Numéro d'ordre : 2001-15 ANNÉE 2001

THÈSE

présentée devant
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Muriel SABAH

Etude expérimentale du bruit à large bande d'une grille d'aubes. Application au calcul du bruit des soufflantes.

Soutenance le 10 juillet 2001 devant la Commission d'Examen

JURY

Président :	M.	J.N. GENCE
Examinateurs :	M.	S. AUBERT
	M.	M. CAIGNAERT (Rapporteur)
	M.	J.M. CAILLEAU
	M.	S. LÉWY (Rapporteur)
	M.	M. ROGER

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509
École Centrale de Lyon

Numéro d'ordre : 2001-15 ANNÉE 2001

THÈSE

présentée devant
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Muriel SABAH

Etude expérimentale du bruit à large bande d'une grille d'aubes. Application au calcul du bruit des soufflantes.

Soutenance le 10 juillet 2001 devant la Commission d'Examen

JURY

Président :	M.	J.N. GENCE
Examinateurs :	M.	S. AUBERT
	M.	M. CAIGNAERT (Rapporteur)
	M.	J.M. CAILLEAU
	M.	S. LÉWY (Rapporteur)
	M.	M. ROGER

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509
École Centrale de Lyon

T 1878
ECOLE CENTRALE DE LYON
BIBLIOTHEQUE
BP 163 - 69131 ECULLY CEDEX

Remerciements

Ce travail, commencé en juillet 1998, s'est déroulé au Centre Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, Unité Mixte de Recherche associée au CNRS 5509. Cette thèse a bénéficié du soutien financier de l'Union Européenne et de la SNECMA.

Je tiens tout d'abord à remercier Daniel Juvé, professeur à l'ECL et Directeur du Département de Mécanique des Fluides, Acoustique et Energétique, qui m'a accueilli au sein de son équipe. Je remercie très vivement mon directeur de thèse, Michel Roger, professeur à l'ECL, qui a assumé la direction de cette thèse. Son assistance et ses conseils ont été indispensables au bon déroulement de cette thèse.

J'exprime toute ma gratitude à Serge Lévy, Directeur de Recherches à l'ONERA, pour avoir régulièrement suivi mon travail et m'avoir fait l'honneur de le juger en qualité de rapporteur. J'associe également à ces remerciements Guy Caignaert, professeur à l'ENSAM de Lille, qui a accepté d'être rapporteur. Mes remerciements s'adressent aussi à Jean-Noël Gence, professeur à l'Université Claude Bernard Lyon I, pour avoir accepté de présider le jury. Je suis reconnaissante envers Jean-Marc Cailleau, Responsable du Service Méthodes à la SNECMA, qui a accepté de participer à mon jury.

Je voudrais exprimer ma plus profonde gratitude à Stéphane Aubert, maître de conférences à l'ECL, qui a été d'une grande disponibilité pour les calculs numériques, et qui a aussi accepté de faire partie de mon jury.

Je tiens à remercier très chaleureusement Pierre Roland et Alain Louisot pour la constante disponibilité dont ils ont fait preuve à mon égard et leur savoir-faire qui ont permis une bonne réalisation des essais expérimentaux.

J'adresse mes plus sincères remerciements à Joëlle Caro pour sa disponibilité et son aide précieuse lors de la réalisation des calculs sous PROUST ainsi que Marc Jacob. Je remercie également Nathalie Grosjean et Marc Michard de l'équipe VIP du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, qui ont mis en oeuvre le système de vélocimétrie par images de particules.

Je suis très vivement reconnaissante envers Evelyne Roche ainsi qu'envers Marie-Annick Galland, pour tous leurs conseils et leurs encouragements dans les moments de doute. Je souhaite remercier très chaleureusement Christophe Bailly pour ses conseils et son entrain tout au long de ces années.

Ma gratitude s'adresse tout particulièrement aux doctorants du Laboratoire, et notamment à Stan, Sophie, Julie, Pascal, Damiano, Christophe, Xavier, Serge et Nadine qui m'ont permis de réaliser cette thèse dans une ambiance sympathique et chaleureuse.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Brice, pour sa patience, sa compréhension et son soutien durant ces trois années. Je voudrais remercier de façon toute particulière mes parents et ma soeur pour leur soutien moral tout au long de ce travail et surtout lors de la rédaction du mémoire.

J'exprime enfin toute ma reconnaissance à l'ensemble du personnel du Laboratoire, enseignants et techniciens, pour leur accueil sympathique et leur convivialité.

Résumé

La présente étude porte sur une analyse expérimentale du bruit à large bande rayonné par une grille d'aubes. Elle est justifiée par le besoin de mieux comprendre l'émission sonore des soufflantes de turboréacteurs. Les soufflantes, rotors de grand diamètre placés à l'avant des turboréacteurs à double flux, sont en effet à l'heure actuelle une des sources prédominantes. L'objectif est de caractériser les différents mécanismes d'émission sonore, au moyen de mesures à la fois aérodynamiques et acoustiques (fils chauds, vélocimétrie laser, capteurs de pression en paroi). La grille d'aubes est alors un moyen privilégié d'accéder aux sources de bruit associées directement aux aubes, en excluant les sources extérieures. Il ne s'agit pas ici de reproduire l'écoulement exact dans les soufflantes. Ainsi, nous n'examinons ni les effets de rotation, ni les effets d'écoulements tridimensionnels. Nous cherchons une fonction de transfert entre la pression pariétale (pression fluctuante mesurée sur les parois des aubes) et le champ lointain. Cette fonction de transfert doit être la même pour le bruit d'une soufflante réelle, tant que les mécanismes mis en jeu restent les mêmes.

Deux mécanismes d'émission sonore ont été comparés, à savoir le bruit propre, bruit produit sous écoulement amont laminaire, et le bruit dit d'interaction instationnaire, produit sous écoulement turbulent. Pour ces deux mécanismes, l'influence de différents paramètres a été analysée. A la vitesse maximale, le nombre de Mach vaut 0,3, le nombre de Reynolds vaut 10^6 pour une corde de 10 cm. L'effet de la charge a été simulé par l'intermédiaire de l'angle d'attaque, en changeant l'angle d'alignement des aubes, l'angle de calage ne jouant que peu de rôle. Pour les deux mécanismes étudiés, la directivité du bruit est globalement dipolaire, avec deux lobes légèrement inclinés vers l'aval des aubes. Aucun phénomène relatif à une corrélation d'aube à aube n'a été observé. La puissance acoustique évolue en fonction de la puissance n de la vitesse, avec $5 < n < 5,5$ pour le bruit d'interaction instationnaire (taux de turbulence de 5%), et avec $5,5 < n < 6$ pour le bruit propre.

Parallèlement, les mesures ont permis de valider un modèle analytique, sur la base d'une formulation du problème du bruit d'un profil isolé, conformément à l'analogie acoustique. Ce modèle théorique, fondé sur les travaux d'Amiet, restitue les résultats expérimentaux, à la fois pour la directivité et pour les lois d'évolution en fonction de la vitesse.

Abstract

This study deals with acoustic sources of broadband noise in a linear cascade, aiming at a better understanding of the noise emission in a turbofan engine. The fan, placed at the beginning of turbojet, is nowadays one of the main sources. Noise sources are essentially investigated on a specific experimental set-up, using a model linear cascade made of seven blades, placed at the exit flow of an open anechoïc wind tunnel. Far field acoustic measurements, velocity measurements around the cascade and wall pressure measurements on the blades allow to relate the noise to the unsteady aerodynamics, and so to understand noise mechanisms. The linear cascade is a privileged way of inferring very complicated mechanisms in quite a clear context, avoiding extra noise sources. The objective is not to reproduce the exact flow in a fan, so we neither study the effects of rotation, neither tridimensional flow effects. The goal is to find a transfer function between the wall pressure and the far field. This transfer function must be the same one in a real fan, if the mechanisms are identical.

Sources of broadband noise arise either from interaction with upstream turbulence or from blade self-noise associated with turbulent boundary layers convected past the trailing edge. The main goal is to quantify the relative contributions of both sources, and to assess the effect of various parameters. The Reynolds number based on the blade chord is about 10^6 and the Mach number up to 0.3, for a blade chord equal to 10cm. For self-noise and turbulence interaction noise, the blade loading effect on noise was studied, by varying the angle of attack. For both of them, the directivity is globally a dipole, with preferred aft-radiation. No blade-to-blade correlation was observed. Besides, self-noise intensity scales with the power 5.5 to 6 of the flow velocity and turbulence-interaction noise (turbulence rate equal to 5%) scales with the power 5 to 5.5 of the flow velocity.

Apart from the experimental study, an analytical model is validated owing to the measurements. This model is based on a formulation of noise radiated by isolated blade, according to acoustic analogy. The theoretical model, based on Amiet's formulation, shows good agreement with the measurements, for the directivity and the power law of variation with velocity.

Table des matières

Notations

c	corde
c_0	vitesse du son
C_L	coefficient de portance
C_p	coefficient de pression
C_k	constante de Kolmogorov
d	distance inter-aube
e	épaisseur des aubes
e_s	épaisseur des sillages des aubes
$\hat{\mathcal{E}}_t(K_r)$	spectre de l'énergie cinétique turbulente dans le domaine spatial $[m^3s^{-2}]$
$\mathcal{E}_t(f)$	spectre de l'énergie cinétique turbulente dans le domaine fréquentiel $[m^2s^{-2}/Hz]$
f	fréquence $[Hz]$
h	envergure
k	nombre d'onde ω/c_0 $[m^{-1}]$
K	fréquence réduite $\omega c/(2.U_1)$
k_c	nombre d'onde associé à la vitesse de convection dans la couche limite ω/U_c $[m^{-1}]$
K_r	nombre d'onde correspondant au domaine spatial $[m^{-1}]$
k_t	énergie cinétique turbulente $[m^2s^{-2}]$
$\tilde{k}_t$	moyenne de Favre de l'énergie cinétique turbulente
k_z	nombre d'onde transversal
l_η	échelle de Kolmogorov
L_t	échelle intégrale de la turbulence $[m]$
M	Nombre de Mach $\frac{U_1}{c_0}$
$Natt$	atténuation des sondes
N_b	nombre d'aubes
P_{eff}	pression efficace (intégrale en fréquence de S_{pp}) $[Pa]$
$\mathcal{P}$	spectre de la puissance acoustique (intégrale spatiale de S_{pp}) $[W/Hz]$
$\mathcal{P}_t$	puissance acoustique totale (intégrale spatiale de P^2_{rms}) $[W]$
R	rayon des aubes
R_{so}	distance source-observateur
R_t	distance source-observateur corrigée par la convection des ondes acoustiques
Re_c	nombre de Reynolds associé à la longueur de la corde
Re_d	nombre de Reynolds associé à l'espace inter-aube
Re_t	nombre de Reynolds turbulent
s_1	distance inter-aube projetée sur l'axe de la corde des aubes
s_2	distance inter-aube projetée sur l'axe orthogonal à la corde des aubes
St_c	nombre de Strouhal associé à la longueur de la corde
St_d	nombre de Strouhal associé à l'espace inter-aube

St_g	nombre de Strouhal associé à la maille de la grille de turbulence
S_{pp}	densité spectrale de puissance (ou spectre)
U_1	vitesse de l'écoulement sur la grille d'aubes
U_2	vitesse de l'écoulement à la sortie de la grille d'aubes
U_c	vitesse de convection dans les couches limites
u_{rms}	vitesse fluctuante : intégrale en fréquence de $\sqrt{\mathcal{E}_t(f)}$ $[ms^{-1}]$
V	vitesse des aubes du rotor
$M(R_o, \theta_o, z_o)$	position du récepteur (coordonnées cylindriques)
ou (x_o, y_o, z_o)	(coordonnées cartésiennes)
$\tilde{D}_o$	$\sqrt{x_o^2 + \beta_m^2(y_o^2 + z_o^2)}$
$S(R_s, \theta_s, z_s)$	position d'une source (coordonnées cylindriques)
ou $S(x_s, y_s, z_s)$	(coordonnées cartésiennes)
$\tilde{D}_s$	$\sqrt{x_s^2 + \beta_m^2(y_s^2 + z_s^2)}$
$S_t(x_t, y_t, z_t)$	position de la source corrigée par la convection des ondes acoustiques
(x, y, z)	coordonnées dans un repère lié à la vitesse amont
(x_g, y_g, z_g)	coordonnées dans un repère lié à l'alignement de la grille
(x_a, y_a, z_a)	coordonnées dans un repère lié à la corde des aubes (origine au bord de fuite)
(X_a, Y_a, Z_a)	coordonnées dans un repère lié à la corde des aubes (origine au bord d'attaque)
α_a	Nombre d'onde d'une rafale turbulente dans la direction y_a
α_c	$\alpha_c = \frac{U_1}{U_c}$
α_t	angle d'attaque
$\beta_1 = \beta$	angle d'entrée d'air
β_2	angle de sortie d'air
β_a^2	$1 - M^2 \cos^2(\alpha_t)$
β_m^2	$1 - M^2$
χ	angle de calage
δ ou δ_{ij}	symbole de Kronecker
ϵ_t	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente $[m^2s^{-3}]$
γ_a	Nombre d'onde d'une rafale turbulente dans la direction x_a
γ_{xy}	cohérence
κ	$\mu^2 - K_2^2$
λ	échelle de Taylor de la turbulence $[m]$
μ	$\frac{k^2 - k_z^2}{\beta_m^4}[m^{-1}]$
μ_d	viscosité dynamique de l'air $[kgm^{-1}s^{-1}]$
ν_a	Nombre d'onde d'une rafale turbulente dans la direction z_a
ν	viscosité cinématique de l'air $[m^2s^{-1}]$
ν_t	viscosité turbulente $[m^2s^{-1}]$
$\theta = \beta_2 - \beta_1$	déflexion
θ_c	angle θ_{so} corrigé par les effets de la couche de cisaillement du jet
θ_{so}	angle entre la direction de l'écoulement et la direction source-observateur
θ_t	angle θ_{so} corrigé par convection
ρ	masse volumique de l'air
$\sigma = c/d$	solidité
σ_g	déphasage inter-aube

ω	pulsation
ω_e	enstrophie $[s^{-2}]$
ω_t	taux de dissipation spécifique $[s^{-1}]$

Exposants

t	tête d'aubes
p	pied d'aubes

Indices

1	amont de la grille d'aubes
2	aval de la grille d'aubes

Abréviations

B&K	Brüel & Kjær
CAA	*Computational AeroAcoustics*
CFL	Courant Friedrisch Lewy
DNS	*Direct Numerical Simulation*
DSP ou spectre	Densité Spectrale de Puissance de la pression $[dB,\ Pa^2/Hz,\ P_{ref} = 2.10^{-5}\ Pa]$
FANS	*Favre-Average Navier-Stokes*
IGV	*Inlet Guide Vane*
LES	*Large Eddy Simulations*
LMFA	Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique
OGV	*Outlet Guide Vane*
PROUST	Programme de recherches sur les écoulements instationnaires
S	sonde, pour les prises de pression pariétale
SMD	Sonde à Microphone Déporté
VIP	Vélocimétrie par Images de Particules

Introduction

L'intensification du transport aérien augmente la gêne acoustique des riverains des aéroports et accentue le besoin de réduire le bruit émis par les avions. Des mesures de certification acoustique concernant les avions ont été mises en place par l'OACI (Organisation de l'Aviation Civile Internationale). En outre, de nombreux aéroports imposent des normes acoustiques plus sévères que la réglementation internationale, par l'intermédiaire de taxes supplémentaires pour les avions. Les motoristes doivent donc, dès la conception, chercher à diminuer les nuisances sonores, sans pour autant augmenter la consommation et le coût des avions.

Pour les premiers moteurs d'avions, le jet était la principale source de bruit. Mais, à partir des années 1970, les moteurs à double flux ont été développés pour augmenter les performances, ce qui a modifié les sources sonores. En particulier, le bruit de jet a fortement diminué, et la soufflante est devenue une source de bruit prépondérante. Des traitements acoustiques en paroi de la nacelle atténuent le bruit de la soufflante. Cependant, les nacelles des futurs moteurs devront être beaucoup plus légères et plus courtes pour ne pas augmenter la traînée aérodynamique, si bien que les traitements acoustiques actuels ne sont pas une solution suffisante. C'est pourquoi il devient de plus en plus primordial de connaître les sources de bruit des soufflantes, de manière à pouvoir réduire le bruit à la source. Notre objectif est ici de réaliser un banc d'essai pour mettre en évidence les divers mécanismes à l'origine du bruit aérodynamique de la soufflante. Les mesures acoustiques passent par la connaissance des spectres, qui font apparaître une composante de bruit de raie et une composante large bande. Les mécanismes d'émission des bruits de raies étant connus, nous nous intéressons ici au bruit à large bande. Pour simplifier l'étude des mécanismes existant dans une soufflante et pouvoir isoler correctement chaque source de bruit, nous avons choisi de développer la soufflante suivant un rayon constant en une grille d'aubes plane, comme indiqué sur la figure 1. Tout au long de ce mémoire, nous allons donc nous intéresser à l'étude expérimentale du bruit à large bande d'une grille d'aubes, placée à la sortie d'une soufflerie anéchoïque.

L'étude s'inscrit dans le cadre du projet Européen RESOUND (*Reduction of Engine Source Noise through Undertanding and Novel Design*), dont le but est d'obtenir une réduction de 4 dB sur le bruit des avions. Elle a été réalisée au Centre Acoustique de l'École Centrale de Lyon, équipe du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA, UMR CNRS 5509).

Comme nous utilisons une grille d'aubes plane, nous ne tenons pas compte de la rotation. Ainsi, l'écoulement est différent de celui qui existe sur les aubes d'une soufflante réelle. Par ailleurs, l'installation impose de restreindre l'étude à des écoulements plus lents que ceux des turboréacteurs. Le nombre de Mach de notre étude est inférieur à 0,3. Mais le but de l'étude est essentiellement de mettre en évidence le lien entre le champ lointain et la statistique du champ de pression pariétale sur les aubes. Il s'agit donc de caractériser une fonction de transfert. La connaissance du champ pariétal aérodynamique sur une soufflante en rotation permettra dans les applications futures d'en déduire le champ acoustique lointain, en appliquant le même lien

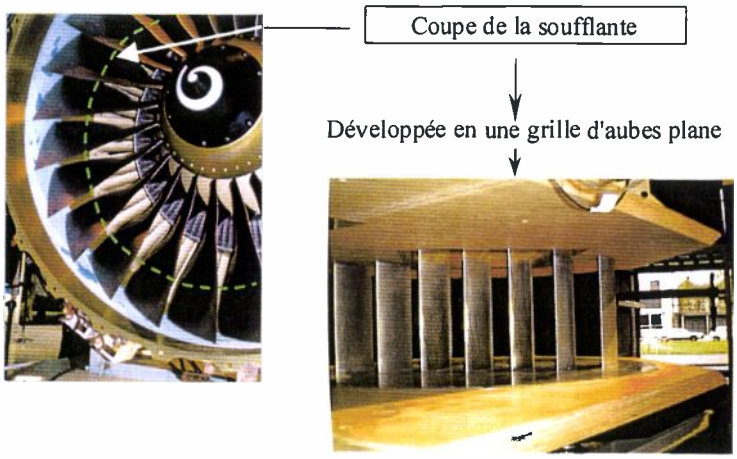


Figure 1 – *Passage d'une soufflante à une grille d'aubes*

que celui qui est établi dans cette thèse pour une grille d'aubes plane. L'intérêt de la grille est double. Tout d'abord, le montage expérimental, relativement simple, évite les considérables difficultés liées à la motorisation d'un banc d'essais de rotor et permet d'isoler les mécanismes de bruit à large bande associés à une rangée d'aubes unique. Par ailleurs, l'écoulement y est plus représentatif que sur un profil isolé, ce que nous qualifions d'effet de grille aérodynamique. Un phénomène de diffraction par les aubes adjacentes peut aussi avoir lieu, ce qui constitue un effet de grille acoustique.

L'un des objectifs de ce travail est de chercher des modèles analytiques permettant de restituer les résultats expérimentaux et ainsi de voir l'influence théorique d'un profil dans une grille d'aubes par rapport à un profil isolé. En particulier, nous voulons pouvoir répondre à la question de la validité d'un modèle de profil isolé pour prédire du bruit à large bande en turbomachines, ce qui revient à évaluer la nécessité de considérer ou non un effet de grille dans les modèles. Cette question est importante puisqu'un modèle de profil isolé est plus simple et rapide qu'un modèle de grille d'aubes. À ce titre, on peut noter que le programme de calcul employé à l'heure actuelle par la SNECMA, partenaire de l'ECL dans RESOUND, repose sur un formalisme de profil isolé (de Gouville et coauteurs [20]).

Le calcul acoustique numérique est en effet très délicat en présence de nombreuses parois, ce qui explique que les modèles analytiques pour prédire le bruit des turbomachines reste d'actualité. Ganz et coauteurs [34] montrent en effet que les travaux numériques actuels ne peuvent modéliser correctement la turbulence amont interagissant avec une grille d'aubes. Pour pouvoir traiter l'acoustique, des schémas numériques différents de ceux qui sont mis en oeuvre en mécanique des fluides sont nécessaires, car la CFD (*Computational Fluid Dynamics*) n'est pas adaptée pour traiter la propagation acoustique en champ lointain. Les schémas ne doivent en effet être ni dissipatifs, ni dispersifs pour traiter l'aéroacoustique (cf. Tam [85]). Il faut par ailleurs capter de manière parfaite les phénomènes instationnaires pour que l'acoustique puisse être restituée. Des algorithmes propres à la CAA (*Computational AeroAcoustics*) sont donc nécessaires. Parmi les approches possibles, un calcul Navier-Stokes instationnaire donnant accès à la pression instationnaire sur les profils permet en principe d'en déduire le champ acoustique rayonné grâce à l'analogie de Ffowcs Williams & Hawkings [31]. L'acoustique peut aussi se déduire d'un calcul CFD à l'aide d'une surface de Kirchhoff entourant les sources. Selon Prieur & Rahier [71], la méthode de Kirchhoff et l'analogie de Ffowcs Williams et Hawkings sont en

bon accord avec l'expérience lorsque le rayon de courbure de la surface est assez grand. Une autre solution pour le calcul numérique en aéroacoustique, en présence de parois solides, consiste à exploiter la méthode des points fantômes, selon Tam & Dong [84]. Mais dans le cas d'une grille d'aubes, cette méthode devient trop compliquée. Pour pallier ce problème, Choudari & Li [12] ont recours à une transformation conforme pour remplacer les aubes par des plaques sans épaisseur.

Une approche plus accessible à l'heure actuelle, consiste à développer des modèles analytiques. Ainsi, de nombreuses études ont établi des formules prédisant la réponse acoustique d'une grille d'aubes à une perturbation incidente (Glegg 1996 [35]). Des approximations soit sur la géométrie des aubes, telles que aubes sans épaisseur, soit sur les équations aboutissent à une réponse acoustique sous forme d'une solution analytique. Goldstein [40], en 1976, simplifie le problème de la grille d'aubes annulaire en la remplaçant par une grille linéaire infinie. Les rotors étudiés sont souvent inclus dans un conduit, si bien que l'on s'intéresse essentiellement aux modes de conduit (de Gouville [19], Glegg & Jochault [37], Dunn & Tweed [21]). Envia [25] a par ailleurs établi une fonction de réponse instationnaire pour une grille d'aubes annulaire. Dans notre cas, pour les besoins de l'expérience, nous sommes en champ libre, les effets des réflexions sur les plaques supportant la grille d'aubes étant découplés des mesures en champ lointain dans le plan médian. Nous étudions donc le bruit à large bande d'une grille d'aubes sans tenir compte des aspects modaux liés à la propagation. De plus, les aubes sont en nombre limité. Pour ces raisons essentielles, un modèle de grille d'aubes, reposant par définition sur une condition de périodicité, donc un nombre d'aubes infini, ne permet pas de comparaison probante. Nous nous sommes finalement orientés vers l'adaptation de modèles pour profils isolés, approche d'autant plus justifiée que les mécanismes de bruit à large bande ne sont la plupart du temps pas corrélés d'aube à aube.

L'autre objectif principal de cette thèse est d'apporter des éléments permettant de hiérarchiser les différentes sources de bruit à large bande, notamment le bruit propre et le bruit dû à l'ingestion de turbulence. Certains aspects abordés reviennent à généraliser l'approche de Brooks et coauteurs [11] pour un profil NACA0012 isolé. L'étude doit en outre conduire à une bonne compréhension des mécanismes physiques contribuant à l'émission acoustique à large bande. En particulier, l'évolution en fonction de l'angle d'attaque, donc de la charge, sera examinée.

Pour savoir comment orienter l'étude acoustique sur le bruit produit par les soufflantes, il faut connaître les différents mécanismes d'émission sonore possibles. Ainsi, dans le premier chapitre, nous énumérons rapidement les sources acoustiques des turboréacteurs, en mettant en avant le bruit à large bande. Les diverses causes de bruit étudiées tout au long de la thèse sont mises en évidence.

Le deuxième chapitre est consacré à la conception du banc d'essai, avec tous les choix qui ont dû être faits de manière à obtenir un comportement aérodynamique adéquat tout en permettant des mesures acoustiques en champ lointain.

Le troisième chapitre concerne l'aérodynamique de la grille d'aubes, que nous avons calculée numériquement et mesurée par anémométrie à fils chauds et par vélocimétrie laser. Nous qualifions l'écoulement pour les différentes configurations étudiées, et nous déterminons en particulier la configuration de début de décrochage. Par ailleurs, les mesures aérodynamiques permettent de calculer des échelles de longueurs caractéristiques des écoulements.

Le quatrième chapitre a pour objectif d'analyser les mesures acoustiques et les mesures de pression pariétale. Le bruit propre se définit comme le bruit de la grille dans un écoulement

laminaire, alors que le bruit d'interaction se définit comme le bruit de la grille dans un écoulement turbulent. L'évolution du bruit propre en fonction de l'angle d'attaque est notable, alors qu'il n'y a pas d'effet sur le bruit d'interaction. Les lois d'évolution de la puissance acoustique en fonction de la vitesse sont différentes, égales à $U_1^{5,8}$ pour le bruit propre, et à $U_1^{5,3}$ pour le bruit d'interaction. Elles diffèrent aussi des modèles asymptotiques conduisant à une loi en U_1^5.

La comparaison des résultats expérimentaux avec des modèles analytiques est faite en chapitre cinq de ce mémoire. Nous nous sommes essentiellement intéressés aux modèles d'Amiet [2], et [65], à la fois pour le bruit propre et le bruit d'interaction. Nous avons apporté une correction au modèle de bruit propre pour ajouter un effet de bord d'attaque, qui améliore la prédiction des spectres et de la directivité. Ces deux modèles permettent de retrouver les lois en puissance déterminées expérimentalement. On peut conclure au bien fondé de l'emploi des modèles de profil isolé pour le bruit à large bande en configuration de grille.

Chapitre 1

Sources de bruit du turboréacteur

L'objectif de ce chapitre est de recenser les diverses sources acoustiques du turboréacteur, et en particulier de la soufflante, devenue à l'heure actuelle la source prépondérante. Nous mettons l'accent sur les sources à large bande en relation avec notre propos. Les mécanismes d'émission de raies sont à l'heure actuelle mieux connus.

Nous allons tout d'abord rapidement exposer les différentes parties qui composent le turboréacteur. Nous allons ensuite lister les diverses sources de bruit du turboréacteur allant du bruit de jet au bruit d'interaction de la soufflante avec les surfaces environnantes en passant par le bruit de combustion. En troisième section, nous isolerons le bruit de la soufflante seule sans interaction avec ce qui l'entoure. Nous traiterons en particulier les divers mécanismes de bruit qui lui sont propres. Enfin, en quatrième section de ce chapitre, nous voyons comment nous pouvons étudier les mécanismes de bruit à large bande propres aux soufflantes, que ce soit analytiquement ou expérimentalement.

1.1 Le turboréacteur

Les premiers moteurs civils des années 1950 était constitués d'un turboréacteur à simple flux. Mais vers 1970, les moteurs à double flux, qui sont une version améliorée du turboréacteur, sont apparus pour augmenter les performances. Le turboréacteur à double flux se compose de la même manière que le turboréacteur simple, avec l'introduction d'un circuit secondaire supplémentaire, qui comprend la soufflante et la nacelle extérieure. Le taux de dilution est ainsi le rapport du débit du flux secondaire sur le débit du flux primaire. L'évolution de la production des turboréacteurs a conduit à une augmentation du taux de dilution pour améliorer les performances ce qui correspond à une augmentation de la taille de la soufflante. La poussée du moteur n'est plus seulement assurée par le jet, mais aussi par la soufflante.

Il faut redresser l'écoulement tournant induit par la soufflante et récupérer ainsi l'énergie de rotation. C'est le rôle du redresseur secondaire, OGV *Outlet Guide Vane*, et du stator distributeur du compresseur basse pression, IGV *Inlet Guide Vane*, situés à la sortie de la soufflante. L'IGV se trouve dans le circuit primaire du réacteur, alors que l'OGV se trouve dans le conduit secondaire. L'écoulement doit ensuite être comprimé par le compresseur. Celui-ci est composé d'une succession d'étages de compression, chaque étage comprenant une roue d'aubes tournante, appelée rotor, suivie d'une roue fixe, appelée stator. L'air est accéléré par les rotors, alors que les stators redressent l'écoulement de la même manière que l'IGV ou l'OGV, et transforment l'énergie cinétique en énergie de pression. Le taux de compression, qui est le rapport de la

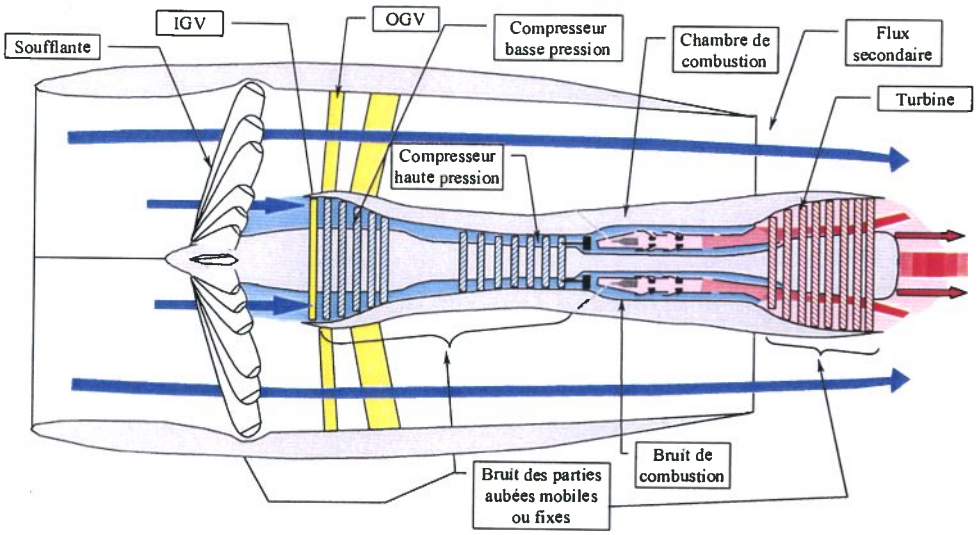


Figure 1.1 – *Bruit du turboréacteur à double flux*

pression de l'air à la sortie du compresseur sur la pression de l'air à l'entrée, est une fonction croissante du nombre d'étages.

L'air comprimé sortant du compresseur entre dans la chambre de combustion où il est mélangé au carburant, puis enflammé. Sa température augmente, produisant une énergie calorifique considérable.

La turbine est aussi constituée d'une série de roues fixes et mobiles qui, par leur géométrie, induisent une diminution de pression. La détente des gaz à haute température sortant de la chambre de combustion permet à la turbine d'entraîner le compresseur. Ainsi, une partie de l'énergie calorifique produite dans la chambre de combustion se transforme en énergie mécanique.

La tuyère détend les gaz en sortie de la turbine jusqu'à la pression atmosphérique. Les gaz y acquièrent une vitesse d'échappement maximale, conférant une poussée maximale pour faire avancer l'avion.

1.2 Bruit aérodynamique des moteurs à double flux

Nous détaillons ici les différentes sources de bruit du turboréacteur de manière la plus exhaustive possible.

1.2.1 Bruit de jet et bruit de combustion

Entre les anciennes et nouvelles générations de moteurs, la hiérarchie des sources sonores est totalement différente. Il s'agit à l'heure actuelle de s'intéresser aux moteurs à fort taux de dilution, d'autant plus que ce taux de dilution ne fait que croître, lorsque le diamètre de la soufflante augmente.

Pour les premiers moteurs à simple flux, le bruit de jet était la principale source sonore, avec une direction de rayonnement principale vers l'aval. La source de bruit suivante était due au compresseur, qui rayonnait à la fois vers l'amont et vers l'aval du turboréacteur, et à la turbine et la combustion, dont le rayonnement se situait vers l'aval. Avec l'introduction de la soufflante, à partir des années 1970, en amont du turboréacteur des nouveaux moteurs, les sources sonores

ont été modifiées. Un jet secondaire a en effet été introduit permettant une diminution notable du bruit rayonné par le jet essentiellement en raison de l'augmentation du diamètre et de la diminution de la vitesse. Le compresseur, la turbine, la chambre de combustion, et surtout la soufflante deviennent de nouvelles sources prépondérantes.

Le bruit de combustion, lié au bruit de la flamme turbulente, est un bruit à large bande.

Pour les moteurs à double flux et à fort taux de dilution, la source sonore principale provient de la soufflante, et de l'interaction de la soufflante avec toutes les parties l'entourant. Il faut donc principalement s'intéresser à la soufflante si l'on veut diminuer le bruit des moteurs.

1.2.2 Bruit des parties tournantes

Une grande partie des bruits produits par les machines tournantes provient des mécanismes dipolaires, c'est-à-dire des efforts aérodynamiques sur les surfaces solides. Une autre partie provient du mouvement de rotation des sources. Ce bruit de déplacement est un bruit monopolaire associé aux fluctuations de débit résultant du passage des pales dans l'écoulement. Il est lié au volume d'air déplacé, donc lié à l'épaisseur des pales, et correspond a des raies. Les contraintes de cisaillement de l'écoulement autour des pales conduisent à un rayonnement quadripolaire contribuant au bruit de raies et au bruit large bande. Ce terme joue un grand rôle que si le nombre de Mach de rotation est supérieur à 0,8. Le reste est un bruit propre dû aux effets de mélange turbulent.

Dans l'analogie acoustique de Ffowcs Williams et Hawkings [31], ces sources font l'objet de traitements particuliers. Lorsque les mouvements sont uniformes ou lorsque le nombre de Mach est modéré, le bruit produit résulte essentiellement de la portance instationnaire sur les surfaces.

En régime subsonique, la contribution principale est dipolaire.

1.2.3 Interaction de la soufflante avec les surfaces environnantes

L'étude acoustique passe par la connaissance des spectres, c'est-à-dire de la pression acoustique en fonction de la fréquence. Or ces spectres font apparaître des raies qui émergent de la composante large bande. Lors du décollage, la rotation du moteur est telle que la vitesse en extrémité des pales est supersonique. Le passage des aubes crée des ondes de chocs conduisant à l'apparition de raies aux harmoniques de la fréquence de rotation de l'arbre moteur, appelées fréquences multiples de la rotation (en anglais : *Multiple pure tones* ou *Buzz saw noise*) [58]. Les spectres se caractérisent alors par la présence d'un grand nombre de raies, représentées sur la figure 1.2 b), et il devient difficile de distinguer la composante large bande.

En revanche, pour un avion en approche, la vitesse en bout de pale reste subsonique, et le spectre présente des raies, visibles sur la figure 1.2 a), aux harmoniques de la fréquence de passage des aubes émergeant de la composante à large bande bien identifiable. La fréquence de passage des aubes est $B\Omega$, B étant le nombre d'aubes du rotor, et Ω la fréquence de rotation. Le bruit d'interaction du sillage tournant des aubes d'un rotor avec les aubes fixes du stator qui lui succède, jouant alors le rôle d'un redresseur, se compose d'un bruit large bande et d'un bruit de raies toujours aux fréquences de passage des aubes du rotor $B\Omega$, mais produit par le stator (cf. figure 1.4). Sijtsma et coauteurs [78] ont effectué une étude expérimentale pour prédire le bruit d'interaction rotor-stator, dans laquelle ils décrivent deux mécanismes d'émission sonore. Le premier est celui qui est décrit précédemment sur l'interaction du sillage du rotor avec les aubes du stator. Le second concerne le son produit par l'interaction due à la distorsion de

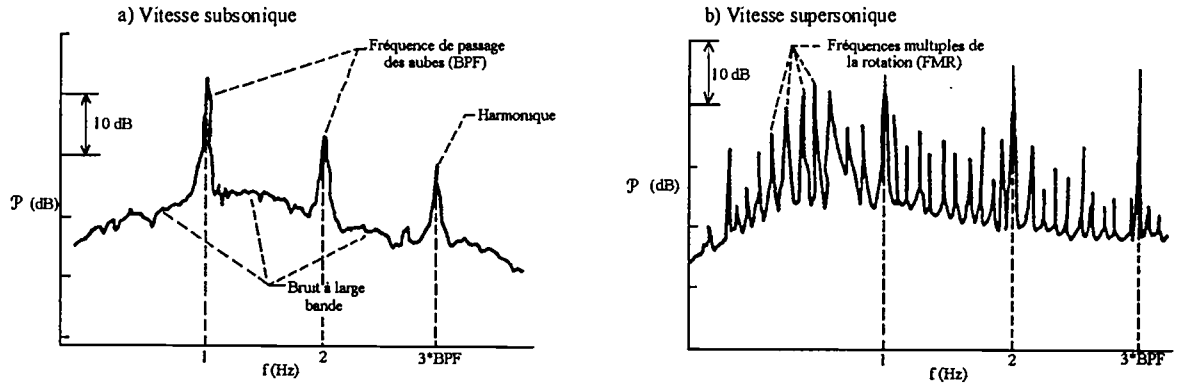


Figure 1.2 – *Spectre de bruit d'un turboréacteur (figure tirée de la référence [41])*

l'écoulement causée par le faible espace entre le rotor est le stator. Ce phénomène correspond à une interaction potentielle, dans laquelle des fluctuations de force sont induites par le stator sur le rotor, ou réciproquement par le rotor sur le stator. Ces interactions diminuent d'autant plus que les rotors et stators sont éloignés. Elles ne se produisent pas pour une soufflante et son redresseur.

Nous nous intéresserons uniquement au cas subsonique, lorsque l'avion atterrit. Le bruit des soufflantes est donc la combinaison du bruit de raies aux fréquences de passage des aubes et à ses harmoniques, et le bruit large bande donnant une contribution à toutes les fréquences du spectre. Par le passé, le bruit de raies était le bruit le plus gênant. Pour les nouveaux turboréacteurs de diamètre plus grand avec moins d'aubes, le bruit large bande a actuellement une contribution équivalente au bruit de raies. Par ailleurs, les mécanismes de bruit de raies sont à l'heure actuelle plus clairs, et des modèles théoriques sont disponibles pour prévoir le bruit de raies émis par un rotor en régime transsonique (cf. Léwy [59]).

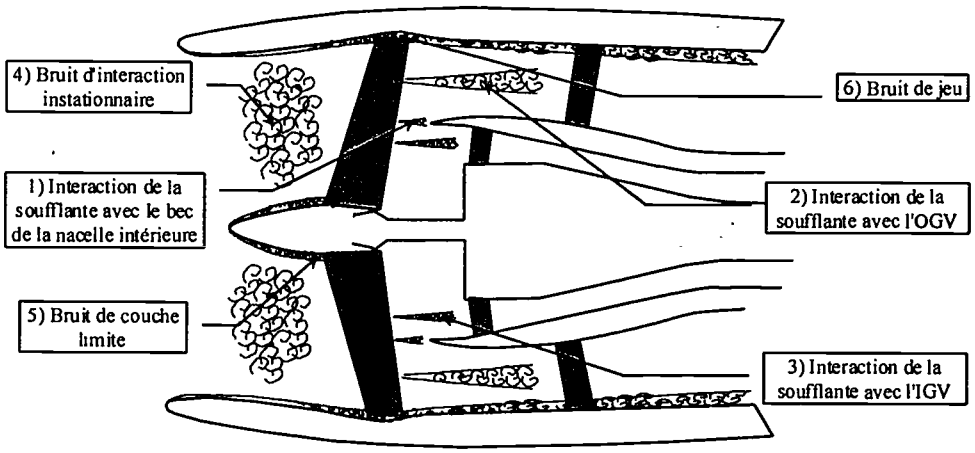


Figure 1.3 – *Différents mécanismes de bruit à large bande*

Pour les turboréacteurs futurs, le nombre d'aubes B et la vitesse de rotation Ω diminuent, si bien que les raies de la soufflantes vont se décaler vers les basses fréquences. La composante large bande du spectre va prendre beaucoup plus d'importance, et représente actuellement un palier qu'il faut pouvoir diminuer. Ainsi, il devient de plus en plus nécessaire de connaître les

mécanismes d'émission du bruit à large bande, et ne plus se contenter de s'intéresser au bruit de raie.

Interaction de la soufflante avec le bec de la nacelle intérieure

L'impact du flux de la soufflante sur le bec de la nacelle intérieure , qui sépare le flux primaire du flux secondaire, produit un bruit qui est souvent négligé devant le bruit d'interaction de la soufflante avec l'OGV. Mais il peut être comparable au bruit d'interaction de la soufflante avec l'IGV (cf. figure 1.3 n°1).

Interaction de la soufflante avec l'IGV ou l'OGV

Le bruit d'interaction de la soufflante avec l'OGV et avec l'IGV résulte de l'interaction des sillages des aubes de la soufflante avec les aubes de l'OGV ou de l'IGV (cf. figure 1.3 n°2 n°3, figure 1.4). La majeure partie de l'énergie acoustique produite par l'interaction de la soufflante et de l'OGV rayonne en aval du flux secondaire. La réduction du nombre de pales de l'OGV peut en outre diminuer le bruit d'interaction avec la soufflante.

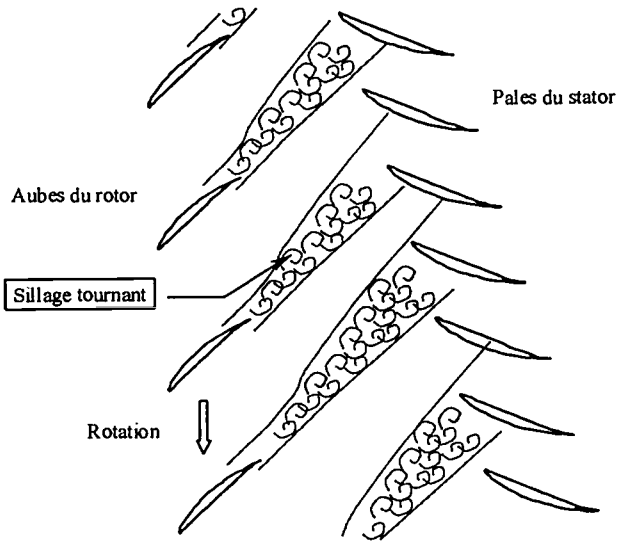


Figure 1.4 – *Interaction du sillage d'un rotor avec le stator redresseur*

Ces émissions sonores sont des cas particuliers d'interaction rotor-stator. L'interaction des stators avec les rotors se classe en deux catégories. Lorsque le stator est en amont du rotor, cela revient à ce que le rotor reçoive une perturbation turbulente amont sous forme de rafales. Lorsque le rotor est en amont du stator, le stator reçoit les sillages tournants provenant du rotor. Dans les deux cas, le problème se résout grâce à des fonctions de transfert de la théorie linéarisée de l'aérodynamique instationnaire, qui relie le champ de pression en paroi à l'acoustique en champ lointain. Le spectre émis résulte alors des caractéristiques imposées par le rotor.

Pour tous ces mécanismes, toute rangée d'aubes joue aussi un rôle d'écran. Ainsi, Hanson [44] étudie la réflexion et la transmission par le rotor ou le stator en incluant des modes de diffraction. Le stator diffracte les ondes aux fréquences de passage des aubes en modes aux mêmes fréquences mais avec de nombreux lobes. Le modèle de Hanson est une extension des travaux de Glegg [35] sur la théorie des harmoniques de grille et permet de traiter le bruit large bande. L'analyse de Glegg, en tenant compte des effets de grille, permet d'une part de

s'affranchir des considérations de compacité, et évite d'autre part la restriction du problème d'aubes isolées. L'étude de l'interaction des sillages du rotor avec les aubes du stator conduit à une décomposition de l'écoulement instationnaire en harmoniques en espace et en temps.

1.3 Bruit aérodynamique propre à la soufflante

Nous avons vu que le bruit de la soufflante devient la contribution prépondérante des turboréacteurs, et que le bruit à large bande doit être diminué. Ainsi, la réduction du bruit des soufflantes à la source, dès la conception, devient de plus en plus nécessaire pour pouvoir respecter les réglementations acoustiques internationales. Les motoristes doivent donc disposer d'outils de prédiction qui reposent essentiellement sur la compréhension physique des phénomènes à l'origine du bruit.

Nous avons recensé précédemment diverses sources de bruit, dont beaucoup concernent la soufflante, mais en tenant compte soit des redresseurs, soit des parois de la nacelle. Or, nous voulons ici isoler uniquement le bruit de la soufflante, sans tenir compte de l'interaction avec les éléments environnants. Cela nous permet en effet d'isoler exactement les diverses causes de bruit.

Pour un rotor sans stator distributeur comme la soufflante, la source de perturbation est soit la turbulence atmosphérique, soit la turbulence de couche limite qui se forme sur les parois du carénage. Ganz et coauteurs [34] ont effectué une étude expérimentale sur le bruit des soufflantes dans laquelle ils identifient les sources du bruit à large bande, que sont les couches limites sur le carénage, et les sillages du rotor. Ils n'ont pu mettre en évidence de sources dominantes, mais ont montré l'influence du nombre d'aubes du stator redresseur. Ainsi, le bruit augmente lorsque le nombre d'aubes augmente. Un rotor seul fait moins de bruit qu'un rotor suivi d'un stator.

Nous allons recenser brièvement dans cette section les quatre mécanismes principaux dont certains feront l'objet de l'étude expérimentale du bruit à large bande de notre grille d'aubes.

1.3.1 Bruit propre

Le bruit propre se définit comme le bruit provenant uniquement des aubes des soufflantes, sans qu'il y ait interaction avec toute autre partie et en l'absence de perturbation amont. Ce bruit propre peut avoir plusieurs origines possibles, liées aux couches limites ou aux décollements sur la surface des aubes.

Brooks et coauteurs [10] ont identifié les divers bruits de bord de fuite. Lorsque le nombre de Reynolds construit sur la corde, Re_c, est faible, la couche limite reste laminaire, et les instabilités (appelées ondes de Tollmien-Schlichting) produisent un lâché tourbillonnaire. Celui-ci entraîne un sifflement à des fréquences bien précises, qui disparaît lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Lorsque le nombre de Reynolds est élevé (cas des aubes de soufflantes), les couches limites deviennent turbulentes, et produisent de la même manière un rayonnement appelé « bruit de bord de fuite ». Ce bruit de bord de fuite résulte de l'échappement tourbillonnaire au bord de fuite des pales, créant des fluctuations aléatoires des efforts sur les pales. Il donne alors une contribution large bande.

Dans les deux cas, les sources acoustiques sont principalement localisées au niveau du bord de fuite. Cela résulte de l'ajustement de la vitesse au niveau du sillage, traduite par la condition de Kutta-Joukowsky, de telle sorte que le saut de pression existant au niveau de l'aube, s'annule

dans les sillages. Les ondes sonores ainsi produites sont ensuite convectées de façon subsonique par l'écoulement.

Le bruit propre désigne aussi le bruit résultant du développement des couches limites le long de l'extrados ou de l'intrados des aubes, les sources ne se situant pas forcément au bord de fuite. Lorsque l'angle d'attaque du profil augmente de manière significative, les couches limites décollent, produisant de grands tourbillons. Ce décollement de couche limite est à l'origine de fluctuations élevées de la charge des aubes, créant un bruit large bande.

Si, dans un rotor, la distance de deux bords de fuite est inférieure à la longueur d'onde, le champ proche de l'écoulement turbulent est diffracté par plusieurs bords de fuite, si bien qu'il faut tenir compte de l'interaction entre les différents bords de fuite.

Ainsi, le bruit provient exactement de la turbulence de couche limite produite par les aubes elles-mêmes, ou par l'échappement tourbillonnaire au niveau du bord de fuite, engendré aussi uniquement par les aubes. Le bruit propre est donc le bruit d'interaction entre la turbulence engendrée par le profil lui-même et le profil.

1.3.2 Bruit d'interaction instationnaire

Le bruit d'interaction instationnaire, que nous appellerons bruit d'interaction, provient des fluctuations de charges résultant d'une turbulence incidente arrivant sur les aubes (cf. figure 1.3 n° 4).

La turbulence atmosphérique peut avoir de l'importance en régime d'aspiration près du sol, lorsqu'elle produit des tourbillons entrant dans la soufflante. Ces tourbillons sont alors allongés dans la direction axiale et contractés dans la direction transversale. Cela entraîne un chargement partiellement cohérent sur les aubes, source de bruit à large bande concentré autour des raies (cf. Mani [64]). La turbulence arrivant sur les aubes peut être considérée comme une variation de l'angle d'attaque, entraînant ainsi une variation de la charge sur les aubes (cf. Hanson [43]).

Lorsque le nombre d'aubes B augmente, la solidité σ s'accroît de même que l'allongement des aubes. La corrélation d'aube à aube et la portance instationnaire augmentent, engendrant une hausse du bruit produit par la soufflante. Gliebe [39] met ce phénomène en évidence par un modèle analytique sur une soufflante en rotation, avec la fonction de Sears comme fonction de transfert.

La modélisation de Glegg [35] pour le bruit d'interaction des sillages du rotor avec les aubes du stator peut être utile pour étudier le bruit d'interaction instationnaire. Glegg s'intéresse à la réponse de la grille à une rafale, correspondant à la périodicité des sillages en amont de la grille. Pour étendre ce modèle, il s'agit de décomposer la turbulence amont suivant une série de rafales. Une technique de Wiener-Hopf permet ensuite d'en déduire les ondes acoustiques diffractées. Cette méthode a l'avantage de développer une formule en représentant la turbulence par un spectre comportant les trois dimensions du nombre d'onde.

1.3.3 Bruit des couches limites

Il s'agit ici du bruit des couches limites engendrées par le carénage ou le moyeu, en tête ou en pied d'aubes. Ce bruit est aussi lié aux fluctuations de pression turbulentes de la couche limite sur l'intrados et l'extrados des pales (cf. figure 1.3 n° 5).

Les sources de bruit que représentent les couches limites sont réparties à la fois sur la nacelle, sur le moyeu, sur les profils eux-mêmes, c'est-à-dire sur toutes les parties solides. Glegg et Walker

[38] s'intéressent à la prédiction du bruit large bande d'une soufflante carénée. Ils traitent en particulier le problème d'un rotor qui interagit avec les couches limites du conduit. Pour isoler le bruit uniquement dû à cette interaction, ils effectuent une expérience dans laquelle ils ont supprimé les stators et les rotors des étages suivants. Ils employent par ailleurs un système d'aspiration de couche limite pour voir son influence et montrent que le bruit augmente en présence de couche limite, particulièrement en haute fréquence. Glegg et Jochault [37] étudient la source de bruit résultant de l'interaction de la couche limite turbulente sur les pales avec le bord de fuite, conduisant à un bruit large bande. Le niveau de bruit est déduit des mesures de bruit propre sur un profil isolé (mesures réalisées par Brooks et coauteurs [10]) en y ajoutant des corrections. L'objectif en était d'obtenir le bruit dans un conduit pour une soufflante à forte solidité. Il peut alors y avoir corrélation d'aube à aube ce qui nécessite l'introduction d'une correction de grille. Cette correction s'obtient par une méthode de couplage des modes de conduit circulaire aux modes d'une grille d'aubes linéaire. L'analyse conduit à une loi de puissance qui évolue de M^5 jusqu'à M^6 pour de grands nombres de Mach.

1.3.4 Bruit de jeu

Le jeu en extrémité des aubes (cf. figure 1.3 n° 6) intervient principalement de deux manières. D'une part, la couche limite du carénage se développe et interagit avec le jeu. D'autre part, l'espace entre l'extrémité des aubes et la nacelle crée une cavité dans laquelle se forment des tourbillons. Ainsi, le jeu périphérique entretient une structure tourbillonnaire à l'extrémité de chaque aube pouvant interagir avec l'aube elle-même ou avec les aubes adjacentes. Cette interaction entraîne à nouveau une fluctuation de charges créant ainsi un bruit dipolaire large bande.

Ganz et coauteurs [34], dans leur étude expérimentale sur le bruit des soufflantes, se sont intéressés aux effets de jeu du rotor sur le bruit du stator. Ils ont montré qu'on ne pouvait isoler correctement les différentes sources de bruit, car l'augmentation du bruit à faible charge ne se retrouve plus à forte charge. Ainsi, l'augmentation du bruit de jeu pourrait être due au bruit propre, ou au bruit d'interaction avec une perturbation incidente.

Dunne & Howe [22] montrent que le tourbillon dans l'interstice entre le carénage et l'extrémité de l'aube engendre un bruit dont la longueur d'onde est de l'ordre de la distance du tourbillon au carénage divisée par le nombre de Mach.

Le bruit de jeu n'est pas traité dans cette thèse, mais le banc d'essai a été conçu pour en permettre l'étude ultérieurement.

1.4 Méthodes d'investigation

La section précédente a mis en évidence les divers mécanismes de bruit que nous allons étudier tout au long de ce mémoire. Il s'agit maintenant de trouver un protocole permettant de mener à bien cette étude.

Dès les années 70, de nombreuses études ont été consacrées au bruit de soufflante, et on a commencé par l'étude simplifiée des profils isolés, que nous allons ici tout d'abord décrire. On s'intéresse actuellement de plus en plus à une représentation à l'aide de grilles d'aubes, pour se rapprocher davantage d'une soufflante. La deuxième section de cette partie y est consacrée.

1.4.1 Bruit de profil isolé

Parmi les travaux effectués sur le bruit des profils isolés, citons l'expérience de référence de Brooks et coauteurs [10] sur les mesures d'écoulement autour des profils dont nous avons parlé au paragraphe 1.3.1. Ils ont effectué une analyse de l'influence de la longueur de la corde et de l'influence de la forme du bord de fuite sur le bruit en champ lointain. Leur étude a en particulier permis d'isoler les différents mécanismes à l'origine de sifflements caractéristiques des profils.

Par ailleurs, Amiet a établi un modèle de bruit de profil isolé en considérant celui-ci comme semi-infini [2]. L'acoustique est alors produite par la turbulence qui se développe dans la couche limite et qui arrive sur le bord de fuite. L'interaction entre la turbulence et le bord de fuite forme des dipôles surfaciques non corrélés au niveau du bord de fuite, et la validité de cette modélisation repose sur l'hypothèse que le bord de fuite n'affecte en rien la turbulence.

La géométrie des aubes a été peu étudiée de manière générale. Récemment, Evers et Peake [26] ont étudié certains effets de l'épaisseur de l'aube et de la cambrure dans le cas de l'impact d'une turbulence sur un profil isolé. Leur modèle analytique consiste en particulier à considérer les deux couches limites intrados et extrados. Ils mettent en avant le bruit de bord d'attaque lié à l'interaction d'une rafale sur un profil. L'effet de l'épaisseur de l'aube apparaît dans deux petits lobes de directivité orthogonaux au sens de l'écoulement. Ces deux lobes sont négligeables devant le bruit produit par le bord d'attaque, et *a priori*, nous ne chercherons pas ici à mettre en évidence des effets éventuels d'épaisseur et de cambrure.

1.4.2 Grille d'aubes

Le recours aux grilles d'aubes planes permet d'étudier, expérimentalement ou théoriquement, en l'absence de rotation, des écoulements plus proches de ceux qui existent dans les roues de turbomachines (cf. Attassi & Hamad 1981 [5], Fang & Atassi 1993 [28], Glegg 1996 [35], [36]). Lorsqu'on modélise la soufflante par une grille d'aubes, les aubes sont alors considérées comme des plaques planes, et leur géométrie n'est pas prise en considération. Une grille d'aubes infinie permet essentiellement de tenir compte de la périodicité circulaire de la soufflante.

Grille d'aubes carénée

Dans la littérature, la modélisation du bruit à large bande des soufflantes de turboréacteurs passe souvent par l'analyse d'un rotor caréné. L'étude analytique du bruit consiste alors en une décomposition modale sur les modes de conduit, ou fonction de Green de conduit circulaire (cf. de Gouville [19] qui représente la grille par une succession de profils isolés), sur la base de fonctions de Bessel. L'excitation de ces modes par la soufflante s'en déduit par une projection du bruit de la soufflante sur ces fonctions. Glegg et Jochault [37] en 1998 traitent aussi le bruit propre d'une soufflante dans un conduit.

La géométrie de la grille d'aubes joue *a priori* un grand rôle dans l'émission sonore, suivant la valeur des différents angles la caractérisant. Cet effet est le même pour les rotors et les stators. On peut ainsi se référer aux travaux de Schulten [77], dans lesquels le son étudié est engendré par

l'interaction des perturbations de vitesse avec un stator dans un conduit annulaire. Son étude théorique montre une augmentation du bruit lorsque l'angle de calage augmente de 0° à 15°.

Diffraction par les aubes adjacentes

Selon Glegg et Jochault, le comportement d'un profil isolé en fonction de l'angle d'attaque n'est pas le même que celui d'un profil dans une grille d'aubes [37]. Dans les turbomachines, la solidité est élevée, conduisant à une diffraction des ondes acoustiques provenant d'un bord de fuite d'une aube par les aubes adjacentes. Pour étudier ces effets, Glegg [36] en 1996 considère le champ acoustique comme la somme du champ incident et du champ diffracté. Le champ incident est engendré par des sources quadripolaires et le champ diffracté par les aubes vérifie quant à lui l'équation contenant les sources dipolaires de l'équation de Lighthill. Il n'y a pas de discontinuité de pression dans les sillages en imposant une condition de Kutta-Joukowsky, et le gradient de pression est nul dans les directions normales aux surfaces des aubes. Cette méthode permet en particulier d'étudier la façon dont est diffracté le son provenant d'une source proche du bord de fuite sur une seule aube dans une configuration de grille d'aubes. Le son ainsi produit peut être comparé à celui qui est engendré par la même source dans le cas d'un profil isolé. Des méthodes de collocation et une approche de Wiener-Hopf permette de résoudre ce problème. L'effet de diffraction des aubes adjacentes, comme dans le cas des soufflantes de turbomachines, intervient quand la solidité σ est grande, par l'intermédiaire de la diffraction des ondes acoustiques provenant des dipôles de bord de fuite sur les aubes adjacentes.

Peake et Evers [68] étudient de manière simplifiée le comportement de grille par un empilement de plaques pour le bruit d'interaction. Ils calculent l'expression de la pression émise pour chaque plaque, et ils effectuent un décalage de coordonnées de façon à restituer les interférences entre les aubes. Ainsi, ils ne s'occupent pas de la diffraction des aubes adjacentes, mais étudient la différence entre un profil isolé et une grille d'aubes.

Lorsque la solidité augmente, les effets acoustiques de grille peuvent être aussi étudiés de manière différente, en cherchant à connaître la partie des ondes acoustiques transmise ou réfléchie lors du passage au travers de la grille selon une analyse asymptotique. Kaji et Okazaki [54] (1970) se sont penchés sur ce problème en se servant de la théorie des disques semi-actifs. Dans cette théorie, la grille d'aubes est étudiée bidimensionnellement, la corde des aubes est finie, et l'espace inter-aube est très faible, de manière à considérer la grille comme un disque continu. Ce disque agit principalement en changeant la direction de l'écoulement, avec une impédance acoustique différente de celle de l'air, de manière à ce que les ondes soient réfléchies et transmises exactement au niveau du bord de fuite. À faible nombre de Mach, l'angle d'incidence et l'angle de calage jouent un rôle significatif sur les coefficients de transmission et de réflexion de la grille. Dans cette théorie, on ne tient évidemment pas compte des effets de cambrure et d'épaisseur des aubes.

Réflexions multiples dans les canaux inter-aubes

Si la solidité est plus faible, l'empilement des aubes ne peut plus être considéré comme un disque, et il devient nécessaire de considérer explicitement le canal inter-aube. Alors, la superposition des aubes induit des effets de réflexions multiples du son à l'intérieur de ce canal. Peake [66] traiter cet effet de grille par une variante de l'analogie acoustique de Lighthill, et se fonde sur le calcul d'une distribution équivalente de dipôles, liés à la portance instationnaire sur les aubes. L'effet de l'épaisseur des aubes et de la cambrure est négligé.

En 1971, Koch [55] étudie la diffraction du champ acoustique par une grille d'aubes de longueur de corde finie, et établit des expressions exactes pour les coefficients de réflexion et de transmission à l'intérieur des canaux inter-aubes.

Bruit d'interaction instationnaire

Comme nous l'avons vu précédemment, le bruit d'interaction instationnaire provient de la turbulence arrivant sur la soufflante, alors que le bruit propre résulte de l'interaction des couches limites se formant naturellement sur les aubes avec le bord de fuite, la soufflante étant alors supposée sous écoulement sain, sans turbulence. Connaître le champ acoustique diffracté résultant d'un écoulement turbulent arrivant sur la grille d'aubes peut se résoudre grâce à l'équation de Lighthill. Cette méthode est employée par Glegg [35] de la même manière que lors de son étude des effets de diffraction par les aubes adjacentes.

Guidati et Wagner [42] (1998) s'intéressent au son produit par une rafale tourbillonnaire arrivant sur un profil isolé. Le son est alors considéré comme provenant du bord d'attaque. Leur modèle de prédiction est fondé sur l'analogie acoustique de Howe de 1975 [48], dont la particularité est d'écrire l'analogie acoustique en fonction de l'enthalpie spécifique. Ils en déduisent que le bruit produit a une émission principale en aval, diminue de moitié en amont, et qu'il résulte du bord d'attaque.

Paterson et Amiet [65] fournissent un modèle analytique de bruit d'interaction d'un profil isolé. Ils donnent le champ acoustique qui provient d'une rafale incidente arrivant sur le bord d'attaque.

Majumdar et Peake [62] (1996) étendent l'analyse 2D faite précédemment par Peake en une analyse 3D en prenant une rafale incidente dans la direction de l'envergure. Leur formulation est la même que dans l'article de Peake [67] (1993). Elle est aussi semblable à celle de Glegg, qui en 1995, avait traité le bruit d'aérodynamique instationnaire, en étudiant l'interaction d'une grille d'aubes avec une rafale incidente.

Atassi en 1981 [5] exploite l'extension de Goldstein [40] des travaux de Kaji & Okazaki de 1970 [54] pour l'étude d'une rafale tridimensionnelle arrivant sur une grille d'aubes plane. Il montre qu'il faut tenir compte d'un effet de grille pour déduire la distribution instationnaire de pression uniquement pour les grands nombres de Mach, vers 0,8, mais non pour un nombre de Mach égal à 0,4. En outre, le bruit d'interaction rotor-stator est supérieur au bruit produit par l'interaction du lâché tourbillonnaire en extrémité des aubes du rotor avec le stator. Il faut donc tout d'abord s'intéresser au bruit d'interaction instationnaire qu'au bruit de jeu.

1.5 Conclusion

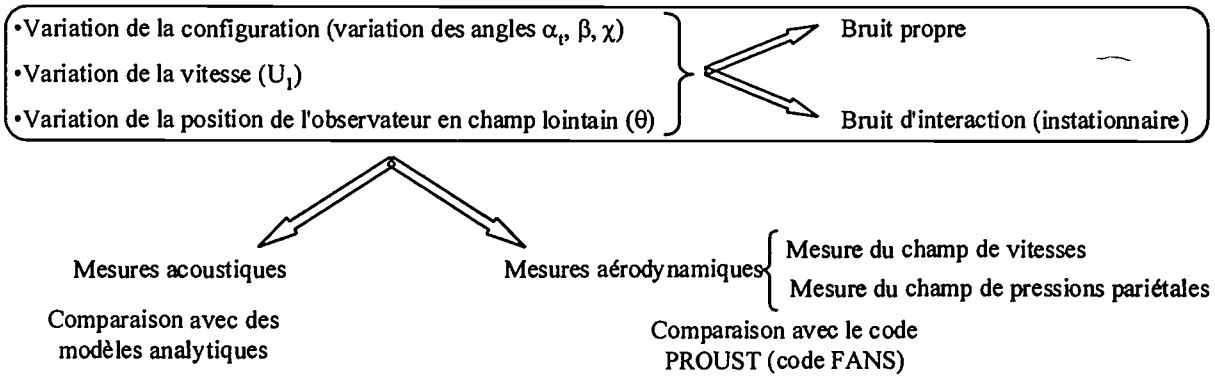
Une grande part du bruit à large bande des turboréacteurs provient de la soufflante. Mais beaucoup d'études sur les mécanismes d'émission sonore concernant les turbomachines, comprennent à la fois un stator et un rotor. Ainsi, le bruit à large bande engendré par le stator est souvent considéré comme provenant de l'interaction des sillages du rotor le précédent, et non résultant du bruit propre du stator lui-même. Peu d'expériences ont isolé de façon probante un étage de turbomachine à part celle de Ganz et coauteurs [34].

L'objectif de cette thèse est de décrire correctement le bruit d'une rangée d'aubes unique, ce qui revient par exemple à isoler dans une machine réelle le bruit de la soufflante de celui de l'interaction des sillages avec l'étage suivant que forme le compresseur. Nous ne voulons pas

non plus nous intéresser aux aspects liés à la propagation guidée mais uniquement aux sources de bruit. L'étude expérimentale de cette thèse concerne alors une grille d'aubes plane et non circulaire. Cette grille d'aubes est placée en sortie de soufflerie dans la chambre anéchoïque de l'École Centrale de Lyon.

Un des buts affichés est de rechercher si l'interaction aube à aube, liée aux réflexions multiples dans les canaux inter-aubes est un phénomène déterminant ou non. Nous effectuons cette analyse à la fois en ce qui concerne le bruit propre et le bruit d'interaction instationnaire associé à la turbulence amont. Le recours à une grille d'aubes permet d'isoler le bruit propre d'une soufflante de tout ce qui l'entoure dans un turboréacteur. La comparaison avec le bruit d'interaction va mettre proprement en évidence les effets relatifs de chacun de ces deux mécanismes d'émission sonore. L'étude du bruit d'interaction de la grille d'aubes peut aussi servir à évaluer le bruit à large bande des interactions des sillages. Elle permet aussi de comparer le bruit propre produit par un rotor seul avec le bruit d'interaction stator-rotor. Le banc d'essai nous permet de modifier la géométrie de la grille d'aubes. L'évolution du son en fonction de la charge est donc étudiée dans une configuration de grille d'aubes linéaire.

Nous présentons un schéma récapitulatif des points clés de l'étude :



Les mesures sur le banc d'essai consistent en des mesures acoustiques et des mesures aérodynamiques. Elles conduisent alors à relier la statistique du champ de pression pariétale au champ acoustique lointain. Ce dernier point revient à chercher la fonction de réponse des profils dans une configuration de grille, que nous comparons à plusieurs modèles analytiques (Amiet [2] 1976, Glegg [35], [36] 1996). Le modèle analytique de ce mémoire concerne le bruit de bord de fuite dans une configuration de profil isolé (Amiet [2] et [65]). Cela va nous permettre d'analyser les avantages et les inconvénients d'un modèle de profil isolé pour restituer le bruit d'une grille d'aubes.

Chapitre 2

Protocole expérimental et qualification du banc d'essai

L'objectif de ce chapitre est de définir le protocole expérimental qui doit permettre de conduire à un comportement aérodynamique correct de la grille d'aubes, tout en permettant aussi d'effectuer toutes les mesures acoustiques désirées. Les mesures acoustiques en soufflerie sur maquette à échelle réduite restent en effet un moyen privilégié pour la compréhension des phénomènes physiques. Mais il est nécessaire de connaître la part de représentativité aérodynamique des essais par rapport aux conditions de vol. Une étude sur grille d'aubes plane ne prétend pas restituer tous les phénomènes qui se produisent sur une soufflante réelle, notamment du fait que la rotation est supprimée. Les écoulements ne sont donc pas représentatifs dans le sens où ils ont une structure bidimensionnelle. À ce titre, nous nous sommes intéressés à définir des liens entre les propriétés statistiques des écoulements autour des aubes et le bruit produit, ce qui revient à définir une fonction de transfert. Nous partons du principe que cette fonction de transfert ne dépend pas des détails de l'écoulement, qui constituent seulement les entrées. En revanche, elle peut dépendre de la géométrie propre de la grille d'aubes et, en ce sens, une étude sur profil isolé peut ne pas être suffisante. Rappelons que notre objectif principal est de répondre à cette question.

Ce chapitre a aussi pour but de montrer comment nous allons pouvoir étudier les divers mécanismes d'émission sonore du bruit à large bande, provenant de l'interaction d'un écoulement turbulent avec les aubes, et le bruit propre, provenant des couches limites se développant sur les aubes. Ainsi, il faut placer la grille d'aubes soit dans un écoulement laminaire uniforme, soit dans un écoulement amont turbulent. La géométrie de la grille d'aubes sera aussi variable de manière à analyser l'influence de la charge des aubes sur le bruit produit. Le protocole expérimental repose essentiellement sur des mesures acoustiques en champ lointain, et sur des mesures de pression pariétale et de vitesses pour l'étude du comportement aérodynamique.

La section de sortie de la soufflerie est rectangulaire égale à 560*560 mm^2. Elle est suivie par un convergent de section finale égale à 200*450 mm^2. La longueur de la chambre sourde est de 10 m, la largeur de 8 m, et la hauteur de 8 m.

2.1 Description de la maquette

Faire une grille d'aubes plane revient à développer une coupe annulaire d'un rotor de soufflante à partir d'un cylindre. Par suite, la grille d'aubes ne subit ni la force de Coriolis ni la force d'entraînement associées à la rotation sur la machine réelle. De plus, le vrillage des aubes n'est pas reproduit puisque la grille est réalisée à partir de profils bidimensionnels. La donnée de l'incidence permet de prendre en considération la rotation de façon indirecte. La configuration de la grille doit en effet s'inspirer du triangle de vitesse en amont de la soufflante. Pour explorer l'influence de différents paramètres géométriques (angle d'attaque, angle de calage), il est nécessaire de concevoir une grille d'aubes à géométrie variable. Nous avons opté pour une grille d'aubes placée entre deux grands disques tournants de diamètre de 520 mm, eux-mêmes insérés dans les plaques parallèles qui, fixées sur la buse de la soufflerie, sont chargées de maintenir la grille dans l'écoulement. De plus, chaque aube est intégrée au niveau de son pied à un petit disque tournant de diamètre 65 mm. En revanche, la distance inter-aubes ne peut pas être modifiée. Un schéma de principe du montage est représenté sur la figure 2.1.

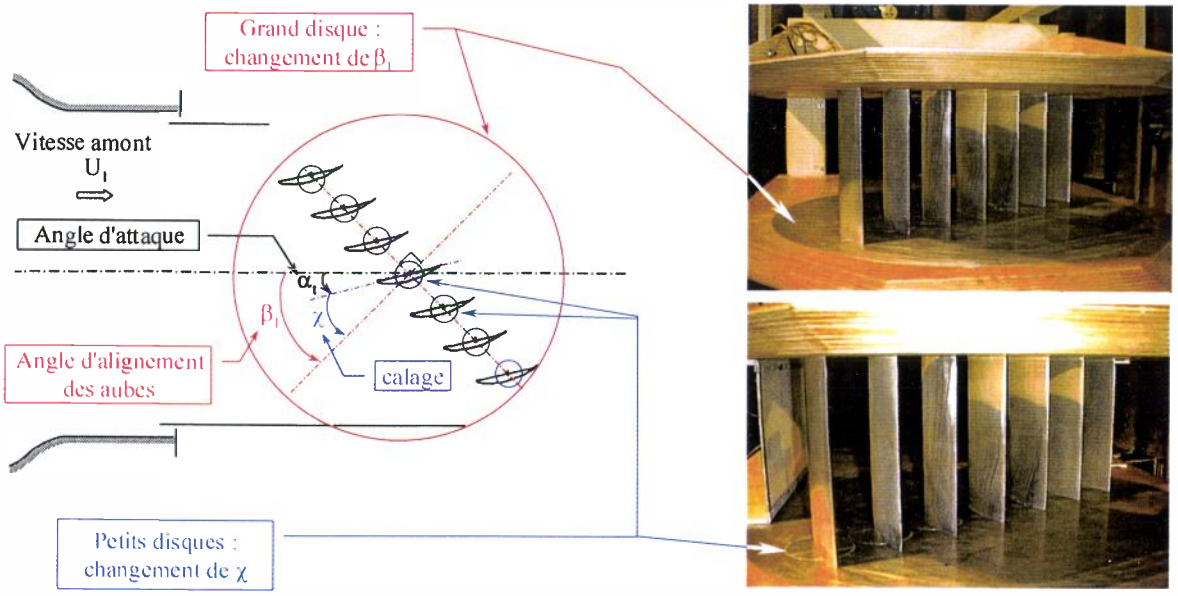


Figure 2.1 – *Dispositif de l'installation (vue de dessus et vue globale)*

Les détails sont précisés dans ce qui suit.

2.1.1 Paramètres géométriques

Pour définir les dimensions de la maquette, nous nous appuyons sur un ordre de grandeur des différentes caractéristiques des rotors de soufflantes, listées dans la deuxième colonne du tableau 2.1. Ces valeurs correspondent à une soufflante conventionnelle. En considérant les angles des aubes du rotor de la tête au pied figurant dans ce tableau, nous avons choisi un angle de calage moyen égal à 20°, pour nous situer environ dans la zone centrale des aubes d'un rotor typique.

Nous étudions une grille de profils NACA65A12-10, de longueur de corde de 10 cm, d'envergure 20 cm, et de distance inter-aube 7 cm. Ce type de profil ne correspond pas à ceux qui se

		Paramètres de la grille
nombre d'aubes (N_b)	20	7
R(tête)/R(pied)	0,4	
vitesse en tête (V^t) vitesse en pied (V^p)	400 m/s 160 m/s	60 à 100 m/s
solidité en tête (σ^t) solidité en pied (σ^p)	1,15 2,46	1,43
épaisseur en tête (e^t) épaisseur en pied (e^p)	0,025 0,100	
Calage en tête (χ^t) Calage en pied (χ^p)	60° 8°	20° ou 10°

Tableau 2.1 – *Caractéristiques d'un rotor de turbomachine*

trouvent dans une soufflante, mais il s'agit d'un profil normalisé, qui correspond à un comportement de compresseur, et pour lequel existent des résultats tabulés en grille d'aubes [23]. Sur la figure 2.2 sont portés les différents angles. L'angle d'alignement des aubes β_1, angle que fait la direction du front de grille avec la vitesse amont U_1, peut être modifié grâce au grand plateau tournant. L'angle de calage χ, angle entre la corde et le front de grille, lié à la géométrie de la grille et non lié à la direction de l'écoulement, peut varier grâce au petit plateau sur lequel est fixée chaque aube. L'angle d'attaque α_t, angle entre la direction de la vitesse et la corde des aubes, peut être ajusté à calage χ constant en modifiant la valeur de β_1, car $\beta_1=\alpha_t+\chi$. L'angle θ repère la position du microphone, qui peut tourner sur un bras de longueur 2 m autour du centre de la grille d'aubes (axe du grand disque) dans le plan médian (perpendiculaire à l'envergure).

La distance du microphone à 2 m du centre de la grille assure d'être en champ lointain géomètrique. Les développements de champ lointain acoustique dans les formulations nécessitent que $\lambda << 2\pi R$, ce qui est vérifié pour toute la gamme de fréquence étudiée. Par ailleurs, la zone de Fraunhofer requiert que $R >> l^2/\lambda$ (cf.[60] p131-134), pour que la directivité soit indépendante de la distance. La demi-longueur l de la grille vaut 21 cm, si bien que f devrait être inférieure à 4 000 Hz. Mais, cette condition n'est à prendre en considération que dans le cas où les effets de diffraction aube à aubes sont élevés. Si tel n'est pas le cas, nous pouvons considérer que les mesures de bruit sont faites en champ lointain acoustique et géométrique.

