

THESE

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

Spécialité: Mécanique des Fluides (Ecole doctorale MEGA)

par

Jérôme BOUDET

APPROCHES NUMERIQUES POUR LA SIMULATION DU BRUIT A LARGE BANDE EN VUE DE L'APPLICATION AUX TURBOMACHINES

Soutenue le 25 novembre 2003 devant la Commission d'Examen

JURY

Examineurs : M. J.P. BONNET (Rapporteur)

M. P. FERRAND

M. M. JACOB

M. N. PEAKE

M. P. SAGAUT (Rapporteur)

M. F. THIELE (Président)

Invités : M. D. BERGE

M. D. CASALINO

Liste des personnes habilitées à diriger des recherches

ECOLE CENTRALE DE LYON

ALLARD Bruno	<i>maître de conférence</i>	CEGELY	INSA
AIT-EL-HADJ Smail	<i>professeur</i>	GRESTI	ECL
ARQUES Philippe	<i>professeur</i>		ECL
AURIOL Philippe	<i>professeur</i>	CEGELY	ECL
BAILLY Christophe	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
BATAILLE Jean	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
BAYADA Guy	<i>professeur</i>	MAPLY	INSA
BEN HADID Hamda	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
BERGHEAU Jean-Michel	<i>professeur</i>	LTDS	ENISE
BEROUAL Abderrahmane	<i>professeur</i>	CEGELY	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	<i>directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS
BLAIZE Alain	<i>maître de conférence</i>	LTDS	UCBL
BLANC-BENON Philippe	<i>directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS
BLANCHET Robert	<i>professeur</i>	LEOM	ECL
BRUN Maurice	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
BUFFAT Marc	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
BUREAU Jean-Claude	<i>professeur</i>	CEGELY	INSA

CAMBON Claude	<i>directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS
CAMBOU Bernard	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
CARRIERE Philippe	<i>chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS
CHAMBAT Michèle	<i>professeur</i>	MAPLY	UCBL
CHAMPAGNE Jean-Yves	<i>maître de conférence</i>	LMFA	INSA
CHAMPOUSSIN Jean-Claude	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
CHANTE Jean-Pierre	<i>professeur</i>	CEGELY	INSA
CHAUVET Jean-Paul	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
CHEN Liming	<i>professeur</i>	ICTT	ECL
CLERC Guy	<i>professeur</i>	CEGELY	UCBL
COMTE-BELLOT Geneviève	<i>professeur émérite</i>	LMFA	ECL
COQUILLET Bernard	<i>maître de conférence</i>	IFOS	ECL
CREPEL Pierre	<i>chargé de recherche</i>	MAPLY	CNRS
DAVID Bertrand	<i>professeur</i>	ICTT	ECL
DUBUJET Philippe	<i>maître de conférence</i>	LTDS	ECL
ESCUDIE Dany	<i>chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS
FERRAND Pascal	<i>directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS
FOUVRY Siegfried	<i>chargé de recherche</i>	LTDS	CNRS
GAFFIOT Frédéric	<i>professeur</i>	LEOM	ECL
GAGNAIRE Alain	<i>maître de conférence</i>	LEOM	ECL
GALLAND Marie-Annick	<i>maître de conférence</i>	LMFA	ECL
GARRIGUES Michel	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
GAY Bernard	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
GENCE Jean-Noël	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
GENDRY Michel	<i>chargé de recherche</i>	LEOM	CNRS
GEORGES Jean-Marie	<i>professeur émérite</i>	LTDS	ECL
GRENET Geneviève	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
GUIRALDENQ Pierre	<i>professeur émérite</i>	IFOS	ECL

HAMADICHE Mahmoud	<i>maître de conférence</i>	LMFA	UCLB
HEIBIG Arnaud	<i>professeur</i>	MAPLY	INSA
HELLOUIN Yves	<i>maître de conférence</i>		ECL
HENRY Daniel	<i>chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS
HERRMANN Jean-Marie	<i>directeur de recherche</i>	IFOS	CNRS
HOLLINGER Guy	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS

JAFFREZIC-RENAULT Nicole	<i>directeur de recherche</i>	IFOS	CNRS
JEANDEL Denis	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
JEZEQUEL Louis	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
JOSEPH Jacques	<i>professeur</i>	LEOM	ECL
JUVE Daniel	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
JUVE Denyse	<i>ingénieur de recherche</i>	IFOS	ECL

KAPSA Philippe	<i>directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS
KRAHENBUHL Laurent	<i>directeur de recherche</i>	CEGELY	CNRS
KRAWCZYK Stanislas	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS

LACHAL Aimé	<i>PRAG</i>	MAPLY	INSA
LANCE Michel	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
LANGLADE-BOMBA Cécile	<i>maître de conférence</i>	IFOS	ECL
LE BOT Alain	<i>chargé de recherche</i>	LTDS	CNRS
LE HELLEY Michel	<i>professeur</i>		ECL
LEBOEUF Francis	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
LOEHAC Jean-Pierre	<i>maître de conférence</i>	MAPLY	ECL
LOUBET Jean-Luc	<i>directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS
LYONNET Patrick	<i>professeur</i>	LTDS	ENISE

MAITRE Jean-François	<i>professeur émérite</i>	MAPLY	ECL
MARION Martine	<i>professeur</i>	MAPLY	ECL
MARTELET Claude	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
MARTIN Jean-Michel	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
MARTIN Jean-René	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
MASSON Jean-Pierre	<i>professeur</i>	CEGELY	UCBL
MATHIA Thomas	<i>directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS
MATHIEU Jean	<i>professeur émérite</i>	LMFA	ECL
MAZUYER Denis	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
MIDOL Alain	<i>maître de conférence</i>	LTDS	UCBL
MOREL Hervé	<i>chargé de recherche</i>	CEGELY	CNRS
MOREL Robert	<i>professeur</i>	LMFA	INSA
MOUSSAOUI Mohand	<i>professeur</i>	MAPLY	ECL
MUSY François	<i>maître de conférence</i>	MAPLY	ECL
NICOLAS Alain	<i>professeur</i>	CEGELY	ECL
NICOLAS Laurent	<i>directeur de recherche</i>	CEGELY	CNRS
PERKINS Richard	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	<i>maître de conférence</i>	LTDS	ECL
PERRIN Jacques	<i>professeur</i>		INSA
PICHAT Pierre	<i>directeur de recherche</i>	IFOS	CNRS
POUSIN Jérôme	<i>professeur</i>	MAPLY	INSA
PONSONNET Laurence	<i>maître de conférence</i>	IFOS	ECL
PREVOT Patrick	<i>professeur</i>	ICTT	INSA
REBOUX Jean-Luc	<i>professeur</i>	LTDS	ENISE
RETIF Jean-Marie	<i>maître de conférence</i>	CEGELY	INSA
ROBACH Yves	<i>professeur</i>	LEOM	ECL
ROGER Michel	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
ROJAT Gérard	<i>professeur</i>	CEGELY	UCBL
ROUSSEAU Jacques	<i>professeur émérite</i>	LTDS	ENISE
ROUY Elisabeth	<i>professeur</i>	MAPLY	ECL

SALVIA Michelle	<i>maître de conférence</i>	IFOS	ECL
SANDRI Dominique	<i>maître de conférence</i>	MAPLY	UCBL
SCHATZMAN Michelle	<i>directeur de recherche</i>	MAPLY	CNRS
SCOTT Julian	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
SIDOROFF François	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
SIMOENS Serge	<i>chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS
SOUTEYRAND Eliane	<i>directeur de recherche</i>	IFOS	CNRS
STREMSDOERFER Guy	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
SUNYACH Michel	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
TARDY Jacques	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
THOMAS Gérard	<i>professeur</i>	LAGEP	ECL
THOUVEREZ Fabrice	<i>maître de conférence</i>	LTDS	ECL
TREBINJAC Isabelle	<i>maître de conférence</i>	LMFA	ECL
TREHEUX Daniel	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
VANNES André-Bernard	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
VIKTOROVITCH Pierre	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
VINCENT Léo	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
VOLPERT Vitaly	<i>directeur de recherche</i>	MAPLY	CNRS
ZAHOUANI Hassan	<i>professeur</i>	LTDS	ENISE

Ce travail, commencé en octobre 2000, a été effectué au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon. Il a été financé conjointement par le Ministère de l'Education Nationale et le projet européen TurboNoiseCFD.

Je remercie d'abord Denis Jeandel et Michel Lance, directeurs successifs du laboratoire, pour m'avoir accueilli au sein du LMFA.

Ma plus sincère reconnaissance va ensuite à Pascal Ferrand et Marc Jacob, pour avoir encadré de manière efficace ce travail. Leur disponibilité et leur engagement m'ont soutenu tout au long de ces trois années, tout en accordant une place majeure à ma propre initiative.

Je remercie également Jean Paul Bonnet et Pierre Sagaut, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Leur investissement pour cette charge a été profond, et leurs observations ont permis une valorisation précieuse du manuscrit final.

Par ailleurs, je souhaite exprimer ma gratitude envers Frank Thiele et Nigel Peake, qui ont accepté de venir évaluer ce travail en France, et apporter ainsi leur expérience de premier plan.

Ma reconnaissance va également à Daniel Berge, pour son intérêt envers ce travail et sa participation à la soutenance. De même, je remercie Damiano Casalino, qui a été un partenaire de travail précieux et un modèle d'enthousiasme au cours de ces trois années.

Je souhaiterais ensuite remercier tous les membres du LMFA qui ont participé, de plus ou moins près, à cette étude. Tout d'abord, Marc Michard, Nathalie Grosjean et Laurent Graftieux, qui ont permis de très intéressantes comparaisons avec leurs expériences. Jean Pierre Bertoglio et Liang Shao pour leur soutien lors du développement de la LES et de son exploitation. L'ensemble des membres présents ou anciens de l'équipe Turbomachines, qui m'ont apporté une aide quotidienne, tels Joëlle Caro, Lionel Gamet, Stéphane Aubert, ou de très utiles conseils, tels Francis Lebœuf, Isabelle Trebinjac, André Vouillarmet, Xavier Ottavy et François Barrio. J'exprime également ma reconnaissance envers Daniel Juvé, Christophe Bailly, Christophe Bogey, Xavier Gloerfelt, David Marx et Evelyne Roche pour leur accueil et leur aide précieuse au sein du centre acoustique.

Enfin, je terminerai par une pensée envers mes amis et ma famille, et particulièrement ma mère, dont le soutien a été permanent.

Je dédie cette thèse à Cécile.

Résumé

Cette étude porte sur l'utilisation des méthodes de la mécanique des fluides numérique pour la prédiction des sources du bruit à large bande dans le contexte des turbomachines. Une configuration académique a été conçue pour une analyse approfondie: un profil (NACA0012) est soumis à l'impact de structures périodiques et de turbulence, larguées depuis un barreau circulaire situé en amont.

L'approche numérique est constituée de deux étapes:

A) Une simulation aérodynamique est effectuée au voisinage des solides. Les résultats obtenus sont analysés et comparés à ceux d'une expérience sur la base des grandeurs moyennes, de champs instantanés, d'une décomposition en composantes principales (POD) et de spectres.

B) Le champ lointain est calculé à partir des résultats aérodynamiques en utilisant l'analogie acoustique de Ffowcs Williams & Hawkings. Les niveaux et la signature spectrale sont alors comparés à l'expérience.

En raison de l'intérêt particulier porté à la simulation des sources acoustiques, deux méthodes différentes ont été évaluées pour le calcul aérodynamique (A):

- La première consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes instationnaires moyennées statistiquement (U-RANS). Le champ instationnaire déterministe est ainsi évalué, mais on note une surestimation de la fréquence du lâcher (+25%, reliée à la description du décollement sur le barreau). Un modèle stochastique permet ensuite d'introduire le contenu à large bande (fluctuations turbulentes) dans le champ rayonné. Toutefois, l'élaboration d'un tel modèle peut s'avérer délicate sur une configuration complexe.

- La deuxième méthode repose sur la simulation des grandes échelles (LES). Elle permet une description directe des plus grandes structures turbulentes à l'origine du bruit à large bande. Un soin a été accordé à l'applicabilité en géométrie complexe, avec par exemple la mise au point d'un modèle de sous-maille adapté. Cette méthode permet une représentation plus fidèle du décollement sur le barreau, de la fréquence de lâcher tourbillonnaire, de la diffusion des zones de vorticité et de leur impact sur le profil (bon accord sur les champs de vitesse instantanée). Les cinq premiers modes POD sont appréhendés par la LES, alors que l'approche U-RANS ne prédit que les deux premiers. Enfin, le pic à la fréquence du lâcher, son élargissement et le bruit de fond sont bien représentés dans les spectres aérodynamiques et acoustiques.

La LES apparaît donc comme un outil prometteur pour la simulation du bruit à large bande dans les turbomachines. A l'heure actuelle, elle peut être utilisée pour étudier des mécanismes aéroacoustiques isolés, ou permettre la conception de modèles eux-mêmes applicables à des résultats U-RANS moins coûteux.

Table des matières

Nomenclature	3
Introduction	7
1 Turbulence et bruit à large bande	13
1.1 Rayonnement acoustique de pales soumises à de la turbulence	13
1.1.1 Contexte applicatif	13
1.1.2 Approche analytique type: formulation de Homicz et George .	14
1.1.3 Etude approfondie des phénomènes de génération du bruit à large bande	21
1.2 Un cas test pour le bruit à large bande: la configuration 'barreau-profil'	23
1.2.1 Présentation et intégration à l'étude	23
1.2.2 Notions physiques: écoulement autour d'un barreau rond . . .	25
1.2.3 Expérience 'barreau-profil' menée à l'ECL	31
1.3 Positionnement et objectifs de la présente étude	34
2 Méthodes numériques	39
2.1 Contexte: simulations en aéroacoustique	39
2.2 Calcul aérodynamique	41
2.2.1 Equations de base	41
2.2.2 Approche RANS	44
2.2.3 Approche LES	54
2.2.4 Implantation numérique	61
2.3 Calcul de la propagation acoustique en champ lointain	67
2.3.1 L'analogie acoustique	67
2.3.2 Implantation numérique	70
2.3.3 Extension en envergure pour le rayonnement acoustique dans le sillage d'un barreau	78
2.4 Intégration du processus de calcul	82

3 Etude de l'écoulement et de l'acoustique sur la configuration barreau-profil par des approches RANS	85
3.1 Configuration de calcul	86
3.2 Description globale de l'écoulement calculé	88
3.3 Champ moyen et grandeurs statistiques	93
3.4 Champ instationnaire	105
3.5 Acoustique	115
3.6 Conclusion	122
4 Ecoulements avec parois en LES	125
4.1 Canal plan périodique	127
4.1.1 Présentation générale du cas test	127
4.1.2 Présentation des calculs	129
4.1.3 Résultats	131
4.1.4 Conclusions sur le cas du canal plan périodique	137
4.2 Barreau circulaire en régime sous-critique	138
4.2.1 Configuration numérique	139
4.2.2 Résultats aérodynamiques	142
4.2.3 Résultats acoustiques	151
4.2.4 Conclusions sur le cas du barreau isolé	154
5 Etude de l'écoulement et de l'acoustique sur la configuration barreau-profil par une approche LES	157
5.1 Configuration de calcul	157
5.2 Champ moyen et grandeurs statistiques	162
5.3 Champ instationnaire	169
5.4 Acoustique	182
5.5 Conclusion: LES sur la configuration barreau-profil	187
Conclusions et perspectives	189
A Analyse spectrale	193
B Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD)	201
C Simulations aérodynamiques en turbomachines	203
Références	207

Nomenclature

Lettres latines

Ac_1	Point de comparaison des spectres acoustiques: - repère 'barreau isolé': $Ac_1(15 d; 185 d; 15 d)$ - repère 'barreau-profil': $Ac_1(5 d; 185 d; 15 d)$
a_0	Vitesse du son
$\langle C_D \rangle$	Coefficient de trainée moyenne (barreau)
C'_D	Coefficient de trainée fluctuante rms (barreau)
Cf	Coefficient de frottement en paroi $Cf = \tau_w / (\rho_\infty U_\infty^2) \sqrt{Re}$
C'_L	Coefficient de portance fluctuante rms (barreau)
Cp	Coefficient de pression en paroi $Cp = (\langle P \rangle - P_\infty) / (0.5 \rho_\infty V_\infty^2)$
Cp_b	Coefficient de pression au point d'arrêt aval d'un barreau
C_p	Chaleur massique à pression constante
C_v	Chaleur massique à volume constant
c	Corde du profil d'aube
e	Energie interne spécifique
e_t	Energie totale spécifique
f_0	Fréquence du lâcher tourbillonnaire d'un barreau
k	Energie cinétique turbulente
L_c	Longueur de corrélation
L_{exp}	Envergure expérimentale
L_{sim}	Envergure simulée
M	Nombre de Mach (local) ($M_\infty = U_\infty / a_0$)
P	Pression
$R_{\alpha\beta}$	Coefficient de corrélation entre α et β
Re	Nombre de Reynolds

r	Constante des gaz parfaits / Masse molaire
$S_{\alpha\beta}$	Interspectre entre α et β
St	Nombre de Strouhal ($St = f_0 d / U_\infty$)
t	Temps
T	Température
u_i ($i = 1..3$)	Vitesse absolue selon x_i (équivalent u, v, w)
u_w	Vitesse de frottement en paroi: $u_w = \sqrt{\nu \cdot \partial u / \partial y _{y=0}}$
x_i ($i = 1..3$)	Coordonnées (équivalent x, y, z)
x_i^+	Coordonnée exprimée en unités de paroi: $x_i^+ = x_i u_w / \nu$ Par extension, y^+ désigne la distance avec la paroi (en unités de paroi)

Lettres grecques

δ	Symbole de Kronecker ou distribution de Dirac
ϵ	Dissipation turbulente
Φ_s	Angle de décollement sur cylindre par rapport au point d'arrêt amont
ϕ_i	Mode POD $N^{\circ}i$
$\tilde{\phi}, \tilde{\psi}$	Variation aléatoires
Γ^2	Cohérence
γ	Rapport des chaleurs spécifiques ($\gamma = C_p / C_v$)
λ_i	Valeur propre POD $N^{\circ}i$
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique ($\nu = \mu / \rho$)
ρ	Masse volumique
ω	Taux de dissipation spécifique

Symboles

\bar{q}	RANS → grandeur q moyennée selon Reynolds LES → grandeur q filtrée
\tilde{q}	Décomposition de Favre: $\tilde{q} = \overline{\rho q} / \bar{\rho}$
$\langle . \rangle_\alpha$	Moyenne ($\alpha = t$: temporelle, $\alpha = s$: spatiale, $\alpha = e$: moyenne d'ensemble); couplage possible (ex: $\langle\langle . \rangle\rangle_{st}$)
$E[.]$	Espérance mathématique
q'	Valeur efficace de la fluctuation associée à la grandeur q , ou dans l'analogie acoustique: grandeur fluctuante
q_0	Dans l'analogie acoustique: grandeur du milieu au repos
q^*	Nombre complexe conjugué de q

Abréviations

CFD	Simulation numérique en mécanique des fluides (Computational Fluid Dynamics)
DNS	Simulation numérique directe des équations de Navier-Stokes (Direct Numerical Simulation)
ECL	Ecole Centrale de Lyon
LES	Simulation des grandes échelles des équations de Navier-Stokes (Large Eddy Simulation)
PIV	Velocimétrie à image de particules (Particle Image Velocimetry)
POD	Décomposition orthogonale aux valeurs propres (Proper Orthogonal Decomposition)
RANS	Simulation numérique des équations de Navier-Stokes moyennées selon Reynolds (Reynolds Averaged Navier- Stokes)

Introduction

La réduction des émissions sonores des turboréacteurs constitue une question d'environnement et de confort, mais aussi un enjeu industriel et économique. Un renforcement progressif des contraintes légales sur le bruit émis par les avions se fait en parallèle de l'augmentation du trafic aérien, afin de limiter les nuisances subies par les populations au sol. Les constructeurs aéronautiques doivent donc concevoir des avions toujours moins bruyants afin de permettre leur commercialisation et leur exploitation.

Plusieurs voies sont alors possibles pour réduire le bruit reçu au sol:

- adapter les procédures de décollage et d'approche (trajectoire et régime moteur);
- détourner du sol la directivité des ondes acoustiques, en modifiant par exemple la géométrie de l'entrée d'air des turboréacteurs;
- amortir les ondes acoustiques émises, par des matériaux absorbants situés dans l'entrée d'air;
- réduire les sources acoustiques situées dans l'écoulement.

La présente étude va se concentrer sur les méthodes permettant d'évaluer et donc à terme de réduire les sources acoustiques. Il faut alors positionner plus précisément le problème. Pour cela, la figure 1 propose un schéma illustrant la constitution d'un turboréacteur contemporain, à fort taux de dilution (*débit jet froid / débit jet chaud*). La figure 2 présente ensuite un schéma illustrant les contributions sonores relatives de chaque parties ainsi que les directivités correspondantes.

Les travaux présentés ici vont plus spécifiquement concerner la contribution des roues d'aubes: bruit de soufflante, de compresseur et de turbine. Le bruit de jet [7, 39] et de combustion sont l'objet d'autres études.

On peut alors décomposer les sources sonores au voisinage des aubes en:

- ◇ une contribution tonale, à la fréquence de passage des aubes et ses harmoniques. Cette contribution est reliée aux grosses structures de l'écoulement, qui possèdent une forte cohérence aube-à-aube. L'étude de Lawson [72] a permis de substantielles

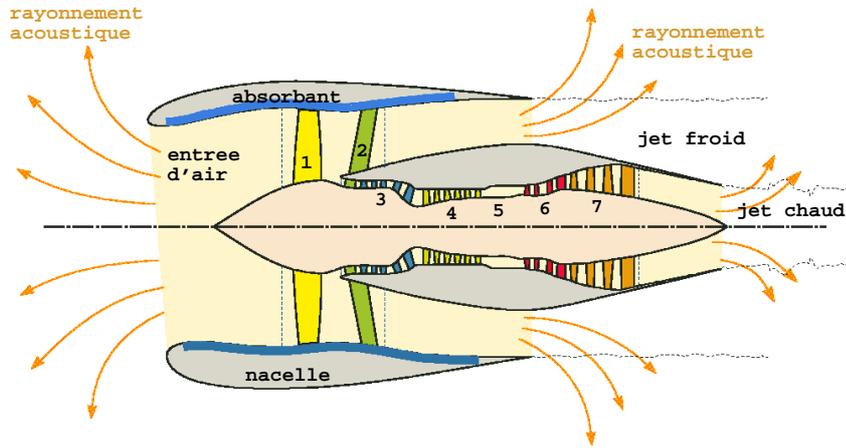


FIG. 1 – Schéma d'un turboréacteur à double flux. [1: soufflante, 2: roue directrice de sortie, 3: compresseur basse pression, 4: compresseur haute pression, 5: chambre de combustion, 6: turbine haute pression, 7: turbine basse pression].

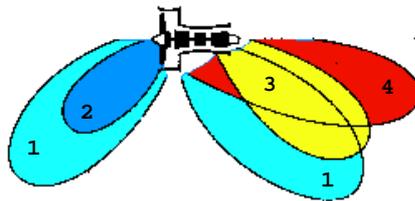


FIG. 2 – Schéma représentant les contributions sonores relatives des principales parties d'un turboréacteur à double flux (source: ONERA). [1: soufflante, 2: compresseur, 3: turbine et combustion, 4: jet].

réductions sonores par une adaptation des structures périodiques de l'écoulement et des harmoniques générées.

◊ une contribution à large bande formant une continuité fréquentielle entre les composantes tonales. Du fait de la réduction de la contribution tonale dans les turbomachines modernes, le bruit à large bande se trouve maintenant parmi les composantes dominantes [67].

La figure 3 présente le spectre acoustique obtenu pour un ventilateur, permettant de distinguer la contribution tonale du bruit à large bande. Le bruit à large bande possède la physique la plus complexe car sa dynamique est étroitement liée à la turbulence de l'écoulement. On peut alors espérer des réductions significatives par une approche fine des phénomènes, ce qui constitue l'objet de cette étude.

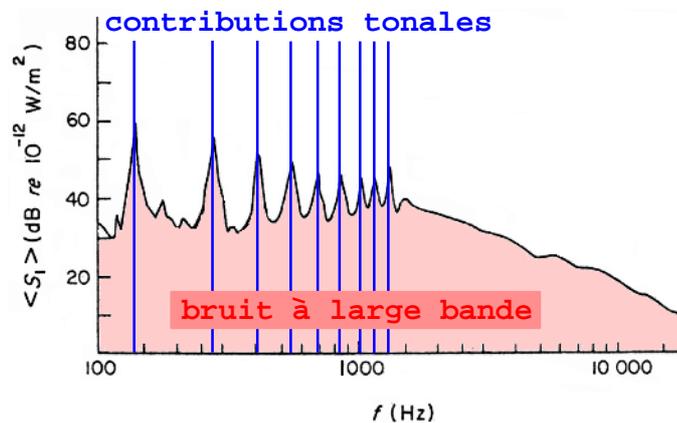


FIG. 3 – Densité spectrale de puissance pour un ventilateur (rayon=0.21m, fréquence=1200tr/min) d'après Lowson (1972) (présenté par Homicz [49])

Etude académique

Comme on vient de le souligner, la génération de bruit à large bande constitue un problème complexe par ses liens avec la turbulence. Cette difficulté est en outre accrue lorsqu'on se place dans le contexte des turbomachines, notamment dans les turboréacteurs. En effet, l'aérodynamique et l'acoustique se développent alors dans des géométries contraignantes et à des nombres de Reynolds élevés.

Pour la mise au point d'outils de prédiction adaptés au bruit à large bande dans les turbomachines, il faut trouver une configuration simplifiée qui soit représentative des mécanismes sources rencontrés dans une machine réelle. C'est le cas de la configuration 'barreau-profil' étudiée dans cet ouvrage. Celle-ci est constituée d'un barreau rond placé en amont d'un profil symétrique (NACA0012) dans un écoulement uniforme. La figure 4 présente un calcul moyen (RANS) de la vorticitée instantanée dans

un plan à envergure fixée. Cette configuration possède en effet un certain nombre de caractéristiques qui sont reliées à la génération de bruit à large bande en turbomachine, mais dans un contexte simplifié. Les tourbillons issus du barreau sont convectés dans le sillage, avec un fort taux de turbulence ($Re_d = 48\,000$). L'impact de ce sillage sur le profil génère une charge périodique associée aux tourbillons de von Kàrmàn, et une charge turbulente. La charge périodique peut être associée au défilement des sillages dans une turbomachine, elle génère un sifflement à la fréquence du lâcher et ses harmoniques. Par ailleurs, la turbulence crée un bruit à large bande qui vient remplir le spectre et élargir la contribution tonale. De manière similaire, dans une turbomachine, cette turbulence peut provenir des sillages des aubes amont, de la couche limite au carter, de l'atmosphère (dans le cas d'une soufflante), ou alors peut correspondre à l'effet d'un décollement. La configuration 'barreau-profil' permet ainsi une correspondance avec la génération de bruit à large bande dans une turbomachine, mais de manière simplifiée. Il faut ainsi garder à l'esprit que certaines particularités des turbomachines ne sont pas représentées ici. L'aérodynamique et l'acoustique ne sont pas confinées par des parois solides, par ailleurs il n'y a pas de périodicité spatiale reproduisant l'alignement des aubes autour d'une roue, et enfin le profil ne fournit pas de déviation de l'écoulement.

Cette configuration a permis, conjointement au travail présenté ici, la réalisation d'une campagne expérimentale poussée, qui n'aurait pas été possible dans une géométrie industrielle. En outre, on a approché le problème numérique de manière progressive, à nombre de Reynolds limité et en géométrie simplifiée, en cherchant à reproduire les mécanismes fondamentaux.

Méthodes numériques

Afin de reproduire la dynamique complexe intervenant dans la génération du bruit à large bande, ce travail va s'appuyer sur les possibilités offertes par les méthodes numériques. Elles sont actuellement à la base de la conception des turboréacteurs, car elles permettent une connaissance étendue des grandeurs aérodynamiques et acoustiques associées à l'écoulement, à moindre coût, et avec une plus grande généralité que les approches analytiques.

D'abord nous nous intéresserons à la simulation du champ aérodynamique. Deux approches seront étudiées: la simulation des équations de Navier-Stokes moyennées (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*, RANS) et la Simulation des Grandes Echelles (*Large Eddy Simulation*, LES). L'approche RANS est la plus répandue en conception à l'heure actuelle, elle ne simule que le champ moyen et modélise les effets de la turbulence par une énergie cinétique et une dissipation moyennes, ce qui per-

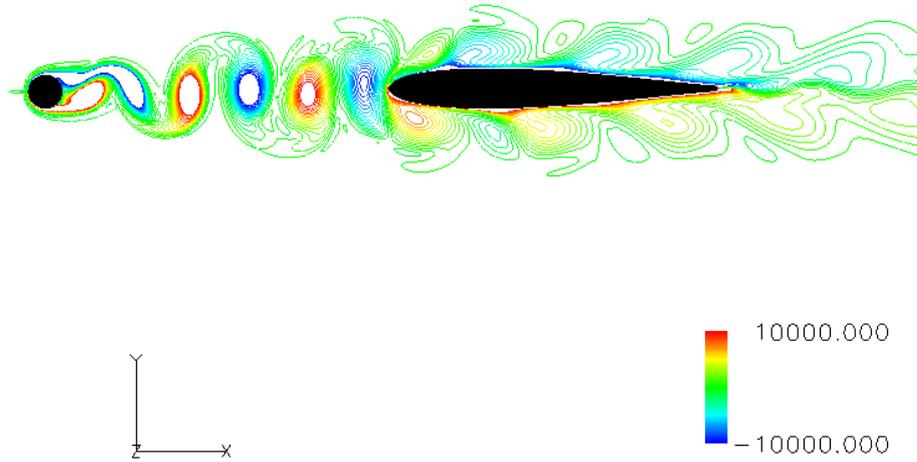


FIG. 4 – *Vorticité selon z à un instant du calcul RANS linéaire (2D).*

met d'alléger ses exigences numériques. En contrepartie les sources du bruit à large bande ne peuvent être représentées directement, car la turbulence n'est pas résolue. L'approche LES permet en revanche un calcul des plus grosses échelles turbulentes, ce qui peut assurer une meilleure représentation de la dynamique de l'écoulement, mais aussi une prise en compte directe des sources du bruit à large bande. Toutefois cette approche, par son coût de calcul sensiblement supérieur à l'approche RANS, est pour l'instant essentiellement limitée aux études académiques. Son application à la configuration 'barreau-profil', pour la simulation aéro-acoustique à large bande, constitue une nouvelle avancée vers une utilisation industrielle.

Ensuite, le son en champ lointain est calculé à partir des résultats aérodynamiques, en appliquant l'analogie acoustique de Ffowcs-Williams et Hawkings [37]. En effet, les approches utilisées en aérodynamique ne sont pas adaptées à la propagation acoustique sur de longues distances [117]. L'analogie acoustique permet ici de propager efficacement le son en champ lointain, profitant du fait que la configuration étudiée se situe en champ libre. Pour une application en turbomachines, d'autres approches numériques existent pour représenter la propagation et le rayonnement à partir de géométries confinées [21, 89, 6].

Ces idées s'inscrivent dans le prolongement du projet européen *Turmunflat*, qui a permis l'étude et la validation de modèles de turbulence RANS pour traiter les écoulements instationnaires en turbomachines. Il s'agissait des interactions rotor/stator, ou d'instabilités telles que le lâcher tourbillonnaire généré par les bords

de fuite des turbines.

La présente étude a été effectuée dans le cadre du projet européen *TurboNoiseCFD* [54], qui impliquait des constructeurs de turbomachines, des instituts de recherche et des laboratoires universitaires. Dans ce contexte, essentiellement consacré à la prédiction du bruit de raies (sources et propagation), notre travail portait sur la capacité des outils de CFD actuels à reproduire les sources de bruit à large bande. Cette contribution s'identifie largement aux travaux présentés dans ce manuscrit.

Organisation du mémoire

Le manuscrit se compose de cinq chapitres:

- ◇ Le premier chapitre permet d'abord une description du contexte physique: la génération de bruit à large bande par l'interaction de turbulence avec des surfaces portantes. L'étude académique de certains de ces phénomènes est ensuite reliée à la configuration 'barreau-profil', qui est présentée en détail à partir des principales conclusions de l'expérience menée conjointement.
- ◇ Le second chapitre est consacré aux méthodes numériques utilisées pour la présente étude (aérodynamique et propagation acoustique), en expliquant les choix par rapport aux autres méthodes envisageables.
- ◇ Le troisième chapitre évalue les possibilités offertes par l'approche aérodynamique moyenne RANS sur le cas test 'barreau-profil', et exploite les capacités d'un modèle stochastique de bruit à large bande.
- ◇ Dans le quatrième chapitre est introduite l'approche LES. Un nouveau modèle de sous-maille est présenté et évalué sur des cas tests classiques. Il prend en compte l'anisotropie, telle que celle induite par la présence d'une paroi, et peut s'appliquer à faible coût en géométrie complexe. A titre de validation, l'approche est testée sur l'écoulement autour d'un cylindre.
- ◇ Enfin, le cinquième chapitre est consacré à l'application de la LES sur la configuration 'barreau-profil'. Les capacités offertes par cette simulation turbulente directe sont évaluées à partir d'une analyse physique, en comparaison avec les résultats RANS.

Chapitre 1

Turbulence et bruit à large bande

1.1 Rayonnement acoustique de pales soumises à de la turbulence

1.1.1 Contexte applicatif

On désigne par "bruit à large bande" la partie du bruit présentant une forte étendue spectrale, généralement associée à des sources faiblement cohérentes. Par exemple, dans le cas d'une turbomachine (ventilateur, compresseur, turbine...), le spectre à large bande correspond aux composantes comprises entre les pics, ces derniers étant situés à la fréquence de passage des pales et ses harmoniques. Un tel spectre est présenté sur la figure 1.1 dans le cas d'un ventilateur axial.

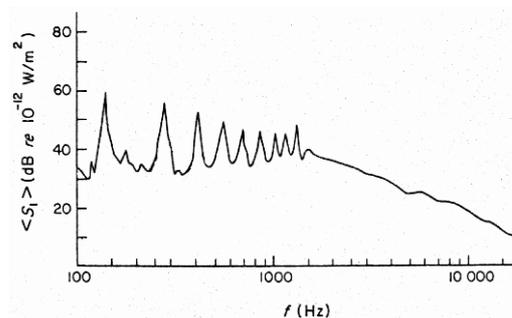


FIG. 1.1 – Densité spectrale de puissance pour un ventilateur (rayon=0.21m, fréquence=1200tr/min) d'après Lawson (1972) (présenté par Homicz [49]).

La présente étude s'inscrit dans le contexte d'une meilleure appréhension du bruit généré par les pales d'une turbomachine. Elle exclut donc le bruit de jet qui est autre une source majeure de bruit à large bande pour les turboréacteurs et qui a fait l'objet d'études à part entière [39, 6, 7].

Le bruit généré par une hélice ou une roue d'aubes en régime subsonique peut être relié à la charge instationnaire subie par les surfaces portantes (on néglige en première approche le rayonnement volumique de la turbulence [92]). La charge instationnaire subie par les pales peut se décomposer en deux parties:

- la contribution harmonique, causée par une inhomogénéité de l'écoulement amont en rotation par rapport au référentiel de la roue considérée. Pour un rotor il s'agit généralement d'une dissymétrie axiale de l'entrée d'air ou des sillages de stator. Pour un stator, il s'agit essentiellement de sillages de rotor. Ces contributions ont été formulées analytiquement par Lawson [72] et sont responsables de composantes spectrales étroites ("Dirac") sur la fréquence de passage des aubes et ses harmoniques.

- la contribution turbulente, causée par l'interaction de la turbulence avec les pales. La turbulence peut provenir de l'atmosphère ingérée, de sillages, d'un décollement ou de couches limites (au carter par exemple). Cette contribution produira un spectre continu relié au spectre turbulent. Toutefois, dans le cas de structures turbulentes allongées comme il peut arriver par aspiration des structures atmosphériques, le découpage d'une même structure par plusieurs pales consécutives aboutit à la formation de pics élargis à la fréquence de passage des aubes.

Le bruit à large bande apparaît donc généré par l'interaction des pales avec la turbulence de l'écoulement, et plus particulièrement avec les structures à faible cohérence.

Les premières études datent du début des années 70. Homicz et George [49] (1974) présentent un rapide inventaire de ces travaux et proposent également une formulation analytique évoluée, reliant le spectre acoustique au spectre de l'écoulement incident. Cette formulation est présentée au prochain paragraphe afin d'illustrer les phénomènes physiques mis en jeu dans la génération de bruit à large bande.

1.1.2 Approche analytique type: formulation de Homicz et George

Nous allons présenter ici les calculs de Homicz et George [49] qui ont l'avantage de posséder une forme de base relativement simple et donc facile à relier aux phénomènes physiques correspondant.

Cette étude s'appuie sur les résultats théoriques concernant l'aéro-acoustique des profils minces soumis à une rafale [97, 46, 16]. Elle intègre ces modèles dans une roue constituée de plusieurs pales et prend ainsi en compte les effets dûs à la périodicité.

Les auteurs considèrent deux problèmes:

- ◇ déterminer l'acoustique rayonnée en fonction de la charge subie au cours du temps en un *point fixe* du rotor (le référentiel choisi correspond au socle du rotor, fixe par rapport à l'environnement);
- ◇ déterminer cette charge en fonction d'une turbulence d'entrée donnée.

Formulation acoustique

Cette étude se base sur l'équation d'onde inhomogène, issue de l'analogie acoustique introduite par Lighthill [70] en 1952 pour les écoulements turbulents, et étendue par Ffowcs Williams et Hawkins [37] en 1969 pour prendre en compte des objets en mouvement arbitraire. On représente le rotor comme une distribution plane de dipôles fixes par rapport à l'observateur situé en \vec{x} . Les dipôles fixes sont périodiquement activés pour représenter le défilement des aubes. L'émission et la propagation obéissent alors à l'équation:

$$\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \nabla^2 \rho = \frac{1}{a_0^2} \nabla \cdot \vec{F}$$

Où a_0 représente la vitesse du son (de l'écoulement non perturbé \rightarrow indice 0), et \vec{F} la charge volumique.

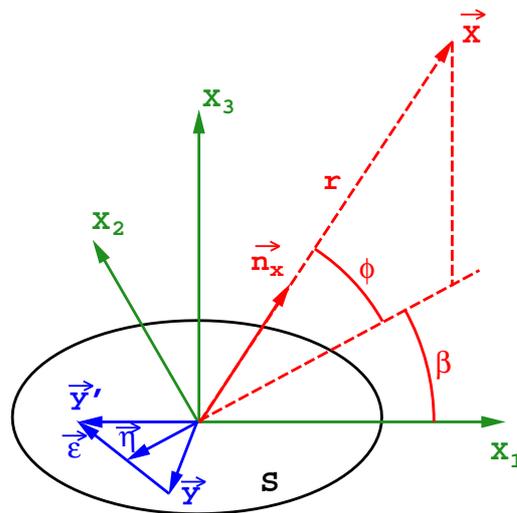


FIG. 1.2 – *Système de coordonnées de l'étude de Homicz. Le rotor est en S et l'auditeur en \vec{x} (\vec{n}_x représente le vecteur unitaire selon \vec{x})*

A la position \vec{x} correspondant à l'auditeur, la densité spectrale de puissance à la fréquence f s'écrit:

$$S_{pp}(\vec{x}, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{pp}(\vec{x}, \tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau$$

où R_{pp} désigne l'autocorrélation de pression acoustique:

$$R_{pp}(\vec{x}, \tau) = \langle\langle p(\vec{x}, t - \tau/2) p(\vec{x}, t + \tau/2) \rangle\rangle_{et}$$

On pose: r la distance de la source à l'auditeur, \vec{k} le vecteur d'onde (norme: k) et $y \in S$ la variable d'intégration spatiale des sources. Selon les hypothèses usuelles d'isentropie, de champ lointain géométrique ($r/||\vec{y}'||_{max} \gg 1$) et acoustique ($kr \gg 1$), et supposant: $r/(k \cdot ||y||_{max}^2) \gg 1$ (paramètre de diffraction de Fraunhofer), on obtient l'expression suivante:

$$S_{pp}(\vec{x}, f) = \frac{f^2}{4a_0^2} \frac{x_i x_j}{r^4} \int_S \mathcal{S}_{L_i L_j} \left(\vec{\eta}, \frac{-f}{a_0} \vec{n}_x, f \right) d^2 \eta \quad (1.1)$$

où:

$$\mathcal{S}_{L_i L_j}(\vec{\eta}, \vec{k}, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{L_i L_j}(\vec{\eta}, \vec{\epsilon}, \tau) e^{-i2\pi f\tau} e^{-i2\pi \vec{k} \vec{\epsilon}} d\tau d^2 \epsilon$$

est le spectre en nombre d'onde des corrélations spatio-temporelles $R_{L_i L_j}$, associées aux composantes L_i et L_j des efforts surfaciques:

$$R_{L_i L_j}(\vec{\eta}, \vec{\epsilon}, \tau) = \langle\langle L_i(\vec{\eta} - \vec{\epsilon}/2, t - \tau/2) L_j(\vec{\eta} + \vec{\epsilon}/2, t + \tau/2) \rangle\rangle_{et}$$

$$F_i = L_i \delta(x_3)$$

Le bruit à la fréquence f est uniquement produit par les fluctuations de charge à cette fréquence sur les surfaces portantes, du fait de la linéarité de la propagation. Par ailleurs, d'après Homicz *et al.*, seules les sources au vecteur d'onde $\vec{k} = \frac{f}{a_0} \vec{n}_x$ participent au bruit du fait des interférences acoustiques.

Formulation de la charge instationnaire

On se base ici sur l'aérodynamique linéarisée, ce qui permet en particulier de séparer la réponse du profil aux fluctuations, de la réponse moyenne. L'influence des fluctuations de vitesse horizontale est négligée: il s'agit d'une théorie au premier ordre. Ce point peut évoluer selon les considérations de Goldstein et Atassi [46] vers une théorie au second ordre qui prend en compte les fluctuations parallèles à l'écoulement. Les variations de vitesse transversale d'amplitude w sont supposées

convectées à la vitesse V_c à travers le rotor, selon une configuration gelée. Il s'agit de l'hypothèse de Taylor, valide pour $w/V_c \ll 1$ et pour un temps de retournement inférieur au temps de passage de la perturbation.

Dans le référentiel convecté ($x'_1 = x_1$, $x'_2 = x_2$, $x'_3 = x_3 + V_c t$) la fluctuation de vitesse incidente est décomposée selon Fourier, en rafales (*gusts*):

$$W(\vec{k}_a) = \int_{-\infty}^{+\infty} w(\vec{x}') e^{-i2\pi\vec{k}_a\vec{x}'} d^3x'$$

La réponse de la charge du profil aux fluctuations incidentes pourrait être estimée par la théorie de Sears [97]. Celle-ci s'appuie sur une approche bidimensionnelle incompressible et prend en compte l'effet de décalage entre la variation d'incidence et la variation de portance. Les auteurs préfèrent appliquer la théorie de Prandtl-Glauert, qui, toujours en configuration bidimensionnelle, prend en compte les effets de compressibilité. Cette dernière théorie est néanmoins quasi-statique et suppose ici la compacité aérodynamique (et acoustique) du profil. Cette seconde hypothèse signifie que l'aube est ramené en un point. La compacité aérodynamique s'exprime par: $k_a.l = f.l/V_c \ll 1$ et la compacité acoustique par: $k.l = f.l/a_0 \ll 1$, où l désigne l'envergure b et la corde c d'une aube.

La réponse du profil est alors connue au travers de la fonction de transfert aérodynamique \vec{I} :

$$\vec{L}(\vec{x}, t) = Re \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{I}(\vec{x}, t, \vec{k}_a) W(\vec{k}_a) d^3k_a$$

dont l'expression, selon la théorie de Prandtl-Glauert, est donnée par:

$$|\vec{I}(R, \theta, t, \vec{k}_a)| = \frac{\pi bc \rho_0 (2\pi \Omega R)}{R_0 (1 - M_0^2)^{1/2}} e^{i2\pi\vec{k}_a\vec{x}'} \delta(R - R_0) \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \delta\left(\theta - 2\pi\Omega t - \frac{2\pi j}{B}\right)$$

(R, θ) sont les coordonnées polaires dans le plan du rotor, Ω : vitesse de rotation, B : nombre d'aubes, R_0 : rayon du cercle des sources ponctuelles équivalentes, $M_0 = (2\pi\Omega R_0)/a_0$

Si on suppose alors la turbulence homogène:

$$\langle W(\vec{k}_a) W^*(\vec{k}'_a) \rangle_e = P_{ww}(\vec{k}_a) \delta(\vec{k}'_a - \vec{k}_a)$$

$$\langle W(\vec{k}_a) W(\vec{k}'_a) \rangle_e = P_{ww}(\vec{k}_a) \delta(\vec{k}'_a + \vec{k}_a)$$

On obtient alors:

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{L_i L_j}(\vec{\eta}, \vec{k}, f) = & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle\langle \vec{I}(\vec{\eta} - \vec{e}/2, t - \tau/2, \vec{k}_a) \vec{I}^*(\vec{\eta} + \vec{e}/2, t + \tau/2, \vec{k}_a) \rangle\rangle_{et} \\ & \times P_{ww}(\vec{k}_a) e^{-i2\pi f\tau} e^{-i2\pi \vec{k}\vec{e}} d\tau d^2\epsilon d^3k_a \quad (1.2) \end{aligned}$$

En ce qui concerne les spectres de turbulence, Homicz utilise le spectre de Liepmann [69], caractérisant une turbulence homogène isotrope:

$$P_{ww}(\vec{k}_a) = 64\pi^3 w^2 \Lambda^5 \frac{k_{a1}^2 + k_{a2}^2}{(1 + 4\pi^2 \Lambda^2 k_a^2)^3}$$

Λ : échelle intégrale de la turbulence.

Formulation globale

En combinant les équations 1.1 et 1.2 obtenues dans les deux sections précédentes (*Formulation acoustique* et *Formulation de la charge instationnaire*), on arrive à la formule globale:

$$\begin{aligned} S_{pp}(\vec{x}, f) = & \left(\frac{4\pi^2 \rho_0 a_0^2 bc}{R_0 r} \right)^2 \frac{B^2}{\Omega} \frac{M_t^2 M_0^4}{1 - M_0^2} \left(\frac{\Omega \Lambda}{V_c} \right)^3 \left(\frac{f}{\Omega} \right)^2 \\ & \times \int_{\xi_{min}}^{\infty} \sum_{n=n_1}^{n_2} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} E_{int} E_l E_{turb} \xi d\xi \quad (1.3) \end{aligned}$$

avec:

$$\xi_{min} = \frac{|f/\Omega - nB|}{V_c/\Lambda\Omega}, \quad n_{1,2} = \frac{f/\Omega \mp (V_c/\Lambda\Omega)\xi}{B}$$

et:

$$E_{int} = \left(\cos \mu \sin \phi - \frac{(nB - l) \sin \mu}{M_0 f / \Omega} \right)^2 J_{nB-l}^2 \left(M_0 \frac{f}{\Omega} \cos \phi \right)$$

$$E_l = J_l^2 \left(\frac{M_0}{M_c} \sqrt{(V_c/\Lambda\Omega)^2 \xi^2 - (f/\Omega - nB)^2} \right)$$

$$E_{turb} = \frac{\left(\frac{V_c}{\Lambda\Omega} \right)^2 \xi^2 - \left(\frac{f}{\Omega} - nB \right)^2}{(1 + 4\pi^2 \xi^2)^3}$$

M_0, M_c, M_t : nombres de Mach de rotation, convectif et de turbulence (rms)

$\xi = k_a \Lambda$: nombre d'onde adimensionné

\widehat{nB} : harmonique de passage des aubes le plus proche de f/Ω

E_{int} est un facteur d'interférence acoustique, E_l correspond à l'influence des modes spatiaux aérodynamiques incidents et E_{turb} est l'expression du spectre turbulent.

On note que l'intensité acoustique est proportionnelle à l'intensité turbulente (M_t^2) et inversement proportionnelle à la vitesse de rotation Ω . En outre la dépendance en fonction de la vitesse se fait en $M_t^2 M_0^4$, ce qui revient à M_0^6 (caractéristique des dipôles) dans le cas où les fluctuations turbulentes w sont proportionnelles à la vitesse.

Il faut souligner l'influence du *facteur d'élargissement* ($V_c/\Lambda\Omega$):

◊ Pour une faible corrélation entre aubes, soit $(V_c/\Lambda\Omega) \rightarrow +\infty$, ξ_{min} tend vers 0 et l'intégration dans l'équation (1.3) est faite sur tous les nombres d'onde turbulents, quelle que soit la fréquence acoustique f . Ceci aboutit à un spectre acoustique relativement plat.

◊ Dans le cas d'une forte corrélation entre les aubes, c'est à dire de structures turbulentes de grandes tailles tronçonnées par plusieurs aubes consécutives, on a: $V_c/\Lambda\Omega \rightarrow 0$. Les multiples de la fréquence de passage des aubes conservent un intervalle d'intégration étendu ($\xi_{min} = 0$) et un niveau acoustique accru par le facteur $\Omega\Lambda/V_c$. Par contre les fréquences intermédiaires possèdent un intervalle d'intégration réduit aux grands nombres d'ondes de la turbulence ($\xi_{min} \rightarrow +\infty$) et ainsi présentent un faible niveau acoustique en comparaison. Le spectre acoustique global est donc constitué de pics à la fréquence de passage des aubes, dont l'amplitude augmente et l'élargissement se réduit lorsque la corrélation augmente.

En configuration réelle, le spectre acoustique se positionnera entre ces deux extrêmes, faisant ressortir, au dessus du niveau de base, des pics d'amplitude variables situés aux multiples de la fréquence de passage des aubes.

On peut remarquer par ailleurs que le spectre acoustique à tendance à s'aplatir en remontant vers les hautes fréquences, les valeurs de ξ proches de ξ_{min} perdant alors de l'influence dans l'intégrale. Les corrélations inter-aubes sont alors négligeables, le bruit à haute fréquence est influencé par les petites structures (i.e. les hauts nombres d'onde) de la turbulence.

Homicz propose une évaluation de la fréquence à partir de laquelle le spectre s'aplatit (i.e. influence négligeable des faibles nombres d'onde k_a):

$$\frac{f}{\Omega} \sim \frac{B(1 + M_0/M_c)}{2(1 - M_0 \cos \phi)}$$

Au dessus de cette fréquence, le spectre acoustique est influencé par les nombres d'onde:

$$\frac{f/\Omega(1 - M_0 \cos \phi)}{(V_c/\Lambda\Omega)(1 + M_0/M_c)} < \xi < \frac{f/\Omega(1 + M_0 \cos \phi)}{(V_c/\Lambda\Omega)}$$

Pour terminer, la figure 1.3 présente une comparaison avec des mesures sur le cas du ventilateur présenté par Lawson. On observe une description du pic à la fréquence de passage des aubes et de ses deux premiers harmoniques. Ces pics sont élargis et reposent sur un bruit de fond qui décroît en hautes fréquences. Pour les pics situés au-delà, le modèle est en défaut, en particulier à cause de son hypothèse de compacité.

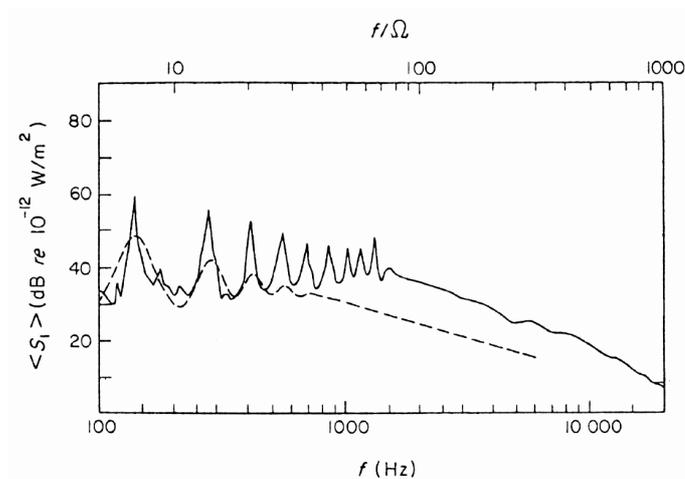


FIG. 1.3 – Densité spectrale de puissance pour un ventilateur (rayon=0.21m, fréquence=1200tr/min) d'après les mesures de Lawson (—) et la formule de Homicz (---).

La formulation qui vient d'être présentée a donné lieu à des descriptions plus complètes par ses auteurs. Ces dernières versions prennent en compte des corrections pour l'aérodynamique instationnaire et pour la distribution de la charge selon la corde et l'envergure.

1.1.3 Etude approfondie des phénomènes de génération du bruit à large bande

La précédente étude présente l'intérêt d'être adaptée à toute perturbation turbulente incidente: turbulence atmosphérique, sillages, couche limite. Seul est imposé le spectre aérodynamique (supposé toutefois isotrope). Amiet [2] a proposé une formulation équivalente à Homicz et George, valide en hautes fréquences ($2\pi f \gg \Omega$) où la rotation peut être approchée par un mouvement rectiligne. Cette hypothèse n'est en général que peu restrictive si on se réfère à la fréquence de passage des aubes ($B \gg 1$). Par ailleurs, l'auteur utilise une théorie de réponse aérodynamique plus évoluée et moins restrictive vis-à-vis de la compacité. Enfin la formule finale ne met pas en œuvre de fonction de Bessel, ce qui simplifie son application.

Plus spécifiquement, Hanson [48] a publié en 1974 une des premières études concernant l'ingestion de turbulence atmosphérique. Les mesures au sol ont ainsi montré un fort étirement des structures turbulentes (rapport de l'ordre de 400) lié à l'aspiration. Le haut niveau de corrélation aube-à-aube qui en résulte aboutit, conformément aux considérations de Homicz, à un spectre marqué par des pics étroits aux fréquences de passage des aubes. Les résultats expérimentaux sont par ailleurs consistants avec un modèle développé par Hanson lui-même et représentant des structures discrètes aléatoires interagissant avec la soufflante d'entrée. L'intérêt de ce modèle est de ne pas se baser sur un spectre de turbulence, les modèles de spectres isotropes étant alors en défaut, mais sur les caractéristiques statistiques des structures discrètes mesurées expérimentalement (moyennes et variances pour la longueur, la largeur, la distribution spatiale...).

Récemment, Majumdar et Peake [77] ont mis en œuvre une description analytique du bruit à large bande généré par l'ingestion de turbulence atmosphérique dans un turboréacteur, adaptée aux conditions de fonctionnement près du sol ou en vol. L'écoulement moyen est calculé selon un modèle analytique et sert de base à l'application de la Théorie de la Distorsion Rapide en conditions incompressibles et non visqueuses. Ainsi la déformation de la turbulence, phénomène prépondérant, est prise en compte dans le calcul, et un simple modèle de spectre isotrope peut être appliqué à l'amont. Cette étude confirme le fort allongement des structures en conditions de test au sol aboutissant à une distribution du bruit à large bande selon des pics élargis. Par contre, en condition de vol les structures ne sont que faiblement déformées et le spectre est aplati, forme plus classique du bruit à large bande. L'analyse des deux configurations présente un intérêt pratique: l'analyse en conditions de

vol peut permettre une réduction de la nuisance sonore par les avions, alors que l'analyse en conditions de test au sol permet de connaître les effets rencontrés lors des procédures d'essai (au sol pour des raisons économiques) et d'évaluer le lien avec les conditions de vol.

Certains résultats incitent alors à regarder les autres effets de génération du bruit à large bande. Ainsi, comme remarqué par Homicz et George [49], les expériences décrivent généralement une évolution de bruit à large bande en M_0^6 en fonction de la vitesse, ce qui se retrouve dans la formule analytique de ces auteurs en posant: $M_t \propto M_0$. Ceci appuierait donc les effets aérodynamiques internes comme générateurs de la turbulence incidente dans de nombreux cas. D'autre part on peut citer les études de Lévy [66, 67, 68], concernant en particulier le traitement des mesures acoustiques afin d'en extraire la partie large bande. Les résultats issus d'une soufflante de turboréacteur indiquent alors une dépendance du bruit à large bande en M_0^5 , et également un accroissement de près de 2dB/deg en fonction de l'angle d'incidence sur les aubes. Ce dernier point tend à montrer que sur ce cas, c'est le bruit propre de l'aube qui domine le spectre à large bande: bruit des couches limites, diffraction au bord de fuite. Lévy a également effectué des calculs de prédiction du bruit à large bande se basant sur des estimations expérimentales du spectre de charge sur les aubes.

L'interaction d'une roue aubée avec les sillages turbulents issus d'une roue à l'amont a été calculé analytiquement par Evers et Peake [34]. La solution fournie est asymptotique (hautes fréquences), mais permet de prendre en compte la courbure et l'épaisseur, ainsi que les effets de grille d'aube.

La bruit de bord de fuite est associé à l'amplification des sources au niveau de l'extrémité aval du profil. Dans le cas d'une couche limite turbulente, ceci produit un bruit à large bande dont l'influence peut s'avérer du premier ordre si les perturbations impactant le bord d'attaque sont limitées. Une expression analytique du phénomène a été formulée par Howe [51] dans le cas d'une plaque plane semi infinie. Ceci a ensuite donné lieu à des études numériques utilisant la LES pour le calcul des sources. On peut citer les travaux de Wang et Moin [111, 113] sur le bruit produit par une couche limite turbulente, les travaux de Singer *et al.* [101] où ce sont des tourbillons générés par une plaque plane perpendiculaire à l'écoulement qui constituent les sources lors de leur passage à proximité du bord de fuite, enfin l'étude de Terracol *et al.* [109] sur le bruit propre d'un profil NACA0012 avec bord de fuite épais (lâcher tourbillonnaire) ou mince.

Sur la base des études qui viennent d'être présentées, le travail effectué dans le cadre de cette thèse se fixe pour objectif d'être potentiellement applicable aux différents mécanismes de génération du bruit à large bande, en particulier les sources liées à des instationnarités tridimensionnelles générées à l'intérieur de la machine. Ainsi, on peut espérer à moyen terme une étude plus approfondie de certains types de sources du bruit à large bande, telles que l'interaction entre la couche limite turbulente du carter d'une turbomachine avec l'extrémité des pales, ou le bruit lié à des phénomènes de décollement. Comme illustré par les différents calculs sur le bruit du bord de fuite sus-nommés [111, 113, 101, 109], les configurations complexes rencontrées pourront bénéficier des capacités des codes d'aérodynamique numérique (CFD) pour la représentation des conditions moyennes d'écoulement (RANS) et même des fluctuations turbulentes (LES). Il est alors possible de s'affranchir des modélisations portant par exemple sur la réponse instationnaire d'un profil ou le spectre de turbulence, qui sont d'autant plus contestables que la géométrie et l'écoulement sont complexes. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation du cas test choisi pour notre étude, permettant une approche des phénomènes avec une géométrie simplifiée et un nombre de Reynolds limité, tout en gardant à l'esprit la nécessaire applicabilité à moyen terme des méthodes en configuration de turbomachine réelle.

1.2 Un cas test pour le bruit à large bande: la configuration 'barreau-profil'

1.2.1 Présentation et intégration à l'étude

Afin d'évaluer les méthodes numériques pour la simulation du bruit à large bande, un cas test a été mis en œuvre: la configuration "barreau-profil". Elle permet, à un nombre de Reynolds limité et en géométrie simplifiée par rapport à une soufflante, de représenter l'interaction d'un profil d'aube avec un écoulement turbulent marqué par des structures périodiques. Ce type d'écoulement est assimilable aux écoulements internes en turbomachines, les structures périodiques représentent le défilement des sillages, produisant une contribution tonale, alors que le bruit à large bande est généré par la turbulence incidente. On approche ainsi le problème de manière progressive: cette configuration permet une première évaluation des méthodes numériques avant l'application aux configurations industrielles. En outre, la relative simplicité du cas test a permis d'effectuer une campagne de mesures complète, permettant d'approfondir l'évaluation des simulations.

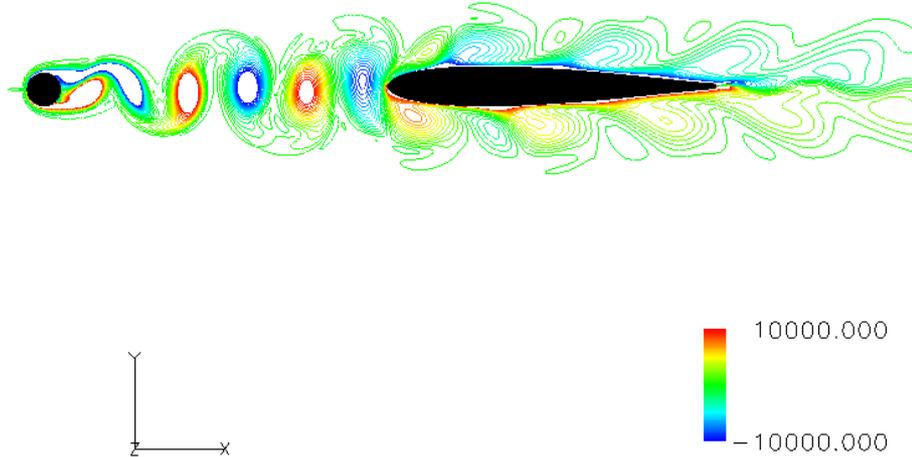


FIG. 1.4 – Vorticité selon z à un instant du calcul RANS linéaire (2D).

La configuration est constituée d'un barreau (diamètre $d = 0.01$ m) en amont d'un profil NACA0012 (corde $c = 0.1$ m) dans un écoulement uniforme à $U_\infty = 72$ m/s, en conditions normales de température et de pression. L'écoulement sur le barreau, caractérisé par un nombre de Reynolds $Re_d = 48\,000$, produit un lâcher tourbillonnaire dans le sillage à une fréquence prédictible (allées de von Kármán: $St \sim 0.2$), accompagné d'une transition vers la turbulence dans les couches de cisaillement issues des décollements latéraux¹. Les tourbillons de von Kármán et la turbulence constituent le sillage du barreau, qui vient ensuite impacter le profil à incidence nulle. A titre d'illustration, la figure 1.4 présente une visualisation d'un champ de vorticité instantanée extrait d'un calcul RANS et met en évidence les tourbillons issus du barreau ainsi que leur interaction avec le profil. En revanche, le calcul RANS ne prédit pas la transition, ce qui se traduit par l'agencement régulier des tourbillons. Le barreau est ainsi soumis à une charge instationnaire caractérisée par une forte composante harmonique provenant du lâcher alternatif des tourbillons de chaque côté. En réalité on observe aussi une composante à large bande due à la turbulence qui est associée au lâcher. Le profil, se trouvant dans le sillage, ressent directement les tourbillons et la turbulence, ce qui produit pour lui aussi une charge avec une forte composante harmonique, élargie dans l'espace spectral par les échelles turbulentes. La signature spectrale du son rayonné par chacun des deux solides est

1. cf. la section suivante pour plus de détails sur l'écoulement autour d'un barreau rond

ainsi constituée d'un pic à la fréquence du lâcher, dont la largeur et le bruit de fond sont gouvernés par la continuité du spectre des structures turbulentes autour des tourbillons de von Kármán.

Cette configuration peut se rapprocher de l'impact périodique du sillage turbulent d'un rotor (resp. stator) de turbomachine, sur une aube de stator (resp. rotor). Néanmoins, il faut garder à l'esprit qu'un certain nombre de phénomènes majeurs qui caractérisent les turbomachines, ne sont pas présents. Il n'y a pas de confinement de l'écoulement, ce qui a une influence sur l'aérodynamique et sur l'acoustique. Il n'y a pas non plus de périodicité spatiale ni de déviation de l'écoulement par le profil. Indépendamment de la présente étude sur le bruit à large bande, on peut signaler que la configuration 'barreau-profil' permet l'étude de comportements physiques qui se retrouvent dans les turbomachines: le décollement, la transition vers la turbulence, la génération de tourbillons et leur interaction avec une aube. En particulier le bord de fuite d'une turbine peut mettre en œuvre un lâcher tourbillonnaire comparable à l'écoulement sur un barreau.

Dans un autre contexte, on peut remarquer que l'interaction tourbillon-profil se retrouve dans certaines conditions de vol d'hélicoptère, où les pâles du rotor peuvent rencontrer les tourbillons issus des extrémités des pâles précédentes. Ce phénomène, se produisant pour certaines conditions de vol, a par exemple été étudié par Horner *et al.* [50].

Dans la prochaine section, quelques notions concernant l'écoulement autour d'un barreau circulaire seront présentées. Il s'agit en effet de phénomènes essentiels pour appréhender la configuration barreau-profil. Les principales références bibliographiques, ainsi que les données expérimentales disponibles seront évoquées.

La section suivante sera consacrée à la présentation du montage expérimental et des mesures, en configuration 'barreau-profil', à l'École Centrale de Lyon.

1.2.2 Notions physiques: écoulement autour d'un barreau rond

La première étude reliée à ce type d'écoulement remonte aux mesures faites par Strouhal en 1878 sur les notes produites par des barreaux en translation. Les mécanismes élémentaires étaient alors totalement ignorés. Depuis, cet écoulement et l'acoustique résultante sont restés de permanents sujets d'études. En 1915, Lord Rayleigh a normalisé les fréquences mesurées par Strouhal au moyen de ce qui est connu

comme le nombre de Strouhal $St = fd/U_\infty$. En 1912, von Kármán a montré la stabilité de l'allée tourbillonnaire dans le sillage, fournissant une étude aérodynamique novatrice.

Concernant l'aérodynamique, les travaux de Roshko et Williamson [116] au cours des précédentes décennies constituent une référence. Les phénomènes sous-jacents dépendent fortement du nombre de Reynolds comme le montre la figure 1.5 (Williamson [116]), présentant l'évolution du coefficient de pression Cp_b au point d'arrêt aval en fonction du nombre de Reynolds. Williamson l'utilise pour définir 8 régimes:

- $Re_d < 49$: régime laminaire stationnaire, présentant une bulle de recirculation dans le sillage;
- $49 < Re_d < 140 - 194$: début du lâcher tourbillonnaire, en régime laminaire; liaison possible avec le concept d'instabilité absolue;
- $\sim 190 < Re_d < 200$: transition turbulente dans le sillage; premières tridimensionnalités: tourbillons dans le sens du courant et dislocations momentanées et localisées;
- $260 < Re_d < 1000$: accroissement de la tridimensionnalité;
- $1000 < Re_d < 200\,000$: transition dans les couches de cisaillement;
- $Re_d \sim 200\,000$: fin du régime sous-critique, et début du régime sur-critique; rattachement éventuellement dissymétrique de la couche limite;
- $Re_d \sim 700\,000$: rattachement symétrique de la couche limite;
- $Re_d > 700\,000$: transition dans la couche limite, le lâcher tourbillonnaire est submergé par la turbulence du sillage.

Dans le cadre de cette étude, les écoulements étudiés mettent en jeu un nombre de Reynolds associé au barreau $Re_d = 48\,000$, ce qui correspond au régime sous-critique. La couche limite est laminaire sur le barreau, puis subit un décollement et la transition s'effectue dans la couche de cisaillement. Le sillage est marqué par les allées de von Kármán, mais possède également une forte composante turbulente. La tridimensionnalité apparaît dès $Re_d \sim 190$ sous la forme de tourbillons dans le sens du courant et de dislocations. A $Re_d = 48\,000$, le sillage turbulent est marqué par d'importants effets tridimensionnels. Szepessy [107] a mesuré, à l'aide de sondes de pression décalées en envergure, une longueur de corrélation $L_c \sim 3d$ pour $Re_d = 43\,000$.

Plusieurs études expérimentales à des Re_d voisins de 48 000 sont disponibles dans la bibliographie.

Gerrard [44] a évalué en 1961 les fluctuations de portance et de trainée dans l'inter-

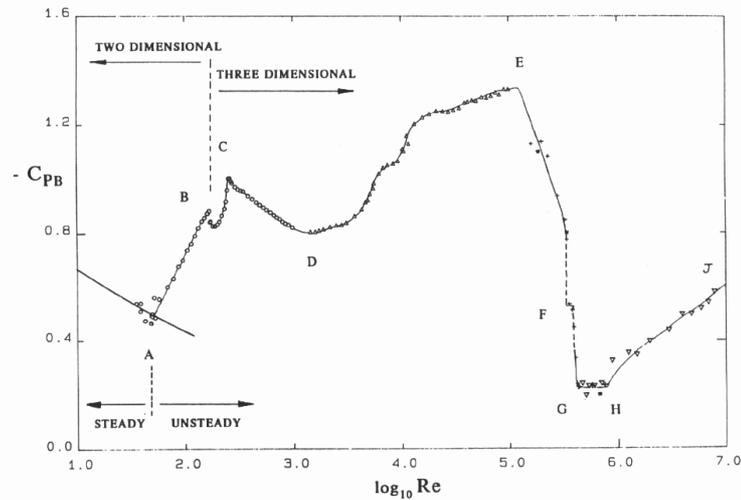


FIG. 1.5 – Evolution de $-C_{p_b}$ en fonction du nombre de Reynolds d'après Williamson [116].

valle $Re_d \in [4 \cdot 10^3; 10^5]$, et les a comparées aux résultats obtenus par divers auteurs dans les années 1950.

Achenbach [1] a effectué en 1968 des mesures de la pression et des frottements moyens en paroi pour $Re_d \in [6 \cdot 10^4; 5 \cdot 10^6]$.

En 1983, l'étude de Cantwell et Coles [13] marque une importante avancée dans les techniques expérimentales: l'écoulement à $Re_d = 140\,000$ est appréhendé par des moyennes de phase. Le cycle moyen est alors décomposé en 16 instants, pour lesquels sont tracés les champs de vitesse dans le plan perpendiculaire au barreau. La notion de dispersion des trajectoires des tourbillons est introduite: dans ce régime fortement turbulent, les tourbillons ne suivent pas une trajectoire constante d'un cycle à l'autre.

En 1992, Szepessy et Bearman [108] ont mené une étude sur l'influence du rapport d'aspect (envergure/diamètre) dans le domaine $Re_d \in [8 \cdot 10^3; 1.4 \cdot 10^5]$. Les contraintes et les corrélations sur le barreau, les fluctuations en paroi et dans le proche sillage, sont analysées en prenant en compte les effets du rapport d'aspect sur la tridimensionnalité en fonction du nombre de Reynolds.

