

THÈSE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le titre de Docteur

Spécialité Acoustique

par

Blandine ARGUILLAT

Étude expérimentale et numérique de champs de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde, avec application aux vitrages automobiles

Thèse soutenue le 14 avril 2006, devant le Jury composé de :

M. C. Bailly
M. D. Juvé
M. S. Lévy
M. P.O. Mattei (Rapporteur)
M. L. Mongeau (Rapporteur)
M. D. Ricot
M. G. Robert

Remerciements

Malgré les apparences, cette page est sans doute l'une des plus difficiles à écrire de ce manuscrit. Comment, en effet, traduire en quelques lignes les efforts soutenus des personnes qui ont participé à ce travail et qui m'ont encouragée pendant ces trois années ?

Ce travail a été réalisé conjointement au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, et au sein du Groupe Acoustique de la Direction de la Recherche de Renault. A ce titre, je remercie D. Juvé, directeur du département de mécanique des fluides, acoustique et énergétique, pour m'avoir permis de réaliser cette thèse. Je remercie également S. Bonnet et V. Maillard, successivement responsables du Groupe Acoustique, de m'avoir accueillie dans leur service et d'avoir cru en moi. Je remercie également toutes les personnes, et elles étaient nombreuses, qui étaient sceptiques quant à la réussite de mes essais ; leurs doutes m'ont poussé à me dépasser, et c'est une grande victoire personnelle d'avoir réussi quand si peu de gens croyaient en l'apport de mon travail.

J'adresse ensuite mes plus vifs remerciements à tous les membres du Jury. Je remercie tout d'abord le Professeur L. Mongeau et Monsieur P.O. Mattei qui ont accepté la lourde tâche de rapporteurs, et qui m'ont fait l'honneur de juger mon travail.

Mes remerciements vont également à S. Lévy, pour sa lecture attentive et ses questions pertinentes. C'est un réel plaisir pour moi qu'il ait accepté de faire partie de mon jury.

Merci aussi à G. Robert pour ses conseils avisés lors de mes essais. Je déplore son absence à la soutenance, et lui adresse mes souhaits les plus sincères de rétablissement et de bonheur en famille.

Je remercie bien sûr le Professeur C. Bailly, mon directeur de thèse, de m'avoir guidé pendant ces trois ans et de m'avoir procuré ses avis expérimentés.

Je voudrais également remercier D. Ricot, mon encadrant chez Renault. Il a su mettre en lumière les apports de mon travail, me guider quand j'étais perdue, me secouer quand je ralentissais et m'inculquer la motivation nécessaire quand je me décourageais. Je salue ici sa détermination ; nul doute que les prochains thésards en aéroacoustique sont entre de bonnes mains !

Je tiens particulièrement à remercier P. Souchotte et P. Roland, responsable de l'exploitation de la soufflerie du LMFA, pour leur grande réactivité devant les bricolages imprévus et surtout pour avoir pris le temps de me transmettre une partie de leur expérience sur les essais en soufflerie. Un grand merci également à F. Chèze, C. Ton et D. Cabrié du Bureau d'Etudes de la DR pour leur patience et leur aide pour la réalisation des dessins numériques, et chapeau à D. Moal et son équipe pour leur professionnalisme dans la réalisation des maquettages.

Merci enfin à toutes les personnes qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse : (dans le désordre) Claire pour son amitié et sa motivation sportive, Laurent pour son voisinage agréable et tous ses bons tuyaux, Jean-Luc pour son assistance informatique, Gael pour ses critiques sévères mais avisées et sa minutieuse relecture, Mickael pour ses blagues, ses chansons qui restent dans la tête et ses connaissances en traitement du signal, Franck pour ses conseils sur la thèse en général, Hervé pour nos fructueuses discussions sur les interspectres, cohérences et autres spectres en nombre d'onde, Alpha pour son soutien en toutes circonstances et notamment pour le test d'anglais, Sébastien pour ses macros Excel qui facilitent la vie, Cécile pour son rire et sa gentillesse tout aussi exceptionnels l'un que l'autre, Bertrand pour ses astuces informatiques qui ont sauvé à maintes reprises les images de mon manuscrit, Guillaume pour nos fructueux questionnements sur Latex, Michel pour son expertise en mesure acoustique, Ludovic pour sa fraîcheur et son soutien moral. Plus généralement, j'adresse ma reconnaissance à tous les membres du Groupe Acoustique pour leur confiance et leurs encouragements.

Il m'est impossible de citer toutes les personnes qui ont participé à cette thèse, de près ou de loin, à titre professionnel ou amical. J'espère qu'ils se reconnaîtront dans ces quelques lignes, je ne les oublie pas et je sais ce que je leur dois.

Enfin je remercie ma famille qui a été un peu sacrifiée dans la période de rédaction, mais qui a su le comprendre, et mon ami Nicolas pour avoir réussi à me supporter pendant toute cette période. Personne ne savourera autant que lui le point final de ce document.

Sans vous tous, ce manuscrit n'aurait pas pu voir le jour !

Table des matières

Résumé	9
Abstract	11
Introduction	13
1 Etat de l'art sur l'excitation d'un vitrage par le tourbillon de montant de baie	19
1.1 Réponse d'une structure excitée par un écoulement	19
1.1.1 Définitions	19
1.1.2 Description du chargement aéroacoustique en automobile	21
1.1.3 Vibration de plaques sous chargement aléatoire	22
1.1.4 Rayonnement de plaques vibrantes	25
1.1.5 Couplage fluide-structure	25
1.1.6 Moyens de contrôle de la réponse structurelle	28
1.2 Fluctuations de pressions pariétales sous une couche limite	29
1.2.1 Spectre fréquentiel des pressions pariétales sous couche limite	29
1.2.2 Spectre en nombre d'onde des pressions pariétales sous couche limite	29
1.3 Ecoulement en aval d'une marche	32
1.3.1 Description de l'écoulement moyen	33
1.3.2 Fluctuations de pression pariétales en aval d'une marche descendante	35
1.3.3 Cas de la marche montante	36
1.3.4 Acoustique émise par un écoulement sur une marche	37
1.3.5 Contrôle d'un écoulement décollé/recollé	37
1.4 Ecoulement autour d'un montant de baie	38
1.4.1 Description de l'écoulement au niveau du montant de baie	38
1.4.2 Spectre fréquentiel des pressions sous un montant de baie	38
1.4.3 Spectre en nombre d'onde des pressions sous un montant de baie . .	39
1.5 Conclusion	39
2 Présentation générale des essais réalisés	41
2.1 Présentation du dispositif expérimental	41
2.1.1 Soufflerie	41
2.1.2 Antennes de mesure	43
2.1.3 Capteurs	48

2.2	Post-traitement	55
2.2.1	Implémentation de la transformée en nombre d'onde	55
2.2.2	Validation de l'estimateur de transformée en nombre d'onde	55
2.2.3	Conclusion	69
3	Essais sur des configurations académiques	71
3.1	Champ acoustique	71
3.1.1	Description des essais	71
3.1.2	Présentation des résultats	72
3.2	Couche limite	74
3.2.1	Description des essais	74
3.2.2	Homogénéité de l'écoulement	75
3.2.3	Analyse des résultats dans le domaine spatial	75
3.2.4	Analyse des résultats dans le domaine des nombres d'onde	82
3.2.5	Détermination des paramètres par moindres carrés	85
3.3	Barreau cylindrique en écoulement	96
3.3.1	Quelques éléments théoriques	96
3.3.2	Description des essais	96
3.3.3	Analyse des résultats en fréquence	96
3.3.4	Analyse paramétrique	100
3.4	Conclusion	103
4	Essais sur une marche montante oblique	107
4.1	Présentation de la configuration expérimentale	107
4.1.1	Géométrie de la maquette étudiée	107
4.1.2	Mesures réalisées	107
4.1.3	Analyse de l'écoulement	110
4.2	Etude des spectres en nombre d'onde	118
4.2.1	Zone recollée	118
4.2.2	Zone tourbillonnaire	119
4.2.3	Zone centrale	120
4.3	Optimisation paramétrique	122
4.3.1	Proposition d'un modèle	122
4.3.2	Calcul des paramètres en zone recollée	123
4.3.3	Calcul des paramètres en zone tourbillonnaire	127
4.3.4	Calcul des paramètres en zone centrale	131
4.4	Conclusion	137
5	Etude numérique des pressions pariétales au montant de baie	139
5.1	Introduction	139
5.1.1	Objectifs	139
5.1.2	Revue bibliographique des paramètres influant sur le bruit d'un montant de baie	139
5.2	Mise au point du plan	141
5.2.1	Notions sur les plans d'expériences	141

5.2.2	Choix de la stratégie à adopter	141
5.2.3	Choix du véhicule à étudier	142
5.2.4	Matrice d'essai retenue	142
5.2.5	Réponses à étudier	144
5.2.6	Analyse des réponses d'un plan d'expérience	144
5.3	Présentation des calculs effectués	145
5.3.1	Présentation du logiciel PowerFLOW	145
5.3.2	Présentation de la mise en données	146
5.3.3	Résultats du calcul d'écoulement	146
5.3.4	Réponse aérodynamique	146
5.3.5	Réponse acoustique	148
5.4	Résultats du plan d'expérience	149
5.4.1	Validation du post-traitement du plan d'expérience	149
5.4.2	Résultats aérodynamiques	151
5.4.3	Résultats acoustiques	151
5.5	Analyse de spectres en nombre d'onde sur des signaux numériques	154
5.5.1	Analyse des signaux de pression	154
5.5.2	Analyse des données en nombre d'onde	154
5.6	Conclusion	162
Conclusion		163
A Vibration et rayonnement de plaques		169
A.1	Vibration de plaques sous chargement aléatoire	169
A.1.1	Equations de départ	169
A.1.2	Couplage fréquentiel	170
A.1.3	Couplage spatial	171
A.2	Rayonnement de plaques vibrantes	172
A.2.1	Calcul de la pression due à la vibration d'une plaque	172
A.2.2	Facteur de rayonnement	174
A.2.3	Puissance acoustique rayonnée	175
B Expressions analytiques pour un champ diffus		177
B.1	Calcul de l'interspectre	177
B.2	Calcul du spectre en nombre d'onde	178
C Réponses du plan d'expérience pour chaque configuration géométrique		181
Liste des figures		193
Liste des tableaux		199
Bibliographie		201

Résumé

Cette étude porte sur le bruit aérodynamique en automobile. Pour prédire le bruit à l'intérieur de l'habitacle, l'analyse du couplage fluide/structure appliquée aux écoulements à faible nombre de Mach montre qu'il est nécessaire de décrire les pressions pariétales s'exerçant sur un vitrage dans le domaine des nombres d'onde.

A cette fin, un système de mesure original associé à un post-traitement en nombre d'onde est mis au point. Ces outils sont appliqués avec succès à trois cas simples étudiés en soufflerie aéroacoustique : une onde acoustique, la couche limite turbulente se développant sur une plaque plane, et un barreau cylindrique soumis à un écoulement.

Le post-traitement est ensuite appliqué à l'étude de l'écoulement en aval d'une marche montante oblique, voisine d'un montant de baie automobile. Un modèle simple, basé sur un spectre de Corcos modifié, permet de reproduire des fluctuations de pression observées dans les zones décollées et recollées de l'écoulement.

L'étude en nombre d'onde se poursuit avec les outils numériques utilisés chez Renault dans la conception des véhicules, notamment le logiciel commercial PowerFLOW. Le calcul est aussi exploité avec des méthodologies plus traditionnelles sous forme d'un plan d'expérience.

Abstract

This study focuses on the aerodynamic noise in automobiles. To predict noise level inside the cabin, an analysis of the fluid-structure coupling applied to low Mach number flows shows that it is necessary to describe surface pressure on the window in the wavenumber domain.

To this end, an original measurement system is set up in association with a wavenumber post-processing. These tools are applied successfully to three simple cases in aeroacoustic wind tunnel : an acoustic wave, the turbulent boundary layer developing on a plane, the bar in crossflow.

The post-processing is then applied to the study of the flow downstream a oblique front-facing step, approaching the A-pillar of an automobile. A simple model, based on a modified Corcos-like spectra, is successfully applied in both separated and reattached flow areas.

The wavenumber analysis follows with Renault tools for numerical simulation, in particular the commercial software PowerFLOW. The CFD is then used with a more traditional post-processing, to construct an experimental design study.

Introduction

Dans leur décision d'achat d'un véhicule automobile, les clients sont particulièrement sensibles au confort qu'il procure. Parmi les divers éléments contribuant à ce confort, le bruit ressenti dans l'habitacle constitue un facteur important. La possibilité de tenir une conversation avec les autres passagers sans effort soutenu d'attention, ou d'écouter la radio sans augmenter le volume constituent ainsi pour les usagers des éléments d'agrément non négligeables. De plus, sur de longues distances, un bruit élevé contribue à la fatigue et au stress du conducteur, ce qui peut avoir des conséquences sur la sécurité des occupants. D'autre part, la télématique embarquée, et notamment les technologies de reconnaissance vocale, se sont considérablement développées au cours de ces dernières années. Afin d'obtenir un résultat optimal de ces systèmes, il est nécessaire d'avoir un faible bruit de fond. Ainsi, le silence dans un habitacle automobile est désormais un argument marketing important, et il apparaît un véritable besoin de réduction du bruit intérieur.

On classe habituellement les bruits automobiles en trois catégories. La première concerne les bruits apportés par le groupe motopropulseur (moteur et boîte de vitesse). La deuxième est constituée par le bruit dit de roulement, généré par le contact des pneus sur la chaussée. La troisième rassemble les bruits d'origine aérodynamique, produit par les écoulements d'air. Ces dix dernières années, des efforts considérables ont été faits pour identifier et réduire les sources de bruit et de vibration liées aux deux premiers types de bruit. Des progrès supplémentaires ont été réalisés dans la réduction de la transmission du bruit par la caisse grâce à des amortissements et des matériaux isolants perfectionnés. Si bien que sur les automobiles actuelles, le bruit d'origine aérodynamique est perceptible dès 100 km/h, et il est même le bruit prédominant à partir de 130 km/h. Ainsi, pour aller plus loin dans la réduction du bruit intérieur, les constructeurs automobiles et notamment Renault, ont décidé de porter une attention particulière à ce bruit.

Bruit d'origine aérodynamique en automobile

Le bruit aérodynamique automobile est causé par l'écoulement de l'air autour du véhicule. Cet écoulement peut générer du bruit dans l'habitacle de multiples manières [5, 26, 69]. Tout d'abord, l'écoulement peut provoquer des phénomènes de résonances en passant au-dessus de cavités ou de fentes, comme le toit ouvrant [123, 139] ou les interstices autour des portes [125]. L'écoulement peut également produire du bruit en passant sur des protubérances ou des objets saillants [41], tels que les barres de toit [104], les essuie-vitres [70], l'antenne radio [24, 96] ou les rétroviseurs. Ces derniers ont d'ailleurs fait l'objet de nombreuses études expérimentales [98, 127, 111], numériques [128, 143, 172], et

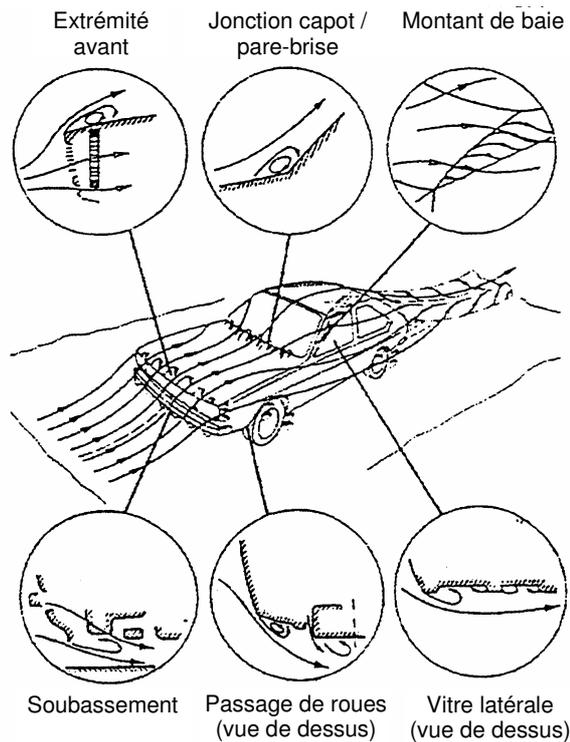


FIG. 1 – Décollements de couche limite se produisant dans l'écoulement autour d'un véhicule, d'après [87].

d'optimisation de forme [58, 60, 175]. Une troisième source de bruit est liée à la présence de fuites, à travers les joints de portes entre autres. Une partie de l'écoulement externe peut pénétrer dans le véhicule sous la forme d'un jet, à l'origine d'un bruit dénommé *aspiration noise* [69, 92, 131]. Vue la faible différence de pression entre l'habitacle et l'écoulement extérieur, la vitesse du jet est faible et ce bruit reste sans doute limité. Une cause plus plausible de ce bruit est la transparence élevée du joint au niveau de la fuite [75, 164], qui permet une meilleure transmission des sources de bruit externes.

Cependant, même si le véhicule est rendu parfaitement étanche et qu'il n'y a pas d'obstacle dépassant dans l'écoulement, un bruit d'origine aérodynamique est produit : c'est le bruit de forme. Il s'agit du bruit généré dans l'habitacle par les pressions fluctuantes produites par la couche limite se développant à la surface du véhicule, et celles engendrées par les décollements de l'écoulement d'air (figure 1). D'après George et al. [70], le bruit produit par une couche limite décollée est d'un ordre de grandeur supérieur au bruit de couche limite attachée. Ces fluctuations de pression se transmettent à l'intérieur du véhicule par excitation des différents panneaux qui rayonnent ensuite dans l'habitacle.

Comme l'ont mesuré Coney et al. [39] ainsi que Her et al. [82], l'une des principales sources de bruit de forme dans l'habitacle est produite par l'écoulement au niveau du vitrage latéral avant, car l'écoulement autour du montant de baie est décollé, donc particulièrement énergétique. De plus, les vitrages sont des structures peu isolantes, au contraire des panneaux de portes plus épais et recouverts de matériaux absorbants. Enfin, la vitre latérale est proche des oreilles des occupants, ce qui fait que le bruit transmis

par ce panneau est plus important, pour les passagers, que celui d'autres sources plus éloignées.

Le bruit rayonné dans l'habitacle par le vitrage latéral avant représente une grande part du bruit d'origine aérodynamique total. Par la suite, on s'intéresse donc au bruit généré dans l'habitacle par le tourbillon de montant de baie.

Production de bruit par le tourbillon de montant de baie

Le montant de baie d'un véhicule, ou montant de pare-brise, est la partie de la caisse qui relie le pare-brise et la vitre latérale (voir figure 1). Le mécanisme de production du bruit au niveau du montant de baie est double.

- D'une part, les structures tourbillonnaires de l'écoulement proche de la vitre génèrent par effet de dépression et surpression des fluctuations locales de pression instationnaires sur celle-ci. Cette excitation est dénommée par la suite excitation aérodynamique ou turbulente.
- D'autre part, les structures tourbillonnaires génèrent dans le volume d'air entourant le véhicule des fluctuations locales de pression qui se propagent sous forme d'ondes acoustiques jusqu'aux panneaux du véhicule. Cette excitation est nommée excitation acoustique.

Qu'elles soient de nature aérodynamique ou acoustique, les fluctuations de pression présentes à la surface du vitrage provoquent une force instationnaire, et entraînent la vibration et le rayonnement de celui-ci. Pour le champ de pression sur les vitrages, l'une des seules différences entre ces deux excitations est la vitesse de propagation spatiale de l'information : pour l'excitation aérodynamique, la vitesse de propagation est U_c , vitesse de convection des structures dans l'écoulement au voisinage de la vitre ; pour l'excitation acoustique, c'est la célérité des ondes sonores c_0 .

Les deux excitations étant généralement couplées, il n'est pas aisé de les séparer. Pourtant, il est important de connaître l'amplitude de l'excitation acoustique, car le rayonnement acoustique en haute fréquence par la structure vibrante est très influencé par l'excitation dans les petits nombres d'onde. Celle-ci possède en effet un taux de couplage plus sévère avec la vitre. Deux articles récents (Bremner & Wilby [21], DeJong et al. [46]) mettent ainsi en évidence le rôle des ondes acoustiques créées par l'écoulement turbulent dans la génération du bruit intérieur. Cependant il n'existe pas actuellement de publication qui quantifierait la part de chaque excitation sur une configuration de véhicule.

Objectifs de l'étude

L'étude présentée ici s'attache à caractériser de manière expérimentale et numérique le spectre en nombre d'onde des pressions pariétales sous un tourbillon de montant de baie, en portant une attention particulière au domaine des petits nombres d'onde. Ce travail de recherche s'insère dans la cadre d'une étude plus complète, visant à prédire le bruit généré dans l'habitacle, sous l'effet des fluctuations aérodynamiques de pression.

Pour cela, il s'agit, d'une part, de caractériser ces fluctuations de pression, et d'autre part de modéliser leur transmission et leur rayonnement à travers la structure de la caisse. La présente étude concerne la première partie, à savoir la description des fluctuations de pression sur la surface des vitrages.

Nous cherchons tout d'abord à caractériser dans le domaine des nombres d'onde, les fluctuations de pression pariétale d'un écoulement de type décollé et recollé. Dans un deuxième temps, nous souhaitons quantifier, en terme de pression pariétale, les différences qui existent entre plusieurs géométries de véhicules.

Le premier chapitre dresse un état de l'art des connaissances sur la génération du bruit dans l'habitacle par un écoulement. L'analyse vibro-acoustique d'une plaque soumise à un écoulement démontre la nécessité d'exprimer le champ excitateur dans le domaine des nombres d'onde. Puis l'étude bibliographique recense les connaissances et les modèles existants sur des configurations d'écoulements allant de la plus simple à la plus complexe : couche limite, marche descendante et montant de baie. Le manque de connaissances sur le cas automobile est ainsi mis en évidence.

Afin de décrire les fluctuations de pression pariétale sur les vitrages dans le domaine des nombres d'onde, nous avons, dans un premier temps, adopté une stratégie expérimentale décrite au deuxième chapitre. Cette stratégie comprend la mise au point d'un système de mesure original, permettant l'échantillonnage de la pression relevée dans toutes les directions sur une large surface. Un post-traitement en nombre d'onde est associé à ce moyen de mesure. Ses performances et ses limitations sont démontrées par l'application sur des cas dont le spectre en nombre d'onde est connu analytiquement.

Au troisième chapitre, l'ensemble de la chaîne (mesure de pression et post-traitement) est appliqué à trois cas académiques, qui sont une onde acoustique, une couche limite attachée et l'écoulement en aval d'un cylindre. Le cas de l'onde acoustique permet une validation expérimentale du post-traitement proposé. Le cas de la couche limite permet l'étude de fluctuations de nature aérodynamique et acoustique. Il fournit également l'occasion de mettre au point un modèle d'interspectre et d'en ajuster les paramètres par optimisation paramétrique. Enfin, le cas du barreau en écoulement montre que, si le post-traitement en nombre d'onde est peu adapté aux cas non homogènes, il est cependant possible en combinant les représentations en nombre d'onde et spatiales, d'obtenir des données intéressantes sur l'écoulement.

Dans le quatrième chapitre, la chaîne de mesure est utilisée pour une géométrie de type marche montante inclinée, proche du cas automobile d'un montant de baie. L'accent est mis sur la mesure des petits nombres d'onde. L'analyse des spectres en nombre d'onde montre la présence d'un champ acoustique, visible dans la zone recollée de l'écoulement. Par ailleurs, un modèle d'interspectre spécifique à ce cas a été développé. L'analyse paramétrique pratiquée à partir de ce modèle apporte une meilleure compréhension de la physique de l'écoulement décollé/recollé tridimensionnel caractéristique du montant de baie.

Le cinquième et dernier chapitre consiste en une étude numérique des caractéristiques des pressions pariétales sur une maquette simplifiée de véhicule. A partir de simulations numériques effectuées avec le logiciel commercial PowerFLOW, basé sur la méthode Boltzmann sur réseau, des spectres en nombre d'onde peuvent être calculés et les modèles précédemment développés sont utilisés pour décrire les fluctuations de pressions. Les

résultats obtenus sont conformes aux résultats expérimentaux. Une étude de type plan d'expérience est alors menée de manière numérique pour caractériser l'impact de la géométrie d'un véhicule sur les fluctuations de pression pariétale.

1. Etat de l'art sur l'excitation d'un vitrage par le tourbillon de montant de baie

1.1 Réponse d'une structure excitée par un écoulement

L'objectif de cette partie est d'établir quelques éléments théoriques du couplage fluide-structure appliqué au cadre de l'automobile. On s'intéresse donc à l'excitation d'un vitrage soumis à un écoulement de type montant de baie et à son rayonnement dans l'habitacle. Tout d'abord, on présentera quelques définitions utiles pour le traitement des signaux aléatoires. Ensuite on étudiera successivement le chargement aéroacoustique, la réponse vibratoire d'une plaque et son rayonnement afin de distinguer les éléments importants de la physique.

1.1.1 Définitions

En préliminaire à une analyse du couplage fluide/structure, ce chapitre présente les définitions et conventions utilisées par la suite. Les différentes formulations sont principalement basées sur les références [11] et [121].

Transformées de Fourier dans le domaine temporel

Soient $u(\vec{x}, t)$ et $v(\vec{x}, t)$ deux signaux aléatoires dépendant de l'espace et du temps. On suppose de plus que ces signaux sont causaux, c'est-à-dire qu'ils sont nuls pour des temps négatifs. On appelle espérance, ou moyenne d'ensemble, la grandeur statistique $E[u]$ calculée en effectuant une moyenne sur un grand nombre de mesures d'un signal. On définit d'autre part la moyenne temporelle du signal par

$$\bar{u}(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(\vec{x}, t) dt. \quad (1.1)$$

Pour un processus ergodique, la moyenne temporelle est égale à l'espérance, soit $E[u] = \bar{u}(\vec{x})$. Dans la suite, on suppose que les signaux étudiés ont une valeur moyenne nulle, c'est-à-dire $\bar{u}(\vec{x}) = 0$. Ceci peut se faire sans perte de généralité, puisque tout signal u peut être transformé en signal à valeur moyenne nulle w lorsqu'on lui retranche sa valeur moyenne.

La puissance moyenne d'un signal, ou valeur quadratique moyenne est définie par

$$u_{rms} = \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} |u(\vec{x}, t)|^2 dt}. \quad (1.2)$$

On définit la transformée de Fourier dans le domaine temporel par

$$U(\vec{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} u(\vec{x}, t) e^{-i\omega t} dt. \quad (1.3)$$

La transformée de Fourier inverse est

$$u(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(\vec{x}, \omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (1.4)$$

La fonction d'intercorrélation temporelle entre deux signaux est définie par

$$R_{uv}(\vec{x}, \tau) = E[u(\vec{x}, t) v^*(\vec{x}, t - \tau)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(\vec{x}, t) v^*(\vec{x}, t - \tau) dt, \quad (1.5)$$

où * désigne le complexe conjugué. On notera que $R_{uu}(\tau = 0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T |u(\vec{x}, t)|^2 dt$ représente la puissance moyenne du signal u .

La densité interspectrale de puissance peut être définie comme la transformée de Fourier temporelle de l'intercorrélation :

$$S_{uv}(\vec{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{uv}(\vec{x}, \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (1.6)$$

La relation de Wiener-Khintchine permet d'exprimer la densité interspectrale de puissance directement à partir des transformées de Fourier des signaux

$$S_{uv}(\vec{x}, \omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2\pi}{T} E[U(\vec{x}, \omega) V^*(\vec{x}, \omega)]. \quad (1.7)$$

En pratique, l'espérance ci-dessus est calculée en faisant la moyenne de produits de spectres évalués sur N segments successifs de signal temporel (méthode du périodogramme) :

$$S_{uv}(\vec{x}, \omega) = \frac{2\pi}{NT} \sum_{k=1}^N U^{(k)}(\vec{x}, \omega, T) V^{(k)*}(\vec{x}, \omega, T). \quad (1.8)$$

Notons une relation importante, appelée égalité de Parseval :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |u(t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |U(\omega)|^2 d\omega, \quad (1.9)$$

qui traduit le fait que la transformée de Fourier conserve l'énergie d'un signal. Cette égalité peut également s'exprimer sous la forme suivante :

$$u_{rms}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{uu}(\vec{x}, \omega) d\omega \quad (1.10)$$

Transformées de Fourier dans le domaine spatial

De la même manière que dans le domaine temporel, on peut définir une moyenne spatiale (égale à l'espérance par hypothèse d'ergodicité) par la formule suivante

$$\langle u \rangle (t) = \lim_{S \rightarrow \infty} \frac{1}{S} \int_S u(\vec{x}, t) d\vec{x}. \quad (1.11)$$

On définit la transformée de Fourier dans le domaine spatial (en deux dimensions dans notre cas) par

$$U(\vec{k}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} u(\vec{x}, t) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} d\vec{x}, \quad (1.12)$$

avec $d\vec{x} = (dx, dy)$ et la transformée de Fourier inverse est

$$u(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(\vec{k}, t) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} d\vec{k}. \quad (1.13)$$

La densité spectrale en fonction du nombre d'onde et de la fréquence $\Phi_u(\vec{k}, \omega)$, communément appelée spectre en fréquence-nombre d'onde, est définie comme la transformée de Fourier spatiale de la densité interspectrale de puissance

$$\Phi_u(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{ij}(\vec{r}, \omega) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r}, \quad (1.14)$$

où

$$S_{ij}(\vec{x}_i, \vec{r}, \omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2\pi}{T} E[U(\vec{x}_i, \omega) U^*(\vec{x}_j = \vec{x}_i + \vec{r}, \omega)]. \quad (1.15)$$

Pour écrire cette expression, il est nécessaire que l'interspectre ne dépende que de l'espacement $\vec{r} = \vec{x}_j - \vec{x}_i$ entre les points, et non de leurs positions (\vec{x}_i, \vec{x}_j) . L'expression (1.14) suppose donc que l'écoulement est homogène. Avec ces conventions, la densité spectrale de puissance en pulsation et nombre d'onde de la pression s'exprime en $\text{Pa}^2 \text{m}^2 \text{s} / \text{rad}^3$.

1.1.2 Description du chargement aéroacoustique en automobile

On rappelle que les fluctuations de pression sur le vitrage sont générées par l'écoulement autour du montant de baie. Ces pressions sont de deux natures différentes :

- aérodynamique (pression instationnaires locales de l'écoulement), caractérisée par la vitesse de convection U_c ,
- acoustique (ondes acoustiques générées dans le volume fluide et se propageant jusqu'à la vitre), caractérisée par la vitesse c_0 .

Ces deux excitations sont schématisées sur la figure 1.1. Le mode d'action des deux types d'excitation est semblable : dans le cas aérodynamique comme dans le cas acoustique, ce sont les fluctuations de pression présentes à la surface du vitrage qui, provoquant une force instationnaire, entraînent la vibration et le rayonnement de celui-ci.

Les deux excitations étant généralement couplées, il n'est pas aisé de les séparer. Pourtant, il est important de connaître l'amplitude de l'excitation acoustique, car, comme vont le montrer les paragraphes suivants, le rayonnement acoustique par la structure

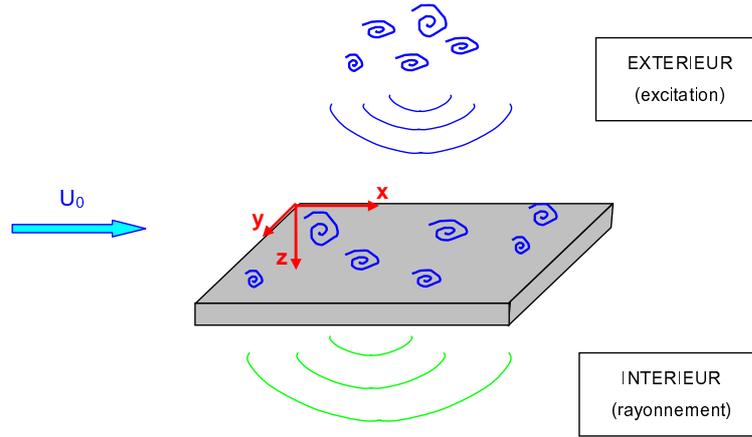


FIG. 1.1 – Schéma du repère utilisé pour décrire le couplage fluide-structure.

vibrante est très influencé par l’excitation dans les petits nombres d’onde [21]. Celle-ci possède en effet un taux de couplage plus sévère avec la vitre. Comme l’ont montré Alam et al. [4], le mécanisme d’excitation turbulente semble prépondérant sur le mécanisme acoustique en terme de niveau de pression, mais il n’existe pas actuellement de publication qui quantifierait la part de chaque excitation sur une configuration de véhicule. Pour avoir un ordre de grandeur, le calcul par SEA (Statistical Energy Analysis) de DeJong et al. [46] donne de très bons résultats avec un modèle d’excitation acoustique inférieure de 25 à 35 dB à l’excitation turbulente. L’écart entre les niveaux de pression est donc tel qu’une mesure de pression en un point ne rend compte que du niveau de pression d’origine aérodynamique.

Quelle que soit leur nature, les fluctuations de pression résultantes sur la surface de la vitre provoquent la vibration du vitrage et son rayonnement acoustique à l’intérieur de l’habitacle, qui sont décrits dans les paragraphes suivants.

1.1.3 Vibration de plaques sous chargement aléatoire

Hypothèses d’étude

On considère une plaque mince dans le plan (x, y) (voir figure 1.1). L’équation qui régit son déplacement ξ selon l’axe z en vibration de flexion sous l’effet d’une charge répartie en surface $p(x, y, t)$ s’écrit [161]

$$D\nabla^4\xi + \beta\frac{\partial\xi}{\partial t} + m_s\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = p(x, y, t) \quad (1.16)$$

où

- D est la raideur en flexion de la plaque
- β est l’amortissement par unité de surface
- $m_s = \rho h$ est la masse surfacique de la plaque

Les hypothèses conduisant à cette écriture, ainsi que les calculs sont détaillés dans l’annexe A.

Ecriture modale

Après transformée de Fourier temporelle et spatiale, puis décomposition en modes normaux, l'équation (1.16) devient

$$\sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} (D|k_{mn}|^4 + i\beta\omega - m_s\omega^2) \zeta_{mn}(\omega) \Psi_{mn}(\vec{k}) = p(\vec{k}, \omega). \quad (1.17)$$

Il est important de remarquer que le nombre d'onde exciteur k se répartit sur l'ensemble des nombres d'ondes k_{mn} des modes, et non sur un seul mode (p, q) tel que $k_{pq} = k$. Autrement dit, quelle que soit la valeur du nombre d'onde de l'excitation, tout mode de plaque est susceptible de répondre.

Au contraire, dans le cas idéalisé d'une plaque infinie [108, 120], la réponse vibratoire de la plaque n'est non nulle que pour le nombre d'onde correspondant au nombre d'onde d'excitation. La différence provient des conditions aux limites : le fait que la plaque soit finie induit un effet de troncature des formes modales $\psi_{mn}(\vec{x})$, ce qui se traduit en nombre d'onde par des lobes secondaires sur $\Psi_{mn}(\vec{k})$ autour du lobe principal en k_{mn} .

La forme de $\psi_{mn}(\vec{x})$ est liée uniquement aux conditions aux limites. Les conditions les plus simples sont les conditions d'appui simple et d'encastrement [17]. Dans ces deux cas, il existe des formules analytiques de $\Psi_{mn}(\vec{k})$ pour une plaque rectangulaire [30, 90, 122]. Il est possible de modéliser des conditions aux limites plus complexes, en prenant en compte une raideur D et un amortissement β associés à la nature exacte de la fixation de la plaque [132]. Dans le cas de l'automobile, les conditions de fixation d'un vitrage inséré dans une coulisse sont très complexes, et les propriétés de raideur et d'amortissement encore mal connues [174]. Toutefois des études de sensibilité ont pu être menées grâce à une résolution simplifiée de type éléments finis [131, 133].

Couplage fréquentiel

Après calculs (voir annexe A), on peut déduire de l'équation (1.17) la vitesse de vibration modale en fonction de l'excitation de pression :

$$V_{mn}(\omega) = H_{mn}(\omega) p_{mn}(\omega), \quad (1.18)$$

avec

$$H_{mn}(\omega) = \frac{-i\omega}{m_s \left((\omega_{mn}^2 - \omega^2) + i\eta\omega\omega_{mn} \right)} \quad (1.19)$$

et

$$p_{mn}(\omega) = \int_S p(\vec{x}, \omega) \psi_{mn}(\vec{x}). \quad (1.20)$$

Couplage spatial

La densité de puissance de la vitesse vibratoire moyenne sur la surface S de la plaque vaut (calculs en annexe A)

$$\langle S_{vv}(\omega) \rangle = \frac{S_{pp}(\omega)}{S} \sum_{m,n=0}^{\infty} |H_{mn}(\omega)|^2 \Phi_{p_{mn}}(\omega), \quad (1.21)$$

avec l'acceptance de couplage

$$\Phi_{p_{mn}} = \frac{(2\pi)^4}{S_{pp}(\omega)} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_p(\vec{k}, \omega) |\Psi_{mn}(\vec{k})|^2 d\vec{k}. \quad (1.22)$$

Analyse

On peut déduire de l'expression (1.18) que la réponse vibratoire d'un mode est importante lorsqu'il y a *coïncidence fréquentielle* entre l'excitation et la fréquence propre du mode $\omega = \omega_{mn}$. Dans ce cas, le mode est dit résonnant. En examinant de plus près la formule (1.19), on voit que

- lorsque $\omega \approx \omega_{mn}$ (mode résonnant), l'amplitude de vibration est pilotée par l'amortissement de la structure;
- lorsque $\omega \ll \omega_{mn}$, l'amplitude de H_{mn} dépend principalement de la raideur D ;
- lorsque $\omega \gg \omega_{mn}$, c'est l'effet d'inertie dû à la masse qui contrôle la vibration de la structure.

Dans ces deux derniers cas, le mode est non résonnant et sa réponse est beaucoup plus faible que pour un mode résonnant.

On peut définir un nombre d'onde de flexion de la plaque par

$$k_f = \left(\frac{m_s \omega^2}{D} \right)^{1/4}. \quad (1.23)$$

A une fréquence donnée, les modes résonnants ont un nombre d'onde modal k_{mn} proche du nombre d'onde de flexion k_f , et k_f évolue en $\sqrt{\omega}$. Par ailleurs, le nombre d'onde caractéristique d'une excitation acoustique vaut $k_0 = \omega/c_0$ où c_0 est la célérité des ondes sonores. De même, le nombre d'onde caractéristique d'une excitation aérodynamique vaut $k_c = \omega/U_c$ où U_c est une vitesse caractéristique du déplacement des structures tourbillonnaires, de l'ordre de quelques dizaines de m/s pour les vitesses d'écoulement caractéristiques de l'automobile. Ces deux nombres d'onde caractéristiques évoluent proportionnellement à ω . Ainsi, lorsque la fréquence augmente, le nombre d'onde de flexion augmente, mais il augmente moins rapidement que les nombres d'onde acoustique et aérodynamique. Il existe donc une fréquence pour laquelle $k_f = k_0$, c'est la fréquence de coïncidence acoustique

$$f_0 = \frac{c_0^2}{2\pi} \sqrt{\frac{m_s}{D}}, \quad (1.24)$$

où l'onde de flexion a exactement la même longueur d'onde qu'une onde rasante acoustique. Pour un vitrage automobile classique [61], f_0 est de l'ordre de 3.5 kHz. Pour une fréquence donnée, les modes tels que $k_{mn} < k_0$ sont dits acoustiquement rapides, et les modes tels que $k_{mn} > k_0$ sont dits acoustiquement lents.

De même, il existe une fréquence de coïncidence aérodynamique pour laquelle $k_f = k_c$, qui vaut

$$f_c = \frac{U_c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{m_s}{D}}. \quad (1.25)$$

En automobile, pour des vitesses de l'ordre de 140 km/h, cette fréquence de coïncidence se situe autour de 40 Hz. Les modes tels que $k_{mn} < k_c$ sont dits aérodynamiquement rapides,

et les modes tels que $k_{mn} > k_c$ sont dits aérodynamiquement lents. Ce mécanisme, lié à une correspondance entre nombres d'onde, est appelé *coïncidence spatiale*. Notons que la fréquence de coïncidence dépend des paramètres structurels de la plaque.

1.1.4 Rayonnement de plaques vibrantes

Expression de la puissance acoustique rayonnée

Le calcul de la pression rayonnée dans de l'air par une plaque vibrante se fait grâce à l'équation de Helmholtz régissant la propagation des ondes acoustiques, et à la condition aux limites de continuité de la vitesse à la surface de la plaque. Après calculs (détaillés en annexe A), on obtient l'expression de la puissance acoustique rayonnée par la plaque

$$\Pi(\omega) = \rho_0 c_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \Phi_{v_{mn}}(\omega) \sigma_{mn}(\omega), \quad (1.26)$$

où le facteur de rayonnement modal est défini par

$$\sigma_{mn}(\omega) = (2\pi)^2 \int_{-k_0}^{+k_0} \frac{|\Psi_{mn}(\vec{k})|^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{k}{k_0}\right)^2}} d\vec{k}. \quad (1.27)$$

Analyse

D'après l'expression (1.27), le rayonnement de chaque mode est maximal lorsque $k_{mn} = k_0$ (coïncidence spatiale). L'efficacité de rayonnement d'un mode traduit le couplage entre la déformée modale, dont le maximum se situe autour de k_{mn} , et le champ acoustique rayonné, dont le maximum se situe autour de k_0 .

- Si $k_{mn} > k_0$, l'efficacité de rayonnement du mode est faible mais ce mode contribue au champ évanescent. L'efficacité de rayonnement peut être relativement élevée pour les modes de bords, c'est-à-dire les modes tels que $k_m < k_0$ ou $k_n < k_0$, avec toujours $k_{mn} > k_0$.
- Si $k_{mn} = k_0$, le mode est coïncident et il rayonne fortement.
- Si $k_{mn} < k_0$, l'efficacité de rayonnement σ_{mn} est proche de 1. Le rayonnement du mode est très efficace.

1.1.5 Couplage fluide-structure

Aux paragraphes précédents ont été établies les expressions traduisant le couplage entre une excitation et une plaque, puis le rayonnement d'une plaque. En utilisant les équations (A.20) et (1.26), l'expression finale de la puissance rayonnée par une plaque sous excitation aéroacoustique est

$$\boxed{\Pi(\omega) = \rho_0 c_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \Phi_{p_{mn}}(\omega) |H_{mn}(\omega)|^2 \sigma_{mn}(\omega)}. \quad (1.28)$$

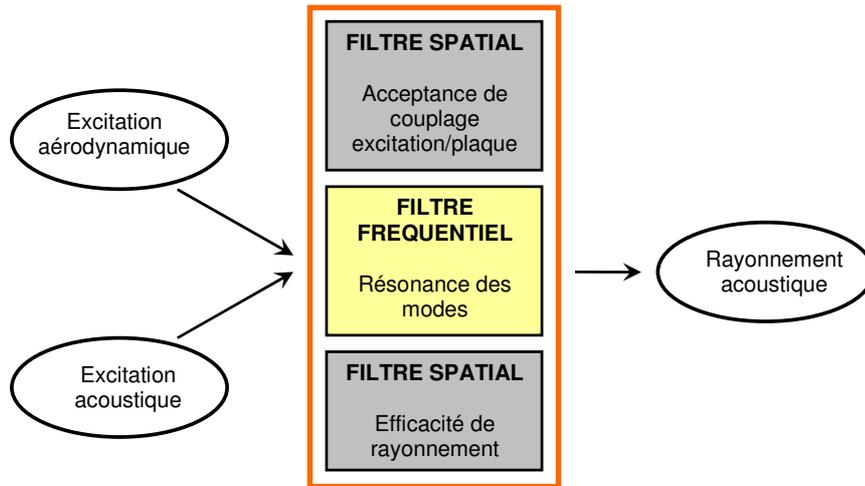


FIG. 1.2 – Schéma du couplage entre une excitation aéroacoustique et une plaque.

On peut résumer le mécanisme du couplage fluide-structure par le schéma 1.2. Que ce soit avec une excitation de type aérodynamique, ou une excitation de type acoustique, le couplage avec un panneau se décompose de manière similaire en trois filtres :

- un filtre spatial, caractérisé par l'acceptance de couplage. Celle-ci traduit, pour un mode donné, la capacité de la plaque à être excitée par le nombre d'onde exciteur. L'acceptance de couplage entre un mode (m, n) et une excitation caractérisée par un nombre d'onde k_{ex} est maximale lorsque $k_{mn} \approx k_{ex}$.
- un filtre fréquentiel, caractérisé par la réponse fréquentielle de la plaque. Celle-ci représente, pour un mode donné, la faculté de répondre à la fréquence excitatrice. La réponse fréquentielle d'un mode de la plaque est maximale lorsque le mode est résonnant, c'est-à-dire que sa fréquence propre correspond à la fréquence d'excitation.
- un deuxième filtre spatial, caractérisé par le facteur de rayonnement. Celui-ci traduit en fait l'acceptance de couplage de la plaque avec un champ acoustique diffus. Les modes dont le nombre d'onde caractéristique est inférieur au nombre d'onde acoustique possèdent un rayonnement important : ce sont les modes dits rayonnants.

Il apparaît donc que les modes qui influencent le plus la puissance rayonnée sont les modes résonnants et les modes rayonnants. En basse et moyenne fréquence ($f < f_0$), les modes résonnants sont excités par les nombres d'onde aérodynamiques de la zone subconvective ($k < k_c$). En haute fréquence, les modes résonnants sont excités par les nombres d'onde acoustiques (grandes longueurs d'onde). Les modes rayonnants correspondent, à toutes les fréquences, aux nombres d'onde acoustiques. Le mécanisme d'excitation d'un panneau automobile est résumé sur le diagramme en nombre d'onde 1.3.

Cette figure montre que, pour un écoulement subsonique, le spectre de pression pariétale $\Phi(k_x, k_y, f)$ se compose d'une partie convective, de nombre d'onde $k_c = \omega/U_c$, et d'une partie acoustique de nombre d'onde $k_0 = \omega/c_0$. Sur ce diagramme, la distance entre les taches acoustique et aérodynamique dépend du nombre de Mach M puisque $k_0 = Mk_c$. Comme on peut le voir sur la figure, en haute fréquence, les nombres d'onde de l'excitation

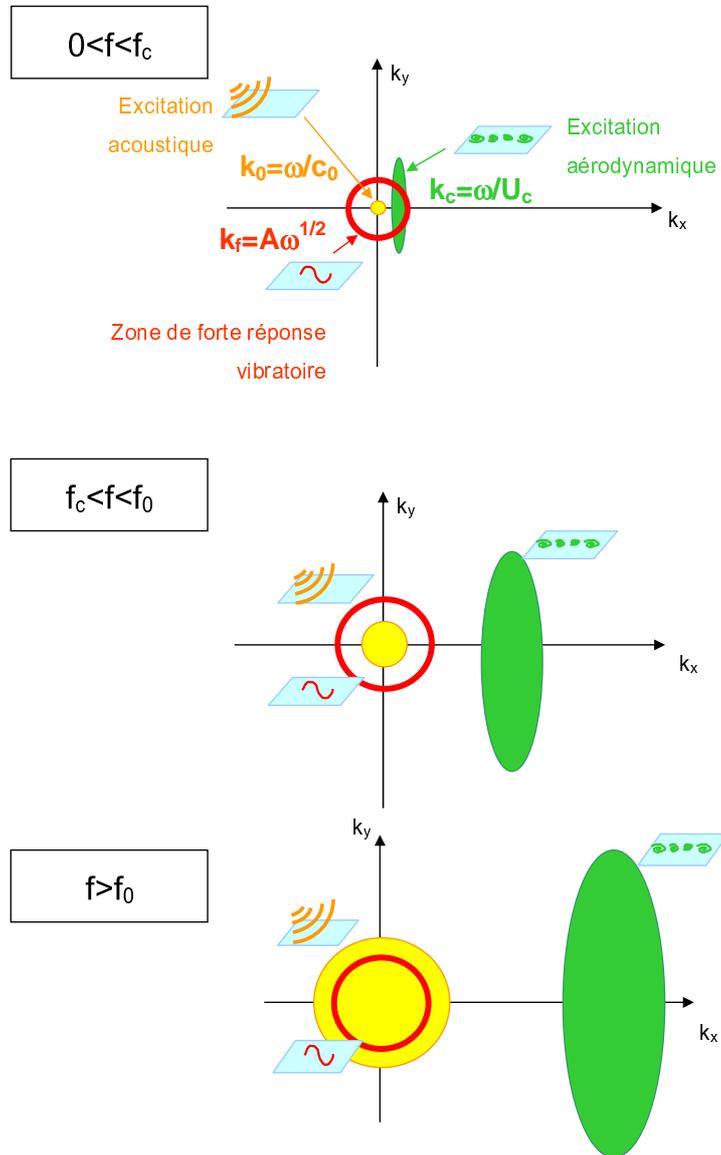


FIG. 1.3 – Diagramme en nombre d'onde des fluctuations de pression pariétale d'un écoulement subsonique, montrant les composantes énergétiques convective $k_c \propto \omega$ et acoustique $k_0 \propto \omega$ et le nombre d'onde de flexion $k_f \propto \omega^{1/2}$ typique d'un panneau mince.

acoustique correspondent mieux à celui de la résonance des vitrages. Ainsi, la composante acoustique joue un rôle très important dans l'excitation des vitrages.

Pour le rayonnement, les seuls nombres d'onde aptes à rayonner en champ lointain sont ceux qui, pour chaque fréquence, sont situés dans le disque acoustique. Ainsi, les petits nombres d'onde jouent un rôle particulièrement important dans le couplage fluide-structure.

1.1.6 Moyens de contrôle de la réponse structurelle

Afin de diminuer la réponse de la structure à une excitation aéroacoustique donnée, plusieurs possibilités ont été envisagées. La première consiste à modifier les caractéristiques mécaniques des matériaux employés, afin de décaler la fréquence de coïncidence du panneau dans une zone où l'excitation est faible, ou d'atténuer cette excitation par amortissement [61]. Ainsi, pour changer la fréquence de coïncidence, on peut agir sur la masse de la plaque, son épaisseur ou sa raideur. En pratique, ceci est tout-à-fait réalisable sur un panneau de porte, mais beaucoup plus complexe pour un vitrage. En effet, la vitre doit rester transparente, ce qui restreint fortement le choix des matériaux possibles.

Une autre solution est d'employer un double vitrage. Cette technique consiste à disposer deux vitres traditionnelles séparées par une mince lame d'air. L'atténuation apportée par ce montage est supérieure à l'atténuation apportée par une vitre monolithique d'épaisseur égale à la somme des épaisseurs des deux vitres du double vitrage. En effet, la lame d'air située entre les deux vitres joue le rôle d'un résonateur qui absorbe l'énergie en basse fréquence. A plus haute fréquence, le rôle de l'air est d'absorber l'énergie sonore, ce qui est plus efficace que l'absorption d'un vitrage. Les études menées sur cette solution [7, 99, 158, 160] cherchent avant tout à déterminer les épaisseurs de vitrage et de lame d'air qui maximisent l'atténuation acoustique apportée par le panneau et/ou minimisent sa masse. De plus, la lame d'air peut être remplacée par un polymère appelé PVB, plus amortissant que l'air, ce qui augmente les performances du montage [50, 138].

Enfin, des solutions de contrôle actif de structure sont actuellement à l'étude dans de nombreux laboratoires, mais ne sont pas encore appliquées pour l'instant. Le principe du contrôle actif de structure consiste à minimiser un critère qui peut être soit la vitesse de vibration, soit le rayonnement acoustique de la structure (moyen ou en un point). Pour agir sur la structure, on dispose d'actionneurs, souvent de type piézoélectrique. On dispose également d'un capteur de contrôle, généralement un accéléromètre sur le panneau ou un microphone dans une chambre anéchoïque, permettant de vérifier la réponse du système. Les études sur le contrôle actif sont nombreuses, et les résultats semblent prometteurs [36, 81, 109, 159].

Le contrôle actif peut également être couplé à un double vitrage, pour combiner les performances de ces deux solutions [28, 94, 95]. Les défauts qui freinent aujourd'hui l'utilisation industrielle du contrôle actif sont les difficultés de mise au point, les performances des actionneurs disponibles sur le marché et le coût du système. En ce qui concerne les vitrages, une difficulté supplémentaire apparaît : les actionneurs ne doivent pas gêner la vision du conducteur, ce qui limite leur position sur la vitre. A cet égard, la solution de contrôle par les conditions aux limites développée par Gardonio & Elliott [68] est particulièrement intéressante.

1.2 Fluctuations de pressions pariétales sous une couche limite

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'un des écoulements les plus simples : la couche limite turbulente. L'étude des fluctuations de pression générées par une couche limite turbulente fait l'objet d'un très grand nombre d'articles. Ce problème intéressait à ses débuts le monde naval et aéronautique, pour lesquels les couches limites sont à l'origine de bruit et de vibrations indésirables. Les principaux aspects de ces études seront détaillés selon deux axes majeurs. Tout d'abord nous nous attacherons à décrire le lien entre les fluctuations de pression en paroi et les fluctuations de l'écoulement, en vue de prédire le niveau des fluctuations de pression pariétale. D'autre part, nous avons vu qu'il est essentiel de décrire le chargement d'une structure dans l'espace des nombres d'onde. Nous rapporterons donc les principaux modèles décrivant les corrélations spatiales de ces pressions et leur description en terme de nombre d'onde.

1.2.1 Spectre fréquentiel des pressions pariétales sous couche limite

La mesure des fluctuations de pression en paroi est parfois vue comme une méthode non intrusive pour atteindre certaines informations de l'écoulement et en comprendre la physique. De nombreuses études [14, 83, 162] portent sur les variables caractéristiques permettant d'adimensionner les spectres et d'en déduire une courbe universelle. On a alors pu montrer que la région interne de la couche limite produit des composantes hautes fréquences, alors que la région externe produit des basses et moyennes fréquences. Farabee & Casarella [63] démontrent l'existence d'une fréquence de coupure séparant deux comportements très différents entre petits et grands nombres d'onde. Cette fréquence correspond au maximum des spectres de fluctuations de pression pariétale ainsi qu'au maximum de la vitesse de convection. Les sources basse fréquence (c'est-à-dire en-dessous de cette fréquence de coupure) sont associées aux structures de grande taille provoquées par l'écoulement potentiel instationnaire au-dessus de la couche limite. Les sources de moyenne et haute fréquences sont localisées dans la région de transition. Leur taille caractéristique est proportionnelle à leur distance à la paroi. Goody [72] rassemble un grand nombre de données expérimentales publiées et construit un modèle de densité spectrale de puissance pour décrire ces mesures. La pente du spectre modélisé vaut ω^2 en basse fréquence, $\omega^{-0.7}$ en moyenne fréquence et ω^{-5} en haute fréquence.

1.2.2 Spectre en nombre d'onde des pressions pariétales sous couche limite

Hypothèses d'étude

La couche limite turbulente qui se développe sur une surface génère un champ aléatoire de fluctuations de pressions pariétales. L'accès aux propriétés de ce champ scalaire bidimensionnel ne peut donc se faire, compte tenu de son caractère aléatoire, qu'à l'aide d'outils statistiques appropriés.

Pour une couche limite turbulente, on émet généralement les hypothèses de stationnarité et d'homogénéité, traduisant le fait que les grandeurs statistiques qui décrivent le champ de pression ne varient pas, respectivement au cours du temps et dans l'espace. De plus, la fonction de corrélation spatio-temporelle ne dépend plus de la position \vec{x}_i et de l'instant t , mais seulement de la séparation spatiale \vec{r} et du décalage temporel τ entre les points de mesure :

$$R_{p_i p_j}(\vec{x}_i, \vec{x}_j = \vec{x}_i + \vec{r}, t, t + \tau) = R_{pp}(\vec{r}, \tau).$$

En outre, ce champ est considéré comme ergodique ; les moyennes d'ensemble seront alors remplacées par des moyennes temporelles.

Modélisation de Corcos

Les mesures de corrélation filtrées effectuées par Willmarth & Wooldridge [170] ont conduit Corcos [40] à proposer un modèle d'interspectre. Il suppose que la décroissance de corrélation est décorrélée suivant les directions longitudinale \vec{x} et transversale \vec{y} , et que le déphasage entre deux signaux de pression est uniquement proportionnel à x . Ainsi, les structures sont convectées de façon globale à une vitesse moyenne constante U_c . L'interspectre entre deux points séparés spatialement d'un vecteur \vec{x} se formule alors de la façon suivante :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = A(\omega x/U_c)B(\omega y/U_c)e^{i\omega x/U_c}.$$

Il propose ensuite une forme exponentielle pour les fonctions A et B , en s'appuyant sur des données expérimentales

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = S_{pp}(\omega)e^{-\frac{\omega|x|}{\alpha U_c}}e^{-\frac{\omega|y|}{\beta U_c}}e^{\frac{i\omega x}{U_c}}. \quad (1.29)$$

Les nombres sans dimension α et β caractérisent la perte de cohérence spatiale respectivement dans la direction de l'écoulement et dans la direction transverse.

Après transformation de Fourier spatiale, et en notant $k_c = \omega/U_c$, le spectre en nombre d'onde s'exprime par

$$\Phi^{Corcos}(k_x, k_y, \omega) = \frac{S_{pp}(\omega)}{\pi^2} \frac{\alpha k_c}{k_c^2 + \alpha^2(k_x - k_c)^2} \frac{\beta k_c}{k_c^2 + \beta^2 k_y^2} \quad (1.30)$$

Le modèle de Corcos caractérise bien l'aspect convectif du champ de pression, qui représente la majeure partie de son contenu énergétique. Il est donc limité aux nombres d'onde situés autour du nombre d'onde de convection [17].

Comportement aux faibles nombres d'onde

De nombreux scientifiques [12, 64, 65] se sont alors interrogés sur la forme du spectre pour les petits nombres d'onde, et notamment la limite quand le nombre d'onde tend vers zéro. Le théorème de Kraichnan-Phillips (voir [23]), basé sur une analyse des équations de Navier-Stokes, établit que dans le cas où l'écoulement est incompressible, le spectre $\Phi(\vec{k}, \omega)$ tend vers 0 en k^2 .

Au contraire, la majorité des mesures expérimentales favorisent un spectre *blanc* en nombre d'onde [171], c'est-à-dire un niveau indépendant du nombre d'onde, dans la zone subconvective ($k_0 < k < k_c$).

Le problème se complique avec la prise en compte des effets acoustiques liés à la compressibilité du fluide. En effet, les équations théoriques sont peu faciles à manier dans ce cas, et les études expérimentales portant une attention au domaine des nombres d'onde acoustiques sont rares. C'est pourquoi, les modèles proposés sont composés de manière hybride en partant des équations de la mécanique des fluides et en ajustant les constantes grâce à des essais.

Modélisation de Chase

En 1980, Chase [31] s'intéresse au domaine subconvectif et propose un modèle basé sur des développements analytiques à partir de l'équation de Poisson. Les fluctuations de pression sont produites d'une part par l'interaction entre le cisaillement moyen et la turbulence (M), d'autre part par l'interaction turbulence/turbulence (T). Le modèle proposé est le suivant :

$$\Phi(\vec{k}, \omega) = \rho^2 u_w^3 (c_M k_1^2 K_M^{-5} + c_T k^2 K_T^{-5}) \quad (1.31)$$

avec

$$K_M = \frac{(\omega - U_c k_1)^2}{h_M^2 u_w^2} + k^2 + (b_M \delta)^{-2} \quad (1.32)$$

$$K_T = \frac{(\omega - U_c k_1)^2}{h_T^2 u_w^2} + k^2 + (b_T \delta)^{-2} \quad (1.33)$$

Dans cette formulation, u_w représente la vitesse de frottement à la paroi, et δ l'épaisseur de couche limite. Chase utilise les coefficients sans dimension suivants :

- c_M et c_T caractérisent l'importance relative de chaque part,
- b_M et b_T représentent la proportion d'épaisseur de couche limite apportée par chaque part,
- $h_M = h_T$ traduit la largeur du pic de convection.

Ces variables doivent être déterminées expérimentalement. Chase propose des valeurs pour chacune, mais constate qu'elles diffèrent de manière non négligeable suivant les essais pris comme référence, ce qu'il attribue à une trop grande dispersion des mesures.

En 1987, Chase [32] améliore son modèle en précisant la contribution liée à l'interaction turbulence/turbulence et en prenant en compte l'aspect acoustique dans le domaine des petits nombre d'onde. Le niveau du spectre est réhaussé dans la région des petits nombres d'onde, et présente un pic en $k_0 = \omega/c_0$.

Autres modélisations

Les modèles présentés aux paragraphes précédents sont les principaux modèles cités. Mais on trouve de nombreux autres modèles de corrélation et/ou de spectres en nombre d'onde dans les articles de synthèse de Bull [23] ou Graham [73] ou dans le livre de Blake [17]. On peut également citer entre autres :

- Ffowcs Williams [65] modifie la modélisation de Corcos en prenant en compte un terme acoustique obtenu avec l’analogie de Lighthill [110]. Pour les écoulements à faible nombre de Mach, Hwang & Geib [89] proposent la formule simplifiée suivante : $\Phi^{FW}(k_x, k_y, \omega) = \Phi^{Corcos}(k_x, k_y, \omega) \frac{k_x}{k_c}$. Au voisinage de k_c , le modèle de Ffowcs Williams coïncide avec celui de Corcos, mais il conduit à une baisse plus réaliste du niveau pour les petits nombres d’onde. Manoha [117] fait cependant remarquer qu’avec cette expression pour le spectre en nombre d’onde, la relation de Parseval n’est pas respectée.
- Efimtsov [59] suit la même voie que Corcos, mais définit des longueurs de corrélation qui dépendent de l’épaisseur de couche limite. Les constantes empiriques du modèle sont recalées grâce à des mesures sur un avion.
- Cockburn & Robertson [37] proposent un modèle d’interspectre à décroissance exponentielle qui tient compte de l’épaisseur de la couche limite, mais sous une forme différente de celle d’Efimtsov. Ce sont là encore des mesures sur le nez d’un avion qui ont permis de définir les constantes.
- Witting [171] propose un modèle basé sur la physique de la couche limite : les bouffées turbulentes (*bursts* et *sweeps*) sont modélisées comme des dipôles convectés. Les paramètres de ce modèle sont ajustés sur des mesures publiées. Ce modèle donne des résultats très proches du modèle de Corcos.
- Smol’yakov & Tkachenko [150] ajustent une courbe exponentielle aux résultats de leurs mesures de corrélation spatiale de pression. Ils ne supposent pas une expression fonction de la séparation purement longitudinale et purement transversale, mais prennent une forme combinée en $\exp[-\sqrt{x^2/\Lambda_x^2 + y^2/\Lambda_y^2}]$. Cette forme elliptique a également été jugée plus représentative de la réalité par Singer [148], qui l’a comparée à des résultats de calcul par simulation des grandes échelles (LES).
- Leclercq & Bohineust [103] constatant à leur tour que les contours de cohérence de leurs mesures ont une forme elliptique dans le plan (x,y), proposent un nouveau modèle d’interspectre. Celui-ci est toutefois critiqué par Smol’yakov & Tkachenko [151] car il ne respecte pas le théorème de Kraichnan-Philipps.

Une comparaison entre les diverses modélisations est proposée à la fréquence adimensionnelle $\omega\delta/u_w = 248$ sur la figure 1.4, extraite de l’article de Graham [73].

1.3 Ecoulement en aval d’une marche

Les nombreuses études effectuées sur les fluctuations de pression pariétale sous les couches limites étaient liées aux problèmes apparaissant dans des applications industrielles telles que les systèmes de sonar ou les avions. Cependant, la réalité de ces applications est assez éloignée du cas idéal de la couche limite se développant autour d’un corps bien profilé. En particulier, les formes géométriques des systèmes provoquent souvent des décollements de couche limite. Les applications visées sont le bord d’attaque des ailes d’avion ou des pales de turbine, les parois des diffuseurs à expansion rapide, ou plus généralement les écoulements sur des surfaces présentant des discontinuités (fentes, trous, marches). Les études postérieures ont alors concerné un type d’écoulement plus complexe : l’écoulement décollé puis recollé provoqué par une marche descendante. Le choix de la marche descen-

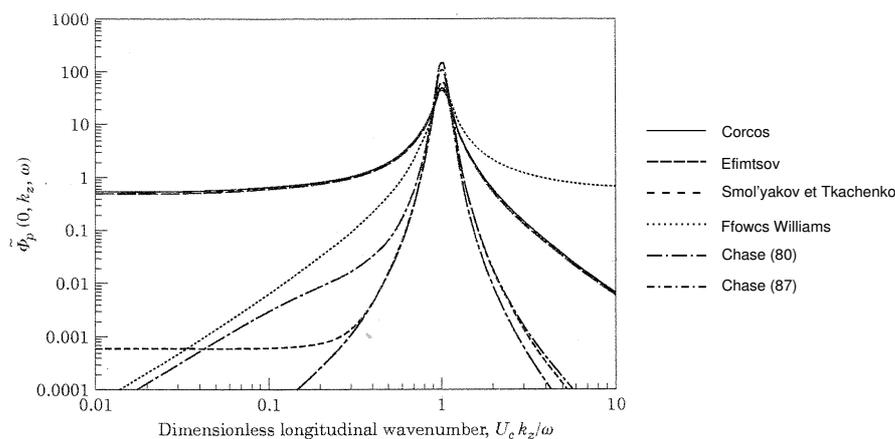


FIG. 1.4 – Comparaison des différents modèles de spectres en nombre d'onde sous couche limite, d'après Graham [73].

dante plutôt qu'une autre configuration est expliqué par Eaton & Johnston [56] : il s'agit du cas le plus simple d'écoulement rattaché. En effet, la ligne de décollement est fixée au bord de la marche, et il y a une unique zone de décollement, contrairement au cas d'une marche montante ou d'une barrette. De plus, au niveau du décollement, les lignes de courant restent horizontales ; ainsi les caractéristiques de l'écoulement amont se retrouvent seulement en aval du recollement. Notons que les caractéristiques des écoulements diffèrent suivant la nature laminaire ou turbulente de la couche limite en amont de la marche [56]. Nous laisserons donc de côté les cas de décollements laminaires ; le lecteur pourra se reporter aux références [20, 33, 67, 149].

1.3.1 Description de l'écoulement moyen

Structure d'un écoulement décollé/recollé

Le phénomène de décollement de couche limite est lié au comportement dynamique de celle-ci. Il intervient lorsque la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse, c'est-à-dire lorsque la pression augmente dans le sens de l'écoulement.

Dans ces conditions, la vitesse de l'écoulement externe diminue et les particules fluides ralentissent. La décélération est très importante dans la couche limite du fait des transferts de quantité de mouvement par les forces visqueuses. Ainsi la quantité de mouvement des particules fluides proches de la paroi diminue graduellement, et le fluide perd sa capacité à avancer. Au point de décollement, la contrainte pariétale et la vitesse des particules s'annulent. En aval du décollement, le gradient de pression induit un écoulement à contre-courant, et les filets fluides quittent la paroi. Le décollement est en général accompagné par le développement d'instabilités. Très souvent, des tourbillons se forment dans la région décollée, dissipant ainsi l'énergie excédentaire des particules fluides. Plus en aval, l'écoulement est susceptible de recoller, le frottement à la paroi redevenant positif. L'écoulement résultant contient un bulbe de recirculation à l'intérieur duquel les lignes de courant sont des courbes fermées sur elles-mêmes.

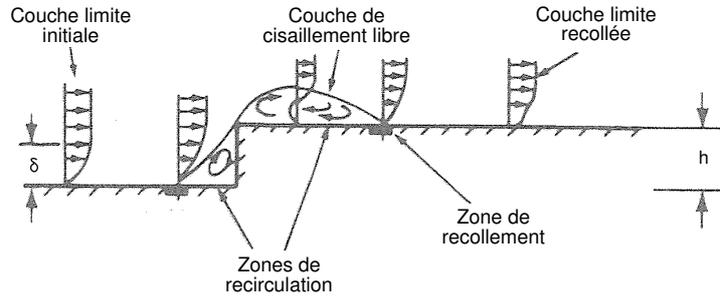


FIG. 1.5 – Structure d'un écoulement décollé/recollé pour une marche montante, d'après Farabee & Casarella [62].

La topologie simplifiée d'un écoulement décollé et recollé est résumée sur la figure 1.5.

Dynamique de la zone de recirculation

De nombreux auteurs [56, 173] se sont attachés à prédire la longueur de rattachement x_R . Le point de recollement est défini soit comme le point où la ligne de courant moyenne atteint le sol [119, 126], soit comme le lieu moyen où la fraction d'écoulement qui se dirige vers l'aval est égale à la fraction de l'écoulement qui se dirige vers l'amont [105]. D'après Eaton & Johnston [56], cette grandeur est très sensible aux caractéristiques de l'écoulement. Les résultats présentés ici concernent les configurations pour lesquelles l'épaisseur de couche limite δ est comparable à la hauteur h de la marche. On retiendra que pour des écoulements turbulents, cette longueur de rattachement se situe entre $5h$ et $8h$. Cette position fluctue au cours du temps, sur une longueur comparable à la hauteur de marche.

Quant à la hauteur du bulbe de décollement, aucune étude systématique n'a été menée. Son ordre de grandeur est celui de la hauteur de la marche [119]. Cependant, il est possible que le rapport d'aspect (c'est-à-dire la rapport entre la hauteur de la marche et la hauteur de la veine) ait une forte influence sur cette grandeur, comme le font remarquer Brungart et al. [22]

Dans la zone de recirculation, les vitesses sont très inférieures à la vitesse extérieure U_0 , allant de $0.2U_0$ à $0.3U_0$ [56, 119].

Après le recollement, le profil de vitesse moyenne à la paroi n'est pas celui d'une couche limite, mais il se rapproche progressivement de la loi logarithmique quand on s'éloigne de la ligne de recollement [19, 22]. Même à une distance de $72h$, le profil de Farabee & Casarella [62] en zone recollée n'avait toujours pas retrouvé des caractéristiques de couche limite classiques. En particulier, les quantités turbulentes (fluctuations de vitesses et les tensions de Reynolds) présentent un excès d'énergie par rapport à une couche limite à l'équilibre. Il y a donc une relaxation très lente de l'écoulement après le recollement.

1.3.2 Fluctuations de pression pariétales en aval d’une marche descendante

Spectre fréquentiel de pressions pariétales

L’observation des spectres montre que les fluctuations de pression pariétale sont les plus grandes dans la région de recollement [22, 62, 119], plus précisément légèrement en amont du rattachement [105].

En zone de recirculation, le spectre fait apparaître une forte composante basse fréquence, dans la gamme de fréquence adimensionnée $f\delta^*/U_0$ allant de 0.0025 à 0.1, où δ^* représente l’épaisseur de déplacement dans la couche limite en amont de la marche. En revanche, les spectres en zone de recirculation sont moins riches en haute fréquence qu’une couche limite non décollée. Les basses fréquences prédominent également dans la zone recollée pour les points qui sont proches de la ligne de recollement. En s’éloignant de la ligne de recollement, le signal retrouve des composantes de petite taille et de forte énergie, et le niveau en haute fréquence augmente. La pente des spectres est en $f^{-7/3}$, ce qui traduit, selon Lee & Sung [105], une interaction turbulence/turbulence et non une interaction turbulence/couche de cisaillement.

Deux éléments importants sont à noter sur les spectres en zone tourbillonnaire. D’une part, on relève un maximum du spectre pour $fh/U_0 = 0.067$ (cf Eaton & Johnston [56] ou Lee & Sung [105]). Une autre formulation proposée par Driver et al [52] en accord avec les données de Mabey [114] s’écrit $fx_R/U_0 \sim 0.6$. Enfin Brungart et al. [22] proposent comme échelle de vitesse la vitesse moyenne maximale au niveau du décollement U_s , grâce à laquelle ils observent une bosse pour $fh/U_s = 0.08$. Cette fréquence, appelée *shedding frequency* [35, 56, 105], correspond à un phénomène de bouclage entre le point de décollement et le point de recollement [114]. C’est la fréquence des grands tourbillons dans la zone de cisaillement juste au-dessus de la zone de recirculation. Grâce à un filtrage spatial pour sélectionner ce mode de lâcher tourbillonnaire, Lee & Sung [106] évaluent la distance entre ces structures à environ $4h$. Un autre élément important, mais qui n’apparaît pas chez tous les auteurs, est dénommé *flapping frequency*. Cette fréquence traduit le battement du tourbillon, c’est-à-dire une instabilité très basse fréquence correspondant à un cycle d’expansion-contraction du bulbe de décollement, identifié par Kiya & Sasaki [100]. Il s’agit d’un mode stationnaire [106]. Le battement se produit pour $fh/U_0 = 0.025$ chez Chun et al. [35], ou encore, sous une autre formulation $fx_R/U_0 = 0.11$ [56, 105] ou $fx_R/U_0 = 0.15$ [114].

Pour faire le lien entre les pressions mesurées en paroi et les fluctuations de vitesse dans l’écoulement, l’idéal serait de faire des mesures simultanées en paroi et en écoulement. Peu d’auteurs ont réalisé de telles mesures ; citons toutefois les essais de Kiya & Sasaki [100], Lee & Sung [106] et Vartanian et al. [166], ou les calculs en simulation numérique directe (DNS) de Na & Moin [126] à très bas nombre de Reynolds. Cependant les études portant sur l’adimensionnalisation des spectres [22, 173] permettent de déduire la localisation des sources de fluctuations à partir des grandeurs amenant à la superposition des courbes, selon qu’elles sont plutôt caractéristiques de l’écoulement interne ou externe. Il semble désormais acquis que les fluctuations de pression sont principalement générées par l’instationnarité imposée par la couche de cisaillement, et non par le comportement en proche

paroi, que ce soit en zone de recirculation ou en zone recollée [105]. En fait, les structures turbulentes qui existent en amont du décollement contournent par le haut le bulbe de décollement [126], mais n’y pénètrent pas. Ainsi, la source de fluctuations turbulente ne se situe pas à la paroi, mais au-dessus. L’étude par vélocimétrie par images de particules (PIV) de Scarano et al. [145] montre que le maximum d’énergie se situe à la frontière de la recirculation, où des tourbillons de type Kelvin-Helmholtz assurent le transfert de l’énergie du cisaillement moyen vers les petites structures.

Corrélation de pressions pariétales

Pour aller plus loin que ces caractéristiques en un point, Na & Moin [126] étudient les corrélations de pression entre des couples de points, au moyen de la simulation numérique directe (DNS). L’avantage de la simulation numérique est de pouvoir obtenir des données sur tous les points du maillage. En contrepartie, le nombre de Reynolds traité par ce genre de calcul est très bas. Na & Moin notent que ceci n’est pas un frein à une analyse physique des phénomènes, puisque ceux-ci dépendent peu du nombre de Reynolds. Ils montrent que les contours de corrélation des pressions pariétales dans le bulbe de recirculation sont très allongés dans la direction transversale par rapport à une couche limite classique. Ils en déduisent que l’écoulement possède une structure bidimensionnelle.

Eaton & Johnston [56] s’intéressent également aux corrélations de pression. Ils en déduisent ainsi la vitesse de convection des structures, de l’ordre de $0.2U_0$ dans le bulbe de recirculation, et $0.6U_0$ en zone recollée.