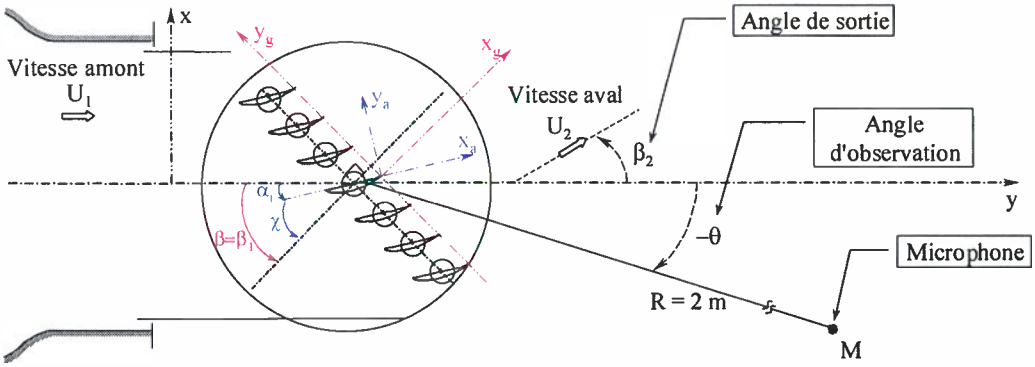


Figure 2.2 – *Définitions des angles du banc d'essai et des repères associés*

Les différents repères sont portés sur la figure 2.2. Le repère (x,y,z) est le repère lié à la vitesse amont et servira aux mesures de vitesses effectuées en amont de la grille. Le repère (x_g,y_g,z_g) est le repère lié à l'alignement des aubes, employé pour les mesures faites dans le sillage. Nous recourerons au repère (x_a,y_a,z_a), lié à la corde des aubes, pour le calcul des modèles analytiques du chapitre 5 .

Les fluctuations de vitesse, notées (u', v', w') dans le repère (x, y, z), permettent de caractériser l'écoulement amont, alors que les fluctuations (u'_g, v'_g, w'_g) permettent de caractériser l'écoulement aval, dans le repère (x_g, y_g, z_g). Par abus de langage, et lorsqu'il n'y aura pas d'ambiguïté, (u'_g, v'_g, w'_g) seront aussi notées (u', v', w').

Grâce à un code de calcul « Katsanys »(code disponible au LMFA) se fondant sur un calcul potentiel et la condition de Kutta-Joukowski, nous avons calculé l'angle en sortie de la grille d'aubes β_2 (cf. tableau 2.2). Selon ce calcul, nous déduisons que l'angle de sortie dépend essentiellement de l'angle de calage et non de l'angle β_1 du plan de grille.

Vitesse (m/s)	χ	β_1	α_t	β_2
100	30°	45°	15°	23°
100	20°	30°	10°	13,5°
100	20°	35°	10°	14°
100	20°	45°	25°	13,5°
100	15°	45°	30°	8,2°
100	15°	30°	15°	8,2°

Tableau 2.2 – *Angles de sortie déterminés par le calcul Katsanys*

De façon indicative, l'étude du bruit en fonction de l'angle de calage permet de connaître l'évolution de l'émission sonore lorsque la coupe de la soufflante ainsi simulée se trouve plus ou moins loin du pied ou de la tête des aubes, mais surtout permet de simuler l'évolution du vrillage des aubes réelles.

2.1.2 Forme du convergent

L'écoulement en sortie de la soufflerie est dévié par la grille d'aubes. Pour qu'il s'évacue par l'ouverture de la chambre anéchoïque et n'abîme pas les panneaux en laine de verre situés de part et d'autre de cette ouverture, nous avons décidé de dévier préalablement l'écoulement. Sachant que les déviations calculées dans le paragraphe précédent (cf. tableau 2.2) vont de 8° à 23° pour les différentes configurations envisagées, et sachant que la chambre sourde a une longueur de 10 m, la déviation initiale doit valoir 15°.

Pour effectuer une déviation préliminaire de 15°, un conduit coudé à l'amont de la grille d'aubes est nécessaire. Mais tout décollement à l'intérieur du conduit doit être évité, et la vitesse en sortie du convergent doit être homogène. Nous avions initialement envisagé trois convergents différents (cf. figure 2.3). Le premier est réalisé à partir d'un arc de cercle, ce qui implique que les parois ne sont pas parallèles à la sortie. Le deuxième présente des courbes les plus douces possibles, avec de très grands rayons de courbures, mais avec les deux parois de sortie parallèles. Le troisième comprend un coude initial dans la direction souhaitée sur une courte distance pour que la fin du conduit soit symétrique. Un calcul k-ϵ bidimensionnel a permis ensuite de connaître la répartition de vitesse et de pression dans le conduit et le profil de vitesse en sortie de veine pour chacun des conduits envisagés. Ce calcul a été réalisé à l'aide d'un code disponible à l'ECL.

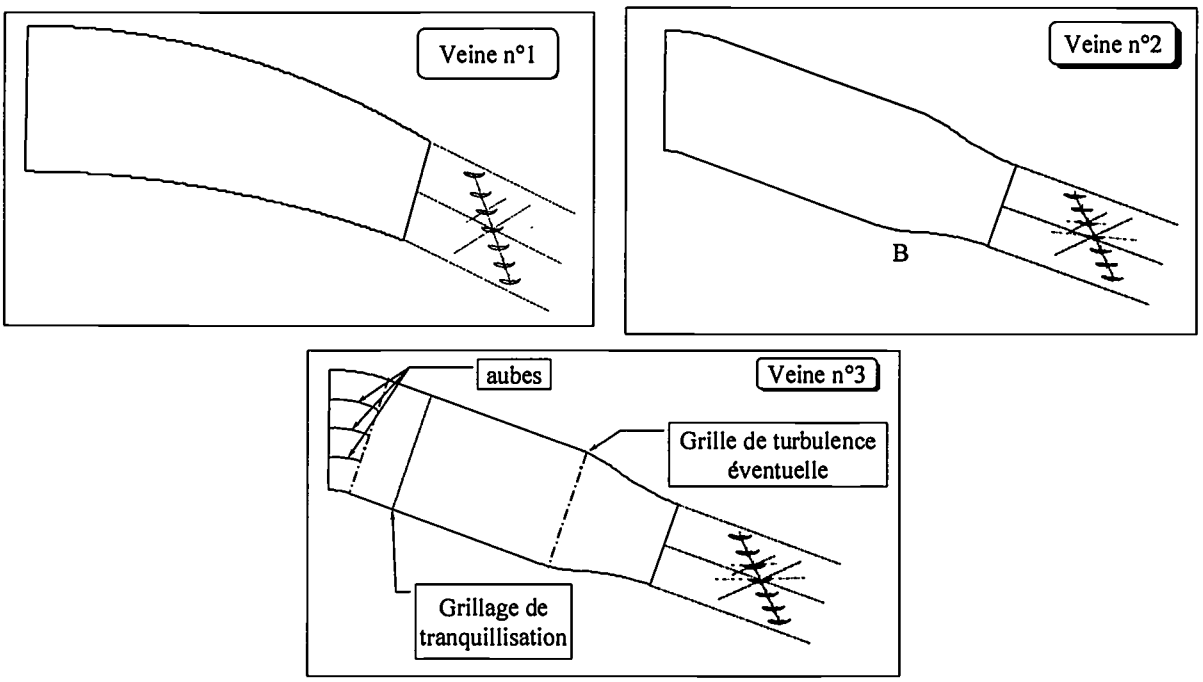


Figure 2.3 – *Différentes formes possibles de convergent*

La symétrie après le coude du troisième conduit (cf. figure 2.5), ne permet pas de redresser la distorsion de vitesse, à moins de guider l'écoulement dès le départ par des aubes directrices courbes. Nous n'avons pas envisagé cette solution sur le deuxième conduit, pour lequel la distorsion provient en partie du point B. Cela est bien mis en évidence par les cartographies du champ de pression (cf. figure 2.6 (a)).

Nous avons introduit aussi un grillage de 1 mm de maille juste en aval des aubes directrices pour supprimer leur sillage dans le cas de la veine n°3. La vitesse est rendue alors quasi uniforme à la sortie de la grille de tranquillisation, et la turbulence induite est trop fine pour encore perturber la grille d'aubes étudiée. Considérant les profils de vitesses théoriques obtenus pour les différents conduits (cf. figure 2.4), nous avons finalement opté pour le troisième conduit qui comporte les distorsions minimales. La vitesse tangentielle et la vitesse normale à la sortie du convergent sont en effet symétriques seulement dans le cas du troisième conduit comportant les trois aubes de guidage.

La forme du convergent choisi nous permet également d'introduire des grilles génératrices de turbulence, pour étudier l'interaction d'une turbulence amont avec la grille d'aubes. Pour ces grilles, bien entendu, la maille est beaucoup plus grande que celle du grillage de 1 mm.

2.1.3 Parois latérales au niveau de la grille d'aubes

Le comportement des aubes doit être identique à celui des aubes dans une configuration de grille infinie, permettant ainsi de modéliser un rotor de soufflante développé suivant un rayon fixe. Sept aubes sont alors nécessaires selon les critères habituels des aérodynamiciens. Les cinq aubes centrales ont le comportement adéquat. En revanche les deux aubes extrêmes ne reçoivent pas un écoulement représentatif du canal inter-aube si on laisse la grille ouverte à ses extrémités pour les besoins acoustiques. En outre, lors d'une pré-étude sur maquette à échelle réduite pour évaluer la faisabilité, composée de cinq aubes de 5 cm de corde, nous avions constaté, en effectuant

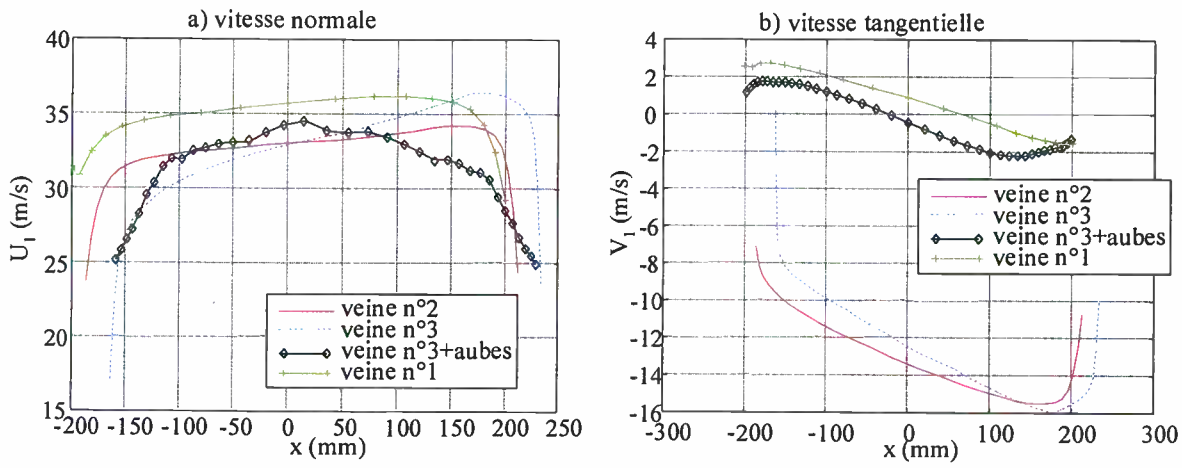
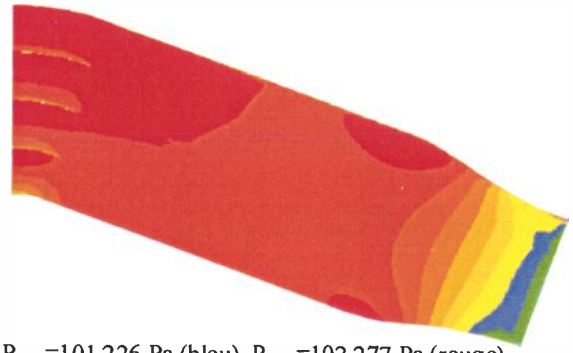


Figure 2.4 – *Profils de vitesses normales (a) et tangentielles (b) en sortie de conduit pour les différents convergents*



P_{min}=101 226 Pa (bleu), P_{max}=102 277 Pa (rouge)

Figure 2.5 – *Champ de pression pour le conduit choisi*

des mesures de vitesses en aval de la grille, que l'écoulement pouvait être, à forte charge, dévié en dehors de la grille d'aubes, celle-ci produisant un blocage trop élevé. Une solution consiste alors à introduire une paroi à droite et à gauche des deux aubes extrêmes, suivant une ligne de courant, comme ce qui se fait sur les installations aérodynamiques.

En revanche, ces parois doivent être étanches pour guider l'écoulement, et en même temps être transparentes aux ondes acoustiques. Nous voulons en effet mesurer l'acoustique en champ lointain, selon différents angles par rapport à la grille d'aubes dans le plan médian. Certains matériaux, conçus pour des installations de filtrage et déjà employés à l'ECL dans d'autres applications, remplissent en partie les conditions requises. Nous avons choisi comme base un tissu de Nylon relativement rigide mais susceptible d'être mis en forme. Or, si un tel tissu est courbé pour guider un écoulement, ce qui est le cas ici pour les parois latérales éventuelles à ajouter au banc d'essai, sa porosité engendre des fuites, favorisées par les gradients de pression statique. Fixer un film plastique très fin sur ce tissu permet de le rendre étanche, mais il ne faut pas introduire de colle dans les trous du tissu, ce qui entraînerait une trop grande absorption des ondes acoustiques. Le film plastique est donc fixé uniquement par quelques points de colle. Les pouvoirs d'absorption et de transmission d'un matériau réalisé selon ces principes ont été mesurés, en testant plusieurs films plastiques et plusieurs moyens de fixation. Certains ne présentent qu'une atténuation de 2 dB. Un montage simple permettant de caractériser le matériau consiste à mettre un échantillon au bout d'un tube à ondes stationnaires, et à placer un microphone à la fois

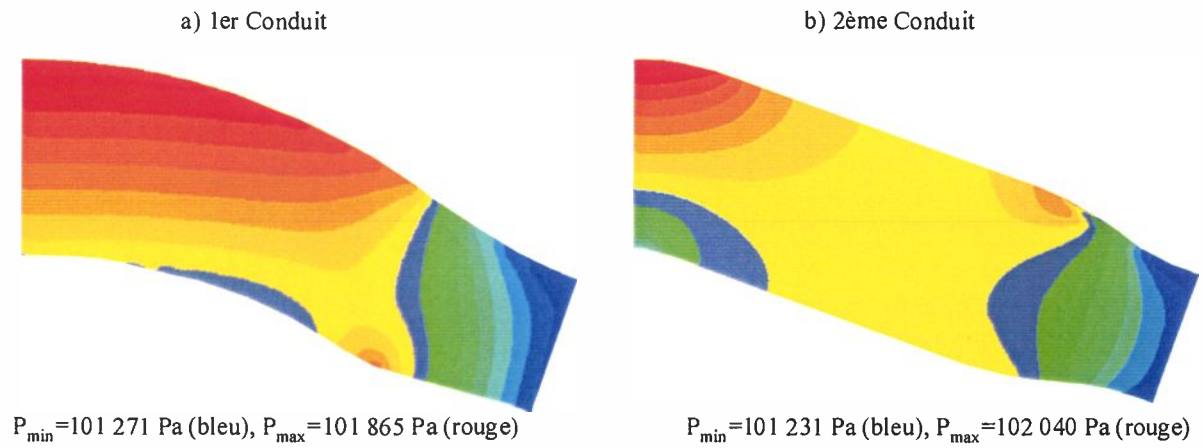


Figure 2.6 – *Champ de pression pour le premier et le deuxième conduit*

à l'intérieur du tube et à l'extérieur du tube (cf. figure 2.7). On procède alors par comparaison des mesures avec les échantillons et avec le tube ouvert. Si les différences sont nulles, le matériau est qualifié de transparent. Finalement, le pouvoir absorbant ou réfléchissant des deux solutions obtenues en fixant le film seulement en quelques points du tissu, ou en laissant le tissu seul, est très faible (cf. figure 2.8).

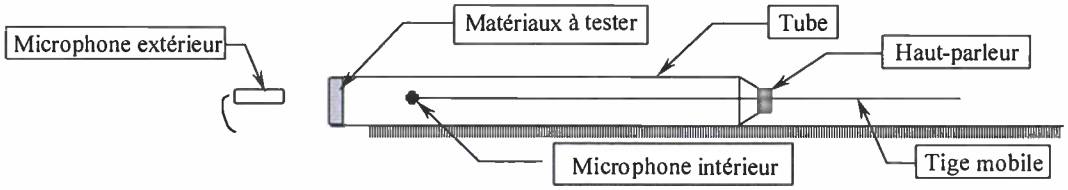


Figure 2.7 – *Dispositif permettant de tester les parois acoustiquement*

Les deux parois ont alors été testées sur une maquette de faisabilité à échelle réduite, soumise à un écoulement rasant modéré. Les résultats sont présentés sur la figure 2.9. Lorsque le film est partiellement collé, il flotte sous l'effet de l'écoulement, produisant un bruit parasite. Pour une fréquence de 200 à 7 000 Hz, le bruit du tissu seul est ainsi inférieur au bruit du tissu avec un film plastique. En revanche, de 7 000 Hz à 20 000 Hz, le bruit du tissu seul dépasse le bruit du tissu avec le film plastique. Ainsi, comme il est préférable d'avoir le bruit de fond le plus faible possible, il vaut mieux n'avoir recours qu'au tissu seul, à condition que l'écoulement soit correct. La fuite à travers les mailles du tissu doit alors être suffisamment faible pour donner un bon comportement aérodynamique de grille d'aubes, ce qui impose de ne pas courber les parois ajoutées.

Nous avons finalement opté pour une solution intermédiaire consistant à suivre une ligne de courant théorique quasi rectiligne en amont de la grille en s'arrêtant juste avant que la ligne de courant ne se courbe. Cette solution permet d'avoir une surface de sortie presque parallèle à l'alignement des aubes. Elle permet en outre une diminution de la couche limite, grâce aux fuites.

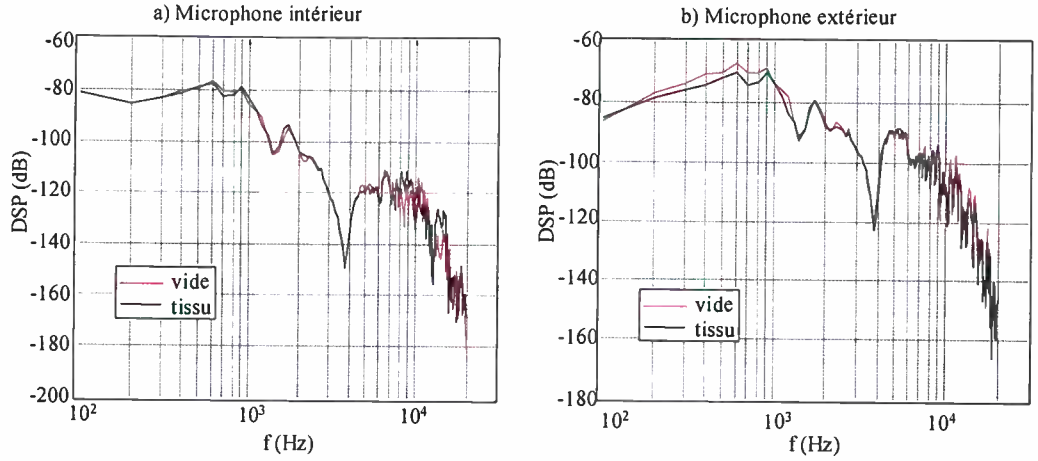


Figure 2.8 – *Pouvoirs réfléchissant a) et absorbant b) des parois latérales mesurés au tube. Excitation à large bande*

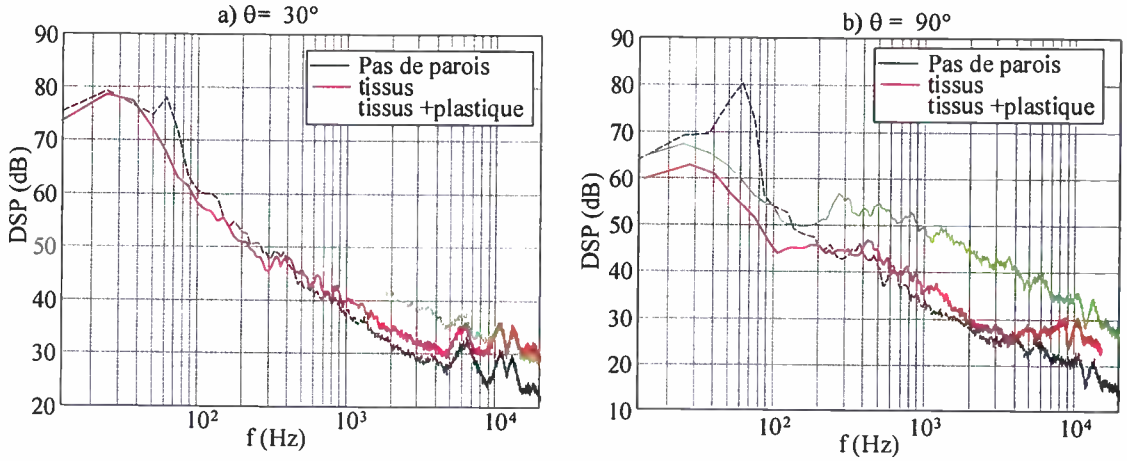


Figure 2.9 – *Test des différents types de parois latérales sur la maquette de faisabilité à échelle réduite* $U_1 = 40\ m/s$

2.1.4 Échappement de couche limite

Pouvoir supprimer la couche limite sur les plaques de maintien par aspiration est d'autant plus nécessaire qu'elle est relativement épaisse et peut induire des effets tridimensionnels indésirables au niveau des aubes. Par ailleurs, justement pour quantifier ces effets, il est intéressant de pouvoir ajuster l'épaisseur des couches limites. Nous avons donc introduit sur la maquette un réglage de couche limite, couramment mis en oeuvre lors des essais aérodynamiques de grilles d'aubes, mais rarement en acoustique à cause du bruit parasite qu'il produit. Le procédé consiste à ménager un espace de l'ordre de grandeur de la couche limite entre la sortie du convergent et les plaques. En conséquence, la hauteur de veine utile à l'endroit de la grille d'aube est inférieure à la dimension verticale de la section de sortie de la soufflerie. Cet espace entraînant une évacuation de l'air, introduit une aspiration de couche limite. Il s'agit donc plus d'un échappement que d'une aspiration.

Le même principe peut être retenu pour protéger les aubes extrêmes de la frontière de l'écoulement (couche de cisaillement prolongeant les couches limites latérales du convergent),

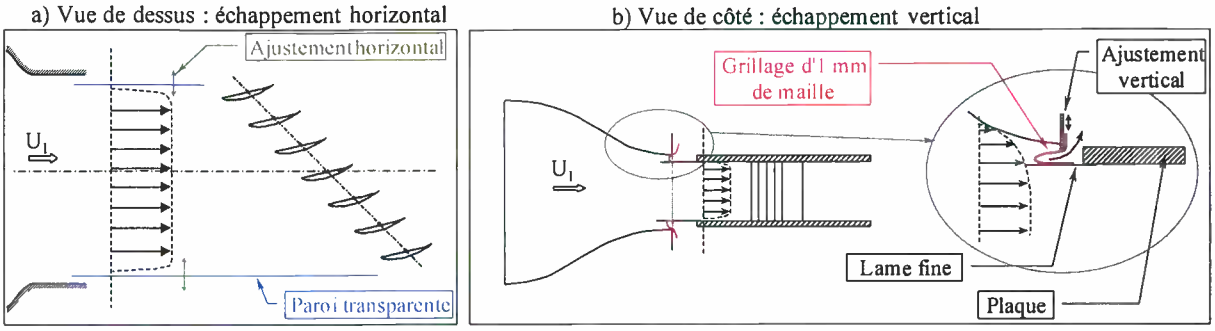


Figure 2.10 – *Système d'échappement de couche limite*

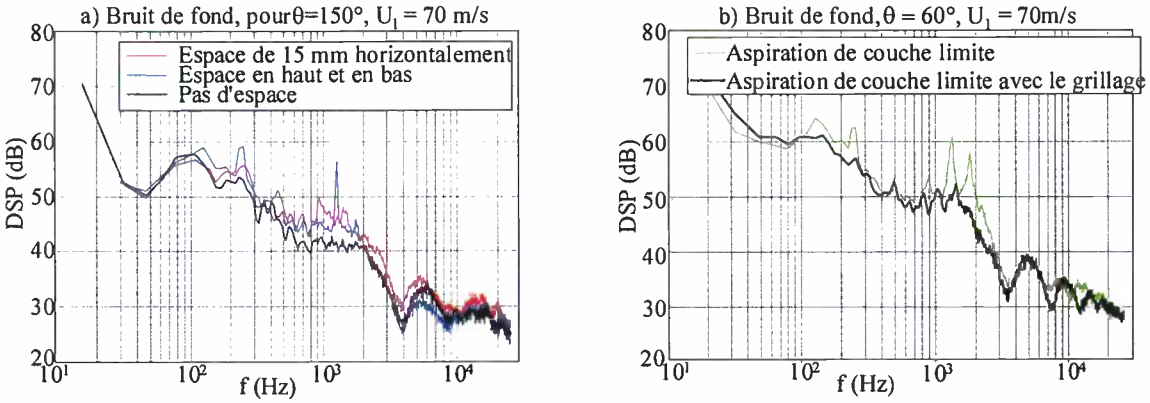


Figure 2.11 – *a) Émissions sonores parasites dues au réglage des couches limites horizontales ou verticales ; b) suppression du sifflement lié à l'échappement sur les plaques*

au prix d'une réduction de largeur (cf. figure 2.10 (a)). Sans échappement, les parois latérales sont directement connectées sur les parois du convergent, alors qu'avec échappement, elles se rapprochent l'une de l'autre, diminuant ainsi la section en sortie du convergent. Par ailleurs, le bruit propre des parois est augmenté lorsqu'elles sont soumises à l'écoulement sur les deux faces. Nous avons donc préféré ne pas nous servir d'un tel dispositif, qui a l'inconvénient de réduire la plage de valeurs de y (cf. figure 2.12 (b)) où la vitesse amont U_1 est constante.

En revanche, le réglage en haut et en bas est nécessaire, et permet de diminuer de 15 mm l'épaisseur des couches limites (cf. figure 2.12 (a)). Il se fait plus précisément de la manière suivante. Les plaques en bois sont prolongées par une lame fine entrant dans le convergent, et laissant une petite épaisseur d'évacuation de l'air. Une petite plaque métallique, réglable verticalement, permet de diminuer ou d'augmenter cette épaisseur d'échappement de l'air, pour pouvoir jouer sur la couche limite (cf. figure 2.10 (b)).

Les systèmes d'échappement entraînent une augmentation du bruit de fond du dispositif, qu'il convient de maîtriser au mieux, dans la gamme de 500 Hz à 5 000 Hz (cf figure 2.11). À ce titre, l'échappement latéral est le plus pénalisant en large bande, ce qui s'explique par le caractère dipolaire des sources associées : les mesures dans le plan médian se font perpendiculairement aux surfaces latérales et parallèlement aux surfaces horizontales. L'échappement vertical, lui, engendre un sifflement avec une émergence très nette aux fréquences de 1 270 Hz et 1 770 Hz. Pour éliminer ces émissions, sans doute liées à des oscillations auto-entretenues, nous avons introduit un grillage de maille 1 mm dans la fente de réglage de couche limite, qui ne modifie en rien les propriétés de la couche limite (cf. détail de la figure 2.10).

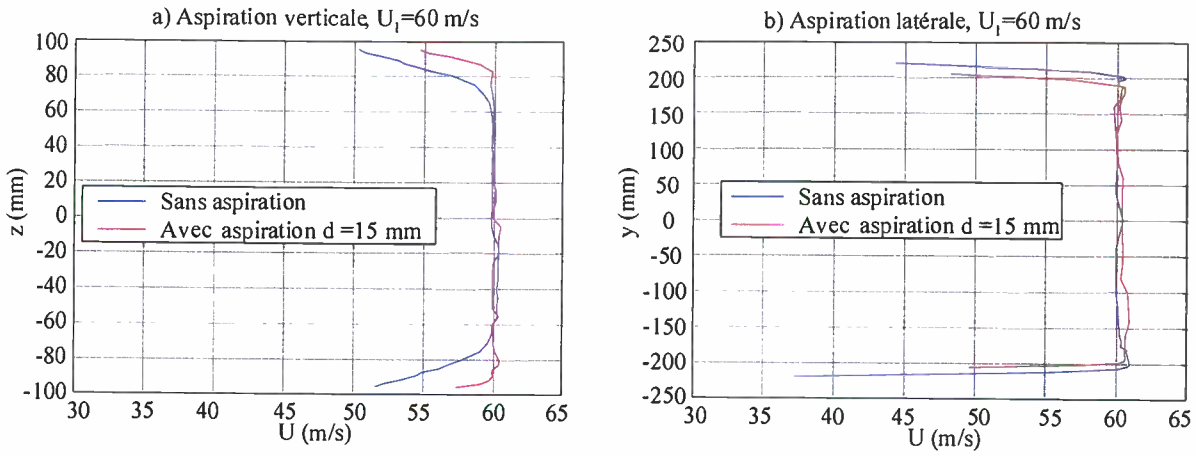


Figure 2.12 – *Profils de vitesse avec ou sans échappement*

Nous avons finalement décidé de ne pas employer le système latéral mais de conserver le système d'aspiration de couche limite vertical.

2.1.5 Méthodologie expérimentale pour l'étude des différents paramètres

Étude en fonction de la configuration

Nous étudierons principalement l'influence d'un changement d'angle d'attaque sur le bruit, en nous plaçant dans une même configuration de grille d'aubes, c'est-à-dire en gardant le même angle de calage. Ainsi, nous ferons varier surtout l'angle β_1, pour un calage constant de 20°.

Bruit d'interaction instationnaire

Pour étudier le bruit d'interaction instationnaire, la turbulence amont est introduite grâce à une grille de turbulence placée avant le convergent, de manière à ce que la turbulence soit le plus homogène possible (cf. figure 2.13). Comme nous l'avions vérifié lors de l'étude préliminaire, une grille de turbulence trop proche de la grille d'aubes se traduirait sur les spectres de champ lointain par un sifflement à la fréquence de l'échappement tourbillonnaire des barreaux. La comparaison du bruit produit avec et sans cette grille de turbulence permettra de comparer au chapitre 4 le bruit propre au bruit d'interaction instationnaire.

Le taux de turbulence se définit par le rapport de la racine de la moyenne des carrés des fluctuations sur la vitesse moyenne U_1. Ce taux de turbulence peut être défini suivant $\vec{x}$ (tx_1), suivant $\vec{y}$ (tx_2), ou suivant la vitesse fluctuante totale (tx_3). La vitesse amont étant parallèle à $\vec{x}$, nous appelons par la suite taux de turbulence amont ($tx = tx_1$)

$$tx = \frac{\sqrt{\overline{u_1}^2}}{U_1}. \tag{2.1}$$

Le dénominateur est toujours U_1, car la vitesse dans la direction $\vec{y}$ est beaucoup trop faible pour introduire une perturbation sur la vitesse moyenne totale.

Pour choisir correctement la grille de turbulence, nous nous sommes fondés sur les travaux de Comte-Bellot & Corsin [13], [14]. L'homogénéité de la turbulence est obtenue lorsque le coefficient de solidité de la grille de turbulence σ_g est assez faible. Ce coefficient est le rapport de la surface bloquée par la grille sur la surface initiale, et est donné par la formule :

$$\sigma_g = \frac{d_g}{M_g}\left(2 - \frac{d_g}{M_g}\right),$$

où d_g désigne l'épaisseur des barreaux à base rectangulaire et M_g désigne le côté de la maille de la grille. Nous avons choisi de prendre σ_g de l'ordre de 0,3. Pour avoir une turbulence homogène isotrope, il faudrait que la grille soit placée à une distance égale à $30.M_g$. Ainsi, la grille n° 1 devrait être positionnée à 75 cm de la sortie du convergent, et la grille n° 2 à 3,9 m (cf. figure 2.13). Vu la place dont nous disposons, cette condition ne peut être remplie. En outre, pour que la turbulence soit isotrope, il faut qu'il y ait un rapport de contraction de la veine égal à 1,27, sinon la direction principale de l'écoulement est privilégiée ($\overline{u'^2} = 1,2\overline{v'^2} = \overline{w'^2}$). Notre rapport de contraction étant beaucoup plus grand, égal à 3,48, ce sont les deux autres directions qui doivent être privilégiées.

Par ailleurs, le taux de turbulence à une distance L de la position de la grille est donnée par la relation suivante :

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_1} = \frac{1}{co}\sqrt{0,034\left(\frac{L}{M_g}\right)^{-n}},$$

où n est égal à 1,2 ou 1,3, et co est le rapport de contraction.

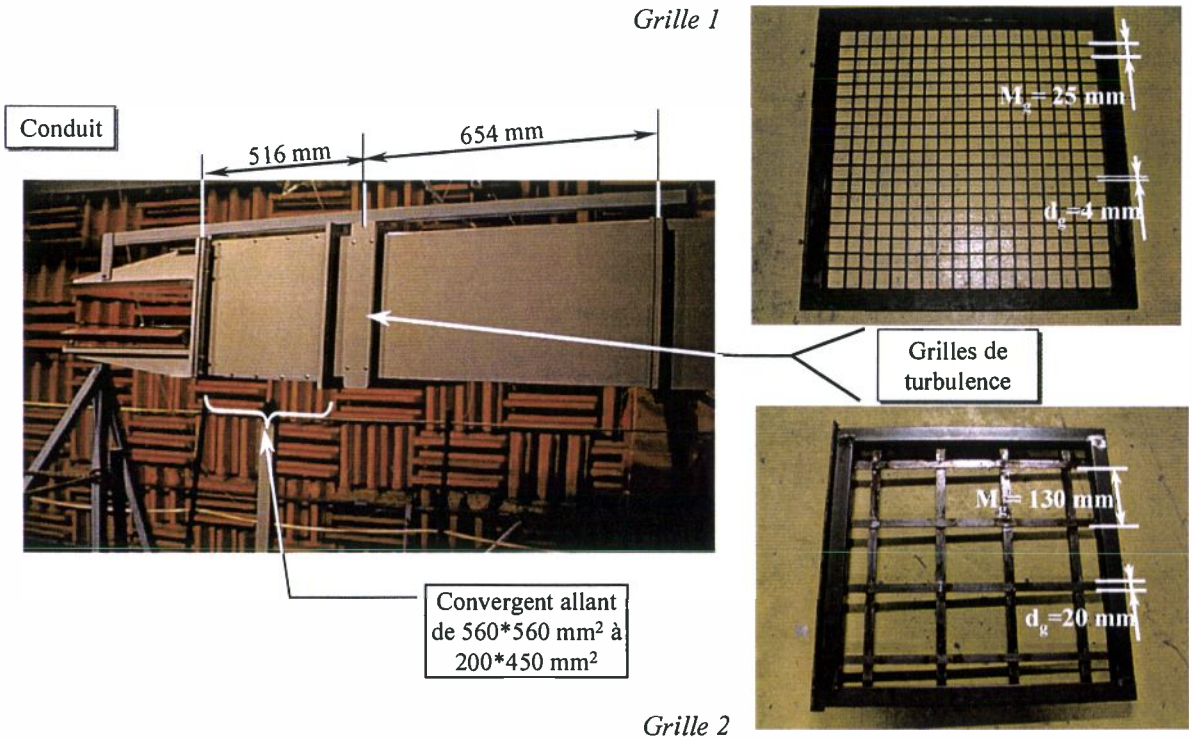


Figure 2.13 – *Grilles de turbulence*

La distance de la grille à la sortie du convergent est de l'ordre de $tU_1 - t_0U_1$, et vaut 516 mm. Cette loi de décroissance conduit à un taux de turbulence théorique à l'endroit utile de 0,7% pour

la grille n° 1, et un taux de turbulence de 3% avec la grille n° 2. Mais cette loi de décroissance est valable pour une valeur de contraction de 1,27 placée à $18.M_g$ de la position de la grille. Comme nous ne pouvons ni respecter le rapport de contraction, ni placer la grille de turbulence suffisamment loin de la sortie du convergent, cette loi ne nous permet que de donner un ordre de grandeur du taux de turbulence voulu. Elle nous a permi de définir les dimensions des grilles de turbulence, mais le taux de turbulence ainsi obtenu sera mesuré.

Nous obtenons en fait un taux de turbulence égal à 1,7% pour le cas de la grille n° 1, et un taux de turbulence de 5% pour la grille n° 2 (figure 2.14). Le bruit produit avec la grille de turbulence n° 1 est comparable au bruit propre, lorsque la turbulence amont est égale à 0,8% (turbulence résiduelle). En effet, selon Arbey [1], il faut un taux de turbulence de 2,5% pour supprimer le sifflement de Tollmien-Schliechting, c'est-à-dire pour que la turbulence amont soit suffisante de manière à modifier les couches limites. En revanche, la turbulence amont de 5% (cf. figure 2.14) introduit une augmentation sensible du niveau acoustique, seule façon d'étudier correctement le bruit d'interaction.

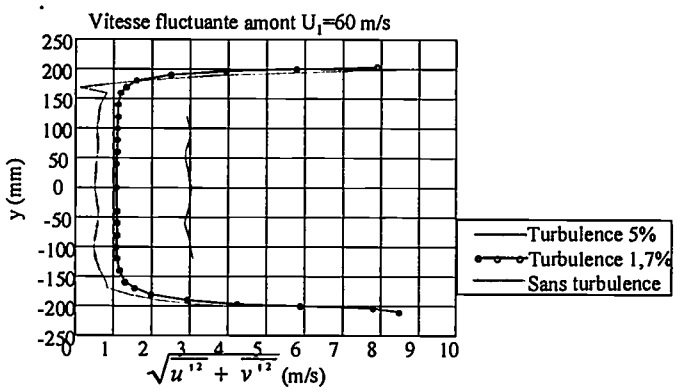


Figure 2.14 – *Profils de vitesse turbulente en sortie de convergent*

Effet de jeu

Le jeu est obtenu en baissant la plaque inférieure supportant les aubes. Les aubes sont en effet solidaires de cette plaque. Un espace existe alors entre l'extrémité supérieure des aubes et la plaque du dessus (cf. figure 2.15). Le jeu est nul lorsque les aubes sont serrées contre la plaque supérieure.

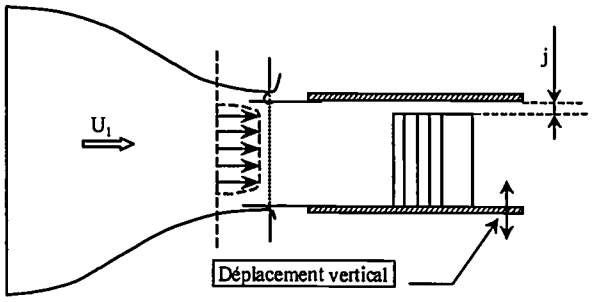


Figure 2.15 – *Réglage du jeu en tête d'aubes*

Lorsque le jeu est nul et pour les grandes vitesses, les aubes doivent fortement adhérer à la plaque supérieure, pour que les extrémités ne vibrent pas. Quand on introduit un jeu, des vibrations apparaissent pour des vitesses supérieures à 90 m/s, ce qui risque d'endommager les aubes et conduit aussi à un bruit parasite. Nous nous sommes donc limités à des vitesses inférieures à 80 m/s lors des études des effets de jeu.

Bruit d'interaction de la couche limite avec les aubes

Considéré comme dispositif de réglage, le système d'échappement de la couche limite permet aussi d'étudier l'influence de l'épaisseur de couche limite. Nous pouvons en effet modifier ce paramètre en fermant plus ou moins l'échappement à l'aide de la petite plaque réglable. Nous comparons le bruit ainsi produit au bruit engendré par la grille d'aubes lorsque l'échappement de couche limite est totalement ouvert, produisant une couche limite la plus faible possible.

2.2 Moyens de mesures

2.2.1 Mesure de la pression acoustique en champ lointain

Notons $p(\vec{x},t)$ la pression acoustique instantanée. L'intensité acoustique instantanée dans une zone sans écoulement se définit comme le produit de la pression par la vitesse :

$$\vec{I}(\vec{x},t) = p(\vec{x},t)\vec{u}(\vec{x},t) \tag{2.2}$$

L'intensité est la moyenne temporelle de l'intensité instantanée :

$$\vec{I}(\vec{x}) = \overline{p\vec{u}} = \lim_{T\to+\infty}\left(\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{+T/2}\vec{I}(\vec{x},t)\mathrm{d}t\right). \tag{2.3}$$

En champ lointain, nous avons :

$$\vec{I} = \frac{\overline{p^2}}{\rho_0 c_0}\vec{e}_r, \tag{2.4}$$

où $\vec{e}_r$ est un vecteur unitaire, correspondant à la direction de la propagation locale. La pression efficace $P_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{p^2}}$, donc :

$$I = \frac{P_{\text{eff}}^2}{\rho_0 c_0}. \tag{2.5}$$

La fonction d'autocorrélation de la pression est :

$$R_{pp}(\vec{x},\tau) = \lim_{T\to+\infty}\left(\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}p(t)p(t+\tau)\mathrm{d}t\right) = \overline{p(t)p(t+\tau)}, \tag{2.6}$$

La densité spectrale de puissance S_{pp} est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation. R_{pp} s'exprime alors en fonction de S_{pp} selon la relation :

$$R_{pp} = \int S_{pp} e^{2i\pi f t} \mathrm{d}f. \tag{2.7}$$

La pression efficace peut ainsi s'obtenir à partir de la densité spectrale de puissance :

$$P_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{p^2}} = \sqrt{R_{pp}(\vec{x}, 0)} = \sqrt{\int_f S_{pp} \mathrm{d}f}. \tag{2.8}$$

L'intensité acoustique et la densité spectrale de puissance sont donc reliées par la relation :

$$I = \frac{\int_f S_{pp} \mathrm{d}f}{\rho_0 c_0}. \tag{2.9}$$

Notre étude étant essentiellement expérimentale, nous passons par des analyseurs, qui permettent de mesurer les densités spectrales de puissance. L'analyseur effectue la moyenne de N transformées de Fourier des signaux temporels décalés dans le temps $p^2(\vec{x}, f) =< p(\vec{x}, t)^2 >$. La durée de l'acquisition pour un signal temporel donnant une transformée de Fourier est égale à l'inverse du pas fréquentiel d'échantillonnage $2\Delta f$. D'après le théorème de Shannon, le pas en temps correspond à $1/(2,56 f_{max})$, $f_{max} = 25,6\ kHz$ étant la fréquence maximale. Par la suite, S_{pp} désigne la densité spectrale de puissance échantillonnée :

$$S_{pp}(\vec{x}, f) = \frac{p^2(\vec{x}, f)}{\Delta f}, \ \Delta f \text{ étant l'échantillonnage en fréquence.} \tag{2.10}$$

Les légendes des figures représentant S_{pp} seront notées DSP, pour densité spectrale de puissance. L'unité est : Pa^2/Hz, avec une pression de référence égale à 2.10^{-5} :

$$DSP(dB) = 20 \log_{10} \left(\frac{p}{2.10^{-5}} \right) = 10 \log_{10} \left(\frac{S_{pp}}{4.10^{-10}} \right). \tag{2.11}$$

La pression efficace s'en déduit d'après la formule 2.8 :

$$P_{\text{eff}}(\theta) = \sqrt{\sum_f S_{pp}(f, \theta) \Delta f}. \tag{2.12}$$

La puissance acoustique totale est l'intégrale de l'intensité acoustique sur une surface sphérique. Dans le cadre de nos expériences, une notion de puissance partielle différente est définie, imposée par les mesures dans le plan médian. Elle s'obtient à partir de l'intégrale spatiale de P_{eff} en coordonnées cylindriques, et en prenant une valeur dans la direction z unitaire :

$$\mathcal{P}_t = R_0 \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \frac{P_{eff}^2(\theta)}{\rho_0 c_0} \mathrm{d}\theta, \tag{2.13}$$

où R_0 est la distance de l'observateur, égale à 2 m. Nous appellerons spectre de puissance acoustique, noté $\mathcal{P}$, la densité spectrale de la puissance acoustique. Elle peut se déduire de l'intégrale spatiale de la densité spectrale de puissance de la pression.

$$\mathcal{P}(f) = R_0 \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \frac{S_{pp}(f,\theta)}{\rho_0 c_0} \mathrm{d}\theta. \tag{2.14}$$

Les mesures en champ lointain sont effectuées grâce à un microphone Brüel & Kjær 1/2". Nous étalonnons ce microphone à l'aide d'un pistonphone, qui délivre 1 Pa à 1 000 Hz. Comme la réponse d'un microphone 1/2" est plate sur la gamme de fréquence de 0 à 25 kHz, il est suffisant d'effectuer cet étalonnage à 1 000 Hz.

Le microphone est placé à 2 m du centre de la grille d'aubes, sur un bras tournant, permettant de faire une étude en directivité. Sa position est repérée par l'angle θ, angle que fait la direction de la vitesse U_1 avec la direction du bras sur lequel est fixé le support du microphone (cf. figure 2.2).

Les microphones permettent d'enregistrer les densités spectrales de puissance, que nous appellerons souvent les spectres. La valeur d'échantillonnage en fréquence est de 16 Hz, la plus grande valeur de la fréquence est de 25 600 Hz, ce qui nous donne 1600 lignes. Un fenêtrage de Hanning permet d'effectuer les transformées de Fourier.

2.2.2 Mesure de la pression pariétale

Sondes à microphone déporté

Nous voulons mesurer la pression statique moyenne et la pression instationnaire sur la surface des aubes. Nous employons des sondes à microphone déporté pour les mesures de pressions pariétales (cf. figure 2.16). Une telle sonde consiste tout d'abord en un capillaire très fin (tube métallique de diamètre intérieur 0,7 mm et de diamètre extérieur 1 mm) qui se trouve dans le corps de la maquette. Ce capillaire sort de la maquette et est ensuite élargi, pour recevoir un microphone à effet électret, de diamètre extérieur de 5 mm. Ce microphone a un diamètre de prise de pression de 1,5 mm. Enfin, un tuyau en PVC souple d'une longueur de 2 m est fixé au capillaire et fermé en extrémité pour éviter tout écoulement interne dans la sonde. Une telle sonde présente l'avantage d'avoir une prise de pression locale (perforation en extrémité de diamètre de 0,5 mm), et peut être implantée dans une maquette très mince. Ainsi, l'épaisseur de l'aube au niveau de la sonde se trouvant le plus près du bord de fuite vaut 1,62 mm.

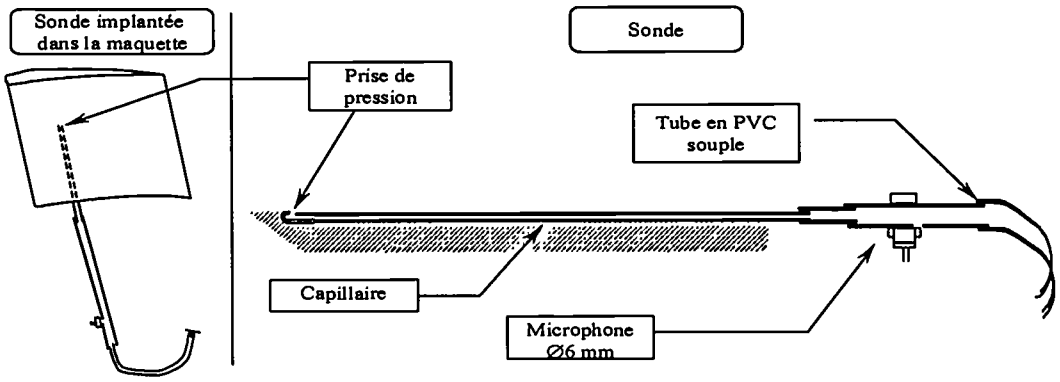


Figure 2.16 – *Sonde à microphone déporté*

Nous pouvons mesurer la pression statique moyenne en reliant le tube en PVC à un micro-manomètre qui donne une valeur en millimètres d'eau (Δh). Le coefficient de pression C_p, qui peut servir à recaler le point de fonctionnement de la grille d'aubes, se définit par :

$$C_p = \frac{\rho_{eau} g \Delta h}{1/2 \rho_{air} U_1^2},$$

avec $\rho_{eau} = 10^3 kg/m^3$, $\rho_{air} = 1,29 kg/m^3$ et $g = 9,81 m/s^2$.

Ces sondes donnent accès à la pression instationnaire, en fournissant la statistique du champ de pression (spectres, interspectres, et cohérences). Il est à noter que Blake [7] s'est servi d'un système peu différent dès 1975, en effectuant des mesures de pression pariétale près de bords de fuite grâce à un microphone Brüel & Kjaer 1/8" suivi d'un tube permettant de se placer dans des parties étroites. Ces sondes doivent être étalonnées en fréquence car la prise de pression au niveau du microphone est séparée du point de mesure par plusieurs capillaires. D'une part les ondes acoustiques se propageant dans les capillaires se réfléchissent suite aux changements de section et d'autre part elles s'atténuent par effet visqueux. Le calcul théorique a été effectué par S. Pérennès (1998) [73], se fondant sur les travaux de Pierce [69] (1981) sur la propagation à basse fréquence d'une onde acoustique dans un conduit cylindrique pour tenir compte des effets visqueux et sur un calcul de réflexions d'ondes planes.

Les sondes étant construites de manière très précise, et identiques, nous pouvons en étalonner une sur la gamme de fréquence de 0 à 25 000 Hz, et recaler la courbe d'étalonnage pour chaque sonde en mesurant la sensibilité à 1 000 Hz de chaque microphone à l'aide d'un pistonphone.

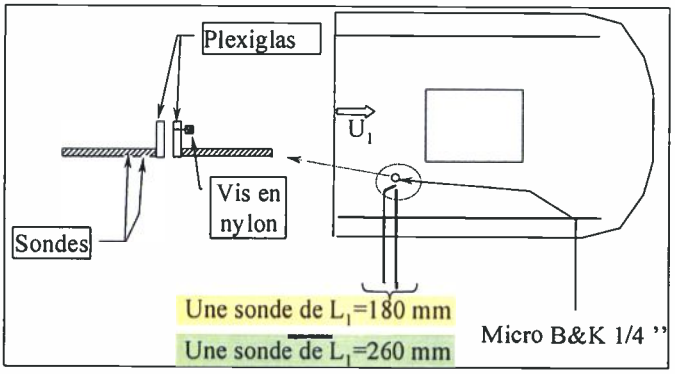


Figure 2.17 – *Étalonnage des sondes*

Une procédure simple consisterait à faire cet étalonnage avec une excitation acoustique. L'étalonnage d'une sonde peut se faire aussi de façon aérodynamique, par comparaison de la réponse de la sonde avec celle d'un microphone capacitif B&K 1/4" dans un montage affleurant, placé à côté d'une sonde de référence. Ce dernier choix est préférable, car nous désirons obtenir les fluctuations aérodynamiques et non acoustiques grâce à ces sondes. Dans un tel montage, le signal fourni par le microphone résulte d'une intégration spatiale sur la face sensible. Ainsi, les composantes du champ de pression dont la longueur d'onde hydrodynamique est inférieure au diamètre de la face sensible sont filtrées. Ce phénomène se traduit au niveau de la densité spectrale mesurée par une atténuation exagérée des hautes fréquences. Pour tenir compte de l'intégration spatiale, nous appliquerons la correction de Corcos. Cette correction donne le rapport de la densité spectrale mesurée sur le spectre vrai en fonction de la fréquence adimensionnée

$\omega r/U_c$, U_c étant la vitesse de convection. La vitesse de convection s'exprime en fonction de la vitesse de l'écoulement par $U_c = 0,7\ U_1$. L'intégration spatiale existe aussi pour la sonde. La correction de Corcos doit donc *a priori* aussi s'appliquer au niveau de la perforation affleurant à la paroi des aubes. Le rayon $r = 0,25\ mm$ d'intégration étant très faible, une telle correction n'est pas utile, et ne change pas la mesure (cf. fig. 2.18).

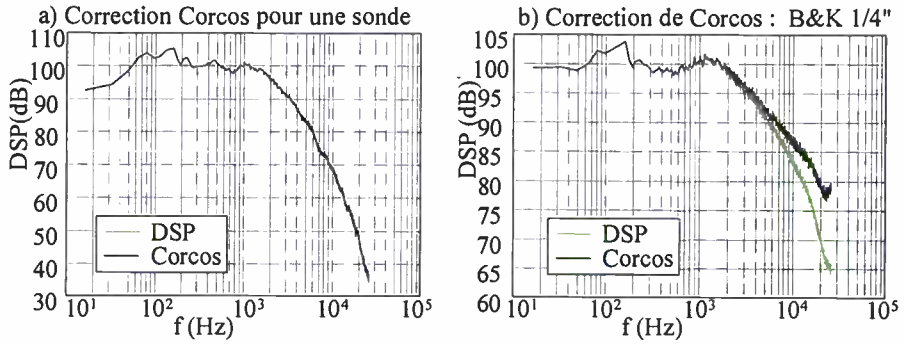


Figure 2.18 – *Correction de Corcos : a) sonde à microphone déporté , b) microphone Bruël&Kjaer 1/4", $U_1 = 100\ m/s$*

La fonction d'atténuation en amplitude est donnée par :

$$N_{att} = 10 \log_{10} \left(\frac{\overline{p^2_{sonde}}}{\overline{p^2_{réelle}}} \right) \tag{2.15}$$

Les courbes d'atténuation théorique et expérimentale, portées sur la figure 2.19, se correspondent bien pour les fréquences supérieures à 100 Hz, les bosses se situant aux mêmes endroits.

Lorsque la vitesse augmente, l'atténuation mesurée augmente, pour dépasser la courbe théorique aux hautes fréquences ($f > 10\ 000\ Hz$) . Ainsi, la courbe correspondant le mieux à la théorie étant l'atténuation à 70 m/s, c'est celle qui servira à étalonner nos sondes. L'étalonnage expérimental pour les fréquences supérieures à 20 000 Hz est largement supérieur à la courbe théorique. Ce phénomène peut provenir du microphone Bruel & Kjaër , puisque nous appliquons une correction de Corcos sur la courbe de réponse en haute fréquence. En outre, à basse vitesse, le contenu fréquentiel des fluctuations de vitesse n'est pas suffisant. Ainsi la courbe d'atténuation à 60 m/s pour les fréquences supérieures à 7 000 Hz est inférieure aux courbes d'atténuations aux autres vitesses (cf. figure 2.20). Nous conserverons donc l'atténuation théorique pour $f > 20\ 000$ Hz, et l'atténuation expérimentale pour $f < 20\ 000\ Hz$. En outre, la théorie prédit une bosse dans la gamme de fréquence de 2 000 Hz à 5 000 Hz, qui n'apparaît pas sur la courbe expérimentale.

Nous avons une incertitude sur la forme de la courbe d'atténuation au-dessus de 10 000 Hz. La fonction d'atténuation change beaucoup plus en haute fréquence ($f > 7\ 000$ Hz) quand la vitesse est faible. Ainsi, en haute fréquence, cette fonction semble dépendre de l'amplitude de l'excitation.

Implantation des sondes

L'aube centrale, aube n°4, est instrumentée de 12 sondes disposées selon la corde, à la fois sur l'extrados et sur l'intrados, principalement au niveau du bord d'attaque et du bord de fuite. Nous

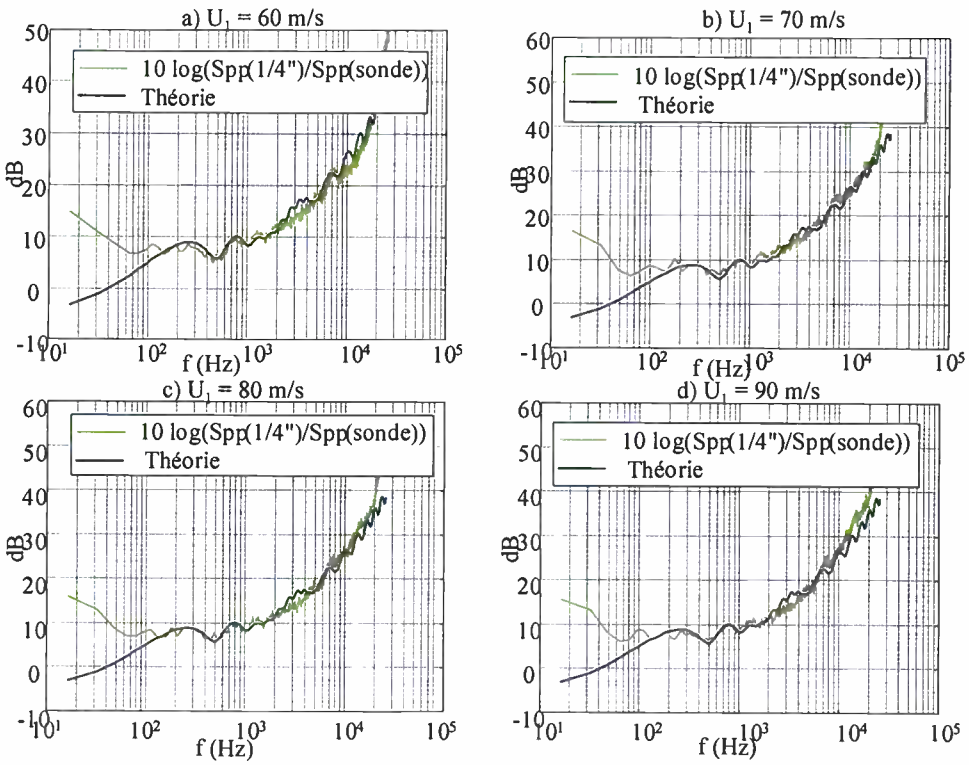


Figure 2.19 – *Comparaison des fonctions d'atténuation théorique et expérimentale des sondes*

voulons pouvoir étudier la bidimensionnalité de l'écoulement, ce qui nous a conduit à introduire plusieurs sondes dans le sens de l'envergure. En outre, nous avons prévu une instrumentation en extrémité d'aube, ce qui permettra ultérieurement de réutiliser l'installation pour évaluer les effets de jeu par rapport à la plaque supérieure, ou bien l'interaction avec les couches limites. C'est pourquoi l'aube n° 3 est équipée de 9 sondes en extrémité. Les positions des sondes sont repérées sur la figure 2.21.

Les mesures de cohérences entre les 12 sondes de l'aube centrale permettent de déterminer le caractère propagatif ou convectif des phénomènes de paroi. De même, la cohérence entre les 12 sondes de l'aube n° 5 permet d'obtenir des échelles de cohérence transversale. Nous pourrons en outre voir l'influence aube à aube grâce à des cohérences entre sondes des aubes n° 4 et n° 5. Pour estimer les liens entre les pressions en deux points de l'aube, nous mesurons le coefficient de corrélation dans le domaine temporel ou la cohérence dans le domaine fréquentiel. Soit deux signaux p_1 et p_2. La fonction d'intercorrélation se définit par :

$$R_{p_1p_2}(\tau) = \lim_{T\to+\infty}\left(\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} p_1(t)p_2(t+\tau)\mathrm{d}t\right) = \overline{p_1(t)p_2(t+\tau)}, \tag{2.16}$$

et la fonction d'autocorrélation par :

$$\begin{cases} R_{p_1p_1}(\tau) = \overline{p_1(t)p_1(t+\tau)}, \\ R_{p_2p_2}(\tau) = \overline{p_2(t)p_2(t+\tau)}. \end{cases} \tag{2.17}$$

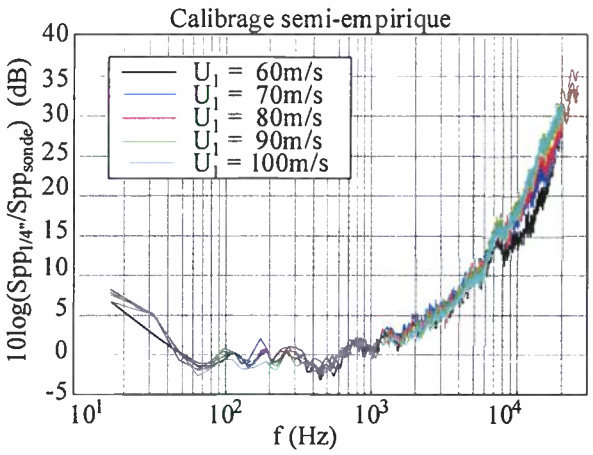


Figure 2.20 – *Évolution de l'atténuation mesurée avec la vitesse*

En appliquant une transformée de Fourier à ces fonctions, on obtient la densité interspectrale de puissance, ou interspectre :

$$S_{p_1p_2}(f) = P_1(f) \cdot P_2^*(f), \tag{2.18}$$

et :

$$\begin{cases} S_{p1p1}(f) = P_1(f) \cdot P_1^*(f) = |P_1(f)|^2, \\ S_{p2p2}(f) = P_2(f) \cdot P_2^*(f) = |P_2|^2. \end{cases} \tag{2.19}$$

La cohérence, Γ se définit par le rapport du carré de l'interspectre $S_{p_1p_2}$ et du produit des deux spectres $S_{p_2p_2}$ et $S_{p_2p_2}$:

$$\Gamma = |\gamma|^2 = \frac{S_{p_1p_2}^2}{S_{p_1p_1}S_{p_2p_2}} \tag{2.20}$$

Les signaux sont obtenus à partir d'une moyenne sur N_d réalisations, c'est-à-dire pour un nombre fini d'échantillons. Théoriquement un nombre infini de réalisations est nécessaire pour avoir la valeur exacte. La troncature induit une erreur, et nous avons expérimentalement vu qu'il fallait faire 300 moyennes pour deux signaux pariétaux, alors qu'il fallait aller jusqu'à 600 moyennes pour la cohérence entre un signal de pression pariétale et un signal de champ acoustique lointain.

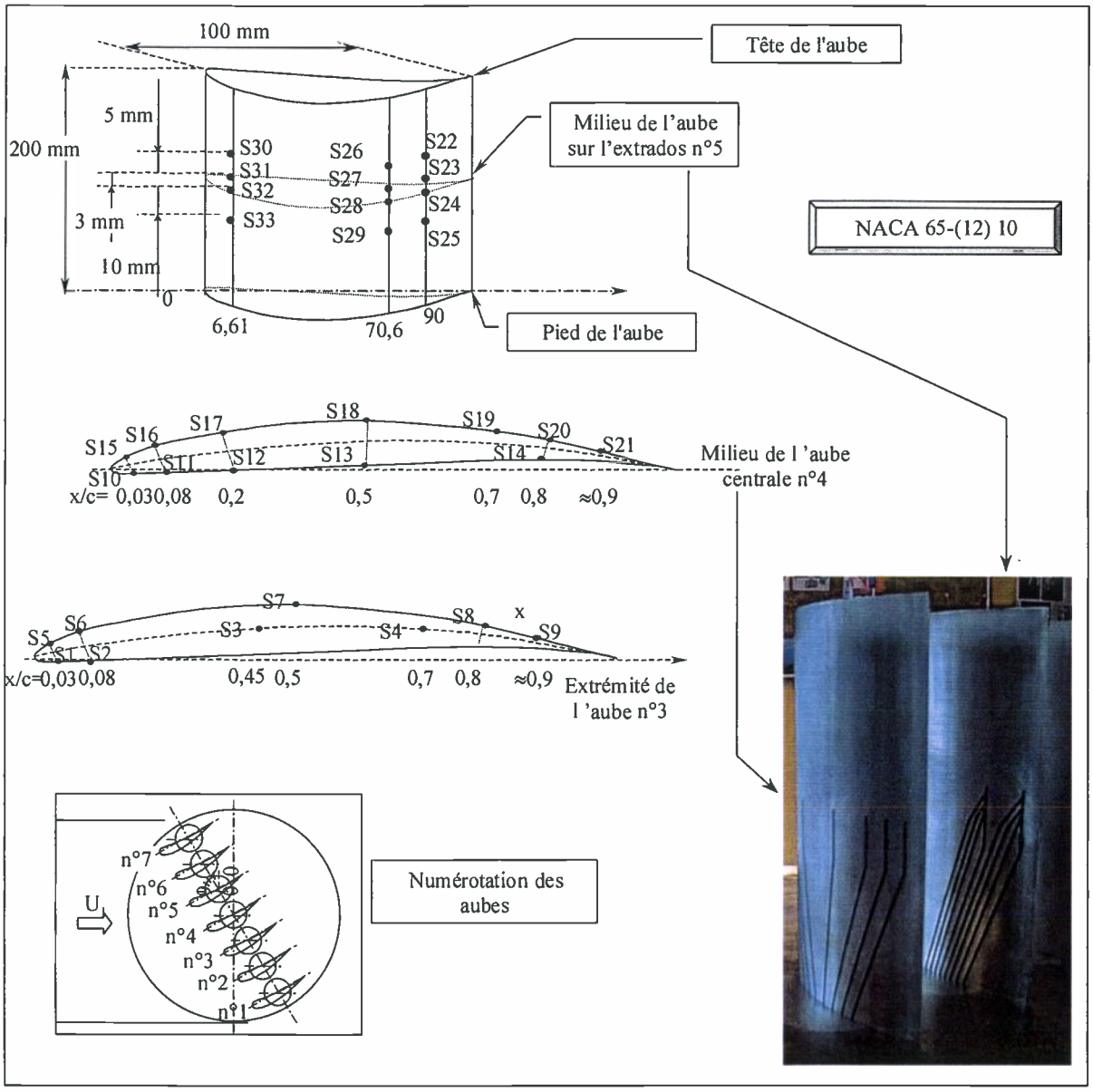


Figure 2.21 – *Positions des sondes sur les différentes aubes*

2.2.3 Vélocimétrie par images de particules (VIP)

L'étude du champ de vitesse moyen, et du champ instationnaire dans un plan peut se faire directement par vélocimétrie par images de particules. Cette technique, disponible au LMFA, a l'avantage d'être non intrusive. Nous en décrivons rapidement le principe [74].

L'écoulement est ensemencé au moyen de fines particules, capables de diffuser la lumière. Ces particules sont obtenues grâce à de la fumée à base de paraffine, dont la granulométrie est comprise entre 1 et 4 micromètres. Ces particules sont injectées dès l'entrée d'air au niveau du moteur de la soufflerie, assurant une bonne homogénéité dans la veine d'essai. Elles se déplacent à la même vitesse que l'écoulement.

La zone de l'écoulement à étudier est éclairée à l'aide d'une mince nappe lumineuse issue d'un laser à impulsion. Cette source lumineuse est constituée de deux têtes laser qui produisent deux impulsions de très courte durée, de l'ordre de 5 ns, dans le domaine visible, la longueur d'onde étant égale à 532 nm. La cadence du double tir laser est de 9 Hz, ce qui fixe la résolution temporelle du système de mesure. Ce système ne permet donc pas de faire des mesures effectives dans le temps. La constante de temps est plus longue que celle de la turbulence dans le cas des instationnarités aérodynamiques de l'écoulement.

Une caméra électronique est placée perpendiculairement à la zone éclairée, ce qui permet l'enregistrement de la position instantanée des particules dans l'écoulement (cf. figure 2.22). Le capteur de la caméra comprend 1280*1024 pixels. La caméra est disposée verticalement, au-dessus de la grille d'aubes et les prises de vues sont réalisées à travers un hublot en verre ménagé dans la plaque supérieure.

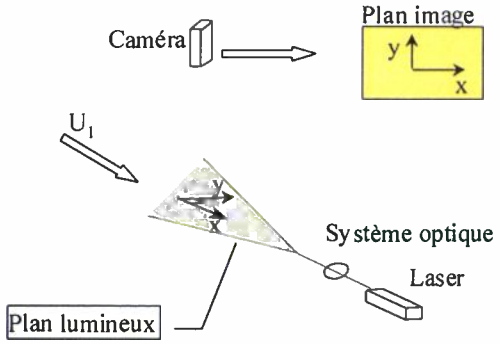


Figure 2.22 – *Dispositif expérimental pour les mesures de VIP*

On procède à deux illuminations successives séparées par un intervalle de temps Δt très bref, pour fournir deux images successives. L'analyse de ce doublet d'images conduit à la connaissance du déplacement des particules pendant le temps Δt, permettant ainsi de remonter à la vitesse instantanée. Pour remonter correctement aux déplacements des particules, il faut que l'analyse des deux images successives soit bien précise. Pour ce faire, chaque image est découpée en surfaces élémentaires ou fenêtres d'interrogation (cf. figure 2.23), et la vitesse de l'écoulement est supposée uniforme sur chacune de ces fenêtres. Une méthode statistique de corrélation croisée entre les deux images successives pour chaque surface élémentaire permet d'évaluer le déplacement $(\Delta x, \Delta y)$. La mise en œuvre de cette méthode se fait au moyen d'algorithmes de transformation de Fourier. Pour chaque fenêtre d'interrogation, nous en déduisons un vecteur vitesse instantané, ce qui donne finalement le champ global des vecteurs vitesses instantanés pour toute l'étendue de la zone de mesure. Un processeur dédié effectue le calcul du champ de vitesse à partir des images

transmises par la caméra. La capacité du processeur permet de mesurer sans interruption une série de 40 champs de vitesse à la cadence de 9 Hz. Le logiciel employé permet de synchroniser les tirs laser avec l'enregistrement des images de la caméra.

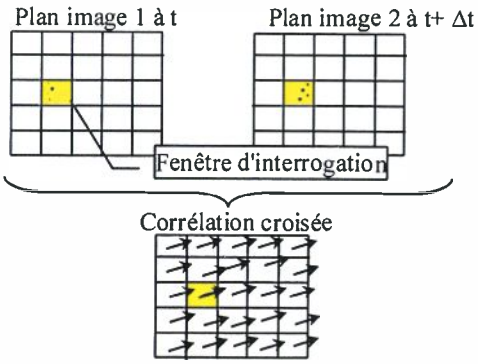


Figure 2.23 – *Principe de l'analyse des images par VIP*

La VIP a été effectuée ici pour deux champs : un champ de dimension $74.1 * 90.0\ mm^2$ et un champ de dimension $148.8 * 206.6\ mm^2$. Nous avons alors respectivement un grandissement M de 0.126 et 0.0652. La focale est 60 mm, et la longueur d'onde du laser est de 532 nm. La profondeur de champ doit donc être respectivement de 0.7 mm, et 3 mm. Ces mesures donnent accès à la vitesse moyenne, à l'écart type des fluctuations de la vitesse et au coefficient de corrélation. Dans le tableau 2.3 sont inscrites les différentes valeurs de l'intervalle de temps entre les deux flashes du laser Δt.

Vitesse (m/s)	Définition de l'image	Δt (μs)
80	64*64	2,5
100	64*64	1,2
80	32*32	1,25
100	32*32	0,6

Tableau 2.3 – *Valeurs servant aux mesures de vitesses par images de particules*

Nous n'avons pas accès à la vitesse sur toute la fenêtre de mesure car une zone d'ombre apparaît lorsque le laser frappe les aubes. En outre, les aubes étant en aluminium (Au4G), elles réfléchissent le faisceau laser. Il faut ménager un masque sur le hublot pour s'en prémunir, ce qui supprime l'accès à une petite zone autour des aubes. Sur chacune des images qui seront analysées au chapitre suivant sont représentés les aubes et le masque.

Le faisceau laser arrivant sur les aubes est bien visible sur les photos de la figure 2.24. Le schéma de principe de l'installation est présenté sur la figure 2.25. La grille d'aubes est observée par le dessus, et la plaque en bois est représentée hachurée. La partie non hachurée correspond au hublot en verre permettant d'effectuer les photos avec la caméra, et donc d'obtenir les images pour les mesures de VIP. Ce hublot est suffisamment grand de manière à obtenir des grands champs de vitesse, comprenant un canal inter-aubes. Mais la précision des mesures est faible, et il est donc intéressant de se concentrer aussi sur de petites zones, par exemple uniquement autour d'un bord de fuite (aube n° 4).

Des difficultés sont apparues lors des essais. La première réside dans l'obtention d'une répartition des particules homogène en espace et stable dans le temps. Cette difficulté a facilement été esquivée en disposant le générateur de fumée à l'aspiration de la soufflerie. Par ailleurs, la caméra

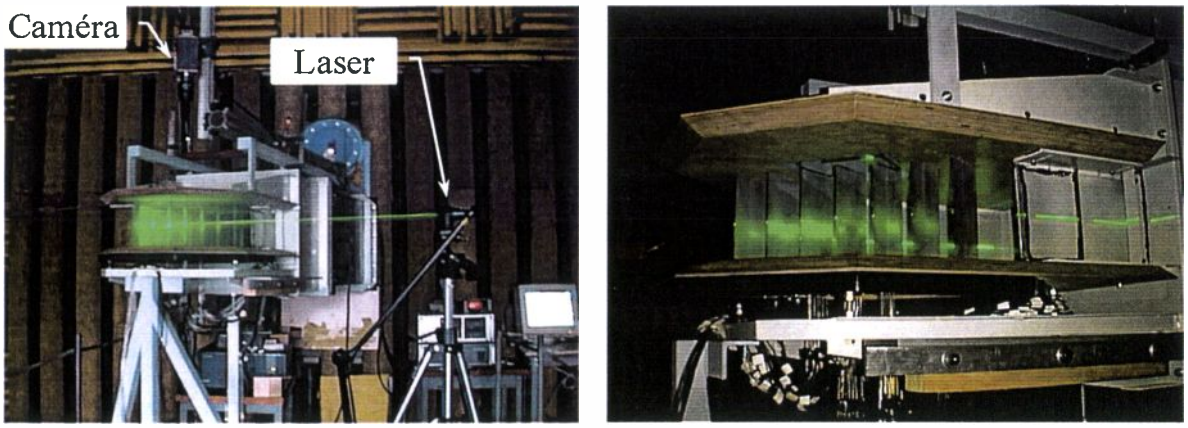


Figure 2.24 – *Montage pour les mesures de vitesse par images de particules*

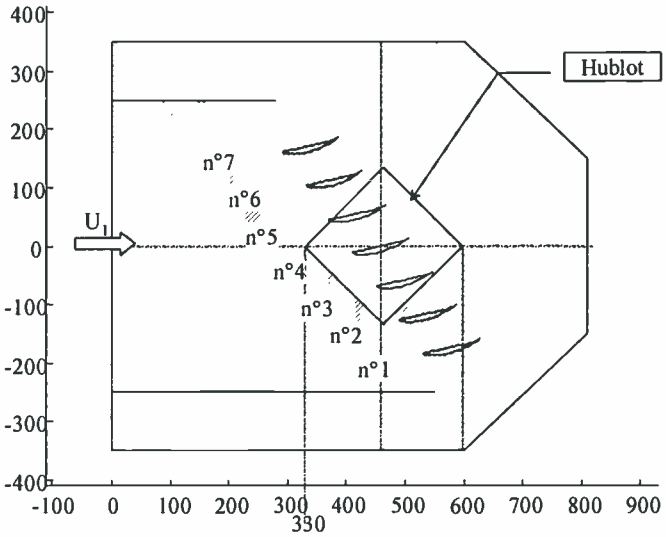


Figure 2.25 – *Position du hublot pour les mesures de VIP*

devant être placée au-dessus de la grille, vu la disposition du hublot, elle devait être fixée au conduit coudé. La mise au point de la caméra a été délicate à obtenir, du fait des vibrations de la structure. Une difficulté beaucoup plus désagréable est apparue, liée aux faibles températures dans le local d'essai. Les mesures de VIP ont en effet été effectuées au mois de janvier 2000, et les températures dans la chambre anéchoïque allaient de $-10°$ à $10°$ au cours de la journée. Or le laser pulsé présente une très forte sensibilité à la température, et de nombreux réglages ont été nécessaires entre les différents essais.