Szepessy [107] s'est ensuite intéressé aux effets tridimensionnels au travers de l'étude de la corrélation en envergure à $Re_d = 4.3 \cdot 10^4$.

L'écoulement autour d'un barreau circulaire a également donné lieu à de nombreuses études numériques, pour lesquelles les techniques utilisées varient suivant le régime abordé [116, 119].

A faible nombre de Reynolds ($Re_d \sim 500$), la simulation numérique directe (DNS²) permet une analyse physique, notamment sur l'apparition de la tridimensionalité [116, 81].

Pour des nombres de Reynolds plus élevés, la DNS possède des temps de calcul largement excessifs, l'approche moyennée RANS² instationnaire permet alors une représentation du lâcher tourbillonnaire où la turbulence est modélisée par des intensités moyennes. En régime sous- et sur-critique, la fréquence du lâcher est toutefois sur-estimée d'environ 25%, mais Cox *et al.* [24] ont montré que l'évolution numérique suivait l'évolution expérimentale en fonction de Re_d .

L'accroissement de la puissance informatique a donc naturellement poussé à l'utilisation de la LES². Cette approche simule les grosses structures turbulentes. Elle permet donc d'une part de restituer une partie des fluctuations non périodiques, ce que l'approche RANS ne prédit pas. D'autre part, elle est moins coûteuse que la DNS et permet l'étude d'écoulements à des Re plus élevés. Rodi [90] fournit une intéressante analyse comparative de simulations effectuées par LES sur des cas tests de corps non profilés, évaluant la sensibilité en fonction des choix numériques effectués (modèle de sous-maille, maillage...). Breuer [11] qualifie d'ailleurs la simulation de l'écoulement autour d'un barreau circulaire à $Re_d = 140\,000$ de "challenging test case". La comparaison RANS/LES effectuées par Kato *et al.* [58, 57] à $Re_d = 10^4$ aboutit toutefois à un net avantage pour la LES. Les forces moyennes et la fréquence du lâcher sont prédites en accord avec l'expérience pour la LES, et le rôle important de la tridimensionnalité est confirmé. Enfin, les calculs récents de Wang [112] en régime sur-critique ($Re_d = 2 \cdot 10^6$) sont prometteurs vis-à-vis de l'application de la LES à de très hauts nombres de Reynolds.

On peut enfin signaler l'ouvrage de Zdravkovich [119] qui couvre l'ensemble des phénomènes associés à l'écoulement autour d'un barreau et fournit de nombreuses références.

Approche statistique en régime sous-critique

Les forts effets turbulents dans le sillage d'un barreau en régime sous-critique peuvent être appréhendés au travers d'analyses statistiques. Szepessy [107] a ainsi publié une étude expérimentale à partir de mesures temporelles de pression sur le côté d'un barreau à des séparations selon l'envergure $\eta = z - z_0$ variables (z_0 désigne l'envergure du point de référence). Le nombre de Reynolds est $Re_d = 4.3 \cdot 10^4$ et les

2. cf. chapitre 2 pour plus de détails sur les méthodes numériques en aérodynamique (DNS, LES, RANS).

mesures sont faites en paroi à $\theta = 90^\circ$ par rapport à l'écoulement. Il a ainsi montré que pour $\eta > 1 d$, des chutes de corrélation apparaissent périodiquement (fréquence $\sim 20 f_0$), causées par des irrégularités dans le lâcher tourbillonnaire.

L'auteur s'est alors intéressé aux déphasages selon l'envergure. Il suit pour cela une approche qui sera plus tard formalisée en détail par Casalino et Jacob [19], proposant d'appréhender les phénomènes tridimensionnels par les déphasages aléatoires en envergure qu'ils produisent. On pose pour un point situé sur le côté du barreau à l'envergure relative η :

$$p(\eta, t) = P \cdot \cos(\omega_0 t + \tilde{\phi}) \quad (1.4)$$

où la fréquence $f_0 = \omega_0/2\pi$ est la fréquence du lâcher, P est l'amplitude des fluctuations (constante) et $\tilde{\phi}$ le déphasage aléatoire par rapport au point de référence ($\eta_0 = 0$).

La fonction d'inter-corrélation s'écrit alors:

$$C_{12}(\eta, \theta) = \langle E[p_1(t) \cdot p_2(\eta, t + \theta)] \rangle_t$$

où p_1 désigne la pression instantanée au point de référence, et p_2 au point à l'envergure relative η .

Ce qui donne:

$$C_{12}(\eta, \theta) = \frac{P^2}{2} \cdot E[\cos \tilde{\phi}] \cdot \cos(\omega_0 \theta) - \frac{P^2}{2} \cdot E[\sin \tilde{\phi}] \cdot \sin(\omega_0 \theta)$$

Ainsi le coefficient de corrélation est donné par:

$$R_{pp}(\eta) = \frac{C_{12}(\eta, 0)}{\sqrt{\langle E[p_1^2] \rangle_t} \cdot \sqrt{\langle E[p_2^2] \rangle_t}} \quad (1.5)$$

$$R_{pp}(\eta) = E[\cos \tilde{\phi}] \quad (1.6)$$

Et la cohérence par:

$$\Gamma(\eta, f) = \frac{|S_{12}(\eta, f)|}{\sqrt{S_{11}} \cdot \sqrt{S_{22}}}$$

où les inter-spectres S_{12} , S_{11} et S_{22} désignent respectivement les transformées de Fourier temporelles de $C_{12}(\eta, \theta)$, $\langle E[p_1^2] \rangle_t$ et $\langle E[p_2^2] \rangle_t$. Pour un lâcher sinusoïdal soumis à des déphasages aléatoires, $\Gamma(\eta, f)$ peut ainsi s'écrire:

$$\Gamma(\eta, f) = \sqrt{\left(E[\cos\tilde{\phi}]\right)^2 + \left(E[\sin\tilde{\phi}]\right)^2} \cdot \delta(f - f_0)$$

La figure 1.6, obtenue par Szepessy [107], montre que l'estimation de la décorrélation à partir des mesures de déphasages (formule 1.6), permet bien de retrouver le calcul direct à partir des mesures instantanées de pression (formule 1.5). Cela signifie que la construction précédente se basant sur des déphasages aléatoires, permet une prise en compte phénoénologique des mécanismes tridimensionnels.

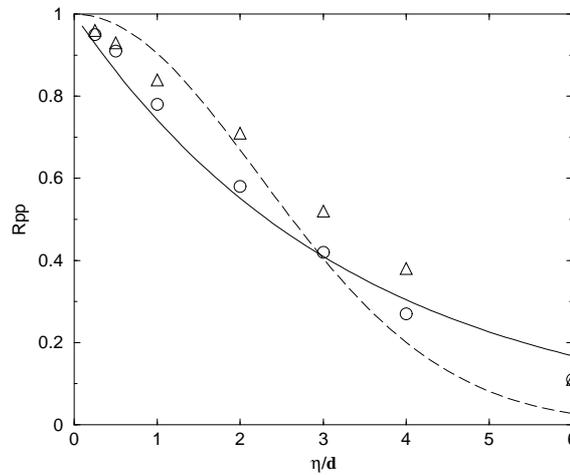


FIG. 1.6 – Coefficient de corrélation selon l'envergure d après Szepessy [107]. [\circ : calcul direct par utilisation de la pression instantanée (formule (1.5)), Δ : évaluation à partir des mesures de déphasage (formule (1.6)), — : approximation de R_{pp} (\circ) par une loi exponentielle ($\eta \rightarrow \exp(-|\eta|/L_e)$; $L_e = 3.6 d$), - - : approximation de R_{pp} (\circ) par une loi gaussienne ($\eta \rightarrow \exp(-\eta^2/2L_g^2)$; $L_g = 2.2 d$)].

Szepessy [107] a également tracé les densités de probabilités des déphasages pour des valeurs discrètes de la séparation η . A envergure fixée, la distribution de $\tilde{\phi}$ peut être approchée par une gaussienne, de variance croissante avec η . Pour $\eta \sim 0$, la distribution est un pic centré sur $\tilde{\phi} = 0$, alors qu'elle tend vers l'uniformité pour $\eta > 6d$. On peut ainsi considérer, comme le proposent Casalino et Jacob [19], que la densité de probabilité de $\tilde{\phi}$ en η s'écrit:

$$P[\tilde{\phi}, \eta] = \frac{\exp\left(-\tilde{\phi}^2/2w(\eta)\right)}{\sqrt{2\pi w(\eta)}} \quad (1.7)$$

Où l'évolution de la variance $w(\eta)$ reste à formuler.

L'intégration directe donne alors:

$$E[\cos \tilde{\phi}] = \exp(-w(\eta)/2) \quad \text{et} \quad E[\sin \tilde{\phi}] = 0$$

Et donc:

$$\Gamma(\eta, f) = E[\cos \tilde{\phi}] \cdot \delta(f - f_0) = R_{pp}(\eta) \cdot \delta(f - f_0)$$

L'évolution de la variance $w(\eta)$ doit alors être guidée par la décorrélation en envergure. Afin de renseigner son modèle acoustique, Goldstein [45] avait d'abord approché la décorrélation en envergure d'un barreau par une loi gaussienne. Toutefois, comme remarqué par Roger [92] sur la base de mesures de R_{pp} , et comme semblent le confirmer également les mesures de Szepessy (voir figure 1.6), la décorrélation en régime sous-critique semble plutôt se rapprocher d'une exponentielle. Ainsi on pose:

$$R_{pp}(\eta) = \exp\left(\frac{-|\eta|}{L_e}\right) \quad (1.8)$$

alors:

$$w(\eta) = 2w_{max}|\eta| \quad \text{où} \quad w_{max} = L_e^{-1}$$

La valeur de la longueur de corrélation $L_c = L_e$ dépend du nombre de Reynolds, et doit être évaluée soit expérimentalement, ce qui peut être fait à partir des mesures de Szepessy ($L_e \sim 3d$), soit numériquement.

Nous disposons ainsi d'une formulation analytique stochastique des effets en envergure dans le sillage d'un barreau en régime sous-critique, en accord avec les observations expérimentales.

1.2.3 Expérience 'barreau-profil' menée à l'ECL

Une campagne expérimentale, associée au projet européen TurboNoiseCFD, a été menée par Jacob et Michard [54, 80, 55] conjointement au travail présenté dans cette thèse. Elle a consisté en des mesures aérodynamiques et acoustiques sur la configuration barreau-profil placée dans le cône potentiel d'un jet à haute vitesse, à l'intérieur de la principale chambre anéchoïque de l'ECL (10m × 8m × 8m). Un schéma et des photographies du dispositif sont présentés sur les figures 1.7 et 1.8. Différentes valeurs de la vitesse du jet (jusqu'à $M_\infty = 0.3$) et de l'incidence du profil ont été considérées dans l'expérience, mais les calculs qui seront présentés par la suite correspondront toujours à la vitesse $U_\infty = 72\text{m/s}$ ($M_\infty \sim 0.2$) et un angle

d'incidence nul, configuration de base pour l'étude du bruit à large bande.

Les mesures aérodynamiques suivantes ont été effectuées:

◇ Mesures par anémométrie à fil chaud, permettant d'obtenir le module de la vitesse moyenne locale et la valeur efficace (rms) de la fluctuation dans la direction de la vitesse moyenne. Ces mesures couvrent plusieurs sections à x fixé, y variable et $z = 0$, depuis $x/c = -2.15$ jusqu'à $x/c = 2.0$ (l'origine du repère est située à mi-corde au point d'arrêt sur le bord d'attaque du profil, et les axes sont représentés sur la figure 1.7).

◇ Mesures par PIV (vélocimétrie par images de particules), fournissant des champs de vitesse instantanée bidimensionnels sans résolution temporelle, les échantillons étant espacés de plusieurs cycles de lâcher tourbillonnaire. Sont extraits:

- les vitesses moyennes et fluctuantes locales;
- les corrélations spatiales;
- l'identification des structures tourbillonnaires au travers de fonctions scalaires utilisant le concept NAM (Normalised Angular Momentum) [47];
- la décomposition des champs de vitesse en modes POD.

◇ Sondes de pression en paroi, disposées le long de l'envergure du barreau à position angulaire fixée, et le long de la corde du profil à envergure fixée. La pression moyenne, la pression fluctuante et la cohérence le long de ces alignements peuvent ainsi être déduites.

◇ Microphone mesurant l'acoustique à 1.85m autour du centre du profil.

Les résultats PIV ont été comparés aux résultats obtenus par fil chaud et montrent une bonne concordance, excepté dans le proche sillage du barreau ($x/c = -0.85$). Dans cette région, on peut considérer que les mesures fil chaud sont en défaut à cause de l'intense recirculation qui peut générer des inversions de vitesse indétectables par le fil.

Les figures 1.9 à 1.12 présentent un aperçu de quelques résultats expérimentaux typiques.

◇ La vitesse moyenne et fluctuante tracée transversalement (en fonction de y) à $1/4$ de corde en aval du bord d'attaque du profil, sur la figure 1.9, montre une zone de déficit de vitesse et de fortes fluctuations en paroi. L'extension de cette zone ($\sim 0.5 c$) ainsi que la présence d'une région de haute vitesse au-dessus, indiquent qu'elle est causée par la convection des tourbillons issus du barreau. En effet, selon l'hypothèse qu'un tourbillon issu d'un côté du barreau est préférentiellement convecté du côté

correspondant du profil, la vitesse interne du tourbillon aura tendance à réduire la vitesse moyenne près de la paroi du profil, et à l'augmenter à l'extérieur.

◊ La figure 1.10 présente une visualisation instantanée de la fonction Γ_2 qui permet d'évaluer l'extension des tourbillons, à partir des données PIV (cf. chapitre 3 pour une présentation de cette grandeur, ou la référence [47]). Les auteurs [80] ont montré une forte dispersion des trajectoires des tourbillons au cours du temps. Si on considère le champ fluctuant, certains tourbillons sont convectés sur le côté du profil alors que d'autres apparaissent découpés par le bord d'attaque. Toutefois, la reconstruction du champ à partir des modes POD 0, 1 et 2 permet une bonne restitution des phénomènes et de 40% de l'énergie des fluctuations.

◊ La corrélation des vitesses transverses en deux points, centrée sur un point proche du bord d'attaque, est représentée sur la figure 1.11. Elle met en évidence les structures tourbillonnaires ainsi que leur forte corrélation longitudinale en amont du bord d'attaque.

◊ La figure 1.12 présente enfin des spectres acoustiques en champ lointain: avec le barreau et le profil, avec le barreau seul et sans barreau ni profil. Elle démontre la faible influence acoustique du bruit de fond, mais aussi du bruit du barreau isolé. Ce dernier est en effet dépassé de 10 dB au niveau du pic par le bruit de la configuration barreau-profil. On peut donc déduire que dans la configuration barreau-profil le bruit est largement dominé par le profil, le barreau n'étant apparemment pas influencé par le profil au niveau aérodynamique et devant émettre à un niveau comparable à celui produit par le barreau isolé.

Le bruit à large bande est constitué par le bruit de fond spectral et l'élargissement du pic situé à la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Il est généré par l'interaction de la turbulence avec les surfaces solides. On remarque alors que la configuration 'barreau-profil' présente un pic plus large que dans la configuration 'barreau isolé'. Ceci peut s'expliquer par la cascade d'énergie depuis les structures du lâcher (tourbillons de von Kármán) vers les échelles purement turbulentes, qui a lieu dans le sillage du barreau en amont du profil. On notera pour terminer que cet élargissement spectral n'est pas un artéfact du traitement numérique: les échantillons sont basés sur de longues périodes ($\Delta f = 4\text{Hz}$) ce qui réduit les distorsions de fenêtrage. En outre, la même chaîne de mesure révèle un son purement tonal dans le cas d'ondes de Tolmien-Schlichting par exemple³.

Les résultats expérimentaux seront présentés et discutés plus en détail lors de la comparaison avec les calculs. Les références [55, 80, 54] constituent par ailleurs une

3. M. Roger, ECL, communication personnelle.

base de documentation sur les techniques et l'exploitation de ces expériences.

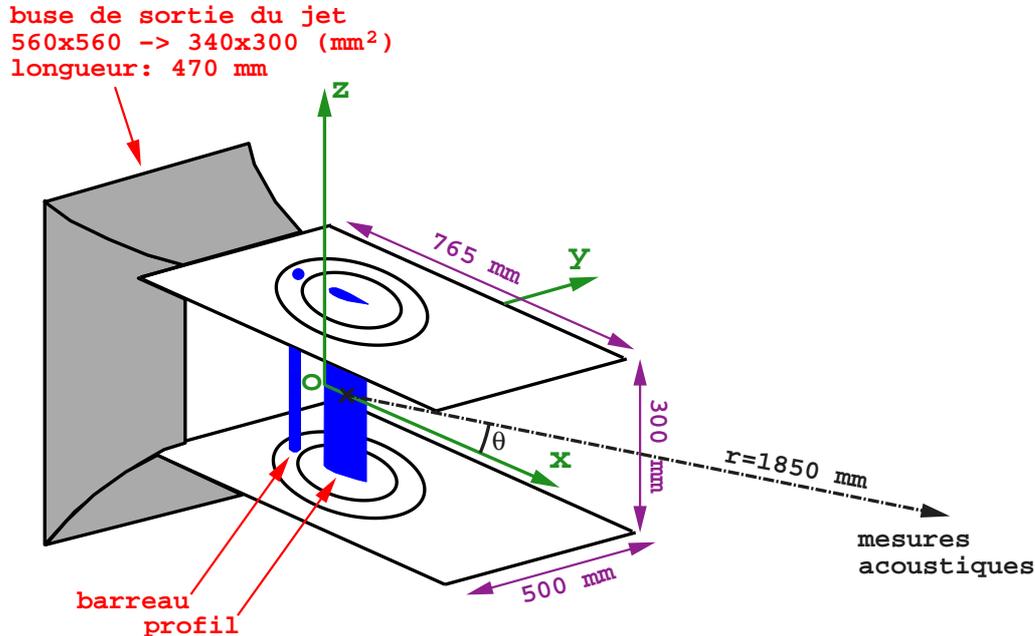


FIG. 1.7 – Schéma de configuration du montage expérimental. Les disques et les anneaux, maintenant le barreau et le profil, sont rotatifs. Le disque supérieur est transparent pour permettre les mesures PIV.

1.3 Positionnement et objectifs de la présente étude

La première partie de ce chapitre a montré que les études du bruit à large bande ont surtout consisté en des travaux expérimentaux et analytiques. Ces études ont permis de prendre en compte une partie des phénomènes et ont fourni des voies pour des investigations approfondies. Dans le cadre de la présente étude, l'objectif est d'évoluer vis-à-vis de ces travaux de référence: passer de l'observation expérimentale à la prédiction, tout en s'affranchissant des limites de l'approche analytique. En effet, la description analytique se restreint à des écoulements définis par un nombre limité de paramètres (géométrie élémentaire, spectre de turbulence unique, réponse du profil en fonction de quelques paramètres aérodynamiques, stationnarité statistique...). L'idée est alors de suivre la voie ouverte récemment (bruit au bord de fuite, bruit de jet...), qui consiste à profiter des qualités de la mécanique des fluides numérique pour obtenir une représentation fidèle des sources aéro-acoustiques. Il est en effet possible de prendre en compte l'écoulement dans sa complexité, avec divers niveaux de finesse dans la description turbulente, et une grande souplesse

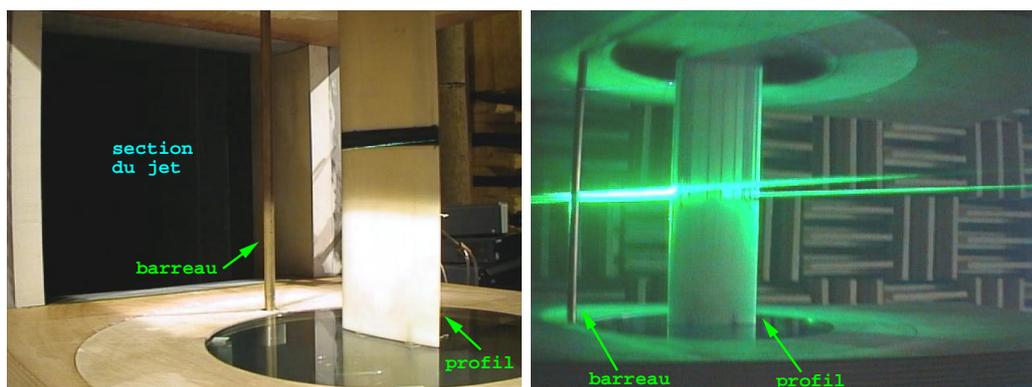


FIG. 1.8 – Photographies du dispositif expérimental barreau-profil monté à l'Ecole Centrale de Lyon. Gauche: vue depuis l'aval, Droite: vue latérale. On observe le plan laser des mesures PIV et la zone noircie en paroi du profil afin de réduire les réflexions.

par rapport aux modifications des conditions d'écoulement (utilisation en conception aéronautique...). L'objectif à long terme est d'obtenir une approche générale capable de représenter avec précision des phénomènes aérodynamiques complexes (décollement, interaction pale / couche limite du carter...).

Comme le bruit à large bande est généré par la turbulence et son interaction avec les surfaces portantes, une bonne description des sources apparaît donc un paramètre majeur pour la qualité de la simulation. Deux niveaux de représentation de la turbulence sont ici étudiés: l'approche RANS et l'approche LES. La première approche, utilisant les équations de Navier-Stokes moyennées selon Reynolds, présente l'avantage d'un temps de calcul réduit qui permet son utilisation actuelle dans la conception industrielle. En contre partie, les phénomènes turbulents doivent être modélisés. La seconde approche est plus coûteuse en calculs car elle se base sur une description plus fine, elle est pour l'instant essentiellement limitée à l'étude académique. Dans un premier temps, elle pourra être utilisée pour l'analyse des phénomènes physiques et le développement de modèles. Son application en conception industrielle dépendra de l'augmentation de la puissance informatique ou de l'utilisation de formulations remaniées destinées à réduire la taille des systèmes numériques résolus. Il faut insister sur le fait que les deux approches aérodynamiques seront ici évaluées dans la perspective particulière de la simulation acoustique à large bande en configurations complexes.

La configuration 'barreau-profil' sert alors de cas-test de référence. Comme décrit précédemment, elle permet une première représentation des phénomènes de génération

du bruit à large bande, à nombre de Reynolds limité et en géométrie simplifiée.

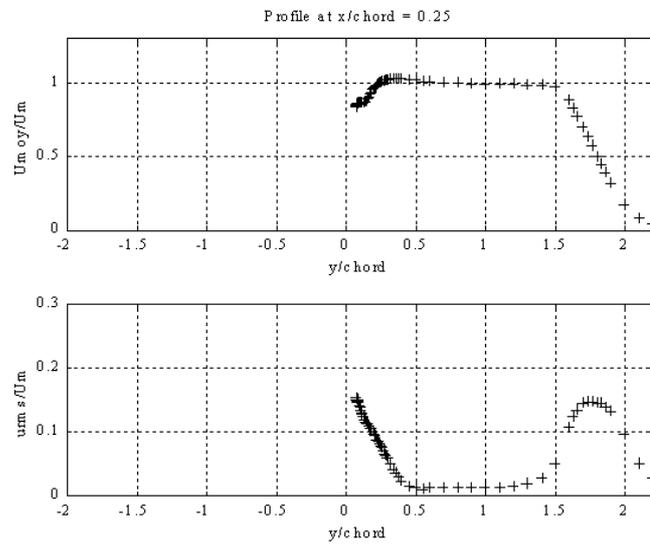


FIG. 1.9 – Profils de vitesse moyenne (Haut) et vitesse fluctuante (Bas) mesurées par fil chaud à $x/c = 0.25$ et adimensionnées par U_{∞} .

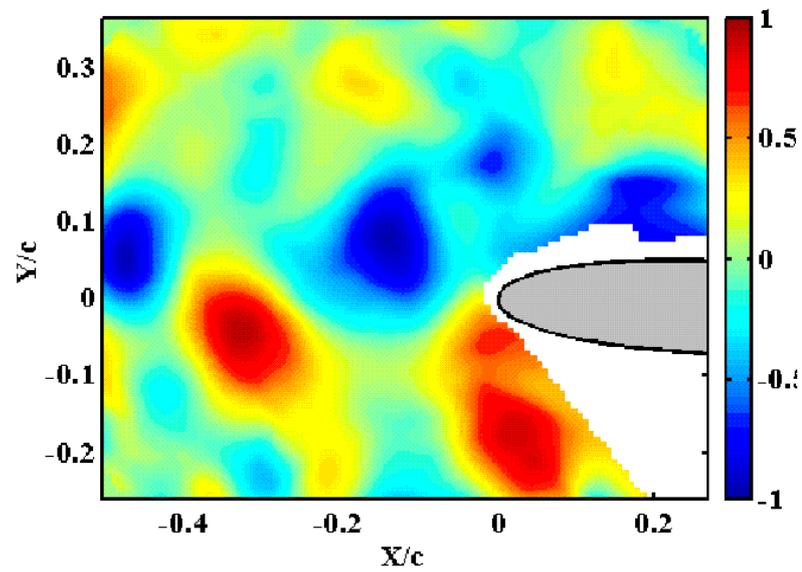


FIG. 1.10 – Fonction Γ_2 de calcul de l'extension des tourbillons [47], pour un échantillon PIV instantané.

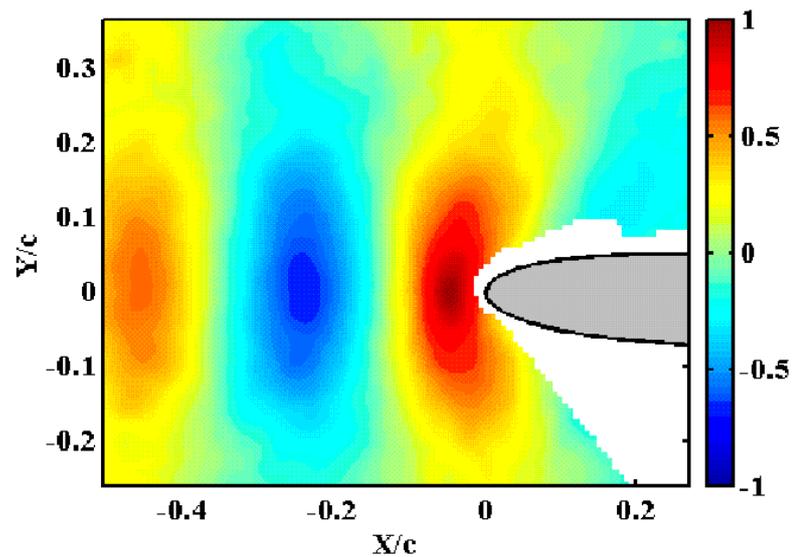


FIG. 1.11 – Corrélation des vitesses transverses en deux points avec référence en $(x/c = -0.05, y/c = 0)$, calculée à partir des mesures PIV.

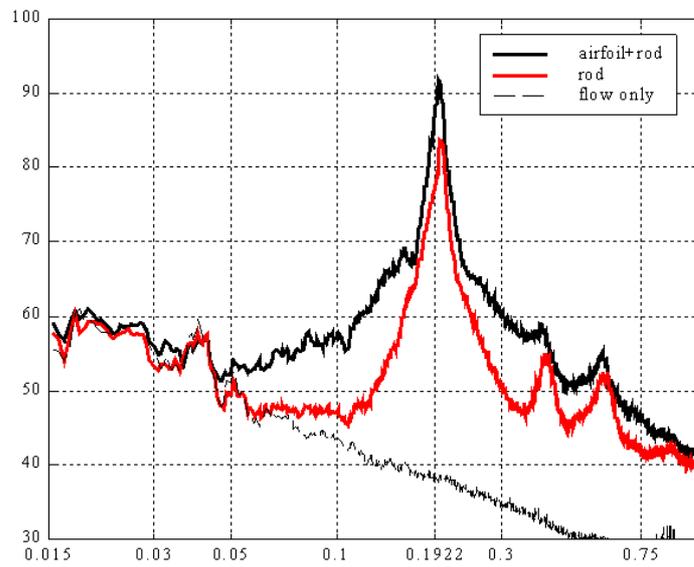


FIG. 1.12 – Spectre acoustique en champ lointain (1.85m sur le côté du profil) pour l'écoulement sans barreau ni profil (---), le barreau isolé (—) et la configuration barreau-profil (—).

Chapitre 2

Méthodes numériques

2.1 Contexte: simulations en aéroacoustique

La génération du son par un écoulement et sa propagation font partie intégrante de l'aérodynamique, au sens où les équations de Navier-Stokes gouvernent à la fois la dynamique de l'écoulement, et plus particulièrement la turbulence, mais aussi les phénomènes acoustiques résultants. Toutefois, l'écoulement et le son se distinguent non seulement par leur nature physique, convective ou diffusive pour le premier, propagative pour le second, mais aussi par le niveau de leurs fluctuations. L'acoustique est constituée d'effets de compressibilité propagatifs résultants de réarrangements rapides de l'écoulement. En conséquence, l'onde acoustique se situe plusieurs ordres en dessous des fluctuations turbulentes. Par ailleurs, les longueurs d'ondes acoustiques en écoulement subsonique sont d'un ordre supérieur aux longueurs d'onde aérodynamiques (cf. écoulement autour du barreau à $Re_d = 48\,000$ et $M_\infty \sim 0.2$: $\lambda_{aero} \sim 1 d$, $\lambda_{acous} \sim 25 d$).

Concernant la simulation numérique, l'aéroacoustique peut bénéficier des évolutions récentes dans le domaine de la simulation des écoulements (CFD). Toutefois, chaque discipline ayant des caractéristiques différentes, les exigences numériques vont se distinguer.

◇ La première idée consiste à adapter la simulation aérodynamique aux exigences de l'acoustique. On parle de *méthode directe*. Cela se fait en utilisant des schémas adaptés à la propagation acoustique avec un faible niveau de dissipation et de distorsion. Toutefois la complexité des schémas mis en jeu multiplie les coûts de calcul et rend par ailleurs l'utilisation difficile en géométrie complexe. En outre, le maillage doit s'étendre sur de très grandes distances si on souhaite propager le son jusqu'en champ lointain et le comparer aux mesures, ce qui correspond généralement

à une distance d'un ou plusieurs ordres au dessus de la distance caractéristique de la géométrie. Ceci multiplie également le temps de calcul.

◊ Une méthode intermédiaire consiste à n'effectuer la simulation de l'écoulement qu'au voisinage des perturbations, en reproduisant la génération des ondes acoustiques et leur propagation sur une courte distance. Ensuite, aux limites du domaine de calcul, l'onde est propagée par une approche adaptée jusque dans le champ lointain. Pour cela peut être utilisée l'équation intégrale de Kirchhoff ou une discrétisation des équations d'Euler linéarisées. Toutefois la simulation de l'écoulement requiert encore des schémas complexes. En outre le traitement des conditions limites doit se faire avec de grandes précautions pour permettre le traitement correct de l'aérodynamique (éviter le confinement des ondes) et assurer la transition avec le domaine de propagation acoustique.

◊ La troisième méthode consiste à appliquer une *analogie acoustique*, telle que celle développée par Lighthill [70] en 1952, puis étendue à la présence de surfaces solides par Ffowcs Williams & Hawkings [37] en 1969. Sur la base d'un calcul aérodynamique, une équation (issue de équations de Navier-Stokes) est appliquée qui extrait les sources acoustiques et assure la propagation en champ lointain. Dans ce cas, la simulation aérodynamique est dissociée de l'acoustique et les contraintes sont ainsi réduites. En contrepartie, un point sensible apparaît dans la formulation des analogies acoustiques citées ci-dessus: une partie des effets de propagation se retrouve dans le terme source, et il faut recourir à des hypothèses pour les négliger. Comme alternative, l'équation de Phillips et Lilley [6] permet une meilleure décomposition de l'équation. Malheureusement sa résolution est complexe, la fonction de Green associée en espace libre se limitant à une forme asymptotique en basse et hautes fréquences.

Une présentation plus complète des méthodes numériques en aéroacoustique peut être trouvée dans la thèse de Bogey [6].

L'objectif d'applicabilité de notre travail aux conditions complexes nous a naturellement conduit à l'utilisation de l'analogie acoustique de Ffowcs Williams & Hawkings. Ce chapitre est divisé en deux parties:

- la première partie présente les stratégies mises en œuvre dans le cadre de cette étude pour la représentation fidèle des écoulements mais aussi des effets des réarrangements constituant les sources du son. Ceci doit passer par la prise en compte statistique (RANS) ou directe (LES) du spectre turbulent à l'origine du bruit à large bande. Les équations seront écrites pour un écoulement compressible, pour une application

possible à $M_\infty \geq 0.3$.

- la seconde partie est consacrée à l'acoustique, avec une formulation en détail de l'analogie acoustique et de son intégration à côté de la simulation aérodynamique.

2.2 Calcul aérodynamique

Le code *Proust*, utilisé pour la simulation de l'écoulement, a été développé à l'ECL pour l'utilisation en turbomachines. L'Annexe C présente un aperçu de tels calculs, ainsi que les références correspondantes. L'utilisation de *Proust* permet de cadrer la présente étude vers une utilisation ultérieure dans des applications aéronautiques.

2.2.1 Equations de base

Dans le cadre de l'approximation des milieux continus et de l'hypothèse de Stokes, la dynamique d'un gaz parfait peut être simulée à partir des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale:

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

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

$$\frac{\partial(\rho e_t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [(\rho e_t + p)u_i] = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i \tau_{ij}) - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (2.3)$$

où le tenseur des contraintes visqueuses s'écrit:

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

Le flux de chaleur est calculé selon la loi de Fourier:

$$q_j = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad \text{avec} \quad Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$$

où λ désigne la conductibilité thermique et Pr le nombre de Prandtl.

La pression statique est déterminée par l'équation des gaz parfaits:

$$p = \rho r T \quad \text{ou} \quad p = \rho(\gamma - 1) \left[e_t - \frac{1}{2} u_i^2 \right]$$

Nos calculs étant effectués en régime subsonique ou transsonique, à une température proche des conditions normales, nous supposons C_p , C_v , μ , λ et Pr constants.

On obtient ainsi un système de cinq équations à cinq inconnues: ρ , ρu_1 , ρu_2 , ρu_3 et ρe_t .

Remarque: si on note $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ le tenseur des taux de déformations, et $\sigma_{ij} = S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} S_{kk}$ son déviateur, le tenseur des contraintes visqueuses se réduit à: $\tau_{ij} = 2\mu\sigma_{ij}$.

Turbulence

Il est alors nécessaire de considérer avec soin la représentation de la turbulence. Elle nécessite un compromis entre la quantité de calculs nécessaires, vite rédibitoire lorsque le nombre de Reynolds augmente, et des hypothèses de modélisation. Cette partie de la simulation est en outre rendue sensible par l'influence que la turbulence a sur l'écoulement et sur l'acoustique. Les trois principales approches sont présentées ici:

- *La résolution des équations moyennées (RANS)*

Dans le cadre de cette approche, les équations sont soumises à une moyenne d'ensemble (moyenne de Reynolds). Ceci permet d'obtenir les équations régissant les grandeurs moyennes, où la contribution de la turbulence se limite aux corrélations doubles de vitesse turbulente (tenseur de Reynolds). Ce tenseur doit alors être modélisé, ce qui se fait en construisant une analogie avec le tenseur des contraintes visqueuses (hypothèse de Boussinesq): le tenseur de Reynolds est reconstruit à partir des gradients de vitesse moyenne et d'une viscosité turbulente. De nombreux modèles ont ainsi été construits, proposant diverses constructions pour le tenseur de Reynolds et pour le calcul de la viscosité turbulente. Les plus célèbres font intervenir des équations de transport pour deux grandeurs turbulentes: l'énergie turbulente (k), et le taux de dissipation (ϵ) ou une quantité équivalente (ω) définie dans [115]. L'approche RANS permet donc le calcul des configurations les plus complexes, seul le champ moyen étant résolu. En contrepartie, la turbulence n'est connue que sous la forme de grandeurs moyennes issues du modèle (énergie et dissipation pour un modèle type $k - \epsilon$ ou $k - \omega$). En outre, la représentation de toute la turbulence par une dissipation variable est une hypothèse très forte vis-à-vis de la dynamique de l'écoulement.

- *La simulation des grandes échelles (LES)*

Dans ce cas, les plus grandes échelles de la turbulences sont simulées, alors que les plus petites sont modélisées. L'idée sous-jacente est que les petites échelles ont es-

sentiellement un rôle de dissipation de la turbulence, avec un comportement proche de l'isotropie, ce qui facilite et légitime la modélisation. La contribution acoustique de ces structures est par ailleurs négligée par rapport aux grosses échelles. Mathématiquement, le filtrage spatial des équations de Navier-Stokes permet d'obtenir les équations régissant les grandes échelles qui sont alors résolues en modélisant l'influence des petites échelles, inconnues, par un terme dissipatif. La construction du modèle de sous-maille constitue un point important, ayant une influence sensible sur les caractéristiques globales de l'écoulement [94]. De nombreux modèles ont ainsi été développés, qui tendent vers une prise en compte plus fine de la turbulence. Ils sont adaptés par exemple à l'anisotropie en paroi ou au transfert d'énergie des petites structures vers les grosses (*backscatter* [5]), et s'éloignent ainsi des conditions de turbulence homogène isotrope sur lesquelles la LES a été initialement développée. Au final, les calculs LES sont plus coûteux que les calculs RANS: ils nécessitent un maillage plus fin et une dissipation maîtrisée afin de préserver les principales échelles turbulentes. Néanmoins la représentation de l'écoulement est plus fidèle, la turbulence instantanée étant prise en compte de manière directe dans les équations d'évolution.

- *La simulation numérique directe (DNS)*

Cette approche, la plus simple dans son concept, consiste à utiliser des méthodes suffisamment précises pour pouvoir reproduire la turbulence directement à partir des équations de Navier-Stokes. Ceci implique en premier lieu l'utilisation d'un maillage très dense permettant la représentation des plus petites échelles de la turbulence, soit une taille de maille tendant vers l'échelle de Kolmogorov [3]. De plus les schémas numériques doivent décrire l'évolution de ces structures turbulentes en limitant les erreurs de biais dues à la discrétisation. Ceci est possible avec des schémas d'ordre élevé et peu dissipatifs, qui sont malheureusement sensibles aux instabilités numériques et nécessitent une grande quantité de calculs en chaque point de discrétisation. Cette approche reste à ce jour limitée à des géométries élémentaires qui facilitent l'implantation des schémas complexes, et à de faibles nombres de Reynolds (de l'ordre de quelques milliers), car la disparité entre les échelles turbulentes – rapport de l'échelle intégrale sur l'échelle de Kolmogorov – varie en $Re^{3/4}$ pour une turbulence homogène isotrope [3], ce qui implique une variation du nombre de points du maillage en $Re^{9/4}$.

Dans le cadre de ce travail les approches RANS et LES ont été utilisées, en vue de l'application à des géométries complexes.

2.2.2 Approche RANS

Equations générales

Les équations sont moyennées au sens de Reynolds et on utilise la décomposition de Favre (sur \vec{V} , e_t et e) pour prendre en compte la compressibilité. En négligeant les erreurs de commutation de la moyenne de Favre avec les dérivées en espace [103], on obtient les équations:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} &= \frac{\partial(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j})}{\partial x_j} \\ \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{e}_t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [(\bar{\rho}\tilde{e}_t + \bar{p})\tilde{u}_i] &= \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i \tau_{ij}} - \overline{(\rho e_t + p)u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\gamma \bar{\mu}}{Pr} \frac{\partial \tilde{e}}{\partial x_i} \right) \end{aligned}$$

avec:

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{ij} &= \bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \\ \bar{p} &= \bar{p}(\gamma - 1) \left[\tilde{e}_t - \frac{1}{2} (\tilde{u}_i^2 + \tilde{u}'_i^2) \right] \end{aligned}$$

Pour pouvoir résoudre ces équations et obtenir les grandeurs moyennes, on doit modéliser les termes inconnus, c'est à dire les termes turbulents.

◇ Le terme $\tau_{ij} = \overline{\rho u'_i u'_j}$ (tenseur de Reynolds) de l'équation de quantité de mouvement est modélisé par analogie avec le tenseur des contraintes visqueuses. Pour cela il faut disposer d'une échelle de longueur et d'une échelle de temps turbulentes afin de reconstruire une viscosité. Le choix est ici fait d'introduire dans le système deux équations de transport gouvernant deux grandeurs turbulentes.

La première variable turbulente choisie est l'énergie cinétique turbulente: $k = \frac{1}{2} u_i'^2$. La seconde variable turbulente choisie est le taux de dissipation spécifique: ω . Cette seconde variable, attachée aux grosses structures turbulentes, représente l'inverse d'un temps caractéristique de la dissipation (voir [115] pour le développement théorique). Les équations de transport sont présentées à la fin de cette partie (équations 2.7 et 2.8), et la reconstruction du tenseur de Reynolds fait l'objet de la partie suivante, trois modèles différents ayant été introduits.

◇ Le terme non-linéaire de l'équation d'énergie peut s'écrire:

$$\overline{(\rho e_t + p)u'_i} = \bar{\rho}\gamma C_v \widetilde{T}u'_i + \sum_{j=1}^3 \overline{\rho u'_i u'_j} \widetilde{u}_j + \bar{\rho} \widetilde{k} u'_i$$

ce qui peut se modéliser de la manière suivante:

$$\overline{(\rho e_t + p)u'_i} = -\frac{\gamma C_v \mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_i} - \sum_{j=1}^3 \overline{\tau_{t_{ij}}} \widetilde{u}_j - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \widetilde{k}}{\partial x_i}$$

◇ Le terme $\overline{\tau_{ij}u_i}$ peut être modélisé par: $\overline{\tau_{ij}}\widetilde{u}_i + \bar{\mu} \frac{\partial \widetilde{k}}{\partial x_j}$.

Le système d'équations complet est donc:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \widetilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \widetilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - (\overline{\tau_{ij}} + \overline{\tau_{t_{ij}}})] = 0 \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\bar{\rho} \widetilde{e}_t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\bar{\rho} \widetilde{e}_t + \bar{p}) \widetilde{u}_i - \left[\gamma \left(\frac{\bar{\mu}}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \widetilde{e}}{\partial x_i} \right. \right. \\ \left. \left. + (\overline{\tau_{ij}} + \overline{\tau_{t_{ij}}}) \widetilde{u}_j + \left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \widetilde{k}}{\partial x_i} \right] \right] = 0 \quad (2.6) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \widetilde{k})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\bar{\rho} \widetilde{k} \widetilde{u}_i - \left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \widetilde{k}}{\partial x_i} \right] = \widetilde{P}_k - C_k \bar{\rho} \widetilde{\omega} \widetilde{k} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \widetilde{\omega})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\bar{\rho} \widetilde{\omega} \widetilde{u}_i - \left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \widetilde{\omega}}{\partial x_i} \right] = C_{\omega 1} \frac{\widetilde{\omega}}{\widetilde{k}} \widetilde{P}_k - C_{\omega 2} \bar{\rho} \widetilde{\omega}^2 \quad (2.8)$$

avec:

$$\widetilde{e}_t = C_v \widetilde{T} + \frac{1}{2} \widetilde{u}_k^2 + \widetilde{k}$$

$$\overline{\tau_{ij}} = \bar{\mu} \left(\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \widetilde{u}_k}{\partial x_k} \right)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho}(\gamma - 1) \left[\widetilde{e}_t - \frac{1}{2} (\widetilde{u}_i^2 + \widetilde{k}) \right]$$

et $\widetilde{P}_k = \overline{\tau_{t_{ij}} \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j}}$ désigne la production d'énergie turbulente.

Modèles de turbulence

Le modèle de turbulence choisi détermine la construction de $\tau_{t_{ij}}$ ainsi que le calcul des coefficients intervenant dans les équations de transport (k et ω) et dans les termes modélisés. Trois modèles ont été mis en œuvre dans le cadre de cette étude et sont présentés ici par ordre croissant de complexité.

- *Modèle linéaire*

Il s'agit du modèle $k - \omega$ de base, développé par D.C. Wilcox [115]. L'utilisation de la variable ω comme seconde variable turbulente est moins répandue que ϵ (la dissipation turbulente) car son interprétation physique est plus complexe. Néanmoins cette formulation permet un traitement plus aisé des parois: la valeur de ω est connue sur la surface ($\rightarrow \infty$) et il n'apparaît pas nécessaire d'utiliser de loi empirique en proche paroi [114]. Ce comportement autorise alors généralement une densité du maillage de l'ordre de $\Delta y^+ = 5$ perpendiculairement à la surface. En outre la variable ω permet de limiter les erreurs par rapport à ϵ en écoulement incompressible par une meilleure estimation des termes dominants [103]. De manière générale, les comparaisons avec les modèles $k - \epsilon$ conduisent à l'équivalence des modèles, voire à un meilleur comportement des modèles $k - \omega$ en écoulement décollé [79].

Le modèle se définit de la manière suivante:

$$\overline{\tau_{t_{ij}}} = \mu_t \left(\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \widetilde{u}_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \overline{\rho} \widetilde{k} \delta_{ij}$$

avec:

$$\mu_t = C_\mu \overline{\rho} \frac{\widetilde{k}}{\widetilde{\omega}}$$

et les coefficients:

$$C_\mu = 1 \quad \sigma_k = 2.0 \quad \sigma_\omega = 2.0 \quad C_k = 0.09 \quad C_{\omega 1} = \frac{5}{9} \quad C_{\omega 2} = \frac{3}{40}$$

calibrés en fonction d'écoulements de référence (turbulence homogène isotrope, couche limite turbulente sur plaque plane...)[115].

- *Modèle bas Reynolds*

En 1972, Jones et Launder [56] ont présenté un modèle $k - \epsilon$ bas-Reynolds, prenant en compte l'amortissement de la turbulence en paroi (= zone bas Reynolds). Ceci avait pour objectif initial de permettre la simulation de la relaminarisation en écoulement accéléré. Toutefois, comme présenté dans l'étude de Patel *et al.* [85], les modèles bas-Reynolds ont surtout été exploités pour une prise en compte directe de la turbulence en paroi, en particulier dans les situations complexes (3D, décollement...). Ils permettent en effet d'appliquer la résolution jusqu'à la paroi alors que les modèles d'origine sont conçus avec l'hypothèse d'un haut nombre Reynolds. Les lois de parois, solution alternative qui consiste à utiliser une fonction empirique près de la surface, ne sont plus valides lorsqu'on s'éloigne des conditions où elles ont été calibrées. La version bas-Reynolds développée par Wilcox [114] sur la base du modèle présenté au paragraphe précédent ne montre que peu de différences par rapport au modèle d'origine dans le cas d'une couche limite soumise à différentes valeurs du gradient longitudinal de pression. Ceci prouve donc les qualités intrinsèques de l'approche $k - \omega$ en proche paroi: une correction bas-Reynolds n'est pas nécessaire.

Le modèle a toutefois été introduit dans notre étude, afin d'observer son comportement dans des conditions différentes de la "simple" couche limite. L'écriture du modèle est la suivante:

$$\overline{\tau_{t_{ij}}} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \tilde{\rho} \tilde{k} \delta_{ij}$$

avec:

$$\mu_t = C_\mu \tilde{\rho} \frac{\tilde{k}}{\tilde{\omega}}$$

et les coefficients:

$$C_\mu = \frac{C_{\omega 2}/3 + Re_t/6}{1 + Re_t/6}$$

$$\sigma_k = 2.0 \quad \sigma_\omega = 2.0$$

$$C_k = 0.09 \frac{5/18 + (Re_t/8)^4}{1 + (Re_t/8)^4} \quad C_{\omega 1} = \frac{5}{9} \frac{0.1 + Re_t/2.7}{1 + Re_t/2.7} \frac{1}{C_\mu} \quad C_{\omega 2} = \frac{3}{40}$$

où le nombre de Reynolds turbulent vaut:

$$Re_t = \frac{\tilde{k}}{\tilde{\omega} \nu}$$

L'introduction de cette grandeur permet d'éviter l'utilisation de la distance à la paroi, utilisée dans certains modèles [85], et dont l'estimation peut être ambiguë en

géométrie complexe (cf. turbomachines).

- *Modèle non-linéaire*

Ce dernier modèle est plus complexe dans sa construction du tenseur de Reynolds, il met en œuvre plus de termes et introduit des non-linéarités contrairement aux modèles précédents. La formulation a été développée par Shih *et al.* [100] sur la base d'une approche $k-\epsilon$. Les auteurs ont ainsi observé une prise en compte de l'effet de la rotation sur la turbulence, contrairement au modèle linéaire. Par ailleurs l'hypothèse d'isotropie est ici plus faible, le tenseur de Reynolds n'étant pas forcément aligné avec le tenseur (S_{ij}) . Le modèle a ensuite été adapté en formulation $k-\omega$ par J. Larrson [63] qui a obtenu des améliorations par rapport au modèle linéaire sur un calcul d'écoulement en turbine. La formulation est la suivante:

$$\overline{\tau_{t_{ij}}} = -\frac{2}{3}\tilde{\rho}k\delta_{ij} + C_\mu\tilde{\rho}k^2T S_{ij}^* - C_2\tilde{\rho}k^2T^2(-S_{ik}^*\Omega_{kj}^* + \Omega_{ik}^*S_{kj}^*)$$

avec:

$$\mu_t = C_\mu\tilde{\rho}kT$$

$$T = \frac{1}{C_k\tilde{\omega}}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad S_{ij}^* = S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij}$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad \Omega_{ij}^* = \Omega_{ij}$$

$$U^* = \sqrt{S_{ij}^* S_{ij}^* + \Omega_{ij}^* \Omega_{ij}^*} \quad S^* = \sqrt{S_{ij}^* S_{ij}^*} \quad \Omega^* = \sqrt{\Omega_{ij}^* \Omega_{ij}^*} \quad W^* = \frac{S_{ij}^* S_{jk}^* S_{ki}^*}{(S^*)^3}$$

et les coefficients:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s^* U^* T} \quad C_2 = \frac{\sqrt{1 - (3C_\mu S^* T)^2}}{C_0 + 6S^* \Omega^* T^2}$$

$$A_s^* = \sqrt{6} \cos \Phi_1 \quad \Phi_1 = \frac{1}{3} \arccos \sqrt{6} W^*$$

$$A_0 = 6.5 \quad C_0 = 1.0$$

$$\sigma_k = 2.0 \quad \sigma_\omega = 2.0 \quad C_k = 0.09 \quad C_{\omega 1} = \frac{5}{9} \quad C_{\omega 2} = \frac{3}{40}$$

Craft *et al.* [25, 26] ont poussé le développement d'un modèle jusqu'aux termes non-linéaires cubiques. Toutefois, l'étude comparative de Loyau *et al.* [73], sur des écoulements cisailés et des interactions choc / couche limite, n'a pas montré d'avantages significatifs pour cette formulation par rapport au modèle de Shih *et al.*

Remarque: Les marques de décomposition (\bar{x} et \tilde{x}) seront désormais implicites dans le texte, par soucis de lisibilité.

Instationnarité

La moyenne appliquée aux équations est une moyenne d'ensemble, indépendante du temps. Les dérivées temporelles ($\partial/\partial t$) sont conservées. L'approche RANS permet donc de représenter directement des écoulements instationnaires non chaotiques, comme par exemple le défilement des aubes d'une turbomachine ou le lâcher tourbillonnaire à l'origine des allées de von Kármán (considéré comme instabilité absolue). Les fluctuations purement turbulentes restent par contre modélisées au travers des grandeurs k et ω . On parle alors de RANS instationnaire (*Unsteady RANS: U-RANS*). Les constantes des modèles ne sont par recalibrées en situation instationnaire afin de garder la consistance de la construction numérique avec les cas stationnaires. On conserve ainsi l'acronyme RANS, à la fois pour les simulations stationnaires et instationnaires. Toutefois, il faut noter que certaines procédures (pas de temps local, lissage du résidu... [103, 105, 104]) ne peuvent s'appliquer en instationnaire car elles sont susceptibles de dégrader la description temporelle.

Validation

Le code RANS ayant été programmé antérieurement, il suffit de se reporter à la thèse de Smati [103] et aux publications ultérieures [105, 104, 83] pour obtenir une description des validations du code *Proust* avec la formulation $k - \omega$ linéaire. Dans le cadre de la présente étude, un cas-test de grille d'aubes de compresseur a été mis en œuvre pour valider l'implantation des modèles bas-Reynolds et non-linéaire dans le code. La consistance des trois modèles est vérifiée par rapport aux mesures disponibles. En outre, le cas barreau-profil présenté dans la suite de ce manuscrit (chapitre 3) constitue une validation complémentaire vis-à-vis de l'expérience, en conditions instationnaires.

- *Description du cas-test CD-compresseur*

La configuration utilisée par Elazar et Shreeve [32] constitue la base du présent

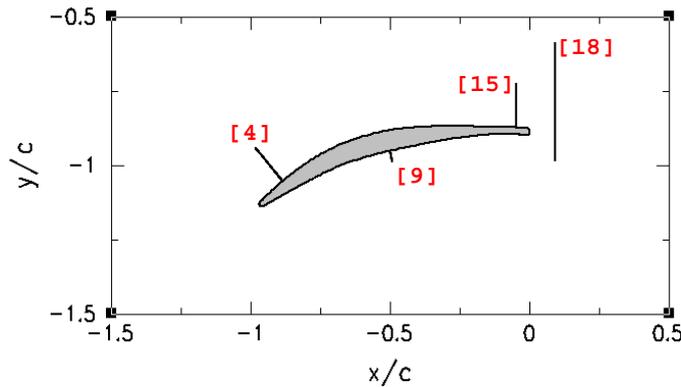


FIG. 2.1 – Cas test CD-compresseur: géométrie des aubes et sections de mesures utilisées pour la validation (numérotées par [...]).

cas-test. Ces auteurs ont effectué des mesures (Vélocimétrie Laser Doppler) sur une grille constituée d'aubes de compresseur, dessinées selon le principe de la diffusion contrôlée (Sanger [95]). Les principales caractéristiques sont:

$Re = 700\,000$

Nombre de Mach en entrée: 0.25

Solidité (corde / distance inter-aubes): 1.67

Epaisseur: 7% de la corde

Angle de calage (angle entre le segment [bord d'attaque - bord de fuite] et l'axe de rotation x): 14.27°

Cambrure (variation d'angle le long de la courbure moyenne): 41.09°

Angle d'entrée: 43.4°

Les calculs ont été effectués sur un maillage de 293×161 points, présenté sur la figure 2.2. Ils utilisent le schéma de Roe pour la discrétisation des flux convectifs¹ et un pas en temps de $\Delta t = 10^{-7}$ s selon un algorithme de Runge-Kutta à 5 sous-pas.

• Résultats

Les résultats des calculs sont d'abord comparés aux mesures en deux sections sur l'extrados (4 et 15), une section sur l'intrados (9) et une section dans le sillage (18). La figure 2.1 présente un schéma de l'aubage avec la position des sections utilisées. Les comparaisons faites sur la vitesse moyenne U et la vitesse fluctuante rms u'_{rms} dans la direction parallèle à l'aubage sont ainsi présentées sur les figures 2.3 et 2.4. La vitesse fluctuante est reconstituée de la manière suivante dans les calculs:

1. cf. la section 'Implantation numérique' de ce même chapitre pour plus de détails.

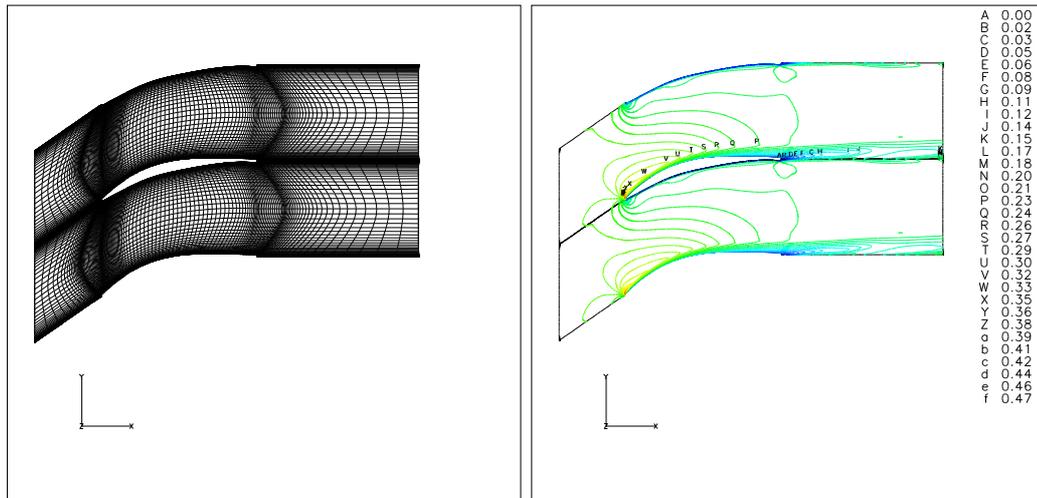


FIG. 2.2 – A gauche: maillage en 1 point sur 2 du calcul CD-compresseur - A droite: figure illustrative présentant les iso-contours du nombre de Mach du calcul utilisant le modèle $k-\omega$ linéaire. Remarque: les calculs sont effectués sur un seul canal inter-aubes mais un second canal identique est représenté ici pour un meilleure illustration.

$$u'_{rms} = \sqrt{2/3.k}$$

Ensuite une comparaison de la valeur du coefficient de pression $-C_p$ est présentée sur la figure 2.5.

On observe que les calculs reproduisent bien l'épaississement de la couche limite sur l'extrados lorsqu'on se déplace de la section 4 à la section 15. Les profils de vitesse moyenne et de vitesse fluctuante issus des calculs se superposent et sont en bon accord avec l'expérience.

Sur l'intrados (section 9) la couche limite reste fine, comme dans les mesures. Les trois calculs donnent ici aussi des résultats quasi-identiques.

On retrouve les caractéristiques généralement observées sur un aubage de compresseur, avec une forte sollicitation de la couche limite sur l'extrados, soumise à un gradient de pression adverse.

On notera toutefois une plus faible diffusion des zones de vorticité par les calculs RANS.

Les profils de pression calculés le long de l'aubage se superposent encore et sont très proches de l'expérience: les niveaux et les évolutions sont parfaitement reproduits. Ainsi, les trois modèles de turbulences donnent des résultats identiques sur ce cas-test du fait qu'il ne met en œuvre ni de forte rotation ni d'anisotropie. Nous verrons que sur le cas 'barreau-profil' qui sert de base à notre étude, mettant en jeu un lâcher tourbillonnaire, les modèles se différencient sur certains points.

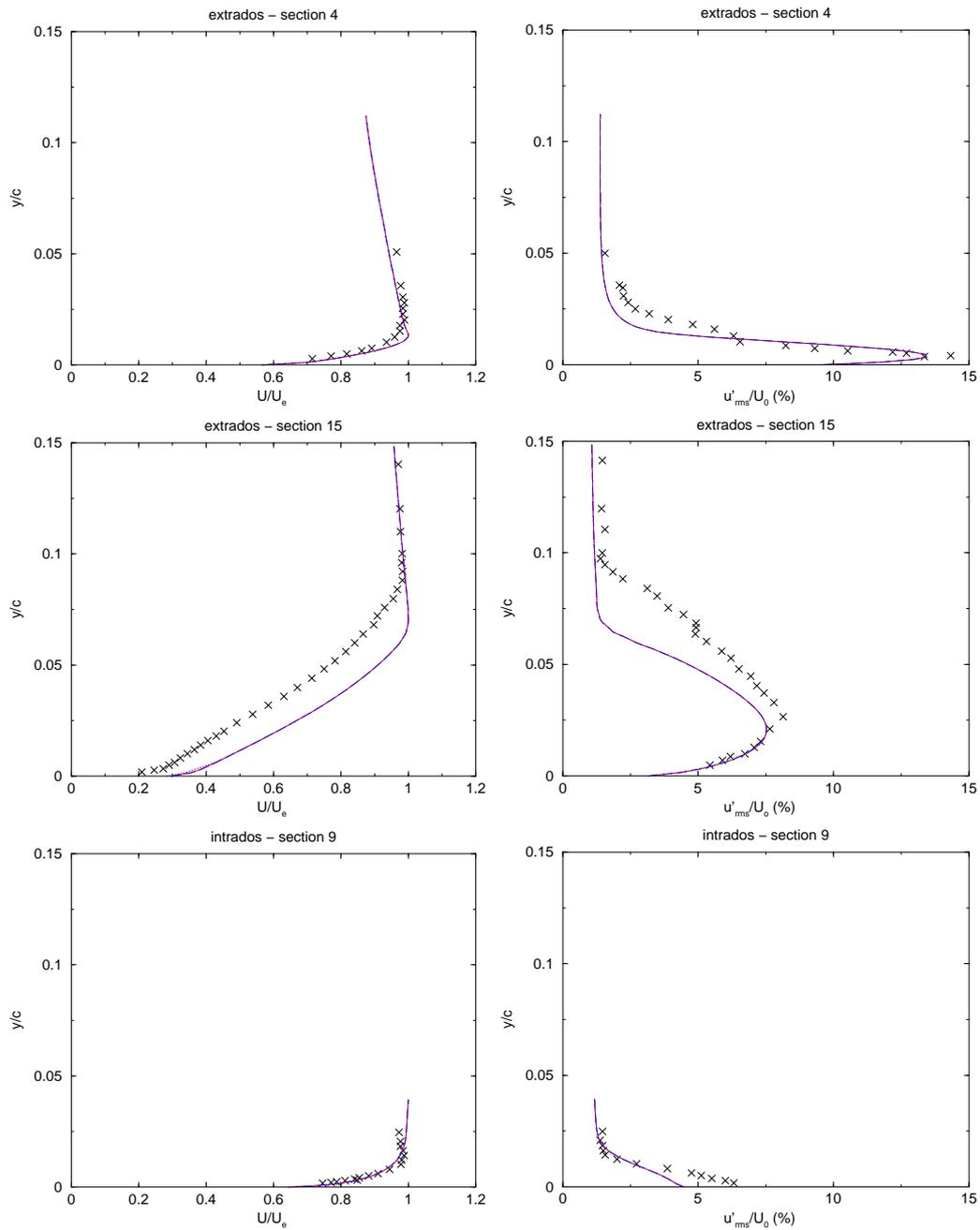


FIG. 2.3 – Comparaison calculs/mesures dans les sections 4, 15 (extrados) et 9 (intrados) sur la vitesse moyenne (U) et les fluctuations turbulentes (u'_{rms}) [$\times \times$: mesures, — : modèle linéaire, - - - : modèle bas-Reynolds, ···· : modèle non-linéaire].

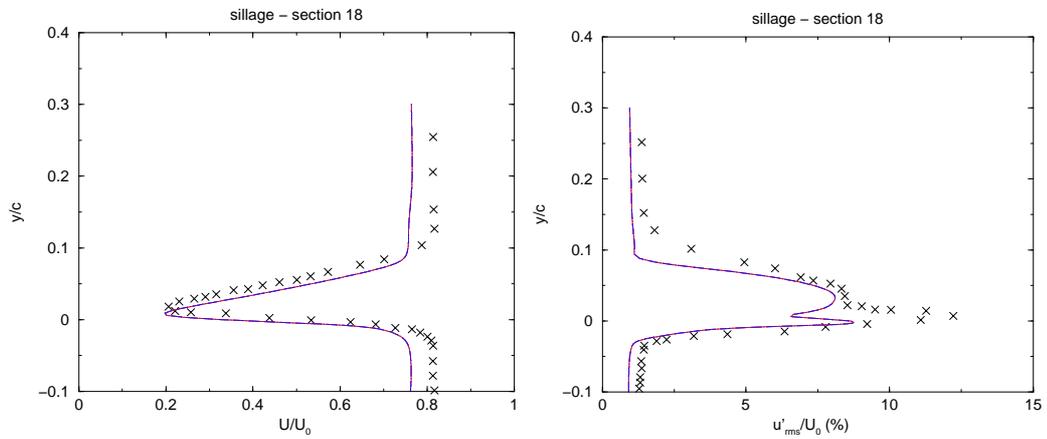


FIG. 2.4 – Comparaison calculs/mesures dans la section 18 (sillage) sur la vitesse moyenne (U) et les fluctuations turbulentes (u'_{rms}) [$\times \times$: mesures, — : modèle linéaire, - - - : modèle bas-Reynolds, ···· : modèle non-linéaire].

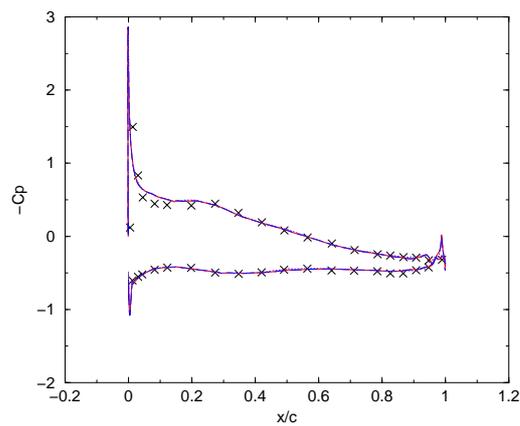


FIG. 2.5 – Comparaison calculs/mesures sur le coefficient de pression [$\times \times$: mesures, — : modèle linéaire, - - - : modèle bas-Reynolds, ···· : modèle non-linéaire].

2.2.3 Approche LES

Equations générales

Les équations de base de la LES sont obtenues par filtrage en espace des équations de Navier-Stokes. On obtient ainsi un système d'équations portant sur les variables filtrées, c'est à dire sur les grandes échelles, et l'influence des petites échelles apparaît sous la forme d'un terme inconnu à modéliser.

De manière théorique, un filtre s'applique dans l'espace physique sous la forme d'un produit de convolution par un noyau noté G_Δ (Δ : longueur de coupure du filtre). Ainsi, l'expression filtrée $\bar{q}(\vec{x})$ d'une fonction q sera:

$$\bar{q}(\vec{x}) = \int_{(\Omega)} G_\Delta(\vec{x} - \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) d\vec{\xi}$$

où (Ω) désigne l'ensemble du milieu fluide.

On peut citer en monodimensionnel les filtres suivant (G dans l'espace physique et \hat{G} dans l'espace de Fourier):

- Le filtre boîte (filtre rectangle dans l'espace physique):

$$G(x - \xi) = \begin{cases} 1/\bar{\Delta} & \text{si } |x - \xi| \leq \bar{\Delta}/2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

$$\hat{G}(k) = \frac{\sin(k\bar{\Delta}/2)}{k\bar{\Delta}/2}$$

- Le filtre gaussien:

$$G(x - \xi) = \left(\frac{\alpha}{\pi\bar{\Delta}^2} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{-\alpha|x - \xi|^2}{\bar{\Delta}^2} \right)$$

$$\hat{G}(k) = \exp\left(\frac{-\bar{\Delta}^2 k^2}{4\alpha} \right)$$

où α est une constante, généralement prise égale à 6.

- Le filtre porte (filtre passe-bas pur dans l'espace spectral):

$$G(x - \xi) = \frac{\sin(k_c(x - \xi))}{k_c(x - \xi)}, \text{ avec } k_c = \pi/\bar{\Delta}$$

$$\hat{G}(k) = \begin{cases} 1 & \text{si } |k| \leq k_c \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

L'extension au cas tridimensionnel de ces filtres se fait de manière évidente.

◊ En général le filtre n'est pas idempotent ($\overline{\bar{q}} \neq \bar{q}$). Le filtre porte est le seul filtre idempotent dans l'espace spectral parmi les trois filtres présentés. Toutefois l'hypothèse sera faite ici que le filtre vérifie bien cette propriété, ce qui implique aussi: $\overline{\bar{q}'} = \overline{\bar{q} - \bar{q}} = 0$. Par ailleurs, nous négligerons les erreurs de commutation entre l'opérateur de filtrage et les dérivées (temps et espace) [5].

Le fluide considéré étant supposé compressible, on introduit ici également la décomposition de Favre, comme proposé par Erlebacher *et al.* [33]. On a alors: $\tilde{\tilde{q}} = \tilde{q}$ et $\tilde{\tilde{q}'} = 0$.

On obtient les équations filtrées suivantes (équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} &= \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial x_j} \end{aligned}$$

où Π est le tenseur de sous-maille (dit de Reynolds [33]):

$$\Pi_{ij} = -\overline{\rho u_i u_j} + \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j = -\bar{\rho}(\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$$

Par ailleurs on dispose de l'équation sur l'énergie interne:

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial(\rho e u_i)}{\partial x_i} = -p \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i}$$

et le filtrage aboutit à:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{e} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = -\bar{p} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \tau_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{q}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \Xi_i}{\partial x_i}$$

où Ξ est le flux de chaleur de sous-maille (dit de Reynolds [33]):

$$\Xi_i = -\overline{\rho e u_i} + \bar{\rho} \tilde{e} \tilde{u}_i = -\bar{\rho} C_v (\overline{T u_i} - \tilde{T} \tilde{u}_i)$$

L'équation d'état filtrée donne: $\bar{p} = \bar{\rho} r \tilde{T}$.

On a ainsi un jeu d'équations filtrées. Il reste à modéliser les termes inconnus et à exprimer l'équation d'énergie en fonction de l'énergie totale, qui est la variable choisie.

Fermeture du système

◊ Le principal terme à modéliser est le tenseur de sous-maille Π . Pour cela on le décompose en sa partie isotrope et son déviateur:

$$\Pi_{ij} = \overbrace{\Pi_{ij} - \frac{1}{3}\Pi_{kk}\delta_{ij}}^{\Pi_{ij}^{(D)}} + \overbrace{\frac{1}{3}\Pi_{kk}\delta_{ij}}^{\Pi_{ij}^{(I)}}$$

Le déviateur ($\Pi_{ij}^{(D)}$) est modélisé par analogie avec le tenseur visqueux:

$$\Pi_{ij}^{(D)} = \mu_{sgs} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)$$

où μ_{sgs} désigne la viscosité de sous-maille (*subgrid scale*) définie pour représenter les petites échelles filtrées sous la forme d'une dissipation.

La partie isotrope ($\Pi_{ij}^{(I)}$) peut être modélisée selon la construction de Yoshizawa [33]. Toutefois, Erlebacher *et al.* [33] ont montré sa proportionnalité avec un nombre de Mach de sous-maille, très faible dans les cas considérés ici. Elle sera donc négligée dans le cadre de la présente étude.

La section suivante (*Modèles de sous-maille*) est consacrée aux choix effectués, pour les calculs présentés ici, sur la modélisation de μ_{sgs} . Ces choix peuvent constituer une source de différences majeures entre les simulations LES [94].

