effet il n'a été estimé que pour des valeurs de  $L/H$  inférieures à deux. Les fluctuations pariétales sont liées aux fluctuations de vitesses près du bord aval. Nous avons vu au paragraphe 4.3.6 que les fluctuations de vitesse des modes 1 et 2 n'augmentent pas continûment avec la distance mais se stabilisent puis diminuent. Ces phénomènes sont liés à des mécanismes d'échange non linéaires d'énergie entre les différents modes. Dans ce cas, bien que les modes 1 et 2 soient présents sur les spectres de pression acoustique, ils voient leur énergie diminuer au profit du mode 3. Cette diminution n'est pas prise en compte par le facteur géométrique  $e^{1,4 \frac{L}{H}}$  qui tend à les faire augmenter avec le rapport  $L/H$ . Pour extrapoler les calculs de pression à des  $L/H$  supérieurs à deux, il faudrait déterminer un nouveau facteur géométrique qui simule ces évolutions d'énergies. La difficulté consiste alors à déterminer ce facteur pour chaque mode d'oscillation, puisque ceux ci n'ont pas la même évolution en fonction de  $L/H$ .

Enfin pour  $L/H=0,5$  le modèle sous estime le niveau de pression de 25 dB (figure 5.19). Cet écart important est dû à la présence d'une résonance acoustique de cavité qui augmente considérablement le niveau de pression source. Les oscillations de cavité sont alors pilotées par le couplage F.A.C; dans ce cas nous sortons du cadre pour lequel notre modèle a été dimensionné. Des modèles spécifiques au couplage F.A.C sont présentés dans la littérature et concernent généralement des cavités de type Helmholtz [60], [61], [39], [23], [51].

#### 5.3.5 Conclusion

Notre modèle est limité au calcul de la pression acoustique pour les deux premiers modes aérodynamiques de cavité. Ces modes sont représentatifs de la fréquence du lâcher tourbillonnaire et de la fréquence des appariements. L'émergence du troisième mode de cavité a été toutefois observée pour les rapports géométriques supérieur à 1,5, mais les données expérimentales sont en nombre insuffisant pour quantifier les sources acoustiques à cette fréquence là. La même démarche pourrait être envisagée pour étudier des cavités plus allongées et quantifier ainsi les sources acoustiques associées au mode 3.

En conclusion, le modèle M.A.S.E donne une très bonne approximation des niveaux de pression en champ lointain pour des rapports géométriques compris entre 1 et 2 et lorsque le phénomène d'oscillation de la couche cisailée est d'origine aérodynamique. Lorsque une résonance acoustique apparaît, le niveau de pression calculé est alors sous-estimé de 25 dB.

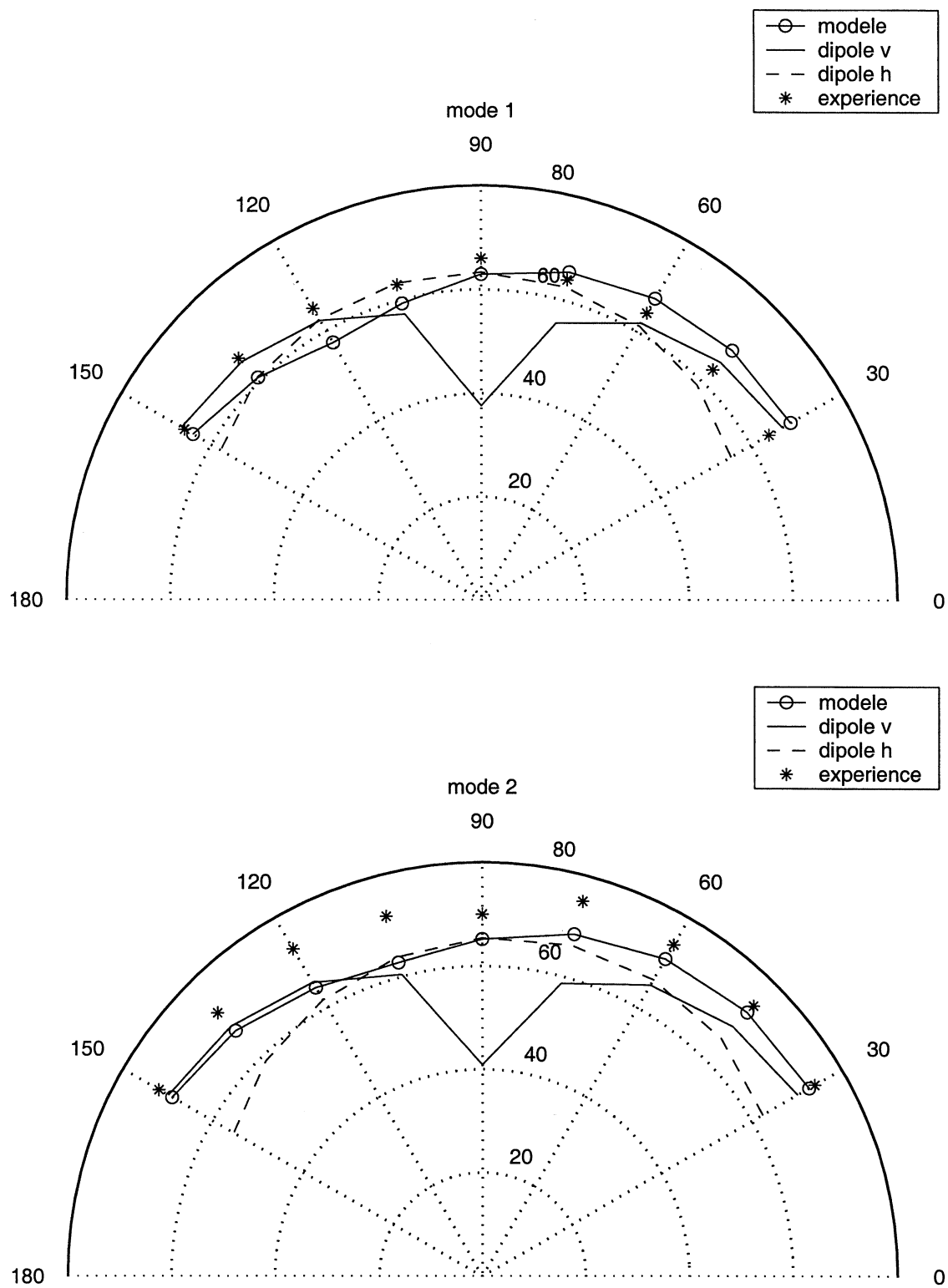


FIG. 5.13 - Comparaison du modèle et des valeurs expérimentales de pression acoustique.  $U=75$  m/s ;  $L/H=1,5$ .

