



HAL
open science

Caractérisation de sources aérodynamiques et sous-structuration pour la méthode SEA

Nicolas Totaro

► **To cite this version:**

Nicolas Totaro. Caractérisation de sources aérodynamiques et sous-structuration pour la méthode SEA. Vibrations [physics.class-ph]. INSA de Lyon, 2004. Français. NNT : . tel-00780668

HAL Id: tel-00780668

<https://theses.hal.science/tel-00780668>

Submitted on 24 Jan 2013

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

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

THÈSE

CARACTERISATION DE SOURCES AERODYNAMIQUES ET SOUS-STRUCTURATION POUR LA METHODE SEA

présentée devant

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

Ecole Doctorale : Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)
Spécialité : Acoustique

par

TOTARO Nicolas

Ingénieur diplômé de l'INSA de Lyon

Jury

M. BARDON Jean-Pierre	Renault Trucks (St Priest)	
M. COMBESURE Alain	INSA (Lyon)	Président
M. FINNVEDEN Svante	KTH (Stockholm)	Rapporteur
M. GAGLIARDINI Laurent	PSA (Vélizy-Villacoublay)	
M. GUYADER Jean-Louis	INSA (Lyon)	
M. MACE Brian	ISVR (Southampton)	Rapporteur
M. ROBERT Gilles	ECL (Lyon)	

Thèse préparée au Laboratoire Vibrations Acoustique de l'INSA de Lyon

Ecoles Doctorales et Diplômes d' Etudes Approfondies

habilités pour la période 1999-2003

ECOLE DOCTORALE n° code national	RESPONSABLE PRINCIPAL	CORRESPONDANT INSA	DEA INSA n° code national	RESPONSABLE DEA INSA
CHIMIE DE LYON (Chimie, Procédés, Environnement) EDA206	M. D. SINOUE UCBL1 04.72.44.62.63 Sec 04.72.44.62.64 Fax 04.72.44.81.60	M. R. GOURDON 87.53 Sec 84.30 Fax 87.17	Chimie Inorganique 910643	
			Sciences et Stratégies Analytiques 910634	
			Sciences et Techniques du Déchet 910675	M. R. GOURDON Tél 87.53 Fax 87.17
ECONOMIE, ESPACE ET MODELISATION DES COMPORTEMENTS (E ² MC) EDA417	M.A. BONNAFOUS LYON 2 04.72.72.64.38 Sec 04.72.72.64.03 Fax 04.72.72.64.48	Mme M. ZIMMERMANN 60.91 Fax 87.96	Villes et Sociétés 911218	Mme M. ZIMMERMANN Tél 60.91 Fax 87.96
			Dimensions Cognitives et Modélisation 992678	M. L. FRECON Tél 82.39 Fax 85.18
ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE (E.E.A.) EDA160	M. D. BARBIER INSA DE LYON 85.47 Fax 60.82		Automatique Industrielle 910676	M. M. BETEMPS Tél 85.59 Fax 85.35
			Dispositifs de l' Electronique Intégrée 910696	M. D. BARBIER Tél 85.47 Fax 60.82
			Génie Electrique de Lyon 910065	M. J.P. CHANTE Tél 87.26 Fax 85.30
			Images et Systèmes 992254	Mme I. MAGNIN Tél 85.63 Fax 85.26
EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION (E2M2) EDA403	M. J.P. FLANDROIS UCBL1 04.78.86.31.50 Sec 04.78.86.31.52 Fax 04.78.86.31.49	M. S. GRENIER 79.88 Fax 85.34	Analyse et Modélisation des Systèmes Biologiques 910509	M. S. GRENIER Tél 79.88 Fax 85.34
INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIETE (EDIIS) EDA 407	M. L. BRUNIE INSA DE LYON 87.59 Fax 80.97		Documents Multimédia, Images et Systèmes d' Information Communicants 992774	M. A. FLORY Tél 84.66 Fax 85.97
			Extraction des Connaissances à partir des Données 992099	M. J.F. BOULICAUT Tél 89.05 Fax 87.13
			Informatique et Systèmes Coopératifs pour l' Entreprise 950131	M. A. GUINET Tél 85.94 Fax 85.38
INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES- SANTÉ (EDISS) EDA205	M. A.J. COZZONE UCBL1 04.72.72.26.72 Sec 04.72.72.26.75 Fax 04.72.72.26.01	M. M. LAGARDE 82.40 Fax 85.24	Biochimie 930032	M. M. LAGARDE Tél 82.40 Fax 85.24
MATERIAUX DE LYON UNIVERSITE LYON 1 EDA 034	M. J. JOSEPH ECL 04.72.18.62.44 Sec 04.72.18.62.51 Fax 04.72.18.60.90	M. J.M. PELLETIER 83.18 Fax 85.28	Génie des Matériaux : Microstructure, Comportement Mécanique, Durabilité 910527	M. J.M.PELLETIER Tél 83.18 Fax 85.28
			Matériaux Polymères et Composites 910607	M. H. SAUTEREAU Tél 81.78 Fax 85.27
			Matériau Condensée, Surfaces et Interfaces 910577	M. G. GUILLOT Tél 81.61 Fax 85.31
MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE (Math IF) EDA 409	M. F. WAGNER UCBL1 04.72.43.27.86 Fax 04.72.43.00.35	M. J. POUSIN 88.36 Fax 85.29	Analyse Numérique, Equations aux dérivées partielles et Calcul Scientifique 910281	M. G. BAYADA Tél 83.12 Fax 85.29
MECANIQUE, ENERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE (MEGA) EDA162	M. F. SIDOROFF ECL 04.72.18.61.56 Sec 04.72.18.61.60 Fax 04.78.64.71.45	M. G.DALMAZ 83.03 Fax 04.72.89.09.80	Acoustique 910016	M. J.L. GUYADER Tél 80.80 Fax 87.12
			Génie Civil 992610	M. J.J.ROUX Tél 84.60 Fax 85.22
			Génie Mécanique 992111	M. G. DALMAZ Tél 83.03 Fax 04.78.89.09.80
			Thermique et Energétique 910018	M. J. F. SACADURA Tél 81.53 Fax 88.11

En grisé : Les Ecoles doctorales et DEA dont l' INSA est établissement principal

Septembre 2003

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : STORCK A.

Professeurs :

AUDISIO S.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
BABOT D.	CONT. NON DESTR. PAR RAYONNEMENTS IONISANTS
BABOUX J.C.	GEMPPM***
BALLAND B.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BAPTISTE P.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BARBIER D.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BASTIDE J.P.	LAEPSI****
BAYADA G.	MECANIQUE DES CONTACTS
BENADDA B.	LAEPSI****
BETEMPS M.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
BIENNIER F.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BLANCHARD J.M.	LAEPSI****
BOISSON C.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
BOIVIN M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES SOLIDES
BOTTA H.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOTTA-ZIMMERMANN M. (Mme)	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOULAYE G. (Prof. émérite)	INFORMATIQUE
BOYER J.C.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRAU J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique du bâtiment
BREMOND G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BRISSAUD M.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
BRUNET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRUNIE L.	INGENIERIE DES SYSTEMES D' INFORMATION
BUREAU J.C.	CEGELY*
CAVAILLE J.Y.	GEMPPM***
CHANTE J.P.	CEGELY*- Composants de puissance et applications
CHOCAT B.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
COMBESCURE A.	MECANIQUE DES CONTACTS
COUSIN M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
DAUMAS F. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et Thermique
DOUTHEAU A.	CHIMIE ORGANIQUE
DUFOUR R.	MECANIQUE DES STRUCTURES
DUPUY J.C.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
EMPTOZ H.	RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION
ESNOUF C.	GEMPPM***
EYRAUD L. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
FANTOZZI G.	GEMPPM***
FAVREL J.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
FAYARD J.M.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
FAYET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
FERRARIS-BESSO G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
FLAMAND L.	MECANIQUE DES CONTACTS
FLORY A.	INGENIERIE DES SYSTEMES D' INFORMATIONS
FOUGERES R.	GEMPPM***
FOUQUET F.	GEMPPM***
FRECON L.	REGROUPEMENT DES ENSEIGNANTS CHERCHEURS ISOLEES
GERARD J.F.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
GERMAIN P.	LAEPSI****
GIMENEZ G.	CREATIS**
GOBIN P.F. (Prof. émérite)	GEMPPM***
GONNARD P.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GONTRAND M.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GOUTTE R. (Prof. émérite)	CREATIS**
GOUJON L.	GEMPPM***
GOURDON R.	LAEPSI****
GRANGE G.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GUENIN G.	GEMPPM***
GUICHARDANT M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
GUILLOT G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GUINET A.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
GUYADER J.L.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
GUYOMAR D.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
HEBIG A.	MATHEMATIQUE APPLIQUEES DE LYON
JACQUET-RICHARDET G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
JAYET Y.	GEMPPM***
JOLION J.M.	RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION
JULLIEN J.F.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
JUTARD A. (Prof. émérite)	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
KASTNER R.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
KOULOUMDJIAN J.	INGENIERIE DES SYSTEMES D' INFORMATION
LAGARDE M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LALANNE M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES STRUCTURES
LALLEMAND A.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LALLEMAND M. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LAUGIER A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE

Mai 2003

LAUGIER C.

BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE

LAURINI R.	INFORMATIQUE EN IMAGE ET SYSTEMES D' INFORMATION
LEJEUNE P.	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
LUBRECHT A.	MECANIQUE DES CONTACTS
MASSARD N.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
MAZILLE H.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MERLE P.	GEMPPM***
MERLIN J.	GEMPPM***
MIGNOTTE A. (Mle)	INGENIERIE, INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
MILLET J.P.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MIRAMOND M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
MOREL R.	MECANIQUE DES FLUIDES ET D' ACOUSTIQUES
MOSZKOWICZ P.	LAEPSI****
NARDON P. (Prof. émérite)	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
NIEL E.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
NORTIER P.	DREP
OJET C.	CREATIS**
OTTERBEIN M. (Prof. émérite)	LAEPSI****
PARIZET E.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PASCAULT J.P.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
PAVIC G.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PELLETIER J.M.	GEMPPM***
PERA J.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Matériaux
PERRIAT P.	GEMPPM***
PERRIN J.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
PINARD P. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
PINON J.M.	INGENIERIE DES SYSTEMES D' INFORMATION
PONCET A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
POUSIN J.	MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE
PREVOT P.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
PROST R.	CREATIS**
RAYNAUD M.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
REDARCE H.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
RETIF J-M.	CEGELY*
REYNOUARD J.M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
RIGAL J.F.	MECANIQUE DES SOLIDES
RIEUTORD E. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES FLUIDES
ROBERT-BAUDOUY J. (Mme) (Prof. émérite)	GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES
ROUBY D.	GEMPPM***
ROUX J.J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique de l' Habita
RUBEL P.	INGENIERIE DES SYSTEMES D' INFORMATION
SACADURA J.F.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
SAUTEREAU H.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
SCAVARDA S.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
SOUFI A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
SOUROUILLE J.L.	INGENIERIE INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
THOMASSET D.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
THUDEROZ C.	ESCHIL - Equipe Sciences Humaines de l' Insa de Lyon
UBEDA S.	CENTRE D' INNOV. EN TELECOM ET INTEGRATION DE SERVICES
VELEX P.	MECANIQUE DES CONTACTS
VIGIER G.	GEMPPM***
VINCENT A.	GEMPPM***
VRAY D.	CREATIS**
VUILLERMOZ P.L. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
 <i>Directeurs de recherche C.N.R.S. :</i>	
BERTHIER Y.	MECANIQUE DES CONTACTS
CONDEMIN G.	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
COTTE-PATAT N. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
ESCUDIE D. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON
FRANCIOSI P.	GEMPPM***
MANDRAND M.A. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
POUSIN G.	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
ROCHE A.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
SEGUELA A.	GEMPPM***
VERGNE P.	LaMcos
 <i>Directeurs de recherche I.N.R.A. :</i>	
FEBVAY G.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
GRENIER S.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
RAHBE Y.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
 <i>Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :</i>	
PRIGENT A.F. (Mme)	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
MAGNIN I. (Mme)	CREATIS**
 * CEGELY	CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON
** CREATIS	CENTRE DE RECHERCHE ET D' APPLICATIONS EN TRAITEMENT DE L' IMAGE ET DU SIGNAL
*** GEMPPM	GROUPE D'ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX
**** LAEPSI	LABORATOIRE D' ANALYSE ENVIRONNEMENTALE DES PROCEDÉS ET SYSTEMES INDUSTRIELS

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire ont été effectués au Laboratoire Vibration Acoustique de l'INSA de Lyon et ont été financés d'une part par une allocation de recherche et par un contrat d'accompagnement passé avec Renault Trucks.

Je tiens avant tout à exprimer ma plus grande reconnaissance à mon directeur de thèse et directeur du laboratoire, Jean-Louis Guyader. Durant ces trois années de thèse, j'ai pu apprécier sa disponibilité, sa rapidité de compréhension, ses suggestions toujours pertinentes, son soutien constant et la confiance qu'il m'a accordée. Son aide a été précieuse pour mener à bien ce travail de thèse.

L'honneur que m'ont fait Brian Mace, professeur à l'ISVR de Southampton, et Svante Finnveden, professeur au KTH de Stockholm, en acceptant de rapporter ma thèse est pour moi une réelle satisfaction. Je tiens à les remercier pour le regard qu'ils ont porté sur ce mémoire et pour les remarques constructives qu'ils ont formulé. De la même manière, je remercie Alain Combescure, professeur à l'INSA de Lyon, Gilles Robert, maître de conférence à l'école Centrale de Lyon, Jean-Pierre Bardon, de la société Renault Trucks et Laurent Gagliardini, de la société PSA d'avoir accepté d'évaluer notre travail en participant au jury.

Je suis également reconnaissant de l'intérêt scientifique que m'ont témoigné Jean-Pierre Bardon, Marion Mouret et Frédéric André de la société Renault Trucks ainsi que Yannick Denoual de la société Renault SA et Pascal Bouvet de la société Vibratéc. Leurs conseils ont été particulièrement précieux dans l'optique du développement de méthodes adaptées à la culture et aux moyens des entreprises et nous ont permis de garder à l'esprit les impératifs de temps et de coût inhérents aux activités industrielles.

Je remercie aussi tout particulièrement Gilles Robert pour m'avoir guidé tout au long de la campagne de mesure effectuée sur la soufflerie du Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon. J'ai appris énormément à son contact sur la gestion de campagnes d'essai et sur la caractérisation d'écoulement turbulent.

Je voudrais également saluer l'ensemble des membres du LVA qui ont fait de ces années passées au laboratoire des années que je n'oublierai pas. L'ambiance de convivialité qui règne au laboratoire est rare et précieuse. Je voudrais particulièrement remercier Antoine Godoy sans qui les montages expérimentaux n'auraient pas été possibles. Je tiens à féliciter Quentin Leclere d'avoir réussi à partager son bureau avec moi sans plier sous le poids des questions numériques et (méta?)-physiques que je n'ai pas manqué de lui poser. La patience et les connaissances informatiques de Charles Pezerat et Morvan Ouisse ont été aussi mises à contribution durant ces années de thèse.

Enfin, je voudrais remercier ma famille pour son soutien et particulièrement ma femme Patricia et ma fille Chloé pour leur présence et leur amour.

Table des matières

1	Contexte scientifique	9
1.1	Introduction	9
1.2	Les méthodes de prédiction pour les moyennes et hautes fréquences	10
1.3	La méthode SEA	11
1.3.1	Les relations de base	11
1.3.2	Les principales hypothèses	12
1.3.3	Les limitations de la SEA	12
1.3.3.1	Sous-structuration d'un système complexe	13
1.3.3.2	Caractérisation de la force de couplage	13
1.3.3.3	Caractérisation des sources	15
1.4	Objectifs de la thèse	16
I	Caractérisation de sources aérodynamiques	17
2	Introduction à la caractérisation des sources aérodynamiques	19
2.1	Ecoulements turbulents sur une surface plane	19
2.2	Les différents modèles de DIPP	19
2.2.1	Les modèles exprimés dans le domaine spatial	19
2.2.2	Le modèles exprimés dans le domaine des nombres d'onde	20
2.2.3	Comparaison des modèles de DIPP	20
2.3	La puissance injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent	21
2.3.1	Problématique de la SEA	21
2.3.2	Le modèle de Blake	21
2.4	caractérisation expérimentale d'un champ de pression pariétale	21
2.5	structure de la partie 1 : caractérisation des sources aérodynamiques	22
3	Puissance injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent	23
3.1	Puissance injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent	23
3.2	Calcul de la densité spectrale de déplacement	25
3.3	Puissance injectée moyennée en fréquence basée sur le modèle de Corcos avec approximation de Davies (modèle $PIMF_{CD}$)	27

3.3.1	Le modèle de Corcos pour la densité interspectrale de pression pariétale	27
3.3.2	Calcul de la $PIMF_{CD}$	28
3.4	Formulation de la puissance injectée moyennée en fréquence basée sur le modèle de Corcos sans l'approximation de Davies (modèle $PIMF_C$)	35
3.4.1	Comparaison entre l'approximation de Davies et l'expression exact de $Imnpq$	35
3.4.2	Puissance injectée moyennée en fréquence	36
3.4.3	Résultats et discussion	37
3.5	Comparaison entre le Modèle $PIMF_C$ et les formules de Blake	39
3.6	Formulation de la puissance injectée moyennée en fréquence basée sur le modèle d'Efimtsov	40
3.6.1	Le modèle d'Efimtsov pour la DIPP	40
3.6.2	La puissance injectée moyennée en fréquence	41
3.6.3	Résultats et discussion	42
3.7	Conclusion	43
4	Validation expérimentale du modèle de puissance injectée	45
4.1	Mise en place de l'expérience	45
4.1.1	La soufflerie	45
4.1.2	Montage des plaques à tester	46
4.1.2.1	Caractéristiques des quatre plaques testées	46
4.1.2.2	Montage pour un découplage entre la plaque et la veine	47
4.1.3	Vérification du découplage entre la plaque testée et la veine d'écoulement	48
4.2	Mesure de la puissance injectée dans la plaque	49
4.2.1	Mesure de l'amortissement, méthode de la "puissance injectée"	50
4.2.2	Mesure de l'énergie dissipée par les plaques pour différentes vitesses d'écoulement	53
4.2.2.1	Le laser à balayage	53
4.2.2.2	Mesure des densités spectrales de vitesses	53
4.2.3	Mise en évidence du phénomène de coïncidence spatiale	53
4.3	Caractérisation des écoulements	55
4.3.1	Caractérisation de la couche limite	56
4.3.1.1	Profils de vitesse	56
4.3.1.2	Epaisseurs de couches limites	58
4.3.1.3	Vitesse de frottement	58
4.3.2	Champ pariétal de pression	58
4.3.2.1	Mise en place de la mesure	59
4.3.2.2	Densité spectrale de pression pariétale	59
4.3.2.3	Densité interspectrale de pression pariétale	61
4.3.2.4	Longueurs de cohérence	63
4.3.2.5	La vitesse de convection	65

4.3.2.6	Les coefficients α_1 et α_2 de Corcos	66
4.3.2.7	Résumé	68
4.4	Comparaison entre la puissance injectée mesurée et les modèles <i>PIMF</i>	68
4.4.1	Plaque ACIER (A)	68
4.4.2	Plaque ACIER (B)	69
4.4.3	Plaque CUIVRE (C)	71
4.4.4	Plaque PVC (D)	71
4.5	Conclusion	72
 II Méthode de sous-structuration SEA		73
 A Schémas modaux des plaques et maillage de mesure		75
A.1	Simulations numériques	75
A.2	Comparaison expérimentale	76
A.3	Maillages des points de mesure	77
 Références bibliographiques		78

PRINCIPALES NOTATIONS

Caractères Latins

a : longueur

a_1 à a_7 : constantes du modèle de DIPP d'Efimtsov

$a_{mn}(\omega)$: amplitudes modales

b : largeur

b_1, b_2 : constantes du modèle de puissance injectée de Blake

$C(r_1, r_3, \omega)$: fonction de cohérence du champ de pression pariétale

C_f : célérité des ondes de flexion

C_{gi} : vitesse de groupe des ondes de flexion

D : rigidité

$E_c^{F_i}(M, \omega), E_d^{F_i}(M, \omega), E_t^{F_i}(M, \omega)$: énergies cinétique, de déformation et totale au point M à la pulsation ω lorsque la structure est excitée par la force ponctuelle F_i

$\bar{E}_c^{F_i}(\omega), \bar{E}_d^{F_i}(\omega), \bar{E}_t^{F_i}(\omega)$: énergies cinétiques, de déformation et totale sommées sur les éléments de la structure

\bar{E}_k : énergie interne moyennée en fréquence du sous-système k

$F_{mn}(\omega)$: force généralisée du mode mn à la pulsation ω

G_i : centre de gravité du i^{ieme} nuage de points ou groupe

G_{ij} : centre de gravité de l'union des nuages de points i et j

h : épaisseur

$H_{mn}(\omega)$: réponse fréquentielle du mode mn à la pulsation ω

$H_v(M, \omega)$: fonction de transfert vitesse/force au point M à la pulsation ω

$I_{mnpq}(\omega)$: densité spectrale de la force généralisée à la pulsation ω pour les modes mn et pq

k_n, k_m : nombres d'onde des modes m et n

K :

L : longueur de couplage entre deux plaques pliées en L

$L_1(\omega), L_3(\omega)$: longueurs de corrélation à la pulsation ω

\mathcal{M} : indice de validité d'une classification

M : masse surfacique

M_k : recouvrement modal du sous-système k

M_{mn} : masse généralisée du mode mn

$n_n(\omega)$: densité des modes résonnants ayant un indice n fixe

$N_n(\omega)$: nombre de modes d'indice n résonnants dans la bande de fréquence $[\Omega - \Delta, \Omega + \Delta]$

$p(x, y, t)$: pression pariétale au point de coordonnées (x, y) au temps t

P_{diss} : puissance dissipée dans une structure

P_{inj} : puissance injectée dans une structure

P_{ray} : puissance rayonnée par une structure

\bar{P}_k : puissance injectée moyennée en fréquence injectée dans le sous-système k

r_1, r_3 : séparations longitudinale et transversale

S : surface

$S_{pp}(\omega)$: densité spectrale de pression pariétale à la pulsation ω

$S_{pp}^d(\omega)$: densité spectrale de pression pariétale décontaminée de la contribution acoustique à la pulsation ω

$S_{pp}(r_1, r_3, \omega)$: densité interspectrale de pression pariétale à la pulsation ω pour les séparations longitudinale et transversale r_1 et r_3

$S_{pp}^d(r_1, r_3, \omega)$: densité interspectrale de pression pariétale décontaminée de la contribution acoustique à la pulsation ω pour les séparations longitudinale et transversale r_1 et r_3

$\bar{S}_{ww}(\omega)$: moyenne spatiale de la densité spectrale de déplacement à la pulsation ω

$\bar{S}_{vv}(\omega)$: moyenne spatiale de la densité spectrale de vitesse à la pulsation ω

$S_{ww}(x, y, \omega)$: densité spectrale de déplacement à la pulsation ω en un point de coordonnées (x, y)

$u_{i,k}^{floue}$: fonction d'appartenance d'un élément i à un sous-système k dans le cas d'une classification floue de type FCM

$u_{i,k}^{nette}$: fonction d'appartenance d'un élément i à un sous-système k dans le cas d'une classification nette de type HCM

u_τ : vitesse de frottement à la paroi

U : vitesse de l'écoulement à la hauteur z par rapport au plan de la paroi

U_c : vitesse de convection

U_∞ : vitesse de l'écoulement loin de la paroi

$W(x, y, t)$: déplacement au point de coordonnées (x, y) au temps t

$W_{mn}(x, y)$: déformée modale au point de coordonnées (x, y) pour le mode mn

$(x, y), (x_1, y_1), (x_2, y_2)$: coordonnées d'un point quelconque et des points 1 et 2

x_i : coordonnées du i^{ieme} vecteur PCP de la base de données

X : changement de variable $X = k_n U_c / \Omega$

X_i : coordonnées du centre des clusters ou groupes dans l'espace des PCP

z : hauteur par rapport au plan de la paroi de l'écoulement turbulent

Caractères Grecs

α_1, α_2 : constantes du modèle de DIPP de Corcos

β : paramètre de réglage du "flou" dans l'algorithme FCM

γ : paramètre caractérisant le couplage entre deux sous-systèmes. Le couplage est faible si $\gamma < 1$

δ : épaisseur de couche limite

δ_1 : épaisseur de déplacement

δ_2 : épaisseur de quantité de mouvement

Δ : demi-largeur de bande de fréquence

η : amortissement structural

η_i : amortissement du sous-système i (DLF : damping loss factor)

η_{ij} : facteur de perte par couplage entre les sous-systèmes i et j (CLF : coupling loss factor)

η_{ray} : facteur de perte par rayonnement

$\theta(r_1, \omega)$: fonction de phase du champ de pression pariétale

ν : viscosité cinématique
 $\Pi_{i,n,j}(\omega)$: densité spectrale de puissance injectée à la pulsation ω
 ρ : masse volumique
 ρ_0 : masse volumique de l'air
 τ_{ij} : coefficient de transmission entre les sous-systèmes i et j
 τ_w : contrainte pariétale du champ de pression
 ω : pulsation
 ω_{mn} : pulsation propre du mode mn
 Ω : fréquence centrale de la bande de fréquence de moyenne
 Ψ_C : fonction caractéristique du modèle $PIMF_C$
 Ψ_{CD} : fonction caractéristique du modèle $PIMF_{CD}$
 Ψ_E : fonction caractéristique du modèle $PIMF_E$

Abréviations ACP : Analyse par Composantes Principales

CLF : Coupling Loss Factor

DIPP : Densité Interspectrale de Pression Pariétale

DMF : Dual Modal Formulation

FCM : Fuzzy C-Means

FTE : Fonction de transfert énergétique

HCM : Hard C-Means (idem k-means)

PCP : Projection sur les Composantes Principales

Plaque (A) : Plaque rectangulaire en acier

Plaque (B) : Plaque non rectangulaire en acier

Plaque (C) : Plaque rectangulaire en cuivre

Plaque (D) : Plaque rectangulaire en PVC

PIM : Power Injection Method

$PIMF$: Puissance Injectée Moyennée en Fréquence

$PIMF_C$: Puissance Injectée Moyennée en Fréquence établit avec le modèle de Corcos

$PIMF_{CD}$: Puissance Injectée Moyennée en Fréquence établit avec le modèle de Corcos et l'approximation de Davies

$PIMF_E$: Puissance Injectée Moyennée en Fréquence établit avec le modèle d'Efimtsov

SEA : Statistical Energy Analysis

SmEdA : Statistical modal Energy distribution Analysis

RIM_{ij} : Rapport des Inerties Mutuelles entre les sous-systèmes i et j

RIM^{max} : valeur maximale de l'indice RIM_{ij} pour une sous-structuration donnée

Chapitre 1

Contexte scientifique

1.1 Introduction

L'industrie du transport est confrontée à plusieurs types de sources de bruit :

- Les bruits solidiens, principalement générés par les vibrations du moteur ou des pneumatiques
- les bruits aériens tels que le rayonnement des pneumatiques, le bruit aérodynamique.

Pour pouvoir améliorer le confort acoustique des passagers, il convient de modéliser tous les phénomènes intervenants dans la transmission du bruit vers l'intérieur de l'habitacle. Pour ce faire, plusieurs méthodes peuvent être utilisées, de la plus simple à la plus complexe. Certains problèmes se prêtent à une modélisation simple, basée sur des approximations fortes mais permettant de comprendre les phénomènes complexes mis en jeu. C'est ce qui est couramment fait pour la modélisation des groupes moto-propulseurs de voitures pour simuler les accélérations verticales aux supports moteurs en basses fréquences. Le GMP est ainsi considéré comme un corps rigide soumis à une force de pilon. Les résultats sont forcément une approximation de la réalité mais permettent de mettre en évidence les paramètres qui ont une influence prépondérante sur le phénomène observé.

D'autre part, certaines méthodes, comme celle des éléments finis, proposent de modéliser avec une grande précision tous les éléments d'un système complexe. Toutefois, ces méthodes, totalement tributaires de la puissance de calcul des ordinateurs, sont toujours limitées aux basses et moyennes fréquences. En effet, la taille des éléments du maillage est directement liée à la fréquence maximale de l'étude. Plus cette fréquence est haute, plus le nombre d'éléments utilisés augmente et plus le nombre de degrés de liberté à prendre en compte est important. De plus, en basses fréquences, les structures ont un comportement modal qui se prête bien à la modélisation par les éléments finis. Plus la fréquence d'étude augmente, plus la structure a un comportement aléatoire lié aux tolérances de fabrication et aux caractéristiques des matériaux. Ouisse [60] montre qu'un simple réseau de plaques peut comporter des zones d'hypersensibilité qu'il localise grâce à un outil basé sur le calcul de résidus d'énergie sur des parties de la structure localement perturbée.

Les méthodes déterministes basées sur le calcul de modes globaux de la structure montrent aussi leurs limites dans la simulation de réponses en fréquence pour des structures n'ayant plus un comportement modal. De ce fait, pour pouvoir prédire les niveaux vibratoires de structures en moyennes et hautes fréquences, d'autres méthodes ont été développées le plus souvent en s'appuyant sur des grandeurs énergétiques généralement moyennées spatialement, en fréquence ou sur une population de structure apparemment identiques.