◊ On fait ensuite l'approximation suivante: $\overline{p \frac{\partial u_j}{\partial x_j}} \approx \bar{p} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j}$. L'erreur induite a été trouvée inférieure à 5% dans une série d'études basées sur des DNS à différents nombres de Mach [40].

◊ Par ailleurs on considère:

$$\overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \approx 2\tilde{\mu}\tilde{\sigma}_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}$$

◊ Enfin, le flux de chaleur de sous-maille est modélisé de la manière suivante:

$$\Xi_i = -\bar{\rho}C_v \left(\overline{T u_i} - \bar{T} \tilde{u}_i \right) = \bar{\rho}C_v \frac{\nu_{sgs}}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}$$

Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent, fixé à 0,6 selon les recommandations de Chollet et Lesieur [40].

On dispose alors d'un système fermé. On définit a posteriori l'énergie totale des variables filtrées:

$$\bar{\rho}\check{e}_t = \bar{\rho}C_v\tilde{T} + \frac{1}{2}\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_i = \bar{\rho}\check{e} + \frac{1}{2}\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_i$$

\check{e}_t ne correspond pas à l'énergie totale filtrée mais constitue une reconstruction à partir des grandeurs filtrées.

On peut alors obtenir une équation sur \check{e}_t en combinant les équations filtrées de quantité de mouvement et d'énergie interne.

Le système complet d'équations est alors:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} [2(\tilde{\mu} + \mu_{sgs})\tilde{\sigma}_{ij}] + \frac{\partial(\Pi_{kk}/3)}{\partial x_i} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}\check{e}_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [(\bar{\rho}\check{e}_t + \bar{p})\tilde{u}_i] = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} (2\tilde{\mu}\tilde{u}_i\tilde{\sigma}_{ij}) + \tilde{u}_i \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu_{sgs}\tilde{\sigma}_{ij}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\tilde{\lambda} + C_v \frac{\mu_{sgs}}{Pr_t} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

Filtrage effectif

La discrétisation sur un maillage constitue un filtrage passe-bas naturel dans le cadre de nos simulations. On va donc identifier notre filtrage analytique avec ce filtrage. Ainsi, la longueur de coupure du filtrage sera calculée de la manière suivante:

$$\Delta_c = \sqrt[3]{J}$$

où J est le Jacobien de la cellule de maillage considérée, c'est à dire son volume.

Modèles de sous-maille

- *Modèle de Smagorinsky*

Il s'agit du modèle de base utilisé en LES. Il se caractérise par sa simplicité de conception et d'application, ainsi que par sa robustesse.

On suppose que la turbulence est homogène isotrope, que le spectre de l'énergie turbulente peut être approché par le spectre de Kolmogorov: $E(k) = C_k \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$ où $C_k \sim 1.4$, et on fait certaines hypothèse de modélisation [94] dont les principales sont:

- les petites échelles ont seulement un rôle dissipatif, on néglige le phénomène de *backscatter* [5, 94] c'est à dire de remontée d'énergie vers les grandes échelles;
- l'écoulement est en équilibre local permanent: la dissipation, effectuée en totalité par les petites échelles, est supposée égale au flux à la coupure descendant des grandes échelles.

On trouve alors que ν_{sgs} , pour assurer la dissipation de l'énergie turbulente venant des grosses échelles, doit respecter la loi suivante:

$$\nu_{sgs} = C_s^2 \Delta_c^2 |\tilde{S}| \quad (2.12)$$

avec:

$$|\tilde{S}| = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}$$

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

$$C_s = 0.18$$

Toutefois ce modèle, conçu en turbulence homogène isotrope, induit une surestimation de la dissipation en présence de gradients moyens. Ces derniers, induits au voisinage d'une paroi par exemple, interviennent de manière impromptue dans le terme $|\tilde{S}|$ et augmentent sensiblement sa valeur. Une solution consiste alors à réduire la valeur de C_s afin de maintenir le bon niveau de dissipation. Cette technique n'assure toutefois l'équilibre énergétique qu'au niveau global, en outre la valeur de C_s est alors généralement estimée de manière empirique sans construction physique faite a priori. L'idée suivante consiste à utiliser une valeur de C_s variable en espace, suivant par exemple une loi de Van Driest en paroi. Toutefois, la loi de Van Driest est valable en couche limite bidimensionnelle, mais est discutable en situation tridimensionnelle, ainsi qu'en présence des phénomènes complexes tels que le décollement. Elle nécessite en outre de disposer de la distance à la paroi, ce qui est ambigu en géométrie complexe. Une autre solution consiste à évaluer l'énergie à dissiper au moyen d'un filtrage supérieur, tel que proposé par Germano *et al.* [43] par exemple. Ceci est efficace mais coûteux en temps de calcul vis-à-vis des applications en turbomachines.

- *Modèle auto-adaptatif*

Un modèle a donc été formulé par Casalino *et al.* [18] et évalué dans le cadre de cette thèse. L'idée principale est d'amortir les plus forts gradients dans l'évaluation de $|\tilde{S}|$. Sa formulation, basée sur le modèle de Smagorinsky, est la suivante:

$$|\tilde{S}| = \sqrt{2W_{ij}\tilde{S}_{ij}^2}$$

avec:

$$W_{ij} = \frac{9 \frac{1}{\sum_B |\tilde{S}_{ij}|^3}}{\sum_{l,m} \frac{1}{\sum_B |\tilde{S}_{lm}|^3}} \quad (2.13)$$

Le symbole \sum_B représente une sommation en espace sur les N_W points voisins ($N_W = 27$ en pratique). Les W_{ij} représentent des coefficients de pondération, le facteur 9 étant introduit au numérateur pour équilibrer la présence des 9 termes ($\sum_{l,m}$) au dénominateur.

La discussion de sa construction ainsi que son évaluation sont présentées en détail au chapitre 4. On notera seulement que la simplicité de sa formulation permet les calculs en turbomachines: le modèle est adapté à la tridimensionnalité et ne prend pas en compte la distance à la paroi.

Validation

La validation de la LES s'est faite sur le cas test de Turbulence Homogène Isotrope (notée THI par la suite). Cette configuration est reliée à l'expérience de Comte-Bellot et Corrsin [22] qui consiste à générer une turbulence homogène isotrope dans une veine d'essai à partir d'une grille suivie d'une contraction (rapport 1.27). Les mesures de la décroissance de la THI dans le canal aval peuvent alors être reliées aux développements théoriques de Kolomgorov [22, 3] sur la dynamique intrinsèque de la turbulence. Selon l'hypothèse de Taylor applicable ici, la décroissance spatiale de la THI dans le canal se ramène à une décroissance temporelle dans un fluide au repos.

Pour le calcul, nous utilisons donc un cube fluide (côté: 0.33m) au repos initialisé par un spectre de turbulence correspondant au spectre mesuré à la section $42M$ de l'expérience de Comte-Bellot², avec un niveau de fluctuations: $u' \sim v' \sim w' \sim 0.2$ m/s. Le calcul est ensuite développé en temps. Concernant les caractéristiques numériques, le maillage est constitué de 33^3 points répartis uniformément et des

² M représente ici la maille de la grille générant la turbulence dans l'expérience, la section $42M$ se trouve 42 unités de maille après la grille.

conditions de périodicité sont imposées au parois. *Proust* est utilisé avec un schéma d'interpolation centré sans viscosité artificielle (4^{eme} ordre), et l'avancement en temps se fait selon l'approche de Runge-Kutta à 5 pas. Par ailleurs, la double précision est appliquée pour la résolution numérique.

Au temps t_1 défini par $t_1.U_\infty = 96M$, le spectre obtenu est comparé au spectre mesuré dans la section $96M$. La figure 2.6 présente de bonnes performances pour le code, en dépit du nombre de points de maillage limité. La dissipation des structures turbulentes respecte la physique, comme le prouve la superposition des spectres finaux. Le transfert d'énergie vers les petites échelles est bien compensé à la coupure par la viscosité de sous-maille, sans dégradation du niveau du spectre aux plus hauts nombres d'onde.

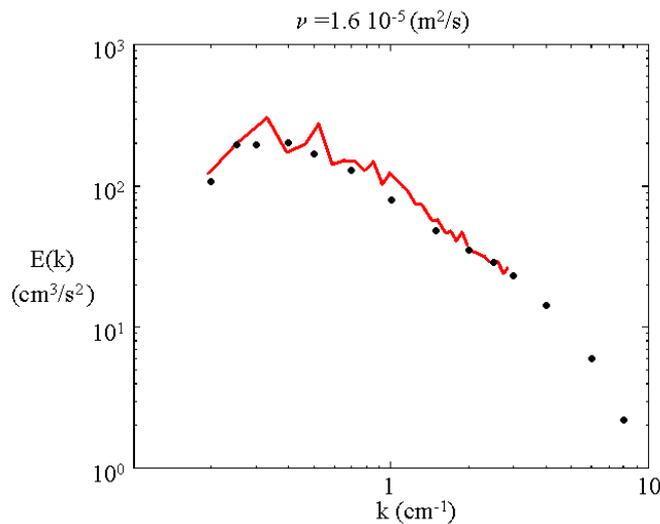


FIG. 2.6 – Spectre de turbulence homogène isotrope (THI) correspondant à la section de mesures $96M$ [●● : expérience Comte-Bellot [22], — : Proust].

Méthodes de réduction des coûts de calcul en LES

Différentes solutions ont été proposées pour réduire la taille du système à résoudre en LES. Elles permettent de limiter les contraintes informatiques, mais cela se fait au prix d'une perte d'information physique et aussi souvent d'une réduction du domaine d'applicabilité.

Ainsi on peut penser à décomposer le calcul en plusieurs domaines, dont les plus sensibles seront résolus par une approche LES et les autres par une approche RANS, en prenant soin du couplage aux frontières entre méthodes [98]. Une application particulière est la DES (*Detached Eddy Simulation*) [23, 38] pour les écoulements

décollés: elle résout la zone de recirculation en LES et la proche paroi en RANS³. Elle a par exemple été appliquée au phénomène de tremblement qui peut apparaître sur les ailes d'avion [15].

Une autre idée consiste à ne pas calculer la région en proche paroi³ et à traduire son influence sur l'écoulement résolu par une condition limite (fonction de paroi) issue de considérations analytiques ou empiriques. Wang *et al.* [112] ont utilisé cette approche pour l'écoulement autour d'un barreau rond en régime sur-critique.

On notera toutefois que dans le cadre de la DES ou des fonctions de paroi, le développement spatio-temporel des structures turbulentes près de la paroi n'est pas résolu, ce qui peut avoir de fortes conséquences sur le développement global de la turbulence et donc sur l'écoulement. En outre la DES se limite aux écoulement décollés, et la généralité des fonctions de paroi est discutable. On n'appliquera pas ces méthodes dans la présente étude.

2.2.4 Implantation numérique

Le code *Proust* a été développé pour permettre le calcul d'écoulements dans les turbomachines à partir d'une approche RANS, utilisant principalement le modèle $k - \omega$ linéaire de Wilcox. Les modèles $k - \omega$ bas-Reynolds et non-linéaire, ainsi que l'approche LES ont été introduits dans le cadre de la présente étude. Néanmoins les bases numériques du code restent inchangées (discrétisation, conditions limites, algorithmes...).

La partie qui va suivre a pour objectif de présenter les méthodes numériques mises en œuvre dans le code pour la résolution des équations, une description plus détaillée pouvant être trouvée dans la thèse de Smati [103] et les publications ultérieures [105, 104, 83].

Discrétisation

Les équations gouvernant l'aérodynamique sont discrétisées afin de pouvoir être résolues en configuration quelconque. On obtient ainsi une solution approchée définie sur les nœuds du maillage de calcul.

La méthode de discrétisation utilisée est celle des *volumes finis*. Elle consiste à représenter les équations sous la forme d'un bilan de flux sur chaque volume élémentaire. Par rapport aux autres méthodes existantes (éléments finis, différences finies, méthodes

³. La région de proche paroi nécessite généralement un grand nombre de points pour être résolue en LES, avec une première maille en dessous $y^+ = 1$.

spectrales), les volumes finis ont l'avantage d'être bien adaptés aux équations de la dynamique des fluides car ils se basent sur une notion de conservation de flux. En outre cette méthode est indépendante de la géométrie. La présente formulation est limitée à l'ordre 2 car le calcul de chaque flux est fait à partir de la valeur interpolée au centre de la face. Toutefois, les configurations LES présentées dans cette étude, en particulier la THI, montrent une résolution de la turbulence en accord avec l'expérience sur le domaine considéré.

Le maillage peut être décomposé en domaines, dont chacun est structuré.

Les équations de la dynamique de l'air sont représentées sous la forme conservative suivante:

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\overline{B}}}{\partial x_i} = \vec{S}$$

où \vec{A} et \vec{S} sont des vecteurs (dimension: 5) et $\overline{\overline{B}}$ est un tenseur (dimension: 5×5).

Ce qui se traduit au niveau d'une maille, de volume $V(t)$ et de surface $S(t)$, par:

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \vec{A}.dV + \int_{S(t)} \overline{\overline{C}}.\vec{n}.dS = \int_{V(t)} \vec{S}.dV$$

avec $\overline{\overline{C}} = \overline{\overline{B}}$ en maillage fixe.

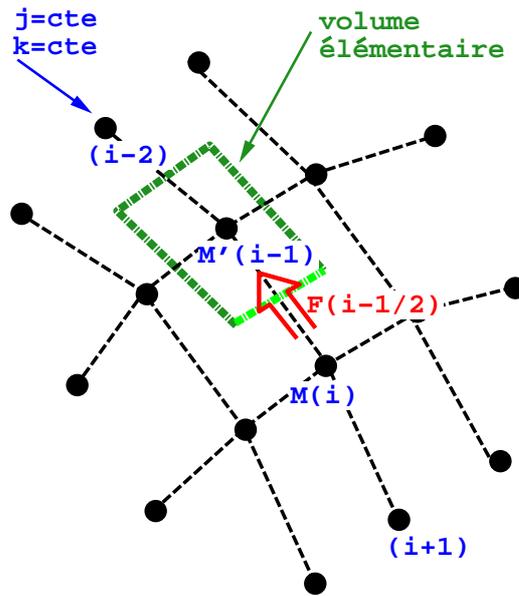
Les intégrales sont exprimées à partir des valeurs au centre de la maille (nœud) et des valeurs interpolées aux centres des surfaces en fonction des noeuds voisins (voir ci-dessous le paragraphe *Calcul des flux*).

Les équations, qui ne portent plus alors que sur les valeurs aux noeuds, gouvernent l'avancement en temps qui est discrétisé selon un schéma de Runge-Kutta à 5 pas. Ainsi, il est possible d'évaluer les valeurs aux nœuds à l'instant $t + \Delta t$ en fonction des valeurs à l'instant t .

- *Calcul des flux*

La discrétisation du *flux convectif* dans la direction l ($l = 1..3$) va être présentée sur la face se trouvant entre $M(i, j, k)$ et $M'(i - 1, j, k)$ (les valeurs entre parenthèses désignent les indices du nœud du maillage: voir figure 2.7). Les résultats peuvent être étendus de manière évidente aux autres faces.

On rappelle qu'on se limite à une formulation *volumes finis* d'ordre 2, évaluant les flux par l'expression au centre de la face élémentaire. Trois approches sont alors disponibles pour évaluer le flux convectif $F_{i-1/2}^l$:

FIG. 2.7 – *Discrétisation et flux à la surface élémentaire.*

◇ Centrée:

Pour l'approche centrée en formulation MUSCL⁴ [64], on utilise la totalité de l'expression du flux, avec les grandeurs aérodynamiques interpolées de manière centrée:

$$F_{i-1/2}^l = F^l(q_{i-1/2})$$

où:

$$q_{i-1/2} = -\frac{\alpha}{12}q_{i-2} + \frac{\alpha+6}{12}q_{i-1} + \frac{\alpha+6}{12}q_i - \frac{\alpha}{12}q_{i+1} \quad (2.14)$$

avec $\alpha = 0$ pour un schéma au second ordre et $\alpha = 6$ pour un schéma au quatrième ordre.

En outre un flux dissipatif peut être ajouté pour stabiliser le schéma (naturellement instable sans viscosité):

$$F d_{i-1/2}^l = \frac{\epsilon_n}{2+6\alpha} J(|u_l| + a|\vec{a}_l|)_{i-1/2} [-\alpha q_{i-2} + (1+2\alpha)q_{i-1} - (1+2\alpha)q_i + q_{i+1}] \quad (2.15)$$

où J désigne le jacobien, \vec{a}_l le vecteur de la base contravariante associée au maillage dans la direction l , et ϵ_n le coefficient de viscosité numérique ajustable (généralement: 0.15 en calcul RANS [103, 104]).

◇ Décentrée amont:

Cette approche se base sur le concept de propagation ondulatoire. Elle est appliquée

essentiellement en écoulement transsonique et supersonique. En écoulement subsonique, sa dissipation numérique intrinsèque la pénalise. Elle ne sera donc pas appliquée dans le cadre de l'étude qui va suivre, limitée à de nombres de Mach inférieurs à 0.2. Toutefois, ses qualités en écoulement transsonique et supersoniques en font une méthode majeure dans le cadre des turbomachines, et une extension de la présente étude devrait s'attacher à considérer les possibilités offertes par le décentrement.

Trois schémas ont été introduits dans *Proust*: 'la séparation de flux' de Van Leer [65], 'la séparation de flux' de Liou [71] et 'le solveur de Riemann approché' construit par Roe [91]. Pour les méthodes à séparation de flux, le flux convectif est décomposé en une composante amont et une composante aval, interpolées chacune avec la formulation décentrée correspondante. Le schéma de Roe repose sur une résolution approchée du problème de Riemann aux interfaces, l'état gauche et l'état droit étant interpolés de la manière décentrée correspondante. Les détails de la décomposition du flux pour les trois schémas ne seront pas présentés ici, le lecteur peut se reporter aux articles des auteurs respectifs ou à la thèse de Smati [103].

Les interpolations décentrées sont faites selon l'approche MUSCL [64] couplée à l'utilisation de limiteurs de la précision spatiale destinés à réduire l'ordre d'interpolation dans certaines zones et ainsi limiter les oscillations numériques. Les contributions gauches et droites (G et D) sont évaluées sur la base des grandeurs conservatives interpolées de la manière suivante:

$$q_{i-1/2}^G = q^{G/D}(i, i-1, i-2) \quad ; \quad q_{i-1/2}^D = q^{G/D}(i-1, i, i+1) \quad (2.16)$$

où:

$$q^{G/D}(i_0, i_1, i_2) = q_1 + \frac{1}{4} \alpha [(1 + \kappa\alpha)(q_0 - q_1) + (1 - \kappa\alpha)(q_1 - q_2)] \quad (2.17)$$

Le limiteur intervient sur α : $\alpha = 0$ correspond à un schéma d'ordre 1 et $\alpha = 1$ à un schéma d'ordre supérieur. L'ordre supérieur est choisi au travers de κ :

$\kappa = -1$: schéma totalement décentré du second ordre;

$\kappa = 0$: schéma de Fromm;

$\kappa = 1/3$: schéma partiellement décentré du troisième ordre

$\kappa = 1$: schéma centré du second ordre.

Une description des délimiteurs et de leurs qualités respectives est présentée par Smati [103].

◊ Mixte:

Il s'agit de l'utilisation couplée de l'approche centrée et d'une des approches décentrées à l'intérieur d'un même calcul. Lorsque on se déplace vers les zones à faible nombre de Mach, le calcul décentré des flux convectifs se "dégrade" progressivement en calcul centré.

Cette approche est intéressante pour l'application de la LES en turbomachine. La LES nécessite en effet une viscosité numérique suffisamment faible pour ne pas amortir les échelles turbulentes. A titre de comparaison, la viscosité numérique doit ainsi se situer en dessous de la viscosité de sous-maille. Ceci est atteint par l'utilisation de schémas centrés. Or, la présence de chocs est généralement traitée par des schémas décentrés, à forte dissipation. Garnier *et al.* [41] ont donc utilisé des schémas mixtes dans le cadre d'une interaction choc / couche limite. Au niveau du choc, le schéma décentré permet la résolution de l'écoulement. Par contre, en dehors, et en particulier dans les zones de basse vitesse telles que la couche limite, le schéma centré minimise la dissipation.

Les *flux diffusifs* sont calculés de manière centrée à l'ordre 2 en utilisant les deux nœuds immédiatement voisins.

Remarque: LES et viscosité numérique

Nous utiliserons pour la LES un schéma centré des flux convectifs, qui se prête bien aux écoulements subsoniques considérés et permet de limiter la viscosité numérique. Dans les calculs les plus complexes ('barreau isolé' et 'barreau-profil') nous serons amené à construire des zones éponges où la viscosité numérique croît, afin de réduire les réflexions parasites aux frontières du calcul. L'évolution spatiale de la viscosité sera choisie pour limiter son influence dans les régions étudiées et se concentrer dans les zones périphériques. Dans les régions étudiées, le coefficient de viscosité sera d'environ $\epsilon_n = 10^{-3}$, de deux ordres en dessous de la viscosité généralement utilisée en calcul RANS. On vérifiera ensuite a posteriori la faible influence de cette viscosité numérique, en comparant des grandeurs aérodynamiques significatives aux données expérimentales correspondantes.

Conditions limites

Le domaine de calcul est entouré de points supplémentaires: deux plans fictifs sur les faces, et une ligne le long des arêtes. Les calculs pourront ainsi être menés de manière identique au cœur du domaine ou sur ses bords: au niveau des frontières, les points supplémentaires s'intègrent au schéma d'interpolation.

L'extérieur au domaine de calcul est pris en compte dans les conditions limites. Deux approches existent pour leur implantation numérique:

◇ Certaines conditions sont introduites par une affectation particulière des points supplémentaires, permettant d'exprimer la condition physique voulue. Ainsi, pour une condition de périodicité, les points supplémentaires sont renseignés à partir des valeurs calculées sur les points homologues se trouvant au niveau de la frontière périodique correspondante. La condition de liaison entre domaines est également traitée de cette manière.

◇ Pour les autres conditions, le code utilise la formulation caractéristique mono-dimensionnelle. La partie hyperbolique des équations est décomposée en dérivées tangentes et sécantes à la frontière, et les autres termes sont regroupés sous un terme source. Les dérivées tangentes à la frontière sont évaluées de même manière qu'au cœur du domaine, alors que les dérivées sécantes sont reformulées pour traduire l'application de la condition limite. Ceci est effectué en écrivant l'équation sous forme ondulatoire: les équations traduisant la sortie d'information ("vitesse positive") sont conservées, alors que les équations traduisant la rentrée d'information ("vitesse négative") sont remplacées par la forme linéarisée de la condition limite. Au final, le système à résoudre est de la même forme que le système initial. La non réflexion aux frontières (destinées à éviter le confinement des ondes acoustiques dans le calcul) ainsi que l'adhérence adiabatique (pour les parois) relèvent de cette implantation.

Les formulations détaillées sont décrites par Smati [103].

Adimensionnement

L'ensemble des équations résolues est adimensionné par les grandeurs de référence de la configuration étudiée, afin d'optimiser la précision des calculs.

2.3 Calcul de la propagation acoustique en champ lointain

2.3.1 L'analogie acoustique

L'approche de Lighthill

En 1952, Lighthill [70] a proposé d'écrire les équations de Navier-Stokes sous la forme d'une équation d'onde gouvernant les fluctuations acoustiques. Ceci a permis, moyennant certaines hypothèses qui seront décrites plus tard, de réaliser l'estimation des sources acoustiques dans un écoulement turbulent, le problème de propagation étant par ailleurs bien maîtrisé.

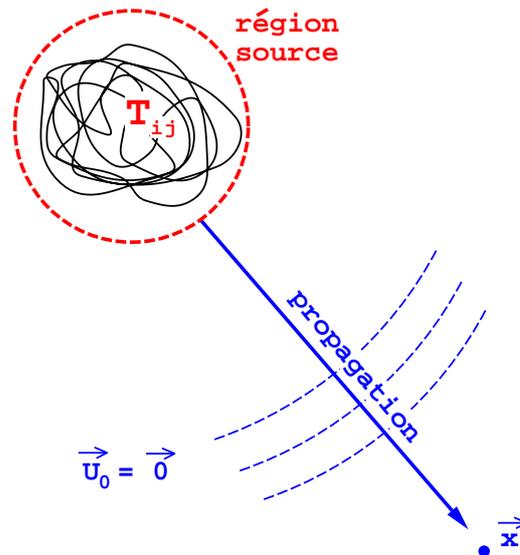


FIG. 2.8 – Analogie acoustique de Lighthill.

On se place donc dans le cadre d'un milieu au repos⁵ (ou en translation uniforme par changement de référentiel) et on étudie le son transmis à un auditeur depuis une région source englobant les fluctuations aérodynamiques. Si on prend la dérivée temporelle de l'équation de continuité (2.1), on soustrait la divergence de l'équation de quantité de mouvement (2.2), puis on soustrait $a_0^2 \partial^2 \rho / \partial x_j^2$ de part et d'autre, on obtient:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_j^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j + (p - a_0^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij}) \quad (2.18)$$

5. Dans la description de l'analogie acoustique, l'indice (0) est associé aux grandeurs du milieu au repos, alors que le symbole prime (') aux grandeurs fluctuantes.

On définit alors le tenseur de Lighthill:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (p - a_0^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (2.19)$$

Une équation équivalente peut être obtenue pour la pression, en soustrayant $1/a_0^2 \cdot \partial^2 p / \partial t^2$ au lieu de $a_0^2 \partial^2 \rho / \partial x_j^2$:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_j^2} - \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{-\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j - \tau_{ij}) - \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (p - a_0^2 \rho) \quad (2.20)$$

L'équation (2.18) (ou (2.20)) ressemble à une équation d'onde où le tenseur de Lighthill serait le terme source, ce dernier disparaissant en champ lointain. Toutefois, il faut remarquer que ce terme source contient les fluctuations acoustiques, l'équation ne présente donc que peu d'intérêt sous cette forme. Néanmoins, si on peut supposer que le nombre de Reynolds est élevé (afin de négliger le terme visqueux), le nombre de Mach turbulent modéré (afin de négliger les effets de compressibilité dans le terme source), les phénomènes entropiques limités (afin de négliger le second terme), et si les fluctuations acoustiques sont bien négligeables devant la turbulence, le tenseur de Lighthill peut être réduit à:

$$T_{ij} = \rho_0 u_i u_j$$

pour lequel sont utilisées seulement les fluctuations turbulentes.

Ce sont les hypothèses de Lighthill qui font de l'équation obtenue une construction pertinente. On peut ensuite utiliser l'analogie pour évaluer les sources puis propager les ondes acoustiques en champ lointain à l'aide d'une fonction de Green.

L'application de l'analogie de Lighthill au bruit de jet, jusqu'en régime supersonique, explique son succès. Des corrections ont été conçues ultérieurement afin de prendre en compte la réfraction par l'écoulement moyen par exemple.

L'équation de Ffowcs Williams & Hawkings

En 1969, Ffowcs Williams & Hawkings [37] ont proposé de prendre en compte les surfaces solides en remplaçant leur volume par du fluide au repos.

La surface du solide est représentée par l'équation $f(\vec{x}, t) = 0$, avec $f(\vec{x}, t) > 0$ à l'extérieur. Si \vec{n} est la normale à la paroi et \vec{V}_S la vitesse de la surface au point considéré, la condition d'imperméabilité peut être exprimée par: $\vec{u} \cdot \vec{n} = \vec{V}_S \cdot \vec{n}$.

Les équations de masse et de quantité de mouvement s'écrivent:

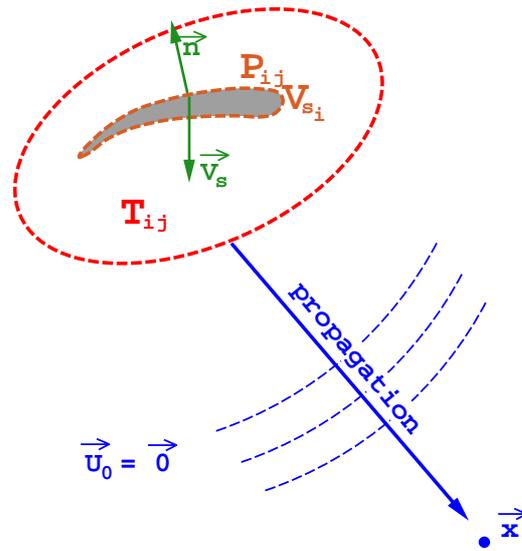


FIG. 2.9 – Analogie acoustique de Ffowcs Williams & Hawkings.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = \rho_0 V_{Si} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i}$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j + P_{ij})}{\partial x_j} = P_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j}$$

où: $P_{ij} = (p - p_0)\delta_{ij} - \tau_{ij}$ et $\partial f / \partial x_i = n_i$.

Il vient:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_j^2} = \frac{\partial^2 T_{ij} H(f)}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} (P_{ij} n_j \delta(f)) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 V_{Si} n_i \delta(f)) \quad (2.21)$$

- Le troisième terme représente les sources surfaciques monopolaires. C'est le bruit d'épaisseur, relié à la cinématique de la surface.
- Le second terme représente les sources surfaciques dipolaires. Il s'agit du bruit de charge, il est constitué à partir des forces exercées entre la surface et le fluide.
- Le premier terme représente les sources turbulentes de Lighthill dispersées autour du solide.

2.3.2 Implantation numérique

di Francescantonio [29] et Brentner et Farassat [10] ont repris l'équation de Ffowcs Williams & Hawkings en supprimant la condition d'imperméabilité de la surface.

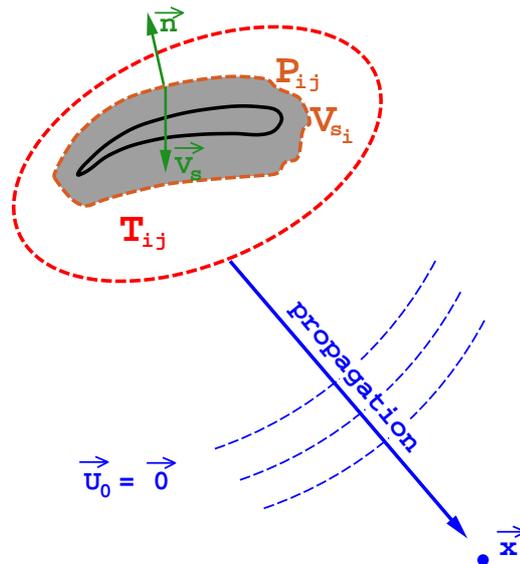


FIG. 2.10 – Formulation de l'équation de Ffowcs Williams & Hawkings par di Francescantonio, utilisant une surface arbitraire et perméable à l'écoulement.

Ainsi, en utilisant une surface englobant les solides et une partie de l'air, et en remplaçant l'intérieur par de l'air au repos, on obtient pour l'équation de Ffowcs Williams & Hawkings:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_j^2} = \overbrace{\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{T_{ij} H(f)\}}^{(1)} - \overbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \{L_i \delta(f)\}}^{(2)} + \overbrace{\frac{\partial}{\partial t} \{Q \delta(f)\}}^{(3)} \quad (2.22)$$

où: $L_i = P_{ij} n_j + \rho u_i (u_j - V_{Sj}) n_j$, $Q = \rho_0 \{(1 - \rho/\rho_0) V_{Si} + \rho u_i / \rho_0\} n_i$

Dans ce cas, les termes surfaciques 2 et 3 prennent également en compte les quadrupôles inclus dans le domaine intérieur à la surface *perméable* choisie. Le terme volumique 1 ne représente plus que les quadrupôles extérieurs à la surface.

La surface choisie peut être en mouvement relatif par rapport au solide. Par exemple, pour le calcul du bruit d'un rotor, on pourra utiliser une surface fixe englobant la totalité du rotor. D'un autre côté on vérifie que si on utilise la surface

solide ($u_i.n_i = V_{S_i}.n_i$ sur la surface), on retrouve bien l'expression (2.21) obtenue par Ffowcs Williams & Hawkings.

Cette formulation permet d'appliquer la physique issue de l'équation de Ffowcs Williams & Hawkings (prise en compte explicite des sources, pas de calcul de gradient normal à la surface) à une surface d'intégration indépendante de la surface solide. Elle permet en outre de prendre en compte d'éventuelles sources volumiques par les termes calculés sur une surface englobant ces sources. Ceci tend donc à se rapprocher de l'équation de Kirchhoff, qui propage en champ lointain une onde estimée depuis une surface initiale quelconque, laquelle doit se situer en dehors de la région perturbée de l'écoulement.

L'équation 2.22 peut ensuite être mise sous forme intégrale par convolution avec une fonction de Green. On note: \vec{x} et t la position et le temps de l'auditeur (réception), \vec{y} et τ la position et le temps d'intégration des sources (émission). Le vecteur radial est alors: $\vec{r} = \vec{x} - \vec{y}$, et les composantes du vecteur radial unitaire: $\hat{r}_i = r_i/r = (x_i - y_i)/r$. On peut ainsi obtenir une expression de $\rho'(\vec{x},t)$ avec la fonction de Green valable en champ libre $G = \delta(g)/r$ où $g = t - \tau - r/a_0$, et le changement de variable:

$$\int \mathcal{Q}(\tau)\delta(g(\tau)) = \sum_{n=1}^N \frac{\mathcal{Q}}{|\partial g/\partial \tau|}(\tau_{ret}^n)$$

la somme étant prise sur tous les zéros τ_{ret}^n de l'équation au temps retardé: $g = 0$. Si on considère que $M_r = M_i \hat{r}_i < 1$ au niveau des sources, comme ce sera toujours le cas dans la présente étude, l'équation au temps retardé ne possède qu'une solution $\tau = t - \|\vec{x} - \vec{y}(\tau)\|/a_0$ et on a:

$$\begin{aligned} 4\pi a_0^2 \rho' &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{f>0} \left[\frac{T_{ij}}{r(1 - M_r)} \right]_{ret} dV - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{f=0} \left[\frac{L_i}{r(1 - M_r)} \right]_{ret} dS \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \int_{f=0} \left[\frac{Q}{r(1 - M_r)} \right]_{ret} dS \end{aligned} \quad (2.23)$$

où le symbole $[\cdot]_{ret}$ signifie que les grandeurs sont évaluées à: $\tau = t - r/a_0$.

En champ lointain on peut ensuite écrire: $a_0^2 \rho' = p'$.

La solution est ici obtenue pour un milieu extérieur libre au repos. Dans le cas plus général (écoulement uniforme, écoulement extérieur non homogène, présence de parois...), une solution de Green adaptée doit être utilisée à moins de justifier que les

effets sont négligeables.

Dans le prolongement de la présente étude, on peut signaler que d'autres formulations existent permettant de supprimer la singularité $M_r = 1$ au travers d'un changement de variable différent. Farassat [35] présente une description de telles méthodes. Par ailleurs, en régime supersonique, l'équation au temps retardé peut posséder plusieurs solutions, ce qui signifie que le son à un instant peut provenir d'impulsions émises à plusieurs instants depuis une source donnée.

On observe à nouveau que la formulation de di Francescantonio / Brentner & Farassat est intermédiaire entre les formulations de Ffowcs Williams & Hawkings et de Kirchhoff:

- Utilisée à partir de la surface physique, elle correspond exactement à Ffowcs Williams & Hawkings. A faible nombre de Mach on peut alors négliger les quadrupôles et ainsi se limiter au calcul des intégrales surfaciques.
- Utilisée avec une surface englobant la totalité des perturbations de l'écoulement, elle correspond à l'équation de Kirchhoff. Les intégrales volumiques sont alors inutiles, les sources quadrupolaires internes à la surface d'intégration étant implicitement prises en compte dans les intégrales surfaciques.

Le code *Advantia*, développé par Casalino [17] et utilisé dans le cadre de cette étude, se base sur l'équation 2.23 avec des modifications pratiques d'implantation. Tout d'abord, les dérivées spatiales sont transformées en dérivées temporelles, en utilisant la relation:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \int_{f=0} \left[\frac{L_i}{r(1-M_r)} \right]_{ret} dS = \frac{-1}{a_0} \frac{\partial}{\partial t} \int_{f=0} \left[\frac{L_i \hat{r}_i}{r(1-M_r)} \right]_{ret} dS - \int_{f=0} \left[\frac{L_i \hat{r}_i}{r^2(1-M_r)} \right]_{ret} dS$$

pour les sources dipolaires, et deux fois cette relation pour les sources quadrupolaires. Les dérivées temporelles sont ensuite déplacées à l'intérieur des intégrales selon la procédure de Farassat et Succi [36] et Brentner [9] utilisant la relation:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Big|_x = \left[\frac{1}{1-M_r} \frac{\partial}{\partial \tau} \Big|_x \right]_{ret}$$

avec:

$$\begin{aligned} \frac{\partial r}{\partial \tau} &= -a_0 M_r \\ \frac{\partial \hat{r}_i}{\partial \tau} &= \frac{\hat{r}_i a_0 M_r - a_0 M_i}{r} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial M_r}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \left\{ \hat{r}_i \frac{\partial M_i}{\partial \tau} + a_0 (M_r^2 - M^2) \right\}$$

Ainsi le code ne nécessite, comme calcul de dérivées numériques, que des dérivées temporelles au temps retardé, c'est à dire au temps d'émission. En outre, la formulation est étendue à un auditeur en mouvement rectiligne uniforme (vitesse $a_0 \vec{M}_0$). Finalement est obtenue la formulation suivante:

$$p'(\vec{x}, t) = p'_Q(\vec{x}, t) + p'_L(\vec{x}, t) + p'_T(\vec{x}, t)$$

dont les trois contributions, en \vec{x} , à l'instant t sont données par les *équations adimensionnelles* indiquées ci-dessous. *Attention:* toutes les grandeurs physiques apparaissant dans ces équations (y compris p'_Q , p'_L et p'_T) sont rendues adimensionnelles à partir d'une vitesse de référence U_{ref} , et d'une longueur de référence l_{ref} (ainsi, la grandeur de référence pour le temps est l_{ref}/U_{ref} et pour la pression: $p_{ref} = \rho_0 U_{ref}^2/2$). ρ_0 et p_0 représentent respectivement la densité et la pression du milieu au repos.

$$\begin{aligned}
2\pi p'_Q(\vec{x}, t) = & \\
& \int_{f=0} \left[\frac{(\dot{V}_{Si} + \dot{q}_i)\hat{n}_i + (V_{Si} + q_i)\dot{\hat{n}}_i}{r(1 - M_r)^2} + \frac{(V_{Sn} + q_n) \left\{ r\dot{M}_r + (M_r - M^2)/M_{ref} \right\}}{r^2(1 - M_r)^3} \right]_{ret} dS \\
& - \int_{f=0} \left[\frac{M_{0r}(\dot{V}_{Si} + \dot{q}_i)\hat{n}_i + (V_{Si} + q_i)\dot{\hat{n}}_i}{r(1 - M_r)^2} \right]_{ret} dS - \int_{f=0} \left[\frac{M_{0r}\dot{M}_r(V_{Si} + q_i)\hat{n}_i}{r(1 - M_r)^3} \right]_{ret} dS \\
& - \int_{f=0} \left[\frac{\{2M_{0r}M_r - M_{0r}M^2 - M_{0i}M_i(1 - M_r) - M_{0r}M_r^2\}(V_{Si} + q_i)\hat{n}_i}{M_{ref}r^2(1 - M_r)^3} \right]_{ret} dS \\
& - \int_{f=0} \left[\frac{(V_{Si} + q_i)\hat{n}_i M_{0r}}{M_{ref}r^2(1 - M_r)} \right]_{ret} dS \tag{2.24}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
2\pi p'_L(\vec{x},t) = & \\
& \int_{f=0} \left[\frac{M_{ref}\lambda_r}{r(1-M_r)^2} \right]_{ret} dS + \int_{f=0} \left[\frac{\lambda_r - \lambda_M}{r^2(1-M_r)^2} \right]_{ret} dS \\
& + \int_{f=0} \left[\frac{M_{ref}\lambda_r \left\{ r\dot{M}_r + (M_r - M^2)/M_{ref} \right\}}{r^2(1-M_r)^3} \right]_{ret} dS \quad (2.25)
\end{aligned}$$

$$2\pi p'_T(\vec{x},t) = \int_{f>0} \left[M_{ref}^2 \frac{K_1}{r} + M_{ref} \frac{K_2}{r^2} + \frac{K_3}{r^3} \right]_{ref} dV \quad (2.26)$$

avec:

$$\begin{aligned}
K_1 &= \frac{\ddot{\psi}_{rr}}{(1-M_r)^3} + \frac{\ddot{M}_r\psi_{rr} + 3\dot{M}_r\dot{\psi}_{rr}}{(1-M_r)^4} + \frac{3\dot{M}_r^2\psi_{rr}}{(1-M_r)^5} \\
K_2 &= \frac{-\dot{\psi}_{ii}}{(1-M_r)^2} - \frac{4\dot{\psi}_{Mr} + 2\psi_{\dot{M}_r} + \dot{M}_r\psi_{ii}}{(1-M_r)^3} \\
&+ \frac{3 \left\{ (1-M^2)\dot{\psi}_{rr} - 2\dot{M}_r\psi_{Mr} - M_i\dot{M}_i\psi_{rr} \right\}}{(1-M_r)^4} + \frac{6\dot{M}_r(1-M^2)\psi_{rr}}{(1-M_r)^5} \\
K_3 &= \frac{2\psi_{MM} - (1-M^2)\psi_{ii}}{(1-M_r)^3} - \frac{6(1-M^2)\psi_{Mr}}{(1-M_r)^4} + \frac{3(1-M^2)^2\psi_{rr}}{(1-M_r)^5}
\end{aligned}$$

où: $q_i = \rho(u_i - V_{Si})$, \hat{n}_i est le vecteur unitaire normal à la surface et pointant vers l'extérieur, et l'indice n indique une quantité projetée sur \hat{n}_i .

$$M_i = V_{Si}/a_0, \quad M_r = M_i \cdot \hat{r}_i, \quad \dot{M}_r = \dot{M}_i \cdot \hat{r}_i, \quad \ddot{M}_r = \ddot{M}_i \cdot \hat{r}_i, \quad M_{0r} = M_{0i} \cdot \hat{r}_i$$

$$C_p = 2 \{ (\gamma - 1) [\rho e_t - q_i \cdot q_i / (2\rho)] - p_0 / 2 \}$$

$$\lambda_i = \frac{C_p}{2} \hat{n}_i + V_{Si} q_n + q_i q_n / \rho$$

$$\chi_i = \frac{\dot{C}_p}{2} \hat{n}_i + \frac{C_p}{2} \dot{\hat{n}}_i + \dot{V}_{Si} q_n + V_{Si} (\dot{q}_i \hat{n}_i) + V_{Si} (q_i \dot{\hat{n}}_i) + \frac{\dot{q}_i q_n}{\rho} + \frac{q_i (\dot{q}_i \hat{n}_i)}{\rho} + \frac{q_i (q_i \dot{\hat{n}}_i)}{\rho} - \frac{q_i q_n}{\rho^2} \dot{\rho}$$

$$\begin{aligned}\psi_{ij} &= \frac{q_i q_j}{\rho} + \rho V_{Si} V_{Sj} + q_i V_{Sj} + q_j V_{Si} + \left(\frac{C_p}{2} - \frac{\rho - 1}{M_{ref}^2} \right) \delta_{ij} \\ q_n &= q_i \hat{n}_i, \quad \lambda_M = \lambda_i M_i, \quad \lambda_r = \lambda_i \hat{r}_i, \quad \chi_r = \chi_i \hat{r}_i \\ \psi_{MM} &= \psi_{ij} M_i M_j, \quad \psi_{Mr} = \psi_{ij} M_i \hat{r}_j, \quad \dot{\psi}_{Mr} = \dot{\psi}_{ij} \dot{M}_i \hat{r}_j, \quad \psi_{rr} = \psi_{ij} \hat{r}_i \hat{r}_j \\ \dot{\psi}_{Mr} &= \dot{\psi}_{ij} M_i \hat{r}_j, \quad \dot{\psi}_{rr} = \dot{\psi}_{ij} \hat{r}_i \hat{r}_j, \quad \ddot{\psi}_{rr} = \ddot{\psi}_{ij} \hat{r}_i \hat{r}_j\end{aligned}$$

(λ_i et χ_i sont les termes sources du bruit de charge et ψ_{ij} correspond au bruit quadrupolaire)

L'utilisation de grandeurs adimensionnées dans les équations précédentes permet un recentrage des grandeurs numériques manipulées et une cohérence avec ce qui est généralement utilisé dans les codes aérodynamiques (en particulier, *Proust*). De même, on suppose que le calcul est effectué dans le référentiel lié à la surface, ce qui est aussi fréquent dans les codes aérodynamiques.

Par ailleurs, on notera que la contribution de l'énergie cinétique turbulente k issue des calculs RANS est prise en compte dans la pression:

$$C_p = 2 \{ (\gamma - 1) [\rho e_t - \check{q}_i \cdot \check{q}_i / (2\rho) - k] - p_0 / 2 \}$$

Dans ce cas, \check{q}_i correspond à la grandeur q_i résolue par le calcul RANS (*i.e.* composante moyenne + fluctuations déterministes).

Enfin, le code *Advantia*, bien que basé sur une solution en temps retardé, est implanté selon une *procédure en temps avancé* [17]. Cela signifie que le calcul acoustique progresse avec le calcul aérodynamique, calcule les contributions acoustiques ultérieures (intégrandes des eq. (2.24) à (2.26)) en fonction de l'instant d'émission considéré, et les stocke. A la fin des itérations aérodynamiques, les contributions aux instants acoustiques choisis sont regroupées afin de construire le signal.

Les interpolations temporelles sont effectuées au point d'écoute, et la précision, gouvernée par le critère de Shannon, est beaucoup moins sévère que celle requise aux points sources. Ainsi, l'interpolation est moins sujette aux erreurs et donc moins coûteuse que pour l'approche classique en temps retardé.

De plus, cette procédure a pour avantage de permettre le calcul acoustique en parallèle avec le calcul aérodynamique, le calcul acoustique étant généralement moins coûteux. Le stockage en mémoire est alors réduit car il est inutile de sauvegarder le champ aérodynamique tridimensionnel, il suffit de stocker les intégrandes des équations.

Enfin, le temps avancé est toujours une fonction algébrique des positions de la source

et de l'observateur, contrairement à l'équation au temps retardé qui peut posséder plusieurs solutions généralement recherchées itérativement. Bien que cela soit hors de notre propos, le passage en supersonique se fait alors naturellement de ce point de vue.

Concernant l'implantation numérique, les dérivées temporelles premières et secondes sont évaluées au temps d'émission par un schéma de différences finies du second ordre. L'interpolation au temps de réception ("temps avancé") t_{av} est estimée de la manière suivante:

- Pour chaque pas en temps j au niveau de la source, chaque élément i produit une contribution qui arrive au point de réception au temps t_{ij} . Les pas en temps $j1$ et $j2$ tels que $t_{ij1} < t_{av} < t_{ij2}$ sont ainsi recherchés et la contribution de l'élément i au temps t_{av} est calculée par une interpolation simple entre t_{ij1} et t_{ij2} :

$$p'_i = \frac{p'_{ij1}w_{ij2} + p'_{ij2}w_{ij1}}{w_{ij1} + w_{ij2}}$$

où: $w_{ij1} = |t_{av} - t_{ij1}|$ et $w_{ij2} = |t_{av} - t_{ij2}|$

- L'ensemble des contributions des élément i au temps t_{av} sont sommées pour obtenir le signal acoustique total:

$$p'_{av} = \sum_i p'_i$$

La surface d'intégration acoustique est définie sur une surface topologique (*i.e.* à un indice constant) du maillage aérodynamique structuré et se compose donc de quadrilatères. Ainsi, le champ aérodynamique est directement utilisé sur la surface acoustique, sans interpolation spatiale. Les intégrales surfaciques sont calculées par une méthode de Gauss à 2 points selon chaque direction curviligne du maillage de la surface (donc 4 points au total). Enfin, on notera que les intégrales volumiques, plus coûteuse en temps de calcul, ne sont pas utilisées dans le cadre de cette étude. Les éventuels quadrupôles (dont l'efficacité augmente avec le nombre de Mach [92]) sont pris en compte au travers du choix de la surface d'intégration acoustique pour englober les principales contributions volumiques.

Remarques sur l'implantation en turbomachines

Concernant la propagation acoustique dans le cas des turbomachines, il y a tout d'abord un effet de périodicité des aubes selon la circonférence. Un autre facteur important est le positionnement des aubes à l'intérieur de la structure (carter,

moyeu...): la propagation depuis les aubes ne se fait pas en champ libre.

Une première solution consisterait à effectuer un calcul aérodynamique sur la totalité de la machine, carter inclus, puis à mener un calcul de propagation (type Ffowcs Williams & Hawkings) depuis l'écoulement ainsi simulé. Ceci est trop coûteux: les calculs aérodynamiques se limitent actuellement aux régions autour des aubes. Il faut donc mettre en œuvre des méthodes de propagation acoustique depuis les principales régions sources au voisinage des aubes, jusqu'en champ lointain, en incluant les effets induits par l'environnement de propagation sur l'onde acoustique. La périodicité des aubes peut être prise en compte par une duplication selon la circonférence des résultats aérodynamiques utilisés pour le calcul des sources, tout en introduisant une décorrélation aube-à-aube pouvant dépendre de la fréquence (cf. section 2.3.3 qui traite d'un problème similaire sur la configuration barreau-profil). Par contre il reste à considérer l'influence du carter et éventuellement les inhomogénéités d'écoulement. Sur la base d'études précédentes, ceci peut se faire selon plusieurs voies:

◊ Tout d'abord on peut appliquer encore l'équation de Ffowcs Williams & Hawkings [37], en utilisant une fonction de Green adaptée à la géométrie englobante. La fonction de Green correspondant à un tube annulaire semi infini est connue analytiquement [92] et peut être utilisée. Si on voulait représenter plus précisément la géométrie il faudrait rechercher une fonction de Green de manière numérique, mais il s'agit d'un problème complexe. On notera enfin que selon cette approche, l'écoulement est considéré comme homogène.

◊ Une autre approche consiste à utiliser la méthode des Eléments Finis de Frontière [53] (*Boundary Elements Methods*, BEM) pour laquelle de nombreux logiciels sont disponibles. Cette méthode consiste à écrire un système reliant les potentiels acoustiques au niveau des points de discrétisation répartis sur les parois. La résolution du système permet ensuite l'évaluation du potentiel en champ lointain. A nouveau, cette méthode est appliquée en écoulement homogène.

◊ Une troisième solution consiste à considérer de manière séparée la propagation en conduit et la propagation externe.

La propagation en conduit est généralement appréhendée au travers de modes [92]. Ces modes de conduit dépendent des variations de section ainsi que de la condition limite appliquée en paroi, et présentent une fréquence de coupure en dessous de laquelle ils s'amortissent. Pour calculer cette distribution modale, il est possible d'utiliser l'équation semi-analytique formulée par Rienstra [89], qui s'applique à un

conduit faiblement variable, en écoulement potentiel non rotatif et avec des conditions limites impédantes. On peut signaler le travail effectué par Ovenden et Rienstra [84] dans le cadre de *TurboNoiseCFD*, qui permet une liaison directe et efficace entre les calculs aérodynamiques et l'équation de propagation en conduit.

Une autre approche pour la propagation en conduit a été proposée par Casalino *et al.* [21]. Elle consiste à résoudre des problèmes élémentaires de propagation sur un maillage, en utilisant des fonctions de Green en espace libre de manière locale. Cette formulation permet de prendre en compte un écoulement potentiel, en géométrie variable et avec des conditions limites impédantes.

Dans un second temps, suite à la propagation dans le conduit, il faut propager l'acoustique dans le domaine extérieur, ce qui peut se faire par une des méthodes déjà indiquées: équation de Ffowcs Williams & Hawkings, équation de Kirchhoff [39], Elements Finis de Frontière.

◊ Enfin, les équations d'Euler linéarisées [6, 96] permettent d'assurer la propagation sur un maillage situé dans le conduit et à l'extérieur. Cette méthode permet de prendre en compte l'écoulement inhomogène, mais se limite généralement au voisinage de la turbomachine à cause de son coût de calcul. Elle doit s'associer à une méthode de propagation externe afin de prédire le son en champ lointain.

2.3.3 Extension en envergure pour le rayonnement acoustique dans le sillage d'un barreau

Cette section a pour but de formuler une prise en compte rigoureuse du prolongement en envergure des calculs sur les configurations test 'barreau isolé' et 'barreau-profil'. En effet, les expériences sont effectuées avec une grande envergure ($L_{exp} = 30d$) afin de limiter l'influence des parois limites sur le champ aérodynamique. D'un autre côté la résolution RANS est ici bidimensionnelle⁶, et la simulation LES ne peut s'effectuer que sur envergure réduite (nous avons choisi: $L_{sim} = 3d$) afin de limiter les coûts de calcul. Il faut alors trouver une formulation qui permette de reconstituer de manière fidèle le rayonnement acoustique correspondant à une envergure L_{exp} à partir de l'envergure simulée.

Kato *et al.* [58, 57], confrontés au même problème pour le rayonnement d'un

6. Sur la configuration barreau-profil, géométriquement bidimensionnelle, un calcul tridimensionnel dans des conditions semblables à la LES n'a pas permis de faire apparaître d'effets tridimensionnels. Le champ aérodynamique se limite alors à une duplication le long de l'envergure d'un champ bidimensionnel. Ceci paraît néanmoins consistant avec la formulation moyenne qui ne doit simuler que les structures moyennes, et donc pas les effets tridimensionnels qui apparaissent dans ce type de configuration.

barreau isolé en LES ($L_{sim} = 2d$, $Re_d = 4 \cdot 10^4$), ont proposé l'approche suivante:

$$\begin{aligned} \text{Si } L_c < L_{sim} : & \quad Spp_{exp} = Spp_{sim} + 10 \log(L_{exp}/L_{sim}) \\ \text{Si } L_{sim} < L_c < L_{exp} : & \quad Spp_{exp} = Spp_{sim} + 20 \log(L_c/L_{sim}) + 10 \log(L_{exp}/L_c) \\ \text{Si } L_{exp} < L_c : & \quad Spp_{exp} = Spp_{sim} + 20 \log(L_{exp}/L_{sim}) \end{aligned}$$

où L_c est la longueur de corrélation en envergure, Spp_{sim} et Spp_{exp} désignent les densités spectrales de puissance, respectivement simulée et reconstruite.

Cette formule revient seulement à considérer que des segments qui sont corrélés produisent un rayonnement dont les pressions acoustiques s'ajoutent, alors que des segments décorrélés ne voient que leur puissance s'ajouter.

Elle peut être appliquée en utilisant la cohérence au lieu de la corrélation afin d'introduire la dépendance fréquentielle sur L_c : les structures associées aux allées de von Kármán ont une cohérence en envergure sensiblement supérieure aux petites échelles turbulentes.

A partir d'un calcul CFD bidimensionnel (type RANS), il faut dupliquer le calcul aérodynamique sur une envergure L_{sim} réduite, ce qui correspond à une corrélation totale, puis effectuer le calcul acoustique sur le champ tridimensionnel ainsi obtenu. Ensuite peut être appliquée la formule de Kato *et al.*.

Cette formule permet de prendre en compte l'influence de la corrélation, phénomène prépondérant en acoustique. Par exemple, pour un barreau expérimental de $30d$ avec une longueur de corrélation $L_c = 3d$, la prise en compte de la corrélation se traduit par une différence de 10 dB par rapport à une duplication simple du champ aérodynamique en envergure.

Toutefois, la formule revient à supposer que la corrélation est totale ($= 1$) sur des segments de longueur L_c puis tombe directement à 0. Or, dans un calcul tridimensionnel LES par exemple, la corrélation chute progressivement sur le segment de longueur L_{sim} , ce qui n'est pas pris en compte dans la reconstruction et engendre une sous-estimation du rayonnement au final.

Les deux paragraphes suivants présentent les méthodes mises en œuvre dans la présente étude. Pour le RANS 2D, le résultat issu du calcul bidimensionnel est étendu en envergure à l'aide d'une approche stochastique permettant de prendre en compte de manière phénoménologique une partie des effets tridimensionnels, dont la décorrélation. Pour la LES, le champ obtenu est déjà tridimensionnel, on utilise donc une formule semblable à celle de Kato, se basant sur la densité spectrale de puissance calculée, mais qui prend en compte la progressivité de la décorrélation. La formule appliquée en LES n'est pas appliquée en RANS car le calcul RANS ne

présente pas naturellement d'effet tridimensionnel sur cette configuration nominale-ment 2D: le modèle statistique proposé vise à les introduire.

On insistera sur le fait que la question présentée ici ne se pose que sur les cas de géométries bidimensionnelles. Pour une géométrie tridimensionnelle, le calcul aérodynamique doit se faire sur la totalité de la configuration et le calcul acoustique suit directement.

RANS: formule d'extension en envergure en fonction du champ bidimensionnel

Ce paragraphe est consacré au modèle statistique de Casalino *et al.* [19, 20], qui se base sur la prise en compte de la tridimensionnalité via la construction stochastique des déphasages présentée au premier chapitre. La contribution acoustique issu du calcul RANS bidimensionnel est développée en envergure avec des déphasages selon z en accord avec la physique mesurée. Cela signifie qu'ils sont tirés au sort selon une loi statistique gaussienne dont la variance à l'envergure donnée respecte la loi de décorrélation. C'est à dire que la probabilité d'un déphasage $\tilde{\phi}$ à l'envergure η s'écrit:

$$P(\tilde{\phi}, \eta) = \frac{\exp(-\tilde{\phi}^2/2w(\eta))}{\sqrt{2\pi w(\eta)}}$$

et la variance obéit à:

$$w(\eta) = 2w_{max}|\eta| = 2|\eta|/L_e$$

ce qui permet de respecter la décorrélation en envergure:

$$R_{pp}(\eta) = \exp(-|\eta|/L_e)$$

où L_e est la longueur de corrélation.

Les sauts de phase se font en outre à une période P_{sp} variable en accord avec l'expérience:

$$P_{sp} = \overline{P_{sp}} \times (1 + k_{sp} \times \tilde{\psi})$$

où $\overline{P_{sp}}$ est la période moyenne des sauts de phase, k_{sp} est l'intervalle de variation et $\tilde{\psi}$ est une variable aléatoire distribuée uniformément sur $[-1; 1]$.

Les paramètres L_e , $\overline{P_{sp}}$ et k_{sp} sont calibrés par l'expérience, ils caractérisent de manière phénoménologique les effets tridimensionnels.

Les contributions acoustiques issues des différentes positions en envergure peuvent ainsi être reconstituées sur la longueur expérimentale en respectant la tridimensio-

nalité par l'intermédiaire des déphasages. A partir des propriétés statistiques de ce modèle en envergure, Casalino et Jacob [19] reconstruisent ainsi une part du bruit à large bande: les déphasages aléatoires en envergure induisent des fluctuations d'amplitudes en champ lointain. En outre la formulation stochastique permet la réalisation de moyennes d'ensemble utiles à l'élaboration des spectres. Toutefois, ce modèle statistique est conçu pour le sillage d'un barreau, et n'est donc pas directement applicable aux turbomachines.

Si on souhaite obtenir un résultat totalement corrélé selon l'envergure, il suffit d'utiliser $L_e \gg d$. Par exemple, dans notre cas nous avons utilisé $L_e = 100 d$. Ainsi on obtient une estimation des capacités de l'approche RANS indépendamment du modèle statistique, ce qui sera fait dans un premier pour obtenir une référence.

LES: formule d'extension en envergure en fonction du champ simulé sur une portion du barreau

Dans le cas de la LES, on dispose déjà d'un champ tridimensionnel, mais limité en envergure. On va donc seulement chercher à modifier le spectre obtenu à partir de la portion simulée (envergure L_{sim}), afin d'extrapoler le rayonnement pour une envergure similaire à l'expérience (L_{exp}).

Si on considère un barreau d'envergure L , la composante de Fourier de la pression acoustique en champ lointain pour la fréquence f peut s'écrire (cf. Ffowcs-Williams & Hawkings, formule (2.21)):

$$P_{ac}(f) = \int_0^L P_s(z, f) dz$$

où $P_s(z, f) dz$ représente la contribution en champ lointain de la section située à la position z en envergure, et de longueur dz .

Donc:

$$P_{ac}(f) \cdot P_{ac}^*(f) = \int_0^L \int_0^L P_s(z_1, f) \cdot P_s^*(z_2, f) dz_1 dz_2$$

Toutefois, si les différences de temps retardé restent faibles par rapport à $1/f$, on peut approcher la cohérence en champ lointain par la cohérence en paroi. Soit:

$$|E(P_s(z_1, f) \cdot P_s^*(z_2, f))| = E(|P_s(z, f)|^2) \times \Gamma(\Delta z, f)$$

où $\Gamma^2(\Delta z, f)$ est la fonction de cohérence en paroi ($\Delta z = |z_2 - z_1|$), et $E(|P_s(z, f)|^2)$

est supposée indépendante de z (*i.e.* l'espérance mathématique est supposée égale à la moyenne selon l'envergure).

Alors, si on note $S_{pp}(f)$ la densité spectrale de puissance en champ lointain, et si on marque par *exp* et *sim* respectivement les conditions expérimentales et simulées, on peut appliquer la correction suivante aux résultats de la simulation:

$$(S_{pp}(f))_{exp} = (S_{pp}(f))_{sim} + 10.0 \log \left(\frac{\int_0^{L_{exp}} \int_0^{L_{exp}} \Gamma(\Delta z, f) dz_1 dz_2}{\int_0^{L_{sim}} \int_0^{L_{sim}} \Gamma(\Delta z, f) dz_1 dz_2} \right) \quad (2.27)$$

Il suffira donc d'estimer $\Gamma(\Delta z, f)$ sur la base des mesures ou du calcul. Nous utiliserons le calcul, afin de ne pas introduire d'information venant de l'expérience, puisque la LES est supposée prendre en compte l'aspect aléatoire. Toutefois, dans les simulations présentées ici, Γ n'est connue que sur envergure $L_{sim} = 3d$, alors qu'il faudrait la connaître sur toute l'envergure expérimentale. Ce problème sera résolu en approchant $\Delta z \rightarrow \Gamma(\Delta z, f)$ par une courbe exponentielle: $\Delta z \rightarrow \exp(-|\Delta z|/L_e(f))$ sur l'envergure simulée. La connaissance de $L_e(f)$ ainsi obtenue pour chaque fréquence f permettra d'extrapoler la Γ sur l'envergure voulue.

Remarque: pour un fréquence f donnée, si on considère $\Gamma(\Delta z, f)$ sous la forme d'une fonction échelon ($\Gamma(\Delta z, f) = 1$ pour $\Delta z \leq L_c$, et $\Gamma(\Delta z, f) = 0$ pour $\Delta z > L_c$), on retrouve la correction proposée par Kato *et al.* [58, 57]:

$$\begin{aligned} \text{Si } L_c < L_{sim} : & \quad S_{pp_{exp}}(f) = S_{pp_{sim}}(f) + 10 \log(L_{exp}/L_{sim}) \\ \text{Si } L_{sim} < L_c < L_{exp} : & \quad S_{pp_{exp}}(f) = S_{pp_{sim}}(f) + 20 \log(L_c/L_{sim}) + 10 \log(L_{exp}/L_c) \\ \text{Si } L_{exp} < L_c : & \quad S_{pp_{exp}}(f) = S_{pp_{sim}}(f) + 20 \log(L_{exp}/L_{sim}) \end{aligned}$$

2.4 Intégration du processus de calcul

Pour conclure ce chapitre de présentation des méthodes numériques, la figure 2.11 propose un schéma rappelant la combinaison des procédures de calcul aérodynamiques et acoustiques.

Comme il a déjà été suggéré, la première phase du calcul acoustique, notée *Advantia* (1) et correspondant au calcul des intégrandes, peut s'effectuer en parallèle du calcul aérodynamique. La phase *Advantia* (2) regroupe ensuite les contributions acoustiques calculées afin de créer le signal intégral. Toutefois, dans le cadre de cette étude la parallélisation n'a été que simulée: les champs aérodynamiques utilisés pour le calcul des intégrandes ont été stockés jusqu'à la fin du calcul. Ensuite

la phase *Advantia* (1) s'est donc faite sur les champs sauvegardés au lieu des champs fournis instantanément par Proust. Enfin la phase *Advantia* (2) s'est faite normalement. Cela a toutefois prouvé la faisabilité du calcul acoustique en parallèle. La phase *Advantia* (1) nécessite 1 jour de calcul monoprocésseur⁷, alors que le calcul aérodynamique s'étale sur plusieurs semaines, voire mois, en multi-procésseur. La mise en parallèle du calcul acoustique sur un processeur dédié ne ralentirait donc pas le calcul aérodynamique.

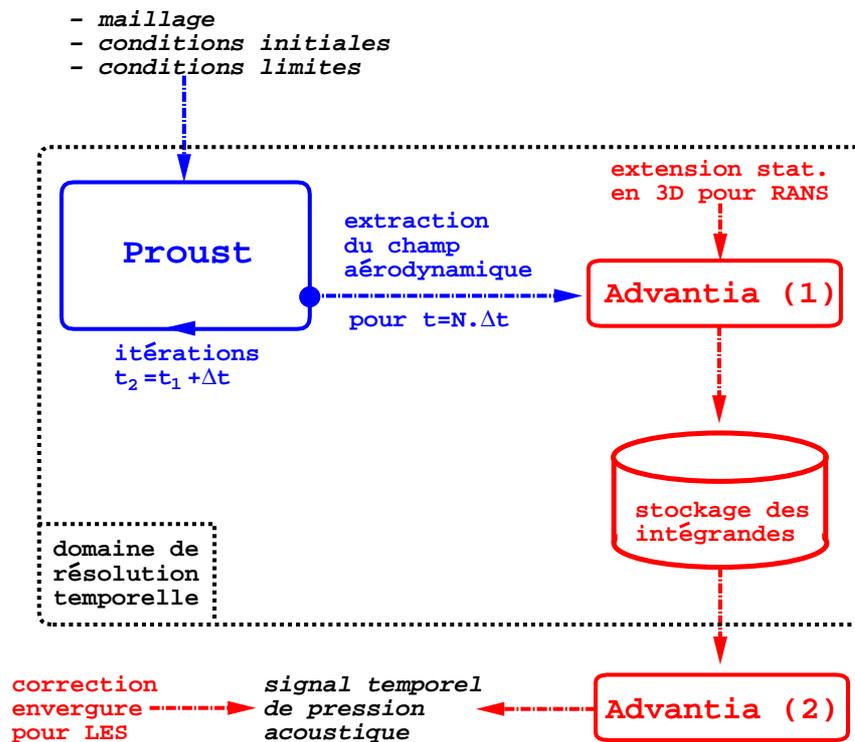


FIG. 2.11 – Schéma du processus de calcul aéroacoustique.

7. Calculateur Silicon Graphics Origin 3800.

Chapitre 3

Etude de l'écoulement et de l'acoustique sur la configuration barreau-profil par des approches RANS

L'approche RANS est actuellement la plus répandue dans la conception aérodynamique, car elle permet une description moyenne de l'écoulement sur des géométries complexes. Les écoulements secondaires tridimensionnels en turbomachine peuvent ainsi être décrits, Inoue et Furukawa [52] ayant même étudié le comportement instable du tourbillon de jeu.

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'aérodynamique et de l'acoustique du cas test barreau-profil présenté au premier chapitre, sur la base d'une approche RANS.

Pour rappel, la configuration est schématisée sur la figure 3.1: elle est constituée d'un barreau rond (diamètre $d = 0.01\text{m}$) en amont d'un profil (corde $c = 0.1\text{m}$) dans un écoulement uniforme ($U_\infty = 72\text{m/s}$). Le centre du repère étant fixé au bord d'attaque du profil, l'axe du barreau est situé en $x/c = -1.04$, $y/c = -0.01$ (valeurs mesurées sur le dispositif expérimental après montage).

L'objectif du chapitre est d'évaluer les capacités de l'approche RANS sur ce cas test à la dynamique complexe qui est à la fois générateur de sifflement éolien et de bruit large bande.

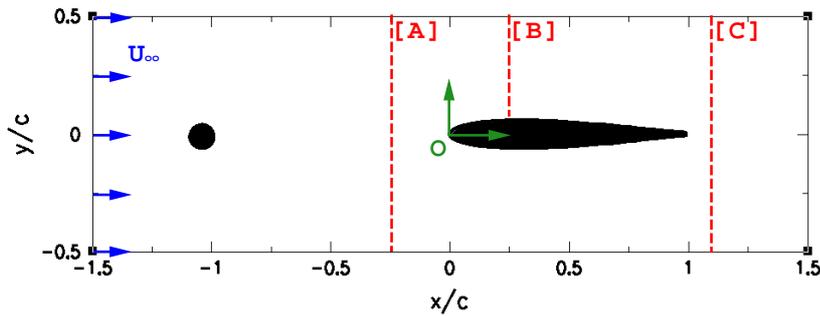


FIG. 3.1 – Configuration barreau-profil. - - - : sections de mesures exploitées, situées respectivement en $x/c = -0.255$, $x/c = 0.25$ et $x/c = 1.1$.

3.1 Configuration de calcul

Le maillage est constitué de 7 domaines disposés selon la figure 3.2. Le découpage en domaines a pour but d'adapter le maillage à la géométrie et de permettre le calcul parallèle sur plusieurs processeurs. Le nombre total de points est d'environ 67 000, et se densifie en proche paroi pour atteindre une hauteur de maille inférieure à $y^+ = 8$. Par ailleurs, dans le sillage du bureau et au voisinage du bord d'attaque du profil, la densité du maillage a été ajustée pour contenir au moins 10 mailles sur une longueur égale à 1 diamètre de barreau (d , longueur caractéristique des tourbillons de von Kármán). La convergence en maillage n'a pas été recherchée mais ces critères ont été utilisés pour concevoir un maillage adapté à l'écoulement. Par ailleurs, la comparaison avec l'expérience fournira des indications supplémentaires sur la qualité du calcul.