2.2.4 Mesures du champ de vitesse par films chauds

La VIP permet de connaître l'écoulement sur une fenêtre de taille plus ou moins grande suivant la précision de la mesure sur la résolution spatiale désirée. Mais, d'une part à cause du masque nécessaire pour ne pas saturer la caméra et d'autre part à cause des effets de parallaxe des photos prises par la caméra, les zones d'écoulement près des parois des aubes, dont la couche limite, ne sont pas accessibles. En particulier, le sillage est visible sur les mesures

de VIP, mais nous ne pouvons pas nous approcher vraiment près du bord de fuite. Ainsi, l'utilisation de films chauds pour pallier ce manque, et effectuer en particulier des mesures très près du bord de fuite, devient nécessaire. En outre, les mesures aux films chauds permettent de connaître plus précisément la vitesse en un point, car on effectue une acquisition temporelle qui permet d'accéder aux spectres d'énergie cinétique turbulente, et aux spectres d'énergie des deux composantes de la vitesse.

Nous employons deux films chauds croisés, permettant de connaître les deux composantes de la vitesse dans le plan médian de la maquette. L'étalonnage de la sonde à film chaud s'effectue à l'aide d'un tube de Pitot, pour déterminer les coefficients a et b de la loi d'échange ou loi de King :

$$E = a\sqrt{U} + b, \tag{2.21}$$

E étant la différence de potentiel donnée par les fils, et U la vitesse de l'écoulement. À titre d'application des mesures par films chauds, nous représentons un profil de vitesse moyenne typique sur la figure 2.26. Ce résultat permet de s'assurer que l'écoulement est globalement conforme aux attentes, c'est-à-dire qu'il est défléchi par la grille, sans éclatement aux extrémités. Le profil n° 1 désigne une section située juste en sortie du convergent de la soufflerie. Le profil n° 2 est incliné de même que les suivants, selon l'alignement de la grille, à 50 mm devant le bord d'attaque des aubes. Les profils n° 3, 4 et 5, qui servent par la suite à caractériser les sillages sont à des distances respectives du front de bord de fuite de la grille de 50 mm, 100 mm, et 4 mm. Selon les conventions choisies, la coordonnée y_g augmente quand on passe du côté extrados au côté intrados d'une même aube.

Au cours de la journée, et aussi au cours de la mesure d'un même profil de vitesse qui s'effectue en une ou deux heures, la température de l'écoulement augmente de $5°C$ à $10°C$ (en hiver). Il faut donc soit faire un étalonnage tout au long de la journée, à différentes heures, ou bien tenir compte d'une loi de dérive en température. Le changement de température est faible, car les mesures de vitesses ont toutes été faites en hiver. Il suffit alors de mesurer la température de l'écoulement, et de corriger les données en fonction de la température de l'écoulement lors de l'étalonnage en multipliant par la correction :

$\sqrt{\frac{t_s - t_{e2}}{t_s - t_{e1}}}$

avec t_{e1} : température actuelle de l'écoulement
avec t_{e2} : température lors de l'étalonnage
avec t_s : température du capteur

Si la température change plus rapidement, les coefficients a et b changent de façon beaucoup plus significative avec la température, et un modèle en fonction de la température de l'écoulement doit être considéré (loi de King, Collis et Williams 1959).

Les spectres de fluctuations des deux composantes de la vitesse dans le repère de la grille ne peuvent être directement calculés par l'analyseur, car les mesures sont effectuées dans le repère de la sonde. Les fluctuations temporelles sont donc enregistrées et la projection dans le repère adéquat et la transformée de Fourier se font par post-traitement. Voulant avoir une fréquence d'échantillonnage de df=8 Hz, la durée d'acquisition pour une transformée de Fourier doit être de $\Delta t = 1/df = 0,125s$. Pour pourvoir effectuer 80 moyennes pour un calcul correct de la transformée de Fourier, la durée totale d'acquisition est de 10 s. Comme nous voulons aller jusqu'à $f_{max} = 25\,600$ Hz, en tenant compte du théorème de Shannon, le temps d'échantillonnage doit valoir $\delta t = 1/(2,56 f_{max}) = 1,53.10^{-5}s$.

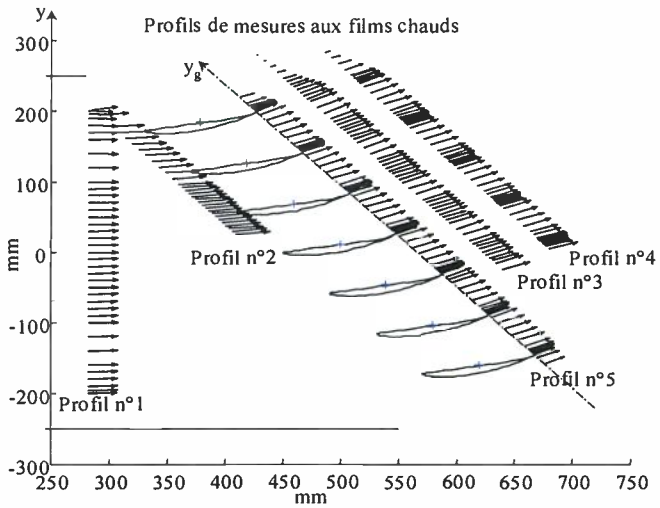


Figure 2.26 – *Profils de vitesse mesurés par films chauds croisés*

2.3 Bruit de fond et correction des mesures de champ lointain

Le bruit de fond correspond au bruit de l'installation sans les sept aubes de la maquette mais avec les plaques et les parois transparentes aux ondes acoustiques (cf. figure 2.27).

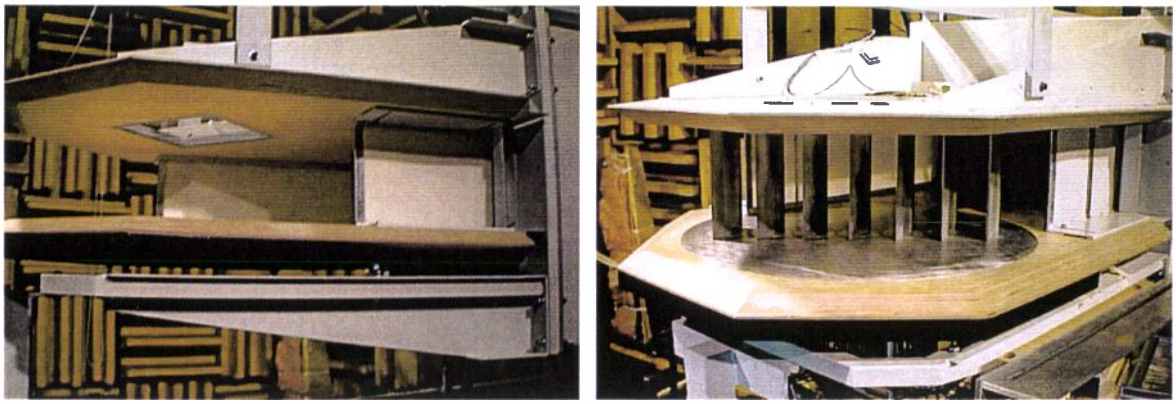


Figure 2.27 – *Configuration servant à caractériser le bruit de fond et configuration de grille d'aubes*

Pour lui comme pour le reste, les mesures sont toujours faites dans le plan médian, plan horizontal passant par le centre des aubes. Cela permet de se prémunir contre le bruit des plaques en bois maintenant les aubes. En outre, nous avons vérifié que les mesures ne changent pas lorsqu'on monte ou baisse le microphone de 5 cm sur son support, ce qui montre leur fiabilité.

2.3.1 Suppression du bruit de fond

Pour exploiter correctement les spectres, il faut pouvoir distinguer ce qui provient du bruit de fond et ce qui provient du bruit de la grille d'aubes elle-même. La pression totale p_t mesurée comprend la pression p_f de bruit de fond, et la pression p résultant du bruit produit par les aubes :

$$\begin{cases} p_t = p_f + p \\ < p_t^2 > = < p_f^2 > + < p^2 > + 2 < p_f p > . \end{cases} \tag{2.22}$$

Comme nous ne mesurons pas directement la pression, mais que nous passons par la mesure de spectres, nous ne pouvons soustraire directement les résultats obtenus. Si nous supposons que le bruit de fond et le bruit de la grille d'aubes sont décorrélés, nous pouvons écrire :

$$< p_t^2 > = < p_f^2 > + < p^2 > . \tag{2.23}$$

Nous avons accès à $< p_f^2 >$ et à $< p_t^2 >$, et nous traçons les spectres en échelle logarithmique (dB). Le bruit de la grille d'aube est donc donné par :

$$\begin{aligned} 10 \log_{10} < p^2 > &= 10 \log_{10}(< p_t^2 > - < p_f^2 >) \\ &= 10 \log_{10}(< p_t^2 >) + 10 \log_{10} \left(1 - \frac{< p_f^2 >}{< p_t^2 >} \right) . \end{aligned} \tag{2.24}$$

Connaissant $< p_f^2 >$ et $< p_t^2 >$, nous pouvons en déduire leur rapport et calculer la valeur exacte du bruit de la grille d'aubes, à condition que le rapport soit différent de 1. En outre, une configuration bien particulière correspond au cas où la différence entre le bruit de fond et le bruit total est de 3 dB. Le bruit de la grille est alors égal au bruit de fond et vaut la moitié du bruit total.

Lorsque le bruit total est supérieur au bruit de fond de 10 dB, cela signifie que $< p_t^2 >$ est égal à 10 fois $< p_f^2 >$, le bruit de fond devient négligeable et la mesure est représentative de l'information cherchée.

2.3.2 Bruit dû aux parois latérales

Les deux parois latérales transparentes aux ondes acoustiques engendrent a priori un bruit supplémentaire qui participe au bruit de fond. En revanche, nous avons constaté que dans la configuration de bruit de fond, elles suppriment les vibrations de la veine jusqu'à des vitesses de 100 m/s, en jouant un rôle de raidisseur. Lorsqu'on les enlève, la vitesse de l'écoulement doit être limitée à 60 m/s. Ainsi, nous comparons le bruit de fond de l'installation avec et sans les parois latérales seulement à la vitesse de 50 m/s sur la figure 2.28. Le spectre en présence des parois latérales fait apparaître deux pics à 300 Hz et à son harmonique : 600 Hz. Mais ces deux pics, qui correspondent peut-être à des phénomènes de flottement, diminuent dès qu'on augmente la vitesse amont, pour finalement disparaître (cf. figure 2.29).

Par ailleurs, la présence des parois conduit à une diminution du spectre en dessous de 70 Hz, sans doute en raison d'une modification des échelles de turbulence dans la frontière de l'écoulement. L'écoulement sur les parois augmente le bruit de fond de 10 dB dans la gamme de fréquences de 200 à 2 000 Hz pour un angle d'écoute situé aux alentours de 90° et 270° et beaucoup moins pour les autres angles (cf. figure 2.28). Ainsi, le bruit est augmenté dans les directions orthogonales aux parois. En outre, pour les angles aux alentours de 220°, en amont du côté de la paroi la plus longue, la paroi fait remonter de manière significative le spectre pour les fréquences supérieures à 10 000 Hz. On peut attribuer ces différences à l'excitation des parois par l'écoulement, les parois rayonnant comme des membranes.

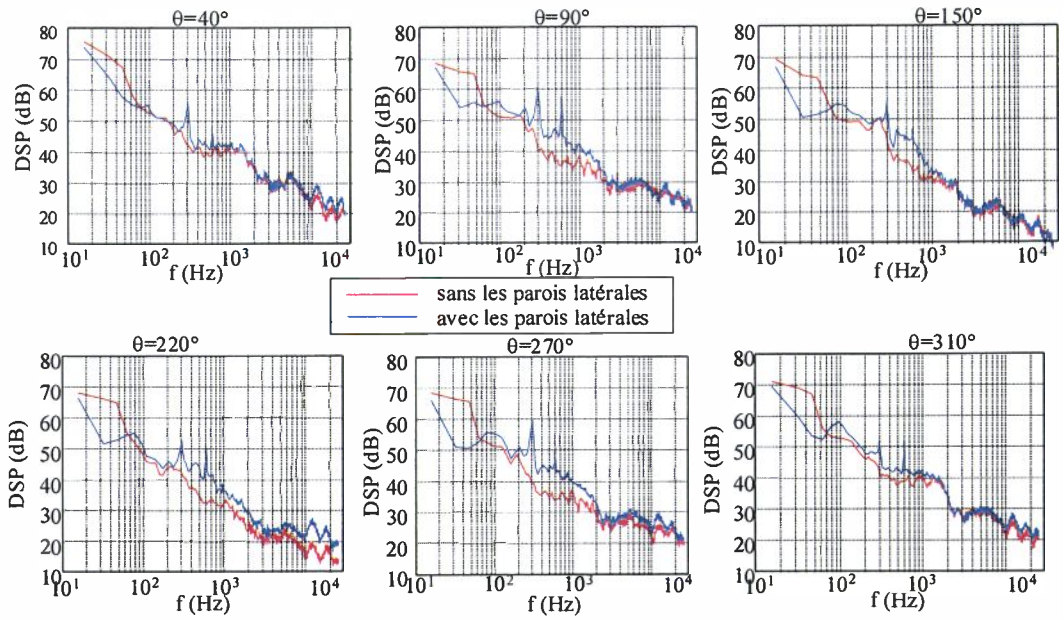


Figure 2.28 – *Bruit de fond avec et sans parois latérales à 50 m/s*

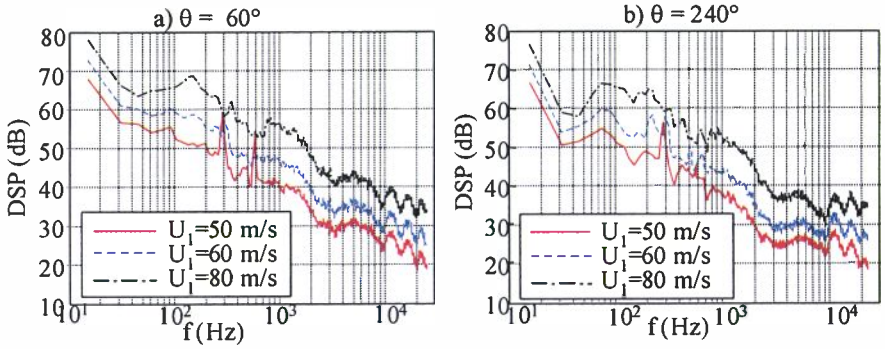


Figure 2.29 – *Évolution du bruit de fond avec les parois latérales en fonction de la vitesse*

Les parois étant assez souples, elles sont aussi sujettes à un vieillissement. Au cours des expériences, il a fallu les fixer beaucoup plus fortement pour éviter qu'elles ne vibrent. L'intensité des pics aux fréquences de 300 et 600 Hz augmentait ainsi entre les différentes campagnes de mesures. Pour la dernière campagne de mesures, nous avons fixé ces parois latérales en quelques points (1 à 3 points de fixation suffisent) grâce à un fil de pêche sur des raidisseurs supplémentaires.

2.3.3 Distorsions en haute fréquence au-dessus de 2 000 Hz

De grandes ondulations étaient observées lors des premières expériences sur tous les spectres de bruit de fond et sur tous les spectres des différentes configurations de la grille d'aubes, aux mêmes fréquences. Ces diminutions sont dues aux diffractions sur le support du microphone. Un obstacle est en effet susceptible de réfléchir ou diffracter les ondes sonores, sauf si les longueurs d'ondes correspondantes sont très grandes devant ses dimensions. Ainsi, les supports tournants des microphones se traduisent-ils par une distorsion de la mesure dans la gamme des hautes fréquences (f > 2 000 Hz). Cet effet, quoique plus complexe, est analogue à l'effet de réflexion pure

sur le sol qui se produit lors des mesures acoustiques en extérieur ou en chambre semi-anéchoïque. Nous l'avons mis en évidence par comparaison avec la mesure fournie par un microphone fixe solidaire d'un autre support moins intrusif, comme le montre la figure 2.30.

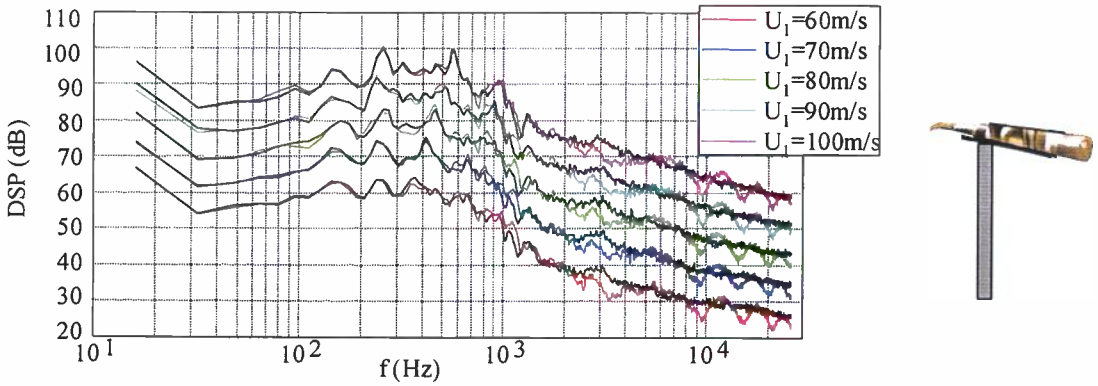


Figure 2.30 – *Différence entre un support adapté (traits noirs) et le support des premiers essais (traits colorés) ; décalage de 5dB des courbes pour les différentes vitesses*

Pour définir une courbe de distorsion permettant de corriger a posteriori les premières mesures, nous avons effectué la moyenne de tous les spectres, dans les différentes configurations, pour les différents angles d'émission. La distorsion se définit alors comme l'écart entre les ondulations et une tendance moyenne assimilable à une droite qui passe davantage vers les sommets des bosses plutôt que vers les creux, conformément aux mesures représentées sur la figure 2.30. La droite a été optimisée pour que la correction apportée corresponde aux mesures faites avec le support adapté (cf. figure 2.31 à gauche). La fonction de distorsion, notée Dis et représentée sur la figure 2.31 à droite, est égale à 1 pour les fréquences inférieures à 2 000 Hz, et égale à la fonction donnée en équation 2.25 pour les fréquences supérieures à 2 000 Hz :

$$\begin{cases} Dis = N(\log_{10}\left(\frac{f}{f_0}\right) - 10\log_{10}\left(\frac{< S_{pp} >}{4.10^{-10}}\right) + 10\log_{10}\left(\frac{< S_{pp} > (f_0)}{4.10^{-10}}\right), \\ \text{avec } f_0 = 2\ 000\ \text{Hz}. \end{cases} \tag{2.25}$$

N est la pente de la droite de la figure 2.31, et vaut -28 dB/décade. Le spectre moyen a été obtenu en moyennant l'ensemble des spectres pour toutes les configurations et pour toutes les vitesses.

Lors de la dernière campagne de mesures, nous avons pu construire un pied de microphone tournant avec un support bien profilé pour éviter ces réflexions acoustiques parasites.

2.3.4 Loi d'évolution du bruit de fond

L'intensité du bruit de fond suit une loi en puissance sixième de la vitesse (U^6), que l'on intègre le spectre de 400 à 7 000 Hz, de 16 à 7 000 Hz, ou de 16 à 25 600 Hz. Or le bruit de jet suit une loi en U^8. Nous pouvons donc en conclure que le bruit produit est essentiellement un bruit dipolaire, bruit d'un écoulement sur une paroi, dû à la fois aux plaques en bois en haut et en bas et aux parois latérales.

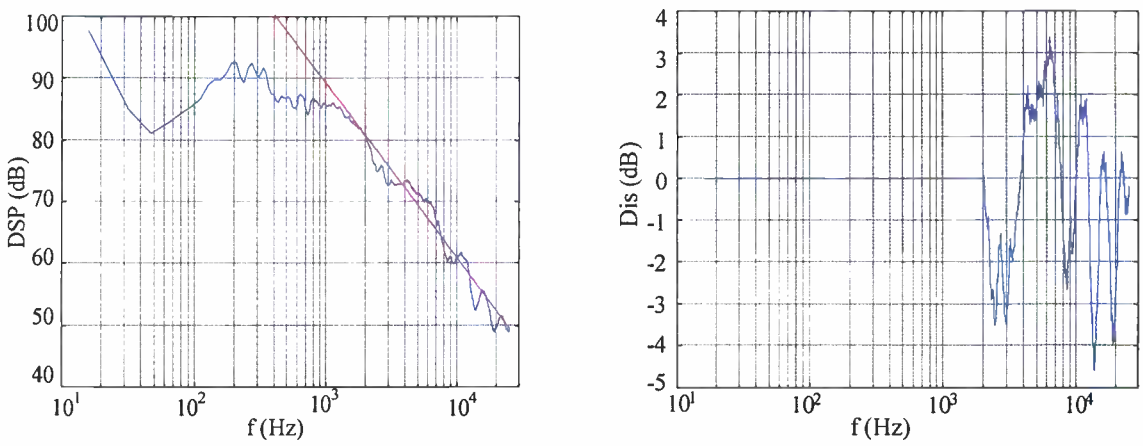


Figure 2.31 – *Spectre moyen (à gauche), et distorsion (à droite)*

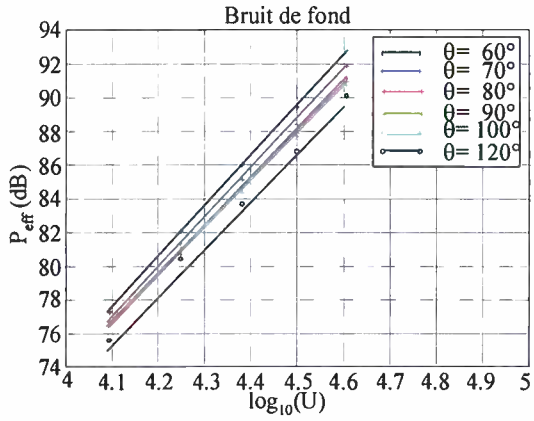


Figure 2.32 – *Loi d'évolution du bruit de fond en fonction de la vitesse pour différents angles d'observation θ*

2.3.5 Traitement des spectres

Par la suite, tous les spectres représentés sont corrigés par la fonction de distorsion précédemment décrite, si nécessaire. Sur la gamme de fréquence de 40 à 10 000 Hz, le bruit de la grille d'aubes est bien prépondérant par rapport au bruit de fond (voir l'exemple de la figure 2.33) même dans la configuration de bruit propre, qui s'avère la moins bruyante. Aucune correction de niveau n'a donc été nécessaire.

Sur la plupart des spectres, une bosse située entre 40 Hz à 400 Hz se distingue bien du reste du spectre. Cette bosse, à des niveaux différents, se retrouve à la fois dans le bruit de fond et dans le bruit en présence de la grille d'aubes. Cela suggère qu'elle est due aux fluctuations de la frontière du jet de la soufflerie. Or, le bruit de jet est élevé pour des nombres de Strouhal associés au diamètre équivalent du jet de 0.2 à 1. Pour ne pas être pénalisé, on peut se placer à des nombres de Strouhal supérieurs à 1, ce qui revient à se placer au-delà de 130 Hz, pour une vitesse de l'écoulement amont de 60 m/s, et au-delà de 220 Hz pour une vitesse de 100 m/s. La bosse entre 40 et 400 Hz pourrait donc correspondre aux fréquences caractéristiques du jet.

Par ailleurs, en basses fréquences, pour des longueurs d'ondes grandes devant la distance inter-aube (ou la corde ou le diamètre du jet), la zone de cisaillement du jet interagit avec les aubes extrêmes (aubes n°1 et 7). Ces effets d'interaction sont donc attendus aux fréquences inférieures

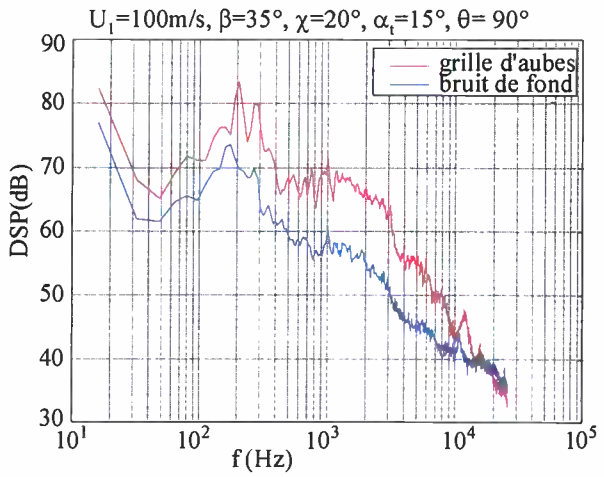


Figure 2.33 – *Spectre typique du bruit de la grille d'aube et spectre de bruit de fond*

à $\frac{c_0}{2\pi D}$, où D représente la distance inter-aubes, la dimension de la corde, ou le diamètre du jet. Les fréquences maximales pour ces trois valeurs de D sont donc respectivement 773 Hz, 541 Hz, 100 Hz. Comme nous étudions le bruit de sept aubes, cette interaction est négligeable, et nous pouvons sans ambiguïté étudier les spectres de 400 Hz à 10 000 Hz.

Nous calculons ensuite la pression efficace P_{eff}, par intégration de la densité spectrale de puissance de la pression de 400 Hz à 10 000 Hz, pour ne tenir compte que des sources acoustiques clairement liées à la grille d'aubes. Nous pouvons ensuite en déduire la puissance acoustique rayonnée, en intégrant P_{eff}^2 sur toute la gamme des angles d'émission couverte par l'expérience.

$$P_{\text{eff}}(dB) = 10.\log_{10}\left(\sum_{f=400}^{f=10\ 000} \frac{(S_{pp}(f)\Delta f)}{(2.10^{-5})^2}\right) \tag{2.26}$$

2.4 Conclusion

Ce chapitre a servi à définir une méthodologie qui permette de distinguer les divers mécanismes d'émission sonore, que nous avons qualifiés de bruit propre, de bruit d'interaction, et de bruit lié à la couche limite en extrémité d'aubes. Nous avons mis en place un système d'échappement de couche limite, sans pour autant avoir introduit une augmentation du bruit de fond. Nous avons aussi exposé les différents moyens expérimentaux qui vont nous conduire à une caractérisation aérodynamique et à une caractérisation acoustique du banc d'essai. En particulier, nous avons vu comment s'affranchir du bruit de fond, bruit créé par toutes les sources acoustiques autres que les sept aubes de la grille. Ainsi, la gamme de fréquence fiable pour l'analyse des spectres en champ lointain est [400 Hz-10 000Hz]. Les spectres en champ lointain et les spectres en parois ne seront exploités que dans cette gamme de fréquences.

Chapitre 3

Caractérisation aérodynamique de la grille d'aubes - Champ de vitesse

Le protocole expérimental défini au chapitre précédent vise à obtenir des conditions d'écoulement qui, si elles ne correspondent pas exactement à ce qui se passe dans une machine tournante, sont représentatives du comportement d'une grille d'aubes parfaite. Il convient donc de s'assurer de la qualité de l'écoulement. Par ailleurs, certaines méthodes de prédiction du bruit ont recours aux paramètres statistiques ou moyens de l'écoulement (échelles intégrales de turbulence, épaisseur de sillage) asservis au champ de vitesse. Pour ces deux raisons majeures, une étape importante de l'étude a été de mesurer les paramètres de l'écoulement sur la grille d'aubes, en essayant d'avoir accès à un maximum de détails. Le présent chapitre a pour but de dresser un bilan des résultats obtenus par différentes méthodes, à la fois expérimentales et théoriques, en mettant l'accent sur le champ de vitesse. Les mesures de pression feront l'objet du chapitre suivant. Nous caractérisons ainsi l'aérodynamique de la grille d'aubes au moyen de mesures par anémométrie à films chauds et par vélocimétrie laser, dont le principe a été exposé au chapitre précédent. Parallèlement, nous avons effectué des calculs numériques à l'aide d'un code Navier-Stokes, mis à disposition par l'équipe Turbomachines du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique. Il s'agit du code PROUST, qui est un code Navier-Stokes moyenné par la moyenne de Favre (code FANS- *Favre-average Navier-Stokes*) dans sa version stationnaire. En principe, un tel code fournit des grandeurs caractéristiques de l'écoulement, telles que l'échelle de longueur intégrale de la turbulence et l'échelle de Taylor, comparables à celle du banc d'essai. Ces grandeurs pourraient à terme être employées dans les modèles analytiques qui seront développés au chapitre 5.

Nous présentons en première partie les mesures aérodynamiques traditionnelles fondées sur la technique d'anémométrie à films chauds. Nous contrôlons par ces mesures la périodicité aube à aube de la grille d'aubes. Nous en déduisons aussi les épaisseurs de sillages ainsi que des échelles de longueurs. En deuxième partie, nous montrerons les champs de vitesse provenant des mesures de VIP (Vélocimétrie par Images de Particules). Ces mesures permettent d'étudier tout un canal inter-aubes, à la différence des mesures à l'aide des films chauds, qui ne donnent des informations qu'en un point de mesure. Mais l'inconvénient de la VIP par rapport aux films chauds provient de la taille de la zone explorée. Nous ne pouvons en effet pas obtenir une cartographie sur tous les canaux inter-aubes à la fois, la précision de la VIP devenant très mauvaise et ne donnant plus d'informations utiles. Nous déduisons aussi de la VIP des échelles de longueurs grâce aux corrélations doubles de vitesse en deux points. Enfin, en troisième partie nous présentons les résultats obtenus à partir du code aérodynamique, après avoir rapidement présenté le code et les

options choisies. L'intérêt de l'exploitation du code est double. Cela permet d'une part de valider le code, en le comparant aux résultats expérimentaux et d'autre part de déduire des échelles de longueurs, que nous comparerons aux longueurs tirées des mesures. Selon l'approche analogique en aéroacoustique, le bruit est en effet considéré comme un sous-produit de l'écoulement, plus particulièrement un résultat de son caractère instationnaire. Ainsi, la validité de ces échelles de longueurs, provenant d'une approche statistique des grandeurs fluctuantes, nous montrerait que les codes aérodynamiques peuvent servir aux calculs d'acoustique.

3.1 Mesures par films chauds

Les mesures bidimensionnelles par films chauds donnent la vitesse moyenne et la vitesse instationnaire en chaque point de mesure dans le plan médian, et fournissent aussi les densités spectrales de puissance de chaque composante de la vitesse. Deux films doubles croisés suffisent à caractériser l'écoulement car la vitesse moyenne dans la direction $\vec{z}$ est nulle. Dans cette partie, nous présentons tout d'abord les mesures de vitesses amont. Ensuite, nous nous intéressons aux mesures de films chauds faites en aval de la grille d'aubes, de manière à connaître la forme des sillages. Enfin, nous déduisons des spectres les valeurs efficaces des fluctuations et les échelles de longueurs de turbulence.

Le spectre de l'énergie cinétique turbulente, noté $\mathcal{E}_t$, est tracé en échelle logarithmique : $log_{10}(\mathcal{E}_t)$.

3.1.1 Amont de la grille d'aubes

La première étape consiste à caractériser la turbulence résiduelle de l'écoulement d'alimentation de la grille d'aubes, en l'absence de grille de turbulence pour obtenir un écoulement sain. Pour pouvoir étudier le bruit propre de la grille d'aubes, il faut en effet que l'écoulement amont arrivant sur la grille d'aubes ait un taux de turbulence inférieur à 2%, selon Arbey [1]. Ensuite, nous devons aussi caractériser la turbulence amont introduite par la grille de turbulence mise à l'intérieur du conduit d'alimentation de la grille d'aubes pour les besoins de l'étude du bruit d'interaction (cf. figure 2.13). Nous allons vérifier que le taux de turbulence amont introduite est suffisant, de l'ordre de 5%, de manière à induire un bruit d'interaction instationnaire notable. Les résultats tracés sur la figure 3.1 a) montrent que le taux de turbulence résiduel de l'écoulement délivré par la soufflerie est de l'ordre de 1% alors qu'en présence de la grille de turbulence amont il atteint 5%, valeur suffisante pour considérer l'écoulement comme effectivement turbulent. Les spectres de turbulence correspondants sont très différents (figure 3.1 b))

Dans la zone inertielle d'un champ de turbulence où aucune dissipation n'apparaît, les structures ne font que transférer l'énergie cinétique des grosses structures vers des structures plus fines. Dans cette zone, la viscosité n'intervient plus et le spectre de l'énergie cinétique peut se mettre sous la forme de la loi de Kolmogorov en puissance -5/3 (équation 3.1).

$$\mathcal{E}_t = C_K \epsilon_t^{2/3} f^{-5/3}, \tag{3.1}$$

où C_K est la constante de Kolmogorov, et ϵ_t le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. On constate que si la loi en $-5/3$ est satisfaite par la turbulence résiduelle, elle ne l'est pas pour la turbulence de grille. Ceci est certainement dû au fait que, de façon à obtenir un taux de perturbation suffisant (5%), la grille de turbulence ne doit pas être placée trop loin en

amont ; on n'a donc pas affaire à une turbulence de grille bien établie. Cet aspect n'est pas gênant puisque nous nous intéressons surtout à la fonction de transfert entre le champ de turbulence et les charges induites sur les aubes, mais pas directement au contenu spectral. Plus précisément, nous avons pu constater que les spectres de u et de v (composantes longitudinale et transversale de la vitesse), pour un écoulement amont sain, suivent la loi de Kolmogorov pour f allant de 1 000 Hz à 20 000 Hz, avec des pics à 7 000 Hz, 14 000 Hz, et 20 000 Hz, cela quel que soit le point de la section amont que l'on prenne. Les résultats ne sont pas tous présentés. Les pics du spectre de v sont moins élevés que ceux de u. Ils n'apparaissent plus lorsqu'on introduit de la turbulence en amont, sans doute en raison de la forte augmentation du niveau de fluctuation (cf. figure 3.1 b)). L'origine des pics n'a pas été identifiée. Elle pourrait se trouver dans des phénomènes de légères suroscillations du pont de l'anémomètre, décelables à très faible niveau. Une autre explication serait que le film chaud soit sensible à la vitesse acoustique correspondant à un sifflement parasite qui, lui aussi, serait de très faible amplitude.

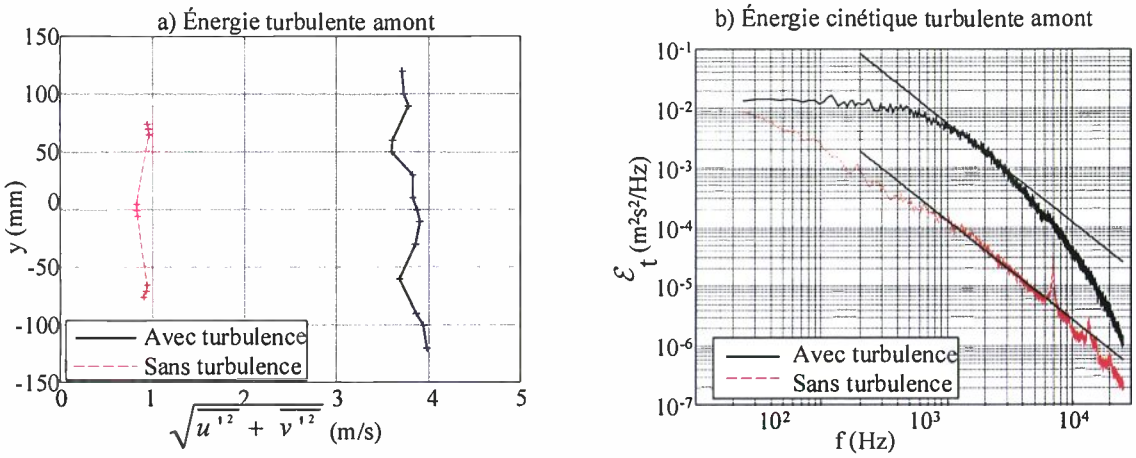


Figure 3.1 – *Énergie cinétique turbulente en amont de la grille d'aubes avec et sans turbulence amont pour $U_1 = 80$ m/s. a) vitesse fluctuante, b) spectre de l'énergie cinétique*

3.1.2 Périodicité de l'écoulement en sortie de la grille d'aubes

Grâce aux mesures par films chauds effectuées dans les sillages, nous vérifions que les aubes ont un comportement comparable à celui qu'elles auraient dans une configuration de grille d'aubes infinie (cf. figure 3.2), c'est-à-dire que le champ de vitesse est à peu près périodique. À ce titre, il faut remarquer que dans une machine réelle, des écarts existent d'aube à aube en raison des irrégularités de construction.

Le comportement aérodynamique de la grille d'aubes est globalement correct dans le cadre du protocole défini au chapitre 2. En revanche, on peut constater que les aubes extrêmes sont en relative interaction avec la frontière du jet issu de la soufflerie. *A priori*, on pourrait s'attendre à ce que ces aubes ne se comportent pas comme les autres en tant que sources acoustiques. Cependant, tant que les fréquences caractéristiques des fluctuations associées aux couches limites et aux sillages des aubes sont très différentes des fréquences caractéristiques de la couche de cisaillement (ce qui est sans doute le cas en régime d'écoulement attaché), les effets de bords sont négligeables.

Les mesures de vitesse permettent de vérifier le comportement aérodynamique de la grille d'aubes. Les différentes configurations ont été choisies à partir des abaques publiés sur des grilles

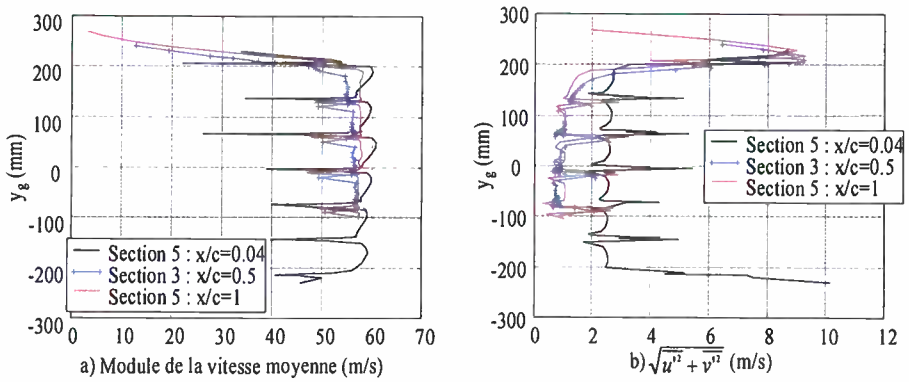


Figure 3.2 – *Sillages de la grille d'aubes pour trois sections successives pour la configuration $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $U_1 = 60$ m/s : a) Vitesse moyenne; b) Vitesse fluctuante*

semblables [23], réalisés à partir de profils NACA 65 A12-10. Le banc d'essai ne correspond pas exactement aux grilles d'aubes de l'abaque, car les aubes sont maintenues entre deux plaques rigides et non en écoulement libre. En outre, pour obtenir des vitesses de l'ordre de 100 m/s, la section de sortie du convergent doit être de taille limitée, si bien que l'envergure des aubes n'est que deux fois plus grande que la corde. Mais la différence essentielle provient de l'ouverture latérale, qui a été introduite pour les besoins des mesures acoustiques. Malgré l'adjonction des parois acoustiquement transparentes en amont des aubes, nous ne sommes pas dans les conditions d'une grille d'aubes infinie. Brooks et coauteurs [10] ont montré qu'un profil en sortie de tuyère de soufflerie sans paroi doit avoir un angle d'attaque différent pour se comporter de la même manière que s'il se trouvait en configuration réelle. Notre banc d'essai entre dans ce cas. Les relations de passage entre l'angle d'attaque α_f et l'envergure des aubes h_f en écoulement infini et l'angle d'attaque α_t et l'envergure h pour les aubes maintenues entre les plaques sont les suivantes :

$$\begin{cases} \dfrac{h_f}{\alpha_t c} = \dfrac{(1+2\sigma)x}{\eta c} - \dfrac{4\sigma}{\eta}\left[\dfrac{x}{c} - \left(\dfrac{x}{c}\right)^2\right], \\ \sigma = \dfrac{\pi^2}{48}\left(\dfrac{c}{h}\right)^2 = 0,051, \\ \eta = (1+2\sigma)^2 + \sqrt{12\sigma} = 1,9967, \\ \alpha_f = \alpha_t/\eta. \end{cases} \tag{3.2}$$

Cette correction permet à la distribution du coefficient de pression d'être la même dans les deux cas, en écoulement limité ou infini. Elle est valable pour un profil isolé, mais ne peut pas être adaptée pour une grille d'aubes. En effet, les ouvertures latérales se traduisent sans doute par un gradient de pression moyen entre les aubes extrêmes, qui contribue à contrarier la reproductibilité exacte d'aube à aube. En tout état de cause, c'est donc le coefficient de pression moyen sur la surface des aubes qui doit servir à recaler le point de fonctionnement de la grille.

3.1.3 Mesures en différents points des sillages - Caractéristiques spectrales

Pour repérer les points, nous visualisons sur la figure 3.3 la position des points sur le sillage du profil n° 5 en aval de la grille d'aubes. Nous avons effectué une série de mesures comprenant 20 points allant de $y_g = -40$ mm jusqu'à $y_g = 70$ mm, que nous appelons profil n° $5^{(1)}$, et une

autre série de mesures comprenant 16 points allant de $y_g = -30$ mm à $y_g = 40$ mm, que nous appelons profil n° $5^{(2)}$. Dans le tableau 3.1, nous classons les différentes configurations avec les profils de vitesses choisis.

Configuration	Vitesse U_1 (m/s)	profil
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$, sans turbulence amont	60	profil $n°$ $5^{(1)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$, sans turbulence amont	80	profil $n°$ $5^{(1)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$, sans turbulence amont	100	profil $n°$ $5^{(1)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$, avec turbulence amont	60	profil $n°$ $5^{(1)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$, avec turbulence amont	80	profil $n°$ $5^{(1)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$, avec turbulence amont	100	profil $n°$ $5^{(1)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$, sans turbulence amont	60	profil $n°$ $5^{(1)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$, sans turbulence amont	80	profil $n°$ $5^{(2)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$, sans turbulence amont	100	profil $n°$ $5^{(2)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$, avec turbulence amont	60	profil $n°$ $5^{(2)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$, avec turbulence amont	80	profil $n°$ $5^{(2)}$
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$, avec turbulence amont	80	profil $n°$ $5^{(2)}$
$\chi = 10°$, $\beta = 45°$, sans turbulence amont	80	profil $n°$ $5^{(2)}$

Tableau 3.1 – *Classement des profils $n°$ $5^{(1)}$ et $5^{(2)}$ selon les configurations*

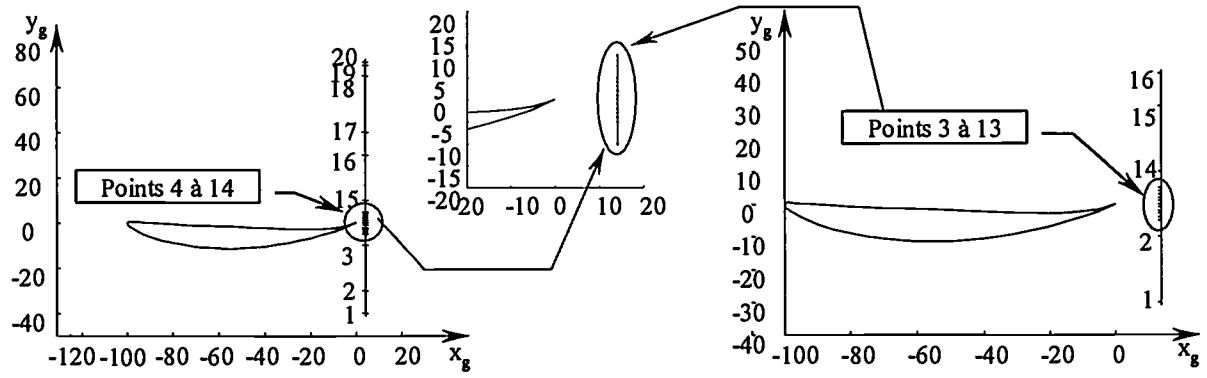


Figure 3.3 – *Repérage des points de mesures pour les mesures des spectres de l'énergie cinétique turbulente*

Aval de la grille d'aubes $\chi = 20°$, $\beta = 35°$, configuration optimale avec et sans turbulence amont

Les mesures de sillages font apparaître que le sillage dû à l'extrados est plus épais que celui dû à l'intrados. La couche limite du côté intrados est en effet toujours plus mince, là où la pression est supérieure.

Les spectres de l'énergie cinétique turbulente dans le sillage des aubes ont une grande zone inertielle, là où le spectre suit mieux la loi de Kolmogorov selon l'équation 3.1, en particulier pour le bruit d'interaction. La bande de fréquence sur laquelle s'applique cette loi va de 1 300 Hz à 13 000 Hz.

La bande de fréquence de cette loi diminue lorsqu'on se trouve à l'extérieur du sillage, allant de 700 Hz à 4 000 Hz, en passant à une décroissance plus rapide. Le niveau de turbulence est divisé par 10 lorsque la zone inertielle est faible. Ainsi, plus la turbulence est élevée, plus la loi de Kolmogorov est suivie.

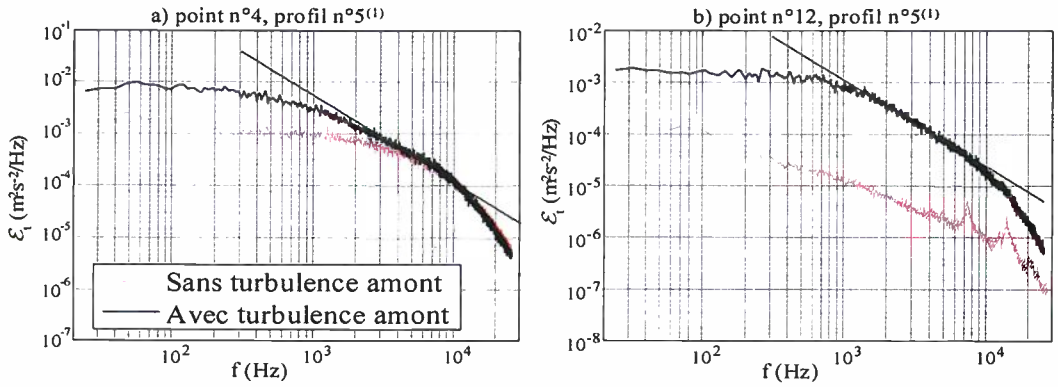


Figure 3.4 – *Spectres de l'énergie cinétique turbulente en aval de la grille d'aubes de configuration $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, pour un écoulement sain et un écoulement turbulent; a) centre du sillage, b) extérieur du sillage*

Les spectres de l'énergie cinétique turbulente en aval de la grille d'aubes, sur le profil n° 5, pour le cas du bruit propre et du bruit d'interaction instationnaire sont semblables pour les points n°3 à n°6 pour les fréquences supérieures à 3 000 Hz (cf. figure 3.4 a)). L'examen des spectres mesurés au centre du sillage (point n° 4) montre qu'au delà de 4 kHz, les fluctuations sont comparables avec et sans turbulence amont, alors que la turbulence amont conduit à une augmentation notable du niveau de fluctuations en dessous de 4 kHz. On peut donc s'attendre à ce que le bruit de bord de fuite ait la même importance dans les deux cas au delà de 4 kHz. Par ailleurs, en dessous de 4 kHz, le niveau de fluctuations en présence de turbulence amont est supérieur dans le sillage qu'à l'extérieur, ce qu'on peut interpréter comme une contamination du sillage par la turbulence extérieure. Les autres points de mesures (points n°1, n°2, et n°8 à 16) ont un comportement semblable à celui qui est représenté sur la figure 3.4 b), où le spectre de vitesse pour le bruit d'interaction est largement au dessus du spectre de vitesse pour le bruit propre.

Aval de la grille d'aubes pour les configurations : $\chi = 20°$, $\beta = 35°$ et $\chi = 20°$, $\beta = 45°$

Sans turbulence amont, les spectres sont à peu près constants jusqu'à 6 000 Hz, pour ensuite chuter de manière assez forte. Cela est valable à la fois pour u', v', et k_t. Les spectres sont peu arrondis, et les changements de pente sont abrupts.

L'épaisseur des sillages est de 6,25 mm pour la configuration d'angle d'attaque de 15°, et de 7,5 mm pour l'angle d'attaque de 25°.

L'épaisseur des sillages pour la configuration d'angle d'attaque égale à 25° est de 10 mm à 100 m/s, avec ou sans turbulence.

À 60 m/s, l'épaisseur de sillage est de 6,25 mm pour un angle d'attaque de 15° et de 7,5 mm pour un angle d'attaque de 25°. L'épaisseur de sillage augmente donc bien lorsque les aubes sont davantage chargées.

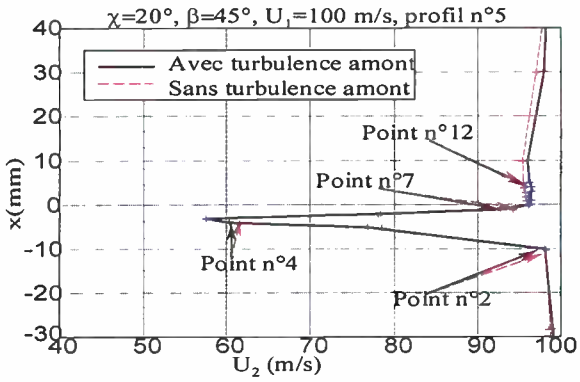


Figure 3.5 – *Comparaison des sillages avec ou sans turbulence amont*

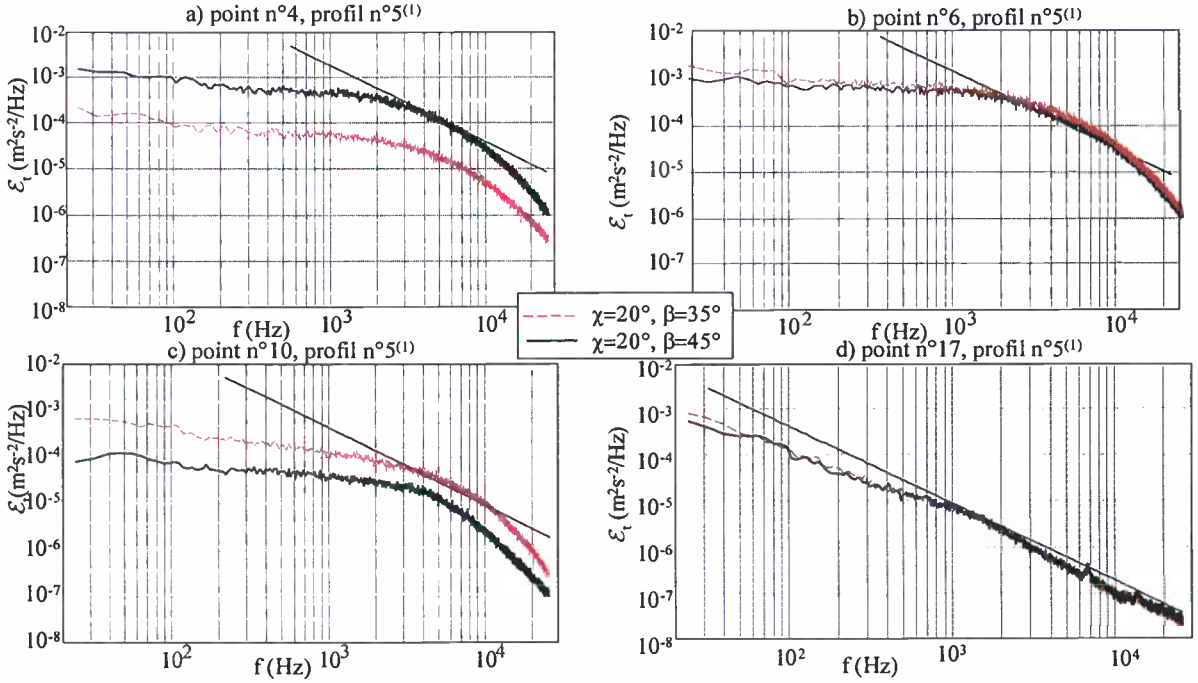


Figure 3.6 – *Spectres de l'énergie cinétique turbulente pour quelques points en aval de la grille d'aubes : configuration optimale (χ = 20°, β = 35°, α_t = 15°) ; configuration hors adaptation (χ = 20°, β = 45°, α_t=25°) ; U_1 = 60 m/s (les positions des points sont définies sur la figure 3.7)*

Aval de la grille d'aubes pour le régime de décrochage (χ = 10°, β = 45°), sans turbulence amont

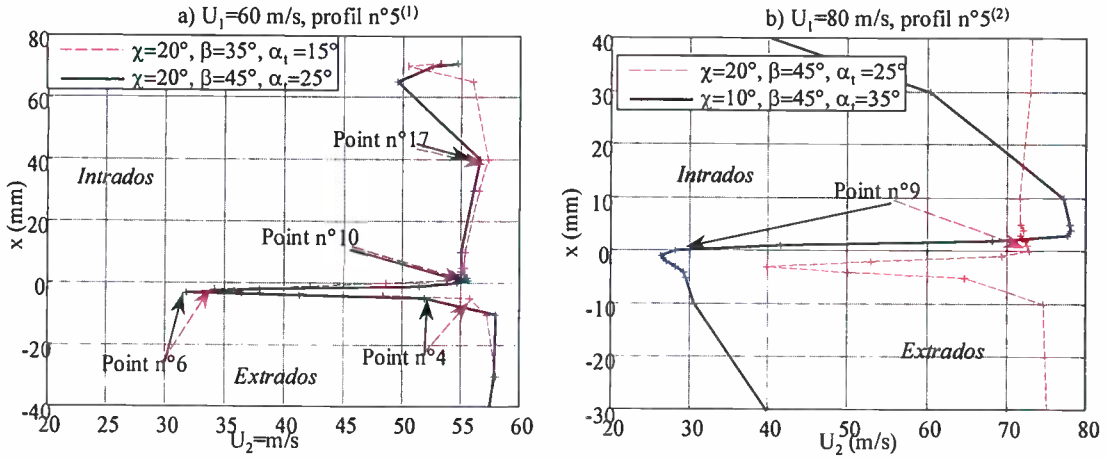


Figure 3.7 – *Sillage des aubes sans turbulence amont pour différentes configurations ; a)* $\alpha_t = 15^o$ *et* $\alpha_t = 25^o$, $U_1 = 60$ *m/s ; b)* $\alpha_t = 25^o$ *et* $\alpha_t = 35^o$, U_1 *=80m/s*

Contrairement aux configurations précédentes qui correspondent à un fonctionnement optimal ou hors adaptation sans décollement, la configuration $\chi = 10°$, $\beta = 45°$ correspond à un régime de décrochage. Ce dernier cas donne un angle d'attaque de α_t=35°. La grande différence observée dans le sillage est illustrée sur la figure 3.7.

Sur les spectres de vitesses en aval à l'endroit du profil n° 5, nous constatons une différence uniquement pour quelques points du profil se trouvant dans le sillage, entre les points n°4 et n°10, provenant d'un élargissement du sillage entre les deux configurations χ=20°, β =35°, α_t =15° et χ =20°, β =45°, α_t =25° (cf. figure 3.7). En revanche, les fluctuations de vitesses de la configuration χ =10°, β =45°, α_t =35° sont 30 fois plus grandes que les fluctuations de la configuration χ =20°, β =35°, α_t =25° pour tous les points de mesure (cf. figure 3.8). Cela correspond bien au fait que la configuration à α_t =35° est décollée. Sur la figure 3.8, nous avons mis uniquement un spectre représentatif de tous les points de mesure pour ces deux configurations.

Les spectres sont beaucoup plus arrondis, avec une pente bien nette en -5/3. Cela peut provenir du fait que cette configuration correspond au cas décollé, avec présence très nette de tourbillons sur les cartographies de VIP de la figure 3.13. Les mesures de VIP nous ont permis de connaître la configuration précise à partir de laquelle les couches limites commencent à décoller. Ce phénomène arrive lorsque l'angle d'attaque vaut $\alpha_t = 33°$ ($\chi = 10°$, $\beta = 43°$), et le système est alors intermittent, l'écoulement moyen passant de laminaire à tourbillonnaire. Les tourbillons sont davantage formés au niveau des aubes n° 5, 6, 7.

Le décollement se produit ici pour des valeurs supérieures à celles qui sont prévues pour ce type de grille, ce qui doit provenir de l'installation. Nous attendions en effet à un décollement à partir de $\alpha_t = 25°$, alors que nous ne l'observons qu'à partir de 33°. Cette différence peut provenir de l'ouverture latérale nécessaire pour les besoins des mesures acoustiques.

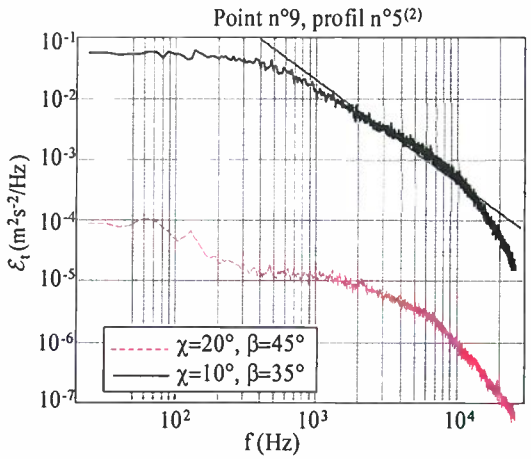


Figure 3.8 – *Spectres de l'énergie cinétique turbulente en aval de la grille d'aubes : configuration hors adaptation (χ=20°, β=45°, α_t=25°) ; configuration décollée (χ=10°, β=45°, α_t=35°) ; U_1=80 m/s*

3.1.4 Échelles de longueurs

Les mesures de vitesses aux films chauds, en fournissant les spectres, donnent aussi accès à la dissipation. Or, par une analyse d'adimensionnalisation, la dissipation permet de connaître les échelles de longueur de la turbulence, dont l'échelle intégrale et l'échelle de Kolmogorov. Nous rappelons ici les principes de ces évaluations.

Soit la fonction de corrélation :

$$\mathcal{R}_{ij}(\vec{r}) = \overline{u'_i(\vec{x},t)u'_j(\vec{x}+\vec{r},t)} \ , \tag{3.3}$$

et le tenseur spectral de corrélation :

$$\varphi_{ij} = \frac{1}{(2\pi)^3}\int \mathcal{R}_{ij}(\vec{r})e^{-i\vec{K}_r.\vec{x}}\mathrm{d}\vec{K}_r. \tag{3.4}$$

L'énergie cinétique turbulente k_t est alors :

$$k_t = \frac{1}{2}\overline{u'^2_i} = \frac{1}{2}\mathcal{R}_{ii}(0) = \frac{1}{2}\int \varphi_{ii}(\vec{K}_r)\mathrm{d}\vec{K}_r. \tag{3.5}$$

Nous en déduisons que le spectre de l'énergie cinétique turbulente $\mathcal{E}_t$ et l'énergie turbulente sont égales à :

$$\begin{cases} \hat{\mathcal{E}}_t = \dfrac{1}{2}\displaystyle\int_{\Sigma_{K_r}} \varphi_{ii}(\vec{K}_r)\mathrm{d}\vec{\Sigma}, \\ k_t = \displaystyle\int_0^\infty \hat{\mathcal{E}}_t(K_r)\mathrm{d}K_r, \end{cases} \tag{3.6}$$

Σ_{K_r} désignant la sphère de rayon $||\vec{K_r}|| = K_r$

Le taux de dissipation ϵ_t vaut :

$$\epsilon_t = 2\nu \int_0^{\infty} K_r^2 \hat{\mathcal{E}}_t(K_r) \mathrm{d}K_r. \tag{3.7}$$

Si l'on suppose que la turbulence est gelée, le spectre dans le domaine temporel est équivalent au spectre dans le domaine spatial. En notant U_c la vitesse de convection, le nombre d'onde K_r vaut $K_r = \frac{2\pi}{U_c} f$:

$$\hat{\mathcal{E}}_t(K_r) = \mathcal{E}_t(f). \tag{3.8}$$

Le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ_t est égal à la demi-trace du tenseur de dissipation :

$$\epsilon_t = \frac{1}{2}\nu \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)^2}. \tag{3.9}$$

La dissipation peut s'exprimer en fonction du spectre de l'énergie cinétique :

$$\epsilon_t = 2\nu \left(\frac{2\pi}{U_c}\right)^3 \int_0^{\infty} f^2 \mathcal{E}_t(f) \mathrm{d}f, \tag{3.10}$$

et l'énergie cinétique turbulente selon :

$$k_t = \frac{2\pi}{U_c} \int_0^{+\infty} \mathcal{E}_t(f) \mathrm{d}f \tag{3.11}$$

Les mesures aux films chauds fournissent le spectre de l'énergie cinétique turbulente $\mathcal{E}_t(f)$, ce qui donne accès à la dissipation ϵ_t, et à l'énergie cinétique turbulente. Nous pouvons déduire une échelle de temps caractéristique pour les petits tourbillons. Un gradient de vitesse est en effet équivalent à un temps caractéristique :

$$\tau_\eta = \sqrt{\frac{\nu_t}{\epsilon_t}}. \tag{3.12}$$

Cette équation permet d'en déduire une évaluation de l'échelle de Kolmogorov, sachant que $l_\eta = u_\eta \tau_\eta$:

$$l_\eta = \nu_t^{3/4} \epsilon_t^{-1/4}. \tag{3.13}$$

Il s'agit maintenant de relier ces diverses grandeurs aux échelles de longueurs caractéristiques de l'écoulement. Intéressons-nous d'abord à l'échelle intégrale L_t, qui permet de définir la taille des plus grosses structures turbulentes. Cette échelle est caractéristique de la distance sur laquelle

la fonction de corrélation $\mathcal{R}_{ij}$ est non nulle, et se définit comme l'intégrale de $\mathcal{R}_{ij}$ dans une direction privilégiée. Nous nous intéressons à l'échelle de longueur longitudinale :

$$L_t = \int_0^{+\infty} \mathcal{R}_{11}(r_1) dr_1, \tag{3.14}$$

l'indice 1 désignant la direction principale de l'écoulement (égale à $\vec{x}$ en amont de la grille et à $\vec{x}_g$ en aval de la grille). L'échelle de longueur intégrale s'obtient à partir de la dissipation :

$$L_t = \left(\frac{2}{3}\right) k_t^{3/2} \epsilon_t^{-1}. \tag{3.15}$$

L'échelle de Taylor se construit à partir de la parabole osculatrice à la fonction de corrélation à l'origine, et s'obtient aussi à partir du spectre de l'énergie cinétique :

$$\lambda^{-2} = \int_0^{+\infty} \frac{K^2 E(K)}{\overline{u_1'^2}} dK. \tag{3.16}$$

D'après l'expression du taux de dissipation, et sachant que : $\overline{u_1'^2} = 2k_t/3$, l'échelle de Taylor peut s'écrire sous la forme :

$$\lambda = \sqrt{\frac{4}{3}\frac{\nu k_t}{\epsilon_t}}. \tag{3.17}$$

Au vu de leur expression, l'échelle de Taylor doit être inférieure à l'échelle intégrale (cf figure 3.9).

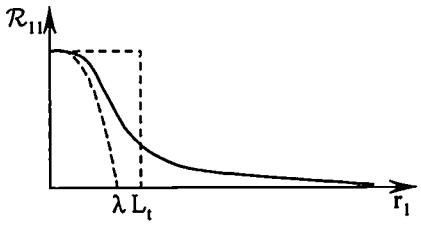


Figure 3.9 – *Échelle intégrale et échelle de Taylor*

La valeur de l'échelle intégrale est de 0,7mm pour la configuration $\chi = 20°$, $\beta = 35°$, $U_1 = 60$ m/s, alors que l'échelle de Taylor est beaucoup plus petite. Cela provient de leur définition, l'une étant l'intégrale de la fonction de corrélation, et l'autre la valeur d'approximation au deuxième ordre en zéro de cette même fonction. Les résultats globaux sont reportés sur la figure 3.25.

3.2 Mesures par VIP

Alors que les mesures de vitesse aux films chauds donnent accès aux spectres de la turbulence, les mesures par VIP permettent d'avoir rapidement le champ de vitesse instantané sur une large zone. Par ailleurs, les mesures par VIP, permettant de mesurer au même instant la vitesse en chaque point de la fenêtre d'interrogation, fournissent les corrélations doubles de vitesse en deux points. Ces corrélations permettent de connaître les échelles de la turbulence d'une autre manière.

3.2.1 Champ de vitesse

Les mesures de VIP donnent directement des informations globales sur une fenêtre d'interrogation soit entourant un bord de fuite, soit entourant un bord d'attaque, soit englobant deux canaux inter-aubes. La dernière fenêtre d'observation permet en particulier de contrôler la périodicité de la grille d'aubes.

Sur les cartographies suivantes en couleur, nous traçons les composantes de vitesses soit suivant l'axe $\vec{x}_g$ soit suivant $\vec{y}_g$, $(\vec{x}_g, \vec{y}_g, \vec{z}_g)$ étant le repère lié à l'alignement des aubes. Comme l'angle de l'écoulement en sortie de la grille n'est pas exactement dans la direction orthogonale à l'alignement des aubes, la vitesse n'est nulle sur aucune des cartographies, avec évidemment des valeurs plus grandes pour la composante dans la direction $\vec{x}_g$. En outre, le profil de l'aube, ou des aubes, est dessinée sur les cartographies. Lorsque nous avons pris une vue sur tout un canal inter-aube, une aube entière avec une partie de l'aube voisine sont traçées. Lorsque nous avons fait des zooms autour du bord de fuite, seul le bord de fuite, visible sur les photos prises par la caméra, est indiqué. Les zones blanches correspondent d'une part au masque nécessaire pour éviter de saturer la caméra à cause des réflexions parasites du faisceau laser par les aubes, et d'autre part à la zone d'ombre du faisceau laser.

Pour un angle d'attaque de 15°, les vitesses moyennes U selon $\vec{x}_g$ et V selon $\vec{y}_g$ (figure 3.10) permettent de conclure à une bonne périodicité de la grille.

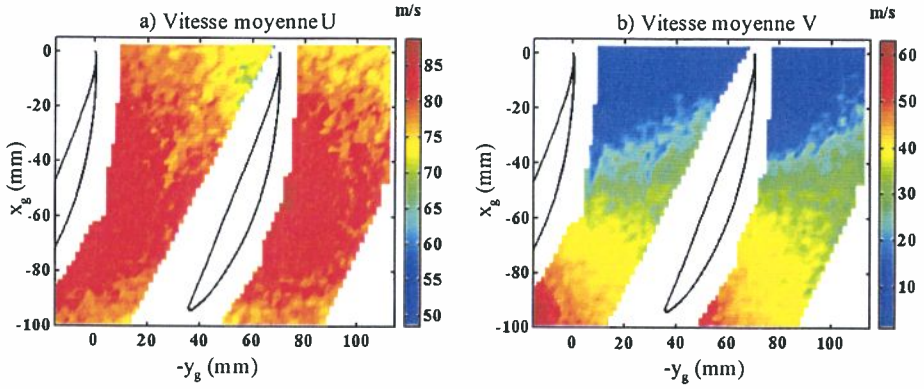


Figure 3.10 – $\chi = 20^o$, $\beta = 45^o$, $U_1 = 80$ *m/s, sans turbulence amont*

La VIP donne accès à la moyenne des carrés des fluctuations $\sqrt{\overline{u'^2}}$ dans le sens des x_g, et $\sqrt{\overline{v'^2}}$ dans le sens des y_g. Les fluctuations sur tout un canal inter-aube sont portées sur la figure 3.11, toujours dans la configuration d'angle d'attaque 25°. Seules, les fluctuations $\sqrt{\overline{v'^2}}$ sont visualisées, car celles de $\sqrt{\overline{u'^2}}$ ne sont pas représentatives lorsque la prise de vue comprend un canal inter-aube entier en raison d'une résolution insuffisante. Trois zones de fortes fluctuations sont bien visibles. L'une se trouve au niveau du bord d'attaque, l'autre aux environs du point de survitesse, et la dernière vers le bord de fuite. Ces fluctuations sont à leur maximum égales à 8% pour une vitesse de 80 m/s, et de 11% pour une vitesse de 100 m/s. En outre, les fluctuations augmentent avec la vitesse.

La VIP permet de voir à partir de quelle configuration le comportement de la grille d'aubes devient instable. Tant que l'angle d'attaque est inférieur à 33°, les couches limites restent attachées. À partir de 33°, les couches limites deviennent instationnaires, avec des instants où le champ de vitesse ne comporte pas de gros tourbillons, et d'autres instants où un tourbillon bien net se forme. Ainsi, sur les champs de vitesses moyennes, l'écoulement reste attaché, alors que

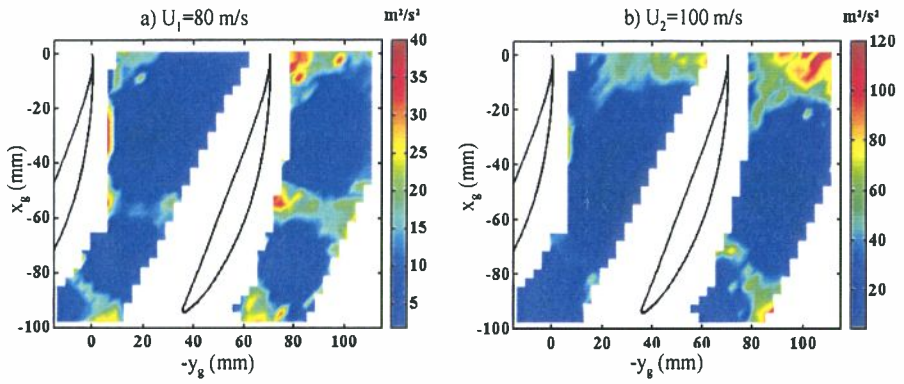


Figure 3.11 – *Fluctuations* $\sqrt{\overline{v'^2}}$ $\chi = 20^o$, $\beta = 45^o$, *sans turbulence amont*

sur certains champs instantanés, des tourbillons apparaissent. Cette configuration correspond aussi à une perte de périodicité. En effet, un tourbillon se formant dans un canal inter-aube ne se forme pas forcément dans les autres canaux. En outre, l'aube n°5 semble plus instable que l'aube n°4, les tourbillons se formant le plus souvent vers l'extrados de l'aube n°5. Lorsque l'angle d'attaque atteint 35°, le comportement devient clairement décollé, avec formation très nette d'une zone de recirculation occupant la moitié d'un canal inter-aube. Cela est à la fois visible sur la cartographie des vitesses moyennes (figure 3.12), ainsi que sur les cartographies des corrélations doubles des vitesses (figure 3.13). Les fluctuations de vitesses sont en effet très nettes sur une large zone à la fois pour $\sqrt{\overline{u'^2}}$ et $\sqrt{\overline{v'^2}}$.

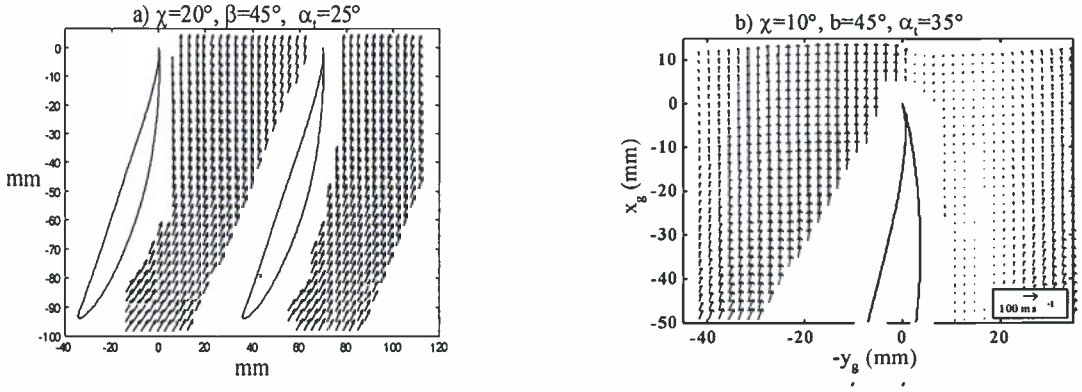


Figure 3.12 – *Champ moyen pour* $U_1 = 80$ *m/s sans turbulence amont a)* $\chi = 20^o$, $\beta = 45^o$, *b)* $\chi = 10^o$, $\beta = 45^o$, $U_1 = 80$ *m/s*

Nous avons établi la configuration limite entre les cas nettement décollés et ceux qui ne le sont pas, visibles directement sur les cartographies de vitesse moyenne. Mais, lorsque les couches limites ne sont pas décollées, la turbulence est plus ou moins élevée selon la charge des aubes. Ainsi, pour la configuration d'angle d'attaque 25° ($\chi = 10^o$, $\beta = 35^o$), les fluctuations de vitesse sont de l'ordre de 10% du côté intrados de l'aube n°4 à 40 mm du bord de fuite, et sont beaucoup plus élevées du côté intrados de l'aube n°3, de l'ordre de 14% (cf. figure 3.15). Ces résultats, différents pour les deux aubes voisines à la vitesse de 100 m/s, le sont beaucoup moins à la vitesse de 80 m/s (cf. figure 3.14).Un défaut de périodicité est donc notable sur les fluctuations de vitesses.

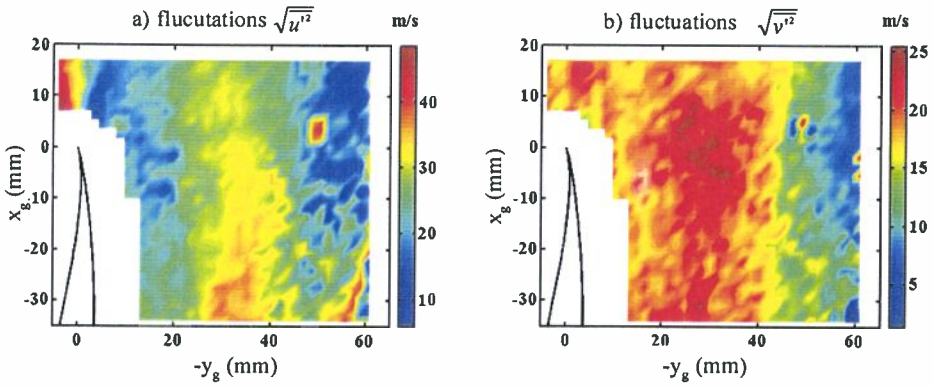


Figure 3.13 – $\chi = 10^o$, $\beta = 45^o$, $U_1 = 80$ *m/s, sans turbulence amont*

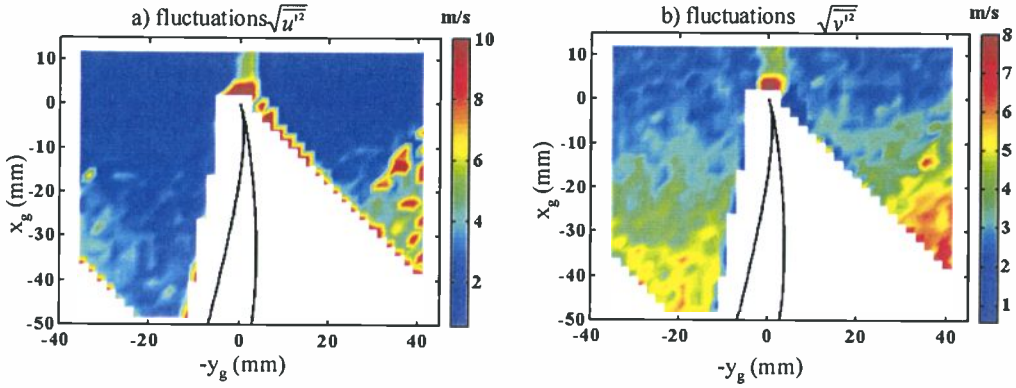


Figure 3.14 – *Fluctuations de la vitesse pour* $\chi = 10^o$, $\beta = 35^o$, $U_1 = 80$ *m/s, sans turbulence amont*

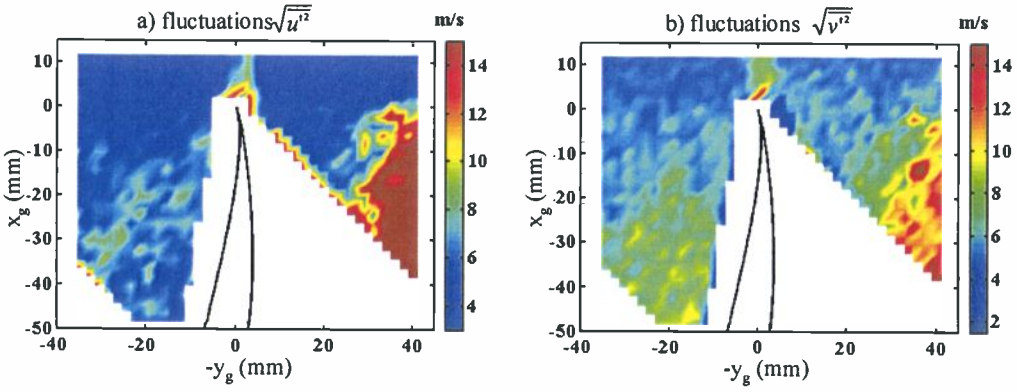


Figure 3.15 – *Fluctuations de la vitesse pour* $\chi = 10^o$, $\beta = 35^o$, $U_1 = 100$ *m/s, sans turbulence amont*

En conclusion, la grille d'aubes se comporte bien comme une grille d'aubes infinie pour les aubes centrales de 2 à 6 dans les cas de charge faible. En revanche, elle présente des irrégularités pour les configurations intermédiaires non décollées, conduisant à une perte de périodicité uniquement sur les fluctuations de vitesses. Or, les fluctuations de vitesse étant des paramètres influents pour l'acoustique, ces observations devront être prises en compte lors de l'interprétation des mesures acoustiques.