5.3. Comparaison Modèle acoustique - Mesures acoustiques

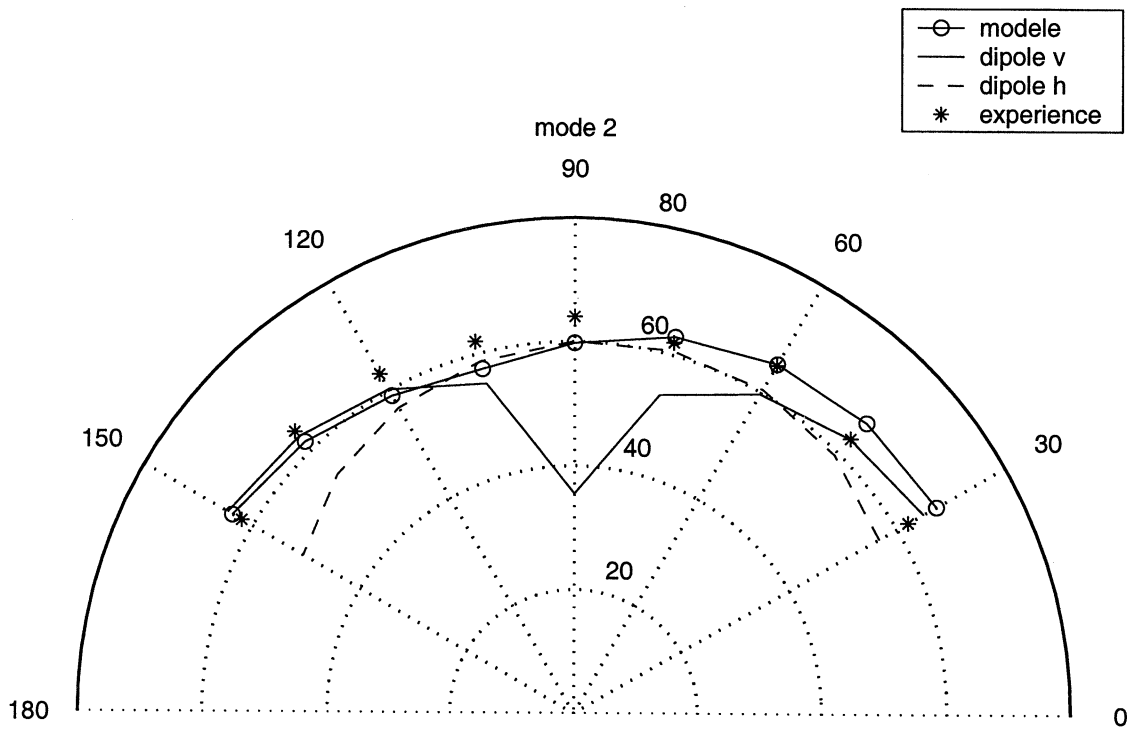
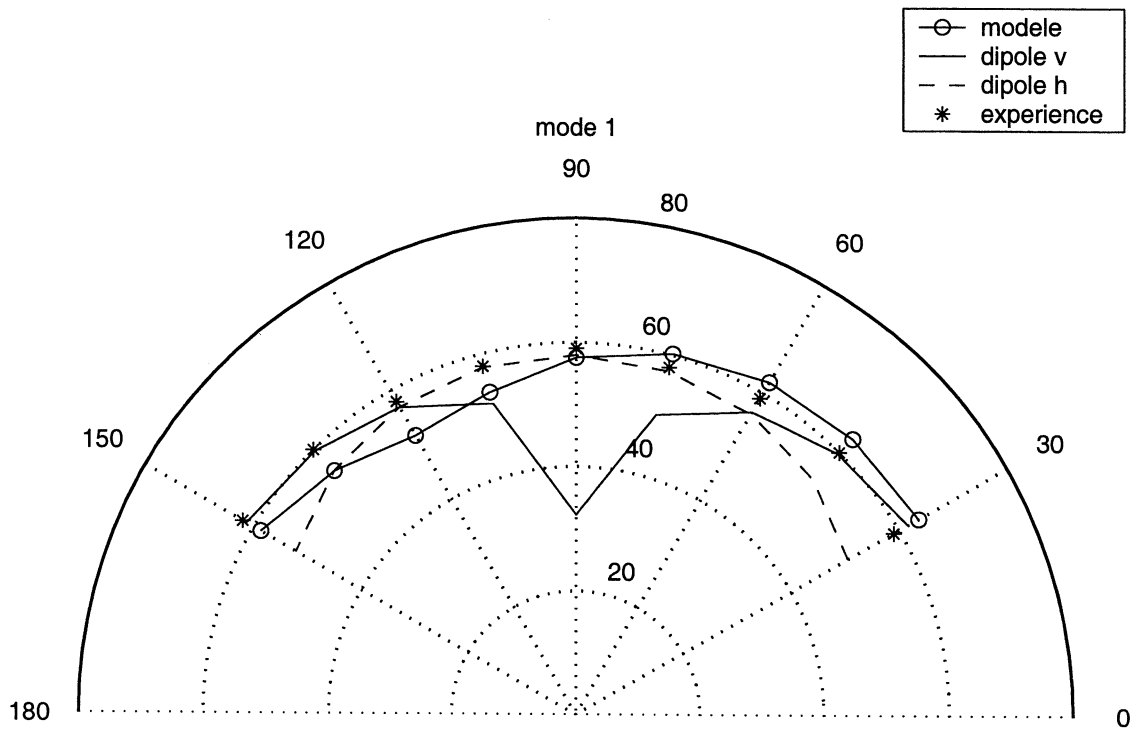


FIG. 5.14 - Comparaison du modèle et des valeurs expérimentales de pression acoustique.  $U=60$  m/s;  $L/H=1,5$ .