Lee & Sung [105] tracent des spectres fréquence/nombre d’onde sous les zones décollées et recollées et soulignent trois éléments remarquables. D’une part, ils mesurent grâce à la tache de convection une vitesse de convection longitudinale de $0.6U_0$, et ce quelle que soit la zone considérée. Notons que ceci est en désaccord avec les mesures d’autres auteurs [56, 62, 119] qui constatent une vitesse de convection bien inférieure dans la zone décollée. D’autre part, ils observent une seconde tache autour du nombre d’onde nul, qu’ils interprètent comme le mouvement de battement du tourbillon, mode stationnaire pour lequel il y a absence de convection. Enfin, ils notent que le maximum du spectre se produit pour la fréquence de lâcher tourbillonnaire pour laquelle on observe un fort niveau sur tous les nombres d’onde.

1.3.3 Cas de la marche montante

D’après Moss & Baker [119], le cas de la marche montante présente de nombreuses similitudes avec la marche descendante. Ainsi les courbes d’évolution du coefficient de pression avec la distance à la marche ont la même allure. Les pressions sont cependant plus négatives dans le cas de la marche montante car la vitesse est plus élevée. D’autre part, l’intensité turbulente montre des similarités dans les deux cas. Cette similarité entre marche montante et marche descendante est également relevée par Farabee & Casarella [62]. Dans le cas de la marche montante, la position du recollement est plus en amont que pour la marche descendante : $x_R = 3h$ pour la marche montante, à comparer à $x_R = 7h$ pour la marche descendante.

Dans l'étude de Ponte [137] sur une marche montante, les résultats obtenus sont comparés avec succès à ceux de Scarano et al. [145] et Brungart et al. [22] obtenus sur des marches descendantes.

1.3.4 Acoustique émise par un écoulement sur une marche

Il existe peu d'études s'attachant à décrire le rayonnement acoustique émis par l'écoulement autour d'une marche. En effet, comme le soulignent Jacob et al. [93], il n'est pas possible de mesurer le champ acoustique lointain pour un écoulement confiné, et le montage expérimental devient plus complexe. Leur étude porte sur une marche soumise à un jet. Ils montrent que la marche, solide, diffracte les ondes sonores émises par des structures tourbillonnaires dans son voisinage, et que le niveau sonore possède une directivité vers l'amont. Ils n'observent aucune trace du battement sur les spectres en champ lointain.

Koike & Fukano [101] procèdent à l'identification des sources par analogie avec les modèles de Curle et Powell-Howe. Ils montrent ainsi que les sources acoustiques les plus efficaces en champ lointain sont celles qui se situent dans l'écoulement, dans la zone d'intensité turbulente maximum, et non celles qui se situent à la paroi. Ceci est confirmé par les mesures de Leclercq et al. [102], effectuées dans une veine dont les parois sont constituées d'un matériau acoustiquement transparent.

1.3.5 Contrôle d'un écoulement décollé/recollé

Les comparaisons entre le cas d'une marche et une couche limite attachée [62, 74] ont mis en lumière le fait que les niveaux de pression sont très importants dans la zone de recirculation. Certains auteurs se sont alors intéressés au contrôle des décollements. Sans faire ici une liste exhaustive sur ce thème, nous pouvons toutefois citer quelques études analytiques [29, 76, 153] qui cherchent à prédire le lieu du décollement. Les critères mis au point sont basés sur l'étude du gradient de pression.

D'autres auteurs se sont penchés sur le contrôle des écoulements en vue de réduire la taille du bulbe de décollement et/ou le niveau des pressions en paroi. La méthode utilisée consiste à exciter l'écoulement à une fréquence à laquelle il est réceptif. Cette fréquence vaut $fh/U_0 = 0.2$ dans les expériences de Chun et al. [35] où le mécanisme excitateur est une roue tournante, et la même fréquence est retrouvée dans les cas où l'excitation se fait par un écoulement périodique au travers d'une fente [45, 112]. Le transfert de quantité de mouvement des structures organisées générées par le forçage vers la couche de cisaillement où elles sont dissipées conduit à une diminution de la longueur de rattachement et de l'amplitude des fluctuations dans la couche de cisaillement de la région décollée.

Darabi & Wagnanski [42, 43] se sont intéressés à une configuration plus réaliste : le décollement se produisant à grande incidence sur une aile d'avion. Grâce à une fente par laquelle de l'air est pulsé, ils arrivent à réduire la longueur de rattachement de plus de 50%. Le mécanisme qui intervient est la génération de structures très organisées dans l'écoulement, en l'occurrence l'accroissement des gros tourbillons transversaux. Le passage de ces structures organisées entraîne le fluide, ce qui induit un transport de masse à travers la couche de cisaillement, et une diminution de la pression statique à la surface de l'aile et donc force le recollement.

1.4 Écoulement autour d'un montant de baie

1.4.1 Description de l'écoulement au niveau du montant de baie

Au niveau du montant de baie se produit généralement un décollement de la couche limite qui se développe sur le pare-brise. Ainsi la zone de montant de baie présente-t-elle un tourbillon conique de grande taille (cf figure 1.6).

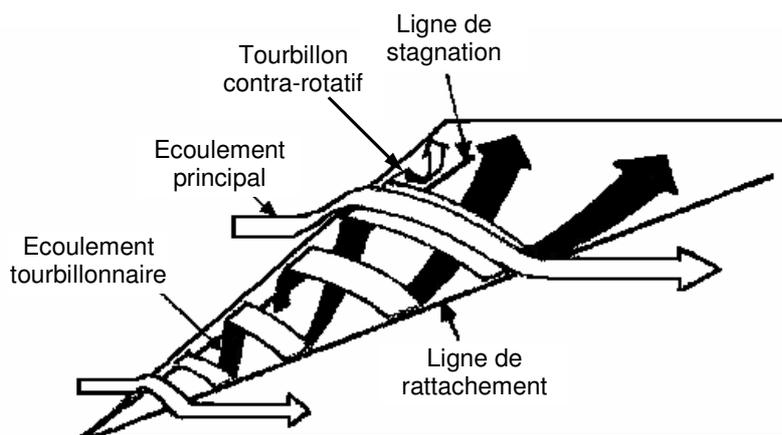


FIG. 1.6 – *Écoulement dans la zone du montant de baie, d'après [79].*

Haruna et al. [79] mettent en évidence un deuxième tourbillon, contrarotatif par rapport au tourbillon de montant de baie, qui se développe au niveau de la jonction entre le pavillon et la vitre latérale avant. Par conséquent, l'écoulement dans la zone du montant de baie est un écoulement très perturbé, avec de forts niveaux de turbulence.

1.4.2 Spectre fréquentiel des pressions sous un montant de baie

Il existe un grand nombre d'études portant sur les fluctuations de pression pariétale au niveau du montant de baie. Cependant, une fraction importante de ces travaux s'attache essentiellement à prédire le niveau relatif de chargement du vitrage produit par une modification de forme du véhicule ou de la maquette. Ces études sur l'influence de la géométrie du montant de baie sur les caractéristiques de pression seront décrites plus en détail au chapitre 5.

Les études réalisées prennent appui sur une large gamme de modèles de véhicules, allant de la maquette bicorps [163] au véhicule réel [79], en passant par la *greenhouse* [107], c'est-à-dire une maquette représentant l'ensemble des surfaces vitrées d'un véhicule ainsi que le toit. Sur ces différentes configurations, le niveau de pression dans la zone tourbillonnaire est très supérieur au niveau dans la zone recollée, de 15 dB à 25 dB environ suivant la fréquence.

Il n'est pas aisé d'obtenir les spectres de pression instationnaire par simulation numérique. En effet, cela requiert une simulation instationnaire, telle que la méthode Boltzmann

sur réseau du code commercial PowerFLOW, largement employée dans le domaine automobile [55, 107, 163, 165]. Une autre possibilité [152] est de calculer l'écoulement moyen par les équations de Navier-Stokes moyennées (RANS) puis d'injecter les termes sources dans les équations d'Euler linéarisées. Les résultats obtenus par simulation numérique sont en accord avec les résultats expérimentaux lorsque le niveau de pression est élevé (zone décollée sur la vitre latérale, sillage du rétroviseur), mais décevants lorsque le niveau est faible (pare-brise, zone recollée sur la vitre latérale). De plus, la pente des spectres expérimentaux n'est pas toujours retrouvée.

1.4.3 Spectre en nombre d'onde des pressions sous un montant de baie

Il n'existe pas, à notre connaissance, de mesure des spectres en nombre d'onde des pressions pariétales sous l'écoulement d'un montant de baie. Cependant, afin de prédire le bruit intérieur, certains auteurs ont utilisé un spectre en nombre d'onde modélisé [25, 77, 156]. Dans tous les cas recensés, il s'agit d'un modèle de Corcos, qui est choisi pour sa simplicité. Les paramètres intervenant dans ce modèle sont déterminés soit par des considérations analytiques [155], soit par l'examen de bases de données expérimentales ou numériques portant sur les intercorrélations entre points [78].

En zone décollée, le modèle proposé par Strumolo [155] ne dépend pas du nombre d'onde. Celui de Callister [25] ne montre pas de convection. Enfin celui de Han et al. [78] est un modèle de Corcos classique, avec tous ses paramètres.

En zone recollée, Strumolo ainsi que Han et al. utilisent un modèle de Corcos classique.

1.5 Conclusion

Ce premier chapitre a permis de faire un état de l'art des connaissances sur le bruit d'origine aérodynamique en automobile. L'étude bibliographique montre que la plupart des études portant sur ce bruit sont expérimentales. Cependant, les données mesurées, à savoir le niveau des fluctuations de pression pariétales sur les vitrages, sont insuffisantes pour calculer le bruit rayonné. En effet, l'analyse succincte du couplage fluide-structure dans le cas de l'automobile démontre qu'il est indispensable de décrire ces fluctuations de pression dans le domaine des nombres d'onde. D'après l'analyse bibliographique, une telle évaluation n'a jamais été réalisée jusqu'à présent. Des modèles de spectres en nombres d'onde existent seulement pour le cas simple de la couche limite turbulente, et leur application est encore sujette à controverse. Le cas de la marche descendante, qui semble plus proche du tourbillon de montant de baie, a été longuement étudié. Cependant, très peu de données existent en nombre d'onde sur ce genre de configuration.

C'est pourquoi l'étude présentée ici s'attache à mesurer de manière expérimentale le spectre en nombre d'onde des pressions pariétales sous un tourbillon de montant de baie, en portant une attention particulière au domaine des petits nombres d'onde.

2. Présentation générale des essais réalisés

2.1 Présentation du dispositif expérimental

2.1.1 Soufflerie

Soufflerie silencieuse de l'ECL

Les essais sont réalisés dans la grande soufflerie anéchoïque du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon [157], dont des schémas et des photos sont présentés sur les figures 2.1 et 2.2.

La partie amont du circuit assure la production de l'écoulement. Diverses grilles avec des maillages différents ainsi que des filtres en nid d'abeilles assurent une bonne homogénéité de l'écoulement et un faible taux de turbulence. D'autre part, des filtres acoustiques permettent de minimiser le bruit provenant des ventilateurs d'alimentation. L'écoulement est ensuite canalisé par un convergent en sortie de circuit amont.

A ce convergent est raccordée la veine d'essai, par l'intermédiaire d'une liaison souple qui permet un découplage vibratoire entre le circuit amont et la veine. La veine a une section intérieure de $0,5 \times 0,5 \text{ m}^2$ et une longueur de 4 m. Les parois inférieures et supérieures de cette veine sont modulables au moyen de lames de bois interchangeable. Il est ainsi possible d'y implanter aisément, en tout point, divers dispositifs de mesure. L'une des parois latérales est transparente, ce qui permet une observation visuelle de certains phénomènes. La veine est ouverte à son extrémité aval, et le jet libre débouche dans la chambre anéchoïque.

Etude des modes de conduit

Pour caractériser la veine du point de vue acoustique, une expérience visant à déterminer les modes de résonance du conduit a été menée. Elle consiste, en l'absence d'écoulement, à émettre un bruit large bande dans la veine, et à mesurer la pression résultante avec des capteurs implantés en paroi. La figure 2.3 présente la fonction de transfert entre les signaux de pression de la source de bruit et de l'une des sondes. En basse fréquence, on distingue clairement les premiers modes acoustiques transverses du conduit à 340 et 680 Hz, qui correspondent aux fréquences de résonance théoriques pour un conduit rigide. En effet, si on considère que les parois de la veine sont totalement rigides (ce qui est valable pour le bois mais sans doute pas pour la paroi en Plexiglass), ses fréquences

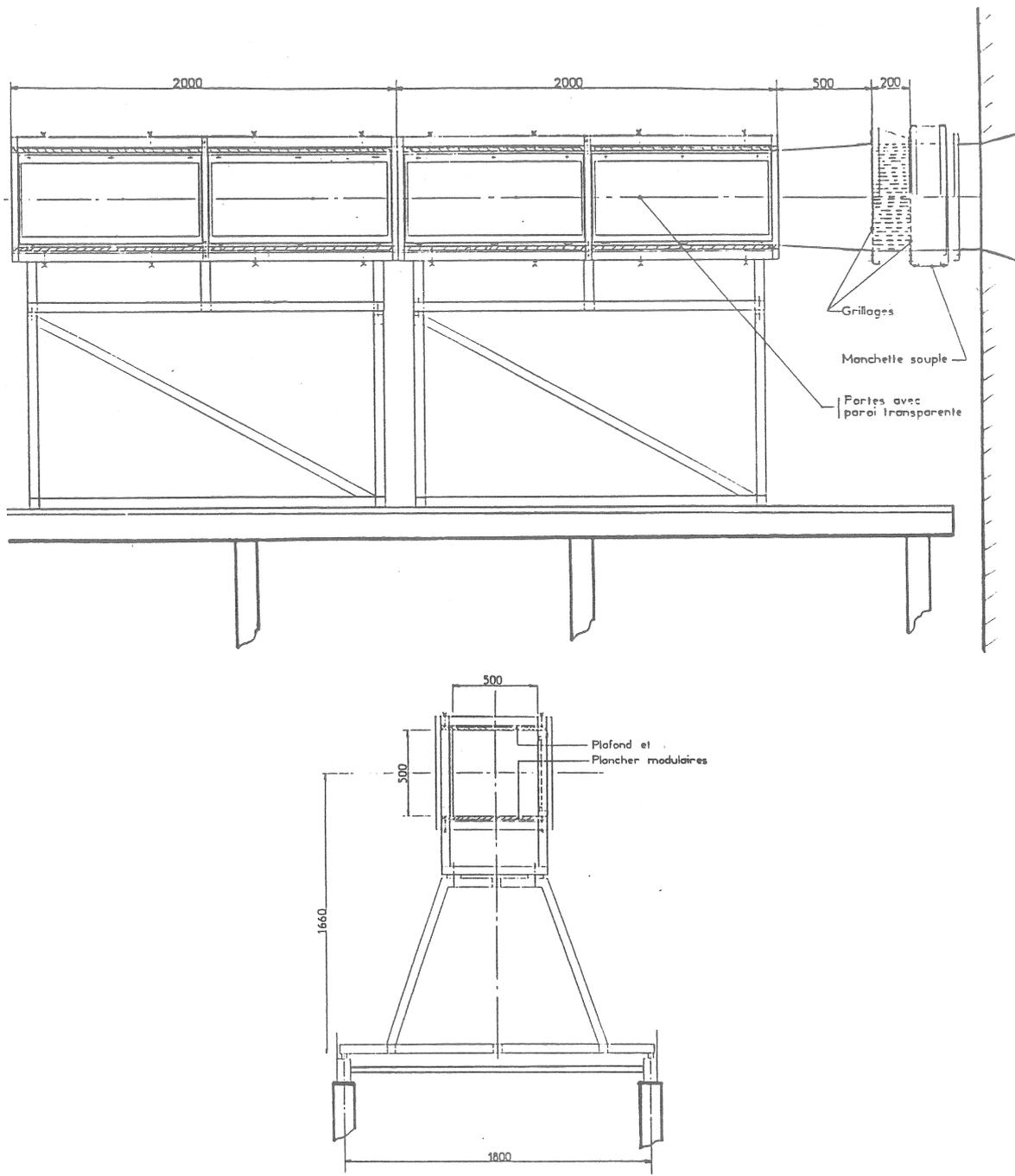


FIG. 2.1 – Schémas de la veine d'essais.



FIG. 2.2 – Photographies de la veine d’essais.

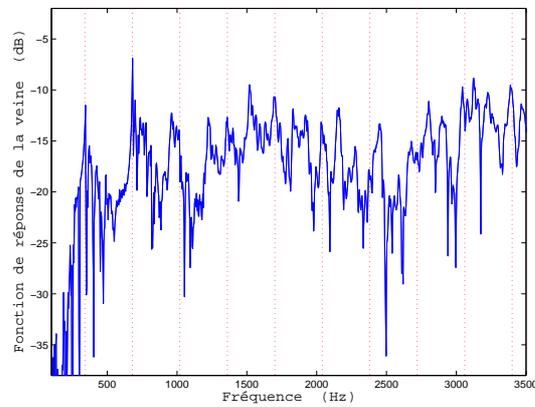


FIG. 2.3 – Fonction de transfert acoustique du conduit excité par un bruit blanc. Les traits pointillés verticaux représentent les fréquences de résonance théoriques pour un conduit rigide.

de résonance sont $f_n = nc_0/2L$ avec $L = 50$ cm, soit $f_n = 343n$ Hz. Les fréquences des modes transverses d’un conduit rigide de mêmes dimensions que la veine sont tracées en pointillés sur la figure 2.3. Les premiers modes mesurés correspondent bien aux résonances d’un conduit rigide. Les autres pics doivent sans doute être associés au couplage entre les modes axiaux et transverses de la veine.

2.1.2 Antennes de mesure

Bibliographie sur les techniques de mesure des spectres en nombre d’onde

Différentes méthodes de mesure des spectres en nombre d’onde ont été recensées par Bull [23]. La première méthode consiste en une mesure directe de la densité spectrale en nombre d’onde, par transformée de Fourier spatiale discrète sur les densités spectrales de pression. La difficulté de mise en œuvre de cette technique explique la rareté et le caractère récent des publications sur ce type de mesures (Ibars [91] en 1990, Ma-

noha [117] en 1993, ou Abraham & Keith [1] en 1998). En effet, elle requiert des points de mesure très rapprochés, afin de pouvoir mesurer de petites longueurs d’onde (théorème d’échantillonnage de Shannon). A 1 kHz, pour une vitesse de convection de l’ordre de 35 m/s caractéristique des vitesses automobiles, la longueur d’onde est de l’ordre de quelques centimètres; à 10 kHz, elle vaut quelques millimètres. Ainsi, il est nécessaire d’avoir un très grand nombre de points de mesure. De plus, afin d’éviter le repliement, le signal mesuré doit être filtré en nombre d’onde, de manière à atténuer les grands nombres d’onde (petites longueurs d’onde) qui ne peuvent être suffisamment bien captés, du fait de l’espacement entre capteurs.

Une autre méthode de mesure consiste à réaliser des filtres en nombre d’onde. Pour cela, deux possibilités ont été exploitées. La première technique repose sur l’analyse de la réponse vibratoire d’une structure excitée par les fluctuations de pression induites par l’écoulement. Comme cela a été montré dans l’annexe A, chaque mode de vibration filtre à sa fréquence propre les nombres d’onde associés à sa déformée. Ainsi, Martin & Leahay [118], Robert [142] ou Manoha [117] utilisent de petites plaques vibrantes rectangulaires dont la réponse à une excitation donnée est connue. En adaptant les caractéristiques de ces plaques (dimensions et propriétés mécaniques), les modes propres peuvent être ajustés de manière à ce que la plaque réponde principalement sur le nombre d’onde recherché par résonance d’un mode. L’avantage de cette méthode semble être sa simplicité de mise en œuvre : un seul capteur suffit à la mesure. Cependant, pour un ensemble donné de caractéristiques des plaques filtrantes, seuls quelques nombres d’onde discrets sont accessibles à la mesure.

La deuxième technique consiste à utiliser des antennes de capteurs de pression. Maidanik [116] établit les équations qui décrivent le filtrage apporté par un réseau de capteurs, d’abord monodimensionnel, puis bidimensionnel. Maidanik & Jorgensen [115] proposent aussi des améliorations à ces antennes. Le principe est d’obtenir, par combinaison linéaire de signaux, un spectre en nombre d’onde pour des valeurs discrètes du nombre d’onde dépendant de l’espacement entre les capteurs. Il faut noter que les techniques de filtrage en nombre d’onde par une plaque ou par un réseau de capteurs ne sont efficaces que si l’on a une connaissance a priori du spectre en nombre d’onde que l’on veut mesurer. Ce n’est pas le cas de notre étude où les écoulements sont tridimensionnels et décollés.

Dans le cadre d’études sur les couches limites, de nombreux auteurs se sont intéressés aux spectres nombre d’onde des fluctuations de pression [9, 15, 91, 117]. Se basant sur l’hypothèse de Corcos [40] de découplage entre les fluctuations longitudinales et transversales, ils s’attachent à mesurer des spectres uniquement monodimensionnels dans ces deux directions. Notons que cette hypothèse d’indépendance est réfutée par Chase [31], dont la modélisation tient compte de la dépendance angulaire du vecteur nombre d’onde.

Pour la présente étude, la mesure des spectres en nombre d’onde se fera sur des écoulements plus complexes que la simple couche limite, pour lesquels il peut être difficile de définir une direction longitudinale et/ou transversale. C’est pourquoi il faut impérativement s’intéresser à des spectres en nombre d’onde en deux dimensions, donc mesurer les pressions sur une surface et non une ligne.

Aucune étude, cependant, n’a été réalisée en deux dimensions, à l’exception de celle de Sherman et al. [147]. Ils évaluent le spectre en nombre d’onde d’une couche limite dans l’eau, au moyen de deux antennes de 11×11 capteurs chacune, avec des espacements

respectifs de capteurs de 1.27 cm et 6.5 cm. La petite antenne possède une mauvaise résolution en nombre d'onde, mais permet d'observer un grand intervalle de nombres d'onde sans repliement. Au contraire, l'antenne de plus grande taille a une meilleure résolution, mais la zone non repliée est très restreinte. De plus, vus l'intervalle de la zone sans repliement et les vitesses d'écoulement étudiées (10 à 15 m/s), l'étude se limite à des fréquences inférieures à 500 Hz. Ibars [91] utilise un système ingénieux constitué par l'engrenage de deux disques, permettant d'obtenir un espacement variable entre deux capteurs. Cependant, le dispositif ne permet de mesurer la pression qu'en deux points simultanément et la mesure semble donc fastidieuse pour une surface importante. Maidanik & Jorgensen [115] mentionnent quant à eux une méthode permettant d'obtenir le spectre en nombre d'onde dans toutes les directions : un ensemble de capteurs de pression sur une plate-forme rotative. Les auteurs notent que le nombre d'onde maximal est limité par la taille des capteurs, qui à l'époque (1967) devait être importante et donc a freiné l'utilisation d'un tel système.

Les compétences actuelles dans le domaine des capteurs déportés permettent aujourd'hui d'envisager ce type de dispositif, et comme il semblait répondre de manière optimale au cahier des charges, c'est ce système qui a été retenu.

Bibliographie sur les capteurs de pression

L'application envisagée nécessite d'avoir une grande résolution spatiale, un faible bruit de fond ainsi qu'une large gamme de mesure. Cependant, les capteurs de pression utilisés traditionnellement en mécanique des fluides ont un bruit de fond trop important, et les capteurs acoustiques (capteurs à condensateur 1" ou 1/2" et capteurs à effet électret) ont une trop forte sensibilité. Si les 1/4" et 1/8" pourraient convenir en terme de sensibilité, les premiers sont cependant trop gros et les seconds trop onéreux. La consultation de fournisseurs spécialisés a montré qu'il n'existe pas de microphones commercialisés répondant au cahier des charges à un prix raisonnable, le problème principal provenant de la taille des capteurs. En effet, lorsque les capteurs ne sont pas ponctuels, ils provoquent un moyennage spatial de la pression sur leur surface. Ainsi, les petites longueurs d'onde ne sont plus résolues et les spectres obtenus en haute fréquence sont inférieurs au niveau réel [102]. Cet effet a été initialement étudié par Corcos [40], qui propose une fonction de correction pour des surfaces sensibles rectangulaires ou circulaires et un fonctionnement de type piston. Lueptow [113] a rectifié ces fonctions correctrices pour prendre en compte l'effet d'encastrement de la membrane des microphones. Cet effet a également pu être étudié de manière numérique, au moyen de la DNS [86].

Une solution possible pour réduire la taille de la surface sensible des capteurs réside dans le montage dit *en trou d'épingle*. Il consiste à percer en surface un trou de très petite taille, puis à relier ce trou à un microphone classique par l'intermédiaire d'une cavité de dimensions très faibles pour repousser les résonances vers les hautes fréquences. Des montages de ce type ont été largement utilisés, notamment par Callister [25], Farabee & Casarella [62, 63], Brungart et al. [22]. Cependant, bien que la taille effective de la partie sensible soit réduite par ce montage, l'encombrement des capteurs reste le même et il n'est donc pas possible de les rapprocher les uns des autres.

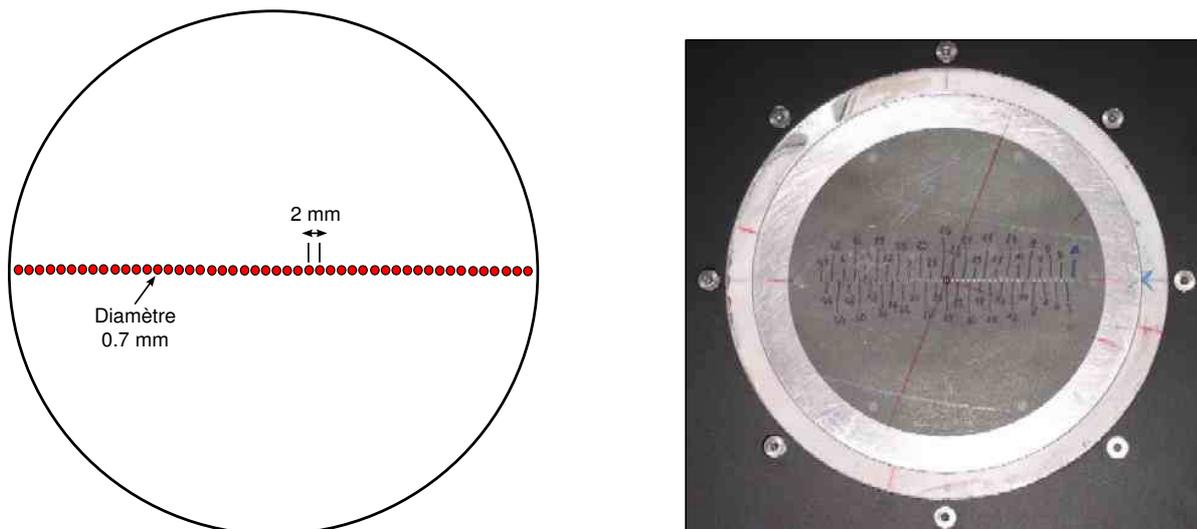


FIG. 2.4 – Schéma et photographie de l'antenne réduite.

Le choix s'est donc orienté vers des capteurs de type déportés. L'idée principale sur laquelle reposent ces capteurs est de ne pas placer la membrane des microphones directement affleurante à la paroi, mais de la déporter au moyen d'un tube auquel elle est reliée, soit perpendiculairement [146], soit parallèlement [103, 137] à l'axe du tube. L'intérêt d'un tel montage est double : d'une part, il permet de réduire la surface active de la zone de mesure (qui est le diamètre du tube en paroi), d'autre part, la dissipation visqueuse dans le tube atténue le niveau des fluctuations de pression de manière à pouvoir le mesurer avec un microphone acoustique classique, de sensibilité généralement importante. Une telle sonde est commercialisée par le fabricant Brüel & Kjær sous la référence BK4182, mais son coût prohibitif pour un achat en nombre nous a conduit à fabriquer ces sondes à partir de microphones traditionnels.

Description du système de mesure

Le système conçu pour ces mesures consiste en un disque, capable de tourner autour de son centre. Sur le diamètre de ce disque sont répartis un nombre N de capteurs de pression. Plusieurs types de capteurs sont utilisés ; ils seront décrits en détail au paragraphe 2.1.3. Deux antennes rotatives basées sur ce principe ont été conçues.

Il a été vu précédemment que, pour pouvoir mesurer des signaux de petites longueurs d'onde, il est indispensable de rapprocher au maximum les capteurs. La première antenne est donc constituée de $N = 47$ sondes, dont les centres sont tous distants de $\Delta r^{(1)} = 2$ mm. Ces sondes ont un diamètre de 0.7 mm. Cette antenne, appelée *antenne réduite*, possède un diamètre de 10 cm. Elle est photographiée sur la figure 2.4.

A l'inverse, pour pouvoir mesurer de grandes longueurs d'onde avec une résolution suffisante, il est nécessaire de couvrir une large zone de mesure. Cependant, le matériel de mesure dont nous disposons ne permet d'acquérir que 64 voies simultanément. La deuxième antenne, appelée *antenne principale*, mesure 20 cm de diamètre. Elle est formée en espaçant de manière particulière $N = 63$ capteurs de pression alignés suivant le

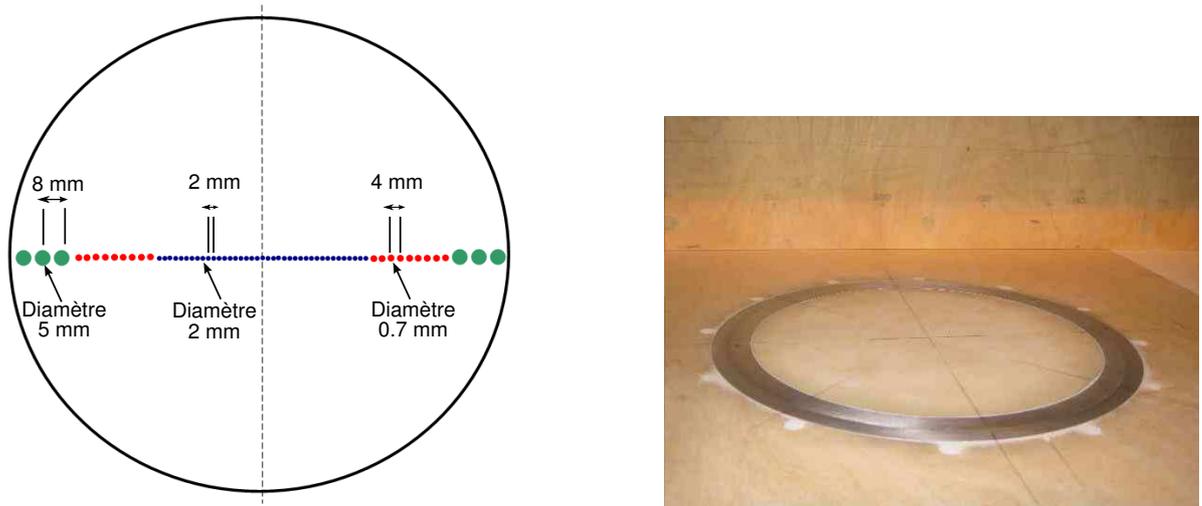


FIG. 2.5 – Schéma et photographie de l'antenne principale.

diamètre d'un disque, comme schématisé sur la figure 2.5. Autour du capteur central sont placés 19 capteurs de chaque côté. Ces 39 capteurs sont des sondes de diamètre 0.7 mm, dont les centres sont espacés de $\Delta r^{(1)} = 2$ mm. Pour permettre d'élargir la surface de mesure, les capteurs restants sont plus espacés. De part et d'autre des petites sondes sont disposées 2×9 sondes de diamètre 2 mm, dont les centres sont espacés de $\Delta r^{(2)} = 4$ mm. Enfin, 2×3 sondes de diamètre 5 mm ont été positionnées de part et d'autre des moyennes sondes, avec un espacement de $\Delta r^{(3)} = 8$ mm.

A cause de cet espacement plus grand entre les capteurs, il existe un risque que les petites longueurs d'onde, inaccessibles à la mesure, se replient sur les grandes longueurs d'onde (petits nombres d'onde). Afin de limiter ce phénomène, il est nécessaire d'appliquer un filtre passe-bas en nombre d'onde aux signaux mesurés. Pour cela, la technique utilisée consiste à réaliser une mesure au moyen d'un capteur non ponctuel, ce qui permet de moyenniser les signaux sur la surface de mesure. C'est pourquoi des capteurs de différent diamètre ont été conçus (voir paragraphe 2.1.3).

La mesure consiste en l'acquisition simultanée du champ de pression par les capteurs pendant une durée d'acquisition $T = 90$ s. Après l'observation pendant la durée T des N signaux de pression, le segment portant les capteurs est tourné d'un angle $\Delta\theta = 2.9^\circ$ autour de son centre et une nouvelle acquisition pendant la durée T des N signaux de pression est réalisée. Cette opération (rotation des capteurs et acquisition pendant la durée T) est itérée $M = 63$ fois. Cela permet aux capteurs de pression de balayer, avec des valeurs discrètes, un disque complet. Pour optimiser le temps de mesure, le système de rotation est motorisé (voir figure 2.6) et télécommandé à l'extérieur de la chambre sourde.

Les mesures sont effectuées avec un frontal de 64 voies (MK2, de marque Müller-BBM), relié à un PC possédant 2 Go de mémoire vive. La configuration d'acquisition et l'exploitation directe des données se font avec le logiciel PAK fourni avec le frontal. Pour toutes les mesures, la fréquence d'échantillonnage est de $f_e = 26.5$ kHz. La durée



FIG. 2.6 – *Vue du système de motorisation de l'antenne de mesure.*

d'acquisition assez longue permet de réaliser 1200 moyennes sans recouvrement, avec une résolution en fréquence de $\Delta f = 12.5$ Hz.

2.1.3 Capteurs

Description des sondes à microphone déporté

Afin de satisfaire aux contraintes d'encombrement, la solution retenue pour les capteurs de pression consiste en un ensemble de sondes à microphone déporté. Pour des raisons géométriques, la réponse de ces sondes présente de nombreuses oscillations dues à l'établissement de modes longitudinaux entre la surface de mesure et le microphone, comme l'a montré Pérennès [134]. Pour résoudre ce problème, Franzoni & Elliott [66] proposent un design optimisé permettant de diminuer les oscillations dans la réponse du capteur par rapport à une conception dite traditionnelle. D'autres auteurs [103, 137] effectuent un étalonnage des sondes pour pouvoir ensuite corriger leur réponse. Une étude préliminaire [140] en partenariat avec l'Ecole Centrale de Lyon a montré que les sondes de type traditionnel habituellement utilisées par le laboratoire convenaient pour l'étude et qu'il était possible de mesurer leur fonction de transfert. Nous nous sommes donc inspirés de cette conception pour fabriquer nos propres sondes à microphone déporté. Ces sondes, schématisées sur la figure 2.7, se composent d'un microphone 1/4" B&K de type 4935, placé dans un logement perpendiculairement à un tube en acier de diamètre 2 mm et de 14 à 15 cm de longueur. A une extrémité, le tube débouche sur la paroi où seront réalisées les mesures. A l'autre extrémité, pour éviter les réflexions, chaque tube métallique est relié à un tube souple en vinyle de 2 m de longueur, bouché à son extrémité.

Trois différents types de sondes ont été conçus (voir figure 2.7) :

- pour les sondes dites à gros diamètre, la section du tube augmente progressivement jusqu'à atteindre un diamètre de 5 mm en paroi,
- pour les sondes à diamètre moyen, la section ne varie pas et reste donc de 2 mm en paroi,

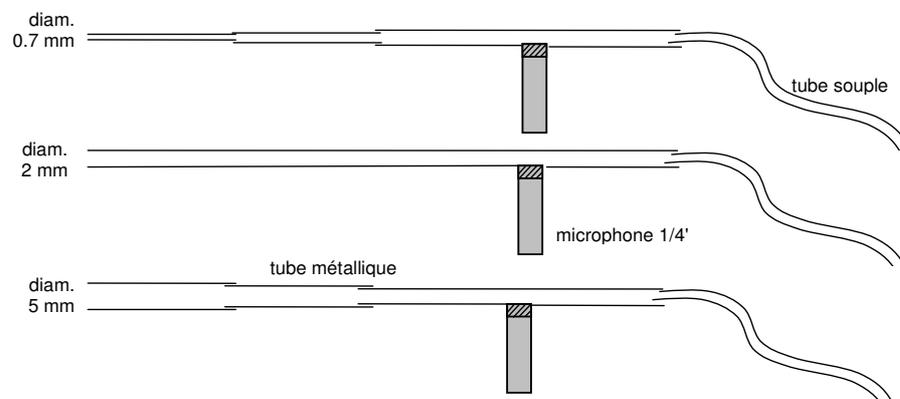


FIG. 2.7 – Schéma des trois types de sondes à microphone déporté utilisées sur l'antenne principale. Sur l'antenne réduite, seule la sonde de 0.7 mm de diamètre est utilisée.

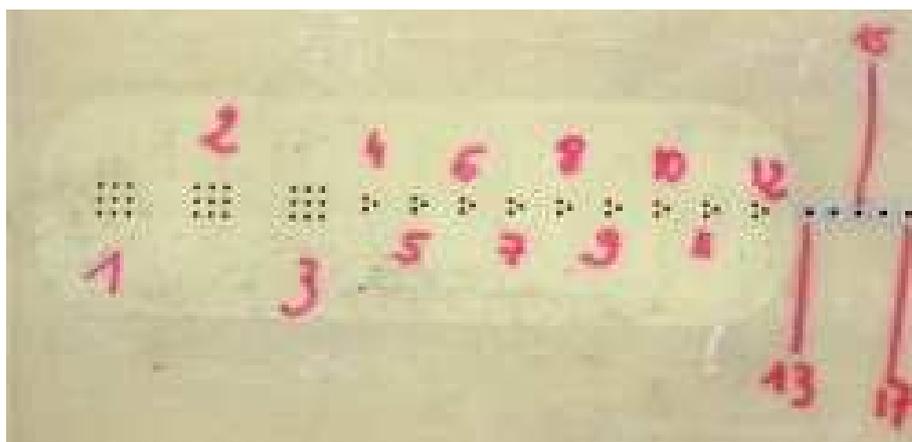


FIG. 2.8 – Photographie des sondes en paroi sur l'antenne principale.

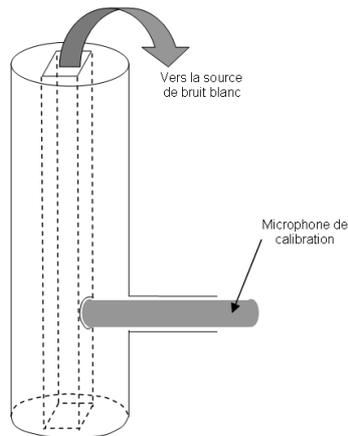


FIG. 2.9 – Schéma et photographie du tube d'étalonnage utilisé.

- pour les sondes de petit diamètre, cette section diminue progressivement et présente un diamètre de 0.7 mm au niveau de la paroi.

Un trou de taille trop importante dans la paroi aurait provoqué des sifflements intempestifs et des fluctuations non négligeables de débit, c'est pourquoi les tubes de gros et moyen diamètres ne débouchent pas directement sur la paroi, mais par l'intermédiaire de trous plus petits de diamètre 0.5 mm : 9 trous pour les grosses sondes et 3 trous pour les sondes moyennes, comme cela est visible sur la photographie 2.8.

Etalonnage des sondes à microphone déporté

Les fluctuations de pression mesurées par le microphone déporté sont celles qui se propagent dans le tube. Un étalonnage est donc nécessaire pour retrouver la pression en paroi. Pour cela, un tube d'étalonnage a été conçu (voir figure 2.9).

Celui-ci se compose d'un tube de section intérieure carrée de $L = 13$ mm de côté. Une extrémité de ce tube est reliée à une chambre de compression qui génère un bruit blanc de fort niveau entre 0.1 et 10 kHz. L'autre extrémité reçoit un microphone B&K 4944 placé perpendiculairement à l'axe du tube, par la suite dénommé microphone d'étalonnage.

Lors de l'étape d'étalonnage, le tube d'étalonnage est posé sur la sonde à étalonner. La fréquence de coupure élevée du tube d'étalonnage ($f_c = c_0/2L = 13$ kHz) assure que les ondes sonores émises jusqu'à 10 kHz ont une propagation plane à l'intérieur du tube. La pression étant ainsi constante sur toute la section de l'extrémité du tube, le positionnement du tube d'étalonnage au-dessus des sondes ne requiert pas de grande précision.

Un premier étalonnage consiste à placer le tube d'étalonnage sur une paroi plane au-dessus d'un microphone BK 4944 monté affleurant (voir figure 2.10-a). La fonction de transfert H_1 , fonction uniquement de la géométrie du tube d'étalonnage, permet de relier la pression mesurée par le microphone d'étalonnage à la pression à l'extrémité du tube d'étalonnage

$$H_1 = \frac{S_{pc}}{S_{cc}}. \quad (2.1)$$

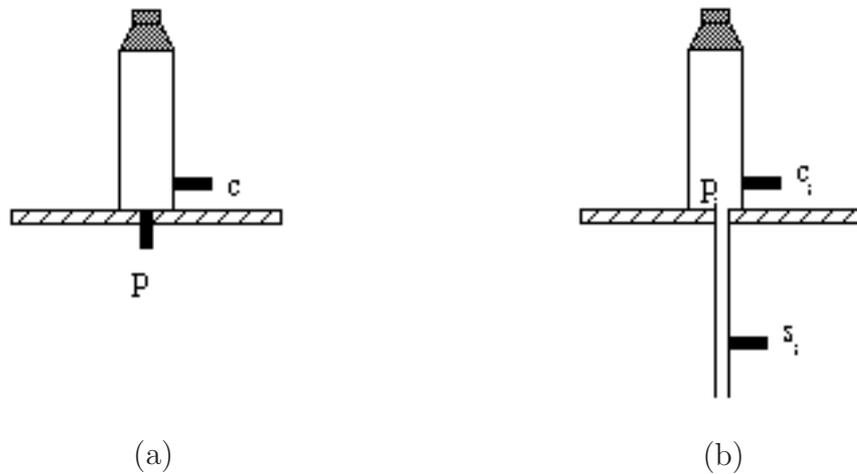


FIG. 2.10 – Schéma de principe de l'étalonnage : (a) mesure de la fonction de transfert entre la pression en paroi et le microphone d'étalonnage - (b) étalonnage de la sonde déportée numéro i .

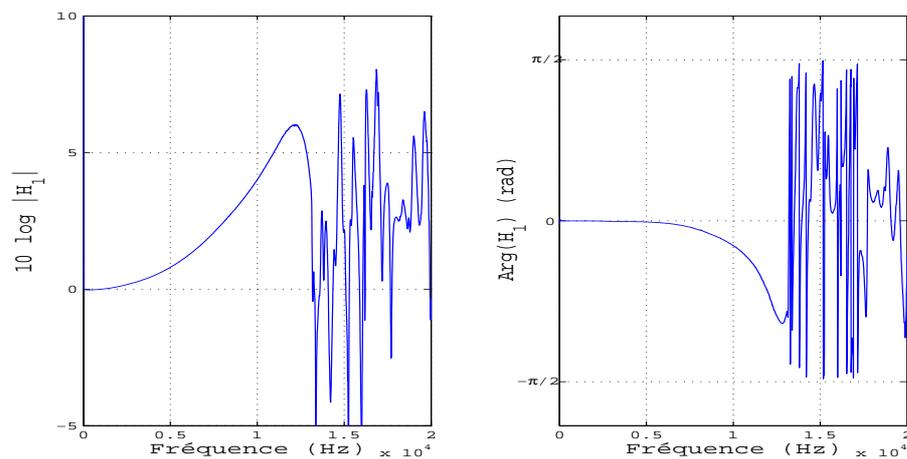


FIG. 2.11 – Fonction de transfert paroi/tube d'étalonnage en amplitude et en phase.

Dans ce paragraphe, l'indice p fait référence aux grandeurs en paroi, l'indice c aux grandeurs mesurées par le microphone d'étalonnage et l'indice s_i se rapporte à celles mesurées par la sonde à microphone déporté numéro i .

La figure 2.11 montre cette fonction de transfert H_1 . Le module de H_1 représente l'atténuation de la pression entre le microphone d'étalonnage et le microphone en paroi. La courbe montre que cette atténuation est régulière jusque vers 13 kHz. Au-delà, l'onde n'est plus plane et le signal est fortement perturbé. La phase de la fonction de transfert représente le retard de l'onde lors de sa propagation entre le microphone d'étalonnage et le microphone en paroi. Cette phase est proche de zéro entre 0 et 10 kHz. Au-delà de la fréquence de coupure du conduit (13 kHz), la phase est plus fluctuante.

Un second étalonnage (figure 2.10-b), à répéter pour chaque sonde, consiste à placer le tube d'étalonnage au-dessus de la sonde déportée à étalonner. De cette manière est mesurée la fonction de transfert H_{2_i} entre le microphone déporté s_i et le microphone

d'étalonnage

$$H_{2_i} = \frac{S_{c_i c_i}}{S_{s_i c_i}}. \quad (2.2)$$

Une simple multiplication des deux fonctions de transfert permet d'obtenir le rapport entre la pression réelle en paroi (qui est la grandeur recherchée) et la pression mesurée par la sonde

$$G_{p s_i} = H_1 H_{2_i}. \quad (2.3)$$

A titre d'exemple, les figures 2.12, 2.13 et 2.14 montrent la fonction de transfert en amplitude et en phase de sondes de diamètre décroissant, respectivement 5, 2 et 0.7 mm.

Pour les sondes de gros diamètre (figure 2.12), le module présente des pics correspondant à l'amplification du signal par des résonances de type quart d'onde dans le tube métallique, aux fréquences $(2n + 1)c_0/4h$, $n \in \mathbb{N}$, où h est la longueur de tube entre le microphone déporté et la paroi (h vaut 14 à 15 cm suivant les sondes). Notons que sur les premières résonances, il y a même amplification du signal par la sonde. Quant à la phase, elle est quasi linéaire car elle correspond à la propagation des ondes acoustiques entre la paroi et le microphone déporté. Les ondulations qu'elle présente correspondent également au comportement résonant.

Pour les sondes de diamètre moyen (figure 2.13), on observe toujours les résonances dans le tube, mais cette fois moins marquées et sans amplification du signal. La phase est très semblable aux sondes de diamètre 5 mm.

Pour les sondes de plus petit diamètre (figure 2.14), les pics sont moins marqués. On peut relier ceci au fait que la dissipation visqueuse est plus importante lorsque les tubes sont de faible diamètre, ce qui atténue les résonances. De même, la phase est alors plus lisse. Les pics de résonances sont également beaucoup moins réguliers; en effet, la conception de ces sondes (voir figure 2.7) est telle qu'il y a un changement de section du tube métallique, donc plusieurs résonances correspondant à chaque longueur de tube de section constante et à la longueur totale du tube peuvent se produire et interférer.

La figure 2.15 montre les densités spectrales de puissance des fluctuations de pression mesurées par les trois types de sondes sous une couche limite turbulente à 40 m/s. On peut identifier trois faisceaux de courbes, correspondant aux trois types de sondes. Conformément aux études théoriques [40, 113], les sondes de plus gros diamètre possèdent la fréquence de coupure la plus basse (autour de 1.5 kHz). Le faisceau suivant représente les sondes moyennes, dont la fréquence de coupure se situe autour de 3 kHz. Enfin les plus petites sondes ne montrent pas de changement de pente, ce qui signifie que leur fréquence de coupure se situe au-delà de 10 kHz. On voit ainsi le rôle de filtre passe-bas en nombre d'onde (anti-repliement) que jouent les sondes de diamètre 5 mm et 2 mm. On note que, excepté en haute fréquence, les sondes sont suffisamment bien étalonnées pour éliminer les oscillations de leur réponse propre. Par précaution, les données au-delà de 6 kHz qui présentent quelques défauts d'étalonnage (pics de résonance insuffisamment corrigés par les fonctions de transferts d'étalonnage), ne seront pas utilisées par la suite.

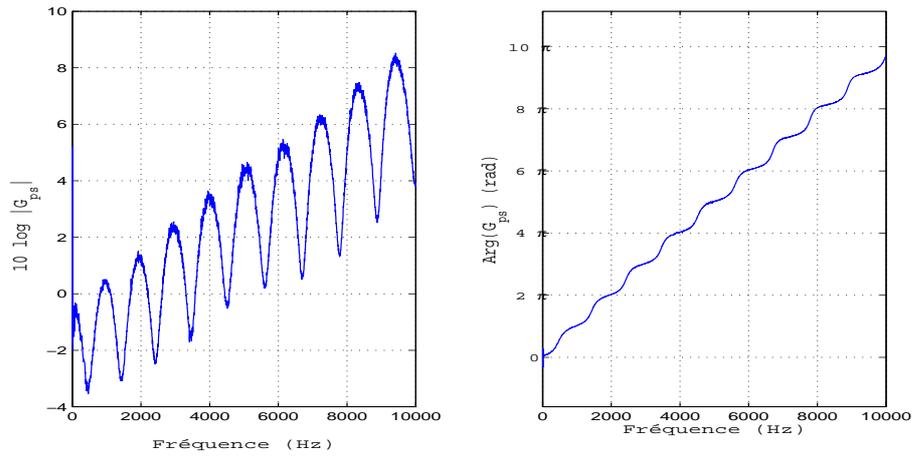


FIG. 2.12 – Fonction de transfert G_{ps} d'une sonde de diamètre 5 mm.

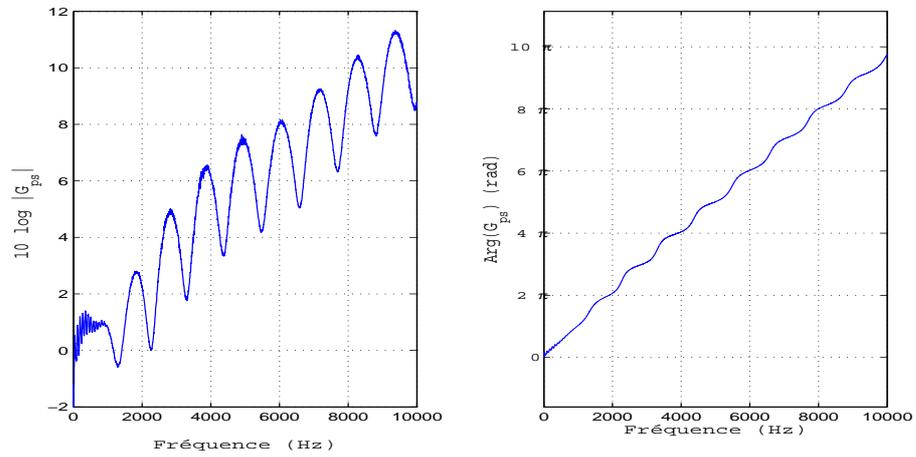


FIG. 2.13 – Fonction de transfert G_{ps} d'une sonde de diamètre 2 mm.

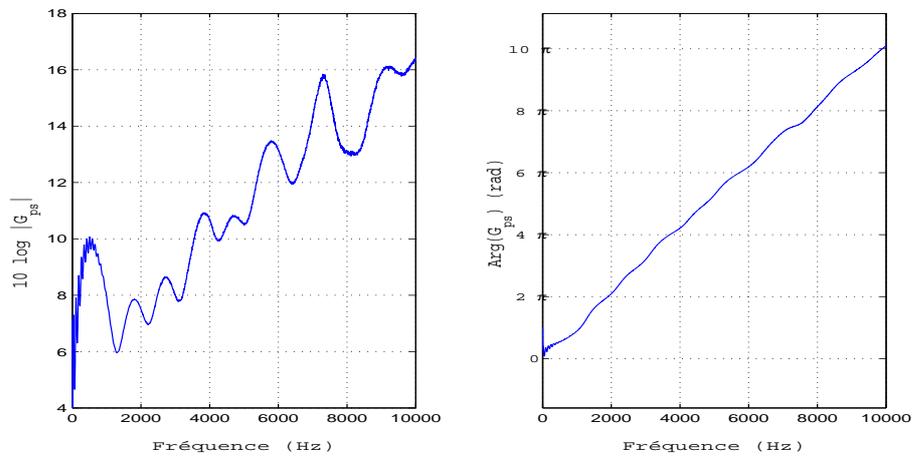
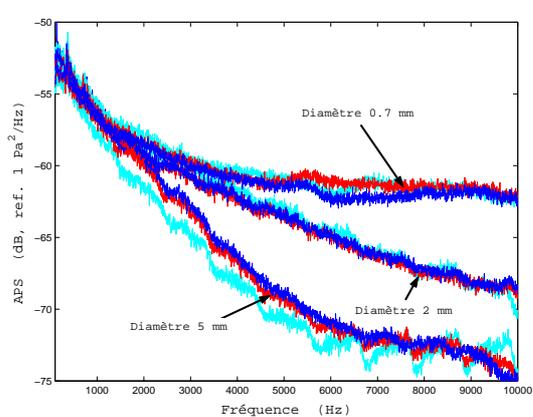
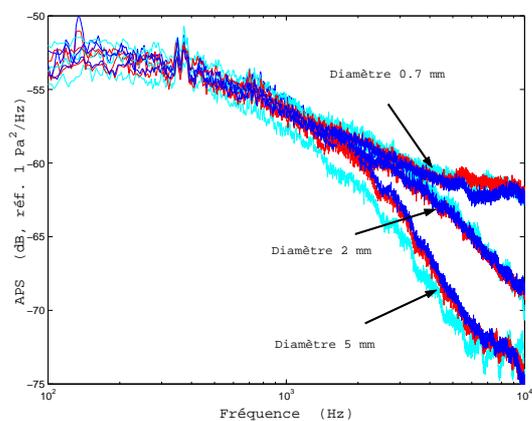


FIG. 2.14 – Fonction de transfert G_{ps} d'une sonde de diamètre 0.7 mm.



(a) Echelle de fréquence linéaire



(b) Echelle de fréquence logarithmique

FIG. 2.15 – *Densité spectrale de puissance mesurée par les trois types de sondes sous une couche limite turbulente et corrigée par la fonction de transfert de chaque sonde. Dans chaque faisceau de courbe, les différentes couleurs indiquent des sondes différentes.*

2.2 Post-traitement

2.2.1 Implémentation de la transformée en nombre d'onde

Expression de l'estimateur de transformée en nombre d'onde

Les mesures effectuées au moyen des antennes ont ensuite été post-traitées pour en donner le spectre en nombre d'onde. La transformée en fréquence et nombre d'onde d'un signal spatio-temporel a été définie au paragraphe 1.1.1 par

$$\Phi_u(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{u_i u_j}(\vec{r}, \omega) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r}. \quad (2.4)$$

En pratique, il est impossible d'obtenir le champ de pression dans tout l'espace et l'intégration est réduite au domaine spatial de mesure. De plus, les mesures ne donnent les interspectres qu'en un nombre fini de points discrets, et le système de mesure tournant implique l'usage des coordonnées cylindriques $\vec{x}_i = (r_n, \theta_m) = (n\Delta r, m\Delta\theta)$. Le calcul pratique de Φ fera donc intervenir une somme discrète au lieu d'une intégrale. D'autre part, par commodité d'interprétation, le spectre en nombre d'onde est calculé pour des nombres d'ondes cartésiens k_x et k_y . Voici donc la formule qui a été implémentée pour calculer le spectre en nombre d'onde des divers champs de pression mesurés :

$$\Phi(k_x, k_y, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{m=1}^{m=M} \sum_{n=1}^{n=N} S_{nm}(r_n, \theta_m, \omega) e^{-i[r_n \cos \theta_m k_x + r_n \sin \theta_m k_y]} r_n \Delta r \Delta \theta. \quad (2.5)$$

Cette formule n'est pas une transformée de Fourier discrète, du fait de l'utilisation des coordonnées cylindriques. Il s'agit en fait d'une estimation de la transformée de Fourier bidimensionnelle, par la méthode des rectangles. D'autres méthodes d'intégration ont été testées (méthodes des trapèzes notamment), sans apporter de changement notable.

Résolution en nombre d'onde

La résolution en nombre d'onde du moyen expérimental est liée à la taille de l'antenne. Pour un diamètre de mesure D , il est impossible de discerner des éléments voisins dans une bande de largeur $\Delta k = 2\pi/D$. La résolution en nombre d'onde de l'antenne principale est donc $\Delta k = 32$ rad/m, tandis que celle de l'antenne réduite vaut $\Delta k = 64$ rad/m.

Pour le calcul de la transformée en nombre d'onde, le pas choisi pour k_x et k_y est pris égal à 10 rad/m. Le fait d'utiliser un pas de calcul inférieur à la résolution en nombre d'onde ne rajoute pas d'information, mais ceci permet d'obtenir des cartographies plus lisses.

Dans ce qui suit, nous allons présenter le post-traitement sur des signaux appliqués à l'antenne principale, qui est la plus complexe. Les résultats sont facilement transposables au cas de l'antenne réduite.

2.2.2 Validation de l'estimateur de transformée en nombre d'onde

Afin de valider le programme de calcul de la transformée en nombre d'onde, celui-ci a été testé sur plusieurs cas académiques, qui sont présentés ici. Il s'agit de l'onde plane

acoustique, du champ diffus acoustique, de la couche limite, et d'une configuration hybride réalisée par sommation des deux derniers cas. Pour chaque cas, la densité interspectrale de puissance possède une forme analytique connue, et donc une transformée en nombre d'onde de forme analytique connue. Cette transformée en nombre d'onde analytique est dénommée *spectre théorique*. D'autre part, la densité interspectrale analytique a été introduite sur chaque point du maillage expérimental (points de mesure de l'antenne principale). Le programme de transformée en nombre d'onde a ensuite été appliqué à ce champ de pression, permettant d'obtenir le *spectre calculé*. Le spectre calculé représente donc le spectre en nombre d'onde après filtrage par l'antenne, c'est-à-dire qu'il tient compte de l'échantillonnage irrégulier de l'antenne principale, du fenêtrage spatial, et des propriétés de l'estimateur de transformée de Fourier. L'effet de moyennage spatial induit par les capteurs n'est pas représenté ici. Il aurait cependant été possible de le prendre en compte de façon simple par une sommation des signaux de pression sur une surface équivalente à celle des capteurs, à la manière de Capone & Lauchle [27].

Onde plane

Considérons une onde plane acoustique de fréquence angulaire ω_0 et d'amplitude A se propageant dans une direction α par rapport à l'axe \vec{x} . Le champ de pression résultant en un point de coordonnées $\vec{X}_i = (x_i, y_i)$ et à un instant t s'écrit

$$p_i = p(\vec{X}_i, t) = A \cos [\omega_0 t + k_0(x_i \cos \alpha + y_i \sin \alpha)], \quad (2.6)$$

où $k_0 = \omega_0/c_0$. La densité interspectrale de puissance entre les pressions aux points \vec{X}_i et \vec{X}_j se calcule analytiquement, et vaut

$$\begin{aligned} S_{p_i p_j}(\omega) &= \frac{A^2}{4} \frac{1}{2\pi} \delta(\omega - \omega_0) e^{i[k_0(x_i - x_j) \cos \alpha + k_0(y_i - y_j) \sin \alpha]} \\ &+ \frac{A^2}{4} \frac{1}{2\pi} \delta(\omega + \omega_0) e^{-i[k_0(x_i - x_j) \cos \alpha + k_0(y_i - y_j) \sin \alpha]}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Ce signal étant périodique, donc d'énergie infinie, la transformée en nombre d'onde se calcule en utilisant les séries et non les transformées de Fourier [121]. On aboutit ainsi à la formulation théorique du spectre en nombre d'onde d'une onde plane

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{k}, \omega) &= \frac{A^2}{4} \frac{1}{(2\pi)^3} \delta(\omega - \omega_0) \delta(k_x - k_0 \cos \alpha) \delta(k_y - k_0 \sin \alpha) \\ &+ \frac{A^2}{4} \frac{1}{(2\pi)^3} \delta(\omega + \omega_0) \delta(k_x + k_0 \cos \alpha) \delta(k_y + k_0 \sin \alpha). \end{aligned} \quad (2.8)$$

En pratique, si on utilise l'antenne rotative, l'information sur la densité interspectrale n'est pas connue sur un espace infini, mais sur un cercle de rayon R ; la densité interspectrale mesurée est donc égale à la densité interspectrale réelle multipliée par une fenêtre rectangulaire de largeur R . Le spectre Φ vaut alors

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{k}, \omega) &= \frac{A^2 R^2}{(2\pi)^3} \text{sinc}(\sqrt{(k_x - k_0 \cos \alpha)^2 + (k_y - k_0 \sin \alpha)^2} R) \delta(\omega - \omega_0) \\ &+ \frac{A^2 R^2}{(2\pi)^3} \text{sinc}(\sqrt{(k_x + k_0 \cos \alpha)^2 + (k_y + k_0 \sin \alpha)^2} R) \delta(\omega + \omega_0). \end{aligned} \quad (2.9)$$

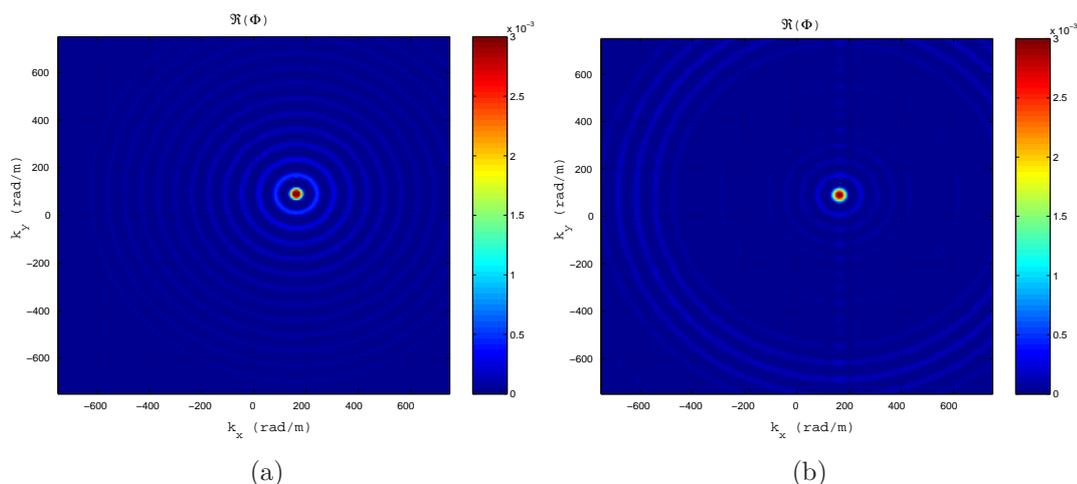


FIG. 2.16 – Spectre en nombre d'onde d'une onde plane d'amplitude 1 Pa, de direction $\alpha = 29^\circ$ et de fréquence de 10 kHz : (a) spectre théorique avec fenêtrage rectangulaire induit par l'antenne principale - (b) calcul.

Les figures 2.16 et 2.17 permettent de comparer le résultat théorique (2.9) énoncé ci-dessus et le résultat de calcul obtenu avec le programme de transformée en nombre d'onde. L'onde plane considérée a une amplitude $A = 1$ Pa, une direction $\alpha = 29^\circ$ et une fréquence de 10 kHz.

On constate que sur les deux figures, le maximum du spectre se situe au point de coordonnées $(k_x = k_0 \cos \alpha, k_y = k_0 \sin \alpha)$. On retiendra donc que l'amplitude maximale d'un spectre nombre d'onde donne la direction de la propagation. Comme prévu par l'équation (2.9), à cause du fenêtrage apporté par l'espace réduit sur lequel se fait la mesure, le Dirac théorique est déformé en un sinus cardinal (figure 2.17). Cet effet est également visible sur la figure 2.16-a où l'on observe ces lobes secondaires dus au fenêtrage. Sur la figure 2.16-b, on constate que certains de ces lobes secondaires sont renforcés. Ceci est dû à un effet de périodisation des spectres, provoqué par la discrétisation des données spatiales. En effet, dès lors qu'un signal est échantillonné, sa transformée de Fourier est périodique [121], de période $\pi/\Delta x$. Vue la symétrie cylindrique de notre problème, ce repliement se produit dans toutes les directions et provoque des lobes parasites, de forme circulaire.

On note $i = 1$ à 3 les types de sonde par ordre de diamètre croissant, $\Delta r^{(i)}$ leur espacement, et r_i la distance maximale entre les capteurs de type i et le capteur central. L'échantillonnage se produit dans deux directions (radiale et tangentielle), ce qui produit, pour chaque type de sonde, deux nombres d'onde limite. Le nombre d'onde radial maximal pour lequel aucune périodisation ne se produit est $k_{r_{max}}^{(i)} = \pi/\Delta r^{(i)}$. Le nombre d'onde tangentiel maximal pour lequel aucune périodisation ne se produit est $k_{t_{max}}^{(i)} = \pi/r_i \sin(\Delta\theta)$.

Le tableau 2.1 récapitule les valeurs maximales des nombres d'onde en-dessous desquelles aucune périodisation ne se produit, pour chaque type de sonde. Les cercles très marqués sur la figure 2.16-b sont à une distance $D_k \approx 780$ rad/m du lobe principal, ce qui correspond à $k_{r_{max}}^{(2)}$.

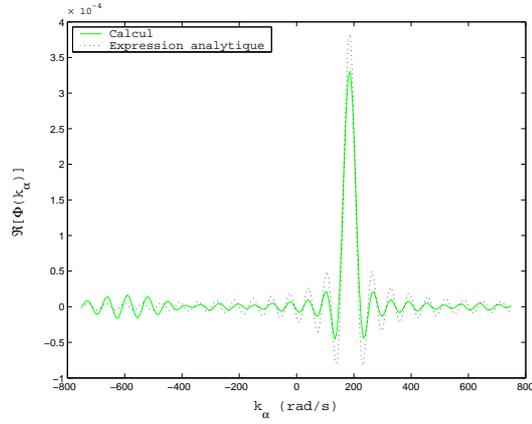


FIG. 2.17 – *Comparaison des spectres en nombre d'onde monodimensionnels théorique et calculé, dans la direction α .*

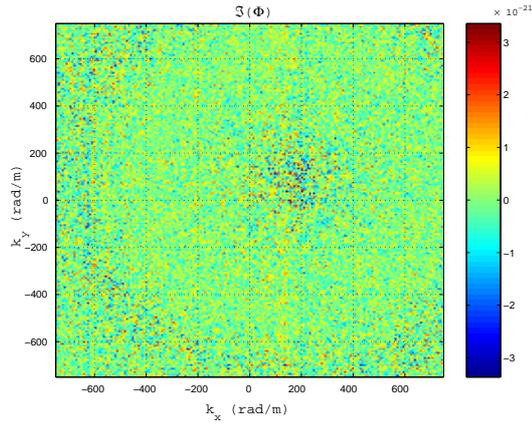


FIG. 2.18 – *Partie imaginaire du spectre en nombre d'onde calculé pour l'onde plane.*

Type de sonde	Numéro	$\Delta r^{(i)}$ (mm)	$k_{r_{max}}^{(i)}$ (rad/m)	r_i (mm)	$k_{t_{max}}^{(i)}$ (rad/m)
Diamètre 0.7 mm	1	2	1570	38	1634
Diamètre 2 mm	2	4	785	74	840
Diamètre 5 mm	3	8	393	98	632

TAB. 2.1 – *Valeurs maximales des nombres d'ondes pour éviter la périodisation des spectres.*

Notons par ailleurs que l'interspectre présente une symétrie hermitienne en espace : $S_{p_i p_j} = S_{p_j p_i}^*$. Grâce aux propriétés mathématiques de la transformée de Fourier, on peut alors affirmer que le spectre en nombre d'onde doit être réel. La partie imaginaire du spectre calculé, représentée en figure 2.18, est très faible et aléatoire : elle résulte d'erreurs numériques lors du calcul et n'est pas significative. Par suite, seule la partie réelle du spectre en nombre d'onde sera présentée pour les autres cas étudiés.

Champ diffus

Par définition, un champ diffus est un environnement dans lequel le niveau de pression acoustique est le même en tout point et le flux d'énergie acoustique est équiprobable dans toutes les directions. L'expression de l'interspectre entre deux points en coordonnées sphériques s'écrit (voir annexe B)

$$S_{p_i p_j}(r, \theta, \omega) = S_{pp}(\omega) \frac{\sin(k_0 r)}{k_0 r}. \quad (2.10)$$

Le calcul de la transformée en nombre d'onde est détaillé en annexe B, et aboutit à

$$\Phi(\vec{k}, \omega) = \begin{cases} \frac{S_{pp}(\omega)}{2\pi k_0^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{|\vec{k}|}{k_0}\right)^2}} & \text{si } |\vec{k}| < k_0 \\ 0 & \text{si } |\vec{k}| > k_0. \end{cases} \quad (2.11)$$

Les figures 2.19 et 2.20 présentent le spectre en nombre d'onde théorique pour un champ diffus acoustique de fréquence $f_0 = 8$ kHz et de puissance $S_{pp} = 1$ Pa²/Hz, et ce même spectre obtenu par calcul. On constate que les deux cartographies ont même allure, mais on peut observer sur le spectre calculé plusieurs cercles. Ceux-ci correspondent au renforcement des lobes secondaires sous l'effet de la périodisation du signal.

Pour mieux observer ce phénomène de repliement, on présente en figure 2.21 un spectre en nombre d'onde calculé jusqu'à $k = 3000$ rad/m. On observe deux cercles de rayons proches de $k_{rmax}^{(1)}$ et $2k_{rmax}^{(1)}$. D'autre part, on observe aux grands nombres d'onde que ces cercles sont discontinus. Ils sont en fait découpés en 126 tronçons, correspondant au double des 63 pas angulaires effectués par l'antenne pour balayer un demi-disque. Ce phénomène de repliement est inévitable, mais n'est pas forcément très gênant pour l'exploitation des données. Il faut simplement être conscient de son existence.

D'autre part, il a été étudié sur ce cas le respect de l'égalité de Parseval (1.9). On rappelle que cette égalité traduit la conservation de l'énergie entre un signal et sa transformée de Fourier. Une extension à la transformée en nombre d'onde permet d'exprimer une autre forme de conservation d'énergie

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\vec{k}, \omega) d\vec{k} = \langle S_{uu}(\omega) \rangle, \quad (2.12)$$

où $\langle S_{uu}(\omega) \rangle$ représente la moyenne spatiale des densités spectrales de puissance. Pour vérifier que notre post-traitement respecte bien cette égalité, nous avons introduit, sur les points de mesure de l'antenne, l'expression théorique de l'interspectre d'un champ diffus,

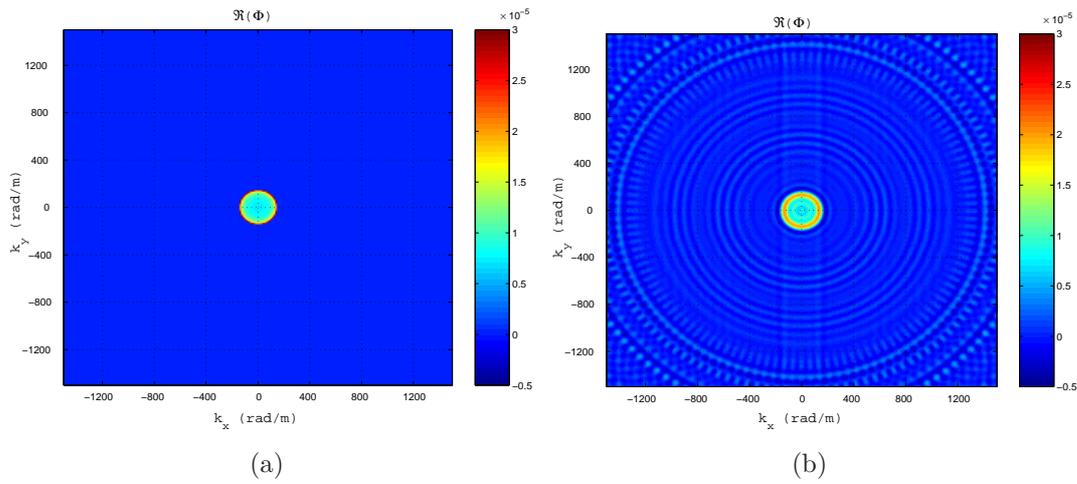


FIG. 2.19 – Spectre en nombre d'onde d'un champ diffus de puissance $1 \text{ Pa}^2/\text{Hz}$ et de fréquence 8 kHz : (a) expression théorique - (b) calcul.

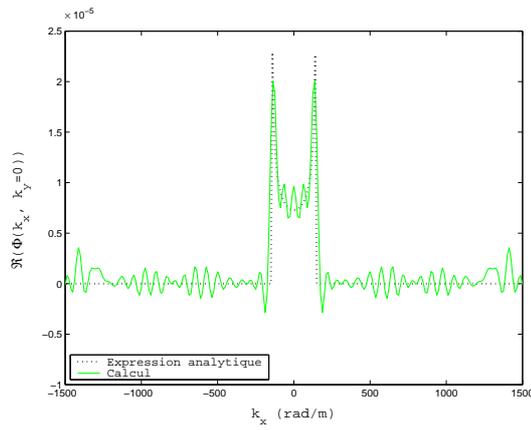


FIG. 2.20 – Comparaison des spectres en nombre d'onde monodimensionnels théorique et calculé pour un champ diffus d'amplitude $1 \text{ Pa}^2/\text{Hz}$ et de fréquence 8 kHz .

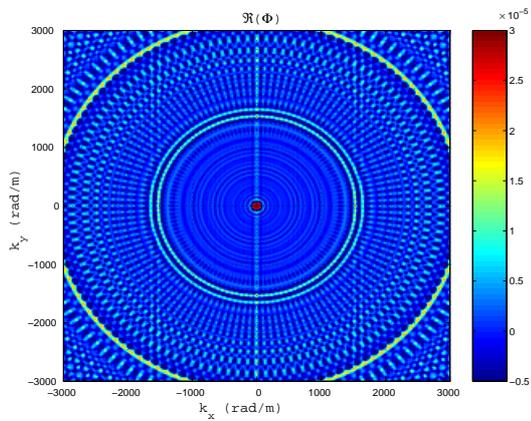


FIG. 2.21 – Effet de l'échantillonnage sur le spectre en nombre d'onde d'un champ diffus.

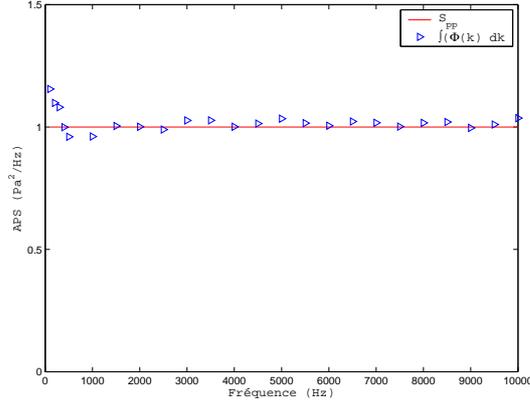


FIG. 2.22 – Vérification de la conservation d'énergie entre la densité spectrale de puissance spatiale et le spectre en nombre d'onde.

et le post-traitement en nombre d'onde a ensuite été appliqué. Pour calculer l'intégrale du spectre en nombre d'onde, les bornes d'intégration ont été choisies en lien avec le théorème de Shannon [121], et l'intégration a été effectuée entre $-k_{rmax}^{(1)} + k_0$ et $k_{rmax}^{(1)} - k_0$.

Le résultat est présenté sur la figure 2.22. On constate que le niveau d'énergie contenu dans le spectre en nombre d'onde est du même ordre de grandeur que le niveau d'énergie du signal traité. Il existe une légère différence entre les deux, due au fait que le post-traitement en nombre d'onde utilisé n'est pas une transformée de Fourier, mais un estimateur de cette transformée. Ainsi, il ne conserve pas parfaitement l'énergie. La différence entre les deux niveaux d'énergie reste toutefois parfaitement acceptable, car elle représente seulement 2 à 5% d'erreur au-delà de 1 kHz. Cette erreur est plus importante en basse fréquence puisqu'elle constitue un écart de 15% à 100 Hz. Ceci est dû au manque de résolution en nombre d'onde, qui détériore la précision du calcul de l'intégrale.