1.2 Les méthodes de prédiction pour les moyennes et hautes fréquences

Dans les années soixante, une méthode prenant en compte le comportement aléatoire des structures complexes a été développée par Lyon et Maidanik [44], Maidanik [48] et Smith [68] : la SEA (Statistical Energy Analysis). L'ouvrage qui fait référence dans le domaine est celui de Lyon et Dejong [43] dans lequel la théorie complète de la SEA est décrite. Cette méthode est basée sur la modélisation de l'interaction entre deux oscillateurs (masse-ressort-amortisseur) liés par un couplage linéaire. Dans ce cas de figure, l'équation de base de la SEA établit une relation de proportionnalité entre la puissance échangée entre les deux oscillateurs et leur différence d'énergies internes. Le cas des deux oscillateurs est ensuite étendu au cas de deux systèmes multi-modaux. Les échanges d'énergies entre les systèmes sont ainsi obtenus lorsque les couplages sont caractérisés (détermination des CLF, coupling loss factors) et que les puissances injectées dans les systèmes sont connues. Les travaux de cette thèse portant sur des méthodes permettant l'amélioration de l'application de la SEA, celle-ci sera détaillée dans le prochain paragraphe.

Une alternative intéressante à la SEA et ses hypothèses restrictives est la méthode dite des coefficients d'influence développée par Guyader *et al.* [28] [7]. Cette méthode qui diffère radicalement de la philosophie SEA est basée sur la description modale de la structure globale. Cette méthode permet d'obtenir l'énergie des sous-systèmes par la multiplication d'une matrice de coefficients d'influence et d'un vecteur représentant les densités spectrales de puissance des excitations des sous-systèmes. Les coefficients d'influence sont calculés à partir des modes globaux de la structure ce qui était à l'époque une limitation forte due à des temps de calcul irréalistes. Avec l'amélioration des codes de calcul éléments finis et de l'augmentation de la puissance des ordinateurs, la méthode des coefficients d'influence retrouve tout son intérêt. D'autant plus que la définition des sous-systèmes est complètement arbitraire contrairement à la SEA.

Un parallélisme avec les équations de la chaleur est souvent envisagé pour établir un modèle énergétique local. On peut citer les travaux de Nefske *et al.* [55], de Lase *et al.* [40] et de Le Bot [42] dans ce domaine. En gardant les concepts énergétiques de la SEA, ces méthodes établissent un modèle énergétique local qui diffère de la vision SEA qui considère des moyennes spatiales globales. Il en résulte la possibilité d'évaluer la

répartition spatiale de l'énergie à l'intérieur d'un sous-système. De plus, l'analogie avec les équations de la chaleur permet l'utilisation des codes éléments finis de transfert de chaleur. Toutefois, la plupart des études portent sur des assemblages de barres et de poutres et l'extension à des systèmes à deux dimensions rencontre encore quelques difficultés.

Une approche par les mobilités énergétiques pour la caractérisation des échanges vibratoires de systèmes couplés appelée "Energetic Mean Mobility Approach" a été développée par Orefice *et al* [57] [58]. Les mobilités énergétiques sont définies comme le rapport entre la vitesse quadratique moyennée en fréquence d'un point de la structure et la puissance active injectée moyennée en fréquence en un autre point de la structure. Les mobilités énergétiques sont définies uniquement en fonction des mobilités classique, moyennées par bandes de fréquence. Pour conserver le formalisme des mobilités classiques, des mobilités énergétiques de connexion sont introduites.

Maxit *et al.* [54] proposent une approche nommée "Power flow analysis" qui a pour objectif de devenir une alternative à la SEA dans certains cas où celle-ci n'est plus valide. En utilisant les résultats d'une formulation modale duale et en étendant le formalisme à plusieurs sous-systèmes couplés, ils obtiennent un système d'équations reliant les échanges de puissance à travers les différentes jonctions. Contrairement à la SEA, cette approche est basée sur une relation approchée des échanges de puissance entre des sous-systèmes multi-modaux excités par une force ponctuelle de type bruit blanc. L'avantage de cette relation est qu'elle permet de prendre en compte les corrélations entre modes dans chaque sous-systèmes. Il en résulte amélioration des prédictions dans le cas de sous-systèmes à forts recouvrements modaux par rapport à la SEA qui ne peut prendre en compte le décroissance d'énergie dans un sous-système non excité. La méthode a été appliquée avec succès à un réseau de barres.

1.3 La méthode SEA

1.3.1 Les relations de base

La relation de base de la SEA peut être mise sous la forme matricielle suivante :

$$\frac{1}{\omega} \begin{pmatrix} \bar{P}_1 \\ \bar{P}_2 \\ \dots \\ \bar{P}_k \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \eta_1 + \sum_{s \neq 1} \eta_{1s} & -\eta_{21} & \dots & -\eta_{k1} \\ -\eta_{12} & \eta_2 + \sum_{s \neq 2} \eta_{2s} & \dots & -\eta_{k2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -\eta_{1k} & -\eta_{2k} & \dots & \eta_k + \sum_{s \neq k} \eta_{ks} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \bar{E}_1 \\ \bar{E}_2 \\ \dots \\ \bar{E}_k \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

où \bar{E}_i est l'énergie interne du sous-système i , \bar{P}_i est la puissance injectée dans le sous-système i , η_{ij} est le facteur de perte par couplage entre les sous-systèmes i et j et η_i est le facteur de perte interne du sous-système i .

Cette équation représente le bilan énergétique entre les sous-systèmes. Toutefois, l'obtention de cette formulation simple des échanges d'énergies entre les sous-systèmes repose sur des hypothèses plus ou moins contraignantes.

1.3.2 Les principales hypothèses

L'extension de la relation obtenue grâce au couplage de deux oscillateurs à un couplage de systèmes multi-modaux fait intervenir quelques hypothèses :

- chaque mode peut être représenté par un oscillateur
- les modes d'un même sous-système ne sont pas couplés entre eux
- les modes d'un sous-système sont couplés avec les modes de l'autre sous-système par des éléments non dissipatifs.

Les autres hypothèses de la SEA sont énumérées par Keane et Price [35] :

1. les sous-systèmes et les mécanismes de couplage sont supposés être linéaires
2. le bilan d'énergie est stationnaire ce qui implique qu'une moyenne sur un temps relativement long est constante.
3. chaque sous-système est excité par des efforts statistiquement indépendants et de type "rain on a roof".
4. les densités de probabilité décrivant les fréquences propres des sous-systèmes découplés sont constantes sur la bande de fréquence d'étude et les modes résonnants en dehors de cette bande de fréquence ne sont pas pris en compte.
5. les moyennes d'ensemble des paramètres de couplage sont les mêmes pour tous les modes dans la bande de fréquence considérée.
6. la bande de fréquence d'étude est censée contenir un nombre important de modes résonnants.
7. la bande de fréquence doit être assez étroite.
8. le couplage entre les sous-systèmes doit être "faible" de telle manière que le comportement modal des sous-systèmes découplés ne soit pas trop modifié lorsque les sous-systèmes sont couplés.
9. l'amortissement interne des sous-systèmes doit être relativement faible pour que les sous-systèmes soient réverbérants.

1.3.3 Les limitations de la SEA

Le respect strict des hypothèses de la SEA est difficile dans le cas de systèmes industriels complexes. Certaines, comme l'hypothèse de couplage faible qui constitue pourtant une des conditions fondamentales de la SEA, ne peuvent être facilement vérifiées. Cet état de fait implique des limitations au champ d'application de la SEA.

1.3.3.1 Sous-structuration d'un système complexe

En effet, même si les hypothèses de la SEA forment un cadre d'étude rigide, elles ne définissent en rien les frontières mêmes des sous-systèmes. Comment assurer alors que la SEA donne des résultats réalistes si les sous-systèmes définis par l'expert ne respectent pas ces hypothèses.

De nombreux articles traitent de l'estimation de la force de couplage entre les sous-systèmes (voir paragraphe suivant) mais très peu donnent des indications sur la manière de sous-structurer un système industriel. A l'heure actuelle, seuls les experts en SEA peuvent, à force d'études expérimentales, sous-structurer de manière judicieuse un système complexe tel qu'un châssis de voiture ou un fuselage d'avion. Et pourtant, la SEA impose de connaître *a priori* les sous-systèmes respectant ses hypothèses. De plus, la vérification de la sous-structuration ne peut se faire qu'en post-traitement des mesures de la SEA inverse (estimation des CLF (Coupling Loss Factors) à partir de la connaissance des puissances injectées et des énergies des sous-systèmes). De ce fait, la sous-structuration constitue un problème majeur de la SEA.

C'est pourquoi, dans la deuxième partie de cette thèse, un outil d'aide à la décision pour la sous-structuration en sous-systèmes respectant les hypothèses de la SEA est présenté. Il est basé sur un algorithme de classification de données qui découpe en groupes indépendants une base de données constituée de fonctions de transfert énergétiques. C'est une méthode qui est applicable durant une étude expérimentale aussi bien que lors d'une phase de simulation prédictive par éléments finis.

1.3.3.2 Caractérisation de la force de couplage

Les CLF (Coupling Loss Factors) introduits dans les équations de base de la SEA représentent la force de couplage entre deux sous-systèmes. Le couplage entre deux sous-systèmes doit être assez faible pour que le comportement dynamique des sous-systèmes découplés ne soit par "trop" perturbé par la présence du couplage. Une des plus grandes difficultés de l'application de la SEA est de calculer ces CLF pour le cas de deux sous-systèmes complexes et de savoir s'ils entraînent ou non un couplage faible.

De nombreux articles sur ce sujet ont été publiés. Ainsi, Langley [39] définit un modèle SEA comme un assemblage de sous-systèmes réverbérants faiblement couplés entre eux. Il introduit aussi une définition du couplage faible basée sur les fonctions de Green : *"le couplage sera considéré comme faible s'il existe un paramètre ϵ petit tel que la fonction de Green $|G_{ij}(x, y, \omega)|^2$ soit de l'ordre $o(\epsilon^n)$, où n représente le nombre minimal de couplages qui séparent le sous-système i du sous-système j ".*

Calcul des CLF Dans l'ouvrage de référence de la SEA de Lyon et Dejong [43], les formulations analytiques des CLF entre des systèmes académiques tels que les poutres ou les plaques sont proposées. Deux approches différentes peuvent être utilisées pour obtenir ces CLF : l'approche modale et l'approche par ondes. Ces calculs de CLF sont généralement admis dans la littérature, toutefois, les développements théoriques complexes limitent l'utilisation de ces approches à des cas simples.

Cacciolati et Guyader [10] et Manning [49] reformulent les expressions des CLF en introduisant le concept de mobilités. Ainsi, les CLF sont déterminés à partir de mesures de mobilités (rapport vitesse sur force) lorsque les sous-systèmes sont découplés. Cette méthode permet d'estimer les CLF de sous-systèmes et de couplages (joints non rigides) complexes mais impose le découplage physique des sous-systèmes.

De manière expérimentale, les paramètres de la SEA sont classiquement obtenus par la méthode PIM : Power Injection Method présentée par Bies et Hamid [4]. Pour utiliser cette méthode il est nécessaire de connaître les puissances injectées dans les sous-systèmes ainsi que les énergies de chaque sous-système. La matrice SEA est construite puis inversée pour obtenir les coefficients de perte interne des sous-systèmes et les coefficients de couplage. Cette méthode présente toutefois quelques difficultés :

- L'inversion de la matrice SEA, mal conditionnée, peut être source d'erreurs importantes
- La réalisation d'excitation de type "rain on the roof" est fastidieuse (chaque sous-système doit être excité par des forces décorréelées réparties sur l'ensemble de sa surface, y compris proche des conditions aux limites)

Une autre méthode expérimentale basée sur la réponse temporelle des sous-systèmes soumis à ces excitations par chocs a été développée par Fahy et James [20] [32] et [33]. Ils ont montré que, lorsqu'un sous-système est excité par une excitation de type impact, le temps de réponse de l'énergie cinétique dans les sous-système indirectement excités peut être utilisé comme indicateur de la force de couplage. La plupart de ces méthodes de détermination de CLF sont dédiées aux études expérimentales et de ce fait soumis aux aléas liés à la précision des mesures et à la détermination des positions des excitations. C'est pourquoi, Maxit et Guyader [51] [52] [53] ont présenté une méthode numérique basée sur la double formulation modale (DMF) déplacement-contrainte au niveau du couplage. Les sous-systèmes sont considérés deux par deux et découplés (un sous-système découplé-bloqué au niveau de la jonction représenté en terme de contrainte et un sous-système découplé-libre représenté en terme de déplacement). Les équations modales obtenues sont cohérentes avec la SEA et peuvent être exprimées en fonction des modes des sous-systèmes découplés. Le modèle SmEdA qui découle de la reformulation de la SEA avec la DMF permet d'améliorer la prédiction, notamment lorsque les sous-systèmes sont excités localement ou lorsque le recouvrement modal est faible. Les facteurs de pertes par couplage peuvent être obtenus par identification des coefficients des équations modales, sans les résoudre. Ce calcul ne requiert que la connaissance des modes propres des sous-systèmes découplés par éléments finis. Le calcul des CLF pour des structures industrielles complexes peut donc être obtenu simplement sans qu'aucune excitation de la structure ne soit nécessaire. Shankar et Keane [66] [67] proposent une approche alternative basée sur la théorie de la réceptance. Cette méthode permet, en utilisant les modes propres des sous-systèmes découplés et les fonctions de Green, de calculer les puissances dissipées, injectées et transmises dans une structure divisée en sous-systèmes. Il est aussi possible de calculer les facteurs de perte par couplage en posant l'équation de conservation de l'énergie.

Critère de couplage faible La connaissance des coefficients de couplage n'est pas suffisante pour pouvoir appliquer la SEA sur la structure considérée. En effet, il est nécessaire de savoir si les couplages sont faibles. De ce fait, plusieurs critères de couplage faible ont été publiés.

Langley [38] donne une définition du couplage faible : *"le couplage sera dit faible si la fonction de Green $G_{jj}(x, y, \omega)$ du sous-système j est approximativement égale à celle du sous-système découplé"*. Le critère de couplage faible le plus simple a été proposé par Smith [69]. Il établit que, pour un assemblage de deux sous-systèmes, le facteur de perte par couplage η_{ij} doit être petit devant le facteur de perte interne η_i pour que le couplage soit faible. Ce critère ne fait pas l'unanimité, notamment dans le cas d'un assemblage de plus de deux sous-systèmes. Mace et Rosenberg [45] [46] [47] utilisent le formalisme de l'approche par ondes pour établir deux critères de couplage faible. Ces deux critères définissent quatre types de couplage dont trois couplages forts. Toutefois, pour un assemblage de deux plaques couplées par une ligne, une bonne approximation de la force de couplage est donnée par le paramètre γ_{ij} , équation 1.2.

$$\gamma_{ij} = \frac{\tau_{ij}}{2\pi^2 M_i M_j} \quad (1.2)$$

où R_{m_i} est le recouvrement modal de la plaque i et τ_{ij} est le coefficient de transmission entre la plaque i et la plaque j . Lorsque $\gamma_{ij} < 1$, le couplage est considéré comme faible. Finnveden [22] a étudié un réseau de trois plaques et a défini un critère de couplage faible proche de celui de Mace. En effet, ce critère peut être considéré comme une extension du critère de Mace pour un assemblage de plusieurs plaques.

1.3.3.3 Caractérisation des sources

La caractérisation précise des sources en terme de puissance injectée dans le système est primordial pour obtenir des prédictions fiables de la méthode SEA. En effet, les énergies sont directement proportionnelles aux puissances injectées. Une erreur sur l'estimation des puissances entraîne de ce fait un calcul des énergies erroné.

Les puissances injectées dans une structure industrielle peuvent être de deux types : la structure peut être excitée par voie solidienne ou par voie aérienne. Toutefois, les excitations sont multiples sur une structure industrielle (bruit aérodynamique, bruit de bouche en sortie d'échappement, vibrations dues au groupe moto-propulseur, aux pneumatiques par exemple pour une voiture) et caractériser chacune d'entre elles n'est pas une chose aisée. Des modèles simplifiés existent pour certaines d'entre elles mais d'autres comme le bruit aérodynamique restent encore très complexes et impose la mise en place de calculs coûteux en temps de calcul.

1.4 Objectifs de la thèse

Dans l'optique d'une application de la SEA à des structures industrielles nous proposons dans cette thèse une méthodologie pour la sous-structuration en sous-systèmes et une autre pour la caractérisation de la puissance injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent établi. Le présent document se décompose en deux parties dédiée à ces méthodes :

- dans la première partie, le développement théorique du modèle de puissance injectée moyennée en fréquence sera décrit et une validation expérimentale sera entreprise.
- dans la deuxième partie, la méthode de sous-structuration sera expliquée et appliquée à différentes structures plus ou moins complexes (de l'assemblage de deux plaques à un soubassement de camion).

Première partie

Caractérisation de sources
aérodynamiques

Chapitre 2

Introduction à la caractérisation des sources aérodynamiques

2.1 Ecoulements turbulents sur une surface plane

L'action d'un écoulement turbulent sur une surface plane est classiquement représenté par sa densité interspectrale de pression pariétale (DIPP). Cette DIPP est une grandeur complexe nécessitant la connaissance des interspectres de pression entre chacun des points de la plaque pour chaque fréquence de la bande d'étude. De manière à simplifier le calcul de la DIPP, de nombreuses recherches ont été menées sur une modélisation simplifiée du phénomène.

Ces modèles de DIPP sont habituellement utilisés dans le calcul de la densité spectrale de déplacement. Toutefois, lorsque l'on utilise des méthodes énergétiques telles que la méthode SEA (Statistical Energy Analysis), il est plus intéressant de connaître la puissance injectée dans la structure excitée par l'écoulement et c'est cette voie que nous avons suivi dans ce travail.

2.2 Les différents modèles de DIPP

2.2.1 Les modèles exprimés dans le domaine spatial

L'excitation d'une structure par une couche limite turbulente a été intensément étudiée depuis les quarante dernières années. C'est en analysant les résultats expérimentaux de Willmarth et Wooldridge [76] que Corcos [12] a établi le premier modèle de densité interspectrale de pression pariétale (DIPP) sur une paroi rigide soumise à un écoulement turbulent. Ce modèle, présenté par l'équation 2.1, est basé sur une hypothèse de séparation des effets longitudinaux ($A \left(\frac{\omega x}{U_c} \right) e^{-i \frac{\omega r_1}{U_c}}$) et transversaux ($B \left(\frac{\omega r_3}{U_c} \right)$) de l'écoulement et sur la décroissance exponentielle de l'interspectre.

$$S_{pp}(r_1, r_3, \omega) = S_{pp}(\omega) A \left(\frac{\omega r_1}{U_c} \right) B \left(\frac{\omega r_3}{U_c} \right) e^{-i \frac{\omega r_1}{U_c}} \quad (2.1)$$

Le modèle de Corcos est très simple mais surestime les niveaux de pression pour les fréquences situées en dessous du pic de convection engendré par le phénomène de coïncidence aérodynamique. Le phénomène de coïncidence aérodynamique apparaît lorsque la célérité des ondes de flexion de la plaque est égale à la vitesse de convection de l'écoulement.

Le modèle d'Efimtsov [19] suit la même philosophie que le modèle de Corcos puisqu'il suppose une séparation longitudinale et transversale de la DIPP. Cependant, il introduit un paramètre supplémentaire : l'épaisseur de couche limite δ . La prise en compte de δ améliore la description de la DIPP pour les fréquences inférieures à la fréquence de coïncidence.

2.2.2 Le modèles exprimés dans le domaine des nombres d'onde

La plupart des autres modèles sont exprimés, non pas dans le domaine spatial, mais dans le domaine des nombres d'onde. Le modèle de Smol'yakov et Tkachenko [70] est fonction, comme celui d'Efimtsov, de la séparation spatiale des variables et de l'épaisseur de couche limite. Cependant, au lieu de multiplier les expressions des séparations longitudinale et transversale, ils utilisent une combinaison de ces fonctions. Après une transformation de Fourier, il en résulte une amélioration du niveau pour les bas nombres d'ondes par rapport au modèle de Corcos.

Nous pouvons citer également les modèles de Ffowcs Williams [21] et de Chase [11].

2.2.3 Comparaison des modèles de DIPP

Graham [24] compare différents modèles de DIPP de manière à déterminer lequel est le plus approprié pour le calcul de bruit rayonné dans une cabine d'avion. Compte tenu du fait que la plus grande partie de l'énergie transmise dans la cabine provient du pic de convection, Graham juge les modèles selon leur capacité à décrire ce pic. Il conclut que le modèle de Corcos ne peut être raisonnablement utilisé dans ce cas de figure car il ne prend pas en compte la dépendance des longueurs de corrélations avec l'épaisseur de couche limite. De ce fait, le modèle d'Efimtsov lui semble mieux adapté. Toutefois, l'approche qui consiste à multiplier des fonctions de corrélations transversale et longitudinale peut entraîner une erreur importante. C'est pourquoi l'approche proposée par Smol'yakov et Tkachenko peut constituer une alternative intéressante.

Bull [9] fait le point sur quarante ans de recherche dans le domaine des écoulements turbulents. Il souligne l'importance des travaux expérimentaux et théoriques qui ont permis de comprendre les phénomènes induits par un écoulement turbulent et les propriétés du champ de pression.

Finnveden *et al.*[23] comparent les modèles de prediction des vibrations induites par une

couche limite turbulente et constatent d'importantes différences. Pour obtenir une bonne concordance entre les champs de pression calculés et mesurés, ils ont établi un modèle de Chase modifié.

2.3 La puissance injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent

La puissance injectée par un écoulement turbulent a été très peu étudiée surtout en adoptant une approche type SEA, où la connaissance de la position des fréquences propres n'est pas nécessaire.

2.3.1 Problématique de la SEA

En effet, en SEA, seule la puissance injectée moyennée par bande de fréquence est nécessaire. La description du niveau de puissance pour chaque fréquence propre est inutile. C'est pourquoi un modèle de puissance injectée moyennée en fréquence pourrait être utile dans l'optique de la construction d'un modèle SEA.

2.3.2 Le modèle de Blake

Blake [6] a établi un modèle de puissance injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent. Ce modèle simplifié par Lyon et Dejong [43] découpe la bande fréquentielle en deux parties : les fréquences inférieures et les fréquences supérieures à la fréquence de coïncidence. Pour établir ce modèle, Blake représente les modes propres par la densité modale de la plaque et effectue une moyenne fréquentielle.

2.4 caractérisation expérimentale d'un champ de pression pariétale

Historiquement, le premier modèle de la densité interspectrale de pression pariétale a été déduit de mesures expérimentales. Le modèle empirique de Corcos [12] établi dans les années soixante et encore d'actualité de nos jours, a en effet été obtenu à la suite des mesures de Willmarth et Wooldridge [76]. Bull [9] souligne l'importance de l'expérimentation dans la compréhension des phénomènes aérodynamiques. Dans la mesure où la plupart des modèles sont empiriques, l'ajustement de certains coefficients à l'aide de bases de données expérimentales est nécessaire. Un écoulement turbulent est caractérisé par son profil de vitesse et par le champ de pression pariétale qu'il induit. Les mesures de vitesses moyennes et fluctuantes sont habituellement faites à l'aide d'un fil chaud calibré avec un tube de Pitot. Le champ de pression pariétal est décrit par la densité spectrale (DSPP) et la densité inter-spectrale (DIPP) de pression pariétale. Compte-tenu de la séparation

longitudinale et transversale de la DIPP, les mesures de densité inter-spectrale de pression ne sont généralement effectuées que selon des lignes parallèles ou perpendiculaires à l'écoulement. En déduisant les longueurs de corrélations de ces mesures, un modèle de type Corcos peut être établi.

Une description détaillée du mode opératoire utilisé lors de la caractérisation expérimentale d'écoulement turbulent est donnée en [17], [18] et [30].

2.5 structure de la partie 1 : caractérisation des sources aérodynamiques

Cette partie est composée de deux chapitres, le premier (chapitre 3) étant consacré au développement théorique du modèle de puissance injectée moyennée en fréquence (*PIMF*) et le second (chapitre 4) étant dédié à une validation expérimentale du modèle.

Dans le chapitre 3, le calcul de la puissance injectée sera exposé et le modèle de Corcos sera présenté. Les différentes étapes nécessaires à l'établissement du modèle *PIMF* seront ensuite détaillées. Le modèle le plus simple de *PIMF* sera ainsi obtenu et l'influence de certains paramètres tel l'amortissement ou la surface de la plaque sera soulignée. Des modèles plus complexes basés sur l'utilisation des modèles de Corcos sans approximation et d'Efimtsov seront établis et l'intérêt de chacun sera discuté. Enfin, les modèles ainsi établis seront comparés aux modèles de Blake. Dans le chapitre 4, l'étude expérimentale menée au Centre d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon sera présentée. Les moyens et l'infrastructure mis en oeuvre seront décrits et les différentes acquisitions effectuées seront présentées. Une discussion des résultats expérimentaux permettra de valider le modèle *PIMF*.

Chapitre 3

Puissance injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent

3.1 Puissance injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent

Les méthodes énergétiques telles que la SEA (Statistical Energy Analysis) utilisent des données moyennées en fréquence ce qui réduit l'information nécessaire à la prédiction des énergies des sous-systèmes. Par exemple, les méthodes énergétiques utilisent la densité modale plutôt que la connaissance exacte de la position des fréquences propres. Dans le cas de l'excitation d'une structure par un écoulement, il n'est pas nécessaire de connaître la distribution spatiale et fréquentielle de la pression agissant sur la structure mais seulement d'estimer la puissance injectée par bande de fréquence. Dans ce chapitre, la théorie du modèle de puissance injectée est présentée. Elle est basée sur les mêmes hypothèses que celles utilisées en SEA. En particulier, elle traite de moyennes fréquentielles et n'est utilisable que lorsque suffisamment de modes résonnants sont présents dans la bande de fréquence.

Une plaque rectangulaire de longueur a , de largeur b , d'épaisseur h , de masse volumique M et de rigidité D est appuyée sur ses bords et est excitée par une couche limite turbulente établie. L'écoulement est parallèle à l'axe x (voir figure 3.1)

Dans la bande de fréquence 2Δ centrée sur Ω , la puissance moyenne injectée dans la plaque est égale à la somme de la puissance dissipée dans la plaque et de la puissance rayonnée dans le fluide environnant :

$$\langle P_{inj} \rangle = \langle P_{diss} \rangle + \langle P_{ray} \rangle \quad (3.1)$$

où $\langle \rangle$ représente la moyenne en fréquence définie par $\langle \rangle = \frac{1}{2\Delta} \int_{\Omega-\Delta}^{\Omega+\Delta} d\omega$. Les puissances dissipée et rayonnée moyennées en fréquence ($\langle P_{diss} \rangle$ et $\langle P_{ray} \rangle$) sont données respectivement par les expressions 3.2 et 3.3

$$\langle P_{diss} \rangle = \Omega \eta \langle E \rangle \quad (3.2)$$

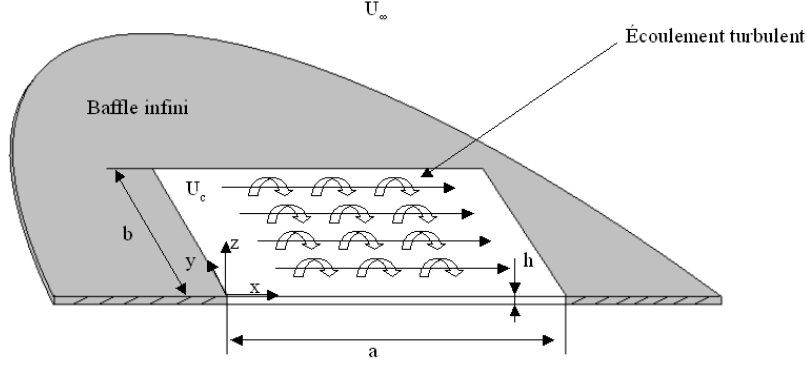


FIG. 3.1 – Schéma du système étudié

$$\langle P_{ray} \rangle = \Omega \eta_{ray} \langle E \rangle \quad (3.3)$$

Où η est le facteur de perte interne de la plaque, η_{ray} est le facteur de perte par rayonnement (voir par exemple [26] et [41]) et $\langle E \rangle$ est l'énergie de la plaque moyennée en fréquence. Cette énergie peut être calculée grâce à l'équation 3.4 :

$$\langle E \rangle = abM\Omega^2 \langle \bar{S}_{ww}(\omega) \rangle \quad (3.4)$$

où $\bar{S}_{ww}(\omega)$ est la moyenne spatiale de la densité spectrale de déplacement de la plaque, donnée par l'expression 3.5

$$\bar{S}_{ww}(\omega) = \int_S S_{ww}(x, y, \omega) dS \quad (3.5)$$

Dans l'expression 3.4, il est supposé, comme en SEA, que l'égalité entre les moyennes fréquentielles des énergies cinétique et potentielle est respectée.