En présence de turbulence, les fluctuations de vitesses sont plus faibles pour la configuration d'angle d'attaque de 25° ($\chi = 10°$ et $\beta = 35°$), que pour la configuration de même angle d'attaque mais pour un angle de calage différent ($\chi = 20°$, et $\beta = 35°$) (cf. figure 3.16). Mais le comportement reste semblable, les fluctuations restant mieux localisées vers les parois de l'aube. Les fluctuations ont en effet le même ordre de grandeur. La dissymétrie s'atténue largement. Lorsque la vitesse vaut 100 m/s, la différence s'accentue entre le cas sans turbulence et le cas avec turbulence. Les tendances ne sont pas les mêmes lorsque l'angle de calage vaut $\chi = 20°$, l'angle d'attaque restant égal à 25°, car les fluctuations sont alors largement supérieures en présence de turbulence (cf. figure 3.16 et 3.14).

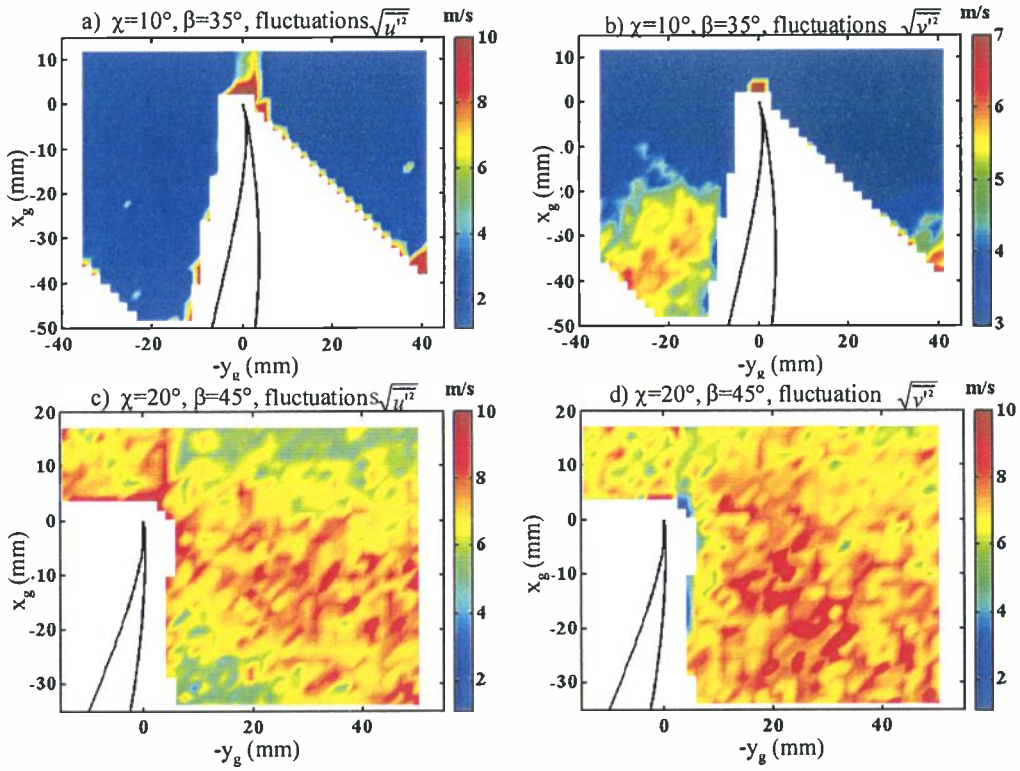


Figure 3.16 – *Fluctuations de la vitesse pour $\alpha_t = 25°$, $U_1 = 80$ m/s, avec turbulence amont*

La configuration de début d'instabilité correspond à un angle d'attaque de 33°, au vu des mesures par vélocimétrie laser. Mais il faut noter que les mesures n'ont pu être faites aussi près des parois que souhaité, à cause du masque nécessaire. Ainsi, les tourbillons se formant à moins de 4 à 7 mm du bord de l'extrados n'ont pu être visualisés. Les mesures aux films chauds, dans les sillages, ont permis de voir qu'il n'y a pas de décollement de tourbillons de taille plus faible pour les configurations précédant 33°.

3.2.2 Échelle de cohérence

Lorsque l'échelle de cohérence des structures turbulentes est faible, la longueur donnée par les mesures de VIP n'a pas d'intérêt. La VIP fournit en effet une longueur de cohérence égale à la taille du maillage dépendant de la résolution choisie lors des prises de vues par la caméra. Les structures tourbillonnaires sont de taille très faible. Les corrélations doubles de la vitesse en deux points distincts ne sont en effet non nulles que sur une maille. La longueur de corrélation de ces tourbillons est donc inférieure à la taille de la maille. Il faudrait pouvoir choisir une résolution bien plus fine, ce qui a été matériellement impossible.

Pour les cas de début de décollement jusqu'au cas nettement décollé, les échelles de cohérence deviennent accessibles, les tourbillons étant de taille plus grande. Nous avons choisi trois points de référence pour effectuer les corrélations doubles. L'un se trouve dans le sillage, un autre se trouve du côté extrados, très près du bord de fuite, le troisième du côté intrados près du bord de fuite. Ainsi, pour la configuration d'angle d'attaque de 35°, avec turbulence amont (cf. figure 3.17), une large zone de corrélation est visible pour le point $P_2(10,738; -10,95)$. De même sans turbulence, une large zone de corrélation se retrouve autour du point $P_3(-9,387; -8,938)$ (cf. figure 3.19). La corrélation diminue quand la vitesse augmente. Pour cette même configuration au niveau du bord de fuite du côté extrados, la corrélation est élevée.

Pour la configuration d'angle d'attaque de 33°, la corrélation est très faible quand $U_1 =$ 100 m/s, ce qui peut être attribué au caractère intermittent du décollement. Elle devient plus grande lorsque la vitesse vaut 80 m/s (cf. figure 3.19). Pour de tels régimes de fonctionnement, les effets du nombre de Reynolds semblent donc déterminants.

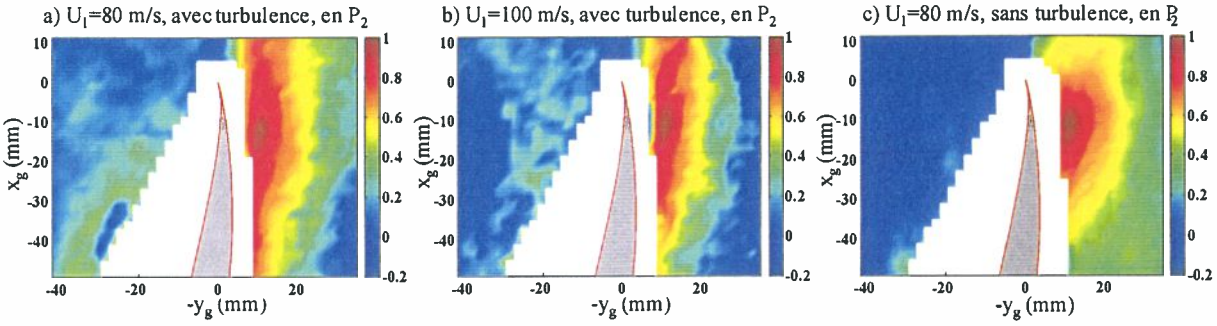


Figure 3.17 – *Corrélation au point P_2 pour la configuration : $\chi = 10^o$, $\beta = 45^o$*

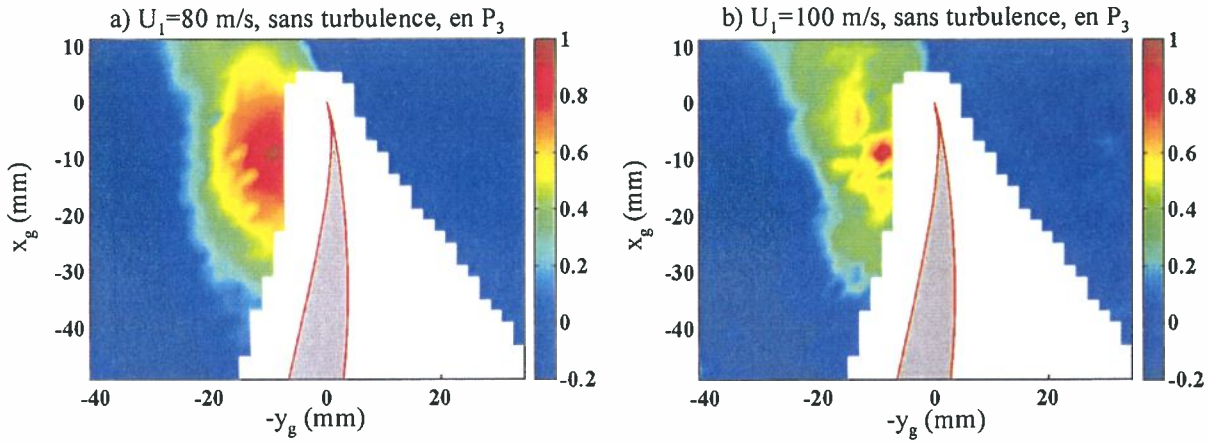


Figure 3.18 – *Corrélation au point P_3 pour la configuration : $\chi = 10^o$, $\beta = 45^o$, sans turbulence amont*

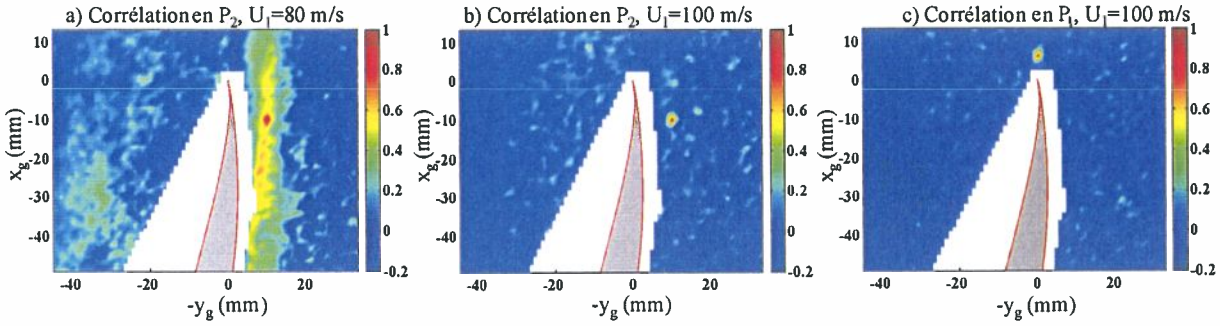


Figure 3.19 – *Corrélation pour la configuration : $\chi = 12^o$, $\beta = 45^o$, sans turbulence amont*

3.3 Calcul numérique

L. Smati [80] présente dans sa thèse le code PROUST, avec tous les choix qui ont dû être faits. Nous en faisons ici un exposé rapide et simplifié, ainsi qu'une présentation du maillage choisi en première section de cette partie. En deuxième section et troisième section, nous nous intéressons aux résultats tirés de ces calculs, que nous comparons aux résultats expérimentaux.

3.3.1 Présentation du code

La présentation du code est faite en annexe A.2. Nous présentons ici succinctement les choix que nous avons faits pour effectuer le calcul sur la grille d'aubes.

La simulation des grandes échelles (LES) modélise les petites échelles de turbulence et calcule les grandes échelles. Cette méthode provient de l'idée que les grands tourbillons varient énormément en fonction de la géométrie, alors que les petites échelles ont un caractère beaucoup plus universel, pouvant ainsi être modélisées. Sa résolution est moins coûteuse que la DNS, ne nécessitant un nombre de nœuds que de l'ordre de $25Re_t^2$. Le modèle le moins coûteux est la modélisation de la turbulence. Voulant avoir une caractérisation rapide des vitesses de l'écoulement, et des échelles à comparer avec les mesures, le code le moins coûteux est le plus approprié à notre problème.

Re_t est le nombre de Reynolds turbulent, et vaut pour le modèle $k-\epsilon$:

$$Re_t = \frac{\rho k_t^2}{\mu_d \epsilon_t}, \tag{3.18}$$

et pour le modèle $k-\omega$:

$$Re_t = \frac{k_t}{\nu\omega}. \tag{3.19}$$

Les équations de Navier-Stokes sont moyennées par la moyenne de Favre pour les grandeurs $(\vec{U}, E)$ et la moyenne de Reynolds pour les grandeurs (p, ρ).

Lorsqu'on moyenne les équations de Navier-Stokes, il devient nécessaire de modéliser les corrélations doubles. La modélisation de la turbulence dans le code PROUST est suffisamment bien choisie de manière à simuler des écoulements tridimensionnels instationnaires en turbomachine. Différents modèles de turbulence sont alors possibles : le modèle de Michel (longueur de mélange), les modèles du second ordre, relativement coûteux, ou les modèles à deux équations de transports $k-\varphi$, où φ est une variable représentative de la turbulence. Les équations de transport, employées dans PROUST, sont le plus adapté pour des calculs instationnaires. Les deux modèles développés sont les modèles $k-\epsilon$ et $k-\omega$. Le modèle $k-\epsilon$ présente de nombreux défauts, en particulier près des parois. Le modèle $k-\omega$ semblant le plus robuste, c'est celui que nous avons choisi pour le calcul de l'écoulement dans un canal inter-aube de la grille d'aubes.

La discrétisation temporelle est explicite, où la solution à l'instant $(n+1)$ ne fait intervenir que les instants précédents. Cette technique présente l'avantage de requérir peu d'espace mémoire, mais nécessite beaucoup de temps de calculs, en particulier en instationnaire. Plusieurs schémas de discrétisation sont disponibles. Le schéma explicite d'Euler, précis au premier ordre, ne requiert que la solution à l'instant (n). L'inconvénient de cette discrétisation résulte dans sa lenteur et de son faible degré de précision. Ainsi, nous avons choisi un schéma de Runge-Kutta d'ordre 4 pour traiter le cas de la grille d'aubes.

La méthode de discrétisation est celle des volumes finis, car elle est conservative par construction. Les équations de conservation sont appliquées sur des volumes élémentaires qui divisent le domaine de calcul total. Le principe est rapidement exposé en annexe B. La discrétisation spatiale repose sur des schémas fondés sur la résolution du problème de Riemann.

Le coefficient reliant le pas en temps et le pas en espace, noté CFL, conduit à une valeur limite du pas en temps après avoir défini le maillage de la turbomachine. Bien que le critère de CFL soit de $2\sqrt{2}$, nous avons d'abord choisi un CFL de 0,25 pour le début de convergence du calcul, et ensuite, nous l'avons pris égal à 0,5, lorsque la solution était plus stable.

Le modèle $k-\omega$ engendre trop de turbulence au niveau du bord d'attaque vers le point d'arrêt, si bien que nous avons dû limiter la production de k_t, énergie cinétique turbulente, en imposant une valeur limite de la correction que l'on appliquait à k_t.

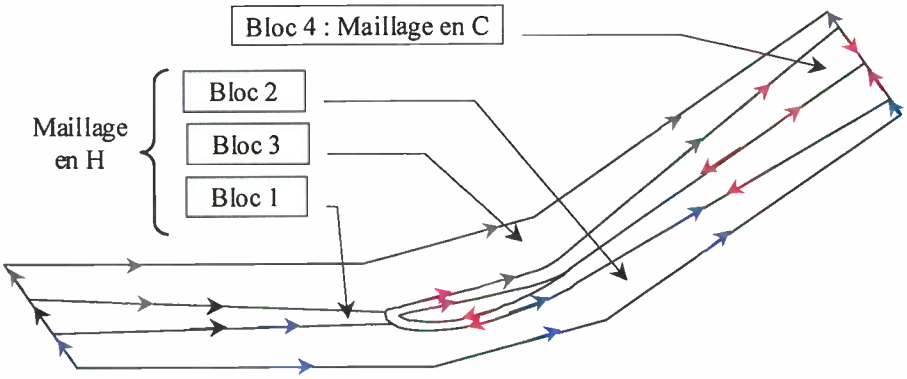


Figure 3.20 – *Différents blocs pour le maillage d'un canal inter-aube*

Pour calculer l'écoulement dans une grille linéaire infinie, il suffit de calculer le champ aérodynamique dans un canal inter-aube, et d'imposer des conditions de périodicité aux bornes du domaine de calcul. Le maillage est composé de quatre blocs. Le bloc entourant l'aube est un « maillage en C », c'est-à-dire qu'il entoure la forme de l'aube au niveau du bord d'attaque en suivant sa courbure. Les autres blocs sont des « maillages en H ». L'ensemble est représenté sur la figure 3.20.

La vorticité $\vec{\omega_t} = \nabla \wedge \vec{u}$ se décompose en une partie moyenne et une partie fluctuante $\vec{\omega_t} = \bar{\Omega}_t + \omega'_t$. L'enstrophie ω_e est le carré moyen de la vorticité fluctuante :

$$\omega_e = \overline{\omega'^2_t} = \frac{1}{2}\overline{\omega'^2_1 + \omega'^2_2 + \omega'^2_3}. \tag{3.20}$$

On peut montrer que :

$$\epsilon_t = \nu\omega_e. \tag{3.21}$$

Le taux de dissipation spécifique, ω_t, du modèle $k-\omega$, est relié à l'enstrophie par la relation :

$$\omega_t = \frac{\nu}{C_k k_t}\omega_e, \tag{3.22}$$

C_k étant la constante de Kolmogorov, égale à $0,09$.

Le taux de dissipation spécifique, ω_t peut ainsi s'exprimer en fonction du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ_t :

$$\epsilon_t = C_k k_t \omega_t. \tag{3.23}$$

D'après la relation B.11 reliant la dissipation à l'enstrophie, et sachant que la vitesse turbulente est reliée à l'énergie cinétique turbulente par la relation $u'^2 = \frac{2}{3}k_t$, nous pouvons exprimer l'échelle de Kolmogorov, donnée par l'équation 3.13, et l'échelle intégrale, donnée par l'équation 3.15 en fonction des grandeurs calculées par le code PROUST :

$$l_\eta = \nu_t^{3/4}(C_k k_t \omega_t)^{-1/4}, \tag{3.24}$$

$$L_t = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} C_k^{-1} k_t^{1/2} \omega_t^{-1}. \tag{3.25}$$

Nous pouvons aussi calculer l'échelle de Taylor :

$$\lambda = \sqrt{\frac{4}{3}\frac{k_t \nu}{\epsilon_t}} = \sqrt{\frac{4\nu}{3C_k \omega_t}}. \tag{3.26}$$

3.3.2 Structure globale de l'écoulement

Le calcul numérique a été fait pour la configuration optimale théorique d'angle d'attaque de 15°. Nous représentons dans ce qui suit le nombre le Mach (figure 3.21), la viscosité cinématique (figure 3.22), et l'énergie cinétique turbulente (figure 3.23).

L'épaisseur des sillages peut se déduire en traçant l'évolution du nombre de Mach pour une coupe parallèle à l'alignement des aubes. En procédant de cette manière, nous trouvons des épaisseurs de sillage de 6,3 mm, que le profil soit choisi exactement au niveau des bords de fuite, ou bien à 5 mm ou 10 mm des bords de fuite. Cette épaisseur de sillage est très proche de celle qui est mesurée, qui est de 6,25 mm pour la configuration d'angle d'attaque de 15°. Rappelons que l'épaisseur de sillage expérimentale a été obtenue en se plaçant sur le profil n° 5, à 5 mm des bords de fuite.

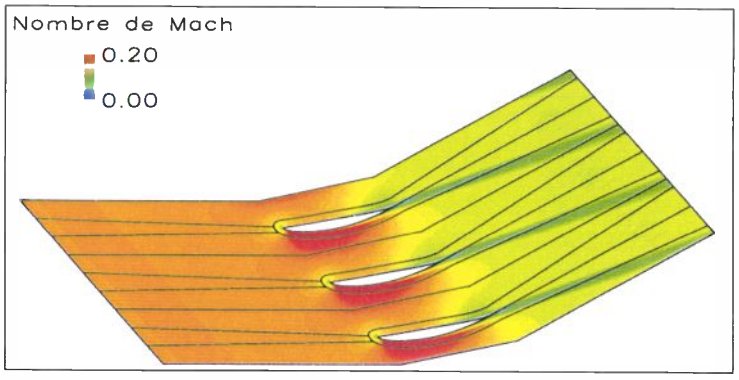


Figure 3.21 – *Nombre de Mach*, $U_1 = 60m/s$, $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$.

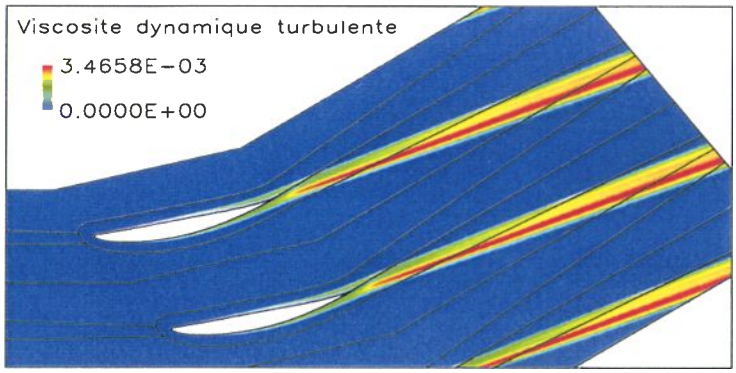


Figure 3.22 - *Viscosité dynamique* $U_1 = 60m/s$, $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$.

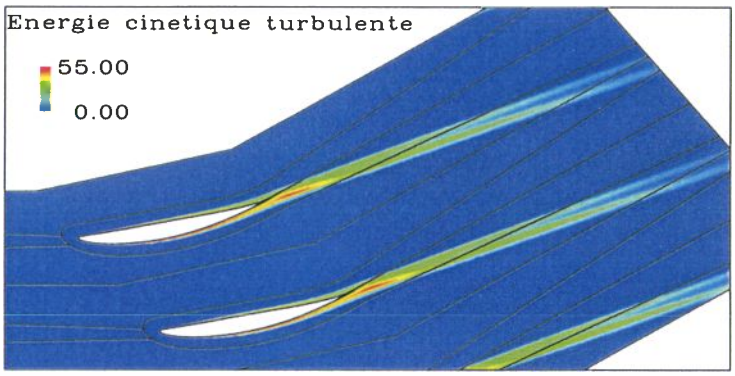


Figure 3.23 – *Énergie cinétique turbulente* $U_1 = 60m/s$, $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$.

3.3.3 Extension

On peut calculer, à partir des données fournies par le calcul stationnaire, l'échelle de longueur intégrale L_t, ainsi que l'échelle de Kolmogorov l_η. L'échelle de Kolmogorov correspond à la taille des plus petits tourbillons en dessous de laquelle l'énergie mécanique est transformée en énergie thermique à cause des effets de viscosité. D'après l'expression de la dissipation de la formule B.10, nous pouvons en déduire une échelle de temps caractéristique pour les plus petits tourbillons selon l'équation 3.12. Nous pouvons ainsi tracer la cartographie de l'échelle intégrale dans la grille d'aubes sur la figure 3.24.

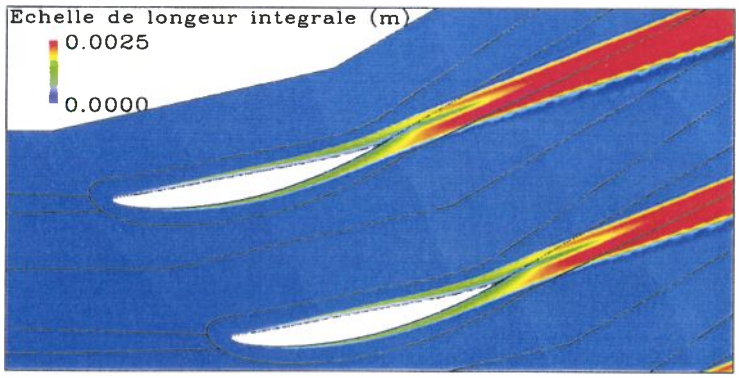


Figure 3.24 – *Échelle de longueur intégrale pour* $U_1 = 60m/s$, $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $\alpha_t = 15^o$

Juste en sortie de la grille, nous avons tracé les échelles de longueur, pour un profil parallèle à la sortie de la grille sur la figure 3.25. Sur cette figure sont aussi portées les échelles de longueurs expérimentales. Pour le calcul numérique, nous avons pris une section se trouvant à 4 mm des bords de fuite, section identique à celle où les mesures aux films chauds ont été réalisées. L'échelle intégrale calculée est 10 fois plus petite que l'échelle intégrale mesurée, alors que l'échelle de Taylor est 17 fois plus petite que l'échelle de Taylor mesurée. Ainsi, sur la figure 3.25, nous avons portés deux graduations différentes, l'une pour le numérique, et l'autre pour l'expérimental.

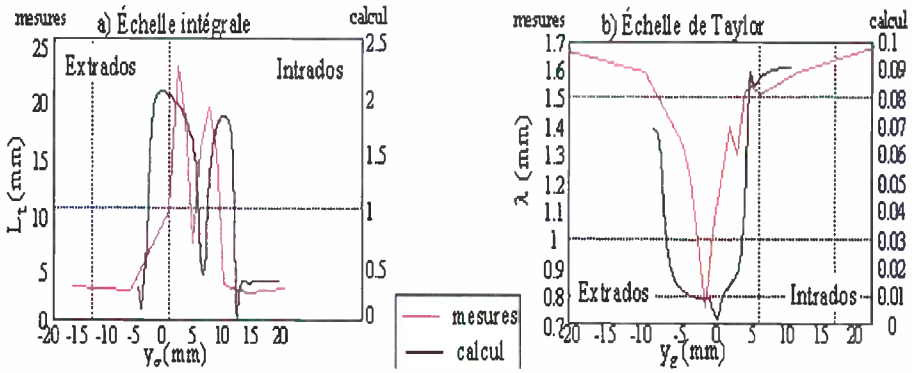


Figure 3.25 – *Comparaison des échelles de longueur provenant des mesures et du calcul numérique*

3.3.4 Remarques

Nous aurions pu faire un calcul instationnaire. Or, la simulation est soumise à certaines contraintes. Ainsi, le choix du pas en temps pour que le calcul instationnaire soit stable repose sur des critères physiques et numériques. Il faut d'une part que le pas en temps permette de décrire les phénomènes instationnaires physiques. D'autre part, il faut respecter le critère de CFL, ce qui conduit à imposer un pas en temps numérique. Le pas en temps retenu est alors le minimum de ces deux pas en temps. Par ailleurs, la discrétisation spatiale est aussi soumise à des contraintes, car elle doit être fonction de la longueur d'onde du phénomène instationnaire pour décrire sans diffusion excessive les ondes se propageant dans le domaine de calcul. Pour diminuer le temps de calcul lié à la nécessité d'avoir une dimension faible des mailles pour des simulations visqueuses et au faible pas en temps pour que le schéma soit stable, on choisit d'effectuer un calcul parallèle. Un tel calcul a pu être employé, en définissant un maillage du canal inter-aube par blocs (cf. figure 3.20). Le calcul aurait alors été beaucoup plus coûteux si nous avions défini un seul bloc pour tout le canal inter-aube. Par ailleurs, pour l'utilisation acoustique qu'on voudrait en faire, il faudrait obtenir la pression acoustique, plus faible que la pression instationnaire aérodynamique, mais qui est la partie qui se propage en champ lointain. Or, le modèle $k - \omega$ ne peut fournir de telles précisions, à moins de mettre une perturbation turbulente amont suffisamment élevée pour pouvoir récupérer l'instationnarité acoustique. Il n'est pas évident que ce soit possible à l'heure actuelle.

3.4 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que l'écoulement autour des aubes était bien conforme à celui d'une grille idéale, à savoir un écoulement identique d'aube à aube pour les configurations où l'angle d'attaque est compris entre 15° et 25°. Les mesures par vélocimétrie laser ont permis de mettre en évidence que les couches limites sont totalement décollées à 35°. Grâce à ces mesures, nous avons mis en évidence que l'angle d'attaque à partir duquel un décollement de couche limite intermittent s'installe, est égal à 33°. Ces mesures donnant accès au champ instantané ont montré que les couches limites de cette configuration sont parfois décollées, et parfois attachées. Les épaisseurs des sillages déduites de la mesure et du calcul sont en bon accord. En revanche, pour les échelles de longueurs, les différences ne sont pas négligeables. Cela pourrait, à terme, remettre en cause l'utilisation des codes stationnaires pour des applications aéroacoustiques.

Chapitre 4

Caractérisation aéroacoustique - Champ de pression acoustique et aérodynamique

Rappelons que le bruit à large bande des soufflantes provient du passage des couches limites des aubes sur le bord de fuite, mécanisme appelé bruit propre, ainsi que de l'impact de la turbulence amont sur les aubes, mécanisme appelé bruit d'interaction.

Brooks et coauteurs [10] ont montré que le bruit propre d'un profil isolé était lié à la charge du profil, dépendant de l'angle d'attaque. Par ailleurs, la question de l'influence de ce paramètre sur le bruit d'interaction reste ouverte. Ainsi, pour chacun des deux types de bruit, l'étude de l'influence de la configuration se justifie. Les changements de configuration sont essentiellement pris à calage constant, pour représenter une coupe de la soufflante à un rayon fixe. L'angle de calage de référence est 20°, l'angle d'alignement des aubes allant de 35° à 45° par pas de 2,5°, permettant un changement de l'angle d'attaque de 15° à 25°. L'angle d'attaque de 15° coïncide avec le fonctionnement optimal théorique, pour lequel la grille d'aubes n'est pas chargée. Les angles supérieurs correspondent à une grille de plus en plus chargée.

Deux configurations pour une coupe de la soufflante plus ou moins proche du pied ou de la tête des aubes sont traitées dans cette thèse. Nous analysons ainsi dans ce chapitre l'évolution de l'acoustique lorsque l'angle de calage vaut 10°, 20° et 16°. Le calage de 16° permet d'étudier l'influence de la hauteur de coupe de la soufflante, car l'angle d'alignement des aubes sera pris de manière à avoir les mêmes angles d'attaque que pour le calage de 20°, dans la gamme de 15° à 25°. En revanche, l'angle de calage de 10° débouche sur une grille d'aubes fortement chargée, avec un décollement des couches limites (cf. chapitre 3 et figure 3.13).

Rappelons que le bruit propre est le bruit produit par la grille d'aubes lorsqu'il n'y a pas de turbulence amont. En pratique, les mesures indiquent que la turbulence amont résiduelle est alors inférieure à 2%. Le bruit d'interaction est le bruit en présence d'une turbulence amont de 5%. Nous allons effectuer une analyse systématique, en nous intéressant tout d'abord au bruit propre, et ensuite au bruit d'interaction pour chaque section de ce chapitre.

Dans la première partie du chapitre, ces mécanismes font l'objet d'une étude qui comprend les mesures des spectres de champ lointain et de la directivité puis la loi d'évolution du niveau sonore en fonction de la vitesse et en fonction de la charge des aubes.

La suite est dédiée à l'analyse du champ de pression en paroi, qui constitue la source de bruit, à travers des mesures de spectres pariétaux et de cohérences.

Les éventuels effets de bords sont étudiés dans la dernière partie de ce chapitre.

4.1 Étude des spectres de champ lointain

Les angles α_t et θ sont ici considérés comme des paramètres. Comme on l'a vu au chapitre 2, on change l'angle d'attaque α_t en changeant l'angle β et en gardant constant l'angle de calage χ. Deux angles χ ont été choisis, égals à 16° et 20°, et β varie de 30° à 45°. Les différentes combinaisons sont :

$$\begin{array}{lll}
\chi = 10^\circ, & \beta = 45^\circ, & \alpha_t = 35^\circ, \\
\chi = 16^\circ, & \beta = 30^\circ, & \alpha_t = 14^\circ, \\
 & \beta = 40^\circ, & \alpha_t = 24^\circ, \\
\chi = 20^\circ, & \beta = 35^\circ, & \alpha_t = 15^\circ, \\
 & \beta = 37,5^\circ, & \alpha_t = 17,5^\circ, \\
 & \beta = 40^\circ, & \alpha_t = 20^\circ, \\
 & \beta = 42,5^\circ, & \alpha_t = 22,5^\circ, \\
 & \beta = 45^\circ, & \alpha_t = 25^\circ.
\end{array}$$

Nous indiquerons en générale sur les figures uniquement le paramètre α_t, qui est le plus pertinent pour l'étude du bruit produit par la grille d'aubes. Nous nous intéressons tout d'abord au bruit propre, et ensuite au bruit d'interaction.

4.1.1 Bruit propre

L'étude acoustique du banc d'essai a pour but de comprendre les mécanismes d'émission sonore à large bande d'une soufflante de turboréacteur. Sur tous les spectres de champ lointain que nous présentons dans la suite, nous avons bien uniquement la composante large bande. La partie haute fréquence, f>1 000Hz, des spectres mesurés pour $\theta = 150°$ à 330° décroît selon une loi en $f^{-5/3}$.

Le niveau acoustique décroît quand l'angle d'attaque augmente de 15° à 20° pour tous les angles d'émission compris entre 50° et 150°, alors que le niveau est relativement constant pour les autres angles d'émission de 230° à 330° (cf. figure 4.1, et cf. figure C.1 de l'annexe C). Du côté intrados, cette décroissance des spectres avec α_t est d'autant plus présente que l'angle d'émission est proche du jet (de 50° à 90°), lorsque l'observateur « voit » les bords de fuites des aubes.

En outre, du côté intrados, un comportement bien différent est mis en évidence sur la figure 4.1 a) pour $\alpha_t = 14°$ et $\alpha_t = 15°$. Pour ces deux angles d'attaques, les spectres sont presque confondus ; de 1 000 Hz à 4 000 HZ, ils sont de 6 dB supérieurs au spectre d'angle d'attaque $\alpha_t = 17,5°$, et de 10 dB au spectre d'angle d'attaque $\alpha_t = 25°$.

Le paramètre le plus pertinent pour l'étude de l'acoustique est l'angle d'attaque, et non le calage. Les niveaux ne varient en effet pas lorsque χ varie à α_t constant. On le vérifie sur toutes les figures C.1 de l'annexe C, ainsi que sur la figure 4.1 a), où les spectres à $\chi = 16°$, $\beta = 30°$, $\alpha_t = 14°$(rouge) sont confondus avec les spectres à $\chi = 20°$, $\beta = 35°$, $\alpha_t = 15°$(noir), et les spectres à $\chi = 16°$, $\beta = 40°$, $\alpha_t = 24°$(bleu) sont confondus avec les spectres à $\chi = 20°$, $\beta = 45°$, $\alpha_t = 25°$(bleu pointillé).

Lorsque la grille d'aubes est en régime de décrochage, le bruit est modifié (figure 4.2). Pour tous les angles d'émission, la densité spectrale de puissance à χ=20°, β=35° (soit α_t=15°) est

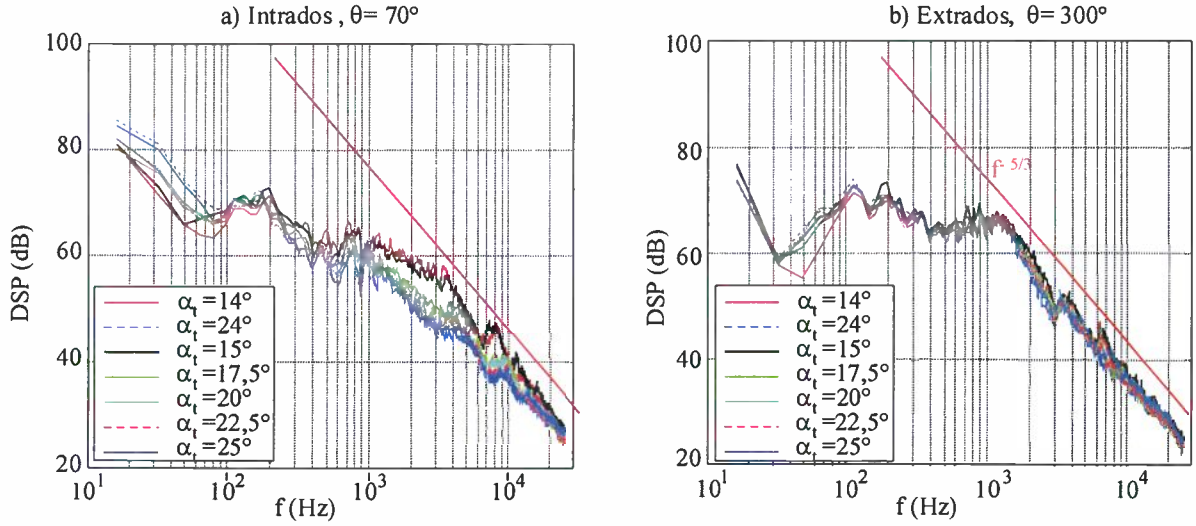


Figure 4.1 – *Spectre du bruit propre dans les cas non décollés pour deux angles d'émission (U_1 = 80 m/s)*

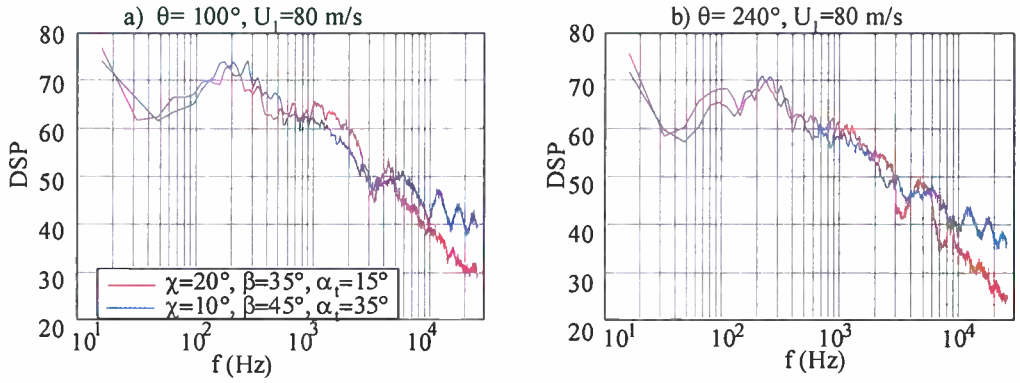


Figure 4.2 – *Comparaison entre le cas décollé et la configuration optimale*

supérieure de 5 à 8 dB à la densité spectrale à χ=10°, β=45° (soit α_t=35°) pour les fréquences de 500 à 2 000 Hz, et ce plus nettement de 1 000 Hz à 2 000 Hz. Pour les angles en aval du côté intrados, et en amont du côté extrados, la plage de fréquence est plus grande, de 400 à 6 000 Hz (60° < θ <80° et 260° < θ <280°). En revanche, en haute fréquence (f>3 000 Hz ou f> 8 000 Hz suivant les angles d'émission), le spectre du cas décollé (χ=10°, β=45° (soit α_t=35°)) est supérieur de 10 dB au cas χ=20°, β=35°.

Nous avons vu que le niveau acoustique décroît lorsque l'angle d'attaque augmente quand les couches limites restent attachées. Ainsi, le spectre de bruit du régime de décrochage se trouve supérieur au spectre à χ = 20°, β = 35°, pour toutes les fréquences se touvant à l'extérieur de la bande de fréquence de 800 Hz à 2 000 Hz, alors que ces deux spectres sont de même niveau de 800 Hz à 2 000 Hz (cf. figure 4.2).

À titre de comparaison, le bruit à large bande produit par un profil isolé, dans les expériences réalisées par Brooks et coauteurs [10] sur un profil NACA 0012, augmente avec l'angle d'attaque en basses fréquences, mais diminue en hautes fréquences, et ce changement arrive le plus souvent pour une fréquence de 2 000 Hz (cf. figure 4.3).

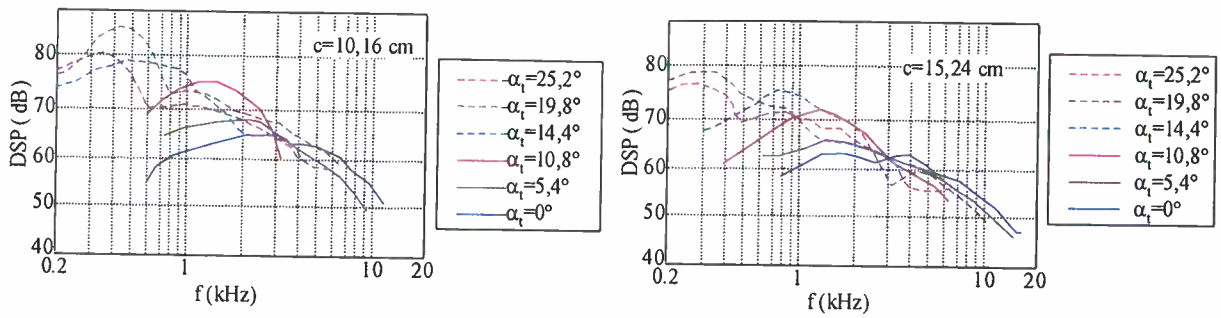


Figure 4.3 – *Évolution du bruit à large bande d'un profil isolé NACA 0012 en fonction de l'angle d'attaque, pour deux valeurs de la corde d'après [10]*

4.1.2 Bruit d'interaction

Le bruit d'interaction instationnaire dépend beaucoup moins de l'angle d'attaque. Les spectres sont en effet très semblables (cf. figure 4.4). Cette relative invariance se retrouve lorsqu'on trace la puissance acoustique en fonction de l'angle d'attaque, sur la figure 4.16 b) plus loin.

Le spectre de la configuration de décrochage, $\alpha_t = 35°$, est différent des spectres des autres configurations. Les bosses sont en effet absentes, le niveau est supérieur à partir de 8 000 Hz, et ce spectre est confondu avec les autres spectres avant 1 000 Hz. La décroissance en haute fréquence est ainsi plus faible pour cette configuration que pour les autres configurations.

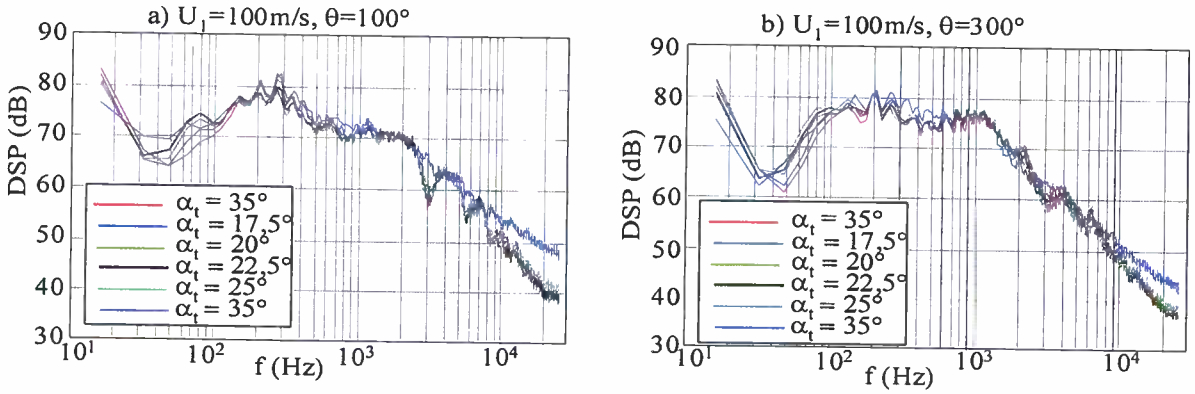


Figure 4.4 – *Bruit d'interaction pour différents angles d'attaque*

La turbulence amont induit une augmentation de bruit de 5 dB de 200 Hz à 8 000 Hz-10 000 Hz. Pour quelques angles d'observation, en aval (θ de 50° à 80°), une augmentation est aussi observée au dessus de 10 000 Hz, mais de manière beaucoup moins nette (cf. figure 4.5). Il est probable que le bruit d'interaction se produise dans une gamme de fréquences plus réduite que celle du bruit propre, notamment parce que les échelles de la turbulence sont plus grandes que celles d'une couche limite. Avec turbulence amont, le bruit d'interaction et le bruit propre sont tous les deux présents.

4.2 Étude de la directivité

Après avoir analysé les spectres, nous allons dans cette section nous intéresser à la directivité, en traçant les niveaux acoustiques en fonction de l'angle d'émission θ, en distinguant encore bruit

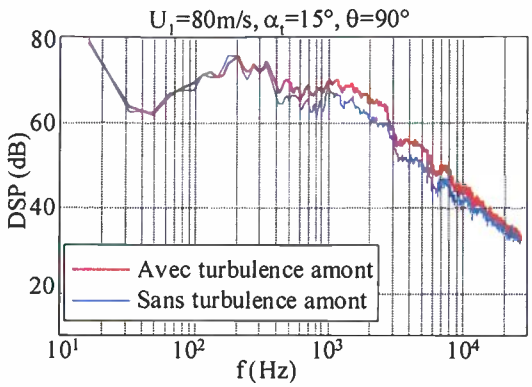


Figure 4.5 – *Exemple de comparaison entre le bruit propre et le bruit d'interaction instationnaire*

propre et bruit d'interaction. Nous étudions tout d'abord l'évolution de la pression efficace en fonction de l'angle d'émission, pour ensuite faire une analyse par bandes de fréquence.

4.2.1 Pression efficace

Bruit propre

En gardant le même β ($\beta = 40°$ sur la figure 4.6), l'évolution est identique en fonction des angles d'attaque, $\alpha_t = \beta - \chi$, c'est-à-dire en changeant l'angle χ. Pour les angles d'émission entre 240° et 315°, le niveau décroît quand α_t augmente ; quand θ est compris entre 315° et 350o, le niveau acoustique augmente avec α_t. Cette évolution correspond en fait à la rotation de la grille (figure 4.7).

Du côté de l'intrados, la directivité évolue fortement avec l'angle d'attaque, alors qu'elle évolue beaucoup faiblement du côté de l'extrados. Par ailleurs, le niveau du côté extrados de $\theta = 280°$ à 310° est de 2 à 3 dB supérieur au niveau du côté intrados de $\theta = 70$ à 120°.

Plusieurs facteurs interviennent pour faire varier la directivité suivant l'angle d'attaque. D'une part, en changeant l'angle d'attaque, on change la direction de l'angle de sortie de l'écoulement. Une déviation de l'ensemble entraîne une rotation de la directivité, bien observée pour l'émission acoustique du côté extrados. D'autre part, un effet de masque résultant de l'alignement des aubes peut expliquer la grande variation du niveau acoustique pour les angles d'émission de 125°(pour $\beta = 35°$)-135°(pour $\beta = 45°$) à 170°, et de 305° (pour $\beta = 35°$)-315°(pour $\beta = 45°$) à 240°. La source du bruit propre est en effet principalement localisée au niveau du bord de fuite des aubes. Cela permet d'expliquer la diminution de la directivité pour $\theta > 125° - 135°$, et $\theta < 305° - 315°$.

L'évolution de la pression acoustique en fonction de l'angle d'attaque s'inverse lorsque les angles d'émission passent par une valeur se situant entre 315° et 325°. La pression augmente lorsque l'angle d'attaque diminue pour tous les angles d'émission compris entre 60° et 120° et entre 230° et 315°. Elle diminue ensuite pour les angles d'émission de 325° à 350° (cf. figure 4.6 a).

Notons par ailleurs que le niveau acoustique diminue de $\theta = 90°$ à 170° de manière beaucoup moins significative pour $\alpha_t = 25°$. Ainsi, le niveau acoustique dans cette gamme d'angle d'émission est inférieur aux niveaux des autres configurations tant que $\alpha_t < 18°$, mais devient supérieur aux niveaux des configurations d'angle d'attaque supérieur à 20°.

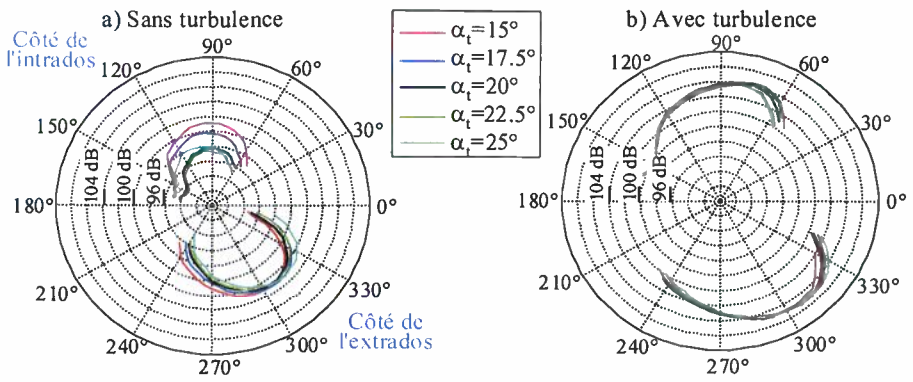


Figure 4.6 – *Directivité pour différents angles d'attaque α_t, avec $\chi = 20°$, $U_1 = 90$ m/s*

Si nous nous référons à la figure 4.1, nous constatons que, lorsque le microphone est dans un secteur angulaire depuis lequel tous les bords de fuite sont visibles, le spectre de bruit propre dépend de l'angle d'attaque, dans la gamme de fréquences de 400 à 10 000 Hz. En revanche, pour les mesures faisant face à l'extrados des aubes, et telles que les bords de fuite ne sont pas directement visibles, les variations sont faibles : le spectre dépend moins de l'angle d'attaque. Les spectres pour α_t proche de 15° correspondent au maximum de niveau sur les spectres mesurés du côté intrados ($\theta = 70°$ à 120°), ce qui se retrouve sur les lobes du diagramme de directivité (figure 4.6 a).

Bruit d'interaction

De la même manière que les spectres évoluaient très peu avec l'angle d'attaque pour le bruit d'interaction, nous voyons ici que la directivité varie très peu (figure 4.6 b), uniquement de $\theta = 50°$ à $\theta = 70°$, et de $\theta = 320°$ à $\theta = 340°$. Les variations correspondent essentiellement au changement d'inclinaison de la grille. On ne retrouve pas la différence de comportement entre le côté extrados et le côté intrados, ni en terme de niveau ni en terme d'évolution avec l'angle d'attaque.

Si l'on se réfère aux travaux numériques de Guidati et Wagner [42], le son produit par une rafale tourbillonnaire arrivant sur un profil isolé ne correspond ni à un dipôle ni à une cardioïde. L'émission acoustique se produit essentiellement en aval, et diminue de moitié en amont du profil isolé. Elle est nulle dans la direction de l'écoulement, à la fois en amont et en aval. Guidati et Wagner attribuent cette directivité aux phénomènes qui se produisent au bord d'attaque. Nous verrons que ces résultats se retrouvent dans le modèle d'Amiet présenté au chapitre 5.

Traçons maintenant la directivité en corrigeant soit par l'angle β_1, figure 4.7 a), soit par l'angle d'attaque α_t, figure 4.7 b). Nous avons effectué cela à titre d'exemple, pour montrer en particulier l'invariance de l'émission du côté extrados. Cette invariance est vérifiée de la même façon dans les deux cas que l'on effectue une rotation de l'angle d'attaque, ou une rotation de l'angle de front de grille. Les lobes de directivité sont en effet presque confondus.

4.2.2 Directivité par bandes de fréquences

On peut tracer des diagrammes correspondant à des fréquences particulières. Pour ce faire, nous avons préféré procéder par bandes de fréquences de l'ordre de 500 Hz. Les résultats sont portés sur la figure 4.8 pour le bruit propre.

On constate qu'en basses fréquences, au sens où la longueur d'onde est supérieure à la corde, le diagramme a un caractère dipolaire. En revanche, lorsque la fréquence augmente, des lobes multiples apparaissent, car la corde ne peut plus être considérée comme une source compacte.

4.2.3 Effet de l'écoulement sur la directivité

Trois effets doivent être pris en considération de façon implicite ou explicite si l'on veut interpréter correctement la directivité, à savoir les effets de convection des fronts d'onde par l'écoulement, les effets de réfraction à la frontière du jet, et les effets de déflexion du jet par la grille d'aubes.

Intéressons-nous d'abord aux effets de convection qui se produisent dans la zone occupée par l'écoulement. Dans cette zone, lorsqu'un son se propage par rapport à l'écoulement sur une distance R_e et selon un angle θ_e, la composition de la propagation avec l'écoulement se traduit par un trajet effectif de l'information acoustique sur une distance r et selon un angle total θ_c. Lorsque l'on considère un modèle théorique, il convient de savoir s'il est exprimé en coordonnées d'émission (R_e, θ_e) ou bien en coordonnées totales, souvent dites de réception (r, θ_c). Ces coordonnées sont indiquées sur la figure 4.9. Les relations de passage sont :

$$\begin{cases} \dfrac{R_e}{r} = \dfrac{1}{\beta_m^2}\left(-M\cos\theta_c + \sqrt{M\cos^2\theta_c + \beta_m^2}\right), \\ \cos\theta_e = M + \dfrac{r}{R_e}cos(\theta_c). \end{cases} \tag{4.1}$$

Elles sont tracées en fonction de l'angle θ_c pour différentes vitesses, sur la figure 4.10. Les zones hachurées correspondent aux angles auxquels nous n'avons pas accès dans l'expérience, qui sont un peu différents des angles totaux θ_c (cf. figure 4.9). Pour les angles autour de 90-100 °, les valeurs de R_e et r sont comparables. La correction angulaire est assez faible aux vitesses qui nous intéressent.

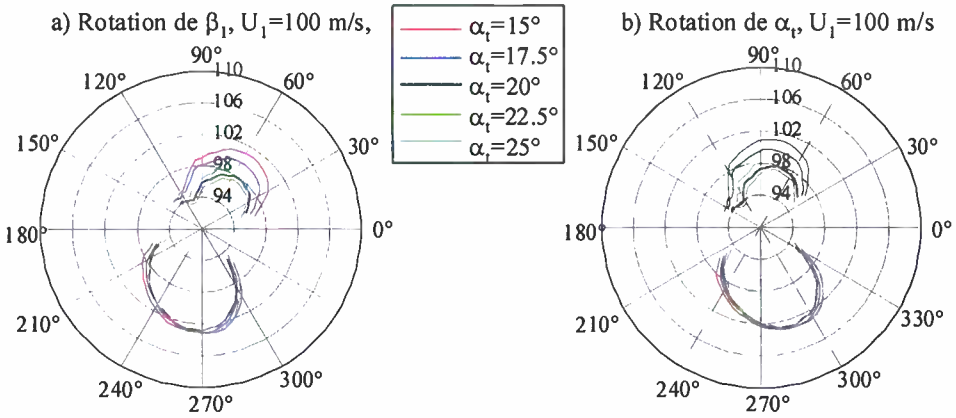


Figure 4.7 – *Directivité corrigée par une rotation de l'angle de front de grille (a) ou de l'angle d'attaque (b)*

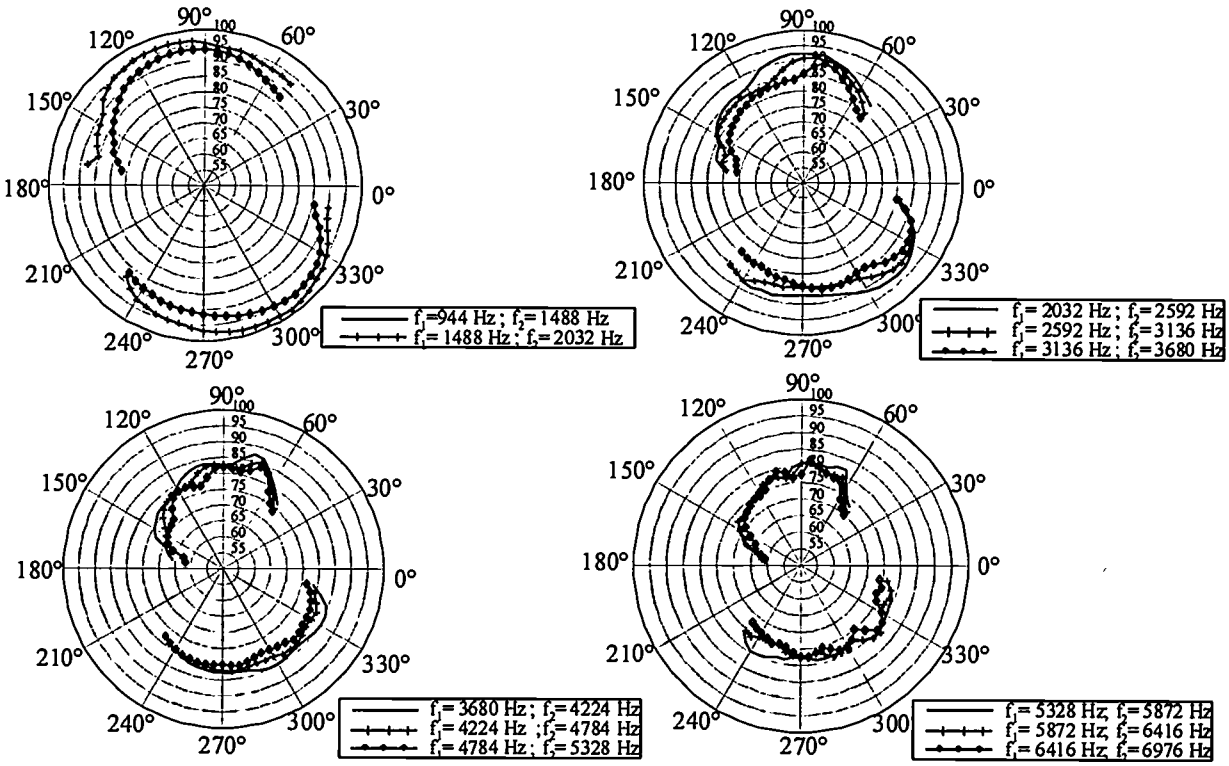


Figure 4.8 – *Directivité pour $\chi = 20°, \beta = 35°, U_1 = 100m/s$: chaque courbe correspond à une intégration du spectre entre f_1 et f_2*

Intéressons-nous maintenant aux effets de réfraction dus à la couche de cisaillement. Ce problème, traité par Amiet [3], revient à déduire des mesures ce que l'on obtiendrait en faisant tourner le microphone sur son support d'un angle $\theta_c - \theta$ dans un écoulement d'étendue infinie. Les corrections correspondantes permettent de relier les coordonnées totales (r, θ_c) à la frontière de l'écoulement aux coordonnées géométriques du microphone (R, θ). Elles conduisent à une augmentation du bruit pour les angles d'émission dans la direction de l'écoulement, et à une décroissance pour les autres angles. (R_{so}, θ_{so}) sont les coordonnées du point d'observation M par rapport au point source, que l'on considère égales à (R, θ), coordonnées du microphone par rapport au centre de la grille d'aubes. L'angle θ_s est l'angle du rayon provenant de la source et réfracté par la couche de cisaillement. Les relations entre les angles, reportées sur la figure 4.9, sont :

$$\begin{cases} \tan(\theta_c) = \dfrac{\sqrt{(1 - M\cos(\theta_s))^2 - \cos^2(\theta_s)}}{\beta_m^2 \cos(\theta_s) + M}, \\ R\cos(\theta) = h_c \cot(\theta_c) + (R\sin(\theta) - h_c)\cot(\theta_s). \end{cases} \tag{4.2}$$

Le point B conserve la distance entre le microphone et la maquette. Il correspond au point de coordonnées (R, θ_c). Les relations entre les amplitudes des pressions mesurées à l'endroit M du microphone (p) et au point équivalent B (p_b) sont :

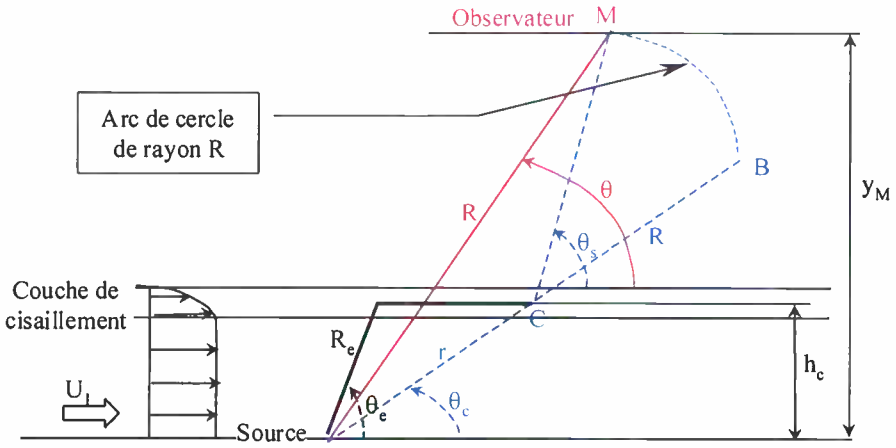


Figure 4.9 – *Réfraction des rayons acoustiques par une couche de cisaillement*

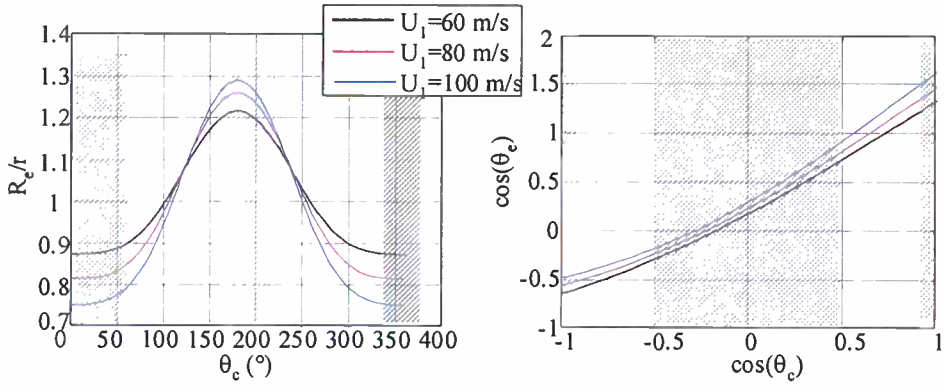


Figure 4.10 – *Illustration des formules de passage*

$$\begin{cases} \dfrac{p_b}{p} = \dfrac{h_c \sin\theta[\zeta + \sin(\theta_s)(1 - M\cos(\theta_s))^2]}{2y\zeta\sin^2(\theta_s)\sin\theta_c}\sqrt{(\sin(\theta_s) + (y/h_c - 1)\zeta)(\sin^3(\theta_s) + (y/h_c - 1)\zeta^3)}, \\ \zeta = \sqrt{(1 - M\cos(\theta_s))^2 - \cos^2(\theta_s)}. \end{cases} \tag{4.3}$$

Qualitativement, si nous tenons compte de cet effet de réfraction par la couche de cisaillement du jet, le niveau pour les angles d'émission autour de 50°-60° et autour de 320°-340° est plus faible que celui qui est représenté sur la figure 4.6. En revanche, le niveau en amont doit être augmenté.

Un profil dans un jet libre induit une déflexion du jet avec courbure des couches de cisaillement. On doit, pour pouvoir appliquer les corrections précédentes, traduire la courbure du jet par un écoulement parallèle incliné équivalent. Il faudrait idéalement tenir compte de la courbure de la couche de cisaillement, et en chaque point considérer un écoulement rectiligne dont la direction serait tangente à la courbure au point traité. Les calculs numériques évoqués au chapitre 3, par exemple sur la figure 3.23, montrent que les sillages sont bien rectilignes, la couche de cisaillement étant donc assez peu courbée. Ainsi, appliquer la correction précédente en se plaçant simplement dans le repère lié à l'angle de déviation β_2 est représentatif de ce qui

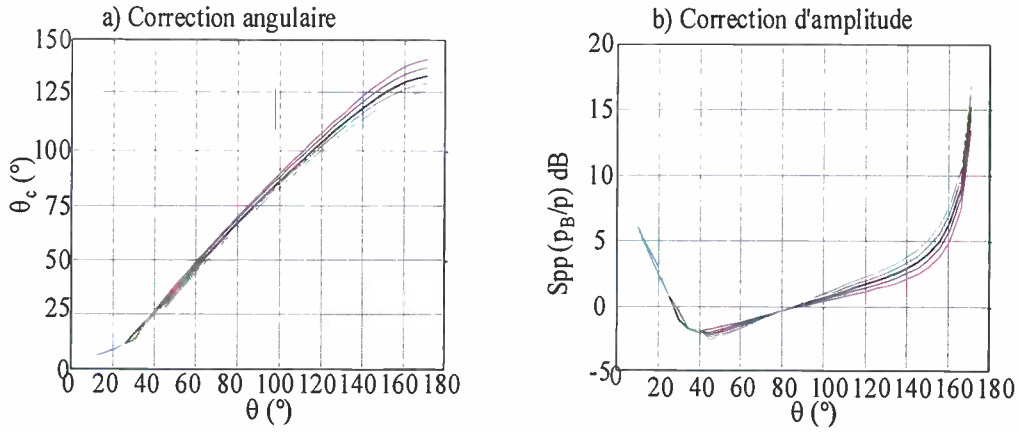


Figure 4.11 – *Corrections d'angle et d'amplitude*

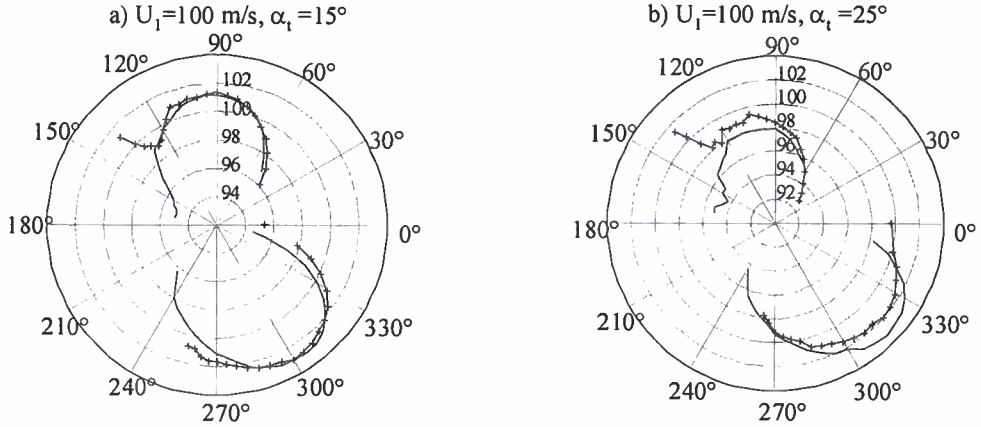


Figure 4.12 – *Correction des mesures par la réfraction due à la couche de cisaillement pour le bruit propre*

se passe effectivement. Au chapitre 2 (tableau 2.2), nous avons calculé, à l'aide des abaques sur les profils NACA 0012, les valeurs de l'angle de déviation β_2, et nous avons vu que cet angle dépendait principalement de l'angle χ, et non de β :

$$\chi = 10° \ : \ \beta_2 = 5°$$
$$\chi = 16° \ : \ \beta_2 = 8°$$
$$\chi = 20° \ : \ \beta_2 = 12°$$

La correction sera appliquée pour les comparaisons avec les calculs. Pour la description des résultats, on se contente ici des données brutes. Un exemple de correction est néanmoins représenté sur la figure 4.12. L'accident observé au-delà de 130° correspond à des incidences quasi rasantes sur la couche de cisaillement, à la limite de validité de notre approximation.

4.3 Étude de la pression efficace

4.3.1 Définitions

Rappelons que pour établir une loi de puissance en fonction de la vitesse, nous intégrons la densité spectrale de puissance dans la gamme de fréquence qui nous intéresse, à savoir de 400 Hz à 10 000 Hz, selon la formule 2.8.

Le spectre de la puissance acoustique s'obtient à partir des mesures du champ acoustique lointain en intégrant sur tous les angles d'émission disponibles :

$$\mathcal{P} = R_0 \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{S_{pp}(f,\theta)}{\rho_0 c_0} \mathrm{d}\theta, \tag{4.4}$$

où $R_0 = 2$ m, lors des mesures. De la même manière, la puissance acoustique totale s'obtient par l'intégrale spatiale du carré de la pression efficace P_{eff} sur les mêmes angles d'émission :

$$\mathcal{P}_t = R_0 \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{P_{\text{eff}}^2(\theta)}{\rho_0 c_0} \mathrm{d}\theta. \tag{4.5}$$

Il s'agit ici d'indicateurs de puissances partielles comme nous l'avons précisé au chapitre 2, dans le sens où l'on se place en coordonnées cylindriques, avec une hauteur unitaire, et où l'on ne prend en considération que les angles disponibles expérimentalement.

4.3.2 Évolution en fonction de la vitesse

Nous étudions ici l'évolution de la pression efficace en fonction de la vitesse en considérant l'angle θ comme un paramètre.

Bruit propre

P_{eff} est tracé en fonction de la vitesse, pour différents angles d'observation, sur la figure 4.13. Une loi de puissance se dégage clairement, dont l'exposant varie légèrement avec l'angle d'écoute, particulièrement du côté intrados (ceci est à relier à l'observation faite sur la directivité).

Un bilan sera fait plus loin quant à l'exposant, proche de 5,8.

Bruit d'interaction

La loi d'évolution est invariante avec l'angle d'émission, les droites étant toutes parallèles, comme en témoigne la figure 4.14. L'exposant est plus faible que dans le cas précédent : 5,3.

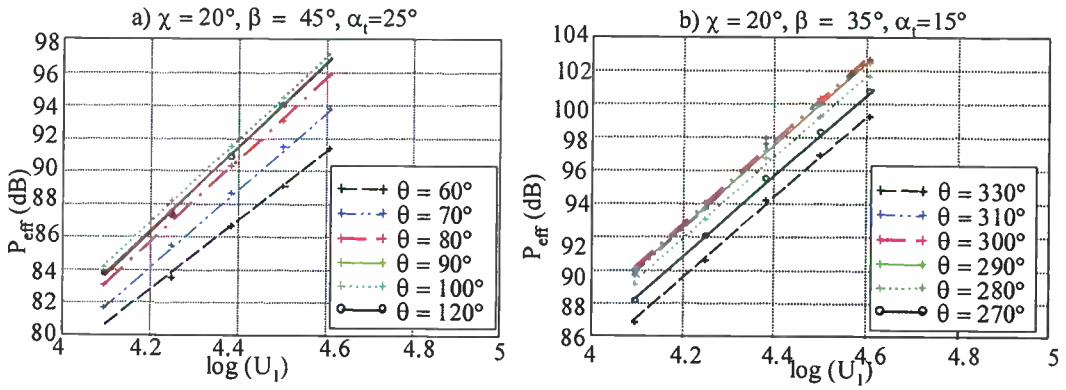


Figure 4.13 – *Loi d'évolution du bruit propre pour différents angles d'émission : a) β=45° et b) β=35°*

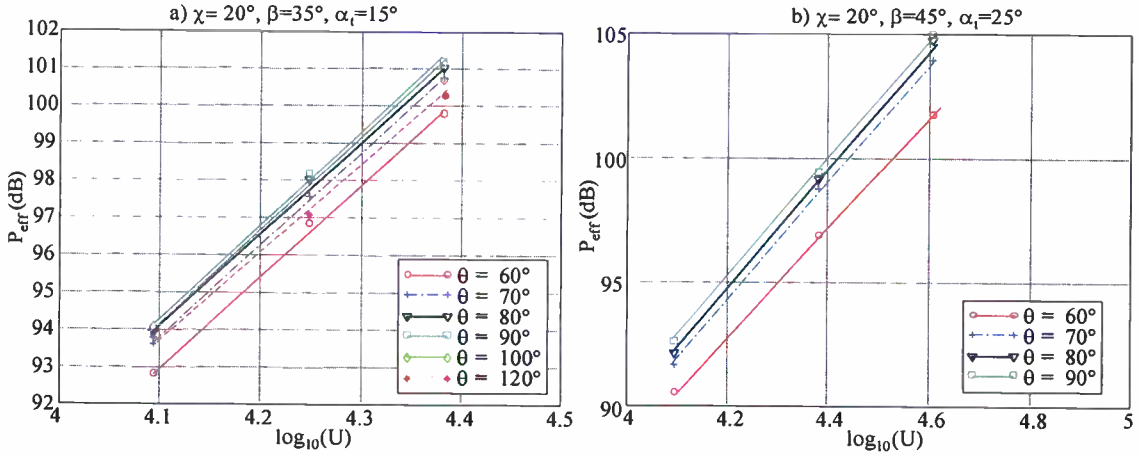


Figure 4.14 – *Loi d'évolution du bruit d'interaction pour différents angles d'émission : a) β=45° et b) β=35°*

4.3.3 Évolution en fonction de la configuration

Pour les différentes configurations à la fois pour le bruit propre et le bruit d'interaction instationnaire, nous traçons sur la figure 4.15 la pression efficace en fonction de la vitesse. L'angle α_t est ici pris comme paramètre. La vitesse est ensuite considérée comme paramètre sur la figure 4.16.

Bruit propre

Nous retrouvons, exprimée différemment, la diminution globale du bruit propre en fonction de l'angle d'attaque, et l'invariance du bruit d'interaction. Notons que les droites pour un angle d'attaque proche de 15°, avec $\chi = 16°$, ou $\chi = 20°$, ne sont pas confondues. Ainsi, si les spectres sont très proches l'un de l'autre, leurs intégrales diffèrent. Mais l'évolution reste la même, à savoir une diminution du niveau avec l'angle d'attaque.

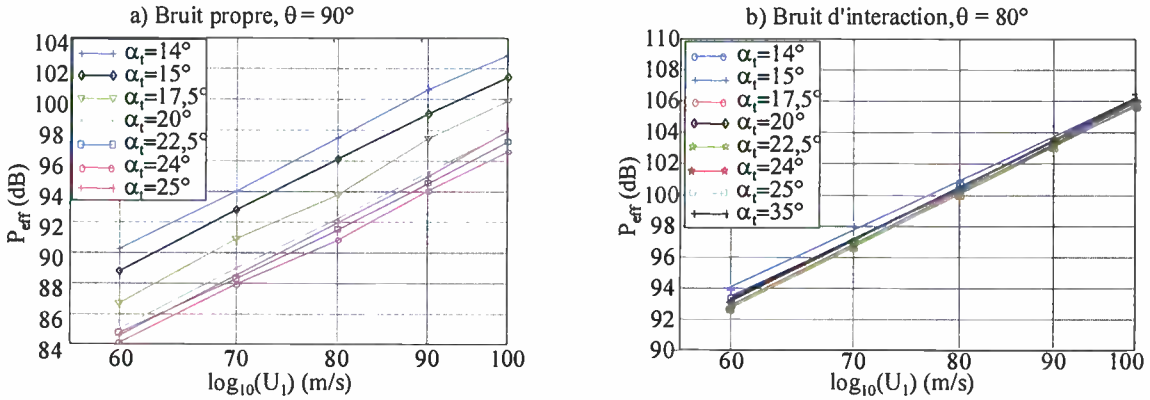


Figure 4.15 – *Loi en puissance pour différentes configurations ; a) bruit propre ; b) bruit d'interaction*

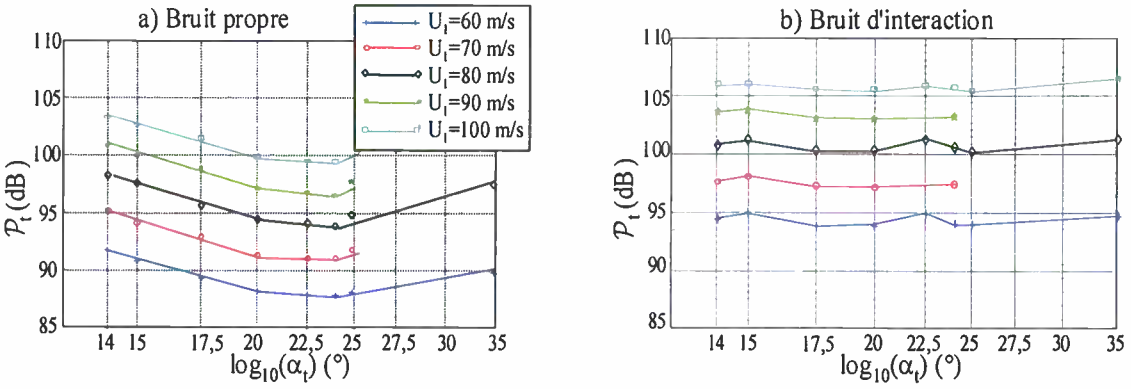


Figure 4.16 – *Loi d'évolution du niveau sonore en fonction de l'angle d'attaque pour les différentes vitesses : a) bruit propre b) bruit d'interaction*

Une configuration de bruit propre minimum correspondant à un angle d'attaque de 24° est mise en évidence sur la figure 4.16 a).

