



HAL
open science

Identification expérimentale des sources acoustiques à l'origine du bruit de décrochage d'un profil de pale d'éolienne

Lisa Sicard

► To cite this version:

Lisa Sicard. Identification expérimentale des sources acoustiques à l'origine du bruit de décrochage d'un profil de pale d'éolienne. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2023. Français. NNT : 2023IPPAE013 . tel-04529017

HAL Id: tel-04529017

<https://theses.hal.science/tel-04529017>

Submitted on 2 Apr 2024

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

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



INSTITUT
POLYTECHNIQUE
DE PARIS

NNT : 2023IPPAAE013

Thèse de doctorat



Identification expérimentale des sources acoustiques à l'origine du bruit de décrochage d'un profil de pale d'éolienne

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à l'École nationale supérieure de techniques avancées

École doctorale n°626 École doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris (EDIPP)
Spécialité de doctorat : Mécanique des fluides et des solides, acoustique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 6 décembre 2023, par

LISA SICARD

Composition du Jury :

Lutz Lesshafft Directeur de recherche, École Polytechnique-CNRS, LadHyX	Président
Régis Marchiano Professeur, Sorbonne Université, Institut d'Alembert	Rapporteur
Nicolas Mazellier Professeur, Université d'Orléans, Laboratoire PRISME	Rapporteur
Benjamin Leclaire Maître de recherche, ONERA	Examineur
Karen Mulleners Professeure associée, École polytechnique fédérale de Lausanne	Examinatrice
John Christo Vassillicos Directeur de recherche, Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille – Kampé de Férie CNRS	Examineur
Romain Monchoux Professeur associé, École nationale supérieure des techniques avancées de Paris	Directeur de thèse
Benjamin Cotté Maître de conférence, École nationale supérieure des techniques avancées de Paris	Co-directeur de thèse

A toutes les sorcières,

Il est courant de croire que chaque réussite est le fruit d'un travail acharné. Cependant, je suis convaincue qu'elle est surtout le résultat de l'implication, du soutien et des échanges avec les personnes qui nous entourent. C'est pourquoi je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à mon projet doctoral ainsi que celles qui m'ont apporté du courage lors des moments difficiles que peut parfois réserver la thèse

Je tiens à exprimer ma gratitude envers mes encadrants pour m'avoir offert l'opportunité de réaliser cette thèse. Je souhaite adresser mes remerciements chaleureux à Romain Monchaux pour la confiance qu'il m'a accordée et son écoute face à mes idées parfois farfelues, ainsi qu'à Benjamin Cotté pour le temps qu'il m'a consacré et pour ses relectures attentives qui ont grandement enrichi mon travail. Un grand merci également à David Raus pour m'avoir initié au travail de thèse ainsi qu'à l'équipe du LMFA et plus particulièrement à Emmanuel Jondeau, Pascal Souchotte et Michel Roger pour leur disponibilité, leur gentillesse et leur professionnalisme qui m'ont permis de travailler avec des données de grande qualité.

Je remercie les membres de mon jury de thèse pour leur évaluation de mes travaux. Merci à Lutz Lesshafft d'avoir présidé le jury. Merci à Régis Marchiano pour la lecture du manuscrit, la bienveillance et la considération. Merci à Nicolas Mazzelier pour la lecture méticuleuse du manuscrit et pour les remarques enrichissantes. Je tiens à exprimer ma gratitude envers Karen Mulleners, John Christos Vassilicos et Benjamin Leclaire pour avoir accepté de participer au jury et pour les discussions lors de ma soutenance.

Il est fréquent, lors des remerciements, de partager les anecdotes qui ont jalonné le parcours de la thèse. Que dire à part que ma thèse fut une succession d'anecdotes. À travers ce cheminement tumultueux, j'ai eu la chance de rencontrer et d'être entouré par de nombreuses personnes merveilleuses. Je ne peux commencer sans mentionner toute l'équipe de doctorant.e.s, post-doctorant.e.s et stagiaires du laboratoire qui ont égayé mes journées de travail et bien plus encore. Commencer ma thèse pendant la période COVID m'a permis de réaliser la chance que j'ai eu de partager ensuite mon travail et mon quotidien avec vous. Je pense tout d'abord à Ivan, mon co-bureau, merci pour ta joie de vivre "magnifique". Je te souhaite de résoudre le mystère de la dynamique du décrochage avec brio! Vincent, merci pour ton écoute attentive, ta bienveillance et ton enthousiasme pour proposer des activités (la team sport me manque déjà). Merci à toute l'équipe de joyeux camarades Alexandre, Elodie, Yoan, Sébastien, David, Nicolas, Aurore, Alicia, François, Bariş, Pietro et André d'avoir toujours été disponibles pour jouer aux cartes, m'écouter râler et picoler ; sans oublier Adrien, David M., Johar et Thill. Je remercie également Maxime et Nathan d'avoir été les rayons de soleil de ma première année de doctorat. J'ai une pensée particulière pour Clément T., merci d'avoir supporté avec moi le soleil grec, le stress de ma première conférence internationale ainsi que les joies de la PIV. Merci également à Thierry pour m'avoir appris à démonter une soufflerie, mais surtout pour ton humanisme et les parties de badminton.