En utilisant les équations 3.1 à 3.4, la puissance injectée moyennée en fréquence (PIMF) peut être calculée à partir de l'expression de la densité spectrale de déplacement de la plaque moyennée en fréquence :

$$\langle P_{inj} \rangle = (\eta + \eta_{ray}) \Omega^3 abM \langle \bar{S}_{ww}(\omega) \rangle \quad (3.6)$$

Pour déterminer expérimentalement la puissance injectée dans la plaque à partir de l'équation 3.6, il est nécessaire de déterminer le facteur de perte global, incluant le facteur de perte interne et le facteur de perte par rayonnement. Pour plus de simplicité, dans les étapes suivantes des calculs, le rayonnement ne sera pas pris en compte ce qui n'affecte en rien la généralité du calcul, puisque dans les calculs, contrairement à l'expérience, on peut supprimer ce phénomène. De ce fait, la PIMF peut être reliée à la densité spectrale de déplacement par l'équation 3.7 :

$$\langle P_{inj} \rangle = \eta \Omega^3 abM \langle \bar{S}_{ww}(\omega) \rangle \quad (3.7)$$

3.2 Calcul de la densité spectrale de déplacement

L'équation du déplacement transverse $W(x, y, t)$ d'une plaque excitée en flexion par une pression répartie $p(x, y, t)$ est donnée par l'expression 3.8

$$D\nabla^4 W(x, y, t) + M \frac{\partial^2}{\partial t^2} W(x, y, t) = p(x, y, t) \quad (3.8)$$

La définition de la densité spectrale de déplacement est donnée par l'équation 3.9 :

$$2\pi\delta(\omega - \omega') S_{ww}(x, y, \omega) = \overline{W(x, y, \omega) W^*(x, y, \omega')} \quad (3.9)$$

où $W(x, y, \omega)$ est le déplacement de la plaque au point (x, y) et à la pulsation ω . $W^*(x, y, \omega)$ est le complexe conjugué de $W(x, y, \omega)$. Le déplacement de la plaque $W(x, y, \omega)$ peut être exprimé par une sommation modale :

$$W(x, y, \omega) = \sum_m \sum_n W_{mn}(x, y) a_{mn}(\omega) \quad (3.10)$$

où $W_{mn}(x, y)$ sont les déformées modales et $a_{mn}(\omega)$ sont les amplitudes modales définies par :

$$a_{mn}(\omega) = F_{mn}(\omega) H_{mn}(\omega) \quad (3.11)$$

La réponse fréquentielle $H_{mn}(\omega)$ du mode mn est donnée par l'équation 3.12 et la force généralisée $F_{mn}(\omega)$ est donnée par l'équation 3.13 :

$$H_{mn}(\omega) = \frac{1}{M_{mn}(\omega_{mn}^2 - \omega^2) + j\eta\omega\omega_{mn}} \quad (3.12)$$

où η est le facteur de perte du matériau.

$$F_{mn}(\omega) = \int_0^a \int_0^b p(x, y, \omega) W_{mn}(x, y) dx dy \quad (3.13)$$

Dans les équations 3.12 et 3.13, chaque mode (m, n) est caractérisé par deux quantités : la pulsation propre ω_{mn} et la masse généralisée M_{mn} . Pour une plaque rectangulaire appuyée sur ses quatre bords, ces quantités sont données par les équations 3.14 et 3.15 (voir [27]) :

$$M_{mn} = M \int_0^a \int_0^b W_{mn}^2(x, y) dx dy = M \frac{ab}{4} \quad (3.14)$$

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{D}{M} \left(\frac{n^2\pi^2}{b^2} + \frac{m^2\pi^2}{a^2} \right)} \quad (3.15)$$

et les déformées modales sont données par :

$$W_{mn}(x, y) = \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \quad (3.16)$$

Ainsi, en utilisant les équations 3.9, 3.10 et 3.11, la densité spectrale de déplacement peut se mettre sous la forme d'une décomposition modale :

$$S_{ww}(x, y, \omega) = \sum_p \sum_q \sum_m \sum_n H_{mn}(\omega) H_{pq}^*(\omega) W_{mn}(x, y) W_{pq}^*(x, y) I_{mnpq}(\omega) \quad (3.17)$$

Le terme $I_{mnpq}(\omega) = F_{mn}(\omega) F_{pq}^*(\omega)$ caractérise l'excitation due à la couche limite. Pour calculer sa valeur, il est nécessaire d'avoir une description de la pression pariétale. C'est la densité interspectrale de la pression pariétale (DIPP) qui sera utilisée pour représenter la pression pariétale. Le terme $I_{mnpq}(\omega) = F_{mn}(\omega) F_{pq}^*(\omega)$ s'écrit ainsi :

$$I_{mnpq}(\omega) = \int_0^a \int_0^b \int_0^a \int_0^b S_{pp}(x_1 - x_2, y_1 - y_2, \omega) W_{mn}(x_1, y_1) W_{pq}(x_2, y_2) dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 \quad (3.18)$$

où la DIPP $S_{pp}(x_1, x_2, y_1, y_2, \omega)$ est définie par :

$$2\pi\delta(\omega - \omega') S_{pp}(x_1, y_1, x_2, y_2, \omega) = \overline{p(x_1, y_1, \omega) p^*(x_2, y_2, \omega')} \quad (3.19)$$

où (x_1, y_1) et (x_2, y_2) sont les coordonnées de deux points de la plaque.

La moyenne spatiale de la densité spectrale de déplacement peut être calculée par l'équation 3.20 :

$$\bar{S}_{ww}(\omega) = \frac{1}{ab} \int_0^a \int_0^b S_{ww}(x, y, \omega) dx dy \quad (3.20)$$

En utilisant l'expression 3.17 et en considérant la propriété d'orthogonalité des modes, on obtient :

$$\bar{S}_{ww}(\omega) = \frac{1}{4} \sum_m \sum_n |H_{mn}(\omega)|^2 I_{mnmn}(\omega) \quad (3.21)$$

Finalement, grâce aux équations 3.2, 3.4 et 3.21, la PIMF peut être exprimée de la manière suivante :

$$\langle P_{inj} \rangle = \left\langle \eta M \omega^3 \frac{ab}{4} \sum_m \sum_n |H_{mn}(\omega)|^2 I_{mnmn}(\omega) \right\rangle \quad (3.22)$$

Cette expression est la base du développement théorique du modèle PIMF. Différentes expressions de la PIMF seront obtenues en fonction du modèle de DIPP utilisé (modèle de Corcos, d'Efimtsov, etc...). Pourtant, la méthode qui sera détaillée dans la section suivante sera la même pour tout les modèles et mènera à des expressions similaires qui différeront uniquement par la fonction caractéristique représentant la DIPP.

3.3 Puissance injectée moyennée en fréquence basée sur le modèle de Corcos avec approximation de Davies (modèle $PIMF_{CD}$)

Dans une première étape, le modèle de Corcos pour la densité interspectrale de pression pariétale (DIPP) sera utilisé pour établir un modèle $PIMF$ simple. Ceci permettra d'exposer la méthode de calcul qui restera la même pour d'autres modèles de DIPP plus complexes.

3.3.1 Le modèle de Corcos pour la densité interspectrale de pression pariétale

Le modèle de Corcos pour la DIPP [12] est l'un des plus connus et des plus utilisés grâce notamment à sa simplicité. A partir des études expérimentales de Willmarth et Wooldridge [76], Corcos a proposé un modèle de DIPP basé sur la décomposition de la densité interspectrale en des fonctions exponentielles représentant la séparation longitudinale et transversale du champ de pression. Pour des séparations purement longitudinales $r_1 = x_1 - x_2$, dans la direction de l'écoulement, la DIPP peut être décrite par la forme analytique suivante :

$$S_{pp}(r_1, 0, \omega) = S_{pp}(\omega) A \left(\frac{\omega r_1}{U_c} \right) e^{-i \frac{\omega r_1}{U_c}} \quad (3.23)$$

où $S_{pp}(\omega)$ est la densité spectrale de pression pariétale et U_c est la vitesse de convection du champ pariétale de pression.

Pour des séparations $r_3 = y_1 - y_2$ purement transversales, la DIPP peut être décrite par la forme analytique suivante :

$$S_{pp}(0, r_3, \omega) = S_{pp}(\omega) B \left(\frac{\omega r_3}{U_c} \right) \quad (3.24)$$

La DIPP peut donc être mise sous la forme :

$$S_{pp}(r_1, r_3, \omega) = S_{pp}(\omega) A \left(\frac{\omega r_1}{U_c} \right) B \left(\frac{\omega r_3}{U_c} \right) e^{-i \frac{\omega r_1}{U_c}} \quad (3.25)$$

avec $A \left(\frac{\omega r_1}{U_c} \right) = \exp \left(-\frac{1}{\alpha_1} \left| \frac{\omega r_1}{U_c} \right| \right)$ et $B \left(\frac{\omega r_3}{U_c} \right) = \exp \left(-\frac{1}{\alpha_2} \left| \frac{\omega r_3}{U_c} \right| \right)$ où α_1 et α_2 sont des constantes. Dans de nombreux articles, les valeurs respectives de α_1 et α_2 ont été ajustées de manière à améliorer les prédictions du modèle de Corcos. Différentes valeurs de ces constantes sont présentées dans le tableau 3.3.1 :

La vitesse de convection peut être modélisée de plusieurs manières plus ou moins complexes (voir [64]). Toutefois, nous utiliserons la forme la plus simple de la vitesse de convection :

	α_1	α_2
Willmarth, 1962 [76]	8.7	1.43
Efimov, 1982 [19]	10	1.3
Robert, 1984 [64]	8	1.2
Blake, 1986 [6]	8.62	1.43

TAB. 3.1 – différentes valeurs de α_1 et α_2 du modèle de Corcos

$$U_c = KU_\infty \quad (3.26)$$

Dans le modèle de Corcos, U_∞ et $S_{pp}(\omega)$ sont obtenus grâce à des mesures. Il existe un phénomène de coïncidence aérodynamique lorsque la vitesse de convection de l'écoulement est égale à la vitesse des ondes de flexion de la plaque. Ce phénomène se traduit par une excitation maximale de la plaque et apparaît à une pulsation particulière ω_c donnée par :

$$\omega_c = U_c^2 \sqrt{\frac{M}{D}} \quad (3.27)$$

3.3.2 Calcul de la $PIMF_{CD}$

L'équation 3.22 donne l'expression de la puissance injectée dans la plaque, moyennée en fréquence. Par la suite, nous utiliserons le modèle de Corcos de DIPP associé à l'approximation de Davies [13] qui fournit une expression approchée 3.28 du terme $I_{mnpq}(\omega)$:

$$I_{mnmn}(\omega) = \frac{ab S_{pp}(\omega)}{2 \omega^2} \alpha_1 \alpha_2 U_c^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{\alpha_2 U_c}{\omega} k_n\right)^2} \times \quad (3.28)$$

$$\times \left[\frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 - k_m \frac{U_c}{\omega}\right)^2} + \frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 + k_m \frac{U_c}{\omega}\right)^2} \right]$$

où $k_n = n\pi/b$ et $k_m = m\pi/a$. Pour obtenir cette expression simplifiée de $I_{mnmn}(\omega)$, Davies a supposé que $\frac{\alpha_1 U_c}{\omega} \ll a$ et que $\frac{\alpha_2 U_c}{\omega} \ll b$. Ainsi, pour une plaque donnée, ces critères introduisent une fréquence limite inférieure $\omega_{lim} = \max\left[\frac{\alpha_1 U_c}{a}, \frac{\alpha_2 U_c}{b}\right]$ au dessus de laquelle cette approximation est valide.

Finalement, la puissance injectée dans la plaque peut s'exprimer de la manière suivante grâce aux équations 3.12, 3.22 et 3.28 :

$$P_{inj}(\omega) = S_{pp}(\omega) \frac{2\eta\omega\alpha_1\alpha_2 U_c^2}{M} \sum_m \sum_n \frac{1}{(\omega_{mn}^2 - \omega^2)^2 + \eta^2 \omega^2 \omega_{mn}^2} \times \quad (3.29)$$

$$\times \frac{1}{1 + \left(\frac{\alpha_2 U_c}{\omega} k_n\right)^2} \left[\frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 - k_m \frac{U_c}{\omega}\right)^2} + \frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 + k_m \frac{U_c}{\omega}\right)^2} \right]$$

Pour obtenir la $PIMF_{CD}$, l'expression 3.29 doit être moyennée sur une bande de fréquence 2Δ centrée sur la fréquence Ω . Comme cela a été supposé précédemment, cette bande de fréquence est placée dans les moyennes et hautes fréquences et elle est assez étroite pour avoir $\Delta \ll \Omega$. De plus, nous supposons que le spectre en pression est constant sur la bande excitée :

$$S_{pp}(\omega) = S_{pp}(\Omega) \forall \omega \in [\Omega - \Delta, \Omega + \Delta] \quad (3.30)$$

Ainsi, l'équation 3.29 peut être approchée par l'équation 3.31 :

$$\begin{aligned} \langle P_{inj} \rangle &= S_{pp}(\Omega) \frac{2\eta\Omega\alpha_1\alpha_2 U_c^2}{M} \sum_m \sum_n \frac{1}{1 + \left(\frac{\alpha_2 U_c}{\Omega} k_n\right)^2} \times \\ &\times \left[\frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 - k_m \frac{U_c}{\Omega}\right)^2} + \frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 + k_m \frac{U_c}{\Omega}\right)^2} \right] \left\langle \frac{1}{(\omega_{mn}^2 \omega^2)^2 + \eta^2 \omega^2 \omega_{mn}^2} \right\rangle \end{aligned} \quad (3.31)$$

Cette approximation est justifiée car, dans la bande de fréquence ($\Delta \ll \Omega$), tous les termes de la somme ont une variation lente en fréquence excepté le terme $H_{mn}(\omega)$. De plus, les modes résonnants produisent la contribution dominante de la sommation. C'est pourquoi, de manière à limiter le calcul aux termes dominants, nous restreignons la somme aux modes d'indices m et n vérifiant :

$$\Omega - \Delta \leq \sqrt{\frac{D}{M}} \left(\frac{n^2 \pi^2}{b^2} + \frac{m^2 \pi^2}{a^2} \right) \leq \Omega + \Delta \quad (3.32)$$

et, puisque $\Delta \ll \Omega$:

$$\Omega \simeq \sqrt{\frac{D}{M}} \left(\frac{n^2 \pi^2}{b^2} + \frac{m^2 \pi^2}{a^2} \right) \quad (3.33)$$

Ainsi, les indices des modes résonnants satisfont la relation 3.34 :

$$m = \frac{a}{\pi} \sqrt{\sqrt{\frac{M}{D}} \Omega - \frac{n^2 \pi^2}{b^2}} \quad (3.34)$$

De plus, l'indice m des modes résonnants existe si et seulement si $m \geq 1$, ce qui conduit à un indice n maximum :

$$n \leq \frac{b}{\pi} \sqrt{\sqrt{\frac{M}{D}} \Omega - \frac{\pi^2}{a^2}} = n_{max} \quad (3.35)$$

Grâce à l'équation 3.34, il est possible de calculer la densité des modes résonnants ayant un indice n fixe :

$$n_n(\Omega) = \frac{dm}{d\Omega} = \frac{a}{\pi} \sqrt{\frac{M}{D}} \frac{1}{\sqrt{\sqrt{\frac{M}{D}}\Omega - \frac{n^2\pi^2}{b^2}}} \quad (3.36)$$

Le nombre de modes d'indice n , résonnants dans la bande de fréquence $[\Omega - \Delta, \Omega + \Delta]$ peut être déduis de la densité modale 3.36 :

$$N_n(\Omega) \simeq n_n(\Omega).2\Delta \quad (3.37)$$

Il est possible de calculer une valeur approchée de l'équation 3.31 en la restreignant aux de modes résonnants. Dans ce cas de figure, nous pouvons utiliser l'approximation suivante :

$$\left\langle \frac{1}{(\omega_{mn}^2 - \Omega^2)^2 + \eta^2\Omega^2\omega_{mn}^2} \right\rangle \simeq \frac{\pi}{2} \frac{1}{\eta\omega_{mn}^3} \simeq \frac{\pi}{2} \frac{1}{\eta\Omega^3} \quad (3.38)$$

L'équation 3.38 approxime l'intégrale des fréquences allant de $\Delta - \Omega$ à $\Delta + \Omega$ par une intégrale allant de 0 à l'infini. Ceci est correct quand les bandes passantes des modes sont petites comparées à la bande de fréquence de moyenne ($2\Delta \ll \eta\Omega$).

En restreignant la somme aux modes résonnants dans l'équation 3.31 et en utilisant l'équation 3.38, on obtient l'équation 3.39 :

$$\begin{aligned} \langle P_{inj} \rangle &= S_{pp}(\Omega) \frac{2\eta\Omega\alpha_1\alpha_2 U_c^2}{M} \frac{1}{2\Delta} \sum_{m_{resonants}} \sum_{n_{resonants}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\alpha_2 U_c}{\Omega} k_n\right)^2} \times \quad (3.39) \\ &\times \frac{\pi}{2} \frac{1}{\eta\Omega^3} \left[\frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 - k_m \frac{U_c}{\Omega}\right)^2} + \frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 + k_m \frac{U_c}{\Omega}\right)^2} \right] \end{aligned}$$

Compte-tenu du caractère directionnel de l'excitation par un écoulement turbulent, il est plus intéressant de séparer les modes résonnants en groupes ayant le même indice n que de regrouper tous les modes résonnants dans un seul groupe comme cela est fait en [6]. En introduisant, dans l'équation 3.39, le nombre de modes résonnants ayant un indice n fixe $N_n(\Omega)$ on obtient l'équation 3.40

$$\begin{aligned} \langle P_{inj} \rangle &= S_{pp}(\Omega) \frac{\pi\alpha_1\alpha_2 U_c^2}{M\Omega^2} \frac{1}{2\Delta} \sum_{n=1}^{n_{max}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\alpha_2 U_c}{\Omega} k_n\right)^2} \times \quad (3.40) \\ &\times \sqrt{\frac{M}{D}} \frac{a}{2\pi} \frac{2\Delta}{\sqrt{\sqrt{\frac{M}{D}}\Omega - k_n^2}} \left[\frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 - k_m \frac{U_c}{\Omega}\right)^2} + \frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 + k_m \frac{U_c}{\Omega}\right)^2} \right] \end{aligned}$$

En remplaçant la sommation discrète de l'équation 3.40 par une intégrale, on obtient :

$$\begin{aligned}
\langle P_{inj} \rangle &= S_{pp}(\Omega) \frac{\alpha_1 \alpha_2 U_c^2}{2M\Omega^2} \sqrt{\frac{M}{D}} \frac{ab}{2\pi} \times \\
&\times \int_{\frac{\pi}{b}}^{k_{nmax}} \frac{1}{\sqrt{\sqrt{\frac{M}{D}}\Omega - k_n^2}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\alpha_2 U_c}{\Omega} k_n\right)^2} \left[\frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 - k_m \frac{U_c}{\Omega}\right)^2} + \frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 + k_m \frac{U_c}{\Omega}\right)^2} \right] dk_n
\end{aligned} \tag{3.41}$$

Finalement, en faisant le changement de variable $X = k_n \frac{U_c}{\Omega}$, on obtient la $PIMF_{CD}$ exprimée à partir du modèle de Corcos et de l'approximation de Davies :

$$\langle P_{inj} \rangle = S_{pp}(\Omega) \frac{\alpha_1 \alpha_2 \omega_c ab}{\pi M \Omega^2} \frac{1}{2} \Psi_{CD} \left(\frac{\omega_c}{\Omega}, \frac{U_c \pi}{\Omega a}, \frac{U_c \pi}{\Omega b} \right) \tag{3.42}$$

où

$$\begin{aligned}
\Psi_{CD} \left(\frac{\Omega}{\omega_c}, \frac{U_c \pi}{\Omega a}, \frac{U_c \pi}{\Omega b} \right) &= \int_{\frac{U_c \pi}{\Omega b}}^{\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - \left(\frac{U_c \pi}{\Omega a}\right)^2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} X^2}} \frac{1}{1 + \alpha_2^2 X^2} \times \\
&\times \left[\frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 - \sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - X^2}\right)^2} + \frac{1}{1 + \alpha_1^2 \left(1 + \sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - X^2}\right)^2} \right] dX
\end{aligned} \tag{3.43}$$

L'équation 3.42 donne la puissance moyennée en fréquence, injectée dans une plaque excitée par une couche limite turbulente établie à partir du modèle de Corcos pour la DIPP avec approximation de Davies. Cette équation dépend d'une fonction caractéristique $\Psi_{CD} \left(\frac{\Omega}{\omega_c}, \frac{U_c \pi}{\Omega a}, \frac{U_c \pi}{\Omega b} \right)$ dépendant de trois paramètres sans dimension.

Dans cette fonction caractéristique apparaît la fréquence de coïncidence aérodynamique ω_c . Rappelons qu'elle se produit quand la vitesse de convection de l'écoulement est égale à la célérité des ondes de flexion de la plaque et caractérise une forte excitation de la plaque.

L'intégrale de l'équation 3.43 existe si la borne inférieure de l'intégrale est inférieure à la borne supérieure, c'est à dire $\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - \left(\frac{U_c \pi}{\Omega a}\right)^2} > \frac{U_c \pi}{\Omega b}$. Cette inégalité peut être exprimée de la manière suivante $\Omega > \omega_{11}$. Ceci signifie simplement que, l'approximation sur la puissance injectée n'est pas valide en dessous de la première fréquence propre de la plaque.

Toutefois, nous avons vu précédemment que l'approximation de Davies ne peut être utilisée en dessous d'une fréquence limite définie par $\Omega > \frac{U_c \pi}{\min(a,b)}$. Pour une fréquence très supérieure à cette fréquence limite, les bornes d'intégration de l'équation 3.43 données

par $[\frac{U_c\pi}{\Omega b}, \sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - (\frac{U_c\pi}{\Omega a})^2}]$ se simplifient en $[0, \sqrt{\omega_c\Omega}]$. Ainsi, la fonction caractéristique $\Psi_{CD}(\frac{\Omega}{\omega_c}, \frac{U_c\pi}{\Omega a}, \frac{U_c\pi}{\Omega b})$ se réduit en $\bar{\Psi}_{CD}(\frac{\Omega}{\omega_c})$ qui peut être tabulée ou interpolée par une courbe spline.

De ce fait, le modèle $PIMF_{CD}$ obtenu à partir du modèle de Corcos et de l'approximation de Davies peut être décrit dans sa forme la plus simplifiée par l'équation 3.44 :

$$\langle P_{inj} \rangle = S_{pp}(\Omega) \frac{\alpha_1 \alpha_2 \omega_c}{\pi M \Omega^2} \frac{ab}{2} \bar{\Psi}_{CD} \left(\frac{\omega_c}{\Omega} \right) \quad (3.44)$$

pour

$$\Omega \gg \frac{U_c\pi}{\min(a, b)}$$

Dans l'expression 3.44, la fonction caractéristique $\bar{\Psi}_{CD}(\frac{\Omega}{\omega_c})$ ne dépend ni des caractéristiques de l'écoulement ni de celles de la plaque. Elle est donc invariante quel que soit le système plaque-écoulement étudié. La figure 3.2 représente la fonction $\bar{\Psi}_{CD}(\frac{\Omega}{\omega_c})$, elle augmente de 5dB par octave en-dessous de la fréquence de coïncidence aérodynamique ω_c et tend vers une constante pour $\frac{\Omega}{\omega_c} \gg 1$. Autour de la fréquence de coïncidence, elle est maximum. La fonction caractéristique exacte $\Psi_{CD}(\frac{\Omega}{\omega_c}, \frac{U_c\pi}{\Omega a}, \frac{U_c\pi}{\Omega b})$ est aussi représentée.

On observe des différences qui peuvent être significatives pour des fréquences $\Omega < \frac{U_c\pi}{\min(a,b)}$, c'est-à-dire, lorsque l'approximation de Davies n'est plus valable. Au-delà de cette fréquence limite, les différences entre Ψ et $\bar{\Psi}$ sont très faibles ce qui prouve que l'utilisation de $\bar{\Psi}$ à la place de Ψ est tout à fait légitime.

Ce modèle de $PIMF_{CD}$ permet de mettre en évidence les paramètres de premier ordre qui interviennent dans le calcul de la puissance injectée. Ainsi, il est aisé d'affirmer qu'une augmentation de la surface de la plaque ou de la vitesse de l'écoulement entraîne une augmentation de la puissance injectée. Inversement, une augmentation de la masse surfacique ou de la rigidité de la plaque entraîne une diminution de la puissance injectée. Un paramètre a complètement disparu dans l'expression de la $PIMF_{CD}$, c'est le coefficient d'amortissement η . Nous pouvons donc énoncer un important résultat : la puissance injectée moyennée en fréquence est indépendante de l'amortissement de la plaque.

La figure 3.3 présente une comparaison entre la puissance injectée calculée à partir de la sommation modale (équation 3.29) et la puissance injectée moyennée en fréquence donnée par l'équation 3.44 :

Nous remarquons que la comparaison des deux courbes est très bonne sur toute la bande de fréquence (écart $< 1dB$). La courbe de puissance injectée moyennée en fréquence est quasiment constante en-dessous de la fréquence de coïncidence et décroît ensuite de 6dB par octave. Le phénomène de coïncidence aérodynamique définit la limite entre ces deux comportements.

Le principe de la coïncidence aérodynamique décrit par Robert [64] est présenté par la

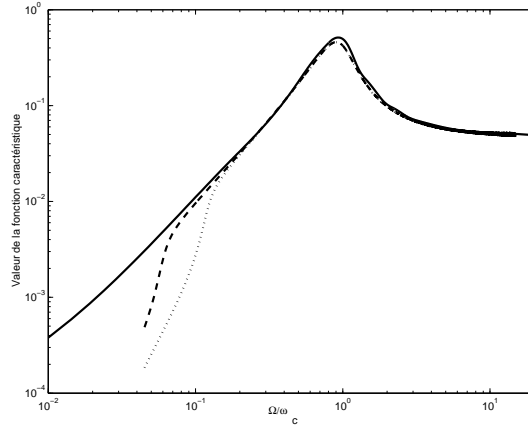


FIG. 3.2 – Fonctions caractéristiques $\bar{\Psi}_{CD}(\frac{\Omega}{\omega_c})$ et $\Psi_{CD}(\frac{\Omega}{\omega_c}, \frac{U_c\pi}{\Omega a}, \frac{U_c\pi}{\Omega b})$.

— : $\bar{\Psi}_{CD}(\frac{\Omega}{\omega_c})$

- - : $\Psi_{CD}(\frac{\Omega}{\omega_c}, \frac{U_c\pi}{\Omega a}, \frac{U_c\pi}{\Omega b})$ avec $U_c = 80ms^{-1}$ et $a = b = 1m$, $f_{lim} = 40Hz$, $(f/f_c)_{lim} = 0.06$

... : $\Psi_{CD}(\frac{\Omega}{\omega_c}, \frac{U_c\pi}{\Omega a}, \frac{U_c\pi}{\Omega b})$ avec $U_c = 80ms^{-1}$ et $a = 0.5b = 1m$, $f_{lim} = 80Hz$, $(f/f_c)_{lim} = 0.12$

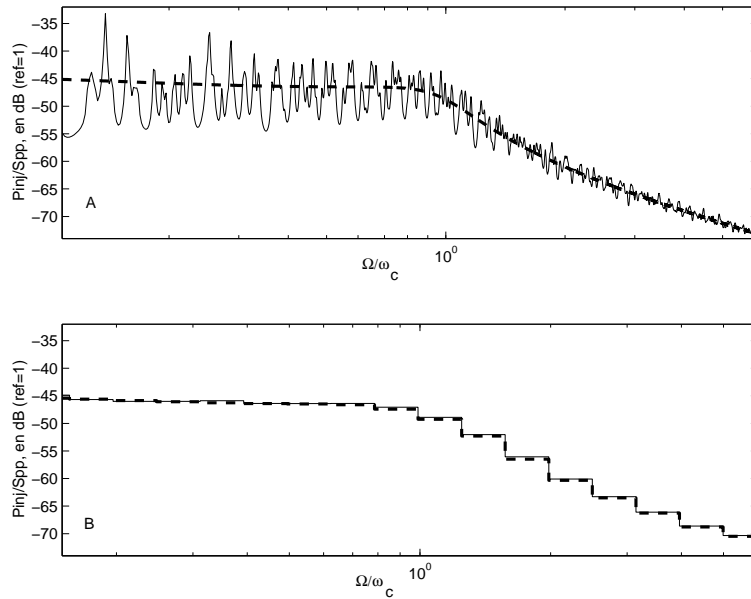


FIG. 3.3 – Puissance injectée dans la plaque :

— : sommation modale, équation 3.29

- - - : modèle $PIMF_{CD}$, équation 3.44

Plaque en acier appuyée sur ses bords, $a = 1m$, $b = 0.7m$, $h = 1mm$ et $U_\infty = 100ms^{-1}$

A : en bande fine, B : moyenné par 1/3 d'octave

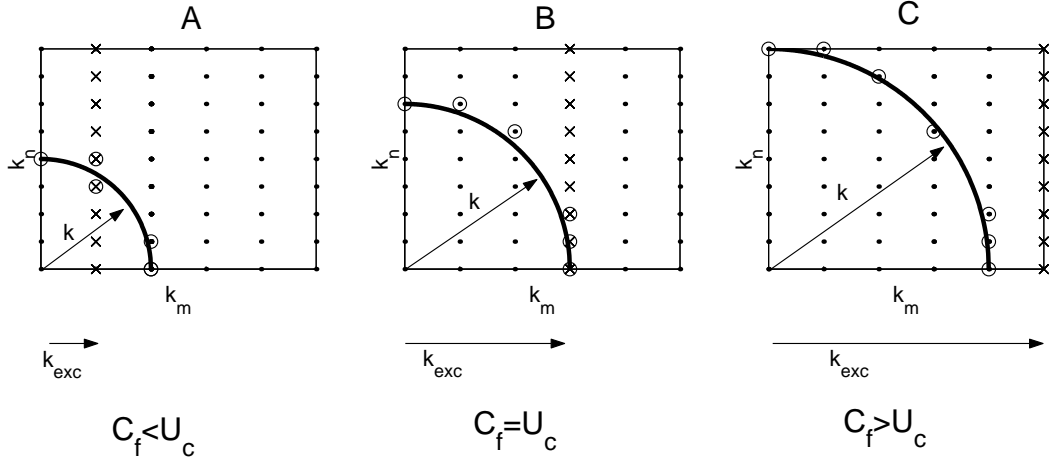


FIG. 3.4 – Principe de la coïncidence aérodynamique (Robert [64])

⊙ : modes résonnants

× : modes en coïncidence aérodynamique

⊗ : modes résonnants en coïncidence aérodynamique

A : $k_{exc} < k$; B : $k_{exc} = k$; C : $k_{exc} > k$

figure 3.4 .