Ces résultats sont différents de ceux de Glegg et coauteurs [37], qui montrent que le bruit augmente de 2,4 dB par degré de α_t. De même, Frota et coauteurs [33] montrent que le bruit augmente de 7 à 8 dB lorsque l'angle d'attaque augmente de 0° à 3°. Leur valeur de l'angle

d'attaque est très faible, ce qui peut expliquer que nous ne retrouvons pas la même évolution. Par ailleurs, leur étude concerne une hélice de propulseur à 6 pales, si bien que les pales du propulseur se comporte davantage comme des profils isolés que comme des aubes se trouvant dans une grille. La différence peut aussi traduire un effet de grille, apparaissant essentiellement du côté intrados.

Bruit d'interaction

Pour le bruit d'interaction, les courbes d'évolution de la pression efficace avec la vitesse sont confondues dans toutes les configurations (cf figure 4.15 (b)). Le niveau ne dépend pas de l'angle d'attaque, ou très peu (les variations sont de l'ordre du décibel). L'échelle est la même sur les deux figures 4.16 a) et b). Ainsi, nous retrouvons, exprimée autrement, l'augmentation du niveau due au bruit d'interaction par rapport au bruit propre, que nous avions observée sur les spectres.

4.4 Exposant de la loi de puissance

4.4.1 Bruit propre et bruit d'interaction

Dans tous les cas, l'intensité du bruit à large bande est proportionnelle à la vitesse élevée à une certaine puissance n. De l'étude précédente, on déduit n en fonction de θ avec α_t comme paramètre, toujours en distinguant bruit propre et bruit d'interaction.

L'exposant n est représenté en fonction de l'angle d'émission sur la figure 4.17. Il dépend de l'angle d'attaque, mais varie surtout suivant que l'écoulement amont est laminaire ou turbulent :

$$\begin{cases} P_{\text{eff}} \sim f(U_1^{5.5}) \text{ à } f(U_1^{6}) \text{ bruit propre,} \\ P_{\text{eff}} \sim f(U_1^{5}) \text{ à } f(U_1^{5.4}) \text{ bruit d'interaction instationnaire.} \end{cases} \tag{4.6}$$

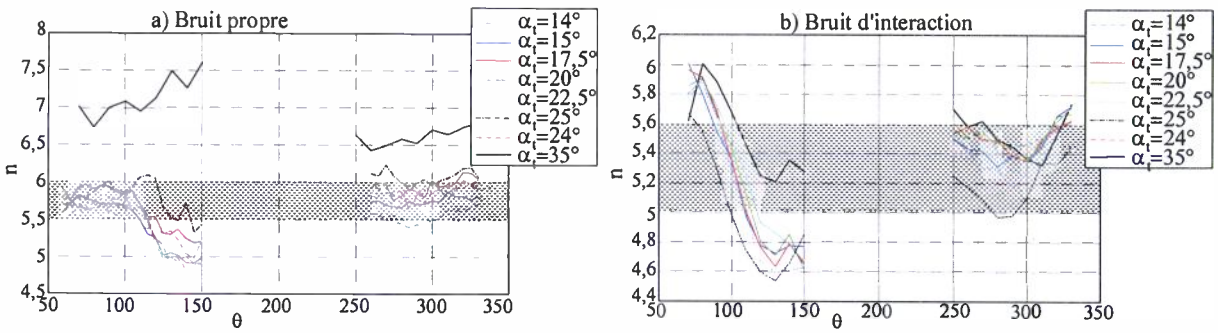


Figure 4.17 – *Exposant n de la loi de puissance pour différents angles d'émission ; a) bruit propre ; b) bruit d'interaction*

Les lois sur la puissance acoustique sont déduites de l'intégrale de l'intensité acoustique selon l'angle d'émission, ce qui conduit à calculer l'intégrale de P_{eff}^2 pour tous les angles θ. Le résultat est résumé sur la figure 4.18. La configuration d'angle d'attaque de 35° a toujours

un comportement différent. Ainsi, l'exposant de la loi de puissance est égal à 6,9 pour le bruit propre. En revanche, pour le bruit d'interaction, l'exposant est à peine supérieur à celui des autres configurations. Ce résultat est à relier aux mesures de vitesse autour des aubes, montrant qu'en présence de turbulence amont, cette configuration ne présentait plus de zone de recirculation.

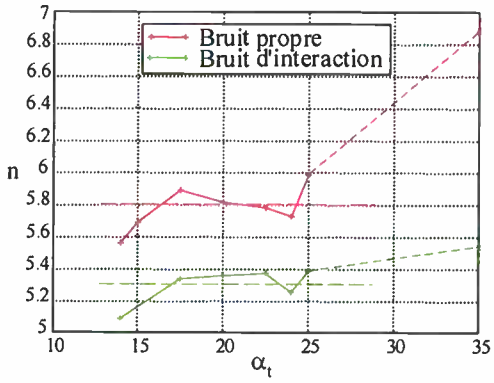


Figure 4.18 – *b) Exposant n en fonction de l'angle d'attaque*

Plaçons nous maintenant à des vitesses plus représentatives de celle d'une soufflante, c'est-à-dire à 320 m/s, égale à 4 fois 80 m/s. En supposant que les exposants des lois de puissance ne varient pas lorsque la vitesse dépasse la vitesse expétimentale maximale de 100 m/s, le bruit propre devrait devenir égal au bruit d'interaction. Notons respectivement n et n_t les exposants des lois de puissance du bruit propre et du bruit d'interaction :

$$\begin{cases} \mathcal{P}_t(dB) = 10.\log_{10}(U_1^n * f(\theta)) \text{ bruit propre,} \\ \mathcal{P}_t(dB) = 10.\log_{10}(U_1^{n_t} * f_t(\theta)) \text{ bruit d'interaction instationnaire.} \end{cases} \tag{4.7}$$

Lorsque la vitesse de l'écoulement est 4 fois plus grande, le bruit propre augmente de $10n\log_{10}4 =$ 35 dB, alors que le bruit d'interaction augmente de $10n_t\log_{10}4 = 32$ dB. D'après le diagramme de directivité de la figure 4.6, le bruit propre deviendrait égal au bruit d'interaction pour les angles d'émission du côté extrados pour toutes les configurations, et uniquement pour la configuration d'angle d'attaque de 15° du côté intrados.

4.4.2 Interprétations

L'exposant de la loi en puissance est plus faible pour toutes les configurations dans le cas du bruit d'interaction que dans le cas du bruit propre. Par ailleurs, le comportement pour $\alpha_t = 35°$ est nettement différent. À part pour cet angle et l'angle le plus faible de 14°, n est en moyenne de 5,3 pour le bruit d'interaction et de 5,8 pour le bruit propre. En l'absence de turbulence amont, pour α_t=35°, les couches limites sur les aubes sont décollées, avec la présence d'une zone tourbillonnaire occupant largement la moitié de l'aube, du côté extrados. Ainsi, le bruit ne suit plus les lois classiques soit du bruit de bord de fuite, soit du bruit produit par les forces instationnaires réparties sur l'aube. Il provient de la formation de ce tourbillon, qui en outre peut interagir avec les bords de fuite adjacents. Ce phénomène peut expliquer la valeur 6,9. En revanche, en présence de turbulence amont (5%), les couches limites sont à nouveau attachées ; l'exposant n est bien plus faible, égal à 5,5. En conclusion, un régime spécifique de génération du bruit existe lorsque les couches limites décollent.

L'analyse dimensionnelle classique en aéroacoustique, selon Powell [70] montre que l'émission acoustique liée aux interactions de couche limite turbulente avec le bord de fuite conduit à une loi en U_1^5. Ffowcs Williams & Hall [32], en partant de l'analogie acoustique de Lighthill, trouvent une directivité en $\sin^2(\theta/2)$ et une loi de puissance en U_1^5. En revanche, Hayden et coauteurs [47], en simulant une source dipolaire au niveau du bord de fuite, déduisent une loi en fonction de la puissance sixième de la vitesse, et retrouvent la directivité obtenue par Ffowcs Williams & Hall. Ainsi, une source de type dipolaire en présence d'un bord de fuite sans tenir compte des effets de convection conduit à une loi en U_1^6 pour des sources compactes. Cette analyse est fondée sur une hypothèse de compacité et sur l'idée que le son est engendré par les forces de surface instationnaires (cf. Curle [18]) induites par les fluctuations de couches limites. Le son produit par le quadripôle de Lighthill est en effet diffracté et réfléchi par les surfaces, conduisant à un bruit dipolaire. Les analyses spécifiques au bruit de bord de fuite sont différentes, car elles ne concernent plus les sources compactes. L'argumentation ne s'applique plus, et il faut considérer l'analyse de Ffowcs Williams & Hall [32](1970), par exemple, qui conduit à une loi en U_1^5.

En outre, les modèles de bord de fuite considèrent le profil comme semi-infini. Mais, il est d'autant plus important de considérer la corde comme finie que des effets de diffraction du bruit de bord de fuite par le bord d'attaque peuvent avoir lieu. Pour cela, il faut que la corde soit du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Tam & Yu 1975 [83] montrent alors que la diffraction par le bord d'attaque est responsable des différentes bosses et creux de la directivité. Les résultats expérimentaux sur le bruit de la grille d'aubes suivent des lois intermédiaires entre les deux tendances limites, U_1^5 et U_1^6, précédentes.

Deux phénomènes supplémentaires peuvent en être responsables. Tout d'abord, l'amplification convective augmente lorsque la vitesse augmente, pouvant expliquer un exposant plus élevé. Par exemple, la pression acoustique pour un dipôle perpendiculaire s'exprime selon la relation suivante :

$$|p'|^2 \sim \frac{sin^2(\theta_e)}{R_e^2(1+Mcos(\theta_e))^4} U_1^6. \tag{4.8}$$

Lorsque le nombre de Mach est faible, la loi d'évolution avec la vitesse se découple de la directivité lorsque l'on passe aux coordonnés totales, selon la relation :

$$|p'|^2 \sim \frac{sin^2(\theta_c)}{R^2} U_1^6 + \mathcal{O}(M^2). \tag{4.9}$$

Ici, la convection ne joue pas de rôle sur la loi en puissance car le dipôle est orthogonal à l'écoulement. Il en serait autrement pour une dipôle parallèle à l'écoulement.

Quand le nombre de Mach devient grand (au-delà d'une valeur égale à 0,3), le dénominateur n'est plus négligeable. Ainsi, la loi en puissance voit son exposant augmenter. Cette conclusion est en accord avec celle de Glegg & Jochault [37] qui montrent que pour une soufflante entourée de sa nacelle, la loi est une loi en U^5, et évolue vers une loi en U^6 lorsque le nombre de Mach augmente.

De plus, les effets de perte de compacité en haute fréquence contribuent à une diminution du bruit avec la vitesse, et donnent un exposant plus faible. Ainsi, la puissance est différente de celle qui est théoriquement attendue, bien que la directivité semble proche d'un dipôle, en particulier pour le bruit propre.

Les lois de la puissance acoustique en fonction de la vitesse varient beaucoup dans la littérature. Ainsi, en ce qui concerne le bruit de soufflante en conduit, Glegg & Jochault [37] ont montré

que la puissance acoustique totale $\mathcal{P}_t$ évolue en fonction de la puissance cinquième de la vitesse pour un nombre de Mach faible, et en fonction de la puissance sixième de la vitesse pour les grands nombres de Mach. Singer et coauteurs [79] établissent des lois à exposant inférieur à 6. Un calcul CFD en écoulement instationnaire incompressible leur permet de simuler numériquement le bruit de bord de fuite au moyen de la formulation de Ffowcs-Williams et Hawkings [31] sous la forme de Farassat. Ils en déduisent une loi du champ acoustique en fonction de M^5 à $M^{5,2}$ suivant l'angle d'émission. En tenant compte de la dimension de la corde, et en supposant une cohérence complète sur toute l'envergure, ils obtiennent une loi en $U^{5,36}$. Finalement, ces lois s'approchent plus du bruit d'interaction instationnaire que du bruit propre dans le cas de la grille d'aubes plane étudiée ici.

On retiendra que la loi en puissance concentre des effets différents jouant en sens contraires, notamment l'amplification convective et la non-compacité. En outre, ces effets se conjuguent avec l'augmentation des fluctuations avec la vitesse moyenne.

4.5 Analyse du champ de pression en paroi

4.5.1 Pression pariétale statique moyenne

Rappelons que compte tenu des problèmes inhérents au protocole expérimental (paragraphe 2.1), le coefficient de pression moyen est la seule donnée permettant de traduire le point de fonctionnement de la grille. Il est représenté sur les figures suivantes pour des configurations typiques. Ce coefficient se définit par la relation :

$$C_p = \frac{p - p_0}{1/2\rho_0 U_1^2}. \tag{4.10}$$

En régime adapté (χ =20°, β =35°, α_t =15°), la pression statique extrados est supérieure à la pression statique intrados au niveau du bord d'attaque (cf. figure 4.19). La pression statique intrados décroît d'autant plus au niveau du bord d'attaque que la vitesse est faible. La configuration non adaptée (χ =20°, β =45°, α_t =25°) ne présente pas la même particularité au niveau du bord d'attaque. La pression intrados reste tout le long de la corde supérieure à la pression extrados.

En comparant ces deux configurations, on peut noter que la pression extrados en fonction de la distance le long de la corde chute jusqu'à la sonde S_{18}, et augmente ensuite jusqu'au bord d'attaque, alors qu'elle diminue uniquement jusqu'à la sonde S_{15} lorsque $\alpha_t = 25°$.

Alors que la pression intrados augmente du bord d'attaque vers le bord de fuite, avec une chute très nette au niveau du bord d'attaque pour la configuration optimale, la pression intrados pour le cas non adapté commence par diminuer jusqu'à la sonde S_{12}, pour être ensuite à peu près constante jusqu'à la sonde S_{13} et enfin augmenter jusqu'au bord de fuite.

La pression statique ne dépend pas de la qualité de l'écoulement amont. Ainsi, les courbes représentant le C_p sont identiques dans la configuration de bruit propre (turbulence résiduelle inférieure à 2%) et avec une turbulence de grille de 5% (cf. figure 4.20).

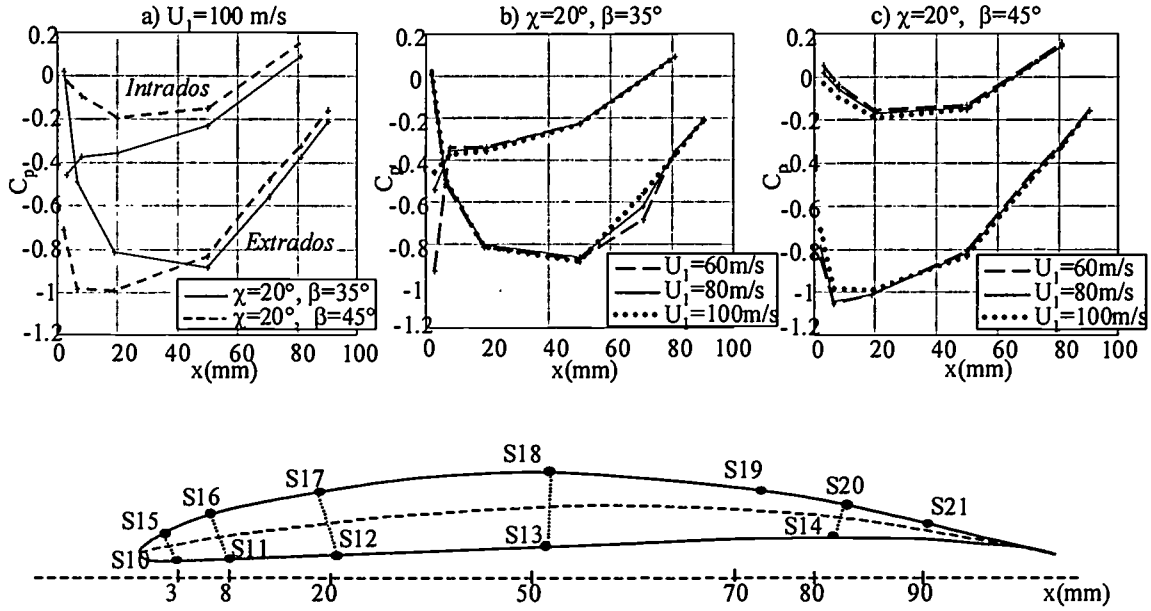


Figure 4.19 – *a) Comparaison des coefficients de pression pour deux configurations différentes (a) ; coefficient de pression pour différentes vitesses (b) et (c)*

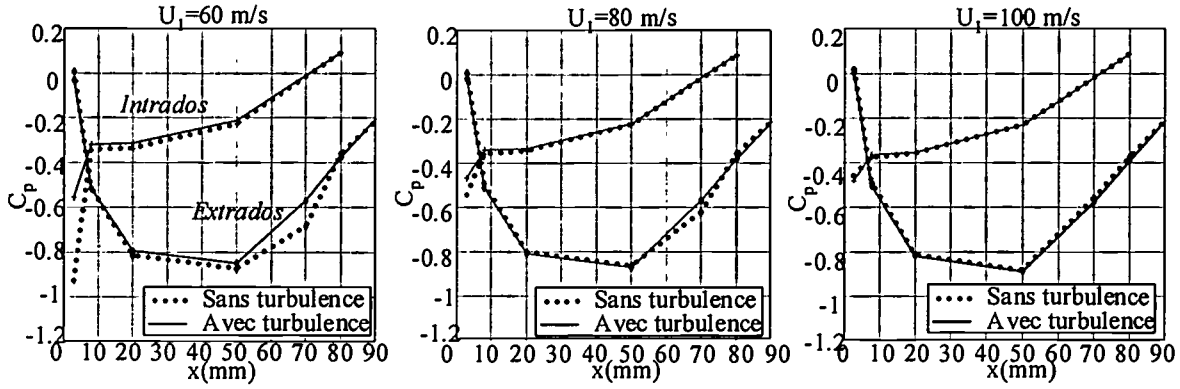


Figure 4.20 – *Coefficients de pression avec (trait plein) et sans (pointillés) turbulence amont : a) 60 m/s ; b) 80 m/s ; c) 100 m/s) α_t=15°*

4.5.2 Densité spectrale de puissance de la pression pariétale

Classement des différents spectres pariétaux

Les capteurs de pression pariétaux (orifice des sondes) peuvent être dans une zone de couche limite laminaire, dans laquelle il n'y a pas de fluctuation turbulente mais seulement des fluctuations acoustiques venant de l'extérieur, et se comporter alors comme des capteurs acoustiques. S'ils sont dans une zone de couche limite turbulente, ou de couche limite laminaire instable, ils se comportent comme des capteurs aérodynamiques.

Le but des mesures en paroi est de caractériser les sources du bruit, donc les écoulements instationnaires, de façon à apporter des données d'entrée aux méthodes de calcul déduites de l'analogie acoustique. C'est donc uniquement l'information de nature aérodynamique qui nous

importe ici. Les capteurs acoustiques de paroi ne donnent qu'une information de champ proche rayonné par les sources mais aucune information sur les caractéristiques des sources elles-mêmes. Il est finalement indispensable de pouvoir distinguer les deux comportements possibles des capteurs.

Un spectre acoustique en paroi doit ressembler aux spectres de champ lointain. De plus, deux capteurs acoustiques doivent être très cohérents.

En revanche, la cohérence entre deux capteurs aérodynamiques est, en général, beaucoup plus faible. Elle nous renseigne sur les échelles des structures turbulentes.

Lors des mesures sur la grille d'aubes, nous pouvons distinguer trois différents types de spectres pariétaux, représentés sur la figure 4.21. Ces résultats sont portés ici à titre illustratif. Les autres résultats essentiels figurent en annexe D.

- Le premier type est caractérisé par une diminution rapide en fonction de la fréquence (de 120 dB à 100 Hz à 40 dB à 20 000 Hz) et par quelques émergences aux fréquences mentionnées dans le tableau 4.1.

Mesures	résonances
1670 - 2000 Hz	1700 Hz
3 400 Hz	3 400 Hz
5 000 Hz	5 100 Hz
6 450 Hz	6 800 Hz

Tableau 4.1 – *Fréquences émergeantes des spectres de type 1 et valeurs théoriques des résonances entre les plaques*

De tels spectres sont mesurés dans les zones de couche limite laminaire, et proviennent donc d'ondes acoustiques. Les fluctuations acoustiques sont en effet supérieures aux fluctuations aérodynamiques. Les fréquences des émergences correspondent aux résonances acoustiques entre les plaques en bois maintenant les aubes. Comme les sondes se trouvent au milieu de l'envergure, nous n'observons que les modes pairs. Ces fréquences ne se retrouvent pas en champ lointain. Les mesures avec le microphone tournant sont faites dans le plan médian, perpendiculairement à la direction des réflexions sur les plaques.

- Le deuxième type ne présente pas d'émergence et a un niveau beaucoup plus élevé, avec une diminution beaucoup plus lente en fonction de la fréquence (de 120 dB à 80 dB). Les sondes donnant de tels spectres se trouvent dans une zone de couche limite turbulente. Les capteurs ayant un tel spectre mesurent les fluctuations aérodynamiques, car ces dernières sont supérieures aux fluctuations acoustiques lorsque l'écoulement est turbulent.

- Le troisième type se comporte comme le premier type en basses et moyennes fréquences, et présente en hautes fréquences une large bosse. La fréquence centrale de cette bosse évolue avec la vitesse, ce que l'on peut voir sur le tableau 4.2. Les capteurs ayant un tel spectre mesurent les fluctuations acoustiques en basses fréquences jusqu'à 5 000 Hz, et les fluctuations aérodynamiques au-delà de cette fréquence.

- Enfin, le quatrième type a une forme semblable à celle du deuxième type, mais avec un niveau supérieur en haute fréquence, dans la même gamme que le type 3. Les capteurs ayant un tel spectre sont des capteurs aérodynamiques.

Vitesse (m/s)	Fréquence
60	6 500 - 8 800
80	9048 - 12 500
100	12 500 - 15 733

Tableau 4.2 – *Fréquences centrales des émergences large bande des spectres de types 3 et 4*

Les deux dernières observations suggèrent l'existence d'un phénomène aérodynamique particulier, à large bande mais à des fréquences de l'ordre de la dizaine de kHz. Comme la fréquence évolue avec la vitesse, la bosse présente sur le spectre du troisième type peut être associée à une formation de structures de petite échelle (non visibles sur les cartographies de VIP) se développant près du bord de fuite à 70% de la corde sur l'extrados. Il semble que ce phénomène soit localisé et ait disparu au niveau du bord de fuite.

Selon le cas, d'autres spectres pariétaux intermédiaires entre ces différents types ont été observés dans l'expérience, ce qui peut correspondre à des changements de type en fonction de la fréquences ou en fonction de la position des capteurs.

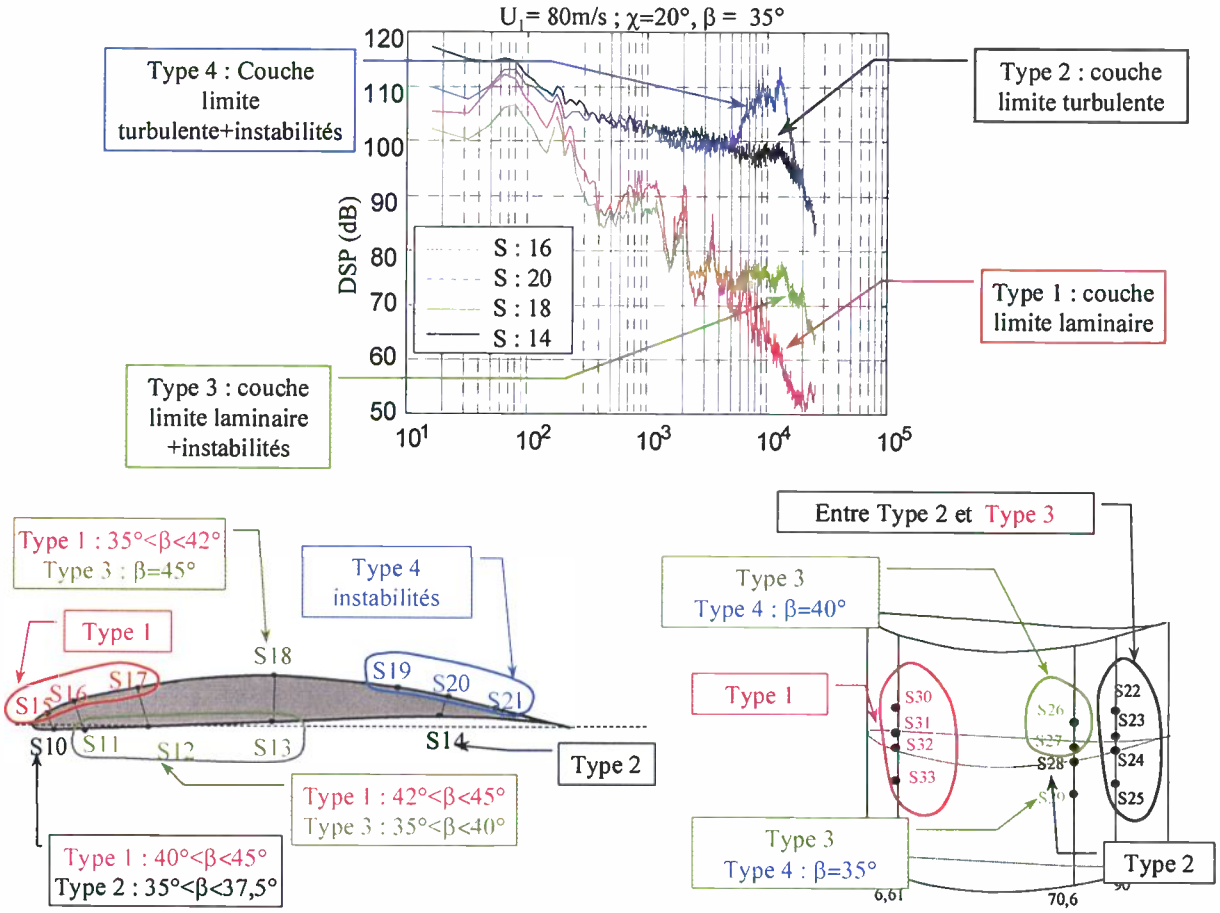


Figure 4.21 – *Différents types de spectres pariétaux*

Classement des sondes suivant leur type de spectre pour un écoulement sain en amont

Les changements de configuration n'ont pas d'influence sur les pressions pariétales des capteurs de l'extrados au niveau du bord d'attaque (sondes S15-S16-S17-S18 ; S30-S31-S32-S33), où la densité spectrale est du premier type. Les spectres en envergure des sondes de S30 à S33 sont identiques, conduisant à la conclusion que les aubes se comportent bien comme des aubes bidimensionnelles. Elles ont en outre un comportement semblable quelle que soit la configuration (cf. figure D.3 et figure D.5 de l'annexe D).

Les sondes près du bord de fuite sont du quatrième type (sondes S19-S20-S21). En outre, le comportement correspondant au quatrième type est plus faible quand on va de la sonde S19 à la sonde S21 en passant par la sonde S20, et les spectres de S20 et S21 présentent une diminution de 400 à 2 000 Hz conduisant à l'apparition des fréquences de résonance.

Le bord de fuite est tout de même plutôt caractérisé par une densité spectrale pariétale du quatrième type. Pourtant les sondes le long de la ligne d'envergure la plus proche du bord de fuite sont de type compris entre le deuxième et le troisième (S22-S23-S24-S25). Les sondes en envergure S26-S27-S28-S29 placées à la même abscisse que la sonde S19 sont de type 3 avec les sondes S26 et S27 de type 4 pour la configuration $\chi = 20°$, $\beta = 40°$, et la sonde S29 de type 4 pour la configuration $\chi = 20°$, $\beta = 35°$ (cf. figure D.4 de l'annexe D). En conclusion, on peut considérer que toutes ces sondes situées à une abscisse supérieure à 70 mm sont des capteurs aérodynamiques.

Au niveau du bord d'attaque du côté intrados, les changements de configuration induisent des variations des spectres pariétaux. Ainsi, la sonde S10 est un capteur aérodynamique pour $\beta < 37,5°$, et acoustique au-delà de cet angle. Les sondes intrados de S11 à S13 sont acoustiques pour toutes les configurations jusqu'à 5 000 Hz, et aérodynamiques au-delà de 5 000 Hz uniquement pour les configurations pour lesquelles β est inférieur à 40°. Enfin, le capteur S14 est aérodynamique, car il est toujours de type 2.

Évolution de la pression pariétale le long de la corde - Écoulement sain en amont

L'examen des densités spectrales de la pression pariétale le long de la corde montre une remontée des fluctuations au niveau du bord d'attaque du côté intrados pour la configuration optimale, d'angle d'attaque $\alpha_t = 15°$ (cf. figure 4.22). On constate une baisse de la pression statique au niveau du bord d'attaque du côté intrados pour la même configuration. Cela signifie donc que le gradient de pression est défavorable, conduisant à la formation d'un décollement local d'échelle très faible. La cohérence du capteur intrados de bord d'attaque n°10 est nulle avec tous ces capteurs voisins. Mais cette augmentation des fluctuations de pression indique une source acoustique possible au niveau du bord d'attaque.

Lorsque l'angle d'attaque vaut 25°, la remonté du niveau n'apparaît plus au bord d'attaque, les fluctuations étant toutes localisées vers le bord de fuite. Les sources se retrouvent bien résulter de l'interaction des couches limites avec le bord de fuite.

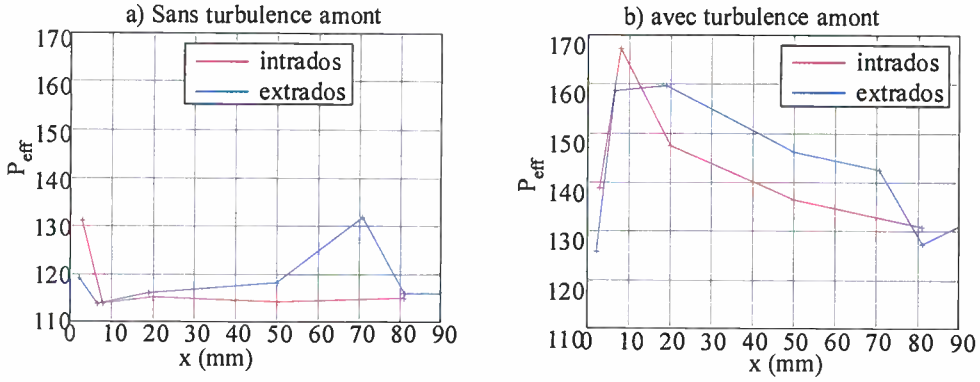


Figure 4.22 – *Niveau de pression pariétale le long de la corde pour* $\alpha_t = 15^o$

Écoulement amont turbulent

Les spectres de la pression pariétale au bord d'attaque en présence de turbulence amont sont de 10 à 20 dB supérieurs aux spectres pariétaux en absence de turbulence amont, alors qu'ils ne sont plus supérieures que de 5 dB (S 14) ou de 10 dB (S 21) uniquement dans la gamme de fréquences de 300 à 2 000 Hz, et deviennent inférieurs pour la sonde S 19 (cf. figure 4.23). Les mesures en paroi lorsqu'on s'approche du bord de fuite sont donc représentatives des couches limites et non pas de l'écoulement extérieur turbulent.

En outre, la comparaison de l'évolution de la puissance de la pression pariétale le long de la corde (figure 4.22) montre que le niveau des fluctuations est bien supérieur au niveau du bord d'attaque par rapport à celui du bord de fuite pour le bruit d'interaction. Cela est en accord avec toutes les observations faites sur profil isolé et corroborées par les modèles classiques d'aérodynamique instationnaire : les fluctuations en paroi sont concentrées vers le bord d'attaque.

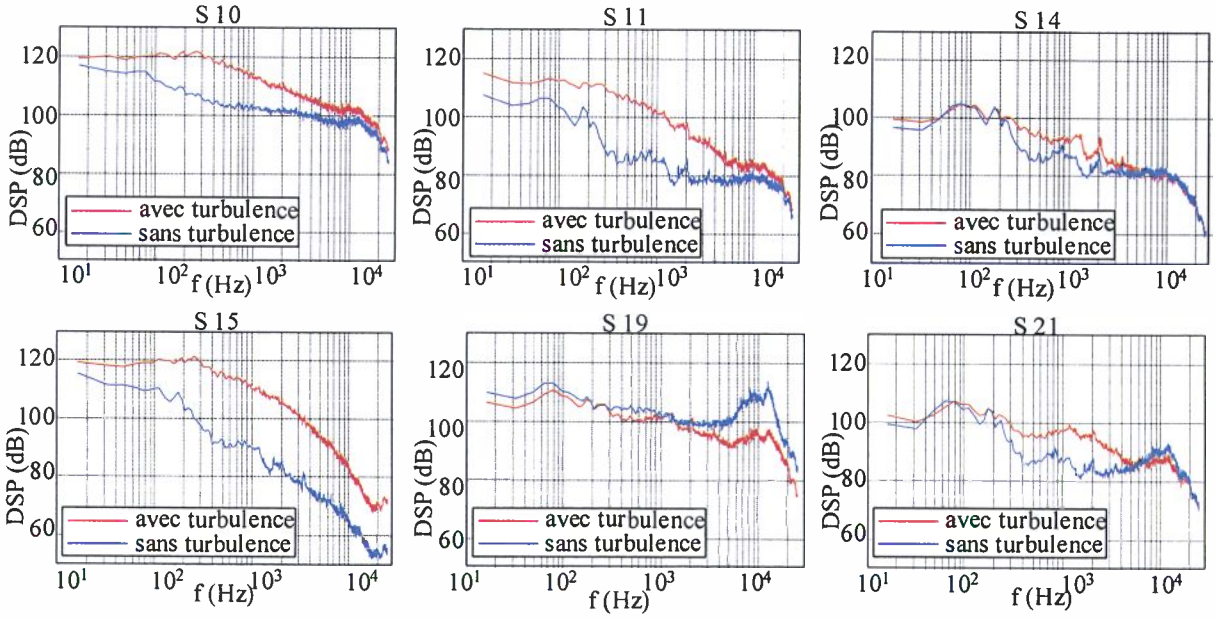


Figure 4.23 – *Spectres pariétaux avec et sans turbulence amont ;* $\chi = 20^o, \beta = 35^o, \alpha_t = 15^o$

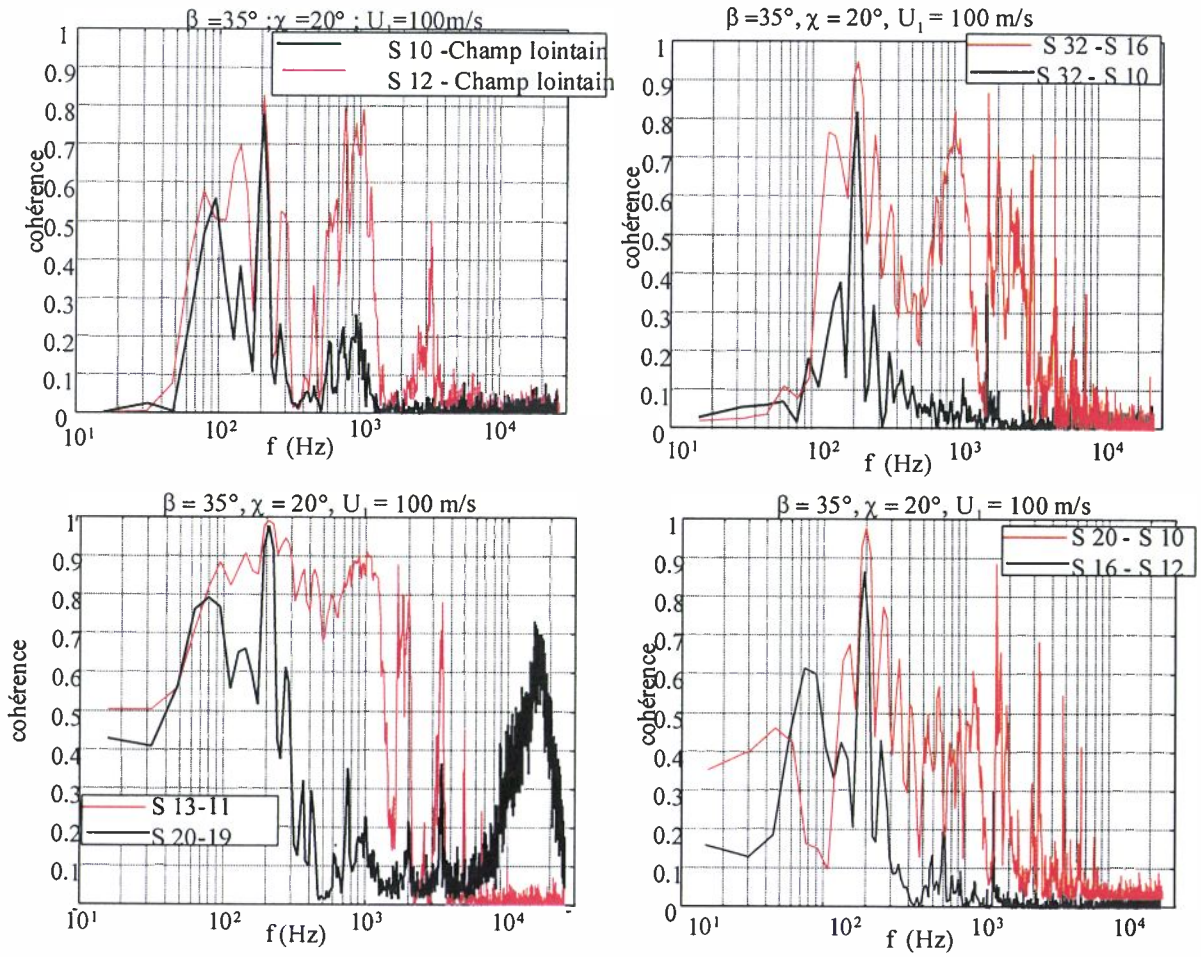


Figure 4.24 – *Différentes formes de cohérence pour le bruit propre*

4.5.3 Analyse de la cohérence

L'étude de la cohérence a deux objectifs. Le premier est de déterminer le lien de cause à effet entre le champ aérodynamique de paroi avec le champ lointain. Le second est de trouver les échelles des sources, par une analyse de cohérence entre deux capteurs de paroi. Mais l'interprétation des cohérences est délicate.

La cohérence entre un capteur de paroi et le champ lointain ne peut être que partielle. Le champ lointain intègre en effet les contributions de tous les points sources et un capteur seul n'est représentatif que d'une portion des sources de longueur réduite l. Dans le cas de plusieurs aubes décorrélées, la cohérence chute encore. S'il y a une bonne cohérence entre un capteur en paroi et le champ lointain, soit l'information est uniquement acoustique, soit il s'agit d'une information aérodynamique cohérente partout. Ce dernier cas peut difficilement être observé, sauf pour le bruit de fond attribué à de très grosses échelles correspondant au jet.

Nous reportons sur la figure 4.24 quelques exemples de courbes de cohérence entre différents capteurs ou entre capteurs en paroi et microphone.

Cohérence avec le champ lointain pour le bruit propre

Pour pouvoir interpréter correctement les cohérences, il faut tout d'abord s'assurer que les capteurs mesurent effectivement les flucutations aérodynamiques. Alors, au vu du paragraphe 4.5.2 sur les spectres pariétaux, nous voyons que seuls les capteurs S14, S19, S20, S21, s22, S23, S24 et S25 sont aérodynamiques. Le capteur S18, placé au niveau du point de survitesse, est acoustique pour toutes les configurations sauf pour la configuration $\chi = 20°, \beta = 45°$, qui a un comportement aérodynamique à partir de 7 000 Hz. La sonde S10 a aussi un comportement particulier. Pour les configurations $\beta < 37,5°$, S10 est aérodynamique, et devient acoustique à partir de $\beta > 37,5°$. Nous allons vérifier que les cohérences sont en accord avec ces résultats.

- Toutes les cohérences entre les différentes sondes font apparaître une large bosse centrée autour de 200 Hz, ce qui confirme que le bruit correspondant aux fréquences inférieures à 400 Hz est bien indépendant des aubes et correspond à une interaction du jet avec l'installation.

- Intéressons nous maintenant à la deuxième bosse émergente de 350 à 1 500 Hz. Les sondes du bord d'attaque sur l'intrados de la 4ème aube (S11-S12-S13-S14) ont une cohérence élevée, (égale à 0,8 pour S12, et à 0,6 pour S11, S13, et S14), dans cette bande de fréquence. Cette bosse devient légèrement plus étroite pour les capteurs extrados de la 4ème aube (S15-S16-S17-S18), la limite basse devenant égale à 450-600 Hz. Cette cohérence s'atténue, inférieure à 0,2, près du bord de fuite pour la sonde S19, et réapparaît pour les sondes S20-21. Elle est toujours présente pour les capteurs placés en envergure de la 5ème aube, même pour les capteurs S22-S23-S24-S25 placés au même niveau que la sonde S21. Elle diminue pour les sondes S30-S31-S32-S33, qui se trouvent vers le bord d'attaque au niveau des sondes S15 et S16. Pourtant ce sont ces sondes qui ont un spectre de type 1, laminaire, et les sondes de bord de fuite qui sont de type 2 ou 3, plutôt turbulent. Il est à noter que nous avions observé une diminution du niveau du spectre de type 4 pour les sondes S20 et S21, avec une émergence des fréquences de résonance. Cela explique la présence de cohérence pour ces sondes de bord de fuite. Leur comportement reste aérodynamique, avec la seule particularité que le niveau aérodynamique de 500 à 1 000 Hz est légèrement plus faible que le niveau des résonances acoustiques. Le capteur S10, où un micro-décollement est présent pour les configurations d'angle $\beta < 37,5°$, a toujours un comportement marginal avec absence de cohérence en accord avec la forme de son spectre.

- Une cohérence à la fréquence de 3 100 Hz apparaît pour les sondes de l'intrados et au niveau du bord d'attaque de l'extrados, ainsi que le long de l'envergure à 0,06% et 0,07% de la corde. Cette émergence disparaît sur le bord d'attaque. Ainsi, une source de bruit est présente au niveau du bord d'attaque, et n'est pas observée pour un profil isolé.

Finalement, dans l'étude aérodynamique qui suit, nous ne nous intéressons qu'aux sondes S14-S19-S20-S21-S22-S23-S24-S25. En particulier, les échelles de cohérence que nous allons déduire des mesures de cohérence inter-sondes ne seront faites que pour ces capteurs.

Cohérence avec le champ lointain pour le bruit d'interaction

La cohérence devient quasi nulle pour tous les capteurs pariétaux au-delà de 400 Hz, ce qui confirme leur comportement aérodynamique en présence de turbulence amont. Cependant, les sondes intrados S11-S12-S13 et S14 présentent une légère cohérence, inférieure à 0,2, de 350 à 1 000 Hz. Or, lorsqu'on observe leurs spectres, on constate qu'ils sont d'un niveau plus élevé qu'en absence de turbulence, donnant un spectre intermédiaire entre les spectres de type 3 et de type 2. Par ailleurs, les pics aux fréquences de 2 000 Hz et 3 400 Hz sont présents. Ainsi, les spectres sont bien des spectres aérodynamiques au-delà de 1 000 Hz, la cohérence avec le champ lointain étant nulle. Seules les fréquences de résonance apparaissent, car elles sont d'amplitude supérieure aux fluctuations aérodynamiques. La cohérence en deçà de 1 000 Hz étant relativement faible, on peut considérer qu'ils sont bien des capteurs aérodynamiques sur toute la plage de fréquence, la forme de leur spectre confirmant cette hypothèse. Nous allons pouvoir nous intéresser à toutes les cohérences inter-sondes, à la différence du bruit propre.

Cohérence inter-sonde pour le bruit propre

Les sondes S24 et S21 sont cohérentes de 400 Hz à 1 500 Hz, avec les fréquences d'émergence du spectre pariétal du premier type, attribuées aux résonances entre les plaques. Cela est en accord avec la forme de leurs spectres pariétaux de type intermédiaire entre les types 2 et 3.

Les cohérences S28-S19 sont très faibles au-delà de 400 Hz, bien qu'elles se réfèrent à la même position sur l'aube n°4 et l'aube n°5, ce qui est à relier à la forme de leur spectre de type 2. On peut en déduire un résultat intéressant, à savoir qu'il n'y a pas de corrélation aube à aube.

La cohérence en envergure est grande pour toutes les fréquences au niveau du bord de fuite

En traçant les cartographies de la valeur de la cohérence avec en abscisse la fréquence, et en ordonnée la distance entre les capteurs disposés selon la corde, on peut visualiser quelles sont les fréquences qui sont les plus cohérentes, voire cohérentes tout le long de la corde (cf. figure 4.25 et 4.26). Les zones hachurées correspondent aux basses fréquences inférieures à 400 Hz, zones que nous n'étudions pas. La distance entre les capteurs est notée positivement lorsque le capteur de référence à une abscisse inférieure à l'autre capteur, et notée négativement lorsque son abscisse en est supérieure. Nous retrouvons en particulier sur ces cartographies qu'une forte cohérence existe au-dessus de 400 Hz entre les sondes de bord d'attaque dont la densité spectrale de puissance est du premier type, caractéristique d'une couche limite laminaire. Nous voyons par ailleurs que la cohérence des capteurs du point de survitesse S18 jusqu'au bord de fuite S21 sont un peu cohérentes de 400 Hz à 1 500 Hz avec les capteurs de bord d'attaque. La cohérence entre capteurs uniquement de bord de fuite est assez faible et va nous permettre plus loin d'en déduire des échelles de longueur.

La densité spectrale de puissance de la sonde S10 est différente des densités spectrales des autres sondes, et les cohérences en sont donc aussi différentes. Si l'on suspecte un micro-décollement à cet endroit, l'information mesurée y est aérodynamique (au moins pour une partie de la gamme de fréquence étudiée) et non plus acoustique. Ainsi, la cartographie de la figure 4.25 (a) ne présente aucune cohérence.

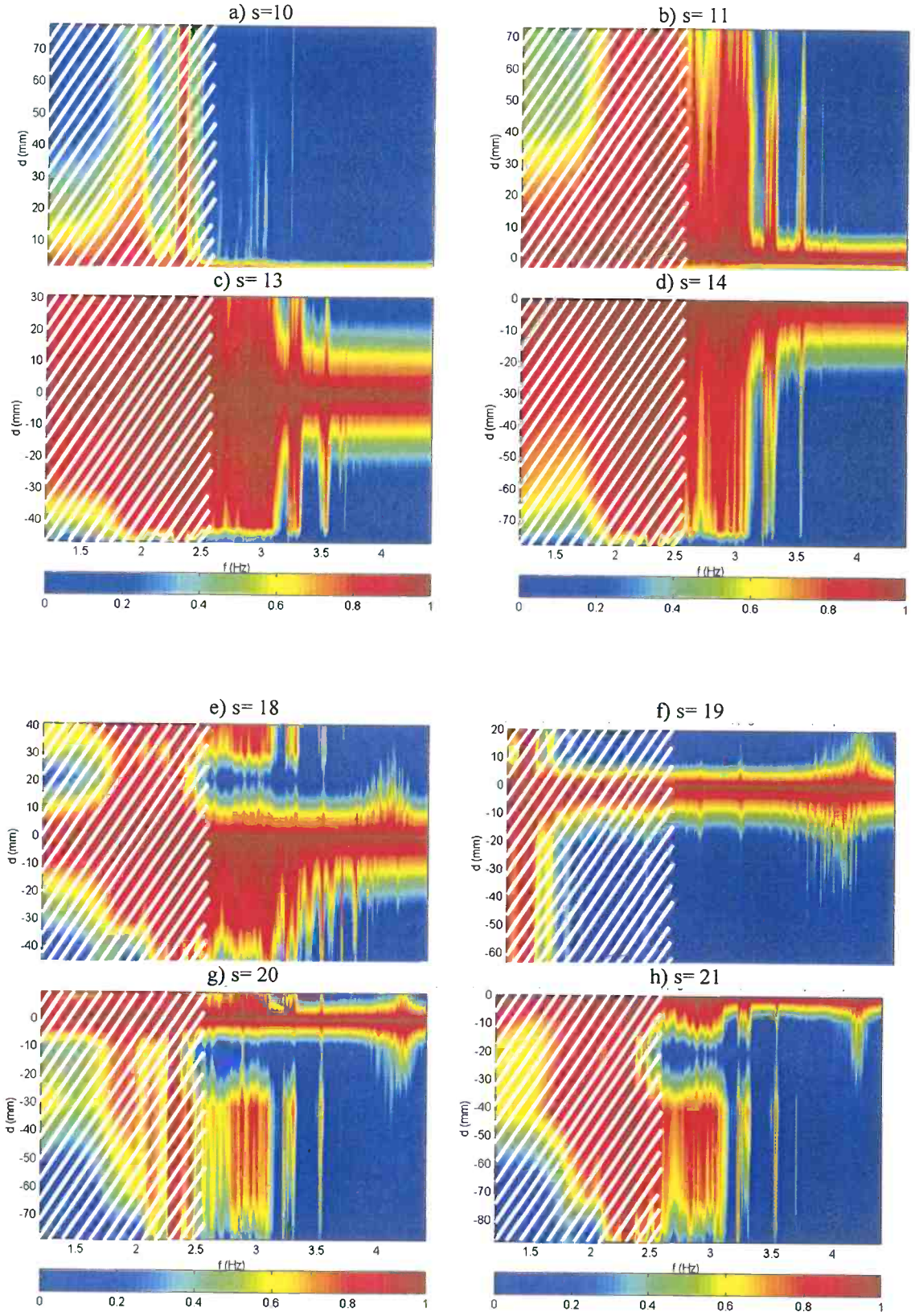


Figure 4.25 – *Cohérence le long de la corde pour* $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $U_1 = 100m/s$, *sans turbulence amont*

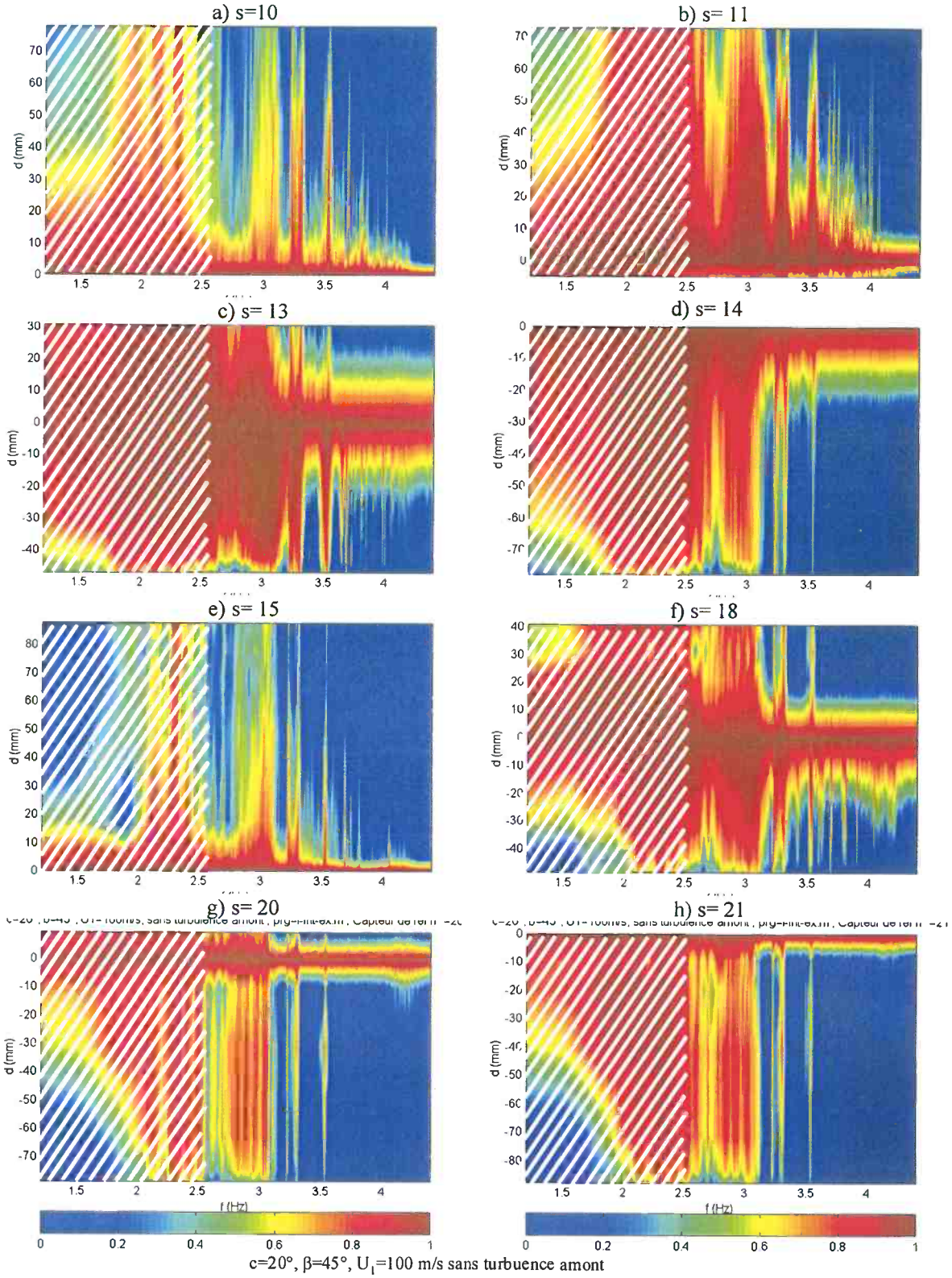


Figure 4.26 – *Cohérence le long de la corde pour $\chi = 20^o$, $\beta = 45^o$, $U_1 = 100m/s$, sans turbulence amont*

Échelles de cohérence

Nous intégrons les cohérences des capteurs aérodynamiques de 400 Hz à 10 000 Hz (de la même manière que nous déduisons la pression totale P_{eff} à partir des spectres). Cela n'a de sens que si les deux capteurs sont aérodynamiques sur toute cette gamme de fréquence.

Grâce aux courbes donnant la cohérence en fonction de la distance, nous pouvons déduire une longueur de corrélation. En envergure, les capteurs jouent un rôle semblable, les aubes ayant un comportement bidimensionnel. Ainsi, la cohérence sera tracée en fonction de la distance entre deux capteurs en envergure pour des capteurs à la même position x le long de la corde. En revanche, nous ne pouvons tracer de la même manière les cohérences longitudinales. Nous traçons uniquement la cohérence entre un capteur et les autres capteurs longitudinaux.

La cohérence et le coefficient de corrélation, souvent invoqué dans les modèles, peuvent être reliés. En notant F la force en un point de la surface du profil, le coefficient de corrélation C_{FF} vaut :

$$C_{FF} = \frac{1}{|F|^2}\overline{F(\eta_1)F(\eta_2)}. \tag{4.11}$$

La cohérence est égale à :

$$\Gamma = |\gamma|^2 = \frac{|S_{p1p2}|^2}{S_{p1p1}S_{p2p2}}, \tag{4.12}$$

avec p_1 pression en η_1 et p_2 pression en η_2.

On peut supposer que la pression pariétale est proportionnelle à la force F, la pression étant une force par unité de surface. En passant dans le domaine fréquentiel, S_{p1p2} est proportionnelle à $\overline{F(\eta_1)F(\eta_2)}$. Ainsi, la cohérence γ peut être identifiée à la transformée de Fourier du coefficient de corrélation. Il peut être approché par une loi de Gauss, en suivant l'hypothèse de Goldstein :

$$C_{FF} = e^{-\eta^2/(2l_2^2)}. \tag{4.13}$$

Avec une telle hypothèse, pour la configuration optimale ($\chi = 20°$, $\beta = 35°$), nous obtenons les tableaux 4.3 et 4.5 .

Le coefficient de corrélation peut aussi suivre une loi exponentielle :

$$C_{FF} = e^{-|\eta|/l_1}, \tag{4.14}$$

ce qui nous donne alors une nouvelle échelle de longueur l_1. Les valeurs l_1 et l_2 sont portées dans les tableaux 4.3 à 4.5 pour l'échelle de cohérence longitudinale et dans le tableau 4.6 pour l'échelle tranversale. Pour le calcul de l'échelle de cohérence transversale, nous ne nous sommes servis que de la loi exponentielle, car la loi de Gauss ne donnait pas de bonne courbe d'interpolation (cf. tableau 4.6). Nous n'avons pas mentionné les valeurs des échelles de cohérence pour les capteurs de bord d'attaque, car nous avons vu que leur comportement est acoustique.

Configuration	U_1(m/s)	S=15	S=16	S=17	S=18	S=19	S=20	S=21
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$ sans turbulence	U_1=60					6,34	6,34	6,92
	U_1=80					6,07	5,87	5,89
	U_1=100					3,22	5,16	5,32
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$ sans turbulence	U_1=60					6.34	6.11	5.76
	U_1=80					5,52	5,25	5,11
	U_1=100					5,37	4,78	4,78
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$ avec turbulence	U_1=60	3,56	3,61	6,34	6,34	3,23	3,23	5,19
	U_1=80	3,54	3,57	6,34	6,34	4,78	5,34	5,49
	U_1=100	3,77	3,84	6,34	11,54	6,19	5,90	5,88
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$ avec turbulence	U_1=80	3,62	3,65	6,34	11,01	6,09	5,74	5,62

Tableau 4.3 – *Cohérences longitudinales l_2 (mm) pour les sondes extrados au milieu de l'aube 4 (Z=100mm)*

Configuration	U_1(m/s)	S=15	S=16	S=17	S=18	S=19	S=20	S=21
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$ sans turbulence	U_1=60					11,20	9,46	12,57
	U_1=80					8,28	7,21	8,02
	U_1=100					5,35	5,44	6,20
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$ sans turbulence	U_1=60					8,98	7,73	7,79
	U_1=80					6,34	5,65	6,03
	U_1=100					6,34	5,34	5,86
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$ avec turbulence	U_1=60	6,34	6,72	10,87	10,03	3,22	4,78	5,85
	U_1=80	6,34	6,56	10,51	11,46	5,92	5,79	6,34
	U_1=100	6,50	6,96	10,05	12,57	8,49	7,17	8,28
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$ avec turbulence	U_1=80	6,34	6,34	9,46	12,05	8,13	6,77	7,44

Tableau 4.4 – *Cohérences longitudinales l_1 (mm) pour les sondes extrados au milieu de l'aube 4 (Z=100mm)*

- Bruit propre

Les deux échelles de cohérence diminuent avec la vitesse, pour les deux configurations considérées dans le cas du bruit propre. Elles sont de valeurs relativement semblables pour les trois capteurs de bords de fuite S19-S20-S21. Les fluctuations augmentent avec la vitesse, ce qui n'entraîne pas que les échelles augmentent.

Les échelles de cohérence des sondes S20 et S21 sont supérieures pour la configuration $\beta = 35°$ que pour la configuration $\beta = 45°$ à toutes les vitesses. Le bruit diminue quand l'angle β augmente, ce qui pourrait indiquer que le bruit est plus faible lorsque l'échelle est plus faible. Cela confirme par ailleurs que l'émission acoustique s'effectue au niveau du bord de fuite.

L'échelle de cohérence l_1 du côté intrados (sonde S14) est invariante avec la configuration et la vitesse (cf. tableau 4.5). Le bruit produit semblerait ainsi provenir de la couche limite extrados, bien que les deux couches limites doivent intervenir, puisqu'elles sont toutes deux turbulentes. Les valeurs de l'échelle l_1 sont trop élevées pour être valides, la courbe d'interpolation gaussienne ne convenant pas.

- Bruit d'interaction

La cohérence augmente avec la vitesse en présence de turbulence amont, particulièrement au niveau du bord de fuite. Ainsi, aux basses vitesses, les échelles de cohérence sont plus faibles pour le bruit d'interaction que pour le bruit propre, alors que c'est l'inverse aux hautes vitesses. La turbulence amont détruit en partie les phénomènes cohérents le long de la corde, et entraîne l'apparition de structures de taille plus petite.

L'échelle l_2 du tableau 4.4 est plus élevée au niveau du bord d'attaque que du bord de fuite. Sachant que le bruit d'interaction provient du bord d'attaque, on en déduit à nouveau que le bruit augmente lorsque l'échelle augmente. Par ailleurs, pour les deux configurations différentes, à la même vitesse, les échelles de longueurs sont comparables, ce qui est en accord avec l'invariance du niveau sonore avec la configuration.

Les observations pour la cohérence du côté intrados sont exactement les mêmes que pour le bruit propre. l_1 ne varie pas avec la configuration, et l_2 n'est pas représentatif d'une échelle pour un phénomène aérodynamique (cf. tableau 4.5).

Les différentes observations faites indiquent qu'il est délicat de tirer une conclusion reliant les échelles directement au bruit produit, mais que divers phénomènes entrent en compétition.

Configuration	U_1(m/s)	$l_1(mm)$	$l_2(mm)$
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$ sans turbulence	U_1=60	12,57	12,57
	U_1=80	12,57	17,88
	U_1=100	12,57	21,44
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$ sans turbulence	U_1=60	12,57	12,27
	U_1=80	12,57	17,44
	U_1=100	12,57	22,32
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$ avec turbulence	U_1=60	12,57	12,57
	U_1=80	12,57	20,13
	U_1=100	17,87	23,70
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$ avec turbulence	U_1=80	12,57	17,62

Tableau 4.5 – *Cohérences longitudinales pour la sonde S14 (intrados au milieu de l'aube 4 (Z=100 mm, X=90 mm))*

Configuration	U_1(m/s)	x=0,90
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$ sans turbulence	U_1=60	1,36
	U_1=80	2,44
	U_1=100	3,40
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$ sans turbulence	U_1=60	1,50
	U_1=80	1,91
	U_1=100	2,43
$\chi = 20°$, $\beta = 35°$ avec turbulence	U_1=60	2,22
	U_1=80	3,30
	U_1=100	4,78
$\chi = 20°$, $\beta = 45°$ avec turbulence	U_1=80	3,09

Tableau 4.6 – *Cohérences transversales l_1 (mm) pour les sondes extrados en envergure de l'aube 5 (Z=100mm)*

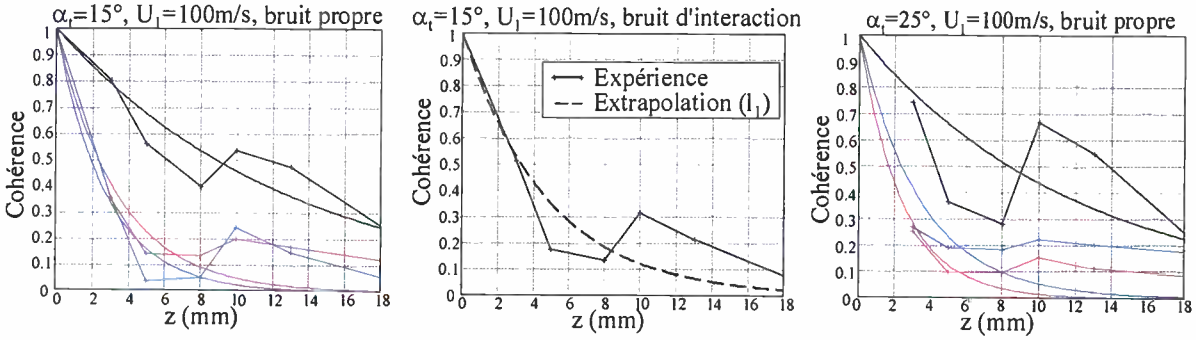


Figure 4.27 – *Cohérence en envergure intégrée de 400 Hz à 10 000 Hz et interpolation de la cohérence*

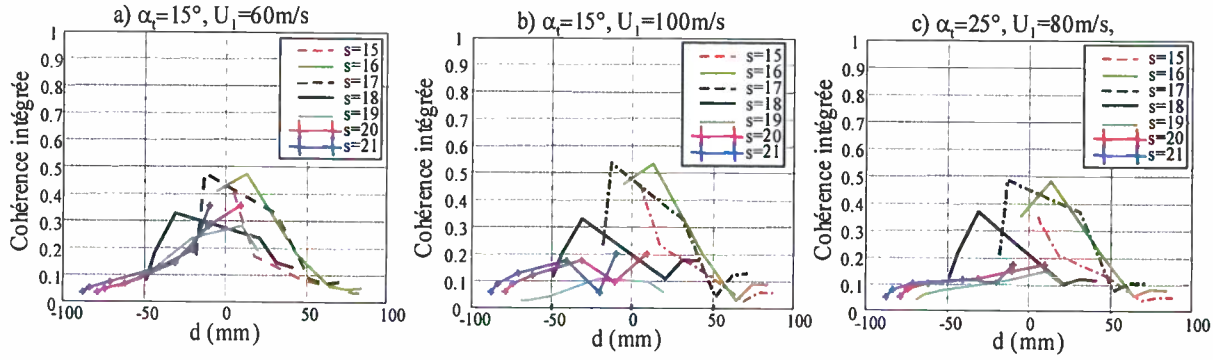


Figure 4.28 – *Cohérence intégrée de 400 Hz à 10 000 Hz pour les configurations sans turbulence amont*

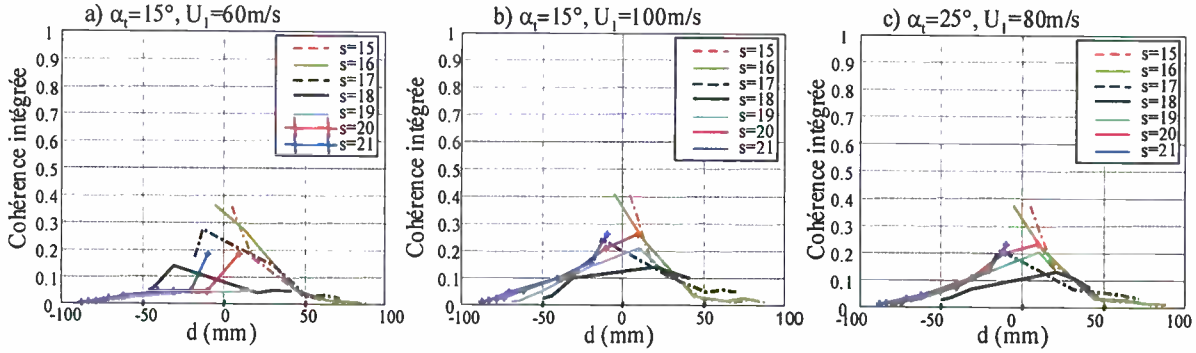


Figure 4.29 – *Cohérence intégrée de 400 Hz à 10 000 Hz pour les configurations avec turbulence amont*

4.6 Bruit lié aux effets de bord

Une part considérable du bruit à large bande provient de l'interaction de la turbulence incidente avec les aubes des rotors ou des stators. Mais dans le cas de rotors n'ayant pas de stator à l'amont, la seule source de turbulence provient des couches limites sur les parois du conduit, où l'écoulement est turbulent.

Outre le bruit large bande résultant de l'interaction avec la turbulence amont, les aubes engendrent elles aussi du bruit à large bande, défini comme du bruit propre, provenant de leurs propres couches limites. Ce dernier mécanisme est localisé au niveau du bord de fuite. Le flux secondaire engendré par le jeu en extrémité d'aubes produit aussi un bruit à large bande, non traité ici (il n'existe pas de modèle théorique ni semi-empirique de ce phénomène). De plus, la turbulence des sillages proches des parois du conduit est augmentée par la présence du jeu, influençant ainsi le niveau de bruit. C'est pourquoi, il n'est pas facile de savoir si le bruit de jeu est du bruit propre, présent en absence de turbulence amont (dans la pratique, en absence de stator amont), ou du bruit d'aérodynamique instationnaire.

Dans notre expérience, la couche limite a fortement été augmentée, en fermant l'échappement de couche limite au maximum (cf. figure 2.10). Le bruit en champ lointain est alors identique au bruit produit lorsque les couches limites sont les plus minces possible. Ainsi, les couches limites ne produisent pas de sources parasites, et aucun effet tridimensionnel déterminant ne se manifeste à la jonction de l'extrémité des aubes avec le bord des plaques. Le bruit dû aux couches limites n'est pas mesurable. Il est suffisamment en dessous du bruit propre pour ne pas l'influencer. Nous en déduisons que les mesures de bruit propre sont de bonne qualité.

4.7 Conclusion

Ce chapitre a tout d'abord montré que le bruit propre diminue en fonction de l'angle d'attaque pour les angles d'émission du côté intrados, alors que le bruit d'interaction ne varie pas en fonction de ce paramètre. Aux vitesses considérées, de 60 à 100 m/s, le bruit d'interaction est supérieur au bruit propre. Mais les lois d'évolution de la puissance acoustique en fonction de la vitesse sont égales à $U_1^{5,8}$ pour le bruit propre et à $U_1^{5,3}$ pour le bruit d'interaction. Ainsi, lorsque la vitesse augmente au-delà de 100 m/s, le bruit propre doit rattraper le bruit d'interaction.

Les mesures des pressions pariétales indiquent que seules les sondes de bord de fuite, pour le bruit propre, fournissent des renseignements sur l'aérodynamique en paroi, alors qu'en présence de turbulence amont, toutes les sondes mesurent les fluctuations aérodynamiques. Nous avons déduit de ces mesures des échelles de longueurs longitudinales de l'ordre de 6 à 10 mm, et transversales de l'ordre de 1 à 3 mm. Ainsi, la corrélation dans le sens de l'envergure des aubes est assez faible.

Chapitre 5

Comparaison des résultats expérimentaux avec des modèles analytiques

Les calculs numériques en aéroacoustique ne peuvent actuellement être employés pour le calcul d'une grille d'aubes. Le recours direct de l'analogie acoustique à partir de l'aérodynamique obtenue par des codes Navier-Stokes nécessite que l'on ait accès à la pression instationnaire acoustique au niveau des sources, ce qui n'est pas encore possible. Or, le but est ici de comprendre et de corroborer par le calcul le lien entre les écoulements et le bruit, d'une part, et l'influence de la grille sur le bruit produit, d'autre part, par rapport au bruit produit par un profil isolé. Les modèles analytiques, bien que moins précis, permettent de donner une idée rapide des évolutions du bruit en fonction des divers paramètres. De plus, ces modèles sont actuellement les seuls à s'appliquer aux phénomènes aléatoires sur une large plage de fréquence.

Dans le cas du bruit propre, le développement de ces modèles repose sur l'idée que le bruit rayonné résulte des fluctuations du champ de pression en paroi au niveau du bord de fuite, selon un mécanisme de diffraction par le bord de fuite. Le bruit à large bande provient de l'interaction d'un écoulement turbulent avec des surfaces. L'écoulement turbulent est dû aux couches limites sur les aubes, et les ondes sonores sont convectées de façon subsonique, les sources étant presque inexistantes sauf au niveau du bord de fuite. Cela résulte de l'ajustement de la pression au niveau du sillage, suivant la condition de Kutta-Joukowsky, annulant le saut de pression juste après le bord de fuite. Les très hautes fréquences, liées aux petites échelles, lorsque la corde est grande devant la longueur d'onde, correspondent aux régimes de couches limites laminaires instables, ou turbulentes attachées. Dans ce dernier cas, la couche limite reste petite devant la corde. C'est pourquoi les théories de Ffowcs Williams et Hall 1970 [32], Howe 1978 [49] sont fondées sur l'hypothèse que le bruit de bord de fuite se comporte comme celui d'une plaque semi-infinie. La directivité du bruit dans un plan perpendiculaire au profil est alors une cardioïde, avec un minimum de bruit en aval du profil, dans le sillage, et un maximum en amont du profil. En outre, l'analyse dimensionnelle conduit à un niveau sonore qui augmente avec la puissance cinquième de la vitesse si la turbulence des couches limites est établie. Ces tendances théoriques sont différentes de celles qu'on observe expérimentalement, la directivité étant plus proche du dipôle, avec deux lobes du côté extrados et du côté intrados et une diminution du niveau sonore à la fois en amont et en aval. L'intensité sonore, elle, varie en fonction de la puissance 5,8 de la

vitesse. Le modèle classique du bruit de bord de fuite est un comportement asymptotique qui conduit à une surestimation du rayonnement aux basses fréquences.

Dans le cas du bruit d'interaction, les ondes sonores sont produites par l'impact d'une turbulence incidente, essentiellement sur le bord d'attaque ; le comportement aérodynamique instationnaire induit est néanmoins assujetti aussi à la condition de Kutta-Joukowsky.

Dans une grille d'aubes, si la distance de deux bords de fuite successifs est inférieure à la longueur d'onde, le champ proche du bruit propre est diffracté par plusieurs bord de fuite, si bien qu'il faut tenir compte de l'interaction entre les aubes adjacentes. La même remarque peut être transposée au bord d'attaque dans le cas du bruit d'interaction.

La corde est un paramètre prépondérant. Il s'agit donc de développer un modèle qui tient compte de la dimension de la corde, en ne la considérant pas uniquement comme semi-infinie. Nous allons tout d'abord partir des travaux d'Amiet [2] de 1976 sur le bruit de profil isolé. Le modèle d'Amiet permet en effet de prédire le bruit produit par un bord de fuite pour une plaque semi-infinie, mais il tient compte de la dimension réelle de la corde dans le calcul de la fonction de réponse du profil isolé en n'intégrant que le long de la corde. Cela permet d'obtenir une directivité plus proche d'un dipôle que d'une cardioïde. La formulation permet de résoudre un problème bidimensionnel. Nous ajoutons à ce modèle une correction de bord d'attaque et nous généralisons aussi le modèle pour qu'il s'applique dans le cas d'une grille d'aubes.

Nous présentons aussi le modèle de Glegg pour le bruit produit par une grille d'aubes. Glegg a en effet étudié le son provenant d'une source proche du bord de fuite dans une configuration de grille d'aubes, qu'il a comparé avec la même source mais pour un profil isolé.

En première partie, nous exposons le modèle de profil isolé fondé sur le calcul d'Amiet, en y ajoutant une correction de bord d'attaque et un effet de grille. Nous obtenons ainsi la pression pariétale le long du profil, que nous comparons aux résultats expérimentaux. En deuxième partie, nous exposons le modèle de Glegg pour le bruit propre d'une grille d'aubes et le modèle d'Amiet pour le bruit d'interaction instationnaire résultant d'une rafale amont. Tous ces modèles visent à déterminer des pressions en paroi. En troisième partie, nous calculons le champ lointain se déduisant de la fonction de transfert des profils, qui résulte directement de ces pressions. Nous comparons alors le champ lointain acoustique avec le champ expérimental.