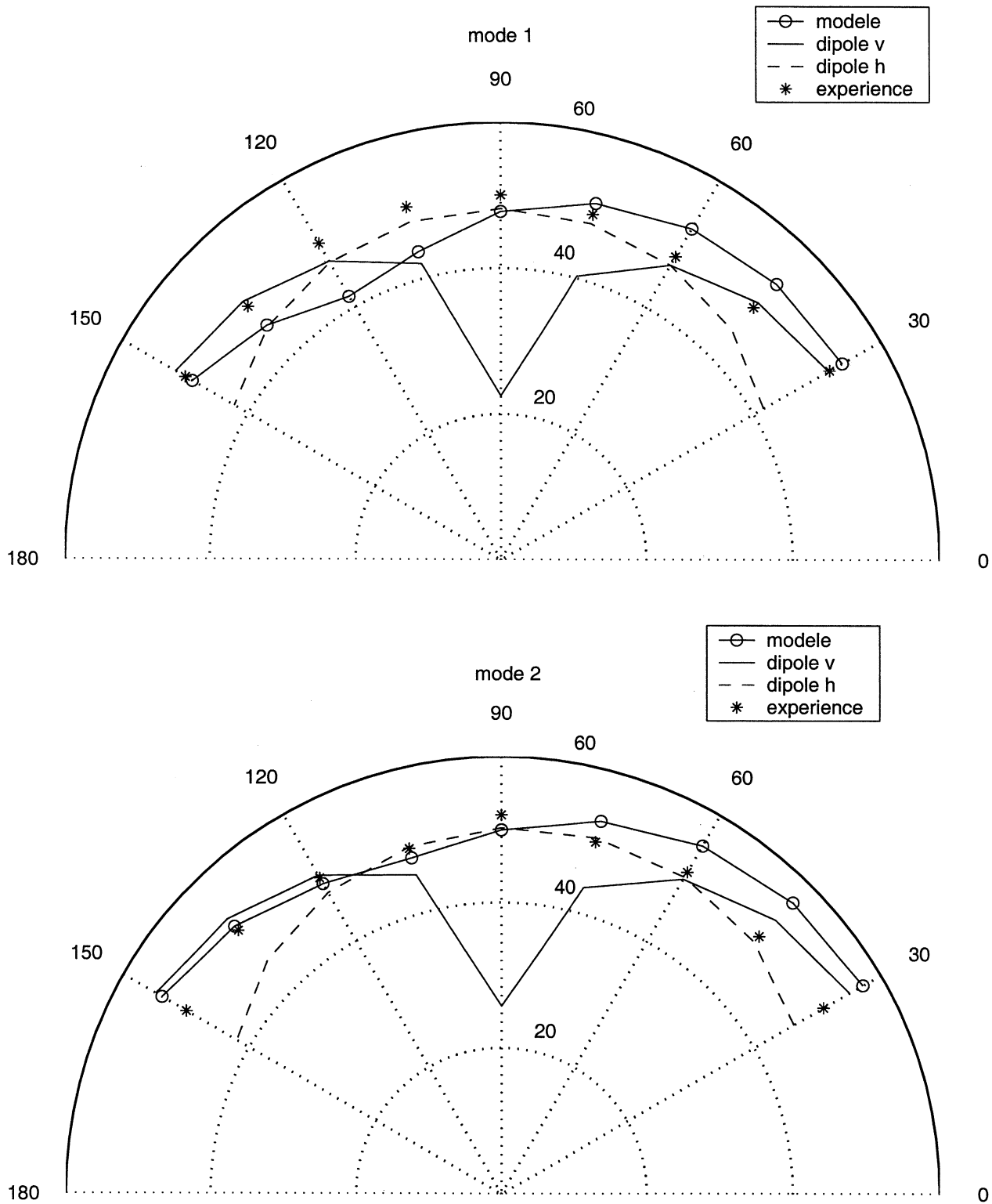


FIG. 5.15 - Comparaison du modèle et des valeurs expérimentales de pression acoustique.  $U=40$  m/s;  $L/H=1,5$ .

5.3. Comparaison Modèle acoustique - Mesures acoustiques

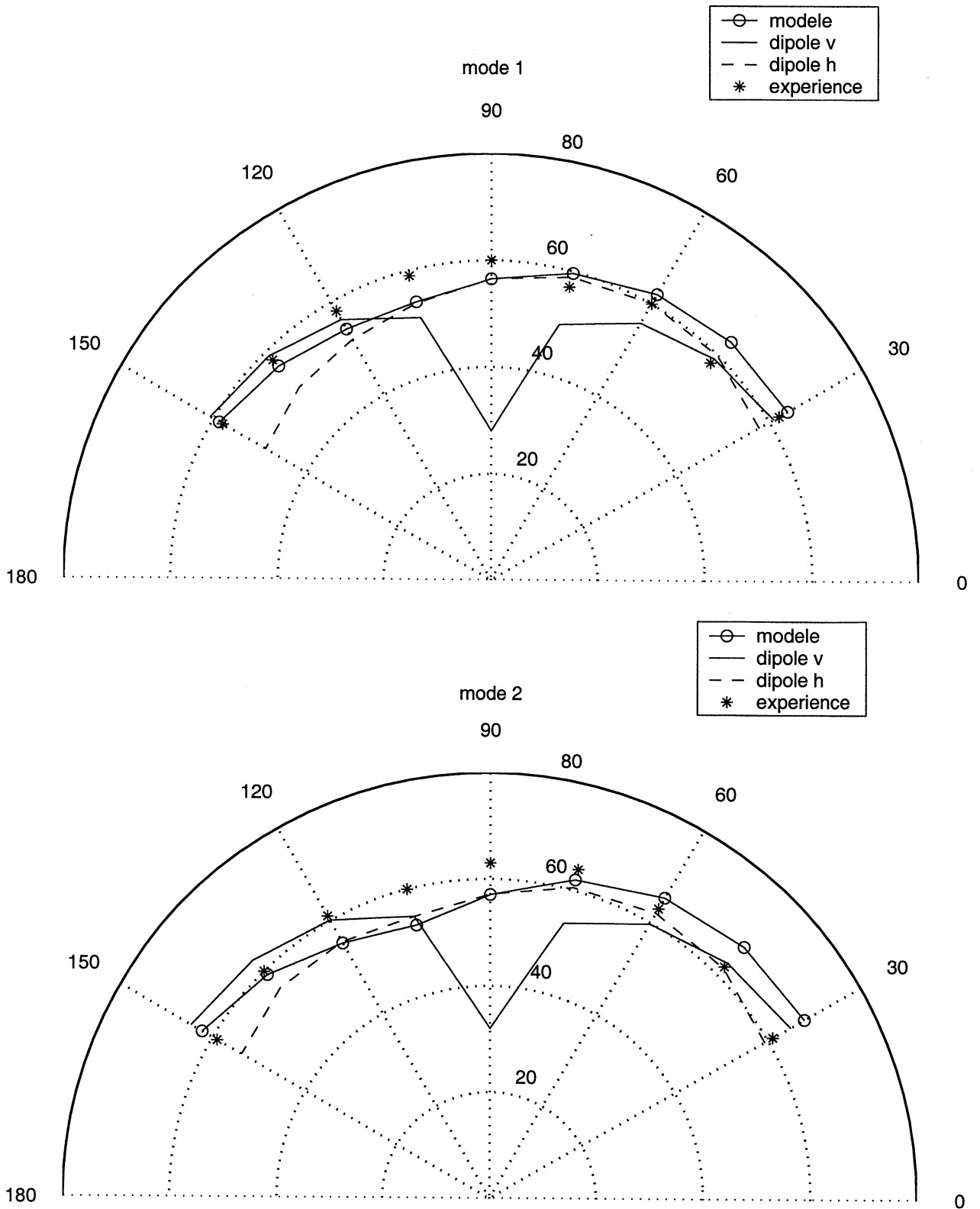


FIG. 5.16 - Comparaison du modèle et des valeurs expérimentales de pression acoustique.  $U=75$  m/s;  $L/H=1$ .