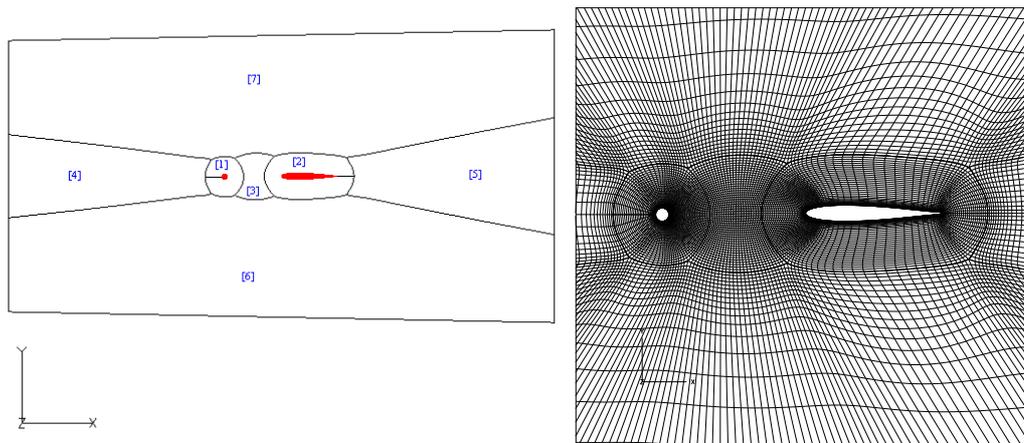


FIG. 3.2 – Gauche: domaines de calcul ([1] et [2]: domaines en 'O', [3] à [7]: domaines en 'H') - Droite: vue détaillée du maillage en 1pt/2.

Le code de calcul utilise:

- un schéma centré pour les flux convectifs, du quatrième ordre, avec une viscosité numérique fixée à 0.15;
- un schéma centré du second ordre pour les flux diffusifs;
- un avancement en temps selon un procédure de Runge-Kutta à 5 pas du second ordre.

Le pas de temps est fixé à 3.10^{-8} s, soit environ 20 000 itérations par cycle aérodynamique.

La modélisation de la turbulence se fait à partir des trois modèles $k - \omega$: linéaire, bas Reynolds et non-linéaire. Ceci permet de mener une analyse comparative et d'évaluer l'influence du modèle de turbulence.

En ce qui concerne les conditions limites, il s'agit d'adhérence adiabatique sur les parois et de non-réflexion aux frontières extérieures. En outre, l'étirement des mailles et la descente à l'ordre 1 du calcul des flux convectifs, en périphérie du domaine de simulation, constituent des précautions supplémentaires pour limiter les réflexions numériques parasites.

Pour les trois calculs effectués correspondant aux trois modèles de turbulence, le code RANS converge vers une solution instationnaire périodique: la figure 3.14 présente les tracés de pression statique calculés en deux points du profil après convergence.

Une fois un calcul convergé, le champ est enregistré à intervalles réguliers environ 150 fois par cycle, pendant une durée de 4 cycles pour les post-traitements aérodynamiques moyens et statistiques, et de 18 cycles pour le calcul des spectres aérodynamiques et de l'acoustique en champ lointain.

- ◇ Les post-traitements se basent tous sur un nombre entier de cycles. Ceci est nécessaire à l'obtention de moyennes valides, et de spectres avec un parasitage minimum (cf. Annexe A).
- ◇ Il a été vérifié qu'une prolongation de la sauvegarde destinée au post-traitement aérodynamique ne modifie pas les résultats.
- ◇ La fréquence élevée d'enregistrement est imposée par le calcul acoustique. En effet, le calcul des dérivées nécessaires à l'obtention des termes sources nécessite une bonne description temporelle du champ aérodynamique.
- ◇ Il est nécessaire de posséder plusieurs cycles acoustiques afin d'évaluer la présence de basses fréquences et éventuellement calculer les niveaux du spectre à large bande

avec une discrétisation fréquentielle suffisante.

3.2 Description globale de l'écoulement calculé

La figure 3.3 présente quatre visualisations du champ de vorticité, issues du calcul avec modèle linéaire. Elles sont régulièrement espacées en temps et couvrent un cycle entier de lâcher tourbillonnaire.

On observe les lâchers alternés de tourbillons de part et d'autre du barreau, formant les allées de von K rm n par convection dans le sillage. La fréquence des gros tourbillons correspond à un nombre de Strouhal $St = 0.24$ pour les trois modèles de turbulence (cf. tracés de pression en paroi du profil: figure 3.14), ce qui est sensiblement supérieur à la valeur expérimentale ($St = 0.19$). Ce point sera discuté dans la section consacrée à l'étude instationnaire.

Les tourbillons impactent ensuite le bord d'attaque du profil. Ils sont découpés en deux tourbillons, notés (a) et (b) , convectés le long des faces. Le tourbillon (a) , convecté sur la face du profil correspondant à la face d'origine sur le barreau, est sensiblement plus gros. Par contre, le tourbillon (b) est plus rapide car le tourbillon image correspondant tend à accompagner sa convection, contrairement au tourbillon (a) pour lequel le tourbillon image s'oppose. Sur les instants [2] et [4], on observe bien les différences de vitesse de convection entre tourbillons (a) et (b) , dans le cas d'un tourbillon d'origine respectivement positif et négatif. Dans les deux cas, le tourbillon (b) est en avance sur le tourbillon (a) . Ce phénomène a été largement présenté dans les études d'interaction tourbillon / profil [50].

La rapide progression des tourbillons (b) est toutefois bloquée à mi-corde par le tourbillon (a) , contra-rotatif et sensiblement plus puissant, qui le précède. Au niveau du bord de fuite, seuls les tourbillons (a) sont encore visibles. Ils induisent une oscillation du sillage.

La figure 3.4 présente le champ moyen (modèle $k - \omega$ linéaire) au travers des isolignes de vitesse et des lignes de courant. Le sillage du barreau est large et développé du fait de la stabilité des tourbillons de von K rm n. On remarque la bulle de recirculation moyenne derrière le barreau, dont la taille est un paramètre majeur qui sera étudié dans la prochaine section. Plus en aval, le bord d'attaque du profil induit un élargissement du sillage par effet potentiel. On observe une faible dissymétrie causée par le décalage de l'axe du barreau de $\Delta y = 1$ mm en dessous de l'axe du profil. Ainsi, les deux lignes de courant passant près du barreau, de part et d'autre, se retrouvent du même côté du profil.

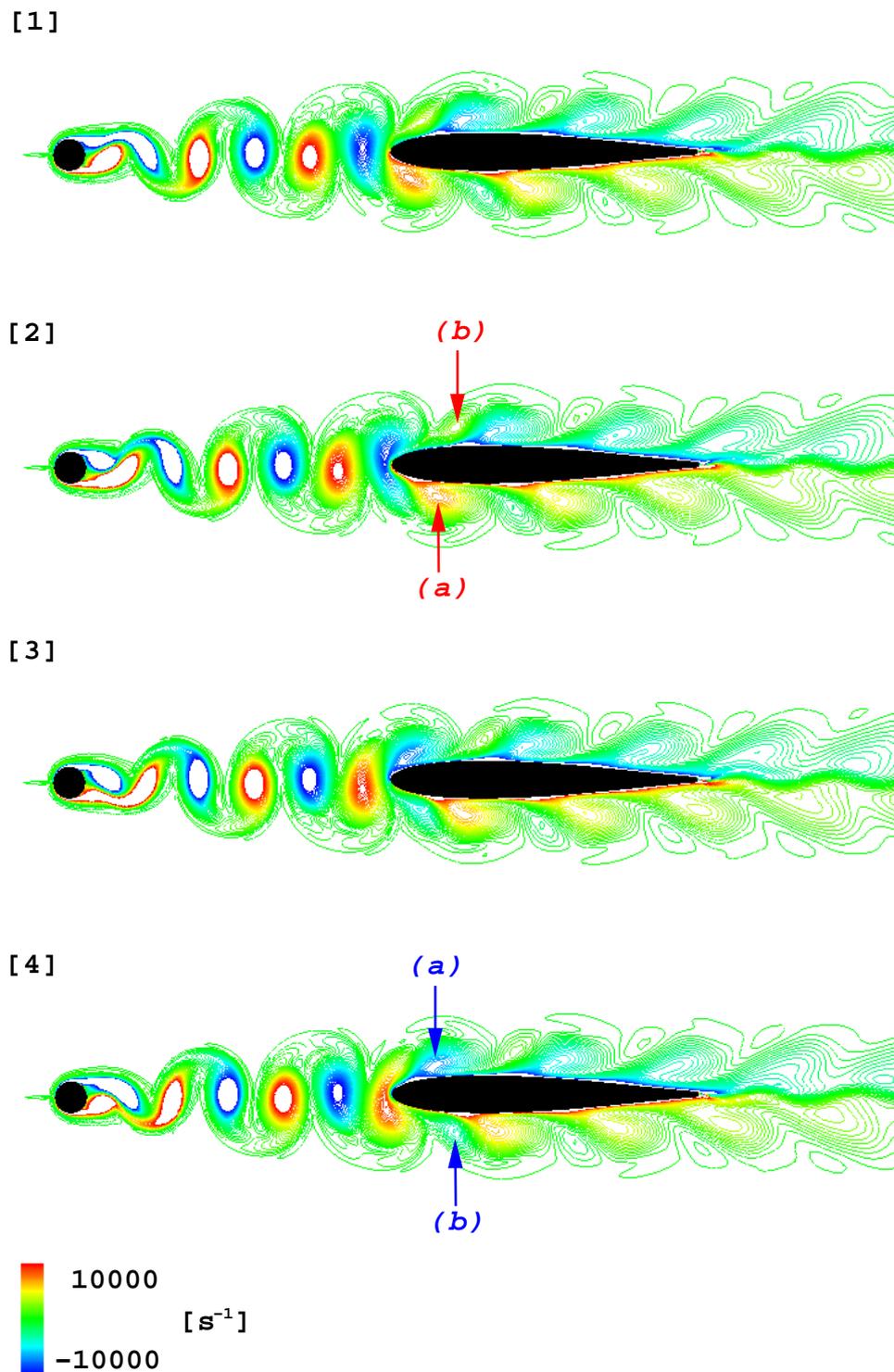


FIG. 3.3 – Champs de vorticité instantanée issus du calcul avec modèle linéaire et couvrant 1 cycle entier (entre deux images: $\Delta t = 1/(4.f_0)$).

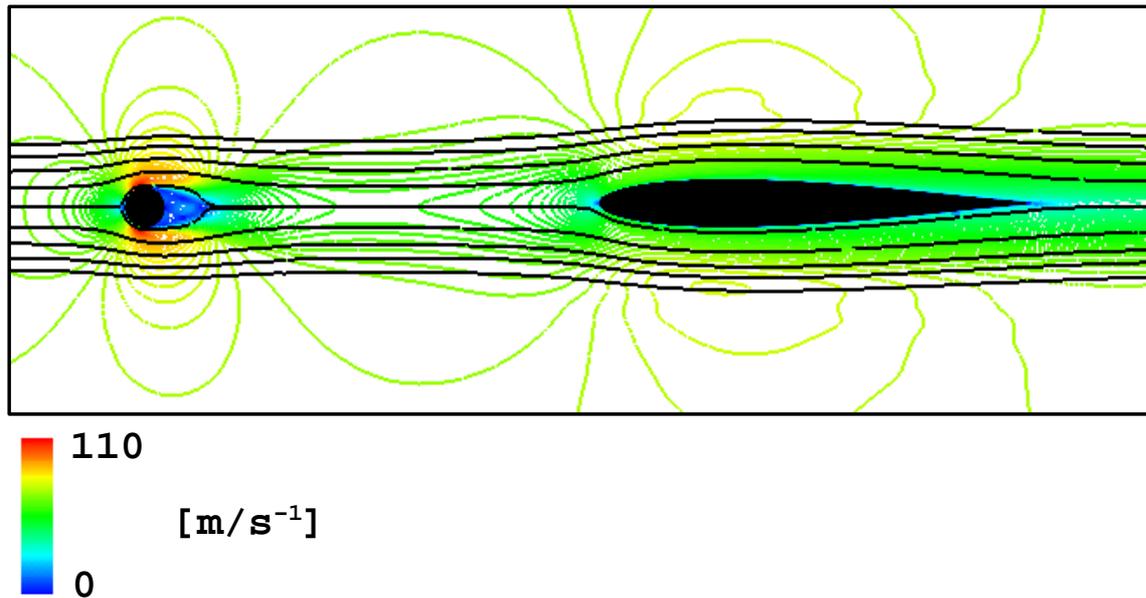


FIG. 3.4 – *Champ moyen issu du calcul avec modèle linéaire: iso-lignes de vitesse (lignes colorées) et lignes de courant (traits noirs épais).*

Le champ de vorticité instantanée à l'instant [1] de la figure 3.3 (modèle linéaire) est reproduit sur la figure 3.5-Haut. Il est comparé au champ de vorticité fluctuante correspondant (figure 3.5-Bas), c'est à dire la vorticité calculée sur le champ instantané auquel est retranché le champ moyen. Sur le champ fluctuant, on remarque que le schéma des tourbillons est quasi-symétrique de part et d'autre du profil, contrairement au champ instantané où les tourbillons de type (a) dominant et produisent un schéma alterné entre les deux faces. Ceci provient du découpage en deux tourbillons presque équilibrés au niveau du bord d'attaque, lorsqu'on considère le champ fluctuant. C'est à dire que les tourbillons convectés dans le sillage du barreau sont légèrement décalés transversalement lorsqu'on retire la vorticité moyenne, ce qui leur permet de s'aligner avec l'axe.

Les résultats considérés jusqu'à présent ont été basés sur le calcul avec modèle linéaire. Toutefois les trois calculs donnent des résultats quasi-identiques sur la dynamique de l'écoulement, comme illustré sur les figures 3.6 et 3.7.

La figure 3.6 fournit un tracé du champ de vorticité instantané obtenu à un instant du cycle par les trois calculs. On note bien que le comportement et les niveaux sont très proches.

La figure 3.7 présente ensuite une comparaison qualitative du proche sillage du barreau. Une image par ombroscopie extraite de l'ouvrage de Van Dyke [31], à

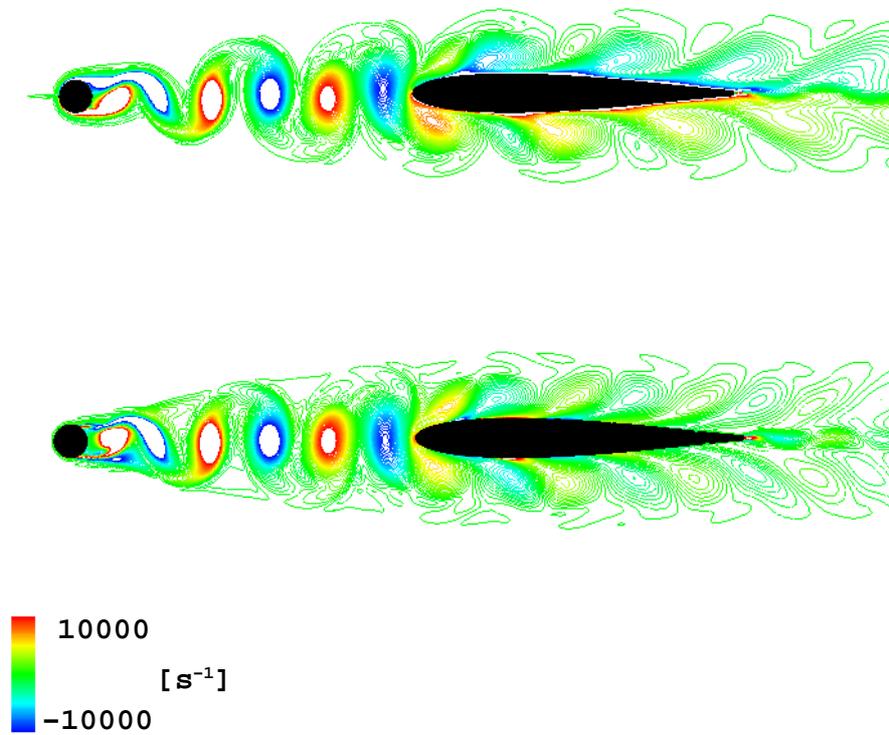
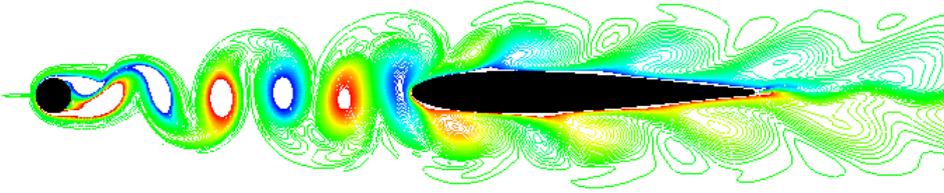
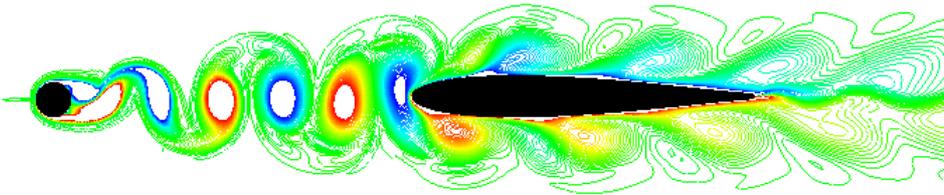


FIG. 3.5 – Haut: champ de vorticité instantanée (temps [1] de la figure 3.3) (modèle linéaire). Bas: champ de vorticité fluctuante correspondant.

linéaire



bas-Reynolds



non-linéaire

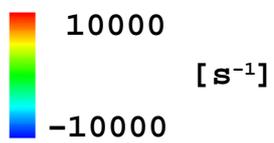
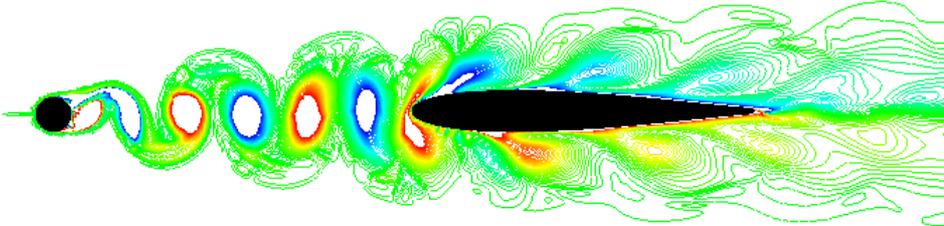


FIG. 3.6 – *Vorticité instantanée calculée pour les trois modèles de turbulence.*

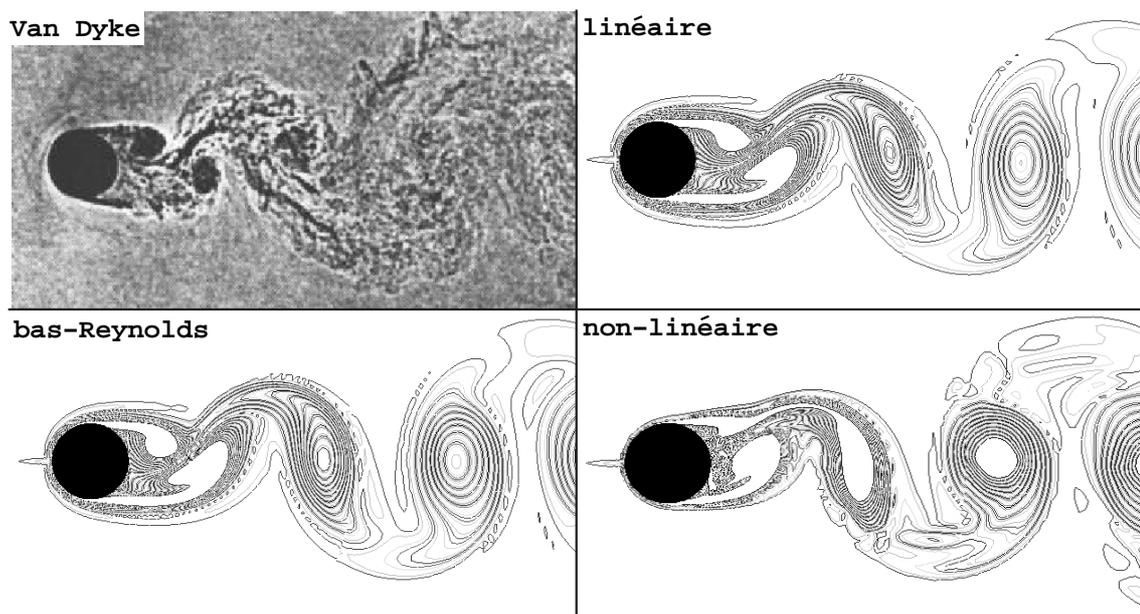


FIG. 3.7 – Comparaison du lâcher tourbillonnaire derrière le barreau. De gauche à droite et de haut en bas: image par ombroscopie à $Re_d = 140\,000$ (Van Dyke [31]), vorticité absolue instantanée issue des calculs linéaires, bas-Reynolds et non-linéaire ( chelle zébrée: [0; 25 000]).

$Re_d = 140\,000$, est comparée au tracée de la vorticité instantanée pour chacun des trois calculs. Les calculs sont effectués à un nombre de Reynolds de $Re_d = 48\,000$, qui est donc inférieur à celui de la mesure présentée, mais correspond au même régime de lâcher tourbillonnaire. La structure obtenue est quasi-identique d’un calcul à l’autre, et reproduit bien l’allure globale du lâcher expérimental en ce qui concerne la structure du sillage, la position et la croissance des tourbillons. On constate par ailleurs la richesse en petites structures turbulentes conduisant à une rapide dislocation des tourbillons dans l’expérience de Van Dyke, alors que le calcul ne simule que l’évolution moyenne.

3.3 Champ moyen et grandeurs statistiques

Cette section est consacrée à l’étude des grandeurs moyennes et statistiques obtenues à partir des simulations. Les résultats expérimentaux disponibles sont mis à profit pour évaluer la fidélité des calculs et mieux comprendre les phénomènes observés.

Les grandeurs aérodynamiques au voisinage du barreau sont comparées à des données bibliographiques, en supposant l’influence du profil négligeable. Cette hypothèse est confortée au chapitre 5 par une comparaison LES entre un calcul barreau isolé et

un calcul barreau-profil, ces deux simulations étant chacune validée par l'expérience. Pour ces deux calculs LES, sont tracés comparativement les vitesses moyennes et fluctuantes en $x/c = -0.87$ et y variable, ainsi que la pression moyenne en paroi du barreau. Elles montrent une influence limitée de la présence du profil, compte tenu en particulier de la sensibilité du décollement laminaire aux conditions environnantes.

Forces aérodynamiques sur le barreau

Le tableau 3.1 présente les forces aérodynamiques moyennes et fluctuantes intégrées sur le barreau, en comparaison avec les valeurs de référence issues de la bibliographie.

	RANS lin.	RANS bas Re	RANS non-lin.	Mesures
$\langle C_D \rangle$	0.79	0.86	1.03	[1.0,1.35] Cantwell&Coles[13] ($Re_d = 4.8 \cdot 10^4$) 1.35 Szepessy&Bearman[108] ($Re_d = 4.3 \cdot 10^4$) [1.0,1.3] Achenbach[1] ($Re_d = 4.8 \cdot 10^4$)
C'_D	0.012	0.021	0.079	[0.08,0.1] Gerrard[44] ($Re_d = 4.8 \cdot 10^4$) 0.16 Szepessy&Bearman[108] ($Re_d = 4.3 \cdot 10^4$)
C'_L	0.34	0.48	0.76	[0.4,0.8] Gerrard[44] ($Re_d = 4.8 \cdot 10^4$) [0.45,0.55] Szepessy&Bearman[108] ($Re_d = 4.3 \cdot 10^4$)

TAB. 3.1 – Forces aérodynamiques sur le barreau.

Les résultats obtenus montrent une dispersion entre les calculs. Le modèle linéaire sous-estime les forces aérodynamiques, et plus particulièrement la trainée fluctuante. En comparaison, le modèle bas Reynolds apporte une amélioration. C'est le calcul non linéaire qui apparaît le plus performant, permettant d'obtenir des valeurs dans les intervalles de mesure. Ces bonnes qualités du modèle non linéaire au voisinage du barreau peuvent provenir de la prise en compte de la rotation moyenne dans sa formulation. Celle-ci permettrait en effet de mieux représenter la dynamique du proche sillage, dominée par la naissance des tourbillons.

Coefficient de pression moyen en paroi

Les figures 3.8 et 3.9-gauche présentent l'évolution du coefficient de pression le long des surfaces du barreau et du profil, pour les trois calculs. Les simulations sont comparées sur le barreau aux mesures de Szepessy et Bearman [108] effectuées à $Re_d = 40\,000$ ce qui correspond au même régime de lâcher tourbillonnaire que pour notre cas. Sur le profil, les simulations sont comparées aux mesures faites dans le cadre du projet TurboNoiseCFD [55, 54] à $Re_d = 48\,000$.

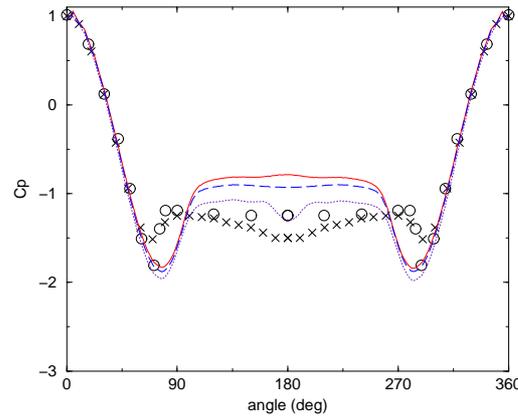


FIG. 3.8 – Coefficient de pression en surface du barreau en fonction de l'angle du point considéré, l'angle 0 représentant le point d'arrêt amont [$\times \times$: mesures de Szepessy et Bearman [108] à $Re_d = 40\,000$, $\circ \circ$: mesures Achenbach [1] à $Re_d = 10^5$, — : modèle linéaire, - - - : modèle bas-Reynolds, : modèle non-linéaire].

En ce qui concerne le barreau (figure 3.8), les simulations reproduisent les évolutions mesurées. Toutefois, si on compare aux mesures de Szepessy et Bearman [108], dont le Re_d est le plus proche des calculs, on remarque que les minima de pression moyenne se trouvent plus en aval (environ 70° pour les mesures et 77° pour les calculs) et sont beaucoup plus prononcés. Ces minima correspondent à l'amont du décollement (qu'on peut localiser par $C_f = 0$, cf. prochaine section). Ainsi, la localisation aval de ces minima semble indiquer que les calculs prévoient le décollement avec un retard. Ceci sera confirmé et quantifié par l'étude du frottement en paroi. On aboutit à un profil de C_p similaire à celui observé généralement à plus haut régime [108], lorsque la couche limite turbulente résiste au décollement.

Par ailleurs, dans la zone de recirculation se caractérisant par un C_p constant ($\theta \in [100^\circ; 260^\circ]$), on observe à nouveau une dispersion entre les modèles de turbulence, le calcul non-linéaire étant le plus proche des mesures. Ceci sera discuté dans la suite du texte, au travers de l'étude de la longueur de formation (L_f).

Sur le profil (figure 3.9, gauche), les évolutions du C_p mesurées ne sont qu'en partie reproduites par les calculs. Les niveaux sont plus faibles que dans l'expérience et la position du maximum est anticipée. Ceci est en contradiction avec les bonnes performances des calculs généralement observées sur cette quantité en l'absence de décollement spontané.

L'explication la plus convaincante est la présence d'une incidence parasite dans le dispositif expérimental, qui pourrait être de l'ordre de 2° selon les auteurs des mesures (une hypothétique incidence sur le montage étant accrue par l'écoulement sur

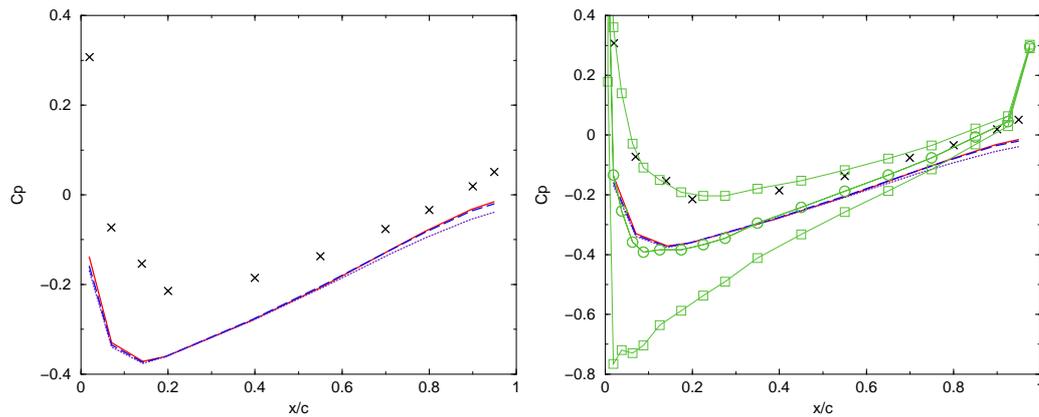


FIG. 3.9 – Gauche: coefficient de pression sur le profil [$\times \times$: mesures TurboNoiseCFD [55, 54] à $Re_d = 48\,000$, — : modèle linéaire, - - - : modèle bas-Reynolds, ···· : modèle non-linéaire]. Droite: idem + comparaison avec la méthode des vortex [$\times \times$: mesures TurboNoiseCFD [55, 54] à $Re_d = 48\,000$, — , - - - , ···· : calculs RANS, \circ — \circ : méthode des tourbillons élémentaires avec profil sans incidence, \square — \square : méthode des tourbillons élémentaires avec profil en incidence de 2 deg].

le profil). Pour appuyer cette hypothèse, on effectue une étude paramétrique utilisant la méthode des tourbillons élémentaires (dite également "méthode des singularités", *Vortex Panel Method*) [27]. Cette approche néglige les effets de compressibilité et de viscosité, et calcule l'écoulement de manière linéaire (équation de Laplace), en représentant la surface du profil par des sources de vorticités élémentaires. L'amplitude des sources est calculée par inversion de la matrice résultant de la condition de non-pénétrabilité de la surface à chaque centre de vorticités, et de la condition de Kutta au bord de fuite. Cette méthode n'est pas adaptée au calcul de la configuration barreau-profil complète, mais s'avère utile pour évaluer l'influence de l'incidence sur un profil à nombre de Reynolds élevé (ici $Re_c = 480\,000$). Le sillage du barreau n'est pas pris en compte dans ces calculs, on ne va donc considérer que les tendances en fonction de l'angle du profil, et non les niveaux absolus.

La figure 3.9-droite présente à nouveau les profils de C_p issus des mesures et des calculs RANS, mais aussi les profils calculés par la méthode des tourbillons élémentaires (34 segments) pour une incidence nulle et une incidence de 2 deg. On remarque que le calcul se rapproche bien de la configuration sans incidence, alors que les mesures s'identifient plutôt à l'intrados du cas avec une incidence de 2 deg. En effet, le niveau de C_p est supérieur, et surtout la position de l'extremum est repoussée en arrière.

Cette étude semble donc indiquer la présence d'une incidence parasite dans les mesures. Ceci sera conforté lors de l'étude du sillage du profil, qui présente une forte

dissymétrie dans l'expérience.

Frottement moyen sur le barreau

La figure 3.10 présente le frottement moyen en surface du barreau (calculs: $Re_d = 4.8 \cdot 10^4$) comparé aux mesures de Achenbach [1] à $Re_d = 10^5$. Le nombre de Reynolds correspondant à l'expérience peut paraître éloigné de la configuration calculée, mais il faut noter que l'écoulement autour du barreau évolue de manière logarithmique avec Re_d . Ceci a été présenté au chapitre 1, sur la figure 1.5 montrant l'évolution de la pression au point d'arrêt aval en fonction du nombre de Reynolds. Ici, les calculs correspondent à: $\log(Re_d) = 4.68$, et les mesures à: $\log(Re_d) = 5$, ce qui est relativement proche et surtout correspond au même régime de lâcher tourbillonnaire (intervalle supérieur du régime sous-critique). Les données expérimentales suivantes sont obtenues pour $Re_d = 2.6 \cdot 10^5$, soit $\log(Re_d) = 5.41$, ce qui correspond par contre au régime critique et rend ainsi invalide l'utilisation d'une extrapolation à plus faible Re_d utilisant les deux résultats expérimentaux.

Sur la figure, on a bien la confirmation que le décollement est retardé dans les calculs. Si on note Φ_s l'angle de décollement défini par $Cf = 0$ on obtient, comme indiqué dans le tableau 3.2, une surestimation de 19° par les calculs en comparaison aux mesures¹ à $Re_d = 6 \cdot 10^4$. Sur la figure 3.10, on note bien que les résultats du calcul se rapprochent plus des mesures à $Re_d = 2.6 \cdot 10^5$, concernant la position du point de décollement (en régime critique le décollement se situe plus en aval du fait de l'état turbulent de la couche limite). Les trois modèles donnent des résultats identiques, le modèle non linéaire ne fait pas la différence sur ce point. Même dans la zone de recirculation, les résultats sont quasi-identiques sur le Cf , alors que le profil de Cp varie entre les modèles. Le champ de vitesse en paroi est moins sensible au modèle de turbulence que la pression, qui est une grandeur "intégrale" directement influencée par l'ensemble de la bulle de recirculation.

	RANS (lin., bas Re, non lin.)	Mesures (Achenbach, $Re_d = 6 \cdot 10^4$)
Φ_s	101° (1.4°)	82°

TAB. 3.2 – Point de décollement sur le barreau (pour les calculs, le pas angulaire du maillage au point correspondant est indiqué entre parenthèses).

1. Achenbach ne fournit le tracé de Cf que pour quelques valeurs de Re_d , dont la plus proche de notre cas est $Re_d = 10^5$. Par contre Φ_s est tracé jusqu'à $Re_d = 6 \cdot 10^4$

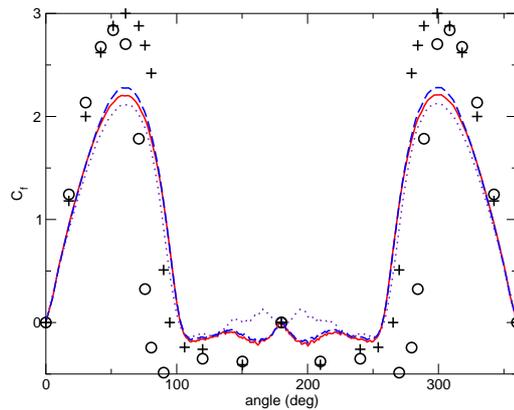


FIG. 3.10 – Coefficient de frottement en surface du barreau en fonction de l'angle du point considéré, l'angle 0 représentant le point d'arrêt amont [○ ○ : mesures de Achenbach [1] à $Re_d = 10^5$, + + : mesures de Achenbach [1] à $Re_d = 2.6 \cdot 10^5$, — : modèle linéaire, - - - : modèle bas-Reynolds, . . . : modèle non-linéaire].

Vitesse moyenne dans les sections de mesure

La vitesse moyenne calculée par les trois modèles de turbulence est tracée sur la figure 3.11 et comparée aux mesures faites par anémométrie à fil chaud (Turbo-NoiseCFD [55, 54]). Les graphiques correspondent aux trois sections repérées sur la figure 3.1.

Au niveau de la section [A] le déficit de vitesse moyenne marque le sillage du barreau. Ce dernier est sous-estimé par les calculs en ce qui concerne l'intensité et la largeur. Le profil est similaire pour les trois calculs, avec une sous-estimation de l'ordre de 30% du déficit expérimental. Ceci ne correspond donc pas aux différences de $\langle C_D \rangle$ observées dans le tableau 3.1, où le modèle linéaire sous-estime d'environ 20% et le modèle non-linéaire se retrouve dans les intervalles de mesures. Les différences sur $\langle C_D \rangle$ semblent principalement causées par la sensibilité de la taille de la bulle de recirculation vis-à-vis du modèle de turbulence (cf. discussion sur la longueur de formation, à la fin de la prochaine section).

Sur le profil, section [B], la vitesse moyenne calculée présente une zone de sous-vitesse proche de la paroi et une zone de sur-vitesse au dessus. Ces caractéristiques sont également présentes dans les mesures, mais de manière plus diffuse, sur une zone plus étendue. Cette topologie des courbes de vitesse peut être expliquée par la présence des tourbillons. En effet, on observe sur les calculs (cf. figure 3.3) qu'un tourbillon lâché d'un côté du barreau est convecté de préférence du côté correspondant du profil, ainsi la vitesse interne du tourbillon a tendance à s'opposer à l'écoulement moyen près de la paroi et au contraire à augmenter la vitesse moyenne dans sa partie la plus éloignée du profil.

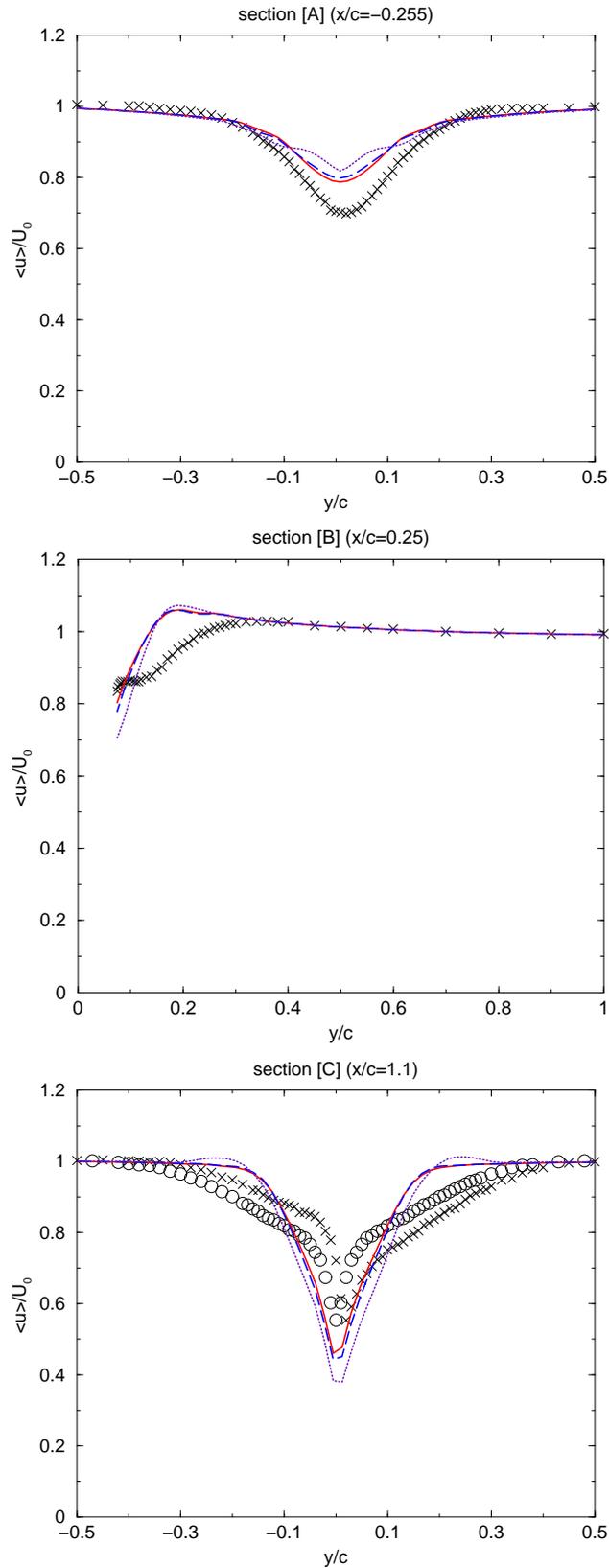


FIG. 3.11 – Profils de vitesse moyenne pour les trois sections [$\times \times$: mesures fil chaud, $\circ \circ$: mesures fil chaud symétrisées par moyenne de part et d'autre de l'axe x (section [C]), — : modèle linéaire, - - - : modèle bas-Reynolds, ···· : modèle non-linéaire]. U_0 représente la vitesse à $y/c = -0.7$, soit environ U_∞ .

La concentration en paroi des régions de sous- et sur-vitesse, par les simulations, peut être reliée au processus de moyenne d'ensemble utilisé par les approches RANS instationnaires. Les structures turbulentes ne sont pas représentées, seuls ressortent les tourbillons de von Kármán. Ainsi, des calculs de jets ont montré une sous-estimation de la diffusion turbulente. Par ailleurs la convection des tourbillons de von Kármán se fait selon la trajectoire moyenne: il n'y a pas de dispersion des trajectoires par la turbulence contrairement aux visualisation expérimentales de Cantwell et Coles [13], ce qui réduit la zone d'influence des tourbillons.

Enfin, la section [C] fait apparaître des résultats à nouveau consistants pour les calculs et représentatifs du sillage mesuré. On retrouve un élargissement supérieur du sillage dans les mesures, les tourbillons étant encore présents après le profil dans les mesures [80] et les calculs (figures 3.3). On observe toutefois une dissymétrie dans les résultats expérimentaux qui ne se retrouve pas dans les calculs. Le maillage du calcul prend en compte le décalage de $\Delta y = 1$ mm de l'axe du barreau par rapport au bord d'attaque du profil, mais cela n'a que peu d'effet sur la symétrie de l'écoulement calculé. La dissymétrie observée dans les mesures semble plutôt reliée à une incidence parasite du profil expérimental (~ 2 deg) d'après l'étude faite sur le C_p .

Vitesse fluctuante

L'anémométrie fil chaud à un fil permet de connaître la valeur efficace u' de la vitesse fluctuante dans la direction de la vitesse moyenne. On se basera donc sur cette grandeur pour l'étude des calculs.

Il faut noter que dans l'approche RANS une grande partie de la vitesse fluctuante n'est pas résolue mais se trouve modélisée au travers du tenseur de Reynolds. On reconstitue donc ici u' de manière à prendre en compte à la fois la valeur fluctuante résolue, mais également l'énergie cinétique turbulente estimée au travers des équations de transport:

$$u' = \sqrt{\langle (\vec{u} \cdot \vec{n} - |\langle \vec{u} \rangle_t|)^2 \rangle_t + \frac{2}{3} \langle k \rangle} \quad (3.1)$$

où \vec{u} représente la vitesse résolue et $\vec{n} = \langle \vec{u} \rangle_t / |\langle \vec{u} \rangle_t|$ la direction de la vitesse moyenne.

Le terme $\langle (\vec{u} \cdot \vec{n} - |\langle \vec{u} \rangle_t|)^2 \rangle_t$ désigne donc la fluctuation de vitesse résolue dans la direction de l'écoulement moyen, tandis que $\frac{2}{3} \langle k \rangle_t$ représente la contribution de la turbulence, supposée isotrope. Cette reconstruction n'est donc qu'approximative.

La figure 3.12 présente les calculs de u' et les résultats expérimentaux (projet TurboNoiseCFD [55, 54]), pour les trois sections vues précédemment (figure 3.1). Pour chaque calcul, deux courbes sont représentées: une courbe supérieure représentant les fluctuations telles que définies par la formule 3.1, mais aussi une courbe inférieure correspondant aux fluctuations résolues (*i.e.* supprimant k dans l'équation 3.1). L'analyse et la comparaison à l'expérience se feront en considérant les fluctuations totales. La part des fluctuations résolues sera commentée dans un dernier paragraphe.

Les niveaux de fluctuations et la vitesse de dissipation sont relativement bien restitués par les simulations, étant donné les limites de la reconstruction par la formule (3.1). Ceci indique que la convection et l'évolution des tourbillons sont en accord avec l'expérience.

Plus précisément, en aval du barreau, section [A], les simulations reproduisent de fortes fluctuations dans le sillage. Il est intéressant de noter que les calculs font apparaître deux bosses de part et d'autre de l'axe, marquant le passage régulier des tourbillons aux deux hauteurs correspondantes. Par contre le sillage expérimental est plus lisse, ce qui s'explique par la nature turbulente du sillage considéré, engendrant une dispersion des trajectoires des tourbillons [13] et une diffusion accrue. La dispersion des trajectoires ne peut être reproduite par l'approche RANS du fait de la moyenne d'ensemble, et la diffusion turbulente est seulement modélisée, ce qui peut expliquer la persistance du profil à deux bosses.

Au niveau du profil, section [B], les calculs et les mesures présentent de fortes fluctuations près de la paroi correspondant au passage des tourbillons. Les calculs prédisent une zone de fluctuations moins étendue que l'expérience, ce qui est cohérent avec les observations précédentes faites sur les profils de vitesse moyenne.

Enfin, la section [C] est caractérisée par les fluctuations marquant le sillage du profil. Les calculs produisent des résultats consistants, mais inférieurs aux mesures. Cette différence n'est toutefois pas sensible compte tenu de l'approximation utilisée pour reconstruire u' . On peut donc constater qualitativement qu'il y a une bonne conservation des fluctuations –et donc des tourbillons– jusqu'après le bord de fuite du profil ($\sim 20d$ en aval du barreau). On observe à nouveau la dissymétrie du sillage mesuré, qui semble être reliée à une incidence parasite dans l'expérience d'après l'étude faite sur le C_p .

Pour terminer l'analyse sur ces trois sections, on notera que la part des fluctuations résolues est majoritaire dans la section [A], mais diminue progressivement lorsqu'on se déplace vers l'aval (sections [B] puis [C]). Ceci peut s'expliquer par la domination des tourbillons de von Kármán (fluctuations déterministes résolues par les calculs

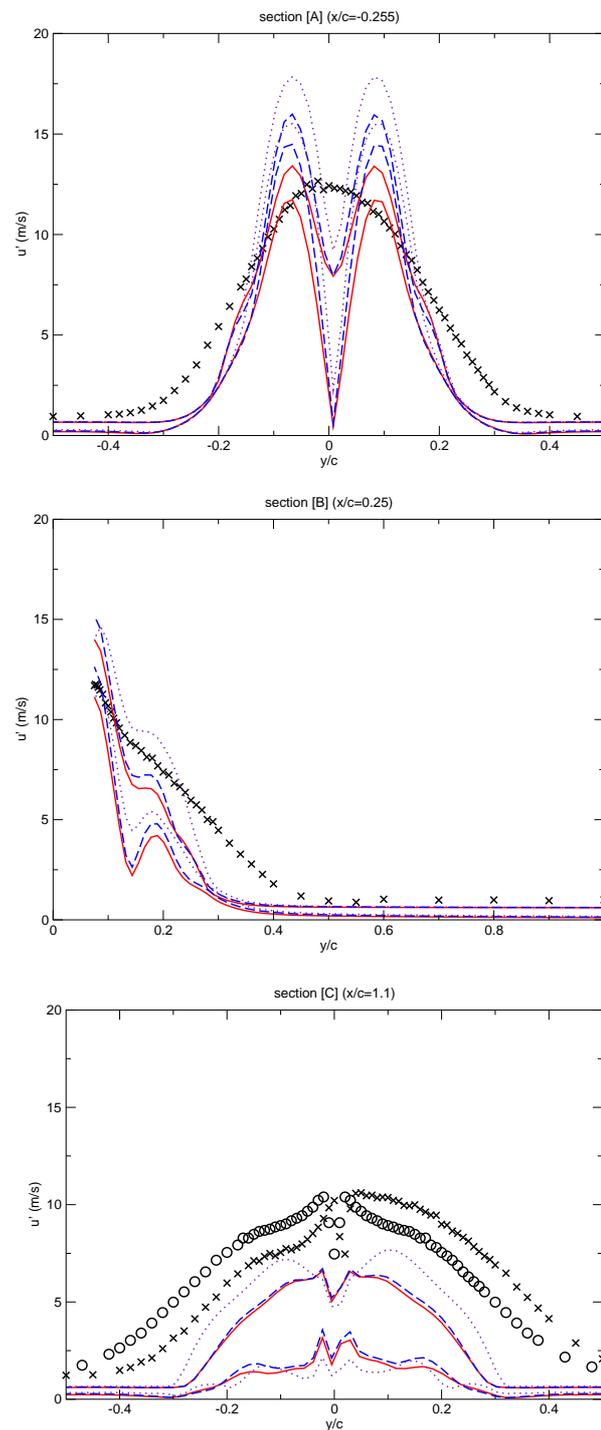


FIG. 3.12 – Profils de vitesse fluctuante dans la direction de la vitesse moyenne, pour les trois sections [$\times \times$: mesures fil chaud, $\circ \circ$: mesures fil chaud symétrisées par moyenne de part et d'autre de l'axe x (section [C]), — : modèle linéaire, - - - : modèle bas-Reynolds, . . . : modèle non-linéaire]. Pour chaque calcul, la courbe supérieure correspond aux fluctuations totales (telles que définies par la formule 3.1), alors que la courbe inférieure correspond uniquement aux fluctuations résolues (excluant k de la formule 3.1).

RANS) dans le proche sillage du barreau. Par contre, lors de la convection de ces tourbillons vers l'aval, la cascade turbulente² et l'interaction avec le profil tendent à réduire leur force au profit de fluctuations à plus petite échelle, non résolues par l'approche RANS mais modélisées au travers du terme k (énergie cinétique turbulente).

La figure 3.13 présente la valeur efficace de la vitesse fluctuante u'_1 (fluctuations totales, incluant k) au centre du sillage en aval du barreau, en comparaison avec les mesures de Szepessy et Bearman [108] à $Re_d = 42\,000$ (rapports d'aspect envergure/diamètre: $L_{exp}/d = 1$ et 10). La vitesse moyenne $\langle u_1 \rangle_t$ calculée est par ailleurs tracée à côté.

Il faut tout d'abord souligner les incertitudes et les approximations sur la vitesse fluctuante:

◇ concernant les calculs, la reconstruction de u'_1 basée sur le champ instationnaire et l'énergie cinétique turbulente, avec une hypothèse d'isotropie, est approximative, car l'hypothèse d'isotropie est probablement en défaut;

◇ en ce qui concerne les mesures, les auteurs soulignent leur manque de précision du fait de l'utilisation d'un fil chaud dans une zone fortement perturbée et même sujette à des écoulements de retour.

On remarque que les niveaux de fluctuations prédits par les calculs sont inférieurs mais d'un ordre en accord avec les mesures. Par ailleurs les tendances sont bien respectées. Parmi les calculs, la version non linéaire se trouve être la plus proche des mesures.

Le premier maximum (local) observé dans les calculs se devine dans les mesures à $L_{exp}/d = 1$, laissant penser qu'il peut être causé par la configuration bidimensionnelle. Le second maximum, dominant, se retrouve dans les mesures et les calculs: sa position définit la longueur de formation L_f des tourbillons (l'abscisse sur la figure 3.13 correspond à L_f/d). Comme généralement observé [116], l'inversion de sens de la vitesse moyenne ($\langle u_1 \rangle_t = 0$), définissant la longueur de la bulle moyenne de recirculation, correspond bien à L_f dans les calculs. Le tableau 3.3, regroupant les valeurs de L_f mesurées et calculées, montre la dispersion entre les trois calculs. Toutefois, les mesures apparaissent également sensibles au rapport d'aspect, et l'intervalle des valeurs calculées englobe de près l'intervalle des mesures. Le calcul non linéaire se trouve dans la continuité de la tendance expérimentale qui montre une décroissance de L_f/d en dessous 1.1 lorsqu'on se rapproche de conditions bi-

2. Cascade turbulente: transfert naturel d'énergie des plus grosses structures turbulentes vers les plus petites [3].

dimensionnelles (i.e lorsque le ratio envergure / diamètre passe de 10 à 1, bloquant le développement des structures tridimensionnelles). Par ailleurs, les trois calculs respectent bien la dépendance empirique reliant L_f à Cp_b : si L_f augmente, Cp_b augmente et $\langle C_D \rangle$ diminue (cf. tableau 3.1). On retrouve ici la sensibilité de la bulle de recirculation au modèle de turbulence, ce qui peut s'expliquer par les différents niveaux de prise en compte de la rotation moyenne dans les modèles et par la sensibilité naturelle de la bulle de recirculation (cf. amplitude des mesures, tableau 3.3). Considérant les valeurs obtenues pour Cp_b et $\langle C_D \rangle$, la supériorité du modèle non-linéaire apparaît mieux.

	RANS lin.	RANS bas Re	RANS non lin.	mes. $L/D = 1$	mes. $L/D = 10$
L_f/d	1.43	1.13	0.93	1.07	1.31

TAB. 3.3 – Longueur de formation L_f exprimée en nombres de diamètres. Note: pour les calculs, l'espacement des points de maillage dans la zone de formation est inférieur à 0.06 d.

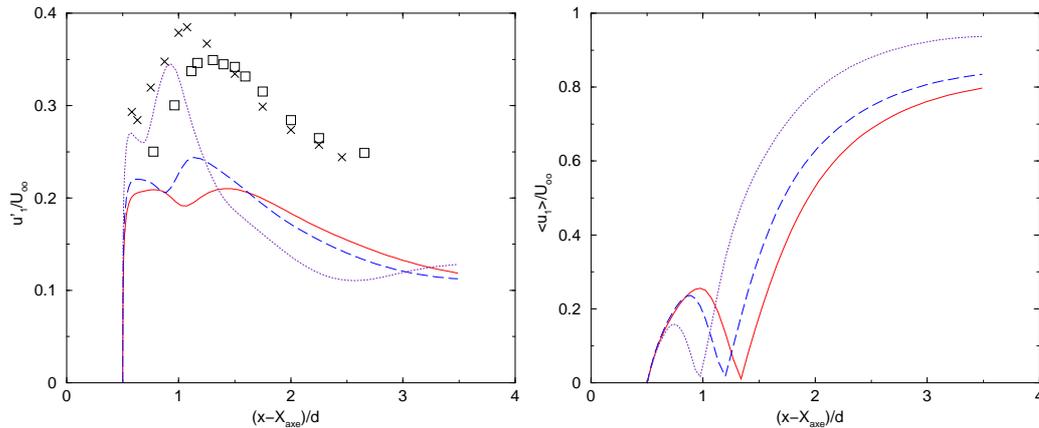


FIG. 3.13 – Gauche: valeur efficace de la vitesse fluctuante au centre du sillage du barreau [symboles: mesures de Szepessy et Bearman à $Re = 42\,000$ avec $L_{exp}/d = 1$ (\times) et $L_{exp}/d = 10$ (\square), — : modèle linéaire, - - - : modèle bas-Reynolds, ···· : modèle non-linéaire]. Droite: vitesse moyenne au centre du sillage du barreau [mêmes conventions].

Dans les trois paragraphes précédents, même si les simulations RANS instationnaires ne permettent pas de reproduire avec fidélité les mesures, on notera que les niveaux sont toujours assez bien respectés et les tendances bien appréhendées. Par ailleurs les trois modèles de turbulence donnent des résultats généralement consistants. On trouve toutefois une sensibilité de l'approche RANS dans le proche sillage du barreau, région qui correspond en particulier à la transition, non prise en compte par le calcul. La dispersion entre les modèles est notable dans cette région.

Le modèle non-linéaire apparaît le plus performant, ce qui est certainement dû à sa prise en compte de l'anisotropie et de la rotation.

Enfin, les résultats indiquent une forte régularité des trajectoires des tourbillons selon l'axe, ce qui sera confirmé par l'étude instationnaire. L'origine en est l'approche RANS elle-même qui ne simule que la partie moyenne instationnaire du champ.

3.4 Champ instationnaire

La section précédente a permis l'étude et l'évaluation des simulations au travers des grandeurs moyennes et statistiques. La section présente a pour objectif de s'attacher directement à l'évolution temporelle.

Fréquence du lâcher tourbillonnaire

Les tracés de pression en paroi du profil (figure 3.14) montrent que la fréquence des tourbillons de von Kármán se caractérise par un nombre de Strouhal $St = 0.24$, ce qui constitue une forte surestimation par rapport aux mesures [55, 54] qui donnent : $St = 0.19$.

Cette surestimation est consistante avec le décollement tardif de la couche limite sur le barreau, qui a pour effet d'engendrer une bulle de recirculation plus étroite, similaire pour les trois modèles de turbulence (cf. tableau 3.2 et figure 3.10). Par contre, la longueur de la bulle de recirculation (mesurée par L_f) ne semble pas avoir d'influence, la variation de L_f en fonction du modèle de turbulence ne se traduit pas par une variation de St .

Kato *et al.* [58, 57] ont trouvé des résultats similaires aux résultats RANS présentés ici en effectuant un calcul "LES bidimensionnel"³ de barreau circulaire dans le même régime ($Re_d = 10^4$). Par contre, pour une configuration tridimensionnelle d'une envergure de 2 diamètres avec glissement aux limites, les auteurs obtiennent des résultats en bon accord avec l'expérience en ce qui concerne le C_p et le St du lâcher. Le décollement tardif de la couche limite du barreau, point faible du calcul RANS bidimensionnel, apparaît donc lié au manque de dynamique tridimensionnelle. Toutefois, l'utilisation d'un maillage tridimensionnel pour le calcul RANS s'avère inutile, contrairement à la LES, car la formulation RANS ne peut reproduire que les structures moyennes de l'écoulement, ce qui exclut les structures tridimensionnelles induites par la turbulence à petite échelle ($Re_d = 48\,000$). Au niveau numérique, cela provient du haut niveau de dissipation bloquant les petites échelles.

3. L'utilisation bidimensionnelle de la LES est généralement récusée à cause du blocage de la dynamique fondamentalement tridimensionnelle des structures turbulentes.

Cox *et al.* [24] ont effectué une étude aérodynamique et acoustique d'un barreau circulaire isolé en utilisant deux codes RANS différents, sur des maillages bidimensionnels. Faisant varier le nombre de Reynolds de 100 à 5×10^5 , ils obtiennent une sur-estimation de St du même ordre que celle obtenue ici, mais ont montré que son évolution en fonction du nombre de Reynolds suit bien les tendances mesurées.

Sondes de pression instationnaires

La figure 3.14 (haut) présente des tracés de pression statique instantanée issus de deux sondes instationnaires positionnées sur le profil, dans l'écoulement à $U_\infty = 72$ m/s (mesures TurboNoiseCFD). La figure 3.14 (bas) présente en comparaison la pression statique calculée en ces mêmes points à partir des trois modèles de turbulence.

En comparant les tracés expérimentaux à $x/c = 0,2$ et à $x/c = 0,8$, on observe que les fluctuations s'amortissent fortement lorsqu'on se déplace vers le bord de fuite, témoignant de la diffusion des perturbations provenant du sillage du cylindre. Les fluctuations à la fréquence du lâcher ($f_0 \sim 1400$ Hz, pour $U_\infty = 72$ m/s) dominent nettement en $x/c = 0.2$, ce qui indique que les tourbillons ne sont que faiblement découpés au bord d'attaque car dans le cas contraire, ce serait $2f_0$ qui dominerait. Sur le signal viennent ensuite se superposer des fluctuations aléatoires d'un cycle à l'autre, et des fluctuations d'enveloppe. Ainsi le signal expérimental n'est pas purement périodique.

Les trois calculs donnent des résultats très similaires entre eux. Une décroissance de l'amplitude des fluctuations similaire à celle mesurée se produit lorsqu'on se déplace vers le bord de fuite. Par ailleurs, la fréquence du lâcher (f_0) domine nettement comme dans les mesures. L'interaction des tourbillons avec le profil est donc bien reproduite par les calculs: il n'y a qu'un faible découpage des tourbillons au bord d'attaque. Ceci avait déjà été observé sur les champs de vorticités instantanées⁴, section 3.2. Enfin, la périodicité pure du calcul ressort nettement ici, contrairement à l'expérience. Ceci se relie d'abord à la périodicité du champ généré dans le sillage du barreau. Les différents calculs RANS bidimensionnels présentés par Cox *et al.* [24] sur un barreau isolé (deux codes de calcul différents, $Re_d \in [100; 5 \times 10^6]$) produisent également une dynamique purement périodique. Dans le calcul présent, les trajectoires des tourbillons sont régulières et génèrent une charge périodique par interaction sur le profil.

4. Il faut bien considérer le champ de vorticités instantané, correspondant à l'écoulement effectivement ressenti par le profil, et non la vorticités fluctuante.

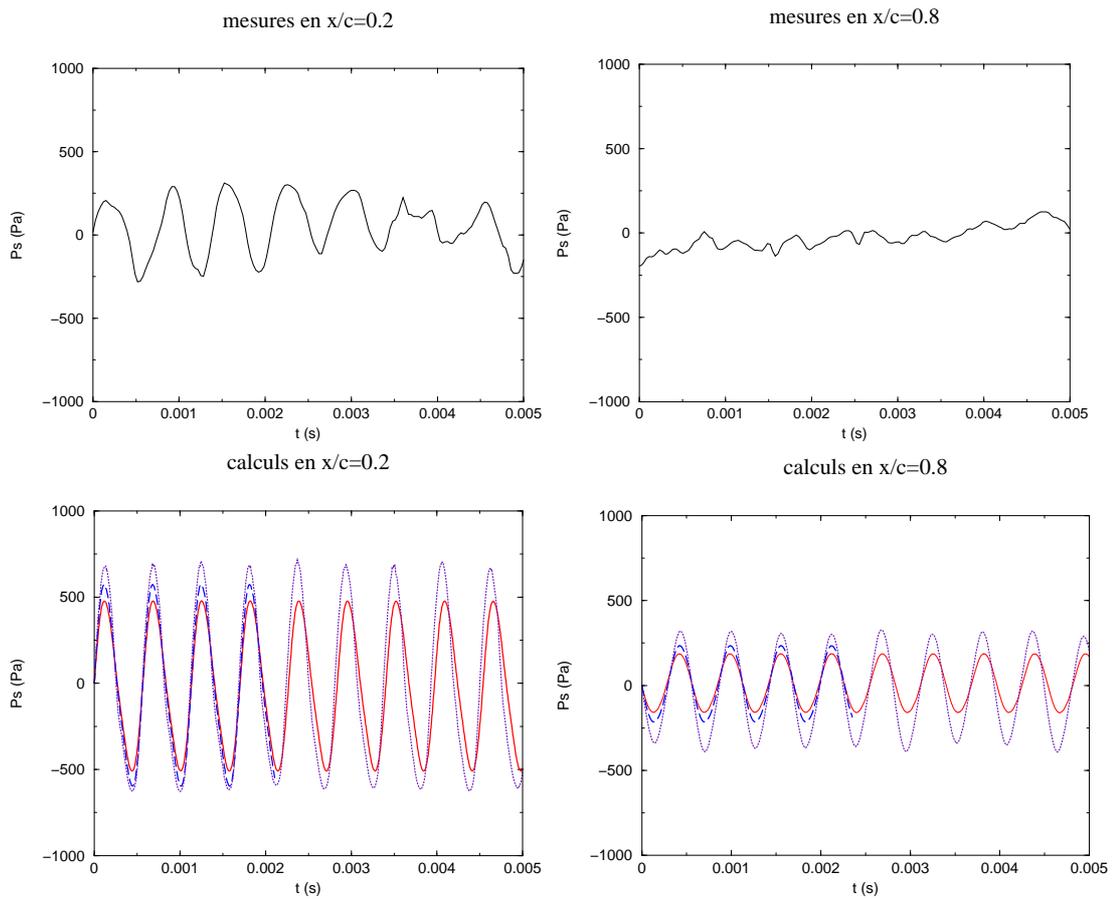


FIG. 3.14 – Haut: Signaux électriques proportionnels à la pression statique mesurés en deux points à la surface du profil dans l'écoulement à 72m/s. Bas: Pression statique calculée en deux points à la surface du profil pour l'écoulement à 72m/s [— : modèle linéaire, - - - : modèle bas-Reynolds, ···· : modèle non-linéaire]. Rem: $t = 0s$ est indépendant entre les tracés.

Les spectres⁵ de pression issus de la position $x/c = 0.2$ en paroi sont tracés sur la figure 3.15. Seul le modèle linéaire est représenté pour les calculs du fait de la similarité observée entre les modèles sur les tracés temporels précédents (figure 3.14). On a la confirmation que le calcul RANS ne produit qu'une dynamique périodique, se retrouvant sous la forme de pics à la fréquence du lâcher et ses harmoniques. Au contraire, la pression mesurée est un signal à large bande: le pic à la fréquence du lâcher est élargi et repose sur une base continue à plus de 45 dB au dessus du bruit de fond numérique RANS. On peut ici noter qu'une composante à large bande pourrait être associée au calcul RANS en supposant par exemple que la turbulence obéit à un spectre de turbulence homogène isotrope. Il s'agit d'une idée qui sera reprise au niveau acoustique par l'utilisation d'un modèle stochastique.

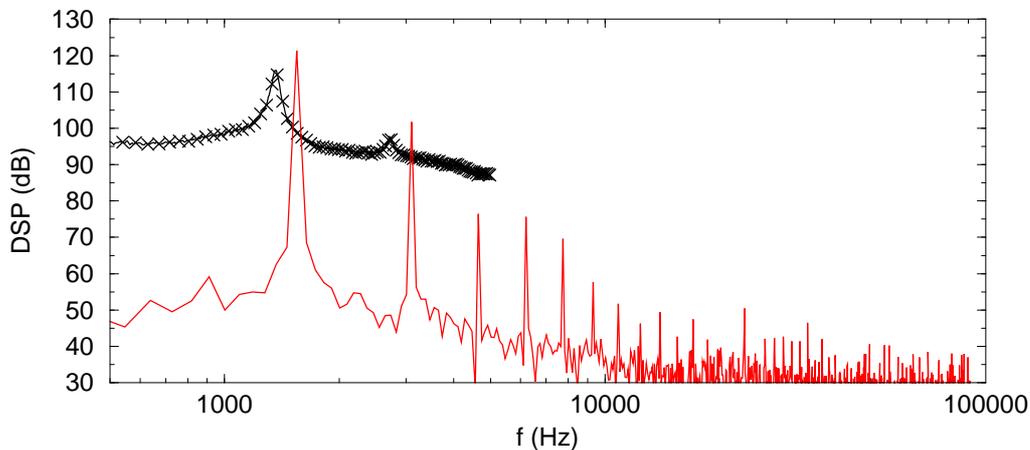


FIG. 3.15 – *Spectre de pression en paroi à $x/c = 0.2$. [$\times \times$: mesures ($U_\infty = 70$ m/s), — : modèle linéaire]*.

Champ instantané

La section consacrée à la description globale de l'écoulement (section 3.2), l'étude des grandeurs moyennes et statistiques, ainsi que les résultats sur la pression instationnaire, ont permis de voir que les trois calculs fournissent un comportement similaire. On notera seulement une certaine sensibilité entre les niveaux, essentiellement dans le proche sillage du barreau, région correspondant à la transition, non simulée par le RANS.

Dans ce paragraphe, les calculs vont maintenant être comparés aux mesures PIV disponibles [54, 80]. Compte tenu des résultats précédents, seul le modèle linéaire sera exploité. Nous considérons la région entourant le bord d'attaque du profil

5. cf. Annexe A sur le traitement numérique des spectres issus de l'expérience et des simulations.

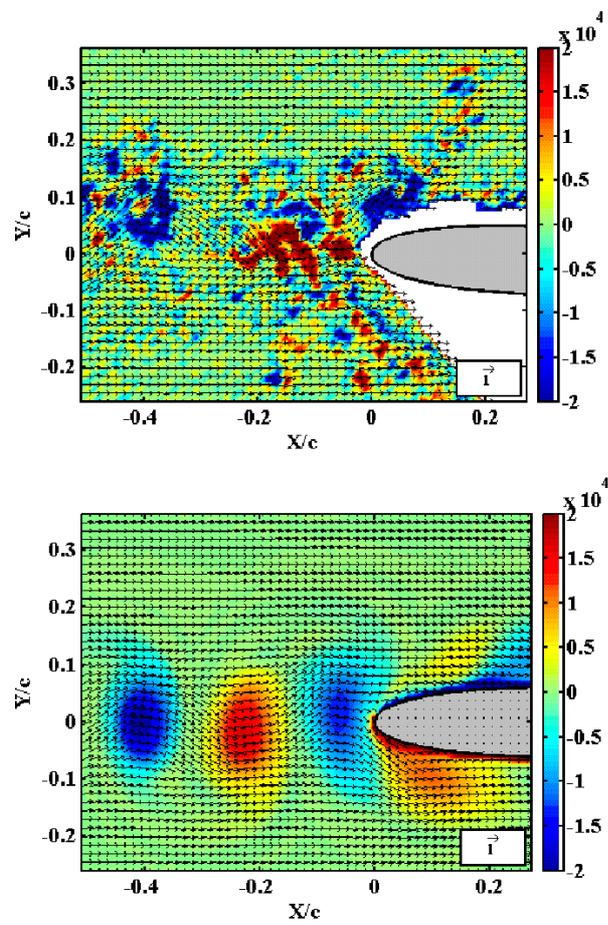


FIG. 3.16 – Comparaison des champs de vorticité instantanée issus de la PIV (Haut) et du calcul RANS linéaire (Bas).

($-0.51 < x/c < 0.27$ et $-0.26 < y/c < 0.36$) car c'est le siège de phénomènes aérodynamiques complexes (interaction tourbillons/profil) à l'origine de la quasi totalité du bruit rayonné.

Afin de mener une comparaison efficace, les résultats du calcul ont été traités avec les mêmes outils de post-traitement que ceux utilisés pour la PIV. Pour cela les champs aérodynamiques instationnaires RANS ont été interpolés sur le maillage PIV. Ce dernier est uniforme et compte 106×85 points selon x et y respectivement. Les résultats PIV constituent une base de 500 échantillons fortement espacés dans le temps du fait de la technique de mesure (~ 4.5 Hz). En comparaison, les résultats RANS utilisés sont constitués également de 500 champs, mais sur une durée de seulement 18 cycles. On peut remarquer qu'un seul cycle aurait été suffisant en pratique, étant donné la périodicité du calcul.

La figure 3.16 présente deux champs de vorticité instantanée issus respectivement de la PIV et du calcul RANS. On observe que la PIV révèle une multitude d'échelles tourbillonnaires, avec des tourbillons plus ou moins éloignés de l'axe. Néanmoins, les petites structures sont organisées en amas qui constituent les tourbillons de von K rm n. Le calcul RANS donne des niveaux de vorticité très similaires, mais ne représente que le lâcher déterministe, sans les petites structures, et les tourbillons restent plus près de l'axe.

Modes POD

Les 6 premiers modes POD de la PIV et du calcul RANS linéaire sont présentés sur les figures 3.17 et 3.18, et les valeurs propres correspondantes sur la figure 3.19. Si on laisse à part le champ moyen (mode 0), on observe sur les tracés des valeurs propres que les modes (1) et (2) sont dominants: ils possèdent une valeur propre du même ordre, alors que le mode (3) chute d'au moins un facteur 4 en dessous. Ceci signifie (cf. Annexe B) que le mode 3 représente moins de 1/4 de l'énergie de chacun des modes (1) et (2). Les modes (1) et (2) constituent donc les principales composantes "déterministes" de l'écoulement, et correspondent à 40% de l'énergie cinétique totale dans le cas de la PIV. La simulation RANS reproduit bien ces deux modes: le découpage des tourbillons arrivant selon l'axe et leur convection de part et d'autre du profil, mais surestime leur énergie.