Champ de pression aérodynamique de type Corcos

Comme cela a été vu de manière détaillée au paragraphe 1.2.2, un modèle empirique d'interspectre a été proposé par Corcos [40] pour décrire les fluctuations de pression sur une paroi plane sous une couche limite turbulente

$$S_{p_i p_j}(x, y, \omega) = A(\omega) e^{-\frac{k_c}{\alpha}|x|} e^{-\frac{k_c}{\beta}|y|} e^{ik_c x}, \quad (2.13)$$

où $k_c = \omega/U_c$ représente la convection des structures tourbillonnaires à la vitesse U_c .

Le spectre en nombre d'onde correspondant à ce modèle se calcule analytiquement

$$\Phi(k_x, k_y, \omega) = \frac{A(\omega)}{\pi^2} \frac{\alpha k_c}{k_c^2 + \alpha^2(k_x - k_c)^2} \frac{\beta k_c}{k_c^2 + \beta^2 k_y^2}. \quad (2.14)$$

Les figures 2.23 et 2.24 permettent de comparer le résultat de calcul du spectre en nombre d'onde à partir de l'expression de l'interspectre sur les points de l'antenne globale avec l'expression théorique (2.14). Les données pour ce calcul sont : $\alpha = 8$ et $\beta = 1$ correspondant à une couche limite classique, $A = 1 \text{ Pa}^2/\text{Hz}$, $U_c = 40 \text{ m/s}$, et la fréquence

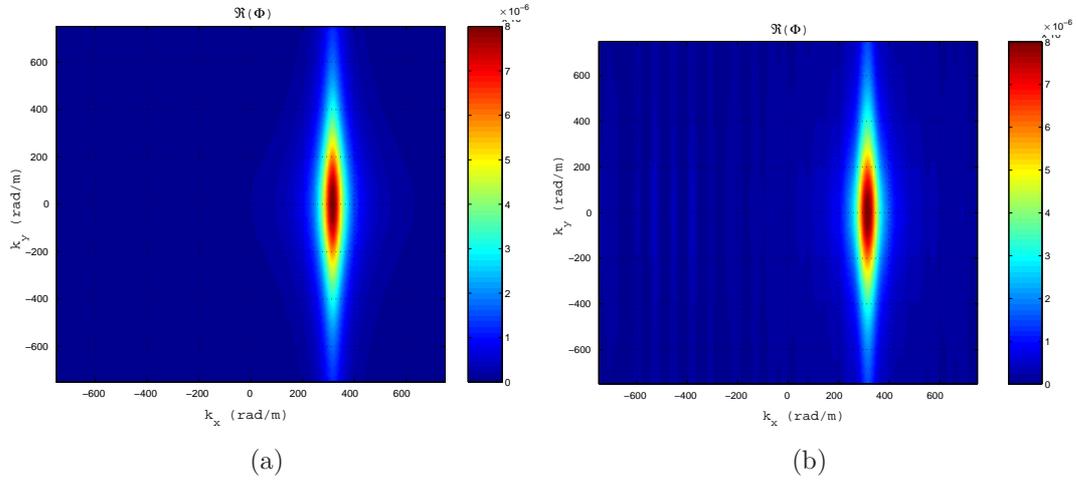


FIG. 2.23 – Spectre en nombre d'onde d'un champ de pression de type Corcos ($\alpha = 8$, $\beta = 1$, $U_c = 40$) : (a) expression théorique - (b) calcul.

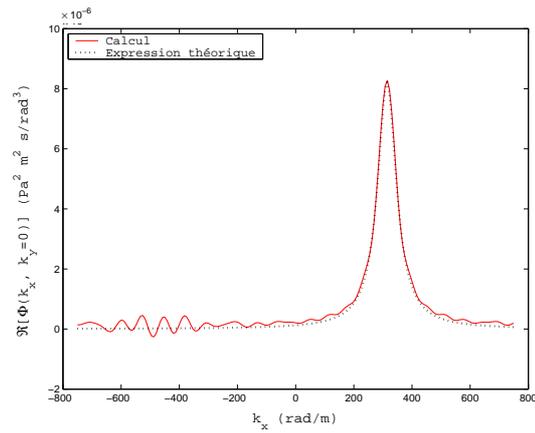


FIG. 2.24 – Comparaison des spectres en nombre d'onde monodimensionnels théorique et calculé d'un champ de pression de type Corcos ($\alpha = 8$, $\beta = 1$, $U_c = 40$).

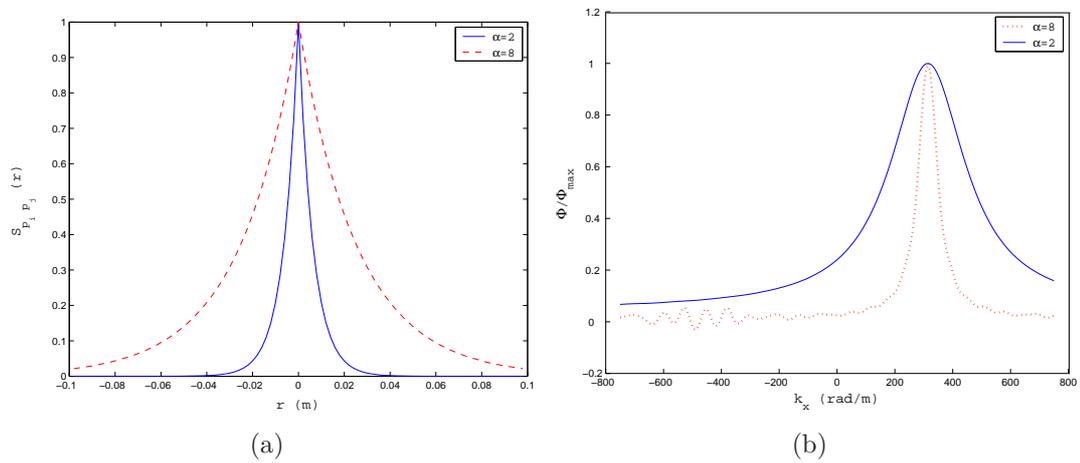


FIG. 2.25 – (a) Module de l'interspectre de Corcos pour $\alpha = 2$ et $\alpha = 8$. - (b) Spectres en nombre d'onde monodimensionnels pour $\alpha = 2$ et $\alpha = 8$.

de calcul vaut 2 kHz soit un nombre d'onde de convection $k_c = 314$ rad/m. On constate que, mis à part les lobes secondaires dus au fenêtrage apparaissant sur le spectre calculé, les deux spectres sont très ressemblants et notamment que la forme du pic est bien décrite (figure 2.24). Le pic présente son maximum en $k_x = k_c$, et sa largeur est régie par les coefficients de cohérence spatiale α et β . En effet, si l'on diminue le coefficient α de 8 à 2, le signal suivant l'axe \vec{x} est moins cohérent, donc le module de l'interspectre diminue plus rapidement lorsque l'on s'éloigne du point de référence, comme on peut le constater sur la figure 2.25-a. La transformée de Fourier associée à un signal large bande dans un espace un signal à bande étroite dans l'espace de Fourier : ainsi sur le spectre en nombre d'onde, le lobe correspondant à $\alpha = 2$ est plus large que celui correspondant à $\alpha = 8$ (voir figure 2.25-b). Pour l'interprétation des spectres en nombre d'onde, on peut donc retenir que plus la corrélation spatiale du signal est faible, plus la tache correspondante dans le domaine des nombres d'onde est étalée. On peut remarquer sur cette figure que, lorsque la corrélation spatiale est faible, l'effet de la troncature spatiale diminue et les lobes secondaires provoqués par le fenêtrage ne sont plus visibles sur le spectre en nombre d'onde.

Seuil de détection d'une onde acoustique

Dans cette section, le champ de pression est constitué par la somme de la pression induite par une couche limite, modélisée selon la formulation de Corcos et d'un champ diffus acoustique d'amplitude variable. L'objectif est de déterminer l'amplitude à partir de laquelle on peut détecter les ondes acoustiques dans le spectre en nombre d'onde. Les deux champs sont supposés décorrélés, le champ de pression résultant est donc simplement la somme des deux excitations.

$$S = S_{aéro} + A S_{acou}, \quad (2.15)$$

avec

- $S_{aéro}(r, \theta, \omega) = e^{-\frac{k_c}{\alpha}|r \cos \theta|} e^{-\frac{k_c}{\beta}|r \sin \theta|} e^{ik_c r \cos \theta}$,
- $S_{acou}(r, \theta, \omega) = \text{sinc}(k_0 r)$,
- $\alpha = 8$, $\beta = 1$, $U_c = 34$ m/s, A variable.

La transformation de Fourier étant linéaire, le spectre en nombre d'onde résultant s'exprime également par la somme des spectres en nombre d'onde de chaque excitation.

$$\Phi = \Phi_{aéro} + A \Phi_{acou}, \quad (2.16)$$

avec $\Phi_{aéro}$ donné par (2.14), où $A(\omega) = 1$, et Φ_{acou} donné par (2.11) avec $S_{pp}(\omega) = 1$.

Les figures suivantes montrent les spectres en nombre d'onde calculés pour différentes valeurs du niveau A de la partie acoustique. Sur la figure 2.26, on peut observer l'évolution du spectre à 500 Hz lorsque l'amplitude de l'onde acoustique diminue. Si la tache acoustique autour de $(k_x, k_y) = (0, 0)$ est bien visible lorsque A est élevé, on ne constate cependant aucune différence entre le cas $A = 10^{-3}$ et le cas où il n'y aurait pas d'onde acoustique. Pour plus de précision, on a également représenté une coupe monodimensionnelle du spectre (figure 2.27-a), qui ne fait pas non plus apparaître de différence. On peut toutefois noter sur la figure 2.28-a, que pour le cas $A = 10^{-2}$, le pic acoustique n'est pas

symétrique en k_x , contrairement à ce que l'on pourrait attendre d'un champ diffus. Il est donc clair que ce pic n'est pas un véritable pic acoustique, mais la somme du spectre de la partie acoustique et des lobes secondaires de la partie aérodynamique.

Un deuxième calcul a alors été effectué en appliquant une fenêtre de Bartlett sur les données spatiales. Le choix de cette fenêtre résulte d'une étude préliminaire de traitement du signal [18], où il a été montré qu'elle présente le meilleur compromis entre la réduction des lobes secondaires et la déformation du signal. On voit en figure 2.28-b que l'application de cette fenêtre diminue effectivement les lobes secondaires. La figure 2.28-b montre que la fenêtre de Bartlett a permis au lobe acoustique de retrouver sa symétrie, en atténuant les lobes secondaires du pic aérodynamique. Cependant, le pic acoustique pour $A = 10^{-3}$ n'est toujours pas visible. On a donc atteint la limite du post-traitement : il n'est pas capable, à 500 Hz, de mettre en évidence un phénomène d'amplitude inférieure à 30 dB au phénomène principal.

Un troisième calcul a été conduit à une fréquence de 5 kHz, avec la fenêtre rectangulaire et la fenêtre de Bartlett puisque l'on a vu qu'elle donnait de meilleurs résultats (figure 2.29). Dans ce cas, les taches acoustiques et aérodynamiques sont très éloignées, et les lobes secondaires aérodynamiques perturbent moins la tache acoustique pour le cas $A = 10^{-3}$. Le pic acoustique reste cependant peu visible. On peut par ailleurs constater en figure 2.30 que le fenêtrage de Bartlett ne semble rien apporter de plus dans ce cas par rapport au fenêtrage rectangulaire.

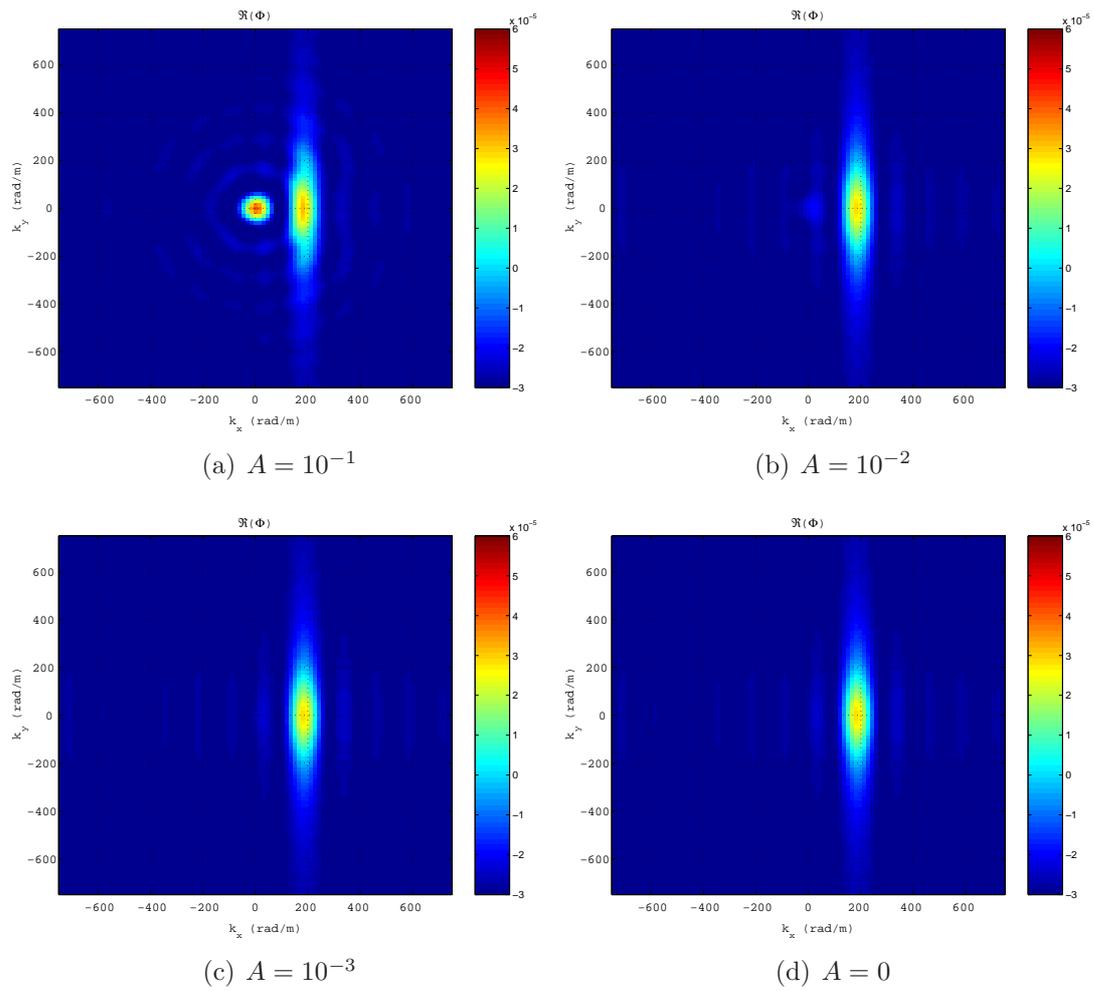
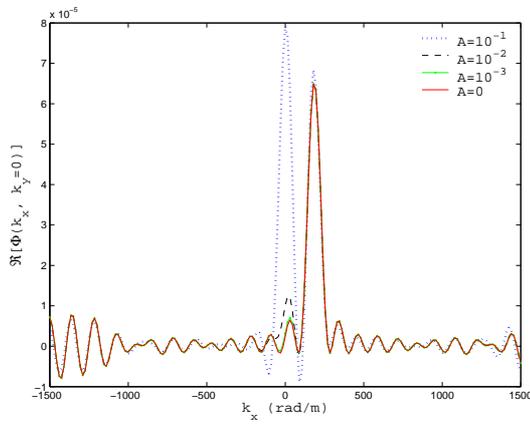
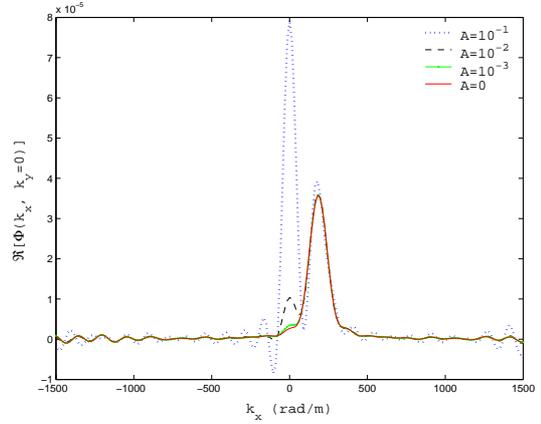


FIG. 2.26 – Evolution des spectres nombres d'onde à 500 Hz en fonction du niveau de la part acoustique.

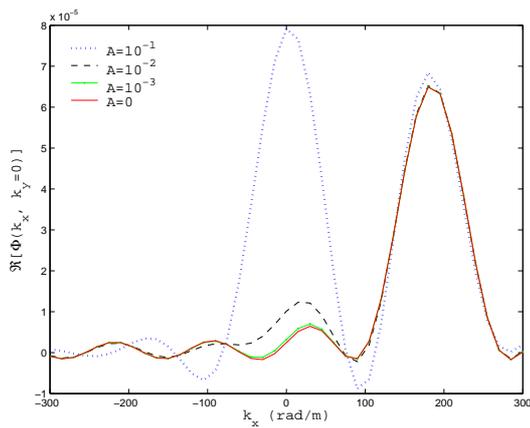


(a) Fenêtre rectangulaire

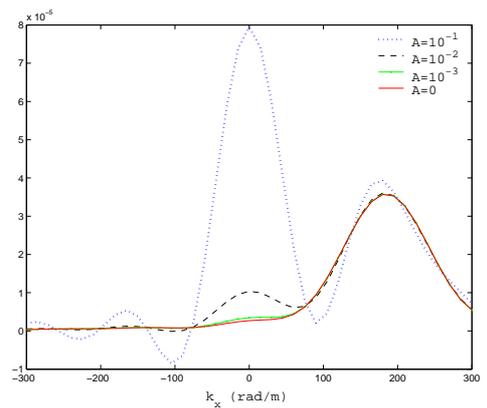


(b) Fenêtre de Bartlett

FIG. 2.27 – Comparaison des spectres nombre d'onde monodimensionnels à 500 Hz : (a) fenêtre rectangulaire - (b) fenêtre de Bartlett.

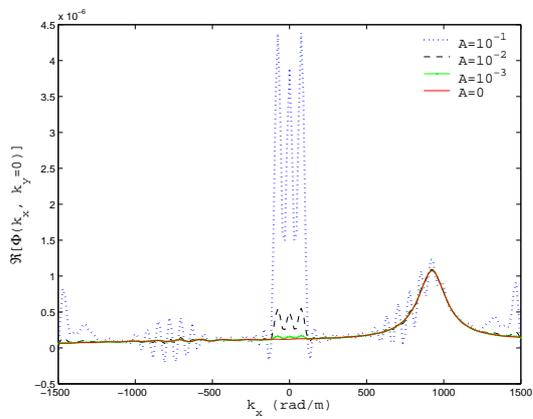


(a) Fenêtre rectangulaire

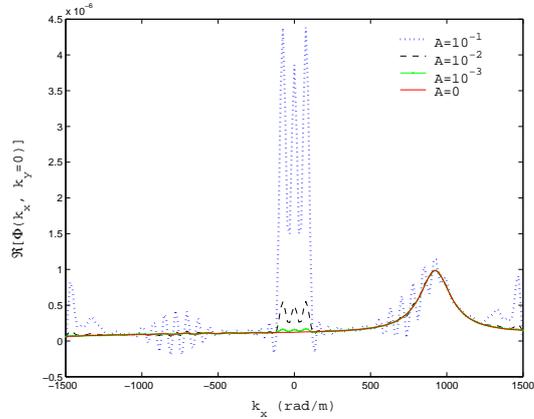


(b) Fenêtre de Bartlett

FIG. 2.28 – Zoom sur les faibles nombres d'onde sur les graphes de la figure 2.27.

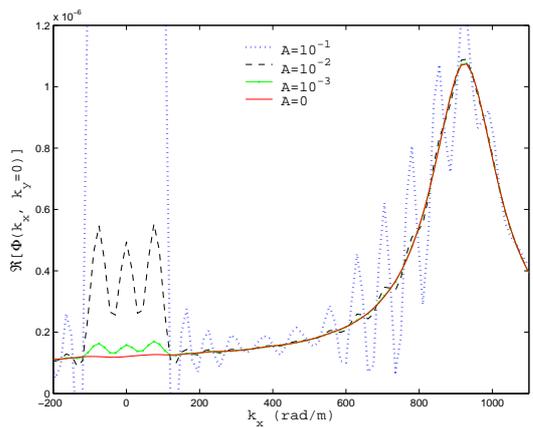


(a) Fenêtre rectangulaire

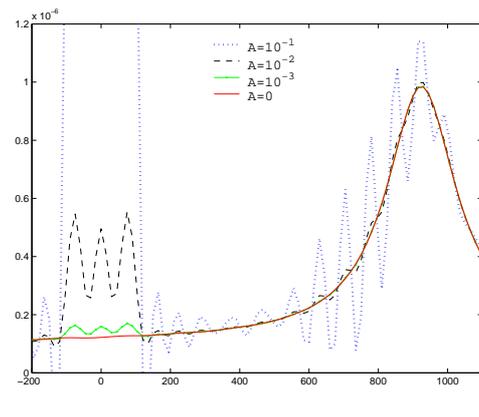


(b) Fenêtre de Bartlett

FIG. 2.29 – Comparaison des spectres nombre d'onde monodimensionnels à 5 kHz : (a) fenêtre rectangulaire - (b) fenêtre de Bartlett.



(a) Fenêtre rectangulaire



(b) Fenêtre de Bartlett

FIG. 2.30 – Zoom sur les faibles nombres d'onde sur les graphes de la figure 2.29.

2.2.3 Conclusion

Au cours de ce chapitre, le matériel et le mode opératoire des essais ont été présentés. De plus, le post-traitement en nombre d'onde qui a été développé pour ces essais sur la base de l'antenne principale de mesure s'est révélé tout à fait valable sur des cas analytiques.

Ce post-traitement n'est pas une transformée de Fourier discrète classique. En effet, les mesures sont effectuées avec un échantillonnage en coordonnées polaires, et en utilisant un pas variable entre les positions de capteurs. Il a donc été nécessaire de valider ce post-traitement peu conventionnel.

Au cours de son évaluation sur des cas tests, les spécificités de ce post-traitement par rapport à une transformée de Fourier discrète sont apparus plus clairement. Les lobes secondaires se présentent sous formes de cercles (périodisation du spectre radial) et de rayons (échantillonnage angulaire). D'autre part, du fait de l'utilisation d'un estimateur de la transformée de Fourier (transformée discrétisée en coordonnées polaires), la conservation de l'énergie n'est pas rigoureusement respectée. L'ordre de grandeur de l'énergie dans les nombres d'onde est le bon, ce qui reste suffisant pour notre application.

Afin de couvrir une surface de mesure importante avec un nombre fixé de capteurs, il a été nécessaire d'espacer les capteurs aux extrémités de l'antenne. Cette disposition induit un risque de repliement spatial pour l'excitation aérodynamique, caractérisée par de petites longueurs d'onde. Ce risque est cependant limité, car aux extrémités, la cohérence de l'excitation par rapport au point central est faible. Pour minimiser cet effet, nous avons mis en œuvre un moyennage spatial de l'excitation aérodynamique en utilisant des sondes de diamètres plus importants (sondes à 3 et 9 trous). L'utilisation de la fenêtre spatiale rectangulaire produit une résolution acceptable en nombre d'onde, et permet de s'affranchir d'une éventuelle correction d'amplitude des signaux, contrairement à d'autres fenêtres.

Les prochains chapitres sont consacrés à l'application de ce post-traitement sur des données mesurées.

3. Essais sur des configurations académiques

Dans ce chapitre sont étudiées les fluctuations de pression pariétale dans des cas dits académiques, pour lesquels la physique est bien connue. Il s'agit du cas d'un champ acoustique, d'une couche limite turbulente et de l'écoulement en aval d'un cylindre. Pour tous ces cas, l'antenne de mesure utilisée est l'antenne principale.

3.1 Champ acoustique

3.1.1 Description des essais

Les premiers essais concernent la mesure et l'étude des fluctuations de pression auxquelles est soumise l'antenne principale en présence d'une onde acoustique, sans écoulement. Pour cela, une chambre de compression est disposée au-dessus de la veine. Elle est reliée à un tube métallique qui traverse la paroi supérieure de la veine et permet au son de déboucher dans la veine (voir figure 3.1). Le tube métallique est situé 18 cm en amont du centre de l'antenne.



FIG. 3.1 – Photographies de la veine d'essai équipée du dispositif d'injection de l'onde acoustique.

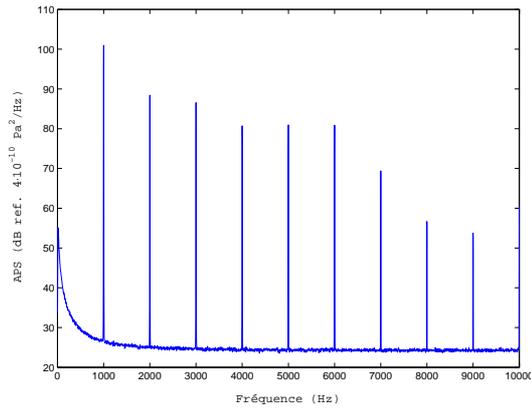


FIG. 3.2 – Spectre fréquentiel de l'onde acoustique injectée.

La figure 3.2 présente le spectre acoustique injecté, mesuré par un microphone quart de pouce affleurant à la paroi inférieure de la veine, et disposé à 14 cm en amont du tube d'injection. Il s'agit d'une onde sinusoïdale à 1 kHz et de ses harmoniques.

3.1.2 Présentation des résultats

La figure 3.3 présente les spectres en nombre d'onde obtenus pour différentes fréquences pour le cas de l'onde acoustique. Pour les fréquences 1 kHz, 2 kHz, 3 kHz et 4 kHz, correspondant à des raies, la forme des spectres est une tache circulaire localisée autour de l'origine. De plus, le niveau du spectre en nombre d'onde est très supérieur au niveau des spectres à 0.5 et 1.2 kHz. Pour ces autres fréquences, correspondant au bruit large bande, le spectre en nombre d'onde n'a pas de forme particulière. On constate un maximum du spectre autour de l'origine, mais les lobes secondaires semblent désorganisés. Ceci doit sans doute être relié au faible niveau acoustique reçu par les capteurs, qui est du même niveau que leur bruit de fond. Le système de mesure ne sera donc pas utilisé pour caractériser des pressions de faible niveau.

Pour la fréquence 4 kHz, on observe que la tache acoustique n'est pas centrée à l'origine. Ceci démontre qu'il y a une direction de propagation privilégiée à cette fréquence : les ondes acoustiques se propagent dans la direction longitudinale et vers l'aval. Cet effet de directivité n'est pas visible à plus basse fréquence car la résolution en nombre d'onde apportée par l'antenne est trop faible.

Pour observer ce phénomène de manière plus globale, une autre représentation est proposée en figure 3.4. Il s'agit d'un spectre en nombre d'onde suivant la direction longitudinale, en fonction de la fréquence. On peut y observer le spectre de raies reçu par les capteurs aux fréquences multiples de 1 kHz. Pour chacune de ces fréquences, on observe bien un lobe central, ainsi que des lobes secondaires de moindre amplitude. Les lignes noires représentent le nombre d'onde acoustique $-k_0$ et k_0 en fonction de la fréquence. On constate que les lobes principaux se situent globalement entre $-k_0$ et k_0 . En haute fréquence, on note un décalage des lobes principaux vers les nombres d'onde positifs, ce qui confirme une propagation longitudinale vers l'aval. Physiquement, ceci est dû au confinement induit par la veine, qui guide les ondes acoustiques dans la direction longitudinale.

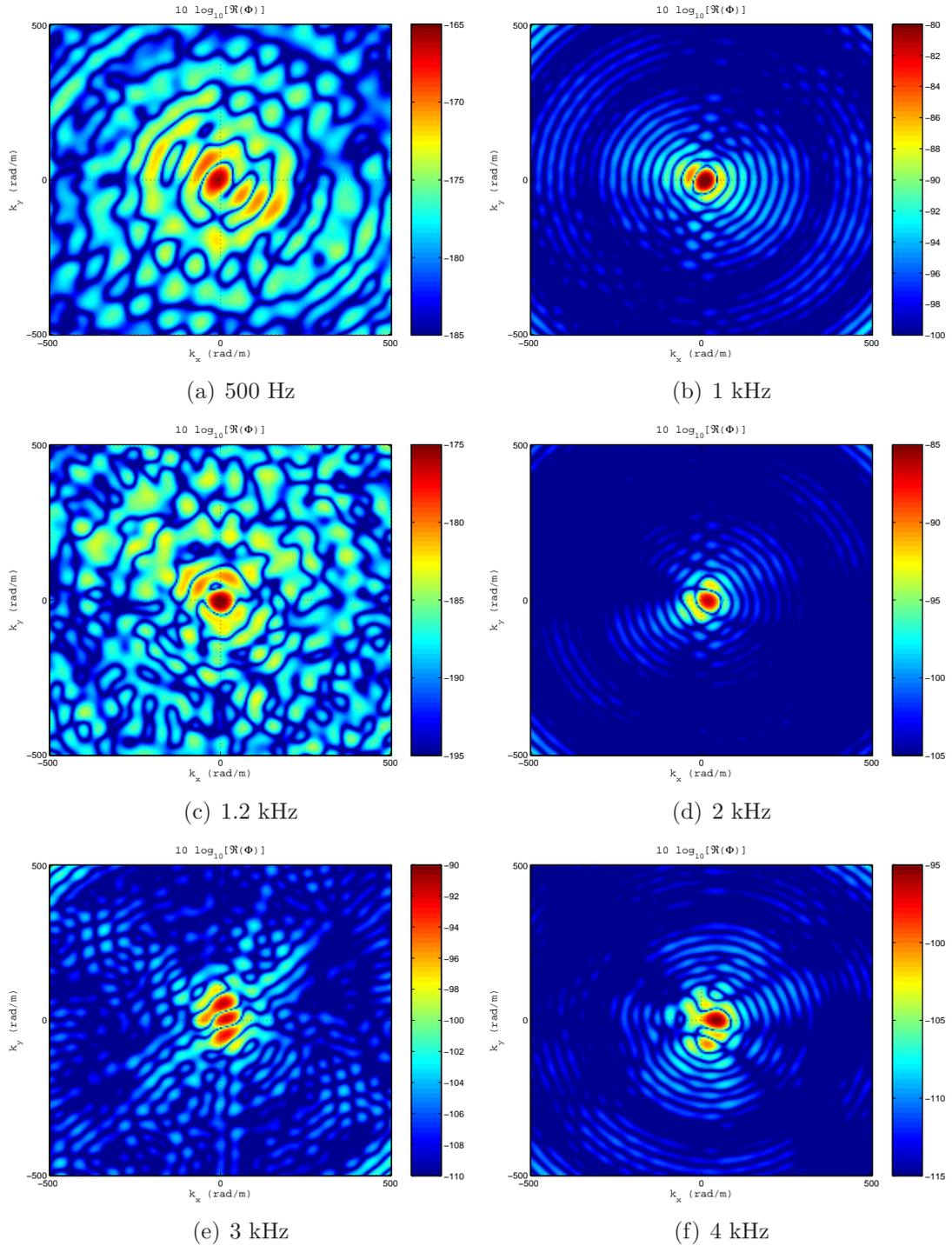


FIG. 3.3 – Spectres en nombre d'onde, pour différentes fréquences, des pressions pariétales induites par une onde acoustique. Les lignes noires représentent le nombre d'onde acoustique $-k_0$ et k_0 en fonction de la fréquence.

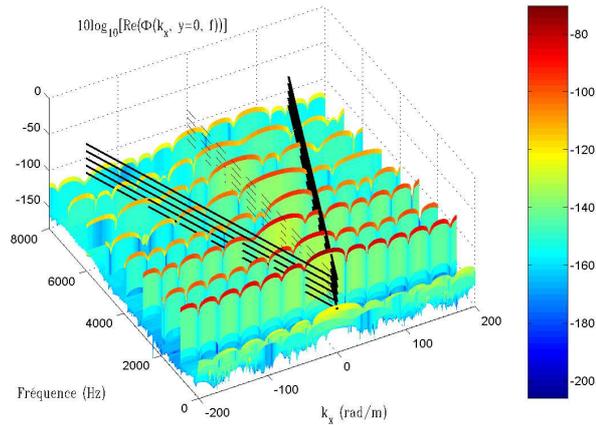


FIG. 3.4 – Spectre en nombre d’onde longitudinal/fréquence des pressions pariétales induites par une onde acoustique.

La propagation a lieu vers l’aval car la source acoustique est située en amont de l’antenne de mesure.

Outre la validation théorique du chapitre précédent, cet essai permet donc de valider, d’un point de vue expérimental, l’ensemble du dispositif de mesure ainsi que le post-traitement en nombre d’onde.

3.2 Couche limite

3.2.1 Description des essais

La couche limite étudiée est celle qui se développe naturellement sur la paroi inférieure de la veine d’essai. Les mesures ont été effectuées pour trois vitesses externes d’écoulement U_0 : 33, 44 et 54 m/s. Les mesures du profil de vitesse moyenne pour $U_0 = 44$ m/s sont représentées sur la figure 3.5-a.

L’épaisseur de couche limite δ définie par $U(\delta) = 0.99U_0$ vaut ici $\delta = 12$ cm. Habituellement, dans la veine, l’épaisseur de couche limite est de l’ordre de 3 à 4 cm. L’épaisseur très importante qui a été mesurée ici est liée à un problème d’encrassement des grilles d’homogénéisation en amont de la veine, qui a été résolu depuis. Les caractéristiques de la couche limite pour $U_0 = 44$ m/s sont détaillées dans le tableau 3.1.

Vitesse extérieure U_0 (m/s)	Épaisseur de couche limite δ (mm)	Épaisseur de déplacement δ^* (mm)	Épaisseur de quantité de mouvement θ (mm)	Facteur de forme δ^*/θ
44	120	19	16	1.2

TAB. 3.1 – Caractéristiques de la couche limite étudiée.

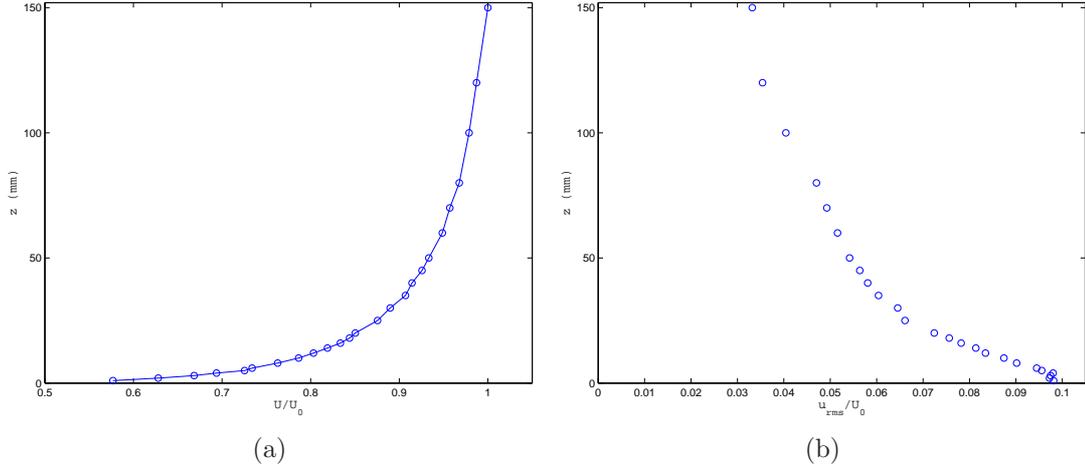


FIG. 3.5 – (a) Profil vertical de vitesse moyenne pour $U_0 = 44$ m/s. –(b) Profil vertical de vitesse fluctuante efficace pour $U_0 = 44$ m/s.

3.2.2 Homogénéité de l'écoulement

En premier lieu, il est important de vérifier l'uniformité de l'écoulement, condition nécessaire au calcul de spectre en nombre d'onde. La figure 3.6 présente les rapports d'autospectres entre chaque point de mesure du disque et le point central, pour les fréquences 1, 2 et 5 kHz. Les valeurs efficace filtrées, présentées sur la figure 3.6-d, sont obtenues en intégrant les autospectres sur la bande de fréquence [100 Hz, 6 kHz]. Ces figures montrent que les hétérogénéités se présentent sous la forme de demi-cercles, ce qui est l'ensemble des positions prises par un même capteur au cours de l'acquisition. Le problème de l'hétérogénéité est donc dû à des défauts d'étalonnage des capteurs et non à des distorsions spatiales de l'écoulement. Les différences de niveaux entre capteurs sont globalement comprises entre -2 et 2 dB, et sont donc tout à fait acceptables.

3.2.3 Analyse des résultats dans le domaine spatial

Les résultats seront tout d'abord détaillés dans le domaine spatial, avec pour objectif de déterminer numériquement les paramètres intervenant dans le modèle de Corcos (équation (1.29)), à savoir : α , β et U_c . Seuls les résultats pour la vitesse $U_0 = 44$ m/s sont présentés. Les résultats pour $U_0 = 33$ m/s et $U_0 = 54$ m/s sont comparables, à une similitude près (figure 3.7-a).

La figure 3.7-b présente les autospectres de deux sondes (petit et moyen diamètre), et les compare au spectre de référence proposé par Goody [72] sous la forme

$$S_{pp}(\omega) \frac{U_0}{\tau_w^2 \delta} = \frac{3\omega_*^2}{(\omega_*^{0.75} + 0.5)^{3.7} + (C\omega_*)^7} \quad (3.1)$$

avec

- $\omega_* = \omega\delta/U_0$,
- $C = 1.1Re^{-0.57}$,
- $Re = (u_w^2\delta)/(U_0\nu)$,

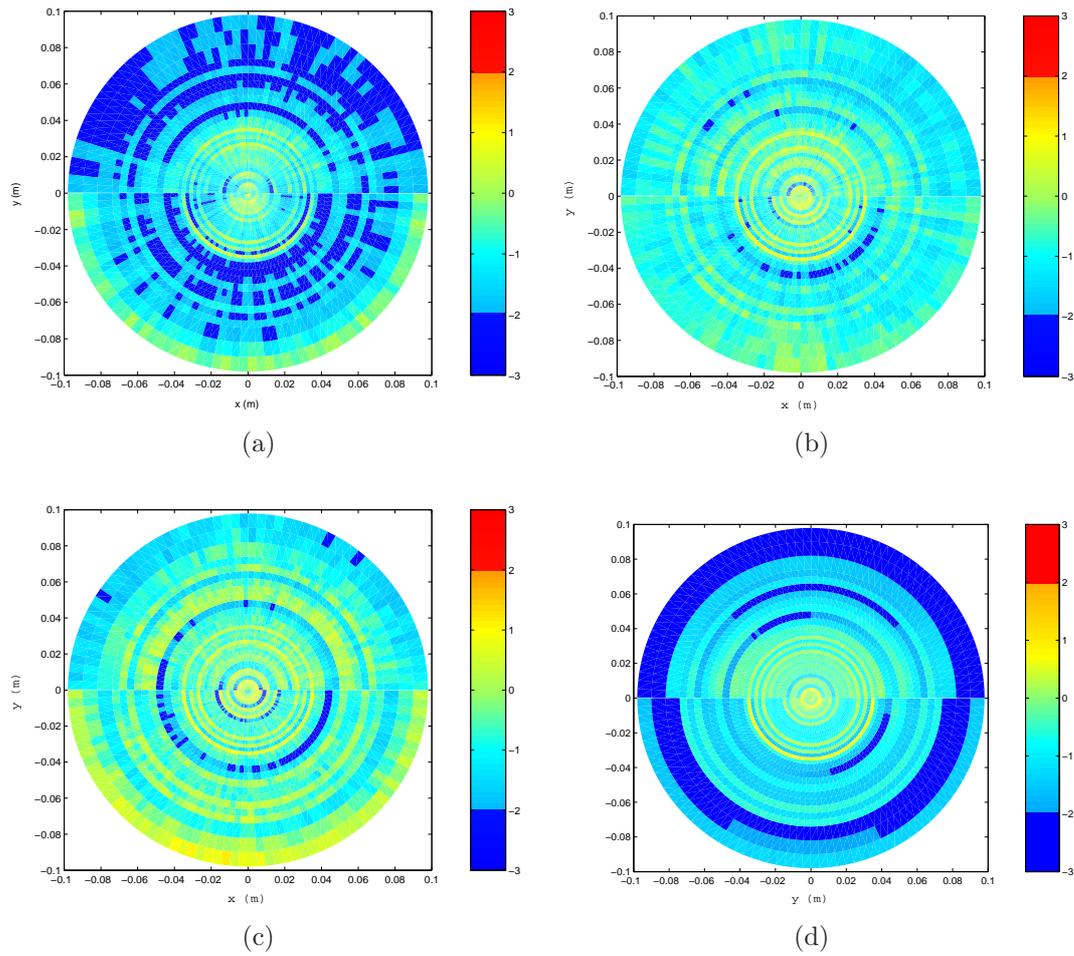


FIG. 3.6 – Niveaux de pression mesurés par chaque sonde, rapportés au niveau de la sonde centrale (en dB) : (a) valeurs à 1 kHz - (b) valeurs à 2 kHz - (c) valeurs à 5 kHz - (d) valeurs efficace obtenues en intégrant l'autospectre sur la bande de fréquence [100 Hz-6 kHz].

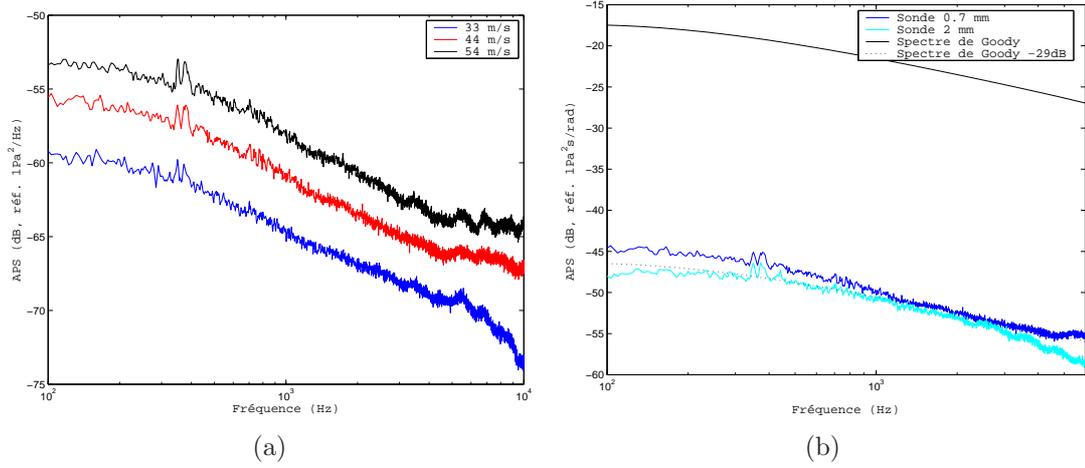


FIG. 3.7 – (a) Comparaison des autospectres mesurés par le capteur central pour différentes vitesses. - (b) Comparaison de l'autospectre mesuré par deux sondes et du spectre de référence de Goody pour $U_0 = 44$ m/s.

- u_w , vitesse de frottement à la paroi, modélisée selon la formule de Schlichting (cf [8]) $u_w^2 = 0.0296U_0^2(U_0x/\nu)^{-1/5}$, avec $x = 2.5$ m,
- $\tau_w = \rho u_w^2$, contrainte de frottement à la paroi.

Le niveau du spectre mesuré est inférieur d'environ 29 dB à celui du spectre de Goody. En effet, la couche limite étudiée est peu conventionnelle (épaisseur de couche limite très élevée) et les formules classiques ne sont donc pas adaptées pour calculer la vitesse de frottement. On constate cependant un bon accord entre les pentes du modèle de Goody et les pentes des courbes expérimentales.

Les caractéristiques du spectre de Corcos α , β et U_c ont ensuite été calculées pour trois fréquences différentes (0.5, 1 et 2 kHz). Pour cela, les seules mesures utilisées sont les positions de l'antenne à 0° et 90°. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 3.2.

Les figures 3.8 à 3.10 correspondent à la description ci-dessous. On a tout d'abord représenté l'évolution de la phase de l'interspectre en fonction de l'espacement entre les capteurs. D'après l'équation (1.29), on a

$$\phi = -\frac{\omega x}{U_c}. \quad (3.2)$$

Une interpolation linéaire permet donc d'obtenir U_c . Pour trouver α et β , on utilise la cohérence, définie entre deux signaux u et v par

$$\gamma_{uv} = \sqrt{\frac{|S_{uv}|^2}{S_{uu}S_{vv}}}. \quad (3.3)$$

Dans le sens longitudinal,

$$\gamma(x, y = 0) = e^{-\frac{\omega|x|}{\alpha U_c}}, \quad (3.4)$$

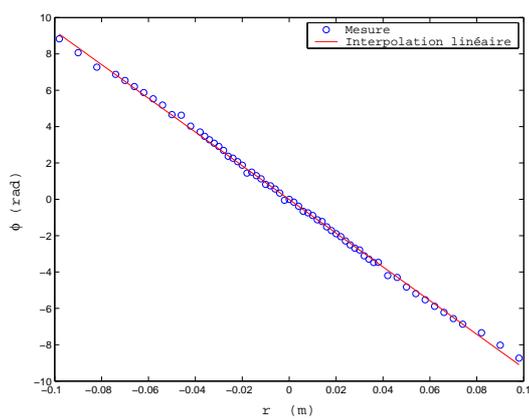
et dans le sens transversal

$$\gamma(x = 0, y) = e^{-\frac{\omega|y|}{\beta U_c}}. \quad (3.5)$$

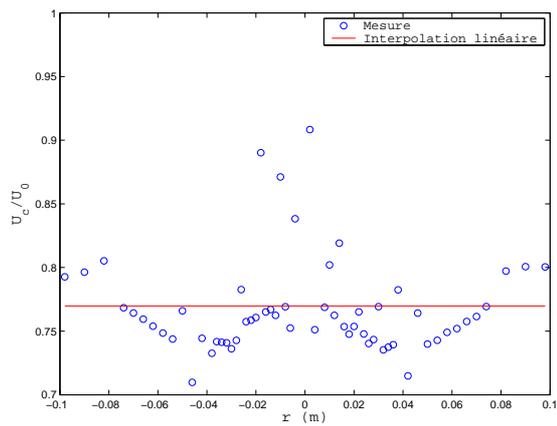
En effectuant une régression linéaire sur $\ln(\gamma)$, on en déduit les valeurs de α et β . Malgré le caractère peu conventionnel de la couche limite étudiée (très épaisse), les valeurs sont proches de celles que l'on peut recenser dans la littérature (voir par exemple les valeurs rassemblées par Robert [142] ou Blake [14]). On note cependant sur les figures que la cohérence, qui devrait être parfaitement linéaire selon le modèle de Corcos, présente des ondulations, ce qui rend délicate l'estimation des paramètres. L'évaluation des paramètres de Corcos n'a donc été effectuée que sur les points proches du capteur central pour lesquels le logarithme de la cohérence présente un profil linéaire.

Fréquence (Hz)	500	1000	2000
U_c/U_0	0.77	0.73	0.67
α	7.98	7.36	3.63
β	0.76	0.98	1.73

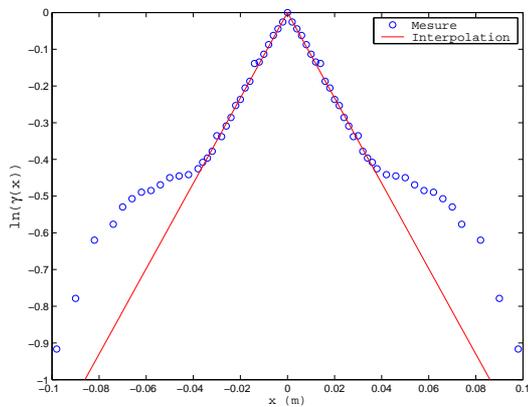
TAB. 3.2 – Récapitulatif des valeurs mesurées pour les coefficients de la formule de Corcos, obtenus par interpolation linéaire sur les capteurs centraux.



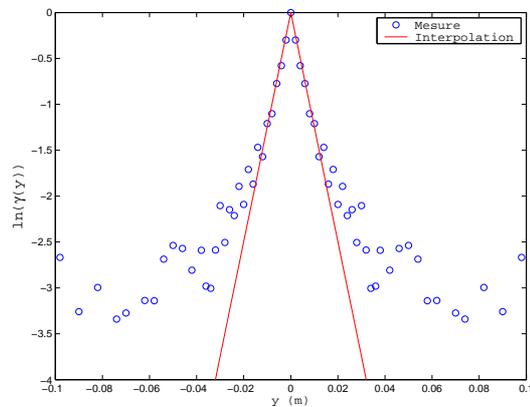
(a) Phase



(b) Vitesse de convection

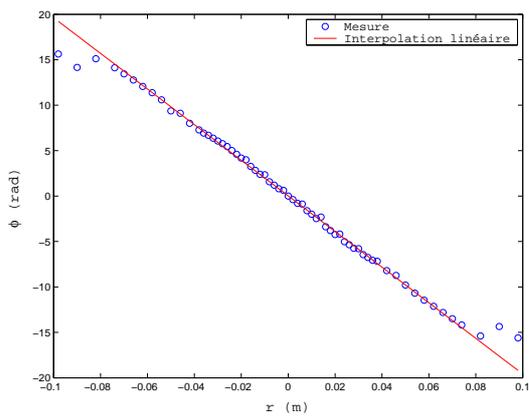


(c) Cohérence longitudinale

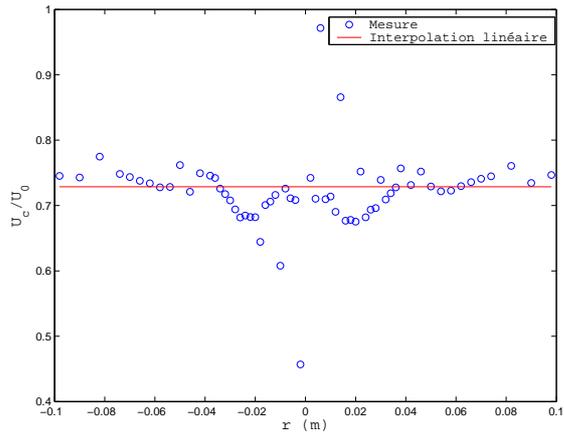


(d) Cohérence transversale

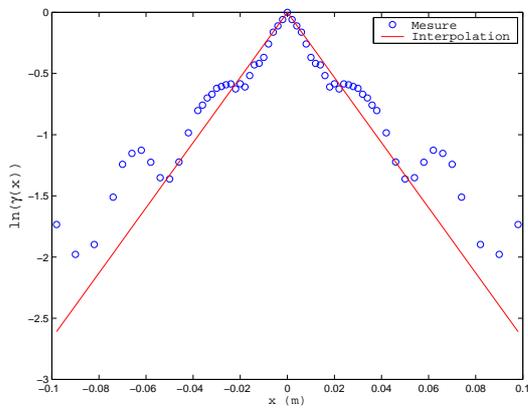
FIG. 3.8 – *Evaluation des paramètres de Corcos à 500 Hz.*



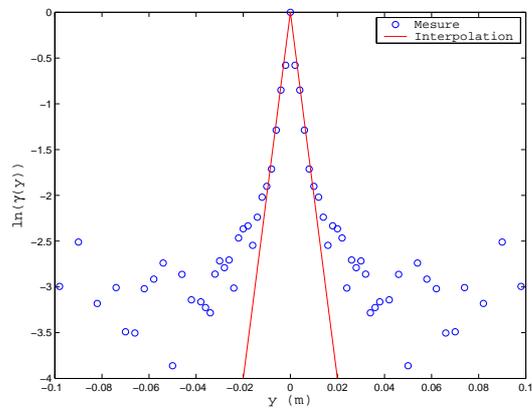
(a) Phase



(b) Vitesse de convection

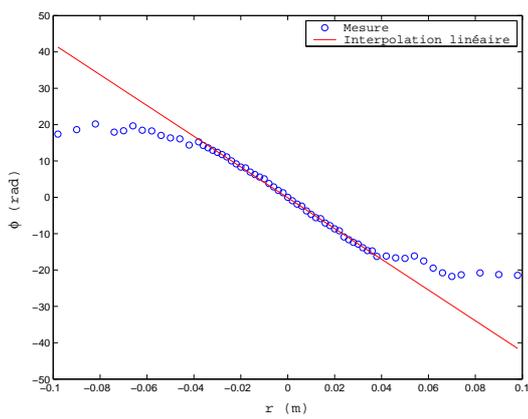


(c) Cohérence longitudinale

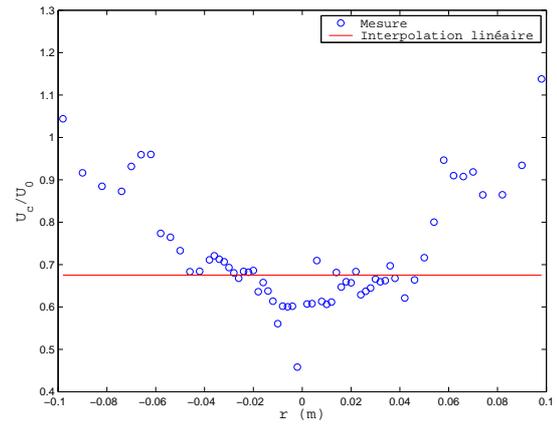


(d) Cohérence transversale

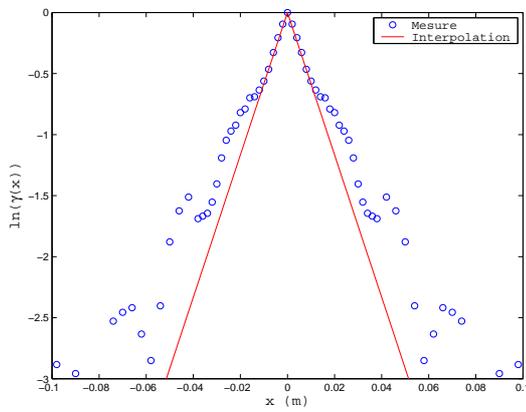
FIG. 3.9 – *Evaluation des paramètres de Corcos à 1 kHz.*



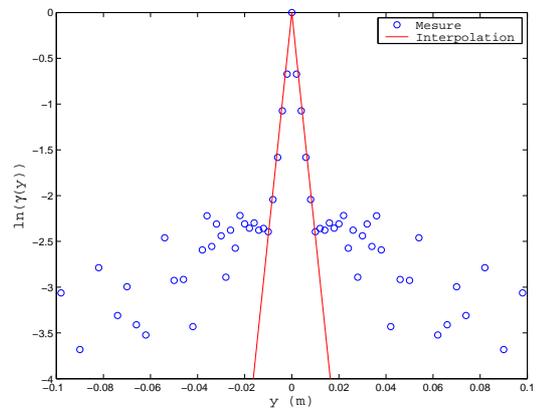
(a) Phase



(b) Vitesse de convection



(c) Cohérence longitudinale



(d) Cohérence transversale

FIG. 3.10 – *Evaluation des paramètres de Corcos à 2 kHz.*

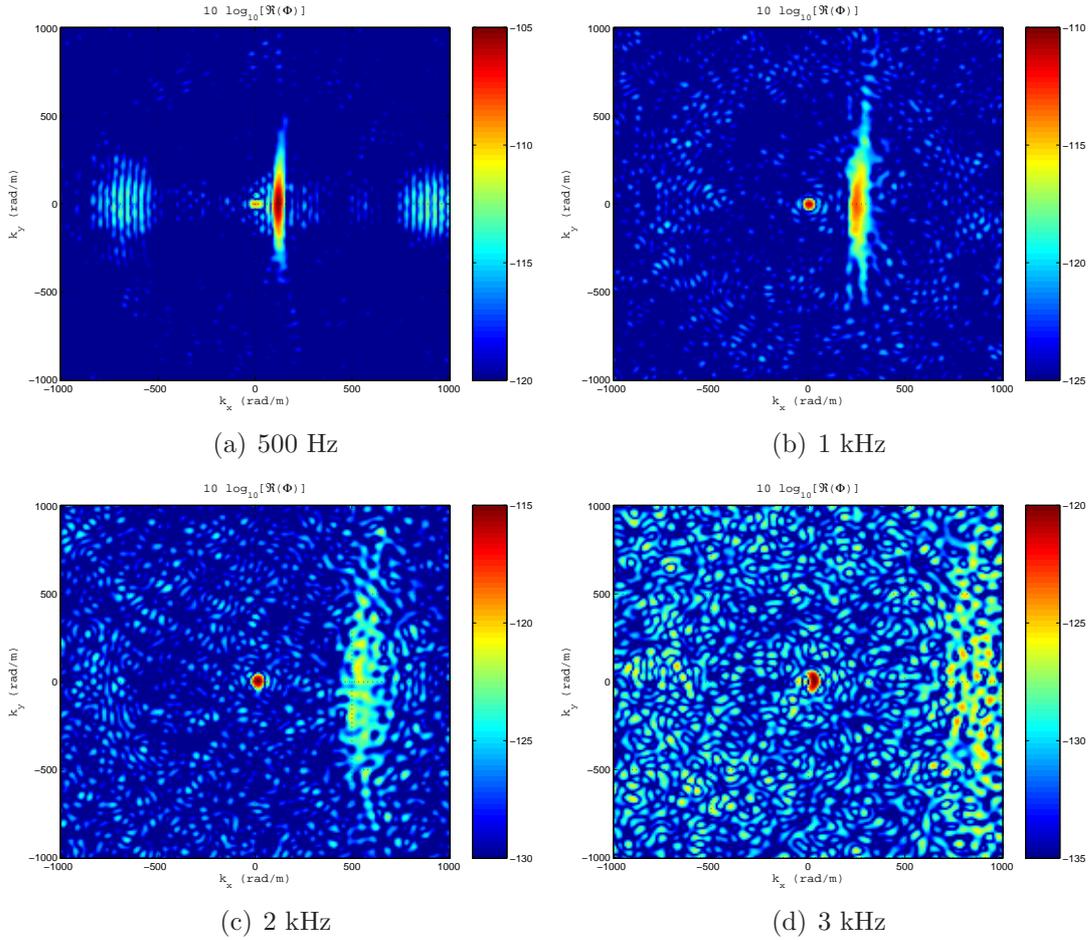


FIG. 3.11 – Spectres en nombre d’onde pour différentes fréquences des pressions pariétales induites par la couche limite à $U_0=33$ m/s.

3.2.4 Analyse des résultats dans le domaine des nombres d’onde

Calcul de spectres en nombre d’onde

Les variations de niveau entre capteurs étant jugées acceptables, le calcul du spectre en nombre d’onde a été effectué selon la formule (2.5).

Les figures 3.11 à 3.13 présentent quelques exemples de spectres pour différentes fréquences et différentes vitesses d’écoulement. On y observe une tache de type Corcos, qui se déplace lorsque la vitesse et la fréquence évoluent, conformément à la relation $k_c = \omega/U_c$. Une deuxième tache est également visible autour de l’origine : il s’agit d’une composante acoustique. Celle-ci doit être interprétée comme la présence d’un champ acoustique de type diffus. Il pourrait s’agir de l’acoustique générée par la couche limite elle-même, qui n’a donc pas direction de propagation privilégiée.

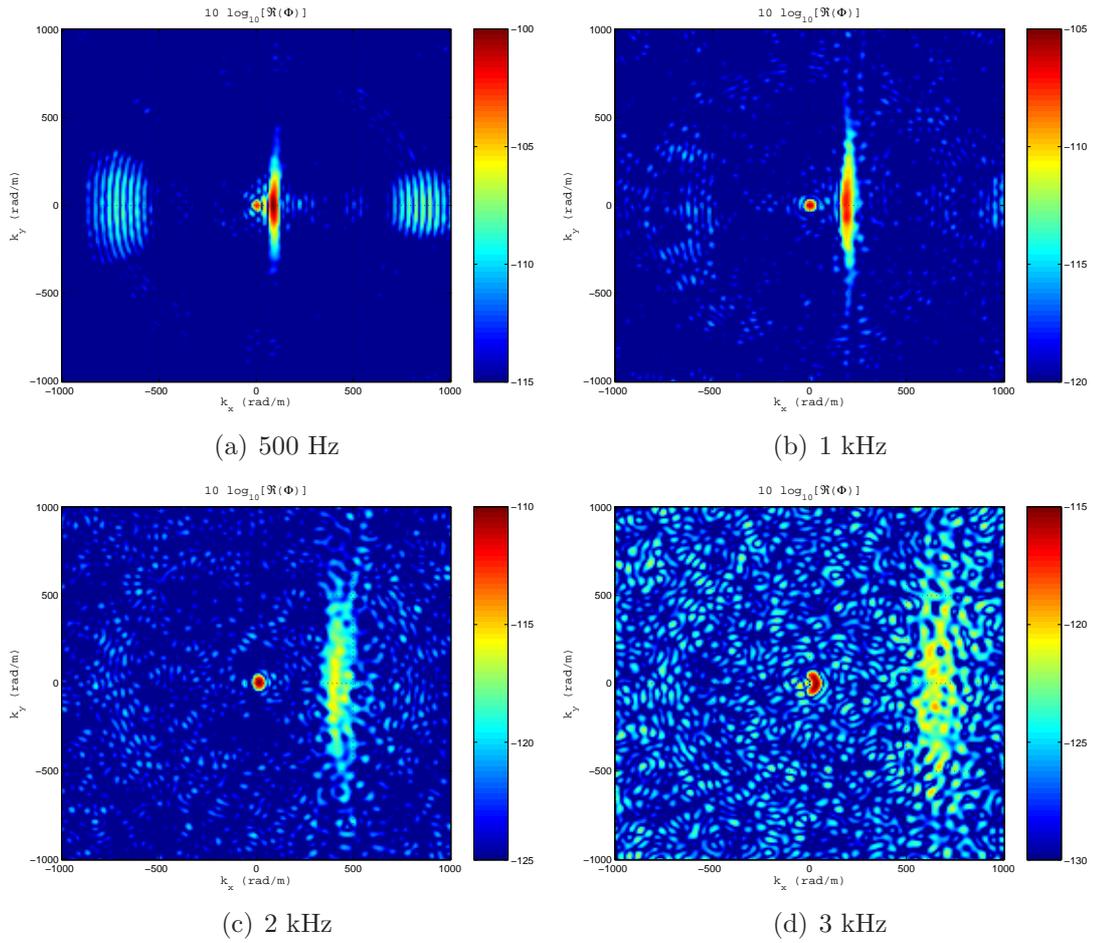


FIG. 3.12 – Spectres en nombre d'onde pour différentes fréquences des pressions pariétales induites par la couche limite à $U_0=44$ m/s.

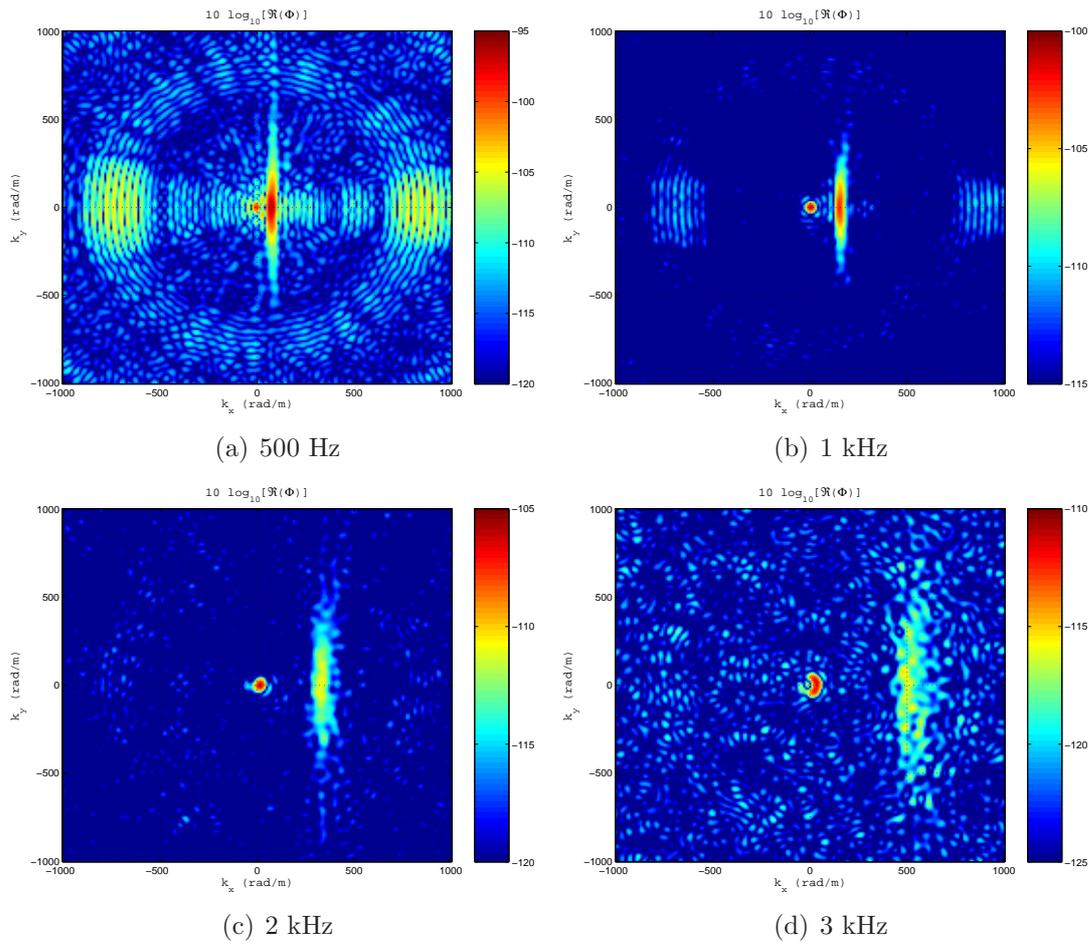


FIG. 3.13 – Spectres en nombre d'onde pour différentes fréquences des pressions pariétales induites par la couche limite à $U_0 = 54$ m/s.

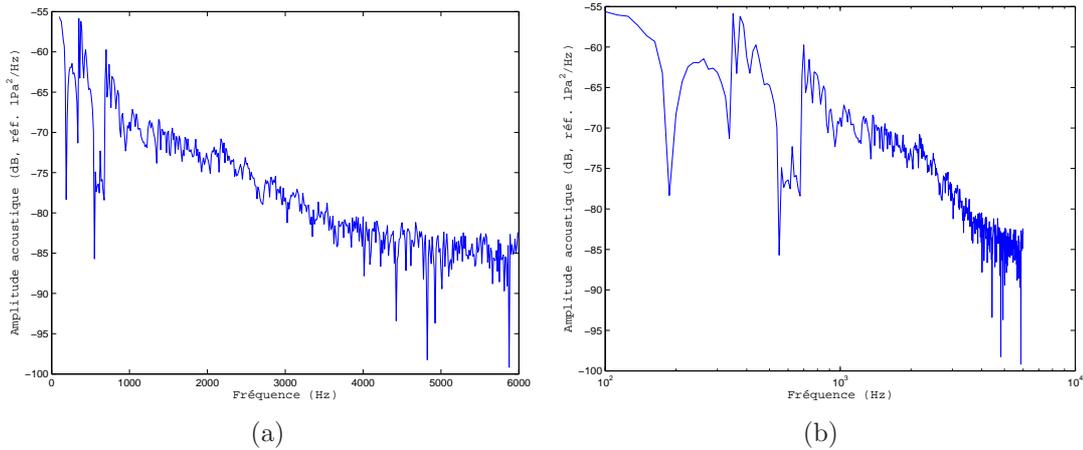


FIG. 3.14 – *Amplitude acoustique déterminée par intégration du spectre en nombre d'onde : (a) échelle de fréquences linéaire - (b) échelle de fréquence logarithmique.*

Evaluation de l'amplitude acoustique

La méthode utilisée pour évaluer l'amplitude de cette composante acoustique, est basée sur l'égalité de Parseval (2.12). On intègre (par la méthode des rectangles) le spectre en nombre d'onde sur un disque de rayon k_0 , où $k_0 = \omega/c_0$, pour obtenir la densité spectrale de puissance acoustique :

$$S_{pp}(\omega) = \int_{k_x^2 + k_y^2 < k_0^2} \Phi(k_x, k_y, \omega) d\vec{k}. \quad (3.6)$$

La figure 3.14 montre l'évolution de cette densité de puissance acoustique avec la fréquence. Deux pics à 345 Hz et 690 Hz sont clairement visibles sur le graphe. Comme on l'a vu au paragraphe 2.1.1, ils proviennent des résonances acoustiques à l'intérieur de la veine à section carrée.

3.2.5 Détermination des paramètres par moindres carrés

Présentation de la méthode

Comme on vient de le voir, les spectres en nombre d'onde pour la couche limite démontrent la présence d'une onde acoustique. Ibars [91] a montré que la présence d'une onde plane acoustique au sein d'une couche limite provoque des oscillations sur les interspectres. Dans son cas, il relie cette onde plane à une résonance de la veine.

Pour la présente étude, les oscillations sont présentes, de façon plus ou moins marquée, à toutes les fréquences. La pression d'origine acoustique relevée ne correspond donc pas à un phénomène de résonance du conduit mais plutôt au bruit de mélange de la couche limite.

Pour vérifier cette hypothèse, on prend pour interspectre la somme d'un champ de pression de type Corcos et d'un champ acoustique diffus décorrélés. Remarquons que l'hypothèse de décorrélation est sans doute fautive dans le cas où les ondes acoustiques

sont produites par la couche limite elle-même. On définit alors la fonction complexe f par :

$$f(\alpha, \beta, U_c, A) = \frac{S_{pp}(r, \theta, \omega)}{S_{pp}(0, 0, \omega)} = \frac{1}{1 + A} \left[e^{-\frac{\omega}{\alpha U_c} |r \cos \theta|} e^{-\frac{\omega}{\beta U_c} |r \sin \theta|} e^{i \frac{\omega}{U_c} r \cos \theta} + A \operatorname{sinc}(k_0 r) \right]. \quad (3.7)$$

Les paramètres α , β , U_c et A sont ensuite déduits des données expérimentales par une minimisation utilisant la méthode des moindres carrés. On cherche à minimiser la fonctionnelle

$$\left| \frac{S_{pp}^{mes}(r, \theta, \omega)}{S_{pp}^{mes}(0, 0, \omega)} - f(\alpha, \beta, U_c, A) \right|^2. \quad (3.8)$$

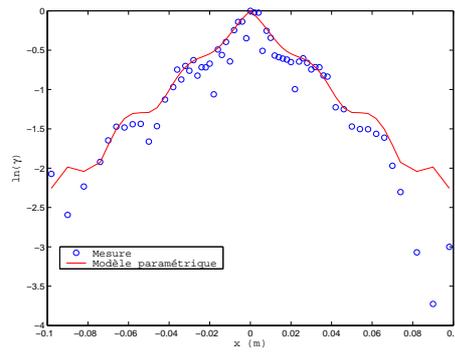
Le protocole de calcul est le suivant. Les paramètres sont initialisés à des valeurs relevées dans la littérature : $\alpha = 8$, $\beta = 1$, $U_c = 0.6$ et $A = 1\%$. Pour chaque valeur de paramètres, la fonctionnelle résultante est calculée, puis on fait évoluer les paramètres de manière à minimiser cette fonctionnelle. Le programme fait appel à la fonction *lsqnonlin* de Matlab, simple d'utilisation et la plus adaptée à notre problème. Elle résout un problème de minimisation de type moindres carrés pour des fonctions non linéaires. Plusieurs études de sensibilité de cette méthode ont été menées. Il a ainsi pu être démontré que le cas de la couche limite est très robuste, car la valeur initiale des paramètres n'influe pas sur le résultat. D'autre part, l'utilisation de la totalité des 3969 points de mesure s'est avérée coûteuse en temps de calcul et redondante. Ainsi, après avoir vérifié que cela n'influe pas sur les résultats, seules 11 positions angulaires ont été utilisées pour la minimisation (angles 2.9° à 179.8° , par pas de 17.4°). Ce choix est arbitraire et répond à un besoin d'économie en temps de calcul. Le nombre de capteurs nécessaires pourrait être optimisé afin de garantir des résultats identiques en un temps de calcul minimal.

Résultats

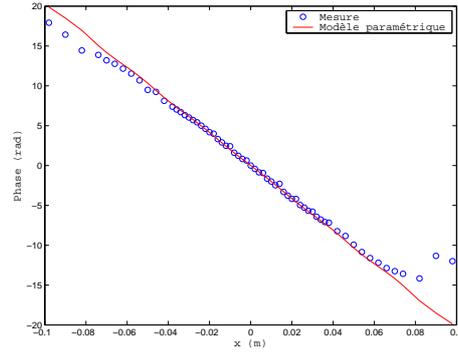
L'optimisation paramétrique a été effectuée pour une gamme de fréquence allant de 100 Hz à 6 kHz, pour laquelle les mesures sont exemptes de défauts d'étalonnage, ce qui permet de tracer l'évolution des paramètres de Corcos et de l'amplitude de l'onde acoustique en fonction de la fréquence. Les résultats sont présentés sur les figures 3.15 à 3.18. La figure 3.15 montre que l'ajout d'une onde acoustique permet bien de retrouver les oscillations présentes sur les cohérences mesurées, ainsi que la non-linéarité des phases. De plus, la présence d'une onde acoustique non nulle dans le modèle permet de diminuer l'erreur résiduelle après optimisation¹, comme le montre la figure 3.18-b.

Quant aux résultats sur les coefficients du modèle (figure 3.17), on constate immédiatement qu'aucun d'entre eux n'est constant avec la fréquence, contrairement au modèle de Corcos. Le comportement de α est conforme avec les résultats de Farabee & Casarella [63], qui notent que la vitesse de décroissance de la cohérence longitudinale augmente avec la fréquence. Pour une interprétation plus physique, les coefficients de décroissance de la corrélation ont été représentés sous forme de longueurs de corrélation longitudinale $\alpha U_c / \omega$ et transversale $\beta U_c / \omega$. Les courbes obtenues sont des droites dans la majeure partie de la

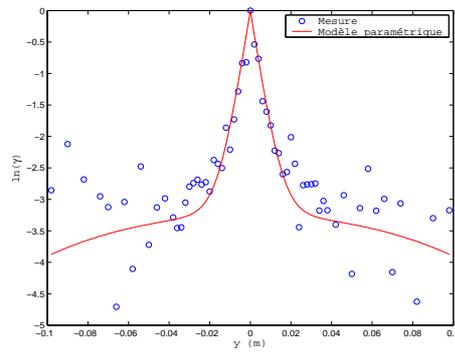
¹L'erreur résiduelle est définie comme la différence entre les données mesurées et le modèle muni de ses paramètres optimisés.