Comment ne pas évoquer également Benjamin, qui depuis mon premier stage au LadHyx, supporte mes remises en question face à ce monde qui va beaucoup trop vite tout comme Guillaume et ses questions métaphysiques. Je pense également à mes amis du Master, Erwan, Thomas et Clément. Qui sait ce que je serais devenue sans nos parties interminables de baby-foot. Et puis, il y a Nassim. La science nous a réuni, séparé et réuni. Merci pour ton soutien et nos conversations scientifico-politiques. Dans ce contexte, un acolyte supplémentaire s'est joint à nos rendez-vous BU du vendredi. Il aura fallu une conférence à l'autre bout du monde pour que nous découvriions que nous étions voisins de quartier et d'idées. Hassan, tu as été un soutien inestimable tout au long de ma thèse. Merci infiniment et félicitation pour ton titre de Docteur !

Merci également à mes ami.e.s du lycée pour les moments de vie tellement importants. Merci à Lola, Eliott, Jamil, Valério, Guillaume et Félix d'avoir assisté à ma soutenance, cela m'a beaucoup touché. Et parmi ces veilles amitiées ils y a les ami.e.s que l'on redécouvre. Merci beaucoup Iléana pour ton soutien. Merci à Jou, mon âme soeur, qui m'a rappelé que ma valeur ne dépendait pas de la qualité de ma thèse ... et bien heureusement ! Sans oublié Lowik pour m'avoir remise sur le chemin de l'escrime et Hervé pour m'avoir appris à écouter ma sensibilité si essentielle pour appréhender le monde scientifique dont on oublie parfois la magie.

Cette thèse a été pour moi une période d'introspection plus ou moins agréable. Dans cette aventure, j'ai eu la chance de rencontrer Mme Coussot et Mme Merli, que je tenais à remercier pour leur dévouement et leur engagement pour les doctorant.e.s. J'espère que nos échanges resteront gravés dans ma mémoire pour longtemps.

Enfin, je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance envers ma famille qui a rendu possible la réalisation de cette thèse. Merci à mes grand mères pour m'avoir inspiré à devenir une femme indépendante, à ma soeur pour m'avoir montré que c'était possible (et pour les nombreuses relectures des traductions d'anglais !), à mon père pour m'avoir appris à être curieuse et rigoureuse, et à ma mère pour tout et surtout pour m'avoir appris à toujours y croire. Cette dernière année de thèse a été une période difficile et je n'y serais jamais arrivée sans vous. Je n'y serais jamais arrivé également sans toi Lucas. Merci pour ton écoute, ta patience et ton soutien inconditionnel. Merci pour les nombreux retours de nuit depuis Palaiseau accompagnés de musique parfois douteuse, et surtout merci de me suivre dans mes idées loufoques. J'espère que nous pourrons relever de nombreux autres défis ensemble. Ainsi, je ne peux finir sans remercier le petit monstre canin qui a accompagné ma dernière année de thèse. Merci Juni pour les balades de réflexion nocturnes et m'avoir rappelé que la vie ne s'arrêtait pas à la thèse.

L'exercice de rédaction de thèse peut semer le chaos dans l'esprit. Ainsi, je suis consciente que des personnes ont pu être oubliées lors de ces remerciements. Donc, je t'en prie, qui que tu sois, ne m'en veux pas et Merci !