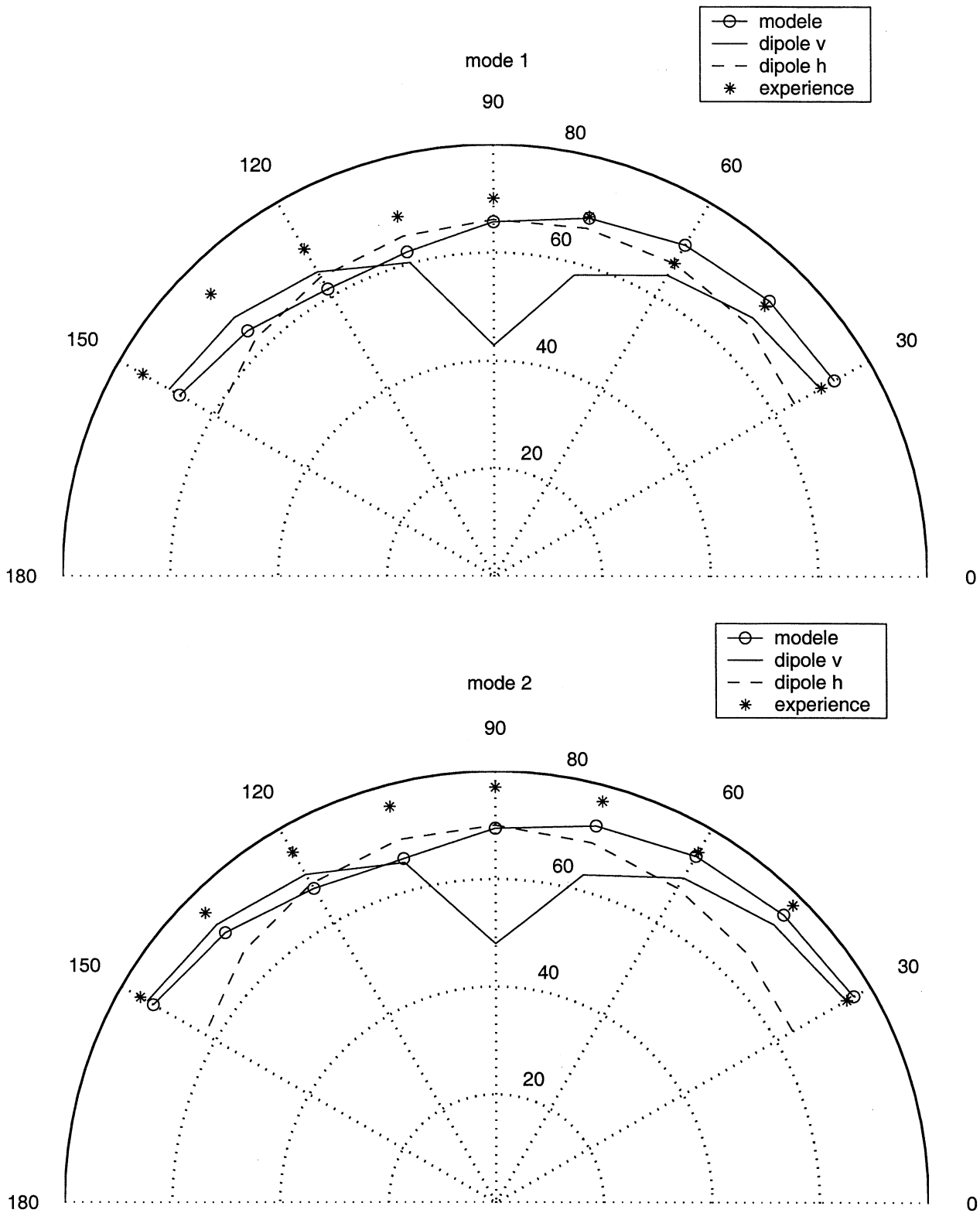
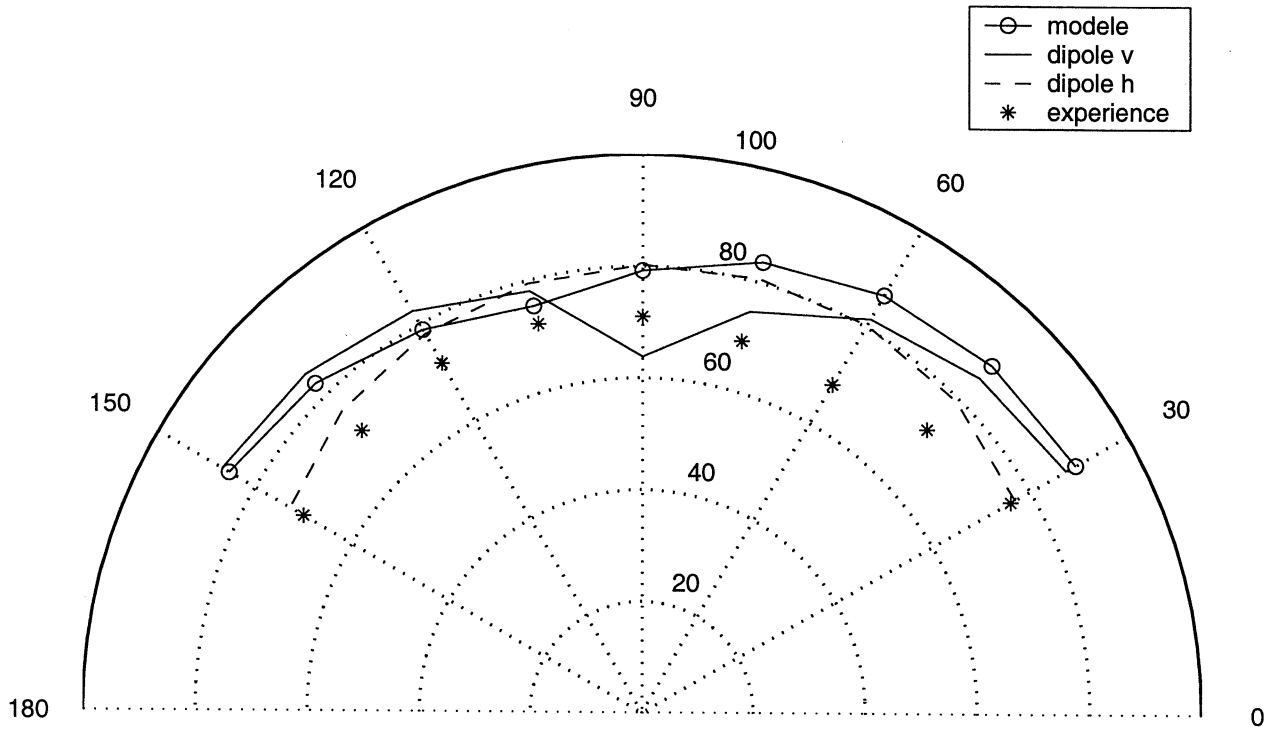
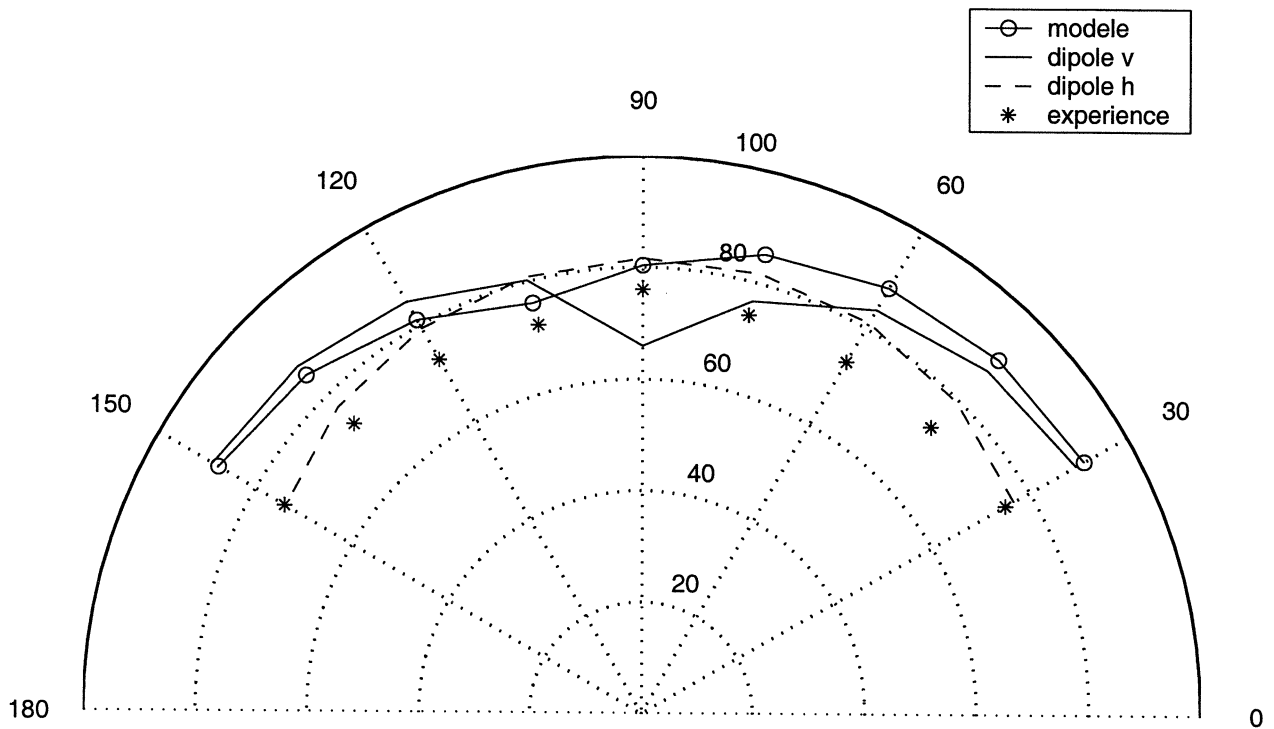


FIG. 5.17 - Comparaison du modèle et des valeurs expérimentales de pression acoustique.  $U=75$  m/s;  $L/H=2$ .