Pour $\Omega/\omega_c < 1$, c'est-à-dire $C_f < U_c$ (figure 3.4-A), certains modes résonnants (modes sur l'arc de cercle) peuvent rentrer en coïncidence aérodynamique avec le champ exciteur (k_{exc}). Leur réponse est alors importante et cela se traduit par le maintien du niveau moyen du spectre de la puissance injectée en basses fréquences.

Pour $\Omega/\omega_c \approx 1$, c'est-à-dire $C_f \approx U_c$ (figure 3.4-B), le nombre de modes en coïncidence est maximal. On observe alors une très légère remontée du spectre de la puissance injectée.

Pour $\Omega/\omega_c > 1$, c'est-à-dire $C_f > U_c$ (figure 3.4-C), il n'y a plus de modes résonnants en coïncidence aérodynamique avec le champ exciteur. De ce fait, le spectre décroît.

Nous avons vu précédemment, grâce à l'équation 3.44, que la $PIMF_{CD}$ est indépendante de l'amortissement de la plaque. La figure 3.5 permet de se rendre mieux compte de ce phénomène.

Il est évident que la valeur de l'amortissement modifie les amplitudes des pics et des anti-pics, mais qu'elle ne modifie pas la valeur moyenne de la puissance injectée comme cela avait été souligné grâce au modèle de $PIMF_{CD}$. De plus, cette remarque montre que la $PIMF_{CD}$ aurait été la même si l'amortissement par rayonnement avait été pris en compte dès le début de l'établissement du modèle.

Le modèle $PIMF_{CD}$ (equation 3.44) est le modèle le plus simple de la puissance injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent. Toutefois, il permet d'identifier les paramètres qui ont une influence de premier ordre sur la puissance. Ainsi, il est possible d'affirmer que la surface de la plaque joue un rôle plus important que sa forme qui a une influence du deuxième ordre. De plus, comme le modèle résulte d'une moyenne en

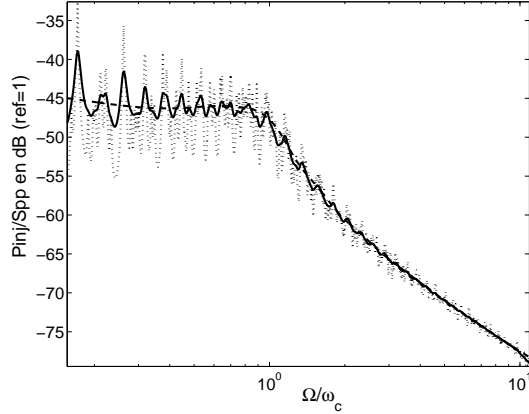


FIG. 3.5 – Comparaison de la puissance injectée dans une plaque de fort et de faible amortissement. Plaque en acier appuyée sur ses bords, $a = 1m$, $b = 0.7m$, $h = 1mm$, $U_\infty = 100ms^{-1}$.

... : amortissement de 1%; — : amortissement de 5%; - - - : $PIMF_{CD}$

fréquence et de l'utilisation de densité modale, il peut être appliqué aux plaques ayant des conditions aux limites qui diffèrent de l'appui simple.

3.4 Formulation de la puissance injectée moyennée en fréquence basée sur le modèle de Corcos sans l'approximation de Davies (modèle $PIMF_C$)

L'expression de la puissance injectée établie précédemment 3.44 est très simple mais elle repose sur une approximation de la DIPP de Corcos. De plus, le modèle de Corcos est, certes, un des modèles les plus utilisés mais il reste un modèle simplifié qui ne repose que sur peu de paramètres. C'est pourquoi, dans ce paragraphe nous nous attacherons à établir l'expression de la puissance injectée en utilisant la même méthode mais sans l'approximation de Davies.

3.4.1 Comparaison entre l'approximation de Davies et l'expression exact de $Imnpq$

L'approximation de Davies repose sur une simplification de l'expression de la densité interspectrale de pression pariétale (DIPP). Cette DIPP simplifiée a été présentée précédemment dans l'équation 3.28. L'expression exacte est donnée par l'équation 3.45.

$$I_{mnmn}(\omega) = S_{pp}(\omega) \frac{S^2}{2} f_n \left(-\frac{\omega b}{\alpha_2 U_c} + jn\pi \right) \times \quad (3.45)$$

$$\times \left[f_m \left(-\frac{\omega a}{\alpha_1 U_c} + j \left(m\pi - \frac{\omega a}{U_c} \right) \right) + f_m \left(-\frac{\omega a}{\alpha_1 U_c} + j \left(m\pi + \frac{\omega a}{U_c} \right) \right) \right]$$

où $f_k(z)$ est une fonction définie par l'expression 3.46.

$$f_k(z) = -\frac{\Re(z)}{|z|^2} + \frac{\Re(z^{*2}(\exp(z) - 1))}{|z|^4} + \frac{\Im(z^*(\exp(z) - 1))}{k\pi|z|^2} \quad (3.46)$$

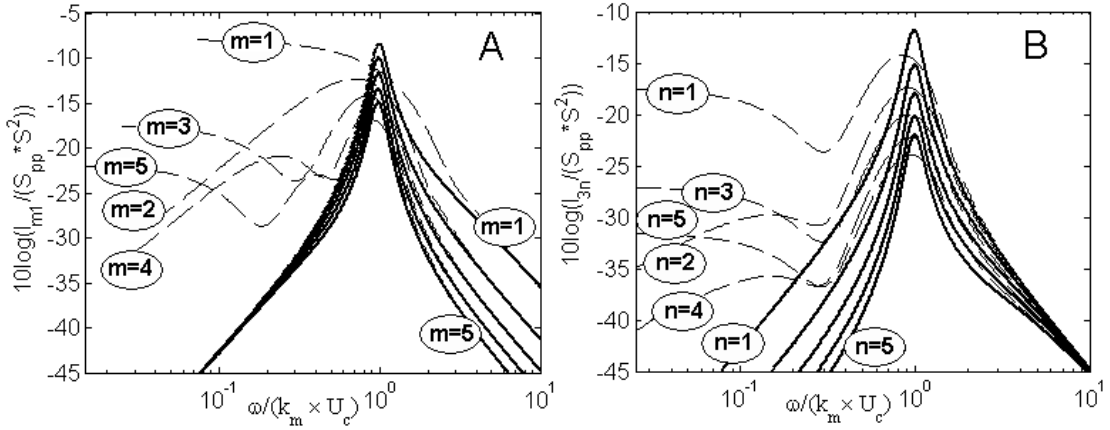


FIG. 3.6 – Comparaison de l'approximation de Davies et du calcul exact pour I_{mnmn}
— : sans l'approximation de Davies ; - - : avec l'approximation de Davies
A : $n=1$, $m=1$ à 5 ; B : $m=3$, $n=1$ à 5

Sur la figure 3.6 l'approximation de Davies et le calcul exact de I_{mnmn} sont comparés. Pour des valeurs de $\omega/(k_m U_c)$ supérieures à 2, l'approximation de Davies est très bonne, l'écart avec le calcul exact étant très faible. Par contre, pour des valeurs plus faibles de $\omega/(k_m U_c)$ des différences significatives apparaissent. En effet, on constate que l'approximation de Davies surestime l'amplitude du pic dû au phénomène de coïncidence aérodynamique et le rend plus "étroit". Pour des faibles valeurs de $\omega/(k_m U_c)$, on peut observer des différences très importantes et l'approximation de Davies est à ce moment là inutilisable.

3.4.2 Puissance injectée moyennée en fréquence

L'approche développée dans le paragraphe 3.3 est utilisée pour établir l'expression de la puissance injectée moyennée en fréquence sans l'approximation de Davies. L'approche, dont les étapes ne seront pas détaillées ici, mène à l'expression 3.47

$$\langle P_{inj} \rangle = S_{pp}(\Omega) \frac{\alpha_1 \alpha_2 \omega_c ab}{\pi M \Omega^2} \frac{1}{2} \Psi_C \left(\frac{\omega_c}{\Omega}, \frac{\Omega a}{U_c}, \frac{\Omega b}{U_c} \right) \quad (3.47)$$

L'expression 3.47 prend exactement la même forme que l'équation 3.42 mais la fonction caractéristique 3.48 est maintenant plus complexe.

$$\Psi_C \left(\frac{\Omega}{\omega_c}, \frac{\Omega a}{U_c}, \frac{\Omega b}{U_c} \right) = \frac{\Omega a \Omega b}{U_c U_c \alpha_1 \alpha_2} \frac{1}{\int_{\frac{U_c \pi}{\Omega b}}^{\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - \left(\frac{U_c \pi}{\Omega a}\right)^2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - X^2}} F_1 \left(\frac{\Omega b}{U_c} \left(-\frac{1}{\alpha_2} + iX\right) \right) \times \quad (3.48)}{\times \left[F_2 \left(\frac{\Omega a}{U_c} \left(-\frac{1}{\alpha_1} + i\left(\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - X^2} - 1\right)\right) \right) + F_2 \left(\frac{\Omega a}{U_c} \left(-\frac{1}{\alpha_1} + i\left(\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - X^2} + 1\right)\right) \right) \right]} dX$$

où $F_1(z)$ et $F_2(z)$ sont définies par les équations 3.49 et 3.50.

$$F_1(z) = -\frac{\Re(z)}{|z|^2} + \frac{\Re(z^{*2}(\exp(z) - 1))}{|z|^4} + \frac{\Im(z^*(\exp(z) - 1))}{\frac{\Omega b}{U_c} X |z|^2} \quad (3.49)$$

$$F_2(z) = -\frac{\Re(z)}{|z|^2} + \frac{\Re(z^{*2}(\exp(z) - 1))}{|z|^4} + \frac{\Im(z^*(\exp(z) - 1))}{\frac{\Omega a}{U_c} \sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - X^2} |z|^2} \quad (3.50)$$

Le modèle $PIMF_C$, équation 3.47, est plus compliqué que le précédent puisque la fonction caractéristique Ψ_C fait intervenir deux termes supplémentaires dépendant des dimensions caractéristiques de la plaque. Ceci confirme que les dimensions sont des paramètres d'importance secondaire par rapport à la surface.

3.4.3 Résultats et discussion

La figure 3.7 compare le calcul exact de la puissance injectée par sommation modale et le modèle $PIMF_C$ sans l'approximation de Davies (equation 3.47). Cette figure confirme que la méthode développée dans ce chapitre pour obtenir la puissance injectée moyennée en fréquence et applicable à n'importe quel modèle de DIPP exprimé dans le domaine spatial. En effet, la courbe tracée en fonction des tiers d'octave montre que l'erreur entre le calcul exact et le modèle $PIMF_C$ est très faible quel que soit la bande de fréquence observée.

Toutefois, il est intéressant de comparer les deux modèles $PIMF_{CD}$ et $PIMF_C$ obtenus (avec et sans l'approximation de Davies) pour vérifier si l'utilisation d'un modèle plus complexe est justifiée. La figure 3.8 présente une comparaison des deux modèles sur plusieurs cas d'application. La figure 3.8-A présente les résultats d'un calcul de la puissance injectée dans une plaque pour des vitesses d'écoulement croissantes (50, 100, 200 et 400ms^{-1}). La figure 3.8-B, au contraire, donne les résultats d'un calcul à vitesse fixée pour des plaques de surfaces croissantes (0.5, 1, 2, 4 et 8m^2).

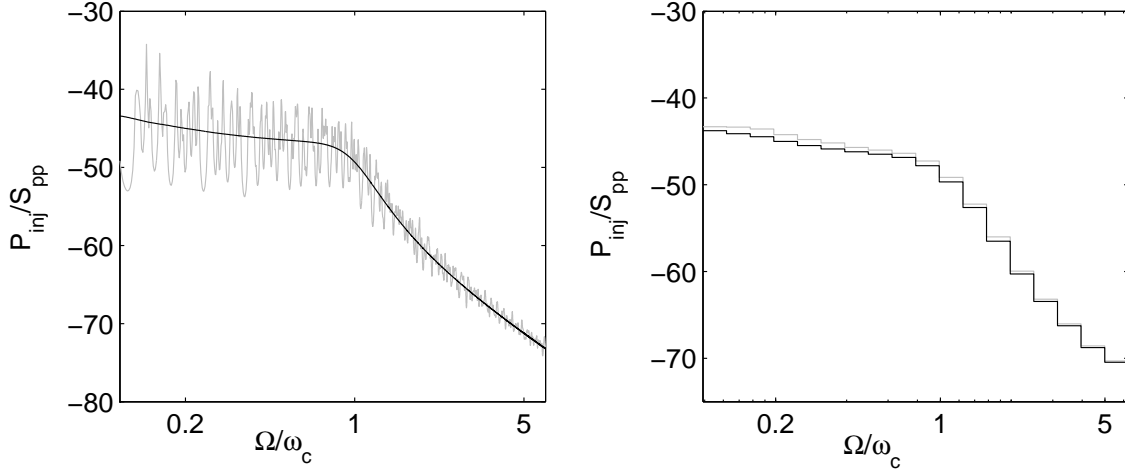


FIG. 3.7 – Comparaison de la puissance injectée calculée par sommation modale et du modèle $PIMF_C$. gris : sommation modale ; noir : Modèle $PIMF_C$, equation 3.47
 plaque en acier appuyée sur ses bords, $a=1\text{m}$, $b=0.7\text{m}$, $h=1\text{mm}$, $U_c = 80\text{ms}^{-1}$

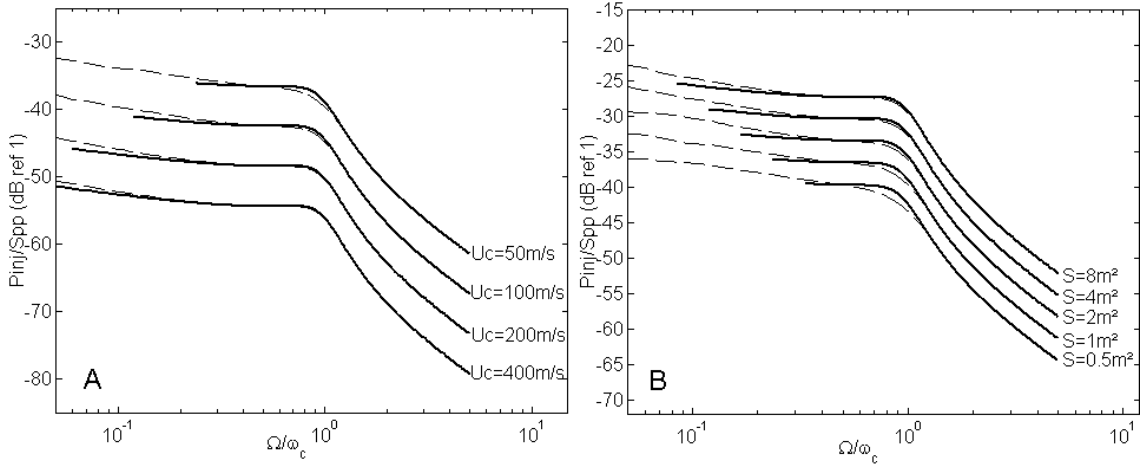


FIG. 3.8 – Comparaison de la puissance injectée moyennée en fréquence avec et sans l'approximation de Davies. — : $PIMF_{CD}$ (eq 3.42) ; - - : $PIMF_C$ (eq 3.47)
 A : $a=1\text{m}$, $b=1\text{m}$, $D=6\text{Nm}$, $M = 2.77\text{kg/m}^2$; B : $U_c = 62.5\text{ms}^{-1}$, $D=6\text{Nm}$, $M = 2.77\text{kg/m}^2$

La figure 3.8 démontre que, dans la zone de validité des hypothèses de Davies (les courbes du modèle $PIMF_{CD}$ sont tracées dans ces domaines de validité), l'erreur introduite par l'approximation de Davies est très faible. On remarque que la surestimation de l'amplitude du pic dû au phénomène de coïncidence aérodynamique déjà observée figure 3.6 est très limitée ($< 1\text{dB}$).

Ainsi, compte-tenu de la grande simplicité du modèle $PIMF_{CD}$ par rapport au modèle

$PIMF_C$ et de la faible erreur qu'il introduit, il est évident que ce modèle sera le plus simple et le plus pratique à utiliser.

3.5 Comparaison entre le Modèle $PIMF_C$ et les formules de Blake

Blake [6] a, lui aussi, établi un modèle de puissance injectée moyennée en fréquence. Dans son travail, tous les modes résonnants sont groupés et sont représentés par une densité modale de plaque classique contrairement à ce qui a été fait pour l'établissement du modèle $PIMF$ (voir paragraphe 3.3). Lyon et Dejong [43] ont proposé des expressions plus simples pour la puissance injectée moyennée en fréquence basées sur la théorie développée par Blake. La bande de fréquence est découpée en deux zones :

- pour $U_c > c_f$, où c_f est la célérité des ondes de flexion de la plaque, les modes de flexion de la plaque sont dit *hydrodynamiquement lents* et les longueurs d'onde de flexion sont petites comparées à la longueur de corrélation de la turbulence dans le sens de l'écoulement. Ainsi, la puissance injectée est donnée par l'équation 3.51.

$$\left\langle \frac{P_{inj}(\Omega)}{S_{pp}(\Omega)} \right\rangle = \frac{2ab}{\pi\Omega M} \left(\frac{U_c}{c_p} \right) \quad (3.51)$$

- pour $U_c < c_f$, les modes de flexion de la plaque sont dit *hydrodynamiquement rapides* et les longueurs d'onde de flexion sont grandes comparées à la longueur de corrélation de la turbulence dans le sens de l'écoulement. Ainsi, la puissance injectée est donnée par l'équation 3.52.

$$\left\langle \frac{P_{inj}(\Omega)}{S_{pp}(\Omega)} \right\rangle = \frac{ab}{\Omega M} \left(\frac{U_c}{c_p} \right)^3 \left[\frac{b_1}{6} + b_2 \left(\frac{U_c}{\Omega a} \right) \right] \quad (3.52)$$

où b_1 et b_2 sont des constantes proches de l'unité pour le cas idéal d'un écoulement sur une plaque lisse rectangulaire appuyée sur ses bords.

La figure 3.9 présente la comparaison de la puissance injectée calculée avec le modèle $PIMF_C$ et la puissance calculée avec les formules données par Lyon et Dejong. Pour des fréquences supérieures à la fréquence de coïncidence, les deux modèles sont comparables. toutefois, on note la présence de discontinuités pour $\Omega = \omega_c$. Ces discontinuités peuvent atteindre un écart de $10dB$. La partie supérieure de la discontinuité est la plus proche du modèle $PIMF_C$. En dessous de la fréquence de coïncidence, les deux modèles donnent des résultats très différents. La comparaison du modèle $PIMF_C$ et du calcul exact (figure 3.7) a montré que notre modèle est fidèle à la puissance injectée calculée par sommation modale. De ce fait, les formules de Lyon et Dejong surestiment la réalité dans cette bande de fréquence.

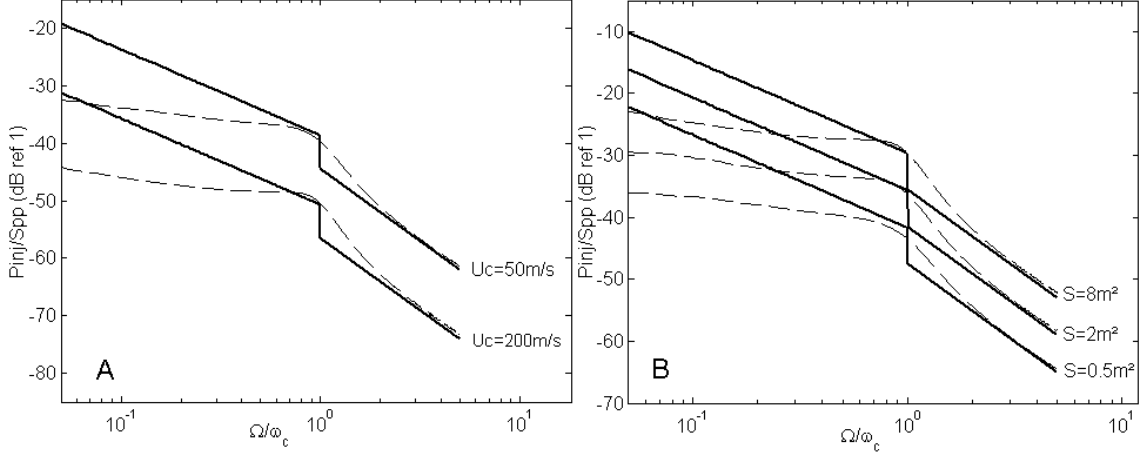


FIG. 3.9 – Comparaison de la puissance injectée moyennée en fréquence avec le modèle $PIMF_C$ et avec les formules de Blake. — : formules de Blake (eq 3.51 et 3.52); - - : $PIMF_C$ (eq 3.47)
A : $a=1\text{m}$, $b=1\text{m}$, $D=6\text{Nm}$, $M = 2.77\text{kg/m}^2$; B : $U_c = 62.5\text{ms}^{-1}$, $D=6\text{Nm}$, $M = 2.77\text{kg/m}^2$

3.6 Formulation de la puissance injectée moyennée en fréquence basée sur le modèle d’Efimtsov

3.6.1 Le modèle d’Efimtsov pour la DIPP

Il est important de démontrer que la méthode développée dans ce chapitre n’est pas liée à la formulation du modèle de DIPP mais qu’elle est applicable à n’importe quel modèle pourvu qu’il soit exprimé dans le domaine spatial et non dans le domaine des nombres d’ondes. C’est le cas du modèle d’Efimtsov. Celui-ci est basé sur la séparation des effets longitudinaux et transversaux de la DIPP sous la forme d’une multiplication d’exponentielles. Toutefois, à la différence du modèle de Corcos, celui d’Efimtsov prend explicitement en compte la dépendance de la DIPP à l’épaisseur de couche limite δ . L’expression de la DIPP formulée par Efimtsov est donnée par l’équation 3.53.

$$S_{pp}(r_1, r_3, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\frac{r_1}{\Lambda_x}} e^{-\frac{r_3}{\Lambda_y}} e^{-i\frac{\omega r_1}{U_c}} \quad (3.53)$$

Le modèle d’Efimtsov fait intervenir des longueurs de corrélation Λ_x et Λ_y dépendantes de la fréquence et dont les expressions sont données équations 3.54, 3.55 et 3.56.

$$\Lambda_x = \frac{U_c}{\omega \alpha_x} = \delta \left[\left(\frac{a_1 S_h}{U_c / u_\tau} \right) + \frac{a_2^2}{S_h^2 + (a_2 / a_3)^2} \right]^{-1/2} \quad (3.54)$$

$$\Lambda_y = \frac{U_c}{\omega \alpha_y} = \delta \left[\left(\frac{a_4 S_h}{U_c / u_\tau} \right) + \frac{a_5^2}{S_h^2 + (a_5 / a_6)^2} \right]^{-1/2}, \quad M_\infty < 0.75 \quad (3.55)$$

$$\Lambda_y = \frac{U_c}{\omega \alpha_y} = \delta \left[\left(\frac{a_4 S_h}{U_c / u_\tau} \right) + a_7^2 \right]^{-1/2}, \quad M_\infty > 0.9 \quad (3.56)$$

où M_∞ est le nombre de Mach et $S_h = \omega \delta / u_\tau = U_c / u_\tau \times \omega \delta / U_c$ avec u_τ est la vitesse de frottement. Les constantes a_1 à a_7 valent respectivement 0.1, 72.8, 1.54, 0.77, 548, 13.5, 5.66.

3.6.2 La puissance injectée moyennée en fréquence

Le modèle $PIMF_E$ déduit du modèle d'Efimtsov pour la DIPP est donné par l'équation 3.57.

$$\left\langle \frac{P_{inj}}{S_{pp}(\Omega)} \right\rangle = \frac{\alpha_1 \alpha_2 \omega_c ab}{\pi M \Omega^2} \frac{1}{2} \Psi_E \left(\frac{\omega_c}{\Omega}, \frac{\Omega a}{U_c}, \frac{\Omega b}{U_c}, S_h, \frac{U_c}{u_\tau}, \frac{\Omega \delta}{U_c} \right) \quad (3.57)$$

Une fois encore, la forme du modèle $PIMF$ est conservée et la fonction caractéristique est donnée par l'intégrale 3.58.

$$\begin{aligned} \Psi_E \left(\frac{\Omega}{\omega_c}, \frac{\Omega a}{U_c}, \frac{\Omega b}{U_c}, S_h, \frac{U_c}{u_\tau}, \frac{\Omega \delta}{U_c} \right) &= \frac{\Omega a \Omega b}{U_c U_c} \frac{1}{\alpha_1 \alpha_2} \int_{\frac{U_c \pi}{\Omega b}}^{\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - \left(\frac{U_c \pi}{\Omega a}\right)^2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - X^2}} \quad (3.58) \\ &\times F_1 \left(\frac{\Omega b}{U_c} \left(-\frac{\Omega \Delta_x}{U_c} + iX \right) \right) [F_2 \left(\frac{\Omega a}{U_c} \left(-\frac{\Omega \Delta_y}{U_c} + i \left(\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - X^2} - 1 \right) \right) \right) + \\ &+ F_2 \left(\frac{\Omega a}{U_c} \left(-\frac{\Omega \Delta_y}{U_c} + i \left(\sqrt{\frac{\omega_c}{\Omega} - X^2} + 1 \right) \right) \right)] dX \quad (3.59) \end{aligned}$$

La fonction caractéristique dépend maintenant de six nombres sans dimension faisant intervenir les dimensions de la plaque (a et b) et les caractéristiques de l'écoulement (U_c , δ , u_τ). Le calcul de Ψ_E est bien plus compliqué que celui de Ψ_{CD} mais ne nécessite d'être calculé que pour un nombre réduit de points en fréquence. En effet, grâce à la moyenne fréquentielle, la courbe de la puissance injectée est très lisse et peut facilement être interpolée entre deux points relativement éloignés en fréquence. Typiquement, seulement deux ou trois points par tiers d'octave seront nécessaires pour décrire toute la bande de fréquence. En comparant avec le nombre de points en fréquence nécessaires pour le calcul par sommation modale, l'intérêt du modèle $PIMF$ apparaît clairement. Par exemple, pour un calcul sur les tiers d'octave 500, 630, 800 et 1000 Hz avec une plaque d'amortissement structural de 1%, 625 points en fréquence sont nécessaires au calcul par sommation modale alors que seulement 9 points seront calculés avec la $PIMF$, voir figure 3.10.

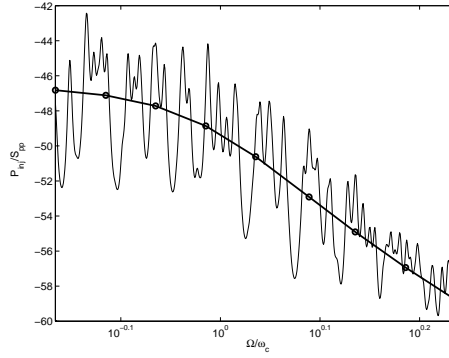


FIG. 3.10 – Comparaison de la puissance injectée calculée par sommation modale et de la $PIMFC$; — : sommation modale (625pts); $-\circ-$: $PIMFC$ (9pts)

Plaque en acier appuyée sur ses bords, $a = 1m$, $b = 0.7m$, $h = 1mm$ et $U_\infty = 100ms^{-1}$

3.6.3 Résultats et discussion

La figure 3.11 illustre la comparaison entre les puissances injectées dans la plaque calculées à partir des modèles de Corcos et d’Efimtsov. Les données caractérisant l’écoulement ont été tirées de l’article de Graham [24] qui compare différents modèles de DIPP.