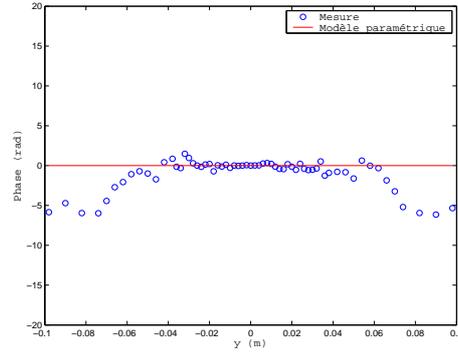
(a) Cohérence longitudinale à 1 kHz



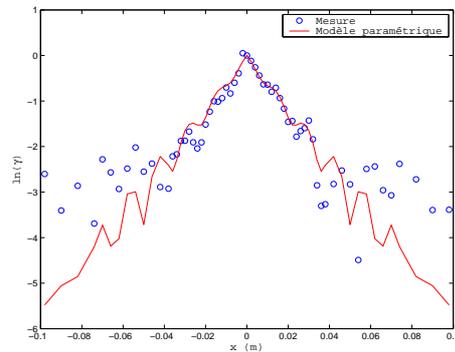
(b) Déphasage longitudinal à 1 kHz



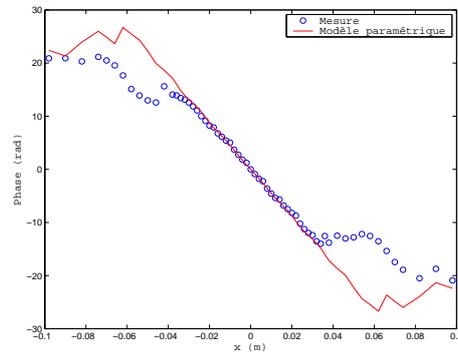
(c) Cohérence transversale à 1 kHz



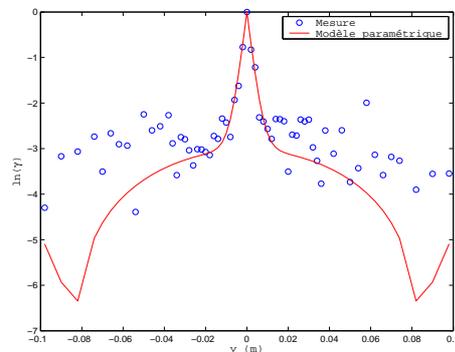
(d) Déphasage transversal à 1 kHz



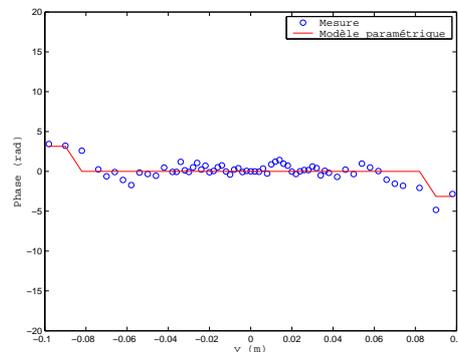
(e) Cohérence longitudinale à 2 kHz



(f) Déphasage longitudinal à 2 kHz



(g) Cohérence transversale à 2 kHz



(h) Déphasage transversal à 2 kHz

FIG. 3.15 – Comparaison des interspectres mesurés et modélisés.

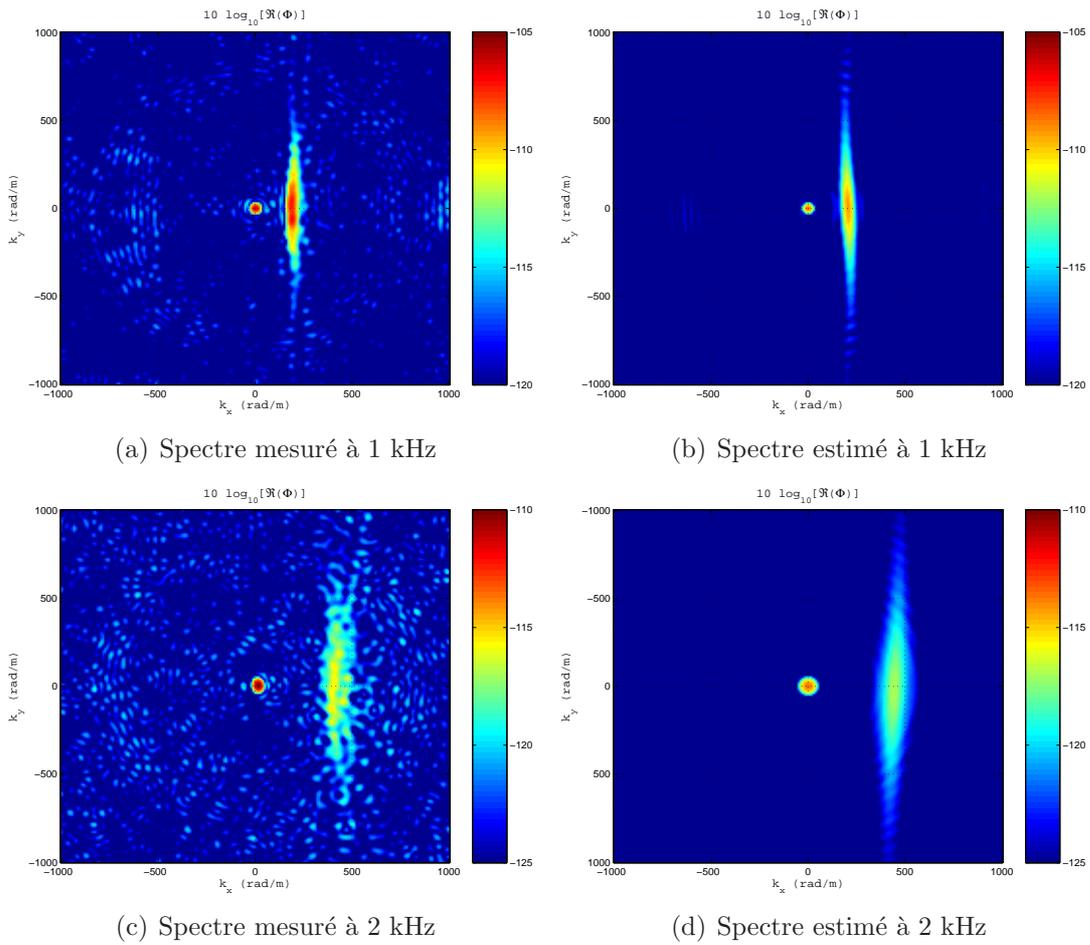


FIG. 3.16 – Comparaison des spectres en nombre d'onde obtenus à partir des interspectres mesurés et des interspectres modélisés.

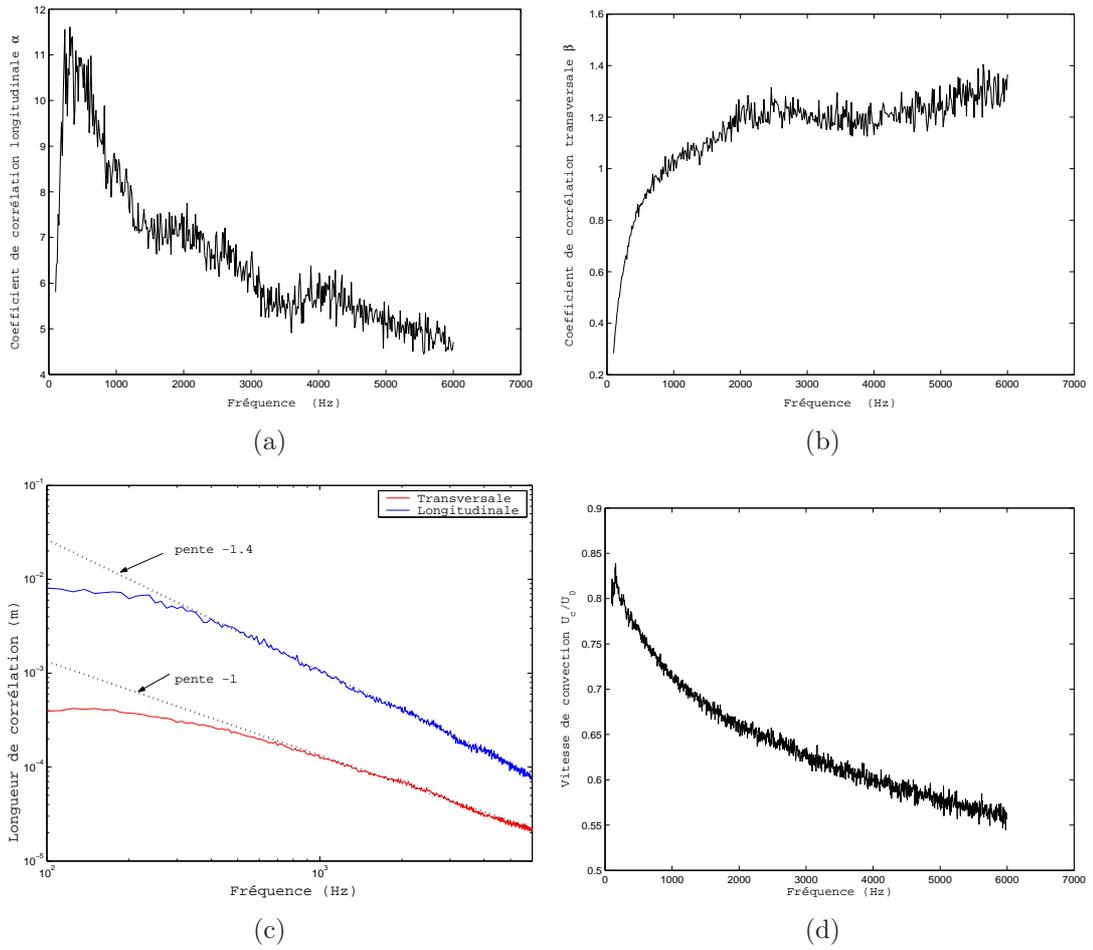


FIG. 3.17 – Evolution des coefficients de Corcos avec la fréquence, résultant de l'optimisation paramétrique : (a) coefficient de corrélation longitudinale - (b) coefficient de corrélation transversale - (c) longueurs de corrélation longitudinale et transversale - (d) vitesse de convection.

bande de fréquence. D’après l’hypothèse de Corcos, les longueurs de corrélation évoluent comme l’inverse de la fréquence. Cette évolution est bien retrouvée pour la longueur de corrélation transversale. Cependant, la pente trouvée pour la longueur de corrélation longitudinale traduit une évolution en $\omega^{-1.4}$. En basse fréquence, la longueur de corrélation, liée à la taille des structures, atteint un palier. En effet, la taille des structures tourbillonnaires ne peut pas augmenter indéfiniment puisqu’elle est limitée par l’épaisseur de la couche limite.

La décroissance de la vitesse de convection lorsque la fréquence augmente, observable sur la figure 3.17-d, est couramment décrite dans la littérature [10, 17]. Cette décroissance est généralement interprétée en terme de taille des structures tourbillonnaires. Lorsque la fréquence augmente, la taille des structures associées (proportionnelle à la longueur d’onde) diminue. Contrairement aux gros tourbillons, qui occupent une grande part de l’épaisseur de la couche limite, les petits tourbillons sont alors situés plus près de la paroi, donc soumis à un écoulement plus lent. Leur vitesse de convection est donc plus petite. On note toutefois, conformément à ce qu’ont relevé Blake [17] ou Farabee & Casarella [63], que le comportement de cette vitesse de convection est différent en basse fréquence.

Etude de l’amplitude acoustique

La figure 3.18-a représente l’amplitude acoustique en pourcentage de l’amplitude aérodynamique. Sur la majeure partie de la bande fréquentielle, l’amplitude acoustique représente environ 5% de l’amplitude aérodynamique.

Deux méthodes différentes ont donc été utilisées pour calculer la densité spectrale de puissance acoustique. La première, présentée au paragraphe 3.2.4, consiste en l’intégration du disque acoustique sur les spectres nombre d’onde. La seconde fait appel à l’optimisation de paramètres avec la formule des moindres carrés à partir des interspectres. Pour comparer les résultats fournis par ces deux techniques, l’amplitude acoustique obtenue par la deuxième méthode, alors exprimée en pourcentage, doit être multipliée par l’autospectre aérodynamique. Celui-ci est obtenu à partir des autospectres totaux mesurés, par la formule

$$S_{pp}^{aéro} = \frac{S_{pp}^{mesuré}}{1 + A}. \quad (3.9)$$

La comparaison des deux résultats est présentée en figure 3.19. On constate un excellent accord entre les deux courbes acoustiques en basse fréquence. En haute fréquence, la méthode d’intégration sous-estime le niveau acoustique. En effet, lorsque la fréquence augmente, la tache acoustique n’est plus centrée autour de l’origine (voir paragraphe suivant et figure 3.22), et ce décalage n’est pas pris en compte dans le calcul. Ainsi seule une fraction de la tache acoustique est intégrée dans le calcul. Sur ce même graphe figurent également la densité spectrale de puissance aérodynamique, issue de l’optimisation paramétrique, et la densité spectrale de puissance mesurée, comprenant les composantes aérodynamique et acoustique. La figure montre que le spectre de pression mesuré est essentiellement d’origine aérodynamique. Aux fréquences de résonance, on retrouve une trace des pics acoustiques sur la densité spectrale globale. En-dehors des pics de résonance, la différence entre la composante acoustique et la composante globale est de 13 à 16 dB.

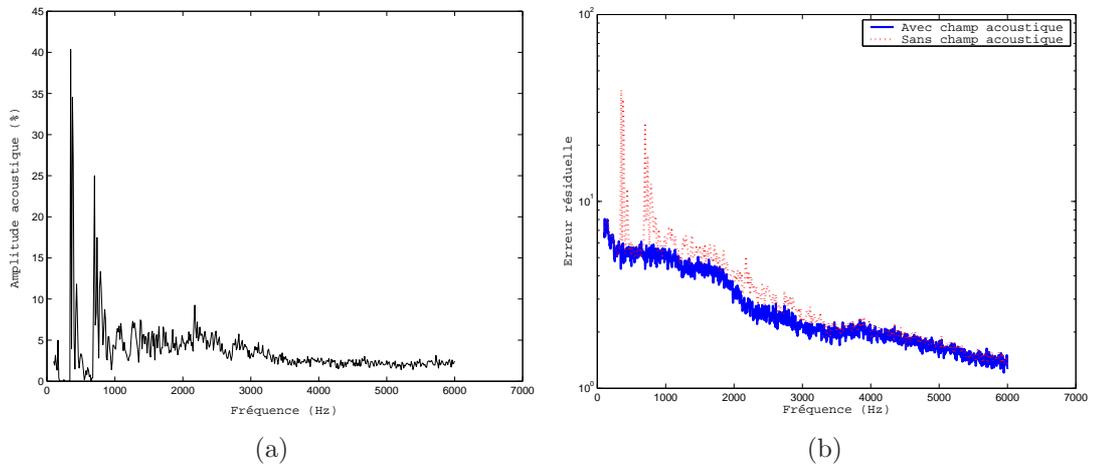


FIG. 3.18 – (a) Evolution en fréquence de l'amplitude du champ acoustique diffus obtenue par optimisation avec la méthode des moindres carrés. - (b) Comparaison de l'erreur résiduelle après optimisation, avec et sans champ acoustique.

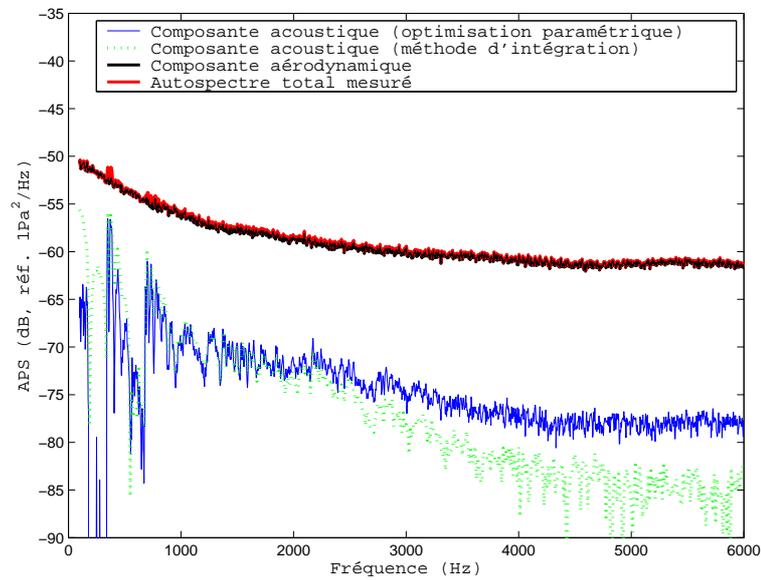


FIG. 3.19 – Comparaison des amplitudes acoustiques obtenues par optimisation avec la méthode des moindres carrés sur les interspectres et par intégration du spectre en nombre d'onde.

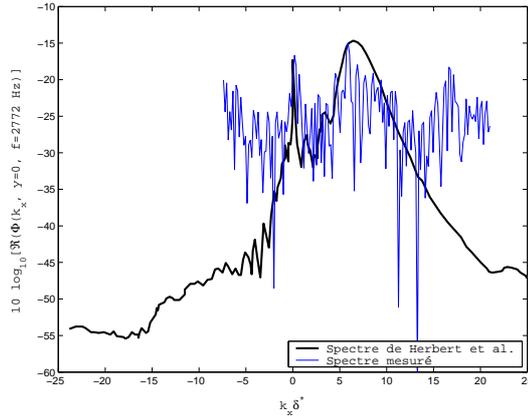


FIG. 3.20 – Comparaison entre le spectre en nombre d’onde longitudinal mesuré dans la présente étude et celui mesuré par Herbert et al. [83]

Il existe peu de données dans la littérature concernant l’acoustique générée par une couche limite, d’une part parce qu’une partie des moyens d’essais utilisés lors des mesures ne sont pas traités acoustiquement [117, 136, 147], d’autre part parce que cette acoustique est vue comme un bruit parasite à éliminer et non à étudier [53, 63]. Les seules mesures faisant état de cette composante acoustique sont celles de Herbert et al. [83] et celles répertoriées par Blake [17] ou Dowling [51]. Afin de comparer nos mesures à ces références, il faut tracer les spectres en nombre d’onde sous la forme $\Phi(k_x, y = 0, \omega)$ pour Herbert et al. et $\Phi(k_x, k_y = 0, \omega)$ pour Blake.

La figure 3.20 montre la comparaison entre le spectre en nombre d’onde obtenu dans cette étude et le spectre mesuré par Herbert et al. [83] à la même fréquence adimensionnelle $\omega \delta^*/U_\infty = 4.05$. Le spectre mesuré dans cette étude a été recalé sur le spectre de Herbert afin que les niveaux des deux lobes aérodynamiques coïncident. On constate un excellent accord entre les deux courbes en ce qui concerne le rapport entre acoustique et aérodynamique.

La figure 3.21 permet de comparer le spectre en nombre d’onde obtenu dans cette étude avec le spectre théorique proposé par Blake [17]. La fréquence adimensionnelle utilisée par Blake est $\omega \delta^*/U_\infty = 10$, correspondant ici à une fréquence de 6845 Hz. Nos mesures ne sont pas valides à cette fréquence, et le spectre mesuré est présenté à la fréquence de 1500 Hz. On observe un grand décalage entre le rapport acoustique/aérodynamique mesuré et celui de la courbe de Blake. De même, Dowling [51] fait état d’une différence de l’ordre de 40 dB entre la zone acoustique et le pic aérodynamique. La raison de cette importante différence est avancée par Herbert et al. [83]. Les mesures utilisées par Blake proviennent de plusieurs expérimentations réalisées avec des antennes de capteurs de diamètre 1”. Herbert et al. ont calculé que l’atténuation apportée par ce dispositif expérimental aux petits nombres d’onde est très faible (de l’ordre de 1 dB). Ainsi, il n’y a qu’une très faible protection contre le repliement spectral et la réponse de ces antennes est dominée par les nombres d’onde convectifs. L’écart entre la courbe de Blake et la courbe issue de nos mesures peut donc s’expliquer par un manque de précision des mesures de référence. D’autre part, un élément important de nos mesures est le confinement induit par la veine, qui est un milieu

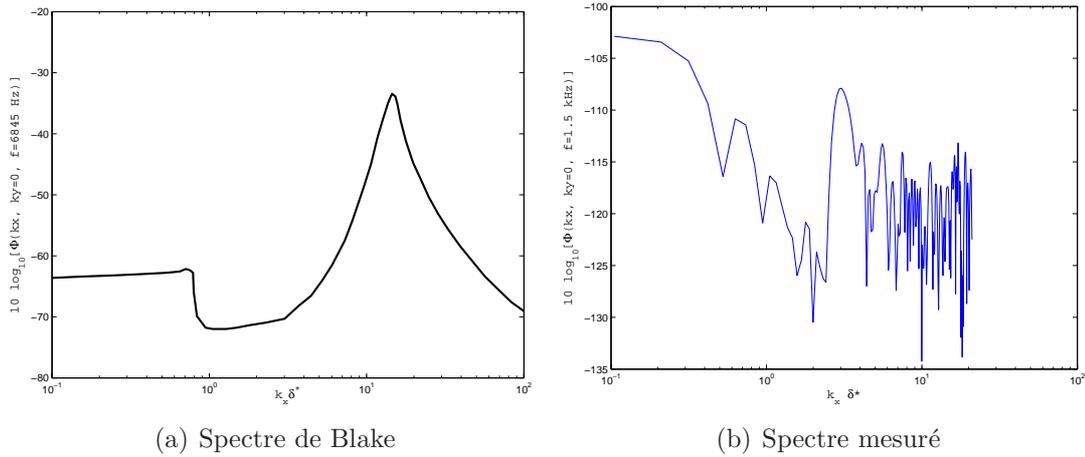


FIG. 3.21 – Comparaison du spectre en nombre d'onde longitudinal mesuré avec celui de Blake [17].

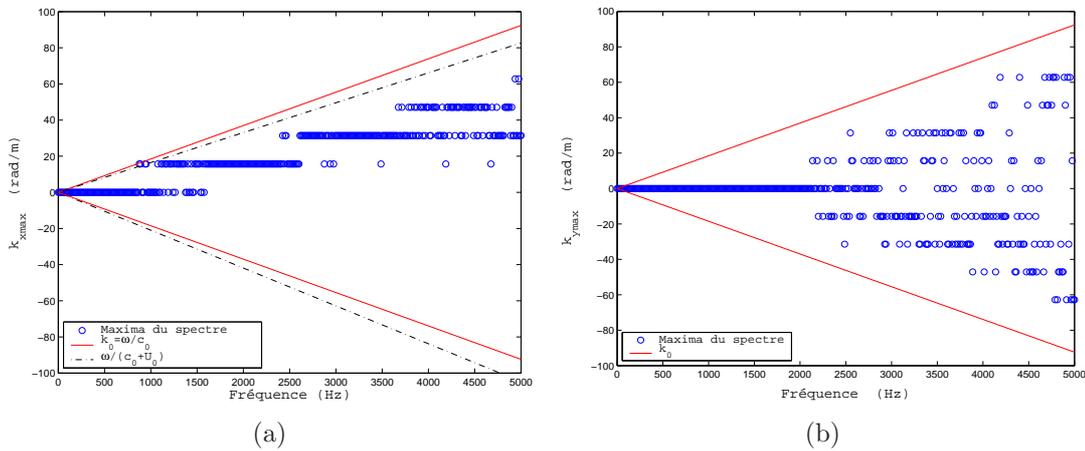


FIG. 3.22 – Nombre d'onde correspondant au maximum de la tache acoustique, en fonction de la fréquence : (a) nombre d'onde longitudinal - (b) nombre d'onde transversal.

réfléchissant pour les ondes acoustiques, et renforce probablement le niveau acoustique mesuré.

Origine de la composante acoustique mesurée

On cherche alors à déterminer l'origine de la pression acoustique détectée. Le niveau mesuré semble assez élevé par rapport au niveau relevé dans la littérature, c'est pourquoi on suspecte que le rayonnement acoustique ne provienne pas uniquement de la couche limite, mais soit pollué par une autre source, et notamment le jet de sortie de la veine. Afin de vérifier cette hypothèse, une analyse de directivité des ondes acoustiques a été menée, sur le cas où $U_0 = 44$ m/s. En pratique, le spectre en nombre d'onde est calculé à toutes les fréquences et les coordonnées du maximum dans la tache acoustique sont repérées. La figure 3.22 montre la distribution de ces maxima en fonction de la fréquence. Alors que les valeurs de k_y sont équi-réparties entre $-k_0$ et k_0 , les valeurs de k_x sont exclusivement

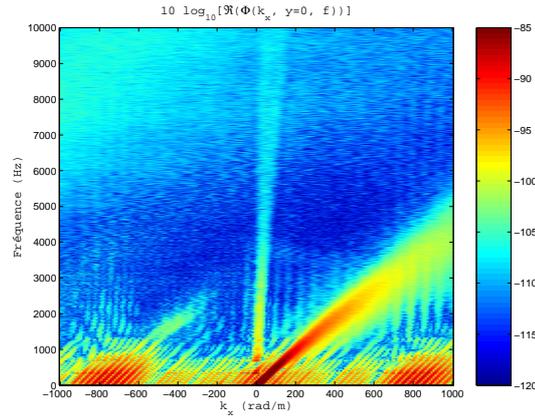


FIG. 3.23 – Evolution du spectre en nombre d'onde longitudinal en fonction de la fréquence.

positives. Cette observation tend à prouver que les ondes acoustiques ont une direction de propagation privilégiée, à savoir de l'amont vers l'aval. Pour s'assurer que cette distribution n'est pas liée à la convection des ondes acoustiques par l'écoulement, l'effet de l'écoulement sur la vitesse de propagation des ondes acoustiques figure sur ce même graphe 3.22-a en pointillés. Les nombres d'onde mesurés sont dans la partie supérieure à la médiane. Il est ainsi démontré que la pression acoustique mesurée ne provient pas du jet, car si tel était le cas, elle se serait propagée en remontant l'écoulement. Cette direction de propagation privilégiée peut également être constatée sur la figure 3.23, montrant l'évolution du spectre en nombre d'onde longitudinal en fonction de la fréquence. Ce type de diagramme a déjà été utilisé par Panton et Robert [130] pour observer la vitesse de convection des structures.

Deux hypothèses peuvent alors être émises sur l'origine de ces ondes acoustiques.

- 1) Les ondes acoustiques pourraient provenir du système de génération d'écoulement (ventilateur et grilles de mélange).
- 2) Les ondes acoustiques pourraient être produites par les structures locales de la couche limite.

Concernant l'hypothèse 1, il faut se remémorer que la soufflerie a été conçue pour être silencieuse. Ainsi le bruit provenant du ventilateur est de faible niveau, même si un défaut était présent dans le système de génération de l'écoulement. Dans cette situation, si on arrive à détecter le bruit du ventilateur, on aurait également dû détecter le bruit produit par le jet de sortie, qui est d'un niveau bien plus important. Cette hypothèse semble donc peu probable.

Quant à l'hypothèse 2, théoriquement, si la turbulence est spatialement homogène, les ondes acoustiques produites sont distribuées de manière aléatoire dans l'écoulement. L'effet de direction privilégiée détecté sur les spectres nombre d'onde montrerait alors que les ondes acoustiques n'ont pas un rayonnement diffus mais présentent une certaine directivité. Cet effet de directivité des ondes acoustiques en écoulement est bien connu [51] ; il provient de la diffraction des ondes acoustiques par les gradients de vitesse de la couche limite.

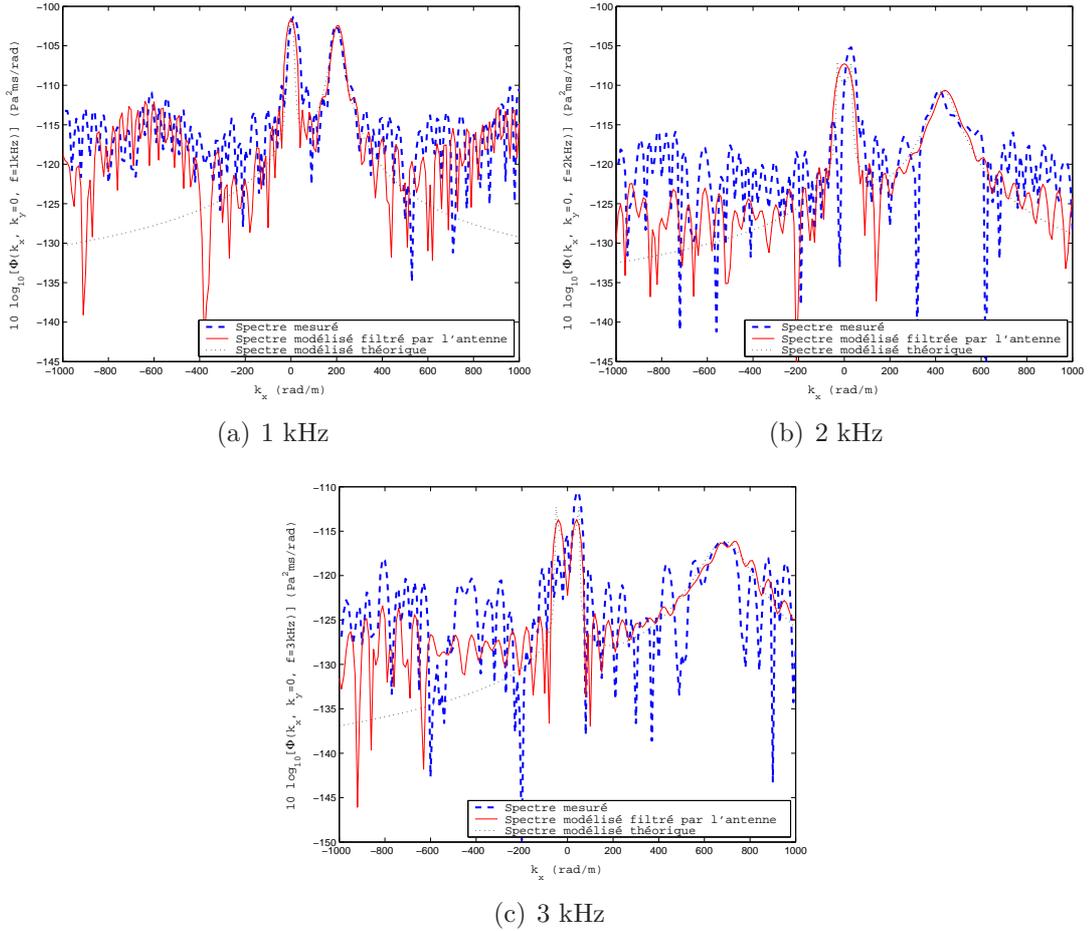


FIG. 3.24 – Comparaison du spectre en nombre d’onde longitudinal mesuré et du spectre de Corcos reconstitué avec les valeurs des paramètres issus de l’étude paramétrique, filtré ou non par l’antenne principale de mesure.

Remarques sur le choix du modèle de Corcos

Dans cette étude, le modèle de Corcos a été choisi pour sa simplicité et sa forme explicite aussi bien en variables spatiales qu’en nombre d’onde. Cependant, de nombreux auteurs critiquent ce modèle [9, 13, 27], et lui préfèrent le modèle de Chase de 1987, comportant pourtant un nombre conséquent de paramètres empiriques à ajuster (7 au total, contre 4 pour le modèle de Corcos). Ainsi Bally et al. [9] et Birgersson [13] démontrent que le modèle de Corcos ne s’applique pas bien à leurs mesures, et notamment qu’il surestime les niveaux dans la région subconvective. Pourtant, ce modèle s’applique très bien à nos mesures, comme le montrent les spectres en nombre d’onde longitudinaux de la figure 3.24. L’explication à cette inadéquation du modèle de Corcos a été avancée en premier par Panton & Robert [130], puis validée par d’autres auteurs [1, 97]. Panton & Robert montrent analytiquement que la dissymétrie du pic convectif est liée au fait que la phase (ou la vitesse de convection) dépend de l’espacement entre les capteurs. Cet effet de variation de la vitesse de convection affecte beaucoup les bas nombres d’onde [97], et c’est sans doute pour cela que les niveaux prévus par Corcos sont trop élevés [1]. Dans les publications

qui invalident le modèle de Corcos [1, 9], les paramètres introduits dans le modèle de Corcos sont des paramètres moyens pour toutes les fréquences et tous les espacements de capteurs. Dans le modèle que nous avons développé, la variation du déphasage des inter-spectres en fonction de l'espacement entre les capteurs est pris en compte par le terme de champ diffus acoustique (voir figure 3.15). C'est sans doute la raison pour laquelle le modèle de Corcos s'applique avec succès à nos mesures, pour la partie turbulente.

3.3 Barreau cylindrique en écoulement

3.3.1 Quelques éléments théoriques

Cette section rappelle quelques éléments théoriques de base nécessaires à l'analyse des résultats expérimentaux. On pourra notamment consulter Blake [16] pour une description plus exhaustive de ce phénomène.

Lorsqu'un cylindre de grand allongement (ou barreau) est placé dans un écoulement visqueux, un détachement tourbillonnaire périodique, appelé allée de von Kármán, se crée sur des distances de plusieurs diamètres. La fréquence f du lâcher tourbillonnaire correspond à un nombre de Strouhal de 0.21, où le nombre de Strouhal St est défini par

$$St = \frac{fD}{U_\infty}, \quad (3.10)$$

D étant le diamètre du cylindre et U_∞ la vitesse de l'écoulement amont.

Au point de vue acoustique, le spectre fréquentiel de la pression acoustique rayonnée en champ lointain présente un pic à la fréquence de Strouhal. La largeur du pic augmente avec le nombre de Reynolds.

3.3.2 Description des essais

Le cylindre utilisé possède, pour des raisons pratiques, un diamètre non constant sur toute sa longueur : $D_1 = 2.1$ cm du pied du barreau jusqu'à mi-hauteur et $D_2 = 1.7$ cm de la mi-hauteur à l'extrémité supérieure. Ce cylindre est placé en amont de la zone de mesure, centré dans la veine et à une distance de 18 cm du point central de l'antenne principale. Le montage expérimental est visible sur la figure 3.25. Les nombres de Reynolds basés sur les diamètres du cylindre sont respectivement $Re_{D_1} = 45\,300$ et $Re_{D_2} = 56\,000$.

Pour ce cas, une seule vitesse d'écoulement a été étudiée : 40 m/s. Les fréquences théoriques de sifflement que l'on devrait observer sont donc

$$f_1 = 400 \text{ Hz pour } D_1 = 2.1 \text{ cm}$$

$$f_2 = 494 \text{ Hz pour } D_2 = 1.7 \text{ cm.}$$

3.3.3 Analyse des résultats en fréquence

Détermination des fréquences de sifflement du barreau

Un microphone placé en sortie de veine (voir figure 3.26-a), hors de l'écoulement et en champ lointain acoustique, a permis de vérifier la fréquence des émissions acoustiques. Sur



FIG. 3.25 – Photographies de la veine d’essai équipée du barreau.

son autospectre représenté en figure 3.26-b, les deux pics correspondant aux sifflements du barreau sont visibles aux fréquences $f_1 = 387$ Hz et $f_2 = 509$ Hz, soit des nombres de Strouhal de 0.203 et 0.216 respectivement. On constate également la présence d’un pic supplémentaire à 343 Hz, déjà observé dans le cas de la couche limite et identifié comme le premier mode de la veine.

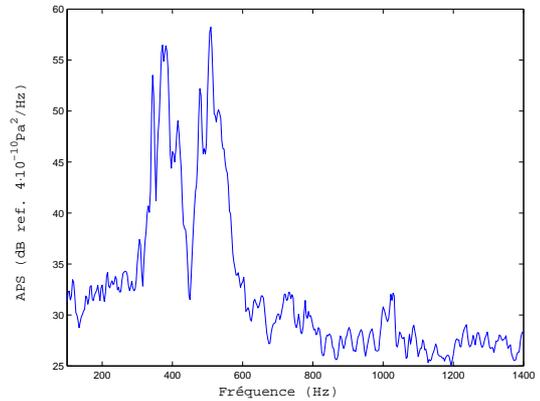
En plus de cette observation en champ lointain, on s’intéresse aux densités spectrales de puissance de chaque capteur, pour une position angulaire de 90° par rapport à l’écoulement. La figure 3.27 montre que le pic de Strouhal n’apparaît pas de la même manière sur tous les capteurs : les sondes localisées près de l’axe du barreau ne présentent aucun pic alors que les sondes les plus éloignées de l’axe présentent deux pics très marqués. Les sondes situées entre ces deux extrêmes exhibent une bosse proche de la première fréquence de sifflement. Ceci doit être relié à la directivité dipolaire du sifflement émis par un barreau [71]. Dans l’axe du barreau, c’est-à-dire dans la direction longitudinale, le rayonnement acoustique est faible ; la pression observée est donc essentiellement d’origine aérodynamique. Lorsqu’on s’écarte de l’axe du barreau, le niveau global de pression aérodynamique diminue car le sillage est de moins en moins énergétique. De plus, comme la zone de mesure est assez éloignée du barreau, le sillage est déstructuré et l’on voit apparaître une bosse au lieu d’un pic, liée à la fréquence aérodynamique de passage des tourbillons. Enfin, les capteurs les plus périphériques ne sont plus dans le sillage du barreau et, excepté aux fréquence de sifflement, présentent un spectre de pression de niveau comparable à celui observé pour la couche limite à la même vitesse. Conformément à la directivité d’un dipôle, le niveau acoustique rayonné par le barreau augmente dans cette direction. Ainsi, les pics acoustiques sont plus visibles sur les sondes placées loin de l’axe. L’ensemble de ces phénomènes aérodynamique (sillage tourbillonnaire) et acoustique (rayonnement dipolaire) est schématisé sur la figure 3.28.

Homogénéité de l’écoulement

Alors que l’homogénéité spatiale de l’écoulement était très bonne pour la couche limite, les observations précédentes semblent indiquer que l’écoulement est fortement



(a)



(b)

FIG. 3.26 – (a) Vue de l'emplacement du microphone en champ lointain. - (b) Densité spectrale de puissance de la pression acoustique rayonnée en champ lointain.

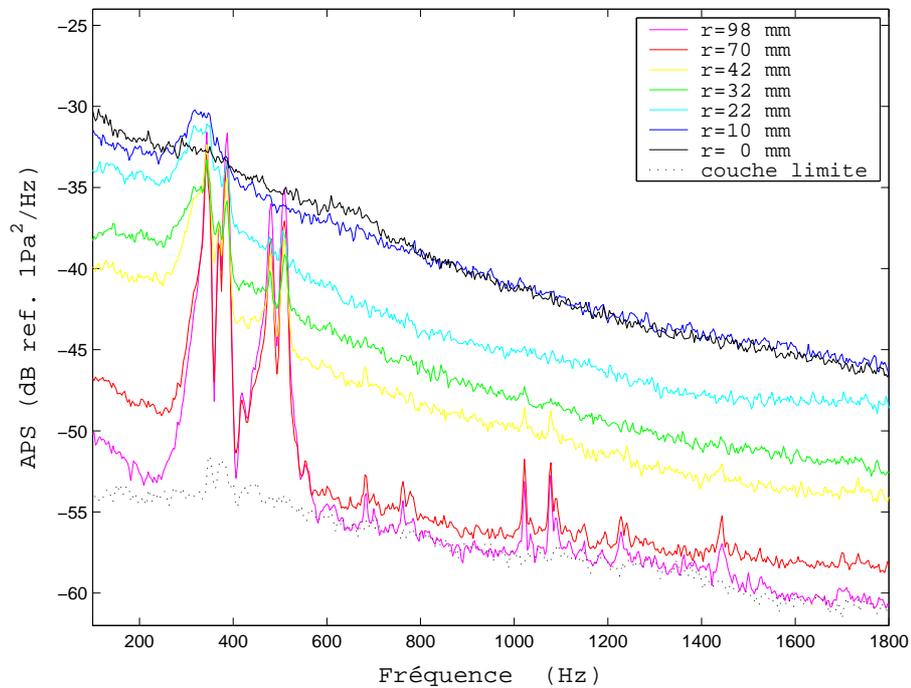


FIG. 3.27 – Autospectre de 7 capteurs placés de manière transversale dans l'écoulement, et comparaison avec l'autospectre d'un capteur sous couche limite à la même vitesse.

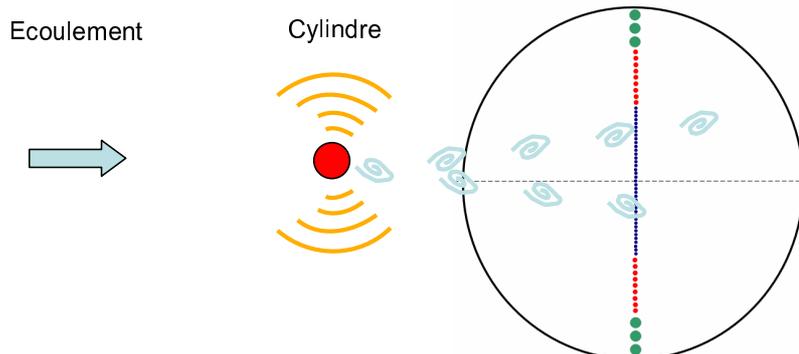


FIG. 3.28 – Schématisation du lâcher tourbillonnaire issu du barreau à la fréquence de sifflement.

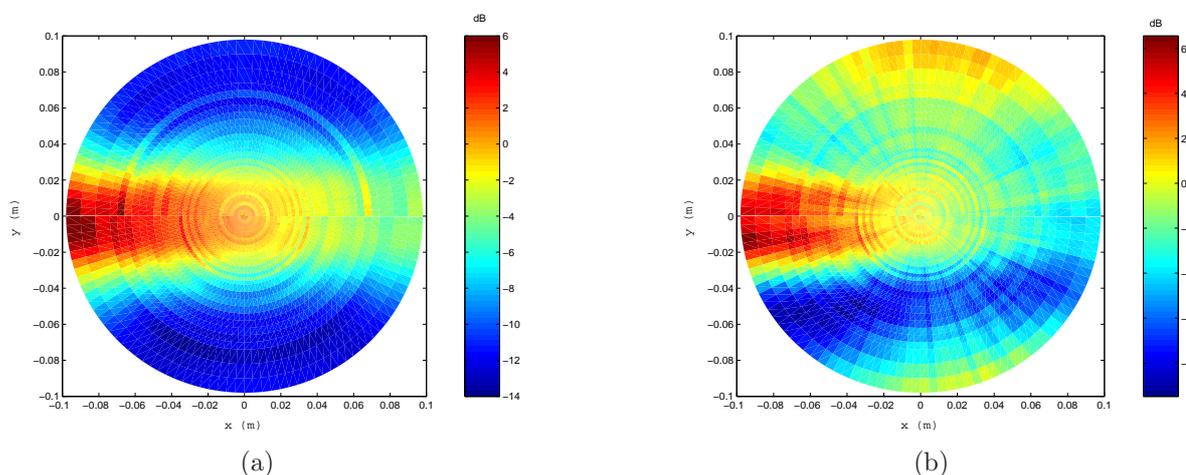


FIG. 3.29 – Niveaux de pression mesurés par chaque sonde, rapportés au niveau de la sonde centrale : (a) valeurs efficace obtenues en intégrant l'autospectre sur la bande de fréquence [100 Hz-6 kHz] - (b) valeurs à 387 Hz (première fréquence de sifflement).

hétérogène pour la configuration du barreau. Pour quantifier cette hétérogénéité, on a, comme précédemment, tracé le rapport des densités spectrales de pression de chaque sonde par rapport au capteur central. Sur la figure 3.29-a, qui représente une moyenne sur la bande de fréquence [100 Hz - 6 kHz], on observe très clairement une zone de forte énergie, matérialisant le sillage du barreau. La taille de cette zone diminue dans la direction de l'écoulement, car l'énergie se dissipe au fur et à mesure que le sillage s'élargit. A la première fréquence de sifflement (figure 3.29-b), l'allure de la cartographie est modifiée. Le sillage du barreau est toujours visible, mais on observe de plus que les points situés de manière transversale à l'écoulement ont une plus grande densité spectrale de puissance que ceux qui sont proches de l'axe du barreau, ce qui correspond au phénomène de rayonnement dipolaire détaillé précédemment.

Analyse des résultats en nombre d'onde

Bien que l'écoulement ne soit pas homogène sur la zone d'observation, des spectres en nombre d'onde ont été calculés à partir des données mesurées. La figure 3.30 présente les spectres nombre d'onde pour plusieurs fréquences : 343 Hz, correspondant à la fréquence de résonance acoustique de la veine, 387 Hz et 509 Hz correspondant aux deux fréquences de sifflement du barreau, 378 Hz et 400 Hz, fréquences quelconques autour de la première fréquence de sifflement. Aux faibles nombres d'onde, un phénomène acoustique est visible sur les figures 3.30-a, 3.30-c et 3.30-e, et une tache de type Corcos est présente aux plus grands nombres d'onde sur toutes les figures. En dehors des fréquences de sifflement et des fréquences de résonance de la veine, la tache acoustique n'est pas clairement visible (figure 3.30-b et 3.30-d).

En regardant de plus près la tache aérodynamique pour une fréquence quelconque de 450 Hz (figure 3.31), et avec une échelle linéaire pour le spectre en nombre d'onde, on peut constater que cette tache présente en fait deux maxima de positions symétriques, liées à la direction de l'écoulement dans le sillage.

Des calculs de spectres en nombre d'onde ont également été effectués à plus haute fréquence (figure 3.32). On note que lorsque la fréquence augmente, les spectres en nombre d'onde deviennent de plus en plus bruités. La première hypothèse pour expliquer cette dégradation est que les mesures ne sont pas assez propres. Pour confirmer ceci, on a tracé les valeurs de la cohérence et du déphasage à 1 kHz pour différentes positions angulaires du disque (figure 3.33). Les courbes sont aussi lisses que pour le cas de la couche limite, ce qui montre que la mauvaise qualité des spectres en nombre d'onde n'est pas liée à la qualité des mesures. Le post-traitement, validé sur des cas analytiques, ainsi que pour l'onde acoustique et la couche limite, n'est pas en cause non plus. En fait, il semble que ce problème de spectres bruités provienne de l'hétérogénéité de l'écoulement. En effet, si on trace la partie imaginaire du spectre en nombre d'onde (figure 3.32), on constate qu'elle est du même ordre de grandeur que la partie réelle, alors qu'elle devrait être nulle pour un écoulement homogène. A titre de comparaison, cette figure montre également le spectre en nombre d'onde à 1 kHz pour le cas de la couche limite. On constate que dans ce cas, bien plus homogène, la partie imaginaire est inférieure de 10 dB à la partie réelle. Pour l'écoulement du barreau, fortement hétérogène, il est théoriquement impossible de calculer le spectre en nombre d'onde, ce que nous confirmons ici.

3.3.4 Analyse paramétrique

Après analyse des spectres en nombre d'onde, il ressort que le cas du barreau présente de fortes similitudes avec celui de la couche limite : les spectres font apparaître une composante acoustique de type champ diffus et une composante aérodynamique, formée de deux taches de Corcos symétriques par rapport à l'axe \vec{k}_x . On peut donc proposer pour ce cas une forme analytique pour l'interspectre rapporté à l'autospectre du point central :

$$\begin{aligned}
 g(\alpha, \beta, U_c, V_c, A) &= \frac{S_{pp}(r, \theta, \omega)}{S_{pp}(0, 0, \omega)} \\
 &= \frac{1}{1 + A} \left[e^{-\frac{\omega}{\alpha U_c} |r \cos \theta|} e^{-\frac{\omega}{\beta U_c} |r \sin \theta|} e^{i \frac{\omega}{U_c} r \cos \theta} \frac{e^{i \frac{\omega}{V_c} r \sin \theta} + e^{-i \frac{\omega}{V_c} r \sin \theta}}{2} + A \operatorname{sinc}(k_0 r) \right].
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

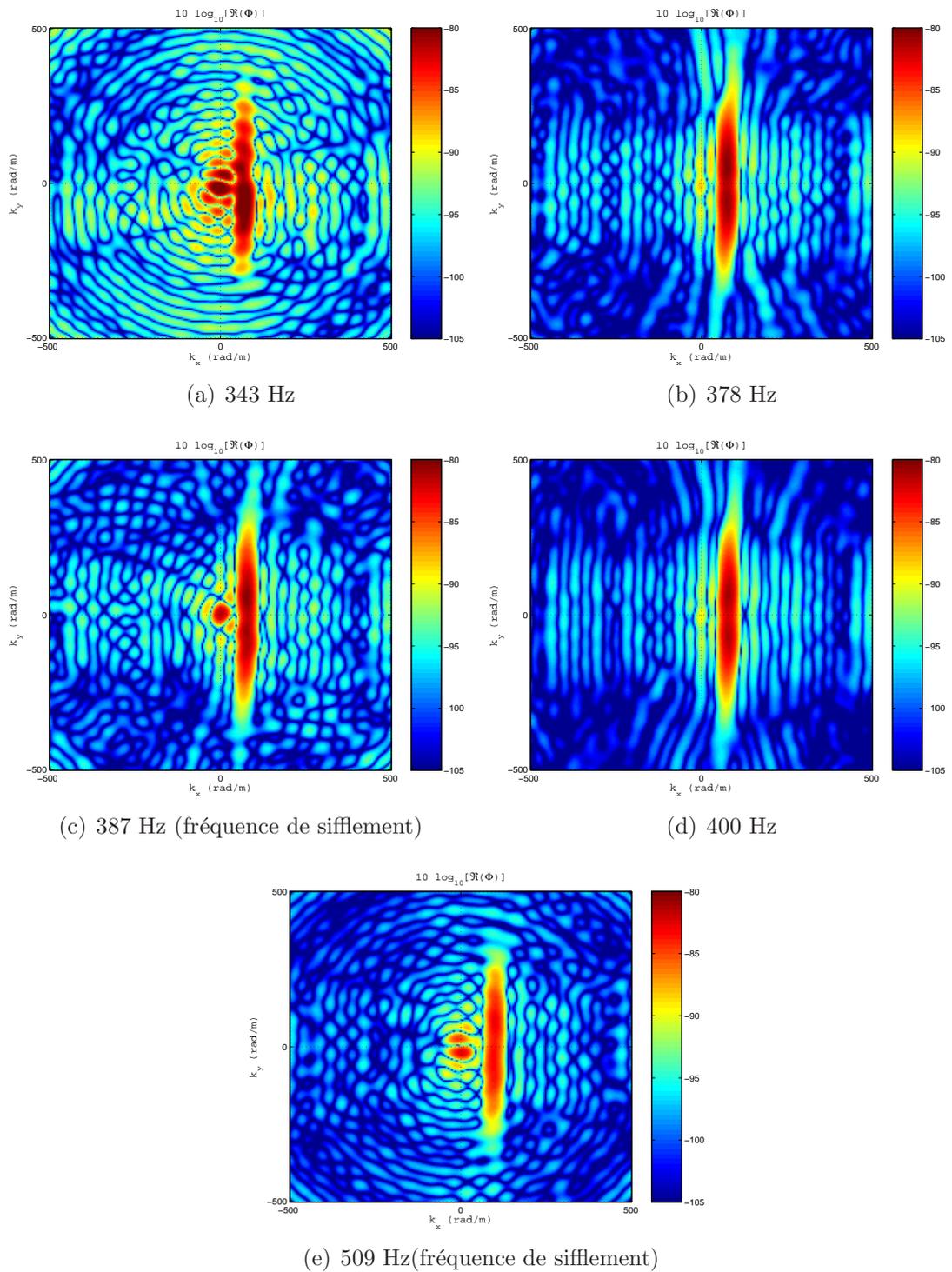


FIG. 3.30 – Spectres en nombre d'onde pour différentes fréquences des pressions pariétales induites par un barreau dans une couche limite turbulente.

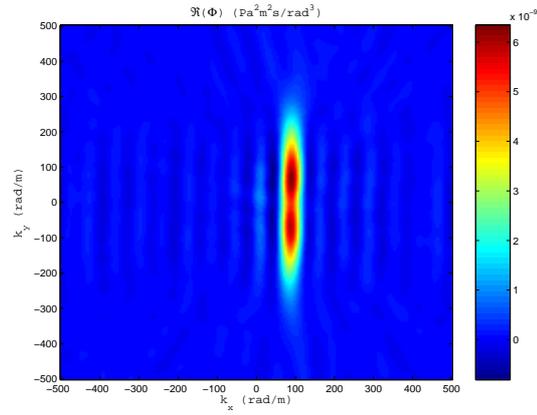


FIG. 3.31 – Spectres en nombre d'onde à 450 Hz des pressions pariétales induites par un barreau dans une couche limite turbulente, en $\text{Pa}^2\text{m}^2\text{s}/\text{rad}^3$ (échelle linéaire).

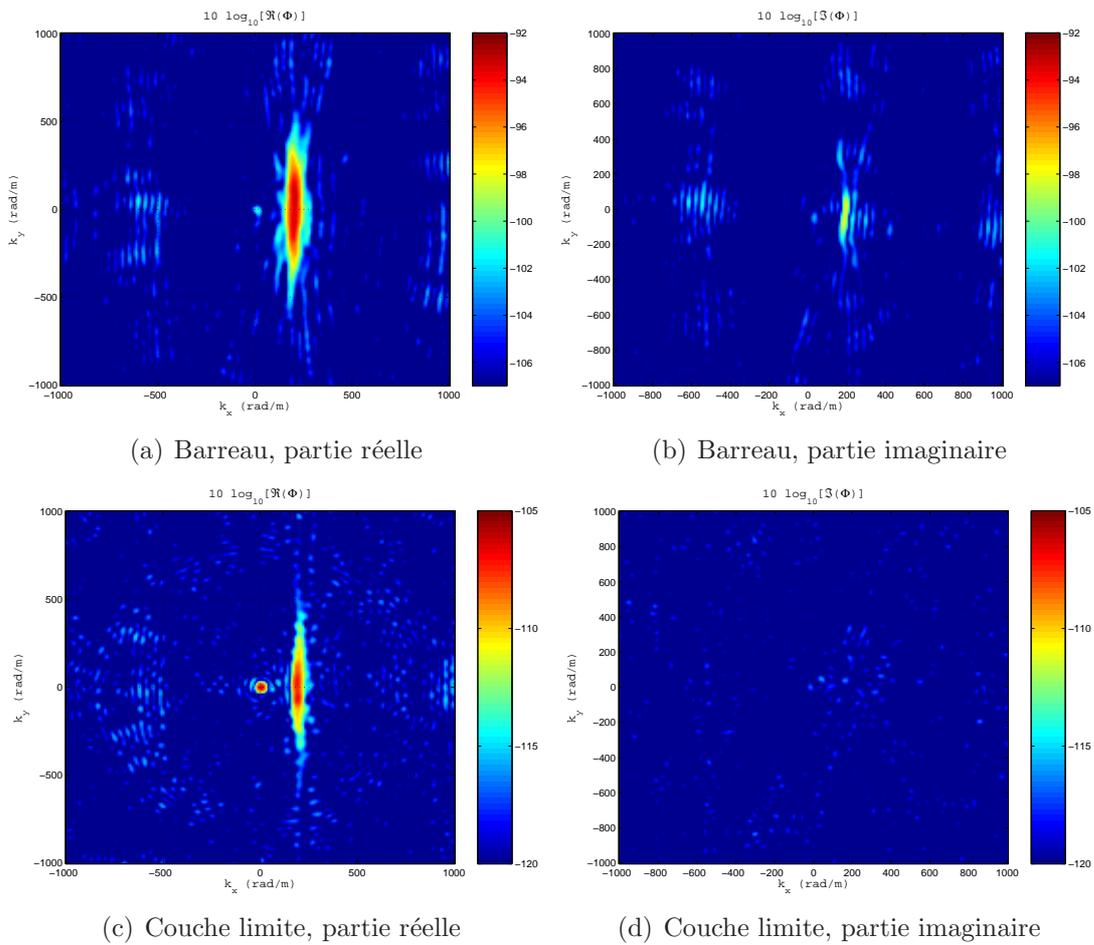


FIG. 3.32 – Comparaison des parties réelles et imaginaires des spectres en nombre d'onde à 1 kHz, pour les cas du barreau et de la couche limite.

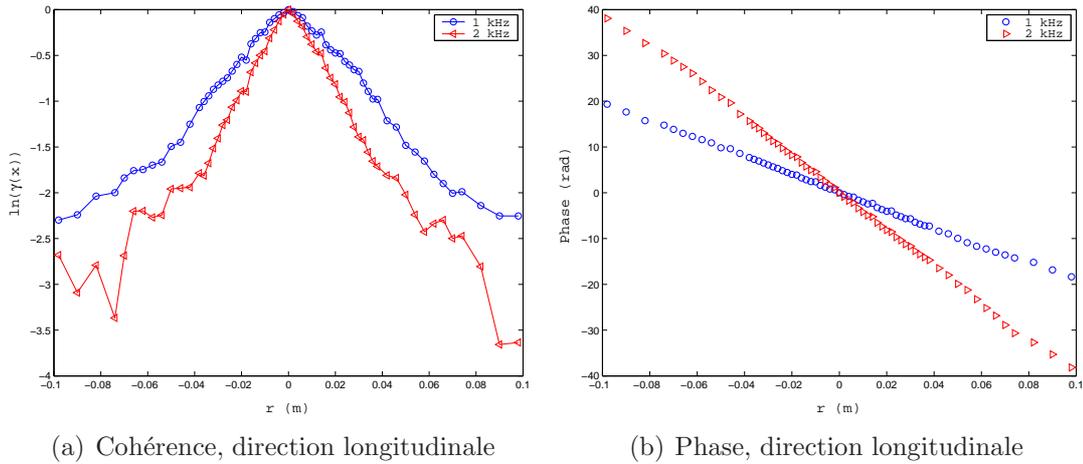


FIG. 3.33 – Cohérence et déphasage longitudinaux des pressions pariétales en aval du barreau, en fonction de l’espacement entre les capteurs.

Le paragraphe précédent a montré que le cas du barreau ne peut pas être modélisé en haute fréquence. Nous nous restreindrons donc au domaine de fréquences [100 Hz, 1 kHz].

Les résultats de l’analyse paramétrique sont présentés en figure 3.34. Les résultats obtenus pour le cas du barreau ont systématiquement été comparés au cas de la couche limite à la même vitesse. Pour vérifier que le modèle avec double tache de Corcos est bien adapté pour décrire le cas expérimental du barreau, une comparaison préalable a été effectuée entre les résultats issus d’un modèle à simple tache de Corcos (3.7) utilisé dans le cas de la couche limite, et ceux du modèle à double tache de Corcos (3.11). Les paramètres sont peu impactés par le changement de modèle. Cependant, il est possible de vérifier que le modèle double décrit mieux la réalité physique que le modèle de Corcos simple en traçant l’erreur résiduelle après optimisation. La figure 3.35 montre ainsi que le modèle double permet de réduire l’erreur résiduelle de 40% par rapport au modèle simple.

Le coefficient de cohérence longitudinale, α , est du même ordre de grandeur dans le cas du barreau que pour la couche limite. Il est légèrement supérieur entre 300 et 700 Hz. Ces fréquences correspondent à la bande fréquentielle où se produisent les sifflements du barreau et leur première harmonique. A ces fréquences, l’écoulement est mieux organisé et on s’attend effectivement à une plus grande cohérence longitudinale.

Le coefficient β de cohérence transversale est beaucoup plus élevé dans le cas du barreau que dans le cas de la couche limite, grâce au caractère organisé du sillage derrière le barreau.

La vitesse de convection des structures tourbillonnaires en aval du barreau est du même ordre de grandeur que dans la couche limite, mais elle est constante avec la fréquence.

3.4 Conclusion

Les expérimentations menées dans une soufflerie silencieuse sur des cas simples ont permis de valider le moyen de mesure constitué de capteurs déportés montés sur un disque tournant, ainsi que le post-traitement en nombre d’onde.

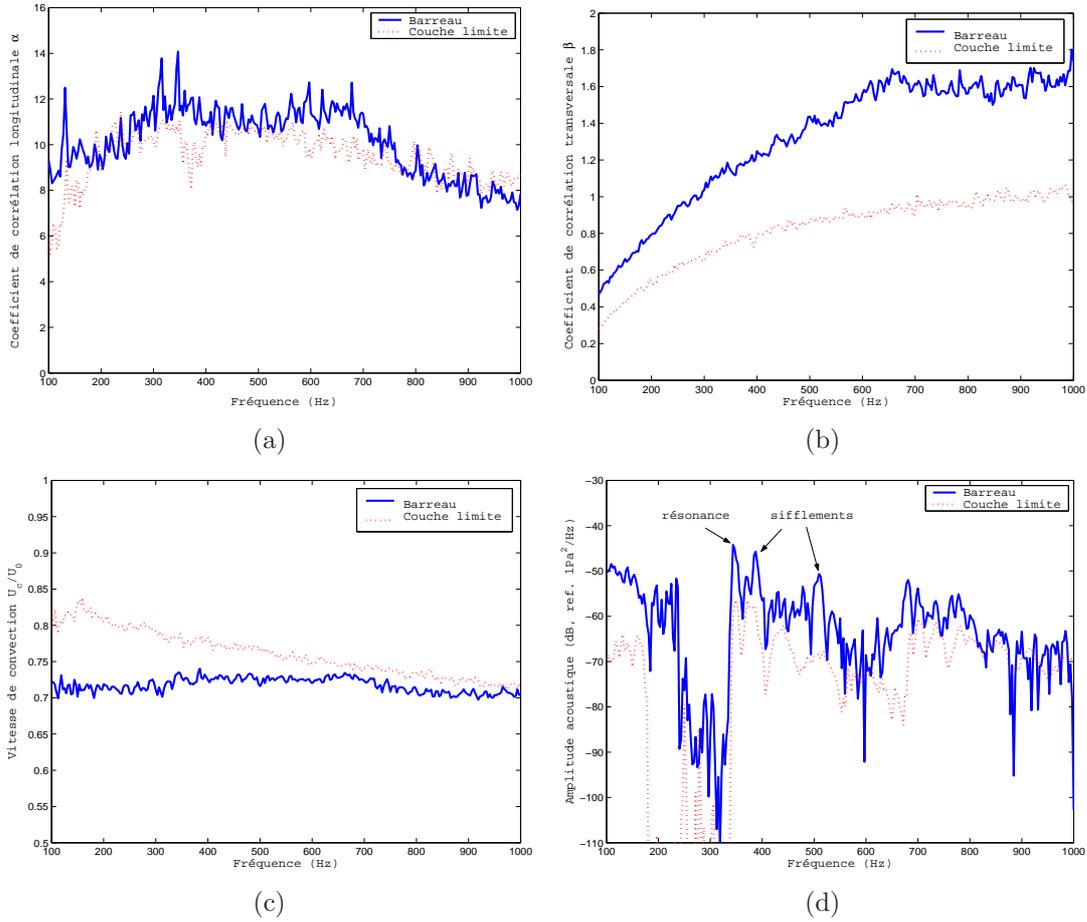


FIG. 3.34 – Evolution des coefficients du modèle avec la fréquence, résultant de l'optimisation paramétrique : (a) coefficient de corrélation longitudinale - (b) coefficient de corrélation transversale - (c) vitesse de convection - (d) amplitude acoustique.

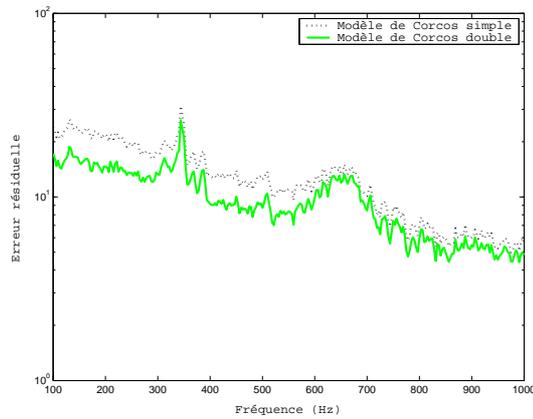


FIG. 3.35 – Comparaison de l'erreur résiduelle après optimisation pour deux modèles paramétriques différents.

Le cas de la couche limite a permis de démontrer la présence d'une composante acoustique dans les spectres de pression, et de mettre en évidence sa directivité. D'autre part, nous avons montré que le modèle de Corcos est tout à fait adapté pour décrire les fluctuations de pressions pariétales sous une couche limite. Les valeurs obtenues pour les paramètres de ce modèle, ainsi que leur évolution avec la fréquence, sont conformes à la littérature.

Le cas du barreau a cependant démontré que la transformée en nombre d'onde est inadaptée dans le cas d'écoulements non uniformes. Pour de tels écoulements, on pourrait envisager d'utiliser la technique de décomposition en modes orthogonaux (POD), employée avec succès par Hoarau et al. [85] pour l'analyse d'un écoulement hétérogène. En basse fréquence, le traitement en nombre d'onde donne des informations intéressantes sur la structure d'un écoulement complexe : on a constaté une tache acoustique, et la présence de deux taches turbulentes. Mais à plus haute fréquence, la transformée en nombre d'onde n'est pas exploitable.

Cette première étude a permis de mettre au point un deuxième post-traitement par estimation paramétrique. Cette méthode s'affranchit des défauts liés à l'estimateur de transformée de Fourier bidimensionnelle (fenêtrage, périodisation, repliement), mais ne résoud pas le problème de l'hétérogénéité. D'autre part, pour que cette méthode fonctionne, il est nécessaire d'avoir un modèle adapté à la configuration étudiée. Pour le choix de ce modèle, les spectres en nombre d'onde sont d'une grande utilité, comme va le montrer le chapitre suivant.

4. Essais sur une marche montante oblique

Le chapitre précédent était consacré à la validation du post-traitement en nombre d'onde sur des configurations académiques. Comme la finalité de cette étude est de mesurer les fluctuations de pression pariétale qui s'exercent sur un vitrage automobile, des essais ont été réalisés sur une géométrie simplifiée pour laquelle la structure de l'écoulement est proche de celle que l'on rencontre en situation sur un véhicule de série. Il s'agit de l'écoulement au-dessus d'une marche montante oblique.

4.1 Présentation de la configuration expérimentale

4.1.1 Géométrie de la maquette étudiée

La géométrie de la maquette a été spécialement étudiée pour se rapprocher d'une configuration automobile. Les essais réalisés auparavant par Renault [127] aboutissent à la conclusion qu'un tourbillon bidimensionnel n'est pas représentatif de l'écoulement autour du montant de baie. La maquette imaginée pour ces essais (voir figure 4.1) est donc constituée d'une marche montante oblique, faisant avec l'écoulement amont un angle de 30° . La géométrie de cette maquette a été mise au point après plusieurs simulations numériques d'écoulement. Sur les configurations académiques étudiées au chapitre précédent, la couche limite mesurée avait une épaisseur assez importante, de l'ordre de 12 cm. Pour assurer le décollement de l'écoulement, un déflecteur (figure 4.2) a été fixé sur le haut de la marche, ce qui porte la hauteur frontale totale de la marche à $h = 18.1$ cm. Cette marche est ensuite suivie d'un plateau de longueur au centre 42.5 cm sur lequel sont réalisées les mesures. Enfin, à l'aval de ce plateau, la maquette redescend en pente douce pour rejoindre le plancher de la veine. La maquette est placée dans la veine décrite au paragraphe 2.1.1, dont elle occupe toute la largeur.

4.1.2 Mesures réalisées

Plusieurs types de mesures ont été réalisés à l'aide de trois plaques amovibles instrumentées, dont l'emplacement est matérialisé sur la figure 4.1. La première plaque comporte une centaine de prises de pression statique, réparties comme indiqué sur la figure 4.3.

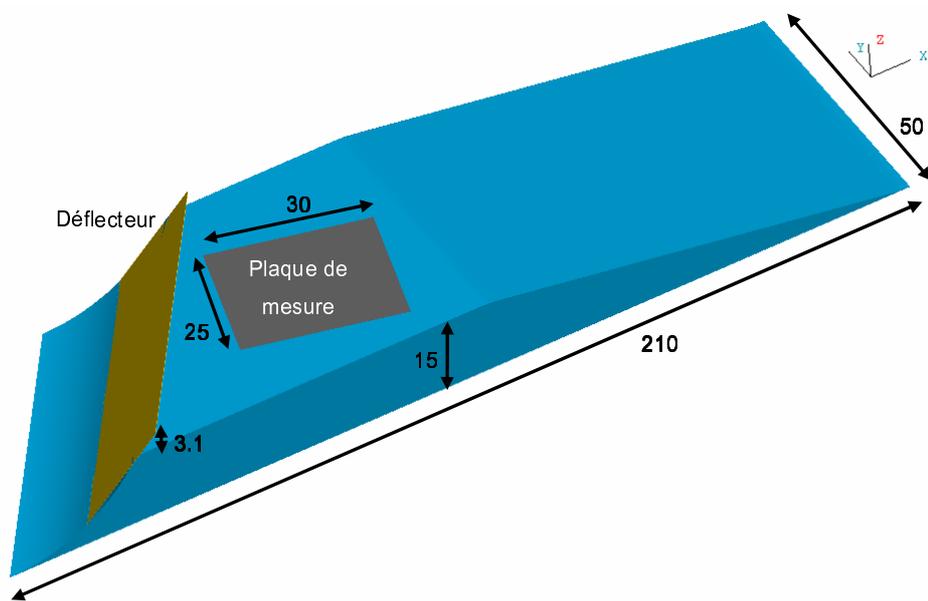
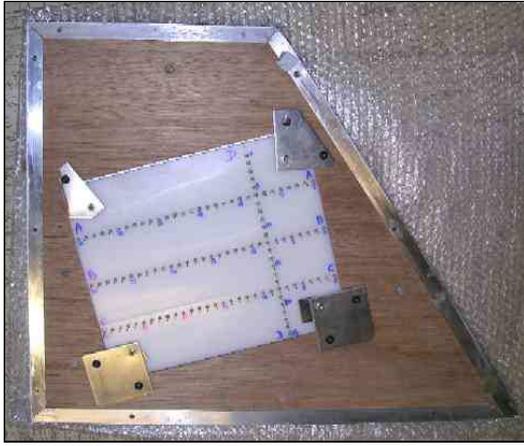


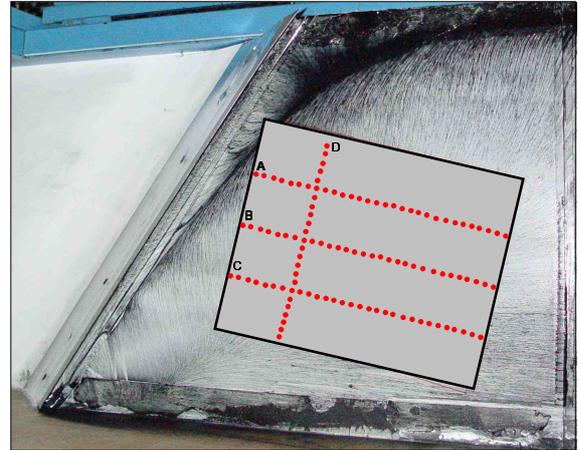
FIG. 4.1 – Principales dimensions de la maquette étudiée (en cm).



FIG. 4.2 – Vues de la maquette dans la veine.

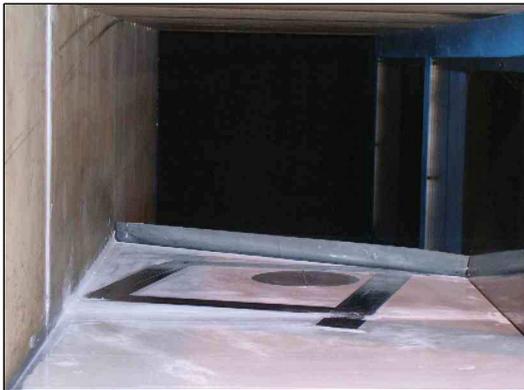


(a)

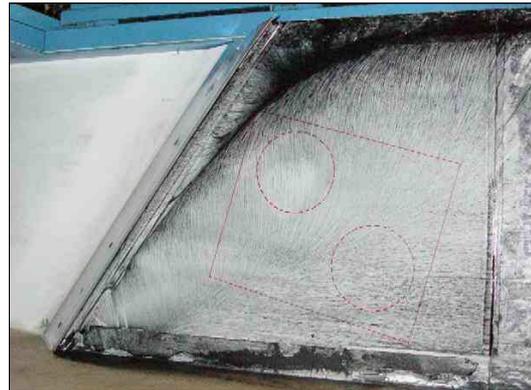


(b)

FIG. 4.3 – (a) *Vue de dessous de la plaque supportant les prises de pression statiques.* (b) *Schématisation de la répartition des prises de pression statique sur la zone de mesure.*



(a) *Vue par l'aval*



(b) *Vue de dessus*

FIG. 4.4 – (a) *Vue par l'aval de la position de l'antenne réduite sur la maquette.* (b) *Visualisation des deux positions possibles pour l'antenne réduite.*

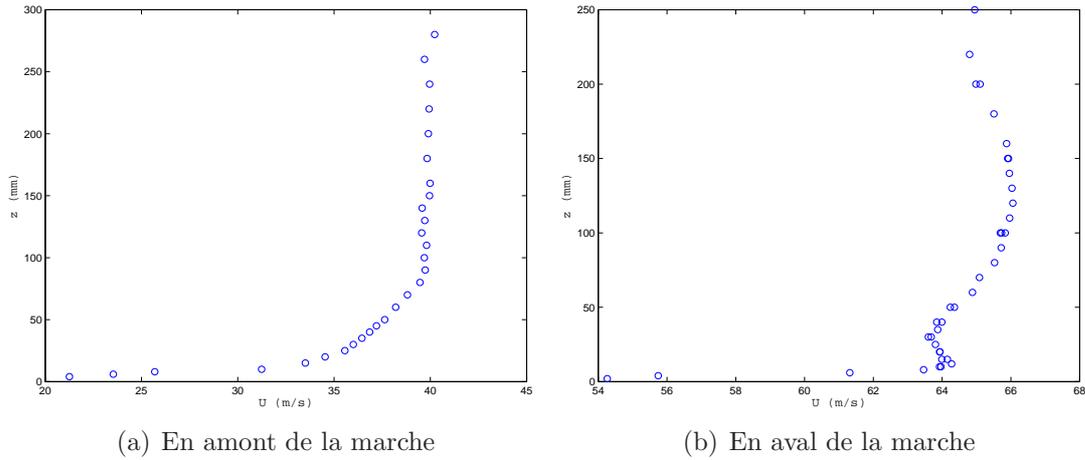


FIG. 4.5 – Profils de vitesse moyenne : (a) environ 500 mm en amont de la marche - (b) environ 50 mm avant la fin du plateau de mesure.

La seconde plaque comprend en son centre l’antenne principale (diamètre 20 cm), décrite au paragraphe 2.1.2.

Enfin la troisième plaque est instrumentée avec l’antenne réduite (diamètre 10 cm). Grâce à une judicieuse implantation du disque de mesure, celui-ci peut être positionné soit en zone tourbillonnaire, soit en zone recollée, après rotation à 180° de la plaque rectangulaire qui le supporte (voir figure 4.4).

4.1.3 Analyse de l’écoulement

Profils de vitesse

La figure 4.5 présente les profils de vitesse moyenne mesurés au tube de Pitot dans le plan médian de la veine, pour une vitesse $U_0 = 40$ m/s. On constate que l’écoulement est fortement accéléré en aval de la marche montante, la vitesse moyenne dans la zone recollée atteignant $U_m = 65$ m/s. En faisant un calcul rapide de conservation de débit volumique au niveau de la restriction de section due à la marche, on trouve $U_m = 1.56U_0$, soit $U_m = 62.5$ m/s. Cette valeur est donc conforme à la vitesse mesurée.

Lignes de frottement

Afin de caractériser la structure de l’écoulement, la visualisation des lignes de frottement a été réalisée à l’aide d’un enduit (couche de liquide placée sur les parois).

On appelle ligne de frottement une ligne tangente au vecteur frottement local en chacun de ses points. Pour un fluide newtonien, les lignes de frottement sont confondues avec les lignes de courant limite, c’est-à-dire la direction limite des lignes de courant quand la distance z à la paroi tend vers zéro [47]. L’étude de Du Colombier [54] montre que le liquide de visualisation suit les lignes de courant à deux conditions. Il faut d’une part que le liquide se trouve en couche mince, et d’autre part qu’il soit très visqueux par rapport au fluide entraînant.