5.3. Comparaison Modèle acoustique - Mesures acoustiques



a)



b)

FIG. 5.18 - Comparaison du modèle et des valeurs expérimentales de pression acoustique. a) : mode 1 ; b) : mode 2.  $U=75$  m/s ;  $L/H=3$ .

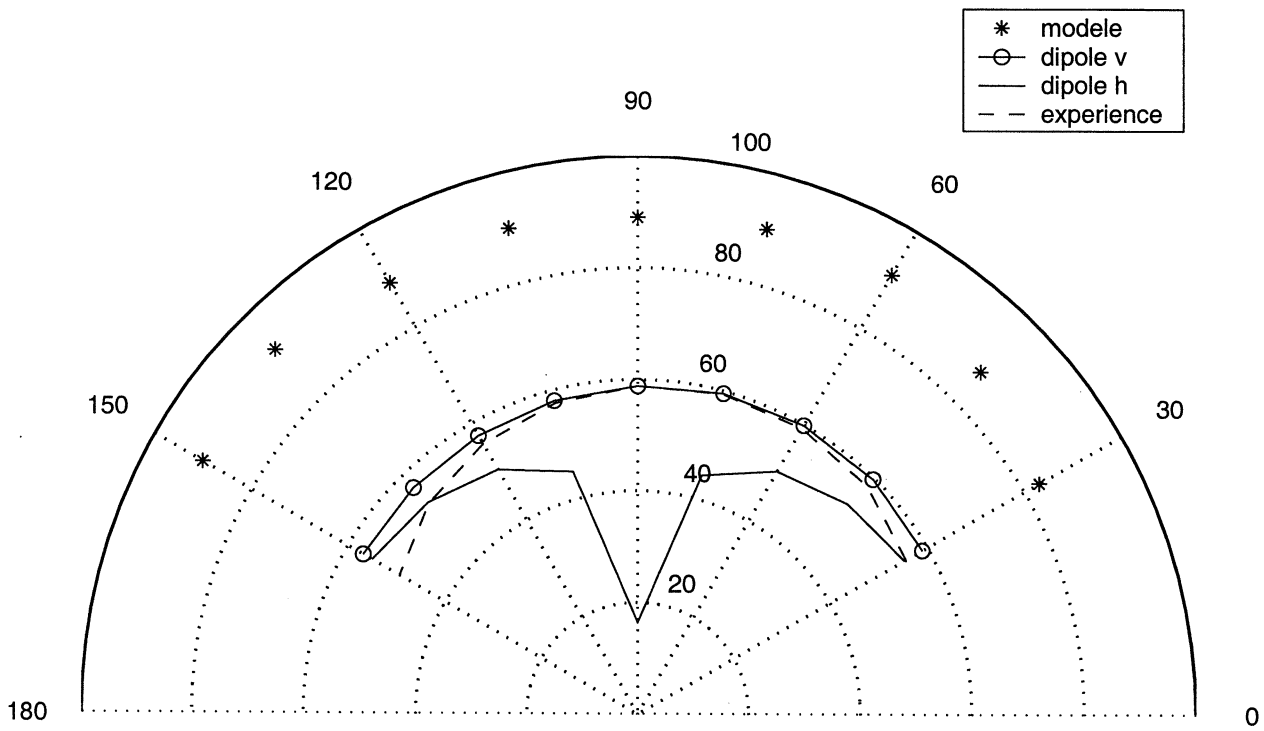


FIG. 5.19 - Comparaison du modèle et des valeurs expérimentales de pression acoustique pour  $L/H=0,5$  et  $U_{\infty} = 75$  m/s .

**Chapitre 6**  
**Conclusion**



Le but de ce travail était de proposer les bases d'un outil numérique, validé expérimentalement, permettant à terme de représenter le bruit en champ lointain émis par une cavité soumise à un écoulement turbulent. La démarche adoptée comprend quatre opérations (figure 2) : (i) modélisation des sources acoustiques et calcul de leur propagation, (ii) modélisation et simulations numériques de l'écoulement, (iii) essais en similitude hydraulique : validation expérimentale de (ii), (iv) essais acoustiques : validation expérimentale du modèle acoustique.

Nous rappelons brièvement les principaux résultats pour chacune des opérations puis des perspectives à notre travail sont proposées.

(i) *Modélisation des sources acoustiques et calcul de leur propagation.*

La modélisation des sources acoustiques est essentielle dans notre démarche puisqu'elle conditionne les deux opérations suivantes, (ii) et (iii). En s'appuyant sur les analogies acoustiques de Lighthill et de Curle nous avons identifié au chapitre 2 les principales sources aéroacoustiques induites par l'écoulement au dessus de la cavité ; ces sources correspondent au bruit de turbulence de la couche cisailée et à l'impact de celle-ci sur le bord aval de la cavité. Cette dernière se trouve être la source prédominante. Un premier modèle acoustique numérique (M.A.N) s'appuyant sur une simulation numérique de l'écoulement a été établi mais n'a pu être exploité ; les raisons de cet échec liées à la simulation sont exposées ci-dessous (ii). Un deuxième modèle (M.A.S.E) s'appuyant à la fois sur des résultats numériques, analytiques et expérimentaux a alors été développé.

(ii) *Modélisation et simulations numériques de l'écoulement.*

Deux modèles de turbulence ( $k - \epsilon$  et sgs Smagorinsky) disponibles dans le logiciel Pam-Flow ont été utilisés. Le premier modèle  $k - \epsilon$  contient des variables empiriques calées sur des écoulements stationnaires en moyenne ; nous l'avons donc utilisé pour étudier l'écoulement moyen dans la cavité. Le modèle sgs a été jugé mieux adapté que le modèle  $k - \epsilon$  pour simuler l'écoulement fluctuant.

La première phase de calcul concerne l'écoulement recirculant à l'intérieur de la cavité. Contrairement à ce que l'on pouvait attendre, l'écoulement présente un fort caractère tridimensionnel pour les géométries et les nombres de Reynolds étudiés. Tout d'abord, nous avons identifié un écoulement faiblement 3D pour  $L/H=1$  (R.T) qui est piloté par les tourbillons transverses de Taylor-Görtler. Pour  $L/H=1,5$  (R.S) l'écoulement présente une franche structuration périodique transverse.

La deuxième phase concerne l'étude des fluctuations de pression induites par l'impact de la couche cisailée sur le bord aval de la cavité. Cette phase aurait dû conduire directement au dimensionnement des sources acoustiques, mais il est apparu deux difficultés majeures rendant le modèle acoustique M.A.N évoqué ci-dessus, inexploitable.

- Le modèle de turbulence utilisé (sgs) n'est semble-t-il pas capable de capter les phénomènes d'appariement dans la couche cisailée, interdisant ainsi une quantification des sources acoustiques de plus basse fréquence.
- Une surestimation de la corrélation transverse de pression est observée ; on l'attribue soit au confinement de la géométrie, soit au modèle de turbulence adopté. Nous n'avons pu trancher entre les deux possibilités.

Malgré ces défauts, les simulations ont fourni une partie des données pour le dimensionnement des sources utilisées dans le modèle M.A.S.E. L'évolution spatiale du champ de pression sur le bord aval de la cavité a permis de définir la zone d'impact de la couche cisailée et ainsi de délimiter l'étendue de la source acoustique verticale. Le rôle essentiel que joue la zone d'impact dans la modélisation des sources acoustiques (étendue et intensité du champ de pression) n'a

## Chapitre 6. Conclusion

semble-t-il jamais été mentionné dans la littérature à notre connaissance.