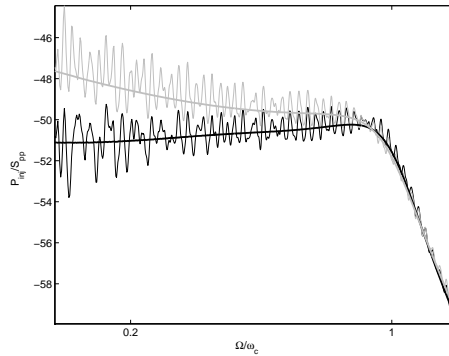


FIG. 3.11 – Comparaison des puissances injectées calculées avec les modèles de Corcos et d’Efimtsov; noir : modèle de Corcos; gris : modèle d’Efimtsov. Plaque en acier appuyée sur ses bords. $a=1m$, $b=0.7m$, $D=6Nm$, $M = 2.77kg/m^2$, $U_\infty = 240ms^{-1}$, $c_f = 0.002$, $\delta = 0.06m$

Graham montre par des exemples que le modèle de Corcos surestime le niveau de pression en dessous de la fréquence de coïncidence aérodynamique mais reste toutefois très proche des autres modèles (Chase, Smol’Yakov, Efimtsov) au-delà de cette fréquence. Ces remarques sont vérifiées dans l’exemple présenté figure 3.11. En effet, pour des valeurs de Ω égales ou supérieures à ω_c , les deux modèles conduisent à la même estimation de la puissance injectée. Par contre, pour $\Omega/\omega_c < 1$, le modèle de Corcos induit une surestimation de la puissance qui peut atteindre $3dB$. Le choix du modèle à utiliser est donc tributaire

du domaine d'application de l'étude. Pour des applications dans l'industrie aéronautique où les vitesses d'écoulement sont importantes (la fréquence de coïncidence est déplacée vers les hautes fréquences), le modèle d'Efimtsov semble plus approprié. Inversement, dans l'industrie automobile, le modèle de Corcos pourra avantageusement remplacer le modèle d'Efimtsov qui reste plus complexe.

3.7 Conclusion

Un modèle de puissance moyennée en fréquence injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent a été établi. Il repose sur une fonction caractéristique dont la forme et la complexité dépend du modèle de DIPP (densité interspectrale de pression pariétale) utilisé. Le modèle le plus simple, le modèle $PIMF_{CD}$, est basé sur le modèle de Corcos avec l'approximation de Davies. La fonction caractéristique correspondante ne dépend que du rapport Ω/ω_c et peut de ce fait être tabulée ou interpolée par une fonction spline. Grâce à ce modèle, il est aisé de comprendre l'influence et l'importance de certains paramètres sur la puissance injectée. Notamment, la puissance injectée moyennée en fréquence est indépendante de l'amortissement de la plaque. De plus, la forme de la plaque n'a qu'une influence secondaire sur la puissance injectée et, en première approximation, la connaissance de la surface de la plaque suffit. Enfin, grâce à la moyenne en fréquence, le schéma modal n'est pas nécessaire. On peut en conclure, comme c'est classiquement le cas en SEA, que les modèles $PIMF$ peuvent être étendus aux plaques ayant des conditions aux limites différentes de celles utilisées pour établir le modèle. Le développement théorie des modèles $PIMF$ a fait l'objet de publications [73] [74]

D'autres modèles, plus complexes, tels que ceux de Corcos et d'Efimtsov ont été utilisés pour la DIPP. Les modèles $PIMF_C$ et $PIMF_E$ ainsi obtenu ne diffèrent du modèle $PIMF_{CD}$ que par leur fonctions caractéristiques. Chacun des modèles de DIPP utilisé est exprimé à l'aide de variables d'espaces. Certains modèles de DIPP sont exprimés uniquement dans l'espace des nombres d'onde (Chase, Smol'Yakov, etc.), pour pouvoir utiliser la méthode de calcul de la puissance injectée à l'aide de ces modèles il faudrait préalablement effectuer une transformée de Fourier inverse pour les exprimer avec des variables d'espace.

Chapitre 4

Validation expérimentale du modèle de puissance injectée

La théorie développée dans le précédent chapitre nous a conduit à faire plusieurs observations sur l'influence et la prépondérance de certains paramètres sur le niveau de la puissance moyennée en fréquence injectée dans une plaque rectangulaire excitée par un écoulement turbulent. En effet, le modèle le plus simple obtenu en se basant sur le modèle de Corcos et l'approximation de Davies nous montre que les facteurs de formes de la plaque (longueur, largeur) n'interviennent qu'au second ordre et que, dans une première approximation, la seule connaissance de la surface de la plaque permet d'obtenir des résultats corrects. Le but de cette étude expérimentale est double. D'une part, elle doit permettre de valider les modèles théoriques et de mettre en avant les avantages et inconvénients des différents modèles de densité de pression pariétale utilisés (Corcos, Efimtsov, etc.). D'autre part, elle doit nous permettre de vérifier si l'étude paramétrique entreprise sur les modèles numériques est confirmée. L'expérience a été mise en place au Centre Acoustique de l'école Centrale de Lyon où une soufflerie est implantée dans une salle anéchoïque. Deux types d'acquisitions ont été menés : des mesures de vitesses vibratoires pour estimer l'énergie de la plaque soumise à un écoulement et des mesures de pression pariétale pour évaluer la densité spectrale de pression pariétale. L'amortissement structural de la plaque a aussi été identifié expérimentalement.

4.1 Mise en place de l'expérience

4.1.1 La soufflerie

La mise en place d'une expérience permettant de valider nos modèles théoriques nécessite l'utilisation d'une soufflerie pour générer un écoulement turbulent. La soufflerie du Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon a été mise à notre disposition et Monsieur Gilles Robert nous a fait profiter de toutes ses compétences dans la mesure des phénomènes aérodynamiques. La veine de la soufflerie, placée dans une chambre anéchoïque, a une section carrée de 50 cm de côté pour une longueur de 6 mètres. L'air est tout d'abord

propulsé à faible vitesse par un compresseur centrifuge située dans une pièce déconnectée du reste du bâtiment pour assurer un découplage vibratoire. De manière à minimiser la contamination acoustique provenant de la machinerie des baffles acoustiques ont été placés en amont et en aval du compresseur permettent ainsi d'éliminer le bruit de fond qu'il émet. L'air est ensuite accéléré dans un convergent muni d'une plaque en nid d'abeille et de deux sections de grillage. Finalement, l'air arrive dans la veine d'essai située à l'intérieur de la chambre anéchoïque. La chambre est ouverte sur l'extérieur afin d'évacuer le flux d'air. Une face latérale de la veine est constituée de plaques de plexiglass tandis que les autres faces sont constituées de plaques en bois modulables de manière à pouvoir insérer du matériel de mesure (tube de pitot, fil chaud, etc.). La photographie présentée en figure 4.1 illustre la description de la soufflerie.



FIG. 4.1 – Soufflerie anéchoïque du Centre Acoustique de l'ECL





4.1.2 Montage des plaques à tester

4.1.2.1 Caractéristiques des quatre plaques testées

Nous avons choisi de tester quatre plaques différentes, trois métalliques et une en PVC. La dénomination choisie pour les différentes plaques est la suivante :

- Plaque (A) : plaque d'acier rectangulaire
- Plaque (B) : plaque d'acier non rectangulaire
- Plaque (C) : plaque de cuivre rectangulaire
- Plaque (D) : plaque de PVC rectangulaire

Le détail des caractéristiques physiques de ces plaques est présenté dans le tableau 4.1. Les plaques (A), (C) et (D) ont, pour une vitesse d'écoulement donnée, des fréquences de coïncidence aérodynamiques différentes. Trois vitesses d'écoulement ont été utilisées pour les mesures de puissance injectée : 20, 35 et 50 $m s^{-1}$. Pour chacune de ces vitesses, les fréquences de coïncidence aérodynamiques sont listées dans le tableau 4.2. Plus le rapport M/D est grand plus la fréquence de coïncidence est élevée. Il est démontré en annexe A que les schémas modaux des plaques (A) et (B) sont très différentes.

	Plaque (A)	Plaque (B)	Plaque (C)	Plaque (D)
Longueur (m)	0.6	/	0.6	0.6
Largeur (m)	0.3	/	0.3	0.3
Forme				
Surface (m^2)	0.18	0.18	0.18	0.18
Epaisseur (mm)	0.5	0.5	0.5	1
Module d'Young (Pa)	$2.1e11$	$2.1e11$	$1.25e11$	$4.5e9$
Masse volumique (kg/m^3)	7800	7800	7550	1400
Coefficient de Poisson	0.3	0.3	0.3	0.3

TAB. 4.1 – Caractéristiques physiques des quatre plaques

	$20ms^{-1}$	$35ms^{-1}$	$50ms^{-1}$
Plaque (A)	$45.7Hz$	$139.9Hz$	$285.4Hz$
Plaque (B)	$45.7Hz$	$139.9Hz$	$285.4Hz$
Plaque (C)	$58.2Hz$	$178.1Hz$	$363.5Hz$
Plaque (D)	$66Hz$	$202.1Hz$	$412.5Hz$

TAB. 4.2 – Fréquences de coïncidence aérodynamique théoriques pour chaque plaque en fonction de la vitesse d'écoulement

4.1.2.2 Montage pour un découplage entre la plaque et la veine

Un montage particulier a été conçu pour découpler la plaque testée de la veine de la soufflerie. Ce montage présenté sur le schéma 4.2 est basé sur l'utilisation de plots amortissants dont la fréquence de résonance est très basse, de l'ordre de 7Hz. La plaque est fixée à l'aide d'une colle contact sur un cadre en acier d'une masse avoisinant les 11kg. Le cadre métallique est posé sur quatre plots amortissants réglables en hauteur pour assurer un bon affleurement entre la plaque et la veine. Les quatre plots amortissants sont eux-mêmes fixés sur un cadre en bois solidaire de la veine.

Les photographies de la figure 4.3 montrent le montage de découplage sous plusieurs angles de vue. La photographie 4.3-A présente le cadre en bois solidaire de la veine d'écoulement sur lequel sont fixés quatre plots amortissants. Un de ces plots est détaillé sur la photographie 4.3-D. Le système d'ajustement de l'affleurement entre la plaque est la veine d'essai (visible sur la photographie 4.3-C) est constitué d'une vis pour le réglage et d'un écrou le blocage du système. Sur la photographie 4.3-B tous les éléments du montage de découplage sont visibles : la plaque à tester, le cadre métallique massif, le plot amortissant et le cadre en bois.

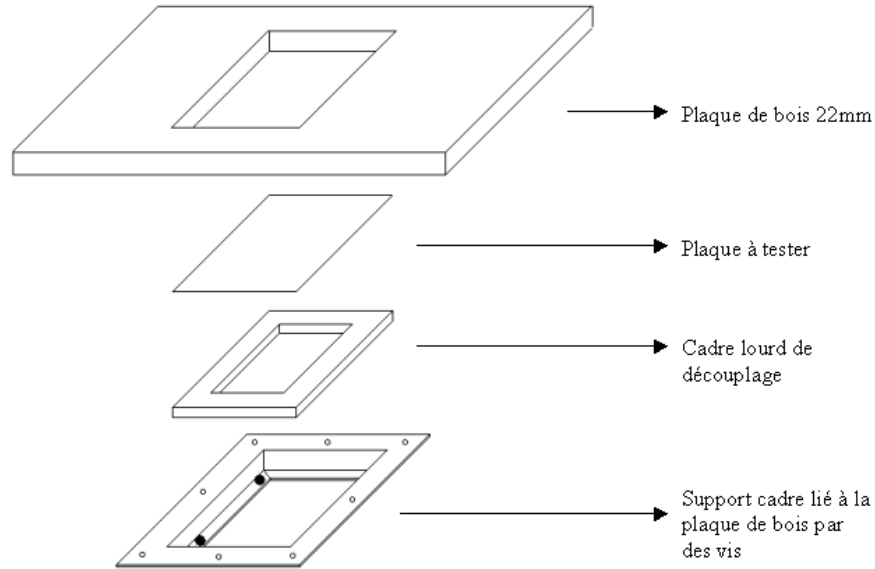


FIG. 4.2 – Schéma du montage pour le découplage entre la plaque et la veine d'essai

4.1.3 Vérification du découplage entre la plaque testée et la veine d'écoulement

L'efficacité du découplage sera vérifié avec la plaque d'acier (A) pour chacune des vitesses d'écoulements. Pour ce faire, un accéléromètre est collé sur la paroi de la veine d'essai. La comparaison des niveaux vibratoires de la plaque et de la veine ainsi que l'analyse de la cohérence permettront d'attester du découplage.

La figure 4.4 montre la comparaison des niveaux d'accélération de la plaque et de la veine lorsqu'elles sont soumises à un écoulement turbulent. La différence de niveau en décibels augmente avec la vitesse d'écoulement pour atteindre environ 5dB à $50m.s^{-1}$. Toutefois, la différence de niveaux reste assez faible pour une vitesse d'écoulement de $20m.s^{-1}$ surtout en basses fréquences. Pour vérifier le découplage, il est possible d'évaluer la cohérence entre les signaux mesurés sur la veine d'écoulement et ceux mesurés sur la plaque.

La figure 4.5 présente les cohérences entre le spectre de la plaque et celui de la veine d'essai. Globalement, les cohérences observées sont très faibles ce qui confirme l'efficacité du découplage. De plus, le découplage semble de plus en plus performant en fonction de la vitesse d'écoulement. Pour les faibles vitesses d'écoulement, la cohérence entre les signaux augmente mais reste acceptable pour affirmer que la plaque est correctement découplée de la veine d'écoulement sur l'ensemble de la bande de fréquence d'étude et pour chaque vitesse d'écoulement.

Finalement, le découplage peut être caractérisé par la transmission vibratoire entre la plaque et la veine. La plaque est alors excitée par un pot vibrant et les accélérations moyennes sont mesurées sur la plaque et sur la veine. La comparaison des niveaux vibratoires obtenus est présentée par la figure 4.6.



FIG. 4.3 – Photographies du montage pour le découplage entre la plaque et la veine d’essai.
 A : cadre en bois fixé sur la veine d’essai et plots amortissants, vu de dessus
 B : montage de découplage vu de dessous ; C : affleurement entre la plaque et la veine
 D : détail du système de réglage de l’affleurement

L’écart, supérieur à 30dB au delà de 200Hz, entre l’accélération moyenne de la plaque et celle de la veine est largement suffisant pour affirmer que le transfert vibratoire entre la plaque et la veine est très faible. En dessous de 200Hz, l’écart diminue mais reste toutefois acceptable. En dessous de 50Hz, le découplage se détériore et devient mauvais aux alentours de 10Hz ce qui correspond à peu près à la fréquence de résonance des plots amortissants.

4.2 Mesure de la puissance injectée dans la plaque

Pour estimer la puissance injectée dans la plaque soumise à un écoulement turbulent, il est nécessaire de mesurer l’amortissement structural de la plaque ainsi que l’énergie qu’elle dissipe. Finnveden *et al*[23] démontre que la vitesse d’écoulement peut modifier l’amortissement structural de la plaque en basses fréquences et pour des vitesses élevées (80 à 120 ms^{-1}). Ainsi, pour le tiers d’octave 125Hz, l’amortissement est bien plus fort pour une vitesse de 120 ms^{-1} (6.5%) que une vitesse de 80 ms^{-1} (1%). De ce fait, nous supposons ici que les vitesses mises en jeu sont trop faibles pour modifier de façon notable l’amortissement de la plaque et seul l’amortissement sans écoulement sera mesuré.

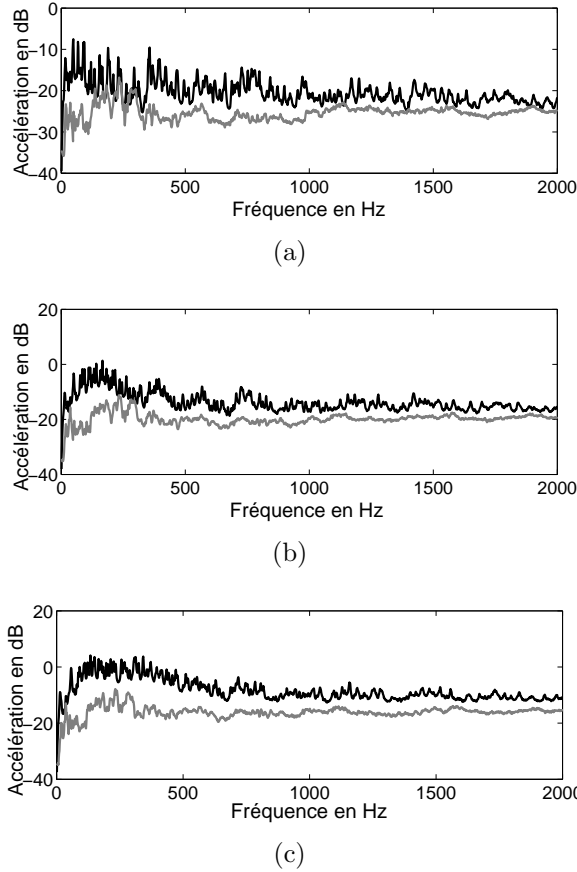


FIG. 4.4 – Comparaison des niveaux vibratoires sur la plaque et sur la veine d’essai pour différentes vitesses d’écoulement. (a) : $U_\infty = 20\text{ms}^{-1}$; (b) : $U_\infty = 35\text{ms}^{-1}$; (c) : $U_\infty = 50\text{ms}^{-1}$. Noir : niveau de la plaque, gris : niveau de la veine

4.2.1 Mesure de l’amortissement, méthode de la ”puissance injectée”

Pour la mesure de l’amortissement structural des plaques, la méthode dite de ”la puissance injectée” a été utilisée. Cette méthode est basée sur la relation de proportionnalité entre la puissance injectée et l’énergie dissipée dans la plaque (équation 4.1).

$$\prod_{inj}(\omega) = \eta\omega E(\omega) \quad (4.1)$$

Pour estimer l’énergie dissipée dans la plaque, il est nécessaire de mesurer la vitesse quadratique moyenne. En effet, comme le démontre l’équation 4.2, il existe une relation de proportionnalité entre la vitesse quadratique moyenne et l’énergie.

$$E(\omega) = \rho Sh \bar{S}_{vv}(\omega) \quad (4.2)$$

où $\bar{S}_{vv}(\omega)$ est la densité spectrale de la vitesse de la plaque moyennée spatialement. De

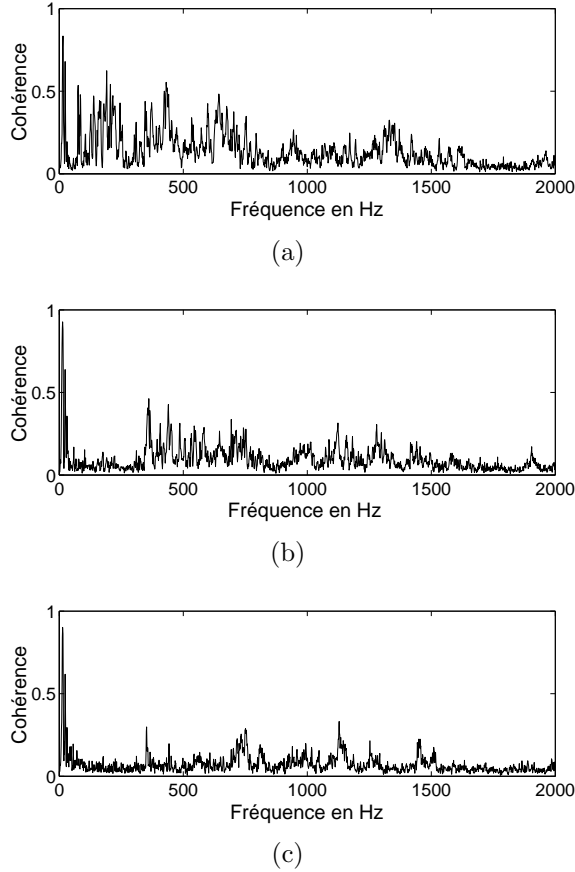


FIG. 4.5 – Comparaison des cohérences entre la plaque (A) et la veine d’essai pour différentes vitesses d’écoulement. (a) : $U_\infty = 20\text{ms}^{-1}$; (b) : $U_\infty = 35\text{ms}^{-1}$; (c) : $U_\infty = 50\text{ms}^{-1}$

la même manière, il est possible de mesurer la puissance injectée dans la plaque en caractérisant la force et la vitesse au point d’excitation. Dans ce cas, la puissance injectée dans la plaque est donnée par l’équation 4.3.

$$\prod_{inj}(\omega) = \frac{1}{2} \Re(F(\omega)V^*(\omega)) \quad (4.3)$$

où $F(\omega)$ est la force appliquée au point d’excitation et $V^*(\omega)$ est le complexe conjugué de la vitesse du point d’excitation. L’amortissement structural de la plaque en fonction de la fréquence peut être déduit du terme $\omega\eta$ obtenu en faisant le rapport de la puissance injectée sur l’énergie de la plaque. Durant la mesure de la vitesse quadratique moyenne de la plaque, une attention particulière doit être portée à la position des points de mesure. En basse fréquence, la dissipation de l’énergie dans la plaque peut être considérée comme homogène et un maillage régulier grossier suffit pour estimer correctement la vitesse quadratique. Par contre, lorsque la fréquence augmente la dissipation de l’énergie se fait principalement autour du point d’excitation. Il est ainsi nécessaire de mettre en place

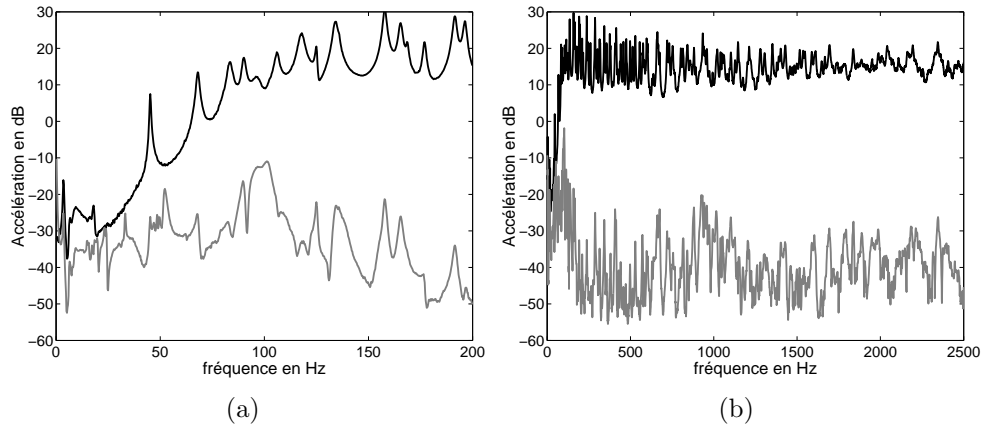


FIG. 4.6 – Accélérations moyennes mesurées sur la plaque (A) et sur la veine lorsque la plaque est excitée par un pot vibrant. (a) bande de fréquence 0-200Hz; (b) bande de fréquence 0-2500Hz. Noir : accélération sur la plaque; gris : accélération sur la veine

un maillage de mesure plus fin. L'estimation de l'amortissement pour des fréquences de 40Hz à 1600Hz se fera en deux parties :

- une mesure de 40 à 500Hz avec un maillage grossier de 66 points
- une mesure de 500 à 1600Hz avec un maillage fin de 171 points

Chaque plaque est excitée en un point par un pot vibrant muni d'un capteur de force et les mesures de vitesses sont effectuées à l'aide d'un laser à balayage (voir paragraphe 4.2.2.1). La figure 4.7 présente les résultats des mesures des amortissements pour les quatre plaques testées.

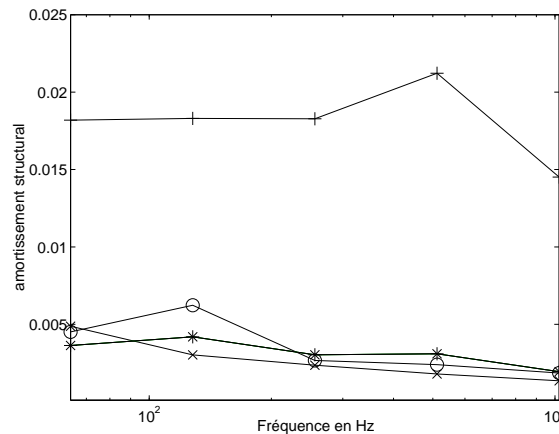


FIG. 4.7 – Amortissement structural de chaque plaque par octave
 ○ : plaque (A) en acier ; × : plaque (B) an acier ; * : plaque (C) en cuivre ; + : plaque (D) en PVC

4.2.2 Mesure de l'énergie dissipée par les plaques pour différentes vitesses d'écoulement

L'énergie dissipée par la plaque peut être mesurée en estimant la densité spectrale de vitesse moyenne de la plaque. Il suffit alors de multiplier cette quantité par la masse en mouvement de la plaque pour obtenir l'énergie dissipée. La densité spectrale de vitesse de la plaque sera mesurée, pour chaque plaque et chaque vitesse d'écoulement, à l'aide d'un laser à balayage Polytec.

4.2.2.1 Le laser à balayage

Le vibromètre laser est basé sur les principes de l'interférométrie laser. La lumière du laser est divisée en un faisceau de référence et un faisceau de mesure par une lame séparatrice. La lumière rétrodiffusée par la surface de l'objet subit un décalage en fréquence par effet Doppler, proportionnel à la vitesse instantanée de la surface. La lumière rétrodiffusée par la surface de l'objet en vibration interfère avec le faisceau de référence et tout écart en fréquence entre ces deux faisceaux se traduit par une modulation d'intensité convertie en signal électronique.

4.2.2.2 Mesure des densités spectrales de vitesses

La figure 4.8 montre que le laser est placé à la verticale sous la veine d'écoulement. Un châssis en bois spécialement conçu pour minimiser l'encombrement soutient le laser. Le maillage sera composé de 72 points de mesure espacés régulièrement (6 points sur la largeur et 12 points sur la longueur) pour les plaques rectangulaires et de 71 points pour la plaque (B). Les densités spectrales mesurées seront moyennées en amplitudes.

4.2.3 Mise en évidence du phénomène de coïncidence spatiale

Grâce aux mesures de densité spectrale de vitesse, il est possible de localiser la fréquence de coïncidence sur la bande de fréquence d'étude. Ainsi, la figure 4.9 présente les autospectres des vitesses de la plaque (A) pour différentes vitesses d'écoulement. Sur cette figure, les fréquences de coïncidence estimées sont aussi mises en évidence. Sur la figure 4.9-C, la réponse caractéristique d'une plaque excitée par un écoulement turbulent est très visible. On y retrouve deux zones distinctes :

- pour les fréquences inférieures à la fréquence de coïncidence l'autospectre en vitesse décroît très faiblement et peut presque être considéré comme constant
- pour les fréquences supérieures à la fréquence de coïncidence l'autospectre en vitesse décroît fortement et la pente est pratiquement constante

Sur la figure 4.9, il est aisé de voir apparaître le phénomène de coïncidence qui se caractérise par un changement de pente de l'autospectre. La fréquence de coïncidence augmente avec la vitesse de l'écoulement et, de ce fait, la plage de fréquence où l'autospectre est pratiquement constant devient de plus en plus large. Le relevé des fréquences de coïncidence pour chaque plaque et chaque écoulement est donné par le tableau 4.3. Les

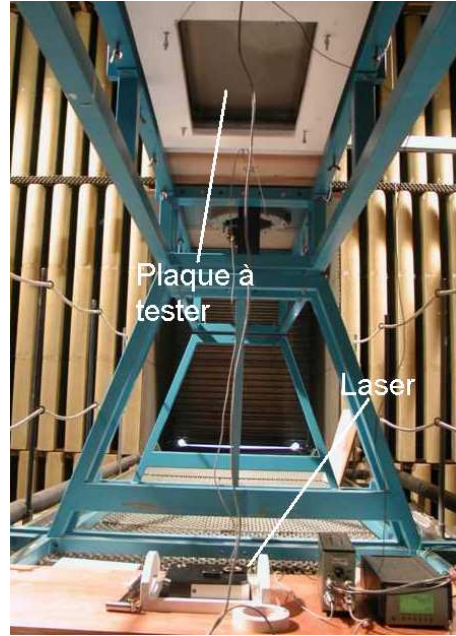


FIG. 4.8 – Photographie du laser et de la veine d’essai. Localisation de la plaque installée sur le système de découplage de la plaque et de la veine

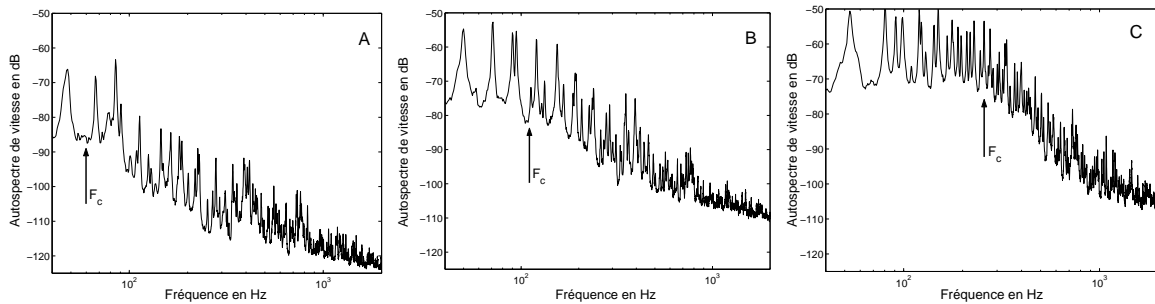


FIG. 4.9 – Autospectres de vitesse en dB pour la plaque (A) et position de la fréquence de coïncidence F_c . A : $U_\infty = 20\text{m/s}$; B : $U_\infty = 35\text{m/s}$; C : $U_\infty = 50\text{m/s}$

fréquences de coïncidence théoriques calculées pour $U_c = 0.7U_\infty$ et $U_c = 0.8U_\infty$ y sont aussi indiquées.