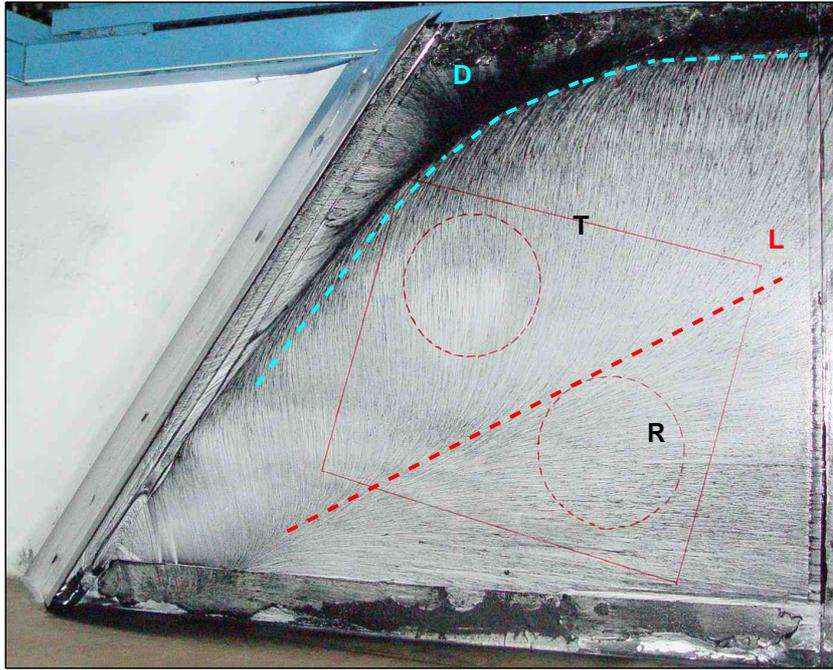


FIG. 4.6 – Visualisation d'écoulement par lignes de frottement sur la maquette (enduit noir).

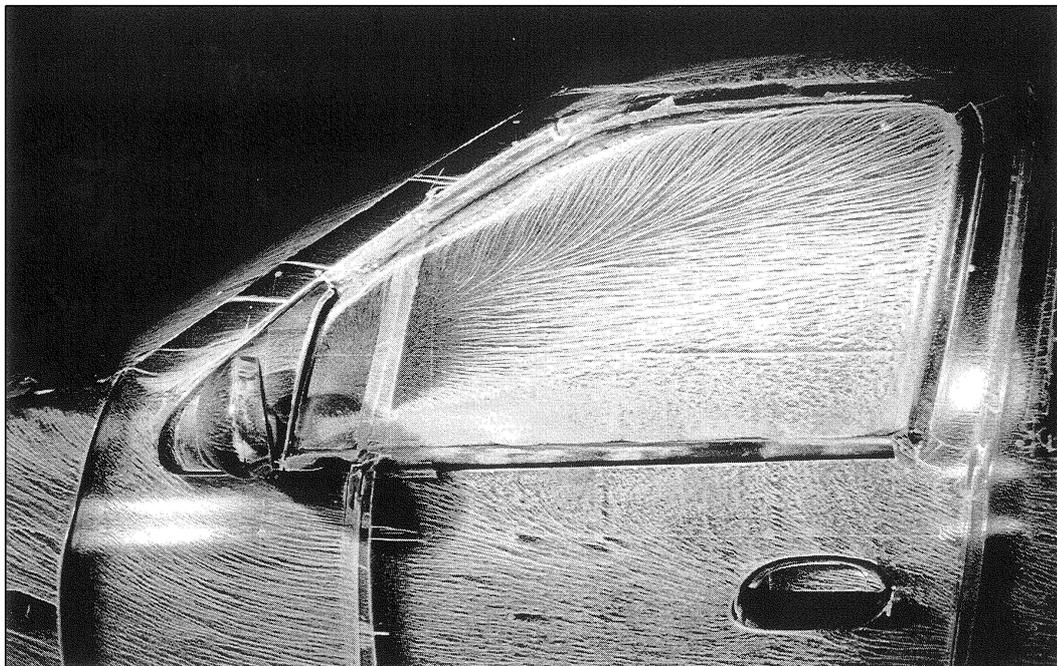


FIG. 4.7 – Visualisation d'écoulement par lignes de frottement sur la vitre avant de Clio (enduit blanc).

L'enduit utilisé lors des essais sur la maquette a été réalisé à l'aide d'un mélange de noir de fumée, de Kerdane et d'huile de paraffine. Il appartient à la catégorie des enduits dits volatils [6], constitués de particules solides en suspension dans une phase continue (eau ou solvant), avec parfois un additif pour permettre une bonne dispersion de ces particules au sein du solvant. Cet enduit est répandu largement sur la maquette à étudier et, lors du processus de soufflage, la phase liquide s'évapore totalement pour ne finalement laisser en place que les particules solides. La composition de l'enduit, de même que son comportement rhéologique, évoluent de façon drastique au cours de l'essai. Si l'on suit des particules dans leurs déplacements, on observe un déplacement rapide en début de procédé, puis un ralentissement et enfin une immobilisation lorsque le seuil de l'enduit devient supérieur à la contrainte de cisaillement imposée par l'écoulement de l'air. L'enduit restant s'évapore alors sans déplacer les particules et donc sans modifier la position des lignes de frottement.

La figure 4.6 montre le résultat obtenu. Il est à noter que la maquette est de couleur blanche, tandis que l'enduit est de couleur noire. Les zones totalement sombres comme sur le haut de la photographie représentent une zone où les particules noires n'ont pas été entraînées par l'écoulement et se sont accumulées ; il s'agit de la zone décollée, notée D. On distingue une zone tourbillonnaire de grande taille (T), la ligne de recollement du tourbillon (L) et une zone (R) où l'écoulement, rattaché, reprend peu à peu la direction de l'écoulement amont.

A titre de comparaison, la figure 4.7 montre le même type de visualisation effectué sur le vitrage latéral avant d'une Clio 2 (B65). Cette fois-ci, le véhicule est peint en noir et l'enduit est de couleur blanche. On retrouve la même structure d'écoulement que pour la marche, avec une zone morte (en blanc), une zone tourbillonnaire cependant plus petite, la ligne de recollement et une zone rattachée. En bas du vitrage, la présence du rétroviseur provoque l'apparition de structures supplémentaires, qui ne seront pas étudiées ici.

Répartition de la pression statique

La mesure des pressions statiques sur le plateau permet de repérer de manière plus quantitative la position de la ligne de recollement. La figure 4.8 montre, le long de chaque ligne de mesure, l'évolution du coefficient de pression statique pour une vitesse amont de 40 m/s. Une vérification préalable a montré que les mesures de pression statique peuvent facilement être adimensionnalisées par la dynamique de l'écoulement dans la gamme de vitesse allant de 30 à 50 m/s. La mesure complète sur la plaque n'a donc été effectuée que pour la vitesse $U_0 = 40$ m/s. Le coefficient de pression statique est défini par

$$C_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2}\rho U_{ref}^2}.$$

Comme l'expérience se déroule en veine fermée, la vitesse et la pression de référence varient sur la plaque. Cependant, nous ne disposons pas des valeurs de la vitesse et de la pression dans l'écoulement sur l'ensemble de la plaque. Il a été choisi ici de prendre comme référence les valeurs à l'aval de la plaque, à savoir $p_{ref} = -500$ Pa et $U_{ref} = 65$ m/s.

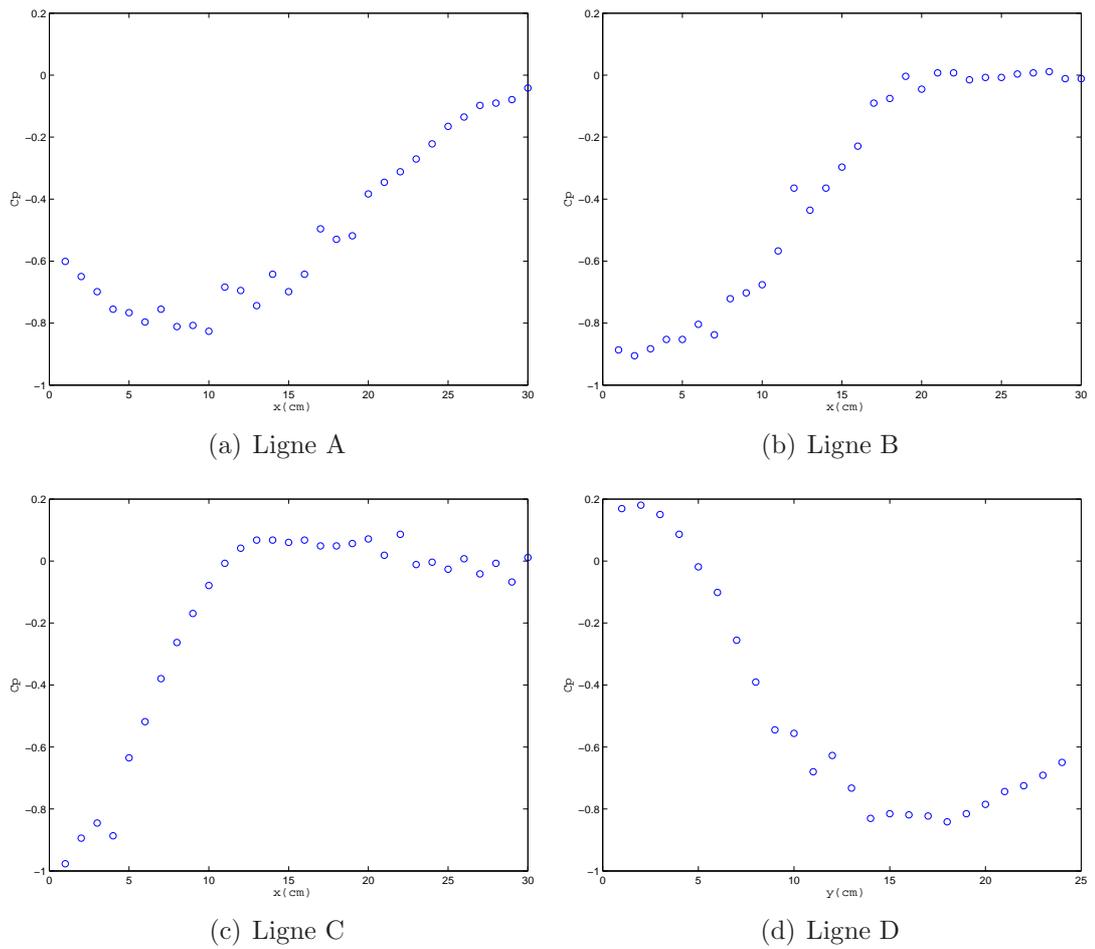


FIG. 4.8 – Evolution du coefficient de pression statique sur chaque ligne de mesure.

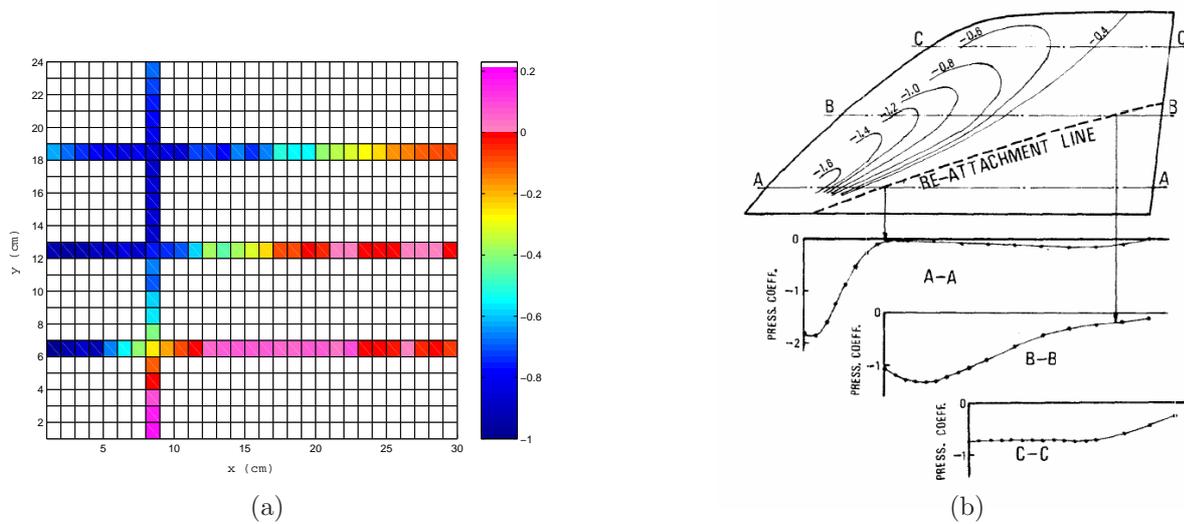


FIG. 4.9 – (a) Cartographie du coefficient de pression statique sur la plaque, établie à partir des mesures en ligne. (b) Distribution du coefficient de pression statique sur la vitre latérale d'une automobile, d'après [167].

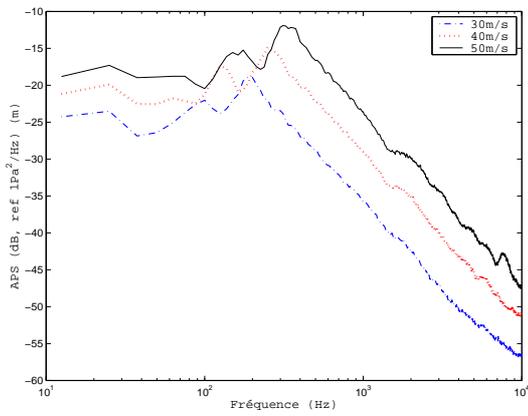
La position de la ligne de recollement peut être repérée sur la figure 4.8 comme l'endroit où le C_p est nul. L'allure de ces courbes est comparable aux mesures de Watanabe et al. [167] sur une automobile, reproduites ici en figure 4.9. L'écoulement en aval de la maquette est donc bien représentatif de ce qui se produit pour un véhicule réel.

Une cartographie de champ de pression sur a plaque a été reconstruite à partir des données mesurées sur les lignes de capteur (figure 4.9-a). On observe une zone pour laquelle $C_p = 0$. Cette zone est très proche de la ligne que l'on observe par enduit, notée (L) sur la figure 4.6, et qui correspond à la ligne de recollement de l'écoulement.

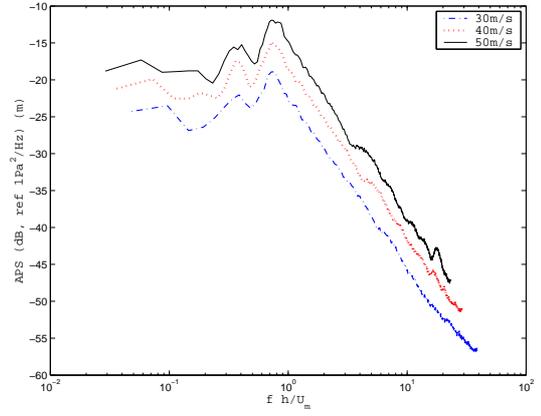
Sur le plan médian de la veine, la longueur de rattachement peut être évaluée à $x_R \sim h$. Cette longueur est inférieure à celle mesurée dans la littérature pour le cas de la marche bidimensionnelle montante [62, 114] pour laquelle $1.5h < x_R < 3h$. Deux éléments peuvent expliquer cette différence. D'une part, la marche est tridimensionnelle et la structure de l'écoulement est complètement différente. En particulier, le décollement pour le point le plus amont du déflecteur est très faible, voire inexistant. D'autre part, la paroi supérieure de la veine joue sans doute un rôle important en redirigeant l'écoulement vers le bas. Brungart et al. [22] ont en effet déjà constaté que des différences notables interviennent entre un écoulement en conduit et un écoulement libre ou dans une veine à faible coefficient de blocage.

Spectres fréquentiels des fluctuations de pression pariétale

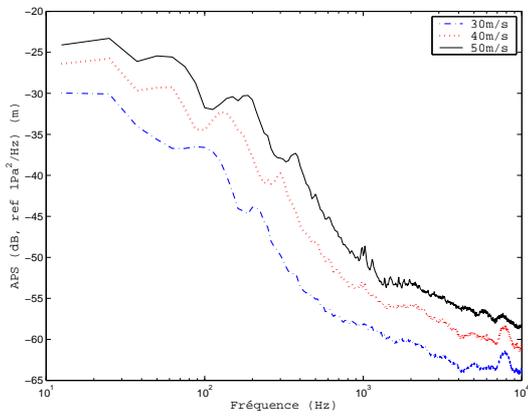
La figure 4.10 montre les densités spectrales de pression mesurées par le capteur central pour chaque zone de mesure. Deux pics apparaissent en basse fréquence. Pour mieux expliquer l'origine de ces pics, les spectres ont également été tracés en fonction du nombre de Strouhal basé sur la hauteur de la marche et sur la vitesse de l'écoulement local $St = fh/U_m \sim fx_R/U_m$. Dans la zone décollée, où les pics sont bien distincts, le tracé



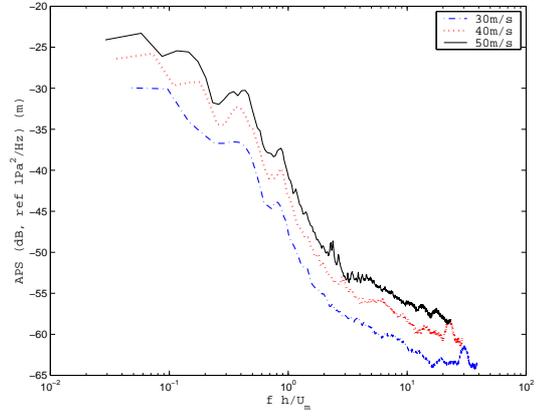
(a) Zone tourbillonnaire



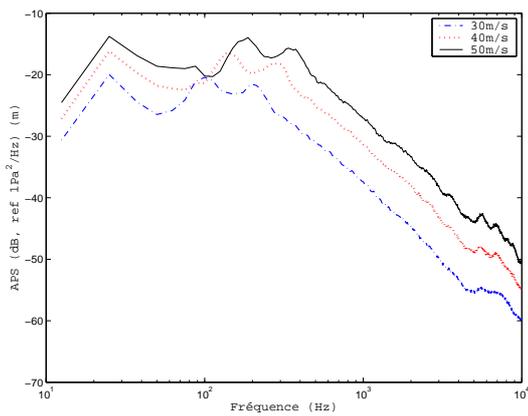
(b) Zone tourbillonnaire



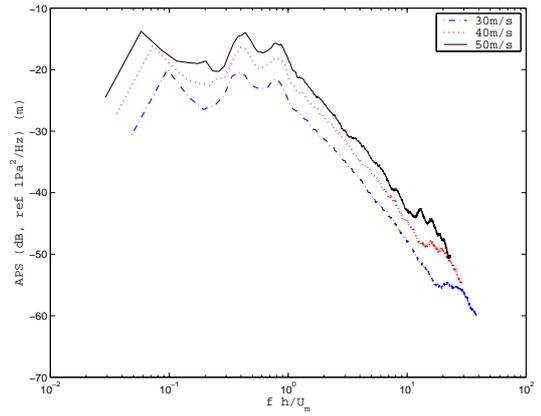
(c) Zone recollée



(d) Zone recollée



(e) Zone centrale



(f) Zone centrale

FIG. 4.10 – Densités spectrales de pression pour chaque zone de mesure. À gauche : spectres en fonction de la fréquence ; à droite : spectres en fonction du nombre de Strouhal $St = fh/U_m$.

en fréquence adimensionnelle montre que les deux pics coïncident, en des nombres de Strouhal égaux à

$$St_1 = 0.38 \text{ et } St_2 = 0.72.$$

Dans la littérature sur les marches bidimensionnelles (cf. paragraphe 1.3.2), on relève $fx_R/U_0 = 0.11$ pour la fréquence de battement [56] et $0.5 < fx_R/U_0 < 0.8$ pour la fréquence de lâcher tourbillonnaire [52, 105, 114]. On peut alors en déduire que St_2 correspond au phénomène de lâcher tourbillonnaire dans la couche de cisaillement. Le pic trouvé pour St_1 pourrait correspondre au phénomène de battement, bien que cette valeur soit plutôt élevée par rapport aux mesures de la littérature. Rappelons que la vitesse utilisée dans le calcul du nombre de Strouhal est U_m , vitesse relevée en aval du plateau formé par la marche. Au niveau du décollement, la structure tourbillonnaire de grande taille occupe un volume important dans la veine, et est susceptible de provoquer une accélération de l'écoulement au-dessus du bulbe de circulation. La vitesse locale au niveau de la zone décollée est ainsi supérieure à la vitesse U_m prise pour référence, donc St_1 est sans doute surestimé.

Homogénéité spatiale de l'écoulement

Afin de rendre compte de l'homogénéité spatiale de l'écoulement, des cartographies de pression efficace dans les trois zones ont été réalisées et sont présentées en figure 4.11.

Sur les figures 4.11-a et b, on note que le niveau efficace de pression est élevé en zone tourbillonnaire et diminue lorsqu'on s'en éloigne. Cette tendance est moins marquée sur l'antenne principale de la figure 4.11-c, à cause de la dispersion induite par les capteurs. En effet, comme cela avait été noté pour la couche limite, le niveau efficace restitué par les sondes à gros diamètre est inférieur au niveau efficace mesuré par les sondes à petit diamètre, à cause de l'effet de moyennage spatial. La cartographie d'ensemble des trois disques de mesure montre que les niveaux mesurés par les antennes sont cohérents. Par ailleurs, notons que les cartographies (a) et (b) font apparaître un capteur défaillant : son niveau est plus élevé que celui des capteurs qui l'entourent. Pour les calculs développés dans la suite, l'interspectre entre ce capteur (numéro 32) et le capteur central (numéro 24) a été remplacé par le conjugué de l'interspectre entre le capteur diamétralement opposé (numéro 16) et le capteur central : $S_{32-24} = S_{16-24}^*$.

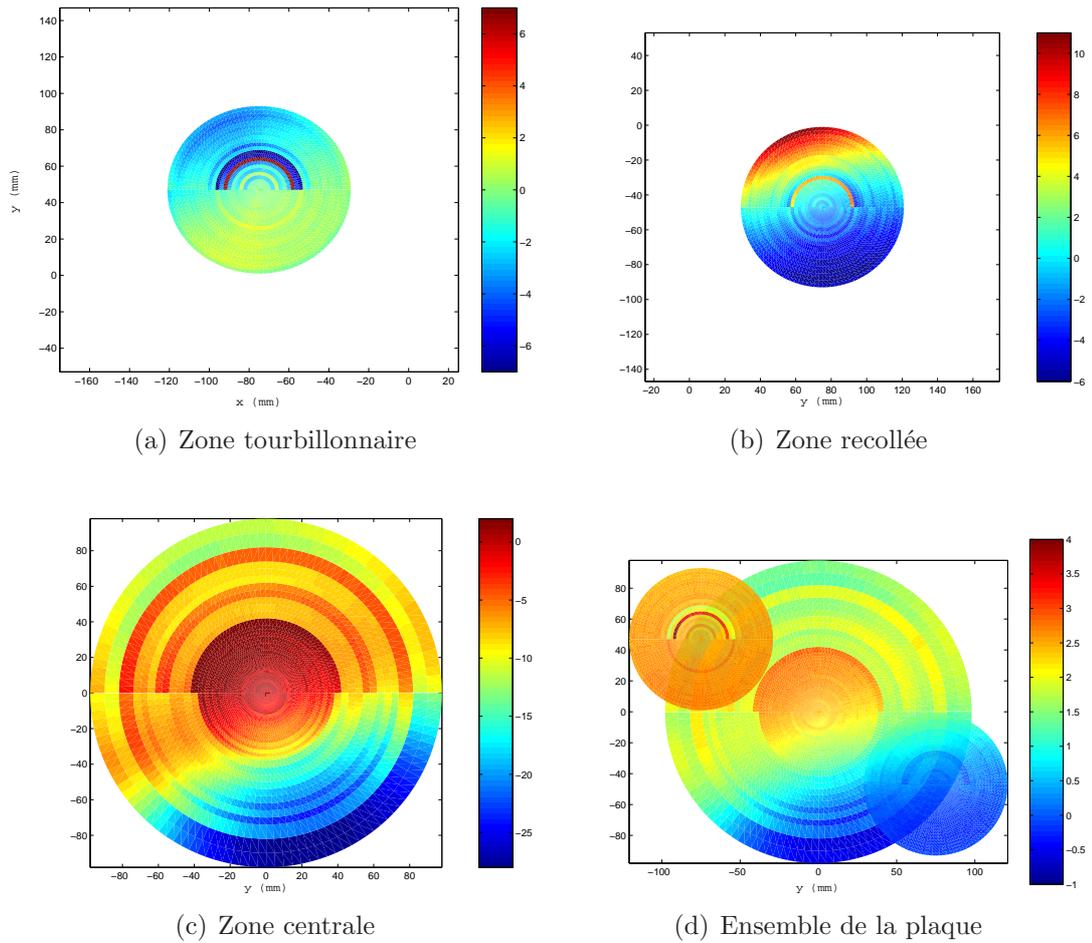


FIG. 4.11 – Niveaux de pression efficace mesurés par chaque sonde, rapportés au niveau de la sonde centrale : (a) antenne réduite en zone tourbillonnaire - (b) antenne réduite en zone recollée - (c) antenne principale - (d) Vérification de la cohérence des niveaux efficace absolus entre les trois zones de mesure. Les valeurs efficace sont obtenues en intégrant l'autospectre sur la bande de fréquence $[0.2-5 \text{ kHz}]$.

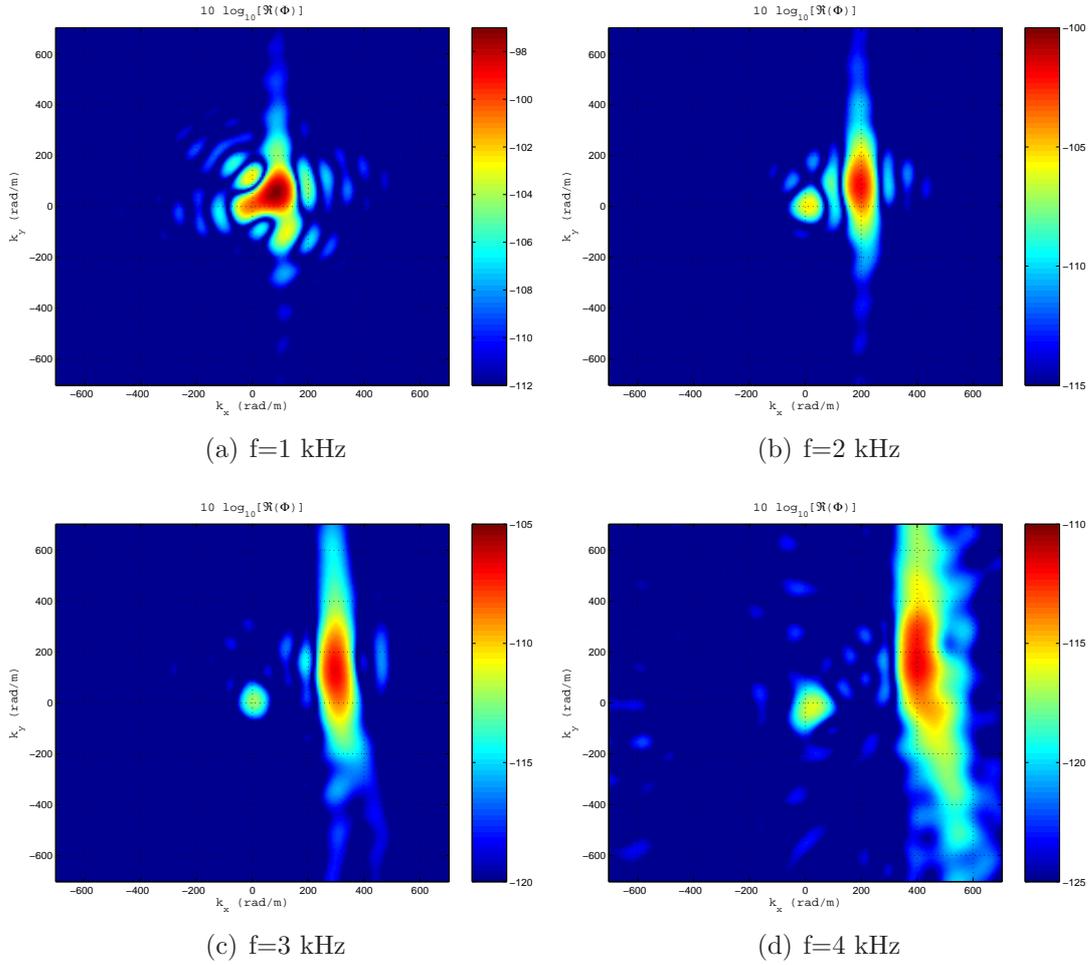


FIG. 4.12 – Spectres en nombre d’onde des pressions pariétales dans la zone recollée à 40 m/s.

4.2 Etude des spectres en nombre d’onde

Conformément à la formule (2.5), les densités de puissance en fréquence et nombre d’onde ont été calculées à partir des mesures de pression effectuées sur les différentes antennes rotatives à 40 m/s.

4.2.1 Zone recollée

La figure 4.12 présente les spectres en nombre d’onde obtenus dans la zone recollée pour plusieurs fréquences. Comme dans le cas de la couche limite étudiée au chapitre précédent, on observe une tache aérodynamique et une tache autour de l’origine, démontrant l’existence d’un champ acoustique diffus. Cette similarité avec la couche limite attachée s’explique par le fait que les deux écoulements présentent une grande similitude.

La direction principale de l’écoulement peut être déduite de ces graphes par la position du maximum de la tache aérodynamique. Cette direction est proche de celle observée sur la visualisation des lignes de frottement.

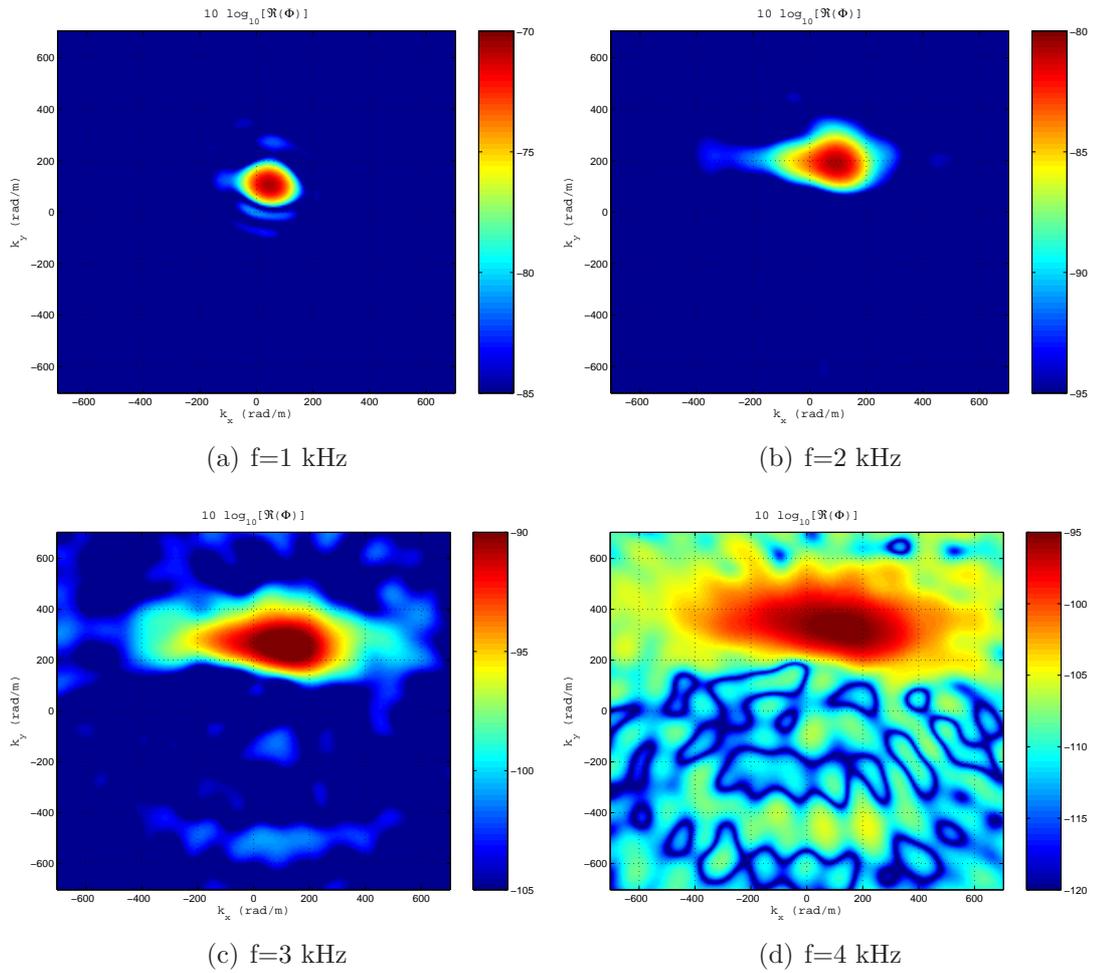


FIG. 4.13 – Spectres en nombre d’onde des pressions pariétales dans la zone tourbillonnaire à 40 m/s.

Une première interprétation de ces spectres conduit à penser qu’il s’agit d’un spectre en nombre d’onde de type Corcos, tourné d’un angle correspondant à la direction de l’écoulement. Cependant, en les regardant plus attentivement, on constate que l’orientation de la tache (c’est-à-dire le grand axe de l’ellipse) n’est pas perpendiculaire à la direction de propagation. Il s’agit donc d’un phénomène plus complexe que celui de la couche limite attachée.

4.2.2 Zone tourbillonnaire

La figure 4.13 présente les spectres en nombre d’onde dans le cas où l’antenne réduite est placée sous la zone tourbillonnaire.

On observe que la tache aérodynamique est tournée de près de 90° , ce qui correspond à une direction de l’écoulement perpendiculaire à celle de l’écoulement amont. C’est ce que l’on observe sur les visualisations par lignes de frottement de la figure 4.6. Ceci montre que les structures turbulentes pénètrent dans le tourbillon, contrairement au cas de la marche

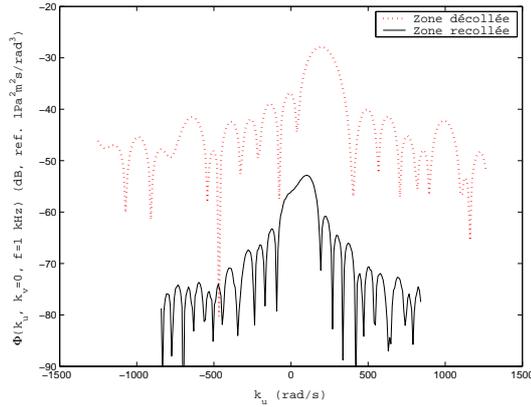


FIG. 4.14 – *Comparaison des spectres en nombre d'onde monodimensionnels à 1 kHz en zones tourbillonnaire et recollée.*

bidimensionnelle (cf. paragraphe 1.3.2), et se propagent dans la direction de l'écoulement à la paroi. Ceci est confirmé par les mesures de Hoarau et al. [85]. Cependant, de même que pour le cas recollé, le grand axe de l'ellipse représentant la tache n'est pas tout à fait perpendiculaire à la direction de propagation. Enfin, dans ce cas, aucune tache acoustique n'est visible à l'origine. Deux hypothèses peuvent être émises à ce sujet :

- Il n'y a pas d'acoustique émise par l'écoulement dans cette zone.
- Il y a bien des ondes acoustiques émises par l'écoulement, mais leur niveau est faible devant les perturbations aérodynamiques.

Afin de vérifier ces hypothèses, on a tracé en figure 4.14 les spectres en nombre d'onde monodimensionnels pour les zones tourbillonnaire et recollée. Ces spectres sont tracés dans la direction \vec{k}_u , qui correspond à la direction du maximum du spectre bidimensionnel. La déformation du signal du fait de la taille finie de la zone de mesure (apparition de lobes secondaires) ne permet pas de trancher entre les deux hypothèses. On peut toutefois faire la remarque suivante. Etant donné que la taille caractéristique de la zone de mesure est du même ordre de grandeur que les longueurs d'onde acoustiques, on peut supposer que le niveau acoustique est homogène sur l'ensemble du plateau en aval de la marche. Ainsi, le niveau acoustique dans la zone tourbillonnaire doit être le même que dans la zone recollée. Or, le niveau des fluctuations de pression aérodynamique est beaucoup plus élevé dans la zone tourbillonnaire. Cela pourrait masquer le niveau acoustique présent. L'analyse paramétrique du paragraphe 4.3.3 va permettre de démontrer de manière formelle que cette hypothèse est la bonne.

4.2.3 Zone centrale

Les spectres en nombre d'onde des pressions pariétales mesurées par l'antenne principale sous la ligne de recollement sont présentés en figure 4.15 pour plusieurs fréquences. Cette zone de mesure est particulièrement hétérogène, car elle comporte la zone tourbillonnaire, la ligne de recollement et la zone recollée. Pourtant, les spectres en nombre d'onde semblent très nets. On observe une tache aérodynamique de forme assez ronde. Sa

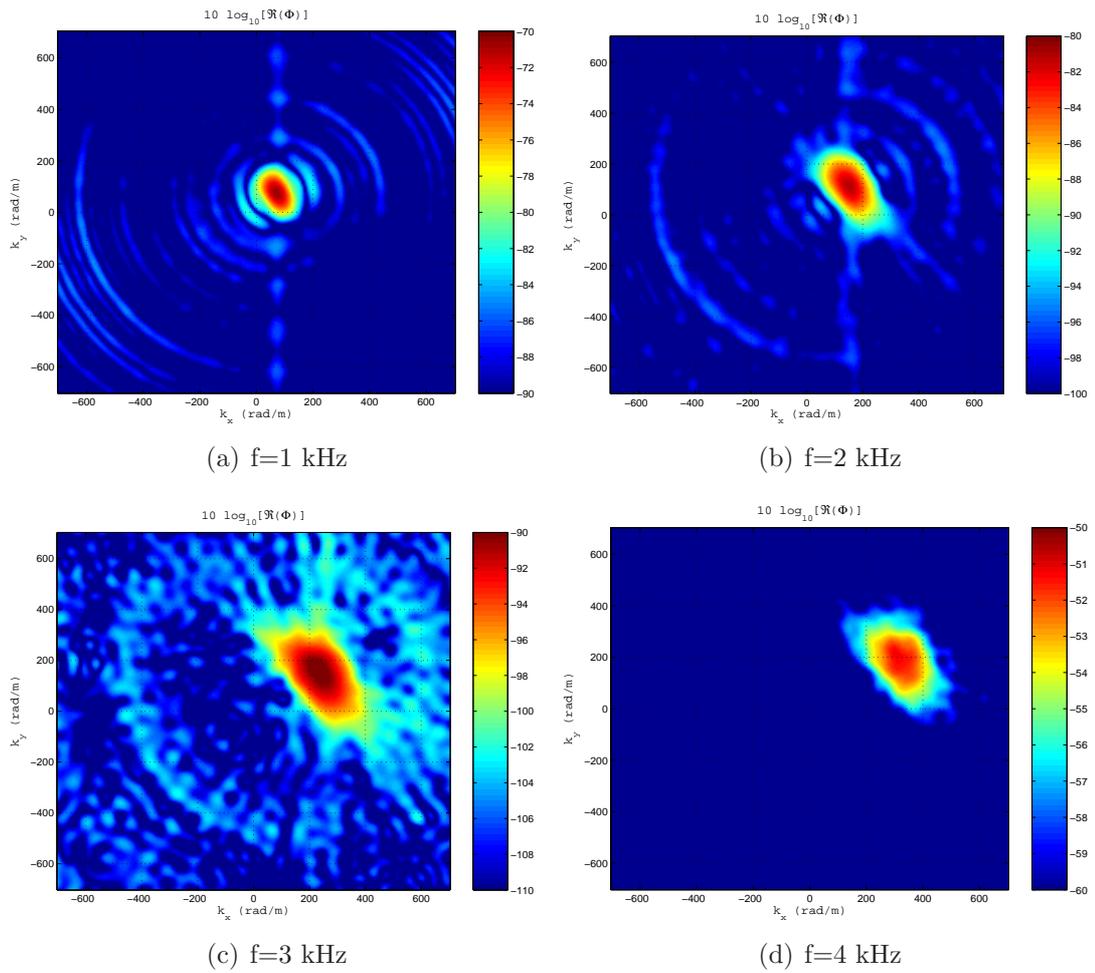


FIG. 4.15 – Spectres en nombre d'onde des pressions pariétales dans la zone centrale à 40 m/s.

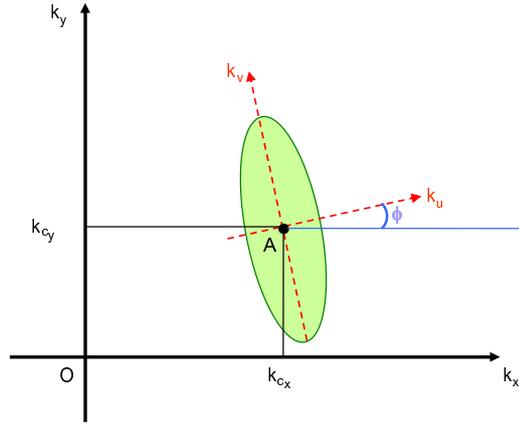


FIG. 4.16 – Schéma du repère utilisé pour le nouveau modèle de cohérence aérodynamique.

position correspond à la direction de l'écoulement au niveau de la ligne de recollement. Il n'y a cependant pas de composante acoustique.

Nous verrons plus loin (paragraphe 4.3.4) une interprétation plus détaillée de ces spectres.

4.3 Optimisation paramétrique

4.3.1 Proposition d'un modèle

La démarche d'optimisation paramétrique entreprise au chapitre 3.2.5 pour la couche limite s'étant révélée fructueuse, il semblait judicieux de l'appliquer ici. Cependant, comme cela a été noté aux paragraphes précédents, les spectres nombre d'onde obtenus diffèrent du spectre de Corcos en plusieurs points.

- La position du maximum du spectre est un vecteur de composantes (k_x, k_y) avec $k_y \neq 0$. Cela signifie que les perturbations aérodynamiques ne se propagent pas selon la direction \vec{k}_x , mais selon la direction locale de l'écoulement \vec{k}_u .
- Le petit axe de la tache elliptique n'est pas parallèle à la direction de l'écoulement \vec{k}_u . Physiquement, cela signifie que la longueur de corrélation maximale ne se trouve pas dans la direction de l'écoulement.

D'après ces remarques, le spectre obtenu peut être modélisé par un spectre de Corcos dans le repère $(A, \vec{k}_u, \vec{k}_v)$ (voir figure 4.16). Ce repère est déduit du repère $(A, \vec{k}_x, \vec{k}_y)$ par une rotation d'angle ϕ , soit

$$\begin{cases} k_u = k_x \cos(\phi) - k_y \sin(\phi) \\ k_v = k_x \sin(\phi) + k_y \cos(\phi). \end{cases}$$

Le point A a pour coordonnées $A = (k_{c_x}, k_{c_y})$ dans le repère $(0, \vec{k}_x, \vec{k}_y)$.

Le modèle proposé pour le cas de l'écoulement décollé/recolé est alors le suivant :

$$\boxed{S_{pp}(\vec{x}, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\frac{|u|}{L_u}} e^{-\frac{|v|}{L_v}} e^{ik_{c_x}x} e^{ik_{c_y}y}}. \quad (4.1)$$

Pour détailler la signification physique de ce modèle, on s'appuie sur le modèle de Corcos originel, qui peut s'écrire

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\frac{|x|}{L_x}} e^{-\frac{|y|}{L_y}} e^{ik_{c_x} x}. \quad (4.2)$$

Dans le modèle de Corcos, L_x et L_y représentent les longueurs de corrélation dans les directions \vec{x} et \vec{y} , $k_{c_x} = \omega/U_c$ est lié à la vitesse de convection des structures dans la direction \vec{x} , et $k_{c_y} = 0$ car il n'y a pas de convection dans la direction \vec{y} . De manière similaire au modèle de Corcos, le modèle proposé ici a pour paramètres L_u et L_v qui représentent les longueurs de corrélation dans les directions \vec{u} et \vec{v} , et k_{c_x} et k_{c_y} sont les nombres d'onde de convection dans les directions \vec{x} et \vec{y} . Il est assez étonnant de constater que la corrélation maximale des structures ne se situe pas dans la direction de l'écoulement, mais décalée d'un angle ϕ . La littérature est peu fournie sur le sujet des marches tridimensionnelles, et nous n'avons pas trouvé d'articles pouvant corroborer ou invalider cette constatation. Deux hypothèses peuvent être émises pour expliquer ce décalage.

- 1) La direction de propagation des structures n'est pas celle de l'écoulement en paroi, mais une moyenne entre l'écoulement à la paroi et l'écoulement dans la couche de cisaillement au-dessus. Ce décalage entre la direction de propagation des structures et la direction de la vitesse locale a été relevé par Eaton [57], mais l'auteur n'apporte pas d'explications à cette observation.
- 2) Les structures turbulentes ne sont pas isotropes et possèdent une direction privilégiée. Vus les forts gradients de vitesse qui régissent au sein de cet écoulement décollé et recollé, il est plausible que les structures, produites très en amont de l'endroit où elles sont mesurées, aient subi des déformations au cours de leur trajectoire.

Comme précédemment, on ajoute à ce modèle aérodynamique une composante acoustique sous la forme d'un champ diffus. Le modèle complet étudié est donc

$$f(L_u, L_v, \phi, k_{x_{max}}, k_{y_{max}}, A) = \frac{1}{1+A} \left[e^{-\frac{|u|}{L_u}} e^{-\frac{|v|}{L_v}} e^{ik_{x_{max}} x} e^{ik_{y_{max}} y} + A \operatorname{sinc}(k_0 r) \right]. \quad (4.3)$$

Les paramètres L_u , L_v , ϕ , $k_{x_{max}}$, $k_{y_{max}}$ et A sont toujours déduits des données expérimentales en utilisant la méthode des moindres carrés.

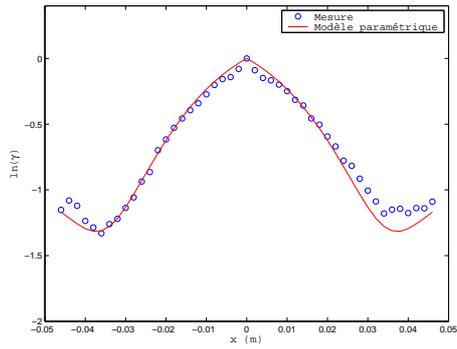
4.3.2 Calcul des paramètres en zone recollée

L'optimisation effectuée en zone recollée fonctionne bien, comme le montre la figure 4.17.

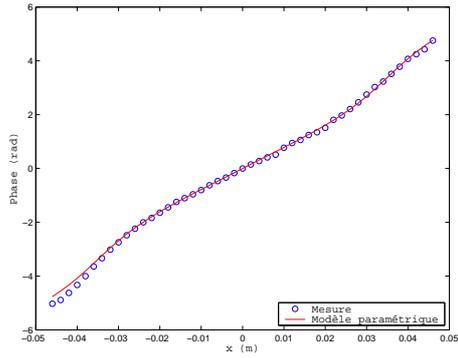
Les paramètres obtenus après optimisation pour la zone recollée sont représentés en figure 4.18. La vitesse de convection est définie par $U_c = \omega/k_c$, avec $k_c = \sqrt{k_{x_{max}}^2 + k_{y_{max}}^2}$. Les figures montrent deux zones de comportements différents : une zone de basse fréquence pour $St < 1$ et une zone de haute fréquence pour $St > 1$.

Comportement en basse fréquence

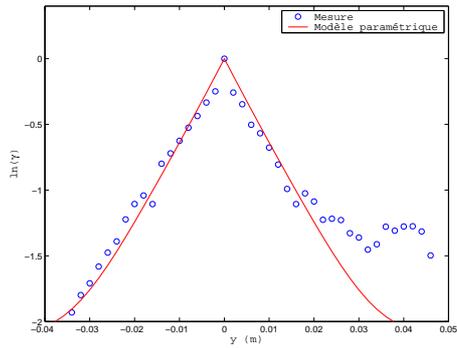
En basse fréquence, on relève une longueur de corrélation transversale L_v très élevée, allant jusqu'à 10 m, ce qui est supérieur aux dimensions de la veine. Cela signifie que les



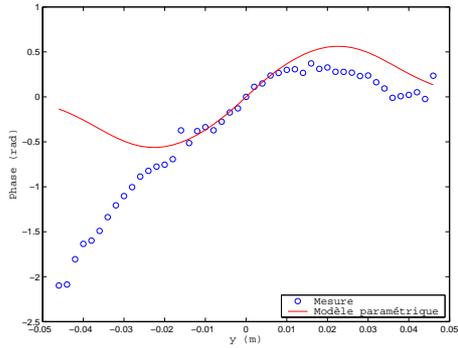
(a) Cohérence longitudinale à 1 kHz



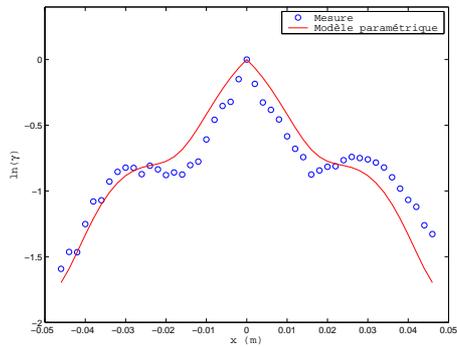
(b) Déphasage longitudinal à 1 kHz



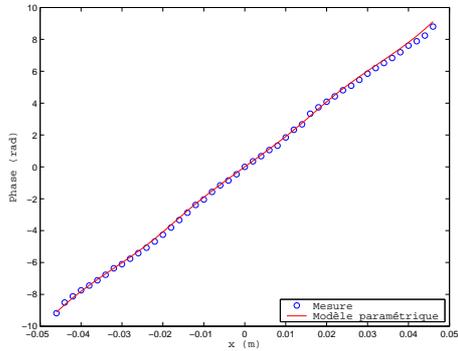
(c) Cohérence transversale à 1 kHz



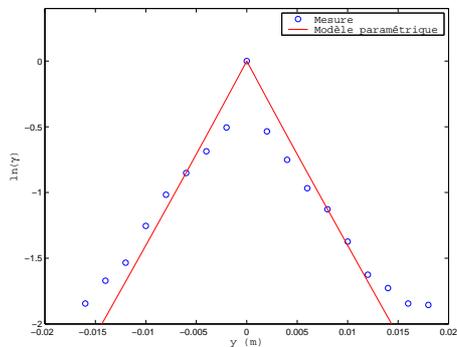
(d) Déphasage transversal à 1 kHz



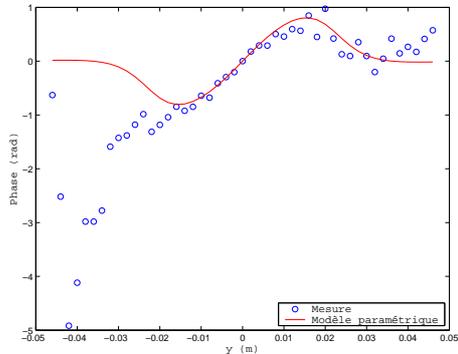
(e) Cohérence longitudinale à 2 kHz



(f) Déphasage longitudinal à 2 kHz



(g) Cohérence transversale à 2 kHz



(h) Déphasage transversal à 2 kHz

FIG. 4.17 – Comparaison des interspectres mesurés et modélisés en zone recollée à 40 m/s.

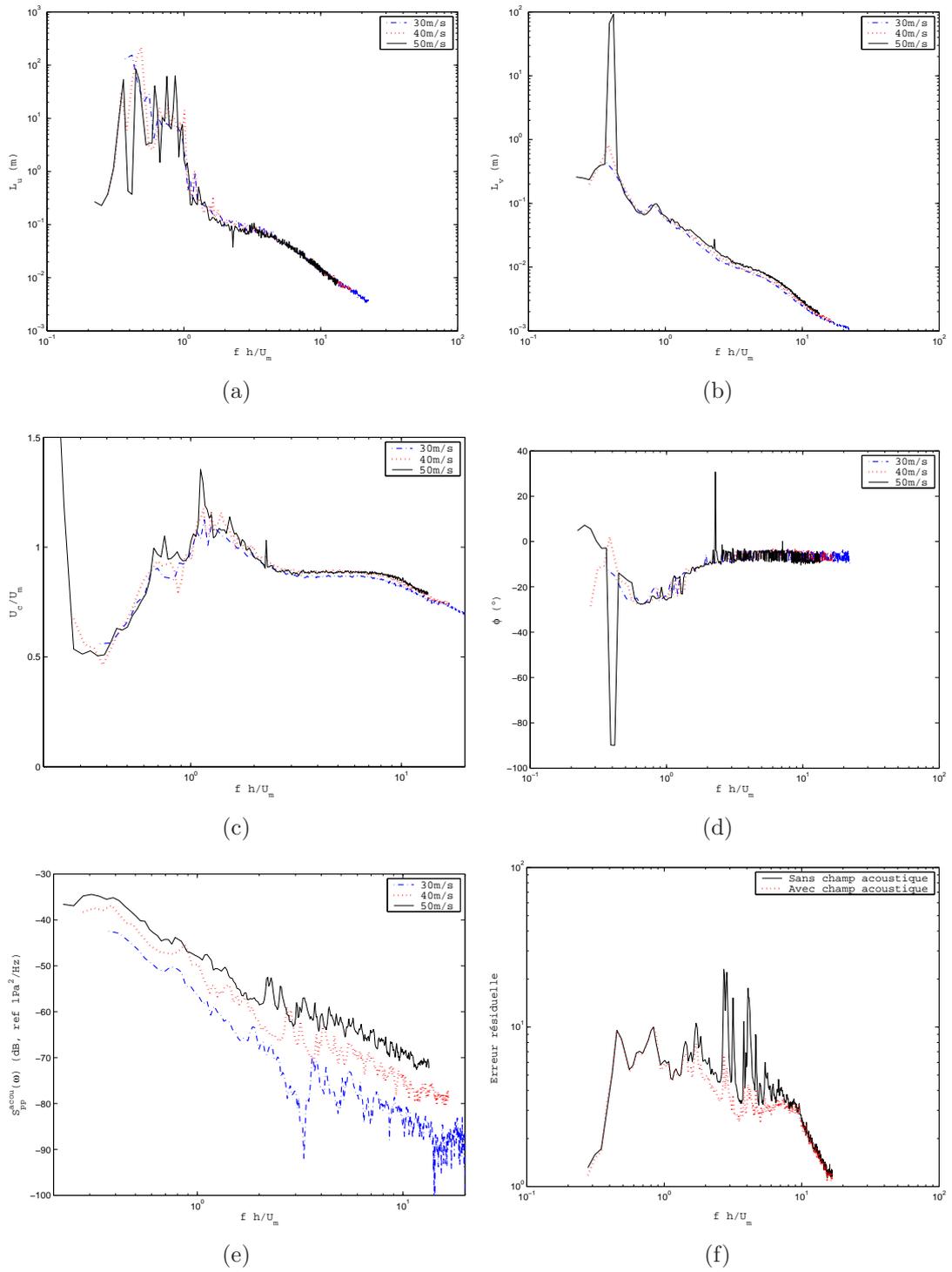


FIG. 4.18 – Résultats de l'optimisation paramétrique pour les interspectres en zone recollée : (a) L_u - (b) L_v - (c) U_c - (d) ϕ - (e) S_{pp}^{acou} - (f) erreur résiduelle.

structures sont très cohérentes suivant leur direction transversale \vec{v} , c'est-à-dire qu'elles ont une structure quasiment bidimensionnelle, conformément aux résultats de Na & Moin [126].

La longueur de corrélation longitudinale L_u présente un pic autour de $St = 0.4$. A cette fréquence, les longueurs de corrélation sont donc très grandes dans les deux directions. Cette observation est à mettre en relation avec le battement de tourbillon qui apparaît à cette fréquence. Les longueurs de corrélation presque infinies relevées à cette fréquence confirment qu'il se produit un mode stationnaire, c'est-à-dire en phase sur toute la zone de mesure. On peut, de plus, observer à cette fréquence que la vitesse de convection est minimale.

L'orientation des structures par rapport la direction de leur propagation est de l'ordre de -25° .

L'amplitude acoustique exhibe une légère bosse aux fréquences repérées comme particulières (flapping et shedding). Ceci est contraire aux résultats de Jacob et al. [93], qui n'avaient pas détecté ces pics sur le spectre acoustique mesuré en champ lointain.

Comportement en haute fréquence

En haute fréquence ($St > 1$), les longueurs de corrélation longitudinale et transversale évoluent en $St^{-1.4}$. Pour la couche limite attachée, nous avons observé une décroissance en ω^{-1} pour la longueur de corrélation longitudinale et $\omega^{-1.4}$ pour la longueur de corrélation transversale. La vitesse de convection est de l'ordre de $0.85U_m$, ce qui est plus élevé que les valeurs de $0.6U_0$ relevées dans la littérature [56]. Cependant, comme nous l'avons déjà remarqué, le fait que tourbillon occupe une grande partie de la hauteur de la veine modifie sans doute l'écoulement, et notamment l'accélère fortement. L'angle d'orientation des structures se stabilise à environ -5° . L'amplitude acoustique décroît régulièrement avec la fréquence.

Comparaison avec la littérature

Han et al. [78] étudient les pressions pariétales dans l'écoulement en aval d'une barrette inclinée, placée perpendiculairement à l'écoulement. Ils modélisent leurs interspectres selon la formule de Corcos. De même, Strumolo [155] a estimé les interspectres sur un vitrage automobile sous la forme donnée par Corcos. Les définitions utilisées pour les coefficients du modèles sont différentes d'un article à l'autre. A des fins de comparaison, nous avons rapporté ces données sous la forme

$$\gamma(x, y, \omega) = e^{-\lambda_1 \frac{\omega|x|}{U_0}} e^{-\lambda_2 \frac{\omega|y|}{U_0}}. \quad (4.4)$$

On observe, figure 4.19, un bon accord entre nos résultats et ceux disponibles dans la littérature.

Comparaison des spectres en nombre d'onde mesurés et modélisés

La figure 4.20 présente les spectres en nombre d'ondes obtenus à partir des interspectres modélisés et après filtrage par l'antenne. Le modèle d'interspectre proposé permet de bien reproduire les spectres en nombre d'onde mesurés.

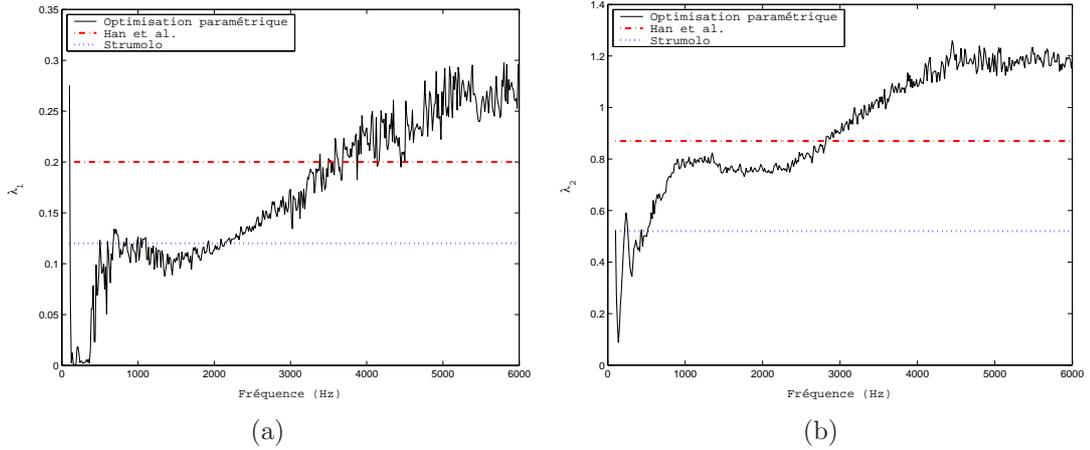


FIG. 4.19 – Comparaison des coefficients de décroissance obtenus en zone recollée avec des données publiées : (a) coefficient de décroissance longitudinale λ_1 - (b) coefficient de décroissance transversale λ_2

4.3.3 Calcul des paramètres en zone tourbillonnaire

Les paramètres obtenus après optimisation pour la zone tourbillonnaire sont représentés en figure 4.22.

Comme pour la zone recollée, on observe deux zones de comportement basse fréquence ($St < 1$) et haute fréquence ($St > 1$), séparées par une zone de transition.

Comportement en basse fréquence

De même qu'en zone recollée, on observe pour $St = 0.4$ de très grandes longueurs de corrélation dans les deux directions, ainsi qu'une faible vitesse de convection, ce qui correspond au phénomène de battement. Il semble d'ailleurs y avoir une divergence du calcul de l'angle ϕ pour la fréquence $St = 0.4$, car le phénomène de battement ne présente pas d'orientation particulière.

L'orientation des structures par rapport la direction de leur propagation est de l'ordre de 25° .

L'amplitude acoustique en basse fréquence prévue par le modèle est du même ordre de grandeur qu'en zone recollée.

Comportement en haute fréquence

En haute fréquence ($St > 1$), le comportement des fluctuations de pression en paroi est très semblable à celui de la zone recollée. Les longueurs de corrélation longitudinale et transversale évoluent en $St^{-1.4}$. La vitesse de convection est du même ordre de grandeur que la vitesse extérieure. Ceci est caractéristique d'un tourbillon longitudinal : les structures turbulentes s'enroulent dans le tourbillon. Au contraire, pour le tourbillon bi-dimensionnel produit par une marche, les structures turbulentes passent au-dessus du bulbe de recirculation [126]. L'angle d'orientation des structures se stabilise à environ 5° .

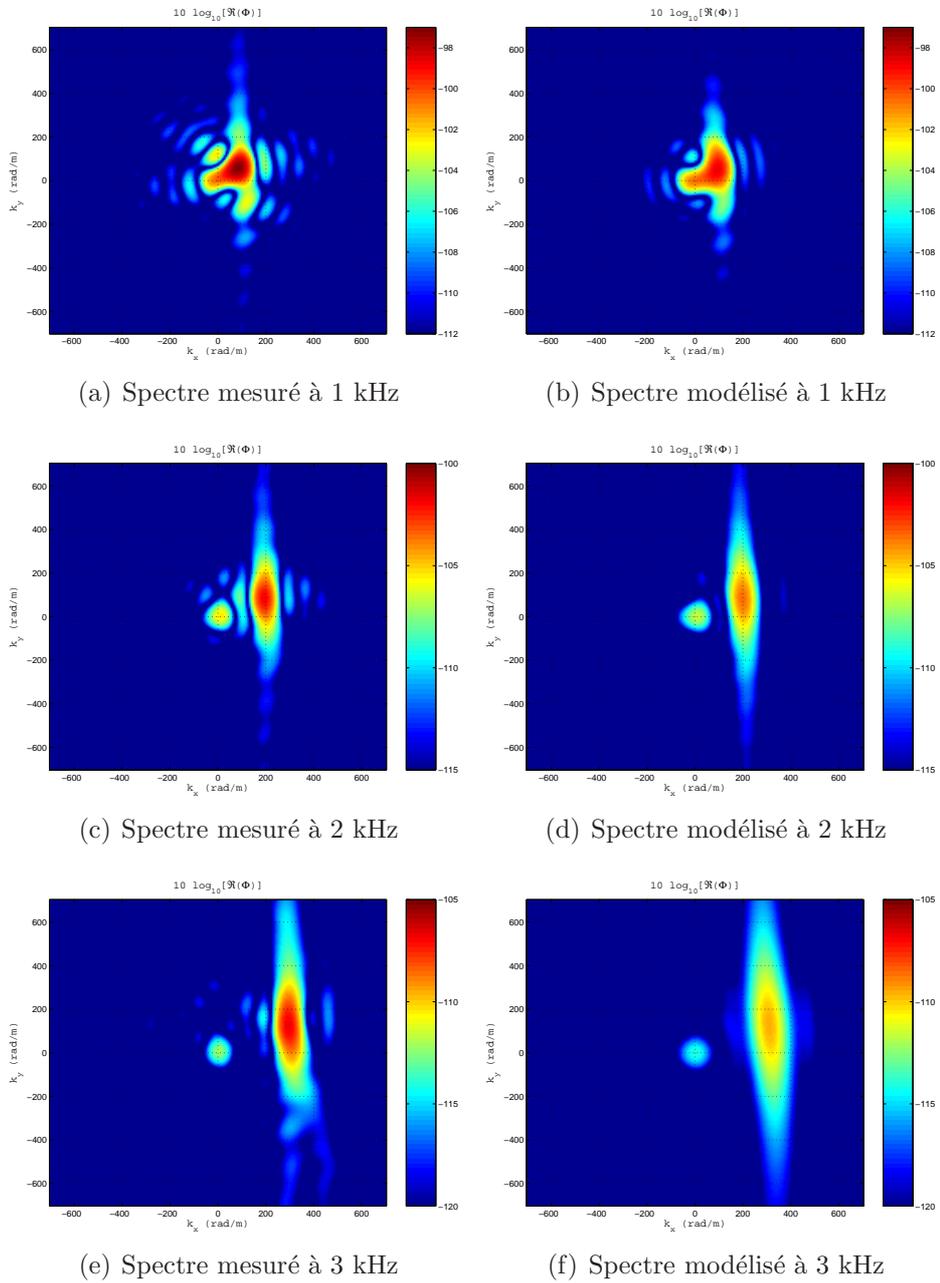
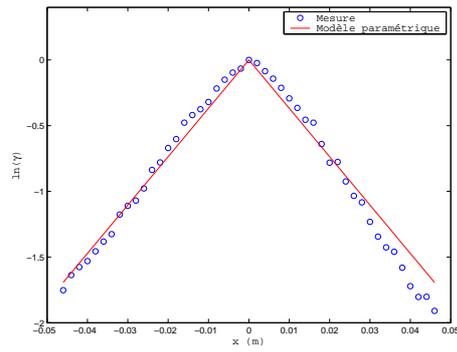
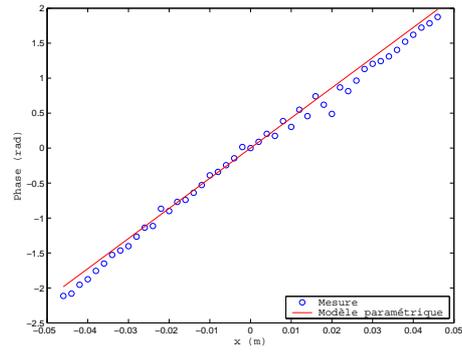


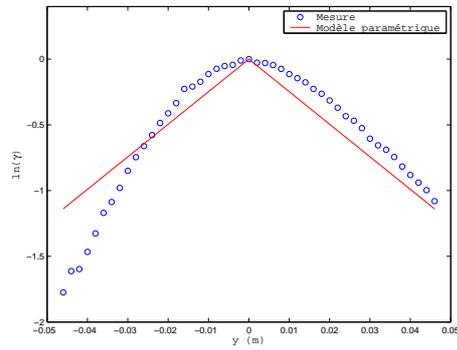
FIG. 4.20 – Comparaison des spectres en nombre d'onde mesurés et modélisés en zone recollée à 40 m/s.



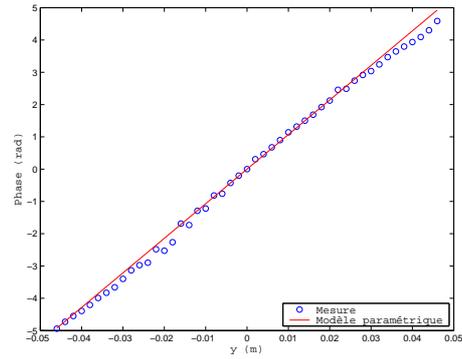
(a) Cohérence longitudinale à 1 kHz



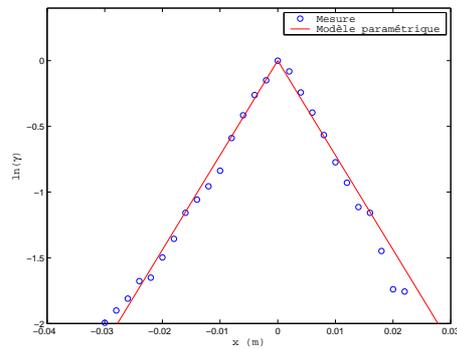
(b) Déphasage longitudinal à 1 kHz



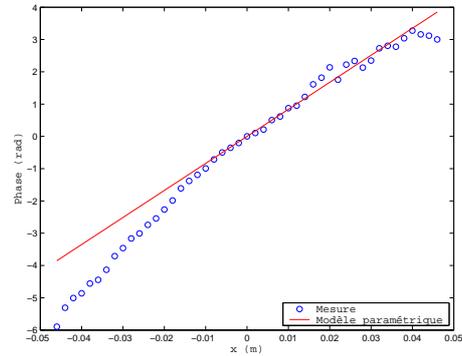
(c) Cohérence transversale à 1 kHz



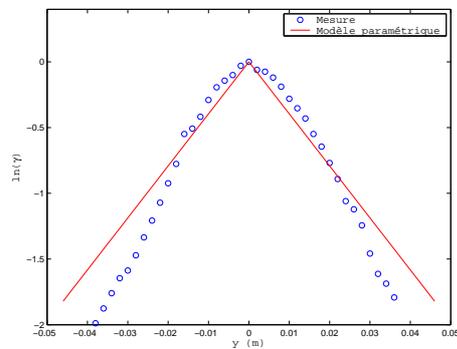
(d) Déphasage transversal à 1 kHz



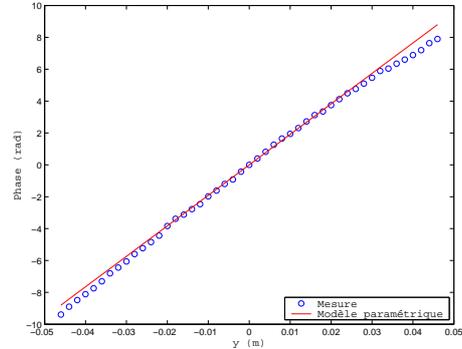
(e) Cohérence longitudinale à 2 kHz



(f) Déphasage longitudinal à 2 kHz



(g) Cohérence transversale à 2 kHz



(h) Déphasage transversal à 2 kHz

FIG. 4.21 – Comparaison des interspectres mesurés et modélisés (sans composante acoustique) en zone tourbillonnaire à 40 m/s.

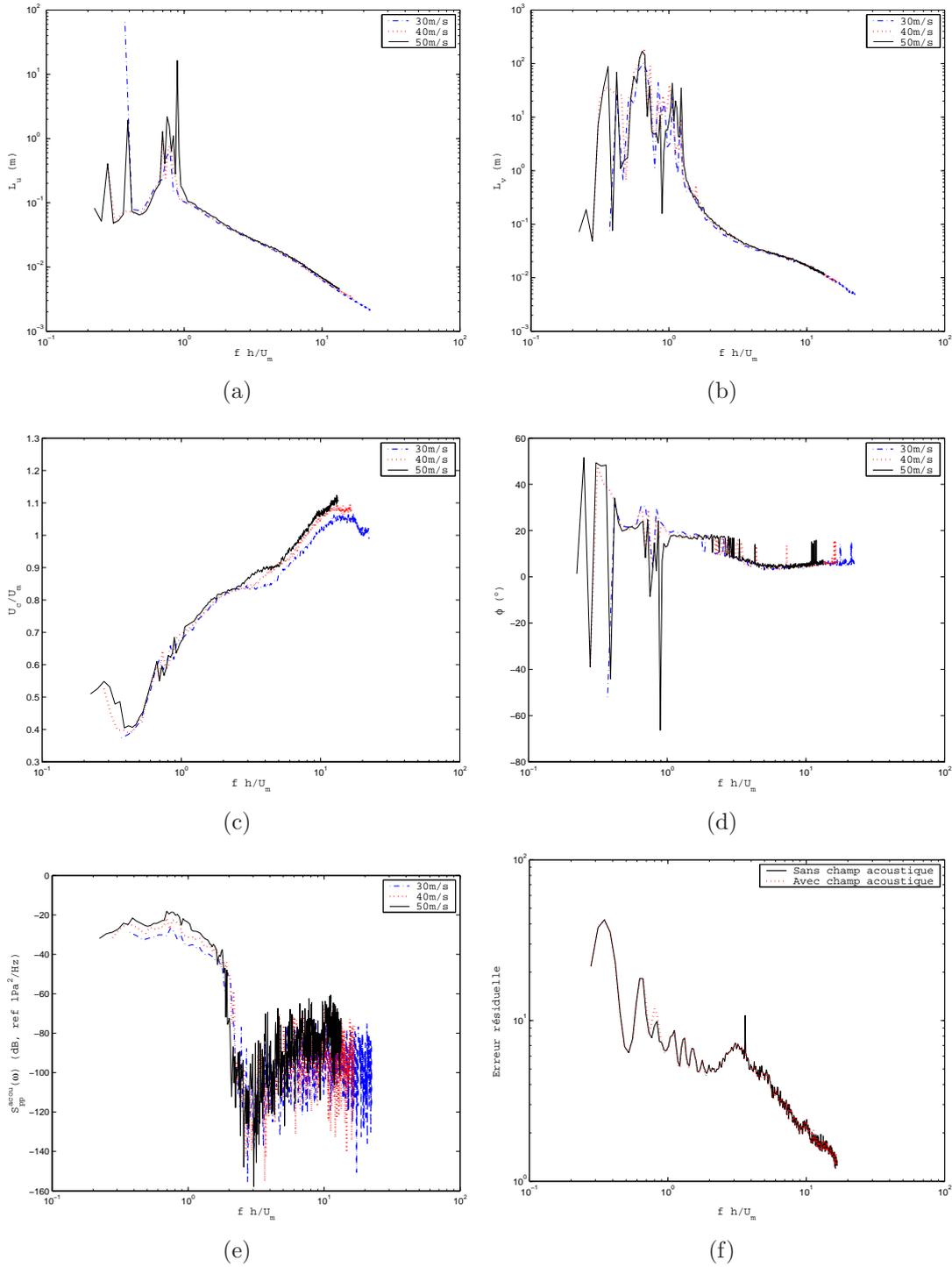


FIG. 4.22 – Résultats de l'optimisation paramétrique pour les interspectres en zone tourbillonnaire : (a) L_u - (b) L_v - (c) U_c - (d) ϕ - (e) S_{pp}^{acou} - (f) erreur résiduelle.

L'amplitude acoustique est très faible (70 dB de moins qu'en basse fréquence), et très bruitée.

Comparaison des spectres en nombre d'onde mesurés et modélisés

Les spectres en nombre d'onde obtenus à partir des interspectres modélisés et après filtrage par l'antenne sont, là encore, comparables aux spectres mesurés, comme le montre la figure 4.23. Ceci prouve la validité du modèle pour nos mesures.

Comparaison avec la littérature

Pour la zone tourbillonnaire, nous disposons des coefficients de décroissance de la corrélation publiés par Han et al. [77] et Callister [25]. Ces données ont été mises sous la forme (4.4), et sont visibles sur la figure 4.24. Le coefficient de décroissance longitudinale déterminé par optimisation paramétrique est comparable aux coefficients proposés par Han et al. ou Callister. Cependant, pour le coefficient transversal, il y a une différence importante entre nos mesures et les valeurs de la littérature, établies pour des écoulements bidimensionnels. Cet écart peut s'expliquer par le caractère tridimensionnel du décollement provoqué par notre marche.