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale	1
1 Bruit de Décrochage Statique et Dynamique : Concepts Fondamentaux et Revue Bibliographique	5
1.1 Phénoménologie du décrochage	7
1.1.1 La couche limite	7
1.1.2 Le décrochage statique	14
1.1.3 Le décrochage dynamique	20
1.2 Étude aéroacoustique du décrochage	28
1.2.1 Mécanisme de génération de bruit d'un profil aérodynamique . .	29
1.2.2 État de l'art sur le bruit de décrochage statique	30
1.2.3 État de l'art sur le bruit de décrochage dynamique	37
2 Mise en évidence des différents régimes acoustiques lors du décrochage statique et dynamique du profil NACA63₃418	51
2.1 Réalisation d'une campagne de mesures expérimentales	53
2.1.1 Présentation du montage expérimental et de la campagne de mesures	54
2.1.2 Limites du montage expérimental	56
2.2 Identifications des régimes acoustiques lors du décrochage statique . . .	58
2.2.1 Identification du décrochage	59
2.2.2 Définition des régimes acoustiques lors du décrochage statique .	71
2.3 Mise en évidence de l'influence de la fréquence d'oscillation sur le bruit du profil en mouvement de tangage sinusoïdal	80
2.3.1 Identification du processus de décrochage	81
2.3.2 Définitions des régimes acoustiques	93
3 Développement d'un protocole d'identification des structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage	101

3.1	Réalisation d'une campagne de mesures expérimentales	103
3.1.1	Présentation du montage expérimental et de la campagne de mesures	103
3.1.2	Traitement des images de 2D TR-PIV	106
3.1.3	Limites du montage expérimental	108
3.2	Processus d'identification des structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage	111
3.2.1	Caractérisation de l'écoulement et identification des structures aérodynamiques	112
3.2.2	Etude de l'interaction entre les données aérodynamiques et acoustiques	116
3.2.3	Identification des structures aérodynamiques liées au bruit	117
4	Identification des sources acoustiques du bruit de décrochage statique	129
4.1	Résumé général	130
4.2	Article	131
5	Identification des sources acoustiques du bruit de décrochage dynamique	165
5.1	Identification des structures aérodynamiques	166
5.1.1	Analyse par critère Γ_2	167
5.2	Présentation des résultats préliminaires dans l'identification des sources acoustiques	175
5.2.1	Analyse des corrélations	175
5.2.2	Mise en évidence des limitations SPOD en dynamique	177
	Conclusion Générale	181
	Bibliographie	185
	Annexes	197
A	Matrice d'essais - Campagne de mesures de pression pariétale	199
B	Matrice d'essais - Campagne de mesures de TR-PIV	207

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Dans le domaine de l'aéroacoustique des éoliennes, l'un des principaux défis actuel est de réduire le bruit généré et en particulier le bruit de décrochage dynamique. En raison de la transition vers des sources d'énergie plus respectueuses de l'environnement, la France connaît depuis 2010 une augmentation notable de l'implantation d'éoliennes terrestres. Cependant cette expansion est confrontée à des préoccupations liées à l'impact environnemental des éoliennes, notamment en ce qui concerne les nuisances sonores qu'elles génèrent. En effet, il a été observé qu'à seuil sonore égal, le bruit éolien peut représenter une gêne acoustique se révélant plus inconfortable pour les riverains que la pollution acoustique urbaine habituelle telle que le trafic routier ou aérien [99]. Le bruit éolien est communément décrit comme un chuintement facilement détectable et gênant à des niveaux sonores pourtant relativement faibles. Cette caractéristique a été expliquée par la nature particulière de son signal acoustique qui présente des fluctuations temporelles d'intensité. Ce phénomène, appelé modulation d'amplitude, a été attribué à l'émergence de deux bruits d'origine aérodynamique distincts lors de l'interaction de la pale avec l'écoulement incident : le bruit de bord de fuite, générant des modulations dites "normales" se produisant en cas de vent transverse, et le bruit de décrochage dynamique associé à des modulations dites "anormales" se manifestant dans certaines conditions météorologiques spécifiques [92].

La problématique est que, bien que ces phénomènes aient été identifiés [6], l'origine du bruit de décrochage reste encore imprécise. Ce manque d'information sur le bruit de décrochage à la fois pour un profil statique que pour un profil en mouvement est responsable d'une lacune dans les modèles de prédiction du bruit de décrochage des profils qui sont essentiels pour l'optimisation acoustique des pales d'éoliennes. En effet bien que divers modèles aient été établis tels que le modèle semi-empirique de Brooks [14], le modèle à basse fréquence de Moreau basé sur l'analogie de Curle [88] ou les lois d'échelle de Bertagnolio [7], le bruit de décrochage en condition statique et dynamique n'est pas encore modélisé dans sa totalité.