### (iii) *Essais en similitude hydraulique.*

Initialement ces essais étaient prévus pour valider les résultats numériques de l'étape précédente. Mais le manque de résolution spatiale des mesures de pression dû à l'encombrement des capteurs ainsi que leur nombre limité n'a permis qu'une validation partielle des résultats numériques. Toutefois des tests positifs ont été obtenus pour quelques points de mesure. De plus les mesures expérimentales ont fourni le complément de données pour le dimensionnement des sources utilisées dans le modèle M.A.S.E, que la simulation numérique n'était pas à même de nous apporter, comme il a été signalé plus haut. Les caractéristiques spectrales complètes du phénomène d'oscillation et le coefficient transverse de corrélation des sources acoustiques ont ainsi été obtenus.

Enfin un des apports essentiel du travail expérimental est une typologie, plus raffinée que celle admise jusqu'alors, des écoulements observés dans les cavités. Elle a été produite à l'issue de visualisations délicates à mettre au point. Les simulations numériques évoquées en (ii) ont également servi d'outil d'investigation complémentaire.

Nous avons ainsi mis en évidence les trois types d'écoulement distincts suivants :

- *Configuration R.T.* Pour  $L/H \sim 1$ , la recirculation principale occupe la totalité de la cavité. La faible structuration 3D observée dans les simulations numériques a été impossible à détecter expérimentalement avec nos moyens.
- *Configuration R.P.* Pour  $L/H \geq 2$ , la recirculation principale se concentre vers l'aval de la cavité laissant une zone morte du côté amont. Dans ce cas l'écoulement est très chahuté et aucune structuration 3D en moyenne n'est observée.
- *Configuration R.S.* Pour les rapports géométriques intermédiaires  $1 \leq L/H \leq 2$  et notamment pour  $L/H = 1,5$ , nous avons mis en évidence une structuration 3D marquée de l'écoulement. Le motif 3D élémentaire, appelé cellule, caractéristique de cet écoulement résulte de la déformation transverse de la zone de recirculation principale qui oscille spatialement entre l'amont et l'aval de la cavité. Cet écoulement est un état de transition entre les écoulements (R.T) & (R.P) précédents.

Enfin les rétroactions présentes dans la couche cisailée sont directement influencées par les écoulements (R.T), (R.S) et (R.P). Le couplage fluide (F.F) est prédominant pour l'écoulement (R.T). Le couplage acoustique (F.A.B) contrôle les oscillations dans le cas (R.P). Les deux couplages sont présents dans les cas (R.S) donnant lieu à une grande dispersion des fréquences d'oscillation de la couche cisailée.

(iv) *Essais acoustiques.* Ces essais acoustiques ont été menés dans la soufflerie anéchoïque de l'Ecole Centrale de Lyon par Alain Louisot. Ils s'inscrivent dans un vaste projet de R&D commun au consortium constitué de Alstom Transport, la SNCF et PSA. Nous avons utilisé les résultats de mesures de pression acoustique en champ lointain pour valider le modèle M.A.S.E. Ce modèle fournit un ordre de grandeur très satisfaisant du champ de pression rayonné.

L'ensemble des résultats obtenus amène à proposer les perspectives suivantes à notre travail.

Il semble indispensable de faire une nouvelle campagne d'essais visant à mesurer la pression fluctuante sur le bord aval de la cavité, avec une résolution spatiale meilleure que celle que nous avons, pour mettre en évidence expérimentalement la zone d'impact sur la surface verticale et obtenir la loi de décroissance de pression sur la face horizontale. La difficulté de ces essais

consiste à placer au moins trois capteurs à moins de 0,1 L de part et d'autre de l'arête aval de la cavité. A notre connaissance, il n'existe pas sur le marché de capteurs de pression fluctuante répondant à nos exigences : une sensibilité de quelques Pascals et une surface de mesure de l'ordre de  $1\text{mm}^2$ . Une façon de procéder consisterait à placer le capteur dans une cavité reliée à la paroi par un tuyau débouchant au niveau de celle-ci suivant une section réduite. Cependant une telle solution présente des inconvénients. Si les essais ont lieu dans l'eau il est nécessaire de purger l'air piégé dans la cavité. Il est possible en outre que ce dispositif modifie la réponse en fréquence du capteur ; un étalonnage adéquat est alors nécessaire. Enfin ce dispositif demeure encombrant et limite le nombre de capteurs.

Pour pallier ce dernier inconvénient, une solution consisterait à répartir les capteurs à différentes distances de l'arête aval de la cavité le long de l'envergure. Cette solution est valable si le niveau de pression ne dépend pas de la position transverse, ce qui resterait à vérifier notamment dans le cas d'un écoulement 3D ( $L/H=1,5$ ). Notons que si cette répartition transverse est retenue, l'évolution spatiale de la pression pourra être évaluée, mais la relation de phase entre les capteurs sera perdue du fait de leur éloignement transverse.

En suivant la démarche proposée initialement, un outil reposant sur une modélisation complète des sources peut être envisagé à court terme. Dans le cadre de cette approche, qui demeure réaliste, il est indispensable de déterminer les caractéristiques d'un modèle de fermeture des équations de la turbulence permettant de modéliser toutes les caractéristiques spectrales de la couche cisailée, et notamment les phénomènes d'appariement afin d'améliorer la représentation des sources. Dans cette perspective, on propose le modèle  $k - \varepsilon$  développé par Kourta [45]. La particularité de ce modèle tient dans le calcul à chaque instant de constantes qui sont habituellement fixées dans les modèles  $k - \varepsilon$  classiques (équation 3.8). Ces « constantes », qui varient en fonction des mécanismes des écoulements, sont fonctions des échelles de temps de la turbulence par rapport aux échelles de temps naturelles des structures cohérentes (lâchers de tourbillons). Ce modèle a été utilisé avec succès par Kourta pour calculer les effets de la turbulence sur les interactions aéroacoustiques dans un moteur de fusée. Notons que la géométrie simplifiée d'un moteur de fusée se rapproche de celle d'une cavité allongée. Des lâchers tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz et des phénomènes d'appariement ont ainsi été mis en évidence montrant de ce fait la pertinence du modèle.

A plus long terme, l'utilisation d'une simulation des grandes échelles est également envisageable. L'avantage de cette approche réside notamment dans une meilleure représentation des effets tridimensionnels à l'origine de la décorrélation transverse des instabilités de la couche cisailée. Rappelons que ce dernier point est essentiel si l'on considère des cavités ayant une grande envergure.

Enfin une amélioration du modèle acoustique consisterait à prendre en compte toutes les surfaces de la cavité, sans se limiter à la zone d'impact. Cette approche devrait être réalisée en conservant la théorie de Lighthill, déjà utilisée de façon élémentaire dans le modèle M.A.S.E. Elle semble la mieux adaptée à notre problème car la pression rayonnée résulte alors d'une intégrale de surface. En conclusion et eu égard aux objectifs affichés dans l'introduction, le couple Equations de Reynolds avec loi de fermeture élaborée/Analogie de Lighthill doit être une prochaine étape à la fois prometteuse et réaliste pour aboutir à une première génération d'outils numériques Aérodynamique/Acoustique. En témoigne par exemple la tentative réussie par COX *et col.* [16] concernant le calcul du bruit rayonné par un cylindre dans un écoulement.