La vitesse de convection U_c peut être considérée, en première approximation, comme proportionnelle à la vitesse du fluide loin des parois U_∞ . Le coefficient de proportionnalité K est couramment compris entre 0.7 et 0.8. La mesure de la vitesse de convection réelle (voir paragraphe 4.3.2.5) vient conforter cette hypothèse. Compte-tenu de cette hypothèse, la fréquence de coïncidence mesurée doit être comprise entre une valeur minimale (calculée pour $K=0.7$) et une valeur maximale (calculée pour $K=0.8$). On constate sur le tableau 4.3 que, pour les plaques (C) et (D), les fréquences de coïncidences sont effectivement comprises entre ces deux bornes et sont ainsi en parfaite adéquation avec la théorie. Les

	$U_\infty (ms^{-1})$	F_c théoriques $K = 0.7$	F_c mesurées	F_c théoriques $K = 0.8$
Plaque (A)	20	40Hz	60Hz	52Hz
	35	122Hz	110Hz	159Hz
	50	249Hz	258Hz	325Hz
Plaque (B)	20	40Hz	68Hz	52Hz
	35	122Hz	112Hz	159Hz
	50	249Hz	261Hz	325Hz
Plaque (C)	20	51Hz	61Hz	66Hz
	35	155Hz	165Hz	203Hz
	50	317Hz	399Hz	414Hz
Plaque (D)	20	57Hz	58Hz	75Hz
	35	176Hz	179Hz	230Hz
	50	359Hz	420Hz	469Hz

TAB. 4.3 – Fréquences de coïncidence théoriques et mesurées pour chaque plaque et chaque vitesse d'écoulement

plaques (A) et (B) ont, pour chaque vitesse d'écoulement, des fréquences de coïncidence similaires ce qui confirme le fait que la fréquence de coïncidence ne dépend que du matériau de la plaque et non de sa forme ou de ses conditions aux limites. Toutefois, pour les vitesses de 20 et $30ms^{-1}$, les fréquences de coïncidence mesurées sont en dehors des limites prévues par la théorie. Ces écarts, qui restent limités à une quinzaine de hertz, peuvent être expliqués par la difficulté d'estimer la fréquence de coïncidence et par le fait qu'en basses fréquences la vitesse de convection U_c a tendance à croître rapidement lorsque la fréquence diminue. Le coefficient de proportionnalité K peut alors être supérieur à 0.8 (voir paragraphe 4.3.2.5) .

4.3 Caractérisation des écoulements

La caractérisation des écoulements par mesures de vitesse et de pression seront effectués sans la plaque à tester qui sera remplacée par une paroi rigide. L'hypothèse est ici faite que la présence de la plaque ne modifie pas l'écoulement de manière significative. Pour comparer les mesures de puissance injectée aux modèles $PIMF_{CD}$ et $PIMF_C$, seule la mesure de la densité de pression pariétale $S_{pp}(\omega)$ est nécessaire. Par contre, la comparaison avec le modèle $PIMF_E$ nécessite l'estimation de deux autres grandeurs : l'épaisseur de couche limite δ et la vitesse de frottement u_τ près de la paroi. Toutefois, une étude complète des écoulements a été entreprise. En effet, les profils de vitesses ainsi que les densités interspectrales de pression pariétale ont été obtenues et un modèle de type Corcos faisant intervenir les longueurs de corrélations mesurées pourra ainsi être établi. Une campagne de mesure similaire a été faite par Durant et al [18] pour la caractérisation d'un écoulement turbulent à l'intérieur d'une conduite cylindrique. Nous tenons à remercier ici Monsieur Gilles Robert pour son aide précieuse lors de l'étude expérimentale et pour le dépouillement des mesures de pression réalisé de façon très claire et détaillée.

4.3.1 Caractérisation de la couche limite

4.3.1.1 Profils de vitesse

Les mesures de vitesse de l'écoulement ont été réalisées par anémométrie à fil chaud simple. L'utilisation du fil chaud permet d'avoir accès aux grandeurs moyennes et fluctuantes de la composante longitudinale de la vitesse de l'écoulement. La calibration du fil chaud a été réalisée *in situ* à l'aide d'un tube de pitot (voir figure 4.10) et une correction en température a été appliquée de manière à prendre en compte l'évolution de celle-ci en cours de mesure. Les phénomènes de couches limites et de profils de vitesse d'un écoulement turbulent sont parfaitement décrits par Schlichting *et al* [65].

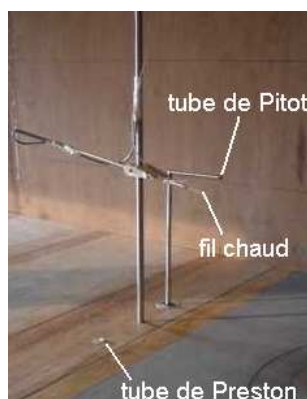


FIG. 4.10 – Photographie du fil chaud et du tube de pitot

Les profils de vitesses moyenne et fluctuante ont été mesurés pour les trois vitesses d'écoulement ($U_\infty = 20, 35, 50 \text{ms}^{-1}$) et sont représentés dans la figure 4.11. On observe les profils de vitesse caractéristiques d'un écoulement le long d'une paroi. En effet, loin de la paroi, la vitesse moyenne tend vers la vitesse de l'écoulement au centre de la veine d'essai U_∞ alors que la vitesse fluctuante devient très faible. Lorsque l'on se rapproche de la paroi ($< 10 \text{mm}$), la vitesse moyenne chute brutalement pendant que la vitesse fluctuante atteint un maximum qui traduit la zone de la production de la turbulence. Très près de la paroi ($< 1 \text{mm}$), dans la zone d'écoulement visqueux, les vitesses moyenne et fluctuante tendent à s'annuler. La résolution spatiale de la mesure ne permet toutefois pas de visualiser l'annulation de ces vitesses.

Pour vérifier que l'on est en présence d'un écoulement pleinement développé, il est nécessaire de vérifier si les vitesses d'écoulement moyennes suivent la loi de paroi. Les répartitions des vitesses moyennes doivent être de la forme :

$$\frac{U(z)}{u_\tau} = A \log \left(\frac{zu_\tau}{\nu} \right) + B \quad (4.4)$$

où $U(z)$ est la vitesse de l'écoulement à la hauteur z par rapport au plan de la paroi et ν est la viscosité cinématique. La figure 4.12 démontre que l'écoulement turbulent étudié

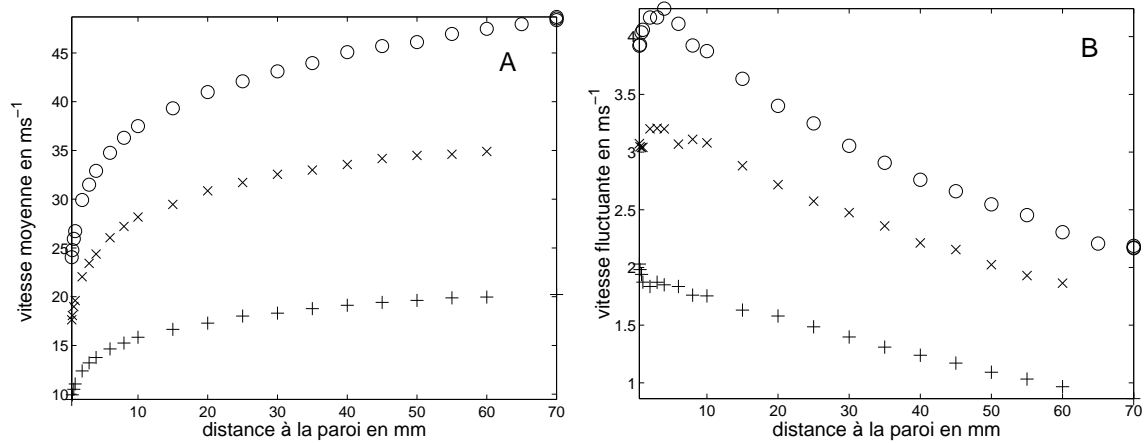


FIG. 4.11 – Profils de vitesse moyenne (A) et de vitesse fluctuante (B) en fonction de la distance à la paroi mesurée en l’absence de plaque

$$+ : U_{\infty} = 20\text{ms}^{-1}; \times : U_{\infty} = 35\text{ms}^{-1}; \circ : U_{\infty} = 50\text{ms}^{-1}$$

peut être considéré comme pleinement développé. En effet, les répartitions des vitesses moyennes respectent parfaitement la loi de paroi. Le coefficient A est approximativement égal à 2.4 ce qui correspond à la valeur $1/\kappa$ où $\kappa = 0.41$ est la constante de Von Karman généralement admise dans la littérature. Par contre, le coefficient B évolue en fonction de la vitesse d’écoulement mais prend des valeurs plus faibles que celle généralement utilisées. Ainsi, on trouve $B = 2.8$ pour $U_{\infty} = 20\text{ms}^{-1}$, $B = 2.6$ pour $U_{\infty} = 35\text{ms}^{-1}$ et $B = 2$ pour $U_{\infty} = 50\text{ms}^{-1}$ alors que, pour une paroi lisse, cette valeur est généralement de 5. Toutefois, ce coefficient B est plus soumis à variations [64] que le coefficient de pente A .

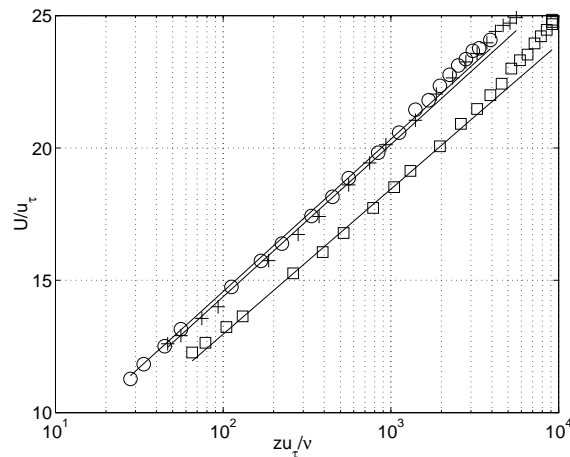


FIG. 4.12 – Loi de paroi pour les vitesses d’écoulement moyennes mesurée en l’absence de plaque. $\circ : U_{\infty} = 20\text{ms}^{-1}$; $+$: $U_{\infty} = 35\text{ms}^{-1}$; \square : $U_{\infty} = 50\text{ms}^{-1}$; — : lois de paroi

4.3.1.2 Epaisseurs de couches limites

Les profils de vitesse moyenne permettent d'évaluer l'épaisseur de couche limite entre 45 et 65mm. Cependant, l'évaluation de l'épaisseur de couche limite n'est pas très précise. Il est préférable de la caractériser par les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement qui se déduisent par intégration des profils de vitesse moyenne.

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy$$
$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy$$

Les valeurs ainsi obtenues sont indiquées dans le tableau 4.4. Le facteur de forme associé ($H = \delta_1/\delta_2$) est d'environ 1.3 ce qui est d'une couche limite turbulente sans gradient de pression. En effet, comme le démontre Schlichting [65], ce rapport $H = \delta_1/\delta_2$ donne une indication sur le type d'écoulement établi sur la paroi. Pour des valeurs proches de 2.6 l'écoulement est laminaire et pour des valeurs proches de 1.4 il est turbulent. Entre ces valeurs, on se trouve dans une région de transition entre un écoulement laminaire et un écoulement turbulent.

$U_\infty(m.s^{-1})$	$\delta_1(mm)$	$\delta_2(mm)$
50	8.8	6.7
35	6.4	4.9
20	7.7	5.8

TAB. 4.4 – Epaisseurs de couche limite δ_1 et δ_2 en fonction de la vitesse de l'écoulement U_∞

4.3.1.3 Vitesse de frottement

La contrainte pariétale τ_w qui permet d'estimer la vitesse de frottement à la paroi u_τ a aussi été mesurée.

$$u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho_0}$$

Pour ce faire, un tube de Preston implanté dans la paroi a été utilisé. Les valeurs obtenues pour la contrainte pariétale τ_w et la vitesse de frottement u_τ pour chaque vitesse d'écoulement sont données par le tableau de la figure 4.5.

4.3.2 Champ pariétal de pression

De manière à comparer les mesures de puissance injectée aux modèles *PIMF*, il est nécessaire d'évaluer l'action de l'écoulement turbulent sur la plaque. Cette action doit être caractérisée par deux grandeurs : la densité spectrales et la densité interspectrale de pression pariétale.

$U_\infty (ms^{-1})$	$u_\tau (ms^{-1})$	$\tau_w (Pa)$
50	1.96	4.58
35	1.4	2.34
20	0.84	0.87

TAB. 4.5 – Contrainte pariétale τ_w et vitesse de frottement u_τ en fonction de la vitesse de l'écoulement U_∞

4.3.2.1 Mise en place de la mesure

Les mesures de pressions pariétales ont été réalisées avec deux microphones huitième de pouce montés sur un chariot pariétal. Ce chariot, présenté par la figure 4.13, est constitué de deux disques excentriques et permet de mesurer la DIPP pour des séparations entre microphones de 7.5 à 95mm dans n'importe quelle direction.



FIG. 4.13 – Photographie du chariot pariétal composé de deux disques excentriques

Un troisième microphone (microphone de décontamination, figure 4.13) est placé à l'extérieur du grand disque. Il fournit un signal non corrélé aux deux autres et permet ainsi d'effectuer un traitement pour éliminer la composante acoustique de la mesure. Cette opération de décontamination permet d'obtenir une estimation de la densité spectrale décontaminée $S_{pp}^d(\omega)$ et la densité interspectrale $S_{pp}^d(\omega, r_1, r_3)$ de pression pariétale associés à la turbulence seule. Une description détaillée de la technique de décontamination acoustique est proposée par Durant [17].

Pour chaque vitesse d'écoulement, 65 positions du microphone mobile ont été mesurées. Ces points de mesures étaient répartis sur trois lignes, une ligne étant dans la direction de l'écoulement et les deux autres dans la direction transverse. Ce maillage de mesure des pressions, présenté figure 4.14, permet ainsi de dissocier les effets des séparations purement longitudinales de ceux des séparations purement transversales.

4.3.2.2 Densité spectrale de pression pariétale

Pour chaque vitesse d'écoulement, la densité spectrale de pression pariétale est obtenue en moyennant les spectres du microphone mobile. La surface décrite par le microphone

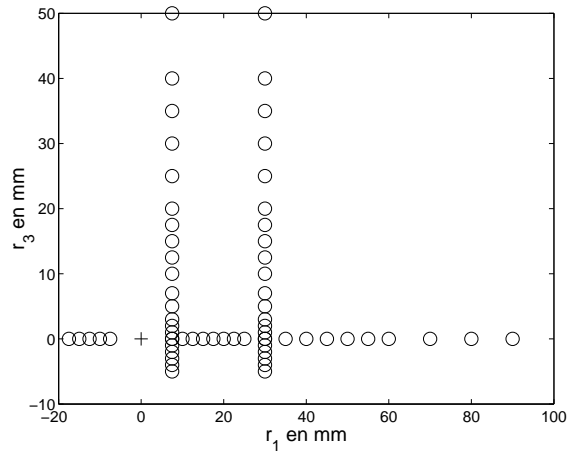


FIG. 4.14 – Maillage des points de mesure de la pression pariétale décrits par le chariot pariétal

+ : position du microphone fixe ; o : position du microphone mobile

mobile est assez limitée et ne représente qu'environ 4% de la surface de la plaque. Il est ici supposé que le champ de pression est homogène sur la plaque. Sur la figure 4.15, où sont représentés les 65 spectres du microphone mobile, il est possible de vérifier l'homogénéité de la pression sur la surface décrite par le microphone mobile.

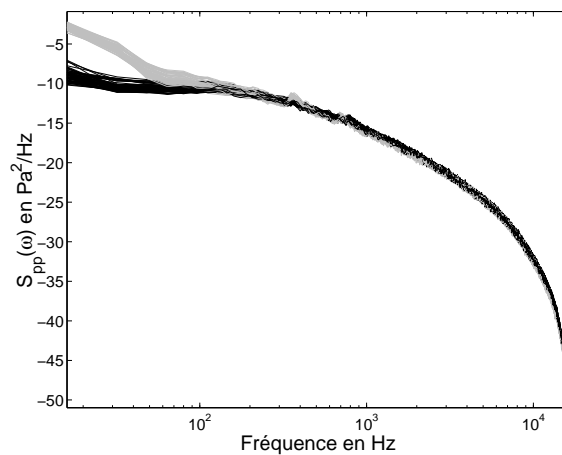


FIG. 4.15 – Ensemble des 65 spectres mesurés à $U_\infty = 50ms^{-1}$ sur l'ensemble de la grille décrite par le microphone mobile. Gris : spectres bruts, noir : spectres décontaminés

Les densités spectrales de pression pariétale moyennées et décontaminées pour chaque vitesse d'écoulement sont présentées sur la figure 4.16.

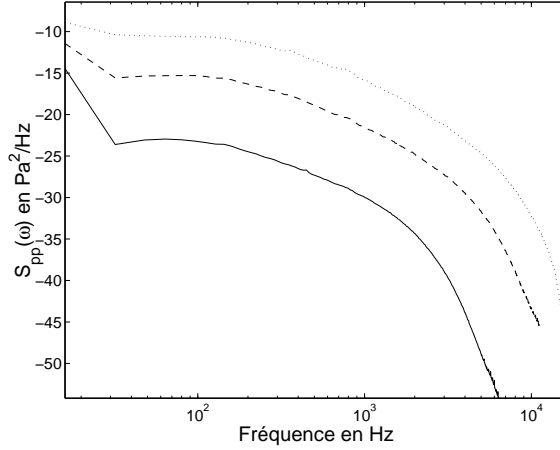


FIG. 4.16 – Densités spectrales de pression pariétale moyennées et décontaminées pour chaque vitesse d'écoulement

— : $U_\infty = 20\text{ms}^{-1}$; - - : $U_\infty = 35\text{ms}^{-1}$; ... : $U_\infty = 50\text{ms}^{-1}$

4.3.2.3 Densité interspectrale de pression pariétale

La densité interspectrale de pression pariétale peut être caractérisée par une fonction de cohérence $C(r_1, r_3, \omega)$ du champ de pression et par une fonction de phase $\theta(r_1, \omega)$. Ces deux fonctions dépendent de la fréquence et des séparations r_1 et r_3 . Selon l'approche de Corcos, la DIPP peut être exprimée sous la forme de l'équation 4.5.

$$S_{pp}(r_1, r_3, \omega) = S_{pp}(\omega)C(r_1, r_3, \omega)e^{i\theta(r_1, \omega)} \quad (4.5)$$

La figure 4.17 présente un exemple de fonctions de cohérence et de phase pour une vitesse d'écoulement et une séparation (r_1, r_3) données. Pour un séparation purement longitudinale, la cohérence atteint un maximum avant de décroître régulièrement avec la fréquence. La fonction de phase, quant à elle, décroît de manière quasiment linéaire avec la fréquence ce qui est caractéristique du phénomène de convection.

Le modèle de Corcos est basé sur une hypothèse de séparation des variables d'espaces r_1 et r_3 . Ainsi, la fonction de cohérence peut être décomposée en deux fonctions A et B dépendant de la fréquence et respectivement de la séparation longitudinale et de la séparation transversale (équation 4.6).

$$C(r_1, r_3, \omega) = A(r_1, \omega)B(r_3, \omega) \quad (4.6)$$

L'acquisition des interspectres de pression sur deux lignes transversales ($r_1 = 7.5\text{mm}$ et $r_1 = 30\text{mm}$) permet de vérifier l'hypothèse de séparation des variables d'espace. La figure 4.18 présente les fonctions $B(r_3, \omega)$ estimée sur chacune des lignes transversales pour une vitesse d'écoulement de 50ms^{-1} et à deux fréquences différentes (208 et 400Hz).

Compte-tenu du fait que les estimations de la fonction B sont à peu près identiques

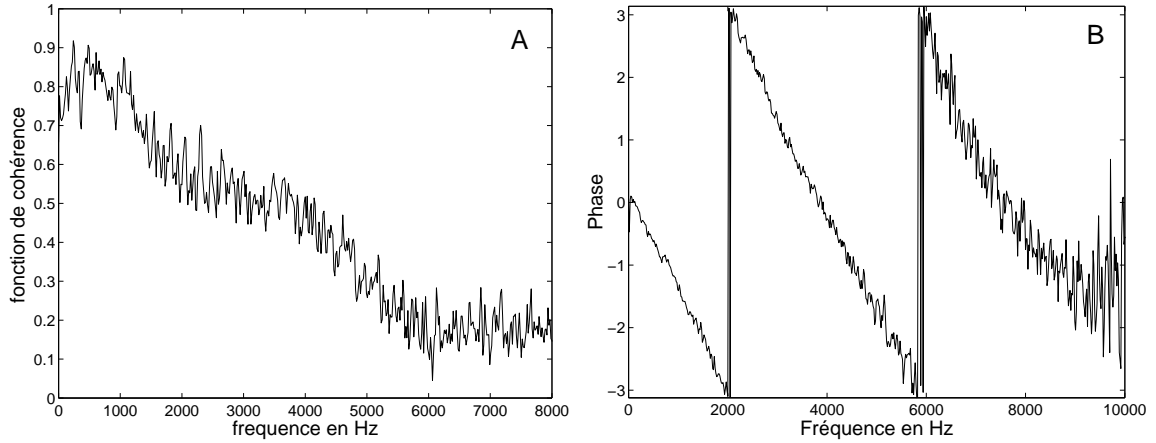


FIG. 4.17 – Exemple de fonctions de cohérence et de phase, mesures décontaminées. Séparation $(r_1, r_3) = (7.5mm, 0)$, $U_\infty = 50ms^{-1}$

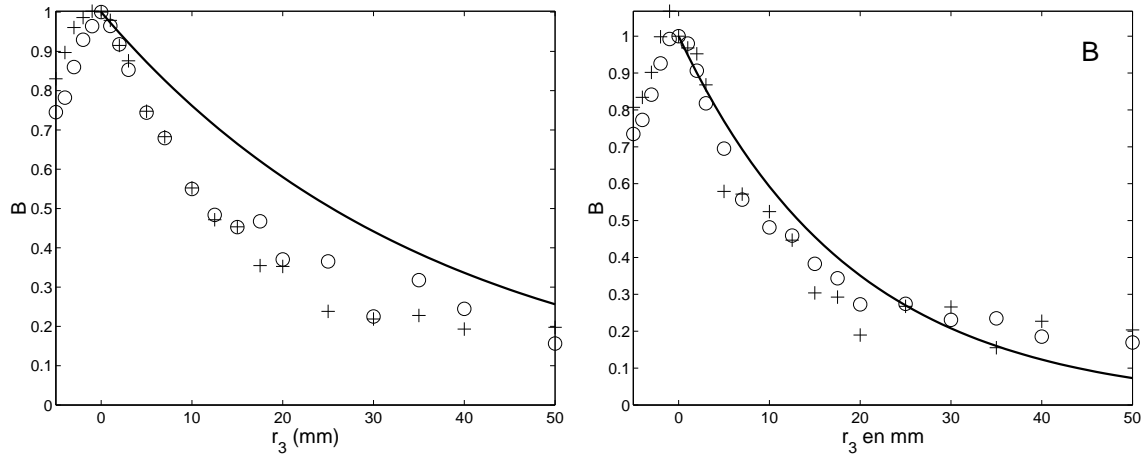


FIG. 4.18 – Fonction B de Corcos estimées avec les deux lignes transversales pour une vitesse d'écoulement $U_\infty = 50ms^{-1}$. + : $r_1 = 7.5mm$; o : $r_1 = 30mm$. A : à la fréquence 208Hz ; B : à la fréquence 400Hz. — : fonction B de Corcos théorique avec $\alpha_2 = 1.2$ et $U_c = 0.8 \times U_\infty$

lorsqu'elles sont estimées pour deux séparations r_1 différentes, on peut affirmer que l'hypothèse de séparation des variables d'espace est ici bien respectée. Cette concordance se détériore toutefois lorsque la cohérence devient faible. La comparaison avec le modèle de Corcos (avec les valeurs classiques $\alpha_1 = 8$ et $\alpha_2 = 1.2$ et $U_c = 0.8 \times U_\infty$) est assez satisfaisante pour la fréquence 400Hz. Par contre, à 208Hz, on note un écart important entre le modèle et les mesures. En effet, le modèle de Corcos a tendance à sur-estimer la contribution transversale sur la fonction de cohérence $C(r_1, r_3, \omega)$ en basses fréquences. De la même manière, il est possible d'estimer la fonction A puisque des acquisitions selon une ligne longitudinale ($r_3 = 0mm$, $B = 1$) ont été effectuées. La figure 4.19 présente

un exemple de la fonction A pour une vitesse d'écoulement de 50ms^{-1} et aux fréquences 608Hz et 1008Hz.

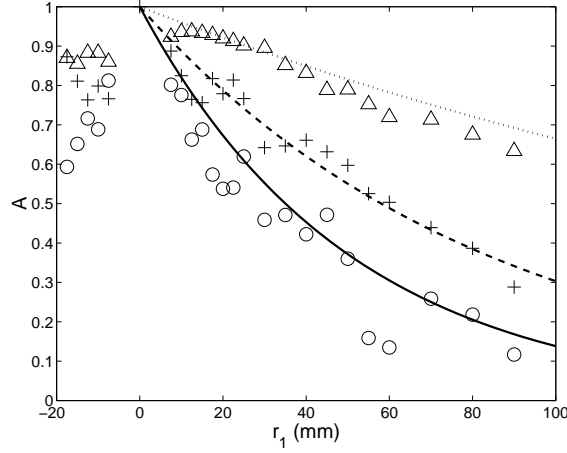


FIG. 4.19 – Fonction A de Corcos estimée avec la ligne longitudinale pour une vitesse d'écoulement $U_\infty = 50\text{ms}^{-1}$. $+$: à la fréquence 608Hz ; \circ : à la fréquence 1008Hz. Mesure décontaminée. \dots : fonction B de Corcos théorique avec $\alpha_2 = 8$ et $U_c = 0.8 \times U_\infty$ à la fréquence 208Hz ; $- -$: fonction B de Corcos théorique avec $\alpha_2 = 8$ et $U_c = 0.8 \times U_\infty$ à la fréquence 608Hz ; $-$: fonction B de Corcos théorique avec $\alpha_2 = 8$ et $U_c = 0.8 \times U_\infty$ à la fréquence 1008Hz

On remarque, sur la figure 4.19, que le pente de décroissance de la fonction A augmente avec la fréquence. En effet, la fonction A décroît plus rapidement à 1008Hz qu'à 608Hz. La même remarque peut être faite pour la fonction B . La comparaison avec le modèle de Corcos est très bonne quelle que soit la fréquence. Le modèle de Corcos semble de ce fait plus adapté pour représenter la contribution longitudinale de la fonction de cohérence que la contribution transversale qui peut être sur-estimée en basses fréquences.

4.3.2.4 Longueurs de cohérence

Il est possible d'approximer, pour chaque fréquence, les fonctions A et B de Corcos par des exponentielles décroissantes. La figure 4.20 montre un exemple de fonction A approchée par une fonction exponentielle. Le facteur de décroissance est estimé sur plusieurs points par dichotomie. Ce facteur de décroissance, appelé longueur de cohérence dépend de la fréquence. Les fonctions A et B peuvent ainsi être mise sous la forme des équations 4.7.

$$A(r_1, \omega) = e^{-\frac{r_1}{L_1(\omega)}} ; B(r_3, \omega) = e^{-\frac{r_3}{L_3(\omega)}} \quad (4.7)$$

Après avoir ajusté les facteurs de décroissance pour chaque fréquence de chacune des fonctions A et B , il est possible d'estimer les longueurs de cohérence longitudinale $L_1(\omega)$ et transversale $L_3(\omega)$. La figure 4.21 présente les estimations des longueurs de cohérence $L_1(\omega)$ et $L_3(\omega)$ pour les trois vitesses d'écoulement.

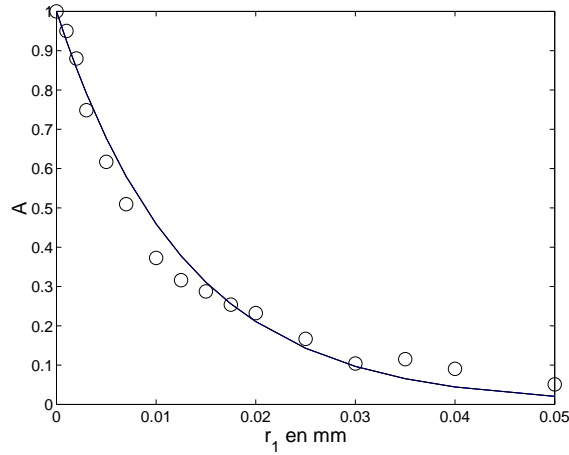


FIG. 4.20 – Approximation de la fonction A de Corcos par une exponentielle à la fréquence 512Hz. \circ : fonction A mesurée ; — : approximation avec une exponentielle.