Interprétation de la composante acoustique

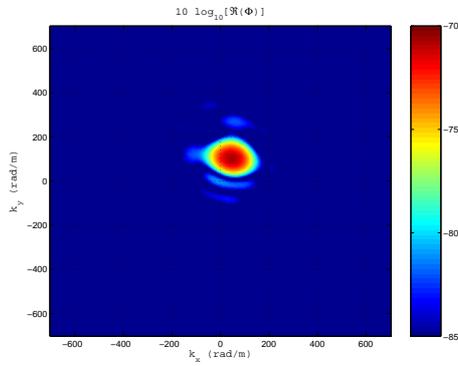
Le niveau acoustique obtenu par optimisation paramétrique en zone tourbillonnaire est très bruité en haute fréquence. On peut alors s'interroger sur sa signification physique. Une deuxième optimisation a donc été menée sur le cas à 40 m/s, en imposant $A = 0$ dans le modèle. Les coefficients obtenus sont identiques à ceux de la figure 4.22 pour laquelle A était un paramètre du modèle. De plus l'erreur résiduelle après optimisation est la même avec ou sans niveau acoustique (voir figure 4.22-f). Ceci montre que le niveau acoustique trouvé en zone tourbillonnaire n'a aucune signification physique.

Au contraire, pour la zone recollée, l'absence d'acoustique augmente l'erreur résiduelle (figure 4.18-f) : dans ce cas, le niveau acoustique trouvé possède bien une signification physique.

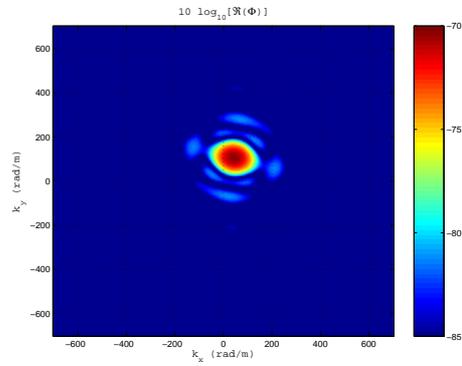
4.3.4 Calcul des paramètres en zone centrale

L'utilisation de l'antenne principale sur le cas de la marche avait été dictée par la nécessité de mesurer la pression en paroi sur une large zone, de manière à pouvoir capter suffisamment bien les grandes longueurs d'ondes (notamment acoustiques). Cependant, en raison de la forte hétérogénéité qui règne dans la zone centrale, le modèle proposé ne permet pas de reproduire parfaitement les interspectres mesurés dans cette zone (voir figure 4.25).

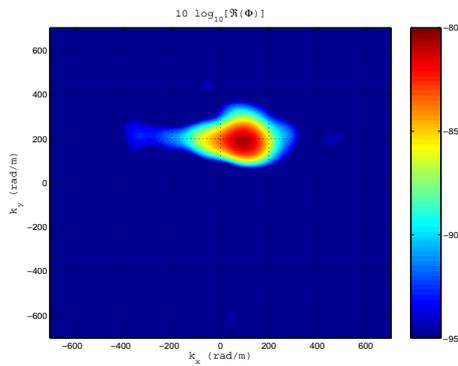
Les paramètres obtenus après optimisation paramétrique (figure 4.26) ont des valeurs intermédiaires entre ceux de la zone recollée et ceux de la zone tourbillonnaire. Le niveau acoustique obtenu avec l'antenne principale est comparable au niveau obtenu avec l'antenne réduite.



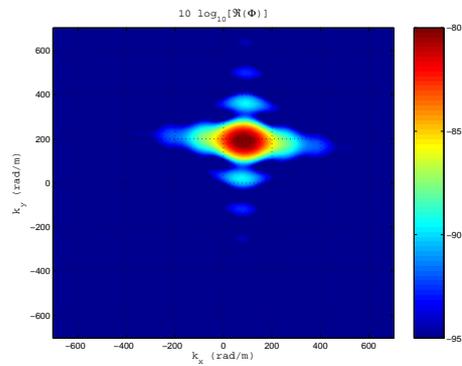
(a) Spectre mesuré à 1 kHz



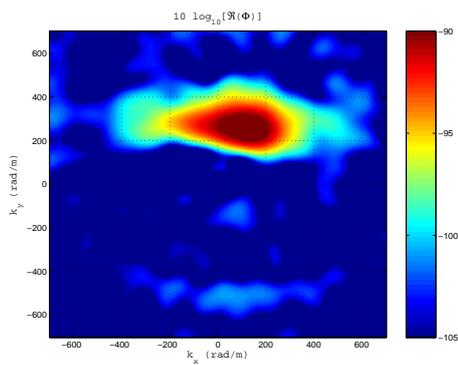
(b) Spectre modélisé à 1 kHz



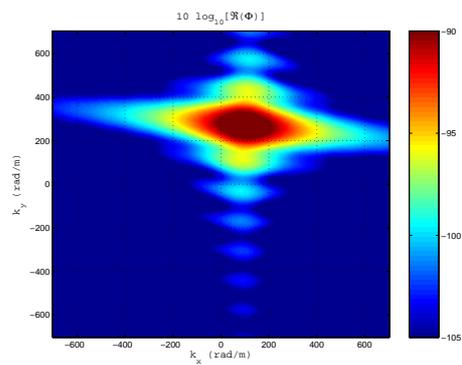
(c) Spectre mesuré à 2 kHz



(d) Spectre modélisé à 2 kHz



(e) Spectre mesuré à 3 kHz



(f) Spectre modélisé à 3 kHz

FIG. 4.23 – Comparaison des spectres en nombre d'onde mesurés et modélisés en zone tourbillonnaire à 40 m/s.

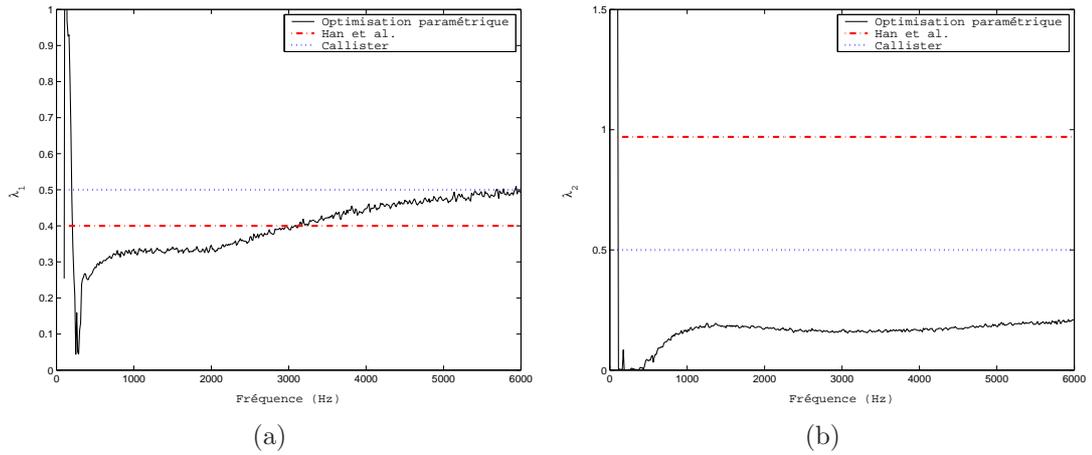
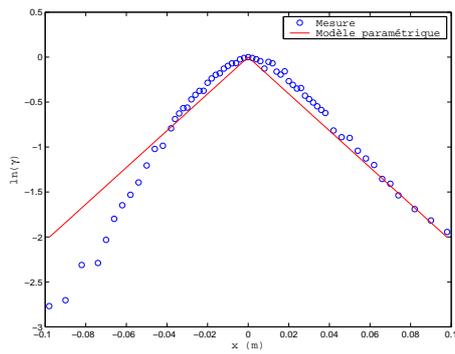


FIG. 4.24 – Comparaison des coefficients de décroissance obtenus en zone tourbillonnaire avec des données publiées : (a) coefficient de décroissance longitudinale λ_1 - (b) coefficient de décroissance transversale λ_2 .

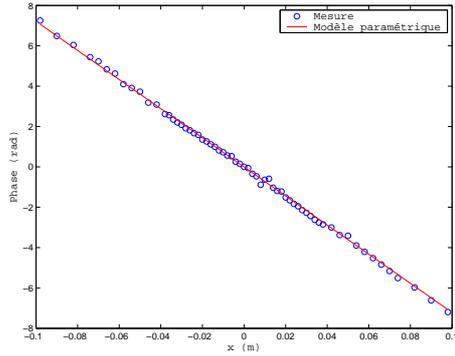
Comparaison des spectres en nombre d'onde mesurés et modélisés

La figure 4.27 présente les spectres en nombre d'ondes obtenus à partir des interspectres modélisés et après filtrage par l'antenne. Le modèle d'interspectre proposé ne permet pas de bien reproduire les spectres en nombre d'onde mesurés, en particulier l'angle de rotation de la tache aérodynamique n'est pas bien estimé en haute fréquence.

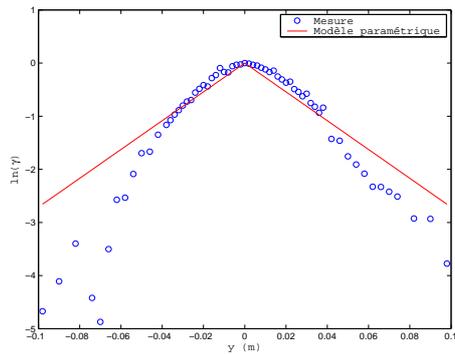
Hoarau et al. [84] ont montré par des mesures d'anémométrie Laser-Doppler (LDV) que les zones tourbillonnaire et recollée sont décorréées entre elles. Les pressions mesurées dans la zone centrale ne traduisent donc pas un phénomène particulier propre à la ligne de rattachement, mais représentent un phénomène moyen caractéristique de l'écoulement tourbillonnaire et recollé.



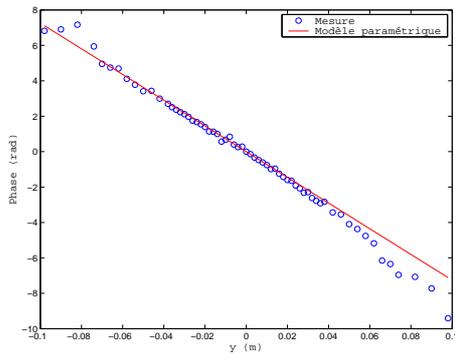
(a) Cohérence longitudinale à 1 kHz



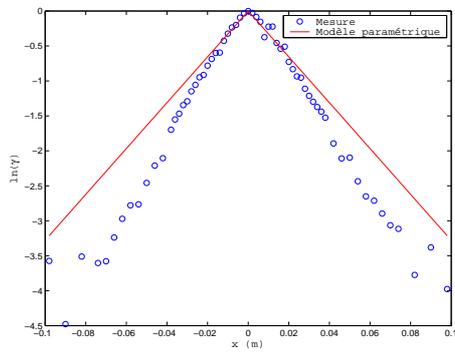
(b) Déphasage longitudinal à 1 kHz



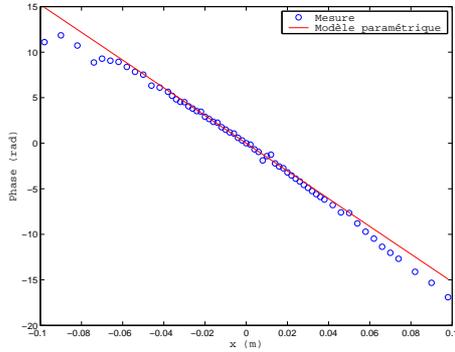
(c) Cohérence transversale à 1 kHz



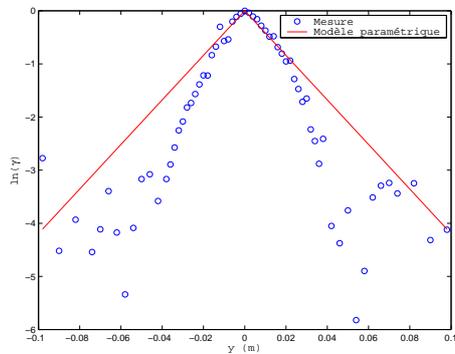
(d) Déphasage transversal à 1 kHz



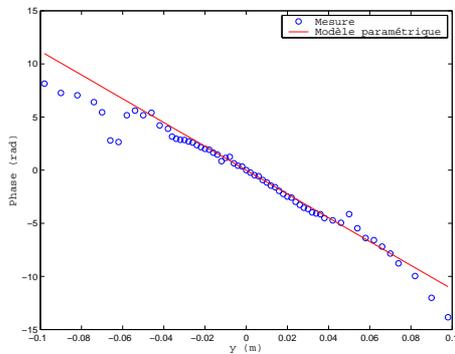
(e) Cohérence longitudinale à 2 kHz



(f) Déphasage longitudinal à 2 kHz



(g) Cohérence transversale à 2 kHz



(h) Déphasage transversal à 2 kHz

FIG. 4.25 – Comparaison des interspectres mesurés et modélisés en zone centrale à 40 m/s.

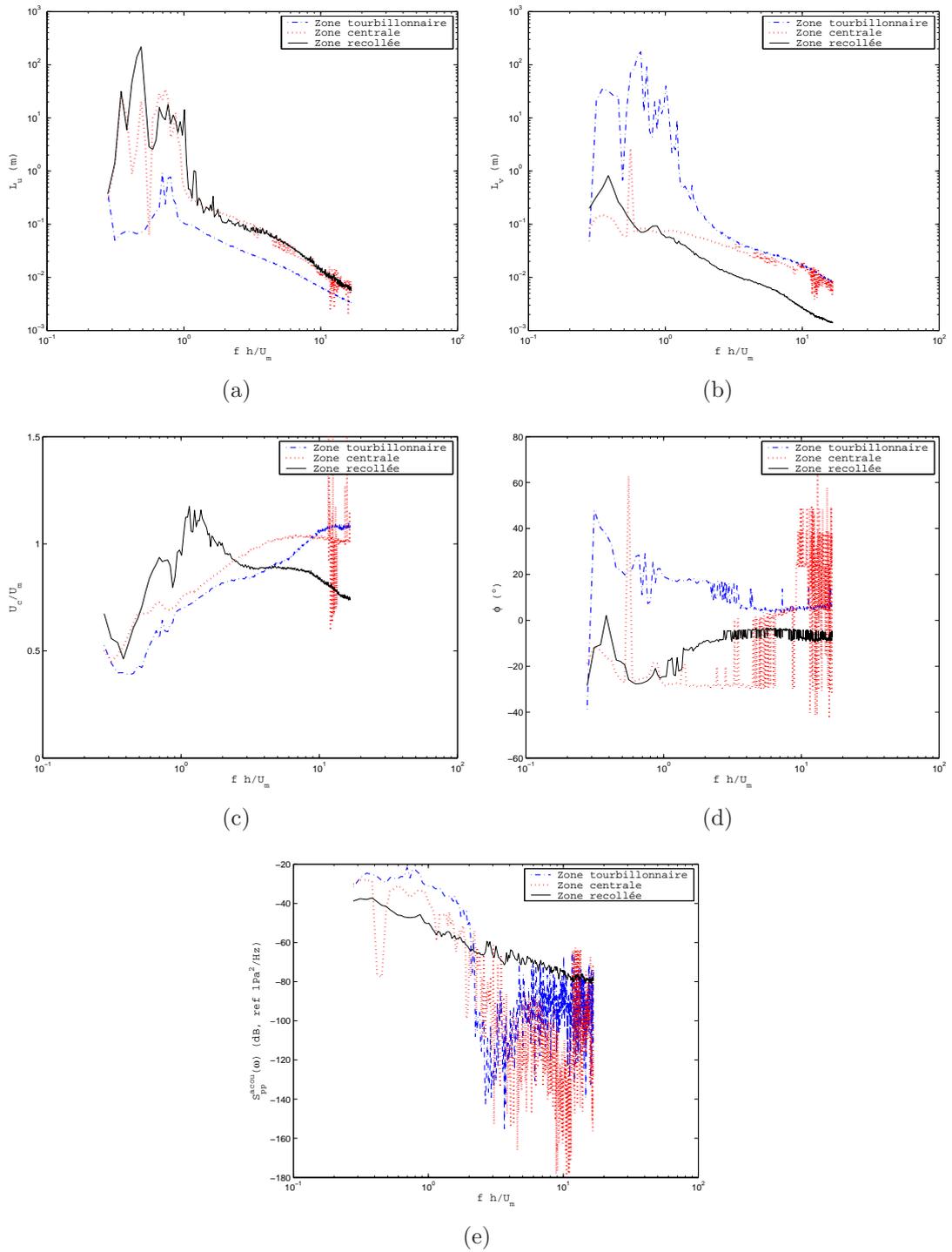


FIG. 4.26 – Résultats de l'optimisation paramétrique pour les interspectres en zone centrale : (a) L_u - (b) L_v - (c) U_c - (d) ϕ , (e) S_{pp}^{acou} .

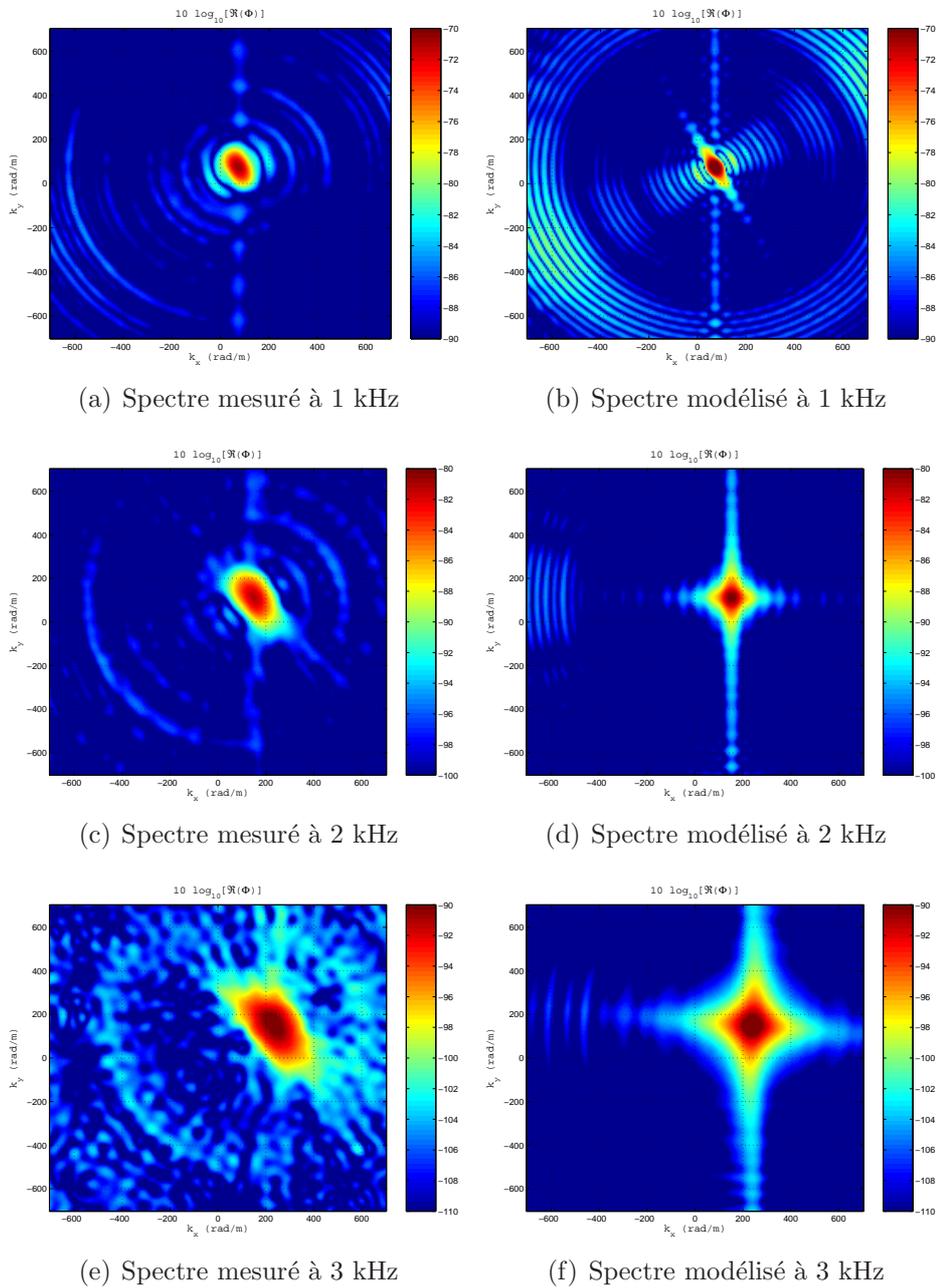


FIG. 4.27 – Comparaison des spectres en nombre d'onde mesurés et modélisés en zone centrale à 40 m/s.

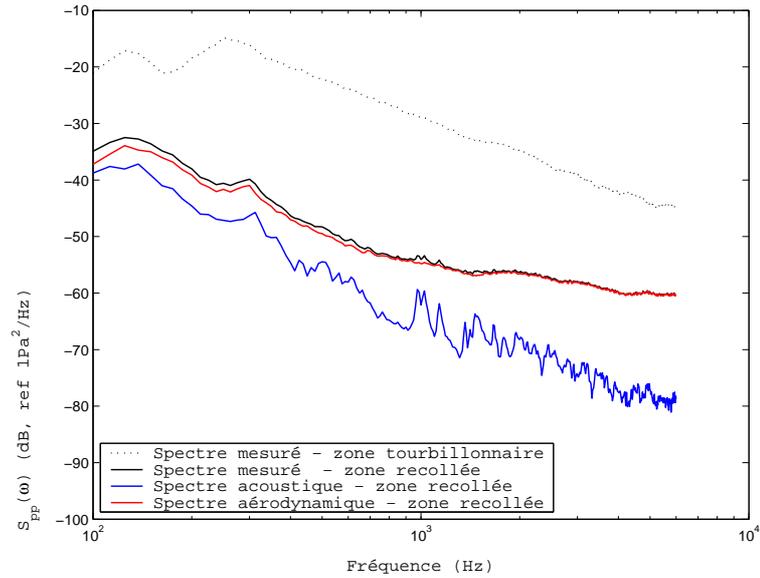


FIG. 4.28 – Autospectres mesurés et composantes aérodynamiques et acoustique modélisées pour le cas de la marche.

4.4 Conclusion

La marche tridimensionnelle étudiée produit un écoulement décollé puis recollé proche de l'écoulement autour d'un montant de pare-brise. Les mesures de fluctuations de pression pariétale en aval de cette marche ont permis de caractériser l'excitation d'un vitrage. Celle-ci se décompose en deux zones spatiales, décorréées entre elles.

La figure 4.28 récapitule les valeurs mesurées pour l'autospectre total en zones tourbillonnaire et recollée, ainsi que le spectre acoustique évalué par optimisation paramétrique dans la zone recollée.

En zone tourbillonnaire, le niveau de pression aérodynamique domine le spectre en nombre d'onde, y compris dans la zone des petits nombres d'onde (voir figurefigtno1dfitt). Il n'est donc pas nécessaire de modéliser une pression acoustique dans cette zone. D'autre part, la forme du spectre en nombre d'onde bidimensionnel est modélisée de façon satisfaisante par un spectre de Corcos lié à la direction de l'écoulement en zone tourbillonnaire.

En zone recollée, le niveau du spectre total est inférieur de 15 à 25 dB à celui de la zone tourbillonnaire. On voit alors apparaître une composante acoustique dans les spectres en nombre d'onde. En basse fréquence (de 100 Hz à 1 kHz), le niveau de cette pression acoustique est inférieur au niveau de pression total de 3 à 10 dB. En haute fréquence, la différence entre le spectre acoustique et le spectre total varie de 15 à 20 dB. Les mesures effectuées sur la configuration de la marche doivent toutefois être validées sur un véhicule réel, car le confinement dû à la présence de la veine amplifie les phénomènes acoustiques.

La différence entre le niveau de pression total mesuré en zone tourbillonnaire et le niveau acoustique en zone recollée varie de 25 à 35 dB. Ces valeurs sont comparables aux valeurs utilisés dans les simulations de DeJong et al. [46] Précisons que cette valeur a été obtenue par les auteurs en recalant un modèle SEA de transparence de vitrage. Ce n'était donc pas une mesure directe.

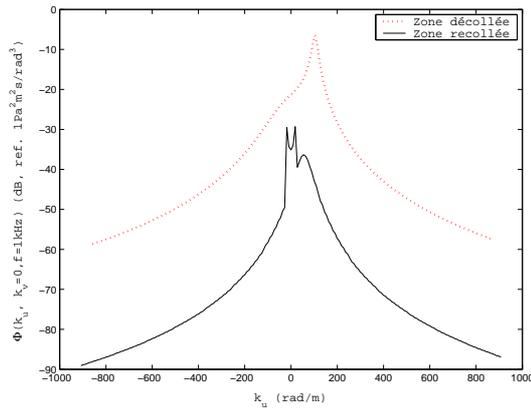


FIG. 4.29 – *Comparaison des spectres en nombre d'onde monodimensionnels en zones tourbillonnaire et recollée, à partir des résultats de l'optimisation paramétrique.*

Au passage, l'étude des spectres en nombre d'onde a permis de proposer un modèle d'interspectre pour les fluctuations de pression pariétales sous des écoulements décollés et recollés. Pour de futures mesures, il ne sera donc pas utile de mesurer des spectres en nombre d'onde, coûteux en terme de mesure (nécessité d'un grand nombre de points pour un bon tracé). Pour cette étude, environ 600 points de mesure ont été utilisés pour réaliser l'optimisation paramétrique, mais il est probable que l'on puisse optimiser la disposition des capteurs de manière à utiliser un nombre encore plus réduit de capteurs, en se basant, par exemple, sur des dispositions couramment pratiquées en formation de voies [34].

5. Etude numérique des pressions pariétales au montant de baie

5.1 Introduction

5.1.1 Objectifs

Les chapitres précédents ont été consacrés à l'étude approfondie des fluctuations de pression pariétale dans le domaine des nombres d'onde. Cette étude, menée en petite soufflerie, n'a pu être réalisée que sur une maquette. Bien qu'assez proche de la configuration d'écoulement observée autour d'un montant de baie, cette étude n'a pas pris en compte les paramètres géométriques d'une caisse automobile.

Pour pallier cette insuffisance, il a été décidé de mener une étude détaillée de l'influence des paramètres de forme au niveau du montant de baie sur le niveau et la répartition spatiale de la pression pariétale fluctuante. Comme il est long et difficile de modifier des formes de véhicules physiques, l'étude se fera de manière numérique, grâce au logiciel de calcul PowerFLOW, couramment employé chez Renault pour les calculs aéroacoustiques.

L'objectif est de pouvoir donner des préconisations de dessin aux designers et aux architectes, afin de prendre en compte la problématique aéroacoustique au plus tôt dans la conception d'un véhicule.

5.1.2 Revue bibliographique des paramètres influant sur le bruit d'un montant de baie

Le critère utilisé par Haruna et al. [79, 80] pour quantifier les fluctuations de pression est un critère de rayonnement acoustique en champ lointain. Ils effectuent une analyse dimensionnelle d'une solution à l'équation de Lighthill [110], de laquelle ils ne conservent que le bruit dipolaire en négligeant le bruit produit par la turbulence dans l'écoulement et la vibration des parois du véhicule. Notons que cette étude n'intègre que la composante acoustique de l'excitation et non la composante aérodynamique. En champ lointain acoustique et géométrique, ils énoncent la formule simplifiée suivante :

$$\rho_i^2(x, t) \propto (P_i f_i S_i)^2$$

où ρ_i représente les fluctuations acoustiques de masse volumique à la fréquence f_i , P_i l'amplitude de la pression à la fréquence f_i et S_i l'aire de corrélation des fluctuations de pression à la fréquence f_i . De manière simplifiée, pour réduire le bruit dû à l'écoulement, il faudrait

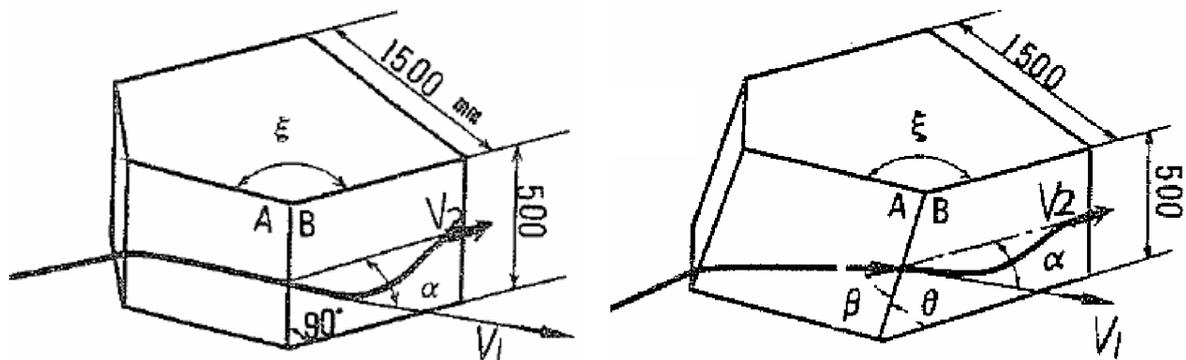


FIG. 5.1 – Convention d'angle sur une maquette 2D (à gauche) et 3D (à droite), d'après [144]

diminuer le niveau de pression fluctuante, les longueurs de corrélation et la fréquence de ces fluctuations. Leur étude [80] montre par ailleurs que la région où l'écoulement est tourbillonnaire est la source la plus importante de bruit au niveau de la vitre latérale.

D'après Alam et al. [3] ou Watkins et al. [168], les paramètres à prendre en compte pour l'étude du bruit autour du montant de baie sont : la vitesse de l'écoulement, l'angle de dérapage, le taux de turbulence de l'écoulement, la courbure du pare-brise et du montant de baie et l'angle d'inclinaison du pare-brise. D'après ces auteurs, le bruit aérodynamique peut être réduit considérablement en combinant de manière optimale l'angle d'inclinaison et la courbure du pare-brise, ainsi qu'un large rayon de courbure pour le montant de baie. Cependant, sur des véhicules réels, les pare-brise très inclinés présentent des inconvénients comme une chaleur excessive à cause du rayonnement solaire sur une grande surface, une gêne dans la visibilité (double réfraction) et une réduction de l'espace dans l'habitacle.

Alam et al. [4] montrent que les coefficients de pression surfacique moyenne et fluctuante sont indépendants du nombre de Reynolds, pour tous les modèles de véhicules testés et pour les angles de dérapage nuls ou positifs. Il existe des légères variations en zone tourbillonnaire pour un dérapage négatif, mais cette constatation ouvre la voie à des études sur des maquettes à échelle réduite. Leur étude montre par ailleurs que l'amplitude des fluctuations de pression et l'aire de la zone tourbillonnaire dépendent beaucoup du rayon de courbure local. Les fluctuations sont significativement plus faibles avec un grand rayon (pas de décollement) qu'avec un angle vif (production de décollement).

Sadataka et al. [144] réalisent une étude assez poussée sur la relation entre le bruit aérodynamique et l'angle entre le pare-brise et la vitre latérale. En notant α l'angle entre la vitre latérale avant et la direction de l'écoulement au moment où il décolle (voir figure 5.1), ils montrent pour une maquette bidimensionnelle les éléments suivants :

- Quand $\alpha > 50^\circ$, la taille du décollement est importante. Les fluctuations de vitesse sont éloignées de la vitre et on constate donc que le niveau de pression pariétale est faible.
- Quand $\alpha < 30^\circ$, le décollement est léger et donc les fluctuations de pression sont également faibles.
- Entre 30° et 50° , le niveau de bruit est maximal.

La définition des angles en 3 dimensions est un peu plus délicate, mais les auteurs reproduisent la même étude que pour le cas bidimensionnel. Ils proposent ensuite des règles simples de réduction du bruit : éloigner le fluide tourbillonnaire de la surface du véhicule (ce qui peut avoir des actions négatives sur la traînée) et réduire les fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement. Forts de leur étude angulaire, ils parviennent, en jouant sur la forme du montant de baie d'un véhicule réel, à une section ovoïde qui leur permet de passer d'un angle α de 40° à un angle de 23° , et donc de diminuer de 35 dB le niveau de pression pariétale.

Quant à Ono et al. [129], ils conseillent, pour éviter un décollement important, de lisser au maximum les irrégularités sur la section d'un montant de baie. Cette recommandation rejoint les conclusions de Watanabe et al. [167]. Ces derniers étudient également l'influence de la taille des gouttières destinés à protéger la vitre latérale des salissures et des gouttes de pluie. Leurs mesures expérimentales semblent montrer qu'il existe un optimum dans la hauteur de ces gouttières, idée se retrouvant aussi dans l'article de Sadataka et al. [144].

5.2 Mise au point du plan

5.2.1 Notions sur les plans d'expériences

Comme la plupart des méthodes statistiques, les plans d'expériences ont pour principal objectif l'obtention du maximum d'informations au moindre coût. L'information désirée est en général la quantification de l'influence de plusieurs paramètres (ou facteurs) sur un phénomène donné. Grâce à cette information, il sera possible de déterminer le comportement du système étudié dans les différentes configurations possibles, et donc d'en optimiser la réponse. La technique des plans d'expérience propose une stratégie d'essais (au sens statistique du terme) pour parvenir à ce résultat, stratégie ayant comme principale caractéristique de minimiser le nombre d'essais à réaliser [124].

Les hypothèses mises en œuvre dans la technique du plan d'expériences sont les suivantes [48]. Tout d'abord, les facteurs sont supposés pouvoir varier indépendamment les uns des autres : c'est l'hypothèse de décorrélation. D'autre part, nous allons utiliser un plan à deux modalités (c'est-à-dire que chaque paramètre peut prendre deux valeurs différentes au cours du plan). En faisant ce choix, on suppose que l'effet de chaque facteur sur la réponse est linéaire. Enfin, l'effet de l'interaction de plusieurs facteurs entre eux sur la réponse est négligé. Cela ne signifie pas que l'interaction de plusieurs facteurs est négligeable, mais que l'effet de cette interaction sur la réponse est bien moindre que l'effet d'un facteur seul.

5.2.2 Choix de la stratégie à adopter

Suite à l'étude bibliographique et à la consultation d'experts a été établie une liste de paramètres ayant une forte influence sur les pressions pariétales au niveau de la vitre latérale. La prise en compte de tous les facteurs recensés aurait mené à un plan d'expérience bien trop gros en terme de coût informatique et de temps (plus d'une centaine de calculs). Il a donc fallu procéder de manière différente. Les paramètres ont été

divisés en deux séries distinctes, appelés paramètres macroscopiques et paramètres microscopiques. Les paramètres macroscopiques caractérisent la forme générale de la caisse autour du montant de baie ; les paramètres microscopiques décrivent plus localement la géométrie du montant de baie et ses détails comme les gouttières ou les retraits de vitre.

L'idée est de procéder en deux fois, un premier plan portant sur les paramètres macroscopiques, et le deuxième portant sur les paramètres microscopiques. Le premier plan permet, outre bien sûr d'étudier les effets des facteurs macroscopiques, de définir une géométrie moyennée sur la base de laquelle sera défini le second plan. Ainsi, les résultats du deuxième plan seront valables quelle que soit la forme macroscopique du véhicule testé, et non pour un ensemble de facteurs macroscopiques fixés, ce qui serait le cas si on avait réalisé le second plan sans faire le premier.

Il est à noter que les paramètres macroscopiques sont dans l'ensemble des éléments forts de design, qui donnent son style à une voiture. Ainsi, il ne sera pas évident pour un designer de les modifier sans impacter fortement l'image du véhicule. On retiendra donc que, même si des préconisations de dessin portant sur les paramètres macroscopiques sont utiles, elles ne pourront être que partiellement suivies. Au contraire, les paramètres microscopiques impactent peu l'allure globale du véhicule, mais ils sont soupçonnés de participer fortement à la génération des fluctuations de pression pariétale. Ainsi, le second plan permettra d'aboutir à des recommandations efficaces et applicables au niveau industriel.

Seul le plan d'expérience macroscopique sera présenté dans la suite.

5.2.3 Choix du véhicule à étudier

La complexité géométrique d'un véhicule réel fait qu'il est impossible de faire varier certains paramètres de manière indépendante, notamment en raison des raccords géométriques qu'il faut réaliser entre les pièces. C'est pourquoi, le véhicule choisi pour cette étude n'est pas un véhicule réel mais une maquette simplifiée, appelée Greenhouse. Elle n'est pas représentative pour des éléments non impactants pour l'aéroacoustique, tels que la face avant, les roues, le culot. Par contre elle reproduit avec plus de précision tout le haut du véhicule et notamment les surfaces vitrées (*greenhouse* en anglais). Cependant, dans un souci de simplification, les surfaces sont planes et non galbées, à l'exception du pare-brise. La maquette Greenhouse étudiée est représentée en figure 5.2 dans la configuration A (voir tableau 5.1).

5.2.4 Matrice d'essai retenue

La table retenue pour réaliser ce plan d'expérience est une table orthogonale, c'est-à-dire que tous les paramètres prennent autant de fois la valeur 1 que la valeur 2.

Les paramètres retenus, au nombre de 8, sont les suivants (voir figure 5.3) :

- P1 : hauteur d'enjoliveur (mesurée au niveau du pavillon),
- P2 : rayon de courbure horizontal du pare-brise,
- P3 : hauteur d'enjoliveur (mesurée au niveau du capot),
- P4 : angle d'inclinaison du capot par rapport au sol,
- P5 : angle d'inclinaison du pare-brise par rapport à la verticale,
- P6 : angle d'inclinaison du pavillon par rapport au sol,

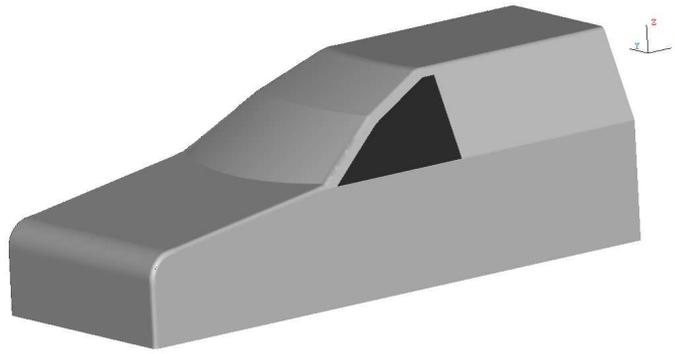


FIG. 5.2 – Vue de la maquette Greenhouse utilisée comme base pour le plan d'expérience.

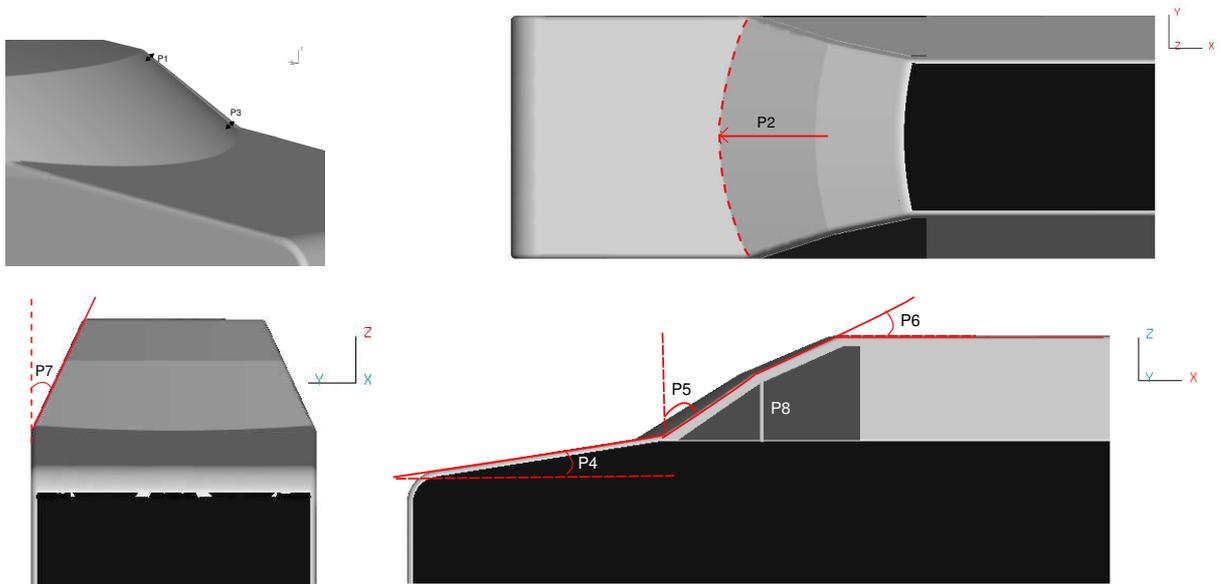


FIG. 5.3 – Schéma explicatif des paramètres étudiés par le plan macroscopique.

- P7 : dévers de vitre latérale,
- P8 : hauteur du montalet sur la vitre, lié à la présence ou l'absence d'une vitre fixe.

Les angles d'inclinaison des diverses pièces traduisent en fait l'inclinaison moyenne que l'on peut relever sur un véhicule réel.

Ce plan devant apporter rapidement des résultats, il a été décidé de limiter au maximum le nombre d'essais. Chaque facteur prendra donc deux modalités, ce qui fait qu'en utilisant le plan L_{12}^8 , seulement 12 essais seront nécessaires. La matrice d'essais correspondant à ce plan est synthétisée dans le tableau 5.1, et les modalités prises par les différents paramètres se trouvent dans le tableau 5.2.

Les 12 géométries étudiées sont représentées en annexe C.

Calcul	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8
A	1	1	1	1	1	1	1	1
B	1	1	1	1	1	2	2	2
C	1	1	2	2	2	1	2	2
D	1	2	1	2	2	2	1	2
E	1	2	2	1	2	1	2	1
F	1	2	2	2	1	2	1	1
G	2	1	2	2	1	2	2	1
H	2	1	2	1	2	2	1	2
I	2	1	1	2	2	1	1	1
J	2	2	2	1	1	1	1	2
K	2	2	1	2	1	1	2	2
L	2	2	1	1	2	2	2	1

TAB. 5.1 – *Matrice d’essais : modalités prises par les paramètres.*

Modalité	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8
1	0 mm	1.2 m	5 mm	9 °	58 °	8 °	14 °	0 mm
2	40 mm	2.5 m	40 mm	20 °	65 °	23 °	25 °	7 mm

TAB. 5.2 – *Valeur des modalités prises par les paramètres.*

5.2.5 Réponses à étudier

Une fois les calculs réalisés, il reste à déterminer les résultats qui seront utilisés comme réponses dans le plan d’expérience. L’avantage du calcul est qu’il procure un grand nombre de données, qui pourront être exploitées sous de nombreuses formes. Il faut garder en tête les objectifs de ce plan :

- trouver les paramètres géométriques les plus influents sur l’acoustique dans l’habitable,
- décrire les lois d’évolution de l’acoustique en fonction des valeurs prises par ces paramètres,
- faire le lien entre les valeurs des caractéristiques aérodynamiques du tourbillon de montant de baie et le bruit intérieur.

Pour cela, les réponses à étudier seront de nature aérodynamique et acoustique (voir paragraphes 5.3.4 et 5.3.5).

5.2.6 Analyse des réponses d’un plan d’expérience

Le dépouillement des plans orthogonaux fait uniquement appel à la notion de moyenne. Il se conduit par étapes, en commençant par un résultat très grossier que l’on affine au cours des étapes successives (nous nous limiterons à 3 étapes).

Etape 1 : moyenne

Pour l'analyse de la réponse Y à un ensemble de facteurs P_i , le premier critère retenu est la moyenne \bar{Y} . Comme les différentes modalités de chacun des facteurs sont représentées le même nombre de fois, la moyenne \bar{Y} obtenues à partir d'une fraction de tous les essais possibles donne une bonne estimation de la moyenne de l'ensemble des combinaisons possibles.

Etape 2 : effets principaux des facteurs

Après avoir estimé l'effet global de tous les facteurs, on peut caractériser l'influence de la modalité A_i d'un facteur A , par la moyenne \bar{Y}_{A_i} des essais pour lesquels le facteur A a pris la modalité A_i . On définit l'effet de la modalité A_i du facteur A par référence à la moyenne générale \bar{Y} :

$$e_{A_i} = \bar{Y}_{A_i} - \bar{Y}. \quad (5.1)$$

On calcule de manière analogue l'effet de chacune des modalités de chacun des facteurs.

Etape 3 : test d'analyse de la variance

On appelle somme des carrés totale, la variable $SCT = \sum_i (Y_i - \bar{Y})^2$, où Y_i représente la réponse obtenue dans la configuration i . La SCT mesure les variations de la réponse par rapport à la moyenne générale \bar{Y} . Grâce au théorème de Koenig-Huyghens [48], la SCT peut se décomposer de manière à faire apparaître les termes dus à chacune des sources de variation : $SCT = \sum SC_i + SC_{rés}$, avec $SC_i = (\bar{Y}_i - \bar{Y})^2$, et où $SC_{rés}$ représente la variabilité résiduelle due par exemple à la dispersion des mesures ou au fait que le modèle bâti à partir des paramètres n'est pas exact. On obtient ainsi la contribution de chaque paramètre à la variation de la réponse.

5.3 Présentation des calculs effectués

5.3.1 Présentation du logiciel PowerFLOW

PowerFLOW est un logiciel commercial, édité par la société Exa Corp. Il est basé sur la méthode Boltzmann sur réseau (ou LBM Lattice Boltzmann Method), qui est une formulation discrète de la théorie cinétique de Boltzmann. Cette théorie décrit le comportement dynamique d'un gaz au moyen d'une fonction de distribution continue $f(\vec{x}, \vec{c}, t)$, qui représente le nombre de particules dont la position et la vitesse sont \vec{x} et \vec{c} à l'instant t (équation de Boltzmann). La masse volumique du fluide, sa vitesse et son énergie interne sont définies via les moments de cette fonction de distribution. L'équation de Boltzmann peut être utilisée pour parvenir aux lois de conservation macroscopiques, telles que l'équation de Navier-Stokes, en utilisant l'extension de Chapman-Enskog.

Il est possible d'obtenir une forme simplifiée de l'équation de Boltzmann pour des vitesses discrètes \vec{c}_α , à des instants discrets Δt et des positions discrètes \vec{x}_k tels que

$\vec{x}_{k+1} = \vec{x}_k + \vec{c}_\alpha \Delta t$. L'équation de Boltzmann sur réseau s'écrit

$$g_\alpha(\vec{x} + \vec{c}_\alpha \Delta t, t + \Delta t) - g_\alpha(\vec{x}, t) = -\frac{\Delta t}{\tau_g} (g_\alpha(\vec{x}, t) - g_\alpha^{eq}(\vec{x}, t)) \quad (5.2)$$

où g_α^{eq} est la fonction d'équilibre associée à la vitesse particulière c_α (connue), et τ_g est le temps de relaxation caractéristique de la distribution g_α vers la distribution d'équilibre g_α^{eq} .

La théorie cinétique fournit la relation entre le temps de relaxation et la viscosité du fluide. Cette relation peut être utilisée pour introduire un modèle de turbulence basé sur la notion de viscosité turbulente. Dans PowerFLOW, cette viscosité turbulente est calculée indépendamment du schéma de Boltzmann sur réseau avec un modèle de type $k - \epsilon$.

Pour plus de détails sur la méthode Boltzmann sur réseau on pourra se reporter aux références [139, 165].

5.3.2 Présentation de la mise en données

Pour les calculs de type aéroacoustique externe, la configuration de calcul est la suivante. La maquette étudiée est placée dans une boîte parallélépipédique, représentant une soufflerie numérique. Afin d'éviter toute interaction avec les parois, la veine est choisie très grande par rapport à l'objet étudié. Les conditions aux limites utilisées sont une vitesse d'entrée uniforme de 160 km/h (44.44 m/s) sur la paroi amont, les parois latérales et supérieure, et une pression de sortie P_0 imposée à la pression atmosphérique. Le sol est supposé parfaitement glissant. La couche limite est générée à partir d'un point situé à 0.5 m en amont de la maquette, en imposant un sol non-glissant.

Le maillage est constitué de 11 zones volumiques, appelées VR (Voxel Resolution) de plus en plus petites. La première zone (VR0) contient tout le volume fluide. Les zones suivantes se ressèrent autour du véhicule et des zones d'intérêt. En passant d'une zone à une zone supérieure, la taille de maille est divisée par 2. Une vue des zones avec les mailles les plus lâches est présentée en figure 5.4. Le raffinement créé autour du montant de baie est visible sur la figure 5.5. La taille de maille dans la VR10 est de 1 mm.

5.3.3 Résultats du calcul d'écoulement

La figure 5.6 permet de visualiser l'écoulement obtenu après calcul sur la géométrie J . On remarque que le tourbillon de montant de baie est bien présent, et se développe le long du pavillon. On note également la présence d'un autre tourbillon, qui se développe depuis le capot et se prolonge sur le flanc du véhicule. Ce tourbillon, inexistant sur véhicule réel, est lié au fait que la maquette présente des surfaces planes.

5.3.4 Réponse aérodynamique

Au point de vue aérodynamique, le critère choisi doit permettre de caractériser le tourbillon de montant de baie, par sa taille et/ou son énergie. Un critère bien adapté à la description de ce tourbillon est le *microdrag*, proposé à l'origine par Cogotti [38]. Il résulte

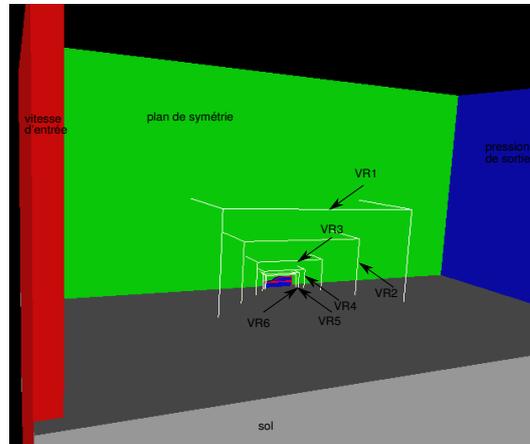


FIG. 5.4 – *Visualisation des zones de résolution les plus grandes.*

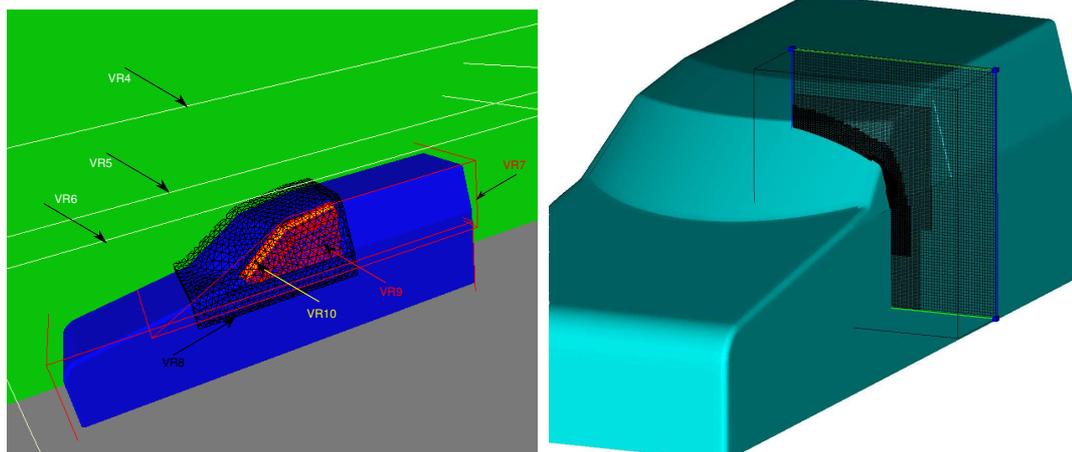


FIG. 5.5 – *Visualisation des zones de résolution les plus fines.*

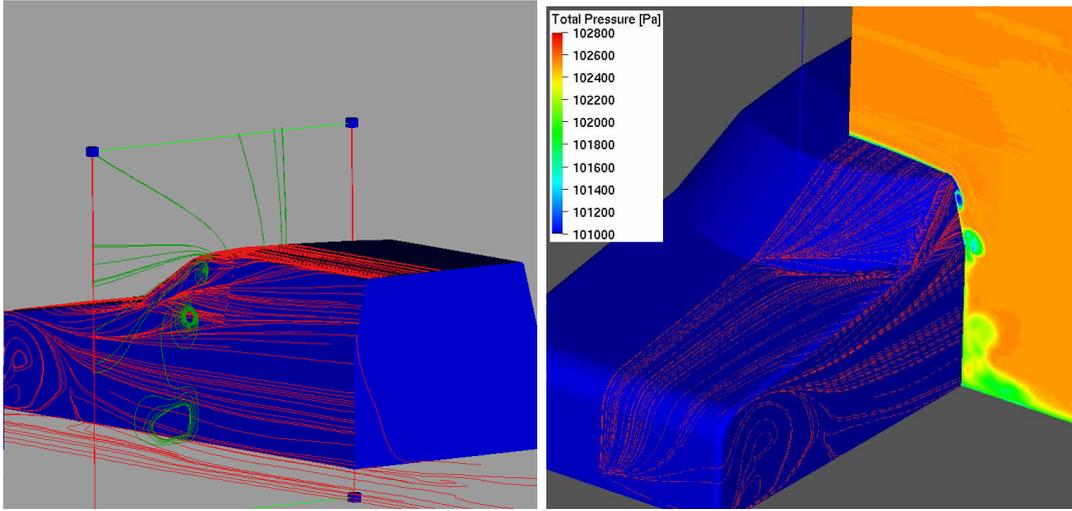


FIG. 5.6 – Visualisation de l'écoulement autour de la greenhouse : (a) lignes de courant et lignes de frottement - (b) coupe de pression totale dans l'écoulement au niveau du montant de baie.

d'un compromis entre le temps nécessaire pour le calculer, la facilité d'interprétation et les outils numériques dont dispose Renault.

La traînée aérodynamique peut se calculer par [88]

$$F_D = \int_A (1 - C_p)^2 + (1 - \frac{u}{U})^2 + \left(\left(\frac{v}{U} \right)^2 + \left(\frac{w}{U} \right)^2 \right) dS,$$

où A représente l'aire d'un plan perpendiculaire à l'écoulement, en aval du véhicule et comprenant toutes les singularités de l'écoulement.

Le microdrag correspond à cette traînée, dans un plan perpendiculaire à l'écoulement infini amont, calculée non pas en aval du véhicule mais au niveau de la partie du véhicule à étudier :

$$\mu_D = \int_{A_{local}} \underbrace{(1 - C_p)^2}_{(1)} + \underbrace{(1 - \frac{u}{U})^2}_{(2)} + \underbrace{\left(\left(\frac{v}{U} \right)^2 + \left(\frac{w}{U} \right)^2 \right)}_{(3)} dS.$$

Il correspond à une traînée *locale*. Chacun des trois termes du microdrag possède une signification physique. Le terme (1) correspond à traînée due aux pertes de pression, le terme (2) aux pertes de vitesse, et le terme (3) représente la traînée due à l'énergie de rotation des tourbillons. La répartition entre ces différents termes permet de juger si la perte d'énergie par le tourbillon est plutôt due au fait que celui-ci possède une forte énergie tourbillonnaire (terme 3 prépondérant) ou alors à sa grande taille (terme 1 prépondérant). La distribution du microdrag sur une surface de contrôle permet de tirer des conclusions sur les lieux de génération de la traînée.

5.3.5 Réponse acoustique

Il ne s'agit pas à proprement parler de calculer la réponse acoustique à l'intérieur de l'habitacle, car ceci supposerait de prendre en compte les caractéristiques mécaniques du

vitrage (notamment les conditions aux limites), dont nous ne disposons pas. En fait, on s'attache à caractériser l'excitation en pression pariétale du point de vue des éléments importants dans le rayonnement acoustique dans l'habitacle. Pour cela, une procédure a été développée chez Renault par Denoual [49]. Cette procédure utilise la SEA (Statistical Energy Analysis) en s'appuyant sur la méthodologie décrite dans l'article de DeJong et al. [46]. L'excitation de pression pariétale recueillie sur les vitrages est traduite en données d'entrée pour le calcul SEA sous forme aérodynamique et acoustique. La composante aérodynamique est modélisée par un champ diffus, dont le nombre d'onde est basé sur la vitesse de convection des structures $k_c = \omega/U_c$ et dont l'amplitude correspond à la densité spectrale de puissance moyenne obtenue sur le vitrage par mesure ou simulation numérique. La composante acoustique est modélisée par un champ diffus de nombre d'onde acoustique $k_0 = \omega/c_0$ et dont l'amplitude est choisie comme étant égale à l'amplitude aérodynamique diminuée de 20 dB. Cette procédure a été mise au point avant que les mesures de spectre en nombre d'onde ne soient pratiquées. Cependant, nous constatons que cette différence de 20 dB entre les composantes acoustiques et aérodynamique de la pression correspond à ce que nous avons mesuré sur la configuration de marche montante (voir figure 4.28).

Le calcul SEA est un calcul analytique par bandes de tiers d'octave. Le vitrage est considéré comme une plaque en appui simple. Dans chaque bande, si le nombre de modes résonants est suffisamment élevé, la vitesse vibratoire apportée par les modes résonants et non résonants est calculée. La puissance rayonnée en champ libre en est ensuite déduite, en utilisant des formes analytiques simplifiées de l'efficacité de rayonnement de la vitre. La forme exacte du vitrage importe peu : seuls son aire et son périmètre suffisent à le caractériser. Comme on le voit, il ne s'agit donc pas de décrire le champ acoustique rayonné dans l'habitacle, mais bien de traduire sous une forme synthétique (un seul spectre en tiers d'octave) une excitation de pression complexe (autospectres différents en chaque point, interspectre ou corrélation de la pression sur la surface de la vitre).

5.4 Résultats du plan d'expérience

Dans cette section, on détaille les résultats du plan d'expérience effectuée sur les 12 géométries décrites dans le tableau 5.1. L'ensemble des graphes obtenus pour chaque géométrie est regroupé en annexe C. Dans les paragraphes suivants, seuls les résultats d'ensemble sont commentés.

5.4.1 Validation du post-traitement du plan d'expérience

Pour dépouiller le plan d'expérience, nous utilisons un outil de dépouillement statistique développé chez Renault et appelé Robustex. Afin de valider les hypothèses émises au paragraphe 5.2.1, nous cherchons à valider sur un cas dont la réponse est connue la pertinence de l'outil Robustex pour analyser le plan d'expérience. Pour cela, la réponse étudiée est la traînée provoquée par le capot du véhicule. Cette traînée est calculée en prenant la différence entre le minimum local du microdrag et le premier maximum, comme schématisé sur la figure 5.7. Ce minimum se situe, dans toutes les configurations, au niveau

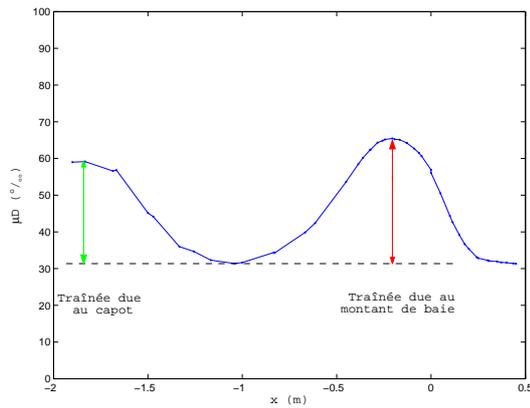


FIG. 5.7 – Schéma de calcul de la traînée due au capot et au montant de baie.

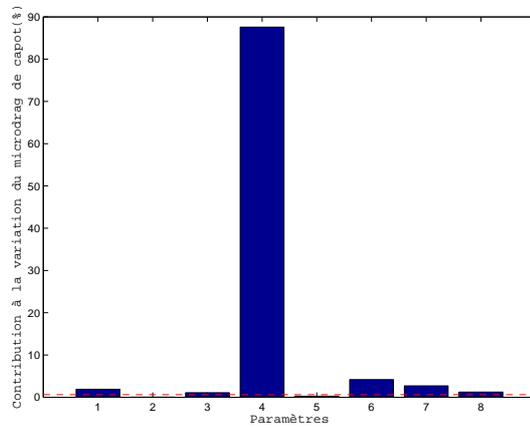


FIG. 5.8 – Influence des paramètres sur le microdrag du capot.

de la jonction capot/pare-brise. Il correspond à une zone de l'écoulement où l'écoulement évolue peu.

Les résultats du plan d'expérience se présentent sous forme d'histogrammes, qui représentent pour chaque paramètre, la contribution à la variation de la réponse étudiée. De plus est tracée sur ces diagrammes une ligne horizontale en pointillés, représentant la variabilité résiduelle $SC_{rés}$ (voir paragraphe 5.2.6). Celle-ci indique la limite de validité du post-traitement statistique : les paramètres dont la contribution se situent en-dessous de cette ligne ne sont pas significatifs.

La figure 5.8 montre que le paramètre largement prédominant qui intervient dans la traînée de capot est l'angle du capot avec le sol, ce qui est tout à fait normal. Les autres paramètres, situés en aval du capot, interviennent de manière négligeable. Rappelons que le tourbillon qui se forme le long du capot est inexistant sur un véhicule de série. Ainsi la traînée de capot évaluée sur la Greenhouse est largement surévaluée par rapport à la traînée générée par le capot d'un véhicule de série.

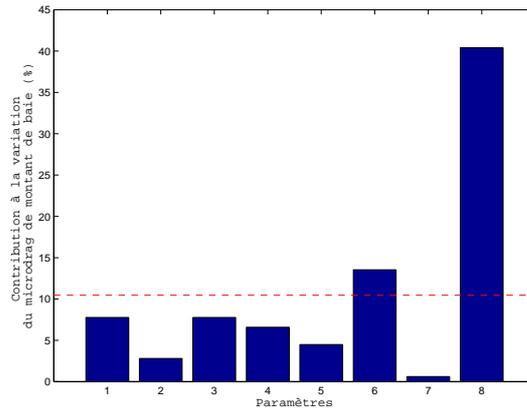


FIG. 5.9 – Influence des paramètres sur le microdrag du montant de baie.

5.4.2 Résultats aérodynamiques

La traînée due à l'écoulement au niveau du montant de baie du véhicule est calculée en prenant la différence entre le minimum local du microdrag et le deuxième maximum (voir figure 5.7).

Pour la traînée de montant de baie, le paramètre le plus important est la barrette au milieu de la vitre, représentant la présence d'une vitre fixe (figure 5.9). Ce résultat, assez étonnant, est dû au fait que le calcul avec PowerFLOW surestime le décollement provoqué par cet obstacle et donc les fluctuations de pressions pariétales associées. Nous retiendrons donc plutôt le paramètre suivant par ordre d'influence, qui est l'angle du pavillon par rapport au sol.

Il est important de noter que la traînée provoquée par le montant de baie est plutôt influencée par des éléments géométriques en aval du point de décollement (présence d'un montalet, angle de pavillon) plutôt que par des paramètres au point de naissance du tourbillon (hauteur d'enjoliveur, angle du pare-brise, galbe du pare-brise).

5.4.3 Résultats acoustiques

Pour les résultats acoustiques, nous disposons de deux types de résultats : la pression efficace moyennée sur le vitrage obtenue par calcul instationnaire et la puissance acoustique au point oreille déterminée à l'aide du calcul SEA. Le calcul SEA peut se faire de deux manières différentes : soit on tient compte de la surface réelle de la vitre pour chaque configuration, soit on choisit une surface de vitre identique pour les 12 configurations. Les deux calculs ont été effectués et les résultats sont présentés en figure 5.10.

On constate que les paramètres géométriques qui pilotent le rayonnement acoustique ne sont pas les mêmes, suivant que l'on procède avec l'une ou l'autre des méthodes. Ce résultat s'explique par le constat que la variation de la surface de vitrage est, elle aussi, fonction des paramètres géométriques. La contribution des différents paramètres géométriques à la variation de surface de la vitre est représentée en figure 5.11. Le paramètre qui a le plus d'effet sur la surface de la vitre est le galbe de pare-brise. Ce résultat étonnant provient du fait que, lors de la conception de la maquette paramétrable, certains choix ont dû

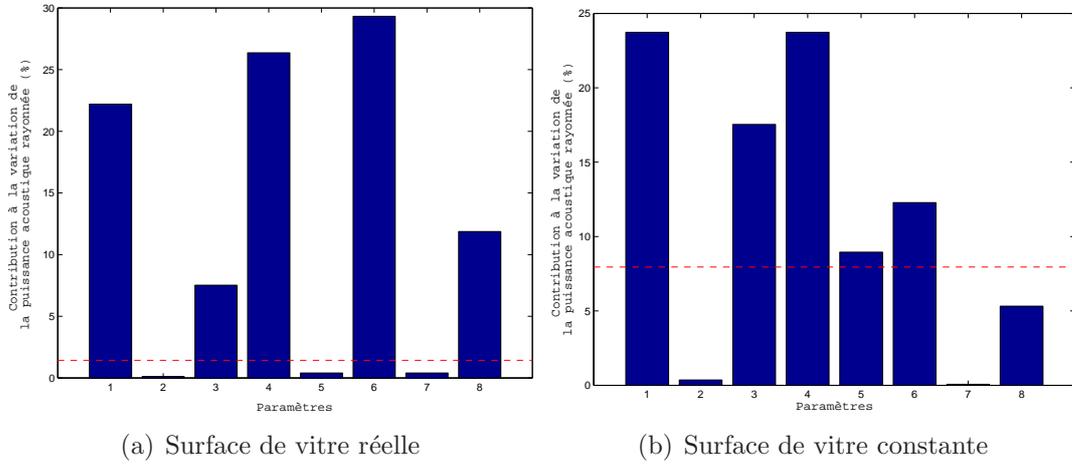


FIG. 5.10 – Influence des paramètres géométriques sur la puissance acoustique rayonnée au point oreille, calculée par SEA : (a) avec la surface de vitre réelle de chaque configuration - (b) avec une surface de vitre identique pour toutes les configurations.

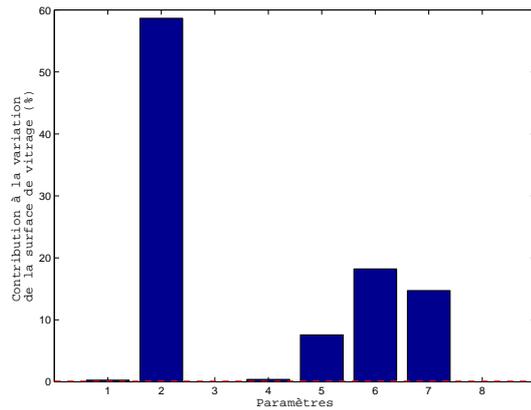


FIG. 5.11 – Influence des paramètres sur l'aire de la vitre latérale.

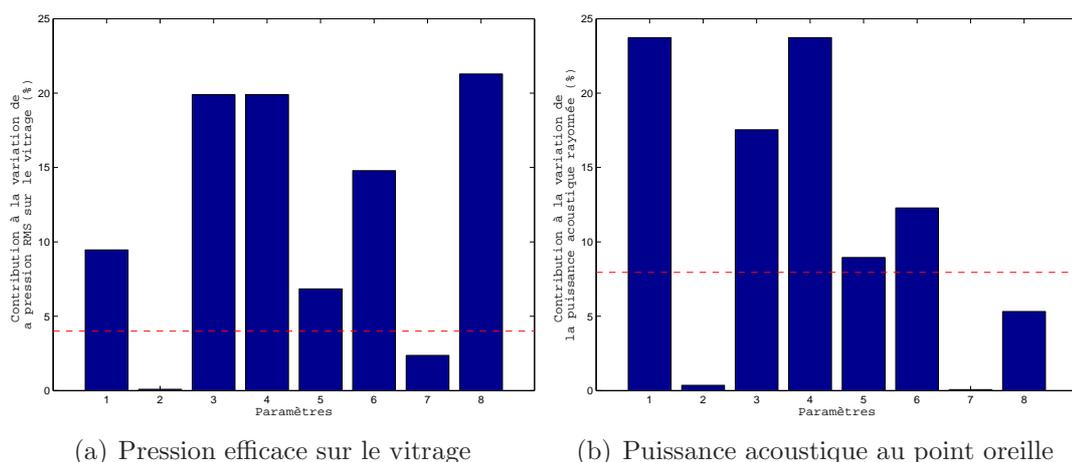


FIG. 5.12 – Influence des paramètres sur la pression efficace en paroi de vitrage et la puissance au point oreille, calculée avec une surface de vitrage identique pour tous les cas.

être faits et notamment le choix de fixer certains points de référence et de faire varier les paramètres à partir de ces points fixes. Ces choix aboutissent à une variation de surface loin d’être intuitive, et en fait, biaisée par les contraintes géométriques de construction de la maquette. Cette évolution de surface non naturelle ne facilite pas l’interprétation des résultats de la figure 5.10-b.

Par la suite, nous nous intéresserons donc seulement aux résultats SEA établis avec une surface de vitre constante pour toutes les configurations géométriques. Ces résultats sont comparés, en figure 5.12, avec ceux obtenus pour l’excitation de pression efficace des vitrages.

Dans les deux cas, le galbe de pare-brise et le dévers de vitre n’interviennent pas, et l’angle de pare-brise intervient de manière mineure. Les paramètres influents de manière significative sur la pression sont les mêmes dans les deux cas. Il s’agit de la hauteur d’enjoliveur en pied et en haut de pare-brise, des angles de capot et de pavillon, et de la présence d’un montalet. Cependant, l’ordre d’importance de ces paramètres n’est pas le même dans les deux cas.

Pour expliquer ceci, considérons les configurations A , B et F . Si l’on exclut de l’analyse les paramètres P2, P5 et P7 qui interviennent peu, on peut décrire la configuration F comme étant l’opposée de la configuration A , sauf pour le paramètre P8 (présence d’un montalet), qui est le même dans les deux cas. Les configurations A et B sont semblables, sauf pour les paramètres P6 et P8. Si l’on observe les spectres de pression efficace (figure 5.13-a), on constate qu’en haute fréquence, les spectres des cas A et F présentent une pente comparable, alors que le cas B présente un spectre différent en haute fréquence. On peut donc en déduire que l’effet du paramètre P8 (présence d’un montalet) se manifeste en haute fréquence. Or le filtrage par la vitre, calculé par SEA, a notamment comme effet d’atténuer les hautes fréquences, comme le montre la figure 5.13-b. Ainsi, l’effet du montalet est moins visible dans les résultats obtenus en prenant la puissance acoustique efficace au point oreille calculée par SEA, qu’en choisissant comme réponse la pression efficace moyenne sur le vitrage.

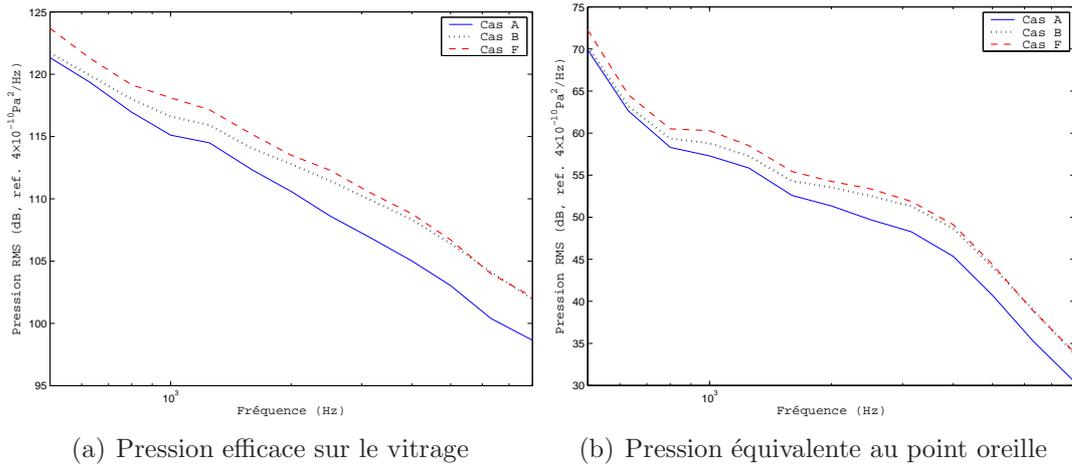


FIG. 5.13 – Comparaison des spectres fréquentiels obtenus pour la configurations A, B et F : (a) pression efficace moyenne sur le vitrage - (b) puissance au point oreille.

5.5 Analyse de spectres en nombre d'onde sur des signaux numériques

Dans le plan d'expérience, la procédure utilisée pour le calcul SEA est la procédure actuellement utilisée chez Renault. Cependant, au lieu d'avoir une composante acoustique forfaitaire, fixée à -20 dB par rapport à la composante aérodynamique, on souhaiterait obtenir la composante acoustique réelle. Pour cela, nous avons étudié les spectres en nombre d'onde calculés à partir des signaux numériques. Le cas étudié ici est la géométrie J du plan d'expérience.

5.5.1 Analyse des signaux de pression

La figure 5.14 montre la répartition de la pression efficace filtrée de 0.2 à 4 kHz. De plus, elle situe les deux zones de mesure utilisées par la suite. La trace du tourbillon correspond à la zone où les pressions quadratiques moyennes sont les plus fortes.

La figure 5.15 montre les densités spectrales de puissance obtenues au centre des deux zones matérialisées sur la figure 5.14. De façon classique [79, 107, 163], nous vérifions que les niveaux de pression obtenus en zone tourbillonnaire sont plus élevés que ceux de la zone recollée.

5.5.2 Analyse des données en nombre d'onde

Calcul du spectre en nombre d'onde

Les données numériques représentent une durée temporelle très courte (0.1 s). Dans ce cas, il n'est pas possible de faire de nombreuses moyennes pour le calcul des densités spectrales de puissance, et les signaux sont donc très bruités. Afin de pallier ce problème, le protocole de calcul est le suivant. On détermine sur le vitrage une zone de calcul de $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$. Pour chaque espacement $\Delta \vec{r}$, on sélectionne aléatoirement 10 points \vec{P}_i

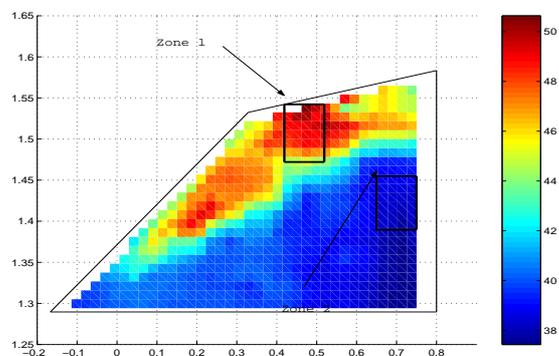


FIG. 5.14 – Répartition de pression efficace filtrée sur le vitrage et visualisation des zones de mesures utilisés. Les valeurs efficace filtrées sont obtenues en intégrant les fluctuations de 0.2 à 4 kHz.