*Chapitre 6. Conclusion*

# Bibliographie

- [1] K. K. AHUJA and J. M. MENDOZA. Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes. Technical Report 4653, NASA, 1995.
- [2] C. K. AIDUN, N. G. TRIANTAFILLOPOULOS, and J. D. BENSON. Global stability of a lid-driven cavity with throughflow - flow visualization studies. *Phys. Fluids*, pages 2081–2091, 1991.
- [3] C. BAILLY and D. JUVE. Numerical solution of acoustic propagation problems using linearized euler equations. *AIAA Journal*, 38(1) :22–29, 2000.
- [4] O. BAYSAL, G. W. YEN, and K. FOULADI. Navier-stokes computations of cavity aeroacoustics with suppression devices. *Journal of Vibration and Acoustics*, 116 :105–112, 1994.
- [5] A. BEER. *Communications personnelles*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2000.
- [6] A. J. BILANIN and E. E. COVERT. Estimation of possible excitation frequencies for shallow rectangular cavities. *AIAA*, 3 :347–351, 1973.
- [7] W. K. BLAKE. *Mechanics of flow-induced sound and vibration*, volume Volume 17-I et 17-II. Academic Press, INC., 1986.
- [8] R. D. BLEVINS. *Flow-induced vibration*. Van Nostrand Reinhold, 1990.
- [9] P. J. W. BLOCK. Noise response of cavities of varying dimensions at subsonic speeds. *NASA TN D-8351*, 1976.
- [10] K. S. BRENTNER and F. FRASSAT. An analytical comparison of the acoustic analogy and kirchhoff formulation for moving surfaces. *NASA Langley Research Center*, (NASA-97-53ahs-ksb), 1997.
- [11] F. K. BROWAND and C. M. HO. The mixing layer : an example of quasi two-dimensional turbulence. *J. Mec. Thor. et App.*, pages 99–120, 1983.
- [12] F. K. BROWAND and T. R. TROUTT. A note on spanwise structure in two-dimensional mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 917 :771–781, 1980.
- [13] G. L. BROWN and A. ROSHKO. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.*, pages 775–816, 1974.
- [14] R. C. CHANAUD. Effects of geometry on the resonance frequency of helmholtz resonators. *J. Sound Vib*, pages 337–348, 1994.
- [15] T. COLONIUS, A. J. BASU, and C. W. ROWLEY. Numerical investigation of the flow past a cavity. *AIAA Paper*, (27953), 1999.
- [16] J. S. COX, C. L. RUMSEY, K. S. BRENTNER, and B. A. YOUNIS. Computation of sound generated by viscous flow over a circular cylinder. *NASA Tech Report*, (110339), 1997.
- [17] N. CURLE. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, (231) :505–514, 1955.

## Bibliographie

- [18] F. C. DEMETZ and T. M. FARABEE. Laminar and turbulent shear flow induced cavity resonances. *AIAA Paper*, (77-1293), october 1977.
- [19] P. J. DISIMILE and E. SAVORY. Pressure oscillations in subsonic cavity yaw. *AIAA Journal*, 36:1141-1148, 1998.
- [20] P. J. DISIMILE, N. TOY, and E. SAVORY. Effect of planform aspect ratio on flow oscillations in rectangular cavities. *ASME J. Fluids Eng.*, 122:32-38, 2000.
- [21] A. P. DOWLING and J. E. FLOWERS WILLIAMS. *Sound and sources of sound*. Ellis Horwood Limited, 1983.
- [22] Y. DUBIEF. *Simulation de grandes échelles de la turbulence de la région de proche paroi et des écoulements décollés*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2000.
- [23] W. W. DURING and H. R. GRAF. Flow excited acoustic resonance in a deep cavity - an analytical model. *ASME Symposium on flow-induced vibration and noise*, 7:81-91, 1992.
- [24] L. F. EAST. Aerodynamically induced resonance in rectangular cavities. *J. Sound Vib*, pages 277-287, 1966.
- [25] S. A. ELDER, T. M. FARABEE, and F. C. DeMETZ. Mechanisms of flow excited cavity tones at low mach number. *JASA*, pages 532-549, 1982.
- [26] S. ETHEMBABA OGLU. *On the fluctuating flow characteristics in the vicinity of gate slots*. PhD thesis, University of Trondheim, Norwegian Institute of Technology, 1973.
- [27] N. FORESTIER, P. GEFFROY, and L. JACQUIN. Caractérisation d'un écoulement instationnaire au dessus d'une cavité profonde en régime transonique. *35 ième colloque d'Aérodynamique Appliquée, AAAF Lille*, pages 21-33, 1999.
- [28] D. F. FUGLSANG and A. B. CAIN. Evaluation of shear layer cavity resonance mechanisms by numerical simulation. *AIAA Paper*, (92-0555), 1992.
- [29] GHARIB and A. ROSHKO. The effect of flow oscillations on cavity drag. *J. Fluid Mech.*, pages 501-530, 1987.
- [30] M. E. GOLDSTEIN. *Aeroacoustics*. Mc Graw-Hill, 1976.
- [31] W. L. HANKEY and J. S. SHANG. Analyses of pressure oscillation in an open cavity. *AIAA Journal*, 18(8):892-898, 1980.
- [32] H. H. HELLER. Flow-induced pressure oscillation in shallow cavities. *J. Sound Vib*, pages 545-553, 1971.
- [33] H. H. HELLER and D.B. BLISS. The physical mechanism of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 1975.
- [34] A. HIRSCHBERG and S. W. RIENSTRA. *Elements of aero-acoustics*. Chapter of the Lecture Notes of the Von Karman Lecture, 1994.
- [35] C. M. HO and L. S. HUANG. Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *J. Fluid. Mech.*, 119:443-473, 1982.
- [36] C. M. HO and P. HUERRE. Perturbated free shear layers. *Ann. Rev. Fluid Mech*, 16(365-424), 1984.
- [37] M. S. HOWE. The influence of mean shear on unsteady aperture flow, with application to acoustical diffraction and self-sustained cavity oscillations. *J. Fluid Mech.*, 109:125-146, 1981.
- [38] M. S. HOWE. Edge, cavity and aperture tones at very low mach numbers. *J. Fluid. Mech.*, 330:61-84, 1997.