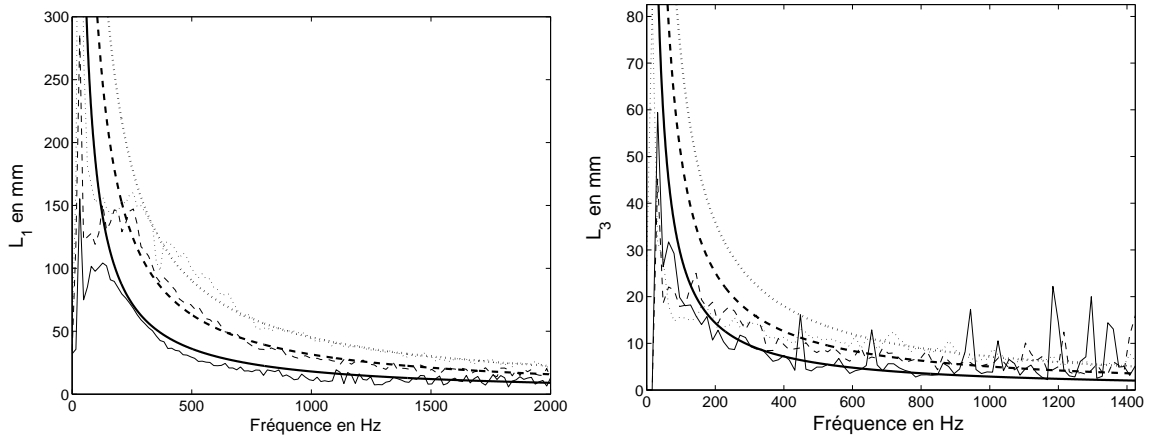


FIG. 4.21 – Longueurs de cohérence pour différentes vitesse d'écoulement. A : longueur de cohérence longitudinal L_1 ; B : longueur de cohérence transversale L_3 . — : $U_\infty = 20m s^{-1}$; - - : $U_\infty = 35m s^{-1}$; ... : $U_\infty = 50m s^{-1}$

En gras : Longueurs de cohérence issues du modèle de Corcos (avec $\alpha_1 = 8$ et $\alpha_2 = 1.2$ et $U_c = 0.8 \times U_\infty$) pour les différentes vitesses d'écoulement.

Les longueurs de cohérence L_1 et L_3 et leur décroissance augmentent avec la vitesse de l'écoulement (ceci est surtout visible pour L_1). De plus, on remarque que les longueurs de cohérence passent par un maximum avant de décroître régulièrement en fonction de la fréquence. La décroissance avec la fréquence est liée à la taille des structures turbulentes qui diminue lorsque la fréquence augmente. Le maximum de longueur de cohérence longitudinale L_1 est très supérieur à l'épaisseur de couche limite mesurée (2 à 3 fois supérieur). Par contre, par rapport à la longueur de cohérence longitudinale, la longueur de cohérence transversale est très faible ce qui confirme le caractère directionnel de l'écoulement. Les

longueurs de cohérence modélisées par Corcos sont aussi représentées figure 4.21. Comme lors de la comparaison avec les fonctions $A(r_1, \omega)$ et $B(r_3, \omega)$, on se rend compte que le modèle de Corcos décrit mieux la longueur de cohérence longitudinale L_1 que la longueur de cohérence transversale L_3 particulièrement en basses fréquences. Toutefois, au-delà d'une certaine fréquence (dépendant de la vitesse d'écoulement, 145Hz à $20ms^{-1}$ et 255Hz à $50ms^{-1}$ pour L_1 et 140Hz à $20ms^{-1}$ et 605Hz à $50ms^{-1}$ pour L_3), les deux longueurs de cohérence sont en très bonne adéquation avec le modèle de Corcos. A partir des mesures de longueurs de cohérence $L_1(\omega)$ et $L_3(\omega)$ et de la fonction de phase $\theta(r_1, \omega)$, il est possible d'estimer la DIPP à l'aide de l'équation 4.8.

$$S_{pp}(r_1, r_3, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\frac{r_1}{L_1(\omega)}} e^{-\frac{r_3}{L_3(\omega)}} e^{i\theta(r_1, \omega)} \quad (4.8)$$

Toutefois, pour ajuster les modèles $PIMF_{CD}$ et $PIMF_C$ avec des mesures expérimentales, il est nécessaire d'extraire les coefficients α_1 et α_2 ainsi que la vitesse de convection U_c .

4.3.2.5 La vitesse de convection

L'évolution linéaire de la phase en fonction de la fréquence et en fonction de la séparation r_1 (figure 4.22) incite à introduire la vitesse de phase ou vitesse de convection. Ainsi, la phase, proportionnelle à la fréquence et à la séparation r_1 , est inversement proportionnelle à la vitesse de convection comme le montre l'équation 4.9

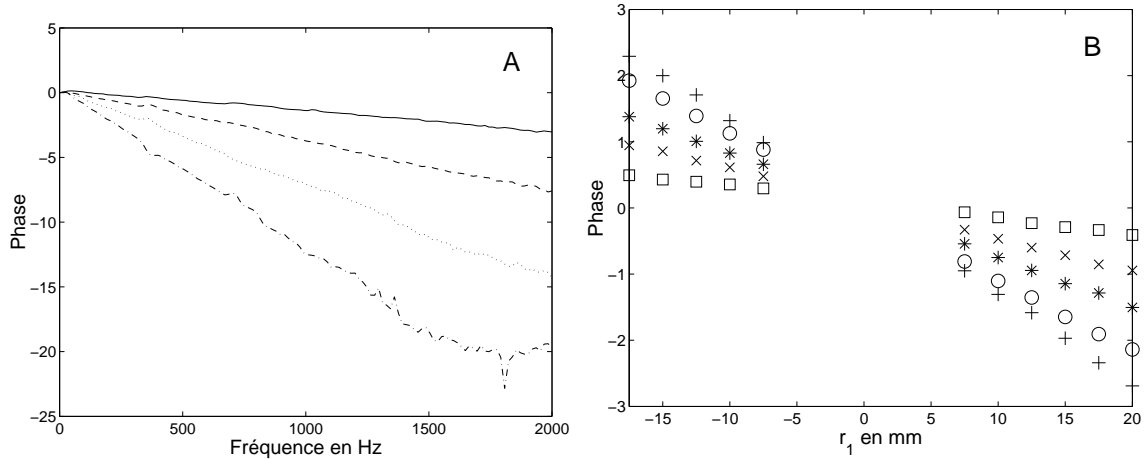


FIG. 4.22 – Evolution de la phase en fonction de la fréquence (A) et de la séparation r_1 (B).

A : — : $r_1 = 7.5mm$; - - : $r_1 = 20mm$; ... : $r_1 = 40mm$; .- : $r_1 = 70mm$
 B : \square : $f=144Hz$; \times : $f=304Hz$; $*$: $f=464Hz$; \circ : $624Hz$; $+$: $784Hz$

$$\theta(r_1, \omega) = -\frac{\omega r_1}{U_c(r_1, \omega)} \quad (4.9)$$

La vitesse de convection U_c est une fonction de la séparation et de la fréquence. L'estimation de cette quantité est limitée en basse fréquence par la non-linéarité de la phase et

en haute fréquence par la chute de la cohérence. Cependant, la vitesse de convection est souvent considérée, en première approximation, comme constante et proportionnelle à la vitesse de l'écoulement U_∞ . La figure 4.23 permet de vérifier cette hypothèse. En effet, les vitesses de convection pour chaque vitesse d'écoulement y sont représentées, moyennées sur les séparations r_1 .

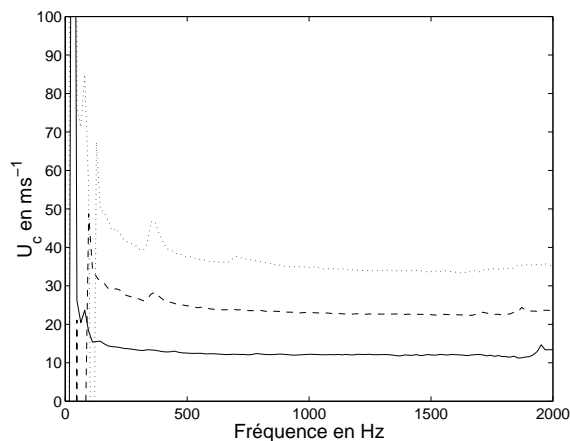


FIG. 4.23 – Vitesses de convection moyenne $U_c(\omega)$ pour chaque vitesse d'écoulement U_∞ . — : $U_\infty = 20ms^{-1}$; - - : $U_\infty = 35ms^{-1}$; ... : $U_\infty = 50ms^{-1}$

On remarque, sur la figure 4.23, qu'en dehors de la zone de non-linéarité de la phase, la vitesse de convection évolue peu en fréquence, quelle que soit la vitesse d'écoulement. L'hypothèse de vitesse de convection constante semble ainsi tout à fait raisonnable. En effet, dans cette zone, la vitesse de convection reste comprise entre 0.6 et $0.8U_\infty$. Les valeurs des constantes de proportionnalité K estimées sont listées dans le tableau 4.6. La constante de proportionnalité entre U_c et U_∞ augmente légèrement avec la

U_∞ (ms^{-1})	U_c (ms^{-1})	K
20	12.1	0.61
35	22.7	0.65
50	34.9	0.7

TAB. 4.6 – Constante de proportionnalité K de la relation $U_c = K \times U_\infty$

vitesse d'écoulement mais reste cohérente avec les valeurs généralement observées dans la littérature [64][24].

4.3.2.6 Les coefficients α_1 et α_2 de Corcos

L'expression du modèle de Corcos est donné par l'équation 4.10. Par identification avec l'équation 4.8, on peut estimer les coefficients α_1 et α_2 de Corcos.

$$S_{pp}(r_1, r_3, \omega) = S_{pp}(\omega) A \left(\frac{\omega r_1}{U_c} \right) B \left(\frac{\omega r_3}{U_c} \right) e^{-i \frac{\omega r_1}{U_c}} \quad (4.10)$$

Dans un premier temps, en utilisant la dépendance fréquentielle de U_c , L_1 et L_3 , une estimation de α_1 et α_2 en fonction de la fréquence peut être calculée. La figure 4.24 présente les résultats obtenus pour le calcul de ces deux coefficients à partir des mesures décontaminées pour chaque vitesse d'écoulement.

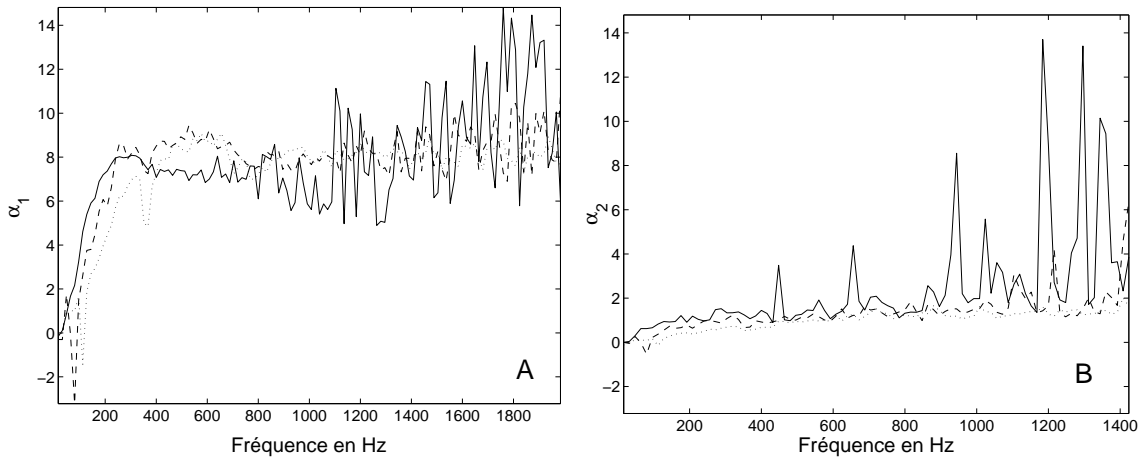


FIG. 4.24 – Evolution des coefficients α_1 et α_2 de Corcos en fonction de la fréquence.
A : α_1 ; B : α_2 ; — : $U_\infty = 20\text{ms}^{-1}$; - - : $U_\infty = 35\text{ms}^{-1}$; ... : $U_\infty = 50\text{ms}^{-1}$

Au delà de 200Hz, les coefficients de Corcos tendent vers des valeurs constantes que l'on peut évaluer en moyennant sur une bande de fréquence. Les estimation de ces constantes α_1 et α_2 sont comparées, dans le tableau 4.7, à celles généralement admises dans littérature. Toutefois, il est important de remarquer que dans la zone de non-linéarité de la phase (fréquences inférieures à 200Hz) le coefficient α_1 subit une forte variation. Par contre, l'estimation des coefficients est semblable quel que soit la vitesse d'écoulement même si l'allure de la courbe est plus perturbée pour les faibles vitesses où les cohérences sont faibles. Toutes les comparaisons faites avec les mesures expérimentales démontrent que le modèle de Corcos est mis en défaut pour les basses fréquences.

	α_1	α_2
Willmarth, 1962 [76]	8.7	1.43
Efimtov, 1982 [19]	10	1.3
Robert, 1984 [64]	8	1.2
Blake, 1986 [6]	8.62	1.43
Valeurs estimées	8.1	1.29

TAB. 4.7 – Comparaison des coefficients α_1 et α_2 estimés avec ceux observés dans la littérature

4.3.2.7 Résumé

La mesure de la puissance injectée sur une plaque nécessite :

- la connaissance de la densité spectrale de vitesse moyennée sur la surface de la plaque
- l’amortissement structural de la plaque par octave ou tiers d’octave
- la densité spectrale de pression pariétale

Ces trois quantités ont été précédemment mesurées respectivement dans les paragraphes 4.2.2, 4.2.1 et 4.3.2.3.

L’ajustement des modèles $PIMF$ à l’aide de grandeurs mesurées utilise :

- les coefficients α_1 et α_2 constants ou dépendant en fréquence ($PIMF_C$ et $PIMF_{CD}$)
- la constante de proportionnalité K pour estimer la vitesse de convection U_c ($PIMF_C$ et $PIMF_{CD}$ et $PIMF_E$)
- l’épaisseur de couche limite δ ($PIMF_E$)
- la vitesse de frottement U_τ ($PIMF_E$)

Ces grandeurs mesurées permettront d’affiner les modèles théoriques avec des données expérimentales.

4.4 Comparaison entre la puissance injectée mesurée et les modèles $PIMF$

Les mesures de puissance injectée dans une plaque excitée par un écoulement turbulent vont être comparées aux modèles théoriques obtenus à l’aide des modèles de Corcos et d’Efimtsov pour les DIPP. Les résultats seront présentés par bandes d’octave de manière à minimiser l’influence des erreurs de mesures.

4.4.1 Plaque ACIER (A)

La comparaison entre la théorie et l’expérience pour l’estimation de la puissance injectée dans la plaque d’acier rectangulaire (A) est présentée figure 4.25.

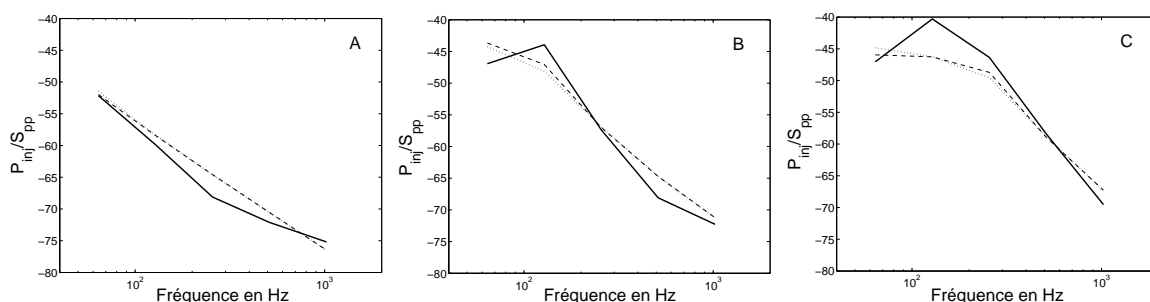


FIG. 4.25 – Comparaison entre la puissance injectée mesurée et les modèles $PIMF_{CD}$ et $PIMF_C$, plaque (A). A : $U_\infty = 20ms^{-1}$; B : $U_\infty = 35ms^{-1}$; C : $U_\infty = 50ms^{-1}$
— : Puissance mesurée ; - - : $PIMF_{CD}$; ... : $PIMF_C$

Les modèles théoriques $PIMF_{CD}$ et $PIMF_C$ ont été calculés avec les valeurs des coefficients α_1 et α_2 obtenu lors du dépouillement des mesures expérimentales (soit respectivement 8.1 et 1.29, paragraphe 4.3.2.6). On remarque globalement que les écarts entre le modèle $PIMF_{CD}$ et le modèle $PIMF_C$ sont très faibles et atteignent au maximum 1dB pour les basses fréquences (et inférieures à la fréquence de coïncidence) et les fortes vitesses d'écoulement. Le choix du modèle sera donc guidé par le secteur d'activité pour lequel on souhaite estimer une puissance injectée. Dans l'industrie automobile où les vitesses d'écoulement sont relativement faibles (inférieures à $50ms^{-1}$), le modèle le plus simple $PIMF_{CD}$ suffit pour correctement représenter la puissance injectée même pour des fréquences basses. D'autant plus que, pour des plaques en verre, le rapport M/D est faible ce qui implique une fréquence de coïncidence basse (de l'ordre d'une centaine de Hertz). La majorité du spectre est donc au dessus du phénomène de coïncidence, là où les comparaisons sont très bonnes et la différence entre $PIMF_{CD}$ et $PIMF_C$ est négligeable. Par contre, pour l'aéronautique, les vitesses d'écoulement peuvent être importantes et s'il on veut caractériser la puissance injectée en dessous de la fréquence de coïncidence, il faudra prendre en compte le modèle $PIMF_C$, dont le domaine de validité est plus large. On remarque toutefois sur les figures 4.25-B et 4.25-C qu'un écart de 4 ou 5 dB peut être observé pour l'octave 128Hz. Cet écart peut-être en partie expliqué par la difficulté d'estimer l'amortissement structural de la plaque.

4.4.2 Plaque ACIER (B)

La comparaison des puissances injectées calculées et mesurées pour la plaque non rectangulaire en acier (B) est donnée par la figure 4.26. La comparaison dans ce cas de figure est bonne surtout pour les vitesses de 35 et $50ms^{-1}$. Compte-tenu des incertitudes de mesures qui peuvent provenir de multiples sources (mesure de l'amortissement, mesure des caractéristiques physiques de matériau, mesure la vitesse quadratique, etc.), ces résultats expérimentaux permettent de valider les modèles $PIMF_{CD}$ et $PIMF_C$.

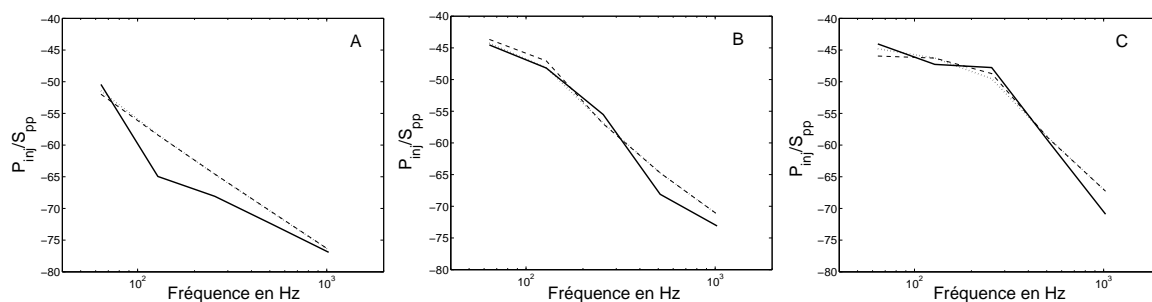


FIG. 4.26 – Comparaison entre la puissance injectée mesurée et les modèles $PIMF_{CD}$ et $PIMF_C$, plaque (B). A : $U_\infty = 20ms^{-1}$; B : $U_\infty = 35ms^{-1}$; C : $U_\infty = 50ms^{-1}$
— : Puissance mesurée; - - : $PIMF_{CD}$; ... : $PIMF_C$

L'analyse paramétrique du modèle $PIMF_{CD}$ a montré que la forme de la plaque n'intervient qu'en second ordre et que, dans une première approximation, la seule connaissance

de la surface de la plaque permet d'obtenir des résultats corrects. La comparaison des puissances injectées mesurées sur les plaques (A) et (B) (figure 4.27) va permettre de vérifier cette hypothèse.

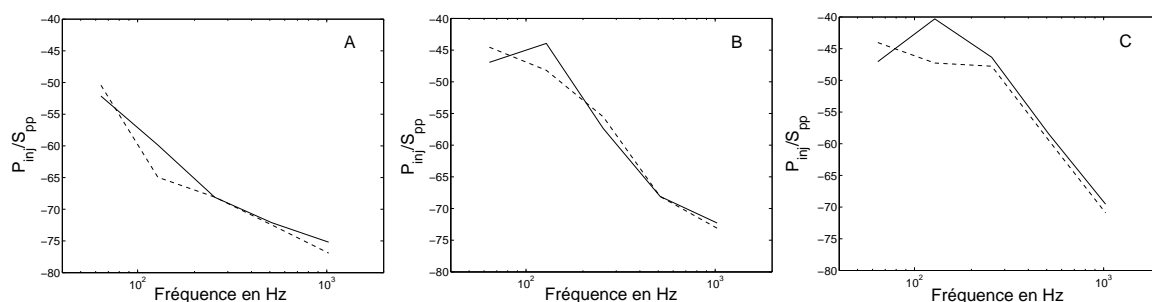


FIG. 4.27 – Comparaison entre la puissance injectée mesurée sur la plaque (A) et sur la plaque (B). A : $U_{\infty} = 20\text{m/s}$; B : $U_{\infty} = 35\text{m/s}$; C : $U_{\infty} = 50\text{m/s}$

— : Puissance mesurée sur la plaque (A) ; - - : Puissance mesurée sur la plaque (B)

Sur la figure 4.27, l'écart entre la puissance injectée dans la plaque (A) et celle injectée dans la plaque (B) est très faible excepté pour l'octave 128Hz. Ceci confirme que la puissance injectée dans la plaque (A) pour l'octave 128Hz est surestimée à cause, en partie, de l'erreur de mesure de l'amortissement. Toutefois, l'incertitude liée cette mesure ne peut introduire autant d'erreur sur la mesure de la puissance injectée. Pour les basses fréquences, inférieures à la fréquence de coïncidence, l'écoulement peut être perturbé par la présence de la plaque. L'ajustement de l'affleurement entre la plaque et la veine doit être parfaitement réalisé. Or, malgré tous les soins portés à la mise en place de l'expérience, un léger décalage a pu introduire des perturbations supplémentaires. La modification du spectre de pression peut aussi venir de l'évolution du champ de pression le long de la conduite. Pour vérifier ces perturbations, deux microphones ont été placés à l'amont et à l'aval de la plaque lors des mesures vibratoires. La figure 4.28 compare les densités spectrales de pressions pariétales mesurées au micro amont, au micro aval et lors des mesures avec le robot à disques excentrés.

Pour la plaque (B) (figure 4.28-B), les mesures de pression avec le microphone amont (placé avant la plaque) et le robot donnent des résultats comparables. Par contre, le microphone aval (placé après la plaque) fournit un spectre différent en dessous de 150Hz et démontre l'évolution du champ de pression le long de la veine d'essai dans cette bande de fréquence. Au-delà de 150Hz, l'hypothèse selon laquelle la présence de la plaque n'affecte pas l'écoulement est vérifiée.

Pour la plaque (A), les acquisitions durant les mesures vibratoires (microphone amont) et les mesures de pression (robot à disques excentrés) sont légèrement différentes. Visible-ment, les conditions de mesures étaient légèrement différentes lors des deux acquisitions. Deux remarques supplémentaires peuvent être faites :

- en dessous de 150Hz, les pressions aval pour les plaques (A) et (B) sont comparables : la modification du spectre par rapport à la pression amont est due à la non homogénéité du champ de pression le long de la veine.

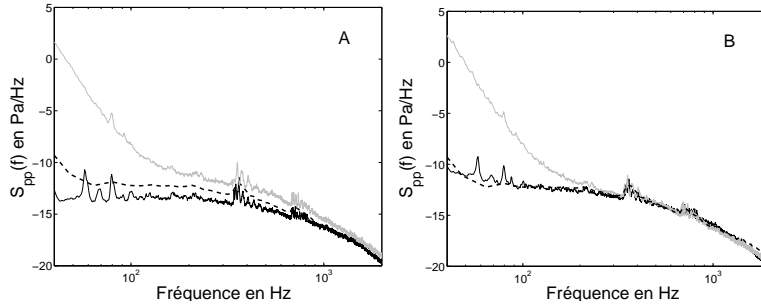


FIG. 4.28 – Comparaison des densités spectrales de pression pariétale $S_{pp}(\omega)$ mesurées lors de mesures effectuées sur la plaque (A)(figure (A)) et plaque (B) (figure (B)). - - : $S_{pp}(\omega)$ mesurée avec le chariot pariétal sans les plaques (référence); — noir : $S_{pp}(\omega)$ mesurée avec microphone amont avec la présence d’une plaque; — gris : $S_{pp}(\omega)$ mesurée avec microphone aval avec la présence d’une plaque

– pour la plaque (A), la différence entre la pression en amont et la pression en aval est plus importante que celle observée pour la plaque (B) : l’affleurement devait être mal réalisé.

Compte-tenu de toutes ces observations, les écarts constatés entre les mesures de puissance injectée et les modèles théoriques en dessous de la fréquence de coïncidence semblent être générés lors de l’étude expérimentale.

4.4.3 Plaque CUIVRE (C)

La comparaison entre la théorie et l’expérience pour la plaque (C), présenté par la figure 4.29 donne les moins bons résultats. En effet, les écarts peuvent être de l’ordre de 4 à 5 dB et ceci quel que soit l’octave pris en compte. Pourtant, à part pour $U_\infty = 20\text{ms}^{-1}$, ces écarts sont régulièrement répartis au-dessus et en-dessous de la courbe théorique. De plus, principalement pour $U_\infty = 35\text{ms}^{-1}$, le spectre mesuré ne suit pas l’allure caractéristique de la puissance injectée (on peut localiser plusieurs pentes différentes). Ces remarques mènent à penser que les écarts sont dus à des incertitudes de mesures plus qu’à une mauvaise représentation théorique.

4.4.4 Plaque PVC (D)

Les résultats obtenus pour la plaque rectangulaire en PVC (D) sont présentés dans la figure 4.30. Ils témoignent d’une bonne concordance entre la théorie et la mesure et viennent confirmer que la puissance injectée est, en moyenne en fréquence, indépendante de l’amortissement. En effet, les modèles *PIMF* donnent de bons résultats pour les plaques (B) et (D) qui ont des amortissements très différents (0.4% pour la plaque (B) et 1.8% pour la plaque (D)).

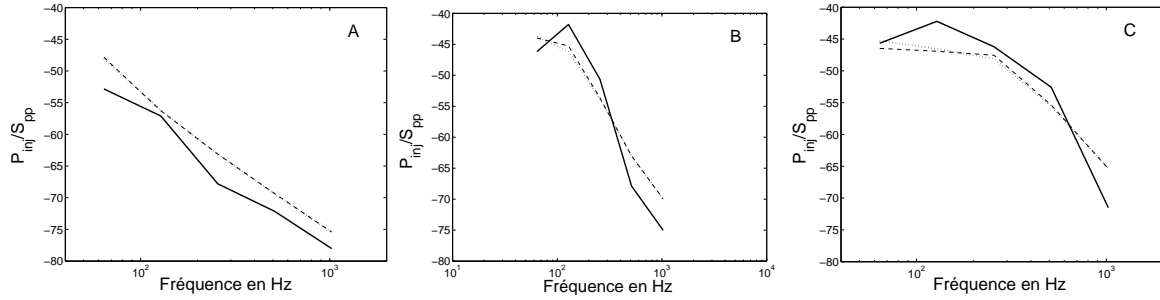


FIG. 4.29 – Comparaison entre la puissance injectée mesurée et les modèles $PIMF_{CD}$ et $PIMF_C$, plaque (C). A : $U_\infty = 20\text{ms}^{-1}$; B : $U_\infty = 35\text{ms}^{-1}$; C : $U_\infty = 50\text{ms}^{-1}$
— : Puissance mesurée ; - - : $PIMF_{CD}$; ... : $PIMF_C$

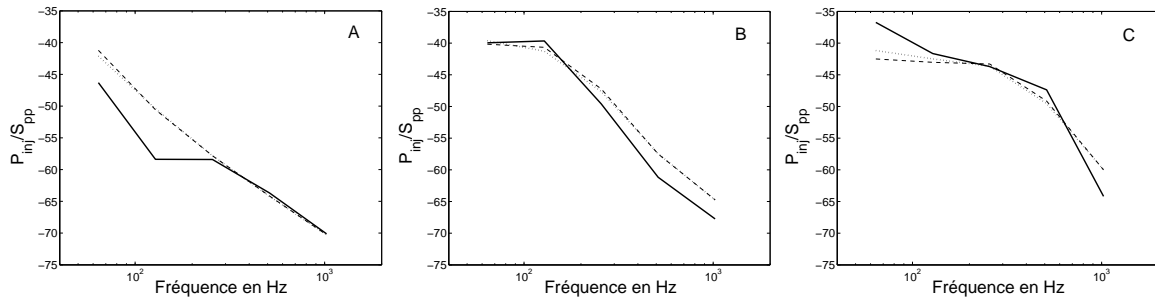


FIG. 4.30 – Comparaison entre la puissance injectée mesurée et les modèles $PIMF_{CD}$ et $PIMF_C$, plaque (D). A : $U_\infty = 20\text{ms}^{-1}$; B : $U_\infty = 35\text{ms}^{-1}$; C : $U_\infty = 50\text{ms}^{-1}$
— : Puissance mesurée ; - - : $PIMF_{CD}$; ... : $PIMF_C$

4.5 Conclusion

Les puissances injectées ont été mesurées sur quatre plaques différentes et pour des vitesses d'écoulement de 20, 35 et 50ms^{-1} . Le champ de pression pour chacun de ces écoulements a été caractérisé, sans la plaque, en terme de profil de vitesse et de densité de pression pariétale. Les coefficients α_1 et α_2 de Corcos obtenus concordent avec ceux donnés dans la littérature. L'hypothèse de vitesse de convection proportionnelle à la vitesse d'écoulement du fluide a été vérifiée.