A partir du mode (3) les valeurs propres correspondant au calcul sont très faibles. λ_3 est environ 100 fois plus petite que λ_2 . La simulation RANS ne contient donc quasiment pas de mode secondaire, par rapport à la PIV où même si les modes d'un ordre supérieur ou égal à 3 sont faibles, on a toutefois: $\lambda_3 \sim 1/4 \lambda_2$. Ceci se

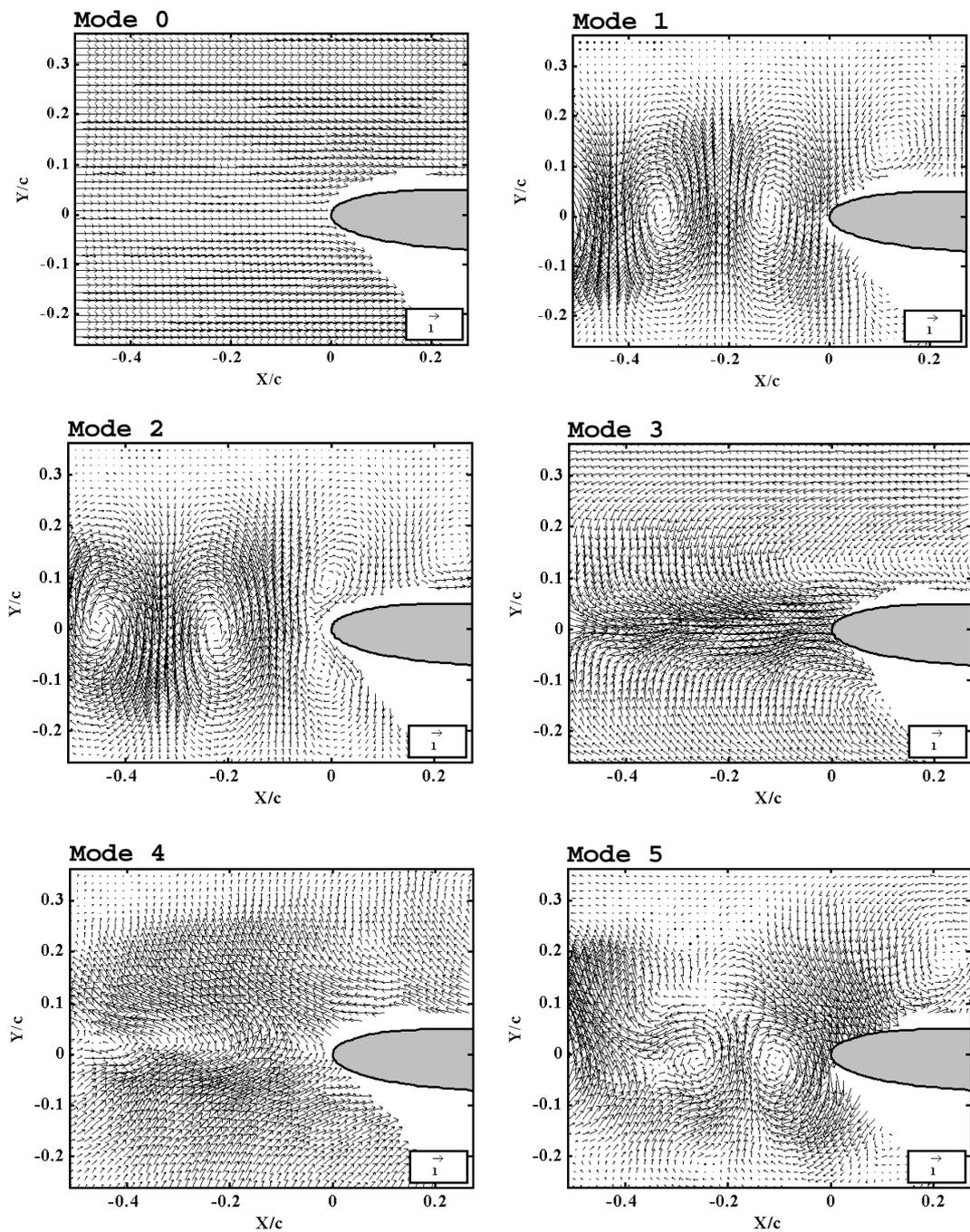


FIG. 3.17 – Modes POD issus de la PIV, pour la configuration barreau-profil.

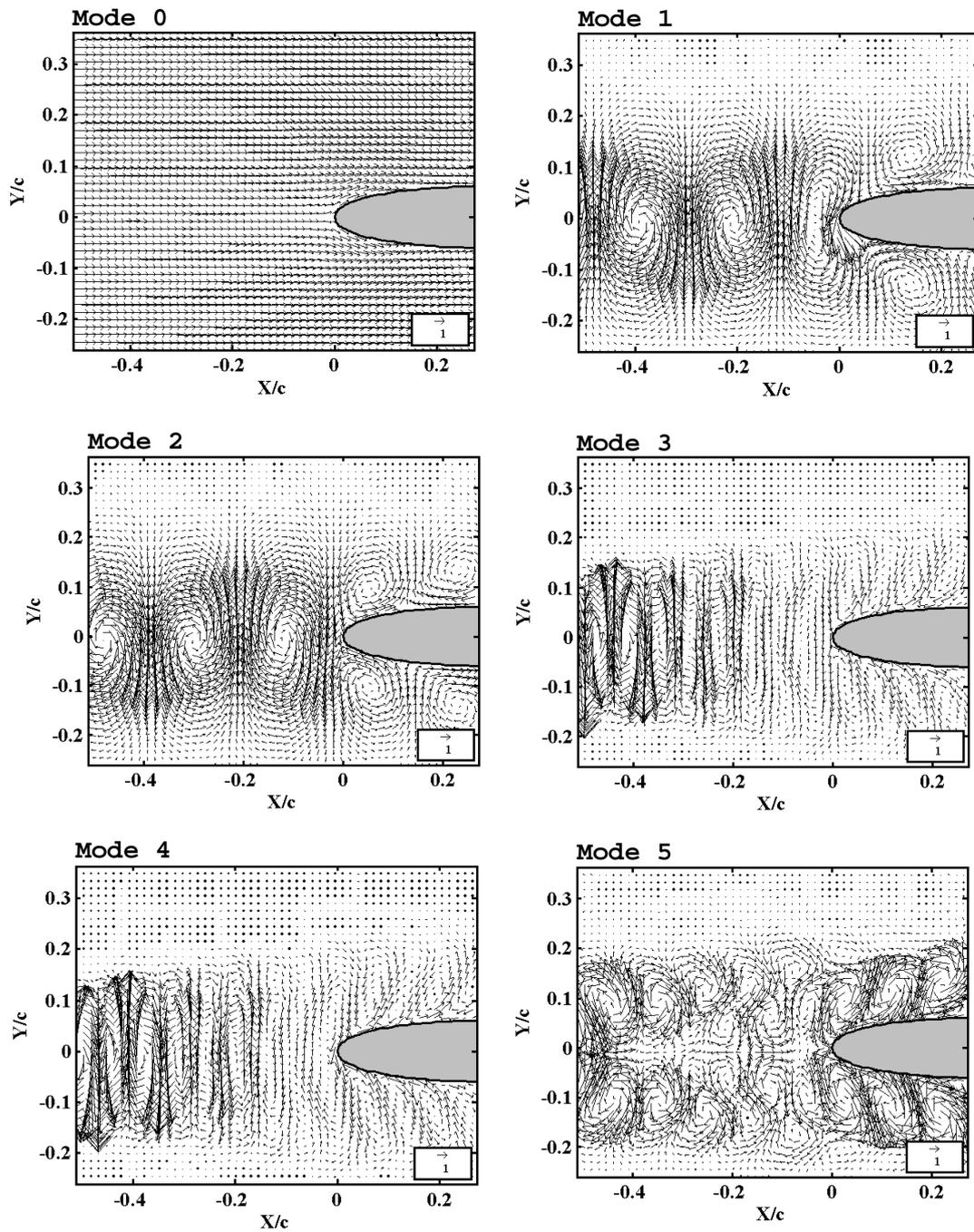


FIG. 3.18 – Modes *POD* issus du calcul *RANS* linéaire, pour la configuration barreau-profil.

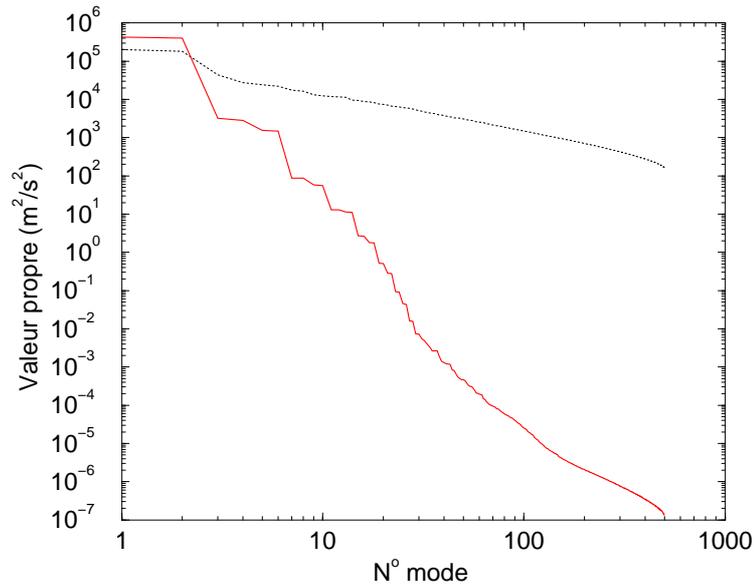


FIG. 3.19 – Valeurs propres POD pour la PIV et le calcul RANS, sur la configuration barreau-profil. [····· : mesures PIV, — : RANS avec modèle linéaire].

ressent également dans l'allure des modes RANS correspondant, qui présentent des comportements très différents de leurs homologues issus des mesures. La simulation RANS ne reproduit que le comportement des grosses structures tourbillonnaires (modes 1 et 2), sur lesquelles elle concentre l'énergie.

Pour terminer, on remarquera l'allure particulière du mode 5 de la PIV, présentant une véritable organisation du sillage, contrairement aux modes 3 et 4. Ceci est intéressant, car on ne s'attend généralement pas à une telle structuration pour un mode aussi faiblement énergétique.

Fonction Γ_2

Pour poursuivre cette étude, la figure 3.20 représente le tracé de la fonction Γ_2 instantanée (PIV et RANS) et le tracé correspondant de la fonction Γ_2 reconstituée sur la base des modes POD (0), (1) et (2).

Cette fonction Γ_2 , établie par Graftieaux *et al.* [47], permet d'évaluer l'étendue des tourbillons. Elle est définie au point P par:

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{[P\vec{M} \times (\vec{U}_M - \vec{U}_P)] \cdot \vec{z}}{\|P\vec{M}\| \cdot \|\vec{U}_M - \vec{U}_P\|}$$

où S a été choisie pour inclure les plus grosses structures.

Dans le cas d'un tourbillon de Lamb-Oseen axisymétrique, Γ_2 présente un pla-

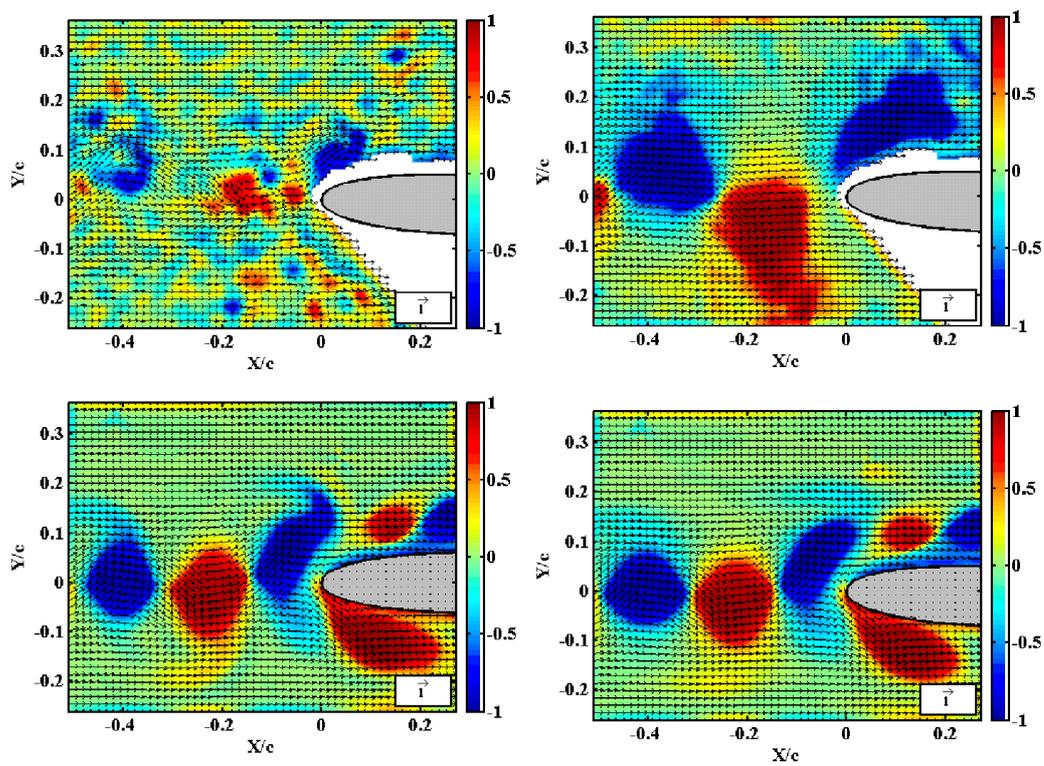


FIG. 3.20 – Gauche: Fonction Γ_2 d'évaluation de l'étendue des tourbillons. [Haut: PIV, Bas: RANS linéaire]. Droite: Fonction Γ_2 basée sur le champ reconstitué à partir des modes POD (0), (1) et (2). [Haut: PIV, Bas: RANS linéaire].

teau voisin du niveau 1 dans la zone de rotation dominante, définie par $|\Omega/\mu| > 1$ (Ω : taux de rotation de la partie antisymétrique du gradient de vitesse local; μ : valeur propre de la partie symétrique). Au delà de cette zone, Γ_2 chute rapidement vers 0, avec le seuil $\Gamma_2 = 2/\pi$ correspondant à $|\Omega/\mu| = 1$. Graftieaux et al. [47] ont en outre montré une faible influence du choix de S .

Sur le cas présent, si on considère la fonction Γ_2 basée sur le champ instantané (figure 3.20-Gauche), on peut faire les mêmes observations qu'à partir de la vorticité: le sillage expérimental du barreau est constitué d'une continuité d'échelles en dessous des tourbillons de von K rm n, ce qui n'est pas simulé par le calcul RANS. Si on considère ensuite la fonction Γ_2 basée sur le champ reconstitué à partir des modes principaux 0, 1 et 2 (figure 3.20-Droite), on n'observe d'abord que peu de différences pour le calcul RANS par rapport au champ total, ce qui confirme que les modes ≥ 3 sont négligeables dans le calcul. Par contre la PIV est fortement influencée: l'agrégation de petites échelles fait place à des grosses structures homogènes qui sont les structures principales de l'écoulement. En se limitant à ces principaux modes, il y a une bonne similarité entre PIV et RANS, en dépit d'une plus haute fréquence de lâcher dans le calcul et de structures moins étendues.

3.5 Acoustique

La figure 3.21 présente, à un instant du calcul avec modèle linéaire, le champ de pression fluctuante.

On observe des fronts d'ondes en arc centrés sur le profil. Les principales contributions sont le bord d'attaque du profil, et   un moindre niveau, le barreau. Ceci est en accord avec les observations expérimentales: les principales sources se situent sur le bord d'attaque du profil, et le rayonnement du barreau est d'un ordre inférieur. On n'observe en outre aucune contribution des sillages, ce qui signifie que les quadrupôles sont négligeables dans le calcul, en accord avec le faible nombre de Mach ($M_\infty \sim 0.2$).

Comme indiqué au chapitre 2, ces fluctuations acoustiques ne peuvent pas être exploitt es de manière quantitatives, les méthodes numériques utilisées ici ne sont pas adaptées à la propagation des ondes acoustiques, une implantation numérique RANS de ce type nécessite de l'ordre de 100 points de discrétisation par longueur d'onde pour propager correctement l'acoustique [117, 42]. Par ailleurs la comparaison avec l'expérience se fait en champ lointain à $r = 1.85$ m. Néanmoins, on peut observer que l'acoustique est générée de manière qualitativement correcte.

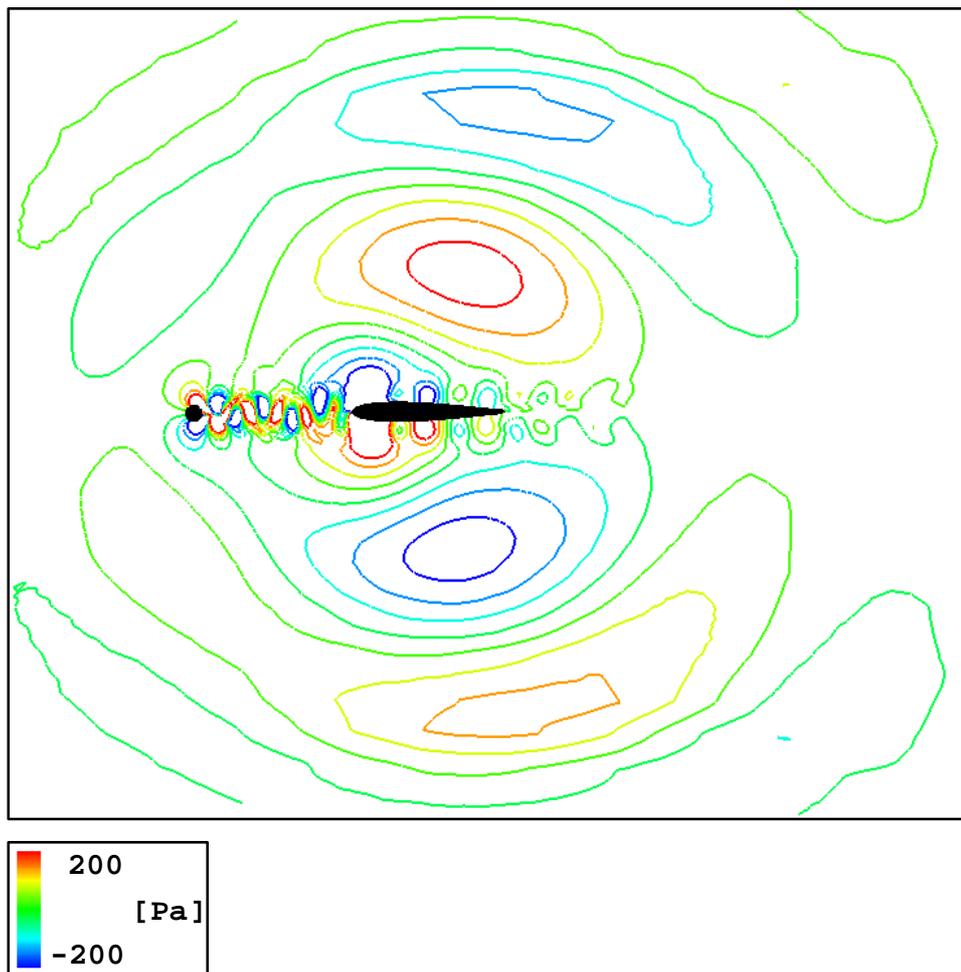


FIG. 3.21 – *Champ de pression fluctuante obtenu à un instant du calcul linéaire.*

Pour l'étude acoustique qui va suivre nous n'utiliserons que les résultats issus du modèle linéaire, les autres modèles (bas-Reynolds, non-linéaire) n'apportant pas de contribution significative.

Bruit en champ lointain

Les résultats des simulations RANS servent à déterminer les sources acoustiques, la propagation en champ lointain est assurée par l'application de l'équation de Ffowcs-Williams et Hawkings [37] comme décrit au chapitre 2.

Compte tenu des remarques faites au paragraphe précédent et soutenues par les résultats expérimentaux, le rayonnement du barreau n'est pas pris en compte. En outre, les intégrales volumiques vont être négligées: les sources dipolaires ont une puissance qui varie en M^6 et les sources quadrupolaires en M^8 , ce qui fait que ces dernières sont peu efficaces à faible nombre de Mach (ici $M_\infty \sim 0.2$). Il est en outre mesuré que, sur les configurations 'barreau isolé' et 'barreau-profil', le rayonnement varie en M_∞^6 pour $M_\infty \leq 0.2$ (mesure ECL [92, 54]), ce qui prouve l'influence dominante des dipôles. Cependant, comme les termes volumiques entourés par la surface de contrôle sont implicitement pris en compte, le choix de deux surfaces, l'une épousant le profil (surface 1), l'autre englobant une zone de fluide d'épaisseur d autour du profil (surface 2), devrait permettre de vérifier que les termes volumiques sont bien négligeables dans notre cas (cf. figure 3.22). En effet, étant donné que la surface 2 englobe une zone fluide autour du profil d'étendue caractéristique de la taille des tourbillons (d), et que le rayonnement du barreau et de son sillage sont négligeables, la surface 2 prend en compte les principales sources quadrupolaires, alors que la surface 1 ne représente que les monopôles et les dipôles.

La figure 3.23 présente la densité spectrale de puissance (DSP) obtenue au point Ac_1 par les mesures [55, 54] et par la simulation RANS linéaire. Pour l'analogie acoustique, le pas en temps est fixé à 3.6×10^{-6} s, ce qui correspond à environ 160 instants par cycle. En outre, les résultats obtenus par les deux surfaces d'intégration sont comparés. Le spectre acoustique mesuré est finement discrétisé ($\Delta f = 4$ Hz) et résulte de la moyenne de 200 spectres ce qui a pour effet d'améliorer son lissage. Par contre les spectres calculés sont plus grossiers ($\Delta f = 96$ Hz) à cause des limitations dans le temps de calcul (18 cycles d'enregistrement à convergence), et ne représentent qu'une seule réalisation⁶.

6. cf. Annexe A sur le traitement numérique des spectres issus de l'expérience et des simulations.

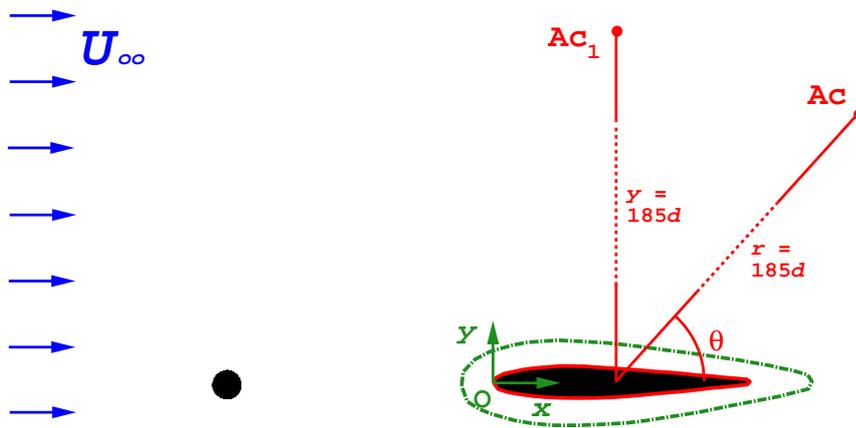


FIG. 3.22 – Repérage de l'auditeur en champ lointain (Ac_1 : auditeur utilisé pour la comparaison des spectres, Ac : auditeur mobile utilisé pour la directivité) [— : surface 1 (paroi du profil), - · - : surface 2 (à $1d$ de la paroi du profil)].

On remarque tout d'abord que les deux calculs donnent des résultats quasiment identiques. On vérifie ainsi que les quadrupôles calculés dans le fluide au voisinage du profil ont une influence négligeable, ce qui peut être relié à la vitesse modérée ($M_\infty \sim 0.2$). Leur prise en compte via l'utilisation d'une surface décollée n'est donc pas nécessaire. On n'utilisera par la suite que la surface 1.

Les caractéristiques générales du spectre sont partiellement reproduites par le calcul: la fréquence principale du lâcher tourbillonnaire f_0 ressort sous la forme d'un pic ainsi que les harmoniques, plus faibles. Néanmoins, outre la sur-estimation de la fréquence du lâcher ($f_0 = 1380\text{Hz}$ pour les mesures et $f_0 = 1720\text{Hz}$ pour la simulation) déjà évoquée, le calcul RANS est incapable de reproduire la partie à large bande du bruit. Le pic principal n'est représenté que par un seul point à forte amplitude dans le spectre calculé, contrairement aux mesures qui présentent un élargissement spectral. On obtient donc une concentration de l'énergie sur la fréquence f_0 et ses harmoniques dans le cadre de la simulation RANS.

L'absence d'élargissement spectral et la concentration de l'énergie sur les fréquences $n \times f_0$, dans les calculs, peut aussi être observée sur le tracé temporel de la pression en paroi (figure 3.14). Pour les tracés expérimentaux, on observe bien des fluctuations d'enveloppe et des variations d'un cycle au suivant, ce sont les basses fréquences des sources du bruit à large bande. Par contre, les tracés issus des calculs sont bien réguliers ce qui corrobore l'absence de bruit à large bande dans les spectres issus de la simulation numérique, la propagation acoustique étant par ailleurs linéaire. Ces tracés temporels confirment en outre que les autres modèles de turbulence ($k - \omega$ bas-Reynolds et non-linéaire) ne prédisent pas non plus de sources de bruit à large bande, puisque les signaux correspondants sont eux aussi purement périodiques.

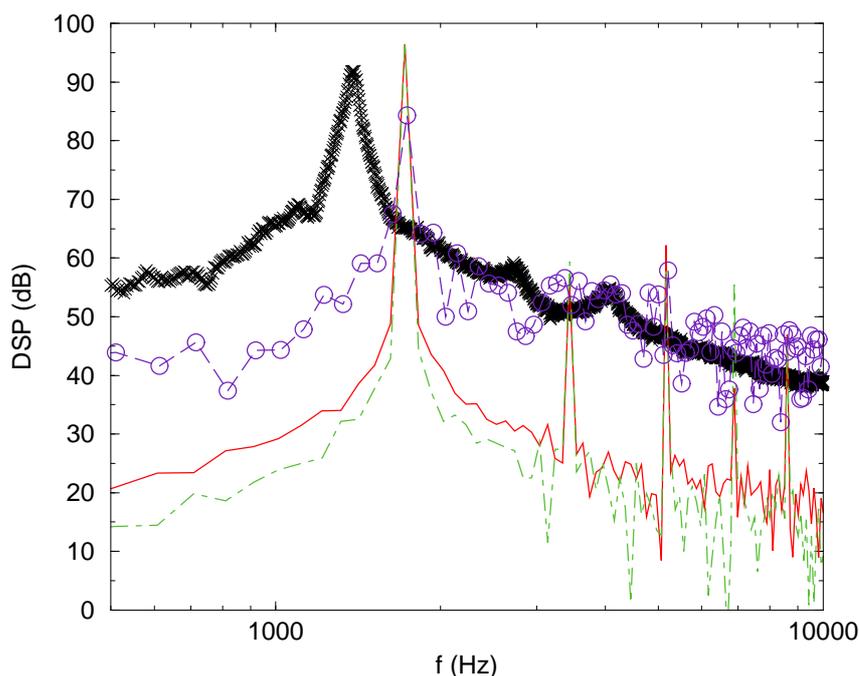


FIG. 3.23 – Densité Spectrale de Puissance à la distance $r = 1,85\text{m}$ et l'angle $\theta = 90^\circ$ [$\times \times$: mesures, — : calcul RANS linéaire (surface 1), - · - : calcul RANS linéaire (surface 2), O - - - O : calcul RANS linéaire (surface 1) et modèle stochastique].

La figure 3.24 présente le schéma de directivité calculé et le compare aux mesures. Les deux schémas sont très proches car même si le calcul ne simule pas les composantes à large bande dans le spectre, la hauteur du pic est plus importante et concentre l'énergie.

On peut remarquer en outre que la directivité est plus prononcée dans l'expérience, dans laquelle les effets de diffraction par la buse du jet n'ont pas été pris en compte. Toutefois la buse était recouverte de laine de verre et la directivité s'est avérée indépendante de l'orientation du profil par rapport à la buse, ce qui incite à minimiser l'impact de la diffraction. Par ailleurs, les interférences entre le barreau et le profil constatées par Casalino *et al.* [20] sur un calcul RANS à 20 m/s ne sont pas susceptibles de se produire dans l'expérience où les deux sources ne sont que partiellement corrélées à cause de la turbulence du sillage.

Modèle stochastique

La formulation RANS permet d'estimer le champ aérodynamique moyen instationnaire (déterministe), mais la précision reste limitée par l'absence de description

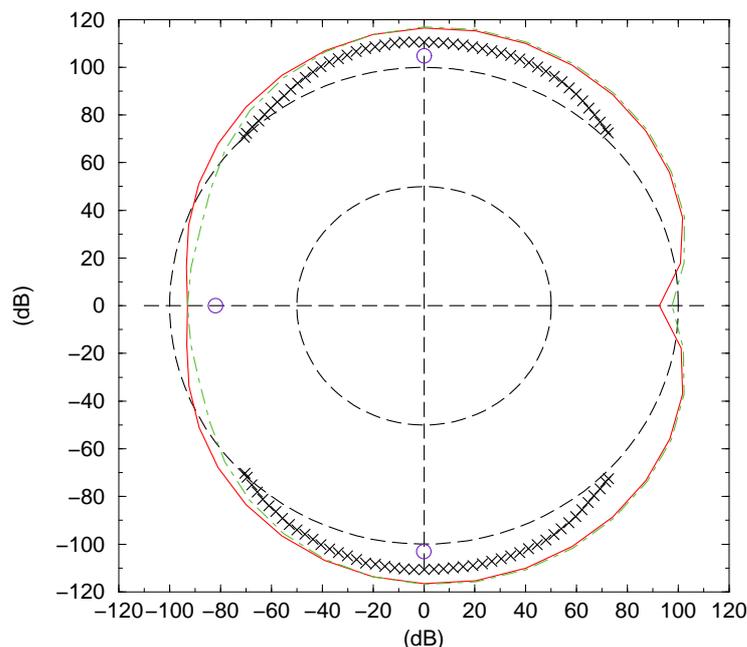


FIG. 3.24 – Directivité résultant de l'intégration de la DSP entre $f_1 = 500\text{Hz}$ et $f_2 = 5000\text{Hz}$ [\times : mesures, — : calcul RANS linéaire (surface 1), - . - : calcul RANS linéaire (surface 2), \circ : calcul RANS linéaire (surface 1) et modèle stochastique].

de la physique turbulente. Dans le cas présent on note ainsi que le décollement sur le barreau est sensiblement retardé. Toutefois, l'utilisation de l'approche RANS est répandue en écoulements complexes (haut nombre de Reynolds, géométrie irrégulière), où le rapport précision / coût de calcul est avantageux par rapport aux autres méthodes. Il paraît donc intéressant de se baser sur une telle approche pour prédire le bruit à large bande en ajoutant l'information manquante: les effets multi-échelles de la turbulence.

Kraichnan[62] a développé une méthode de reconstruction par modes de Fourier du champ turbulent instationnaire afin d'étudier la diffusion de particules. Cette méthode a ensuite été reprise par divers auteurs pour l'étude de la diffusion, du mélange ou de la propagation acoustique. Sur la base de ces travaux, Bailly *et al.* [4] ont construit l'approche SNGR (Stochastic Noise Generation and Radiation) qui consiste à générer stochastiquement le champ turbulent sur la base d'un champ moyen, et de propager l'acoustique résultante en champ lointain. Cette approche est séduisante car elle exploite au mieux l'information disponible en configuration complexe: le champ moyen peut être issu d'un calcul RANS et la construction turbulente est empirique. La rapidité de la méthode permet aussi d'obtenir des grandeurs statistiques convergées sur la base de moyennes d'ensemble. Néanmoins, cette formu-

lation s'avère encore peu performante dans le cadre d'une turbulence inhomogène, et nécessite d'autres développements.

Nous allons ici appliquer un modèle empirique construit par Casalino *et al.* [20] pour le cas d'un sillage de barreau en régime sous-critique, dont la formulation a été présentée au chapitre 2. L'idée consiste, sur la base du résultat RANS bidimensionnel, à construire un champ tridimensionnel en incorporant les effets de la turbulence sous la forme de déphasages aléatoires distribués selon une loi gaussienne à envergure fixée, et dont la variance obéit à une décroissance exponentielle de la corrélation calibrée par la valeur empirique de la longueur de corrélation. Dans le cas présent, la longueur de corrélation est imposée à $L_c = L_e = 3d$ et les sauts de phase se font à une période moyenne de 9 fois la période du lâcher ($\overline{P_{sp}} = 9/f_0$). Cette période des sauts de phase est en outre modulée par tirage aléatoire uniforme sur un intervalle de $\pm 30\%$ ($k_{sp} = 0.3$). Ces paramètres empiriques (longueur de corrélation et période des sauts de phase) ont été choisis en accord avec les mesures [55]. Bien que le calcul acoustique ne concerne que le profil, la longueur de corrélation en envergure est supposée égale à la valeur mesurée sur le barreau à ce régime (cf. Szepessy [107]). On néglige donc l'influence, sur la corrélation en envergure, de la convection des structures dans le sillage et de leur interaction avec le profil. L'autre paramètre, la fréquence des sauts de phase, est estimé à partir des tracés temporels de pression en paroi du profil issus de l'expérience (figure 3.14).

La figure 3.23 présente la densité spectrale de puissance obtenue sur la base de ce modèle à l'angle $\theta = 90^\circ$. On voit bien apparaître partiellement la composante à large bande sous la forme d'un élargissement du pic et du "bruit de fond" spectral. On arrive donc, en restituant les effets stochastiques de la turbulence dans les calculs RANS, à faire ressortir l'élargissement spectral du bruit.

L'application de ce modèle réduit naturellement la puissance du signal acoustique, du fait de la décorrélation en envergure. Comme le montre le schéma de directivité sur la figure 3.24, le calcul avec modèle sous-estime la puissance acoustique, alors que le calcul totalement corrélé la sur-estime, les deux calculs restant à 5 dB de part et d'autre des mesures. Seulement trois points ont été calculés avec ce modèle ($\theta = 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$) du fait qu'il s'agit d'un calcul nécessairement tridimensionnel (100 répétitions du champ en envergure) et donc beaucoup plus coûteux.

On notera toutefois que le modèle de Casalino est conçu pour le bruit généré dans le sillage d'un barreau, et donc inadapté aux géométries complexes de turbomachines. Il repose sur une approche phénoménologique du problème et ne prend en compte qu'une partie des effets de la turbulence (décorrélation en envergure, sauts de phase)

ce qui peut expliquer son incapacité à représenter la totalité de l'élargissement spectral. Toutefois il nous a permis de montrer que la simulation RANS peut fournir une base pour la simulation du bruit à large bande, moyennant l'utilisation d'un modèle de reconstruction des effets stochastiques de la turbulence. On peut ensuite penser à généraliser la construction du modèle en abandonnant l'approche phénoménologique liée au sillage du barreau, et en utilisant à la place des caractéristiques turbulentes plus fondamentales (spectre d'énergie...), qui doivent être reliées au champ moyen calculé. Ceci aurait pour objectif l'application à des sections de pales (interaction sillage / aube), ou même à la géométrie tridimensionnelle (interaction couche limite carter / tête d'aube).

3.6 Conclusion

Il apparaît finalement que le champ aérodynamique est reproduit de manière qualitative par les calculs RANS en ce qui concerne les grandeurs moyennes et fluctuantes. Les évolutions et les ordres de grandeurs sont respectés, et le processus d'interaction entre les tourbillons et le profil est correctement appréhendé.

On n'observe que peu de différences entre les trois modèles de turbulence, excepté dans le proche sillage du barreau. Cette zone se caractérise tout d'abord par la transition vers la turbulence, que l'approche RANS ne restitue pas mais où elle se montre sensible au modèle de turbulence. D'autre part l'anisotropie γ est très forte ainsi que la rotation moyenne. Seul le modèle non linéaire prend en compte ce dernier aspect, ce qui peut expliquer ses meilleures performances dans cette région.

L'approche RANS est moyenne (moyenne d'ensemble), elle simule les caractéristiques majeures du champ. Elle est ainsi capable de reproduire les phénomènes périodiques forcés, comme le défilement des sillages dans une turbomachine. Concernant les phénomènes auto-entretenus (instabilités), tels que le décrochage tournant dans une turbomachine, la simulation est plus ambiguë. Dans le cas présent, on a vu que seuls les principaux modes POD sont calculés (modes 0, 1 et 2) et l'acoustique obtenue sur cette base présente un spectre essentiellement concentré sur la fréquence du lâcher qui est sur-estimée. Concernant l'élargissement spectral, il est alors possible, pour cette géométrie simple, de réintroduire les influences stochastiques de la turbulence (décorrélation en envergure, sauts de phase) dans le calcul de propagation acoustique. On obtient ainsi un spectre à large bande se rapprochant des mesures. Toutefois, les modèles stochastiques sont encore limités vis-à-vis des configurations complexes, se heurtant par exemple à la restitution de la turbulence inhomogène.

Le calcul, par la Simulation des Grandes Echelles (LES), des principales fluctua-

tions turbulentes à l'origine du bruit à large bande, apparaît alors une alternative intéressante. Cette approche possède l'avantage d'une formulation générale, contrairement à une construction statistique *ad hoc*. En outre, des progrès sensibles ont été effectués ces dernières années pour l'utilisation en configuration complexe [78, 59] et l'application aux calculs acoustiques [113]. Les prochains chapitres vont être consacré à cette voie.

Chapitre 4

Ecoulements avec parois en LES

Dans le cadre de la formulation LES dont l'implantation a été présentée au chapitre 2, les termes de sous-maille ont d'abord été modélisés selon Smagorinsky [102]. La viscosité est évaluée par:

$$\nu_{sgs} = C_s^2 \Delta_c^2 |\tilde{S}|$$

avec:

$$|\tilde{S}| = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}$$

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

$$C_s = 0.18$$

Cette approche permet d'obtenir de très bons résultats en turbulence homogène isotrope (THI), mais pose des problèmes à proximité de parois solides. Dans ces régions, la turbulence ne peut plus être considérée comme homogène isotrope, et un gradient moyen de vitesse s'établit qui entraîne une sur-évaluation de la dissipation de sous-maille via les termes S_{ij} .

Ainsi, certains auteurs (cités par Sagaut [94]), recommandent de diviser la constante C_s par 2 dans un calcul de canal plan périodique afin de compenser cet effet. Cette méthode ne constitue toutefois pas une solution si on cherche à calculer des écoulements *a priori*, dans des conditions aérodynamiques incomparables avec celles du canal plan.

Une autre solution consiste à amortir la valeur de ν_{sgs} en utilisant une fonction qui dépend de la distance à la paroi. Généralement cette fonction est inspirée des résultats de Van Driest [110]. Néanmoins, ce modèle n'est véritablement valide que dans le cas d'une couche limite sur plaque plane, et se montre discutable pour des surfaces tridimensionnelles et des écoulements décollés par exemple. Par ailleurs,

l'évaluation de la distance à la paroi peut être ambiguë pour des géométries complexes.

Une troisième solution consiste alors à utiliser un modèle dynamique tel que le célèbre modèle développé par Germano *et al.* [43], qui au moyen d'un second filtrage à une échelle supérieure détermine la dissipation nécessaire en fonction de l'écoulement. Cette approche a néanmoins l'inconvénient d'alourdir la formulation, ce qui est gênant dans le cadre de calculs d'aérodynamique appliquée (aéronautique...). La complexité d'une telle formulation peut paraître incohérente vis-à-vis des approximations qui sont effectuées par ailleurs afin de réduire les coûts numériques (précision des schémas utilisés...).

Dans le cadre de cette thèse, nous avons décidé d'adapter le modèle de Smagorinsky à des écoulements en paroi au travers de modifications plus élémentaires que la formulation de Germano *et al.*, tout en permettant la prise en compte de phénomènes aérodynamiques tridimensionnels et de géométries évoluées. Le 'modèle auto-adaptatif' proposé par Casalino [18] permet une adaptation de la viscosité de sous-maille dans les écoulements cisailés, en fonction des grandeurs aérodynamiques locales. Il s'inspire en partie des travaux de Shao et Zhang [99] sur le sujet.

La première partie du chapitre sera consacrée à la formulation du 'modèle auto-adaptatif'. Ensuite seront présentés les tests d'évaluation, effectués dans le cadre de cette thèse. Il s'agit d'abord de la configuration 'canal plan périodique', où le calcul LES avec le modèle auto-adaptatif est comparé aux résultats fournis par le modèle Van Driest, avec pour référence une simulation DNS validée. C'est un premier cas-test en géométrie simple destiné à vérifier que le modèle donne des résultats corrects sur cette configuration bien connue. Ensuite, le modèle est appliqué au calcul de l'aérodynamique et de l'aéroacoustique d'un barreau en régime sous-critique, afin d'évaluer ses capacités en écoulement complexe.

Présentation du modèle auto-adaptatif

Ce modèle pondère les gradients \widetilde{S}_{ij} en fonction de l'écoulement local instantané, afin de réduire l'influence des forts gradients moyens. Par rapport au modèle de Smagorinsky:

$$|\widetilde{S}| = \sqrt{2\widetilde{S}_{ij}\widetilde{S}_{ij}}$$

avec sommation sur i et j , est remplacé par:

$$|\widetilde{S}| = \sqrt{2W_{ij}\widetilde{S}_{ij}^2}$$

avec:

$$W_{ij} = \frac{9 \frac{1}{\sum_B |\widetilde{S}_{ij}|^3}}{\sum_{l,m} \frac{1}{\sum_B |\widetilde{S}_{lm}|^3}} \quad (4.1)$$

Le symbole \sum_B représente une sommation en espace sur les N_W points voisins ($N_W = 27$ en pratique).

Les gradients moyens dominants sont atténués par la faible valeur correspondante de: $1 / \sum_B |\widetilde{S}_{ij}|^3$. Dans ce dernier terme, \widetilde{S}_{ij} est élevé au cube afin de profiter de l'augmentation du moment statistique d'ordre 3 (coefficient d'asymétrie) avec l'anisotropie [74].

Il faut enfin remarquer que le coefficient de pondération représente un taux. Le numérateur, $1 / \sum_B |\widetilde{S}_{ij}|^3$, est divisé par la somme des valeurs du tenseur, c'est à dire $\sum_{l,m} \left\{ 1 / \sum_B |\widetilde{S}_{lm}|^3 \right\}$, et multiplié par 9 étant donné que le tenseur possède 9 termes. Ainsi le modèle tend à compenser l'anisotropie, amortissant le gradient dominant et augmentant l'influence des autres gradients.

4.1 Canal plan périodique

4.1.1 Présentation générale du cas test

Cette configuration se caractérise par un écoulement moyen selon x limité par deux parois planes en $y = \pm\delta$. L'écoulement moyen est homogène dans les directions x et z et la vitesse moyenne au centre est notée U_0 .

Pour les mesures, ce cas test nécessite un canal de suffisamment grandes dimensions selon x et z afin de se rapprocher localement de l'homogénéité souhaitée et d'avoir un écoulement turbulent établi. Le débit est fixé en entrée du dispositif, ce qui permet de contrôler la vitesse moyenne U_0 au centre du canal. Un certain nombre d'études expérimentales sont recensées dans l'article de Kim *et al.* [60].

Par ailleurs, cette configuration est très bien adaptée aux simulations numériques. Il suffit de représenter une fraction du canal capable de contenir les plus grosses structures turbulentes (les *streaks*) et d'imposer selon x et y une condition limite de périodicité. Ainsi le domaine est de taille réduite et le traitement des conditions limites est aisé. En outre la transition vers la turbulence s'entretient elle-même dans

le domaine, les conditions en sortie étant transmises en entrée, et on tend alors vers l'équilibre attendu. Ceci rend cette configuration élémentaire de turbulence en paroi très attrayante.

Toutefois il est nécessaire d'introduire un terme source artificiel dans l'équation de quantité de mouvement selon x , afin de maintenir la vitesse qui sinon tend vers zéro au cours du temps, sous l'effet des frottements. Compte tenu de l'homogénéité du champ moyen selon x et z , si on intègre selon y entre $-\delta$ et δ l'équation de quantité de mouvement pour x moyennée au sens de Reynolds, on trouve que le terme source moyen doit vérifier:

$$S = \frac{\rho u_w^2}{\delta}$$

Nous avons amélioré l'évaluation du terme source nécessaire en effectuant un bouclage sur la vitesse moyenne au centre du canal. En effet, la vitesse U_0 moyennée en espace est comparée à chaque instant du calcul à la vitesse souhaitée U_{ref} , et le terme source est modulé en fonction du rapport des deux vitesses:

$$S = \frac{2\rho u_w^2}{L_y} \left(1 - 20 \left(\frac{U_0}{U_{ref}} - 1 \right) \right)$$

Pour ne pas fausser le bilan d'énergie, il faut également introduire le terme source $S.u_1$ dans l'équation de l'énergie totale.

Dans le cas présent ont été choisies: $U_0 = 20\text{m/s}$, $L_x = 6\text{m}$, $L_y = 2\delta = 2\text{m}$, $L_z = 3.1416\text{m}$. L'écoulement se caractérise par les nombres de Reynolds suivants, basés respectivement sur la vitesse au centre du canal et la vitesse de frottement:

$$Re_\delta = \frac{\rho U_0 \delta}{\mu} = 7900 \quad \text{et} \quad Re_w = \frac{\rho u_w \delta}{\mu} = 395$$

Grâce au terme source correctif, la vitesse au centre du canal est restée comprise entre 19.6m/s et 20.2m/s .

Pour l'évaluation des résultats, les simulations directes (DNS) de Moser *et al.* [82], faisant suite à l'étude de Kim *et al.* [60] constituent de solides références. Ces DNS, effectuées avec beaucoup de rigueur (code optimisé, 9.5 millions de points) permettent de très bonnes comparaisons avec les mesures.

4.1.2 Présentation des calculs

Les calculs ont été effectués en utilisant:

- un schéma centré en espace pour les flux convectifs (d'ordre 4 en monodimensionnel) sans viscosité numérique additionnelle¹;
- un schéma explicite d'avancement en temps selon une procédure de Runge-Kutta (5 pas) du second ordre, avec un pas en temps constant de 10^{-5} s.

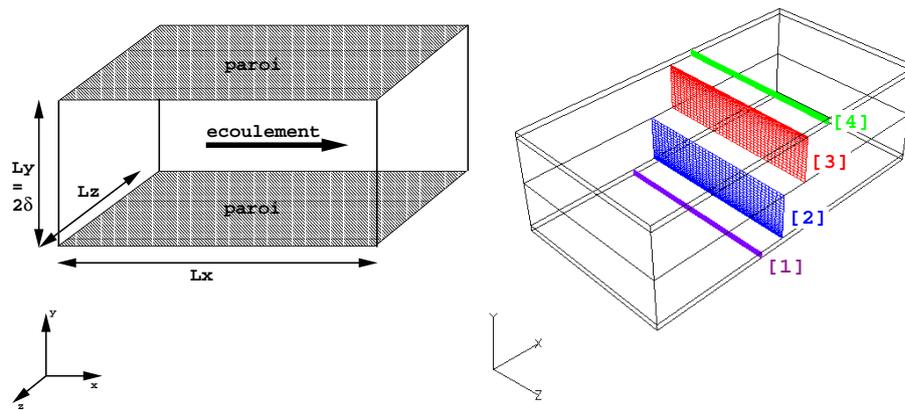


FIG. 4.1 – Canal plan périodique. Gauche: schémas de configuration. Droite: visualisation de la disposition du maillage en 4 domaines; pour chaque domaine est tracée une face de maillage à x constant en décalant de 4 indices entre domaines afin de les distinguer.

Le maillage compte $50 \times 91 \times 40 = 182\,000$ points dans les directions x , y et z respectivement (indices i , j , k). Il est uniforme selon x et z , mais suit la loi suivante selon y :

$$\text{pour } j = 1..j_{dim} : \quad y_j = \delta.C. \tanh(K_c.\xi_j)$$

$$\xi_j = 2 \frac{j-1}{j_{dim}-1} - 1$$

$$C = 1.01 \quad K_c = 2.65$$

La première maille à la paroi a une hauteur de $\Delta y^+ = 0.5$ et on compte 10 mailles en dessous $y^+ = 10$, ceci afin d'échantillonner correctement la dynamique turbulente près de la paroi.

Dans les autres directions (uniformes) on a: $\Delta x^+ = 48$ et $\Delta z^+ = 32$. Ceci est conforme aux recommandations de Zang reportées par Sagaut [94], permettant la

1. La viscosité numérique est souvent utilisée pour stabiliser un schéma centré, toutefois dans le cadre de la LES elle peut s'avérer du même ordre que la viscosité de sous-maille[41] et ainsi fausser le calcul aérodynamique. Dans les études LES présentées ici, la viscosité numérique n'est pas utilisée, les calculs se stabilisent par la viscosité du fluide et la viscosité de sous-maille.

résolution des plus grosses structures de paroi dont l'espacement caractéristique est de l'ordre de $\Delta z^+ = 100$.

Ce maillage a ensuite été découpé selon y en 4 domaines de dimensions topologiques similaires afin de mener des calculs parallèles sur 4 processeurs et réduire ainsi les temps d'obtention des résultats (voir figure 4.1).

Les conditions aux limites sont périodiques selon x et z , et une condition d'adhérence adiabatique est imposée aux parois ($y = \pm\delta$).

1er calcul: amortissement selon Van Driest en paroi

Cette modification du modèle de Smagorinsky consiste seulement à appliquer, au terme de dissipation de sous-maille, une fonction d'amortissement suivant une loi de Van Driest. Ainsi on compense près de la paroi la sur-estimation de la viscosité turbulente engendrée par l'influence du gradient moyen de vitesse dans les S_{ij} .

$$\nu_{sgs} = (f_d(y^+))^2 C_s^2 \Delta_c^2 |\tilde{S}|$$

avec:

$$|\tilde{S}| = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}$$

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

$$C_s = 0.18$$

et:

$$f_d(y^+) = 1 - e^{-y^+/25}$$

Ce modèle est uniquement appliqué au calcul de canal plan, où il sert de référence. En effet, il est conçu pour un écoulement proche d'une couche limite bidimensionnelle et se trouve inadapté dans le cas de décollements, d'effets tridimensionnels ou de parois non planes. En outre, il est difficilement utilisable en géométrie complexe car sa formulation nécessite l'estimation de la distance à la paroi.

Ce calcul a été initialisé en interpolant sur notre maillage un résultat instantané de calcul effectué sur la même configuration mais avec un maillage légèrement différent (calcul LES par E. Sargent [98]). Il aurait été possible d'initialiser le calcul par un profil laminaire et d'attendre la transition puis l'établissement de la turbulence, mais cette procédure aurait été coûteuse en temps et inutile, le calcul de la transition n'étant pas au centre de notre étude. Ici le champ initial dispose déjà de

fluctuations et il suffit au calcul d'atteindre un état statistiquement stationnaire.

La figure 4.2-gauche présente l'évolution de l'énergie turbulente totale E'_t pour les quatre domaines de calcul, pendant la phase d'enregistrement après la convergence.

$$E'_t = \frac{1}{L_x \cdot L_y \cdot L_z} \int_x \int_y \int_z (\vec{u} - \vec{u}_{m(xz)})^2 dx \cdot dy \cdot dz$$

avec:

$$\vec{u}_{m(xz)} = \frac{1}{L_x \cdot L_z} \int_x \int_z \vec{u} dx \cdot dz$$

On observe bien, pour des raisons de symétrie, la correspondance des domaines 1 et 4 d'une part et 2 et 3 d'autre part. Le niveau des domaines 1 et 4 est supérieur à cause de la plus forte intensité turbulente en paroi.

Un régime stationnaire est atteint, pour chaque domaine E'_t fluctue autour d'une valeur moyenne, comme présenté par la figure 4.2 sur une durée correspondant à 4 traversées de canal ($4 \times L_x/U_0$). Les fluctuations résiduelles sont imputables à la turbulence et la seule manière de s'en affranchir est d'introduire une moyenne temporelle.

2nd calcul: modèle auto-adaptatif

Ce calcul a été lancé à partir du même champ que le calcul précédent, puis mené à convergence.

On retrouve sur la figure 4.2-droite l'évolution de E'_t pour chaque domaine pendant la phase d'enregistrement. L'évolution est très proche du calcul de référence (i.e. Van Driest), avec des niveaux et des fluctuations similaires.

4.1.3 Résultats

Pour chaque calcul, 60 enregistrements ont été effectués à intervalles réguliers, couvrant une durée de 1,25s en régime stationnaire. Nous allons ici présenter les grandeurs statistiques qui ont été calculées sur la base de ces enregistrements et nous évaluerons la qualité des simulations en les comparant à la DNS de Moser *et al.* [82].

La configuration du canal plan, partiellement homogène, permet d'effectuer une moyenne en espace selon x et z du champ turbulent. La moyenne combinée en temps et en espace sera notée $\langle \langle . \rangle \rangle_{et}$.

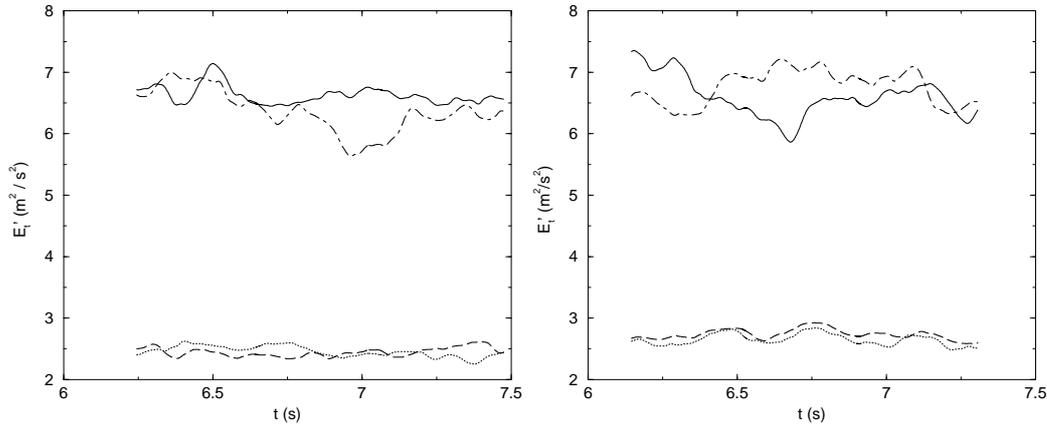


FIG. 4.2 – *Energie turbulente E'_t pour les calculs LES. Gauche: modèle Van Driest, Droite: modèle auto-adaptatif [—: domaine 1, ---: domaine 2,: domaine 3, - · -: domaine 4].*

Tout d'abord, la valeur équivalente de C_s a été tracée sur la figure 4.3 pour les deux modèles. Elle est notée C_{seq} et définie par: $\nu_{sgs} = C_{seq}^2 \Delta_c^2 |\tilde{S}|$. Elle est calculée pour chaque modèle selon les formules exposées dans le tableau 4.1.

modèle de Van Driest	modèle auto-adaptatif
$C_{seq} = C_s \times \left[1.0 - e^{-y^+/25} \right]^2$	$C_{seq} = C_s \times \frac{\sqrt{2W_{ij}S_{ij}^2}}{\sqrt{2S_{ij}^2}}$

TAB. 4.1 – *Valeur de C_{seq} pour les deux modèles.*

Pour le modèle Van Driest, il s'agit d'une relation algébrique dépendant de la distance à la paroi. La valeur de C_{seq} est fixée à 0.18 au centre du canal, ce qui correspond à la valeur de C_s pour une turbulence homogène isotrope. Près des parois, C_{seq} chute afin de compenser les forts gradients dans l'évaluation de la viscosité de sous-maille, comme expliqué précédemment.

Pour le modèle auto-adaptatif, C_{seq} dépend du champ aérodynamique calculé. Le profil représenté sur la figure 4.3 correspond à la moyenne spatiale calculée sur un champ obtenu après convergence. On observe un comportement analogue au modèle Van Driest. Néanmoins, C_{seq} tend naturellement vers 0.16 au centre du canal, et se rapproche ainsi de la valeur obtenue par Germano *et al.* sur la même configuration (0.15). Ceci indique que la turbulence n'est pas véritablement "homogène isotrope" au centre du canal. Près des parois, la pondération des gradients par les W_{ij} apparaît sous la forme d'un amortissement du C_{seq} similaire au modèle Van Driest. Toutefois, la loi suivie en paroi ne correspond pas à celle de Van Driest. Il est possible d'in-

introduire une puissance dans la construction du modèle afin de se rapprocher de la loi de Van Driest. Cependant, le modèle auto-adaptatif ne se justifie pas par comparaison avec le modèle Van Driest, mais par la pondération des gradients destinée à se rapprocher de conditions isotropes pour l'évaluation de ν_{sgs} . En outre, il est utile de rappeler que le modèle auto-adaptatif a pour avantage d'être applicable en géométrie complexe, et c'est pour cela qu'il a été développé.

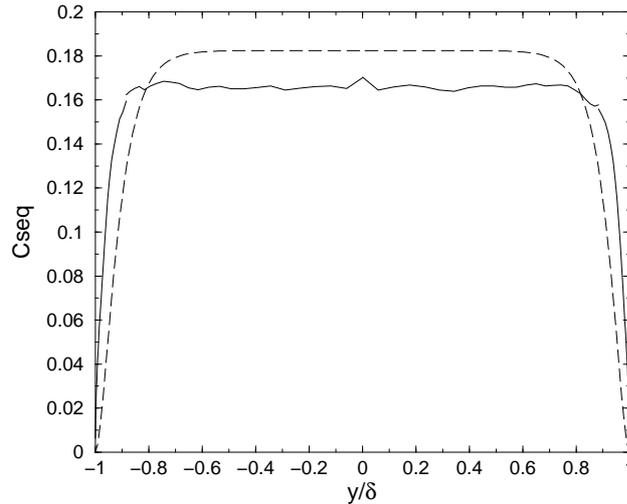


FIG. 4.3 – Valeur de C_{seq} pour le modèle de Van Driest (---) et le modèle auto-adaptatif (—).

Les résultats aérodynamiques sont alors présentés sur les figures 4.4 à 4.8. Il s'agit:

- du profil de vitesse moyenne $\langle\langle u_1 \rangle\rangle_{et}$;
- des fluctuations turbulentes u'_1 , u'_2 et u'_3 ;
- du cisaillement turbulent $\langle\langle u'_1 u'_2 \rangle\rangle_{et}$ et du cisaillement total: $\langle\langle u'_1 u'_2 \rangle\rangle_{et} + \nu \partial \langle\langle u_1 \rangle\rangle_{et} / \partial y$;
- des corrélations de vitesse en deux points selon l'envergure: $R_{ii}(r_3) = \langle\langle u'_i(x, y, z, t) \cdot u'_i(x, y, z + r_3, t) \rangle\rangle_{et}$.

- Le profil de vitesse moyenne en paroi est bien reproduit par les deux calculs LES: la sous-couche visqueuse, la zone tampon et la région logarithmique sont correctement restituées.

- Les fluctuations turbulentes u'_i sont également bien prédites en termes de niveaux, d'évolutions et même de positions des extrema. La dépendance vis-à-vis du modèle de paroi est plus marquée pour les vitesses fluctuantes: le modèle régule la dissipation et agit ainsi directement sur le niveau de turbulence. Les résultats obtenus indiquent la bonne qualité des modèles qui permettent le développement de la turbulence en

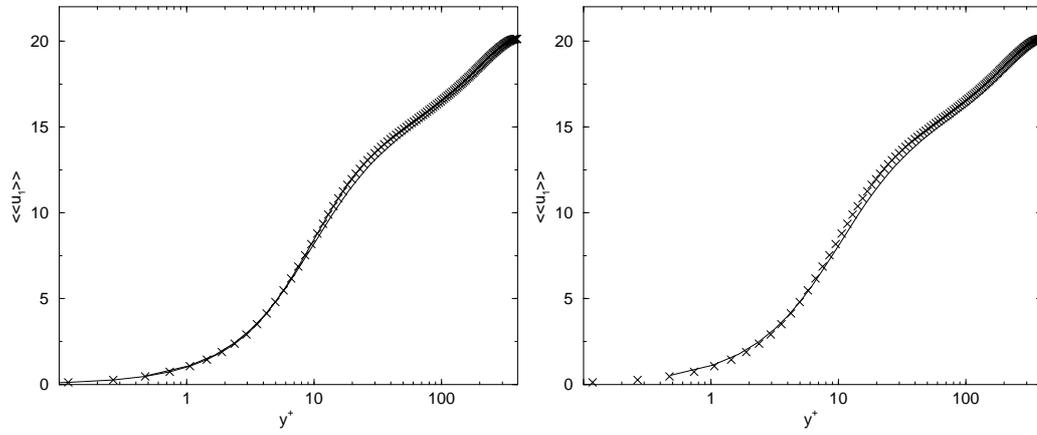


FIG. 4.4 – Profil de vitesse moyenne. Gauche: modèle Van Driest, Droite: modèle auto-adaptatif [$\times \times$: DNS, —: LES].

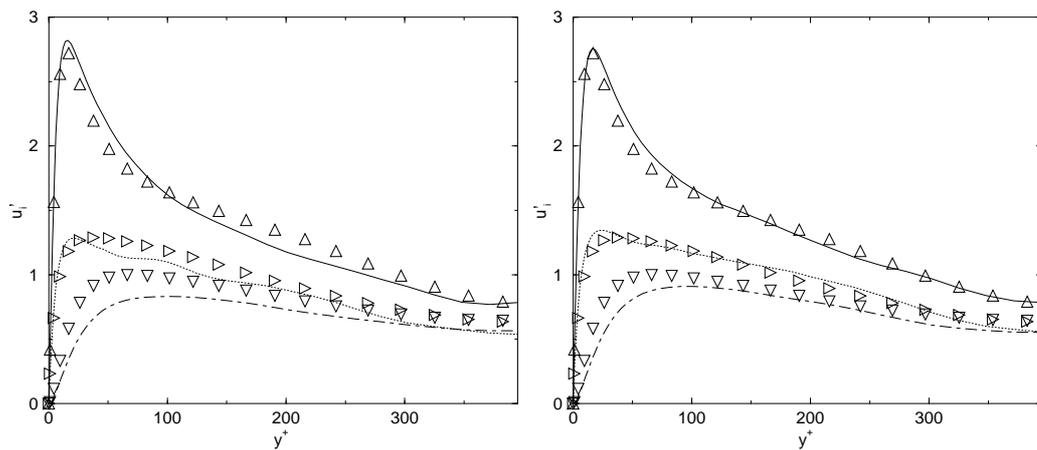


FIG. 4.5 – Profil des vitesses fluctuantes. Gauche: modèle Van Driest, Droite: modèle auto-adaptatif. [$\triangle \triangle$: u'_1 DNS, $\nabla \nabla$: u'_2 DNS, $\triangleright \triangleright$: u'_3 DNS, —: u'_1 LES, - · -: u'_2 LES, · · · ·: u'_3 LES].

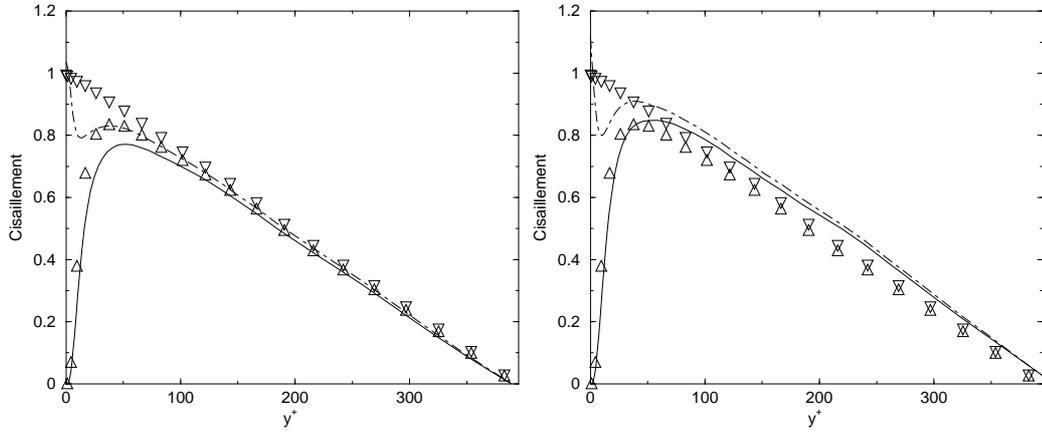


FIG. 4.6 – Profil de cisaillement moyen. Gauche: modèle Van Driest, Droite: modèle auto-adaptatif. [$\triangle \triangle$: $\langle\langle -u_1 \cdot u_2 \rangle\rangle_{et}$ DNS, $\nabla \nabla$: $\langle\langle -u_1 \cdot u_2 \rangle\rangle_{et} + \nu \cdot d \langle\langle u_1 \rangle\rangle_{et} / dy$ DNS, —: $\langle\langle -u_1 \cdot u_2 \rangle\rangle_{et}$ LES, - · -: $\langle\langle -u_1 \cdot u_2 \rangle\rangle_{et} + \nu \cdot d \langle\langle u_1 \rangle\rangle_{et} / dy$ LES].

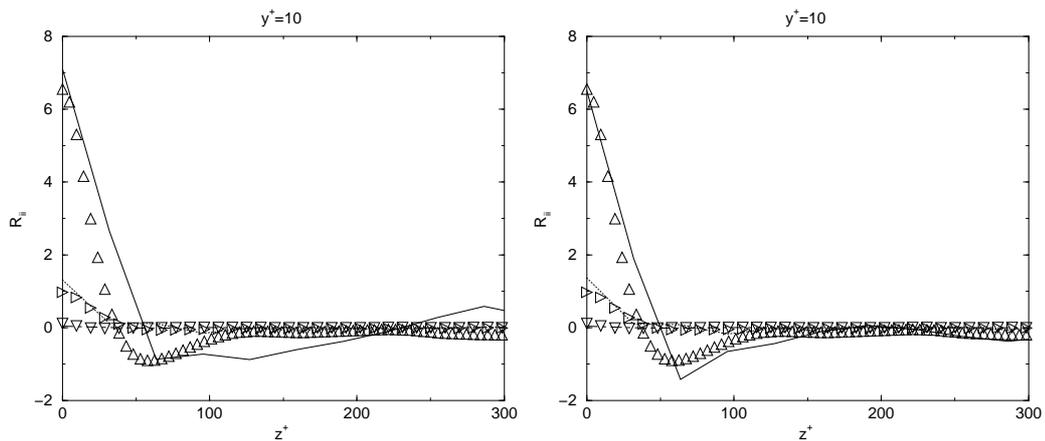


FIG. 4.7 – Correlation selon l'envergure en $y^+ = 10$. Gauche: modèle Van Driest, Droite: modèle auto-adaptatif. [$\triangle \triangle$: R_{11} DNS, $\nabla \nabla$: R_{22} DNS, $\triangleright \triangleright$: R_{33} DNS, —: R_{11} LES, - · -: R_{22} LES, ·····: R_{33} LES].

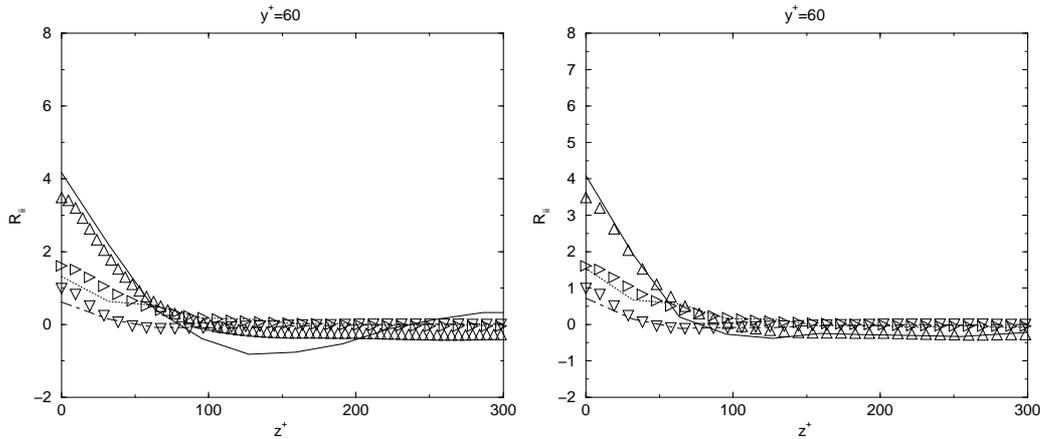


FIG. 4.8 – Correlation selon l'envergure en $y^+ = 60$. Gauche: modèle Van Driest, Droite: modèle auto-adaptatif. [$\triangle \triangle$: R_{11} DNS, $\nabla \nabla$: R_{22} DNS, $\triangleright \triangleright$: R_{33} DNS, —: R_{11} LES, - · - : R_{22} LES, · · · · · : R_{33} LES].

paroi tout en maintenant un niveau de dissipation de sous-maille suffisant pour représenter la cascade d'énergie et ainsi limiter le niveau des fluctuations. Le modèle auto-adaptatif apparaît même plus performant, avec un évolution plus régulière des fluctuations u'_3 et des niveaux en meilleur accord avec la référence.

- Les tensions de cisaillement calculées sont en bon accord avec la DNS: le cisaillement turbulent croit de manière linéaire depuis le centre du canal vers la paroi, puis chute en arrivant à $y^+ < 40$ où il est remplacé par le cisaillement laminaire. Les niveaux sont légèrement sur-estimés au centre du canal par le modèle auto-adaptatif, mais les résultats dans la zone de forte turbulence ($y^+ < 40$) sont par contre meilleurs que le modèle Van Driest.