- [39] K. HYUNGSEOK and L. MONGEAU. Analytical model for periodic pressure fluctuations induced by flow over a cavity. *ASME Fluid structure interaction, Aeroelasticity, Flow-induced vibration and noise*, 1:361-372, 1997.
- [40] Y. KANG, A. R. KARAGOZIAN, and O. I. SMITH. Transport enhancement in acoustically excited cavity flows, part 1 - nonreactive flow diagnostics. *AIAA Journal*, 36(9):1562-1567, September 1998.
- [41] T. KESTENS and F. NICLOUD. Active control of an unsteady flow over a rectangular cavity. *AIAA Paper*, (98-2348), 1998.
- [42] A. L. KISTLER and C. TAN. Some properties of turbulent separated flows. *Phys. Fluids Supplement*, pages 165-173, 1967.
- [43] N. M. KOMERATH, K. K. AHUJA, and F. W. CHAMBERS. Prediction and measurement of flow over cavities - a survey. *AIAA*, 1987.
- [44] J. R. KOSEFF and R. L. STREET. Visualisation studies of a shear driven three-dimensional recirculating flow. *ASME J. Fluids Eng.*, 106:21-29, 1984.
- [45] A. KOURTA. Computation of vortex shedding in solid rocket motors using time-dependent turbulence model. *Journal of propulsion and power*, 15(3):390-400, May-June 1999.
- [46] K. KRISHNAMURTY. Acoustic radiation from two-dimensional rectangular cutouts in aerodynamic surfaces. *NACA*, (TN3487), 1955.
- [47] C. LESUEUR. *Rayonnement acoustique des structures*. Editions Eyrolles, 1988.
- [48] M. J. LIGHTHILL. On sound generated aerodynamically. i. general theory. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, (211):564-587, 1952.
- [49] E. LONGATTE. *Modélisation de la propagation et de la génération du bruit au sein des écoulements turbulents internes*. PhD thesis, Ecole Centrale de Paris, 1998.
- [50] A. S. LYRINTZIS. Review: the use of kirchhoff's method in computational aeroacoustics. *J. Fluids Engine.*, 116, 1994.
- [51] M. MASSENZIO. *Caractérisation des sources aéroacoustiques sur train grande vitesse en vue de la prévision de la pression acoustique interne*. PhD thesis, INSA de LYON, 1997.
- [52] D. J. MAULL and L. F. EAST. Three dimensional flow in cavities. *J. Fluid Mech.*, 16:620-632, 1963.
- [53] J. MAX. *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*. MASSON, 1987.
- [54] W. T. MAYO. Spectrum measurements with laser velocimeters. *Proceedings of the Dynamic Flow Conference*, 1978.
- [55] F. McGRATH and D. J. OLINGER. Control of oscillations in deep cavities excited by grazing flow. *Journal of Aircraft*, 33(1):29-36, 1996.
- [56] J. M. MENDOZA and K. K. AHUJA. The effects of width on cavity noise. *AIAA Paper*, (95-054):403-409, 1995.
- [57] A. MICHALKE. On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *J. Fluid Mech.*, 23:521-543, 1965.
- [58] R. W. MIKSAD. Experiments on the nonlinear stages of shear layer transition. *J. Fluid Mech.*, 56:695-719, 1972.
- [59] P. M. MORSE and K. U. INGARD. *Theoretical acoustics*. Mc Graw-Hill, 1968.
- [60] P. A. NELSON, N. A. HALLIWELL, and P. E. DOAK. Fluid dynamics of flow excited resonance, part 1 - experiment. *J. Sound Vib*, pages 15-38, 1981.
- [61] P. A. NELSON, N. A. HALLIWELL, and P. E. DOAK. Fluid dynamics of flow excited resonance, part 2 - flow acoustic interaction. *J. Sound Vib*, pages 375-402, 1983.

## Bibliographie

- [62] C. NOGER. *Contribution à l'étude des phénomènes aéroacoustiques se développant dans la baignoire et autour des pantographes du TGV*. PhD thesis, Université de Poitiers, 1999.
- [63] N. S. NOSSEIR and C. M. HO. Dynamics of impinging jet. part 2. the noise generation. *J. Fluid. Mech.*, 116:379-391, 1982.
- [64] D. OM. Navier-stokes simulation for flow past an open cavity. *AIAA Paper*, (86-2628):1-7, 1986.
- [65] J. C. F. PEREIRA and J. M. M. SOUSA. Experimental and numerical investigation of flow oscillations in a rectangular cavity. *Transaction of the ASME*, 117:68-74, March 1995.
- [66] A. POWELL. On the edgetone. *JASA*, 33(4):395-409, 1961.
- [67] A. K. PRASAD and J. R. KOSEFF. Reynolds number and end wall effects on a lid driven cavity flow. *Phys. Fluids*, 1:208-218, 1989.
- [68] D. P. RIZZETTA. Numerical simulation of supersonic flow over a three-dimensional cavity. *AIAA Journal*, 26(7):799-807, July 1988.
- [69] G. ROBERT. *Modelisation et simulation du champ exciteur induit sur une structure par une couche limite turbulente*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1984.
- [70] D. ROCKWELL. Prediction of oscillation frequencies for unstable flow past cavity. *J.Fluids.Eng*, 1977.
- [71] D. ROCKWELL. Oscillations of impinging shear layers. *AIAA Journal*, 21(5):645-664, 1983.
- [72] D. ROCKWELL and C. KNISELY. The organized nature of flow impingement upon a corner. *J. Fluid Mech.*, 93:413-432, 1979.
- [73] D. ROCKWELL and C. KNISELY. Self sustained low frequency components in an impinging shear layer. *J. Fluid Mech.*, 116:157-186, 1979.
- [74] D. ROCKWELL and C. KNISELY. Observations of the three-dimensional nature of unstable flow past a cavity. *Phys. Fluids*, pages 425-431, 1980.
- [75] V. SAROHIA. Experimental investigation of oscillations in flows over shallow cavities. *AIAA Journal*, pages 984-991, 1977.
- [76] R. A. SEBAN. Heat transfer and flow in shallow rectangular cavity with subsonic turbulent air flow. *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 8:1353-1368, 1965.
- [77] P. N. SHANKAR and M. D. DESHPANDE. Fluid mechanics in the driven cavity. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 32:93-136, 2000.
- [78] J. M. M. SOUSA. *Investigação numerica e experimental de instabilidade e transição em escoamentos de fluidos*. PhD thesis, Universidade Técnica de Lisboa, 1995.
- [79] N. E. SUHS. Computations of three-dimensional cavity flow at subsonic and supersonic mach number. *AIAA Paper*, (87-1208):1-9, 1987.
- [80] C. J. TAM, P. D. ORKWIS, and P. J. DISIMILE. A comparison of several standard turbulence models for 2d open cavity flow field computations. *AIAA Paper*, (95-0361), 1995.
- [81] C. K. W. TAM. Computational aeroacoustics: Issues and methods. *AIAA Journal*, 33(10):1788-1796, 1995.
- [82] C. K. W. TAM and P. J. W. BLOCK. On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities. *J. Fluid Mech.*, pages 373-399, 1978.
- [83] Y. P. TANG and D. ROCKWELL. Instantaneous pressure fields at a corner associated with vortex impingement. *J. Fluid Mech.*, 126:187-204, 1983.
- [84] M. B. TRACY and E. B. PLENTOVICH. Cavity unsteady-pressure measurements at subsonic and transonic speeds. *NASA TP-3669*, 1992.

- [85] M. B. TRACY, E. B. PLENTOVICH, and J. CHU. Measurements of fluctuating pressure in a rectangular cavity in transonic flow at high reynolds number. *NASA TM-4363*, 1992.
- [86] E. VILLERMAUX and E. J. HOPFINGER. Periodically arranged co-flowing jets. *J. Fluid Mech.*, 263:63-92, 1994.
- [87] V. L. WELLS and R. A. RENAUT. Computing aerodynamically generated noise. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 29:161-199, 1997.
- [88] J. E. FLOWCS WILLIAMS. Aeroacoustics. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 9:447-468, 1977.
- [89] I. WYGNANSKI, D. OSTER, H. FIEDLER, and B. DZIOMBA. On the perseverance of quasi-two-dimensional eddy-structure in a turbulent mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 93:325-335, 1979.
- [90] Y. H. YU. Measurements of sound radiation from cavities at subsonic speeds. *Journal of Aircraft*, pages 838-843, 1977.
- [91] V. D. ZHAK. The taylor-goertler vortices and three-dimensional flow in cavity. *Russ. J. Eng. Thermophys*, 5:165-176, 1995.
- [92] X. ZHANG and J. A. EDWARDS. Experimental investigation of supersonic flow over two cavities in tandem. *AIAA Journal*, 30(5):1182-1190, May 1992.
- [93] X. ZHANG, A. RONA, and J. A. EDWARDS. The effect of trailing edge geometry on cavity flow oscillation driven by a supersonic shear layer. *The aeronautical journal*, pages 129-136, March 1998.