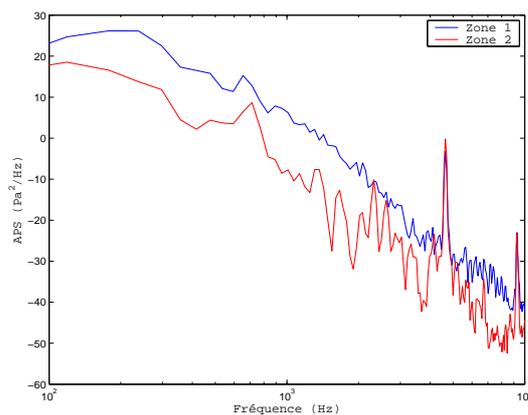


FIG. 5.15 – Densités spectrales de puissance dans chaque zone de mesure.

dans la zone choisie. On détermine alors les 10 points voisins \vec{Q}_i , tels que $\vec{Q}_i = \vec{P}_i + \Delta\vec{r}$. On calcule ensuite l'interspectre entre toutes les couples de points $\{\vec{P}_i, \vec{Q}_i\}$, en effectuant 6 moyennes temporelles sans recouvrement. Ensuite, l'interspectre pour l'espacement $\Delta\vec{r}$ est obtenu en moyennant les interspectres des 10 couples de points espacés de $\Delta\vec{r}$. De cette façon, on réalise 60 moyennes mixtes (spatiales ou temporelles), sous l'hypothèse d'ergodicité.

Le pas d'espacement entre les points est de $\Delta z = 4$ mm dans les deux directions, ce qui représente le double de la taille locale du maillage volumique. Le nombre d'onde maximal pour éviter le repliement est donc $k_{max} = 2\pi/\Delta z = 785$ rad/m. La taille $L = 0.1$ m de la zone de mesure conduit à une résolution en nombre d'onde de $\Delta k = \pi/L = 32$ rad/m.

Spectres en nombre d'onde dans la zone tourbillonnaire

La figure 5.16 présente les spectres en nombres d'onde obtenus en zone tourbillonnaire (zone 1 de la figure 5.14). On constate la présence d'une tache aérodynamique, liée à direction de l'écoulement, ainsi qu'une tache autour de l'origine.

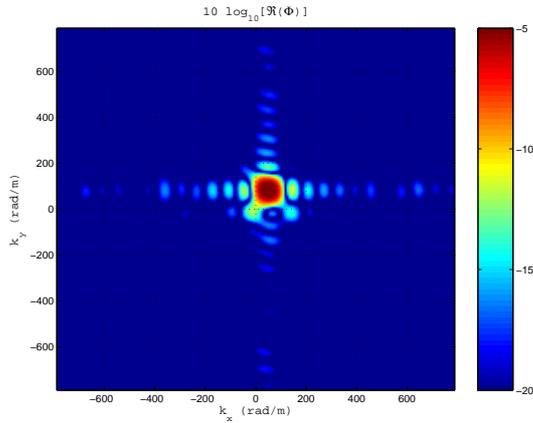
Cette tache peut être d'origine acoustique, ou alors être due à du bruit numérique. Pour préciser la nature de cette tache, un calcul identique au calcul J a été mené en imposant une vitesse d'entrée nulle. Les spectres en nombre d'onde dans la zone 1 obtenus à vitesse nulle sont présentés sur la figure 5.20. On y observe également une tache centrée à l'origine. Cependant, il y a une très grande différence de niveau entre ces deux cas, ce qui conduit à penser que la tache observée sur la figure 5.16 est bien de nature acoustique. La résolution en nombre d'onde ne permet cependant pas de le déterminer avec certitude.

Nous avons par ailleurs tracé en figure 5.18 la cohérence et le déphasage en fonction de l'espacement entre les points, dans les directions longitudinale (direction de l'écoulement amont) et transversale. On note que les signaux sont très propres, et les déphasages obtenus entre les points de la zone tourbillonnaire sont quasiment linéaires. Le déphasage, tracé dans les directions \vec{x} et \vec{y} , permet de déduire les composantes de la vitesse U_c dans le repère (\vec{x}, \vec{y}) , et donc la direction de convection. Une interpolation linéaire conduit à des vitesses de convection de 42 m/s à 1 kHz et 47 m/s à 2 kHz, qui sont du même ordre de grandeur que la vitesse externe $U_0 = 44$ m/s.

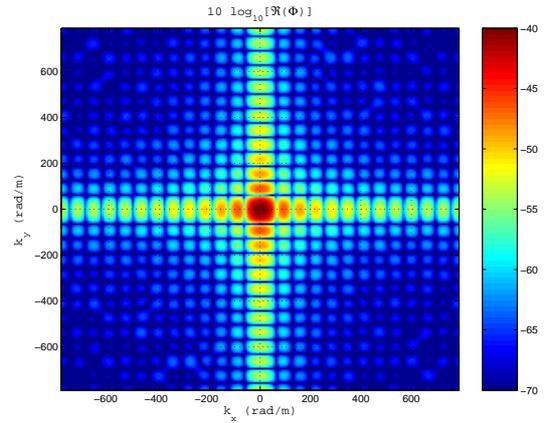
Spectres en nombre d'onde dans la zone recollée

Dans le cas de la zone 2, les spectres en nombre d'onde (figure 5.19) font apparaître une tache autour de l'origine, mais aucune tache aérodynamique n'est visible.

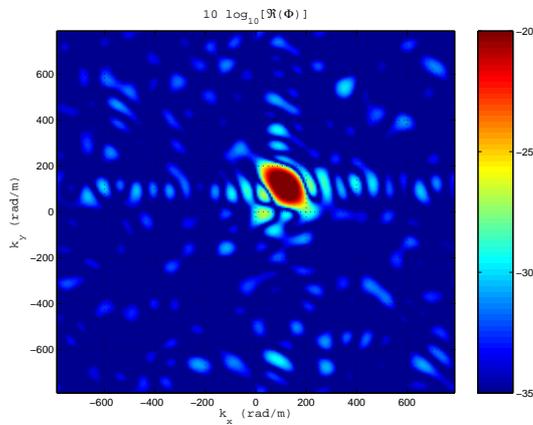
L'absence de tache aérodynamique s'explique par le fait que les codes numériques, hormis la simulation numérique directe (DNS) ne permettent pas de générer de la turbulence en l'absence de décollement marqué de l'écoulement. Pour le cas de la zone tourbillonnaire, le décollement produit une couche de cisaillement, ce qui permet de générer de la turbulence. Nous avons, de plus, montré au chapitre 4 que la turbulence est enroulée dans le tourbillon, et non convectée en aval vers la zone recollée. Ainsi, bien qu'il y ait un décollement en amont de la zone recollée, celle-ci ne comporte pas de fluctuations turbulentes. Plusieurs utilisateurs du code PowerFLOW ont ainsi rapporté [107, 141] que les niveaux prédits numériquement dans des zones attachées ou recollées sont nettement



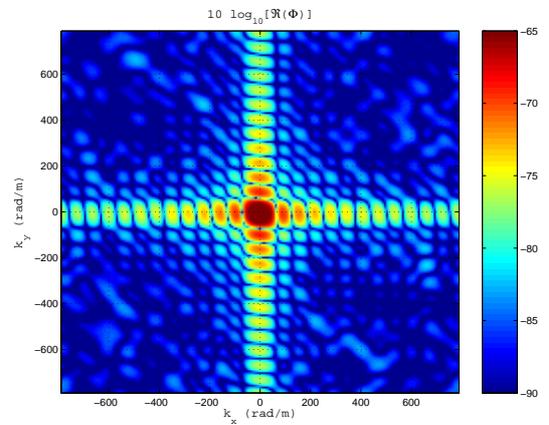
(a) $U_0 = 44$ m/s, $f=500$ Hz



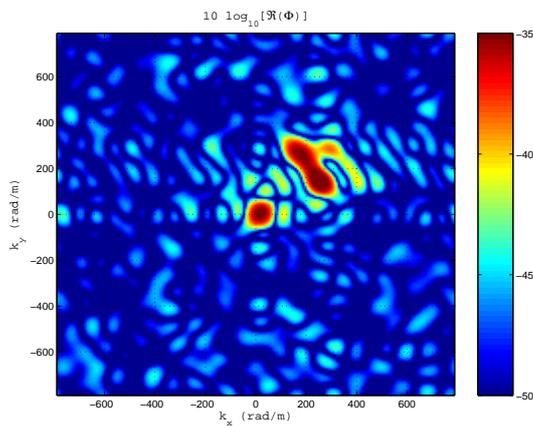
(a) $U_0 = 0$, $f=500$ Hz



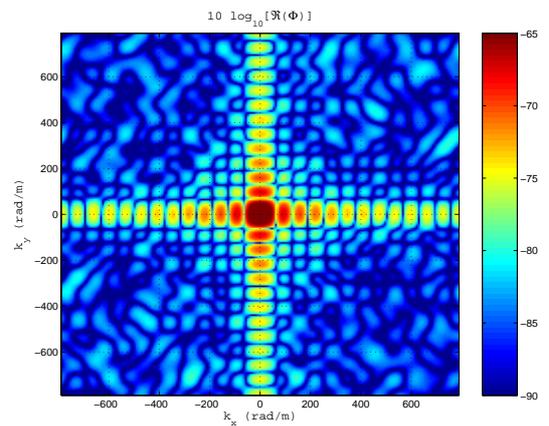
(b) $U_0 = 44$ m/s, $f=1$ kHz



(b) $U_0 = 0$, $f=1$ kHz



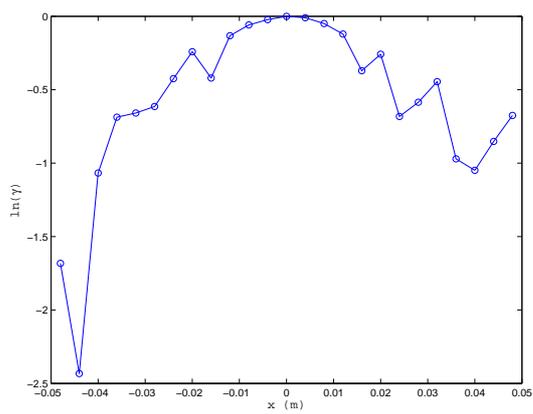
(c) $U_0 = 44$ m/s, $f=2$ kHz



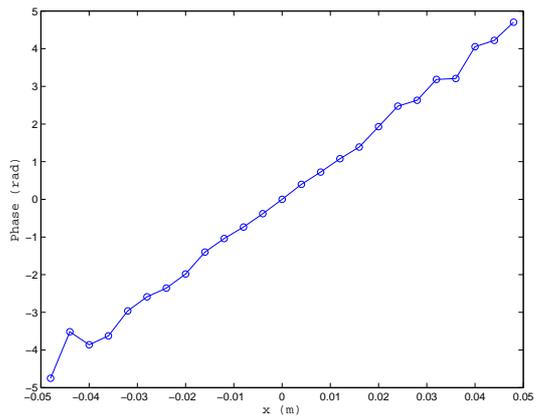
(c) $U_0 = 0$, $f=2$ kHz

FIG. 5.16 – Spectre en nombre d'onde pour plusieurs fréquences des pressions pariétales numériques obtenues en zone 1 sur le cas J , pour une vitesse amont $U_0 = 44$ m/s.

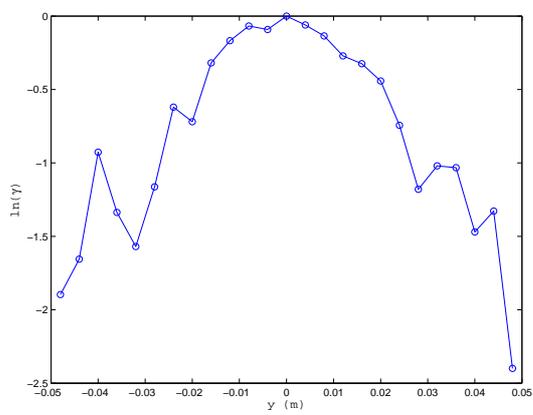
FIG. 5.17 – Spectre en nombre d'onde pour plusieurs fréquences des pressions pariétales numériques obtenues en zone 1 sur le cas J , à vitesse nulle.



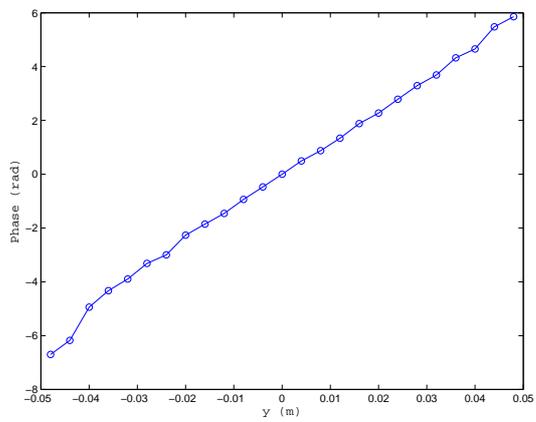
(a) Cohérence longitudinale, 1 kHz



(b) Déphasage longitudinal, 1 kHz

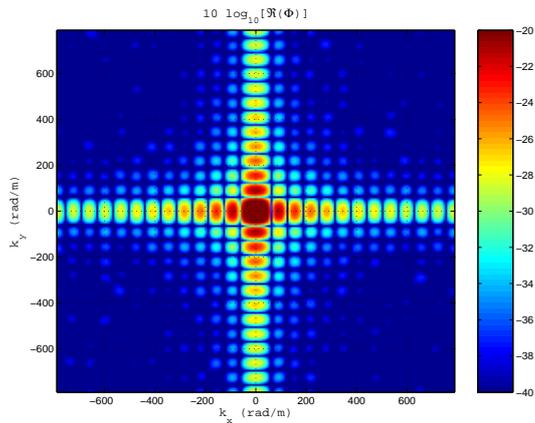


(c) Cohérence transversale, 1 kHz

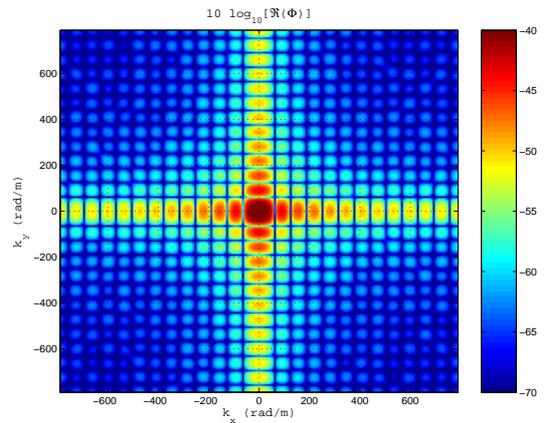


(d) Déphasage transversal, 1 kHz

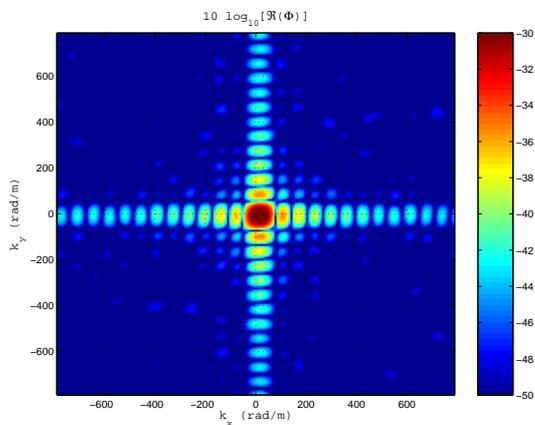
FIG. 5.18 – Cohérence et déphasage en fonction de l'espacement entre couples de points, en zone 1.



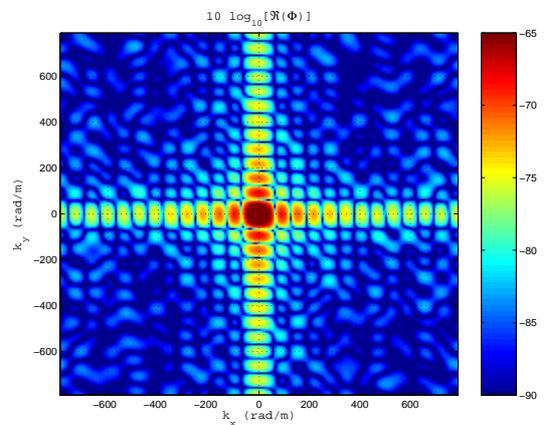
(a) $U_0 = 44$ m/s, $f=500$ Hz



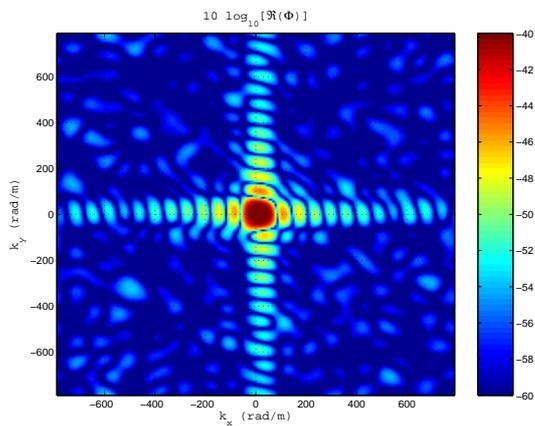
(a) $U_0 = 0$, $f=500$ Hz



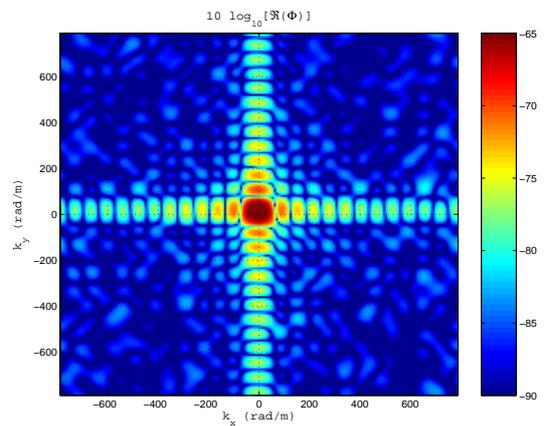
(b) $U_0 = 44$ m/s, $f=1$ kHz



(b) $U_0 = 0$, $f=1$ kHz



(c) $U_0 = 44$ m/s, $f=2$ kHz



(c) $U_0 = 0$, $f=2$ kHz

FIG. 5.19 – Spectre en nombre d'onde pour plusieurs fréquences des pressions pariétales numériques obtenues en zone 2 sur le cas J , pour une vitesse amont $U_0 = 44$ m/s.

FIG. 5.20 – Spectre en nombre d'onde pour plusieurs fréquences des pressions pariétales numériques obtenues en zone 2 sur le cas J , à vitesse nulle.

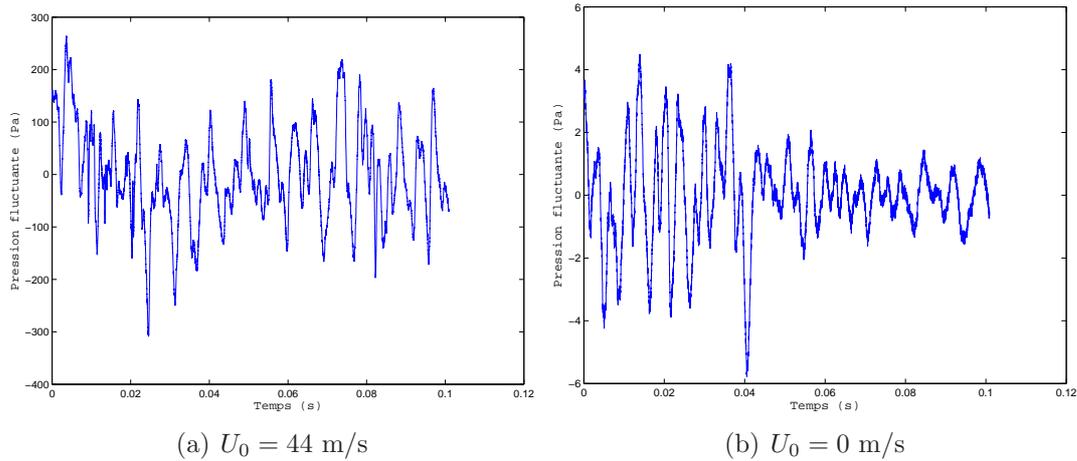


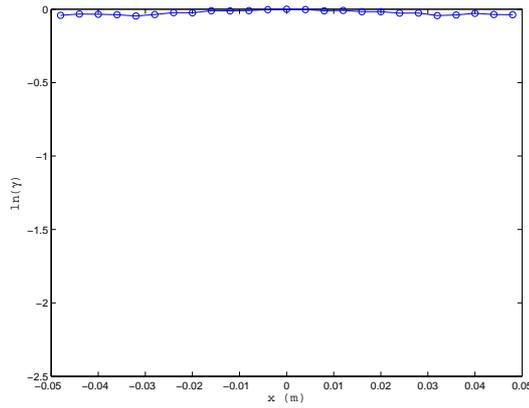
FIG. 5.21 – Signaux temporels de pression fluctuante : (a) avec écoulement - (b) sans écoulement.

inférieurs aux niveaux mesurés. Ainsi, il n'est pas possible d'observer des perturbations aérodynamiques dans la zone 2.

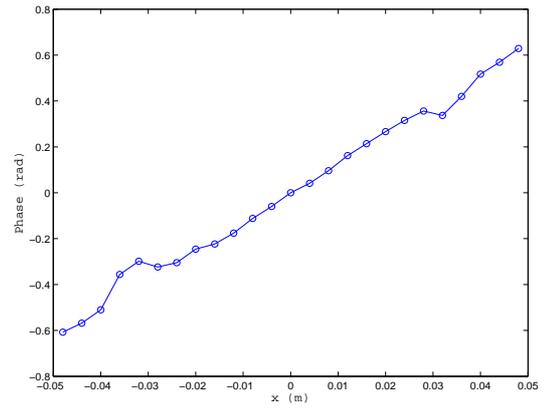
Pour préciser la nature de la tache à l'origine, les spectres en nombre d'onde dans la zone 2 obtenus à vitesse nulle sont présentés sur la figure 5.20. On observe également une tache centrée à l'origine, avec une grande différence de niveau. Les signaux temporels de pression issus des deux simulations avec et sans écoulement ont même allure (figure 5.21). Cependant, les fluctuations de pression sans écoulement sont inférieures de deux ordres de grandeurs aux pressions relevées en présence d'écoulement.

La figure 5.22 montre que les cohérences et déphasages en fonction de l'espacement entre les capteurs. On remarque que la cohérence décroît très lentement, comparée à la cohérence obtenue en zone décollée. Cela signifie que le signal mesuré est cohérent sur de très longues distances. Le déphasage dans la direction \vec{y} est très bruité, et ne permet pas de déterminer la direction de propagation des ondes de pression. Cependant, le déphasage dans la direction \vec{x} est bien linéaire. Nous pouvons donc estimer la trace de la vitesse de propagation sur l'axe \vec{x} par interpolation linéaire sur la courbe 5.22-b. La vitesse de convection sur l'axe \vec{x} est estimée à 510 m/s. Cette trace de la vitesse est supérieure à la célérité des ondes sonores, car l'onde est en incidence non nulle. Grâce à ces deux remarques portant sur la cohérence et la phase des interspectres, nous pouvons affirmer que les ondes de pression relevées en zone recollée sont de nature acoustique. De plus, le déphasage linéaire conduit à penser que la composante acoustique n'est pas diffuse (on aurait eu une phase nulle), mais plutôt de type onde plane. Vu le signe de la phase, nous pouvons en déduire que les ondes acoustiques proviennent de l'amont de l'écoulement. Ceci est cohérent avec l'hypothèse que ces fluctuations acoustiques sont générées dans la zone du montant de baie.

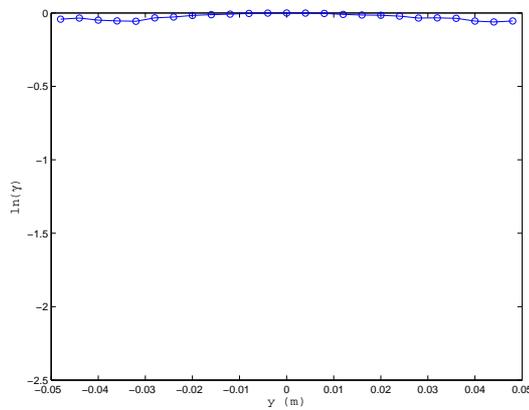
L'estimation paramétrique a été testée sur les interspectres numériques, mais sans grand succès. En effet, le modèle de Corcos modifié utilisé au chapitre 4 semble peu adapté aux signaux obtenus. Notamment, la cohérence en zone tourbillonnaire n'a pas une décroissance exponentielle autour du point central (voir figure 5.18). D'autre part, le champ diffus n'est pas une représentation adaptée pour la pression acoustique. Il faudra



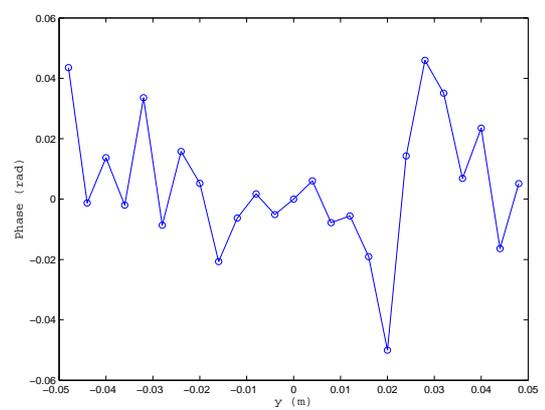
(a) Cohérence longitudinale, 1 kHz



(b) Déphasage longitudinal, 1 kHz



(c) Cohérence transversale, 1 kHz



(d) Déphasage transversal, 1 kHz

FIG. 5.22 – Cohérence et déphasage en fonction de l'espacement entre couples de points, en zone 2.

donc sans doute perfectionner les modèles pour pouvoir extraire des signaux numériques les composantes aérodynamiques et acoustiques nécessaires au calcul SEA.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la simulation numérique a permis de se rapprocher d'une configuration de véhicule en traitant des configurations complexes de type greenhouse.

Le plan d'expérience a été l'occasion de mettre en évidence l'influence des paramètres géométriques d'un montant de baie sur la traînée et l'acoustique qu'il génère. Les tendances dégagées par les résultats ne sont pas toujours celles auxquelles on s'attendait. Par exemple, l'effet du galbe de pare-brise a été jugé mineur, alors que l'angle de pavillon joue un rôle important. D'autre part, la surestimation par PowerFLOW du décollement produit par le montalet amplifie la contribution de ce paramètre dans les résultats.

En ce qui concerne l'étude des signaux numériques, les résultats sont particulièrement encourageants. En zone tourbillonnaire, les spectres en nombre d'onde font apparaître les deux composantes aérodynamique et acoustique. En zone recollée, l'absence de composante turbulente a tout de même permis de confirmer la présence d'ondes acoustiques. Sur un véhicule réel, un rétroviseur vient se rajouter dans la zone du montant de baie, et provoque un décollement de l'écoulement sur son pourtour. Ceci génère des fluctuations turbulentes dans la zone recollée, contrairement au cas de la maquette étudiée. Il est donc raisonnable de penser que l'on parviendra à court terme à obtenir les deux composantes de pression grâce au calcul numérique. Ceci passe par une amélioration du modèle pour l'estimation paramétrique, qui se révèle n'être pas tout à fait adapté aux signaux obtenus sur maquette simplifiée.

Conclusion

L'objectif de ce travail est l'étude des spectres de fluctuations de pression sur les parois des vitrages automobiles, en vue de déterminer le rayonnement acoustique qu'elles génèrent dans l'habitacle. La représentation choisie pour décrire ce champ de pression pariétal est le spectre en nombre d'onde, qui permet en particulier de séparer les composantes de pression d'origine aérodynamique et acoustique qui interviennent dans le couplage avec le panneau.

L'étude expérimentale des fluctuations de pression repose sur une configuration de mesure originale. Le système de mesure est formé d'un disque tournant supportant des sondes à microphone déporté conçues spécifiquement pour ces essais. Une particularité de ce dispositif consiste en l'échantillonnage en coordonnées polaires de la surface de mesure. La taille et l'espacement des sondes ont été spécifiquement étudiés afin de limiter le repliement spatial. Le dispositif a permis d'obtenir expérimentalement les signaux de pression en un grand nombre de points, et pour une large gamme d'espacements entre ces points. Des spectres en nombre d'onde bidimensionnels ont alors pu être calculés, et ce pour la première fois en milieu aérien. Les défauts inhérents au système de mesure ont été identifiés. Ce dernier a été étalonné et validé très soigneusement sur des cas de référence. Il a ensuite été utilisé en soufflerie aéroacoustique pour étudier trois configurations de complexité croissante : une couche limite turbulente sur une plaque plane, le lâcher tourbillonnaire en aval d'un barreau cylindrique, puis une marche montante oblique.

Les cartographies en nombre d'onde ont montré que le traitement du signal employé produit des résultats conformes à ce qui avait été prédit de manière théorique. Le post-traitement en nombre d'onde a permis de séparer clairement les composantes d'origine aérodynamique et acoustique dans les configurations académiques. Pour le cas de la marche, les spectres en nombre d'onde présentaient également une composante convective de type Corcos, avec une direction parallèle aux lignes de frottement, y compris en zone tourbillonnaire. L'outil en nombre d'onde s'est cependant avéré limité aux écoulements faiblement hétérogènes. D'autre part, les lobes secondaires apparaissant sur les spectres limitent la dynamique de la séparation entre acoustique et aérodynamique.

Le but ultime de cette étude est de revenir à la modélisation, afin d'établir des outils prédictifs. Afin de s'affranchir des défauts liés à l'estimateur de transformée en nombre d'onde, la modélisation s'est effectuée dans le domaine spatial, sur les densités interspectrales de puissance. L'étude bibliographique avait permis de recenser les modèles existants pour les spectres en nombre d'onde de pressions pariétales. La modélisation de Corcos s'est avérée être une base de départ adaptée à tous les cas étudiés. Des améliorations au spectre de Corcos ont permis de tenir compte des spécificités de chaque configuration, et de pro-

poser un modèle en excellente adéquation avec les données mesurées. Ces modifications ont été effectuées grâce à l'analyse des cartographies en nombre d'onde. Les paramètres de ces modèles, fonction de la fréquence, ont été déterminés par estimation paramétrique grâce aux expériences effectuées. Pour la couche limite, un champ diffus acoustique a été ajouté au spectre de Corcos, de manière à reproduire le comportement observé dans les faibles nombres d'onde. Pour le cas du barreau, le modèle proposé est celui d'un double spectre de Corcos, symétrique par rapport à l'axe de l'écoulement, additionné d'un champ diffus. Enfin pour le cas de la marche, la tache aérodynamique de Corcos est tournée par rapport à la direction de l'écoulement. Cet effet de rotation n'aurait pu être établi sans les cartographies en nombre d'onde. Les mesures dont nous disposons n'ont pas permis de conclure quant à l'interprétation physique de cette déviation.

Dans le contexte industriel, la modélisation numérique prend une importance croissante dans la conception d'un véhicule. C'est pourquoi nous avons cherché à reproduire ce traitement sur des signaux issus de simulations numériques. D'autre part, l'utilisation de l'outil numérique permet de traiter des géométries plus complexes et plus proches d'un véhicule réel. Un plan d'expérience a permis de dégager des tendances qui ne sont pas celles auxquelles on s'attendait. Par exemple, l'angle de pavillon influe plus sur le niveau de pression pariétale sur le vitrage que l'angle de pare-brise. Ces tendances sont précieuses pour les concepteurs car elles permettent, dès les premiers traits de crayon du designer, d'implanter dans les gènes du futur véhicule les paramètres géométriques qui minimiseront le bruit d'origine aérodynamique.

Perspectives

Les résultats expérimentaux obtenus sur la marche montante oblique devront faire l'objet d'une validation sur un véhicule réel. Bien que l'écoulement sur la maquette de marche soit bien représentatif de celui d'un montant de baie, l'expérience doit être reproduite en milieu anéchoïque pour s'affranchir des éventuels effets induits par la présence de la veine fermée.

Les disques de mesure constituent un dispositif expérimental complexe et coûteux en temps de mesure. Ce dispositif avait été conçu dans un but d'exhaustivité. La structure des pressions pariétales en zone tourbillonnaire est maintenant mieux connue, et nous avons montré que les fluctuations de pression peuvent être décrites à base de modèles simples. Le protocole de mesure pourrait donc être optimisé afin de permettre un échantillonnage minimal pour gagner en temps de mesure, mais suffisant pour obtenir les coefficients de ces modèles par optimisation paramétrique.

Enfin, pour améliorer les modèles paramétriques, deux voies ont été identifiées.

- La première voie consiste à essayer d'autres modèles aérodynamiques. Le modèle de Corcos, qui sépare les variables longitudinales et transversales, a été choisi pour sa forme explicite aussi bien en variables spatiales qu'en nombre d'onde. Cependant l'allure des cartographies obtenues en nombre d'onde suggère qu'un modèle de type elliptique serait plus adapté.

- La deuxième voie consiste à modéliser plus finement la composante acoustique. Le modèle de champ diffus était dicté par le manque de résolution en nombre d'onde des spectres. Cependant les études de directivité ont montré que les ondes se propageaient dans une direction privilégiée. Les modèles pourraient donc être perfectionnés en tenant compte de cette direction de propagation acoustique.

Sur le plan numérique, les efforts devront porter sur l'amélioration des signaux, notamment dans la zone recollée où l'énergie turbulente n'est pas bien résolue. D'autre part, la fréquence de coupure du calcul, qui limite la portion de spectre contenant des signaux physiques, devra être repoussée vers les hautes fréquences. Une piste pour progresser sur ces deux problèmes réside dans l'étude et l'implémentation de nouveaux modèles de turbulence dans le code de calcul. A court terme, l'utilisation de modèles empiriques pour compléter les données numériques semble être une solution satisfaisante. Mais la démonstration de la capacité de la méthode Boltzmann sur réseau à simuler correctement les deux composantes aérodynamique et acoustique des pressions pariétales ouvre la voie à une prédiction entièrement numérique de l'aéroacoustique d'un véhicule.

Annexes

A. Vibration et rayonnement de plaques

A.1 Vibration de plaques sous chargement aléatoire

A.1.1 Equations de départ

On considère une plaque mince dans le plan (x, y) (voir figure 1.1).

L'équation qui régit son déplacement ξ en vibration de flexion sous l'effet d'une charge répartie en surface $p(x, y, t)$ s'écrit

$$D\nabla^4\xi + \beta\frac{\partial\xi}{\partial t} + m_s\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = p(x, y, t) + p_a(x, y, 0^-, t) - p_a(x, y, 0^+, t) \quad (\text{A.1})$$

où

- D est la raideur en flexion de la plaque $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$, avec E le module d'Young, ν le coefficient de Poisson et h l'épaisseur de la plaque.
- l'opérateur ∇^4 s'exprime par

$$\nabla^4 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4}{\partial x^2\partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4}$$

- β est l'amortissement par unité de surface
- $m_s = \rho h$ est la masse surfacique de la plaque
- p représente la pression bloquée, c'est-à-dire la pression à laquelle est soumise la plaque rigide parfaitement immobile. Cela revient à dire que le couplage entre le fluide et la plaque est faible. Cette hypothèse est utilisée dans la plupart des modèles [17].
- p_a traduit la rétroaction du champ acoustique sur le déplacement de la plaque. Ceci se manifeste par des effets de masse ajoutée et dissipation par rayonnement [154]. Ce couplage sera supposé faible et p_a sera négligé dans toute la suite.

On note $\xi(x, y, \omega)$ et $p(x, y, \omega)$ les transformées de Fourier temporelles de $\xi(x, y, t)$ et $p(x, y, t)$. Dans le domaine fréquentiel, l'équation devient alors

$$(D\nabla^4 + i\omega\beta - m_s\omega^2)\xi(x, y, \omega) = p(x, y, \omega). \quad (\text{A.2})$$

De même, on note $\xi(\vec{k}, \omega)$ et $p(\vec{k}, \omega)$ les transformées en nombre d'onde de $\xi(x, y, \omega)$ et $p(x, y, \omega)$. Pour écrire l'équation (A.2) dans le domaine des nombres d'onde, il est

nécessaire de tenir compte des conditions aux limites. Pour cela, on décompose le déplacement en modes orthogonaux et normés

$$\xi(\vec{x}, t) = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} \zeta_{mn}(t) \psi_{mn}(\vec{x}), \quad (\text{A.3})$$

ce qui, dans le domaine fréquentiel et nombre d'onde, donne

$$\xi(\vec{k}, \omega) = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} \zeta_{mn}(\omega) \Psi_{mn}(\vec{k}), \quad (\text{A.4})$$

avec $\zeta_{mn}(\omega)$ la transformée de Fourier de $\zeta_{mn}(t)$ et $\Psi_{mn}(\vec{k})$ la transformée en nombre d'onde de $\psi_{mn}(\vec{x})$ convoluée par la fenêtre rectangulaire. La propriété d'orthogonalité des modes s'exprime par

$$\int_S \psi_{mn}(\vec{x}) \psi_{pq}^*(\vec{x}) d\vec{x} = \delta_{mn pq}. \quad (\text{A.5})$$

La vitesse de vibration, définie par $v(x, y, t) = \frac{\partial \xi(x, y, t)}{\partial t}$, peut se décomposer de manière comparable en :

$$v(\vec{x}, t) = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} V_{mn}(t) \psi_{mn}(\vec{x}), \quad (\text{A.6})$$

soit, dans le domaine fréquentiel et nombre d'onde,

$$v(\vec{k}, \omega) = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} V_{mn}(\omega) \Psi_{mn}(\vec{k}), \quad (\text{A.7})$$

avec évidemment $V_{mn}(t) = \frac{d\zeta_{mn}(t)}{dt}$ et donc $V_{mn}(\omega) = -i\omega \zeta_{mn}(\omega)$.

Avec la décomposition en modes (A.4), et après transformée en nombre d'onde, l'équation (A.2) devient

$$\boxed{\sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} (D|k_{mn}|^4 + i\beta\omega - m_s\omega^2) \zeta_{mn}(\omega) \Psi_{mn}(\vec{k}) = p(\vec{k}, \omega)}. \quad (\text{A.8})$$

A.1.2 Couplage fréquentiel

En revenant dans le domaine spatial, l'équation (A.8) s'écrit

$$\sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} (m_s\omega_{mn}^2 + i\beta\omega - m_s\omega^2) \zeta_{mn}(\omega) \psi_{mn}(\vec{x}) = p(\vec{x}, \omega). \quad (\text{A.9})$$

En définissant

$$p_{mn}(\omega) = \int_S p(\vec{x}, \omega) \psi_{mn}(\vec{x}) d\vec{x}, \quad (\text{A.10})$$

la force de pression généralisée, pour laquelle on a également

$$p(\vec{x}, \omega) = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} p_{mn}(\omega) \psi_{mn}(\vec{x}), \quad (\text{A.11})$$

et en utilisant les propriétés d'orthonormalité des formes modales, il vient

$$\zeta_{mn}(\omega) = \frac{1}{m_s \left((\omega_{mn}^2 - \omega^2) + i\eta\omega\omega_{mn} \right)} p_{mn}(\omega), \quad (\text{A.12})$$

puis on en déduit la vitesse de vibration modale

$$\boxed{V_{mn}(\omega) = H_{mn}(\omega) p_{mn}(\omega)}, \quad (\text{A.13})$$

avec

$$H_{mn}(\omega) = \frac{-i\omega}{m_s \left((\omega_{mn}^2 - \omega^2) + i\eta\omega\omega_{mn} \right)}. \quad (\text{A.14})$$

A.1.3 Couplage spatial

Comme on se trouve dans le cas d'une excitation aléatoire, la vitesse de vibration de la plaque en un point \vec{x} et à une fréquence ω est décrite par sa densité énergétique

$$S_{vv}(\vec{x}, \vec{r}, \omega) = E[V(\vec{x}, \omega) V^*(\vec{x} + \vec{r}, \omega)]. \quad (\text{A.15})$$

En utilisant la décomposition modale (A.6), on obtient

$$S_{vv}(\vec{x}, \vec{r}, \omega) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \sum_{r,s=0}^{\infty} \psi_{mn}(\vec{x}) \psi_{rs}^*(\vec{x} + \vec{r}) E[V_{mn}(\omega) V_{rs}^*(\omega)]. \quad (\text{A.16})$$

Avec l'équation (A.13), cela donne

$$S_{vv}(\vec{x}, \vec{r}, \omega) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \sum_{r,s=0}^{\infty} H_{mn}(\omega) H_{rs}^*(\omega) \psi_{mn}(\vec{x}) \psi_{rs}^*(\vec{x} + \vec{r}) E[p_{mn}(\omega) p_{rs}^*(\omega)]. \quad (\text{A.17})$$

On pose alors

$$\Phi_{v_{mnrs}}(\omega) = E[V_{mn}(\omega) V_{rs}^*(\omega)], \quad (\text{A.18})$$

et, de même,

$$\Phi_{p_{mnrs}}(\omega) = \frac{1}{S_{pp}(\omega)} E[p_{mn}(\omega) p_{rs}^*(\omega)]. \quad (\text{A.19})$$

On a ainsi, grâce à la relation (A.13)

$$\Phi_{v_{mnrs}}(\omega) = S_{pp}(\omega) H_{mn}(\omega) H_{rs}^*(\omega) \Phi_{p_{mnrs}}(\omega). \quad (\text{A.20})$$

Avec la définition (A.10) de p_{mn} , on montre que $\Phi_{p_{mnrs}}$ peut également s'écrire

$$\Phi_{p_{mnrs}}(\omega) = \frac{1}{S_{pp}(\omega)} \int_S \int_S S_{pp}(\vec{y} - \vec{x}, \omega) \psi_{mn}(\vec{x}) \psi_{rs}^*(\vec{y}) d\vec{x} d\vec{y}. \quad (\text{A.21})$$

On a donc

$$S_{vv}(\vec{x}, \vec{r}, \omega) = S_{pp}(\omega) \sum_{m,n=0}^{\infty} \sum_{r,s=0}^{\infty} H_{mn}(\omega) H_{rs}^*(\omega) \psi_{mn}(\vec{x}) \psi_{rs}^*(\vec{x} + \vec{r}) \Phi_{p_{mnrs}}(\omega). \quad (\text{A.22})$$

La grandeur intéressante n'est pas la vitesse locale de vibration, mais la vitesse moyenne sur la plaque. Celle-ci vaut

$$\langle S_{vv}(\omega) \rangle = \frac{1}{S} \int_S S_{vv}(\vec{x}, \vec{r} = \vec{0}, \omega) d\vec{r}, \quad (\text{A.23})$$

Afin d'alléger les notations, on pose $\Phi_{p_{mn}}(\omega) = \Phi_{p_{mnmn}}(\omega)$. D'après (A.21), on peut calculer $\Phi_{p_{mn}}$ dans le domaine spatial, par

$$\Phi_{p_{mn}} = \frac{1}{S_{pp}(\omega)} \int_S \int_S S_{pp}(\vec{y} - \vec{x}, \omega) \psi_{mn}(\vec{x}) \psi_{mn}^*(\vec{y}) d\vec{x} d\vec{y}, \quad (\text{A.24})$$

ou dans le domaine des nombres d'onde (relation de Parseval), par

$$\Phi_{p_{mn}} = \frac{(2\pi)^4}{S_{pp}(\omega)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_S \Phi_p(\vec{k}, \omega) |\Psi_{mn}(\vec{k})|^2 d\vec{k}. \quad (\text{A.25})$$

On obtient donc finalement

$$\boxed{\langle S_{vv}(\omega) \rangle = \frac{S_{pp}(\omega)}{S} \sum_{m,n=0}^{\infty} |H_{mn}(\omega)|^2 \Phi_{p_{mn}}(\omega)}. \quad (\text{A.26})$$

A.2 Rayonnement de plaques vibrantes

A.2.1 Calcul de la pression due à la vibration d'une plaque

Le calcul de la pression rayonnée dans de l'air par une plaque vibrante se fait grâce à l'équation de Helmholtz régissant la propagation des ondes acoustiques [108]

$$\nabla^2 p(\vec{x}, z, t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p(\vec{x}, z, t)}{\partial t^2} = 0. \quad (\text{A.27})$$

Après transformée de Fourier temporelle, puis transformée en nombre d'onde dans le plan (x, y) , cette équation s'écrit

$$\frac{\partial^2 p(\vec{k}, z, \omega)}{\partial z^2} + (k_0^2 - k^2) p(\vec{k}, z, \omega) = 0. \quad (\text{A.28})$$

Ses solutions sont de type connu (voir [108]) :

$$p(\vec{k}, z, \omega) = A(\vec{k}, \omega) e^{i\sqrt{k_0^2 - k^2}|z|}. \quad (\text{A.29})$$

La condition aux limites à respecter est la continuité des vitesses normales à la surface de la plaque

$$\left. \frac{\partial p(x, y, z, t)}{\partial z} \right]_{z=0^+} = \rho_0 \frac{\partial v(x, y, t)}{\partial t}, \quad (\text{A.30})$$

soit en fréquence et nombre d'onde

$$\left. \frac{\partial p(\vec{k}, z, \omega)}{\partial z} \right]_{z=0^+} = -i\omega\rho_0 v(\vec{k}, \omega). \quad (\text{A.31})$$

La solution de (A.28) en tenant compte de (A.31) est alors

$$p(\vec{k}, z, \omega) = \frac{\rho_0 c_0 k_0}{\sqrt{k_0^2 - k^2}} e^{i\sqrt{k_0^2 - k^2}|z|} v(\vec{k}, \omega), \quad (\text{A.32})$$

ce qui donne sur la surface de la plaque ($z = 0$)

$$p(\vec{k}, z = 0, \omega) = \frac{\rho_0 c_0 k_0}{\sqrt{k_0^2 - k^2}} v(\vec{k}, \omega). \quad (\text{A.33})$$

En utilisant la décomposition modale de la vitesse (A.6), il vient

$$p(\vec{k}, z = 0, \omega) = \frac{\rho_0 c_0 k_0}{\sqrt{k_0^2 - k^2}} \sum_{r,s=0}^{\infty} V_{rs}(\omega) \Psi_{rs}(\vec{k}). \quad (\text{A.34})$$

En reprenant la définition (A.10) de la projection de la pression sur les modes de la plaque, on a :

$$p_{mn}(\omega) = \int_S p(\vec{x}, \omega) \psi_{mn}(\vec{x}) d\vec{x} = (2\pi)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} p(\vec{k}, \omega) \Psi_{mn}^*(\vec{k}) d\vec{k}, \quad (\text{A.35})$$

soit, en utilisant (A.34),

$$p_{mn}(\omega) = (2\pi)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho_0 c_0 k_0}{\sqrt{k_0^2 - k^2}} \sum_{r,s=0}^{\infty} V_{rs}(\omega) \Psi_{rs}(\vec{k}) \Psi_{mn}^*(\vec{k}) d\vec{k}. \quad (\text{A.36})$$

En supposant que la plaque rayonne dans de l'air, fluide léger, on peut négliger le couplage intermodal [44], c'est-à-dire les termes croisés $\Psi_{mn}^*(\vec{k}) \Psi_{rs}(\vec{k})$ qui représentent le couplage par rayonnement entre deux modes. On a alors :

$$p_{mn}(\omega) = (2\pi)^2 \rho_0 c_0 k_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{k_0^2 - k^2}} V_{mn}(\omega) |\Psi_{mn}(\vec{k})|^2 d\vec{k}, \quad (\text{A.37})$$

que l'on peut écrire

$$p_{mn}(\omega) = V_{mn}(\omega) Z_{mn}(\omega), \quad (\text{A.38})$$

en posant

$$Z_{mn} = (2\pi)^2 \rho_0 c_0 k_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\Psi_{mn}(\vec{k})|^2}{\sqrt{k_0^2 - k^2}} d\vec{k}. \quad (\text{A.39})$$

A.2.2 Facteur de rayonnement

On définit classiquement le facteur de rayonnement modal par

$$\sigma_{mn} = \frac{\mathcal{R}(Z_{mn})}{\rho_0 c_0} = (2\pi)^2 \Re \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\Psi_{mn}(\vec{k})|^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{k}{k_0}\right)^2}} d\vec{k} \right]. \quad (\text{A.40})$$

• Si $|k_{mn}| > k_0$, on a $\sqrt{k_0^2 - k_{mn}^2} = ia$ donc Z_{mn} est imaginaire pur, et $\sigma_{mn} = 0$. Si on remplace $\sqrt{k_0^2 - k_{mn}^2}$ par ia dans l'équation (A.32), on obtient pour la pression rayonnée l'expression suivante

$$p(\vec{k}, z, \omega) = -\frac{\rho_0 c_0 k_0}{ia} e^{-a|z|} v(\vec{k}, \omega). \quad (\text{A.41})$$

• Si $|k_{mn}| < k_0$, l'expression $\sqrt{k_0^2 - k_{mn}^2}$ est réelle. Dans le calcul du facteur de rayonnement, l'intégrale sur tous les nombres d'onde se réduit à une intégration entre $-k_0$ et k_0 , soit

$$\sigma_{mn} = (2\pi)^3 \int_{-k_0}^{k_0} \frac{|\Psi_{mn}(k)|^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{k}{k_0}\right)^2}} dk. \quad (\text{A.42})$$

Pour calculer cette intégrale, une méthode possible consiste à retrouver dans cette expression l'acceptance de couplage d'un champ diffus. Le spectre nombre d'onde d'un champ diffus s'écrit pour $|k| < k_0$ (voir paragraphe 2.2.2)

$$\Phi_{\text{diffus}}(\vec{k}, \omega) = \frac{S_{pp}(\omega)}{2\pi k_0^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{|\vec{k}|}{k_0}\right)^2}}. \quad (\text{A.43})$$

L'acceptance de couplage entre ce champ diffus et les modes de la plaque s'écrit à partir de l'équation (A.25)

$$\Phi_{p_{mn}}^D(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{\text{diffus}}(\vec{k}, \omega) |\Psi_{mn}(\vec{k})|^2 d\vec{k}, \quad (\text{A.44})$$

soit

$$\Phi_{p_{mn}}^D(\omega) = \frac{S_{pp}(\omega)}{2\pi k_0^2} \int_{-k_0}^{+k_0} \frac{|\Psi_{mn}(\vec{k})|^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{|\vec{k}|}{k_0}\right)^2}} d\vec{k}, \quad (\text{A.45})$$

ou encore

$$\Phi_{p_{mn}}^D(\omega) = \frac{2\pi}{k_0^2} S_{pp}(\omega) \sigma_{mn}(\omega). \quad (\text{A.46})$$

Cette relation, issue d'une identification mathématique, peut s'interpréter en terme de réciprocité acceptance de couplage / efficacité de rayonnement [135]. La capacité d'un mode à rayonner de l'acoustique est égale à sa capacité à être excité par un champ acoustique diffus.

A.2.3 Puissance acoustique rayonnée

La puissance acoustique rayonnée par la plaque est donnée par

$$\Pi(\omega) = \mathcal{R} \left(E \left[\int_S p(x, y, z = 0, \omega) v^*(x, y, \omega) d\vec{x} \right] \right). \quad (\text{A.47})$$

En utilisant la définition de la transformée de Fourier spatiale, et en inversant les intégrales, on montre que

$$\Pi(\omega) = (2\pi)^2 \mathcal{R} \left(E \left[\int_{-\infty}^{+\infty} p(\vec{k}, z = 0) v^*(\vec{k}, \omega) d\vec{k} \right] \right). \quad (\text{A.48})$$

En utilisant la décomposition modale et l'expression (A.33), il vient

$$\Pi(\omega) = (2\pi)^2 \rho_0 c_0 \mathcal{R} \left(\sum_{m,n=0}^{\infty} \sum_{r,s=0}^{\infty} E[V_{mn}(\omega) V_{rs}^*(\omega)] \int_{-k_0}^{k_0} \frac{\Psi_{mn}(\vec{k}) \Psi_{rs}^*(\vec{k})}{\sqrt{1 - \left(\frac{|\vec{k}|}{k_0}\right)^2}} d\vec{k} \right). \quad (\text{A.49})$$

Si on néglige les termes croisés, on obtient

$$\Pi(\omega) = (2\pi)^2 \rho_0 c_0 \mathcal{R} \left(\sum_{m,n=0}^{\infty} \Phi_{v_{mn}}(\omega) \int_{-k_0}^{k_0} \frac{|\Psi_{mn}(\vec{k})|^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{k}{k_0}\right)^2}} d\vec{k} \right), \quad (\text{A.50})$$

soit

$$\boxed{\Pi(\omega) = \rho_0 c_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \Phi_{v_{mn}}(\omega) \sigma_{mn}(\omega)}. \quad (\text{A.51})$$

B. Expressions analytiques pour un champ diffus

B.1 Calcul de l'interspectre

Le champ diffus peut être vu comme la superposition d'un infinié d'ondes planes, se propageant dans toutes les directions possibles de l'espace [135]. C'est à partir de cette définition que nous pouvons calculer entre deux points l'interspectre d'un champ de pression diffus.

La pression induite par une onde plane de pulsation ω_0 en un point \vec{x} de l'espace et à un instant t s'écrit

$$p(\vec{x}, t) = Ae^{i(\omega_0 t - \vec{k} \cdot \vec{x})}, \quad (\text{B.1})$$

avec $\vec{k} = \omega_0/c_0 \vec{u}$, où \vec{u} représente la direction de propagation de l'onde plane. L'intercorrélation spatio-temporelle entre deux points \vec{x}_1 et $\vec{x}_2 = \vec{x}_1 + \vec{y}$ et deux instants t_1 et $t_2 = t_1 + \tau$ s'écrit

$$R_{12}(\vec{y}, \tau) = E[p(\vec{x}_1, t_1)p^*(\vec{x}_2, t_2)], \quad (\text{B.2})$$

et vaut alors, après calculs,

$$R_{12}(\vec{y}, \tau) = \frac{A^2}{2} e^{i(-\omega_0 \tau + \vec{k} \cdot \vec{y})}. \quad (\text{B.3})$$

Pour obtenir l'intercorrélation spatio-temporelle dans le cas du champ diffus, il faut sommer l'intercorrélation d'une onde plane pour toutes les directions de propagation possibles, c'est-à-dire intégrer l'expression (B.3) sur \vec{k} dans un demi-espace. Il est plus aisé pour ce calcul de passer en coordonnées sphériques $\vec{k} = (k_0, k_\theta)$ et $\vec{y} = (r, \theta)$, ce qui donne

$$R_{12}(\vec{y}, \tau) = \frac{A^2}{2} e^{i(-\omega_0 \tau + k_0 r \cos(k_\theta - \theta))}. \quad (\text{B.4})$$

L'intercorrélation pour un champ diffus s'écrit donc

$$R_{\text{diffus}}(r, \theta, \tau) = \int_{\text{demi-sphère}} R_{12}(\vec{y}, \tau) d\Omega, \quad (\text{B.5})$$

où $d\Omega$ représente l'angle solide élémentaire schématisé sur la figure B.1. En coordonnées sphériques, $d\Omega = 2\pi \sin(k_\theta) dk_\theta$.

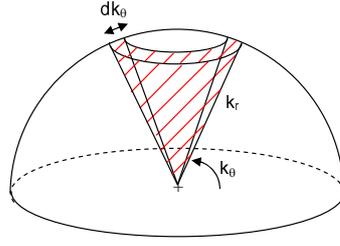


FIG. B.1 – Représentation de l'angle solide élémentaire.

D'où

$$R_{\text{diffus}}(r, \theta, \tau) = 2\pi \int_0^\pi R_{12}(\vec{y}, \tau) \sin(k_\theta) dk_\theta \quad (\text{B.6})$$

$$= \pi A^2 \int_0^\pi \cos(-\omega_0 \tau + k_0 r \cos(k_\theta - \theta)) \sin(k_\theta) dk_\theta. \quad (\text{B.7})$$

Comme le champ est diffus, le résultat R_{diffus} ne doit pas dépendre de l'orientation dans l'espace des points d'observations (hypothèse d'homogénéité). On peut donc choisir, pour simplifier le calcul, $\theta = 0$. Il reste donc à calculer

$$R_{\text{diffus}}(r, \tau) = \pi A^2 \int_0^\pi e^{i(-\omega_0 \tau + k_0 r \cos(k_\theta))} \sin(k_\theta) dk_\theta. \quad (\text{B.8})$$

Le calcul de cette intégrale ne pose aucun problème particulier, et aboutit à

$$R_{\text{diffus}}(\tau) = 2\pi A^2 e^{i(\omega_0 \tau)} \frac{\sin(k_0 r)}{k_0 r}. \quad (\text{B.9})$$

L'interspectre du champ diffus est alors déduit de R_{diffus} par transformée de Fourier :

$$S_{\text{diffus}}(\vec{r}, \omega) = A^2 \frac{\sin(k_0 r)}{k_0 r} \frac{\delta(\omega - \omega_0) + \delta(\omega - \omega_0)}{2}. \quad (\text{B.10})$$

B.2 Calcul du spectre en nombre d'onde

Nous allons maintenant calculer le spectre en fréquence et nombre d'onde d'un champ diffus sur une surface, à partir de l'interspectre en coordonnées sphériques défini par l'équation (B.10).

$$\Phi(\vec{k}, \omega_0) = \frac{1}{2\pi^2} \int_S \left[S_{\text{diffus}}(r, \vec{\omega}_0) \right]_{\text{évalué sur } S} e^{-i\vec{k}_c \cdot \vec{r}_c} dS, \quad (\text{B.11})$$

où l'indice c fait référence aux coordonnées cylindriques, c'est-à-dire à l'évaluation d'une grandeur sur la surface S de mesure. On a alors

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{k}, \omega_0) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} S_{\text{diffus}}(\vec{r}_c, \omega_0) e^{-ik_r r_c \cos(k_\theta - \theta)} r_c dr_c d\theta \\ &= \frac{A^2}{(2\pi)^2 k_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \sin(k_0 r_c) e^{-ik_r r_c \cos(k_\theta - \theta)} dr_c d\theta. \end{aligned}$$

D'après l'intégrale première de Bessel [2, p.360], ceci vaut

$$\Phi(\vec{k}, \omega_0) = \frac{A^2}{(2\pi)^2 k_0} \int_0^{+\infty} \sin(k_0 r_c) \underbrace{\int_0^{2\pi} e^{-i k_r r_c \cos(k_\theta - \theta)} d\theta}_{2\pi J_0(k_r r_c)} dr_c. \quad (\text{B.12})$$

En utilisant l'intégrale discontinue de Weber [169], on obtient 0 si $k_r > k_0$, et si $0 < k_r < k_0$

$$\Phi(\vec{k}, \omega_0) = \frac{A^2}{(2\pi)^2 k_0} \int_0^{+\infty} \sin(k_0 r_c) \underbrace{J_0(k_r r_c) dr_c}_{(k_0^2 - k_r^2)^{-1/2}}. \quad (\text{B.13})$$

Finalement, on a

$$\Phi(\vec{k}, \omega_0) = \begin{cases} \frac{A^2}{(2\pi)^2 k_0^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{|\vec{k}|}{k_0}\right)^2}} & \text{si } |\vec{k}| < k_0 \\ 0 & \text{si } |\vec{k}| > k_0 \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

Intuitivement, on pouvait deviner que le spectre nombre d'onde d'un champ diffus a la forme d'un disque. Cependant, il n'est pas évident de savoir quelle est la répartition d'amplitude à l'intérieur du disque. La première idée qui vient à l'esprit est que, si toutes les directions de propagation sont équiprobables, l'amplitude du spectre nombre d'onde doit être constante sur le disque. Ceci est *faux*, comme le montre la répartition d'amplitude de la figure B.2-b. Cette répartition s'explique au moyen du schéma B.2-a. Ce schéma montre que la portion de surface de la demi-sphère que peut atteindre un vecteur d'onde faisant un angle peu élevé avec le plan de mesure est plus grande que la surface de la demi-sphère que peut atteindre un vecteur d'onde de direction proche de la verticale. Pour une fréquence donnée, la projection du nombre d'onde des ondes acoustiques rasantes est proche de k_0 . Au contraire, la projection du nombre d'onde des ondes acoustiques en incidence normale tend vers zéro. Comme le montre la figure B.2-b, le spectre en nombre d'onde d'un champ diffus croît lorsqu'on s'éloigne du centre du disque acoustique, et il est maximal pour $k = k_0$.

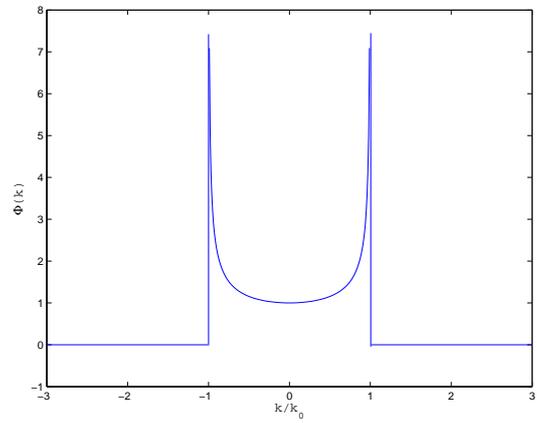
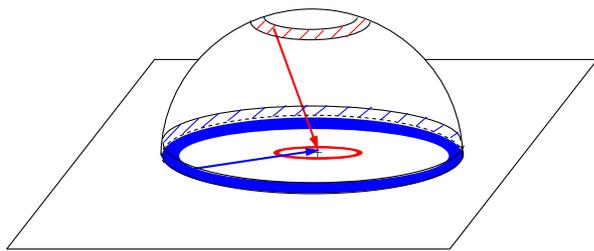


FIG. B.2 – (a) Explication géométrique de l'allure du spectre en nombre d'onde - (b) Spectre en nombre d'onde d'un champ diffus.

C. Réponses du plan d'expérience pour chaque configuration géométrique

Cette section regroupe les graphiques des diverses réponses étudiées dans le plan d'expérience, pour chacune des 12 géométries étudiées. On rappelle la numérotation des paramètres géométriques intervenant dans le plan (voir figure 5.3) :

- P1 : hauteur d'enjoliveur (mesurée au niveau du pavillon),
- P2 : rayon de courbure horizontal du pare-brise,
- P3 : hauteur d'enjoliveur (mesurée au niveau du capot),
- P4 : angle d'inclinaison du capot par rapport au sol,
- P5 : angle d'inclinaison du pare-brise par rapport à la verticale,
- P6 : angle d'inclinaison du pavillon par rapport au sol,
- P7 : dévers de vitre latérale,
- P8 : présence d'une barrette sur la vitre.

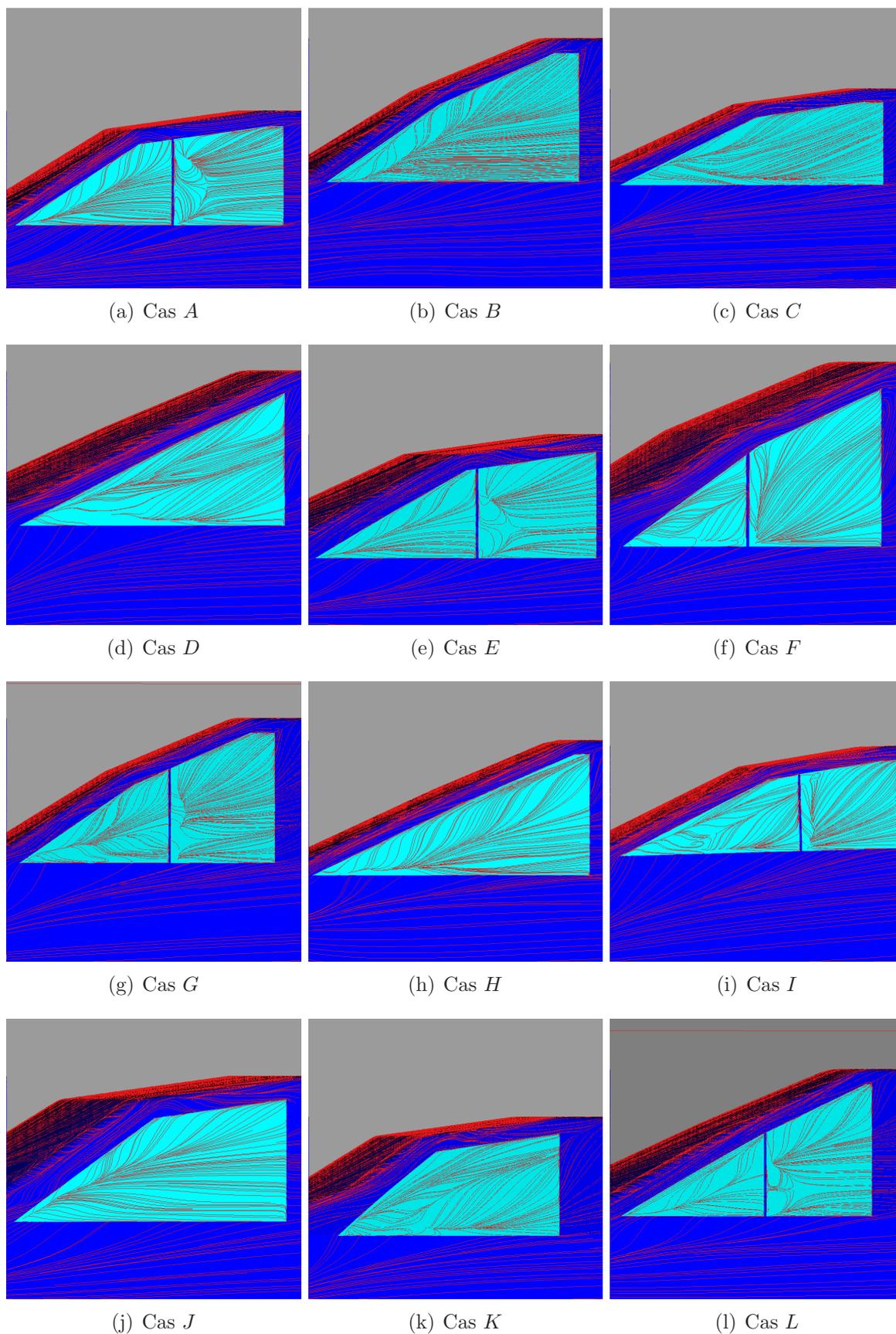


FIG. C.1 – Visualisation des lignes de courant obtenues au voisinage du vitrage pour chaque configuration.

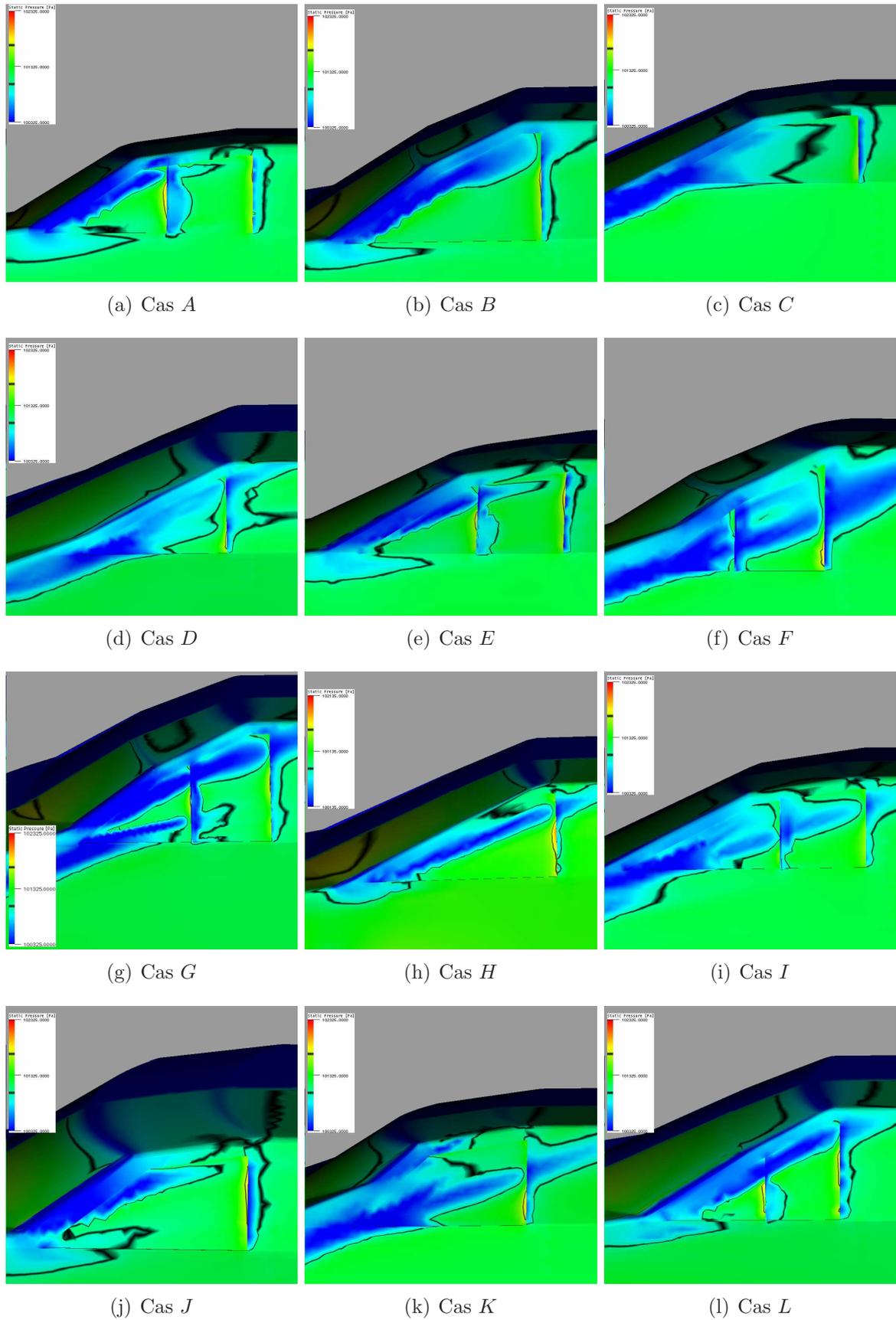


FIG. C.2 – *Pression statique obtenue à la surface du vitrage pour chaque configuration.*

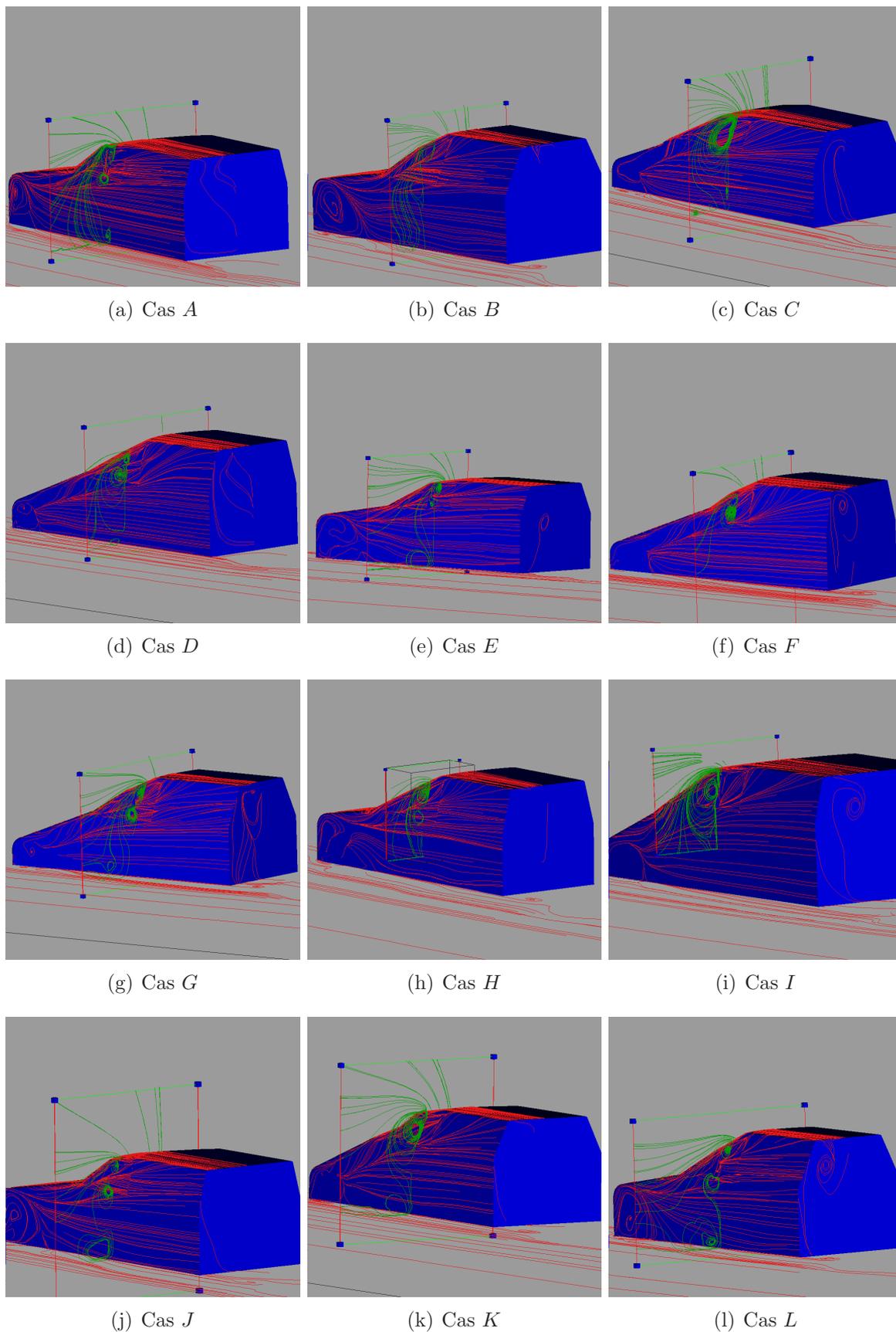
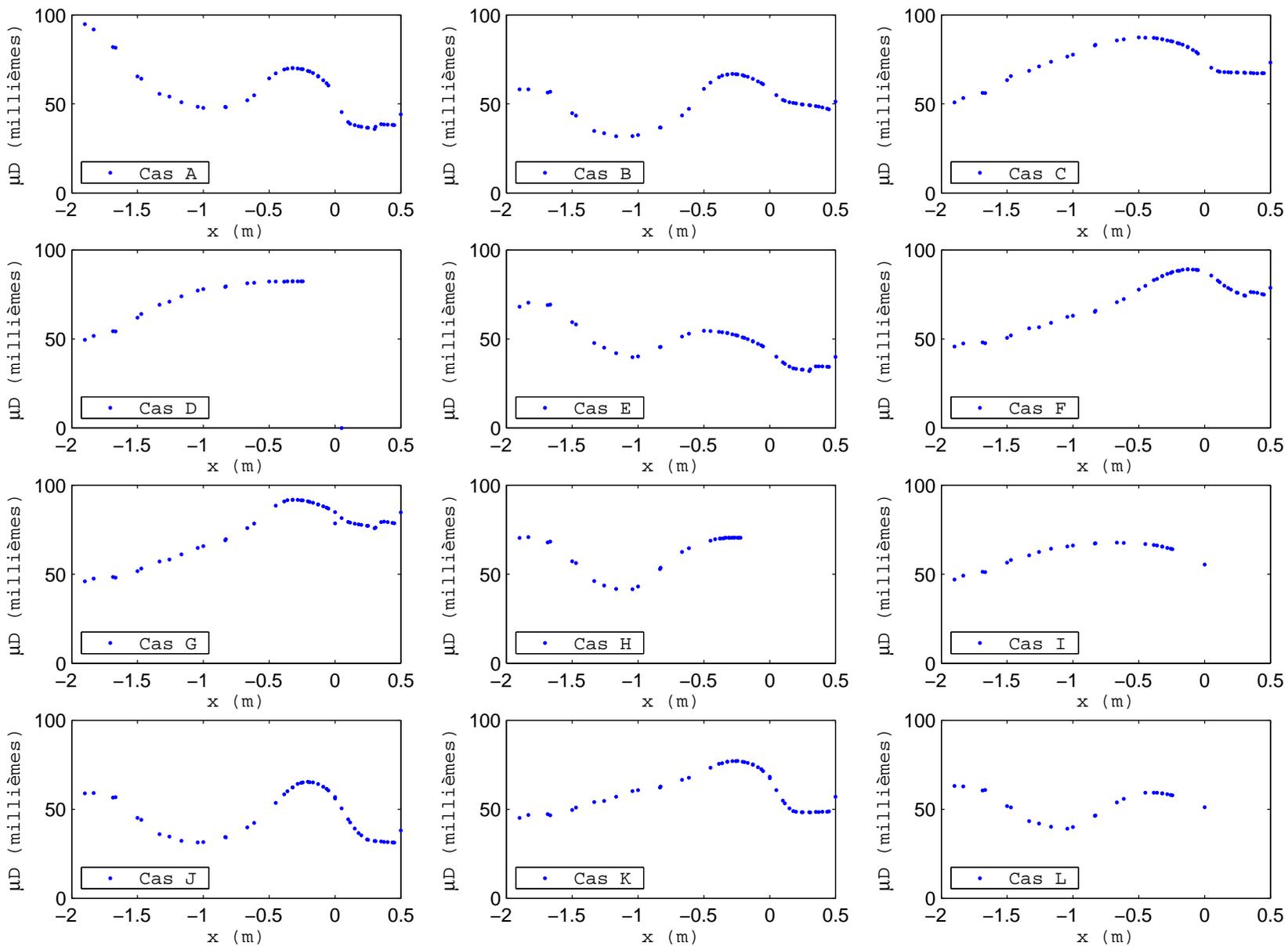


FIG. C.3 – *Visualisation des lignes de courant obtenues en surface de la maquette et en volume, pour chaque configuration.*

FIG. C.4 – Microdrayag total obtenu pour chaque configuration.