5.1 Rappels sur l'analogie acoustique

L'analogie acoustique provient des travaux de Lighthill en 1952 [61]. Elle consiste à écrire les équations de la mécanique des fluides en faisant apparaître une équation d'onde, dans laquelle les termes sources se trouvent dans le second membre. La formulation de Lighthill s'écrit :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial y_i^2} - \frac{1}{c_0^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_1\frac{\partial}{\partial y_1}\right)^2\right]\rho' = -\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}, \tag{5.1}$$

où $T_{ij} = \rho_0 v'_i v'_j + (p - c_0^2\rho)\delta_{ij} - \sigma'_{ij}$, σ'_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses et ρ' la fluctuation de densité.

Lorsqu'une surface solide se trouve dans un écoulement, cette équation doit être adaptée soit à l'aide de la formulation de Goldstein [40], qui nécessite de connaître la fonction de Green de la surface étudiée, soit à l'aide de l'analogie acoustique de Ffowcs Williams et Hawkings [31].

La formulation de Goldstein est une formulation intégrale.

L'analogie acoustique de Ffowcs Williams et Hawkings (5.2) fait appel au fonction de Green en espace libre :

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t}+U_1\frac{\partial}{\partial y_1}\right)^2-c_0^2\frac{\partial^2}{\partial y_i^2}\right]\rho'=\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i y_j}+\frac{\partial}{\partial y_i}\left(\sigma'_{ij}\delta(f_s)\frac{\partial f_s}{\partial y_i}\right)+\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_0 U_{s_i}\frac{\delta(f_s)}{\partial y_i}\right). \quad (5.2)$$

Ici, f_s désigne formellement la surface et U_{s_i} la vitesse des surfaces. Cette équation traduit le fait que les fluctuations dans un écoulement en présence de surface solide sont équivalentes à celles se trouvant dans un milieu homogène avec trois sources :

- une source quadripolaire résultant de la distribution volumique : $\frac{\partial T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}$;

- une source dipolaire résultant de la distribution surfacique : $\frac{\partial}{\partial x_i}(\sigma'_{ij}\delta(f_s)\frac{\partial f_s}{\partial y_i})$;

- une source monopolaire résultant du mouvement de la surface solide : $\rho_0 U_{s_i}\frac{\delta(f_s)}{\partial y_i}$, qui est nulle pour des aubes fixes.

L'analyse dimensionnelle montre qu'en régime subsonique on peut se contenter du terme dipolaire. L'intégrale de rayonnement du modèle d'Amiet [2], que nous employons plus loin, est déduite de cette approximation. De plus, elle tient compte d'un fluide en mouvement uniforme. Plus précisément, la solution de Schwartzschild [2] donne tout d'abord la distribution de sources sur le profil, et l'intégrale de rayonnement permet d'en déduire le bruit produit.

5.2 Bruit propre d'un profil isolé avec effet de grille

5.2.1 Principe de calcul

La formulation d'Amiet permet de relier le niveau du spectre acoustique en champ lointain aux fluctuations de pression dans la couche limite. Cette théorie se fonde sur une modélisation de la couche limite par une excitation sinusoïdale arrivant sur le bord de fuite, et supposée non perturbée par le bord de fuite. L'application de la condition de Kutta-Joukowski conduit alors à une distribution de dipôles le long de la corde et est présentée en première section de cette partie. Ce modèle donne l'émission sonore de bord de fuite produite par un profil semi-infini. Il convient alors de corriger en tenant compte du bord d'attaque, pour traduire le fait que la corde a une longueur finie. Cette correction, présentée en deuxième partie, joue *a priori* un rôle important surtout en basses fréquences, où la longueur d'onde est supérieure à la corde. Dans les modèles de rayonnement interviennent des grandeurs d'entrée des calculs, telles que l'échelle de cohérence transversale et le spectre de pression pariétale au bord de fuite, qui peuvent être exprimées soit théoriquement soit expérimentalement. Cette discussion fait l'objet de la troisième section. En quatrième section, nous étudions les effets de grille.

5.2.2 Contribution de bord de fuite

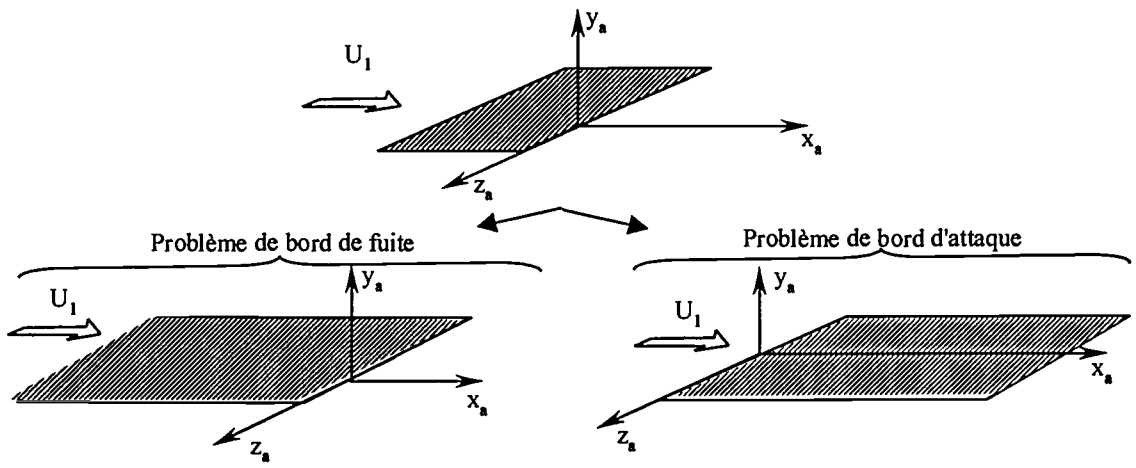


Figure 5.1 – *Problèmes de bord de fuite et de bord d'attaque*

Équations

En supposant qu'il n'y a pas de gradient d'entropie, les équations de continuité, d'Euler, d'entropie, et d'état linéarisées conduisent à l'équation des ondes dans un milieu en mouvement à la vitesse uniforme U_1 :

$$\triangle p' - \frac{1}{c_0^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_1\frac{\partial}{\partial x_a}\right)^2 p' = 0, \tag{5.3}$$

écrite ici sur la fluctuation de pression.
En se plaçant en régime harmonique :

$$p'(x_a, y_a, z_a, t) = \bar{p}(x_a, y_a, z_a)e^{i\omega t}, \tag{5.4}$$

et en remplaçant dans l'équation des ondes 5.3, avec $k = \omega/c_0$:

$$(1 - M^2)\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial x_a^2} - 2iMk\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_a} + k^2\bar{p} + \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial y_a^2} + \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial z_a^2} = 0. \tag{5.5}$$

Dans le formalisme d'Amiet, le bord de fuite est assimilé à l'arête d'un demi-plan d'étendue infinie selon z_a (cf. figure 5.1). Pour tenir compte de l'envergure de l'aube, il faut introduire un nombre d'onde transversal k_z, pris égal à zéro dans le modèle d'Amiet. La dépendance en z_a peut être mis en facteur. Nous recherchons des fonctions propres. Pour résoudre l'équation 5.5, posons dans 5.4 :

$$\bar{p}(x_a, y_a, z_a) = \tilde{p}(x_a, y_a)e^{i\frac{kM}{\beta_m^2}x_a}e^{ik_z z_a}, \text{ avec } \beta_m^2 = 1 - M^2 \tag{5.6}$$

ce qui donne :

$$\beta_m^2 \frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial x_a^2} + \left[\frac{k^2}{\beta_m^2} - k_z^2\right] \tilde{p} + \frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial y_a^2} = 0. \tag{5.7}$$

Soit le changement de coordonnées :

$$\begin{cases} \breve{X} = x_a \\ \breve{Y} = y_a \beta_m \\ \breve{Z} = z_a. \end{cases} \tag{5.8}$$

Ce changement amène l'équation 5.7 à la nouvelle forme, avec $\breve{\mu}^2 = k^2/\beta_m^4 - k_z^2/\beta_m^2$, et $\breve{p}(\breve{X}, \breve{Y}) = \tilde{p}(x, y)$:

$$\frac{\partial^2 \breve{p}}{\partial \breve{X}^2} + \frac{\partial^2 \breve{p}}{\partial \breve{Y}^2} + \breve{\mu}^2 \breve{p} = 0. \tag{5.9}$$

On se ramène ainsi au problème bidimensionnel, à la condition que $\breve{\mu}$ soit réel, ce qui est réalisé lorsque :

$$|k_z|^2 < k^2/\beta_m^2. \tag{5.10}$$

Considérons maintenant une plaque plane de corde c, et adimensionnons les coordonnées par la demi-corde $c/2$: $X = 2\breve{X}/c$, et $Y = 2\breve{Y}/c$, et notons $p(X, Y) = \breve{p}(\breve{X}, \breve{Y})$. Le système à résoudre est finalement :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial^2 X} + \frac{\partial^2 p}{\partial^2 Y} + \mu^2 p = 0,$$

avec

$$\begin{cases} X = \dfrac{2x_a}{c} \\ Y = \dfrac{2y_a \beta_m}{c} \\ \mu = \breve{\mu}\dfrac{c}{2} = \dfrac{c}{2\beta_m^2}\sqrt{\dfrac{\omega^2}{c_0^2} - k_z^2} \\ \tilde{p}(x_a, z_a) = p(X, Y) \\ p'(x_a, y_a, z_a, t) = \tilde{p}(x_a, y_a) e^{i(\omega t + \frac{kM}{\beta_m^2} x_a + k_z z_a)}. \end{cases} \tag{5.11}$$

Perturbation de couche limite

Le profil est assimilé à une plaque mince. La turbulence de couche limite convectée est représentée par une fluctuation de pression en paroi p'_0 qui est ensuite diffractée en onde acoustique par le bord de fuite. Cette fluctuation de pression qui a une vitesse de convection U_c, correspond à une rafale de nombre d'onde $k_c = \omega/U_c$. Dans la direction z, la rafale a pour nombre d'onde transversal k_z, de la même manière que pour la décomposition de p'.

$$p_0'(x_a) = e^{i(\omega t - k_c x_a)} = \bar{p}_0(x_a)e^{i\omega t} = p_0(X)e^{i(\omega t + \frac{kM}{\beta_m^2}x_a)}, \tag{5.12}$$

avec $k_c = \omega/U_c$; $U_c = \alpha_c U_1$ étant la vitesse de convection dans la couche limite. Dans le changement de coordonnées (X, Y), nous en déduisons que p_0 vaut :

$$p_0(X) = e^{-ik_c cX/2(1+\alpha_c M/\beta_m^2)}. \tag{5.13}$$

Cette pression incidente est diffractée au niveau du bord de fuite, de manière à satisfaire à la condition de Kutta dans le sillage du profil, à savoir l'annulation du saut de pression en $Y = 0$, pour $X > 0$. La pression totale sur le profil est alors la somme de la pression incidente p_0 et de la pression diffractée p_1 ($p(X, Y) = p_0 + p_1(X, Y)$), sachant que p_1 vérifie le système :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 p_1}{\partial X^2} + \dfrac{\partial^2 p_1}{\partial Y^2} + \mu^2 p_1 = 0 \\ \dfrac{\partial p_1}{\partial Y}(X, 0) = 0 \text{ pour } X \leq 0 \\ p_0(X, 0) + p_1(X, 0) = 0 \text{ pour } X \geq 0 \end{cases} \tag{5.14}$$

Ce système, que nous appelerons ici « système de Schwartzschild », se résout grâce à la solution de Schwartzschild [2] :

$$\begin{cases} p_1(X, 0) = \dfrac{1}{\pi}\displaystyle\int_0^{-\infty} G(X, \xi)(-p_0(\xi))\mathrm{d}\xi \\ \text{avec } G(X, \xi) = \sqrt{-\dfrac{X}{\xi}}\dfrac{e^{-i\mu(\xi - X))}}{\xi - X}e^{-i\frac{kc/2}{\beta_m^2}} \end{cases} \tag{5.15}$$

Après calcul, la pression p_1 est :

$$p_1(X, 0) = e^{-i\alpha_c KX}\left\{(1+i)E^*[-(\alpha_c K + (1+M)\mu)X] - 1\right\}. \tag{5.16}$$

Les notations sont les suivantes :

$E^*(x) = \int_0^x \frac{e^{-it}}{\sqrt{2\pi t}}\mathrm{d}t$, intégrale de Fresnel ;

$M = U_1/c$, $K = \frac{k_c}{\alpha_c}\cdot\frac{c}{2} = \frac{\omega c}{2U_1}$, $X = 2x/c$, $\alpha_c = \frac{U_1}{U_c}$.

Nous en déduisons la pression p_1 sur tout le profil :

$$p_1(X, Z) = e^{-i(\alpha_c KX + K_z Z)}\left\{(1+i)E^*[-(\alpha_c K + (1+M)\mu)X] - 1\right\}, \tag{5.17}$$

avec $K_z = k_z c/2$ et $Z = 2z/c$.

Cette expression est valable sur le profil de l'aube, pour $X = \frac{2x_s}{c}$, là où se trouvent les sources acoustiques, de coordonnées (x_s, y_s, z_s).

La pression pariétale p_1 ainsi calculée est représentée sur la figure 5.2 pour différentes vitesses. Une même constante de calage quelle que soit la vitesse a été employée.

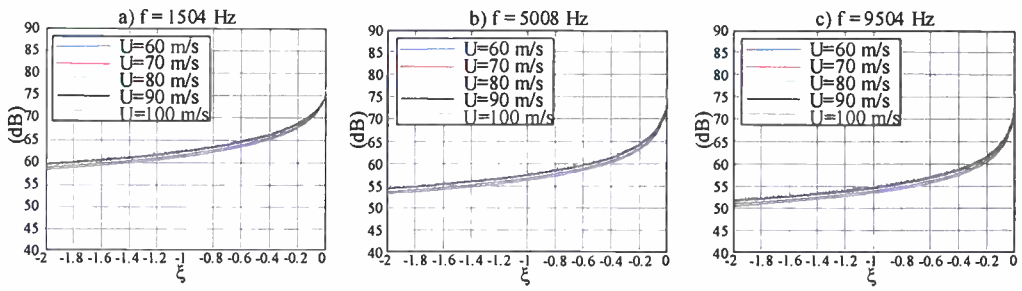


Figure 5.2 – *Module de la pression théorique* p_1

Nous traçons une fonction de transfert aérodynamique instationnaire. Nous remarquons que le niveau de p_1 varie peu en fonction de la vitesse. La vitesse intervient dans l'argument de l'intégrale de Fresnel par l'intermédiaire du nombre de Mach, qui varie de $0,18$ à $0,3$ pour les vitesses choisies et dans l'exponentielle complexe. Le niveau diminue lorsque la fréquence augmente, et les fluctuations de la pression se situent essentiellement au niveau du bord de fuite.

Profil sous incidence non nulle

La fluctuation incidente doit s'écrire dans le repère du profil $(\vec{x_a}, \vec{y_a}, \vec{z_a})$, ainsi le vecteur d'onde $\vec{k_c}$ a pour amplitude k_c, et sa direction est celle de la corde des aubes $(\cos(\alpha_t)\vec{x} + \sin(\alpha_t)\vec{y})$.

En fait, il faudrait considérer la vitesse locale de l'écoulement au bord de fuite, $\vec{U_1}$ étant dévié par la présence du profil. On peut alors considérer si nécessaire un écoulement moyen de direction constante et égale à $\tilde{U_1} = U_1 \cos(\alpha_t)$, et se ramener au problème précédent en remplaçant U_1 par $\tilde{U_1}$.

5.2.3 Effet de bord d'attaque

À l'origine, l'utilisation du système de Schwartzschild s'emploie de manière itérative pour déduire la solution d'un problème de diffraction par une plaque ou profil de corde finie à l'aide de la solution pour une plaque semi-infinie, tantôt considérée à partir du bord d'attaque vers l'aval, tantôt à partir du bord de fuite vers l'amont. Amiet a démontré lors de l'application au cas du bruit d'interaction (décrit plus loin) que deux itérations suffisaient. *A priori* la même idée peut s'appliquer ici, bien qu'Amiet se soit contenté d'une contribution de bord de fuite. Le calcul d'Amiet [2] est hybride dans la mesure où l'intégrale de rayonnement tient compte de la corde du profil, alors que les sources $p_1(X, 0)$ sont déterminées comme si la corde était infinie. On peut donc s'attendre à ce que cette simplification entraîne des erreurs si la corde est inférieure à la longueur de décroissance du niveau de fluctuation depuis le bord fuite.

Nous avons donc décidé de compléter la formulation développée par Amiet en tenant compte du bord d'attaque, ce qui revient à ajouter une itération, donc une correction à p_1, avant de calculer l'intégrale de rayonnement. *A priori*, cette correction n'a d'influence que pour des fréquences réduites $(\pi f c/U_1)$ modérées, lorsque la longueur d'onde n'est pas petite devant la corde. Il s'agit alors de considérer le potentiel rayonné par le bord de fuite et d'imposer la nullité du potentiel total en amont du bord d'attaque. Cela a le double avantage de considérer la diffraction du bord d'attaque, et de tenir compte de la longueur finie de la corde. Soit Φ le potentiel total, Φ_1 le potentiel venant de p_1 et Φ_2 la correction de bord d'attaque : $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$.

Les conditions aux limites en amont sont :

$$\begin{cases} x \leq 0 \ : \ \Phi_2(x,0) = -\Phi_1(x,0) \\ x > 0 \ : \ \dfrac{\partial \Phi_2}{\partial y} = 0. \end{cases} \tag{5.18}$$

Nous allons tout d'abord calculer le potentiel Φ_1, puisque nous connaissons p_1. Nous pourrons alors en déduire Φ_2, conduisant finalement à l'expression de p_2, fluctuation de la pression sur l'aube résultant de la correction de bord d'attaque.

Calcul de Φ_1

Le potentiel Φ' se définit selon : $v' = -\vec{\nabla}\Phi'$. D'après l'équation d'Euler :

$$\rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) v' = -\vec{\nabla} p',$$

soit

$$\rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_1 \frac{\partial}{\partial x} \Phi' \right) = p'.$$

En régime harmonique ($\Phi'(x,y,z,t) = \bar{\Phi}(x,y,z)e^{i\omega t}$) :

$$\rho_0 \left(i\omega \bar{\Phi}_1 + U_1 \frac{\partial \bar{\Phi}_1}{\partial x} \right) = \bar{p}_1(x,y,z). \tag{5.19}$$

Une formule intégrale en est déduite :

$$\bar{\Phi}_1(x,y,z) = \frac{1}{\rho_0 U_1} \int_{-\infty}^{x} \bar{p}_1(\xi,y,z) e^{i\frac{\omega(\xi - x)}{U_1}} \mathrm{d}\xi, \tag{5.20}$$

$\bar{p}_1$ étant donnée par l'équation 5.16, le potentiel s'exprime en fonction des mêmes changements de variables :

$$\begin{cases} p_1'(x,y,z,t) = \tilde{p}_1(x,y) e^{i\omega t + \frac{kM}{\beta_m^2} x + ik_z z} \text{ et } p_1(X,Y) = \tilde{p}_1(x,y) \\ \Phi_1'(x,y,t) = \tilde{\Phi}_1(x,y) e^{i\omega t + \frac{kM}{\beta_m^2} x + ik_z z} \text{ et } \Phi_1(X,Y) = \tilde{\Phi}_1(x,y). \end{cases} \tag{5.21}$$

Le potentiel le long de la corde en y=0 peut se calculer à partir de la formule suivante, en effectuant les changements de variables à partir de l'équation 5.20 :

$$\Phi_1(X,0) = \frac{c}{2\rho_0 U_1} \int_{-\infty}^{X} p_1(\xi,0) e^{iK(\xi - X)} \mathrm{d}\xi, \tag{5.22}$$

ce qui donne :

$$\Phi_1(X,0) = \frac{ce^{-iKX}}{2\rho_0 U_1}\int_{-\infty}^{X}\{(1+i)E^*[-\xi\left((1+M)\mu+\alpha_c K\right)]-1\}\,e^{iK(1-\alpha)\xi}\mathrm{d}\xi. \tag{5.23}$$

Les calculs, faits en annexe E.2, conduisent à l'expression suivante :

$$\Phi_1(X,0) = \frac{ic}{2\rho_0 U_1(\alpha_c-1)K}e^{-iKX}\left\{e^{-i(\alpha_c-1)KX}\{(1+i)E^*[-(\alpha_c K+(1+M)\mu)X]-1\}\right.$$
$$\left.+\sqrt{\frac{(\alpha_c K+(1+M)\mu)}{(K+(1+M)\mu)}}\{1-(1+i)E^*[-(K+(1+M)\mu)X]\}\right\}. \tag{5.24}$$

Calcul de Φ_2

Selon les conditions que doit vérifier le potentiel suivant les équations 5.18, on recherche Φ_2' tel que :

$$\begin{cases} x_a \leq 0 \ : \ \Phi_2'(x_a,0,t) = -\Phi_1'(x_a,0,t) \\ x_a > 0 \ : \ \dfrac{\partial \Phi_2'}{\partial y_a} = 0. \end{cases} \tag{5.25}$$

Or Φ' vérifie les mêmes équations que p', si bien qu'en posant les mêmes changements de fonctions et de variables : $\Phi'(x_a,y_a,t) = \bar{\Phi}(x_a,y_a)e^{i\omega t} = \Phi(X,Y)e^{i\omega t+kMx_a/\beta_m^2}$

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial Y^2}+\mu^2\Phi = 0. \tag{5.26}$$

Toutes ces relations sont à la fois vérifiées pour Φ_1 et Φ_2. En conclusion, le potentiel résultant de la diffraction du bord d'attaque doit vérifier le système d'équations :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2\Phi_2}{\partial X^2}+\dfrac{\partial^2\Phi_2}{\partial Y^2}+\mu^2\phi_2 = 0 \\ X > 0 \ : \ \dfrac{\partial\Phi_2}{\partial Y}(X,0) = 0 \\ X \leq -2 \ : \ \Phi_2(X,0) = -\Phi_1(X,0). \end{cases} \tag{5.27}$$

En appliquant encore une fois la solution de Schwartzschild, dans lequel il faut faire le changement de variable en $X_2 = X+2$, on déduit que :

$$\Phi_2(X,0) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{0}\sqrt{-\frac{X}{\xi}}\frac{e^{-i\mu(\xi-X)}}{\xi-X}(-\Phi_1(\xi+2,0))d\xi. \tag{5.28}$$

Après calcul (cf. annexe E.3) :

$$\Phi_2(X,0) = \frac{ce^{-i\mu(1+M)X}}{2i\pi\rho_0 U_1(\alpha_c - 1)K}\left(F_{\alpha_c}(X+2) - \vartheta F_1(X+2)\right)$$

avec

$$\begin{cases} F_q = e^{-i(qK+(M-1)\mu)}\{1 + i(1+i)E^*[(qK+(M-1)\mu)(X+2)]\}, \\ \vartheta = \sqrt{\dfrac{(\alpha_c K + (1+M)\mu)}{(K+(1+M)\mu)}} \end{cases} \tag{5.29}$$

Calcul de p_2

D'après la relation 5.19 établie précédemment, qui relie de la même manière p_1 à Φ_1 et p_2 à Φ_2, nous pouvons déduire :

$$\begin{cases} \text{pour } X \in [-2,0[: \\ \qquad p_2 = \dfrac{e^{-i\mu(1-M)X}}{(\alpha_c - 1)K} \\ \qquad\qquad \{(K+(M-1)\mu)(F_{\alpha_c}(X) - \vartheta F_1(X)) - i(F'_{\alpha_c}(X) - \vartheta F'_1(X))\} \end{cases} \tag{5.30}$$

Les fluctuations de pression pariétale p_2 se situent essentiellement au niveau du bord d'attaque où l'on note une singularité (intégrable) identique à celle qui est trouvée classiquement dans les solutions analytiques en aérodynamique instationnaire (fonction de Sears, ou Amiet) (cf. figure 5.3). Nous nous sommes servis de la même constante multiplicative pour ajuster le niveau global que pour la pression théorique p_1. Ainsi, les différences de niveau entre p_1 et p_2 proviennent du modèle. Dans l'ensemble, le niveau de la fonction de transfert en pression augmente avec la vitesse, mais nous pouvons noter quelques exceptions.

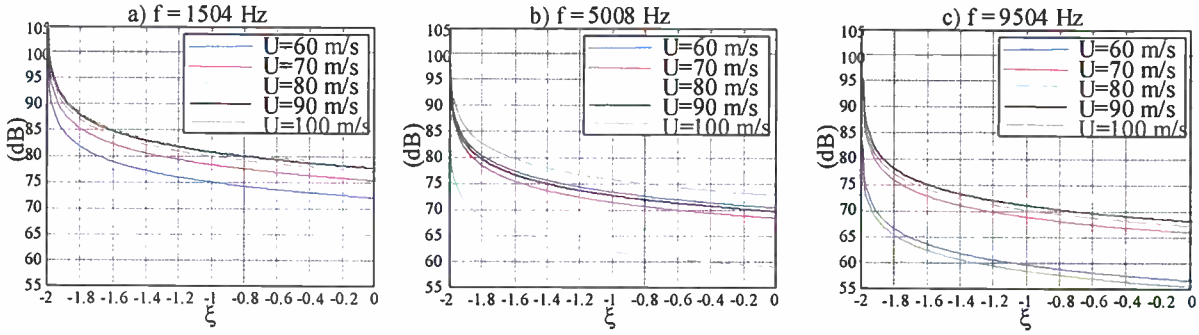


Figure 5.3 – *Pression théorique p_2 en fonction de la vitesse*

Le niveau de pression pariétale p_2 est pour certaines fréquences au-dessus de la pression pariétale p_1 (cf. figure 5.4). Ainsi, pour ces fréquences, la correction de bord d'attaque est très forte, toutes les fluctuations se trouvant localisées au bord d'attaque. Ce phénomène a lieu essentiellement pour les basses fréquences, ce qui résulte du formalisme. En effet, le calcul de la pression pariétale p_1 consiste à considérer la corde comme semi-infinie, ce qui revient à se placer à des longueurs d'ondes faibles, c'est-à-dire en hautes fréquences. Ainsi, la correction doit

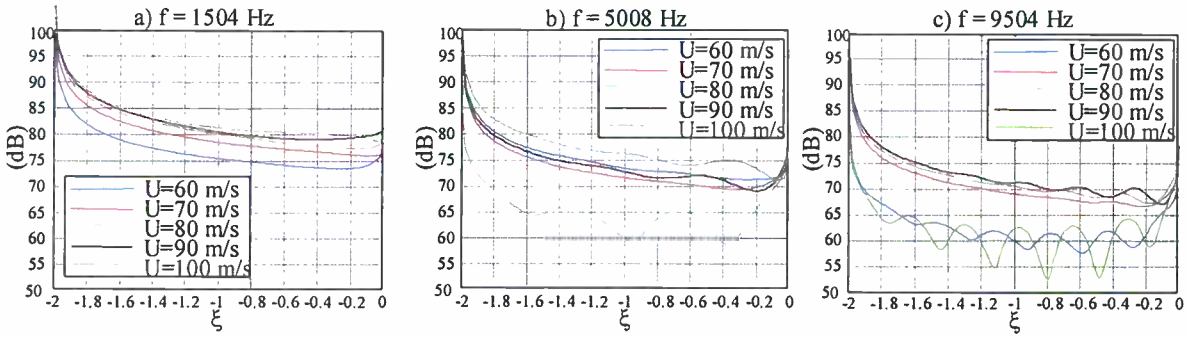


Figure 5.4 – *Module de la pression théorique $p_1 + p_2$ le long de la corde en fonction de la vitesse*

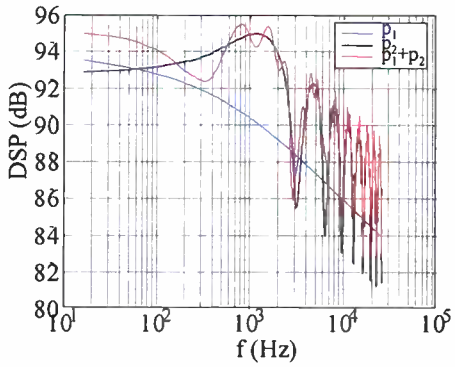


Figure 5.5 – *Comparaison des spectres de la pression pariétale théorique, U_1 = 80 m/s, à la position x_s=9 cm*

intervenir surtout en basses fréquences. Cependant, à cause de la singularité, la contribution de bord d'attaque intervient aussi quelle que soit la fréquence.

En combinant les deux pressions de bord de fuite et de bord d'attaque, on obtient la figure 5.4. Nous constatons que la réponse aérodynamique instationnaire ramenée à l'amplitude de la rafale incidente ne varie pas de façon monotone avec la vitesse.

Connaissant la répartition de la pression le long de la corde, nous pouvons en déduire le champ acoustique par une intégrale de rayonnement. Cela sera fait plus loin.

5.2.4 Modèle de champ pariétal et paramètres déterminants

Échelle de cohérence transversale

L'échelle de cohérence s'obtient en principe à partir des spectres pariétaux mesurés le long de l'envergure des aubes. En première approximation, nous pouvons avoir recours à l'expression de l'échelle de cohérence en envergure $l_y(\omega)$ résultant du modèle de Corcos (Amiet [2]) et établie à partir de l'étude de couches limites sur plaques planes. Elle est tirée de l'intégration graphique à partir du modèle de Corcos [16] :

$$l_y(\omega) = \frac{1,68U_1}{\omega}. \tag{5.31}$$

Pression pariétale au niveau du bord de fuite

Le spectre de la pression pariétale S_{qq} peut être exprimé théoriquement par le modèle de Corcos.

La pression pariétale au niveau du bord de fuite considérée par Amiet[2] provient d'une extrapolation à partir de mesures faites par Willmarth et coauteurs [88], qui conduit à :

$$S_{qq}(\bar{\omega}) = \left(\frac{1}{2}\rho_0 U_1^2\right)^2 \frac{\delta^*}{U_1} \frac{2.10^{-5}}{1+\bar{\omega}+0.217\bar{\omega}^2+0.00562\bar{\omega}^4}, \tag{5.32}$$

où $\bar{\omega} = \frac{\omega\delta^*}{U_1}$.

Dans cette équation, il reste à modéliser l'épaisseur de couche limite δ^* en fonction du nombre de Reynolds bâti sur la corde :

$$\frac{\delta^*}{c} = 0.047 Re_c^{-1/5} \tag{5.33}$$

Un substitut à cette approche consiste à se servir le spectre pariétal expérimental de la sonde n°21 la plus proche du bord de fuite (cf. figure 4.21). Dans le modèle, l'influence de l'angle d'attaque et de l'angle de calage peut alors être prise en considération indirectement et partiellement par le spectre de pression pariétale de bord de fuite S_{qq}.

5.2.5 Comparaison des pressions pariétales théorique et expérimentale

Le modèle adopté ne distingue pas l'intrados de l'extrados. Nous recalons les calculs en effectuant la moyenne de la pression pariétale à la fois sur la fréquence et sur la position sur le profil. La pression pariétale $p_1 + p_2$ présente une forte élévation au niveau du bord de fuite (figure 5.4), alors que la pression pariétale en ajoutant la perturbation incidente p_0 s'annule au niveau du bord de fuite, et oscille ensuite autour d'une valeur constante. Ces oscillations augmentent lorsque la fréquence augmente. Ce comportement, non physique, résulte de la méthode de calcul elle-même. La perturbation de couche limite incidente est prise sinusoïdale, d'amplitude constante le long du profil. Cette perturbation, interagissant avec le bord de fuite, conduit à la pression p_2, lorsqu'on considère le bord d'attaque. On ne doit pas avoir recours à cette perturbation dans le calcul de la pression pariétale servant au calcul de la réponse du profil. Elle a une forme purement théorique, représentative de la statistique de pression uniquement au bord de fuite. Elle permet de déduire une statistique de pression tout le long du profil à la suite de son interaction avec le bord de fuite et le bord d'attaque. Si l'on additionnait p_0 à $p_1 + p_2$ pour en déduire la réponse du profil, on ajouterait une fluctuation sinusoïdale tout le long du profil, non représentative des phénomènes physiques. Ainsi, nous comparons à la fois la pression pariétale théorique $p_1 + p_2$ aux pressions pariétales extrados et intrados expérimentale sur les figures 5.6 à 5.8 pour un angle d'attaque $\alpha_t = 15°$, et sur les figures 5.9 à 5.11 pour $\alpha_t = 25°$.

L'évolution de la pression pariétale le long de la corde est comparée à l'évolution expérimentale sur les figures 5.8 et 5.11. L'évolution de la pression pariétale expérimentale révèle une grande augmentation pour la sonde n°19. Cette sonde se trouve vers l'arrière, mais n'est pas la plus proche du bord de fuite. Le niveau de pression chute ensuite pour les deux sondes au niveau du bord de fuite, sondes n°20 et 21. Ce phénomène est vraiment caractéristique de l'angle d'attaque

de 15°. Pour l'angle d'attaque égal à 25°, l'amplitude des fluctuations de la sonde n°19 est toujours élevée, mais la pression instationnaire des deux sondes suivantes reste au même niveau. Le modèle théorique ne présente une forte augmentation qu'au niveau même du bord de fuite, vers un point plus proche du bord de fuite que ne l'est la sonde n°21. On ne peut matériellement pas mettre une sonde au niveau du bord de fuite, celui-ci étant trop fin pour que l'on puisse introduire une sonde de diamètre 0,5 mm. La théorie ne permet pas de rendre le comportement expérimental du bord de fuite.

Au niveau du bord d'attaque, du côté intrados, le niveau de fluctuation est très élevé, supérieur, à certaines fréquences, au niveau de fluctuation de bord de fuite côté extrados. Le modèle théorique comprenant la correction de bord d'attaque semble restituer ce comportement. Cependant, nous avons vu qu'un comportement spécial, localisé sur le capteur 10, se produisait : il faut donc être prudent sur le sens de cette similitude. La couche limite est laminaire au niveau du bord d'attaque, sauf sur le capteur 10, sa prédiction en étant ainsi plus simple. En revanche, au niveau du bord de fuite, pour estimer correctement les fluctuations de pression, il faut savoir exactement comment se développe la couche limite tout le long du profil. Cela peut expliquer en partie l'accord meilleur que l'on a au niveau du bord d'attaque qu'au bord de fuite. Il faut en outre noter que l'évolution est largement différente entre le côté extrados et le côté intrados. Mais le modèle ne distingue pas cette différence, la fluctuation calculée étant supposée venir à la fois de la diffraction par le bord de fuite et par le bord d'attaque.

Les comparaisons des résultats pariétaux ne se correspondent pas parfaitement, mais conduisent plus loin à un modèle de champ lointain globalement en accord avec les expériences. Plusieurs raisons expliquent ces résultats au premier abord surprenants. Tout d'abord, la technique de mesure conduit soit à une mesure de l'acoustique de champ proche lorsque le capteur est dans une couche limite laminaire, soit à une mesure aérodynamique lorsqu'il est dans une couche limite turbulente. La théorie ne s'intéresse qu'aux fluctuations résultant de la diffraction par le bord de fuite de perturbations incidentes, produisant l'acoustique en champ lointain. Ces fluctuations $p_1 + p_2$ sont donc davantage de nature acoustique, si bien que les niveaux doivent pouvoir être comparés près du bord d'attaque, à condition que les capteurs en paroi mesurent effectivement les fluctuations acoustiques. Les comparaisons faites ne sont donc pas totalement fiables. Mais, ce n'est pas parce que les pressions pariétales théoriques et expérimentales ne sont pas comparables, que le champ acoustique lointain ne l'est pas. On suppose en effet qu'il suffit d'avoir les perturbations aérodynamiques pariétales pour en déduire l'acoustique, mais nous ne mesurons pas uniquement les perturbations aérodynamiques. Néanmoins, au bord de fuite, ce sont bien les fluctuations aérodynamiques qui sont mesurées, ce qui explique que l'utilisation du spectre de bord de fuite mesuré donne un champ acoustique rayonné de meilleure qualité. Par ailleurs, le champ total en paroi doit être la somme du champ incident p_0 et du champ dû à la diffraction par le bord de fuite et le bord d'attaque $p_1 + p_2$. Or, nous ne calculons en pratique que le rayonnement dû à $p_1 + p_2$, car p_0 correspond à un champ turbulent qui n'est cohérent que sur une longueur réduite. $p_1 + p_2$, issu d'un calcul fréquentiel, est en revanche cohérent sur toute la corde, si l'on raisonne sur une rafale. Les comparaisons des pressions pariétales théorique et expérimentale ne sont qu'indicatives, et la pression $p_1 + p_2$ est représentative d'un autre phénomène physique, qui permet d'en déduire un champ acoustique correct.

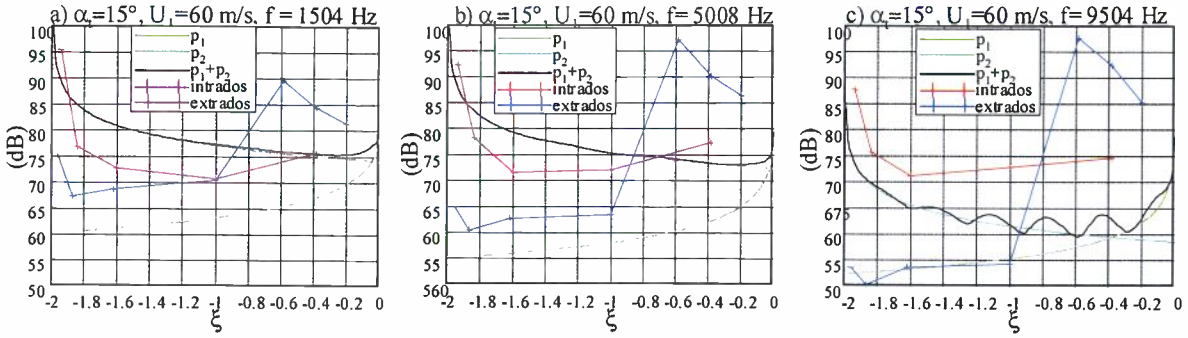


Figure 5.6 – *Comparaison des pressions théorique et expérimentale le long de la corde pour la configuration :* $\chi = 20^o, \beta = 35^o, \alpha_t = 15^o$, *et* $U_1 = 60m/s$

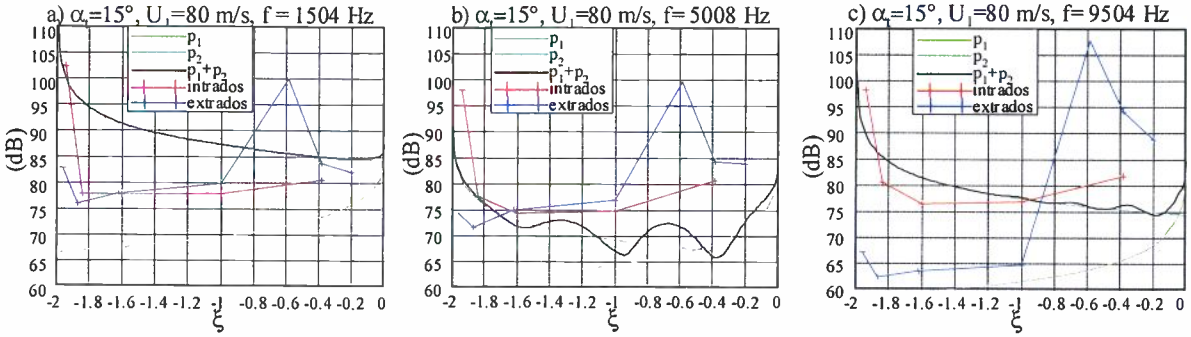


Figure 5.7 – *Comparaison des pressions théorique et expérimentale le long de la corde pour la configuration :* $\chi = 20^o, \beta = 35^o, \alpha_t = 15^o$, *et* $U_1 = 80m/s$

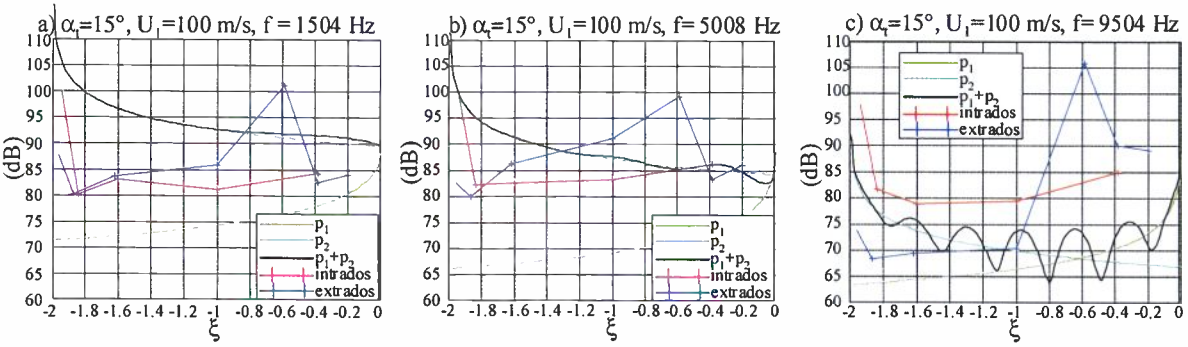


Figure 5.8 – *Comparaison des pressions théorique et expérimentale le long de la corde pour la configuration :* $\chi = 20^o, \beta = 35^o, \alpha_t = 15^o$, *et* $U_1 = 100m/s$

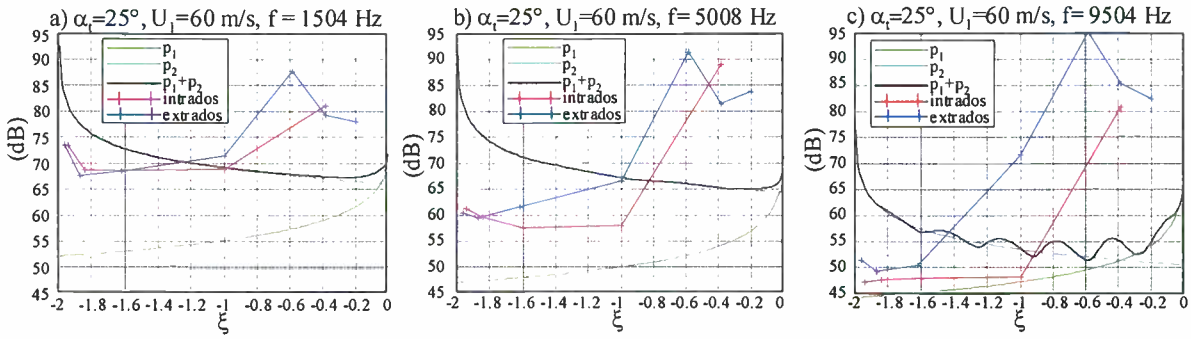


Figure 5.9 – *Comparaison des pressions théorique et expérimentale le long de la corde pour la configuration :* $\chi = 20^o, \beta = 45^o, \alpha_t = 25^o$, *et* $U_1 = 60m/s$

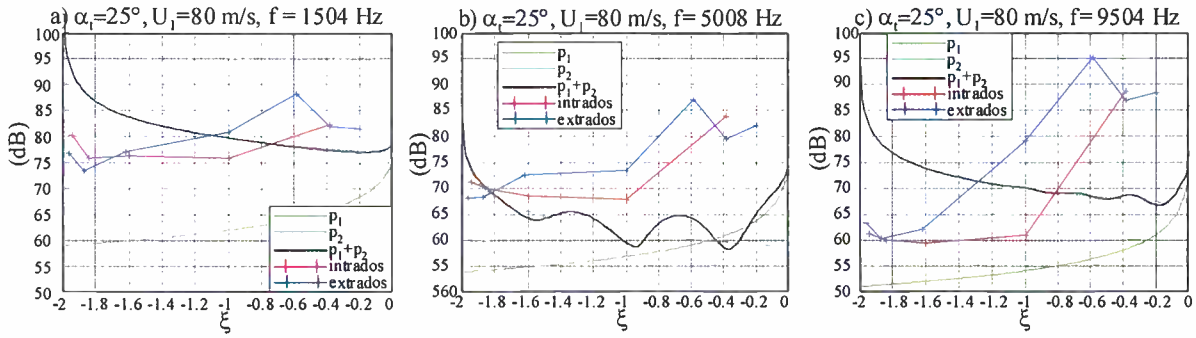


Figure 5.10 – *Comparaison des pressions théorique et expérimentale le long de la corde pour la configuration :* $\chi = 20^o, \beta = 45^o, \alpha_t = 25^o$, *et* $U_1 = 80m/s$

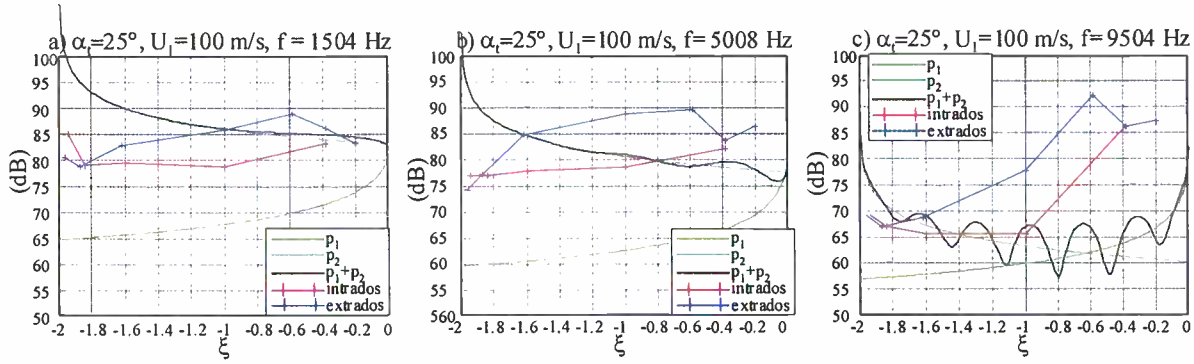


Figure 5.11 – *Comparaison des pressions théorique et expérimentale le long de la corde pour la configuration :* $\chi = 20^o, \beta = 45^o, \alpha_t = 25^o$, *et* $U_1 = 100m/s$

5.2.6 Effet de grille

Par rapport à un profil isolé, l'effet de grille modifie le comportement d'un profil d'aube de plusieurs manières. Tout d'abord, le sillage d'une aube est plus fin en présence des aubes adjacentes pour un angle d'attaque donné car elles guident l'écoulement. De plus, le champ potentiel est aussi altéré par la proximité des aubes. Cet effet aérodynamique s'accompagne d'un effet acoustique. Le champ acoustique produit par une aube doit satisfaire aux conditions aux limites sur la surface des autres aubes, ce qui modifie le rayonnement sonore. Ainsi, la zone 2, représentée sur la figure 5.12 et correspondant au recouvrement des aubes, agit comme un conduit. Comme il n'est pas suffisamment long pour vérifier la relation $\lambda << c$, les modes de conduit n'apparaissent pas, mais de multiples réflexions du son se produisent. Toutefois, la présence de ce conduit change certainement la pression pariétale calculée précédemment. Peake [66] ou [67] tient compte de ces effets de réflexions multiples en séparant un canal inter-aube en trois domaines, et en calculant le potentiel dans ces trois régions. Une méthode semblable à celle qui a été exposée précédemment permet de prendre en considérations les effets de bords d'attaque et de fuite. Il effectue tout d'abord un calcul de diffraction par le bord d'attaque en supposant la corde des aubes semi-infinie vers les x positifs, pour calculer ensuite la diffraction par le bord de fuite en considérant la corde semi-infinie vers les x négatifs. La résolution mathématique se fonde sur la technique de Wiener-Hopf.

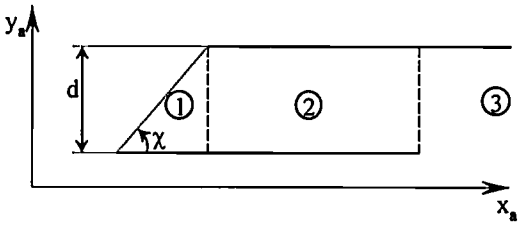


Figure 5.12 – *Les différentes régions d'un canal inter-aube*

Plus récemment, Peake et Evers [68], en 1999, ont étudié la directivité provenant de chaque aube. Ainsi, ils calculent la pression émise pour chacune de ces aubes et ils effectuent un décalage de coordonnées pour les différentes aubes de manière à construire les interférences entre les aubes.

Une autre approche est suggérée par les travaux de Howe [50], qui relie le spectre rayonné par un profil isolé au spectre rayonné par une grille d'aubes.

Soit $\vec{V} = (V\cos\beta_v, 0, V\sin\beta_v)$ la vitesse de convection du tourbillon de couche limite, et $\vec{W}$ la vitesse du tourbillon qui se diffracte au bord de fuite selon la condition de Kutta. $\vec{M}_v = \vec{V}/c_0 = (M_{v_x}, 0, M_{v_z})$ et $\vec{M}_w$ sont les nombres de Mach associés. L'indice r pour chacun de ces nombres de Mach désigne le nombre de Mach projeté sur la direction du récepteur, ce qui revient à le multiplier par le facteur x_a/R_a. L_v est l'échelle de longueur du turbulence au bord de fuite. R_a, θ_a, Φ_a sont les coordonnées sphériques du récepteur dans le repère lié au profil (cf. figure 5.13).

Pour un profil isolé, le spectre fourni par la formulation de Howe est du type :

$$S_{0_{pp}}(\omega) = \frac{2M_vL_v}{\pi R_a^2}\frac{\sin(\varphi_a)\sin^2(\theta_a/2)cos^3(\beta_v)}{(1+M_r)^2(1-M_{vr})^2(1-M_{wr})^2(1-M_{v_x}\sin(\varphi_a))^2} \times \int_{-\infty}^{+\infty}\Pi_k(k,\frac{\omega\cos(\varphi_a)}{c_0}),\omega)dk. \tag{5.34}$$

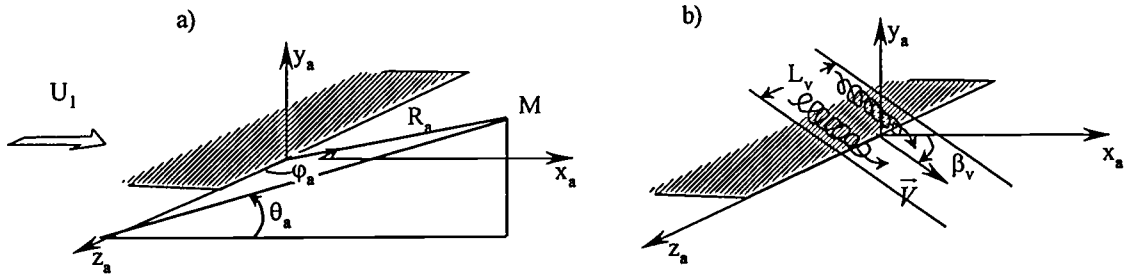


Figure 5.13 – *a) Configuration d'une plaque semi-infinie et coordonnées sphériques de l'observateur; b) Couche limite turbulente*

Π_k étant la transformée de Fourier de la fonction d'intercorrélation R_{pp} des pressions pariétales :

$$\begin{cases} \Pi_k = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} R_{pp}(x'_a, y'_a, \tau) e^{i(k_1\xi_1 + k_3\xi_3 - \omega\tau)} dx'_a dy'_a d\tau, \\ R_{pp}(x'_a, y'_a, \tau) = \overline{p(x_a, y_a, t) p(x_a + x'_a, y_a + y'_a, t + \tau)}. \end{cases} \tag{5.35}$$

Il s'agit de déterminer R_{pp} à l'aide du modèle de Corcos [17] (voir plus loin le paragraphe 5.4) :

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} R_{pp}(x'_a, y'_a, \tau) d\tau = \Phi_p(\omega) A(\frac{\omega x'_a}{V}) B(\frac{\omega y'_a}{V}). \tag{5.36}$$

Φ_p est le spectre des fluctuations au bord de fuite, et A et B sont respectivement les fonctions de corrélation longitudinale et transversale.

Howe [50] étend la formulation au cas d'une grille d'aubes à la fois pour le bruit d'interaction avec un tourbillon incident, et pour le bruit propre. Dans le cas du bruit propre, la densité spectrale de puissance de la pression pour une grille S_{pp} est reliée à la densité spectrale du profil isolé $S_{0_{pp}}$:

$$S_{pp}(\omega) = S_{0_{pp}}(\omega) N_b \frac{tanh(\pi\sigma/2)}{\pi\sigma/2} |\mathcal{F}(\nu, \omega)|^2, \tag{5.37}$$

$\mathcal{F}(\nu, \omega)$ est une fonction qui traduit la compacité des aubes, N_b est le nombre d'aubes, σ est la solidité, et ν la viscosité.

Bien qu'établie pour une grille telle que $\chi = \pi/2$, ce qui n'est pas représentatif des grilles réelles, la formule de Howe fournit un ordre de grandeur des premiers effets. Elle s'accommode, de plus, d'un nombre d'aubes fini. Cette correction sera appliquée plus loin dans les modèles, mais elle n'apporte pas de modification notable.

Diffraction par les aubes adjacentes

Selon Tam & Yu [83], les effets de diffraction au bord d'attaque d'un profil jouent un grand rôle en particulier pour la forme de la directivité. Les effets de diffraction par les aubes adjacentes ne sont pas négligeables. Par ailleurs, un rayon diffracté de la manière indiquée par Tam & Yu par le bord d'attaque a peu de chance d'atteindre l'observateur à cause des aubes adjacentes

(cf. figure 5.14). La condition pour que la diffraction se traduise par une diminution du niveau, si l'on suppose que l'on a un dipôle au bord de fuite, est que le temps mis par l'onde à suivre le chemin diffracté soit égal à un multiple de la période d'oscillations :

$$\begin{cases} \dfrac{c(1+cos\theta)}{c_0} = \dfrac{2\pi n}{\omega}, n \in \mathbb{N} \ : \text{ diffraction par le bord d'attaque,} \\ \dfrac{d(1+cos\theta)}{c_0} = \dfrac{2\pi n}{\omega}, n \in \mathbb{N} \ : \text{ diffraction par le bord de fuite adjacent.} \end{cases} \tag{5.38}$$

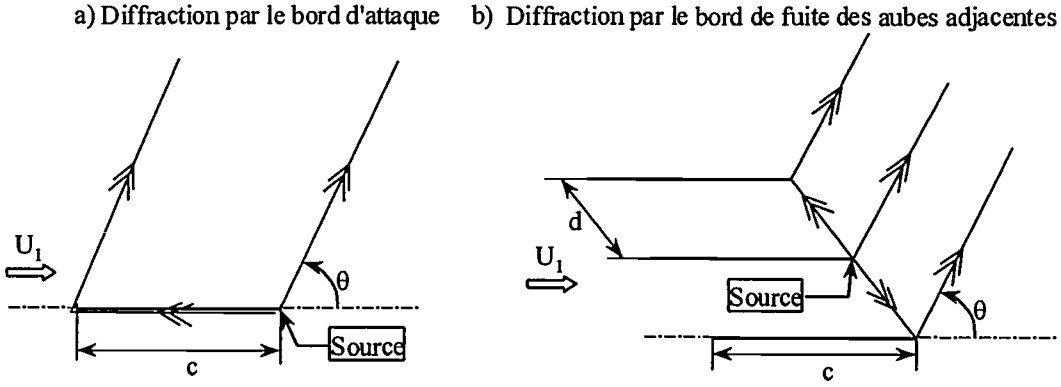


Figure 5.14 – *Condition de diffraction par le bord d'attaque (a)) ou par les bords de fuite (b))*

D'après ces formules, lorsque la fréquence augmente, le nombre d'angles d'émission pour lesquels le niveau diminue augmente, ce que l'on retrouve sur la figure 4.8 de la directivité où le nombre d'angles d'émission correspondant à une baisse de niveau augmente avec la fréquence. Ce formalisme n'a pu être employé dans les modèles, car il ne donne pas les diminutions de niveau correspondantes.

Effet de masque des aubes adjacentes

En considérant que les sources sont réparties sur toute la surface des aubes, et vu la géométrie de la grille, certaines sources ne peuvent rayonner suivant un rayon direct. Cet effet de masque des aubes adjacentes va être pris en considération dans le calcul de la fonction de réponse aéroacoustique $\mathcal{L}$. Ainsi, pour chaque point d'observation, il suffit de limiter l'intégrale de rayonnement sur chaque aube à la partie visible.

5.3 Bruit produit par une grille d'aubes infinie

En se référant aux travaux de Glegg [36] en 1996, on peut chercher directement à connaître le bruit de bord de fuite d'un profil dans une configuration de grille d'aubes. Glegg compare la réponse de la grille avec celle d'une aube isolée. Il étudie de façon précise la diffraction du bord de fuite qui se réfléchit sur les aubes voisines. Cette modélisation permet de coupler les aubes entre elles de façon réaliste. En revanche, elle est beaucoup plus lourde à mettre en oeuvre. Pour une aube seule, l'écoulement turbulent au voisinage du bord de fuite crée un dipôle dont la direction est orientée normalement au sens de l'écoulement. La présence des aubes adjacentes entraîne de nombreuses réflexions.

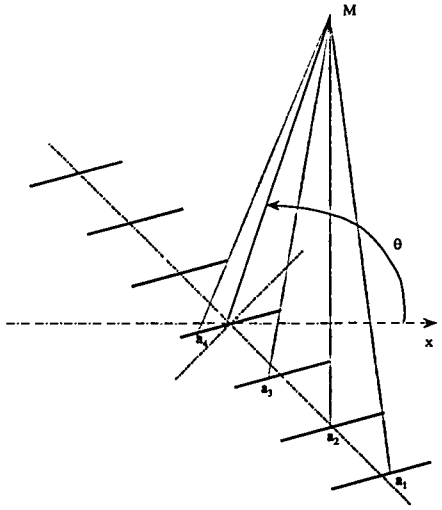
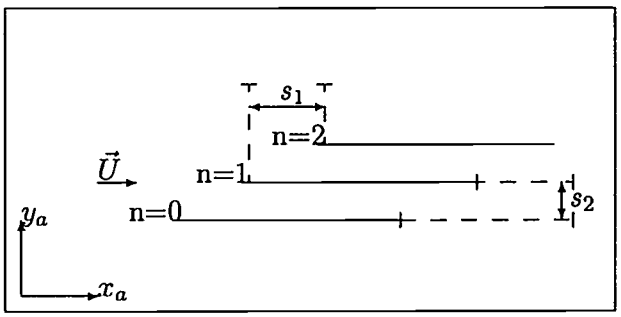


Figure 5.15 – *Partie des aubes qui contribue au calcul de la fonction de réponse de la grille*

On veut connaître le champ acoustique diffracté résultant d'un écoulement turbulent arrivant sur la grille d'aubes en résolvant l'équation de Lighthill (cf. Goldstein [40]) :

$$\frac{\widetilde{D}_0^2\rho'}{\widetilde{D}t^2} - c_0^2\widetilde{\nabla}^2\rho' = \underbrace{\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}}_{\text{Quadripôles}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y_a}\left\{\sum_n \Delta p_n \delta(y_a - ns)\right\}}_{\text{terme source dû aux sauts de pression sur les aubes}} \quad . \tag{5.39}$$



Glegg résout cette équation en considérant séparément chacun des termes sources. Le champ acoustique est la somme de :

- un champ incident produit par des sources quadripolaires $\longrightarrow p_i$
- un champ diffracté par les aubes $\longrightarrow p_s$

5.3.1 Bruit propre

Calcul de la pression acoustique due aux sources quadripolaires

Le champ incident engendré par les sources quadripolaires vérifie l'équation 5.39 où seul le premier terme de droite est conservé :

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\widetilde{D}_0^2 p_i'}{\widetilde{D}t^2} - c_0^2\widetilde{\nabla}^2 p_i' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}. \tag{5.40}$$

On s'intéresse tout d'abord à une aube, et on suppose que les sources quadripolaires se trouvent dans les couches limites au-dessus de l'aube n° 0. La distribution des sources est décomposée en harmoniques :

$$T_{ij}(x_a, y_a, z_a, t) = \widehat{T_{ij}}(y_a - y_0)e^{-i(\omega t - k_c x_a - \nu_a z_a)}. \tag{5.41}$$

La turbulence est convectée à la vitesse U_c, inférieure à la vitesse de l'écoulement hors des couches limites, et le nombre d'onde associé est $k_c = \omega/U_c$.

Soit S_{ij} la transformée de Fourier de $\widehat{T_{ij}}$, α_a le nombre d'onde associé :

$$S_{ij}(\alpha_a) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \widehat{T_{ij}}(y_a - y_0)e^{i\alpha_a(y_a - y_0)}\,\mathrm{d}y_a. \tag{5.42}$$

En introduisant le terme source de l'équation 5.41 dans l'équation 5.40, la solution a la forme suivante :

$$p_i = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_i k_j S_{ij}(\alpha_a)e^{-i\omega t + ik_c x - i\alpha_a(y - y_0) + i\nu_a z}}{(\omega - k_c U_c)^2/c_0^2 - k_c^2 - \alpha_a^2 - \nu_a^2}\mathrm{d}\alpha_a, \tag{5.43}$$

avec $(k_1, k_2, k_3) = (k_c, \alpha_a, \nu_a)$.

Posons $\zeta_c^2 = \frac{(\omega - k_c U_c)^2}{c_0^2} - k_c^2 - \nu_a^2$. Comme T_{ij} est nul hors des couches limites, S_{ij} converge quel que soit α_a et l'équation en p_i peut être évaluée en utilisant le théorème du résidu, pour $\alpha_a = -(y_a - y_0)/|y_a - y_0|\zeta_c$:

$$p_i(x_a, y_a, z_a, t) = Qe^{-i(\omega t - k_c x_a - \nu_a z_a - \zeta_c|y_a - y_0|)}. \tag{5.44}$$

avec :

$$Q = \frac{i\pi}{\zeta_c}k_i k_j S_{ij}(\alpha_a) \text{ et } \begin{pmatrix} k_1 \\ k_2 \\ k_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_c \\ -\frac{y_a - y_0}{|y_a - y_0|}\zeta_c \\ \nu_a \end{pmatrix}. \tag{5.45}$$

On s'intéresse maintenant aux B aubes d'un rotor. Les sources identiques sont périodiquement espacées à des intervalles s_2 selon $\vec{y_a}$ et s_1 selon $\vec{x_a}$, ainsi :

$$p_i(x_a, y_a, z_a, t) = Qe^{-i(\omega t - \nu_a z_a)}\sum_m e^{i(k_c(x_a - mBs_1) + \zeta_c|y_a - y_0 - mBs_2|)}, \tag{5.46}$$

que l'on peut encore écrire sous la forme :

$$p_i(x_a, y_a, z_a, t) = Qe^{-i(\omega t - \nu_a z_a - k_c x_a - k_c(y_a - y_0)s_1/s_2)} \sum_m F_m e^{2i\pi m \frac{y_a - y_0}{Bs_2}}. \tag{5.47}$$

Ainsi, pour chaque terme de p_i, on a la même amplitude, mais on introduit un déphasage à la même position sur l'aube par rapport au bord de fuite. Le déphasage entre les différentes aubes est donc $\sigma_g = -2\pi m/B$.

Calcul de la pression acoustique diffractée

Pour le calcul de la pression acoustique diffractée, le terme source est le second dans l'équation 5.39.

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\widetilde{D}_0^2 p_s}{\widetilde{D}t^2} - \widetilde{\nabla}^2 p_s = -\frac{\partial}{\partial y_a}\left\{\sum_n \Delta p_n \delta(y_a - ns_2)\right\}. \tag{5.48}$$

Il n'y a pas de discontinuité de pression dans les sillages (condition de Kutta-Joukowsky), et le gradient de pression est nul dans les directions normales aux surfaces des aubes. Ainsi les conditions aux limites sont :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial p_i}{\partial y_a} + \dfrac{\partial p_s}{\partial y_a} = 0 \text{ pour } x_a < ns_1,\ y_a = ns_2. \\ \Delta p_n(x_a) = 0 \text{ pour } x_a > ns_1. \end{cases} \tag{5.49}$$

Après calcul, p_s s'exprime en fonction d'une somme :

$$\begin{cases} p_s = -\dfrac{2i\pi}{s_2}\displaystyle\sum_{p,n} e^{-i(\omega t - \nu_a z_a)} \dfrac{i\xi_p Q F_p K_m^- e^{i(\xi_p y_0 - \gamma_j^-(x_a - y_a s_1/s_2) - 2\pi m y_a/Bs_2)}}{(2\pi)^2 i(\gamma + k_c) J_+^p(-k_c) J_-^p(-\gamma_m^-)}, \\ \text{ou } p_s = -\dfrac{2i\pi}{Bs_2}\displaystyle\sum_m e^{-i(\omega t - \nu_a z_a)} \dfrac{Q K_m^- e^{-i(\gamma_m^-(x_a - y_a s_1/s_2) - 2\pi m y_a/Bs_2)}}{(2\pi)^2 i(\gamma_m^- + k_c) J_+^{(m)}(-k_c) J_-^m(-\gamma_m^-) H_m(k_c)}, \end{cases} \tag{5.50}$$

avec

$$\begin{cases} m = np + B \\ H_m(k_c) = B\displaystyle\sum_n i\xi_{m-nb} F_{m-nB} e^{i\xi_{m-nB} y_0} \end{cases}.$$

Les fonctions J_+ et J_- sont définies par :

$$\begin{cases} J_+(\gamma) = \dfrac{\kappa_e \beta_m sin(\kappa_e s_2 \beta_m)}{4\pi(cos(\kappa_e s_2 \beta_m) - cos(\rho))} \dfrac{\prod_{n=0}^{+\infty}(1 - \xi/\theta_n)}{\prod_{n=-\infty}^{+\infty}(1 - \xi/\eta_n^-)} e^{\Phi}, \\ J_-(\gamma) = \dfrac{\prod_{n=0}^{+\infty}(1 - \xi/\vartheta_n)}{\prod_{n=-\infty}^{+\infty}(1 - \xi/\eta_n^+)} e^{-\Phi}, \\ \text{avec } \Phi = \dfrac{-i\xi}{\pi}[s_2 \beta_m \log(2\cos\chi_e) + \chi_e s_1]. \end{cases} \tag{5.51}$$

Comparaison avec un profil isolé

Pour l'étude du profil isolé, on garde seulement le terme $m = 0$ pour les conditions aux limites :

$$\frac{\partial p_s}{\partial y_a} = i\zeta_c Q e^{-i(\omega t - \nu_a z_a - k_c x_a - \zeta_c y_0)} \tag{5.52}$$

$$p_s = -\frac{2i\pi}{Bs_2}\sum_m e^{-i(\omega t - \nu_a z_a)} \frac{QK_m^- e^{-i(\gamma_m^-(x_a - y_a s_1/s_2) - 2\pi m y_a/Bs_2)}}{(2\pi)^2 i(\gamma_m^- + k_c)G_+(-k_c)G_-(-\gamma_m^-)} i\zeta_c e^{i\zeta_c y_0} \tag{5.53}$$

Le facteur entre le profil isolé et la grille d'aubes infinie est :

$$C_m = \left| \frac{H_m(k_c)G_+(-k_c)G_-(-\gamma_m^-)}{\zeta_c J_+^{(m)}(-k_c) J_-^m(-\gamma_m^-)} \right|. \tag{5.54}$$

Il s'agit ici d'un profil isolé au sens d'une géométrie annulaire.

5.3.2 Bruit d'interaction

On s'intéresse ici au bruit d'interaction instationnaire, en modélisant la turbulence amont par une rafale arrivant sur la grille d'aubes. La méthode est semblable à la précédente [35], fondée sur le formalisme de Goldstein et l'analogie acoustique de Lightill, conduisant à l'équation 5.39. On se place dans le même repère lié aux aubes (x_a, y_a, z_a), mais l'origine se trouve cette fois au bord d'attaque et non plus au bord de fuite. Soit le potentiel de vitesse ϕ, et $\Delta\phi_n$ le saut de pression au passage des aubes :

$$\begin{cases} \vec{\nabla}\phi = \vec{u} \\ p_s = -\rho_0 \dfrac{\mathrm{D}\phi}{\mathrm{D}t} \end{cases} \tag{5.55}$$

On obtient l'équation :

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\widetilde{D}_0^2\phi}{\widetilde{D}t^2} - \widetilde{\nabla}^2\phi = -\frac{\partial}{\partial y_a}\left\{\sum_n \Delta\phi_n \delta(y_a - ns_2)\right\} - \sum_n \Delta\left[\frac{\partial\phi_n}{\partial y_a}\right]_n \delta(y_a - ns_2). \tag{5.56}$$

La vitesse incidente est sous forme de rafales :

$$\vec{w}.\vec{n} = w_0 e^{-i(\omega t - \gamma_a x_a - \alpha_a y_a - \nu_a z_a)}. \tag{5.57}$$

Le champ diffracté a la même dépendance en temps que la rafale. Le déphasage entre deux aubes adjacentes est $\sigma_g = \gamma_a s_1 + \alpha_a s_2$, appelé angle de déphasage inter-aubes, et l'amplitude est la même sur chaque aube. Ainsi, le saut de potentiel peut se relier au saut de pression d'une aube par la relation :

$$\begin{aligned} &\Delta\phi_n(x_a, z_a, t) = \Delta\phi_0(x_a - ns_1)e^{-i(\omega' t - n\sigma_g - \nu_a z_a)}, \\ &\text{avec } \Delta\phi_0(x_a < 0) = 0. \end{aligned} \tag{5.58}$$

On remplace alors dans l'équation 5.56 et on en prend la transformée de Fourier :

$$\begin{aligned}\phi(x_a, y_a) &= \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty} D(\gamma)\left\{\sum_n sg(ns_2 - y_a)e^{i\{n(\sigma_g+\gamma s_1)+\zeta|ns_2-y_a|\}}e^{-i\gamma_x}\right\}\mathrm{d}\gamma,\\ \text{avec } \zeta &= \sqrt{(\frac{\omega+\gamma U}{c_0^2})^2 - \gamma^2 - \nu_a^2},\ \zeta \in \mathbb{C}.\end{aligned} \tag{5.59}$$

On calcule ensuite la dérivée en y_a de ϕ, et on introduit alors le noyau K. On obtient le système :

$$\frac{\partial\phi}{\partial y_a}(x_a, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\phi_0(x_0)K(x_a - x_0)\,\mathrm{d}x_0, \tag{5.60}$$

$$0 < x_a < c\ :\ \frac{\partial\phi}{\partial y_a}(x_a, 0) + w_0 e^{i\gamma_a x_a} = 0\ \ (\mathrm{v}_{\mathrm{normal}} = 0), \tag{5.61}$$

$$x_a > c\ :\ \frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}\left(\Delta\phi_0(x_a)e^{-i(\omega' t - \nu_a z_a)}\right) = 0 \text{ (condition de Kutta)}, \tag{5.62}$$

$$x_a < 0\ :\ \Delta\phi_0(x_a) = 0 \text{ (pas de discontinuité amont)}. \tag{5.63}$$

On résout par la méthode de Wiener-Hopf, et, après calcul, la fonction $D(\alpha)$ dans l'expression 5.59 prend la forme :

$$\begin{aligned}D(\gamma) = &-\underbrace{\frac{iw_0}{(2\pi)^2(\gamma+\gamma_a)J_+(\gamma)J_-(-\gamma_a)}}_{\text{réponse d'une rafale}}\\ &-\underbrace{\sum_{n=0}^{+\infty}\frac{(A_n + C_n)e^{i(\gamma-\delta_n)}J_-(\delta_n)}{i(\omega+\gamma U)(\gamma-\delta_n)J_-(\gamma)}}_{\text{condition de Kutta}} - \underbrace{\sum_{n=0}^{+\infty}\frac{B_n J_+(\xi_n)}{(\gamma-\epsilon_n)J_+(\gamma)}}_{\text{pas de discontinuité de bord d'attaque}}.\end{aligned} \tag{5.64}$$

Les fonctions J_+ et J_- ont été définies précédemment (équation 5.51). Soit $j(\gamma)$ la fonction définie par : $j(\gamma) = \frac{\zeta}{4\pi}\frac{sin(\zeta s_2)}{cos(\zeta s_2) - cos(\xi s_1 + \rho)}$.

Les coefficients A_n, B_n et C_n sont couplés. Les valeurs de B_n et C_n s'obtiennent par une inversion de matrice.

$$\begin{cases} A_0 = \dfrac{w_0(\omega - \gamma_a U_1)}{(2\pi)^2 j(-\gamma_a)},\\ A_n = \dfrac{w_0(\omega - \delta_n U_1)}{(2\pi)^2(\delta_n + \gamma_a)J'_+(\delta_n)J_-(-\gamma_a)},\end{cases} \tag{5.65}$$

$$B_n = -\sum_{j=0}^{+\infty}\frac{(A_j + C_j)e^{i(\epsilon_n - \delta_j)c}J_-(\delta_j)}{i(\omega + \epsilon_n U_1)(\epsilon_n - \delta_j)J'_-(\epsilon_n)}, \tag{5.66}$$

$$\begin{cases} C_0 = 0\\ C_n = \displaystyle\sum_j \frac{i(\omega + \delta_n U_1)J_+(\epsilon_j)B_j}{(\epsilon_j - \delta_n)J'_+(\delta_n)},\ \text{pour } n > 0.\end{cases} \tag{5.67}$$

On en déduit la charge instationnaire s'exerçant sur les aubes :

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \int_{-\infty-i\tau_1}^{\infty-i\tau_1} D(\gamma)e^{-i\gamma x_a}\,\mathrm{d}\gamma \\ C_p &= \frac{1}{\pi\rho_0 U_1 w_0 c}\int_0^c -\rho_0\frac{D}{Dt}(\Delta\phi)\,\mathrm{d}x_a, \end{aligned} \tag{5.68}$$

ce qui revient à la relation :

$$C_p = \frac{2i\omega D(0)}{U_1 w_0 c} \tag{5.69}$$

Après calcul :

$$C_p = \frac{2i_\omega}{U_1 w_0 c}\left\{\frac{-iw_0}{(2\pi)^2\gamma_a J_+(0)J_-(-\gamma_a)} + \sum_{n=0}^{+\infty}\frac{(A_n+c_n)e^{-i\delta_n c}J_-(\delta_n)}{i\omega\delta_n J_-(0)} + \sum_{n=1}^{+\infty}\frac{B_n J_+(\epsilon_n)}{\epsilon_n J_+(0)}\right\}. \tag{5.70}$$

Les différentes variables intervenant dans cette relation sont :

$\kappa = \frac{\omega}{c_0\beta_m^2}$
$\kappa_e^2 = \kappa^2 - (\nu_a/\beta_m)^2$
$\delta_n = \kappa M - \theta_{n-1}$
$\epsilon_n = \kappa M + \vartheta_{n-1}$
$\rho = \sigma_g + \kappa M s_1$
$\xi = \gamma - \kappa M$
$\zeta = \beta_m\sqrt{\kappa_e^2 - \xi^2}$
$\theta_n = -\sqrt{\kappa_e^2 - \left(\frac{n\pi}{\beta_m s_2}\right)^2}$
$\vartheta_n = \sqrt{\kappa_e^2 - \left(\frac{n\pi}{\beta_m s_2}\right)^2}$
$\tan(\chi_e) = \frac{s_1}{s_2\beta_m}$
$f_n = \frac{\sigma_g + \kappa M s_1 - 2\pi n}{\sqrt{s_1^2 + (s_2\beta_m)^2}}$
$\eta_n^{\pm} = -f_n\sin(\chi_e) \pm \cos(\chi_e)\sqrt{\kappa_e - f_n^2}$

5.4 Intégrale de rayonnement

La position de la source est notée $S(x_s, y_s, z_s)$, et se situe sur le profil, que ce soit lorsque l'on adopte le modèle fondé sur les travaux d'Amiet ou sur ceux de Glegg. La position de l'observateur en champ lointain est notée $M_o = (x_a, y_a, z_a)$, et la distance entre l'observateur et la source sera notée R_{so}. Les coordonnées des sources sur le profil et de l'observateur sont représentées sur la figure 5.16.