- Enfin, on observe de très bonnes performances de la LES dans le calcul des corrélations selon l'envergure. En dépit de la faible densité du maillage LES (visible par les discontinuités des courbes), nos calculs donnent des résultats très proches de la DNS, avec les bonnes évolutions et les bons niveaux. Ici aussi le modèle auto-adaptatif donne de meilleurs résultats avec en particulier une meilleure description du minimum de R_{11} à $y^+ = 10$ et $y^+ = 60$

La décroissance de la corrélation R_{11} selon r_3 en paroi ($y^+ = 10$) est liée à la présence de *streaks* (bandes de faible vitesse dans le sens de l'écoulement). Leur demi-espacement moyen est mesuré [82] comme la distance r_3 associée au minimum de $R_{11}(r_3)$. La DNS indique ainsi un demi-espacement moyen de $\Delta z^+ = 50$ unités de paroi à $y^+ = 10$. L'envergure des streaks est très bien simulée par la LES. L'augmentation du demi-espacement lorsque la distance à la paroi augmente (passage de $y^+ = 10$ à $y^+ = 60$) est également bien reproduit par les calculs LES. Une visualisation des streaks est présentée sur la figure 4.9-gauche où sont tracés les contours

de vitesse à $y^+ = 10$ pour le calcul avec modèle auto-adaptatif.

La décroissance de R_{22} selon z , visible surtout à $y^+ = 60$, est associée à la présence de tourbillons selon x , que l'on retrouve sur la figure 4.9-droite.

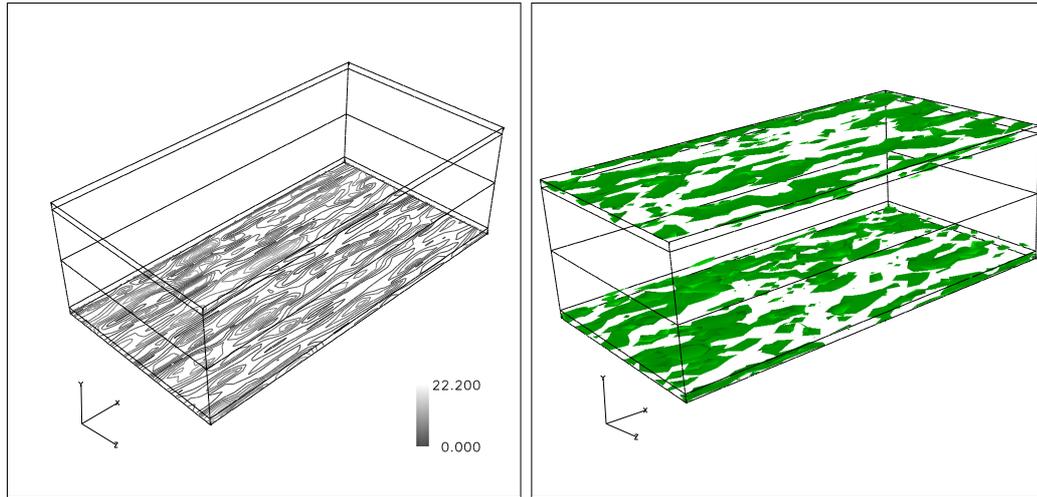


FIG. 4.9 – Calcul avec modèle auto-adaptatif. Gauche: Iso-lignes de vitesse à $y^+ = 10$ permettant de voir les streaks (régions de sous vitesse). Droite: Iso-surface de vortacité ($rot(\vec{u})|_x = \pm 60.0$) permettant de voir les structures tourbillonnaires alignées avec l'écoulement en proche paroi.

4.1.4 Conclusions sur le cas du canal plan périodique

La configuration du canal plan périodique a permis un premier cas test en paroi. Afin de restituer la dynamique turbulente, la LES est résolue sur tout le domaine, avec une densité de maillage $\Delta y^+ \sim 1$ et $\Delta x^+ \sim \Delta z^+ \sim 30$ dans les directions respectivement perpendiculaire et parallèle à la paroi.

Il n'y a pas régression par l'utilisation du modèle auto-adaptatif: il donne d'aussi bonnes performances, voire de meilleures, que le modèle Van Driest pour lequel cette géométrie est parfaitement adaptée.

La section suivante va présenter l'évaluation du modèle auto-adaptatif dans une configuration plus complexe, mettant en œuvre une paroi incurvée et un décollement. Le modèle va ainsi pouvoir exprimer les capacités de sa formulation, qui a été conçue pour s'appliquer en écoulement quelconque et à faible coût de calcul (haut Re).

4.2 Barreau circulaire en régime sous-critique

Comme indiqué au premier chapitre, depuis l'étude de Strouhal en 1878 sur le sifflement émis par des barreaux en translation, l'écoulement autour d'un barreau et le sifflement qui en résultent constituent un sujet de prédilection en mécanique des fluides. On rappelle ici l'étude de stabilité du sillage par von Kármán en 1912 et la contribution de Phillips [86] en 1956, qui calcula l'intensité du sifflement à la fréquence du lâcher tourbillonnaire en fonction des fluctuations de pression en paroi et de la longueur de corrélation en envergure. L'utilisation de méthodes numériques évoluées (LES) a pour but d'aller plus loin en représentant avec précision le spectre acoustique émis, y compris la partie à large bande résultant de l'influence de la turbulence.

L'évaluation de la LES et du modèle auto-adaptatif va ainsi être poursuivie en étudiant l'écoulement autour d'un barreau circulaire en régime sous-critique ($Re_d = 48\,000$). Il s'agit d'un cas test complexe ("A challenging test case" selon l'étude aérodynamique de Breuer [11]). Il met en jeu, à haut nombre de Reynolds, un décollement libre des couches limites laminares, une transition dans les couches de cisaillement et un sillage gouverné par un lâcher tourbillonnaire.

Ainsi on peut considérer ce cas test comme une porte vers les configurations complexes rencontrées dans les applications industrielles.

Ainsi, Rodi [90] a présenté en 1998 une revue de calculs LES d'écoulements autour de corps non profilés, dont le barreau circulaire. La dispersion des résultats prouve la complexité de ces configurations.

Ce cas test permettra de vérifier la validité du modèle auto-adaptatif en l'appliquant à un écoulement dont l'aérodynamique est complexe. En particulier le sillage est une zone de forts gradients où le modèle de sous-maille doit maintenir un niveau de dissipation suffisant.

Le diamètre du barreau vaut $d = 0.01$ m et la vitesse est imposée à $U_\infty = 72$ m/s à l'amont ($Re_d = 48\,000$). On remarquera qu'il s'agit des mêmes conditions que pour le cas test barreau-profil, cette étude constitue donc un pas intermédiaire avant la simulation de référence.

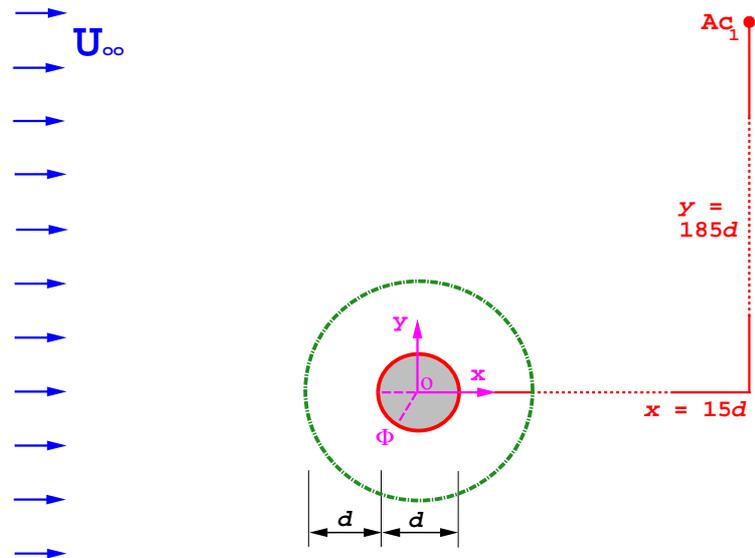


FIG. 4.10 – Configuration et notations pour le cas 'barreau isolé' [— : surface 2 (paroi du barreau), - · - : surface 3 (à $1d$ de la paroi)]. Remarque: on définit r comme le rayon associé aux coordonnées cylindriques.

4.2.1 Configuration numérique

Le code de calcul utilise:

- un schéma centré pour les flux convectifs (quatrième ordre en monodimensionnel), sans viscosité numérique;
- un schéma centré du second ordre pour les flux diffusifs;
- un avancement en temps selon une procédure de Runge-Kutta à 5 pas du second ordre.

Le maillage s'étend sur un rayon de 20 diamètres autour de l'axe du barreau, et sur une envergure de 3 diamètres. Cette dernière longueur est limitée afin de réduire les coûts de calcul, elle permet toutefois la représentation d'une longueur de corrélation ($L_c \sim 3d$ selon Szepessy [107] pour $Re_d = 4.3 \cdot 10^4$). La figure 4.11 présente la vue d'une section du maillage à envergure fixée. Cette dernière, constituée de 197 points selon la circonférence et 193 selon le rayon, est répétée à intervalles réguliers le long de l'envergure afin de la discrétiser en 31 points. Le nombre total de points est d'environ 1.2 millions. Ainsi, les mailles en paroi se caractérisent par les longueurs suivantes:

$\Delta y^+ < 3$ (< 2 dans la zone décollée turbulente) dans la direction normale à la paroi;
 $\Delta x^+ < 200$ (< 90 dans la zone décollée turbulente) parallèlement à la paroi;
 $\Delta z^+ < 550$ (< 350 dans la zone décollée turbulente) dans la direction de l'envergure.
 Ces valeurs sont sensiblement plus élevées que celles utilisées dans le canal plan, ceci

afin de limiter le temps de calcul. Toutefois, il faut noter que dans le cas du barreau présenté ici, la transition ne survient qu'après le décollement et l'écoulement est alors dominé par le lâcher tourbillonnaire, dont la longueur caractéristique est égale au diamètre du barreau.

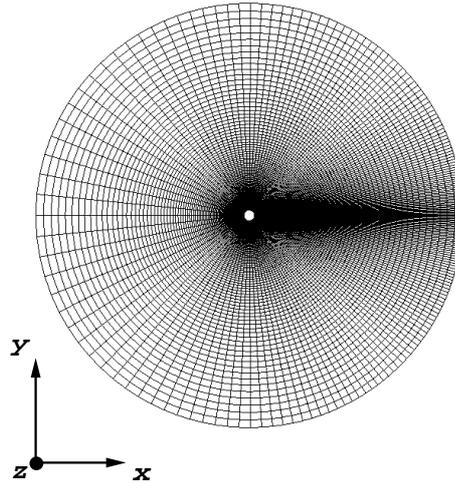


FIG. 4.11 – Vue du maillage au niveau de la section ($z = 0$).

L'adhérence adiabatique du fluide est imposée sur la paroi du barreau. Afin limiter le confinement des ondes acoustiques à l'intérieur du domaine de calcul, la condition de non réflexion est appliquée à la frontière circonférentielle. En outre une zone éponge est constituée en étirant les mailles en périphérie (figure 4.11) et en ajoutant une viscosité numérique dans le schéma en espace² selon la loi:

$$\epsilon_{ze} = 0.1 + \frac{0.22}{\pi} \times \arctan(50 \times (r - 0.13)) \quad (4.2)$$

où r est le rayon au point considéré dans le domaine de calcul (en m). La figure 4.12 présente un tracé de $\epsilon_{ze}(r)$. On remarque que: $\epsilon_{ze}(0.5d) = 10^{-3}$, la viscosité numérique est donc très faible au niveau de la paroi du barreau. Ceci permet d'espérer que l'influence sur les résultats LES reste faible, ce qui sera vérifié a posteriori en comparant des grandeurs aérodynamiques calculées avec l'expérience (en particulier les fluctuations, mais aussi la position du décollement qui est sensible à Re_d et donc à la viscosité). Par contre, dans la région périphérique du domaine de calcul ($15 \geq r/d \geq 20$), ϵ_{ze} devient relativement forte et atteint le niveau généralement utilisé pour stabiliser des calculs Euleriens à $M_\infty \sim 0.2$ [103, 104].

2. cf. chapitre 2, paragraphe sur les schémas pour les flux convectifs.

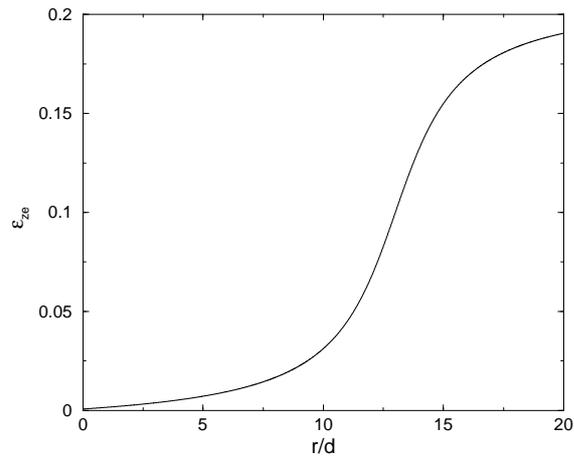


FIG. 4.12 – Viscosité numérique constituant la zone éponge, en fonction du rayon.

Enfin la condition de glissement est imposée sur les frontières limitant l'envergure: l'objectif est de réduire les contraintes imposées au champ aérodynamique dans la troisième direction (en particulier sur la corrélation) afin de pouvoir comparer les résultats aux expériences qui ont été effectuées avec un rapport d'aspect envergure / diamètre nettement plus élevé: $L_{exp}/d = 30$.

Le champ aérodynamique a été initialisé à partir d'un calcul RANS, qui a été effectué sur une surface 2D ($z = cte$) et dupliqué selon l'envergure pour constituer le domaine 3D. Le calcul LES a alors été mené sur 23 cycles, ce qui a assuré l'obtention d'un état statistiquement stationnaire. Sur 32 processeurs Silicon Graphics Origin 3000, la durée d'un cycle est d'environ 1.5 jours. Après convergence, le calcul a été poursuivi pendant 22 cycles avec environ 100 sauvegardes par cycle. Du fait de la grande quantité de mémoire requise par la sauvegarde des champs 3D, les sauvegardes ont été faites sur trois surfaces (cf. figure 4.13):

- surface 1, définie par $z = 0.011m$;
- surface 2, définie par $r = 0.5 d$ (surface du barreau);
- surface 3, définie par $r = 1.5 d$ (à $1 d$ autour de la surface du barreau).

Les post-traitements aérodynamiques se font essentiellement sur la surface 1. Les surfaces 2 et 3 sont utilisées pour évaluer la décorrélation selon l'envergure, calculer les spectres aérodynamiques (moyennés selon z), ainsi que pour calculer le champ lointain acoustique (qui s'appuie ainsi naturellement sur la décorrélation simulée dans la troisième direction). La position de la surface 3, à une distance $1 d$ de la paroi, permet d'englober de près la zone de recirculation. Ceci sera illustré dans le paragraphe consacré aux fluctuations dans le sillage, montrant que le maximum de fluctuations (désignant la longueur de formation L_f des tourbillons) se situe à

environ $1d$ du point d'arrêt aval. Du point de vue acoustique, les quadrupôles générés par la zone de recirculation, zone de plus fort réarrangement, sont implicitement pris en compte en intégrant l'analogie acoustique sur la surface 3.

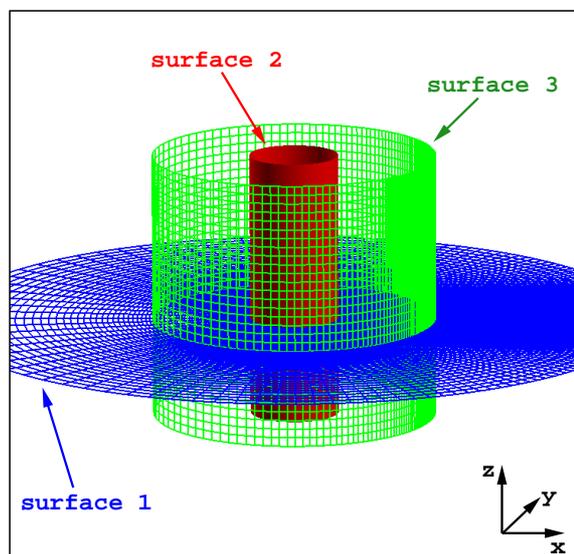


FIG. 4.13 – Surfaces de sauvegarde pour le calcul sur le barreau isolé: surface 1 définie par $z = 1.1d$ (ici visualisée pour $r \leq 4d$ seulement), surface 2 en paroi du barreau, surface 3 à $\Delta r = 1d$ de la paroi.

4.2.2 Résultats aérodynamiques

Le lâcher tourbillonnaire se fait autour de la fréquence définie par $St = 0.21$, ce qui peut s'observer par un pic dominant le spectre acoustique (voir figure 4.22). Cette valeur est en concordance avec les mesures répertoriées par Cantwell et Coles [13] pour ce nombre de Reynolds: $0.18 < St < 0.20$.

Grandeurs intégrales en paroi

Le tableau 4.2 présente les forces intégrales sur le barreau ainsi que l'angle de décollement, pour le calcul et des expériences de référence issues de la bibliographie.

La LES produit de bons résultats. Les forces se trouvent à l'intérieur ou tout près des intervalles de mesures, plus précisément dans la zone inférieure. En outre la position du décollement est également bien reproduite —ce qui est nécessaire à la bonne prédiction des forces—, la légère sur-estimation pouvant même être expliquée par le fait que les mesures de Achenbach [1] ont été faites à $Re_d = 6 \cdot 10^4$, Φ_s décroissant avec le nombre de Reynolds dans cet intervalle.

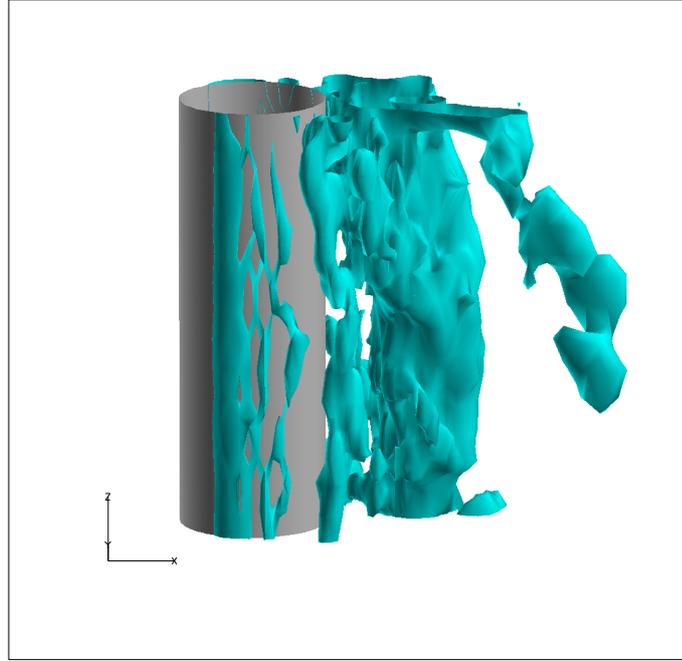


FIG. 4.14 – Iso-surface de pression ($P_s = 0.96 P_\infty$) à un instant du calcul.

	LES	Mesures
$\langle C_D \rangle$	1.02	[1.0,1.35] Cantwell&Coles[13] ($Re_d = 4.8 \cdot 10^4$) 1.35 Szepessy&Bearman[108] ($Re_d = 4.3 \cdot 10^4$) [1.0,1.3] Achenbach[1] ($Re_d = 4.8 \cdot 10^4$)
C'_D	0.076	[0.08,0.1] Gerrard[44] ($Re_d = 4.8 \cdot 10^4$) 0.16 Szepessy&Bearman[108] ($Re_d = 4.3 \cdot 10^4$)
C'_L	0.35	[0.4,0.8] Gerrard[44] ($Re_d = 4.8 \cdot 10^4$) [0.45,0.55] Szepessy&Bearman[108] ($Re_d = 4.3 \cdot 10^4$)
Φ_s	86° (3.2°)	82° Achenbach[1] ($Re_d = 6 \cdot 10^4$)

TAB. 4.2 – Forces intégrales et angle de décollement, pour le calcul et les expériences issues de la bibliographie. Note: le pas angulaire du maillage LES dans la zone de décollement est indiqué entre parenthèses.

Pression et frottement en paroi

La figure 4.15 présente le coefficient de pression moyenne et de frottement en paroi du barreau:

$$C_p = \frac{\langle P \rangle - P_\infty}{1/2\rho_\infty U_\infty^2} \quad \text{et} \quad C_f = (\tau_w / \rho_\infty U_\infty^2) \sqrt{Re_d}$$

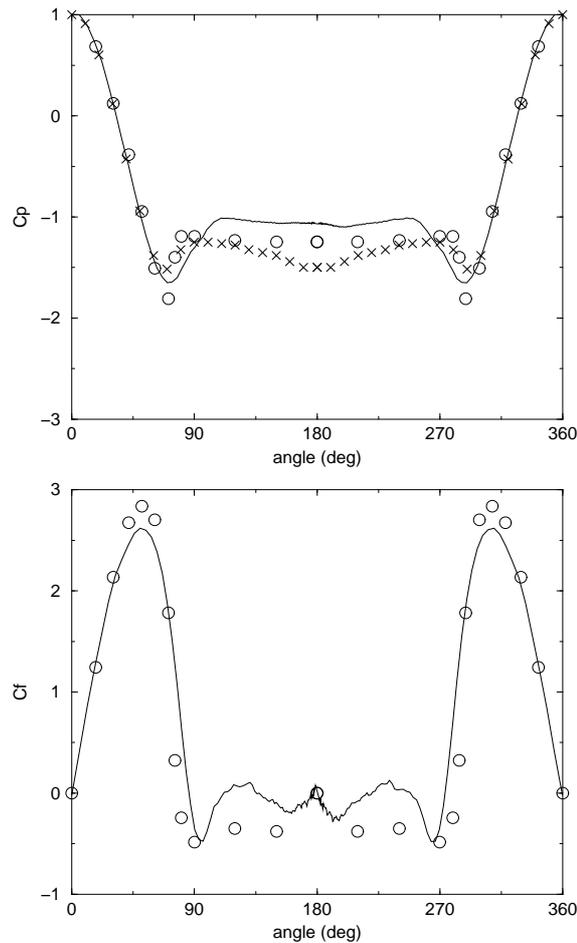


FIG. 4.15 – Coefficient de pression et de frottement en surface du barreau [\times \times : mesures Szepessy et Bearman [108] ($Re_d = 4.0 \cdot 10^4$), \circ \circ : mesures Achenbach [1] ($Re_d = 10^5$), —: LES].

La pression moyenne en paroi est relativement bien prédite: l'évolution sur la face amont, le minimum précédant le décollement et le plateau caractérisant la zone de recirculation sont correctement représentés en amplitude. On notera toutefois une différence avec les mesures dans la zone décollée, mais cette observation peut être relativisée par la sensibilité expérimentale de la zone de recirculation aux conditions environnantes, comme en témoigne la dispersion dans les mesures de $\langle C_D \rangle$ (cf tableau 4.2).

Le frottement moyen est également en très bon accord avec les mesures de Achenbach [1]. Les mesures de Achenbach se situent à un nombre de Reynolds plus élevé que le calcul (10^5 au lieu de $4.8 \cdot 10^4$), mais la pertinence de la comparaison est appuyée par la sensibilité logarithmique de l'écoulement autour du barreau par rapport à Re_d . Ceci est discuté plus en détail au chapitre 3, où les mesures à plus haut Re_d sont également présentées. Dans le cas présent, le maximum en amont du décollement est bien reproduit et le décollement —caractérisé par $C_f = 0$ — est bien positionné (cf. tableau 4.2 présentant les mesures pour le point de décollement à $Re_d = 6 \cdot 10^4$). Toutefois, la comparaison est imparfaite dans la zone décollée, région qui est sensible aux conditions expérimentales. En particulier, le nombre de Reynolds de l'expérience est plus élevé, bien que le régime soit le même.

Fluctuations dans le sillage

Afin d'évaluer le développement du sillage, la figure 4.16 présente les fluctuations selon x au centre de ce dernier. D'un côté le calcul est effectué pour un rapport envergure / diamètre $L_s/d = 3$, mais avec une condition de glissement aux extrémités. D'un autre côté, les mesures de Szepessy et Bearman [108] sont obtenues par fil chaud pour un rapport envergure / diamètre $L_{exp}/d = 10$. Tout d'abord on note l'irrégularité de la courbe LES, qui s'explique par l'intermittence de l'écoulement dont l'évaluation statistique requiert un grand nombre d'échantillons. Il aurait fallu prolonger le calcul ou effectuer des moyennes en envergure à partir de sauvegardes adaptées. En dépit de cette irrégularité de la courbe calculée, on observe une bonne correspondance en termes d'évolutions et de niveaux. En particulier, la longueur de formation des tourbillons L_f définie comme la position du maximum de fluctuations, est bien prédite: $L_f/d \sim 1.3$ (note: la distance entre les points de maillage est inférieure à $0.03d$ dans la zone de formation). On en conclut que la bulle de recirculation, sur laquelle est basée la dynamique du sillage, est bien représentée. Ainsi, en reliant la taille de la bulle de recirculation à la fréquence moyenne du lâcher tourbillonnaire [116], on note que les bons résultats obtenus sur ces deux grandeurs sont reliés.

Spectres de pression en paroi et transition

La figure 4.18 présente les spectres³ calculés en deux points à la surface du barreau: en $\Phi = 90$ deg et $\Phi = 78$ deg. On considère dans un premier temps le spectre

3. cf. Annexe A sur le traitement numérique des spectres issus de l'expérience et des simulations.

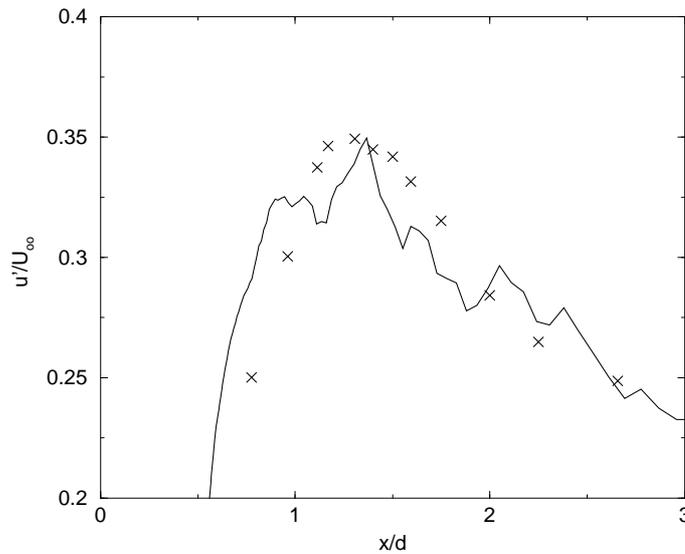


FIG. 4.16 – Fluctuations selon x au centre du sillage [—: LES, \times \times : mesures Szepessy et Bearman [108] ($Re_d = 42\,000$, $L_{exp}/d = 10$)].

à $\Phi = 90$ deg. On observe le pic associé au lâcher tourbillonnaire ($f \sim 1500$ Hz soit $St \sim 0.21$). La fréquence est sur-estimée par rapport aux mesures effectuées à l'ECL (cf. spectre acoustique expérimental en fin de chapitre: $St \sim 0.19$, figure 4.23), mais reste dans l'intervalle expérimental présenté par Cantwell et Coles [13], contrairement aux calculs RANS sur la configuration barreau-profil ($St \sim 0.24$). Toujours sur le spectre à $\Phi = 90$ deg, un second pic apparaît à une fréquence sensiblement plus haute ($f \sim 27\,500$ Hz). Ce second pic n'est visiblement pas un harmonique car il ressort à une fréquence intermédiaire ($27\,500/1\,500 = 18.33$) et loin des premiers harmoniques du pic principal. Il semble être la marque du processus de transition. En effet, si on se réfère à l'étude de Zdravkovich [119] sur les régimes de lâcher tourbillonnaire, le régime sous-critique peut être décomposé en trois phases successives qui caractérisent l'état des couches de cisaillement lorsque Re_d augmente:

- présence d'ondes de transition;
- formation de structures de transition qui sont convectées dans le proche sillage;
- transition immédiate après le décollement.

Le nombre de Reynolds $Re_d = 48\,000$ de la présente étude positionne l'écoulement entre la seconde et la troisième phase. La seconde phase étant privilégiée dans le cas d'une faible turbulence amont, il peut donc être attendu que la LES présente les structures de transition. La figure 4.17 présente une vue schématique de ces structures de transition, dessinée en 1929 par Courgelongue, et présentée par Zdravkovich [119]. Elles expliquent alors la présence du pic à haute fréquence car leur taille caractéristique peut être estimée par la largeur des couches de cisaillement.

Plus précisément, selon Kourta *et al.* [61], la fréquence des ondes de transition peut être estimée par l'équation empirique (4.3).

$$\frac{f_t}{f_0} = 0.095 (Re_d)^{0.5} \quad (4.3)$$

Dans le cas présent, la valeur attendue de la fréquence associée aux ondes de transition est donc: $f_t = 31\,200$ Hz, en bon accord avec la valeur $27\,500$ Hz obtenue sur le spectre LES.

En outre, le fait que le pic s'atténue lorsqu'on se déplace de $\Phi = 90$ deg à $\Phi = 78$ deg, sans changer de fréquence, appuie aussi la présence de ces structures. En effet, l'influence des structures doit être faible à $\Phi = 78$ deg car elle ne sont créés qu'au décollement. Par ailleurs, la fréquence du second pic ne varie pas lorsqu'on se déplace en espace, ce qui paraît légitime pour des structures tourbillonnaires convectées.

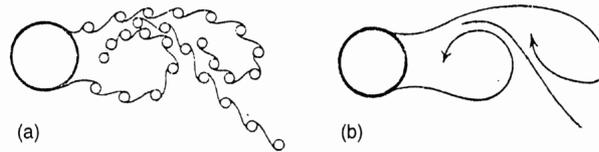


FIG. 4.17 – Schéma représentant le développement des structures de transition en phase intermédiaire du régime sous-critique, dessiné par Courgelongue en 1929 et cité par Zdravkovich [119].

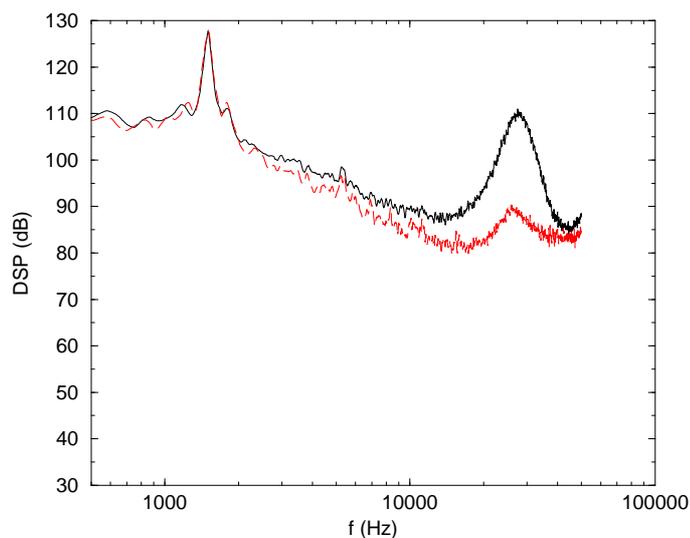


FIG. 4.18 – Spectres de pression calculés en paroi du barreau et moyennés selon l'envergure [— : $\Phi = 90$ deg, - - - : $\Phi = 78$ deg].

Corrélation de pression en deux points selon l'envergure

Cette quantité est importante pour le calcul acoustique car elle détermine la manière dont les signaux acoustiques issus des différentes sections du barreau interfèrent.

On peut tracer, pour un point de référence A , situé à $\Phi = 90$ deg en paroi du barreau et à l'envergure z_A , la corrélation avec le point B , définie par:

$$R_{pp}(z_B) = \frac{\overline{P_A P_B}}{\sqrt{\overline{P_A^2}} \sqrt{\overline{P_B^2}}} \quad (4.4)$$

où le point B se trouve à une position mobile sur l'épaule du barreau ($\phi = 90$ deg et envergure z_B variable).

La longueur de corrélation est alors:

$$L_c = \int_{z_A}^{+\infty} R_{pp}(z_B) dz_B \quad (4.5)$$

Le tracé de la corrélation $R_{pp}(z_B)$ correspondant au calcul est effectué en pointillé sur la figure 4.19, pour le point de référence A à l'envergure $z_A = 1 d$. On note une chute instantanée à $R_{pp} = 0.5$ dès qu'on s'écarte de A , comportement qui ne correspond pas à la décroissance progressive observée expérimentalement par Szepessy [107] à $Re_d = 4.3 \cdot 10^4$ (symboles: * *). Cette rapide chute de corrélation en envergure semble être causée par les structures de transition de la couche de mélange, qui se caractérisent par leur faible dimension caractéristique et leur haute fréquence. Comme il a été vu au paragraphe précédent, ces structures apparaissent dans le calcul du fait que l'écoulement incident est laminaire, alors qu'elles sont improbables dans l'expérience où la turbulence résiduelle provenant de l'amont a tendance à forcer la transition immédiatement après le décollement.

On trace donc la décorrélation en déplaçant le point A de 12 deg à l'amont, en $A'(0.11 d; 0.49 d; z_A)$, afin de se défaire de l'influence de ces structures de transition. Si on observe la courbe correspondante sur la figure 4.19 (trait plein), on note bien une décroissance en accord avec les mesures de Szepessy [107]. On peut donc estimer la longueur de corrélation en se référant aux mesures: $L_c \sim 3 d$.

Comme discuté au premier chapitre, la décorrélation selon l'envergure d'un barreau est généralement approchée par une loi exponentielle ou une loi gaussienne:

$$R_{pp}(\Delta z) = \exp(-|\Delta z|/L_e) \quad ; \quad R_{pp}(\Delta z) = \exp(-(\Delta z)^2/2L_g^2)$$

Pour la présente simulation, la figure 4.19 présente les lois exponentielle et gaussienne qui approchent le mieux la décroissance en A' . On trouve $L_e = 3.1 d$ et $L_g = 1.5 d$, correspondant aux longueurs de corrélation respectives: $Lc_e = 3.1 d$ et $Lc_g = \sqrt{\pi/2}L_g = 1.9 d$. En accord avec les mesures de Szepessy [107] et Roger [92], le calcul LES présente une décroissance exponentielle.

Pour finir on insistera sur l'importance de la condition de glissement imposée aux plans limites en envergure. Elle permet en effet de réduire les contraintes imposées au champ calculé, afin que le morceau de barreau simulé se trouve dans des conditions les plus proches possibles de celles d'un fragment du barreau expérimental, dont l'envergure totale est sensiblement supérieure à la longueur de corrélation. Avec une condition de périodicité sur les plans limites en envergure, la corrélation serait forcément totale entre ces deux frontières et il ne pourrait donc pas y avoir une description de la décroissance telle qu'elle apparaît dans l'expérience. Notons que l'idéal serait de prendre la même longueur du barreau dans le calcul et l'expérience, mais ceci multiplierait les coûts de traitement informatique.

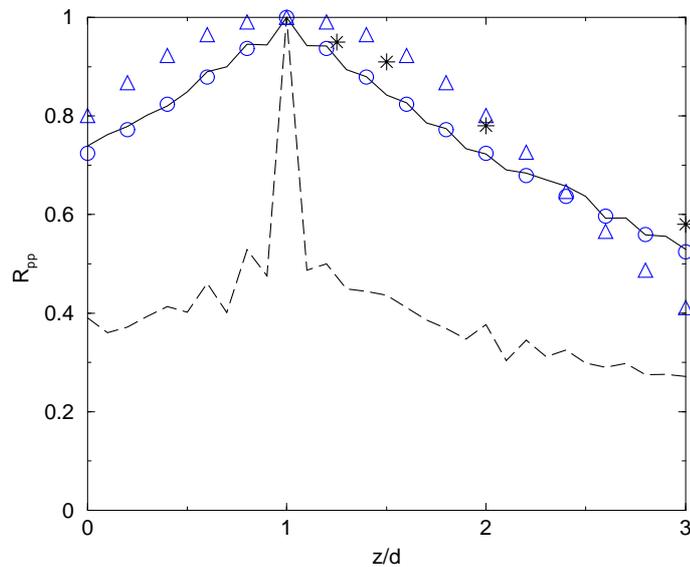


FIG. 4.19 – Corrélation de pression en deux points sur le côté du barreau [---: LES avec référence en $A(\Phi = 90 \text{ deg}, z = 1 d)$, —: LES avec référence en $A'(\Phi = 78 \text{ deg}, z = 1 d)$, * *: mesures Szepessy ($Re_d = 4.3 \cdot 10^4$), $\circ \circ$: courbe exponentielle avec $L_e = 3.1 d$, $\triangle \triangle$: courbe gaussienne avec $L_g = 1.5 d$].

Cohérence selon l'envergure

Comme expliqué au chapitre 2, la racine carrée de la cohérence en envergure est utilisée pour reconstruire le champ acoustique correspondant à l'envergure expérimentale

à partir de l'envergure simulée.

La figure 4.20 présente Γ (racine carrée de la cohérence), en fonction de la position en envergure par rapport au point de référence $A'(0.11 d; 0.49 d; 1 d)$, pour deux fréquences: $f = 1400\text{Hz} \sim f_0$ et $f = 2200\text{Hz}$. On remarque d'abord que les oscillations sont plus importantes que pour la corrélation: ceci peut s'expliquer par la dispersion de l'information disponible entre les fréquences. Néanmoins les principales tendances ressortent. Ainsi pour la fréquence voisine de la fréquence du lâcher, influencée par les structures tourbillonnaires dominantes du sillage, la cohérence reste élevée selon l'envergure. Par contre, à la fréquence $f = 2200\text{Hz}$ représentative de plus petites structures turbulentes, la cohérence chute rapidement. Ceci est en accord avec le comportement physique attendu: les structures du lâcher tendent vers la bidimensionalité (cohérence sur plusieurs diamètres), contrairement aux plus petites échelles turbulentes. Pour l'acoustique, ceci a pour conséquence d'accentuer le pic à la fréquence f_0 par rapport aux autres fréquences.

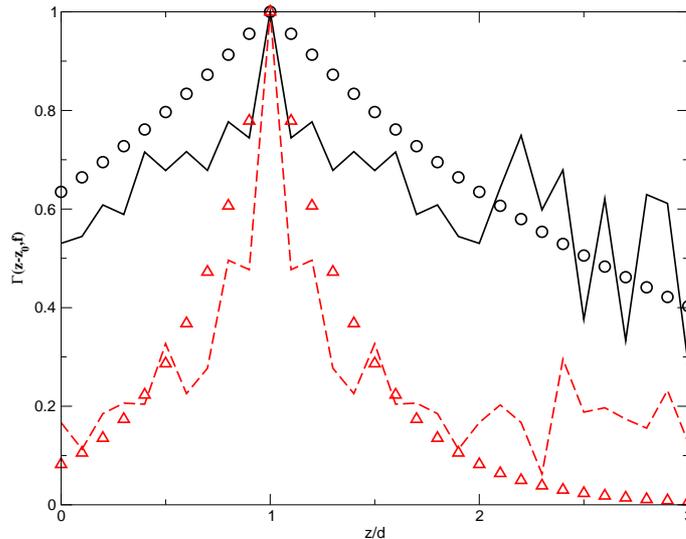


FIG. 4.20 – Racine carrée de la cohérence en pression sur le côté du barreau, par rapport à $z_0 = d$ [—: $f = 1400\text{Hz}$, - - -: $f = 2200\text{Hz}$, $\circ \circ$: loi exponentielle avec $L_e = 2.2 d$, $\triangle \triangle$: loi exponentielle avec $L_e = 0.4 d$].

Afin d'utiliser ceci pour le calcul acoustique, la connaissance de $\Gamma(\Delta z, f)$ pour $\Delta z \in [0; 3d]$ n'est pas suffisante. Nous approchons donc, à une fréquence donnée, $\Gamma(\Delta z, f)$ par une loi exponentielle: $\Delta z \rightarrow \exp(-|\Delta z|/L_e(f))$. Ceci permettra ensuite d'extrapoler Γ à $\Delta z > 3d$. La figure 4.20 présente les approches exponentielles obtenues pour Γ à $f = 1400\text{Hz}$ et $f = 2200\text{Hz}$. Elles correspondent respectivement à $L_e = 2.2 d$ et $L_e = 0.4 d$. Sur la figure 4.21, les longueurs $L_e(f)$ ainsi déterminées sont tracées sur toute la gamme fréquentielle d'intérêt. Comme déjà remarqué, les

fréquences voisines de la fréquence du lâcher se caractérisent par une forte cohérence qui se retrouve dans la valeur de L_e , proche de $5d$ au maximum. Cette valeur correspond à une longueur de cohérence $\int_0^{+\infty} \Gamma^2(z, f_0) dz = L_e/2 = 2.5d$, ce qui est plus faible que les mesures effectuées à l'ECL [55]: environ $5d$ à la fréquence du lâcher. Toutefois l'ordre de grandeur est correct, et on rappelle par ailleurs le bon accord obtenu sur la corrélation au paragraphe précédent.

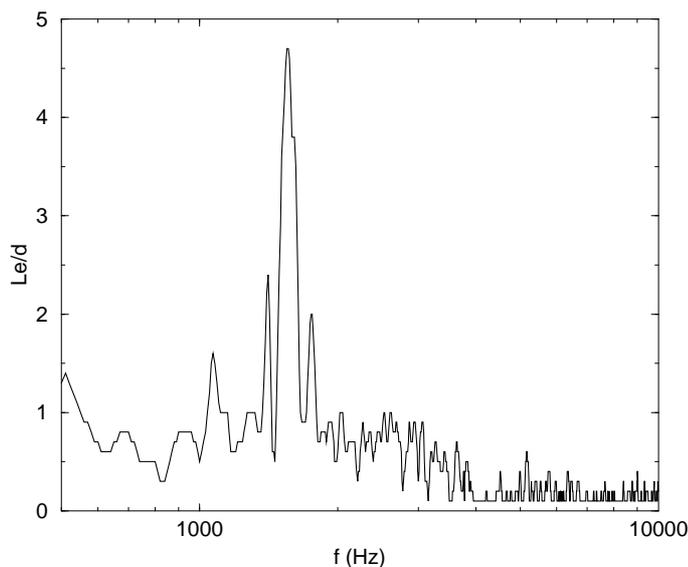


FIG. 4.21 – Distribution fréquentielle de L_e (= double de la longueur de cohérence), où: $\Gamma(\Delta z, f) \sim \exp(-|\Delta z|/L_e(f))$.

4.2.3 Résultats acoustiques

Rayonnement par la configuration simulée ($L_{sim} = 3d$)

Les résultats LES sont maintenant utilisés pour le calcul du son rayonné en champ lointain par l'application de l'analogie acoustique de Ffowcs-Williams et Hawkings, via la code *Advantia*.

Comme argumenté au chapitre 3 sur la configuration barreau-profil (section 3.5), les sources quadrupolaires sont peu efficaces à faible nombre de Mach (ici: $M_\infty \sim 0.2$), et l'évolution de la puissance acoustique mesurée en fonction du nombre de Mach se trouve plus proche d'un rayonnement dipolaire [92]. Les intégrales volumiques ont donc été négligées, mais l'influence des quadrupôles pourra toutefois être évaluée en comparant les résultats fournis par les deux surfaces d'intégration différentes (cf. figure 4.10):

- surface 2, en paroi du barreau, couvrant toute l'envergure;
- surface 3, à $1d$ de la paroi du barreau, couvrant toute l'envergure.

La surface 2 ne prend pas de quadrupôles en compte. Par contre, la surface 3 prend implicitement en compte les quadrupôles situés dans la couche d'épaisseur $1 d$ autour de la paroi, ce qui englobe la zone de recirculation.

Le pas en temps est imposé à 7×10^{-6} s, ce qui correspond à environ 100 instants par cycle.

La figure 4.22 présente la densité spectrale de puissance⁴ calculée au point Ac_1 (notations sur la figure 4.10) à partir de la présente simulation sur l'envergure $L_{sim} = 3 d$. On vérifie d'abord que les spectres obtenus à partir des deux surfaces d'intégration sont proches: il n'y a pas de différence en ce qui concerne le pic, qui constitue la principale composante énergétique. Toutefois la surface 3 donne des valeurs supérieures en hautes fréquences. La surface d'intégration 3 prend en compte les sources volumiques se trouvant entre la surface du barreau et $r = 1.5 d$, alors que la surface 2 ne prend en compte aucune source de ce type. Les plus hauts niveaux obtenus avec la surface 3 en haute fréquence pourraient être en partie dus à un rayonnement quadrupolaire. En comparaison, au chapitre 3, pour le calcul barreau-profil RANS, les petites structures turbulentes ne sont pas représentées, et on peut estimer que les quadrupôles correspondant ne le sont pas non plus. Dans le calcul RANS, la surface décollée de $1 d$ de la paroi du profil donne alors les mêmes résultats que la surface en paroi. Concernant l'influence des quadrupôles dans le cas présent, il serait intéressant de poursuivre l'étude au travers du calcul des intégrales de volume dans l'équation de Ffowcs-Williams et Hawkins. Toutefois les données aérodynamiques n'ont pas été stockées sur les domaines tridimensionnels, compte tenu du rôle secondaire attendu pour les quadrupôles. Néanmoins, la surface 3 englobe la bulle de recirculation, principale région de réarrangement et donc de rayonnement acoustique volumique. En outre, notre étude porte principalement sur la région au voisinage du pic, qui n'apparaît que faiblement influencée par le choix de la surface.

Pour conclure ce paragraphe, on notera que les spectres obtenus possèdent une composante à large bande: le pic à la fréquence du lâcher est élargi et émerge d'un bruit de fond de niveau élevé.

Rayonnement correspondant à la configuration expérimentale ($L_{exp} = 30 d$)

Afin de reconstruire le rayonnement par l'envergure $L_{exp} = 30 d$ à partir de la simulation sur $L_{sim} = 3 d$, nous utilisons la cohérence, selon la formule 2.27 du chapitre 2. La figure 4.22 présente ainsi la correction en décibels à ajouter au calcul

4. cf. Annexe A sur le traitement numérique des spectres issus de l'expérience et des simulations.

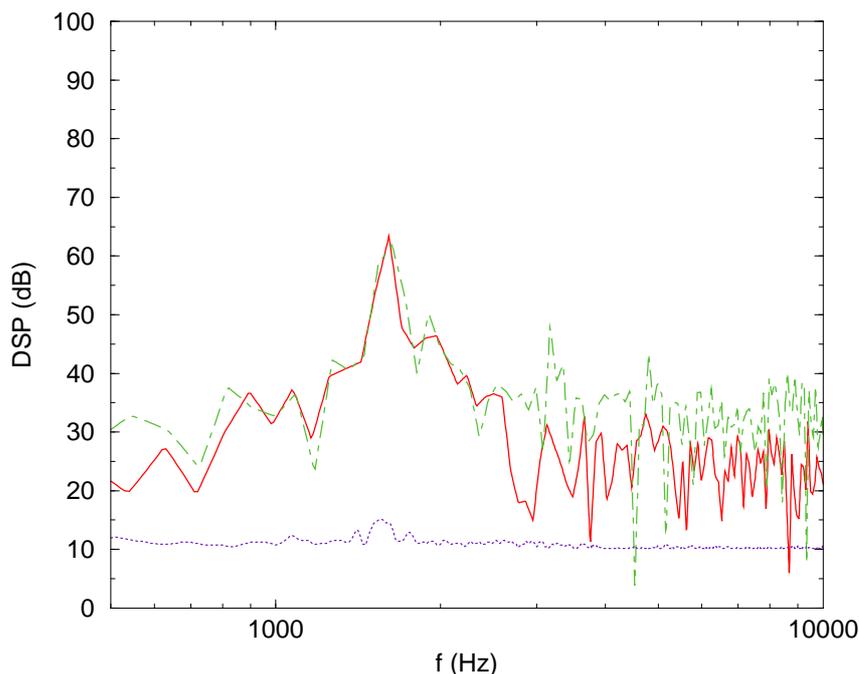


FIG. 4.22 – Densité spectrale de puissance en Ac_1 correspondant à l'envergure: $L_{sim} = 3d$ [— : LES + Advantia (surface 2), - . - : LES + Advantia (surface 3), . . . : correction destinée à représenter l'envergure expérimentale].

pour obtenir le résultat final:

$$\text{correction}(f) = 10.0 \log \left(\frac{\int_0^{L_{exp}} \int_0^{L_{exp}} \Gamma(\Delta z, f) dz_1 dz_2}{\int_0^{L_{sim}} \int_0^{L_{sim}} \Gamma(\Delta z, f) dz_1 dz_2} \right)$$

Les intégrales doubles de la cohérence, selon l'envergure numérique et l'envergure expérimentale, ont été évaluées numériquement sur la base des longueurs de cohérence tracées sur la figure 4.21. Chaque exponentielle est discrétisée avec un pas de $\Delta z = 0.1d$, comme le maillage LES, et l'intégration se fait selon la méthode des trapèzes.

Le résultat final est présenté sur la figure 4.23 pour les deux surfaces d'intégration, en comparaison avec les mesures faites à l'ECL. Le pic est correctement représenté, en dépit d'une légère sur-estimation de la fréquence: $St = 0.21$, au lieu de $St = 0.19$ obtenu dans l'expérience. Toutefois la fréquence du lâcher prédite par la LES reste dans l'intervalle de mesures présenté par Cantwell et Coles [13], contrairement aux calculs RANS sur la configuration barreau-profil ($St = 0.24$). Le niveau du pic est plus faible de 6 dB que l'expérience, mais ceci est en accord avec la faible valeur de C'_L obtenue par le calcul parmi la dispersion des résultats expérimentaux. En effet, une variation d'un facteur 2 est observée entre les différentes mesures issues des références

bibliographiques, et le calcul se situe au minimum de la gamme. Ceci se traduit, assimilant le barreau à une source dipolaire, par une variation de $20 \log(2) = 6$ dB au niveau du bruit en champ lointain, au bas de laquelle se trouve le calcul. On note ensuite que l'élargissement du pic ainsi que le bruit de fond, reproduisent bien les caractéristiques expérimentales, pour les deux surfaces d'intégration. La surface 2 sous-estime les hautes fréquences, alors que la surface 3, conduit à une légère sur-estimation.

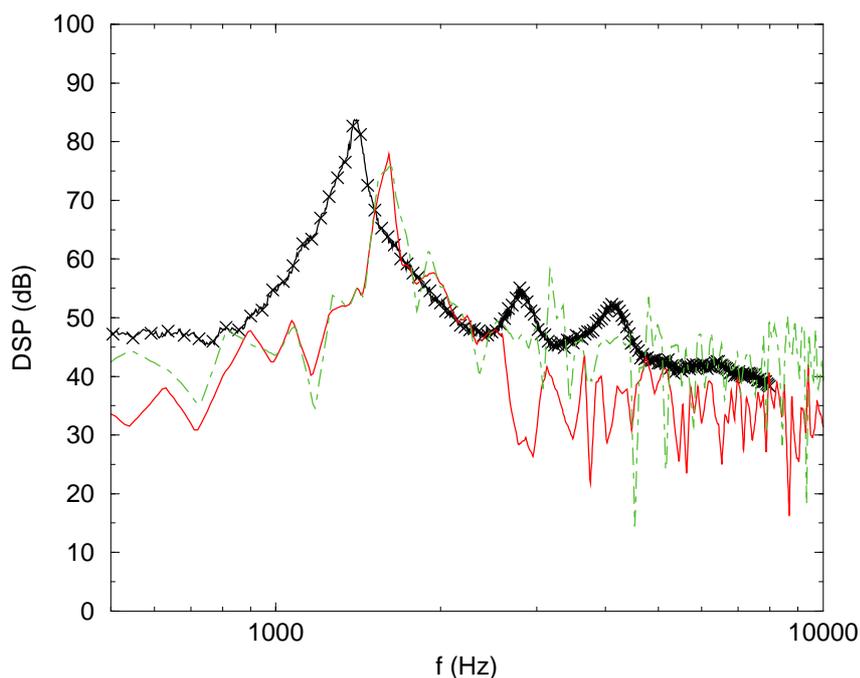


FIG. 4.23 – Densité spectrale de puissance en Ac_1 correspondant à l'envergure: $L_{exp} = 30$ d [\times \times : mesures M.C. Jacob, — : LES + Advantia (surface 2) + correction en envergure, - · - : LES + Advantia (surface 3) + correction en envergure].

4.2.4 Conclusions sur le cas du barreau isolé

Ce cas test constitue une validation importante de notre approche numérique. Il permet de confirmer les bonnes performances de la LES avec modèle auto-adaptatif, sur un écoulement décollé complexe, à haut nombre de Reynolds. Les grandeurs locales en paroi, le décollement, le sillage, et même les corrélations de pression en deux points selon l'envergure, sont en bon accord avec l'expérience.

Par ailleurs l'acoustique est calculée en utilisant l'équation de Ffowcs Williams et Hawkins, selon l'approche en temps avancé de Casalino. On observe que le niveau et l'élargissement du pic, ainsi que le bruit de fond à large bande, sont proches des mesures. Ceci semble indiquer que la voie couplant la LES et l'analogie acoustique

est prometteuse pour de la simulation du bruit à large bande, compte tenu par ailleurs de son applicabilité à des configurations complexes.

L'étude va être menée au chapitre suivant sur la configuration barreau-profil, choisie pour représenter les mécanismes de génération du bruit à large bande dans les turbomachines, et sur laquelle les comparaisons vont pouvoir se faire avec la variété de données expérimentales.

Chapitre 5

Etude de l'écoulement et de l'acoustique sur la configuration barreau-profil par une approche LES

Dans ce chapitre l'approche LES est mise en œuvre sur la configuration barreau-profil afin d'évaluer plus en détail sa capacité à simuler le champ aérodynamique instationnaire et la génération de bruit à large bande. Par rapport à la précédente section qui s'attachait à l'adaptation de la LES sur des géométries encore académiques, ce chapitre constitue l'application à une configuration représentative de certains phénomènes intervenant en turbomachines.

Le calcul est comparé aux mesures présentées dans le premier chapitre et aux résultats obtenus par le calcul RANS linéaire dans le chapitre 3 (les trois modèles RANS donnant des résultats semblables).

On se réfèrera également aux calculs de Sorgüven *et al.* [76, 106], utilisant la LES et l'analogie acoustique sur la même configuration 'barreau-profil', et effectués en parallèle de la présente étude. Toutefois, les comparaisons effectuées par ces auteurs, sur la base des mesures menées à l'ECL [55], se limitent aux profils de vitesse par fil chaud et au champ lointain acoustique.

5.1 Configuration de calcul

A nouveau, le code de calcul utilise:

- un schéma centré pour les flux convectifs, du quatrième ordre, sans viscosité numérique;

- un schéma centré du second ordre pour les flux diffusifs;
- un avancement en temps selon une procédure de Runge-Kutta à 5 pas du second ordre.

Par rapport au calcul RANS, le maillage a été densifié au niveau des faces du profil (figure 5.1: domaine 2), passant de 253 à 353 points pour la circonférence, et de 81 à 91 points dans la direction normale. En outre il a été développé dans la troisième direction sur 3 diamètres selon 31 points. Ces évolutions, en accord avec l'expérience acquise sur le calcul du barreau isolé, sont destinées à une représentation des structures turbulentes ainsi que de leur dynamique qui est naturellement tridimensionnelle. Comme pour le calcul sur le barreau isolé, l'envergure est limitée, en comparaison à l'expérience qui a été menée sur une longueur de 30 diamètres. Ceci permet de réduire les coûts de calcul. On notera que l'envergure simulée correspond à environ une longueur de corrélation pour le barreau isolé. Le maillage est ainsi constitué d'environ $2.2 \cdot 10^6$ points ($\sim 72\,000 \times 31$), et les mailles en paroi du profil se caractérisent par les longueurs suivantes:

$\Delta y^+ < 1.25$ dans la direction normale à la paroi;

$\Delta x^+ < 300$ (< 85 pour $x/c < 0.13$, i.e. au voisinage du bord d'attaque) parallèlement à la paroi;

$\Delta z^+ < 350$ dans la direction de l'envergure.

Le maillage était divisé en 7 domaines dans un premier temps, qui ont ensuite été redécoupés pour obtenir 32 domaines et ainsi accroître la parallélisation. Le découpage en domaines s'est fait en gardant la direction z intacte, afin de produire des blocs ayant environ le même nombre de points dans chaque direction, ce qui permet une parallélisation plus efficace par réduction des échanges entre domaines. On rappelle que l'axe du barreau est décalé de $\Delta y = -0.1 d$ par rapport à l'ordonnée du bord d'attaque du profil, afin de reproduire le montage expérimental. Néanmoins, les résultats RANS ont indiqué que les effets aérodynamiques résultant sont faibles.

Aux parois des deux corps, on impose la condition d'adhérence adiabatique.

Par ailleurs, compte tenu de l'expérience acquise sur le calcul du barreau isolé, la condition de glissement est appliquée aux limites en envergure afin de permettre le développement tridimensionnel.

Enfin, la condition limite de non réflexion est utilisée en périphérie du domaine de calcul pour limiter les réflexions parasites des ondes acoustiques. En outre, une zone éponge similaire à celle utilisée pour le calcul 'barreau isolé' est constituée par

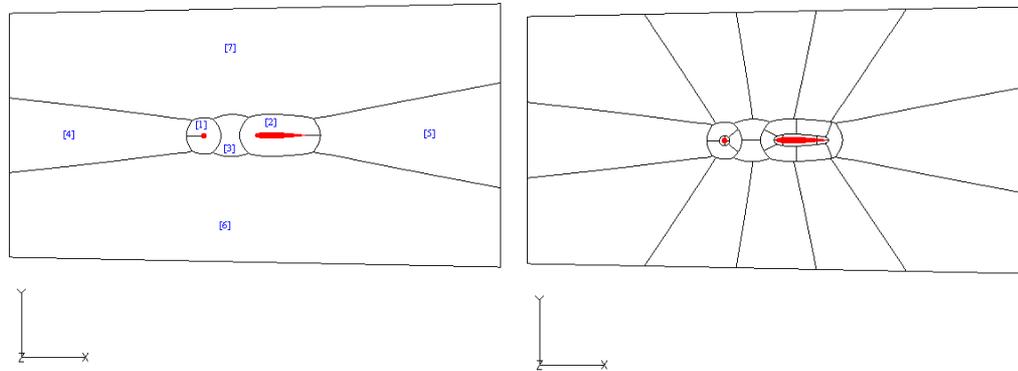


FIG. 5.1 – Gauche: *domaines de calcul* ([1] et [2]: *domaines en 'O'*, [3] à [7]: *domaines en 'H'*) - Droite: *domaines de calcul après le redécoupage en 32 domaines*.

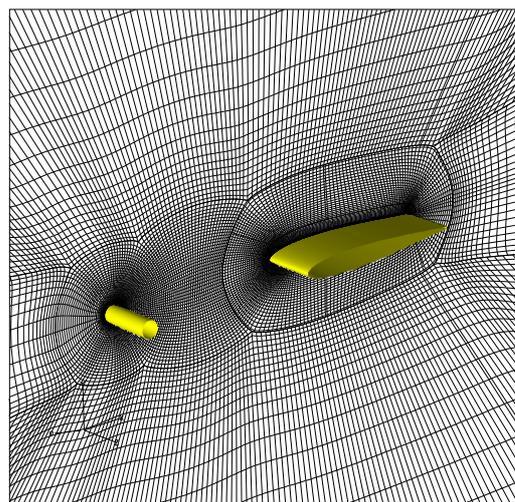


FIG. 5.2 – *Vue du maillage en 1pt/2 autour des solides (Remarque: les lignes de discontinuité sont causées par la visualisation en 1pt/2)*

l'étirement des mailles et par l'utilisation d'une viscosité numérique¹ obéissant à la formule:

$$\epsilon_{ze} = 0.1 + \frac{0.11}{\pi} \times [\arctan(50 \times (|x| - 0.2)) + \arctan(50 \times (|y| - 0.1))] \quad (5.1)$$

Comme représenté sur la figure 5.3, ϵ_{ze} augmente lorsqu'on s'éloigne des deux solides: $\epsilon_{ze} = 4 \cdot 10^{-4}$ au bord d'attaque du profil, $\epsilon_{ze} = 4 \cdot 10^{-3}$ sur le barreau ou au bord de fuite du profil, et $\epsilon_{ze} = 5 \cdot 10^{-3}$ en $(|x| = 0.1, |y| = 0.015)$. Les niveaux sont donc très faibles dans la région de l'écoulement étudiée, afin de ne pas submerger la viscosité de sous-maille introduite en LES. Ceci sera validé a posteriori, par comparaison avec les grandeurs aérodynamiques expérimentales (en particulier les fluctuations, mais aussi la position du décollement qui est sensible à Re_d et donc à la viscosité). Dans la région périphérique du domaine de calcul ($|x| \geq 0.25, |y| \geq 0.15$), ϵ_{ze} devient relativement forte et atteint le niveau généralement utilisé pour stabiliser des calculs Euleriens à $M_\infty \sim 0.2$ [103, 104].

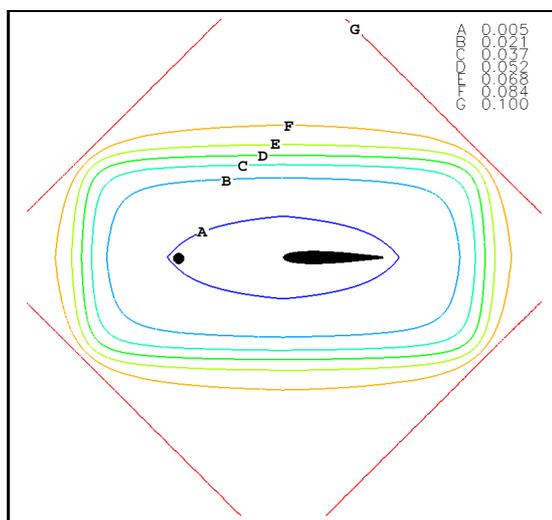


FIG. 5.3 – Zone éponge: viscosité numérique ϵ_{ze} .

Le champ aérodynamique initial est constitué à partir d'un résultat instantané du calcul RANS, répété selon l'envergure. Le calcul LES est mené pendant 8 cycles afin d'atteindre un état statistiquement stationnaire, puis il est sauvegardé 100 fois par cycle pendant 18 cycles. Sur 32 processeurs Silicon Graphics Origin 3000, un cycle est effectué en 5 jours, durée qui pourrait être réduite par l'utilisation d'un schéma en temps implicite.

1. cf. chapitre 2, paragraphe sur les schémas pour les flux convectifs.

Etant donnée la grande quantité d'information que représente le champ total sur ces 1800 échantillons, les sauvegardes ne sont faites que sur 4 surfaces choisies au préalable (cf. figure 5.4):

- surface 1, définie par $z = 1.1 d$ sur les domaines 1, 2, 3 et 5;
- surface 2, correspondant à la paroi du barreau;
- surface 3, correspondant à la paroi du profil;
- surface 4, à une distance $r = 1 d$ autour de la surface du profil.

La surface 1 est utilisée pour l'étude aérodynamique, alors que les surfaces 2 et 3 sont utilisées pour le calcul de la cohérence en envergure, le calcul des spectres aérodynamiques (moyennés selon z) et les calculs acoustiques (qui exploitent ainsi la simulation de la décorrélation dans la troisième direction). La position de la surface 4, à une distance $1 d$ de la paroi du profil, a été choisie pour englober de près la zone d'influence entre le profil et le sillage du barreau (la longueur $1 d$, caractéristique du sillage, est reportée autour du profil).

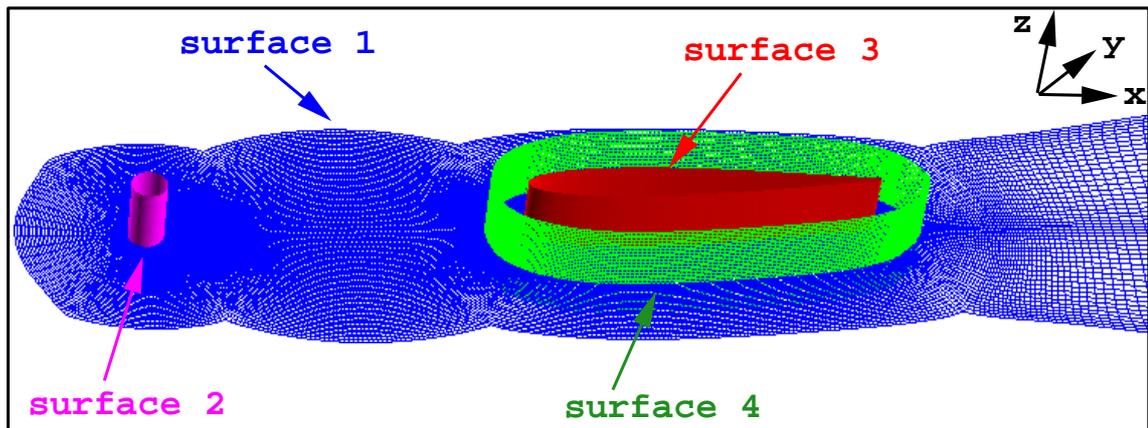


FIG. 5.4 – Surfaces de sauvegarde pour le calcul barreau-profil LES: surface 1: définie par $z = 1.1 d$ au voisinage des solides, surface 2: paroi du barreau, surface 3: paroi du profil, surface 4: à une distance de $1 d$ autour du profil.

La figure 5.5 présente la visualisation d'une iso-surface de vorticité instantanée.

Les calculs LES de Sorgüven *et al.* [76, 106], sur cette même configuration, utilisent également une discrétisation par volumes finis et des schémas centrés en espace. Par contre, la rapidité des calculs est accrue par l'utilisation d'un algorithme multi-grilles et d'un schéma en temps implicite. Le maillage le plus fin comprend environ $7.2 \cdot 10^6$ points et s'étend sur un rayon d'au moins $10 c$ à partir du bord d'attaque, et une envergure de $2 d$ (64 points selon z).

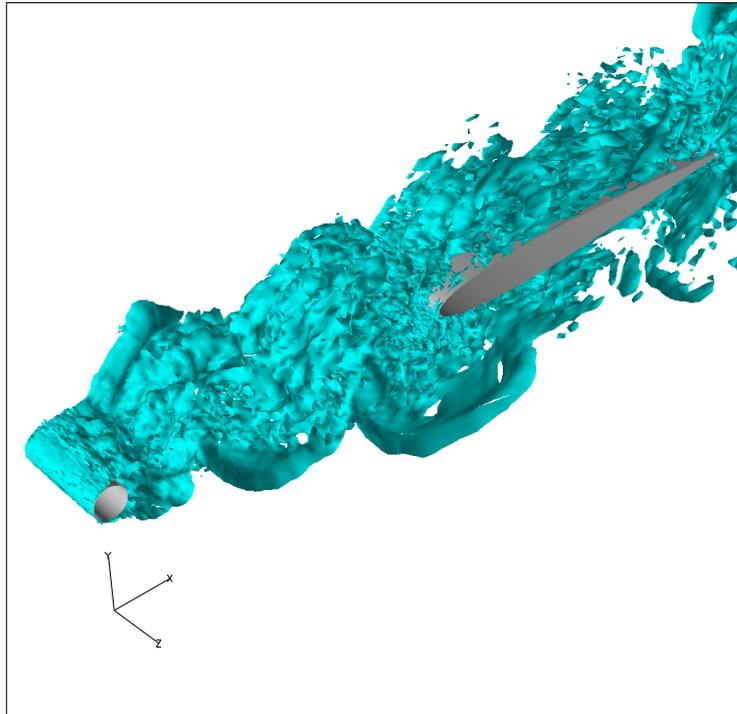


FIG. 5.5 – Iso-surface de vorticité instantanée: $\|\text{rot}(\vec{u})\| = 10\,000\text{ s}^{-1}$.

5.2 Champ moyen et grandeurs statistiques

Pression moyenne en paroi

Les figures 5.6 et 5.7 présentent le coefficient de pression moyenne, respectivement sur le barreau et le profil. Ces tracés sont comparés aux résultats expérimentaux correspondant, ainsi qu'aux résultats du calcul RANS linéaire. Sur la première figure est également présenté le calcul LES effectué sur le barreau isolé.

Concernant le barreau, on observe un bon accord avec les mesures. Par contre on note une différence entre les deux calculs LES (avec et sans profil): le profil semble ainsi avoir une certaine influence sur le barreau en amont. Néanmoins cette influence reste du même ordre que la différence entre les deux références expérimentales (Szepessy et Bearman [108] à $Re_d = 4 \cdot 10^4$, Achenbach [1] à $Re_d = 10^5$), et même inférieure. On notera en outre que la position des minima de C_p est en bon accord entre les deux calculs LES et les mesures, ce qui donne une indication favorable sur la largeur de la bulle de recirculation. D'autres comparaisons entre les calculs LES 'barreau isolé' et 'barreau-profil' seront présentées dans la suite du texte afin de confirmer l'influence modérée du profil sur le barreau.

Sur le profil, le calcul LES donne une évolution du C_p très proche de celle fournie par le calcul RANS. Ceci est cohérent avec les remarques faites au chapitre 3, qui

indiquaient la présence d'une incidence parasite dans le dispositif expérimental et appuyaient la validité du tracé fourni par le calcul RANS. La simulation LES apporte un argument supplémentaire: nous verrons par la suite qu'elle produit de très bons résultats sur les autres grandeurs aérodynamiques, ce qui appuie la validité du tracé de C_p correspondant.

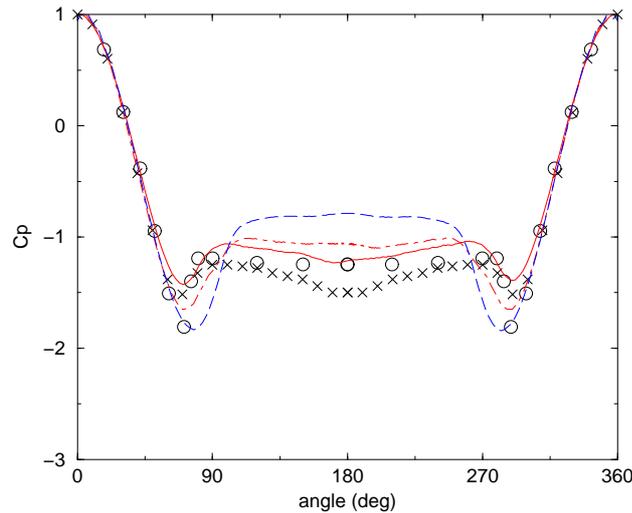


FIG. 5.6 – Coefficient de pression moyenne en paroi du barreau [— : calcul barreau-profil LES, - . - : calcul barreau isolé LES, - - - : calcul barreau-profil RANS, × × : mesures Szepessy et Bearman [108] ($Re_d = 4.0 \cdot 10^4$), ○ ○ : mesures Achenbach [1] ($Re_d = 10^5$)].