Globalement, les modèles $PIMF$ donnent de bonnes estimations de la puissance injectée. Toutefois des écarts pouvant aller jusqu'à 5dB entre la théorie et l'expérience ont été observés, principalement pour les plaques (A) et (C) et pour des fréquences inférieures à la fréquence de coïncidence aérodynamique. Il a été démontré que ces écarts peuvent être largement imputés aux erreurs de mesure, pouvant intervenir à différents niveaux :

- lors de la mesure de l'amortissement structural.
- à cause du non respect de l'hypothèse de l'homogénéité du champ de pression pariétal à la surface de la plaque.
- à cause d'un mauvais affleurement entre la plaque et la veine d'essai.

Deuxième partie

Méthode de sous-structuration SEA

Annexe A

Schémas modaux des plaques et maillage de mesure

A.1 Simulations numériques

Des simulations numériques ont été effectuées pour vérifier que les comportements modaux des plaques (A) et (B) sont différents. Pour ce faire, les dix premiers modes de chaque plaque ont été extraits à l'aide du code de calcul NASTRAN. La figure A.1 donne l'évolution des fréquences propres en fonction de l'ordre du mode ainsi que la représentation de certaines déformées propres.

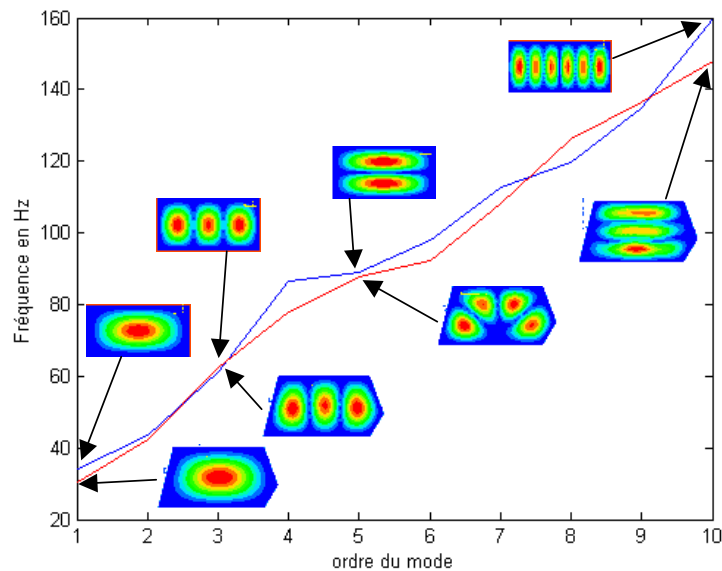


FIG. A.1 – Fréquence propres en fonction de l'ordre du mode et déformées modales. Bleu : plaque (A) ; Rouge : plaque (B)

Même si les fréquences propres sont proches pour les deux plaques, les déformées modales associées démontrent que les schémas modaux sont différents. Principalement pour les modes d'ordre 5 et 10, les déformées sont complètement différentes d'une plaque à l'autre. Pour les modes d'ordre 5, on voit apparaître un mode (2,1) sur la plaque (A) alors qu'un mode de type (2,2) est visible sur la plaque (B). De même pour le mode d'ordre 10, la déformée de la plaque (A) est en (1,6) et celle de la plaque (B) est en (3,1). Les mesures expérimentales menées sur les deux plaques indiquent que les puissances injectées sont équivalentes. La simulation numérique menée ici prouve que cela ne vient pas de schémas modaux équivalents.

A.2 Comparaison expérimentale

Une comparaison expérimentale a aussi été menée pour vérifier ces observations sur les plaques réelles. Ainsi, les plaques ont été excitées à l'aide d'un pot vibrant et les fonctions de transfert en vitesse ont été relevées en 45 points pour la plaque (A) et 49 points pour la plaque (B). Les fonctions de transfert moyennées sont représentées sur la figure A.2

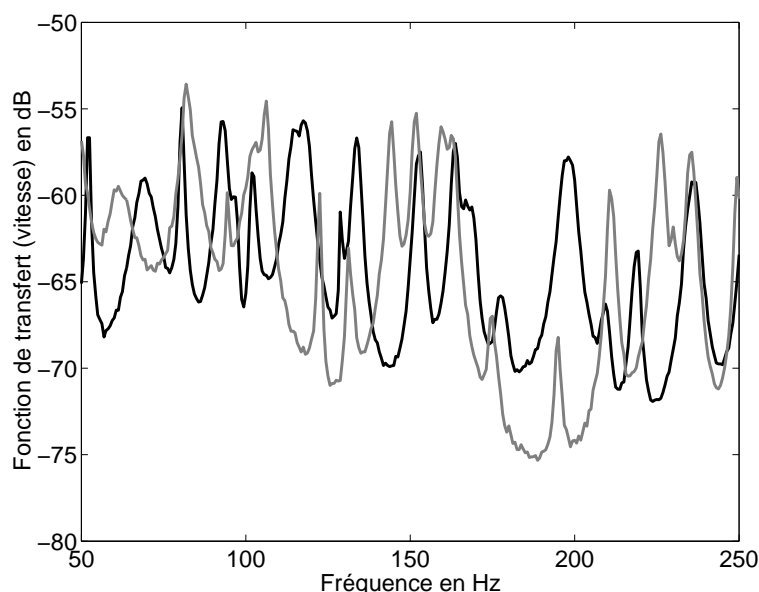


FIG. A.2 – Comparaison des fonction de transfert en vitesse moyennées pour les plaques (A) et (B). Noir : plaque (A) ; Gris : plaque (B)

Comme le montre la figure A.2, les niveaux vibratoires sont équivalents sur les deux plaques mais les positions des modes propres sont très différentes.

A.3 Maillages des points de mesure

La figure A.3 représente les maillages de points de mesure qui ont été utilisés pour les mesures de vitesses vibratoires nécessaires à l'estimation de la puissance injectée dans les plaques. Les maillages des plaques (A), (C) et (D) sont constitués de 72 points (12 par ligne et 6 par colonne) régulièrement répartis à la surface de la plaque. Les points situés proche des conditions aux limites n'ont pas été négligés. Pour la plaque (B), le maillage comporte 71 points de mesure répartis de manière à couvrir la totalité de la surface.

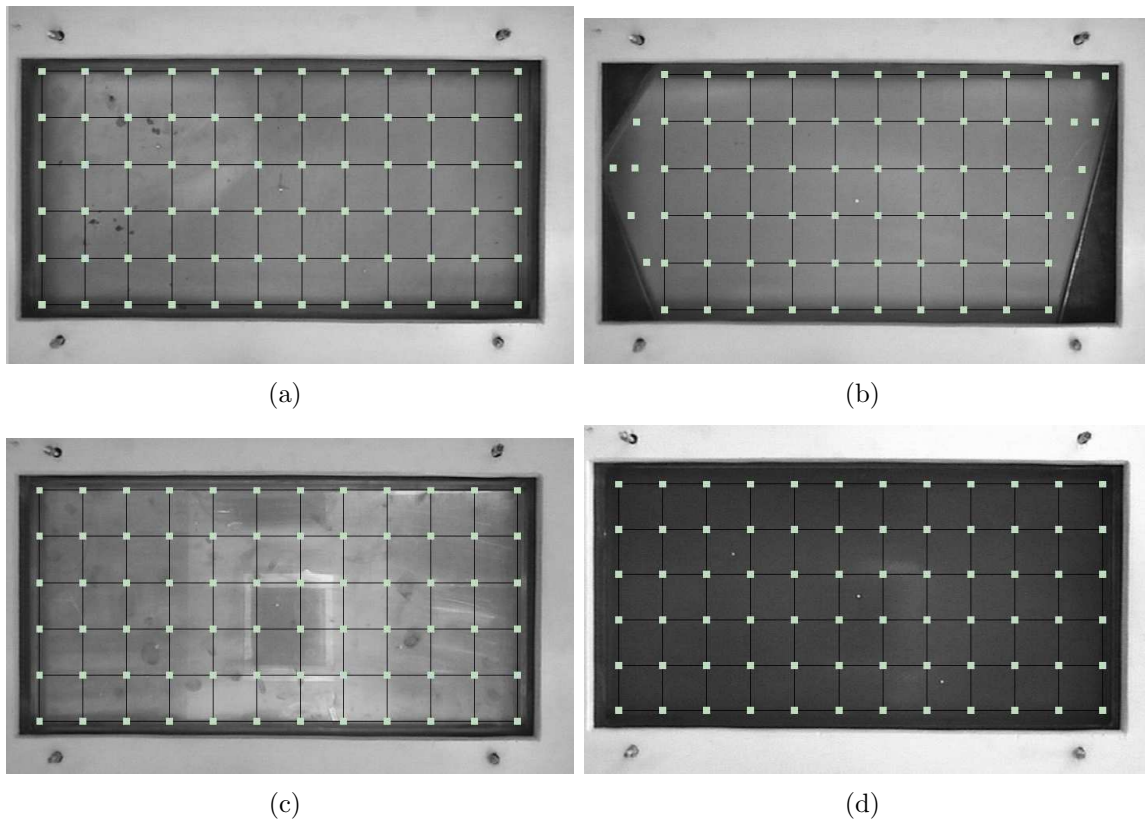


FIG. A.3 – Maillage des points de mesure pour les quatre plaques. (a) : plaque (A) ; (b) : plaque (B) ; (c) : plaque (C) ; (d) : plaque (D)

Références bibliographiques

- [1] **AMAT, J.-L et YAHIAOUI, G.** – *Techniques avancées pour le traitement de l'information.* – Toulouse : Cépaduès Editions, 2002. 193p.
- [2] **BANDYOPADHYAY, S. et MAULIK, U.** – An evolutionary technique based on k-means algorithm for optimal clustering in \mathbb{R}^n . *Information Sciences*, 2002, Vol. 146, p. 221-237.
- [3] **BERRY, M.J.A. et LINOFF, G.** – *Data mining techniques, for marketing, sales and customer support.* – New York : Wiley, 1997. 454p.
- [4] **BIES, D.A. et HAMID, S.** – In situ determination of loss and coupling loss factors by the power injection method. *Journal of Sound and Vibration*, 1980, Vol. 70, N° 2, p. 187-204.
- [5] **BISHOP, C.M.** – *Neural network for pattern recognition.* – Oxford : Oxford University Press, 1995. 482p.
- [6] **BLAKE, W.K.** – *Mechanics of flow-induced sound and vibration.* – New-York : Academic Press, 1986. 2 Vol. , 974p.
- [7] **BOISSON, C., GUYADER, J.L., MILLOT, P., et LESUEUR, C.** – Energy transmission in finite coupled plates, part II : application to an l-shaped structure. *Journal of Sound and Vibration*, 1982, Vol. 81, N° 1, p. 81-92.
- [8] **BOLSHAKOVA, N. et AZUAJE, F.** – Cluster validation techniques for genome expression data. *Signal Processing*, 2003, Vol. 83, p. 825-833.
- [9] **BULL, M.K.** – Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers : some reflections on forty years of research. *Journal of Sound and Vibration*, 1996, Vol. 190, N° 3, p. 299-315.
- [10] **CACCIOLATI, C. et GUYADER, J.L.** – *Measurement of SEA coupling loss factors using point mobilities*, Cambridge University Press, 1994. – p. 35-45.
- [11] **CHASE, D.M.** – Modeling the wave vector frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. *Journal of Sound and Vibration*, 1980, Vol. 70, p. 29-67.
- [12] **CORCOS, G.M.** – Resolution of pressure in turbulence. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1963, Vol. 35, N° 2, p. 192-199.
- [13] **DAVIES, H.G.** – Sound from turbulent-boundary-layer-excited panels. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1971, Vol. 49, N° 3, p. 878-889.

- [14] **DAZY, F.** – *Analyse des données évolutives : méthodes et applications.* – Paris : Editions Technip, 1996. 227p.
- [15] **DEMUTH, H. et BEALE, M.** – *Neural network toolbox, for use with matlab (version 4).* – Natick : The MathWorks, Inc., 2000.
- [16] **DUBUISSON, B.** – *Diagnostic, intelligence artificielle et reconnaissance de formes.* – Paris : Hermes Science Publications, 2001. 286p.
- [17] **DURANT, C.** – *Etude expérimentale de l'excitation et de la réponse vibroacoustique d'une conduite sollicitée par un écoulement interne.* – Thèse : Ecole Centrale de Lyon, 1999.
- [18] **DURANT, C., ROBERT, G., FILIPPI, P.J.T., et MATTEI, P.-O.** – Vibroacoustic response of a thin cylindrical shell excited by a turbulent internal flow : comparison between numerical prediction and experimentation. *Journal of Sound and Vibration*, 2000, Vol. 229, N° 5, p. 1115-1155.
- [19] **EFIMTSOV, B.M.** – Characteristics of the field of turbulent wall pressure fluctuations at large reynolds numbers. *Soviet Physics Acoustics*, 1982, Vol. 28, N° 4, p. 289-292.
- [20] **FAHY, F.J. et JAMES, P.P.** – A study of the kinetic energy impulse response as an indicator of the strength of coupling between SEA subsystems. *Journal of Sound and Vibration*, 1996, Vol. 190, N° 3, p. 363-386.
- [21] **FFOWCS WILLIAMS, J.E.** – Boundary layer pressure and the corcos model : a development to incorporate low-wavenumber constraints. *Journal of Fluid Mechanics*, 1982, Vol. 125, p. 9-25.
- [22] **FINNVEDEN, S.** – Ensemble averaged vibration energy flows in a three-element structure. *Journal of Sound and Vibration*, 1995, Vol. 187, N° 3, p. 495-529.
- [23] **FINNVEDEN, S., BIRGERSSON, F., ROSS, U., et KREMER, T.** – A model of wall pressure correlation for prediction of turbulence induced vibration. *Journal of Fluids and Structures*, Soumis à publication (2003).
- [24] **GRAHAM, W.R.** – A comparison of models for the wavenumber-frequency spectrum of turbulent boundary layer pressures. *Journal of Sound and Vibration*, 1997, Vol. 206, N° 4, p. 541-565.
- [25] **GUNTER, S. et BUNKE, H.** – Validation indices for graph clustering. *Pattern Recognition Letters*, 2003, Vol. 24, p. 1107-1113.
- [26] **GUYADER, J.-L. et LAULAGNER, B.** – Structural acoustic radiation prediction : expanding the vibratory response on a functional basis. *Applied Acoustics*, 1994, Vol. 43, p. 247-269.
- [27] **GUYADER, J.L.** – *Vibrations des milieux continus.* – Paris : Lavoisier, 2002. 445p.
- [28] **GUYADER, J.L., BOISSON, C., et LESUEUR, C.** – Energy transmission in finite coupled plates, part I : theory. *Journal of Sound and Vibration*, 1982, Vol. 81, N° 1, p. 81-92.

- [29] **HERON, K.H.** – Advanced statistical energy analysis. *In* : *Statistical Energy Analysis, an overview with applications in structural dynamics*. – Cambridge : Cambridge University Press, 1994, p. 71-80.
- [30] **IBARS, P.** – *Contribution des petits nombres d'onde au champ pariétal de pression dans une couche limite turbulente bidimensionnelle. comparaison des différentes techniques expérimentales*. – Thèse : Ecole Centrale de Lyon, 1990.
- [31] **JAIN, A.K. et DUBES, R.C.** – *Algorithms for clustering data*. – Englewoodcliffs : Prentice-Hall, 1988. 320p.
- [32] **JAMES, P.P. et FAHY, F.J.** – A technique for the assessment of strength of coupling between SEA subsystems : experiments with two coupled plates and two coupled rooms. *Journal of Sound and Vibration*, 1997, Vol. 203, N° 2, p. 265-282.
- [33] **JAMES, P.P. et FAHY, F.J.** – A modal interaction for qualifying Cs as an indicator of strength of coupling between sea subsystems. *Journal of Sound and Vibration*, 2000, Vol. 235, N° 3, p. 451-476.
- [34] **KAUFMANN, A.** – *Introduction à la théorie des sous-ensembles flous. tome 3 : Applications à la classification et à la reconnaissance de formes, aux automates et aux systèmes, au choix des critères*. – Paris : Masson, 1975. 305p.
- [35] **KEANE, A.J. et PRICE, W.G.** – Statistical energy analysis of strongly coupled systems. *Journal of Sound and Vibration*, 1987, Vol. 117, N° 2, p. 363-386.
- [36] **KOTHARI, R. et PITTS, D.** – On finding the number of clusters. *Pattern Recognition Letters*, 1999, Vol. 20, p. 405-416.
- [37] **LALOR, N.** – The automatic location and analysis of SEA subsystems. *In* : *EURO-NOISE*. – Munich, Allemagne : , 1998. p. 179-182.
- [38] **LANGLEY, R.S.** – A general derivation of the statistical energy analysis equations for coupled dynamic systems. *Journal of Sound and Vibration*, 1989, Vol. 135, N° 3, p. 499-508.
- [39] **LANGLEY, R.S.** – A derivation of the coupling loss factors used in statistical energy analysis. *Journal of Sound and Vibration*, 1990, Vol. 141, N° 2, p. 207-219.
- [40] **LASE, Y., ICHCHOU, M.N., et JEZEQUEL, L.** – Energy flow analysis of bars and beams : theoretical formulations. *Journal of Sound and Vibration*, 1996, Vol. 192, N° 1, p. 281-305.
- [41] **LAULAGNET, B. et GUYADER, J.-L.** – Modal analysis of a shell's acoustic radiation in light and heavy fluids. *Journal of Sound and Vibration*, 1989, Vol. 131, N° 3, p. 397-415.
- [42] **LE BOT, A.** – Geometric diffusion of vibrational energy ans comparison with the vibrational conductivity approach. *Journal of Sound and Vibration*, 1998, Vol. 212, N° 4, p. 637-647.
- [43] **LYON, R.H. et DEJONG, R.G.** – *Theory and application of statistical energy analysis*. – London : Butterworth-Heineman, 1995. 277p.

- [44] **LYON, R.H. et MAIDANIK, G.** – Power flow between linearly coupled oscillators. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1962, Vol. 34, N° 5, p. 623-639.
- [45] **MACE, B.R.** – The statistical energy analysis of two continuous one-dimensional subsystems. *Journal of Sound and Vibration*, 1993, Vol. 166, N° 3, p. 429-461.
- [46] **MACE, B.R.** – Wave coherence, coupling power and statistical energy analysis. *Journal of Sound and Vibration*, 1997, Vol. 199, N° 3, p. 369-380.
- [47] **MACE, B.R. et ROSENBERG, J.** – The SEA of two coupled plates : an investigation into effects of subsystems irregularity. *Journal of Sound and Vibration*, 1998, Vol. 212, N° 3, p. 395-415.
- [48] **MAIDANIK, G.** – Response of ribbed panels to reverberant acoustic fields. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1962, Vol. 34, N° 6, p. 809-826.
- [49] **MANNING, J.E.** – Formulation of SEA parameters using mobility functions. In : *Statistical Energy Analysis, an overview with applications in structural dynamics.* – Cambridge : Cambridge University Press, 1994, p. 45-58.
- [50] **MARWALA, T.** – Probabilistic fault identification using vibration data and neural networks. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 2001, Vol. 15, N° 6, p. 1109-1128.
- [51] **MAXIT, L. et GUYADER, J.-L.** – *Extension et reformulation du modèle SEA par la prise en compte de la répartition des énergies modales.* – Thèse : Insa, Lyon, 2000.
- [52] **MAXIT, L. et GUYADER, J.-L.** – Estimation of SEA coupling loss factors using a dual formulation and fem modal information, part I : Theory. *Journal of Sound and Vibration*, 2001, Vol. 239, N° 5, p. 907-930.
- [53] **MAXIT, L. et GUYADER, J.-L.** – Estimation of SEA coupling loss factors using a dual formulation and fem modal information, part II : Numerical applications. *Journal of Sound and Vibration*, 2001, Vol. 239, N° 5, p. 931-948.
- [54] **MAXIT, L. et GUYADER, J.-L.** – Statistical power flow analysis between coupled subsystems. In : *INTER-NOISE 2001.* – The Hague, Netherlands : , 2001.
- [55] **NEFSKE, D.J. et SUNG, S.H.** – Power flow finite element analysis of dynamics systems : basic theory and application to beams. In : *ASME Winter Annual Meeting.* – Boston, Massachusetts : , december 1987. p. 47-61.
- [56] **ODDO, L.** – *Contribution à l'étude du rayonnement acoustique de structures complexes.* – Thèse : Insa, Lyon, 1999.
- [57] **OREFICE, G.** – *Description par mobilités énergétiques des échanges vibratoires dans les systèmes couplés.* – Thèse : INSA, LYON, 1997. 183p.
- [58] **OREFICE, G., CACCIOLATI, C., et GUYADER, J.L.** – The energy mobility. *Journal of Sound and Vibration*, 2002, Vol. 254, N° 2, p. 269-295.
- [59] **OUISSSE, M.** – Utilisation des réseaux de neurones pour la caractérisation du couplage faible dans la méthode SEA. – 1999. – Rapport de DEA. Laboratoire Vibrations Acoustique, INSA, LYON.

- [60] **OUISSÉ, M. et GUYADER, J.L.** – An energy residual method for detection of the causes of vibration hypersensitivity. *Journal of Sound and Vibration*, 2003, Vol. 260, N° 1, p. 83-100.
- [61] **PAVIC, G.** – The role of damping on energy and power in vibrating systems. In : *Tenth International Congress on Sound and Vibration*. – Stockholm, Suède : , July 2003.
- [62] **PENA, J.M., LOZANO, J.A., et LARRANAGA, P.** – An empirical comparison of four initialization methods for the k-means algorithm. *Pattern Recognition Letters*, 1999, Vol. 20, p. 1027-1040.
- [63] **REBILLARD, E.** – *Vibro-acoustique des réseaux de plaques : modélisation, hypersensibilité et population de structures*. – Thèse : Insa, Lyon, 1995. 168p.
- [64] **ROBERT, G.** – *Modélisation et simulation du champ exciteur induit sur une structure par une couche limite turbulente*. – Thèse : Ecole Centrale de Lyon, 1984.
- [65] **SCHLICHTING, H. et GERSTEN, K.** – *Boundary layer theory*. – Berlin : Springer-Verlag, 2000. 799p.
- [66] **SHANKAR, K. et KEANE, A.J.** – Energy flow predictions in a substructure of rigidly joined beams using receptance theory. *Journal of Sound and Vibration*, 1995, Vol. 185, N° 5, p. 867-890.
- [67] **SHANKAR, K. et KEANE, A.J.** – Vibrational energy flow analysis using a substructure approach : the application of the receptance theory to FEA and SEA. *Journal of Sound and Vibration*, 1997, Vol. 201, N° 4, p. 491-513.
- [68] **SMITH, P.W.** – Response and radiation of structural modes excited by sound. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1962, Vol. 34, N° 5, p. 640-647.
- [69] **SMITH, P.W.** – Statistical models of coupled dynamical systems and the transition from weak to strong coupling. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1979, Vol. 65, N° 3, p. 695-698.
- [70] **SMOL'YAKOV, A.V. et TKACHENKO, V.M.** – Model of a field of pseudosonic turbulent wall pressures and experimental data. *Soviet Physics Acoustics*, 1991, Vol. 37, N° 6, p. 627-631.
- [71] **STEEL, J.A.** – Sound transmission between plates in framed structures. *Journal of Sound and Vibration*, 1994, Vol. 178, N° 3, p. 379-394.
- [72] **THEODORIDIS, S. et KOUTROUMBAS, K.** – *Pattern recognition*. – New-York : Academic Press, 1999. 625p.
- [73] **TOTARO, N. et GUYADER, J.-L.** – Power injected into a rectangular plate excited by a turbulent boundary layer. In : *Forum Acusticum*. – Séville, Espagne : , 2002.
- [74] **TOTARO, N. et GUYADER, J.-L.** – Model of frequency averaged injected power into a plate excited by a turbulent boundary layer. *Acta Acustica*, 2003, Vol. 89, p. 647-657.

- [75] **WÖHLE, W., BECKMANN, T., et SCHRECKENBACH, H.** – Coupling loss factors for statistical energy analysis of sound transmission at rectangular structural slab joint, part I. *Journal of Sound and Vibration*, 1981, Vol. 77, N° 3, p. 323-334.
- [76] **WILLMARTH, W.W. et WOOLDRIDGE, C.E.** – Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 1962, Vol. 14, p. 187-210.
- [77] **ZANG, C. et IMREGUN, M.** – FRF-based structural damage detection using kohonen self-organising maps. *International Journal of Acoustics and Vibration*, 2000, Vol. 5, N° 4, p. 167-172.
- [78] **ZANG, C. et IMREGUN, M.** – Structural damage detection using artificial neural networks and measured frf data reduced via principal component projection. *Journal of Sound and Vibration*, 2001, Vol. 242, N° 5, p. 813-827.

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : TOTARO (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)	DATE de SOUTENANCE : 9 février 2004
Prénoms : Nicolas Fabrice	
TITRE : CARACTERISATION DE SOURCES AERODYNAMIQUES ET SOUS-STRUCTURATION POUR LA METHODE SEA	
NATURE : Doctorat	Numéro d'ordre : 04 ISAL 010
Ecole doctorale : MEGA	
Spécialité : Acoustique	
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 /	et bis
CLASSE :	
RESUME : La méthode SEA (Statistical Energy Analysis) permet de prévoir les échanges d'énergie entre sous-systèmes d'une structure lorsque celle-ci est soumise à une excitation. La SEA est théoriquement très simple à mettre en place et permet de faire des variations paramétriques sur un modèle de la structure en phase de conception. Cette méthode est utilisée de manière pertinente dans le domaine du bâtiment mais peine à s'implanter dans le secteur des transports où les systèmes étudiés sont beaucoup plus complexes. Plusieurs difficultés apparaissent dans ces cas de figure et empêchent une modélisation correcte de la structure. La première difficulté vient de la nécessité de découper la structure en sous-systèmes respectant les hypothèses de la SEA. Ce découpage, presque trivial dans le bâtiment, devient particulièrement complexe dans le cas d'une caisse de voiture par exemple. L'estimation des puissances injectées par les sources dans la structure est une deuxième difficulté. En effet, les énergies des sous-systèmes sont directement proportionnelles à la puissance injectée. Ainsi, une mauvaise estimation de la puissance entraîne une erreur sur les échanges d'énergies. Le but de ce travail de thèse est double. Dans la première partie, un modèle de puissance injectée dans une plaque rectangulaire soumise à un écoulement turbulent est établi. Ce modèle simple permet de souligner l'influence des différents paramètres agissant sur la puissance injectée et d'estimer avec un temps de calcul très faible la puissance injectée par bande de fréquence. Une validation expérimentale est aussi exposée. Dans la deuxième partie, une méthode de sous-structuration automatique d'une structure en sous-systèmes SEA est proposée. Elle est basée sur l'analyse et la classification de fonctions de transfert énergétiques simulées par éléments finis. Un algorithme de classification permet de diviser la base de données en N sous-systèmes (N allant de 2 à Nmax). Un indice, validé sur des assemblages simples, indique la sous-structuration optimale pour une application SEA. Des applications industrielles, démontrant l'applicabilité de la méthode à des structures complexes, seront aussi présentées.	
CHARACTERIZATION OF AERODYNAMIC SOURCES AND SEA (STATISTICAL ENERGY ANALYSIS) SUB-STRUCTURING SEA (Statistical Energy Analysis) permits prediction of energy sharing between subsystems of an excited structure. SEA is theoretically easy to apply and permits parametric variations on a model of the structure during conception phase. This method is usefully used in building works but pains to be established in transportation sector. Some difficulties appear in that case and prevent a good modeling of the structure. One critical step is to define proper SEA elements. This partitioning, almost obvious in building works, becomes more complex in the case of car body for example. Evaluation of power injected by sources into the structure is a second difficulty. Indeed, subsystems energies are directly proportional to injected power. Thus, wrong evaluation of injected power leads to wrong description of energy sharing. The first part of this work deals with a model of input power injected into a rectangular plate excited by turbulent boundary layer (TBL). This simple model permits to underline some parameters influences on input power and quickly estimate it, averaged on frequency bands. An experimental validation is also exposed. In the second part, an automatic method for the identification of proper SEA subsystems based on analysis and classification of energy transfer functions simulated by FEM is described. A classical algorithm divides database into N subsystems (N= 2 to Nmax). An index, validated on academic structures, indicates optimal sub-structuring for SEA application. Industrial structures, showing applicability of the method to complex systems, are also presented.	
MOTS-CLES : Statistical Energy Analysis, sous-structuration, sous-systèmes, cluster, classification, puissance injectée, écoulement turbulent, sources aérodynamiques, partition, énergie	
Laboratoire (s) de recherches : Laboratoire Vibrations Acoustique de l'INSA de Lyon	
Directeur de thèse: GUYADER Jean-Louis	
Président de jury : COMBESURE Alain	
Composition du jury : MACE Brian FINNVEDEN Svante COMBESURE Alain BARDON Jean-Pierre GUYADER Jean-Louis ROBERT Gilles Invité : GAGLIARDINI Laurent	