Le champ acoustique produit par la diffraction au bord de fuite d'une rafale incidente de longueur d'onde K et de pulsation ω est donné par l'intégrale de rayonnement :

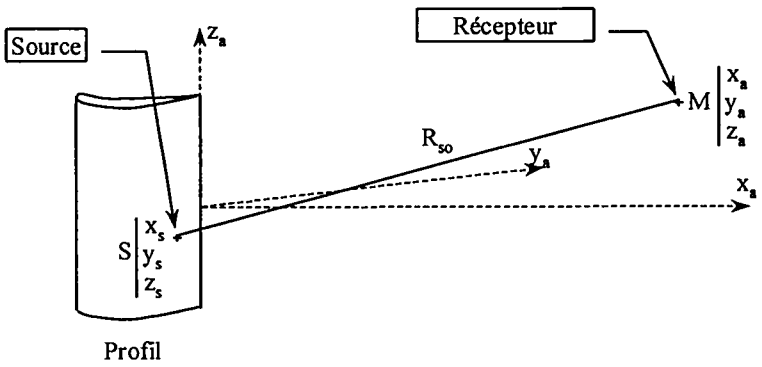


Figure 5.16 – *Coordonnées des sources et du récepteur*

$$\begin{cases} p_k(x_a, y_a, z_a, \omega) = -i\dfrac{\omega z_a}{4\pi c_0 \tilde{D_0}^2} \displaystyle\int_{profil} p_1 e^{i\omega R_t/c_0} \mathrm{d}S, \\ \text{dans laquelle : } R_t = \dfrac{1}{\beta_m^2}(R_t^s - M(x_a - y_s)), \\ R_t^s = \tilde{D_0}\left(1 - \dfrac{x_a x_s + \beta_m^2 y_a y_s}{\tilde{D_0}^2}\right), \\ \tilde{D_0} = \sqrt{x_a^2 + \beta_m^2(y_o^2 + z_o^2)}. \end{cases} \tag{5.71}$$

R_t est la distance entre la source et l'observateur, modifiée par la convection des ondes acoustiques dans l'écoulement (son calcul est effectué en annexe F). En exprimant les grandeurs précédentes en fonction des coordonnées réduites :

$$R_t = \frac{1}{\beta_m^2}\left\{\tilde{D_0}\left(1 - c\frac{x_a X + \beta_m^2 y_a Y}{2\tilde{D_{00}}^2}\right) - cM(x_a - Y)/2\right\}, \tag{5.72}$$

$\tilde{D_0}$ ne dépendant que de la position du récepteur.

5.4.1 Équation des sources suivant les modèles de profil isolé et de grille d'aubes infinie

Modèle de bord de fuite pour un profil isolé

p_1 s'exprime en fonction des coordonnées du point source adimensionnées par la demi-corde, selon la formule 5.17.

On peut calculer p_k, pression acoustique pour la contribution d'une rafale unitaire p_0' de nombre d'onde

$\vec{K}(k_c, k_z)$ à la pulsation ω, en posant (cf. eq 5.17) :

$$\begin{cases} p_1(X, Z) = e^{-iK_z Z} f(X) \\ \text{avec } f(X) = e^{-i\alpha_c K X}\left\{(1+i)E^*[-(\alpha_c K + (1+M)\mu)X] - 1\right\}. \end{cases} \tag{5.73}$$

Modèle de bord de fuite et de bord d'attaque pour un profil isolé

On pose ici :

$$p_1(X,Z) + p_2(X,Z) = e^{-iK_zZ} f(X), \tag{5.74}$$

avec

$$p_2(X,Z) = \frac{e^{-i\mu(1-M)X}}{(\alpha_c - 1)K} \left\{ (K + (M-1)\mu)(F_{\alpha_c}(X) - \vartheta F_1(X)) - i(F'_{\alpha_c}(X) - \vartheta F'_1(X)) \right\}. \tag{5.75}$$

La fonction $f(X)$ pour le modèle de bord de fuite corrigé par une correction de bord d'attaque a donc la forme suivante :

$$f(X) = e^{-i\alpha_c KX} \left\{ (1+i)E^*[-(\alpha_c K + (1+M)\mu)X] - 1 \right\} + \\ \frac{e^{-i\mu(1-M)X + iK_zZ}}{(\alpha_c - 1)K} \left\{ (K + (M-1)\mu)(F_{\alpha_c}(X) - \vartheta F_1(X)) - i(F'_{\alpha_c}(X) - \vartheta F'_1(X)) \right\} \tag{5.76}$$

Modèle de grille

Le coefficient de pression local donné par Glegg permet de donner une autre expression à f :

$$f(X) = \frac{-\rho_0}{2\pi w_0 c} e^{i[KM^2\beta_m^2]X} \frac{D\Delta\Phi}{Dt}. \tag{5.77}$$

Pour le bruit propre, l'expression de f(x) s'exprime en fonction de la pression p_s :

$$f(X) = \frac{1}{\pi\rho_0 U_1 w_0 c} e^{i[KM^2\beta_m^2]X} p_s. \tag{5.78}$$

C'est finalement la fonction f qui, dans l'intégrale de rayonnement, représente le modèle aérodynamique instationnaire du calcul.

5.4.2 Expression du spectre de champ lointain acoustique

Comme la dépendance en Z ne se trouve que dans l'exponentielle complexe, nous pouvons l'isoler simplement :

$$p_k(x_a, y_a, z_a, \omega) = -i \frac{\omega z_a}{4\pi c_0 \tilde{D}_0^{\,2}} \int_{-L/c}^{L/c} e^{-i[K_z - \omega y_a/(c_0\tilde{D}_0)]Z} \mathrm{d}Z \\ \int_{-2}^{0} \mathrm{f}(X) e^{-i\omega/(c_0\beta_m^2)[\tilde{D}_0 - cx_aX/(2\tilde{D}_0) - M(x_a - 2X/c)]} \mathrm{d}X. \tag{5.79}$$

Le calcul de l'intégrale en Z conduit à un sinus cardinal (cf. eq. 5.80), qui peut ensuite se simplifier lorsque l'envergure L est grande devant la corde c :

$$\int_{-L/c}^{L/c} e^{-i[K_z-\omega y_a/(c_0\tilde{D}_0)]Z}\mathrm{d}Z = \mathrm{sinc}\left\{\frac{L}{c}\left(K_z - \frac{\omega y_a}{c_0\tilde{D}_0}\right)\right\} = \sqrt{\frac{2\pi}{L}}\,\delta(K_z - \frac{\mu y_a}{\tilde{D}_0}). \tag{5.80}$$

δ étant le symbole de Kronecker. La plupart du temps, on se contente de cette approximation pour alléger les calculs. Cette relation permet en outre de remplacer K_z par $\mu y_a/\tilde{D}_0$.

Finalement, l'expression de p_k peut s'écrire :

$$\begin{aligned} p_k(x_a, y_a, z_a, \omega) = -i\frac{\omega z_a L c}{8\pi c_0 \tilde{D}_0{}^2}\sqrt{\frac{2\pi}{L}}\,\delta(K_z - \frac{\mu y_a}{\tilde{D}_0})e^{-i\omega(\tilde{D}_0 - Mx_a)/(c_0\beta_m^2)} \\ \int_{-2}^{0} \mathrm{f}(X)e^{-i[K-i\omega/(c_0\beta_m^2)(cx_a/(2\tilde{D}_0)+2M/c)]X}\mathrm{d}X, \end{aligned} \tag{5.81}$$

p_k étant la pression acoustique pour la contribution d'une rafale unitaire à la pulsation ω, la densité spectrale du bruit à cette même pulsation résulte de la contribution pour tous les nombres d'ondes (k_c, k_z). Il s'agit donc d'effectuer une intégration énergétique sur tous ces nombres d'ondes :

$$S_{pp} = \int\int p_K(\vec{x},\omega)p_K^*(\vec{x},\omega)\Pi(K_c, K_z, \omega)\mathrm{d}K_z\mathrm{d}K_c. \tag{5.82}$$

En remplaçant p_k par sa formule calculée précédemment, nous obtenons :

$$\begin{aligned} S_{pp} = \left\{\frac{\omega z_a L c}{8\pi c_0 \tilde{D}_0{}^2}\right\}^2 \frac{2\pi}{L}e^{-2i\omega(\tilde{D}_0 - Mx_a)/(c_0\beta_m^2)} \\ |\mathcal{L}|^2 \int \Pi(K_c, \frac{\mu y_a}{\tilde{D}_0}, \omega)\mathrm{d}K_c. \end{aligned} \tag{5.83}$$

Si la rafale incidente définie pour faire le calcul est d'amplitude 1, Π représente la densité interspectrale de puissance des fluctuations de pression en paroi près du bord de fuite. Dans cette expression, $\mathcal{L}$ est la fonction de réponse du profil isolé :

$$\mathcal{L} = \int_{-2}^{0} \mathrm{f}(X)e^{-i[K-i\omega/(c_0\beta_m^2)(cx_a/(2\tilde{D}_0)+2M/c)]X}\mathrm{d}X. \tag{5.84}$$

Il faut alors préciser la forme de l'interspectre Π. Le modèle de Corcos est utilisé dans de nombreuses applications. Il est valable pour le champ de pression, supposé statistiquement homogène, induit par une couche limite turbulente se développant sur une plaque plane, et conduit à :

$$\Pi(K_c, \frac{\mu y_a}{\tilde{D}_0}, \omega) = \frac{S_{qq}(\omega)}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty} A(K_c x_s)e^{iK_c x_s}\mathrm{d}x_s \int_{-\infty}^{+\infty} B(\frac{\mu y_a}{\tilde{D}_0}z_s)e^{i\frac{\mu y_a}{\tilde{D}_0}z_s}\mathrm{d}z_s. \tag{5.85}$$

$S_{qq}(\omega)$ est le spectre des fluctuations de pression pariétale au niveau du bord de fuite.

Définissons $l_y(\omega)$ par :

$$d\, S_{qq} l_y(\omega) = \int \Pi(K_c, \frac{\mu y_a}{\tilde{D}_0}, \omega) \mathrm{d}K_c. \tag{5.86}$$

Ainsi, l'expression de la densité spectrale de puissance du bruit en champ lointain S_{pp} se déduit de f par une intégrale de rayonnement. Le résultat est proportionnel à cette intégrale, à l'échelle de cohérence transversale des pressions en paroi, $l_y(\omega)$, et au spectre de bord de fuite mesuré en paroi S_{qq} :

$$\begin{cases} S^0_{pp}(x_a, y_a, \omega) = \left(\dfrac{\omega c y_a}{4\pi c_0 (x_a^2 + \beta_m^2 y_a^2)} \right)^2 d\, l_y(\omega) |\mathcal{L}|^2 S_{qq}(\omega), \\ \mathcal{L} = \displaystyle\int_{-2}^{0} f(X, 0) e^{-i\mu X (M - x_a / \sqrt{x_a^2 + \beta_m^2 y_a^2})} \mathrm{d}X. \end{cases} \tag{5.87}$$

5.4.3 Comparaison calcul-expérience pour le bruit propre

Le modèle employé ici pour comparer aux mesures est le modèle de bruit de bord de fuite. Dans ce paragraphe, les spectres théoriques en champ lointain calculés selon la démarche précédente, lorsque l'on applique ou non la correction de bord d'attaque, sont comparés aux mesures. Les calculs ont été faits selon le modèle d'Amiet, avec et sans correction de bord d'attaque, et avec et sans correction géométrique d'effet de grille. La première correction mise en oeuvre est celle qui est donnée par Howe, en fonction de la solidité selon l'équation 5.37, mais cette correction ne nous a pas permis d'obtenir de bons résultats. Nous avons alors préféré employer une correction géométrique de l'effet de grille décrite en fin du paragraphe 5.2.6. Les résultats sont reportées sur les figures 5.17 à 5.19.

Nous avons par ailleurs effectué des calculs soit avec un spectre de pression en paroi théorique (figure figures 5.17 à 5.19), soit avec le spectre mesuré le plus près du bord de fuite côté intrados (cf. figure 5.20). Nous avons considéré que la perturbation incidente qui se diffracte au niveau du bord de fuite est bien représentative du bruit de bord de fuite, et qu'il n'est pas nécessaire de multiplier par deux pour tenir compte des deux couches limites. Les résultats, se servant du spectre pariétal expérimental, sont d'ailleurs en bon accord avec les mesures. Le niveau n'est bien prédit que si l'on a recours au spectre pariétal expérimental, et restitue parfaitement la première bosse du spectre entre 3 000 et 6 000 Hz. Mais son utilisation entraîne une augmentation en amplitude des bosses parasites du spectre théorique. Cela provient de la forme des spectres pariétaux de bord de fuite qui présentent une bosse émergente au-delà de 6 000Hz.

Après 400 Hz, les pentes des spectres théorique et expérimental sont en bon accord. La forte diminution expérimentale autour de 3 000 Hz se retrouve aussi dans le modèle avec un léger décalage vers la gauche. On peut en conclure que ce creux résulte des effets de diffraction au niveau du bord de fuite et de l'intégrale de rayonnement sur une corde finie. Il existe en effet même si l'on ne tient compte que du terme de bord de fuite (cf. figure 5.18). L'accord dans la gamme de fréquence de 400 à 3 000 Hz est bien meilleur lorsqu'on tient compte du bord d'attaque (cf. figure 5.19). Le modèle de bord de fuite conduit en effet à un niveau constant du spectre jusqu'à la fréquence de 1 000 ou de 2 000 Hz, alors que le modèle comprenant le bord d'attaque permet de restituer la bosse présente de 400 à 3 000 Hz. Le décalage de la fréquence du creux à 3 000 Hz entre la théorie et l'expérience peut provenir d'une mauvaise prise en considération

des effets de grille. Nous avons en effet traité théoriquement les effets de grille de manière très simple. Il est donc beaucoup plus important de tenir compte des effets de diffraction au bord d'attaque, que d'un effet de grille.

Récemment, Howe [53] a comparé le spectre acoustique produit par une plaque semi-infinie avec celui qui est produit par une plaque de corde finie. Ses résultats sont en accord avec les nôtres, dans le sens où la prise en considération de la dimension finie introduit des bosses en hautes fréquences.

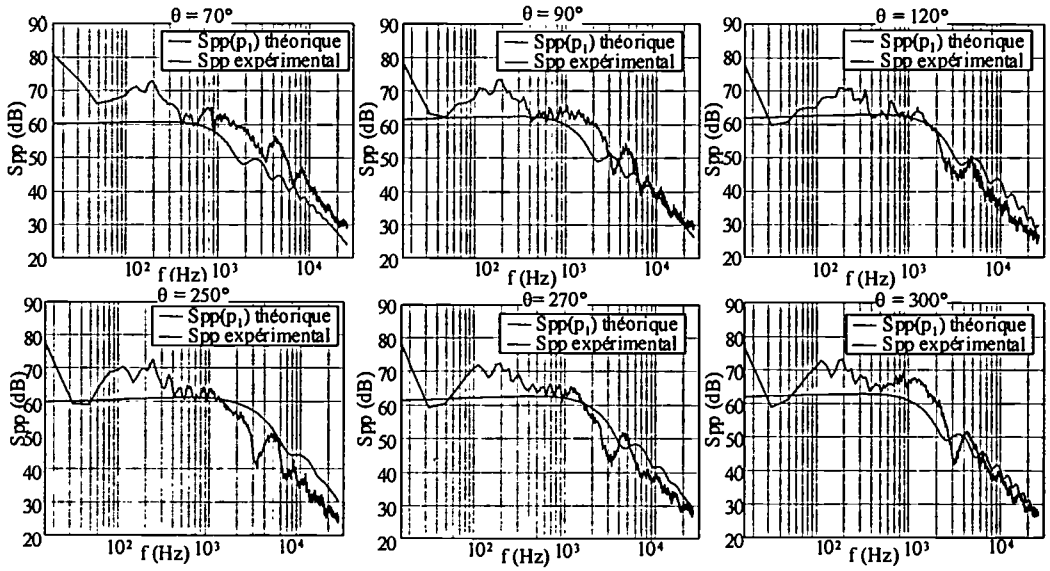


Figure 5.17 – *Calcul du spectre sans effet de bord d'attaque ni effet de grille (S_{qq} théorique)* ; $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $\alpha_t = 15^o$, $U1 = 80\ m/s$

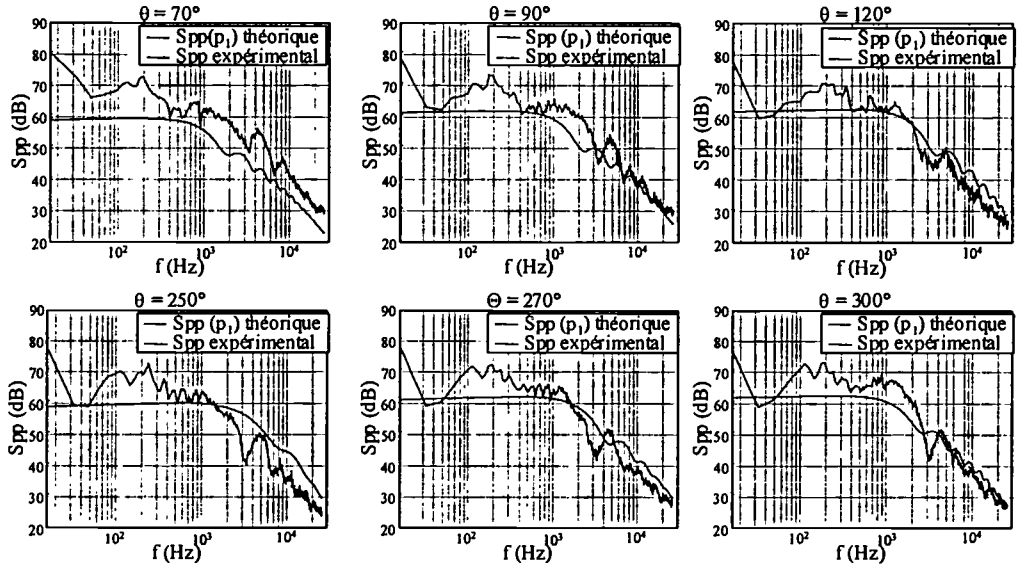


Figure 5.18 – *Calcul du spectre avec effet de grille mais sans effet de bord d'attaque (S_{qq} théorique)* ; $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $\alpha_t = 15^o$, $U1 = 80\ m/s$

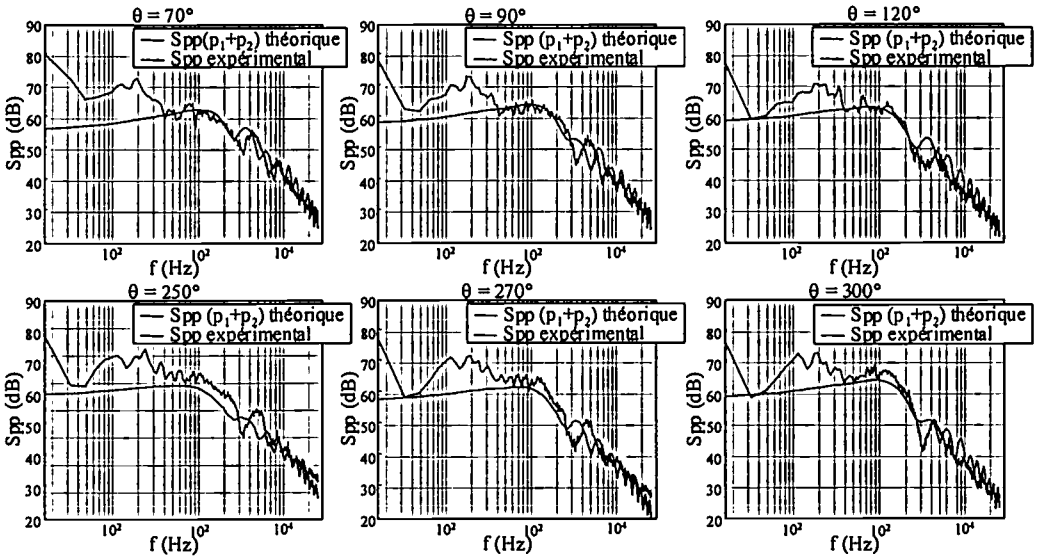


Figure 5.19 – *Calcul du spectre avec effets de grille et de bord d'attaque (S_{qq} théorique) avec* $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $\alpha_t = 15^o$, $U1 = 80\ m/s$

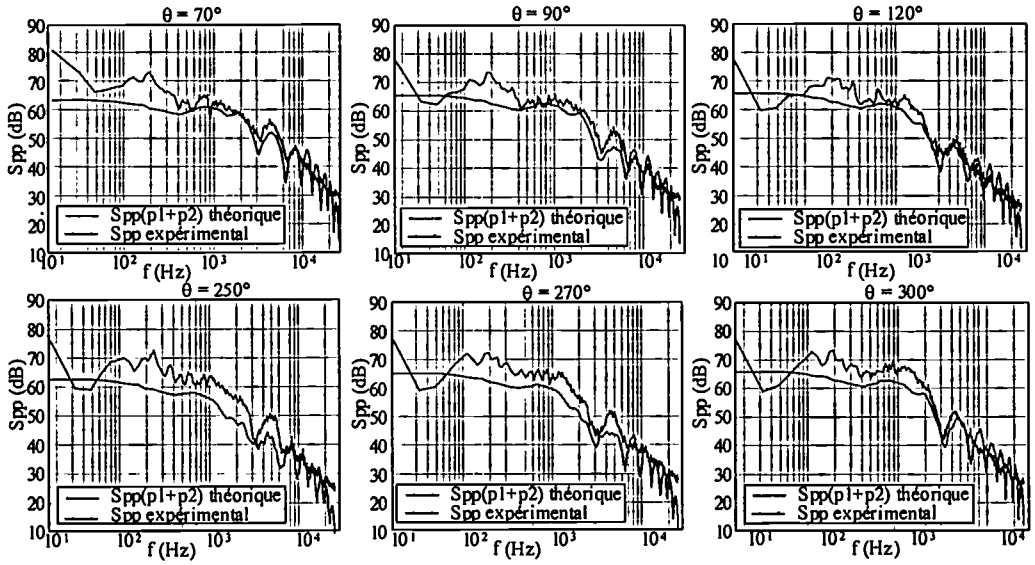


Figure 5.20 – *Calcul du spectre avec effets de grille et de bord d'attaque (S_{qq} expérimental);* $\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $\alpha_t = 15^o$, $U1 = 80\ m/s$

Nous voyons qu'ajouter l'effet de bord d'attaque améliore grandement la directivité, reportée sur la figure 5.21(en particulier pour f=3 840 Hz). Le niveau est globalement en bon accord, avec quelques différences dues au décalage fréquentiel des creux. Le plus notable sur les spectres provient du creux à la fréquence vers 3 000 Hz. En revanche, on retrouve la baisse de directivité vers 90° et 140°. La prise en considération du bord d'attaque a un effet notable, puisqu'elle donne un meilleur accord à la fois pour les spectres et pour la directivité.

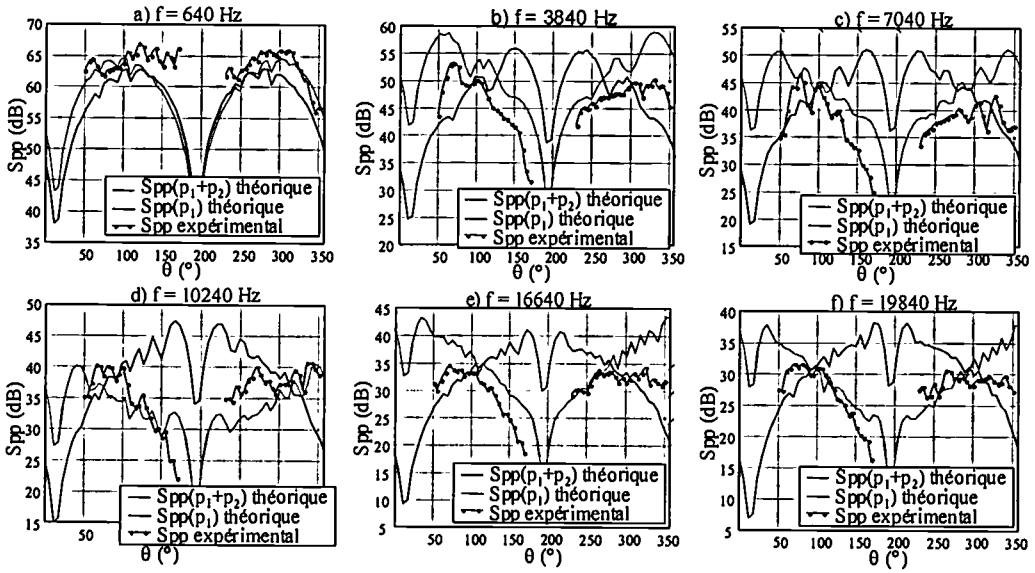


Figure 5.21 – *Comparaison des directivités théoriques et expérimentales pour divers fréquences (S_{qq} théorique) ($\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $\alpha_t = 15^o$, $U1 = 80$ m/s)*

Le modèle permet en outre de prédire la loi d'évolution du bruit global en fonction de la vitesse de l'écoulement. Pour ce faire, nous avons calculé la puissance acoustique totale, de la même manière qu'expérimentalement, et nous obtenons la courbe de la figure 5.22 (a). Cette courbe peut être assimilée à une droite de pente comprise entre 5,8 et 6. Cela est en bon accord avec les résultats expérimentaux, où l'exposant vaut 5,8. L'exposant de la loi de puissance en fonction de l'angle d'émission θ (figure 5.22 (b)) varie de 4,8 à 6,8.

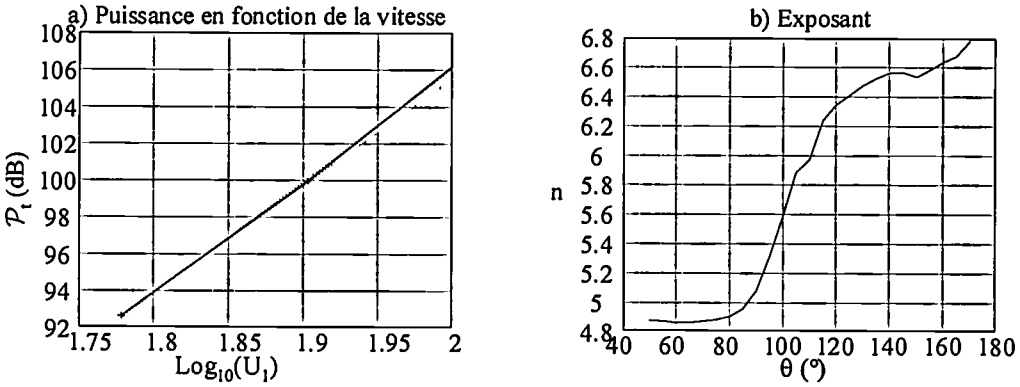


Figure 5.22 – *Évolution de l'indicateur de puissance en fonction de la vitesse*

En conclusion, un modèle de profil isolé qui tient compte à la fois de la dimension effective de la corde, et d'un effet de diffraction au bord d'attaque permet de restituer les tendances en fréquence, les tendances de directivité ainsi que les lois d'évolution expérimentales.

5.4.4 Comparaison calcul-expérience pour le bruit d'interaction

Les formules du bruit produit par un profil soumis à une turbulence incidente sont données par Paterson & Amiet dans [65]. Nous les rappelons ici brièvement, sachant que la méthode est la même que celle exposée au paragraphe 5.2. Notamment, la densité spectrale de la pression acoustique en champ lointain dans le plan médian s'exprime à partir du spectre des fluctuations de vitesse incidentes perpendiculaires au plan du profil :

$$S_{pp} = \left(\frac{\rho_0 \omega c y_a}{2 c_0 \tilde{D}_0^2}\right) U_1 \pi \frac{d}{2} \Phi_{ww}\left(\frac{\omega}{U_1}, 0\right) |\mathcal{L}(x_a, \frac{\omega}{U_1}, 0)|^2, \tag{5.88}$$

où $\Phi_{ww}(k_1, k_2)$ est le spectre à deux nombres d'ondes de la turbulence, et $\mathcal{L}$ la fonction de transfert aéroacoustique, couplant les effets aérodynamiques instationnaires et de non compacité. Ici, $\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2$, avec :

$$\mathcal{L}_1 = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{2}{(1+M)k_x^- \mu\left(1 - \frac{x_a}{\tilde{D}_0}\right)}} E^*\left[2\mu\left(1 - \frac{x_a}{\tilde{D}_0}\right)\right] e^{i\varphi}, \tag{5.89}$$

et :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_2 = \frac{e^{i\varphi}}{\pi\mu\left(1 - \frac{x_a}{\tilde{D}_0}\right)\sqrt{2\pi k_x^-(1+M)}} \Big\{ i\left(1 - e^{-2i\mu(1 - x_a/\tilde{D}_0)}\right) + \\ (1-i)\left[E^*(4\mu) - \sqrt{\frac{2}{1 + x_a/\tilde{D}_0}} e^{-2i\mu(1 - x_a/\tilde{D}_0)} E^*\left(2\mu(1 + \frac{x_a}{\tilde{D}_0})\right)\right]\Big\}.\end{aligned} \tag{5.90}$$

φ est un terme de phase qui s'élimine lors du calcul selon (5.88).

Le formalisme proposé par Amiet est pratiquement le même pour le bruit d'interaction et pour le bruit propre, à ceci près que dans le premier cas, la rafale incidente représente une fluctuation de vitesse au bord d'attaque alors que dans le second, il s'agit d'une structure de pression en paroi au bord de fuite. Les différences viennent ainsi du fait que ce que l'on écrit comme conditions dans un cas sur la pression s'exprime, dans l'autre cas, sur le potentiel de vitesse.

La formule (5.88) nous permet de déduire des lois d'évolution théoriques à l'aide d'un module de calcul disponible au Centre Acoustique du LMFA. Pour ce faire, le spectre de vitesse incidente (turbulence issue de la grille située en amont) a été modélisé par un spectre de von Karman :

$$\begin{cases} \Phi_{ww}(\overline{k_x}, 0) = \dfrac{4\overline{u'^2}}{9\pi k_e^2} \dfrac{(\overline{k_x}/k_e)^2}{\left[1 + (\overline{k_x}/k_e)^2\right]^2}, \\ k_e = \dfrac{\sqrt{\pi}}{\Lambda} \dfrac{\Gamma(5/6)}{\Gamma(1/3)}. \end{cases} \tag{5.91}$$

Nous pouvons par exemple déduire du modèle un diagramme de directivité, qui, par intégration, donne un indicateur de puissance acoustique, et tracer enfin l'évolution de cet indicateur en fonction de la vitesse. Dans un tel calcul, on peut supposer que la turbulence de grille a des propriétés

de similitude. Ainsi, $\overline{u'^2}$ est proportionnelle à U_I^2. Par ailleurs, si k_e, nombre d'onde correspondant à l'énergie maximale du spectre de von Karman, est proportionnel à la vitesse, alors Λ est inversement proportionnel à la vitesse, et le calcul montre que la puissance acoustique évolue avec la vitesse selon une loi proche d'une loi de puissance avec un exposant 5,3 (cf. figure 5.23). Cette valeur est justement celle qui a été déduite de l'étude expérimentale du chapitre 4.

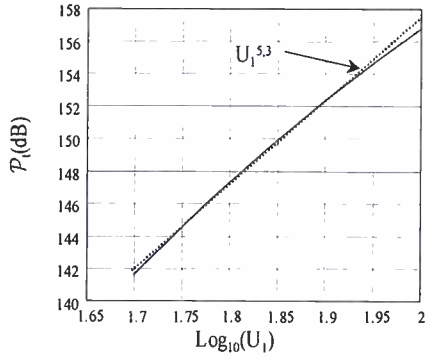


Figure 5.23 – *Loi de puissance pour le modèle de bruit d'interaction*

De plus, la fonction $|\mathcal{L}|$ se comportant comme $1/\omega$ en hautes fréquences, le spectre de bruit est affecté *a priori* du même comportement asymptotique que le spectre de turbulence, à savoir une loi en -5/3 qui, elle aussi, se retrouve dans les résultats expérimentaux. On vérifie plus particulièrement sur la figure 5.19, où la pente des spectres théoriques en haute fréquence correspond bien à celle des spectres mesurés. Les hypothèses conduisant à ce résultat sont partiellement vérifiées, comme en témoigne la figure 5.24.

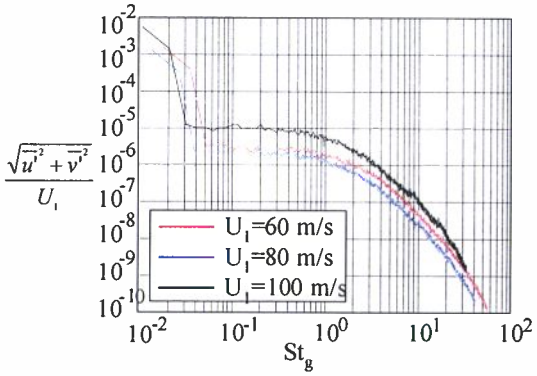


Figure 5.24 – *Spectres de vitesse amont en fonction du nombre de Strouhal fondé sur la maille de la grille M_g*

5.5 Conclusion

Le modèle d'Amiet, bien qu'il présente quelques défauts, donne tout de même un bon accord en ce qui concerne la forme des spectres au-dessus de 400 Hz et de la directivité. Il permet de déterminer les bonnes lois d'évolution avec la vitesse à la fois pour le bruit propre et le bruit d'interaction. Il ne donne des niveaux acoustiques en accord avec l'expérience, lorsque l'on tient compte de la diffraction au niveau du bord d'attaque et d'un effet de masque des aubes adjacentes, qu'à partir du moment où le spectre pariétal est celui déduit de l'expérience.

Un autre défaut réside dans le fait qu'il ne distingue pas le côté intrados du côté extrados des profils. Or, à la fois sur les mesures du banc d'essai décrites ici, et sur les mesures faites par Brooks et coauteurs [11], la pression pariétale du côté intrados est nettement différente de celle qui se trouve du côté extrados. De plus, les effets de grille sont mal traités.

Pour améliorer les effets de grille, nous voulions exploiter la méthode de Glegg. Pour étudier le bruit d'une soufflante, où des effets de grilles existent, cette méthode devrait être meilleure que celle qui résulte du formalisme d'Amiet. Mais elle présente aussi le défaut de ne pas distinguer le côté extrados du côté intrados des profils. Par ailleurs, elle considère une grille d'aubes infinie, ce qui s'éloigne de notre maquette.

Le recours aux modèles analytiques pour prédire le bruit de soufflante résulte de l'incapacité à correctement traduire par d'autres moyens, telles que des méthodes purement numériques, l'évolution de divers paramètres, dont en particulier l'effet de l'angle d'attaque. Pour décrire correctement la pression pariétale sur aubes, il faudrait connaître l'évolution de la turbulence au sein de la couche limite jusqu'au bord de fuite. Cela ne serait possible qu'avec un code numérique décrivant la physique précise des couches limites, donc autre que les modèles $k-\epsilon$ ou $k-\omega$, par exemple des codes de simulation des grandes échelles (LES) ou de simulation directe (DNS). Si l'on est sur le point de disposer de tels codes pour des géométries simples, cela devient beaucoup plus délicat dans le cas des soufflantes de turboréacteurs. Par ailleurs, le temps de calcul est très long. À l'heure actuelle, les modèles analytiques ont l'avantage d'être simples, et le temps de calcul est très court.

L'application du modèle analytique fondé sur les travaux d'Amiet permet de retrouver les lois de puissance expérimentales, avec un exposant de 5,8 pour le bruit propre, et un exposant de 5,3 pour le bruit d'interaction.

Lorsque nous tenons compte de la correction de bord d'attaque dans le modèle d'Amiet, nous trouvons un bon accord avec les mesures, pour les tendances spectrales comme pour la directivité.

Conclusion

Pour isoler les sources de bruit d'une soufflante de turboréacteur, nous avons mené une étude sur une maquette de grille d'aubes. Les mesures aérodynamiques ont permis de vérifier que le comportement aérodynamique de la grille d'aubes correspondait bien à celui d'une grille d'aubes infinie, avec une périodicité aube à aube pour les angles d'attaque de 15° à 25°. Mais le comportement acoustique n'est pas celui d'une grille d'aubes infinie, ce qui explique que le modèle de Glegg convient mal. Un décollement de couche limite intermittent s'installe pour la configuration d'angle d'attaque de 33°, et les couches limites sont totalement décollées pour un angle d'attaque de 35°. L'accroissement de la turbulence amont, pour l'étude du bruit d'interaction, supprime ces décollements de couche limite.

La comparaison des mesures acoustiques entre le bruit propre et le bruit d'interaction a montré que le bruit d'interaction est supérieur au bruit propre aux vitesses considérées lors des mesures. Les lois d'évolution du niveau acoustique en fonction de la vitesse indiquent que le niveau du bruit propre devrait rattraper celui du bruit d'interaction aux vitesses représentatives d'un fonctionnement réel de soufflante. Le bruit propre suit en effet une loi en $U_1^{5,8}$, alors que le bruit d'interaction suit une loi en $U_1^{5,3}$.

Les mesures de bruit propre faites pour différentes charges sur aubes, obtenues en changeant l'angle d'attaque, ont un comportement inattendu. Tout d'abord, la configuration d'angle d'attaque de 35° a un comportement acoustique bien différent. En particulier, la loi de puissance du bruit propre ne correspond pas à un phénomène connu. Par ailleurs, les mesures du bruit propre ont mis en évidence une dissymétrie entre l'émission acoustique du côté intrados et l'émission du côté extrados, avec un niveau plus faible du côté intrados et une forte évolution avec l'angle d'attaque. Cette dissymétrie se retrouve sur les capteurs pariétaux intrados et extrados, et provient davantage de la géométrie des aubes que d'un effet de grille. Les couches limites sur les plaques en bois en haut et en bas de la grille ne jouent aucun rôle sur le bruit produit, et la maquette a un comportement essentiellement bidimensionnel.

Il est délicat sur une telle maquette de déterminer où sont localisées les sources du bruit à large bande car elles sont réparties sur les sept aubes, à la fois en envergure et le long de la corde. Les mesures ont pu localiser les zones à plus forte fluctuation de pression, contribuant le plus au bruit rayonné. Ainsi, les fluctuations du bruit propre sont davantage situées au niveau du bord de fuite, avec une contribution de bord d'attaque essentiellement du côté intrados. En revanche, pour le bruit d'interaction, les mesures ont montré que les sources sont proches du bord d'attaque.

Les modèles analytiques fondés sur les travaux d'Amiet [2] pour le bruit propre, et sur ceux de Paterson & Amiet [65] pour le bruit d'interaction, fournissent un bon accord avec nos mesures, à

la fois sur la forme du spectre et de la directivité. Ces modèles permettent en outre de retrouver les lois de puissance. Il a cependant été nécessaire de faire une correction de bord d'attaque pour le modèle de bruit propre pour qu'il y ait effectivement un bon accord. En outre, si le modèle de bruit propre donne les bonnes tendances, il a fallu utiliser un spectre pariétal de bord de fuite expérimental pour que les niveaux acoustiques soient bien prédits. L'accord obtenu montre que les modèles de profils isolés sont utilisables pour calculer le bruit d'une grille d'aubes. Nous avons en outre montré que la correction de grille que nous avons introduite ne modifie en rien le champ acoustique.

Pour aller plus loin dans l'élaboration des prévisions de bruit propre, il faudrait modéliser l'épaisseur des aubes, ainsi que la géométrie de la grille en tenant compte des angles de calage et d'alignement des aubes. À terme, cela devrait permettre de ne plus nécessiter l'utilisation du spectre pariétal expérimental. Les prédictions de bruit pourraient aussi se fonder sur les résultats aérodynamiques d'un code Navier-Stokes comme valeurs d'entrée de ces modèles analytiques. Un tel code nous a d'ailleurs servi à déterminer l'écoulement autour des aubes, ainsi que les échelles de longueurs. Il faudrait améliorer la façon de calculer ces échelles de longueurs, car elles sont pour l'instant mal prédites. Il ne serait alors plus nécessaire d'utiliser le spectre de pression pariétale de bord de fuite expérimental pour avoir la correspondance en niveau. On pourrait encore aller plus loin, en imposant une perturbation amont dans le calcul suffisamment élevée de manière à pouvoir obtenir des fluctuations de pression. Ces dernières devraient permettre d'en déduire l'acoustique par l'analogie de Ffowcs Williams & Hawkings. Comme nous avons vu que les modèles de bord de fuite donnent de bons résultats sans effet de grille, ce calcul numérique pourrait d'abord être fait sur un profil isolé, la surface d'intégration étant alors beaucoup plus facile à définir que dans le cas d'une grille d'aubes. Cette surface doit en effet être assez proche des parois des aubes pour donner accès à la partie acoustique des fluctuations de pression. Ainsi, Atassi et coauteurs [6] calculent le champ de pression très proche avec un code de calcul aérodynamique et en déduisent le champ rayonné à l'aide d'une intégrale de Kirchhoff, pour une perturbation amont tridimensionnelle arrivant sur un profil isolé. En revanche, pour le bruit d'interaction d'une grille, ils calculent simultanément le champ pariétal et le champ rayonné, sans passer par une intégrale de Kirchhoff.

Bibliographie

[1] ARBEY, H., 1981 Contribution à l'étude des mécanismes de l'émission sonore de profils aérodynamiques placés dans des écoulements sains ou perturbés, *Thèse de doctorat*, Université Claude Bernard de Lyon.

[2] AMIET, R.K., 1976, Noise due to turbulent flow past a trailing edge, *J. Sound Vib.*, **47(3)**, 387-393.

[3] AMIET, R.K., 1978, Refraction of sound by a shear layer, *J. Sound Vib.*, **58**, 467-482.

[4] AMIET, R.K., 1981, A note on edge noise theories, *J. Sound Vib.*, **78**(4), 485-488.

[5] ATASSI, H. & HAMAD, G., 1981, Sound generation in a cascade by three-dimensional disturbances convected in a subsonic flow., *AIAA paper* **81-2046**.

[6] ATASSI, H.M., FANG, J. & PATRICK, S., 1993, Direct calculation of sound radiated from body in nonuniform flows, *Journal of Fluid Engineering*, **115**, 573-579.

[7] BLAKE, W.K., 1975, A statistical description of pressure and velocity fields at the trailing edges of a flat strut, *David W. Taylor naval ship research and development center*, 4241.

[8] BRENTNER, K.S. & FARASSAT, F., 1998, Analytical comparison of the acoustic analogy and Kirchhoff formulation for moving surface, *AIAA Journal*, **36**, 1379-1386.

[9] BROOKS, T.F. & HODGSON, T.H., 1981, Trailing edge noise prediction from measured surface pressures, *J. Sound Vib.*, **78**, 69-117.

[10] BROOKS, T.F., MARCOLINI, M.A. & POPE, D.S., 1986, Airfoil trailing edge flow measurements, *AIAA Journal*, **24**, 1245-1251.

[11] BROOKS, T.F., POPE, D.S., MARCOLINI, M.A., 1989, Airfoil self noise and prediction, *NASA RP* **1218**.

[12] CHOUDHARI, M. & LI, F., 1999, Numerical boundary conditions for simulation of gust-cascade interaction, *AIAA paper*, **99-1845**.

[13] COMTE-BELLOT, G. & CORSIN, S., 1966, The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence, *J. Fluid Mech.*, **25**(4), 657-682.

[14] COMTE-BELLOT, G. & CORSIN, S., 1971, Simple eulerian time correlation of full- and narrow-band velocity signals in grid generated, isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, **48**(2), 273-337.

[15] CORCOS, G.M., 1963, Resolution of pressure in turbulence, *J. Acoust. Soc. Am.*, **35**, 192-199.

[16] CORCOS, G.M., 1964, The structure of the turbulent pressure field in boundary-layer flows, *J. Fluid Mech.*, **18**, 353-378.

[17] CORCOS, G.M., 1967, The resolution of turbulent pressures at the boundary layer, *J. Sound Vib.*, **6**, 59-70.

[18] CURLE, N., 1955, The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, *Proc. Roy. Soc. London*, **A231**, 505-514.

[19] DE GOUVILLE, B., 1998, Calcul du bruit à large bande d'un rotor caréné dû à la turbulence incidente. Application aux soufflantes de turboréacteur, *Thèse de doctorat*, École Centrale de Lyon.

[20] DE GOUVILLE, B., ROGER, M., CAILLEAU, J., 1998, Prediction of fan broadband noise, *AIAA paper* **98-2317**.

[21] DUNN, M.H. & TWEED, J., 1999, The application of a boundary integral equation method to the prediction of ducted fan engine noise, *J. Sound Vib.*, **227**, 1019-1048.

[22] DUNNE, R.C. & HOWE, M.S., 1997, Wall-boundary blade-tip vortex interaction noise, *J. Sound Vib.*, **202**, 605-618.

[23] EMERY, J.C., HERRIG, L.J., ERWIN, J.R., FELIX, A.R., 1957, Systematic two-dimensional cascade tests of NACA 65-series compressor blades at low speeds, NACA report 1368.

[24] ENVIA, E. & KERSCHEN, E.J., 1986, Noise generated by convected gusts interacting with swept airfoil Cascades, *AIAA paper* **86-1872**.

[25] ENVIA, E., 1998, A high frequency model of cascade noise, *AIAA paper* **98-2318**.

[26] EVERS, I. & PEAKE, N., 1998, Interaction between vorticity waves and an airfoil in transonic flow, *AIAA paper*, **98-2320**.

[27] EVERS, I. & PEAKE, N., 2000, Noise generation by high-frequency gusts interacting with an airfoil in transonic flow, *J. Fluid Mech.*, **411**, 91-130.

[28] FANG, J. & ATASSI, H.M., 1993, Direct calculation of sound radiated from a loaded cascade in a gust, *Computational Aero- and Hydro-Acoustics*, **147**, 111-116.

[29] FARASSAT, F., 1996, Generalised functions and Kirchhoff formulas, *AIAA paper*, **96-1705**.

[30] FAVRE, A.J., GAVIGLIO, J.J. & DUMAS, R., 1957, Further space-time correlations of velocity in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, **3**, 344-356.

[31] FFOWCS WILLIAMS, J.E. & HAWKINGS, D.L., 1969, Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion, *Proc. Roy. Soc. of London*, **264**, 321-342.

[32] FFOWCS WILLIAMS, J.E. & HALL, L.H., 1970, Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane, *J. Fluid Mech.*, **40** (4), 657-670.

[33] FROTA, J.M.C., LEMPEREUR, P. & ROGER, M., 1998, Computation of the noise of a subsonic propeller at an angle of attack, *AIAA paper* **98-2282**.

[34] GANZ, U., GLEEG, S.A.L. & JOPPA, P., 1998, Measurement and prediction of broadband fan noise, *AIAA paper* **98-2316**.

[35] GLEGG, S.A.L., 1996, The response of a swept blade row to a three dimensional gust, *Florida Atlantic University report*.

[36] GLEGG, S.A.L., 1996, Airfoil self noise generated in a cascade, *AIAA paper* **96-1739**.

[37] GLEGG, S., A.L. & JOCHAULT, C., 1998, Broadband self-noise from a ducted fan, *AIAA Journal*, **36**, 1387-1395.

[38] GLEGG, S. & WALKER, N., 1999, Fan noise from blades moving through boundary layer turbulence, *AIAA paper* **99-1888**.

[39] GLIEBE, P.R., 1980, Analytical study of the effects of wind tunnel turbulence on turbofan rotor noise, *AIAA paper* **80-1022**.

[40] GOLDSTEIN, M.E., 1976, Aeroacoustics, *New York*.

[41] GROENEWEG, J.F., SOFRIN, T.G., RICE, E.J., GLIEBE, P.R., 1991, Turbomachinery noise, *NASA*, **1258**, (1), 151-209.

[42] GUIDATI, G. & WAGNER, S., 1998, Prediction of airfoil noise in compressible turbulent flows, *AIAA paper* **98-2227**.

[43] HANSON, D.B., 1974, Spectrum of rotor noise caused by atmospheric turbulence, *J. Acoust. Soc. Am.*, **56** (1), 110-124.

[44] HANSON, D.B., 1997, Acoustic reflection and transmission of rotors and stators including mode and frequency scatering, *AIAA paper*, **97-1610**.

[45] HANSON, D.B., 1997, Quantification of inflow turbulence for prediction of cascade broadband noise, *5th Congress on sound and vibration*.

[46] HANSON, D.B. & HORAN, K.P., 1998, Turbulence/cascade interaction : spectra of inflow, cascade response, and noise, *AIAA paper* **98-2319**.

[47] HAYDEN, R.E., FOX, H.L. & CHANAUD, R.C., 1976, Some factors influencing radiation of sound from flow interaction with edges of finite surfaces, *National Aeronautics and space Administration*, 2797.

[48] HOWE, M.S., 1975, Contribution to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute, *J. Fluid Mech.*, **71**, 625-673.

[49] HOWE, M.S., 1978, A review of the theory of trailing edge noise, *J. Sound Vib.*, **61**, 437-465.

[50] HOWE, M.S., 1992, Blade-Vortex interaction noise in two-dimensional cascade Flow, *J. Sound Vib.*, **156**, 303-325.

[51] HOWE, M.S., 1999, Trailing edge noise at low mach numbers, *J. Sound. Vib.*, **225**, 211-238.

[52] HOWE, M.S., 2000, Trailing edge noise at low mach numbers, part 2 : attached and separated edge flows, *J. Sound. Vib.*, **234**, 761-775.

[53] HOWE, M.S., 2001, Edge-source acoustic Green's function for an airfoil of arbitrary chord, with application to trailing-edge noise, *J. Mech. Appl. Math.*, **54**(1), 139-155.

[54] KAJI, S. & OKAZAKI, T., 1970, Propagation of sound waves through a blade row, *J. Sound Vib.*, **11**, 339-375.

[55] KOCH, W., 1971, On the transmission of sound waves through a blade row, *J. Sound Vib.*, **18**, 111-128.

[56] KOCH, W., 1983, Resonant acoustic frequency of flat plate cascades, *J. Sound Vib.*, **88(2)**, 233-242.

[57] KRAICHNAN, R.H., 1957, Noise transmission from boundary layer pressure fluctuations, *J. Acoust. Soc. Am.*, **29**, 65-80.

[58] LÉWY, S., LAMBOURION, J. & RAFFY, P., 1979, Analyse des sources du bruit de raies en amont de soufflantes, *Revue d'acoustique*, **48**, 19-25.

[59] LÉWY, S., 1994, Prévision du bruit de raie émis par un rotor : application à l'aéronautique, *Journal de Physique IV*, **4**, 55-65.

[60] LÉWY, S., 2001, Acoustique industrielle et aéroacoustique, *Hermes Science*.

[61] LIGHTHILL, M.J., 1952, On sound generated aerodynamically - I. General theory, *Proc. Roy. Soc. London*,**211**, Series A, 1107, 564-587.

[62] MAJUMDAR, S.J. & PEAKE, N., 1996, Three-dimensional effects in cascade-gust interaction, *Wave Motion*, **23**, 321-337.

[63] MAJUMDAR, S.J. & PEAKE, N., 1998, Noise generation by the interaction between ingested turbulence and a rotating fan, *J. Fluid Mech.*, **359**, 181-216.

[64] MANI, R., 1974, Isolated rotor noise due to inlet distortion or turbulence, *NASA*, 2479.

[65] PATERSON, R.W. & AMIET R.K., 1977, Noise and surface pressure response of an airfoil to incident turbulence, *J. Aircraft*, **14** (8), 729-736.

[66] PEAKE, S., 1992, The interaction between a high frequency gust and a blade row, *J. Fluid Mech.*, **241**, 261-289.

[67] PEAKE, N., 1993, The scattering of vorticity waves by an infinite cascade of flat plates in subsonic flow, *Wave Motion*, **18**, 255-271.

[68] PEAKE, N. & EVERS, I., 1999, Turbulence-cascade interaction with non-uniform mean flow, *AIAA paper*, **99-1842**.

[69] PIERCE, A.D., 1981, Acoustics. An introduction to its physical principles and applications, *McGraw-Hill*.

[70] POWELL, A., 1960, Aerodynamic noise and the plane boundary, *J. Acoust. Soc. Am.*, **32**, 982-990.

[71] PRIEUR, J. & RAHIER, G., 1998, Comparison of Ffowcs Williams-Hawkings and Kirchhoff rotor noise calculations, *Toulouse, AIAA paper* **98-2376**.

[72] PÉRENNÈS, S. & ROGER, M., 1997, Etude expérimentale du bruit d'origine aérodynamique d'une aile bidimensionnelle munie d'un bec et d'un volet hyperstutentateur, *A.A.A.F., 33ème colloque d'Aéroacoustique Appliquée*, Poitiers.

[73] PÉRENNÈS, S., 1998, Caractérisation des sources de bruit aérodynamique à basse fréquences de dispositifs hypersustentateurs, *Thèse de doctorat*, École Centrale de Lyon, 1999.

[74] RAFFEL, M., WILLERT, C. & KOMPENHANS, J., 1998 Particle image velocimetry, a practical guide, *Springer-Verlag, Berlin Heidelberg*.

[75] SABAH, M., ROGER, M., 2001, Source of broadband noise of a linear cascade in subsonic flow, 4th *European Conference on Noise Control*.

[76] SABAH, M., ROGER, M., 2001, Experimental study and model predictions of cascade broadband noise, *AIAA paper* **01-2243**.

[77] SCHULTEN, J.B.H.M., 1984, Vane stagger angle and camber effects in fan noise generation *AIAA journal*, **22**(8), 1071-1079.

[78] SIJTSMA, P., RADEMAKER, E.R., SCHULTEN, J.B.H.M., 1998, Experimental validation of lifting surface theory for rotor-stator interaction noise generation, *AIAA journal*,**36**(6), 901-906.

[79] SINGER, B.A., BRENTNER, K.S., LOCKARD, D.P. & LILLEY, G.M., 2000, Simulation of acoustic scattering from a trailing edge, *J. Sound Vib.*, **230**, 541-560.

[80] SMATI, L, Contribution au développement d'une méthode numérique d'analyse des écoulements instationnaires. Applications aux turbomachines, *Thèse de doctorat*, École Centrale de Lyon, 1997.

[81] SURYAVAMSHI, N. & LAKSHMINARAYANA, B., 1991, Numerical prediction of wakes in cascades and compressor rotors including the effects of mixing. Part 1, *The American Society of Mechanical Engineers*, **91-GT**, 1-13.

[82] SURYAVAMSHI, N. & LAKSHMINARAYANA, B., 1991, Numerical prediction of wakes in cascades and compressor rotors including the effects of mixing. Part 2, *The American Society of Mechanical Engineers*, **91-GT**, 1-13.

[83] TAM, C.K.W. & YU, J.C., 1975, Trailing edge noise, *AIAA*, **75-489**.

[84] TAM, C.K.W. & DONG, Z., 1994, Conditions for high-order finite difference schemes in computational aeroacoustics, *Theoretical & Comput. Fluid Dyn.*, **8**, 303-322.

[85] TAM, C.K.W., 1995, Coomputational aeroacoustics : issues and methods, *AIAA Journal*, **33**, 1788-1796.

[86] WILCOX, D.C., 1988 Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models, *AIAA Journal*, 26(11).

[87] WILLMARTH, W.W. & WOOLDRIDGE, C.E., 1962, Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer, *University of Michigan*, 02920-1-T.

[88] WILLMARTH, W.W. & ROOS, F.W., 1965, Resolution and structure of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, **22**, 81-94.

Annexe A

Coordonnées des aubes et de la position des sondes

Nous reportons dans cet annexe les coordonnées des aubes ainsi que les positions des sondes dans le repère lié à la corde des aubes (X_a, Y_a, Z_a) et d'origine le bord d'attaque des aubes (figure A.1).

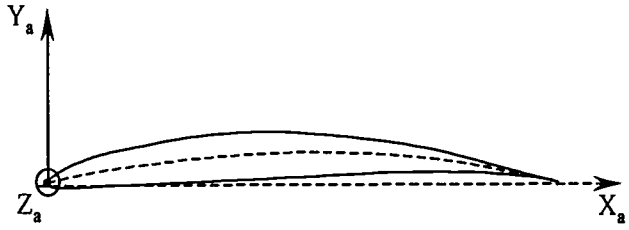


Figure A.1 – *Repère lié à la corde des aubes*

A.1 Coordonnées des aubes

X_a	0	0,5	0,75	1,25	2,5	5	7,5
Y_a intrados	0	-0,46875	-0,50625	-0,525	-0,45	-0,275	-0,10625
Y_a e$X_a$trados	0	1,0625	1,3125	1,75	2,5625	4,075	5,1875
e	0	1,5312	1,8188	2,2750	3,0125	4,3500	5,2938
X_a	10	15	20	25	30	35	40
Y_a intrados	0,05625	0,35625	0,6375	0,85625	1,06875	1,13125	1,41875
Y_a e$X_a$trados	6,1375	7,7	8,91875	9,85625	10,5875	11,1	11,41875
e	6,0812	7,3438	8,2812	9,0000	9,5188	9,9688	10,0000
X_a	45	50	55	60	65	70	75
Y_a intrados	1,6	1,8	2,025	2,26875	2,5	2,66875	2,775
Y_a e$X_a$trados	11,51875	11,43541667	11,0875	10,56875	9,85625	8,9875	7,9375
e	9,9188	9,6354	9,0625	8,3000	7,3562	6,3188	5,1625
X_a	80	85	90	95	100		
Y_a intrados	2,7875	2,65	2,2875	1,5875	0		
Y_a e$X_a$trados	6,76875	5,40625	3,90625	2,20625	0		
e	3,9812	2,7562	1,6188	0,6187	0		

Tableau A.1 – *Coordonnées de l'aube de référence (en mm)*

A.2 Positions des sondes

Les sondes dont les coordonnées sont indiquées sur les tableaux A.2 et A.3 sont disposées selon la corde, essentiellement au niveau du bord de fuite et du bord d'attaque.

X_a	2,18	6,61	19,07	50	70,6	80,93	90
Y_a	2,36	4,78	8,58	11,49	8,75	6,5	3,81

Tableau A.2 – *Sondes extrados au milieu de l'aube 4 (Z_a=100mm)*

X_a	3	8	20	50	80,76
Y_a	-0,45	0	0,61	1,73	2,7

Tableau A.3 – *Sondes intrados au milieu de l'aube 4 (Z_a=100mm)*

X_a	2,18	6,61	50	80,93	90
Y_a	2,36	4,78	11,49	6,5	3,81

Tableau A.4 – *Sondes extrados en extrémité de l'aube 3 (Z_a=200mm)*

X_a	3	8
Y_a	-0,45	0

Tableau A.5 – *Sondes intrados en extrémité de l'aube 3 (Z_a=200mm)*

Les tableaux A.4 à A.6 indiquent les coordonnées des sondes en extrémité de l'aube 3, qui permettent l'étude des effets de couche limite et de jeu.

X_a	45	70,49
Y_a	6,6	5,8

Tableau A.6 – *Sondes le long de la ligne médiane en extrémité de l'aube 3 (Z_a=200mm)*

Le tableau A.7 indique les coordonnées des sondes disposées dans le sens de l'envergure pour étudier en particulier la bidimensionnalité de l'écoulement.

X_a	6,61	6,61	6,61	6,61	70,6	70,6	70,6	70,6	90	90	90	90
Y_a	4,78	4,78	4,78	4,78	8,75	8,75	8,75	8,75	3,81	3,81	3,81	3,81
Z_a	90	100	103	108	90	100	103	108	90	100	103	108

Tableau A.7 – *Sondes transversales sur l'aube 5*

Annexe B

Présentation du calcul numérique

Le maillage doit épouser de manière la plus précise possible la forme du profil au niveau du bord d'attaque, car les nœuds proches du point d'arrêt sont très instables. Le maillage choisi est représenté sur la figure B.2. Le bord de fuite doit aussi être maillé finement (cf. figure B.1), car les fluctuations de vitesses sont importantes.

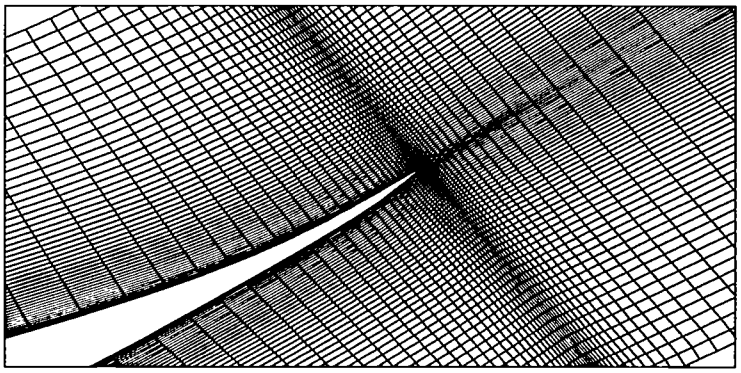


Figure B.1 – *Maillage au niveau du bord de fuite*

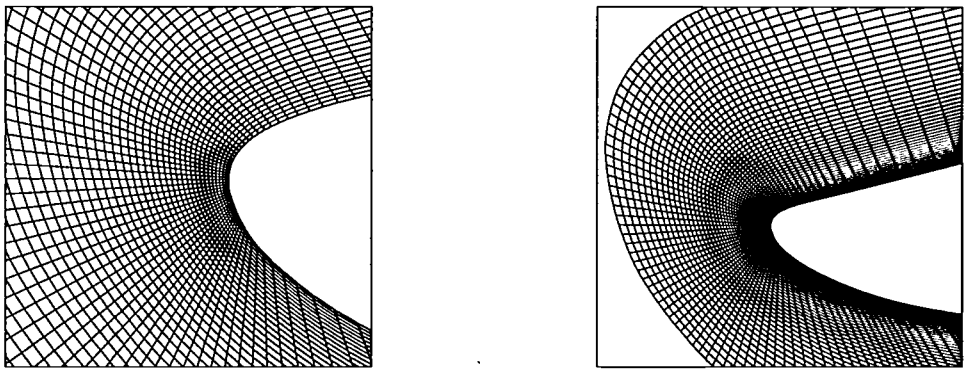


Figure B.2 – *Maillage au niveau du bord d'attaque*

Modélisation

Les équations de Navier-Stokes instantanées sont écrites sous forme conservative :

- Consevation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\rho \vec{U}) = 0. \tag{B.1}$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho \vec{U}}{\partial t} + \vec{\nabla}.\left[\rho \vec{U} \otimes \vec{U} + p \overset{\Rightarrow}{I} - \overset{\Rightarrow}{\tau}\right] = 0, \tag{B.2}$$

$\otimes$ désignant le produit tensoriel : $\vec{U} \otimes \vec{U}$ est la matrice de terme générique : $[U_i U_j]_{ij}$

- Consevation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \vec{\nabla}.\left[(\rho E + p)\vec{U} + \varphi - \overset{\Rightarrow}{\tau}.\vec{U}\right] = 0. \tag{B.3}$$

Nous considérons un fluide newtonien, avec l'hypothèse de Stokes de manière à définir le tenseur des contraintes visqueuses par :

$$\overset{\Rightarrow}{\tau} = \mu(-2/3\vec{\nabla}.\vec{U}\ \overset{\Rightarrow}{I} + \vec{\nabla}\vec{U} + \vec{\nabla}\vec{U}^t). \tag{B.4}$$

Le flux de chaleur est définie par la loi de Fourier :

$$\varphi = -\kappa \vec{\nabla} T, \tag{B.5}$$

et l'équation d'état : $p = \rho r T$ régit le fluide.

Équations moyennées

La moyenne d'une quantité est définie comme la moyenne statistique, et est assimilable à la moyenne temporelle pour une turbulence stationnaire et à la moyenne spatiale pour une turbulence homogène, d'après l'hypothèse d'ergodicité. La moyenne spatiale est celle utilisée expérimentalement.

$$\begin{cases} \bar{q}(\vec{x},t) = \lim\limits_{N \to +\infty} \dfrac{1}{N} \displaystyle\sum_{i=1}^{N} q^{(i)}(\vec{x},t), \\ \bar{q}(\vec{x}) = \lim\limits_{T \to +\infty} \dfrac{1}{T} \displaystyle\int_{t_0}^{t_0+T} q^{(i)}(\vec{x},t_1)\mathrm{d}t_1, \\ \bar{q}(t) = \lim\limits_{V \to +\infty} \dfrac{1}{V} \displaystyle\int_{V} q^{(i)}(\vec{x}_1,t)\mathrm{d}\vec{x}_1. \end{cases} \tag{B.6}$$

Pour pouvoir calculer les grandeurs moyenne en écoulement compressible, il faut introduire la décomposition en partie moyenne et partie fluctuante de la masse volumique. Mais le nombre de corrélations introduites devient trop important, ce qui conduirait à un trop grand nombre

d'équations de fermeture à modéliser. On introduit alors la moyenne de Favre pour certaines grandeurs, qui se définit comme la moyenne d'ensemble pondérée par la masse volumique.

$$\tilde{q} = \frac{\overline{\rho q}}{\bar{\rho}}. \tag{B.7}$$

Tout grandeur q peut alors être décomposée suivant sa moyenne et sa partie fluctuante. La décomposition de Favre et la décomposition de Reynolds peuvent ainsi être reliées par l'égalité B.8.

$$q_i = \bar{q}_i + q'_i = \tilde{q} + q"_i. \tag{B.8}$$

Par construction, nous avons : $\overline{q'_i} = 0$, $\overline{\rho q"_i} = 0$ et $\overline{q"_i} = -\overline{\rho' q'_i}/\bar{\rho}$.

Les équations de la conservation de la masse B.1, de la quantité de mouvement B.2 et de l'énergie B.3 sont moyennées, en utilisant la moyenne de Favre pour les grandeurs $(\vec{U}, E, e)$: $(\tilde{\vec{U}}, \tilde{E}, \tilde{e})$, et la moyenne de Reynolds pour les grandeurs (p, ρ) : $(\bar{p}, \bar{\rho})$. Notons k_t l'énergie cinétique turbulente : $k_t = \vec{u'}^2/2$. Les équations précédentes conduisent à :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\bar{\rho}\tilde{\vec{U}}) = 0, \\ \dfrac{\partial \bar{\rho}\tilde{\vec{U}}}{\partial t} + \vec{\nabla}.\left[\bar{\rho}\tilde{\vec{U}} \otimes \tilde{\vec{U}} + \bar{p}\,\vec{\vec{I}} - \tilde{\vec{\vec{\tau}}} + \overline{\rho u" \otimes u"}\right] = 0, \\ \dfrac{\partial \bar{\rho}\tilde{E}}{\partial t} + \vec{\nabla}.\left[(\bar{\rho}\tilde{E} + \bar{p})\tilde{\vec{U}} - \dfrac{\bar{\gamma}\bar{\mu}}{P_r} + \overline{\vec{\vec{\tau}}.\vec{U}} - \overline{(\rho E + p)\vec{u"}}\right] = 0. \end{cases} \tag{B.9}$$

Ce système d'équations n'est pas fermé, car de nouvelles inconnues liées aux corrélations doubles apparaissent. Pour exprimer ces inconnues à travers de nouvelles équations, des corrélations d'ordre encore supérieurs apparaissent. Il faut donc modéliser ces inconnues par les modèles de turbulence.

Fermeture

Il existe trois manières de simuler un écoulement turbulent. Tout d'abord, la simulation numérique direct (DNS) résout les équations de Navier-Stokes avec une grande précision spatiale et temporelle. Sa résolution nécessite un nombre de nœuds de l'ordre de $64Re_t^{9/4}$, et s'applique donc à des écoulements relativement simple. Elle présente l'avantage par rapport aux autres méthodes de ne pas avoir besoin de modéliser de la turbulence. La simulation des grandes échelles (LES) modélise les petites échelles de turbulence et calcule les grandes échelles. Cette méthode provient de l'idée que les grands tourbillons varient énormément en fonction de la géométrie, alors que les petites échelles ont un caractère beaucoup plus universel, pouvant ainsi être modélisées. Sa résolution est moins coûteuse que la DNS, ne nécessitant un nombre de nœuds que de l'ordre de $25Re_t^2$. Enfin, le modèle le moins coûteux est la modélisation de la turbulence. La LES modélise en effet la turbulence, mais de manière beaucoup plus complexe. Le code PROUST utilise une modélisation de la turbulence, suffisamment bien choisie de manière à simuler des écoulements tridimensionnels instationnaires en turbomachine. Différents modèles de turbulence sont alors possibles : le modèle de Michel (longueur de mélange), modèles du second ordre, relativement coûteux, ou les modèles à deux équations de transports $k - \varphi$, où φ est une variable représentative de la turbulence. Le code PROUST utilise les équations de

transports, qui semblent le plus adaptées pour des calculs instationnaires. Les deux modèles développés sont les modèles $k-\epsilon$ et $k-\omega$. Le modèle $k-\epsilon$ présente de nombreux défauts, en particulier près des parois. Le modèle $k-\omega$ semblant le plus prometteur, c'est celui qui sera utilisé pour le calcul de l'écoulement dans un canal inter-aube de la grille d'aubes. Ces deux modèles sont formellement très proche, mais pas équivalents, car des termes supplémentaires non négligeables apparaissent avec le changement de variables passant d'un modèle à l'autre. C'est pourquoi il est préférable d'utiliser le modèle $k-\omega$ de Wilcox [86], dans lequel la résolution de l'équation de dissipation est numériquement plus simple.

Le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ_t est égal à la demi-trace du tenseur de dissipation :

$$\epsilon_t = \frac{1}{2}\nu\overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)^2}. \tag{B.10}$$

La vorticité $\vec{\omega_t} = \nabla\wedge\vec{u}$ se décompose en une partie moyenne et une partie fluctuante $\vec{\omega_t} = \bar{\Omega}_t+\omega_t'$. Le taux de dissipation spécifique ω_t est le carré moyen de la vorticité fluctuante. Le taux de dissipation spécifique ω_e, et le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ_t sont reliés par la relation :

$$\epsilon_t = C_k k_t \omega_t, \tag{B.11}$$

C_k étant la constante de Kolmogorov, égale à $0,09$.

Il faut adjoindre aux cinq équations précédentes les deux équations de fermeture de la turbulence :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{\partial\bar{\rho}\tilde{k}_t}{\partial t}+\vec{\nabla}.\left[\bar{\rho}\tilde{k}_t\tilde{\vec{U}}-\left(\bar{\mu}+\dfrac{\mu_t}{\sigma_{k_t}}\right)\vec{\nabla}\tilde{k}_t\right]=\tilde{S}_k, \\ \dfrac{\partial\bar{\rho}\tilde{\varphi}}{\partial t}+\vec{\nabla}.\left[\bar{\rho}\tilde{\varphi}\tilde{\vec{U}}-\left(\bar{\mu}+\dfrac{\mu_t}{\sigma_\varphi}\right)\vec{\nabla}\tilde{\varphi}\right]=\tilde{S}_\varphi. \end{array}\right. \tag{B.12}$$

$\tilde{S}_k$ et $\tilde{S}_\varphi$ dépendent du modèle choisi. Pour le modèle $k-\epsilon$:

$$\left\{\begin{array}{l} \tilde{S}_k = \tilde{P}_k - \bar{\rho}\epsilon_t \\ \tilde{S}_\epsilon = C_{\epsilon_1}\dfrac{\epsilon_t}{\tilde{k}_t^2}\tilde{P}_k - C_{\epsilon_2}\dfrac{\epsilon_t}{\tilde{k}_t}\bar{\rho}\epsilon_t \\ \nu_t = C_k\dfrac{\tilde{k}_t^2}{\epsilon_t}. \end{array}\right. \tag{B.13}$$

Pour le modèle $k-\omega$, les relations sont légèrement différentes :

$$\left\{\begin{array}{l} \tilde{S}_k = \tilde{P}_k - C_k\bar{\rho}\omega_t\tilde{k}_t, \\ \tilde{S}_\omega = C_{\omega 1}\dfrac{\omega_t}{\tilde{k}_t^2}\tilde{P}_k - C_{\omega 2}\bar{\rho}\omega_t^2, \\ \nu_t = \dfrac{\tilde{k}_t}{\omega_t}. \end{array}\right. \tag{B.14}$$

Les constantes du modèle $k-\epsilon$ dépendent du régime que l'on étudie. Ainsi, à bas Reynolds, les valeurs sont :

$$C_{\epsilon_1} = 1,55\ ;\ C_{\epsilon_2} = 2,00,$$

et à haut Reynolds :

$$C_{\epsilon_1} = 1,44\ ;\ C_{\epsilon_2} = 1,92,$$

Les autres constantes sont indépendantes du régime et valent :

$$\sigma_k = 1,0 \; ; \; \sigma_\epsilon = 1,3.$$

En revanche, quel que soit le régime, les constantes du modèle $k - \omega$ sont les mêmes :

$$C_{\epsilon_1} = 5/9 \; ; \; C_{\epsilon_2} = 3/40 \; ; \; \sigma_k = 2,0 \; ; \; \sigma_\epsilon = 2,0.$$

Le plus répandu des modèles est le modèle $k - \epsilon$, mais la résolution de l'équation de ϵ près des parois pose des problèmes. Il est préférable de choisir le modèle de turbulence $k - \omega$, car la résolution des équations de ce modèle près des parois est plus simple (cf. Smati [80] p.14). Ainsi, le code PROUST utilise ce dernier modèle. Le modèle de turbulence est un modèle linéaire de Wilcox.

B.0.1 Méthodes numériques

Les équations différentielles exposées précédemment doivent être discrétisées de manière à être résolues en un nombre fini de position en espace et en temps.

Il existe différentes méthodes de discrétisation. La méthode des différences finies consiste à effectuer un développement de Taylor des dérivées, ce qui conduit à un ensemble d'équations contenant les grandeurs à différents nœuds voisins. Cette méthode est très simple d'utilisation, mais elle n'est pas conservative. Elle ne peut donc être appliquée à tout type d'écoulement, en particulier en ce qui concerne les écoulements transoniques. Une deuxième méthode consiste à utiliser la méthode des éléments finis. Les équations sont multipliées par une fonction test, puis intégrées sur tout le domaine. Le domaine de calcul est alors découpé en un ensemble d'éléments, sur lesquels est approchée la solution par une fonction simple (par exemple linéaire). Cette méthode est d'une part coûteuse en temps de calcul, et elle est d'autre part non conservative. La méthode des éléments frontières consiste à prendre la divergence de l'équation de quantité de mouvement de manière à obtenir une équation de Poisson. Cette équation est multipliée par une fonction caractéristique bien choisie, puis transformée en une intégrale de surface et volumique par le théorème de Green. Le calcul est assez simple, et bien adapté pour le calcul d'un Laplacien, mais l'est beaucoup moins pour résoudre les équations de Navier-Stokes. La méthode spectrale résout les équations après avoir effectué un développement limité en série de Fourier, ce qui conduit à un système d'équations linéaires pour les coefficients du développement en série. Cette méthode permet d'avoir une bonne précision, mais elle ne permet que de résoudre des géomètries simples.

La méthode des volumes finis est celle utilisée par PROUST, car elle est conservative par construction. Le domaine est en effet divisé en volumes élémentaires, sur lesquels sont appliqués les équations de conservations. Une interpolation permet d'exprimer les valeurs sur la surface des volumes élémentaires en fonction des valeurs aux nœuds. Cette méthode présente l'inconvénient par rapport aux différences finies d'être difficilement développable pour des ordres supérieurs à deux. Le détail de la méthode est présenté dans la thèse de L. Smati [80]. Nous en décrivons ici le principe. Les équations de conservation B.1, B.2, B.3 peuvent toutes s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \vec{\nabla}.\vec{B} = S. \tag{B.15}$$

Cette équation est intégrée sur tout le domaine, et le théorème de Green est appliqué pour transformer l'intégrale volumique sur $\vec{B}$ en une intégrale surfacique. L'intégrale ainsi obtenue est ensuite évaluée sur chacun des volumes élémentaires subdivisant le domaine :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\int_{\mathcal{V}_i(t)} A\mathrm{d}\mathcal{V}_i + \int_{\mathcal{S}_i(t)} \vec{C}.\vec{n}\mathrm{d}\mathcal{S}_i = \int_{\mathcal{V}_i(t)} S\mathrm{d}\mathcal{V}. \tag{B.16}$$

En écrivant cette équation pour chacune des équations de conservation et dans les coordonnées curvilignes des cellules de calcul, le système d'équations s'écrit :

$$\frac{\partial\sqrt{g}q}{\partial t}|_{\xi_1,\xi_2,\xi_3} + \sum_{i=1}^{3}\left[F^i(\xi^i+\frac{1}{2}) - F^i(\xi^i-\frac{1}{2})\right] = \sqrt{g}S|_{\xi_1,\xi_2,\xi_3}, \tag{B.17}$$

avec

$$q = \left|\begin{array}{c} \rho \\ \rho\vec{U} \\ \rho E \\ \rho k_t \\ \rho\varphi \end{array}\right. \quad ; \quad S = \left|\begin{array}{c} 0 \\ \vec{0} \\ 0 \\ \sqrt{g}S_k \\ \sqrt{g}S_\varphi \end{array}\right. \quad ;$$

$$F_c^i = \sqrt{g}\left|\begin{array}{c} \rho U^i \\ \rho U^i\vec{U} + p\vec{a}^i \\ (\rho E + p)\vec{U}^i - p\xi_t^i \\ \rho k_t U^i \\ \rho\varphi U^i \end{array}\right. \quad ; \quad F_v^i = \sqrt{g}\left|\begin{array}{c} 0 \\ \overset{\Rightarrow}{\tau}_{l+t}.\vec{a}^i \\ \left\{\gamma(\frac{\mu}{P_r} + \frac{\mu_t}{P_{rt}}\vec{\nabla}e + \overset{\Rightarrow}{\tau}_{l+t}.\vec{U} + (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k})\vec{\nabla}k_t\right\}.\vec{a}^i \\ (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k})\vec{\nabla}k_t.\vec{a}^i \\ (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k})\vec{\nabla}\varphi.\vec{a}^i \end{array}\right. \quad ; \tag{B.18}$$

$$p = \rho(\gamma-1)\left[E - \frac{1}{2}\vec{U}^2 - k_t\right] \; ;$$

$$F^i = F_c^i - \frac{1}{Re}F_v^i \quad ; \quad V^i = \xi_{x_1}^i u_1 + \xi_{x_2}^i u_2 + \xi_t^i.$$

F_c^i représente le flux convectif dans la direction ξ^i, et F_v^i représente le flux diffusif dans la direction ξ^i.