Vitesse moyenne dans les sections de mesure

La figure 5.8 présente les sections utilisées ici pour l'étude des profils de vitesse moyenne. Les résultats par fil chaud (1 fil) de la section [O] ne seront pas exploités à cause du manque de fiabilité de cette technique de mesure dans la zone de recirculation.

Toutefois, la comparaison dans la section [O] entre la LES de la configuration barreau-profil et la LES du barreau isolé, est présentée sur la figure 5.9-gauche. On observe seulement une faible influence du profil dans cette section, qui résulte en un léger élargissement du sillage. Ceci appuie l'hypothèse que la perturbation induite par le profil sur le voisinage du barreau est limitée.

La figure 5.10 présente ensuite la vitesse moyenne issue du calcul LES dans les sections [A], [B] et [C], en comparaison avec les résultats issus des mesures par fil chaud et du calcul RANS. Sur les trois sections on peut observer une nette amélioration

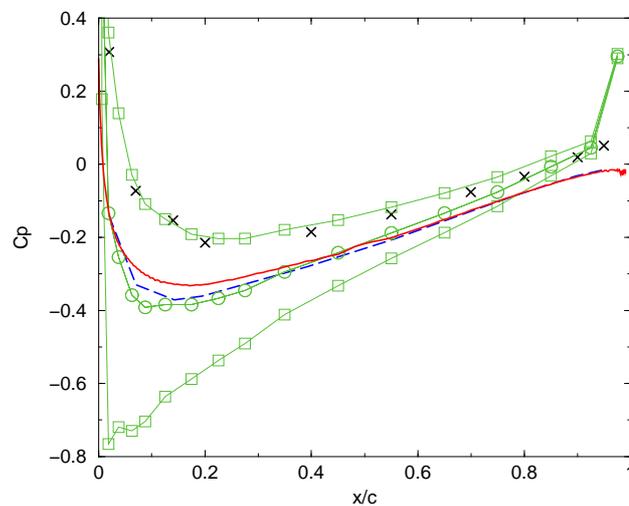


FIG. 5.7 – Coefficient de pression moyenne en paroi du profil [— : calcul barreau-profil LES, - - - : calcul barreau-profil RANS, × × : mesures ECL [55], ○ — : méthode des tourbillons élémentaires (cf. Chapitre 3) avec profil sans incidence, □ — □ : méthode des tourbillons élémentaires (cf. Chapitre 3) avec profil en incidence de 2 deg].

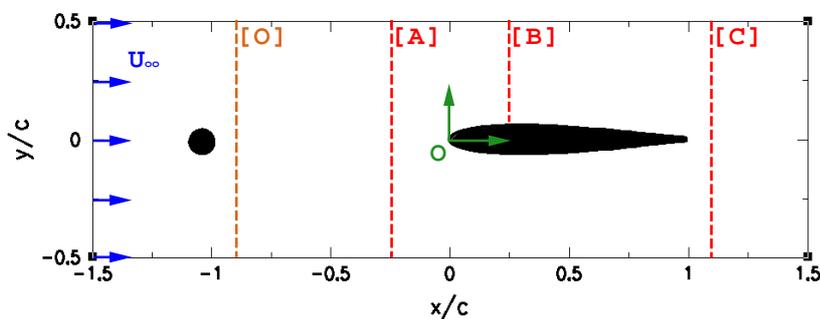


FIG. 5.8 – [O], [A], [B] et [C]: Sections de comparaison de la vitesse moyenne et des fluctuations.

des résultats par grâce à la LES:

- section [A], le sillage du barreau à 1/4 de corde en amont du bord d'attaque du profil est correctement prédit par la LES en ce qui concerne le niveau et la largeur. Le calcul RANS sous-estime ces deux aspects.
- la section [B] présente l'aspect le plus remarquable. Comme déjà expliqué, le profil de vitesse est marqué à ce niveau par une zone de sous-vitesse en paroi du profil et une zone de sur-vitesse au dessus. Ces deux zones peuvent être expliquée par la convection des tourbillons de von Kármán le long du profil. Le calcul RANS prédit bien cette topologie, mais concentrée en paroi. Par contre la LES permet de retrouver les niveaux et surtout l'étendue expérimentale, car elle simule la diffusion de la zone de vorticité et la dispersion des trajectoires de tourbillons.
- la section [C] présente des résultats cohérents avec les observations précédentes. A ce niveau, l'écoulement est encore fortement influencé par les structures issues du sillage du barreau. La LES produit un sillage plus proche de l'expérience en ce qui concerne le niveau et la largeur, contrairement au RANS qui sous-estime ces deux aspects. La convection et la diffusion de la vorticité sont donc mieux prises en compte par la LES.

On note enfin de légères irrégularités sur les courbes LES qui resultent de la durée restreinte de l'échantillon utilisé pour les moyennes (18 cycles).

Concernant encore la vitesse moyenne, les résultats LES obtenus par Sorgüven *et al.* [76, 106] sur cette même configuration sont plus mitigés. Les deux maillages utilisés pour leur calcul présentent chacun des défaillances. Sur le côté du profil (section [B]), le maillage fin sous-estime la diffusion de la zone tourbillonnaire, suivant la tendance observée dans les calculs RANS mais de manière moins prononcée: un maximum ressort à $y/c = 0.22$ avec l'amplitude $\langle u \rangle / U_\infty = 1.08$. On peut alors penser à un manque de dynamique tridimensionnelle causée par la condition de périodicité que ces auteurs utilisent sur les plans limite en envergure (envergure simulée: $2d$). D'un autre côté, dans le sillage du profil ($x/c = 2$, section non considérée dans la présente étude), le maillage grossier accentue le déficit de vitesse de près d'un facteur 2. On notera toutefois que cette section de comparaison est rigoureuse, du fait de sa position reculée.

Vitesse fluctuante dans les sections de mesure

Les fluctuations de vitesse dans la direction de l'écoulement moyen sont maintenant étudiées dans les mêmes sections (sections [O], [A], [B] et [C]: cf. figure 5.8).

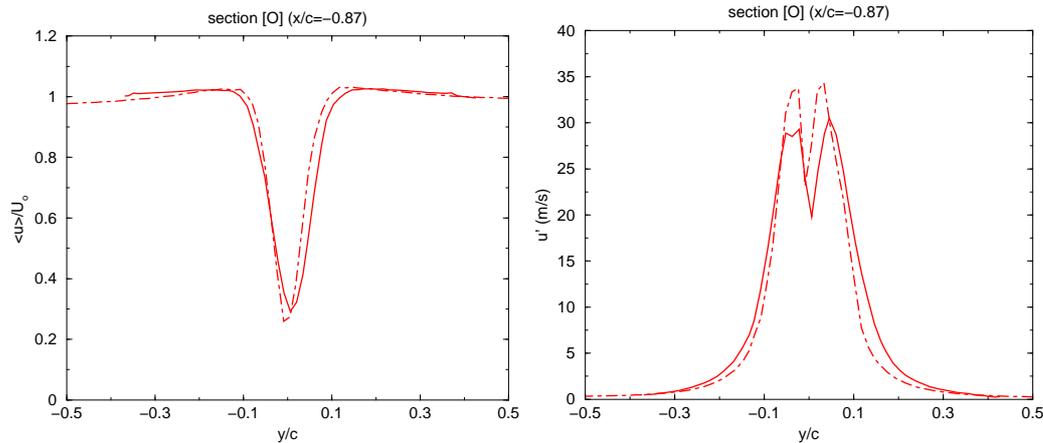


FIG. 5.9 – Section [O]. Gauche: *vitesse moyenne*. Droite: *fluctuations dans la direction moyenne*. [— : LES barreau-profil, - . - : LES barreau isolé].

Dans la section [O] (figure 5.9-droite), en comparant les calculs LES de la configuration barreau-profil et du barreau isolé, nous observons que l’influence du profil dans cette section au voisinage du barreau apparaît à nouveau modérée.

Pour les sections [A], [B] et [C] (figure 5.11), les tracés confirment la meilleure qualité des résultats LES par rapport à ceux du calcul RANS. Le présent calcul reproduit correctement les niveaux de fluctuations tout au long de la convection, depuis le sillage du barreau, jusqu’après le bord de fuite du profil. En outre la LES prédit mieux que le RANS la diffusion des zones de vorticité, dans les sillages (section [A] et [C]) et dans la région d’interaction avec le profil (section [B]).

On note ici aussi de légères irrégularités dans les courbes LES, ainsi qu’une dissymétrie au sommet du profil dans la section [A], qui peuvent être reliées à la durée restreinte de l’échantillon numérique (18 cycles) et à l’absence de moyenne en envergure. L’analyse des spectres aérodynamiques, dans la suite du texte, montrera un bon lissage grâce à l’utilisation de la moyenne en envergure, et un accord remarquable avec l’expérience.

Concernant la vitesse fluctuante, les calculs de Sorgüven *et al.* [76, 106] sont en bon accord avec l’expérience pour la section [B]. Dans le sillage ($x/c = 2$), les fluctuations sont sous-estimées d’environ 30 % par le maillage fin.

En conclusion, sur l’étude du champ moyen et des grandeurs statistiques:

- Les résultats sur la vitesse moyenne et les fluctuations à diverses sections de mesure confirment la qualité de la simulation barreau-profil par la LES. La LES permet

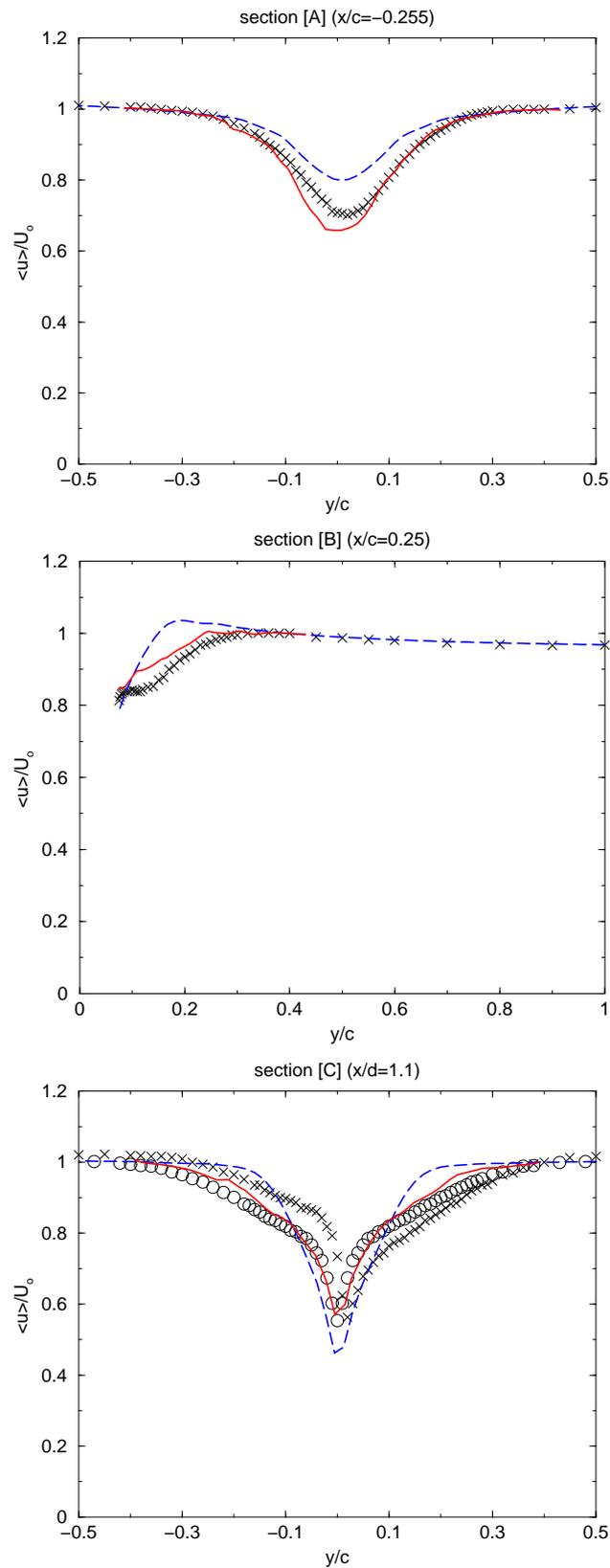


FIG. 5.10 – Vitesse moyenne pour les sections [A], [B] et [C] [— : LES barreau-profil, - - - : RANS barreau-profil, $\times \times$: mesures fil chaud, $\bigcirc \bigcirc$: mesures fil chaud symétrisées par moyenne de part et d'autre de l'axe x (section [C])].

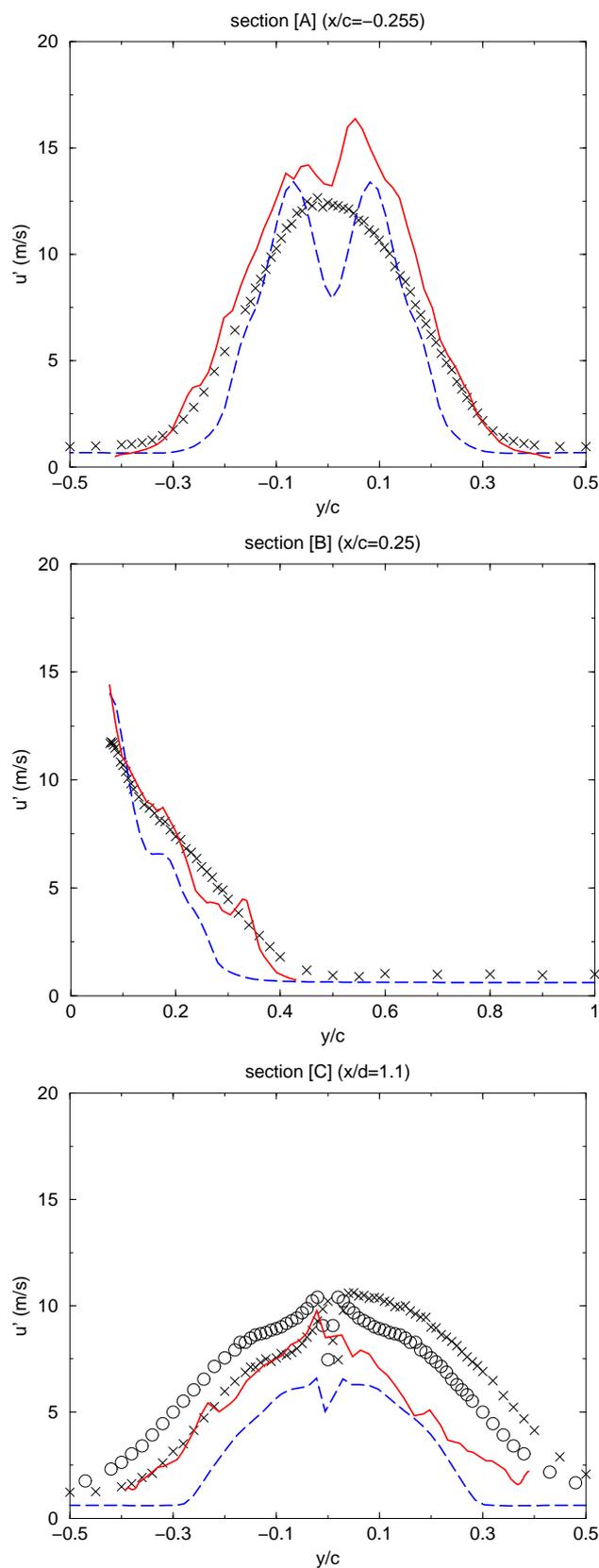


FIG. 5.11 – Fluctuations de vitesse dans la direction moyenne pour les sections [A], [B] et [C] [— : LES barreau-profil, - - - : RANS barreau-profil, × × : mesures fil chaud, ○ ○ : mesures fil chaud symétrisées par moyenne de part et d'autre de l'axe x (section [C])].

une meilleure représentation des niveaux, mais aussi de la diffusion des zones de vorticité et de turbulence.

- La comparaison des calculs LES pour le 'barreau isolé' et pour la configuration 'barreau-profil' montre que l'influence du profil sur le voisinage du barreau reste modérée. L'influence sur le C_p du barreau s'avère inférieure à la dispersion entre les références expérimentales. Ce point est important étant donné la sensibilité de ce paramètre aux influences extérieures. En outre, la position des minima de C_p n'est pas altérée de manière notable, il y a donc concordance entre les deux calculs et les mesures sur la représentation de la bulle de recirculation. Enfin, cette influence modérée du profil sur le voisinage du barreau dans les calculs LES a été confirmée en comparant les vitesses moyennes et fluctuantes dans la section [O] pour les deux configurations. Ces remarques permettent donc, à l'intérieur de la configuration barreau-profil, d'isoler la dynamique du barreau. En particulier, ceci valide l'utilisation de données expérimentales associées au barreau isolé.

5.3 Champ instationnaire

Fréquence du lâcher tourbillonnaire

Comme attendu, le spectre de pression en paroi du profil à $x/c = 0.2$ (représenté sur la figure 5.13) est dominé par le pic correspondant au lâcher tourbillonnaire. Il est positionné à la fréquence $f_0 = 1380$ Hz, correspondant à $St = 0.19$, en parfait accord avec les mesures. La LES représente correctement la recirculation en aval du barreau, ce qui explique la bonne prédiction de la fréquence du lâcher. En comparaison, les calculs RANS prédisent un décollement retardé, engendrant une bulle de recirculation plus étroite, ce qui conduit à une forte sur-estimation de la fréquence de lâcher ($St = 0.24$).

Si on compare les deux calculs LES 'barreau isolé' et 'barreau-profil', on notera que le premier calcul donne $f_0 = 1500$ Hz. La différence de fréquence de lâcher entre les deux calculs LES est de 120 Hz, soit environ la valeur du pas en fréquence ($\Delta f \sim 100$ Hz). Cette différence est modérée, ce qui confirme l'influence limitée du profil sur le barreau, la fréquence du lâcher étant un paramètre sensible du fait de sa dépendance vis-à-vis de la zone de recirculation.

Sondes instationnaires

L'évolution temporelle de la pression en paroi du profil, à $x/c = 0.2$ et $x/c = 0.8$, est présentée sur la figure 5.12 pour les mesures à $U_\infty = 72$ m/s, le calcul LES et le calcul RANS.

Comme déjà remarqué au paragraphe précédent, la LES permet une prédiction de la fréquence du lâcher en accord avec l'expérience, alors que le RANS produit une sur-estimation. Les deux simulations font ressortir nettement f_0 dans les tracés, comme pour les mesures, ce qui montre que l'interaction des tourbillons avec le bord d'attaque du profil est correctement simulée. Les tourbillons ne sont que faiblement découpés au bord d'attaque, car la contribution des harmoniques paires ($2f_0...$) reste modérée.

Les niveaux simulés, y compris la décroissance lorsqu'on se déplace vers le bord de fuite, sont en bon accord avec les mesures.

Enfin il apparaît que, contrairement au RANS, la LES produit des signaux non périodiques. Si on observe le signal LES en $x/c = 0.2$, on note la présence de variations d'amplitudes d'un cycle à l'autre, des fluctuations de l'enveloppe, des variations dans la durée des cycles et des sauts de phase. Ceci est en bon accord avec les observations expérimentales à la même position. Il s'agit d'une preuve temporelle des capacités large bande de la LES. On notera néanmoins la présence de fluctuations à haute fréquence qui n'apparaissent pas dans l'expérience. Elles sont soit filtrées par le dispositif expérimental, soit représentent des oscillations du schéma numérique. Toutefois elles sont au-delà de la gamme fréquentielle d'intérêt et l'étude spectrale présentée au prochain paragraphe ne montre pas d'influence sur la bande [0; 10 kHz].

Les spectres² de pression en paroi du profil à $x/c = 0.2$ sont ainsi tracés sur la figure 5.13 pour l'expérience ($U_\infty = 72$ m/s), le calcul LES et le calcul RANS linéaire. On observe que la LES reproduit de manière fidèle le spectre expérimental, en ce qui concerne l'amplitude du pic, son élargissement et le bruit de fond. A l'inverse, le calcul RANS concentre la puissance des fluctuations à la fréquence du lâcher tourbillonnaire et ses harmoniques. On a donc ici la confirmation de la qualité du calcul LES sur la bande de fréquence mesurée et son aptitude à représenter les sources de bruit large bande.

La figure 5.14 présente par ailleurs la comparaison des spectres de vitesse fluctuante au voisinage de la position: ($x/c = 0.25, y/c = 0.20$), obtenus par les mesures fil chaud et le calcul LES. Ce point a été choisi car il se trouve dans la région du bord

2. cf. Annexe A sur le traitement numérique des spectres issus de l'expérience et des simulations.

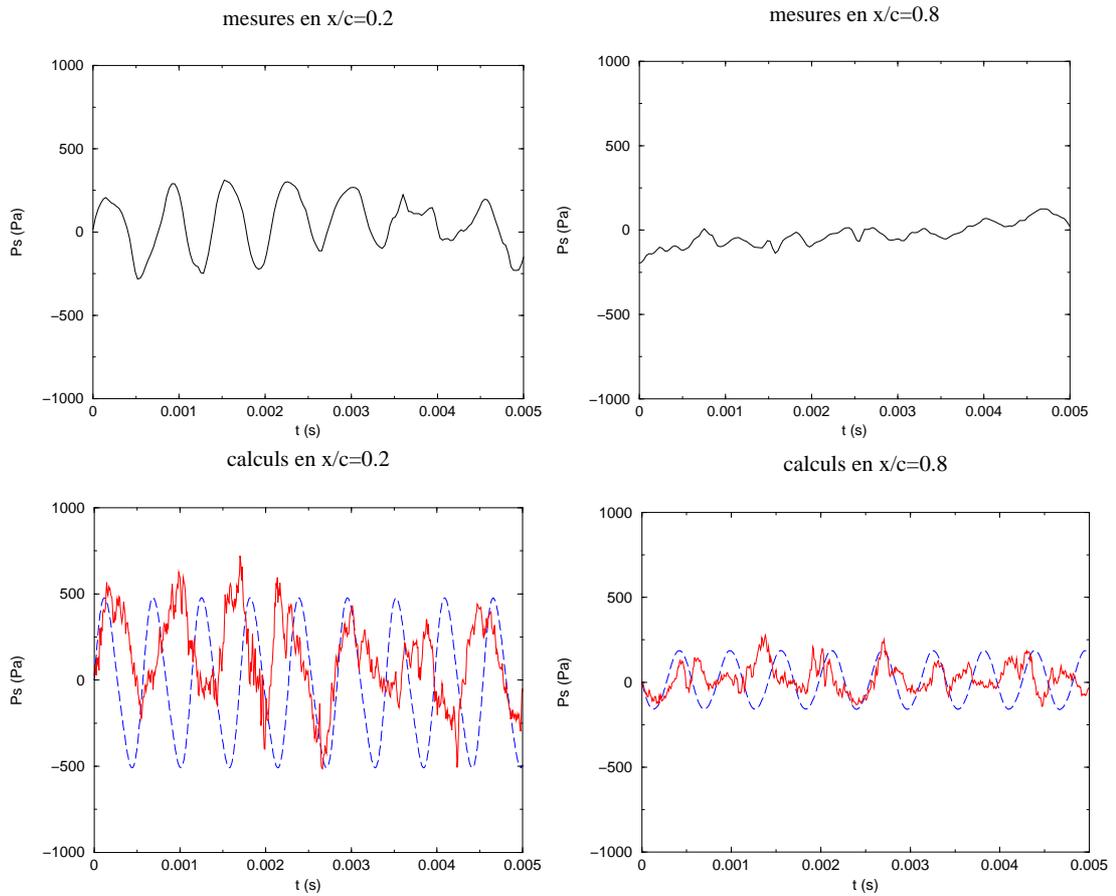


FIG. 5.12 – Haut: Pression statique mesurée en deux points à la surface du profil dans l'écoulement à 72m/s. Bas: Pression statique calculée en ces mêmes points à la surface du profil pour l'écoulement à 72m/s [— : LES barreau-profil, - - - : RANS barreau-profil]. Rem: l'origine des temps est indépendante entre les tracés.

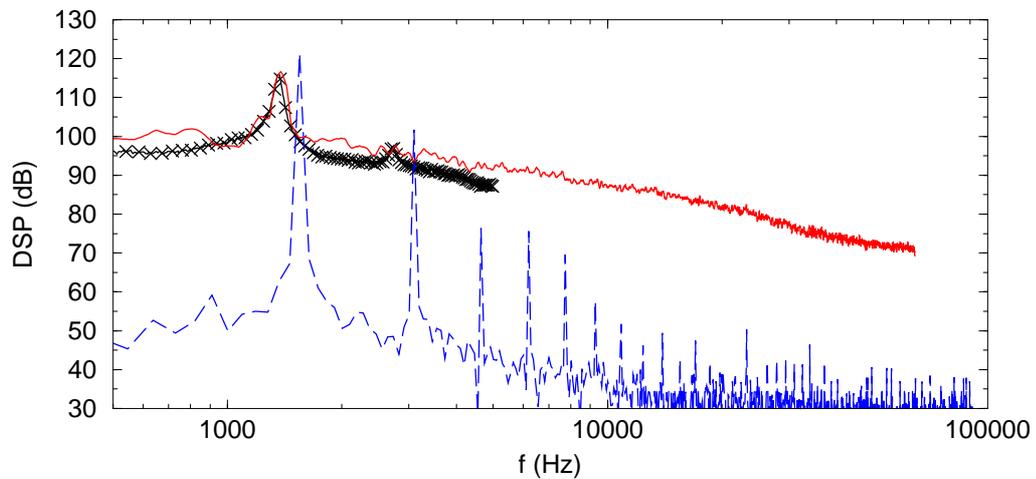


FIG. 5.13 – Spectre de pression en paroi du profil à $x/c = 0.2$ [— : LES barreau-profil, - - - : RANS barreau-profil, $\times \times$: mesures].

d'attaque et sur la surface de sauvegarde numéro 4, ce qui permet d'effectuer des moyennes en envergure. Les mesures par fil chaud les plus proches sont utilisées pour la comparaison. Le calcul LES permet d'obtenir un spectre en accord avec les mesures concernant le niveau et l'évolution en fonction de la fréquence. On note toutefois une légère sous-estimation globale par le calcul LES, qui se rapproche plutôt des mesures à $y/c = 0.3$, mais les deux mesures et le calcul restent toutefois dans un intervalle de 3 dB. Au-delà des fréquences de mesure, la décroissance du spectre LES continue et s'accélère même à $f \sim 12$ kHz. Cette discontinuité semble matérialiser la coupure par le filtre associé au maillage. En effet, au point considéré ici, la vitesse fluctuante est $u' = 7.5$ m/s (cf. figure 5.11) et la longueur caractéristique du maillage est d'environ $\Delta = 10^{-3}$ m dans les trois directions, ce qui indique que la fréquence caractéristique des plus petite structures simulées est de l'ordre de $f_{max} = u'/\Delta = 7.5$ kHz (inverse du temps de retournement). Cette estimation est du même ordre que la valeur observée sur le spectre.

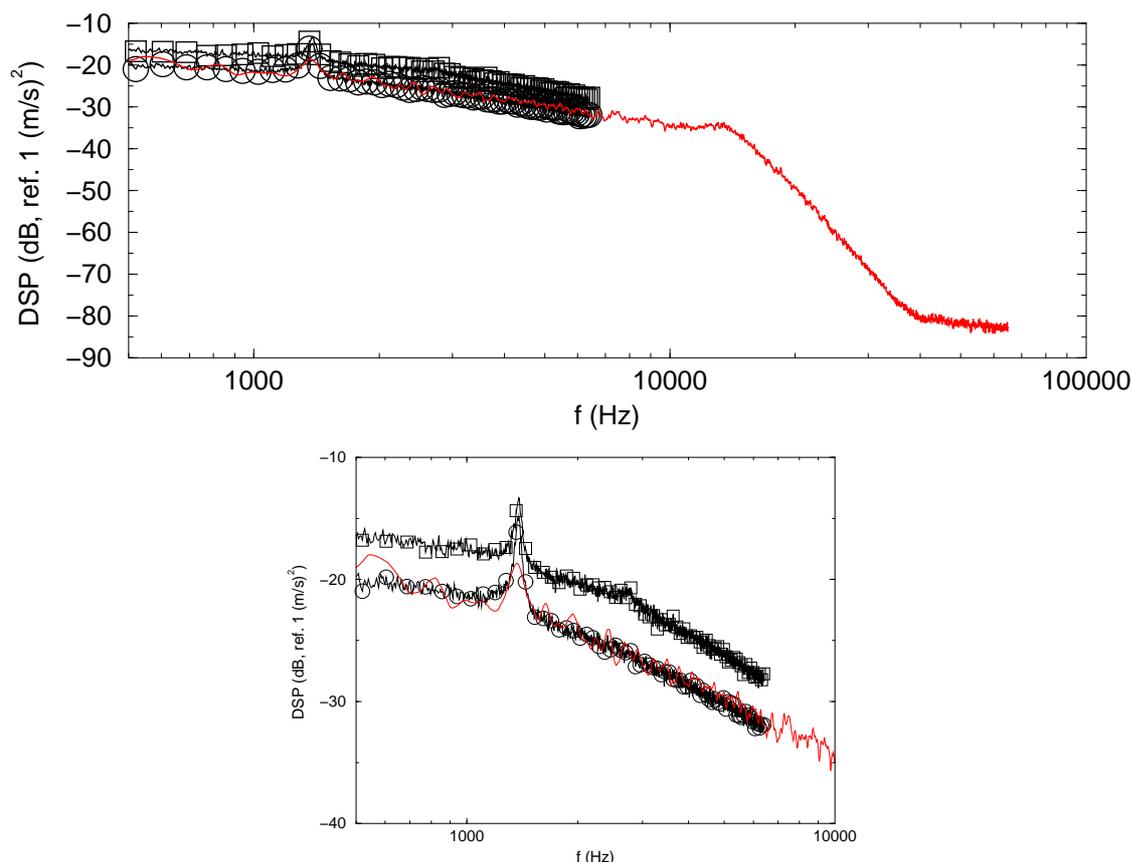


FIG. 5.14 – Spectre de vitesse fluctuante (dans la direction moyenne) au voisinage de la position: ($x/c = 0.25, y/c = 0.20$) [— : LES barreau-profil en ($x/c = 0.25, y/c = 0.20$), $\square \square$: mesures en ($x/c = 0.25, y/c = 0.16$), $\circ \circ$: mesures en ($x/c = 0.25, y/c = 0.30$)]. Haut: tracé global, Bas: détail sur la gamme [0; 10 kHz].

Champ instantané

La comparaison va maintenant être faite avec les mesures PIV. Les résultats sont à nouveau post-traités à l'aide de l'outil développé pour la PIV, en utilisant la même grille ($-0.51 < x/c < 0.27$ et $-0.26 < y/c < 0.36$, 106×85 points) et en prenant 500 échantillons LES répartis sur 18 cycles (*idem RANS*).

La figure 5.15 présente des champs de vorticité instantanée correspondant à la PIV, au calcul RANS linéaire et au calcul LES. La LES, comme les mesures, fait ressortir une agrégation d'échelles en dessous des structures principales. L'accord est bon en ce qui concerne les niveaux de vorticité et la structure visuelle du sillage, dans cette région au voisinage du bord d'attaque du profil. En comparaison, le calcul RANS ne fait ressortir que les tourbillons du lâcher r guli rs et périodiques.

Modes POD

Les 6 premiers modes POD de la PIV, du calcul RANS et du calcul LES sont présentés sur les figures 5.16, 5.17 et 5.18. En outre la figure 5.19 indique les valeurs propres associées. Nous avons vu au chapitre 3 que les modes (1) et (2) dominant³ la PIV: ils représentent 40% de l'énergie cinétique et $\lambda_1, \lambda_2 > 4 \times \lambda_3$. Le calcul RANS est capable de reproduire ces modes qui caractérisent le comportement déterministe des grosses structures, mais pas les modes suivants, ce qui provient de sa formulation moyenne.

Si on observe les résultats LES, les deux premiers modes sont également en accord avec les mesures: découpage des tourbillons se trouvant sur l'axe, et convection de part et d'autre du profil. En outre, dans le cadre de cette approche numérique, les modes secondaires (ordre ≥ 3) sont aussi prédits, à des niveaux semblables aux modes mesurés. Le mode 3 se trouve à un facteur 5 en dessous des deux premiers modes, similairement à la PIV, et la taux d' croissance des valeurs propres au-delà se fait en accord avec la courbe expérimentale.

Si on considère la structure des modes secondaires présentés (modes 3, 4 et 5) on observe un accord entre LES et PIV: le mode 3 est un mode de sillage (identique entre PIV et LES   un facteur -1 près, sachant que la POD ne fournit qu'une base), le mode 4 correspond à un blocage par le profil et le mode 5 constitue un mode tourbillonnaire d'ordre élevé. On peut rappeler que la forte structuration du mode 5, telle qu'elle apparaît sur la PIV mais aussi la LES, est un résultat intéressant.

3. Rappel: la valeur propre λ_i correspond à l'énergie cinétique associée au mode i .

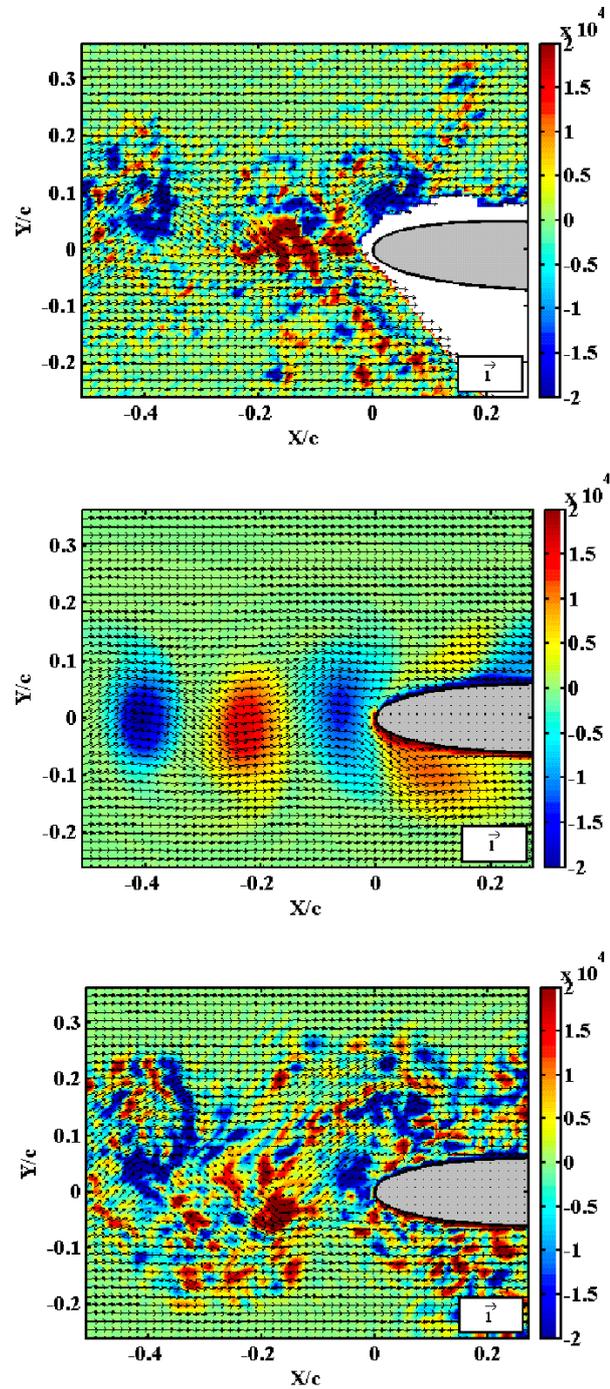


FIG. 5.15 – Vorticité fluctuante instantanée [Haut: PIV, Milieu: RANS linéaire, Bas: LES].

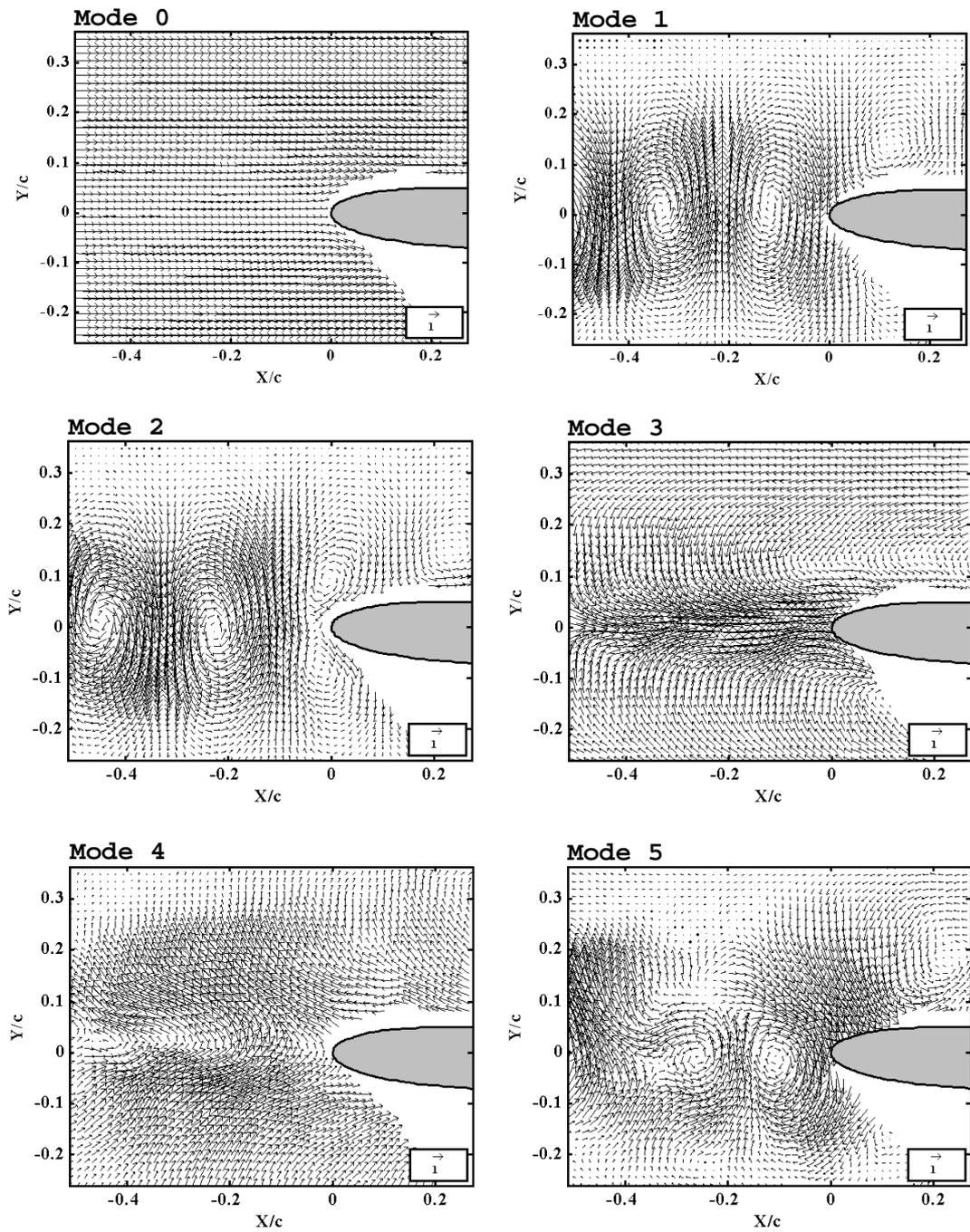


FIG. 5.16 – Modes POD issus de la PIV, pour la configuration barreau-profil.

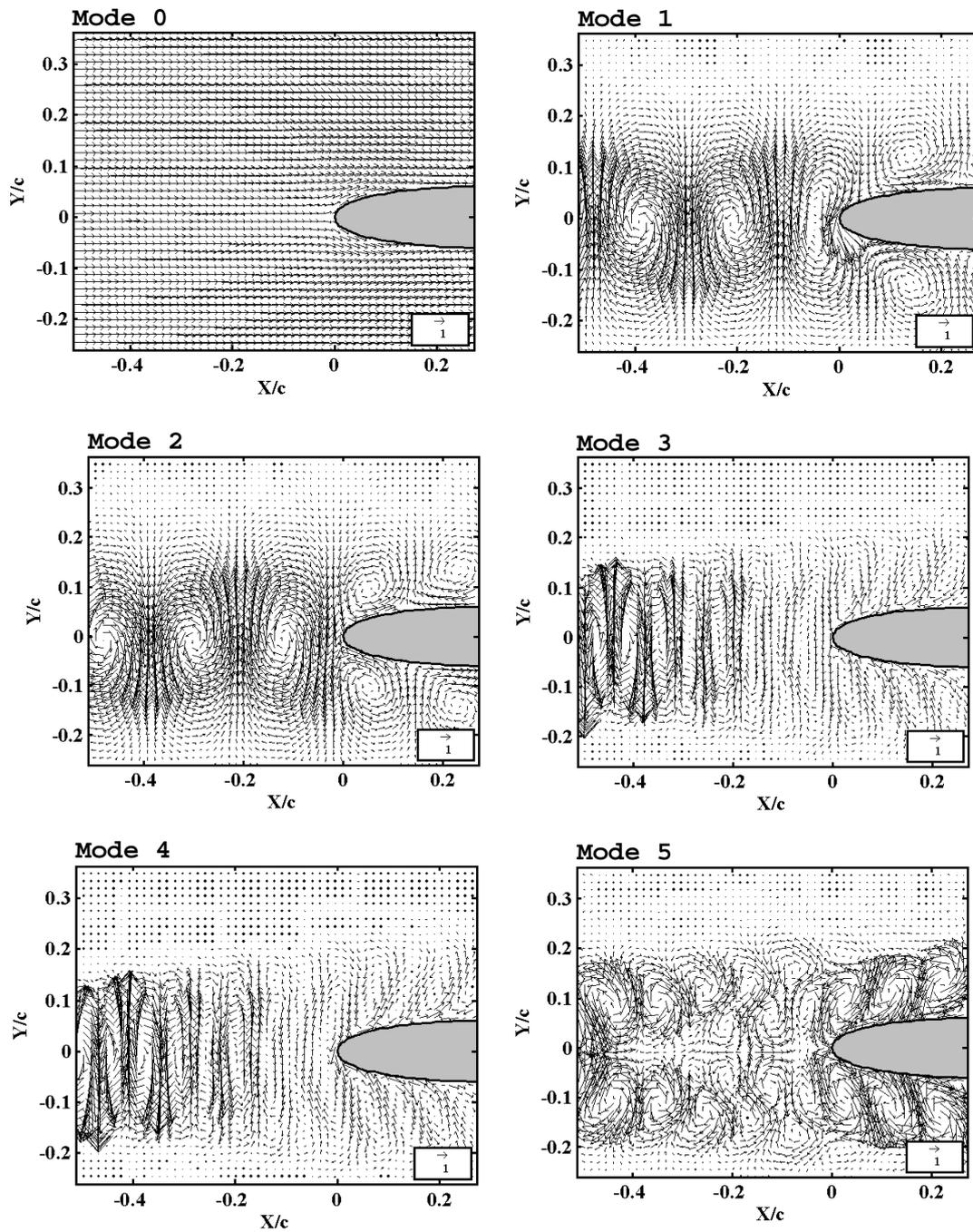


FIG. 5.17 – Modes *POD* issus du calcul *RANS* linéaire, pour la configuration barreau-profil.

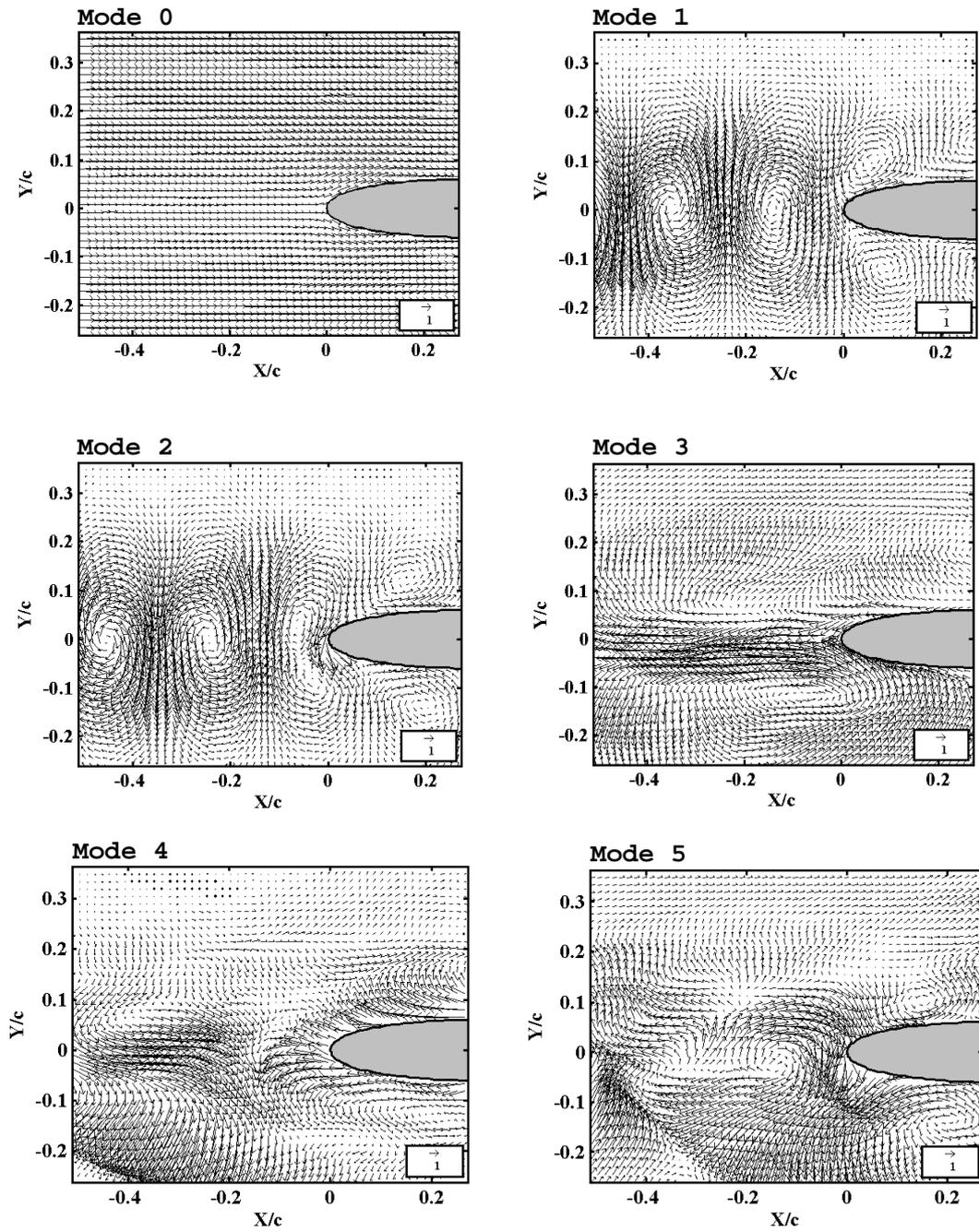


FIG. 5.18 – Modes POD issus du calcul LES, pour la configuration barreau-profil.

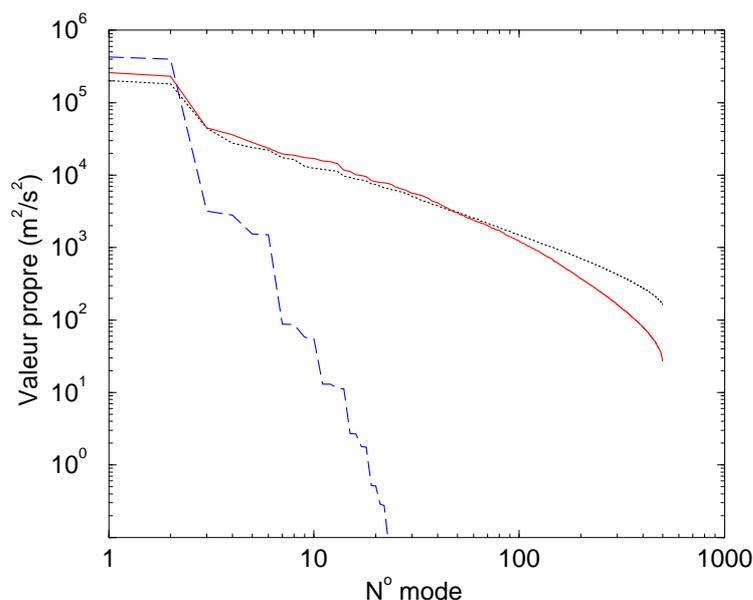


FIG. 5.19 – Valeurs propres POD pour la PIV, le calcul RANS et le calcul LES, sur la configuration barreau-profil. [\cdots : mesures PIV, $---$: RANS avec modèle linéaire, $---$: LES]. Remarque: la visualisation des valeurs propres RANS est ici tronquée afin de ne pas dilater l'échelle, mais la courbe est présentée en totalité au chapitre 3.

En effet, on s'attend généralement à voir se réduire l'organisation lorsque l'ordre du mode augmente. Enfin, on note seulement une imprécision dans le détail de ces modes secondaires (modes 3, 4 et 5), qui ne sont que faiblement énergétiques par construction de la POD. Cette imprécision est causée par les limitations des échantillons utilisés, en particulier pour la LES qui s'étend seulement sur 18 cycles. On observe donc ici ce qui a déjà été observé au niveau spectral: la LES restitue une information multi-échelle alors que le RANS se limite au comportement moyen déterministe (dans ce cas: périodique).

Fonction Γ_2

Pour poursuivre cette étude, les figures 5.20 et 5.21 représentent respectivement un tracé de la fonction Γ_2 instantanée et le tracé correspondant de la fonction Γ_2 sur le champ reconstitué à partir des modes POD (0), (1) et (2). Comme précédemment, sur chacune des deux figures sont présentés: PIV, RANS et LES.

Si on considère les champs instantanés (figure 5.20), la fonction Γ_2 inspire les mêmes conclusions que le champ de vorticité. L'interaction du sillage expérimental avec le bord d'attaque du profil se fait sur une multitude d'échelles en dessous de

l'échelle principale. Ceci est correctement rendu par la LES, alors que le calcul RANS se limite aux grosses structures du lâcher. Les différences qui peuvent toutefois être observées entre les images PIV et LES ne sont pas significatives car elles sont du même ordre que les variations qui ont été observées sur les seules mesures PIV entre les instants de mesure (trajectoire et la densité des grosses structures) [80, 55].

Alors, si on s'intéresse à la fonction Γ_2 sur le champ reconstitué à partir seulement des modes POD 0, 1 et 2 (figure 5.21), l'accord est bon entre mesures et calculs RANS ou LES. On a la confirmation que les grosses structures, qui constituent la totalité du champ reconstitué ici, sont bien prédites par les deux approches numériques.

Cohérence en envergure

Par l'estimation des effets tridimensionnels, le calcul de la racine carrée de la cohérence permet l'évaluation du rayonnement acoustique pour l'envergure expérimentale ($L_{exp} = 30 d$) à partir de l'envergure simulée ($L_{sim} = 3 d$). Cette procédure est décrite en détail au chapitre 2 et a déjà été appliquée sur le cas du barreau isolé au chapitre 4.

L'estimation de Γ obtenue sur le barreau isolé va être utilisée à nouveau, car on dispose sur cette première configuration de validations face à l'expérience concernant à la fois la corrélation et la cohérence. On a ainsi montré que la corrélation est en bon accord avec l'expérience, et que la cohérence à la fréquence du lâcher est sous-estimée mais d'un ordre de grandeur correct. On supposera donc que la cohérence en envergure reste constante dans le sillage du barreau jusqu'au profil, ce qui constitue une hypothèse légitime compte tenu des observations aérodynamiques précédentes et de la stabilité des allées de von Kármán. La figure 5.22 rappelle l'évolution de Γ en fonction de la fréquence, pour le barreau isolé.

L'analyse couplée des grandeurs moyennes et statistiques, des spectres à large bande et de la décomposition POD (sur plusieurs modes), indiquent que la LES fournit une représentation des irrégularités du sillage (dispersion des trajectoires de tourbillons, fluctuations inter-cycles...) et de l'interaction avec le profil, en cohérence avec les mesures. La prochaine section va concerner la restitution du bruit à large bande relié à ces phénomènes.

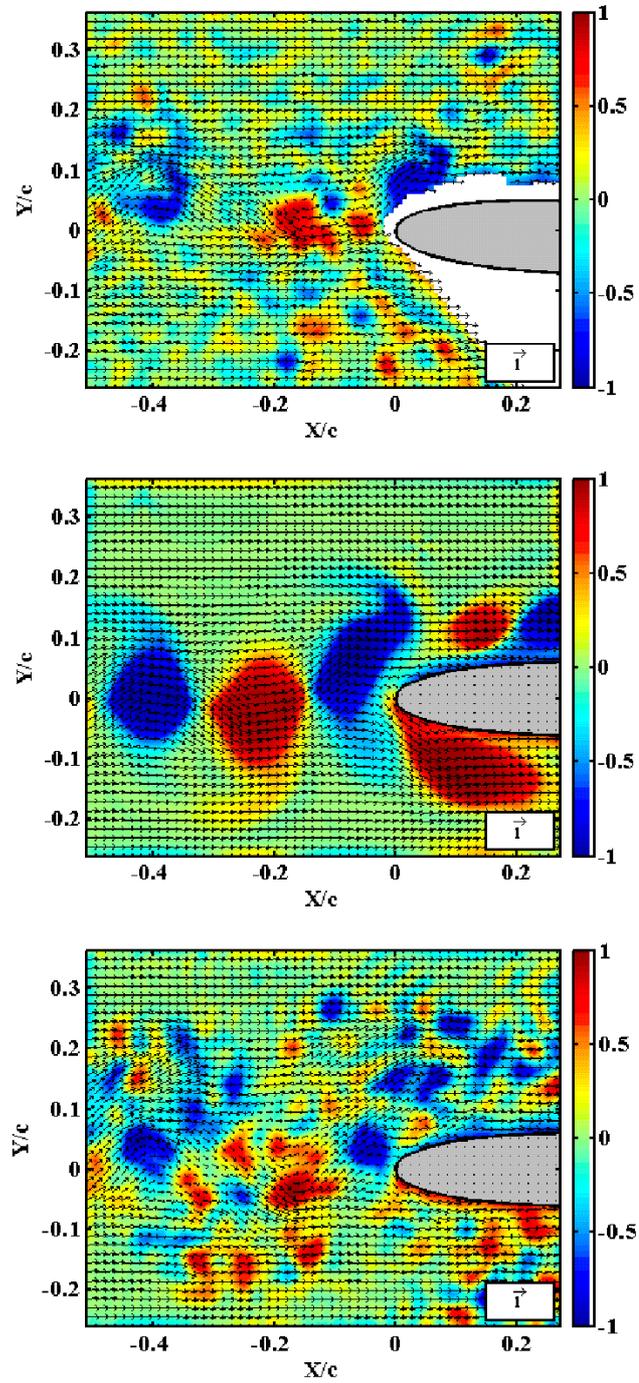


FIG. 5.20 – Fonction Γ_2 d'évaluation de l'étendue des tourbillons [Haut: PIV, Milieu: RANS linéaire, Bas: LES].

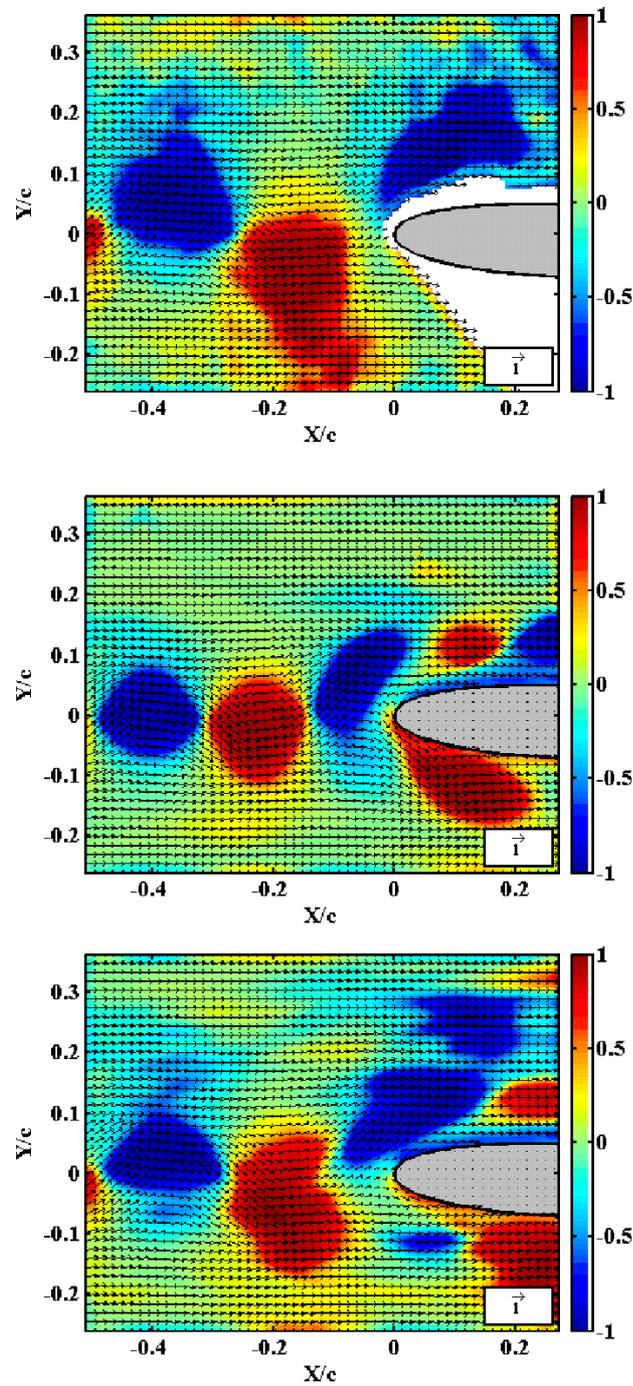


FIG. 5.21 – Fonction Γ_2 d'évaluation de l'étendue des tourbillons, basée sur le champ reconstitué à partir des modes POD (0), (1) et (2) [Haut: PIV, Milieu: RANS linéaire, Bas: LES].

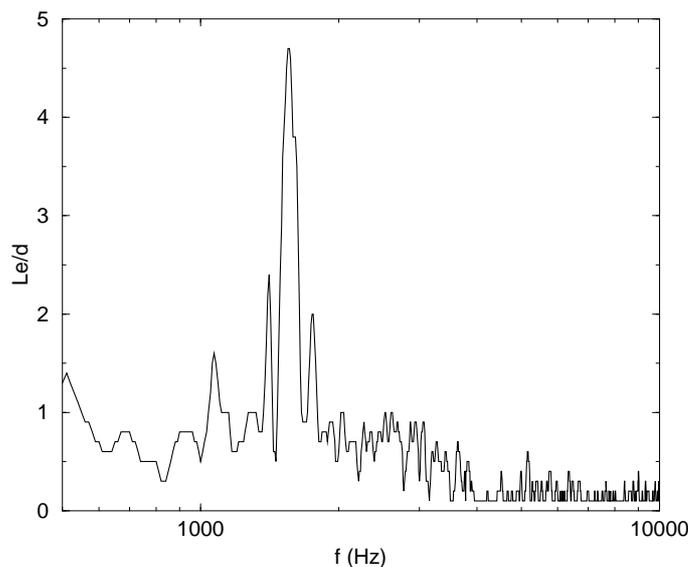


FIG. 5.22 – L_e (double de la longueur de cohérence) pour le barreau isolé, où: $\Gamma(\Delta z, f) \sim \exp(-|\Delta z|/L_e(f))$.

5.4 Acoustique

Acoustique pour la configuration simulée ($L_{sim} = 3d$)

Le son en champ lointain est calculé en appliquant l’analogie acoustique aux champs aérodynamiques LES, selon la configuration et les notations présentées sur la figure 5.23. La densité spectrale de puissance⁴ calculée au point Ac_1 est ainsi tracée sur la figure 5.24, pour deux surfaces d’intégration différentes:

- surface 3, en paroi du profil et d’envergure $L_{sim} = 3d$;
- surface 4, à $\Delta = 1d$ autour de la paroi du profil et d’envergure $L_{sim} = 3d$.

Comme dans les précédents calculs, les sources volumiques n’ont pas été évaluées. Cette décision, prise au lancement du calcul, a été motivée par les arguments développés au chapitre 3 (section 3.5): la faible efficacité des sources quadrupolaires à $M_\infty \sim 0.2$, ainsi que la variation en $M_\infty^{5.2}$ de la puissance acoustique mesurée (i.e. proche d’un rayonnement dipolaire, avec une influence éventuelle de la diffraction pouvant expliquer la puissance 5.2 au lieu de 6). Toutefois, la comparaison des résultats de la surface 3 et de la surface 4 va permettre d’évaluer la validité de cette hypothèse. La surface 4 prend implicitement en compte les quadrupôles situés à moins de $1d$ de la paroi du profil, principale zone d’interaction entre le sillage du barreau et le profil (prenant $1d$ comme distance caractéristique du sillage).

4. cf. Annexe A sur le traitement numérique des spectres issus de l’expérience et des simulations.

Le pas en temps de l'analogie acoustique est imposé à 7.5×10^{-6} s, ce qui correspond à environ 100 instants par cycle.

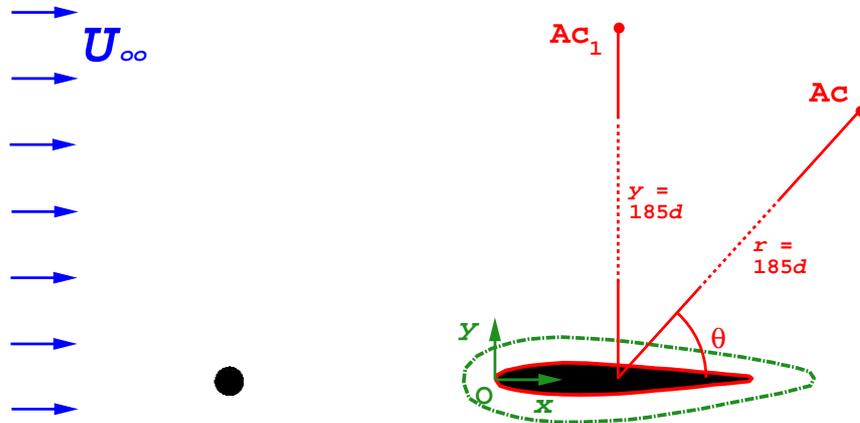


FIG. 5.23 – Repérage de l'auditeur en champ lointain (Ac_1 : auditeur utilisé pour la comparaison des spectres, Ac : auditeur mobile utilisé pour la directivité) [— : surface 3 (paroi du profil), - · - : surface 4 (à 1 d de la paroi)].

Par rapport aux précédents calculs (barreau-profil RANS, barreau isolé LES), on observe une différence plus marquée entre les résultats des deux surfaces d'intégration. La surface à $\Delta = 1 d$ de la paroi (surface 4) donne des niveaux supérieurs à toutes les fréquences.

On rappelle que le calcul de propagation en champ lointain est identique pour une surface physique ou une surface perméable, dans la formulation de di Francescantonio [29]. Seulement, pour une surface physique, la vitesse du fluide est égale à la vitesse de la surface d'après la condition d'adhérence. En outre, concernant l'acoustique, une surface perméable prend implicitement en compte les quadrupôles qu'elle englobe.

Au chapitre 3, pour le calcul RANS (sans modèle stochastique), les deux surfaces ont donné des résultats quasi-identiques. Ceci indique d'abord que le passage de tourbillons au travers de la surface perméable n'a pas d'influence notable. En outre, on peut également en supposer que les grosses structures, qui sont les seules simulées dans le calcul RANS, impactent directement sur le profil pour générer une contribution essentiellement dipolaire.

Dans le cas présent, on peut penser que la différence entre les spectres correspondant aux deux surfaces d'intégration LES est causée par la présence de quadrupôles. Ces sources proviendraient de la représentation de la multitude d'échelles, dispersées à une distance variable du profil. Ces sources seraient prises en compte par la surface

4, qui englobe une couche d'épaisseur $1 d$ autour de la paroi.

Par ailleurs, on peut se demander si le rayonnement quadrupolaire est bien prédit par la surface perméable, qui n'englobe qu'une partie du volume environnant. On note pour cela que la surface 4 s'étend sur une épaisseur de $1 d$ de part et d'autre du profil, c'est à dire qu'elle englobe les principales structures de l'écoulement (tourbillons de von Kármán). Ainsi les quadrupôles provenant de l'interaction de la turbulence avec le profil devraient être correctement prédits. Ceci doit constituer les principales sources quadripolaires, car le rayonnement du barreau isolé et de son sillage est négligeable, les résultats obtenus sur le barreau isolé (chapitre 4) se trouvant à ~ 10 dB en dessous des spectres présentés ici. Néanmoins, comme nous l'avons noté au début de cette section, il faut relativiser cette influence supposée des quadrupôles, compte tenu du faible nombre de Mach et des observations expérimentales sur l'évolution de la puissance en fonction du nombre de Mach, qui se rapprochent plutôt d'un comportement dipolaire.

Finalement, seul un calcul direct des intégrales volumiques pourrait indiquer si les quadrupôles sont à l'origine de la différence entre les spectres des deux surfaces, mais les données aérodynamiques n'ont pas été sauvegardées sur l'ensemble du domaine tridimensionnel.

On peut également suspecter des imperfections dans la simulation aérodynamique des sources, qui produiraient une divergence entre les résultats des deux surfaces. Il est alors possible d'analyser les spectres aérodynamiques des figures 5.13 et 5.14, qui représentent respectivement la pression en paroi en $x/c = 0.2$ sur la surface 3, et la vitesse fluctuante en $x/c = 0.25$ sur la surface 4. Au niveau de la paroi (surface 3), le spectre de pression calculé est en très bon accord avec les mesures concernant le niveau du pic et la composante à large bande. Le tracé n'atteint visiblement pas la fréquence de coupure associée au maillage, ce dernier étant très dense en paroi. Même si des erreurs numériques peuvent toujours être suspectées en très hautes fréquences, ces éventuelles composantes parasites ne montrent aucune influence dans la gamme de mesure où la comparaison est très bonne avec l'expérience. Sur la surface 4, à environ $\Delta = 1 d$ de la paroi, le spectre de vitesse fluctuante est également en bon accord avec les mesures qui l'entourent. Il concorde avec l'expérience sur la bande fréquentielle correspondante: $[0 ; 7 \text{ kHz}]$, puis chute brutalement pour $f \sim 12 \text{ kHz}$, ce qui semble être relié à la coupure par le filtre associé au maillage. Pour ce second spectre, la présence de composantes numériques ne peut être suspectée: le tracé concorde avec les mesures puis est amorti par le filtrage.

Ceci donne une indication sur la qualité des grandeurs aérodynamiques utilisées

pour le calcul des sources acoustiques. Néanmoins, des erreurs acoustiques peuvent toujours résulter d'effets locaux de compensation au niveau des régions sources, c'est à dire par les déphasages entre sources locales.

En résumé, on ne peut donner de cause définitive à la différence observée entre les spectres issus des deux surfaces d'intégration. Toutefois on peut placer une plus grande confiance dans les résultats venant de la surface 4, car elle permet la prise en compte des éventuels quadrupôles, par ailleurs les grandeurs aérodynamiques associées à cette surface sont filtrées par le maillage au dessus de la gamme fréquentielle de validation.

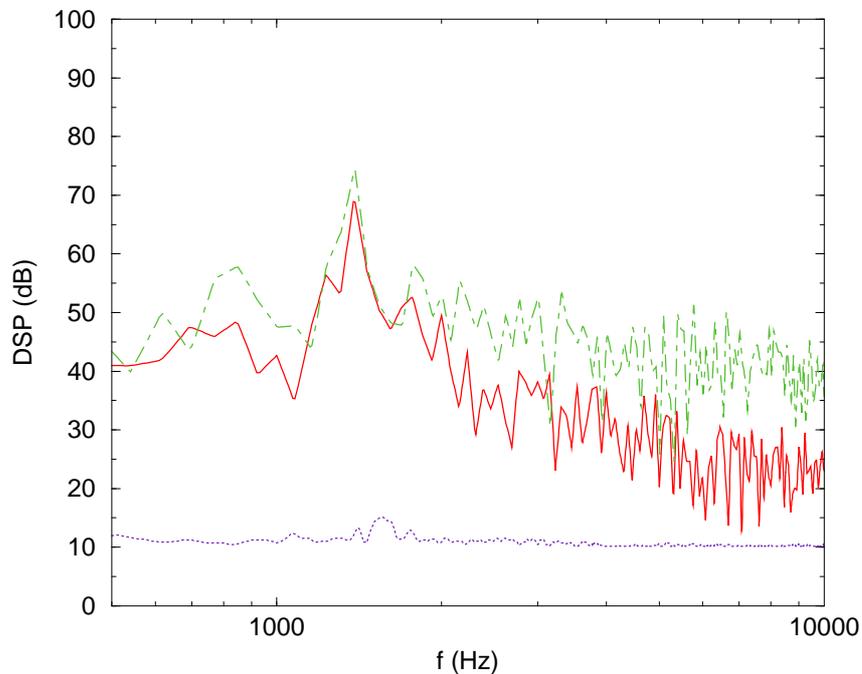


FIG. 5.24 – Densité spectrale de puissance en Ac_1 correspondant à l'envergure $L_{sim} = 3d$ [— : LES + Advantia (surface 3), - . - : LES + Advantia (surface 4), : correction à appliquer pour représenter l'envergure expérimentale].

Acoustique pour la configuration expérimentale ($L_{exp} = 30d$)

Sur la figure 5.24 est également présentée la correction ajoutée aux calculs ($L_{sim} = 3d$) afin de représenter le rayonnement équivalent pour l'envergure expérimentale ($L_{exp} = 30d$). Cette correction, comme expliqué au chapitre 2, se base sur l'évaluation de la cohérence en envergure. On utilise la cohérence simulée sur le barreau isolé (figure 5.22), car elle a été validée par rapport aux mesures et représente le sillage qui impacte le profil.

La figure 5.25 présente ainsi le rayonnement acoustique calculé pour une envergure $L_{exp} = 30 d$, en comparaison avec les mesures et le calcul RANS. Le résultat obtenu à partir de la surface 4 du calcul LES est en accord avec les mesures, bien que le niveau du pic soit inférieur de 5 dB au niveau expérimental. Ceci pourrait être en partie dû à l'incidence parasite suspectée dans les mesures, qui aurait pour influence d'accroître le rayonnement dipolaire, augmenter ainsi le rayonnement global et éventuellement masquer le rayonnement quadrupolaire. Concernant le bruit à large bande, l'élargissement du pic ainsi que le bruit de fond et sa décroissance vers les hautes fréquences, se comparent favorablement à l'expérience.