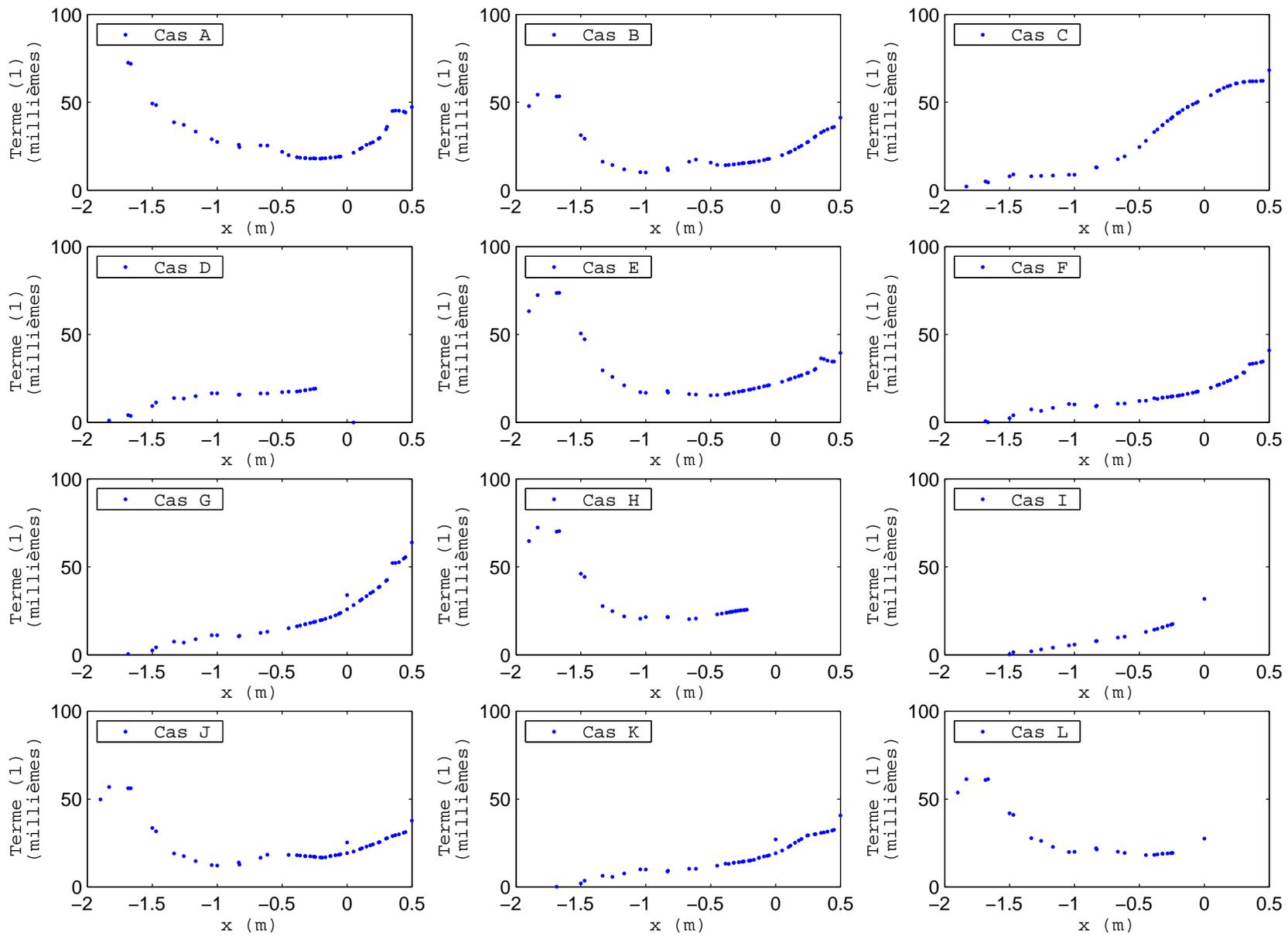


FIG. C.5 – *Trainée de pression obtenue pour chaque configuration.*

FIG. C.6 – Traînée de vitesse obtenue pour chaque configuration.

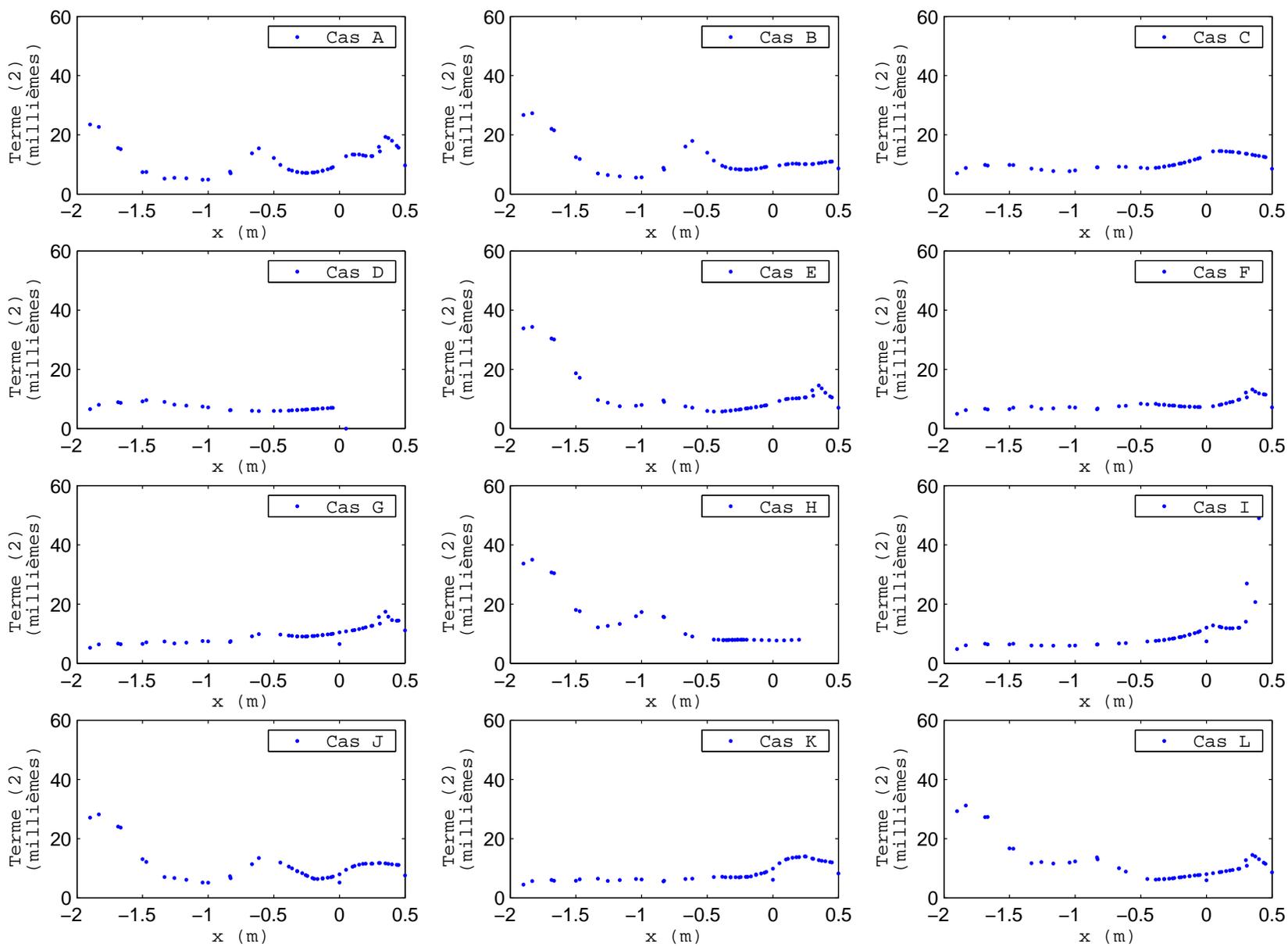


FIG. C.7 – Traînée tourbillonnaire obtenue pour chaque configuration.

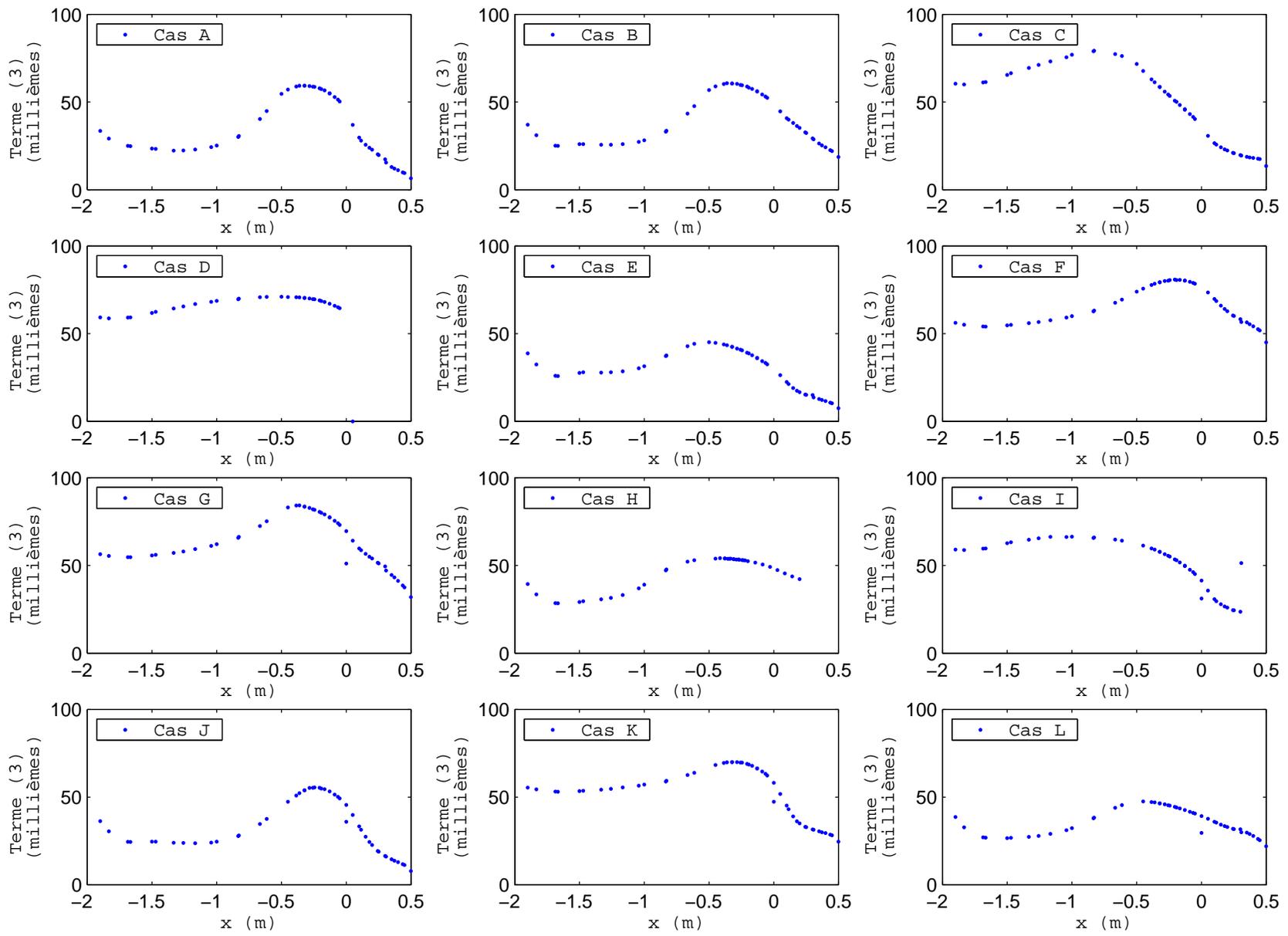


FIG. C.8 – Spectres fréquentiels de pression RMS moyenne sur les vitrages, obtenus pour chaque configuration.

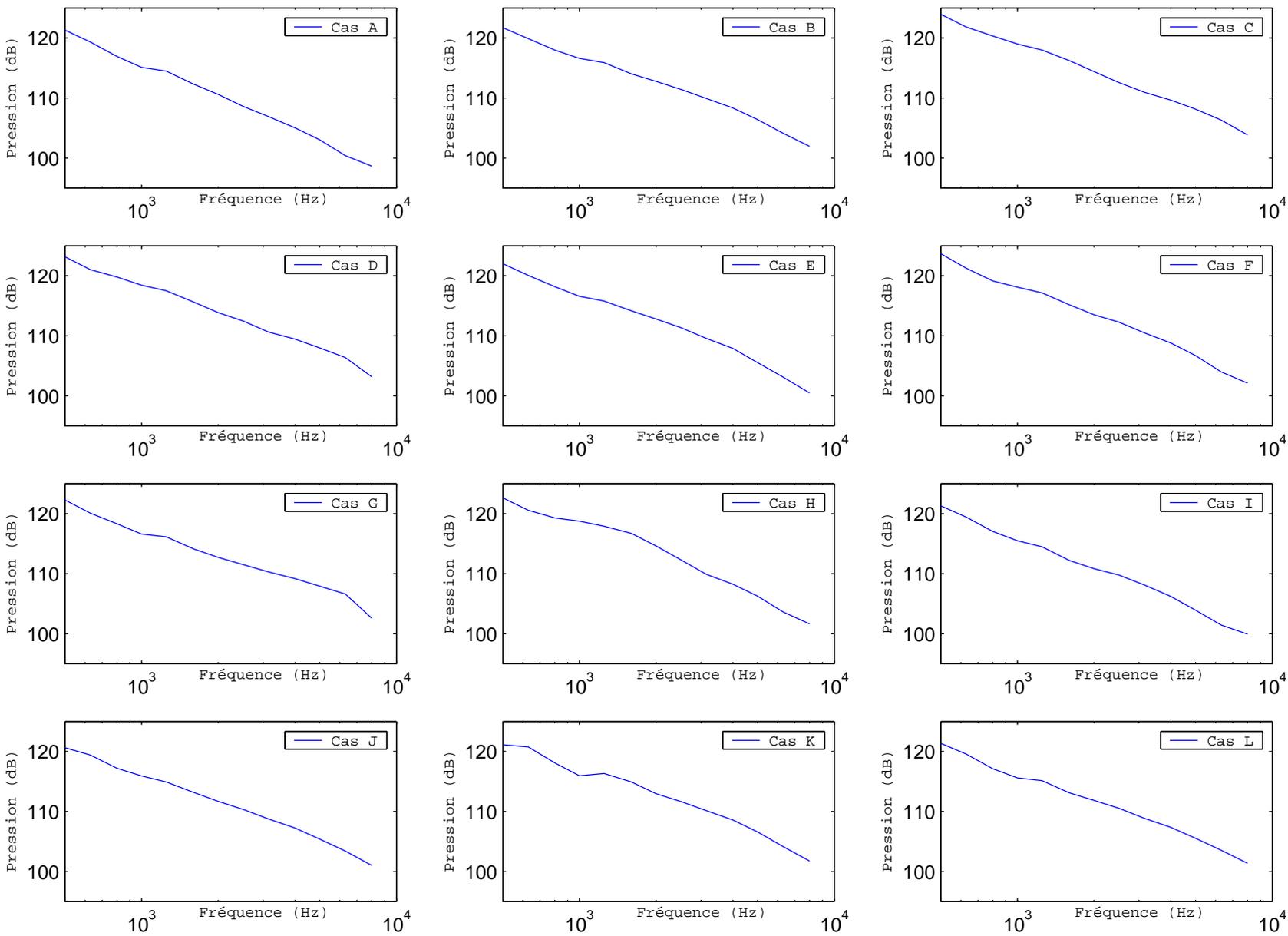


FIG. C.9 – Spectres fréquentiels de puissance acoustique au point oreille (surface de vitrage constante), obtenus par SEA pour chaque configuration.

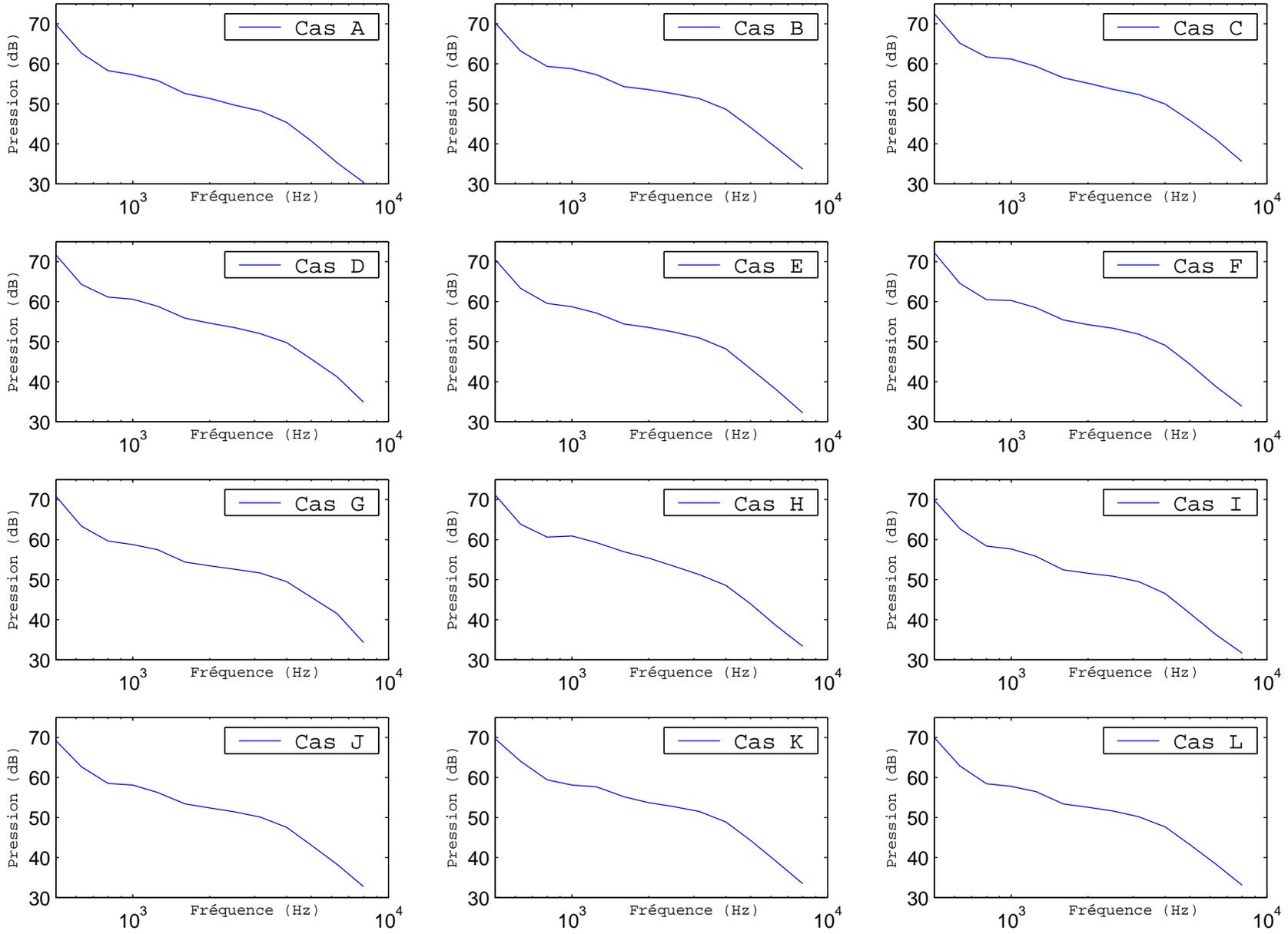
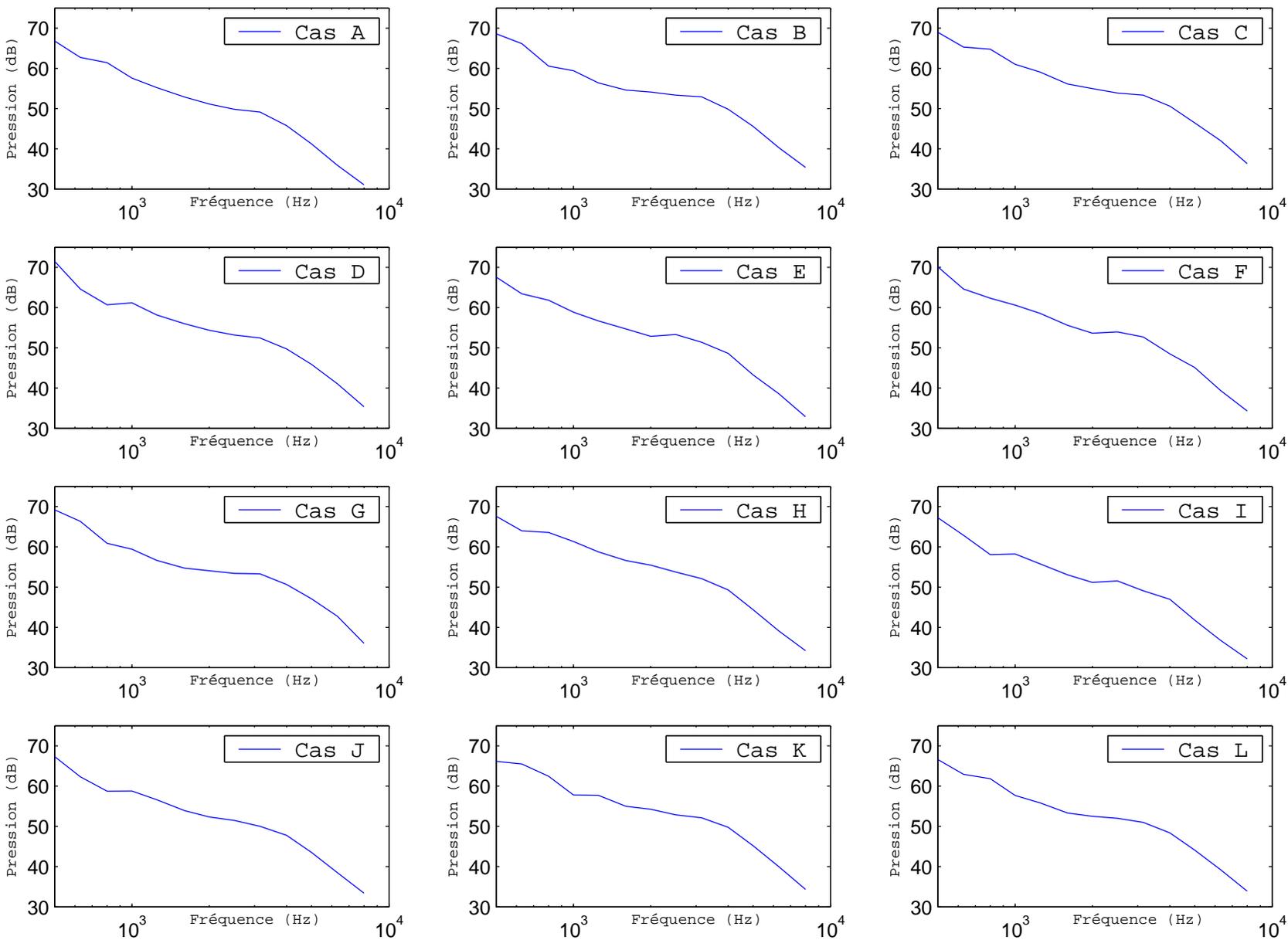


FIG. C.10 – Spectres fréquentiels de puissance acoustique au point oreille (surface de vitrage réelle), obtenus par SEA pour chaque configuration.



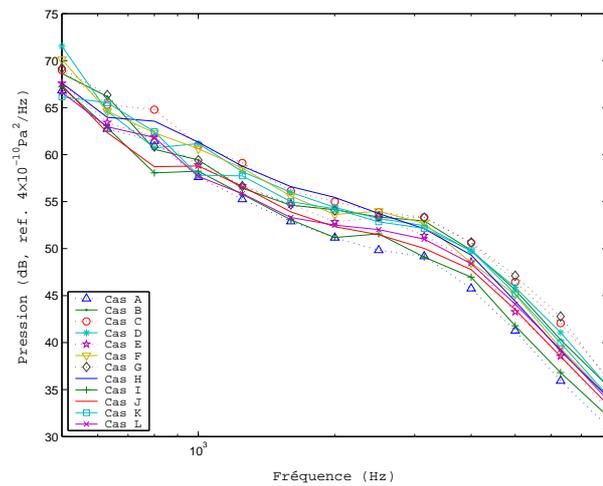
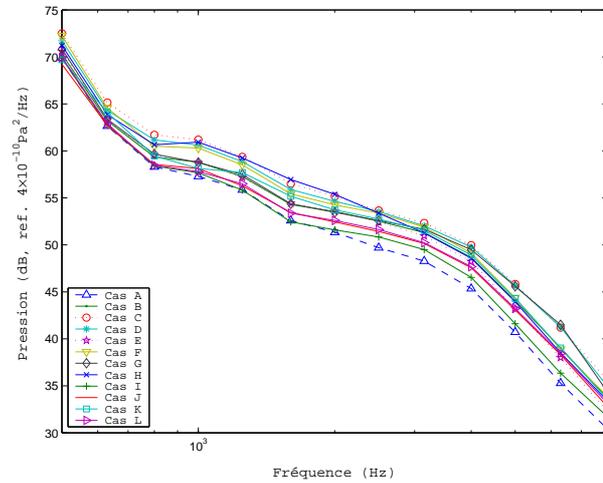
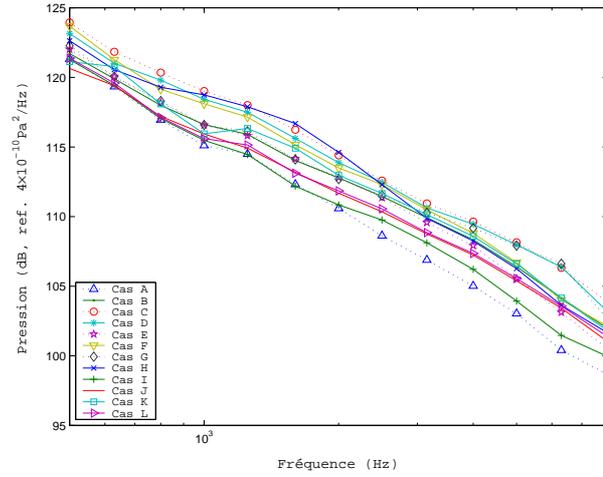


FIG. C.11 – *Comparison des spectres fréquentiels de toutes les configurations : (a) pression RMS moyenne sur le vitrage - (b) puissance acoustique rayonnée, calculée avec une surface de vitre constante - (c) puissance acoustique rayonnée, calculée avec une surface de vitre réelle.*

Liste des figures

1	Décollements de couche limite se produisant dans l'écoulement autour d'un véhicule	14
1.1	Schéma du repère utilisé pour décrire le couplage fluide-structure	22
1.2	Schéma du couplage entre une excitation aéroacoustique et une plaque . . .	26
1.3	Diagramme en nombre d'onde des fluctuations de pression pariétale d'un écoulement subsonique	27
1.4	Comparaison des différents modèles de spectres en nombre d'onde sous couche limite	33
1.5	Structure d'un écoulement décollé/recollé pour une marche montante . . .	34
1.6	Écoulement dans la zone du montant de baie	38
2.1	Schémas de la veine d'essais	42
2.2	Photographies de la veine d'essais	43
2.3	Fonction de transfert acoustique du conduit excité par un bruit blanc . . .	43
2.4	Schéma et photographie de l'antenne réduite	46
2.5	Schéma et photographie de l'antenne principale	47
2.6	Vue du système de motorisation de l'antenne de mesure	48
2.7	Schéma des trois types de sondes à microphone déporté	49
2.8	Photographie des sondes en paroi sur l'antenne principale	49
2.9	Schéma et photographie du tube d'étalonnage utilisé	50
2.10	Schéma de principe de l'étalonnage	51
2.11	Fonction de transfert paroi/tube d'étalonnage en amplitude et en phase . .	51
2.12	Fonction de transfert G_{ps} d'une sonde de diamètre 5 mm	53
2.13	Fonction de transfert G_{ps} d'une sonde de diamètre 2 mm	53
2.14	Fonction de transfert G_{ps} d'une sonde de diamètre 0.7 mm	53
2.15	Densité spectrale de puissance corrigée mesurée par les trois types de sondes sous une couche limite turbulente	54
2.16	Spectres en nombre d'onde théorique et calculé d'une onde plane	57
2.17	Comparaison des spectres en nombre d'onde monodimensionnels théorique et calculé	58
2.18	Partie imaginaire du spectre en nombre d'onde calculé pour l'onde plane .	58
2.19	Spectres en nombre d'onde théorique et calculé d'un champ diffus	60
2.20	Comparaison des spectres en nombre d'onde monodimensionnels théorique et calculé pour un champ diffus	60
2.21	Effet de l'échantillonnage sur le spectre en nombre d'onde d'un champ diffus.	60

2.22	Vérification de la conservation d'énergie entre la densité spectrale de puissance spatiale et le spectre en nombre d'onde	61
2.23	Spectres en nombre d'onde théorique et calculé d'un champ de pression de type Corcos	62
2.24	Comparaison des spectres en nombre d'onde monodimensionnels théorique et calculé d'un champ de pression de type Corcos	62
2.25	Comparaison des interspectres et spectres en nombre d'onde pour $\alpha = 8$ et $\alpha = 2$	63
2.26	Evolution des spectres nombres d'onde à 500 Hz en fonction du niveau de la part acoustique	66
2.27	Comparaison des spectres nombre d'onde monodimensionnels à 500 Hz	67
2.28	Zoom sur les faibles nombres d'onde sur les graphes de la figure 2.27	67
2.29	Comparaison des spectres nombre d'onde monodimensionnels à 5 kHz aux faibles nombres d'onde	68
2.30	Zoom sur les faibles nombres d'onde sur les graphes de la figure 2.29	68
3.1	Photographies de la veine d'essai équipée du dispositif d'injection de l'onde acoustique	71
3.2	Spectre fréquentiel de l'onde acoustique injectée	72
3.3	Spectres en nombre d'onde, pour différentes fréquences, des pressions pariétales induites par une onde acoustique	73
3.4	Spectre en nombre d'onde longitudinal/fréquence des pressions pariétales induites par une onde acoustique	74
3.5	Profil de vitesses moyenne et fluctuante de la couche limite étudiée	75
3.6	Niveaux de pression mesurés par chaque sonde, rapportés au niveau de la sonde centrale	76
3.7	Autospectres mesurés par le capteur central	77
3.8	Evaluation des paramètres de Corcos à 500 Hz	79
3.9	Evaluation des paramètres de Corcos à 1 kHz	80
3.10	Evaluation des paramètres de Corcos à 2 kHz	81
3.11	Spectres en nombre d'onde pour différentes fréquences des pressions pariétales induites par la couche limite à 33 m/s	82
3.12	Spectres en nombre d'onde pour différentes fréquences des pressions pariétales induites par la couche limite à 44 m/s	83
3.13	Spectres en nombre d'onde pour différentes fréquences des pressions pariétales induites par la couche limite à 54 m/s	84
3.14	Amplitude acoustique déterminée par intégration du spectre en nombre d'onde	85
3.15	Comparaison des interspectres mesurés et modélisés	87
3.16	Comparaison des spectres en nombre d'onde obtenus à partir des interspectres mesurés et des interspectres modélisés	88
3.17	Evolution des coefficients de Corcos avec la fréquence, résultant de l'optimisation paramétrique	89
3.18	Evolution en fréquence de l'amplitude du champ acoustique diffus obtenue par optimisation avec la méthode des moindres carrés	91

3.19	Comparaison des amplitudes acoustiques obtenues par optimisation paramétrique et par intégration du spectre en nombre d'onde	91
3.20	Comparaison entre le spectre en nombre d'onde longitudinal mesuré et celui de Herbert et al.	92
3.21	Comparaison entre le spectre en nombre d'onde longitudinal mesuré et celui de Blake	93
3.22	Nombre d'onde correspondant au maximum de la tache acoustique, en fonction de la fréquence	93
3.23	Evolution du spectre en nombre d'onde longitudinal en fonction de la fréquence	94
3.24	Comparaison du spectre en nombre d'onde longitudinal mesuré et modélisé	95
3.25	Photographies de la veine d'essai équipée du barreau	97
3.26	Emplacement du microphone en champ lointain, et spectre acoustique mesuré en champ lointain	98
3.27	Autospectre de 7 capteurs placés de manière transversale dans l'écoulement	98
3.28	Schématisation du lâcher tourbillonnaire issu du barreau à la fréquence de sifflement	99
3.29	Niveaux de pression mesurés par chaque sonde, rapportés au niveau de la sonde centrale	99
3.30	Spectres en nombre d'onde pour différentes fréquences des pressions pariétales induites par un barreau dans une couche limite turbulente	101
3.31	Spectres en nombre d'onde des pressions pariétales induites par un barreau dans une couche limite turbulente (échelle linéaire)	102
3.32	Comparaison des parties réelles et imaginaires des spectres en nombre d'onde à 1 kHz, pour les cas du barreau et de la couche limite	102
3.33	Cohérence et déphasage longitudinaux des pressions pariétales en aval du barreau, en fonction de l'espacement entre les capteurs	103
3.34	Evolution des coefficients du modèle avec la fréquence, résultant de l'optimisation paramétrique	104
3.35	Comparaison de l'erreur résiduelle après optimisation pour deux modèles paramétriques différents	104
4.1	Principales dimensions de la maquette étudiée	108
4.2	Vues de la maquette dans la veine	108
4.3	Schématisation de la répartition des prises de pression statique sur la zone de mesure	109
4.4	Visualisation des deux positions possibles pour l'antenne réduite	109
4.5	Profils de vitesse moyenne à l'amont et à l'aval de la marche	110
4.6	Visualisation d'écoulement par lignes de frottement sur la maquette	111
4.7	Visualisation d'écoulement par lignes de frottement sur la vitre avant de Clio111	
4.8	Evolution du coefficient de pression statique sur chaque ligne de mesure	113
4.9	Cartographie du coefficient de pression statique sur la plaque et comparaison avec un vitrage automobile	114
4.10	Densités spectrales de pression pour chaque zone de mesure	115

4.11	Niveaux de pression efficace mesurés par chaque sonde, rapportés au niveau de la sonde centrale, pour les trois zones de mesure	117
4.12	Spectres en nombre d'onde des pressions pariétales dans la zone recollée . .	118
4.13	Spectres en nombre d'onde des pressions pariétales dans la zone recollée . .	119
4.14	Comparaison des spectres en nombre d'onde monodimensionnels mesurés en zones tourbillonnaire et recollée	120
4.15	Spectres en nombre d'onde des pressions pariétales dans la zone centrale .	121
4.16	Schéma du repère utilisé pour le nouveau modèle de cohérence aérodynamique	122
4.17	Comparaison des interspectres mesurés et modélisés en zone recollée	124
4.18	Résultats de l'optimisation paramétrique pour les interspectres en zone recollée	125
4.19	Comparaison des coefficients de décroissance obtenus en zone recollée avec des données publiées	127
4.20	Comparaison des spectres en nombre d'onde mesurés et modélisés en zone recollée	128
4.21	Comparaison des interspectres mesurés et modélisés en zone tourbillonnaire	129
4.22	Résultats de l'optimisation paramétrique pour les interspectres en zone tourbillonnaire	130
4.23	Comparaison des spectres en nombre d'onde mesurés et modélisés en zone tourbillonnaire	132
4.24	Comparaison des coefficients de décroissance obtenus en zone tourbillonnaire avec des données publiées	133
4.25	Comparaison des interspectres mesurés et modélisés en zone centrale	134
4.26	Résultats de l'optimisation paramétrique pour les interspectres en zone centrale	135
4.27	Comparaison des spectres en nombre d'onde mesurés et modélisés en zone centrale	136
4.28	Autospectres mesurés et composantes aérodynamiques et acoustique modélisées pour le cas de la marche	137
4.29	Comparaison des spectres en nombre d'onde monodimensionnels modélisés en zones tourbillonnaire et recollée	138
5.1	Convention d'angle sur une maquette 2D et 3D	140
5.2	Vue de la maquette Greenhouse utilisée comme base pour le plan d'expérience	143
5.3	Schéma explicatif des paramètres étudiés par le plan macroscopique	143
5.4	Visualisation des zones de résolution les plus grandes	147
5.5	Visualisation des zones de résolution les plus fines	147
5.6	Visualisation de l'écoulement autour de la greenhouse	148
5.7	Schéma de calcul de la traînée due au capot et au montant de baie	150
5.8	Influence des paramètres sur le microdrag du capot	150
5.9	Influence des paramètres sur le microdrag du montant de baie	151
5.10	Influence des paramètres géométriques sur la puissance acoustique rayonnée au point oreille	152
5.11	Influence des paramètres sur l'aire de la vitre latérale	152

5.12	Influence des paramètres sur la pression en paroi de vitrage et la puissance au point oreille	153
5.13	Comparaison des spectres fréquentiels obtenus pour la configurations A, B et F	154
5.14	Répartition de pression efficace filtrée sur le vitrage et visualisation des zones de mesures utilisées	155
5.15	Densités spectrales de puissance dans chaque zone de mesure	155
5.16	Spectre en nombre d'onde pour plusieurs fréquences des pressions pariétales numériques obtenues en zone 1 sur le cas J , pour $U_0 = 44$ m/s	157
5.17	Spectre en nombre d'onde pour plusieurs fréquences des pressions pariétales numériques obtenues en zone 1 sur le cas J , à vitesse nulle	157
5.18	Cohérence et déphasage en fonction de l'espacement entre couples de points, en zone 1	158
5.19	Spectre en nombre d'onde pour plusieurs fréquences des pressions pariétales numériques obtenues en zone 2 sur le cas J , pour $U_0 = 44$ m/s	159
5.20	Spectre en nombre d'onde pour plusieurs fréquences des pressions pariétales numériques obtenues en zone 2 sur le cas J , à vitesse nulle	159
5.21	Signaux temporels de pression fluctuante avec et sans écoulement	160
5.22	Cohérence et déphasage en fonction de l'espacement entre couples de points, en zone 2	161
B.1	Représentation de l'angle solide élémentaire.	178
B.2	Spectre en nombre d'onde d'un champ diffus.	180
C.1	Visualisation des lignes de courant obtenues au voisinage du vitrage pour chaque configuration	182
C.2	Pression statique obtenue à la surface du vitrage pour chaque configuration	183
C.3	Visualisation des lignes de courant obtenues en surface de la maquette et en volume, pour chaque configuration	184
C.4	Microdrag total obtenu pour chaque configuration	185
C.5	Traînée de pression obtenue pour chaque configuration	186
C.6	Traînée de vitesse obtenue pour chaque configuration	187
C.7	Traînée tourbillonnaire obtenue pour chaque configuration	188
C.8	Spectres fréquentiels de pression RMS moyenne sur les vitrages, obtenus pour chaque configuration	189
C.9	Spectres fréquentiels de puissance acoustique au point oreille (surface de vitrage constante), obtenus par SEA pour chaque configuration	190
C.10	Spectres fréquentiels de puissance acoustique au point oreille (surface de vitrage réelle), obtenus par SEA pour chaque configuration	191
C.11	Comparaison des spectres fréquentiels de pression excitatrice et rayonnée .	192

Liste des tableaux

2.1	Valeurs maximales des nombres d'ondes pour éviter la périodisation des spectres	58
3.1	Caractéristiques de la couche limite étudiée	74
3.2	Récapitulatif des valeurs mesurées pour les coefficients de la formule de Corcos	78
5.1	Matrice d'essais	144
5.2	Valeur des modalités prises par les paramètres	144

Bibliographie

- [1] B.M.ABRAHAM & W.L.KEITH 1998 "*Direct measurements of turbulent boundary layer wall pressure wavenumber-frequency spectra*" Journal of Fluid Engineering, Vol.120, pp.29-39
- [2] M.ABRAMOWITZ & I.A.STEGUN 1972 "*Handbook of mathematical functions, with formulas, graphs and mathematical tables*" Edited by M.Abramowitz & I.A.Stegun, National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series 55, 10th printing
- [3] F.ALAM, G.ZIMMER & S.WATKINS 1999 "*Wind-tunnel and on-road comparison of aerodynamic noises due to car modifications*" Proc. 6th International Congress of Sound and Vibration, July 1999, Copenhagen, Danemark, pp.3457-3464
- [4] F.ALAM, S.WATKINS, G.ZIMMER & C.HUMPHRIS 2001 "*Effects of vehicle A-pillar shape on local mean and time-varying flow properties*" SAE Paper 2001-01-1086
- [5] C.G.ANDERSON 2002 "*A review of phenomena and associated experimental methods in automotive aero-acoustics*" Paper C605/017/2002, Institution of Mechanical Engineers, Proc. Vehicle Noise and Vibration, June 2002, London
- [6] D.ANNE-ACHARD 2003 "*Analyse de la technique de visualisation pariétale à travers la caractérisation rhéologique des enduits utilisés*" Rapport de fin de contrat entre le CNRT Recherche en Aérodynamique et Aéroacoustique (R2A), le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) et l'Institut National Polytechnique de Toulouse (INPT)
- [7] JM.MP.ANTONIO, A.TADEU & L.GODINHO 2003 "*Analytical evaluation of the acoustic insulation provided by double infinite walls*" Journal of Sound and Vibration, Vol.263, pp.113-129
- [8] C.BAILLY & G.COMTE-BELLOT 2003 "*Turbulence*" Collection Sciences et techniques de l'ingénieur, CNRS Editions
- [9] P.BALLY, P.OLIVERO, P.HOCQUET & B.E.FORESTIER 1990 "*Spectre nombre d'onde-fréquence des fluctuations de pression sous couche limite turbulente en gradient de pression nul et positif*" Journal d'Acoustique, Vol.3, pp.125-136
- [10] E.BÉNARROUS 1979 "*Contribution à l'étude des fluctuations de pression pariétale sous une couche limite turbulente*" Thèse Université Claude Bernard Lyon, No d'ordre 897
- [11] J.S.BENDAT & A.G.PIERSOL 1993 "*Engineering applications of correlation and spectral analysis*" 2nd edition, Wiley-Interscience, New-York

- [12] R.F.BERGERON 1973 "*Aerodynamic sound and the low-wavenumber wall-pressure spectrum of nearly incompressible boundary-layer turbulence*" Journal of the Acoustical Society of America, Vol.54, No.1, pp.123-133
- [13] F.BIRGERSSON 2003 "*Prediction of random vibration using spectral methods*" Doctoral Thesis, KTH Aeronautical and Vehicle Engineering, Stockholm, Sweden
- [14] W.K.BLAKE 1970 "*Turbulent boundary-layer wall-pressure fluctuations on smooth and rough walls*" Journal of Fluid Mechanics, Vol.44, No.4, pp.637-660
- [15] W.K.BLAKE & D.M.CHASE 1971 "*Wavenumber-frequency spectra of turbulent boundary-layer pressure measured by microphone arrays*" Journal of the Acoustical Society of America, Vol.49, No.3, Part 2, pp.862-877
- [16] W.E.BLAKE 1986 "*Mechanics of flow-induced sound and vibration*" Academic Press, Applied Mathematics and Mechanics, Vol. I : General concepts and elementary sources
- [17] W.E.BLAKE 1986 "*Mechanics of flow-induced sound and vibration*" Academic Press, Applied Mathematics and Mechanics, Vol. II : Complex flow-structure interaction
- [18] V.BOUQUET 2005 "*Traitement et modélisation des signaux de fluctuations de pression en paroi générées par un écoulement turbulent*" Rapport de stage de fin d'études, Supélec Metz
- [19] P.BRADSHAW & F.Y.F.WONG 1972 "*The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer*" Journal of Fluid Mechanics, Vol.52, No.1, pp.113-135
- [20] S.BRAUN & A.KLUWICK 2004 "*Unsteady three-dimensional marginal separation caused by surface-mounted obstacles and/or local suction*" Journal of Fluid Mechanics, Vol.514, pp.121-152
- [21] P.G.BREMNER & J.F.WILBY 2002 "*Aero-vibro-acoustics : problem statement and methods for simulation-based design solution*" AIAA Paper 2002-2551
- [22] T.A.BRUNGART, G.C.LAUCHLE, S.DEUTSCHLAND & E.T.RIGGS 2002 "*Wall pressure fluctuations induced by separated/reattached channel flow*" Journal of Sound and Vibration, Vol.251, No.3, pp.558-577
- [23] W.K.BULL 1996 "*Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers : some reflections on forty years of research*" Journal of Sound and Vibration, No.190, Vol.3, pp.299-315
- [24] L.BURGADE 1997 "*Introduction à l'aéroacoustique automobile*" Cours du Centre Libre d'Etudes Supérieures Automobiles
- [25] J.R.CALLISTER 1996 "*Measurement, prediction, and reduction of the transmission of separated flow noise through panels*" Ph. Dissertation, Faculty of the Graduate School of Cornell University, UMI number 9639625
- [26] J.R.CALLISTER & A.R.GEORGE 1995 "*Wind Noise*" in "*Aerodynamics of Road Vehicles*", 4th edition, edited by Wolf Heinrich Hucho (SAE international)
- [27] D.E.CAPONE & G.C.LAUCHLE 1995 "*Calculation of turbulent boundary layer wall pressure spectra*" Journal of the Acoustical Society of America, Vol.98, No.4, pp.2226-2234

- [28] J.P.CARNEAL & C.R.FULLER 2004 "An analytical and experimental investigation of active structural acoustic control of noise transmission through double panel system" *Journal of Sound and Vibration*, Vol.272, pp.749-771
- [29] L.CASTILLO, X.WANG & W.K.GEORGE 2004 "Separation criterion for turbulent boundary layers via similarity analysis" *Journal of Fluids Engineering*, Vol.126, pp.297-303
- [30] K.L.CHANDIRAMANI 1977 "Vibration response of fluid-loaded structures to low-speed flow noise" *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol.61, No.6, pp.1460-1470
- [31] D.M.CHASE 1980 "Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure" *Journal of Sound and Vibration*, No.70, Vol.1, pp.29-67
- [32] D.M.CHASE 1987 "The character of turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and suggested comprehensive model" *Journal of Sound and Vibration*, Vol.112, pp.127-147
- [33] H.W.CHOI, Y.J.MOON & K.J.LEE 2003 "Numerical simulation of the aeroacoustic noise in the separated laminar boundary layer" *KSME International Journal*, Vol.17, No.2, pp.280-287
- [34] J.J.CHRISTENSEN & J.HALD 2004 "Beamforming" *Brüel & Kjær Technical Review*, No.1-2004, pp.130-134
- [35] S.CHUN, Y.Z.LIU & H.J.SUNG 2004 "Wall pressure fluctuations of a turbulent separated and reattaching flow affected by an unsteady wake" *Experiments in Fluids*, Vol.37, pp.531-546
- [36] R.L.CLARK & K.D.FRAMPON 1997 "Aeroelastic structural acoustic coupling : implications on the control of turbulent boundary-layer noise transmission" *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol.102, No.3, pp.1639-1647
- [37] J.A.COCKBURN & J.E.ROBERTSON 1974 "Vibration response of spacecraft shrouds to in-flight fluctuating pressures" *Journal of Sound and Vibration*, Vol.33, No.4, pp.399-425
- [38] A.COOTTI 1990 "Prospects for aerodynamic research in the Pininfarina wind tunnel" *SAE Paper 905149*
- [39] W.B.CONEY, J.Y.HER & J.A.MOORE 1999 "A semi-empirical approach for modeling greenhouse surface wind noise" *SAE Paper 1999-01-1811*
- [40] G.M.CORCOS 1963 "Resolution of pressure in turbulence" *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol.35, No.2, pp.192-199
- [41] N.CURLE 1955 "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound" *Proc. R. Soc. London, Ser.A*, Vol.231, pp.505-514
- [42] A.DARABI & I.WYGNANSKI 2004 "Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 1. The forced reattachment process" *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.510, pp.105-129
- [43] A.DARABI & I.WYGNANSKI 2004 "Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 2. The separation process" *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.510, pp.131-144

- [44] H.G.DAVIES 1971 "Sound from turbulent boundary-excited panels" Journal of the Acoustical Society of America, Vol.49, No.3, pp.878-889
- [45] A.DEJOAN & M.A. LESCHZINER 2004 "Large eddy simulation of periodically perturbed separated flow over a backward-facing step" International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.25, pp.581-592
- [46] R.G.DEJONG, T.S.BHARJ & J.J.LEE 2001 "Vehicle wind noise analysis using a SEA model with measured source levels" SAE Paper 2001-01-1629
- [47] J.DÉLERY 2001 "Décollement en écoulement tridimensionnel stationnaire. Points singuliers, lignes séparatrices et tourbillons" Support de cours en ligne, <http://www.onera.fr/cours/decollement3d/index.html>, dernière consultation en novembre 2005
- [48] J.DEMONSANT 1996 "Comprendre et mener des plans d'expériences" AFNOR, Paris la Défense
- [49] Y.DENOVAL 2004 "Evaluation de la SEA pour le calcul de la transparence acoustique des vitrages" Note interne Renault, No.377-04-64260
- [50] P.D'HAENE 2002 "The effect of an acoustical windscreen on the sound quality in a car" Conférence "Confort automobile et ferroviaire", Le Mans, 13-14 novembre 2002
- [51] A.P.DOWLING 1994 "Flow noise on surfaces" in "Modern methods in analytical acoustics : lecture notes", second printing, Springer-Verlag, London
- [52] D.M.DRIVER, H.L.SEEGMILLER & J.G.MARVIN 1987 "Time-dependant behavior of a reattaching shear layer" AIAA Journal, Vol.25, pp.914-919
- [53] C.DURANT 1999 "Etude expérimentale de l'excitation et de la réponse vibro-acoustique d'une conduite sollicitée par un écoulement interne" Thèse de doctorat, spécialité acoustique, Ecole Centrale de Lyon, No.99-36
- [54] D.DU COLOMBIER 2003 "Visualisation pariétale dans les zones décollées ou à très faibles vitesses" Rapport de fin de contrat entre le CNRT Recherche en Aérodynamique et Aéroacoustique (R2A) et le Centre National des Arts et Métiers (CNAM), RAPPORT IAT 2454/A et CNRT/2003/003
- [55] B.D.DUNCAN, R.SENGUPTA, S.MALLICK, R.SHOCK & D.B.SIMS-WILLIAMS 2002 "Numerical simulation and spectral analysis of pressure fluctuations in vehicle aerodynamic noise generation" SAE Paper 2002-02-0597
- [56] J.K.EATON & J.P.JOHNSTON 1981 "Turbulent flow reattachment : an experimental study of the flow " AIAA Journal Vol.19, No.9
- [57] J.K.EATON 1995 "Effects of mean flow three dimensionality on turbulent boundary-layer structure" AIAA Journal Vol.33, No.11
- [58] R.ECHAGUE & H.GENTY 2002 "Préconisations de forme de rétroviseurs" Note interne Renault No.64812/02/149
- [59] B.M.EFIMTSOV 1982 "Characteristics of the field of turbulent wall pressure fluctuations at large Reynolds numbers" Soviet Physics-Acoustics, Vol. 28, No. 4, pp.289-292

- [60] G.J.EHLERT, R.J.CHAPMAN & R.S.THOMAS 1993 "*Wind noise and aerodynamic drag optimization of outside rear view mirrors*" SAE Paper 931292
- [61] R.A.ESPOSITO & G.E.FREEMAN 2002 "*Glazing for vehicle interior noise reduction*" SAE Paper 2002-01-1993
- [62] T.M.FARABEE & M.J.CASARELLA 1986 "*Measurement of fluctuating wall pressure for separated/reattached boundary layer flows*" Journal of Vibration, Acoustics, Stress and Reliability in Design, Vol.108, pp.301-307
- [63] T.M.FARABEE & M.J.CASARELLA 1991 "*Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers*" Phys. Fluids A, Vol.3, No.10, pp.2410-2420
- [64] J.E.FFOWCS WILLIAMS 1965 "*Surface-pressure fluctuations induced by boundary-layer flow at finite Mach number*" Journal of Fluid Mechanics, Vol.22, No.3, pp.507-519
- [65] J.E.FFOWCS WILLIAMS 1982 "*Boundary-layer pressures and the Corcos model : a development to incorporate low-wave-number constraints*" Journal of Fluid Mechanics, Vol.125, pp.9-25
- [66] L.P.FRANZONI & C.M.ELLIOTT 1998 "*An innovative design of a probe-tube attachment for a 1/2-in microphone*" Journal of the Acoustical Society of America, Vol.104, No.5, pp.2903-2910
- [67] P.FREYMUTH 1966 "*On transition in a separated laminar boundary layer*" Journal of Fluid Mechanics, Vol.25, No.4, pp.683-704
- [68] P.GARDONIO & S.J.ELLIOTT 2005 "*Smart panels with velocity feedback control systems using triangularly shaped strain actuators*" Journal of the Acoustical Society of America, Vol.117, No.4, Pt.1, pp.2046-2064
- [69] A.R.GEORGE 1990 "*Automobile aerodynamic noise*" SAE Paper 900315
- [70] A.R.GEORGE, J.F.CARR & J.R.CALLISTER 1995 "*Recent advances in understanding automobile aerodynamic noise*" AIAA Paper 95-004
- [71] M.E.GOLDSTEIN 1976 "*Aeroacoustics*" McGraw-Hill, Int. Book Comp., New York
- [72] M.GODY 2002 "*An empirical spectral model of surface-pressure fluctuations that includes Reynolds number effects*" AIAA 2002-2565
- [73] W.R.GRAHAM 1997 "*A comparison of models for the wavenumber-frequency spectrum of turbulent boundary layer pressures*" Journal of Sound and Vibration, Vol.206, No.4, pp.541-565
- [74] E.M.GRESHILOV, A.V.EVTUSHENKO & L.M.LYAMSHEV 1969 "*Spectral characteristics of the wall pressure fluctuations associated with boundary layer separation behind a projection on a smooth wall*" Soviet Physics-Acoustics, Vol.15, No.1, pp.29-34
- [75] Y.GUR & K.N.MORMAN 1999 "*Sound transmission analysis of vehicle door sealing system*" SAE Paper 1999-01-1804
- [76] G.HALLER 2004 "*Exact theory of unsteady separation for two-dimensional flows*" Journal of Fluid Mechanics, Vol.512, pp.257-311

- [77] F.HAN, L.G.MONGEAU & R.J.BERNHARD 1999 *"Prediction of structural vibration and sound adiation of plates excited by complex flows"* Proc. Inter'noise99, International Congress and Exposition on Noise Control Engineering, December 1999, Fort Lauderdale, Florida
- [78] F.HAN, L.G.MONGEAU & R.J.BERNHARD 2001 *"A model for the vibro-acoustic response of plates excited by complex flows"* Journal of Sound and Vibration, Vol.246, No.5, pp.901-926
- [79] S.HARUNA, T.NOUZAWA, I.KAMIMOTO & H.SATO 1990 *"An experimental analysis and estimation of aerodynamic noise using a production vehicle"* SAE Paper 900316
- [80] S.HARUNA, I.KAMIMOTO, S.OKAMOTO 1992 *"Estimation method for automobile aerodynamic noise"* SAE Paper 920205
- [81] C.M.HEATWOLE, M.A.FRANCHEK & R.J.BERNHARD 1997 *"Robust feedback control of flow-induced structural radiation of sound"* Journal of the Acoustical Society of America, Vol.102, No.2, Part 1, pp.989-997
- [82] J.Y.HER, M.LIAN, J.J.LEE & J.MOORE 1997 *"Experimental assessment of wind noise contributors to interior noise"* SAE Paper 971922
- [83] K.HERBERT, P.LEEHEY & H.HAJ-HARIRI 1999 *"On the Mach- and Reynolds-number dependance of the flat plate turbulent boundary layer wall-pressure spectrum"* Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Vol.13, No.1, pp.33-56
- [84] C.HOARAU, J.BORÉE, J.C.VALIÈRE, J.LAUMONIER & Y.GERVAIS 2003 *"Anémométrie Doppler Laser, analyse corrélatoire et spectrale"* Compte-rendu scientifique, projet CNRT "Recherche en Aérodynamique et Aéroacoustique des vehicules terrestres"
- [85] C.HOARAU, J.BORÉE, J.LAUMONIER & Y.GERVAIS 2005 *"Analysis of the wall pressure trace downstream a separated region using extended proper orthogonal decomposition"* Experiments in Fluid, article soumis en 2005
- [86] Z.W.HU, C.L.MORFEY & N.D.SANDHAM 2002 *"Study of the transducer size effect on wall pressure spectra using DNS"* Advances in Turbulence IX, Proceedings of the 9th European Turbulence Conference, Barcelona, Spain
- [87] W.H.HUCHO & G.SOVVAN 1993 *"Aerodynamics of road vehicles"* Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.25, pp.485-537
- [88] W.H.HUCHO 1998 *"Aerodynamics of road vehicles - from fluid mechanics to vehicle engineering"* edited by W.H.Hucho, fourth edition, SAE International, Warrendale, PA
- [89] Y.F.HWANG & F.E.GEIB 1984 *"Estimation of the wavevector frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure by multiple linear regression"* Transactions of the ASME, Vol. 106, pp.334-342
- [90] Y.F.HWANG & G.MAIDANIK 1990 *"A wavenumber analysis of the coupling of a structural mode and flow turbulence"* Journal of Sound and Vibration, Vol. 142, No.1, pp.135-152

- [91] P.IBARS 1990 *"Contribution des petits nombres d'onde au champ pariétal de pression dans une couche limite turbulente bidimensionnelle. Comparaison de différentes techniques expérimentales"* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, numéro d'ordre 90-15
- [92] N.IIDA & A.R.GEORGE 1999 *"Measurement and evaluation of aerodynamic noise"* SAE Paper 1999-01-1124, Proc. International Congress and Exposition, March 1999, Detroit, Michigan
- [93] M.C.JACOB, V.GRADOZ, A.LOUISOT, D.JUVÉ & S.GUERRAND 1998 *"Sound produced by a backward facing step under a wall jet"* AIAA Paper 98-2302
- [94] A.JAKOB & M.MÖSER 2003 *"A modal model for actively controlled double-glazed windows"* Acta Acustica united with Acustica, Vol.89, pp.479-493
- [95] A.JAKOB & M.MÖSER 2004 *"Parameter study with a modal model for actively controlled double-glazed windows"* Acta Acustica united with Acustica, Vol.90, pp.467-480
- [96] F.KAVARANA, S.STROOPE & P-H.YOUNG 1997 *"Experimental investigation of radio antenna wind noise"* SAE Paper 971920
- [97] W.L.KEITH & B.M.ABRAHAM 1997 *"Effects of convection and decay of turbulence on the wall pressure wavenumber-frequency spectrum"* Journal of Fluids Engineering, Vol.115, No.3, pp.389-397
- [98] G.S.KIM, H.K.PARK, S.G.JUNG & K.D.IH 2001 *"Development of acoustic holography and its application in Hyundai aeroacoustic wind tunnel"* AIAA Paper 2002-2565
- [99] Y.T.KIM, H.C.KIM, S.S.JUNG, M.J.JHO & S.J.SUH 2002 *"Dependance of coincidence frequency in double-glazed window on glass thickness and interpane cavity"* Applied Acoustics, Vol.63, pp.927-936
- [100] M.KIYA & K.SASAKI 1983 *"Structure of a turbulent separation bubble"* Journal of Fluid Mechanics, Vol.137, pp.83-113
- [101] M.KOIKE & T.FUKANO 2001 *"Noise from separated airflow caused by a body on a flat panel"* AIAA Paper 2001-2246
- [102] D.J.J.LECLERCQ, M.C.JACOB, A.LOUISOT & C.TALOTTE 2001 *"Forward-backward facing step pair : aerodynamic flow, wall pressure and acoustic characterisation"* AIAA Paper 2001-2249, 7th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference, 28-30 May 2001, Maastricht, Netherlands
- [103] D.J.J.LECLERCQ & X.BOHINEUST 2002 *"Investigation and modelling of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer at low and medium frequency"* Journal of Sound and Vibration, Vol.257, No.3, pp.477-501
- [104] M.LEE, J.LEE & D.KIM 2002 *"Reduction of aeolian noise from roof rack crossbars using asymmetric cross-section geometry"* SAE Paper 2002-01-1275
- [105] I.LEE & H.J.SUNG 2001 *"Characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step : Part I. Time-mean statistics and cross-spectral analyses"* Experiments in Fluids, Vol.30, pp.262-272

- [106] I.LEE & H.J.SUNG 2002 "*Multiple-arrayed pressure measurement for investigation of the unsteady flow structure of a reattaching shear layer*" Journal of Fluid Mechanics, Vol.463, pp.377-402
- [107] L.LEEP-APOLLONI, G.S.STRUMOLO & W.GULKER 1999 "*Wind noise spectral predictions using a lattice-based method*" SAE Paper 1999-01-1810
- [108] C.LESUEUR 1988 "*Rayonnement acoustique des structures*" Ed. Eyrolles, Paris
- [109] S.LI & D.ZHAO 2004 "*Numerical simulation of active control of structural vibration and acoustic radiation of a fluid-loaded laminated plate*" Journal of Sound and Vibration, Vol.272, pp.109-124
- [110] M.J.LIGHTHILL 1952 "*On sound generated aerodynamically. I. General theory*" Proc. Royal Society of London, Vol.A211, pp.564-587
- [111] V.LINET, J.J.LASSERRE, C.VARTANIAN & J.C.BOUÉILH 2002 "*Exploitation des mesures PIV pour l'aérodynamique et l'aéroacoustique automobile*" Proc. 8^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Sept. 2002, Orsay, France
- [112] Y.Z.LIU, W.KANG & H-J.SUNG 2005 "*Assessment of the organization of a turbulent separated and reattaching flow by measuring wall pressure fluctuations*" Experiments in Fluids, Vol.38, No.4, pp.485-493
- [113] R.M.LUEPTOW 1995 "*Transducer resolution and the turbulent wall pressure spectrum*" Journal of the Acoustical Society of America, Vol.97, No.1, pp.370-378
- [114] D.G.MABEY 1972 "*Analysis and correlation of data on pressure fluctuations in separated flows*" Journal of Aircraft, Vol.9, pp.477-483
- [115] G.MAIDANIK & D.W.JORGENSEN 1964 "*Boundary wave-vector filters for the study of the pressure field in a turbulent boundary layer*" Journal of the Acoustical Society of America, Vol.42, No.2, pp.494-501
- [116] G.MAIDANIK 1967 "*Flush-mounted pressure transducer systems as spatial and spectral filters*" Journal of the Acoustical Society of America, Vol.42, No.5, pp.1017-1024
- [117] E.MANOHA 1993 "*Mesure du spectre en fréquences et nombres d'ondes du champ des fluctuations de pression pariétale sous une couche limite turbulente*" Thèse Université Paris VI, No. 93PA066735
- [118] N.C.MARTIN & P.LEEHEY 1977 "*Low wavenumber wall pressure measurements using a rectangular membrane as a spatial filter*" Journal of Sound and Vibration, Vol.84, pp.397-416
- [119] W.D.MOSS & .BAKER 1980 "*Re-circulating flows associated with two-dimensional steps*" Aeronautical Quaterly, August 1980, pp.151-172
- [120] C.MAURY, P.GARDONIO & S.J.ELLIOTT 2002 "*A wavenumber approach to modelling the response of a randomly excited panel, Part I : general theory*" Journal of Sound and Vibration, Vol.252, No.1, pp.83-113
- [121] J.MAX & J.L.LACOUME 2004 "*Méthodes et techniques de traitement du signal*" 5^{ème} édition, Dunod, Paris

- [122] D.MAZZONI 2003 *"An efficient approximation for the vibro-acoustic response of a turbulent boundary-excited panel"* Journal of Sound and Vibration, Vol.264, pp.951-971
- [123] L.MONGEAU, M.A.FRANSHEK & H.KOOK 1999 *"Control of interior pressure fluctuations due to flow over vehicle openings"* SAE Paper 1999-01-1126
- [124] D.C.MONTGOMERY 1991 *"Design and analysis of experiments"* John Wiley & Sons, New York, third edition
- [125] J.MILBANK & S.WATKINS 2000 *"Tonal noise from small cavities on motor vehicles and a case study of a whistling mirror"* Proc. 7th International Congress on Sound and Vibration, July 2000, Garmisch-Partenkirchen, Germany
- [126] Y.NA & P.MOIN 1998 *"The structure of wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layers with adverse pressure gradient and separation"* Journal of Fluid Mechanics, Vol.377, pp.347-373
- [127] E.NIENALTOWSKA & S.CIBOIS 1996 *"Safrane : visualisations et pressions pariétales"* Compte-rendu de mesures Renault, No.H6/96/154
- [128] S.OGAWA & T.KAMIOKA 1999 *"Review of aerodynamic noise prediction using CFD"* SAE Paper 1999-01-1126
- [129] K.ONO, R.HIMENO & T.FUKUSHIMA 1999 *"Prediction of wind noise radiated from passenger cars and its evaluation based on auralization"* Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.81, p 403-419
- [130] R.L.PANTON & G.ROBERT 1994 *"The wavenumber-phase velocity representation for the turbulent wall-pressure spectrum"* Journal of Fluid Engineering, Vol.116, pp.447-483
- [131] J.PARK & L.G.MONGEAU 1999 *"Effects of seal mechanical properties on sound radiation from road vehicle side-glass windows"* Proc. Inter'noise99, International Congress and Exposition on Noise Control Engineering, Fort Lauderdale, Florida
- [132] J.PARK, L.MONGEAU & T.SIEGMUND 2003 *"Influence of support properties on the sound radiated from the vibrations of rectangular plates"* Journal of Sound and Vibration, Vol.264, pp.775-794
- [133] J.PARK, L.MONGEAU & T.SIEGMUND 2003 *"Effects of window seal mechanical properties on vehicle interior noise"* SAE 2003-01-1703
- [134] S.PÉRENNÈS 1999 *"Caractérisation des sources de bruit aérodynamique à basses fréquences de dispositifs hypersustentateurs"* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, No.99-32
- [135] A.D.PIERCE 1991 *"Acoustics. An introduction to its physical principles and applications"* Acoustical Society of America, second printing
- [136] M.POGNANT 1995 *"Estimation par réseau de capteurs de la distribution de l'énergie du champ de pression sous couche limite turbulente"* Thèse de doctorat, Université des Sciences et Techniques de Toulon
- [137] M.PONTE 2003 *"Etude des fluctuations de pression pariétale autour d'une rampe à 30 degrés"* Rapport de stage de DEA, ENSMA

- [138] J.PYPER 2001 *"Use of PVB in laminated side glass for passenger vehicle interior noise reduction"* Journal of the Society of Automotive Engineers of Japan, Technical Paper No.20015321, Proc JSAE Spring Convention No.15-01, 23-25 May 2001, Yokohama, Japan
- [139] D.RICOT 2002 *"Simulation numérique d'un écoulement affleurant une cavité par la méthode Boltzmann sur réseau et application au toit ouvrant de véhicules automobiles"* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, No.2002-36
- [140] D.RICOT 2004 *"Mise au point de sondes à microphone déporté (SMD)"* Note interne Renault No. 64260-2004-0464
- [141] D.RICOT 2004 *"Numerical simulation of aeroacoustic problems using Lattice Boltzmann Method"* Proc. CFA/DAGA'04, pp.819-820, 22-25 march 2004, Strasbourg, France
- [142] G.ROBERT 1984 *"Modélisation et simulation du champ exciteur induit sur une structure par une couche limite turbulente"* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, No.84-02
- [143] T.RUNG, D.ESCHRIGHT, J.YAN & F.THIELE 2002 *"Sound radiation of the vortex flow past a generic side mirror"* AIAA 2002-2549
- [144] O.SADATAKA, K.KANAMARU & T.KAKAMU 1988 *"A consideration of wind noise reduction by air flow control"* SAE Paper 885115, Proc. 22nd FISITA Congress, Technical Papers, Volume 2
- [145] F.SCARANO, C.BENOCCI & M.L.RIETHMULLER 1999 *"Pattern recognition analysis of the turbulent flow past a backward facing step"* Physics of Fluids, Vol.11, No.12, pp.3808-3818
- [146] G.SCHEWE 1983 *"On the structure and resolution of wall-pressure fluctuations associated with turbulent boundary-layer flow"* Journal of Fluid Mechanics, Vol.134, pp.311-328
- [147] C.H.SHERMAN, S.H.KO & B.G.BUEHLER 1990 *"Measurement of the turbulent boundary layer wave-vector spectrum"* Journal of the Acoustical Society of America, Vol.88, No.1, pp.386-390
- [148] B.A.SINGER 1996 *"Turbulent wall-pressure fluctuations : new model for off-axis cross-spectral density"* NASA Contractor Report 198297
- [149] S.N.SINHA, A.K.GUPTA & M.M.OBERAI 1981 *"Laminar separating flow over backsteps and cavities. Part I : cavities"* AIAA Journal, Vol.19, No.12, pp.1527-1530
- [150] A.V.SMOL'YAKOV & V.M.TKACHENKO 1991 *"Model of a field of pseudosonic turbulent wall pressures and experimental data"* Soviet Physics-Acoustics, Vol.37, No.6, pp.627-631
- [151] A.V.SMOL'YAKOV & V.M.TKACHENKO 2004 *"A note on Investigation and modelling of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer at low and medium frequencies"* Journal of Sound and Vibration, Vol.274, pp.403-406
- [152] M.SNELLEN, L.VAN LIER, C.ROPS, M.H.A.JANSSENS, J.VAN HECH & G.S.STRUMOLO 2002 *"Flow-induced noise around the A-pillar of an idealised car greenhouse"* AIAA Paper 2002-2548

- [153] B.S.STRAFORD 1959 *"The prediction of separation of the turbulent boundary layer"* Journal of Fluid Mechanics, Vol.5, pp.1-16
- [154] W.A.STRAWDERMAN & R.A.CHRISTMAN 1972 *"Turbulence-induced plate vibrations : some effects on fluid loading on finite and infinite plates"* Journal of the Acoustical Society of America, Vol.52, No.5, pp.1537-1552
- [155] G.S.STRUMOLO 1997 *"The wind noise modeler"* SAE Paper 971921, Proc. 1997 Noise and Vibration Conference, Volume 1, pp.417-425
- [156] G.S.STRUMOLO 2002 *"VAWT : the virtual aerodynamic/aeroacoustic wind tunnel"* Journal of Engineering Mathematics, Vol.43, pp.173-187
- [157] M.SUNYACH, B.BRUNEL & G.COMTE-BELLOT 1985 *"Performances de la soufflerie anéchoïque à grandes vitesses de l'école centrale de Lyon"* Revue d'Acoustique, No.73
- [158] A.TADEU, J.ANTONIO & D.MATEUS 2004 *"Sound insulation provided by single and double panel walls - a comparison of analytical solutions versus experimental results"* Applied Acoustics, Vol.65, pp.15-29
- [159] D.R.THOMAS & P.A.NELSON 1995 *"Feedback control of sound radiation from a plate excited by a turbulent boundary layer"* Journal of the Acoustical Society of America, Vol.98, No.5, Part 1, pp.2651-2662
- [160] J.TILLERY, M.L.SZARY & M.NORAS 1997 *"Maximize sound transmission loss through double wall system with optimized coupling"* SAE 971885
- [161] S.TIMOSHENKO & S.WOINOWSKY-KRIEGER 1959 *"Theory of plates and shells"* McGraw-Hill Classic Textbook reissue series, second edition, McGraw-Hill, New York
- [162] V.M.TKACHENKO 2000 *"Conditions of similarity of the cross-spectra of pseudo-sound pressures in turbulence"* Acoustical Physics, Vol.46, No.3, pp.408-416
- [163] K.UCHIDA & K.OKUMURA 1999 *"Aerodynamic noise simulation based on lattice Boltzmann method (surface pressure fluctuation around A-pillar)"* SAE Paper 1999-01-1127
- [164] O.VAILLANT 2000 *"Bruit aérodynamique automobile"* Note interne Renault No.175/2003/64260
- [165] O.VAILLANT & V.MAILLARD 2003 *"Numerical simulation of wall pressure fluctuations on a simplified vehicle shape"* AIAA Paper 2003-3271, 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Hilton Head, South Carolina, 12-14 mai 2003
- [166] C.VARTANIAN, J.J.LASSERRE, V.LINET, J.C.VALIÈRE & J.P.BONNET 2002 *"Detection of structure in non-stationary flow by synchronized P.I.V. and wall pressure measurement"* 11th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 8-11 July 2002
- [167] M.WATANABE, M.HARITA & E. HAYASHI 1978 *"The effect of body shapes on wind noise"* SAE Paper 780266

- [168] S.WATKINS, F.ALAM, P.O'SHEA & G.ZIMMER 1999 "*Analysis of airflow impinging on the pillar of a car and comparison with interior noise*" Proc. 6th International Congress of Sound and Vibration, July 1999, Copenhagen, Denmark, pp.3449-3456
- [169] E.W.WEISSTEIN 1999 "*Weber's Discontinuous Integrals*" From "*MathWorld*", <http://mathworld.wolfram.com/WeberDiscontinuousIntegral.html>, dernière consultation en février 2005
- [170] W.W.WILLMARTH & C.E.WOOLDRIDGE 1962 "*Measurements of the fluctuation pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer*" Journal of Fluid Mechanics, Vol.14, pp.187-210
- [171] J.M.WITTING 1996 "*A spectral model of pressure fluctuations at a rigid wall bounding an incompressible fluid, based on turbulent structures in the boundary layer*" Noise Control Engineering Journal, Vol.26, No.1, pp.28-43
- [172] S.YAMAGUCHI, T.NEGISHI & A.ISHIHARA 1999 "*Development of CAE pre-evaluation method for reduction of aerodynamic noise around door mirror*" Toyota Techn. Rev. Vol.49, No.2, pp.120
- [173] W.W.H.YEUNG & G.V.PARKINSON 2004 "*Analysis and modeling of pressure recovery for separated reattaching flows*" Journal of Fluid Engineering, Vol.106, pp.355-361
- [174] J.ZHAO, X.ZHU & D.WAN 2002 "*The development of testing device for compression deformation of automotive door weather-strips seals*" SAE Paper 2002-01-0803
- [175] 2001 "*Rearview mirror optimization*" Automotive Engineering, Vol.109, No.3, pp.130-134