B.0.2 Discrétisation

Discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle est une discrétisation explicite, où la solution à l'instant $(n+1)$ ne fait intervenir que les instants précédents. Cette technique présente l'avantage de requérir peu d'espace mémoire, mais nécessite beaucoup de temps de calcul, en particulier en instationnaire. Plusieurs schémas de discrétisation sont disponibles. Le schéma explicite d'Euler, précis au premier ordre, ne requiert que la solution à l'instant (n). L'inconvénient de cette discrétisation résulte de sa lenteur et de son faible degré de précision. Un schéma de Runge-Kutta est aussi disponible. Ainsi, le schéma de discrétisation choisi pour traiter le cas de la grille d'aubes est un schéma de Runge-Kutta d'ordre 4.

Dans un schéma de Runge-Kutta, q^{n+1} est évalué à partir de plusieurs sous-pas entre $n\Delta t$ et $(n+1)\Delta t$. La discrétisation temporelle avec np sous-pas se formule suivant l'équation B.19 :

$$q^{(n+1,k)} = q^n - \alpha_k\frac{\Delta t}{\sqrt{g}}\left(R_c^{(k-1)} + R_v^{(k-1)}\right) \text{ , pour } 0 <= k <= np. \tag{B.19}$$

Dans cette équation, R_c et R_v sont respectivement les résidus convectif et diffusif :

$$\begin{cases} R_c^{(0)} = R_c(q^n) \; ; \; R_c^{(k)} = R_c(q^{(n+1,k-1)}) \; ; \\ R_v^{(0)} = R_v(q^n) \; ; \; R_v^{(k)} = \beta_k R_v(q^{(n+1,k)}) + (1-\beta_k) R_v^{k-1}. \end{cases} \tag{B.20}$$

Pour le schéma à quatre sous-pas, les coefficients α_k et β_k valent :

$$\begin{cases} \alpha_1 = \frac{1}{3} \; ; \; \alpha_2 = \frac{4}{15} \; ; \; \alpha_3 = \frac{5}{9} \; ; \; \alpha_4 = 1 \; ; \\ \beta_1 = 1 \; ; \; \beta_2 = \frac{1}{2} \; ; \; \beta_3 = 0 \; ; \; \beta_4 = 0. \end{cases} \tag{B.21}$$

À chaque sous-pas, on n'utilise que le sous-pas précédent, ce qui diminue l'encombrement mémoire, mais ce qui limite la précision à l'ordre deux. Les sous-pas de ce schéma peuvent être considérés comme des étapes fondées sur une méthode d'Euler explicite. Ainsi, le schéma de Runge-Kutta d'ordre n est n fois plus coûteux en temps de calcul que le schéma d'Euler explicite.

Le CFL (Courant, Friedrichs, Lewy) est le coefficient reliant le pas en temps et le pas en espace. Ainsi, après avoir défini le maillage d'une turbomachine, le CFL conduit à une valeur limite du pas en temps nécessaire pour assurer la convergence du calcul. Pour améliorer la convergence, particulièrement lorsque l'initialisation est éloignée de la solution finale, une loi d'évolution peut être introduite en fonction du taux de convergence, ce dernier étant égal au rapport de la différence de la solution à l'instant n+1 et de la solution à l'instant n, sur le pas en temps. Le critère de CFL pour le schéma d'Euler explicite est de la forme :

$$CFL = (U + c_0)\frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1. \tag{B.22}$$

Le critère de CFL est de $2\sqrt{2}$ pour le schéma de Runge-Kutta à quatre sous-pas, et est de 4 pour le schéma à cinq sous-pas. Ainsi, le CFL n'est pas toujours quatre à cinq fois supérieur à celui du schéma d'Euler. Mais la convergence est plus rapide, car le schéma de Runge-Kutta est plus stable.

Discrétisation spatiale

Il existe plusieurs schémas de dicrétisation spatiale concernant le flux convectif F_c^i, que l'on peut classer en deux catégories. Nous avons tout d'abord les schémas décentrés amont. Ceux-ci comprennent d'une part les schémas reposant sur une séparation du flux convectif, et d'autre part les schémas reposant sur une résolution du problème de Riemann. Les premiers schémas ont l'avantage d'être simple et efficace, les seconds ont l'avantage d'être plus précis. Nous avons choisi les seconds, en utilisant le solveur de Riemann approché de Roe, qui s'utilise avec une décomposition de différence de flux. On pourrait aussi utiliser des schémas d'ordre supérieurs à la place des schémas décentrés, qui nécessiterait alors l'interpolation sur plus d'un nœud voisin.

Discrétisation des équations turbulentes

Du fait du couplage des différentes équations, l'introduction d'équations de transport des variables turbulentes nécessiterait de modifier la formulation des flux convectifs. Cette modification est possible avec un solveur de Riemann, mais non pour d'autres séparations de flux. Mais la résolution d'un système non couplé a peu d'influence sur la solution convergée, lorsqu'on

ne s'intéresse pas à la solution instationnaire. Les différentes formulations pour la discrétisation du flux convectif turbulent, soit par une approche de type solveur de Riemann, soit pour les schémas centrés purs sont détaillées dans la thèse de L. Smati [80].

Annexe C

Spectres de bruit propre

Cette annexe présente l'évolution des spectres acoustiques en fonction de l'angle d'attaque de l'écoulement incident. Elle met ainsi en évidence la diminution du niveau sur une large gamme de fréquence en fonction de l'angle d'attaque pour les angles d'émission se trouvant du côté intrados.

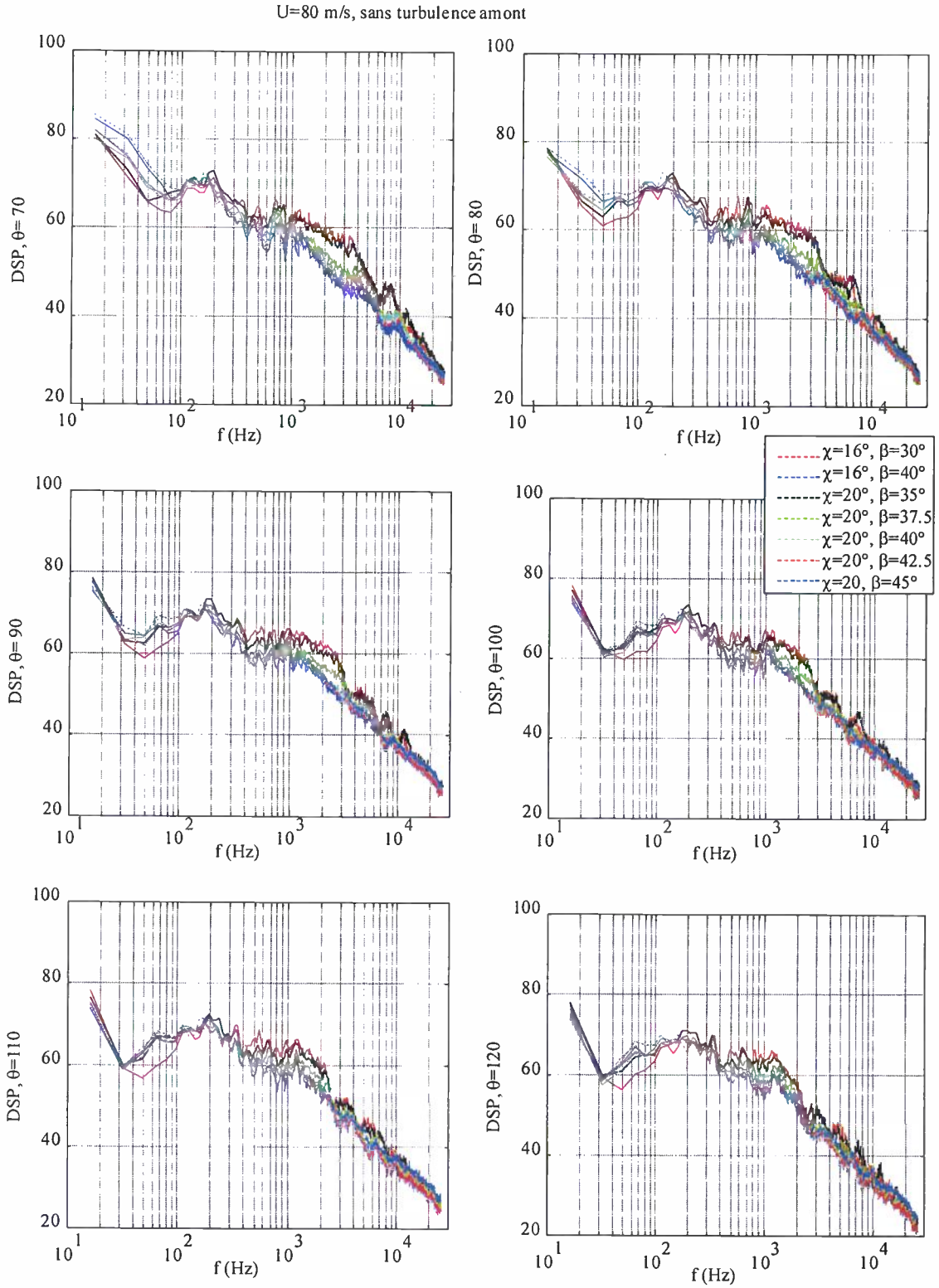


Figure C.1 – *Évolution de la densité spectrale de puissance dans les cas non décollés pour deux angles d'émissions*

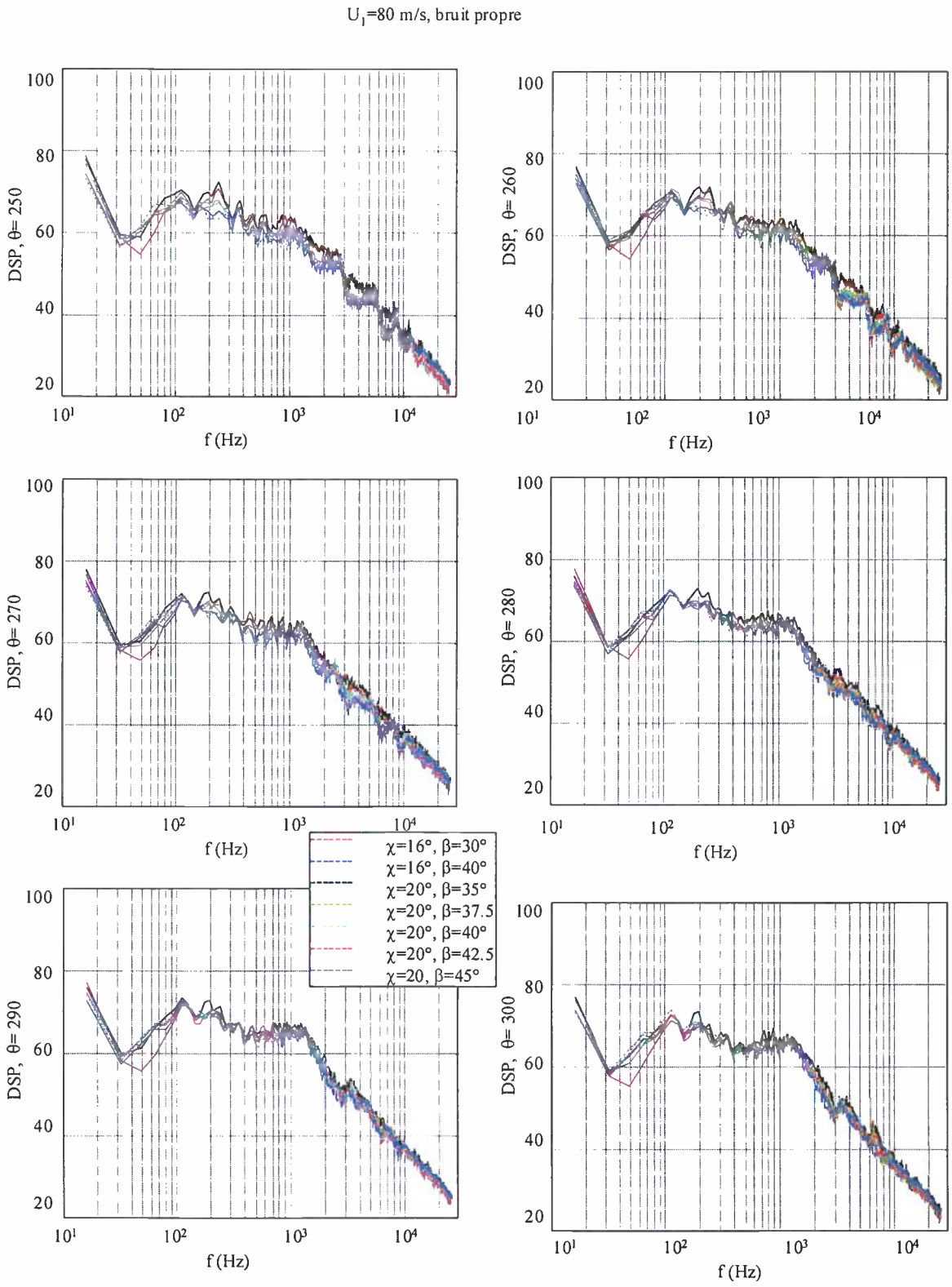


Figure C.2 – *Évolution pour différents angles d'attaques de la densité spectrale de puissance dans les cas non décollés*

Annexe D

Spectres de pression en paroi et cohérences

Cette annexe est consacré aux mesures de pressions en paroi des aubes. Elle contient à la fois les spectres pariétaux, les cohérences entre capteurs en paroi et champ lointain et celles entre sondes en paroi.

D.1 Spectres de pression en paroi

Les figures suivantes montrent les spectres pariétaux pour différentes sondes sur les aubes n° 4 et n° 5. Les sondes de l'aube n° 4 sont placées le long de l'envergure. Ces courbes mettent en évidence l'évolution de la forme des spectres en fonction de l'angle d'incidence. Le signal du capteur 10 évolue beaucoup en fonction de ce paramètre, à la différence des autres signaux. Par ailleurs, nous voyons que les spectres de tous les capteurs du côté intrados sont de type 1 lorsque la grille ne se trouvent pas dans son fonctionnement optimales, et varient de manière bien nette avec l'angle d'attaque. Du côté extrados, les spectres varient très peu en fonction du point de fonctionnement de la grille, à l'exception du capteur 19.

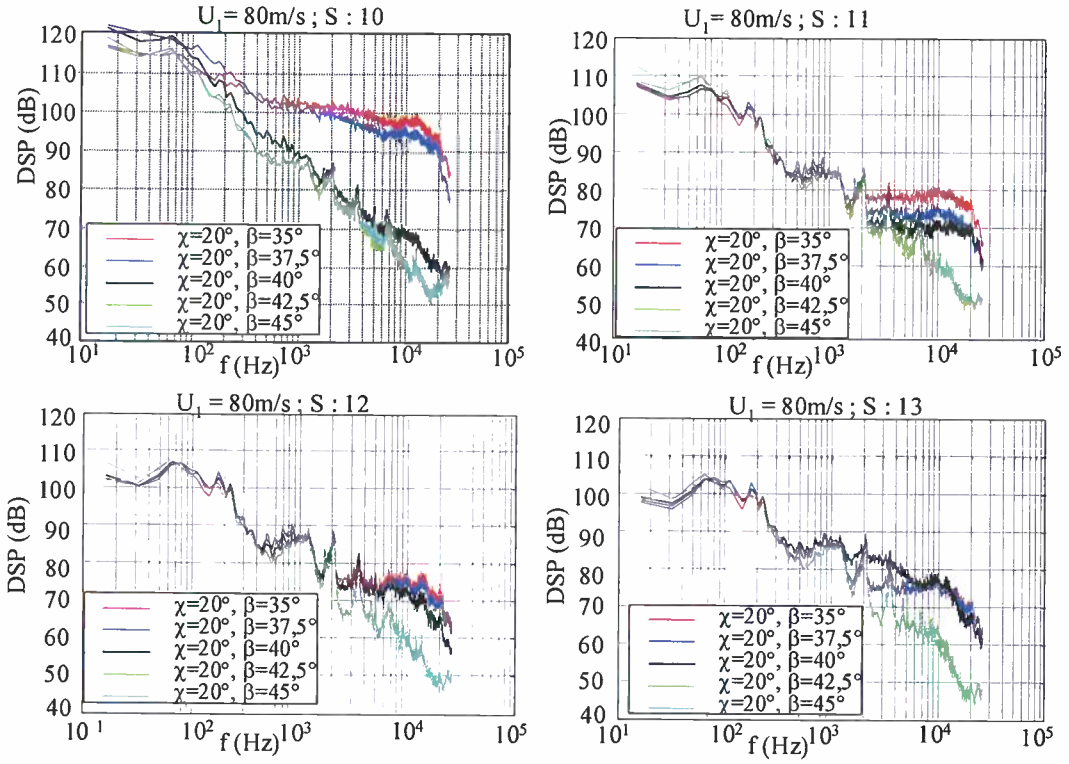


Figure D.1 – *Spectres pariétaux le long de la corde de l'aube n° 4, pour différentes configurations (capteurs 10 à 13)*

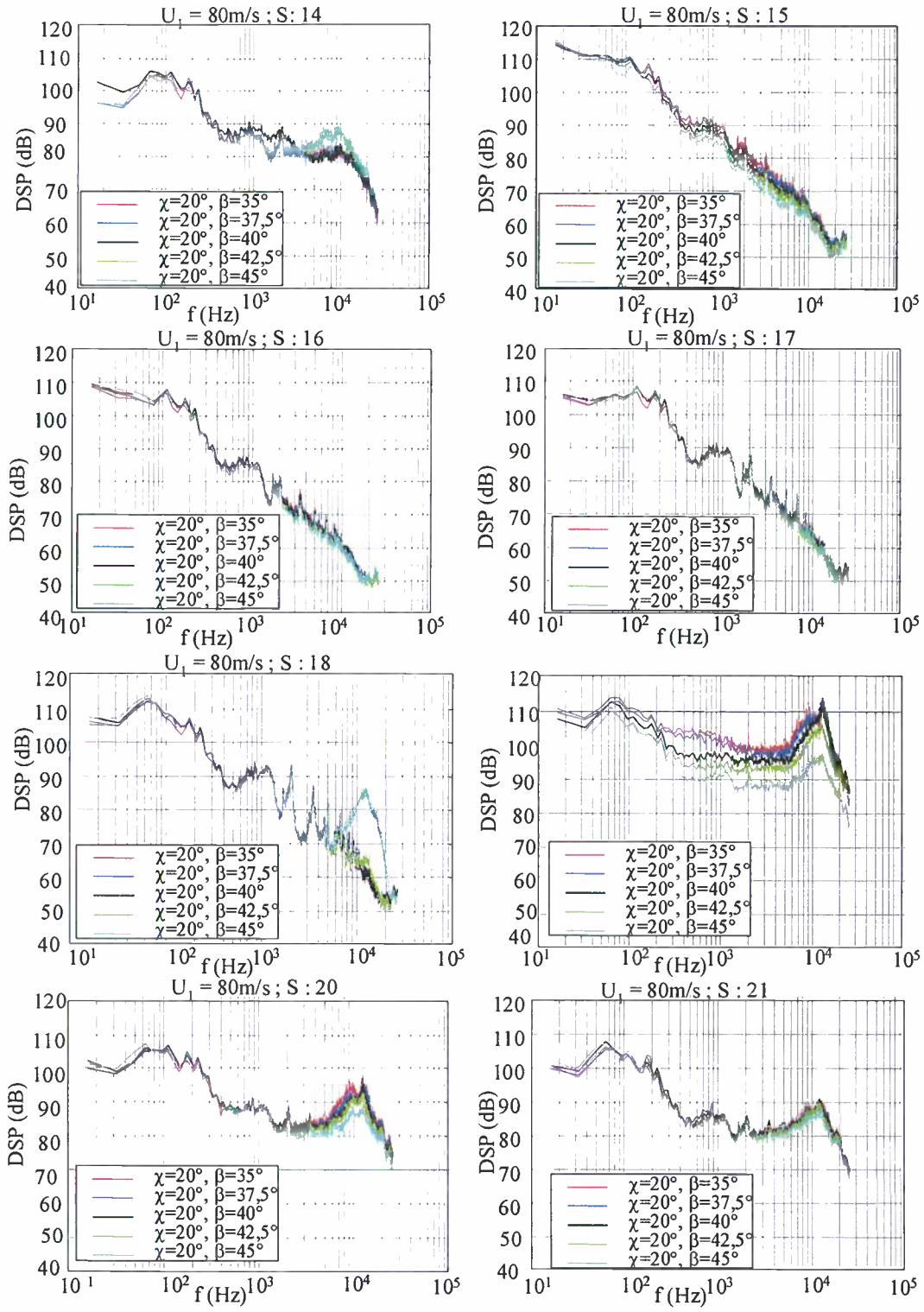


Figure D.2 – *Spectres pariétaux le long de la corde de l'aube n° 4, pour différentes configurations (capteurs 14 à 21)*

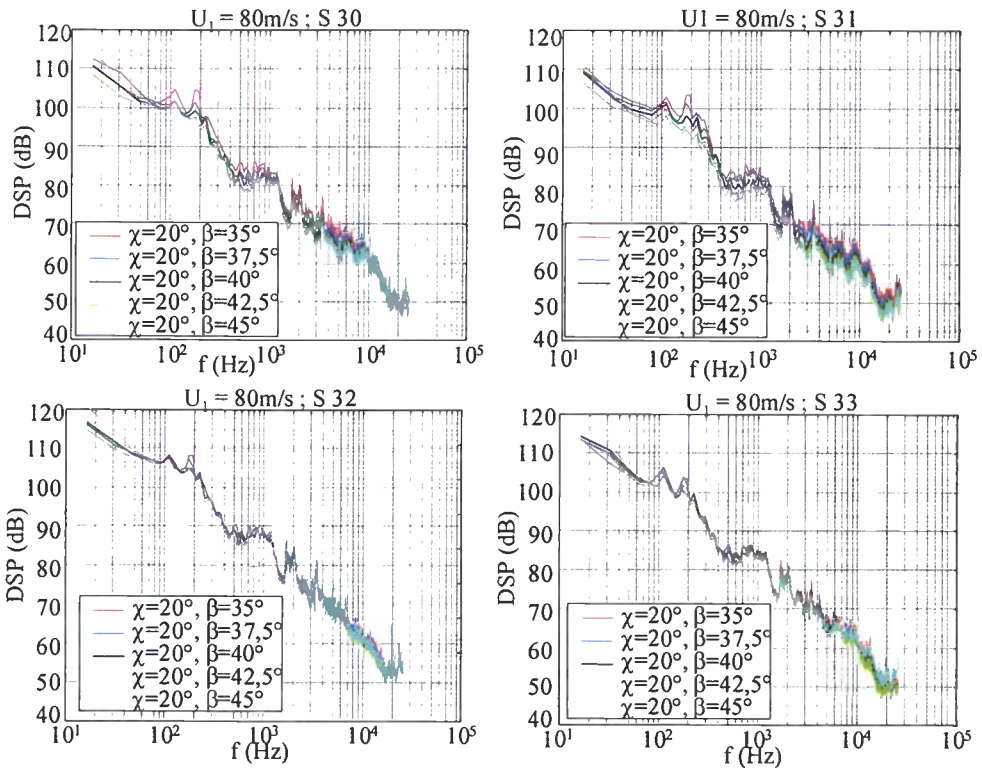


Figure D.3 – *Spectres pariétaux du bord d'attaque le long de l'envergure de l'aube n° 5, pour différentes configurations (capteurs 30 à 33)*

Nous nous intéressons ici à l'évolution des spectres le long de l'envergure. Le long du bord de fuite et le long du bord d'attaque, les spectres sont invariants en fonction de la configuration. En revanche, à 70% de la corde, les spectres évoluent de manière très importante.

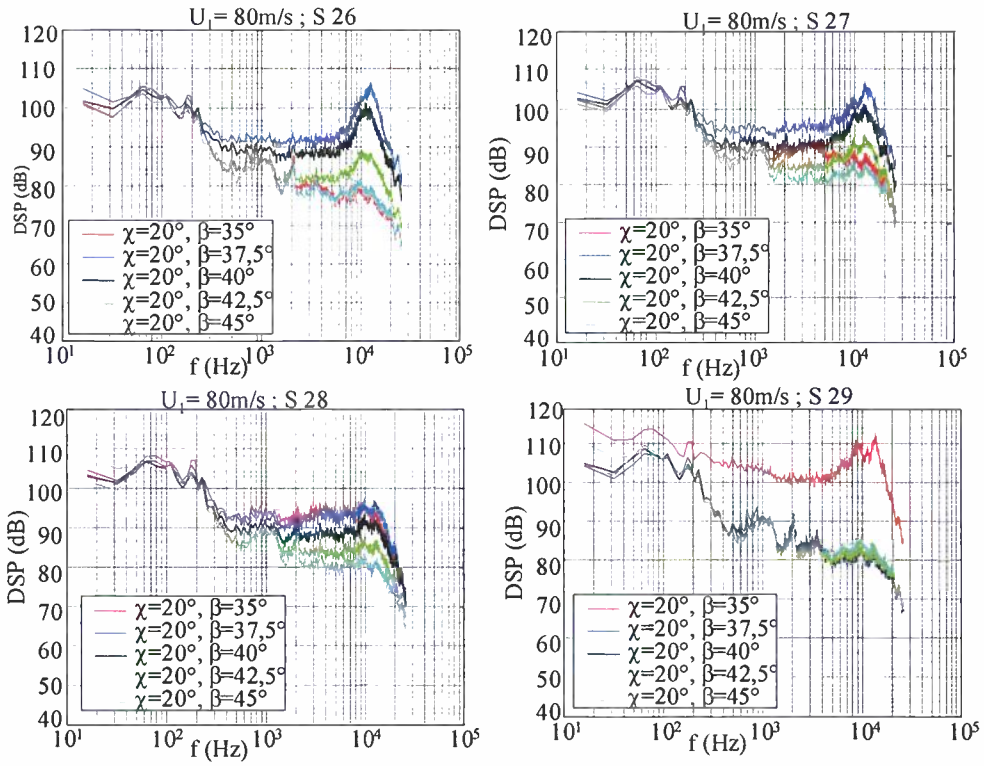


Figure D.4 – *Spectres pariétaux entre le bord d'attaque et le bord de fuite le long de l'envergure de l'aube n° 5 pour différentes configurations (capteurs 26 à 29)*

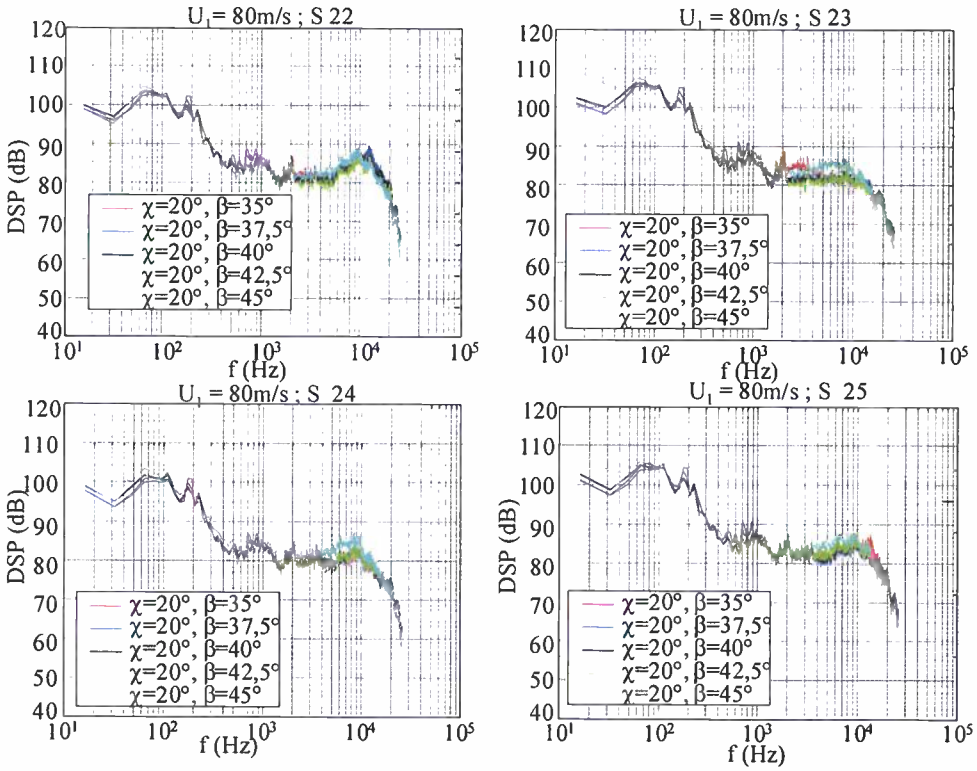


Figure D.5 – *Spectres pariétaux de bord de fuite le long de l'envergure (sur l'aube n° 5), pour différentes configurations (capteurs 22 à 25)*

La figure D.6 est consacrée à l'évolution des spectres le long de la corde pour le bruit d'interaction instationnaire. Seuls les capteurs de bord d'attaque présentent des variations importantes en fonction de la configuration (S10 et S15). La pression pariétale n'évolue pas avec les autres capteurs sauf après 8 000 Hz pour S 11, S 12, S 18 et S 19.

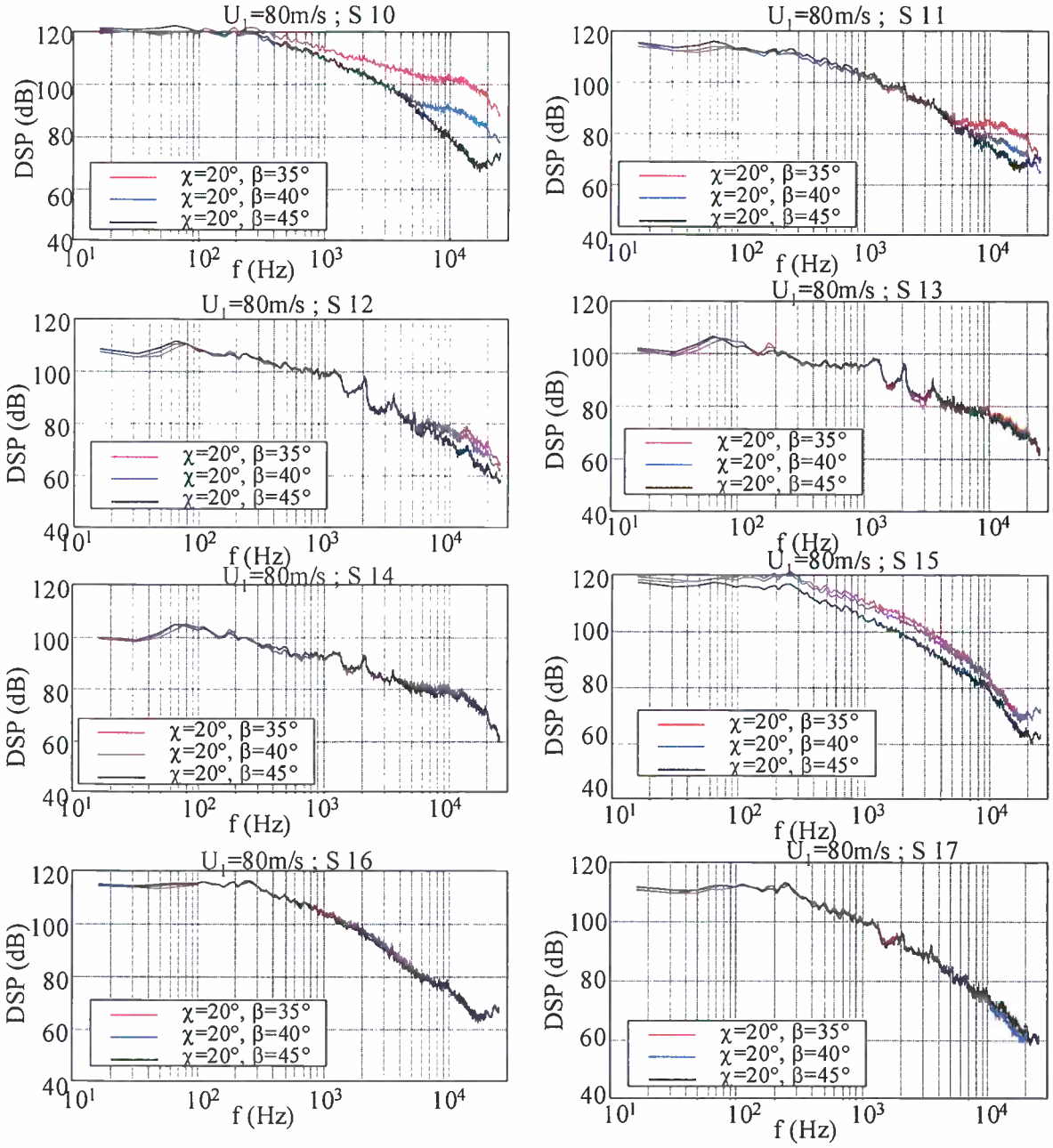


Figure D.6 – *Spectres pariétaux le long de la corde de l'aube n° 4, pour différentes configurations (capteurs 10 à 16)*

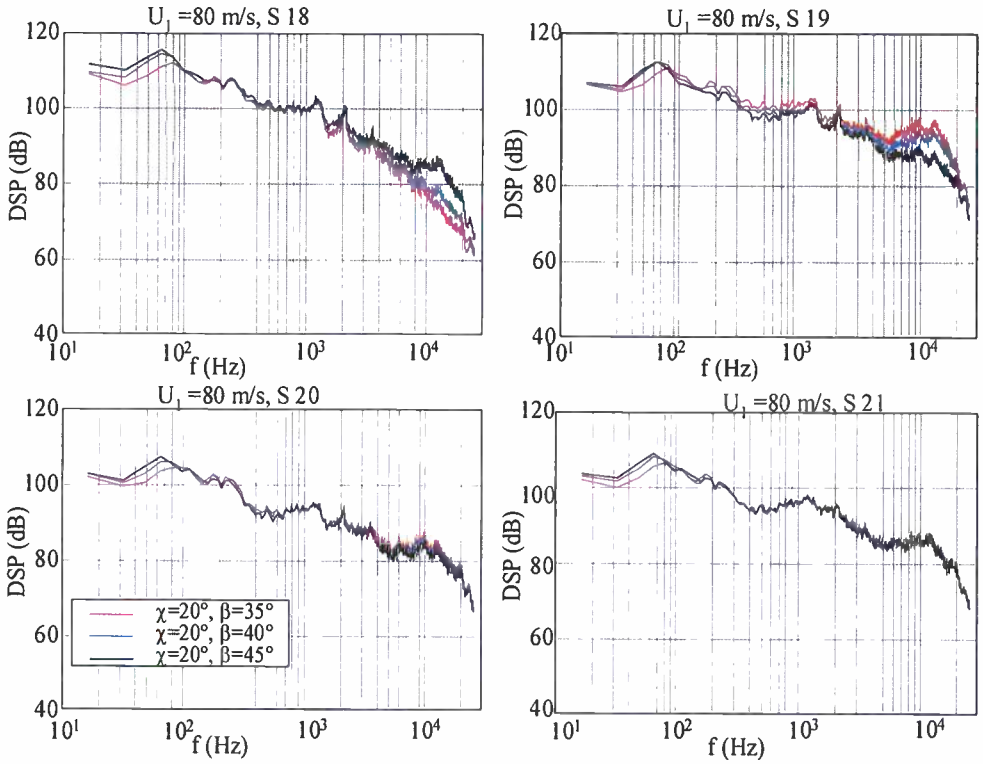


Figure D.7 – *Spectres pariétaux le long de la corde de l'aube n° 4, pour différentes configurations (capteurs 16 à 21)*

D.2 Cohérences

Ce paragraphe est dédié aux courbes de cohérence. Les cohérences entre sondes pariétales sont d'abord tracées pour le bruit propre (figure D.8), uniquement pour les sondes de bord de fuite. Les cohérences des sondes avec le microphone en champ lointain sont ensuite tracées pour le bruit propre sur la figure D.9, et pour le bruit d'interaction sur la figure D.10.

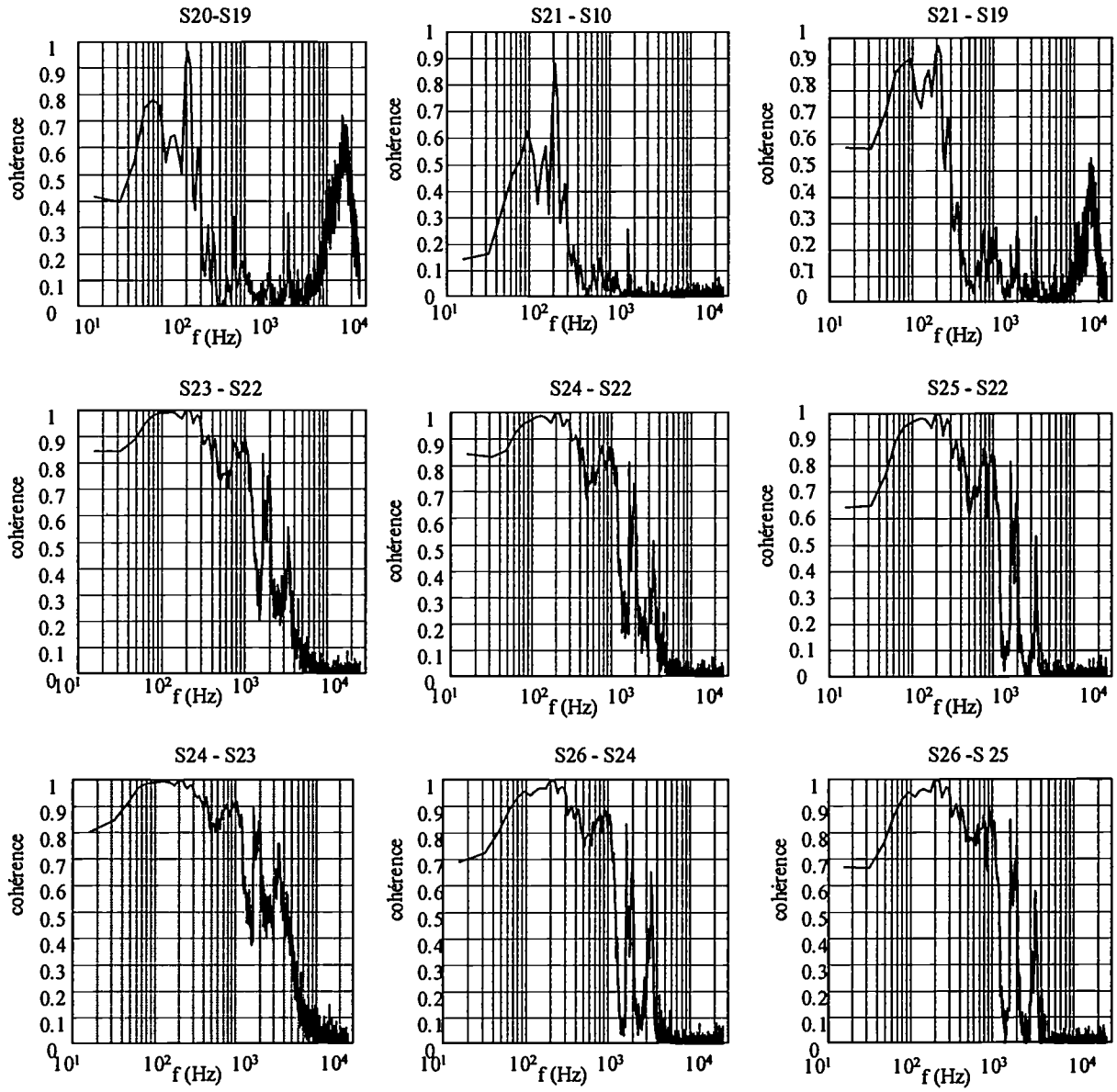


Figure D.8 – *Cohérences inter-sonde pour le bruit propre* ($\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $U_1 = 100$ *m/s*)

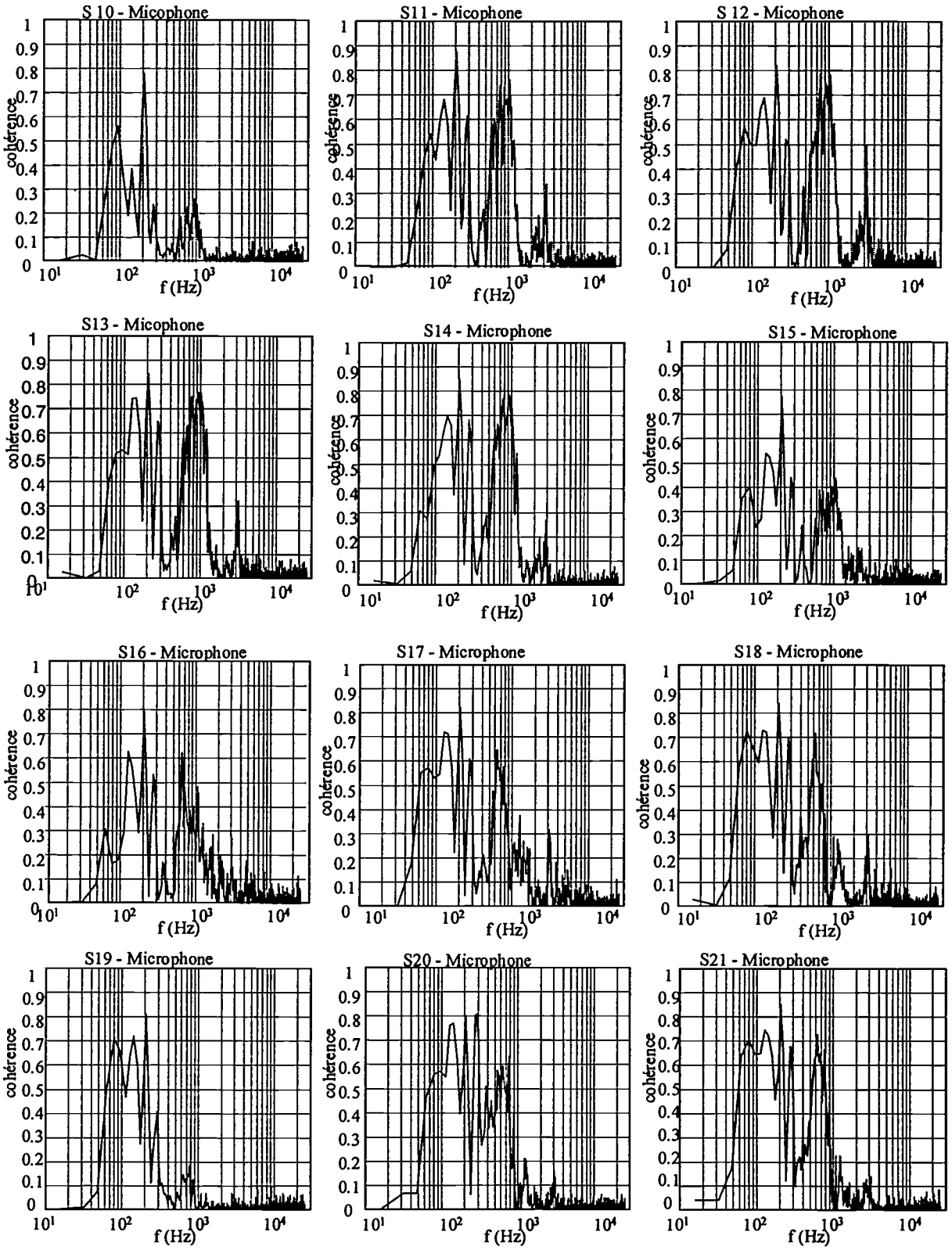


Figure D.9 – *Cohérences entre capteur et microphone en champ lointain pour le bruit propre* ($\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $U_1 = 100\ m/s$)

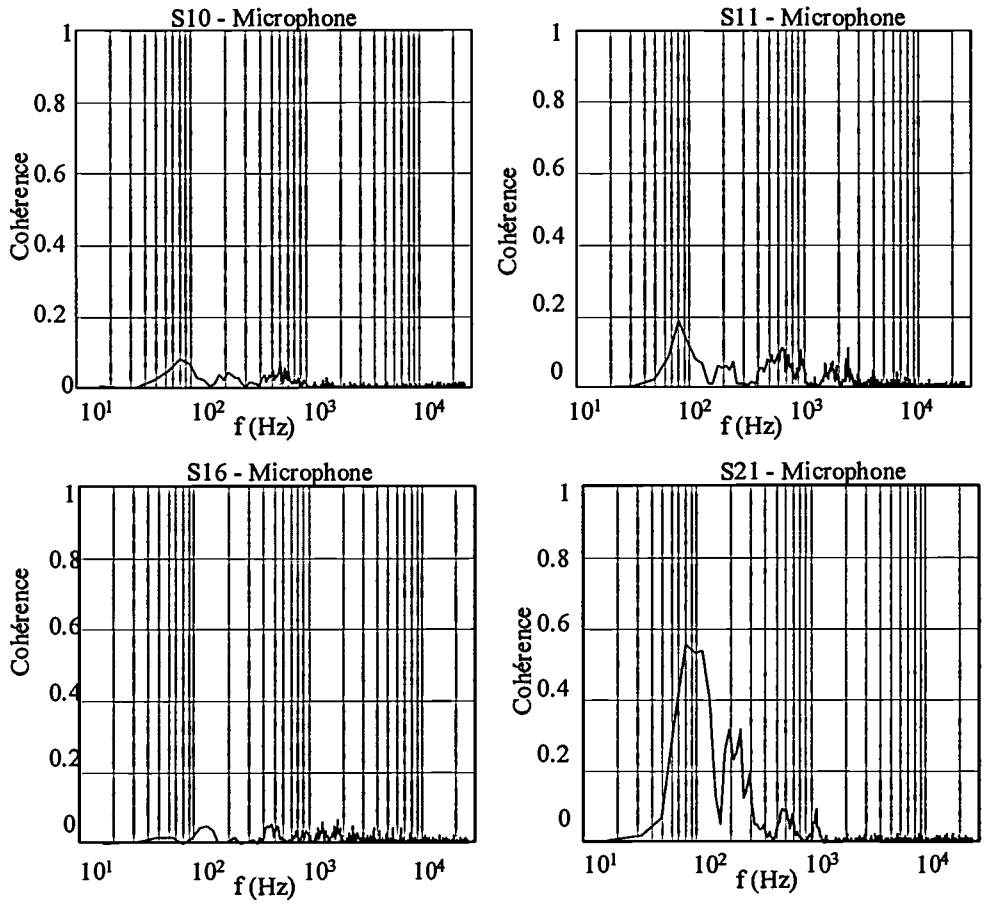


Figure D.10 – *Cohérences entre capteur et microphone en champ lointain pour le bruit d'interaction* ($\chi = 20^o$, $\beta = 35^o$, $U_1 = 80$ *m/s*)

Annexe E

Pression pariétale théorique

Nous présentons dans cette annexe le détail des calculs du modèle de Amiet modifié, résumé au paragraphe 5.2.

E.1 Pression pariétale p_1

La pression pariétale p_1 est obtenue directement par le modèle d'Amiet (équation 5.16 du paragraphe 5.2.2), et va servir ici à déduire le potentiel Φ_1 pour pouvoir appliquer une correction de bord d'attaque.

$$p_1(X,0) = e^{-i\alpha_c KX}\left\{(1+i)E^*[-(\alpha_c K + (1+M)\mu)X] - 1\right\}. \tag{E.1}$$

E.2 Potentiel Φ_1 de bord de fuite

Le potentiel Φ_1 se définit à partir de p_1 selon l'équation suivante :

$$\Phi_1 = \frac{c}{2\rho_0 U_1}\int_{-\infty}^{X} p_1(\xi,0)e^{-iK(\xi-X)}\mathrm{d}\xi. \tag{E.2}$$

En remplaçant par la valeur de p_1 de l'équation E.1 :

$$\Phi_1 = \frac{c}{2\rho_0 U_1}e^{-iKX}\int_{-\infty}^{X} e^{-i(\alpha_c-1)K\xi}\left\{(1+i)E^*[-(\alpha_c K + (1+M)\mu)\xi] - 1\right\}\mathrm{d}\xi. \tag{E.3}$$

Cette intégrale se calcule par parties en dérivant l'intégrale de Fresnel, et en intégrant l'exponentielle. Nous avons en effet :

$$E^*[x] = \int_0^x \frac{e^{-it}}{\sqrt{2\pi t}}\mathrm{d}t,$$

ce qui donne :

$$\frac{\mathrm{d}E^*}{\mathrm{d}x} = \frac{e^{ix}}{\sqrt{2\pi x}}.$$

En revenant à l'expression précédente de Φ_1 :

$$\Phi_1 = \frac{c}{2\rho_0 U_1} e^{-iKX} \left\{ \left[\frac{e^{-i(\alpha_c-1)K\xi}}{-i(\alpha_c-1)K} \{(1+i)E^*[-(\alpha_c K + (1+M)\mu)\xi] - 1\} \right]_{-\infty}^{X} \right.$$
$$\left. +(1+i)(\alpha_c K + (1+M)\mu) \int_{-\infty}^{X} \frac{e^{-i(\alpha_c-1)K\xi}}{-i(\alpha_c-1)K} \frac{e^{i\xi(\alpha_c K+(1+M)\mu)}}{\sqrt{2\pi\xi(\alpha_c K + (1+M)\mu)}} \right\} . \tag{E.4}$$

Il s'agit de calculer l'intégrale de Fresnel en l'infini :

$$\lim_{X\to\infty} (E^*[X]) = \frac{1}{1+i} . \tag{E.5}$$

La valeur de la première partie entre crochets de l'équation vaut donc zéro en l'infini, ce qui conduit à :

$$\Phi_1(X,0) = \frac{c}{2\rho_0 U_1} e^{-iKX} \left\{ \frac{e^{-i(\alpha_c-1)KX}}{-i(\alpha_c-1)K} \{(1+i)E^*[-(\alpha_c K + (1+M)\mu)X] - 1\} \right.$$
$$\left. +\frac{(1+i)(\alpha_c K + (1+M)\mu)}{-i(\alpha_c-1)K} \int_{-\infty}^{X} \frac{e^{i(K+(1+M)\mu)\xi}}{\sqrt{2\pi\xi(\alpha_c K + (1+M)\mu)}} \mathrm{d}\xi \right\} . \tag{E.6}$$

Il faut maintenant calculer l'intégrale restante, que nous noterons I_1 :

$$I_1 = \int_{-\infty}^{X} \frac{e^{i(K+(1+M)\mu)\xi}}{\sqrt{2\pi\xi(\alpha_c K + (1+M)\mu)}} \mathrm{d}\xi.$$

Nous allons chercher à l'exprimer de manière à retrouver une intégrale de Fresnel. Pour cela, un changement de variable s'impose, en posant $\xi_1 = -(K + (1+M)\mu)\xi$, sachant que ξ est négatif. Nous remplaçons par ailleurs la valeur de l'intégrale de Fresnel en l'infini par sa valeur (cf. E.5) :

$$I_1 = \frac{1}{\sqrt{(K+(1+M)\mu)(\alpha_c K + (1+M)\mu)}} \int_{-(K+(1+M)\mu)X}^{\infty} \frac{e^{-i\xi_1}}{\sqrt{2\pi\xi_1}} \mathrm{d}\xi_1$$
$$= \frac{1}{\sqrt{(K+(1+M)\mu)(\alpha_c K + (1+M)\mu)}} \left\{ \frac{1}{1+i} - E^*[-(K+(1+M)\mu)X] \right\} . \tag{E.7}$$

En remplaçant dans l'équation de Φ_1 précédente, nous obtenons :

$$\Phi_1(X,0) = \frac{c}{2\rho_0 U_1} e^{-iKX} \left\{ \frac{ie^{-i(\alpha_c-1)KX}}{(\alpha_c-1)K} \{(1+i)E^*[-(\alpha_c K + (1+M)\mu)X] - 1\} \right.$$
$$\left. +\frac{i}{(\alpha_c-1)K} \sqrt{\frac{(\alpha_c K + (1+M)\mu)}{(K+(1+M)\mu)}} \{1 - (1+i)E^*[-(K+(1+M)\mu)X]\} \right\} . \tag{E.8}$$

E.3 Potentiel Φ_2 de bord d'attaque

La condition de l'annulation du potentiel en amont du bord d'attaque conduit au système :

$$\begin{cases} x_a \leq 0 \ : \ \Phi_2'(x_a, 0, t) = -\Phi_1'(x_a, 0, t) \\ x_a > 0 \ : \ \dfrac{\partial \Phi_2'}{\partial y_a} = 0. \end{cases} \tag{E.9}$$

Φ' vérifie les mêmes équations que p'. On pose les mêmes changements de fonctions et de variables : $\Phi'(x_a, y_a, t) = \bar{\Phi}(x_a, y_a)e^{i\omega t} = \Phi(X, Y)e^{i\omega t + kMx_a/\beta_m^2}$, si bien que le potentiel vérifie l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Y^2} + \mu^2 \Phi = 0. \tag{E.10}$$

Toutes ces relations sont à la fois vérifiées pour Φ_1 et Φ_2. Ainsi, le potentiel résultant de la diffraction du bord d'attaque doit vérifier le système d'équations :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 \Phi_2}{\partial X^2} + \dfrac{\partial^2 \Phi_2}{\partial Y^2} + \mu^2 \phi_2 = 0 \\ X > 0 \ : \ \dfrac{\partial \Phi_2}{\partial Y}(X, 0) = 0 \\ X \leq -2 \ : \ \Phi_2(X, 0) = -\Phi_1(X, 0). \end{cases} \tag{E.11}$$

En appliquant encore une fois la solution de Schwartzschild, dans lequel il faut faire le changement de variable en $X_2 = X + 2$, on déduit que :

$$\Phi_2(X, 0) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{0} \sqrt{-\frac{X}{\xi}} \frac{e^{-i\mu(\xi - X)}}{\xi - X} (-\Phi_1(\xi + 2, 0)) d\xi. \tag{E.12}$$

On remplace alors Φ_1 par son équation E.8 :

$$\begin{aligned} \Phi_2(X, 0) = & \frac{ic\sqrt{-X}e^{i(\mu X + 2K)}}{2\pi\rho_0 U_1(\alpha_c - 1)K} \int_0^{+\infty} \frac{e^{-i(\mu + K)\xi}}{\sqrt{\xi(\xi - X)}} \\ & \Big\{ e^{-i(\alpha_c - 1)K(\xi + 2)}((1 + i)E * [-(\alpha_c K + (1 + M)\mu)(\xi + 2)] - 1) \\ & + \sqrt{\frac{(\alpha_c K + (1 + M)\mu)}{(K + (1 + M)\mu)}}(1 - (1 + i)E^*[-(K + (1 + M)\mu)(\xi + 2)]) \Big\} \, \mathrm{d}\xi. \end{aligned} \tag{E.13}$$

Pour simplifier cette équation, posons :

$$\begin{cases} a = (\alpha_c K + (1+M)\mu)\ , \\ A = (K + (1+M)\mu)\ , \\ \vartheta = \sqrt{\dfrac{(\alpha_c K + (1+M)\mu)}{(K + (1+M)\mu)}}\ , \\ R_X = \dfrac{ic\sqrt{-X}e^{i(\mu X + 2K)}}{2\pi\rho_0 U_1(\alpha_c - 1)K}, \end{cases} \tag{E.14}$$

ce qui conduit à l'équation :

$$\begin{aligned} \Phi_2(X,0) = R_X \int_0^{+\infty} \frac{e^{-i(\mu+K)\xi}}{\sqrt{\xi(\xi - X)}} \Big\{ & e^{-i(\alpha_c-1)K(\xi+2)}((1+i)E^*[-a(\xi+2)] - 1) \\ & + \vartheta(1 - (1+i)E^*[-A(\xi+2)])\Big\}\, \mathrm{d}\xi. \end{aligned} \tag{E.15}$$

La fonction de Fresnel peut se simplifier en la comparant à la fonction erreur erfc :

$$E^*[x] = \frac{i-1}{2}\left[1 - \mathrm{erfc}^*\left((1-i)\sqrt{\frac{x}{2}}\right)\right], \tag{E.16}$$

ce qui donne, en remplaçant par l'argument de la fonction de Fresnel :

$$\begin{cases} (1+i)E^*(-a(\xi+2)) - 1 = -\mathrm{erfc}^*\left[(1-i)\sqrt{\left(\dfrac{-a(\xi+2)}{2}\right)}\right], \\ 1 - (1+i)E^*(-A(\xi+2)) = \mathrm{erfc}^*\left[(1+i)\sqrt{\left(\dfrac{-A(\xi+2)}{2}\right)}\right]. \end{cases} \tag{E.17}$$

L'expression de Φ_2 devient :

$$\begin{aligned} \Phi_2(X,0) = R_X \int_0^{+\infty} \frac{e^{-i(\mu+K)\xi}}{\sqrt{\xi(\xi - X)}} \Bigg\{ & e^{-i(\alpha_c-1)K(\xi+2)} - \mathrm{erfc}^*\left[(1-i)\sqrt{\left(\frac{-a(\xi+2)}{2}\right)}\right] \\ & + \vartheta\mathrm{erfc}^*\left[(1+i)\sqrt{\left(\frac{-A(\xi+2)}{2}\right)}\right])\Bigg\}\, \mathrm{d}\xi. \end{aligned} \tag{E.18}$$

La fonction erreur erfc est une correction, et son argument étant supérieur à 1, sa valeur peut être simplifiée à 1. Ainsi, l'expression de Φ_2 a pour formule approchée :

$$\Phi_2(X,0) = R_X \int_0^{+\infty} \frac{e^{-i(\mu+K)\xi}}{\sqrt{\xi(\xi - X)}} \left\{\vartheta - e^{-i(\alpha_c-1)K(\xi+2)}\right\} \mathrm{d}\xi. \tag{E.19}$$

Posons F_q, où $q = \alpha_c$ ou $q = 1$:

$$F_q = e^{-i(qK+(M-1)\mu)}\{1 + i(1+i)E^*[(qK + (M-1)\mu)(X+2)]\}, \tag{E.20}$$

ce qui conduit à :

$$\Phi_2 = \frac{ce^{-i\mu(1-M)X}}{2i\rho_0 U_1(\alpha_c - 1)K}\{F_{\alpha_c}(X) - \vartheta F_1(X)\ \}. \tag{E.21}$$

On déduit l'expression de la pression pariétale de bord d'attaque :

$$p_2(X,Z) = \frac{e^{-i\mu(1-M)X}}{(\alpha_c - 1)K}\left\{(K + (M-1)\mu)(F_{\alpha_c}(X) - \vartheta F_1(X)) - i(F'_{\alpha_c}(X) - \vartheta F'_1(X))\right\}. \tag{E.22}$$

Annexe F

Problème des ondes convectées

Nous rappelons ici les formules des distances corrigées, résultant de la convection des ondes acoustiques par l'écoulement.

F.1 Expression de la distance retardée

Plaçons nous sur le plan défini par les points de la source S, du récepteur M, et par le vecteur de vitesse de l'écoulement $\vec{U}_1$. Pour calculer la distance modifiée par la convection d'une source fixe placée dans un milieu en mouvement à la vitesse de translation uniforme $\vec{U}_1$, on peut se ramener au problème équivalent d'une source mobile à la vitesse $-\vec{U}_1$, dans un milieu au repos (cf. figure F.1).

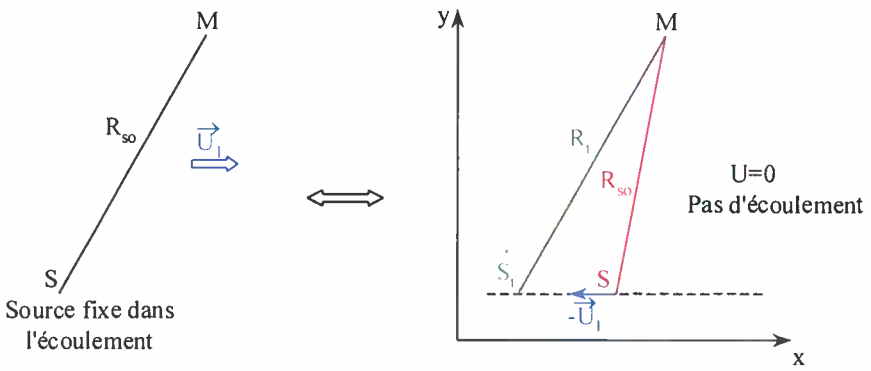


Figure F.1 – *Problème des ondes convectées et le problème équivalent de la source mobile*

Nous choisissons l'axe $\vec{x}$ parallèle et dans le même sens que l'écoulement.

Nous traduisons en coordonnées cartésiennes l'égalité du temps mis par l'onde acoustique pour aller de la position corrigée de la source S_t à l'observateur avec le temps mis par la source pour aller de sa position corrigée S_t à sa position S :

$$SS_t = x_s - x_t = MR_t \tag{F.1}$$

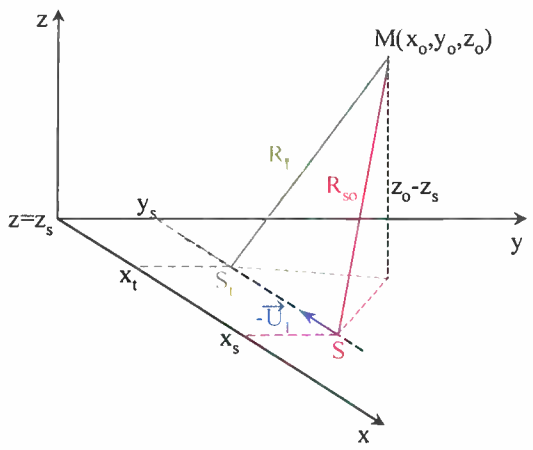


Figure F.2 – *Coordonnées cartésiennes*

Or,

$$R_t = \sqrt{(x_o - x_t)^2 + (y_o - y_t)^2 + (z_o - z_t)^2}. \tag{F.2}$$

Comme $\vec{U}_1$ est parallèle à l'axe $\vec{x}$, nous avons :

$$\begin{cases} y_s = y_t \\ z_s = z_t. \end{cases} \tag{F.3}$$

Posons :

$$\begin{cases} r_t = \sqrt{(y_o - y_t)^2 + (z_o - z_t)^2} = \sqrt{(y_o - y_s)^2 + (z_o - z_s)^2}, \\ X_s = x_0 - x_s, \text{ et } X_t = x_0 - x_t \end{cases} \tag{F.4}$$

Nous pouvons réécrire R_t sous la forme suivante :

$$R_t = \sqrt{X_t^2 + r_t^2}, \tag{F.5}$$

et l'équation F.1 peut aussi s'écrire sous la forme :

$$SS_t = X_t - X_s = MR_t \tag{F.6}$$

En combinant les deux équations F.6 et F.5 :

$$R_t = \sqrt{(X_s + MR_t)^2 + r_t^2} \tag{F.7}$$

Nous obtenons alors une équation du deuxième degré en R_t :

$$\begin{cases} \beta_m^2 R_t^2 - 2MX_sR_t - (X_s^2 + r_t^2) \\ X_s < X_t. \end{cases} \tag{F.8}$$

Or, $R_{so} = \sqrt{(x_o - x_s)^2 + (y_o - y_s)^2 + (z_o - z_s)^2} = \sqrt{X_s^2 + r_t^2}$, si bien que l'équation du deuxième degré devient :

$$\beta_m^2 R_t^2 - 2MX_s R_t - R_{so}^2 = 0. \tag{F.9}$$

Posons $(R_t^s)^2 = (MX_s)^2 + \beta_m^2 R_{so}^2 = X_s^2 + \beta_m^2 r_t^2$.
Nous déduisons R_t :

$$R_t = \frac{1}{\beta_m^2}(MX_s + (R_t^s)) \tag{F.10}$$

Nous pouvons réécrire cette équation :

$$\begin{cases} R_t = \dfrac{1}{\beta_m^2}\{R_t^s + M(x_o - x_s)\}, \\ \text{où } R_t^s = \sqrt{(x_o - x_s)^2 + \beta_m^2[(y_o - y_s)^2 + (z_o - z_s)^2]}. \end{cases} \tag{F.11}$$

F.2 Approximation de champ lointain

En champ lointain géométrique, un développement limité au deuxième ordre en $\frac{||OM||}{||OS||}$ permet de simplifier l'expression de R_c^S de l'équation F.11.

$$R_t^S = \sqrt{x_o^2 + \beta_m^2(y_o^2 + z_o^2) - 2(x_o x_s + \beta_m^2(y_o y_s + z_o z_s)) + x_s^2 + \beta_m^2(y_s^2 + z_s^2)}. \tag{F.12}$$

Posons :

$$\begin{cases} \tilde{D}_o = \sqrt{x_o^2 + \beta_m^2(y_o^2 + z_o^2)} \\ \tilde{D}_s = \sqrt{x_s^2 + \beta_m^2(y_s^2 + z_s^2)}, \end{cases} \tag{F.13}$$

ce qui conduit à :

$$R_c^S = \tilde{D}_o\sqrt{1 - 2\frac{x_o x_s + \beta_m^2(y_o y_s + z_o z_s)}{\tilde{D}_o^{\,2}} + \frac{\tilde{D}_s^{\,2}}{\tilde{D}_o^{\,2}}}. \tag{F.14}$$

Or, $\tilde{D}_o^{\,2}$ et$\tilde{D}_s^{\,2}$ sont respectivement de l'ordre de grandeur de $||OM||$ et de $||OS||$, si bien que le développement limité conduit à :

$$R_t^S \simeq \tilde{D}_o\left(1 - \frac{x_o x_s + \beta_m^2(y_o y_s + z_o z_s)}{\tilde{D}_o^{\,2}}\right). \tag{F.15}$$

Cette relation combiné avec l'équation F.11 permet d'en déduire la distance de la source à l'observateur corrigée par les effets de convection de l'écoulement. Elle est utilisée dans l'intégrale de rayonnement permettant d'en déduire le champ acoustique à partir de la distribution de pression sur le profil (équation 5.71 du paragraphe 5.4).

ECOLE CENTRALE DE LYON
Liste des personnes habilitées à diriger des recherches

AIT-EL-HADJ Smaïl	professeur	GRESTI	ECL
ARQUES Philippe	professeur		ECL
AURIOL Philippe	professeur	CEGELY	ECL
BAILLY Christophe	maître de conférence	LMFA	ECL
BATAILLE Jean	professeur	LMFA	UCBL
BEN HADID Hamda	professeur	LMFA	UCBL
BERGHEAU Jean-Michel	professeur	LTDS	ENISE
BEROUAL Abderrhamane	professeur	CEGELY	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	directeur de recherche	LMFA	CNRS
BLAIZE Alain	maître de conférence	LTDS	UCBL
BLANC-BENON Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS
BLANCHET Robert	professeur	LEOM	ECL
BRUN Maurice	professeur	LMFA	ECL
BUFFAT Marc	professeur	LMFA	UCBL
CAMBON Claude	directeur de recherche	LMFA	CNRS
CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
CARRIERE Philippe	chargé de recherche	LMFA	CNRS
CHAMPOUSSIN J-Claude	professeur	LMFA	ECL
CHAUVET Jean-Paul	professeur	IFOS	ECL
CHEN Liming	professeur	ICTT	ECL
CLERC Guy	professeur	CEGELY	UCBL
COMTE-BELLOT Geneviève	professeur émérite	LMFA	ECL
COQUILLET Bernard	maître de conférence	IFOS	ECL
DAVID Bertrand	professeur	ICTT	ECL
DONNET Christophe	maître de conférence	LTDS	ECL
DUBUJET Philippe	maître de conférence	LTDS	ECL
ESCUDIE Dany	chargé de recherche	LMFA	CNRS
FERRAND Pascal	directeur de recherche	LMFA	CNRS
GAFFIOT Frédéric	maître de conférence	LEOM	ECL
GAGNAIRE Alain	maître de conférence	LEOM	ECL
GALLAND Marie-Annick	maître de conférence	LMFA	ECL
GARRIGUES Michel	directeur de recherche	LEOM	CNRS
GAY Bernard	professeur	LMFA	UCBL
GENCE Jean-Noël	professeur	LMFA	UCBL
GENDRY Michel	chargé de recherche	LEOM	CNRS
GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
GRENET Geneviève	chargé de recherche	LEOM	CNRS
GUIRALDENQ Pierre	professeur émérite	IFOS	ECL

ECOLE CENTRALE DE LYON
Liste des personnes habilitées à diriger des recherches

HAMADICHE Mahmoud	maître de conférence	LMFA	UCBL
HELLOUIN Yves	maître de conférence		ECL
HENRY Daniel	chargé de recherche	LMFA	CNRS
HERRMANN Jean-Marie	directeur de recherche	IFOS	CNRS
HOLLINGER Guy	directeur de recherche	LEOM	CNRS
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	directeur de recherche	IFOS	CNRS
JEANDEL Denis	professeur	LMFA	ECL
JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
JOSEPH Jacques	professeur	LEOM	ECL
JUVE Daniel	professeur	LMFA	ECL
JUVE Denyse	ingénieur de recherche	IFOS	ECL
KAPSA Philippe	directeur de recherche	LTDS	CNRS
KRÄHENBÜHL Laurent	directeur de recherche	CEGELY	CNRS
KRAWCZYK Stanislas	directeur de recherche	LEOM	CNRS
LANCE Michel	professeur	LMFA	UCBL
LANGLADE-BOMBA Cécile	maître de conférence	IFOS	ECL
LE HELLEY Michel	professeur		ECL
LEBOEUF Francis	professeur	LMFA	ECL
LOPEZ Jacques	maître de conférence	LTDS	UCBL
LOUBET Jean-Luc	directeur de recherche	LTDS	CNRS
LYONNET Patrick	professeur	LTDS	ENISE
MAITRE Jean-François	professeur	MAPLY	ECL
MARION Martine	professeur	MAPLY	ECL
MARTELET Claude	professeur	IFOS	ECL
MARTIN Jean-Michel	professeur	LTDS	ECL
MARTIN Jean-René	professeur	IFOS	ECL
MATHIA Thomas	directeur de recherche	LTDS	CNRS
MATHIEU Jean	professeur émérite	LMFA	ECL
MAZUYER Denis	professeur		ECL
MIDOL Alain	maître de conférence	LTDS	UCBL
MOREL Robert	professeur	LMFA	INSA
MOUSSAOUI Mohand	professeur	MAPLY	ECL
MUSY François	maître de conférence	MAPLY	ECL
NGUYEN Du	maître de conférence	IFOS	ECL
NICOLAS Alain	professeur	CEGELY	ECL
NICOLAS Laurent	directeur de recherche	CEGELY	CNRS

ECOLE CENTRALE DE LYON
Liste des personnes habilitées à diriger des recherches

PERKINS Richard	*professeur*	LMFA	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	*maître de conférence*	LTDS	ECL
PERRIN Jacques	*professeur*		INSA
PICHAT Pierre	*directeur de recherche*	IFOS	CNRS
PONSONNET Laurence	*maître de conférence*	LTDS	ECL
PREVOT Patrick	*professeur*	ICTT	INSA
REBOUX Jean-Luc	*professeur*	LTDS	ENISE
ROBACH Yves	*maître de conférence*	LEOM	ECL
ROGER Michel	*professeur*	LMFA	ECL
ROJAT Gérard	*professeur*	CEGELY	UCBL
ROUSSEAU Jacques	*professeur émérite*	LTDS	ENISE
SALVIA Michelle	*maître de conférence*	IFOS	ECL
SCOTT Julian	*professeur*	LMFA	ECL
SELLIER Antoine	*professeur*	LMFA	UCBL
SIDOROFF François	*professeur*	LTDS	ECL
SOUTEYRAND Eliane	*directeur de recherche*	IFOS	CNRS
STREMSDOERFER Guy	*professeur*	IFOS	ECL
SUNYACH Michel	*professeur*	LMFA	UCBL
TARDY Jacques	*directeur de recherche*	LEOM	CNRS
THOMAS Gérard	*professeur*	CEGELY	ECL
TREHEUX Daniel	*professeur*	IFOS	ECL
VANNES André-Bernard	*professeur*	IFOS	ECL
VIKTOROVITCH Pierre	*directeur de recherche*	LEOM	CNRS
VINCENT Léo	*professeur*	IFOS	ECL
ZAHOUANI Hassan	*professeur*	LTDS	ENISE

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur M. ROGER

et les rapports de

Monsieur G. GAIGNAERT
Professeur - ENSAM - 8, bdoulevard Louis XIV - 59046 LILLE Cedex

et de

Monsieur S. LEWY
Directeur de Recherches - 29, avenue de la Division Leclerc - BP 72 - 92322 CHATILLON

Mademoiselle SABAH Muriel

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL et ACOUSTIQUE (MEGA)

Fait à Ecully, le 27 juin 2001

P/Le Directeur de l'E.C.L.
Le Directeur des Etudes

F. LEBOEUF

Abstract

This study deals with acoustic sources of broadband noise in a linear cascade, aiming at a better understanding of the noise emission in a turbofan engine. The fan, placed at the beginning of turbojet, is nowadays one of the main sources. Noise sources are essentially investigated on a specific experimental set-up, using a model linear cascade made of seven blades, placed at the exit flow of an open anechoïc wind tunnel. Far field acoustic measurements, velocity measurements around the cascade and wall pressure measurements on the blades allow to relate the noise to the unsteady aerodynamics, and so to understand noise mechanisms. The linear cascade is a privileged way of inferring very complicated mechanisms in quite a clear context, avoiding extra noise sources. The objective is not to reproduce the exact flow in a fan, so we neither study the effects of rotation, neither tridimensional flow effects. The goal is to find a transfer function between the wall pressure and the far field. This transfer function must be the same one in a real fan, if the mechanisms are identical.

Sources of broadband noise arise either from interaction with upstream turbulence or from blade self-noise associated with turbulent boundary layers convected past the trailing edge. The main goal is to quantify the relative contributions of both sources, and to assess the effect of various parameters. The Reynolds number based on the blade chord is about 10^6 and the Mach number up to 0.3, for a blade chord equal to 10cm. For self-noise and turbulence interaction noise, the blade loading effect on noise was studied, by varying the angle of attack. For both of them, the directivity is globally a dipole, with preferred aft-radiation. No blade-to-blade correlation was observed. Besides, self-noise intensity scales with the power 5.5 to 6 of the flow velocity and turbulence-interaction noise (turbulence rate equal to 5%) scales with the power 5 to 5.5 of the flow velocity.

Apart from the experimental study, an analytical model is validated owing to the measurements. This model is based on a formulation of noise radiated by isolated blade, according to acoustic analogy. The theoretical model, based on Amiet's formulation, shows good agreement with the measurements, for the directivity and the power law of variation with velocity.

CONSULTATION
UNIQUEMENT
SUR PLACE