Le calcul reproduit en outre l'observation expérimentale selon laquelle le niveau du pic pour la configuration 'barreau-profil' (figure 5.25) est sensiblement supérieur au niveau obtenu pour le 'barreau isolé' (figure 4.23). On retrouve une différence d'environ 10dB entre les deux configurations dans les calculs, comme dans l'expérience.

On notera ensuite que le spectre issu de la LES est moins lisse que le spectre expérimental ou le spectre RANS. Ceci n'est pas surprenant puisque dans les mesures, le spectre final est obtenu en moyennant 200 spectres, chacun construit à partir de 2048 échantillons couvrant $T = 0.25s$ (~ 350 cycles). Le spectre issu de la LES est obtenu grâce à 1800 échantillons répartis sur 18 cycles, il équivaut donc à l'un des 200 spectres mesurés et il est naturel qu'il présente des oscillations dues à l'erreur statistique. Le spectre RANS est, quant à lui, beaucoup plus régulier puisqu'il s'appuie sur des données périodiques. Des techniques statistiques devraient donc être appliquées au résultat LES pour parfaire la présentation des résultats. La moyenne selon l'envergure, inapplicable ici du fait que l'acoustique est une grandeur intégrale, a donné de bons résultats pour les spectres aérodynamiques (figures 5.13 et 5.14). L'Annexe A présente d'autres voies. Néanmoins, l'amplitude des oscillations reste ici limitée et ne masque pas les résultats. Cependant, le niveau global du signal est toujours restitué.

Il est intéressant de comparer les spectres obtenus en LES et en RANS. On observe bien à nouveau que le RANS limite la simulation à la dynamique du lâcher moyen, la fréquence étant en outre surestimée. Le bruit de fond du spectre RANS, qui est d'origine numérique, se trouve à plus de 30 dB en deça du niveau expérimental. De plus, le spectre RANS est obtenu à partir d'une hypothèse de corrélation totale selon l'envergure, ce qui surestime les niveaux artificiellement.

Enfin, les résultats obtenus par Sorgüven *et al.* [76, 106] montrent une surestimation du pic de 9.7 dB et une surestimation du bruit de fond d'environ 20 dB. Les résultats présentés dans la présente étude sont sensiblement plus proches des mesures. On notera en particulier que les calculs LES de Sorgüven *et al.* utilisent

une condition de périodicité en envergure, ce qui force artificiellement la corrélation en envergure. En outre, la correction acoustique utilisée en envergure par ces auteurs (simulation LES sur $2d$) suppose même une corrélation totale sur l'envergure expérimentale, ce qui est un facteur supplémentaire de surestimation. Néanmoins, une validation aérodynamique plus étendue serait nécessaire pour estimer les causes exactes de cette imprécision acoustique des calculs de Sorgüven *et al.*.

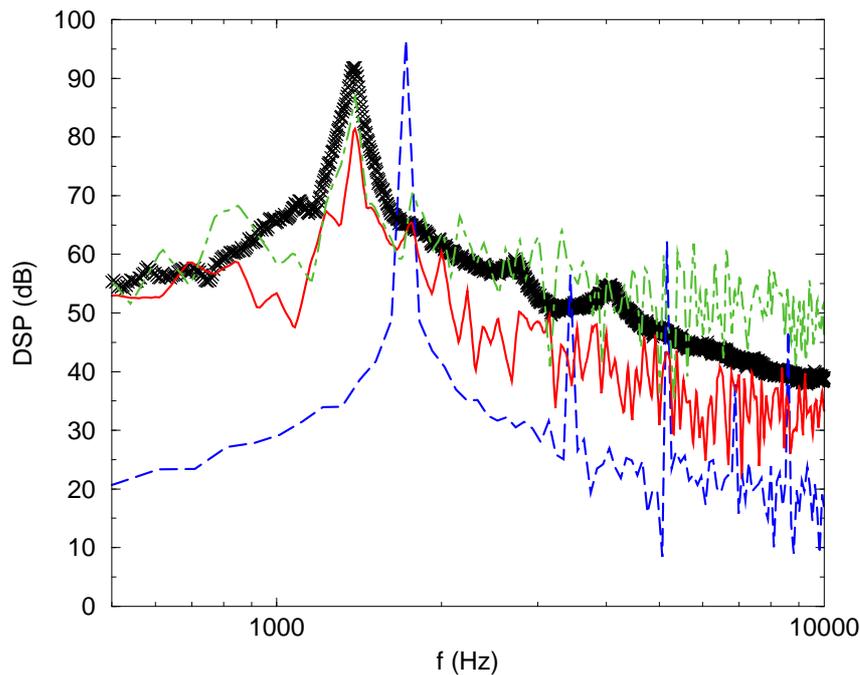


FIG. 5.25 – Densité spectrale en Ac_1 correspondant à l'envergure $L_{sim} = 30d$ [— : LES + Advantia (surface 3) + correction en envergure, - · - : LES + Advantia (surface 4) + correction en envergure, - - - : RANS + Advantia (équivalent surface 3), × × : mesures ECL].

Pour terminer, le schéma de directivité calculé à partir de la surface 4 est tracé sur la figure 5.26. On note un meilleur accord avec les mesures que pour le calcul RANS. Toutefois, la courbe obtenue à partir de la LES se relève par rapport à l'expérience sur les points limites à l'amont et à l'aval (50 deg et 130 deg).

5.5 Conclusion: LES sur la configuration barreau-profil

On a montré, sur cette configuration relativement complexe, les avantages de la LES tant sur le plan aérodynamique que sur le plan acoustique. Les résultats

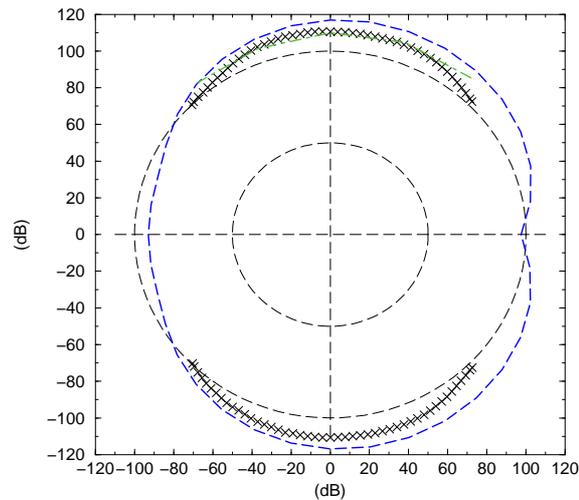


FIG. 5.26 – Schéma de directivité (intégration du spectre entre 500 Hz et 5000 Hz) [— · — : LES + Advantia (surface 4) + correction en envergure, - - - : RANS + Advantia (équivalent surface 3), × × : mesures ECL].

montrent sans ambiguïté la supériorité de la LES par rapport au calcul RANS. Elle permet une représentation directe des grosses échelles turbulentes et donc de leur effet sur l'écoulement. Outre la meilleure simulation des grandeurs moyennes et statistiques qui résulte d'une meilleure description des phénomènes physiques, la LES prédit la décorrélation selon l'envergure et la richesse spectrale des grandeurs aérodynamiques. Ce dernier point est exploité avec succès pour représenter directement le bruit à large bande. Sur le spectre issu du présent calcul, le niveau du pic associé aux tourbillons de von Kármán, son élargissement par la turbulence, et le bruit de fond à large bande sont en bon accord avec les mesures.

Conclusions et perspectives

L'objectif principal réalisé dans cette thèse est d'évaluer la capacité de méthodes numériques pour la prédiction des sources à large bande, en vue d'une application dans les turbomachines. Ceci nous a amené à utiliser les approches RANS et LES pour la simulation du champ aérodynamique, en conjonction avec l'analogie acoustique de Ffowcs Williams et Hawkings. Un cas test a été défini, qui est à la fois suffisamment simple pour permettre de mener cette étude avec des coûts de calcul raisonnables, et suffisamment complexe pour être représentatif de la génération de bruit à large bande dans les turbomachines. Il est constitué d'un profil symétrique situé dans le sillage turbulent d'un barreau circulaire. Par ailleurs, le choix de cette configuration académique a permis de mener, conjointement à cette étude, une campagne expérimentale étendue pour la validation des méthodes numériques.

Au cours de la présente étude, nous avons été amenés à mettre au point et exploiter de nouveaux outils: modèle stochastique pour la restitution acoustique des effets turbulents dans le sillage d'un barreau, analogie acoustique en temps avancé, modèle de sous-maille LES adapté aux géométries complexes. En outre, la validation des calculs par l'expérience a conduit à des comparaisons originales. Nous avons confronté des champs instantanés, mais aussi utilisé la POD et des outils de reconnaissance des tourbillons.

Au final, on peut effectuer les observations suivantes:

◇ L'approche RANS donne une estimation plutôt satisfaisante des caractéristiques aérodynamiques moyennes. On note toutefois une surestimation de la fréquence du lâcher, qui peut être reliée à un retardement du décollement sur le barreau, ainsi qu'une sous-estimation de la diffusion des zones cisailées. Les trois modèles de turbulence évalués sont sensiblement équivalents, on remarque seulement une légère supériorité du modèle non linéaire dans les zones de forte recirculation. Comme les grandeurs aérodynamiques, le champ acoustique se limite à une contribution périodique pure, mais d'une puissance en accord avec les mesures. Sur cette configuration, les effets à large bande peuvent alors être introduits par un modèle stochas-

tique, mais la généralisation de tels modèles à des écoulements quelconques nécessite d'autres développements.

◊ L'approche LES permet une description plus fine. Tout d'abord les grandeurs moyennes et la fréquence du lâcher sont mieux prédites. En outre, cette simulation directe des grandes structures turbulentes est capable de représenter les effets tridimensionnels (décorrélation en envergure) et le contenu spectral des grandeurs aérodynamiques. Ces qualités se retrouvent dans le champ acoustique: le pic à la fréquence du lâcher, son élargissement, ainsi qu'une partie du bruit de fond, sont simulés en accord avec les mesures en champ lointain. On remarquera néanmoins le coût de calcul élevé, qui limite la durée des échantillons simulés, et augmente donc les erreurs statistiques des moyennes (calcul des spectres...).

Concernant l'application de l'analogie sur une surface arbitraire (éventuellement perméable), elle a donné les résultats attendus pour l'approche moyenne RANS. En revanche, la différence constatée lors de l'application de la méthode à deux surfaces de données LES n'a pas encore été expliquée de façon satisfaisante. Pour y parvenir, il aurait fallu inclure les termes sources volumiques. Cela est envisagé dans le prolongement immédiat de la présente étude.

Ces résultats laissent entrevoir de nombreuses perspectives.

L'approche RANS présente l'avantage d'être actuellement adaptée à la simulation des géométries complexes, les modèles stochastiques apparaissent alors comme une voie intéressante pour une conception des turbomachines prenant en compte le bruit à large bande. Néanmoins, des études doivent être menées pour adapter ces modèles aux turbomachines.

D'un autre côté la LES est sensiblement plus performante: elle est la seule approche capable de prédire les fluctuations à large bande des écoulements à grand nombre de Reynolds. Hélas, elle est aussi plus coûteuse. Dans l'état actuel, elle pourrait être s'appliquée à des écoulements à faible nombre de Mach, tels que ceux des systèmes de ventilation (climatisations, ventilateurs de refroidissement automobile...). Concernant ensuite les applications en turbomachines aéronautiques, on peut d'abord penser à utiliser cette approche pour des études de phénomènes localisés, en excluant dans un premier temps le régime transsonique. Ainsi, la figure 5.27 présente un calcul actuellement en cours, qui se limite à la zone périphérique de la soufflante Fanpac⁵, à 60% de la vitesse nominale. Le domaine de calcul est compris entre le carter et une surface de courant choisie pour englober 20% du débit, et sur laquelle

5. cf. projet européen Fanpac, troisième programme cadre (FP3).

est imposée une condition de glissement. Ce calcul a été mené à convergence en RANS, et son maillage lui permettra d'être poursuivi en LES afin de décrire les effets à large bande intervenant dans l'interaction de la tête de soufflante avec la couche limite du carter. Dans ce cas, la LES joue un rôle d'expérience numérique et permet l'étude de phénomènes particuliers, et éventuellement la mise au point de modèles semi-analytiques applicables en conception sur la base d'un champ moyen RANS. L'application ultérieure aux turbomachines des travaux LES présentés ici est soutenue par l'utilisation du code *Proust*, conçu dès l'origine dans ce but, mais aussi par la mise en œuvre d'un modèle de sous-maille peu coûteux et adapté aux géométries complexes. Les travaux de Mary et Sagaut [78], Raverdy *et al.* [88], ainsi que de Kato *et al.* [59] constituent en outre des références générales qui ouvrent la voie à l'utilisation de la LES en turbomachines. Enfin, un effort devra être effectué dans le domaine de la propagation, afin de se défaire des limites des modèles monochromatiques, et évoluer vers des modèles à large bande (modèles temporels par exemple) adaptés à la géométrie des turbomachines.

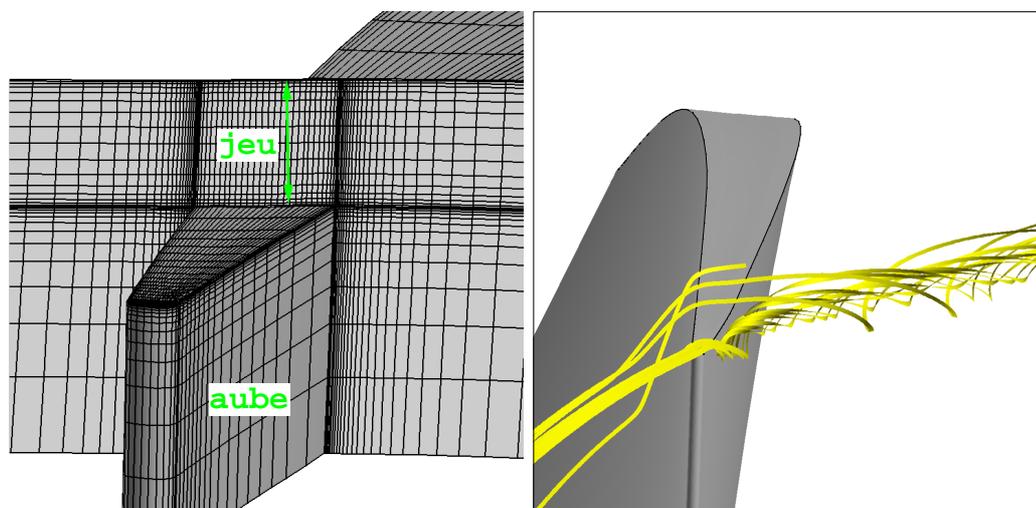


FIG. 5.27 – Calcul sur la soufflante *Fanpac*, à 60% du régime nominal, pour un domaine au voisinage du carter englobant 20% du débit. Gauche: vue du maillage dédensifié, sur la surface de l'aube et dans une section perpendiculaire à l'écoulement, au voisinage du carter (nombre de points du maillage dense: 7.5 millions). Droite: lignes de courant autour du tourbillon de jeu. [calcul ECL]

Annexe A

Analyse spectrale

L'acoustique, du fait de la sensibilité naturelle de l'oreille aux fréquences, est souvent appréhendé par l'analyse spectrale. Notamment, dans cette étude nous cherchons à évaluer les capacités de la simulation numérique pour la prévision du bruit large bande, composante du bruit qu'on définit par sa signature fréquentielle. L'objet de cette section est donc de présenter les outils d'analyse spectrale et de les évaluer.

Ceci a une importance tout particulière car comme nous le verrons le passage dans l'espace spectral peut générer artificiellement un élargissement fréquentiel, ce qui rendrait invalide l'analyse des résultats dans le cadre d'une étude portant sur le bruit large bande.

Transformée de Fourier Discrète (DFT)

Tout d'abord on rappelle que toute fonction x dans l'espace $L^2(\mathfrak{R})$ (fonction de carré intégrable) admet une Transformée de Fourier X définie par:

$$\forall f \in \mathfrak{R} : X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t).e^{-2i\pi ft} dt \quad (\text{A.1})$$

La transformation de Fourier F vérifie les propriétés suivantes ($\lambda \in \mathfrak{R}$, $x, y \in L^2(\mathfrak{R})$ et $X = F(x), Y = F(y)$):

1. linéarité: $F(x + \lambda.y) = F(x) + \lambda.F(y)$
2. inversibilité: $\forall t \in \mathfrak{R} : x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f).e^{2i\pi ft} df$
3. dérivée: $\forall f \in \mathfrak{R} : F(x')(f) = 2i\pi f F(x)(f)$
4. convolution: $F(x \otimes y) = F(x).F(y)$
5. égalité de Parseval: $\int_{-\infty}^{+\infty} X^*.Y^* = \int_{-\infty}^{+\infty} x^*.y^*$

Remarque: les signaux que nous traitons étant réels, typiquement une pression instationnaire, nous ne considérons que le cas de fonctions réelles. Il est à noter que

leur transformée de Fourier est paire.

Les données issues de mesures ou de calculs CFD sont constituées d'une série de valeurs, elles sont discrètes. Il est alors impossible d'utiliser la définition classique de la transformée de Fourier destinée aux fonctions continues et il faut mettre en œuvre la DFT. Si on considère une série de valeurs $\{(x_j), j = 0..(N-1)\}$ avec un pas en temps Δt , sa DFT est la série¹ $\{(X_j), j = -N/2..N/2\}$ définie par:

$$\text{pour } j = -N/2..N/2, \quad X_j = \frac{1}{N \cdot \Delta f} \sum_{k=0}^{N-1} x_k \cdot e^{\frac{-2i\pi jk}{N}}$$

$$\text{pas en fréquence: } \Delta f = \frac{1}{N \cdot \Delta t}$$

$$\text{fréquences associées: } \text{pour } j = -N/2..N/2, \quad f_j = j \cdot \Delta f$$

Propriétés de la DFT • Il faut tout d'abord remarquer que la DFT n'est qu'une utilisation discrète de la transformée de Fourier définie par l'équation A.1. En effet, selon les conventions précédentes:

$$\text{pour } j = -N/2..N/2, \quad X_j = \Delta t \sum_{k=0}^{N-1} x_k \cdot e^{-2i\pi f_j t_k} \quad \text{où} \quad t_k = k \cdot \Delta t$$

Ceci correspond exactement à la discrétisation de la formule A.1 de calcul de Transformée de Fourier pour un signal causal, en évaluant l'intégrale par la méthode des rectangles.

En conséquence on observe les mêmes propriétés au niveau de la DFT qu'au niveau de la Transformée de Fourier continue.

- Comme montré dans le paragraphe 'Application: fonction sinus' ci-après, l'intégrale du spectre par DFT d'une fonction sinus est indépendante du choix de Δf ou f_{max} . Les représentations discrètes des distributions de Dirac conservent leur intégrale unitaire par augmentation de l'amplitude couplée à la diminution de la largeur. Dans le cadre de nos applications, comme nous ne considérons que des échantillons de durée finie, ils apparaissent comme des fragments de fonctions périodiques. Toute fonction périodique pouvant être décomposée en une somme de fonctions sinus, l'intégrale de leur spectre sera donc indépendante de Δf et de f_{max} sur la base de l'échantillon

1. Dans ce qui suit, la notation " $N/2$ " désigne l'entier le plus proche du réel $N/2$ par défaut.

d'origine. Ceci est intéressant pour les calculs de densité spectrale de puissance, car l'intégrale correspond alors à la puissance acoustique, et il est alors cohérent d'obtenir un résultat indépendant de l'échantillonnage. Pour le calcul de cohérences, cela n'a pas d'importance du fait de la division de l'inter-spectre par les auto-spectres.

- On observe que le pas en fréquence de la transformée est $\Delta f = \frac{1}{N \cdot \Delta t}$ et que la fréquence maximale résolue est: $f_{max} = \frac{1}{2\Delta t}$. Ceci est souvent connu sous le nom de relation de Nyquist.

- Comme expliqué au second point, la DFT permet de représenter le spectre correspondant à un signal discret, sans variation de l'intégrale lorsqu'on duplique l'échantillon de base. Ainsi il est nécessaire de minimiser les discontinuités entre la fin et le début de l'échantillon afin de réduire l'apparition de fréquences parasites qui se manifestent aux jointures de l'échantillon infini équivalent (obtenu par répétition).

Il existe toutefois une technique pour corriger une irrégularité entre la fin et le début de l'échantillon: le fenêtrage. Elle consiste, avant la DFT, à multiplier l'échantillon par une fonction valant 1 sur la quasi totalité du signal mais tendant de manière régulière vers 0 aux extrémités (ex: fenêtrage de Hanning). Ainsi la fonction produit ne possède qu'une irrégularité limitée. Néanmoins, dans le spectre obtenu se retrouve le spectre de la fonction utilisée, agissant sous la forme d'un produit de convolution.

- Il existe un algorithme optimisé de la DFT appelé Transformée de Fourier Rapide (FFT), qui permet de réduire notablement le nombre d'opération: $N^2 \rightarrow N \cdot \log_2(N)$ pour un échantillon de taille N . Par contre il est nécessaire que N soit une puissance de 2.

Application: fonction sinus

On considère l'échantillon $\{x_j = A \cdot \sin\left(\frac{j \cdot P \cdot 2\pi}{N}\right), j = 0..(N-1)\}$ avec A réel et P entier. Les instants associés sont: $\{t_j = \frac{j \cdot P \cdot 2\pi}{N}, j = 0..(N-1)\}$ ce qui donne un pas en temps $\Delta t = \frac{P \cdot 2\pi}{N}$.

Nous disposons ainsi de la discrétisation en N points de la fonction $t \rightarrow A \cdot \sin(t)$ sur P périodes.

Sa DFT est la série $\{(X_j), j = -N/2..N/2\}$ définie par:

$$\begin{aligned} X_{-P} &= \frac{-A}{\Delta f \cdot 2i} \\ X_P &= \frac{A}{\Delta f \cdot 2i} \\ X_j &= 0 \quad \text{pour } |j| \neq P \end{aligned}$$

Ainsi on obtient deux pics aux fréquences $f_{-P} = \frac{-1}{2\pi}$ et $f_P = \frac{1}{2\pi}$.

L'intégrale de la série sur les moitiés positives et négatives respectivement, égale à l'intégrale du pic correspondant, et calculée par la méthode des triangles ou des rectangles, vaut $\frac{A}{2}$ en module, quelle que soit la fréquence d'échantillonnage Δf , le nombre de points N et la durée du signal P .

Cette application permet également d'illustrer l'influence d'une irrégularité entre la fin et le début de l'échantillon. Si on considère les échantillons suivants:

$$\{x_j = \sin\left(\frac{j \cdot 8\pi}{100}\right), j = 0..99\}$$

$$\{y_j = \sin\left(\frac{j \cdot 8\pi}{100}\right), j = 0..85\}$$

La figure A.1 présente les tracés temporels de x et y ainsi que leur spectres calculés par DFT. Sur les tracés temporels ont été également tracés des duplications des échantillons, translattées d'un temps d'échantillonnage (symboles: o). Ceci permet d'évaluer l'irrégularité entre fin et début d'échantillon.

L'échantillon x aboutit à un spectre dont seules les fréquences $\pm 1/2\pi$ ressortent. Il n'y a pas de fréquences artificielles du fait qu'il n'y a pas d'irrégularité entre la fin et le début de l'échantillon. Par contre le spectre associé à l'échantillon y s'éloigne très fortement du spectre idéal de x . On observe des modifications de phases, dans ce cas la partie réelle étant dominante alors qu'elle est nulle pour x . On observe également un élargissement du pic en termes de module.

DFT et bruit large bande: fenêtrage, lissage. La méthode la plus fiable pour l'étude du bruit large bande consiste à appliquer une DFT sur un échantillon tronqué de manière à avoir une régularité entre les dernières valeurs et les premières. Ainsi on minimise les fréquences artificielles qui seraient introduites par un irrégularité, ou à moindre échelle par un fenêtrage. Il n'est donc pas adapté d'utiliser une FFT car elle nécessite un nombre de points étant une puissance de 2, ce qui n'est pas directement accessible, le nombre de points étant aussi contrôlé par la recherche d'une régularité aux extrémités du signal. Il faudrait introduire alors une interpolation, coûteuse en temps et en précision. Toutefois, les calculs CFD ne produisent qu'une

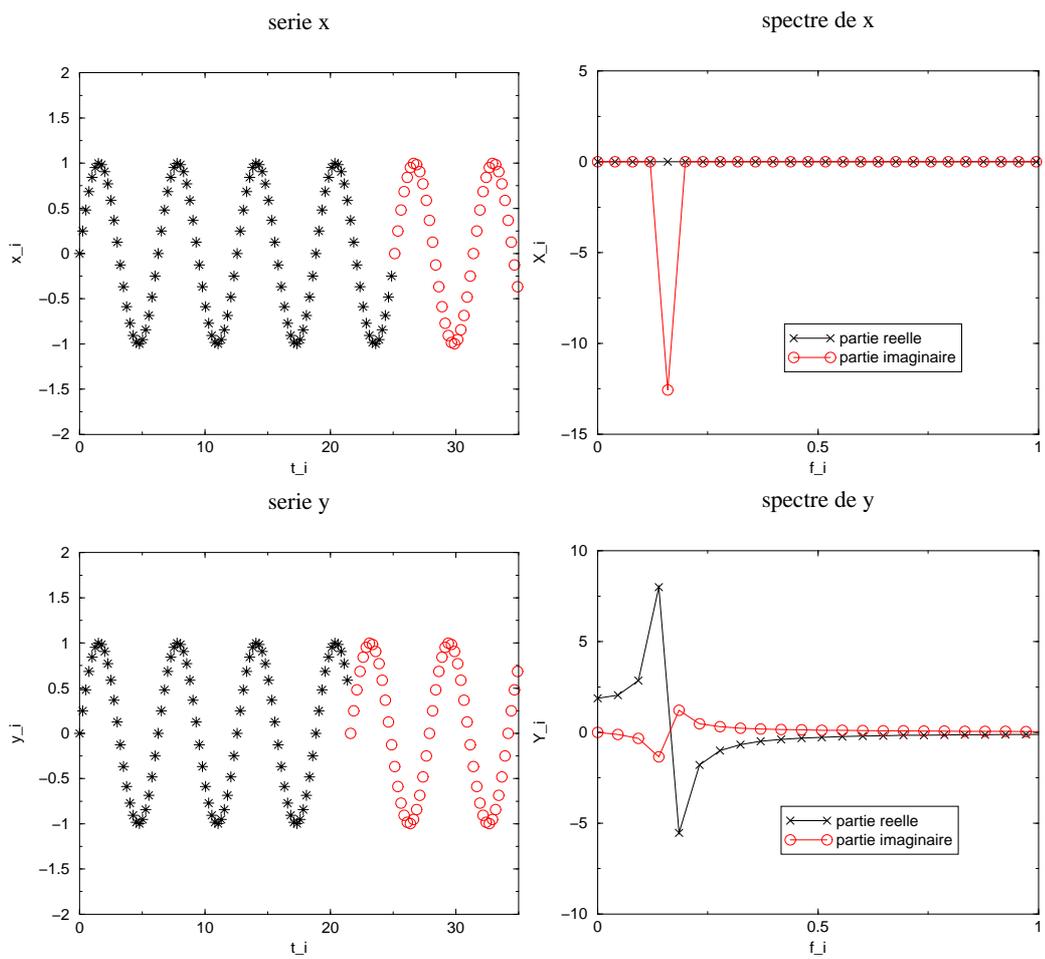


FIG. A.1 – Graphes de gauche: tracé dans l'espace temporel des échantillons x et y (symboles: *). Graphes de droite: spectres des échantillons calculés par DFT.

relativement faible quantité d'information, facile à traiter par DFT. Par exemple, les calculs menés au cours de cette thèse représentent chacun environ 20 cycles, discrétisés en approximativement 100 points (ce qui nécessite pourtant 4 mois de calcul sur 32 processeurs pour la LES du barreau-profil!). En effet, le nombre de cycles total est limité par l'utilisation de schémas temporels explicites qui réclament un faible pas en temps (environ 20 000 itérations par cycle), et on discrétise en 100 points afin d'avoir une description temporelle suffisante pour le calcul des dérivées acoustiques.

Ensuite apparaît la question du lissage des spectres. Les dispositifs expérimentaux, en plus de permettre des échantillons plus longs et ainsi une meilleure discrétisation spectrale, effectuent des moyennes entre les spectres obtenus à partir de plusieurs échantillons, ce qui améliore le lissage. Pour les mesures effectuées à l'ECL le spectre final est obtenu en moyennant 200 spectres, chacun construit à partir de 2048 échantillons couvrant $T = 0.25\text{s}$ (~ 350 cycles).

Les résultats de calculs sont trop coûteux pour chercher à obtenir plusieurs échantillons indépendants.

◇ Une première idée est alors de profiter de la forte discrétisation temporelle (100 points par cycles) qui est inutile au niveau fréquentiel étant donné qu'on s'intéresse au voisinage de la fréquence du lâcher. On tronçonne alors l'échantillon:

$$\{x_i, i = 1..N_x\}$$

en N_b échantillons imbriqués, c'est à dire que le n^{ieme} sous-échantillon est défini par:

$$\{x_j, j = n + N_b \times (i - 1) \text{ avec } i = 1..N_{x2}\}_n$$

où N_{x2} est l'entier obtenu en tronquant N_x/N_b .

Ainsi on peut faire une moyenne de spectres sans réduire la discrétisation fréquentielle car on ne modifie la longueur du signal que de manière négligeable. Néanmoins on doit noter que cette moyenne sera moins efficace que les moyennes expérimentales du fait de la corrélation des sous-échantillons entre eux. On n'augmente pas l'information de base par rapport à l'échantillon de départ. L'application sur les spectres acoustiques calculés par LES (barreau isolé, barreau-profil) a confirmé le faible niveau de lissage. En outre, du fait de la moins grande densité de points, les spectres calculés sur les sous-échantillons ont tendance à être dégradés, ce qui n'est pas obligatoirement corrigé par la moyenne. Cette méthode n'a donc pas été appliquée aux résultats présentés dans cette thèse.

◊ Une autre solution a été appliquée pour les spectres aérodynamiques —c'est à dire les spectres de pression en paroi du profil et les spectres de vitesse fluctuante au cœur de l'écoulement—. Il faut remarquer que ce sont les spectres les plus sensibles, car ils ne proviennent pas d'une intégration des grandeurs aérodynamiques en espace contrairement à l'acoustique. La méthode consiste à faire la moyenne des spectres aux différentes positions en envergure. L'information de base est ainsi accrue du fait de la corrélation limitée, surtout aux hautes fréquences. Le lissage du spectre est sensiblement amélioré.

Caractéristiques numériques des spectres utilisés dans la présente étude

Comme déjà indiqué, les spectres expérimentaux sont obtenus en moyennant 200 spectres, chacun construit à partir de 2048 échantillons couvrant $T = 0.25$ s (~ 350 cycles de lâcher tourbillonnaires dans la configuration barreau-profil). Le pas en fréquence est de $\Delta f = 4$ Hz et la fréquence maximale $f_{max} = 4096$ Hz. Un fenêtrage de Hanning est utilisé sur chaque échantillon de base afin de limiter les fréquences parasites. L'utilisation d'un tel fenêtrage n'a pas ici d'influence notable sur le résultat, car l'échantillon de base est très long, ce qui fait que le fenêtrage n'influence des fréquences que très faibles (autour de $\Delta f = 4$ Hz).

Les spectres issus des simulations sont calculés sur la base d'une seule série de résultats, de longueur $T \sim 0.0125$ s (~ 20 cycles de lâcher tourbillonnaires dans la configuration barreau-profil) et discrétisée en environ 2000 échantillons. Le pas en fréquence Δf est d'environ 80 Hz, alors que la fréquence maximale f_{max} est d'environ 80 000 Hz. Ces grandeurs sont susceptibles de varier de 25 % d'un calcul à l'autre, étant donné qu'on se base sur le calcul de la fréquence f_0 dans les cas associés au lâcher tourbillonnaire.

Il n'y a pas de moyenne de spectres, saufs pour les grandeurs aérodynamiques pour lesquelles on moyenne les différents spectres obtenus selon l'envergure.

Interspectre discret

Si on considère deux signaux réels, x et y définis sur \mathfrak{R}^+ , leur *fonction d'inter-corrélation* est la fonction I définie par:

$$\text{pour } p \in \mathfrak{R}^+, \quad I(p) = \langle\langle x(t)^* \cdot y(t+p) \rangle\rangle_{et}$$

où $\langle\langle . \rangle\rangle_{et}$ désigne une moyenne couplée (moyenne d'ensemble et moyenne temporelle).

L'intercorrélation d'un signal x avec lui-même est appelée *autocorrélation* γ . On a donc:

$$\text{pour } p \in \mathfrak{R}^+, \quad \gamma(p) = \langle x(t)^* \cdot x(t+p) \rangle_{t \in \mathfrak{R}^+}$$

Pour des signaux stochastiquement stationnaires, à statistique invariable au cours du temps, la moyenne d'ensemble peut être remplacée par une moyenne en temps.

Pour des signaux stochastiquement stationnaires discrets $\{(x_j), j = 0..(N-1)\}$ et $\{(y_j), j = 0..(N-1)\}$ on peut définir une estimation de la fonction d'intercorrélation.

- Si l'échantillonnage correspond à un nombre entier de périodes du signal physique, on a:

$$\text{pour } j = 0..N-1, \quad I_j = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} x_k^* \cdot y_{k+j}$$

$$\text{où: } \text{pour } j = 0..(N-1), \quad x_{j+N} = x_j$$

- Sinon on applique la formule²:

$$\text{pour } j = 0..\sqrt{N}, \quad I_j = \frac{1}{N-j} \sum_{k=0}^{N-j-1} x_k^* \cdot y_{k+j}$$

Si elle existe, la transformée de Fourier de la fonction d'intercorrélation (resp. autocorrélation) est appelée *interspectre* (resp. *Densité Spectrale de Puissance (DSP)*). Dans le cadre d'une approche discrète, la transformée de Fourier sera remplacée par un DFT.

2. La notation \sqrt{N} désigne ici l'entier le plus proche du réel \sqrt{N} par défaut.

Annexe B

Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD)

Présentation

La turbulence possède une place particulière dans l'histoire scientifique du XX^{eme} siècle, ayant donné lieu à la naissance du concept d'attracteur étrange par Ruelle et Takens [93] en 1971. Le système de trois modes construit par Lorenz en 1963 —projection de Fourier-Galerkin pour la convection de Rayleigh-Bénard en deux dimensions— présente pour un certain choix de paramètres une *sensibilité aux conditions initiales*, à la base de la notion de *chaos*. La POD apparaît alors comme une décomposition faisant ressortir les principales caractéristiques des signaux chaotiques.

On considère un champ aléatoire $u(x)$ de moyenne nulle, avec x appartenant à l'espace borné D et chaque réalisation de ce champ appartenant à un espace de Hilbert H (produit scalaire: $(f|g)$ et norme: $\|f\| = (f|f)^{1/2}$, où $f, g \in H$). La Décomposition Orthogonal aux Valeurs Propres (POD) consiste à rechercher les fonctions ϕ_i constituant la base de H la plus proche du signal u . Autrement dit:

$$\Phi = \left\{ \phi \in H \quad / \quad \max_{\phi} \frac{|(u|\phi)|}{(\phi|\phi)^{1/2}} \right\}$$

Ce problème d'Euler-Lagrange de maximisation sous contrainte correspond à une équation intégrale de Fredholm du premier ordre:

$$\int_D \langle u(x)u(x') \rangle \phi_i(x') dx' = \lambda_i \phi_i(x)$$

avec $\langle u(x)u(x') \rangle = R(x, x')$ l'autocorrélation spatiale.

Les $\{\phi_i\}$ sont orthogonales et pour tout i : $\lambda_i \geq 0$.

On peut alors écrire u sous la forme:

$$u(x) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \phi_i(x) \quad \text{où} \quad a_i = \int u(x) \phi_i(x) dx$$

Les coefficients $\{a_i\}$ sont non corrélés entre eux, leur moyenne est nulle et leur variance est donnée par: $\langle a_i a_j \rangle = \delta_{ij} \lambda_i$. L'énergie du signal peut s'écrire: $\langle uu \rangle = \sum_{i=1}^{\infty} \lambda_i$.

Cette décomposition peut être étendue aux signaux dépendant du temps en utilisant des coefficients $\{a_i(t)\}$ eux aussi dépendant du temps.

La méthode des snapshots calcule les modes $\{\phi_i\}$ sous la forme d'une combinaison linéaire des échantillons disponibles, utilisant ainsi la dégénérescence du système dans le cas d'un nombre fini d'échantillons. Cette méthode permet de réduire la taille du système à résoudre dans le cas des fortes discrétisations nécessaires en mécanique des fluides.

Le mode 0 représentera dans notre convention le signal moyen.

Propriétés

- Dans les directions homogènes, les modes POD se réduisent aux modes de Fourier.
- Si un signal possède la symétrie S , et si ϕ est un mode associé à la valeur propre λ , alors $S\phi$ est un mode associé à la valeur propre λ .
- Si on ordonne les valeurs propres par ordre décroissant, il est possible de représenter le signal avec un nombre réduit des premiers modes. Le premier mode d'une couche limite turbulente peut capter 60% de l'énergie cinétique.

La décomposition POD permettant de capturer les modes les plus proches du signal aléatoire considéré, elle est utilisée en turbulence pour l'identification des structures (Lumley [75]). Suivant cette idée, Bonnet *et al.* [8] l'utilisent en conjonction avec une méthode d'estimation stochastique (LSE, *Linear Stochastic Estimation*) afin d'identifier les principales caractéristiques d'un champ turbulent sur la base d'un nombre de points de mesure réduit. Enfin, la POD est aussi exploitée pour le développement de modèles dynamiques adaptés à la simulation turbulente [87].

Annexe C

Simulations aérodynamiques en turbomachines

Développement et validation du code *Proust*

Le code *Proust* a été développé pour les calculs en turbomachines. Le lecteur peut se référer aux travaux de Smati *et al.* [103, 105, 104], Oliveira *et al.* [83] et Bron *et al.* [12] pour plus de précisions.

Par ailleurs, dans le présent travail, la validation des modèles de turbulence RANS a été effectuée sur le cas du CD compresseur (cf. chapitre 2). Même concernant l'étude par LES, encore limitée à l'analyse académique dans le présent manuscrit, les méthodes numériques employées ont été choisies et conçues en vue d'une application en turbomachines (cf. par exemple le développement du modèle LES de sous-maille, chapitre 4).

Etude des effets de jeu dans le compresseur NASA 37

Cette section présente le travail réalisé au sein de l'équipe Turbomachines du LMFA par Caro *et al.* [14], sur les effets de jeu générés par le compresseur NASA 37. Cette simulation est également basée sur le code *Proust*, et constitue un pas préliminaire vers l'étude en configuration industrielle de l'interaction entre la tête d'aube et la couche limite du carter, phénomène considéré comme principal générateur de bruit à large bande en turbo-réacteurs.

Le rotor NASA 37 appartient au premier étage d'un compresseur multi-étagé haute pression représentatif de l'étage d'entrée d'un turbo-réacteur. Il constitue une configuration de référence, décrite dans la bibliographie [28, 30]. Ainsi, des expériences ont été menées sur le rotor seul au NASA Lewis Research Center et fournissent des éléments de comparaison pour les simulations. Les caractéristiques

du rotor NASA37 sont données dans la table C.1.

Vitesse de rotation équivalente	1800 rad/s
Débit maximum	20.93 kg/s
Nombre d'aubes	36
Rapport d'aspect des aubes	1.19
Solidité en tête d'aube	1.29
Jeu en tête d'aube	0.5 % envergure
Épaisseur de déplacement de la couche limite d'entrée	$1.3 \cdot 10^{-3}$ m

TAB. C.1 – Conditions de fonctionnement du rotor NASA 37.

Des calculs ont été effectués pour trois points de fonctionnement: 92%, 98% et 100% du débit maximum aux conditions expérimentales. Un calcul a été également mené avec une couche limite en entrée plus épaisse (épaisseur de déplacement multipliée par 2) pour un débit de 97%, afin de voir l'influence des conditions d'entrée sur le développement du tourbillon de jeu. Ces points sont représentés sur la caractéristique (figure C.1). La structure de l'écoulement est similaire pour tous les points de fonctionnement. L'écoulement est caractérisé par un choc fort détaché du bord d'attaque, qui interfère avec l'aube adjacente à mi-corde. En aval du choc, une zone de faible énergie se développe. Près du bord d'attaque, l'écoulement traverse le jeu, de l'intrados vers l'extrados, est éjecté avec une composante de vitesse axiale négative, et s'enroule le long d'une ligne de vitesse nulle attachée au bord d'attaque. Le tourbillon ainsi formé est alors entraîné par l'écoulement principal, et interagit avec le choc qui se déforme comme le montre le tracé du nombre de Mach relatif en tête d'aubage (figure C.2). Le tourbillon est alimenté par le fluide traversant le jeu sur une longueur représentant environ 30% de corde à partir du bord d'attaque.

L'écoulement tourbillonnaire est mis en évidence dans la figure C.3 sur des plans perpendiculaires au tourbillon, à l'aide de la densité relative d'hélicité (produit scalaire entre la vitesse relative et la vorticité relative).

Le tourbillon est caractérisé par une hélicité négative, ce qui signifie un sens de rotation indirect. Dans le jeu, près du carter, une zone d'hélicité positive co cide avec la couche limite. Cette zone s'étire jusqu'à la ligne où le tourbillon se détache du carter, est tirée à l'intérieur du passage, générant un tourbillon contre-rotatif comme l'a montré Van Zante [118]. Il est observé que lorsque le débit décroît, le tourbillon de jeu grossit et s'éloigne du carter, et le tourbillon contre-rotatif (inexistant pour le débit maximum) se développe.

L'étude de ces simulations a permis une estimation localisée des pertes générées par l'écoulement de jeu, en liaison avec les structures tourbillonnaires mises en évidence. Une description plus détaillée est donnée par Caro *et al.* [14].

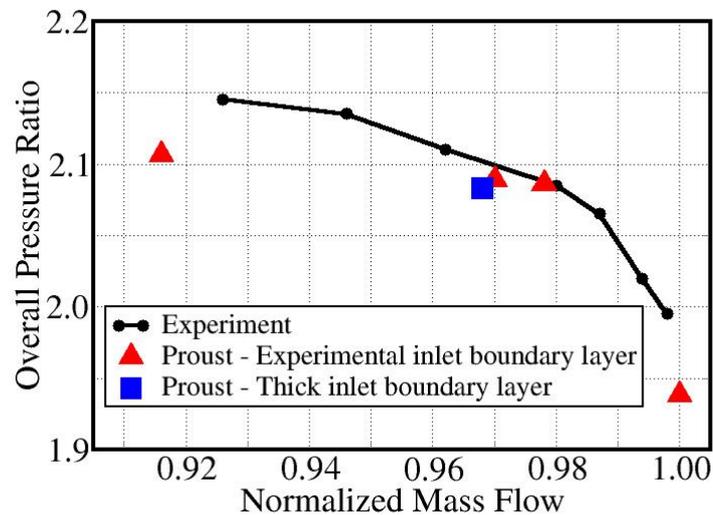


FIG. C.1 – Rapport de pression globale en fonction du débit adimensionné (= rapport entre le débit et le débit maximum). Ligne noire: expérience, triangles rouges: calcul avec couche limite d'entrée telle que mesurée dans l'expérience, carrés bleus: calcul avec couche limite épaissie.

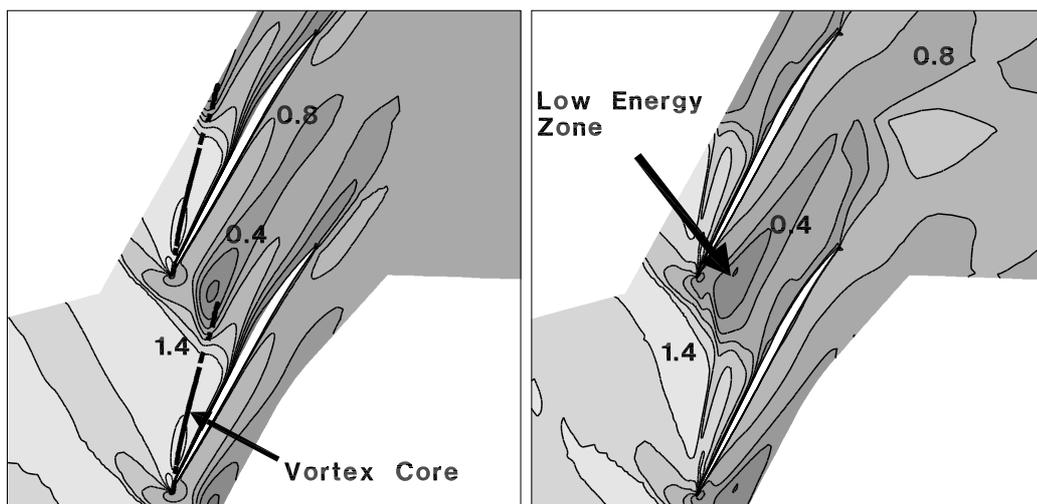


FIG. C.2 – Nombre de Mach relatif à 95% de hauteur et en tête d'aubage, pour le point de fonctionnement à 92% du débit maximum.

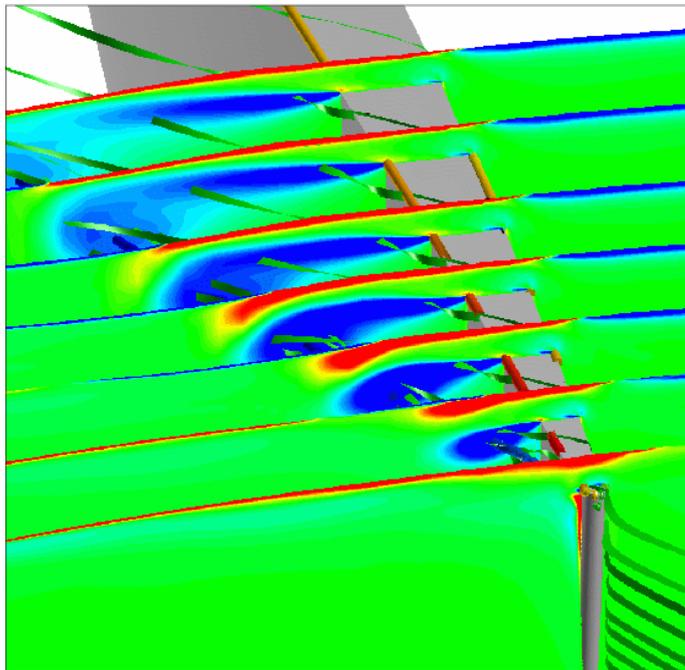


FIG. C.3 – *Densité relative d'hélicité pour le point de fonctionnement à 92% du débit maximum (bleu : hélicité négative, rouge : hélicité positive).*

Références

- [1] E. ACHENBACH. « Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re = 5.10^6$ ». *J. Fluid Mech.*, 34:625–639, 1968.
- [2] R. K. AMIET. « Noise produced by turbulent flow into a propeller or helicopter rotor ». *AIAA Journal*, 15(3):307–308, 1977.
- [3] C. BAILLY et G. COMTE-BELLOT. *Turbulence*. CNRS Editions, 2003.
- [4] C. BAILLY, P. LAFON et S. CANDEL. « A stochastic approach to compute noise generation and radiation of free turbulent flows ». Numéro AIAA paper 95-092, 1995.
- [5] J. P. BERTOGLIO. *Simulation des grandes échelles*. Ecole de printemps de mécanique des fluides numérique CNRS, 2001.
- [6] C. BOGEY. « Calcul direct du bruit aérodynamique et validation de modèles acoustiques hybrides ». Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2000.
- [7] C. BOGEY et C. BAILLY. « LES of high Reynolds, high subsonic jet: effects of the inflow conditions on flow and noise ». Dans *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, 2003.
- [8] J. P. BONNET, D. R. COLE, M. N. GLAUSER et L. S. UKEILEY. « Stochastic estimation and proper orthogonal decomposition: complementary techniques for identifying structures ». *Experiments in Fluids*, 17:307–314, 1994.
- [9] K. S. BRENTNER. « An efficient and robust method for predicting helicopter high-speed impulsive noise ». *Journal of Sound and Vibration*, 203(1):87–100, 1997.
- [10] K. S. BRENTNER et F. FARASSAT. « Analytical Comparison of the Acoustic Analogy and Kirchhoff Formulation for Moving Surfaces ». *AIAA Journal*, 8(36):1379–1386, 1998.
- [11] M. BREUER. « A challenging test case for large eddy simulation: high Reynolds number circular cylinder flow ». *Int. J. Heat Fluid Flow*, 21:648–654, 2000.

- [12] O. BRON, P. FERRAND et T. H. FRANSSON. « Experimental and numerical study of non-linear interactions in 2D transonic nozzle flows ». Dans *Proceedings of the 10th International Symposium of Unsteady Aeroacoustics, Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines (ISUAAAT)*, 2003.
- [13] B. CANTWELL et D. COLES. « An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder ». *J. Fluid Mech.*, 136:321–374, 1983.
- [14] J. CARO, P. FERRAND, S. AUBERT et L. KOZUCH. « Inlet condition effects on tip clearance vortex in transonic compressors ». Dans *5th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics*, 2003.
- [15] B. CARUELLE. « *Simulations d'écoulements instationnaires turbulents en aérodynamique: application à la prédiction du phénomène de tremblement* ». Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2000.
- [16] D. CASALINO. « *Analytical and numerical methods in vortex-body aeroacoustics* ». Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon / Politecnico di Torino, 2002.
- [17] D. CASALINO. « An advanced time approach for acoustic analogy predictions ». *Journal of Sound and Vibration*, 261(4):583–612, 2003.
- [18] D. CASALINO, J. BOUDET et M. C. JACOB. « A shear flow subgrid-scale model for large-eddy simulation ». *submitted to Theo. Comp. Fluid Dyn.*, 2003.
- [19] D. CASALINO et M. C. JACOB. « Prediction of aerodynamic sound from circular rods via spanwise statistical modelling ». *Journal of Sound and Vibration*, 262:815–844, 2003.
- [20] D. CASALINO, M. C. JACOB et M. ROGER. « Prediction of rod-airfoil interaction noise using the Ffowcs Williams - Hawkins analogy ». *AIAA journal*, 41(2):182–191, 2003.
- [21] D. CASALINO, M. ROGER et M. JACOB. « Prediction of sound propagation in ducted potential flows using Green's function discretization ». Dans *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, numéro AIAA-2003-3246, 2003.
- [22] G. COMTE-BELLOT et S. CORRISIN. « The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence ». *J. Fluid Mech.*, 25(4):657–682, 1966.
- [23] G. S. CONSTANTINESCU et K. D. SQUIRES. « LES and DES investigations of turbulent flow over a sphere ». Dans *38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, numéro AIAA 2000-0540, 2000.
- [24] J. S. COX, C. L. RUMSEY, K. S. BRENTNER et B. A. YOUNIS. « Computation of sound generated by viscous flow over a circular cylinder ». Rapport

- Technique TM 110339, NASA, 1997.
- [25] T. J. CRAFT, B. E. LAUNDER et K. SUGA. « Extending the applicability of eddy viscosity models through the use of deformation invariants and non-linear elements ». Dans *Proc. 5th Int. Symp. Refined Flow Modeling and Turbulence Measurements*, pages 125–132, 1993.
- [26] T. J. CRAFT, B. E. LAUNDER et K. SUGA. « Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence ». *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 17:108–115, 1996.
- [27] W. DAVENPORT, R. KAPANIA, K. ROJANI et K. SINGH. « Vortex Panel Method ». <http://www.engapplets.vt.edu>. Virginia Tech.
- [28] J. D. DENTON. « Lessons learned from Rotor 37 ». Dans *3rd International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows (ISAIF)*, 1996.
- [29] P. di FRANCESCANTONIO. « A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation ». *Journal of Sound and Vibration*, 202(4):491–509, 1997.
- [30] J. DUNHAM. « CFD validation for propulsion system components ». Rapport Technique AR-355, AGARD, 1998.
- [31] M. Van DYKE. *An Album of Fluid Motion*. The Parabolic Press, Stanford, California, 1982.
- [32] Y. ELAZAR et R.P. SHREEVE. « Viscous flow in a controlled diffusion compressor cascade with increasing incidence ». *Transactions of the ASME*, 112:256–266, 1990.
- [33] G. ERLEBACHER, M. Y. HUSSAINI, C. G. SPEZIALE et T. A. ZANG. « Towards the large-eddy simulation of compressible turbulent flows ». *J. Fluid Mech.*, 238:155–185, 1992.
- [34] I. EVERS et N. PEAKE. « On sound generation by the interaction between turbulence and a cascade of airfoils with non-uniform mean flow ». *J. Fluid Mech.*, 463:25–52, 2002.
- [35] F. FARASSAT. « Theory of noise generation from moving bodies with an application to helicopter rotors ». Technical Report R-451, NASA, 1975.
- [36] F. FARASSAT et G. P. SUCCI. « The prediction of helicopter discrete frequency noise ». *Vertica*, 7(4):309–320, 1983.
- [37] J. E. FFOWCS-WILLIAMS et D. L. HAWKINGS. « Sound Generated by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion ». *Philosophical Transactions of the Royal Society*, A264(1151):321–342, 1969.

- [38] J. R. FORSYTHE, K. A. HAUFFMANN et K. D. SQUIRES. « Detached-Eddy Simulation with compressibility corrections applied to a supersonic axisymmetric base flow ». Dans *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, numéro AIAA 02-0586, 2002.
- [39] L. GAMET. « *Simulations numériques d'écoulements compressibles. Application à l'aéroacoustique des jets* ». Thèse de doctorat, ONERA-CERT, 1996.
- [40] L. GAMET. « Développement de NTMIX-LES: maillages non uniformes, formulation des grandes échelles - Premières applications ». Rapport Technique 44 023, Institut Français du Pétrole, 1997.
- [41] E. GARNIER, M. MOSSI, P. SAGAUT, P. COMTE et M. DEVILLE. « On the use of shock-capturing schemes for large-eddy simulation ». *J. Comp Phys.*, 153:273–311, 1999.
- [42] A. GENTEMANN, A. FISCHER et W. POLIFKE. « Acoustic transfer matrix reconstruction and analysis for ducts with sudden change of area ». Dans *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, numéro AIAA-2003-3142, 2003.
- [43] M. GERMANO, U. PIOMELLI, P. MOIN et W. H. CABOT. « A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model ». *Phys. Fluids*, A 3 (7):1760–1765, 1991.
- [44] J. H. GERRARD. « An experimental investigation of the oscillating lift and drag of a circular cylinder shedding turbulent vortices ». *J. Fluid Mech.*, 11:244–256, 1961.
- [45] M. E. GOLDSTEIN. *Aeroacoustics*. McGraw-Hill book company, 1976.
- [46] M. E. GOLDSTEIN et H. ATASSI. « A complete second order theory for the unsteady flow about an airfoil due to a periodic gust ». *J. Fluid Mech.*, 74(4), 1976.
- [47] L. GRAFTIEAUX, M. MICHARD et N. GROSJEAN. « Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows ». *Meas. Sci. Technol.*, 12:1422–1429, 2001.
- [48] D. B. HANSON. « Spectrum of rotor noise caused by atmospheric turbulence ». *J. Acoust Soc. Am.*, 56(1):110–126, 1974.
- [49] G. F. HOMICZ et A. R. GEORGE. « Broadband and discrete frequency radiation from subsonic rotors ». *Journal of Sound and Vibration*, 36(2):151–177, 1974.
- [50] M. B. HORNER, R. A. McD. GALBRAITH, F. N. COTON, J. N. STEWART et I. GRANT. « Examination of vortex deformation during blade-vortex interaction ». *AIAA Journal*, 34(6):1188–1194, 1996.

- [51] M. S. HOWE. « A review of the theory of trailing edge noise ». *J. Sound and Vib.*, 61(3), 1978.
- [52] M. INOUE et M. FURUKAWA. « Physics of Tip Clearance Flow in Turbomachinery ». Dans *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, numéro FEDSM2002-31184, 2002.
- [53] M. JACOB. « *Diffraction du son par des écrans de révolution courts. Application à l'étude des carénages de machines tournantes.* ». Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1991.
- [54] M. C. JACOB, J. BOUDET, D. CASALINO, J. CARO, N. GROSJEAN et M. MICHARD. « Feasibility study on the use of CFD to model broadband noise generation ». Rapport Technique TurboNoiseCFD-ECL-06-WP1-Task06, Communauté Européenne, 2003. contract No: G4RD-CT-1999-00144.
- [55] M. C. JACOB, J. BOUDET, D. CASALINO et M. MICHARD. « A rod-airfoil experiment as benchmark for broadband noise modelling ». *Journal of Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2004/2005. Also in the proceedings of the 3rd SWING Aeroacoustics Workshop (Stuttgart, 2002).
- [56] W. P. JONES et B. E. LAUNDER. « The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence ». *J. Heat Mass Transfer.*, 15:301–314, 1972.
- [57] C. KATO, A. IIDA, Y. TAKANO, H. FUJITA et M. IKEGAWA. « Numerical prediction of aerodynamic noise radiated from low mach number turbulent wake ». Dans *31st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1993.
- [58] C. KATO et M. IKEGAWA. « Large eddy simulation of unsteady turbulent wake of a circular cylinder using the finite element method ». *Advances in Numerical Simulation of Turbulent Flows*, 117, 1991.
- [59] C. KATO, H. MUKAI et A. MANABE. « LES of internal flows in a mixed-flow pump with performance instability ». Dans *ASME FEDSM 2002*, numéro FEDSM2002-31205, 2002.
- [60] J. KIM, P. MOIN et R. MOSER. « Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number ». *J. Fluid Mech.*, 177:133–166, 1987.
- [61] A. KOURTA, H. C. BOISSON, P. CHASSAING et H. Ha MINH. « Nonlinear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder ». *J. Fluid Mech.*, 181:141–161, 1987.
- [62] R. H. KRAICHNAN. « Diffusion by a random velocity field ». *The Physics of Fluids*, 13(1):22–31, 1970.
- [63] J. LARSSON. « Two-equation turbulence models for turbine blade heat transfer simulations ». Dans *13th ISABE Conference*, volume 2, pages 1214–1222, 1997.

- [64] B. Van LEER. « Towards the ultimate conservative difference scheme ». *Journal of Computational Physics*, 32:101–136, 1979.
- [65] B. Van LEER. « Flux vector splitting for the Euler equations ». *Lecture notes in Physics*, 170:501–512, 1982.
- [66] S. LÉWY. « Prediction of the radiation of aircraft turbofan broadband noise ». Dans *Inter-noise 97*, 1997.
- [67] S. LÉWY. « Experimental study of fan broadband noise on a turbofan model ». Dans *7th International Congress on Sound and Vibration*, numéro ONERA 2000-160, 2000.
- [68] S. LÉWY. « Computation of broadband noise radiated by a ducted fan ». Dans *8th International Congress on Sound and Vibration*, numéro ONERA TP 2001-154, 2001.
- [69] H. W. LIEPMANN. « Extension of the statistical approach to buffeting and gust response of wings of finite span ». *J. Aeronaut. Sciences*, 22:197–200, 1955.
- [70] M. J. LIGHTHILL. « On Sound Generated Aerodynamically: 1. General Theory ». Dans *Proceeding of The Royal Society*, numéro A211, pages 564–578, 1952.
- [71] M. S. LIU. « A continuing search for a near-perfect numerical flux scheme. Part I: AUSM+ ». Rapport Technique TM 106524, NASA, 1994.
- [72] M. V. LOWSON. « Theoretical analysis of compressor noise ». *J. Acoust. Soc. Amer.*, 47(1):371–385, 1970.
- [73] H. LOYAU, P. BATTEN et M. A. LESCHZINER. « Etude numérique d'écoulements transsoniques séparés à l'aide de modèles à viscosité turbulente non-linéaires ». Dans *34ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée*, pages 1.25–1.35, 1998.
- [74] J. L. LUMLEY. « Similarity and the turbulent energy spectrum ». *Phys. Fluids*, 10:855–858, 1967.
- [75] J. L. LUMLEY. *Wither turbulence? Turbulence at the crossroads -Discussion on 'the role of coherent structures'*. J. L. Lumley, Springer-Verlag, 1990.
- [76] F. MAGAGNATO, E. SÖRGÜVEN et M. GABI. « Far field noise prediction by large-eddy simulation and Ffowcs-Williams Hawkins analogy ». Dans *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, numéro AIAA-2003-3206, 2003.
- [77] S. J. MAJUMDAR et N. PEAKE. « Noise generation by the interaction between ingested turbulence and a rotating fan ». *J. Fluid Mech.*, 359:181–216, 1998.

- [78] I. MARY et P. SAGAUT. « Large Eddy Simulation of flow around an airfoil ». Dans *15th Conf. Computational Fluid Dynamics*, numéro AIAA-2001-2559, 2001.
- [79] F. R. MENTER. « Performance of popular turbulence models for attached and separated adverse pressure gradient flows ». *AIAA Journal*, 30(8):2066–2072, 1992.
- [80] M. MICHARD, M. C. JACOB et N. GROSJEAN. « An experimental characterization of the flow past an airfoil in the wake of a circular rod ». Dans *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, numéro FEDSM2002-31344, 2002.
- [81] R. MITTAL et S. BALACHANDAR. « Effect of three-dimensionality on the lift and drag of nominally two-dimensional cylinders ». *Phys. Fluids*, 7(8):1841–1865, 1995.
- [82] R. D. MOSER, J. KIM et N. N. MANSOUR. « Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$ ». *Physics of Fluids*, 11(4):943–945, 1999. Brief Communications.
- [83] G. OLIVEIRA, P. FERRAND et S. AUBERT. « Inlet wakes influence on axial transonic compressor performances ». Dans *ASME Turbomachinery Conference*, 1999.
- [84] N. OVENDEN et S. RIENSTRA. « Mode-matching strategies in slowly varying engine ducts ». Dans *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, numéro AIAA-2003-3139, 2003.
- [85] V. C. PATEL, W. RODI et G. SCHEUERER. « Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows: a review ». *AIAA Journal*, 23(9):1308–1319, 1984.
- [86] O. M. PHILLIPS. « The intensity of aeolian tones ». *J. Fluid Mech.*, 1-6:607–624, 1956.
- [87] B. PODVIN. *Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres en Mécanique des Fluides Numérique*. Ecole de printemps de mécanique des fluides numérique CNRS, 2001.
- [88] B. RAVERDY, I. MARY et P. SAGAUT. « High-resolution Large-Eddy Simulation of flow around low-pressure turbine blade ». *AIAA Journal*, 41(3), 2003.
- [89] S. W. RIENSTRA. « Sound transmission in slowly varying circular and annular lined ducts with flow ». *J. Fluid Mech.*, 380:279–296, 1999.
- [90] W. RODI. « Large-eddy simulations of the flow past bluff bodies: state-of-the-art ». *JSME International Journal*, 41(2), 1998.

- [91] P. L. ROE. « Approximate Riemann solvers, parameters vectors, and difference schemes ». *Journal of Computational Physics*, 43, 1981.
- [92] M. ROGER. *Aero-acoustique*. Ecole Centrale de Lyon, VKI Buxelles, 2000.
- [93] D. RUELLE. *Hasard et chaos*. Odile Jacob.
- [94] P. SAGAUT. *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible*. Mathématiques et Applications. Springer, 1998.
- [95] N. L. SANGER. « The use of optimization techniques to design-controlled diffusion compressor blading ». *Transactions of the ASME*, 105:256–264, 1983.
- [96] N. SCHÖNWALD, S. D. LI, C. SCHEMEL, D. ESCHRICH, N. BOLTALOVA et F. THIELE. « Numerical simulation of sound propagation and radiation from aero-engines ». *ERCOFTAC Bulletin*, (58):55–58, 2003.
- [97] W. R. SEARS. « Some aspects of non-stationary airfoil theory and its practical application ». *J. Aeronaut. Sciences*, 8(3), 1941.
- [98] E. SERGENT. « *Vers une méthodologie de couplage entre la Simulation des Grandes Echelles de la turbulence et de modèles statistiques* ». Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2002.
- [99] L. SHAO et Z. S. ZHANG. « A new dynamical subgrid eddy viscosity model ». *submitted to Phys. Fluids*, 2002.
- [100] T. H. SHIH, J. ZHU et J. L. LUMLEY. « A new Reynolds stress algebraic equation model ». *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, 125:287–302, 1995.
- [101] B. A. SINGER, K. S. BRENTNER, D. P. LOCKARD et G. M. LILLEY. « Simulation of acoustic scattering from a trailing edge ». Dans *37th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, numéro AIAA 99-0231, 1999.
- [102] J. SMAGORINSKY. « Numerical Study of Small-scale Intermittency in Three-Dimensional Turbulence ». *Mon. Weather Rev.*, 91:99–164, 1963.
- [103] L. SMATI. « *Contribution au développement d'une méthode numérique d'analyse des écoulements instationnaires. Applications aux turbomachines* ». Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1997.
- [104] L. SMATI, S. AUBERT, P. FERRAND et F. MASSAO. « Comparison of numerical schemes to investigate blade flutter ». Dans *8th International Symposium on Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines*, 1997.
- [105] L. SMATI, P. FERRAND et S. AUBERT. « Numerical study of unsteady shock motion to understand transonic flutter ». Dans *Proc. of Euromech 349 on Simulation of fluid-structure interaction in aeronautics*, 1996.

- [106] E. SORGÜVEN, F. MAGAGNATO et M. GABI. « Acoustic prediction of a cylinder and airfoil configuration at high Reynolds number with LES AND FWH ». *ERCRAFTAC Bulletin*, (58):47–50, 2003.
- [107] S. SZEPESSY. « On the spanwise correlation of vortex shedding from a circular cylinder at high subcritical Reynolds number. ». *Phys. Fluids*, 6(7):2406–2416, 1994.
- [108] S. SZEPESSY et P. W. BEARMAN. « Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from a circular cylinder ». *J. Fluid Mech.*, 234:191–217, 1992.
- [109] M. TERRACOL, E. MANOHA, C. HERRERO et P. SAGAUT. « Airfoil noise prediction using Large Eddy Simulation, Euler equations and Kirchhof integral ». Dans *LES for Acoustics*, numéro DGLR-Report-2002-03, 2002.
- [110] E. R. VANDRIEST. « On the turbulent flow near a wall ». *Journal of Aeronautical Science*, 23:1007–1011, 1956.
- [111] M. WANG. « Towards numerical simulations of trailing-edge aeroacoustics ». Annual research briefs, Center for Turbulence Research, 1996.
- [112] M. WANG, P. CATALANO et G. IACCARINO. « Prediction of high Reynolds number flow over a circular cylinder using LES with wall modeling ». Annual research briefs, Center for Turbulence Research, 2001.
- [113] M. WANG et P. MOIN. « Large-eddy simulation of trailing-edge aeroacoustics ». Dans *3rd ASME-JSME Joint Fluids Engineering Conference*, numéro FDSM99-7231, 1999.
- [114] D. C. WILCOX. « Comparison of two-equation turbulence models for boundary layers with pressure gradient ». *AIAA Journal*, 31(8):1414–1421, Aug 1993.
- [115] D. C. WILCOX. *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries, Inc., 1993.
- [116] C. H. K. WILLIAMSON. « Vortex dynamics in the cylinder wake ». *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 28:477–539, 1996.
- [117] A. G. WILSON. « Application of CFD to wake/airfoil interaction noise- A flat plate validation case ». Dans *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, numéro AIAA-2001-2135, 2001.
- [118] D. E. Van ZANTE, A. J. STRAZISAR, J. R. WOOD, M. D. HATHAWAY et T. H. OKIISHI. « Recommendations for achieving accurate numerical simulation of tip clearance flows in transonic compressor rotors ». *Journal of Turbomachinery*, 122(4):733–742, 2000.
- [119] M. M. ZDRAVKOVICH. *Flow around circular cylinders - Vol 1: Fundamentals*. Oxford Science Publications, 1997.

Abstract

This study investigates the capability of unsteady CFD approaches to predict broadband noise sources. A special configuration is set-up, in which a rod ($d=\text{chord}/10$) sheds a subcritical vortex street ($Re_d \sim 48\,000$) that impinges onto a NACA0012 airfoil. This is a relevant test-case for noise generation in turbomachines, combining tonal and broadband sources around an airfoil.

The numerical approach undertaken relies on two steps:

- First, unsteady aerodynamic computations are carried out and compared to results from an accompanying experiment. Comparisons include velocity and pressure spectra, as well as instantaneous flow field snapshots processed using recent techniques (Normalized Angular Momentum, Proper Orthogonal Decomposition).
- Second, the acoustic far field is computed in the time domain using a version of the Ffowcs Williams & Hawkings analogy for arbitrary control surfaces, with an advanced time formulation. Results are compared to far field measurements both in terms of spectra and Sound Pressure Levels.

Numerical simulation of broadband sources is very challenging because it involves a wide range of turbulent scales, and sound levels are far below aerodynamic ones. Two alternative ways of representing the broadband content are investigated (both implemented according to the two-step approach described above):

- First, Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (U-RANS) computations are tested with various $k-\omega$ turbulence closures. They all predict satisfactorily the mean flow quantities as well as the deterministic fluctuations, but the shedding frequency is overestimated (+25%). By construction, U-RANS does not simulate the turbulent fluctuations, so a stochastic model of the spanwise fluctuations is implemented in the acoustic analogy to take into account the broadband dynamics. However, such a model might not be straightforward to develop for a turbomachine.
- Conversely, Large-Eddy Simulation (LES) directly represents the main turbulent fluctuations. An auto-adaptive subgrid scale model is designed to be possibly applied to complex geometries, and is validated on classical benchmarks. On the rod-airfoil, LES accurately simulates the mean quantities, and the turbulent flow dynamics. The snapshot comparisons show that the LES simulates the various scales inside the rod wake, and their interaction with the airfoil, in agreement with the PIV (U-RANS only predicts the two major POD modes). The broadband spectrum of the far field is very close to the experimental one for a wide range of frequencies.

LES, despite its high computational cost, is a promising tool for the study of isolated turbomachinery broadband sources. It can also help to design affordable broadband models to apply to U-RANS data.