La conséquence est qu'actuellement en France, les éoliennes sont bridées lorsqu'elles génèrent un niveau sonore trop important. Depuis le 26 août 2011, le bruit des éoliennes est strictement encadré conformément à la réglementation des installations classées pour la protection de l'environnement (ICPE). Pendant la journée (de 6h à 18h), les éoliennes ne sont autorisées à dépasser le niveau sonore ambiant que de 5 dB(A) maxi-

mum dans les zones résidentielles, tandis que cette limite est réduite à 3 dB(A) la nuit (de 18h à 6h). De plus, il existe des critères relatifs à la durée du bruit : s'il excède 20 minutes mais reste inférieur ou égal à deux heures, il ne doit pas dépasser de plus de 3 dB le niveau sonore ambiant. Pour une durée de plus de deux heures jusqu'à quatre heures, la limite est de 2 dB, et pour une durée de plus de quatre heures mais inférieure ou égale à huit heures, la limite est de 1 dB. En plus de ces règles, les éoliennes doivent également respecter des seuils de bruit maximaux, ne dépassant pas 70 dB en journée et 60 dB la nuit, mesurés à la limite d'un périmètre prédéfini à partir du centre des éoliennes [76]. Dans ce contexte le projet PIBE (Prévoir l'Impact du Bruit des Éoliennes) financé par l'Agence Nationale de la Recherche a été développé [27]. Le projet PIBE est le premier projet de recherche collaboratif français concernant le bruit des éoliennes regroupant trois laboratoires : l'Unité Mixte de Recherche en Acoustique Environnementale (UMRAE), le Centre d'Études et d'Expertise sur les Risques, l'Environnement, la Mobilité et l'Aménagement (CEREMA), L'Institut des Sciences de la Mécanique et Applications Industrielles de l'École Nationale Supérieure des Techniques Avancées (IMSIA) et le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'École centrale de Lyon (LMFA) ainsi que deux industriels de la recherche : EDF Renouvelable et DTG EDF. L'objectif du projet est d'améliorer les méthodes de prévision de l'impact sonore des éoliennes et d'étudier des solutions de réduction de bruit. Pour cela, trois axes de recherche ont été développés au sein du projet. Le premier axe de recherche se concentre sur l'étude du bruit aérodynamique. Le second axe de recherche est orienté sur l'étude de la propagation acoustique. Enfin le troisième axe porte sur le développement de solutions de réduction de bruit à la source. Ainsi l'originalité de ce projet réside dans son approche globale. Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'axe 1 de ce projet et plus précisément sur la caractérisation du bruit de décrochage dynamique en environnement contrôlé.

Dans cette perspective, de nombreuses recherches ont été préalablement menées dans la littérature. Parmi celles-ci, il est pertinent de mentionner les travaux de Raus et al. [106] qui ont étudié expérimentalement le bruit de décrochage dynamique d'un profil NACA0012. Des mesures de pression pariétale et d'acoustique ont été effectuées pour un écoulement de nombre de Reynolds 2.1×10^5 en soufflerie anéchoïque à jet ouvert. Cette étude a permis de mettre en évidence que le bruit généré lors du décrochage d'un profil en mouvement de tangage oscillatoire dépend fortement de la fréquence d'oscillation du mouvement. Pour des fréquences d'oscillation proche de celle des éoliennes [7], les auteurs ont mis en évidence que le bruit de décrochage est caractérisé par la présence de deux régimes de bruit : le régime acoustique de bruit de décrochage léger et le régime acoustique de bruit de décrochage profond également identifiés lors du décrochage statique par Moreau et al. [88]. Cela souligne l'importance de mener une analyse du bruit de décrochage statique afin de mieux comprendre l'origine du bruit de décrochage dynamique. Néanmoins, bien que cette étude ait permis de mettre en lumière les caractéristiques spectrales du bruit généré lors du décrochage d'un profil en mouvement de tangage, l'origine de ces régimes acoustiques n'a pas été identifiée. De plus, il convient de noter que l'étude s'est principalement concentrée sur un profil symétrique qui ne représente pas de manière adéquate la géométrie des pales d'éoliennes.

Afin d'identifier les sources acoustiques à l'origine du bruit de décrochage statique Lacagnina et al. [67] ont fait des mesures de vélocimétrie par images de particules (PIV)

combinées à des mesures simultanées de pression pariétale et de fil chaud au bord de fuite du profil aérodynamique NACA65 – (12)10 dans un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds compris entre 2×10^5 et 4×10^5 . En calculant la cohérence entre la vitesse de l'écoulement dans le sillage et la pression pariétale au bord de fuite, les auteurs ont mis en évidence l'existence d'une relation de cause à effet entre ces deux grandeurs pour trois gammes de fréquences distinctes. Il a ainsi été établi que lors du décrochage il existe des structures aérodynamiques de grande échelle qui entraînent des variations de pression à la surface du profil pouvant être à l'origine du bruit. L'analyse des champs de vitesse par décomposition en modes dynamiques a permis de déterminer les structures aérodynamiques associées. Trois phénomènes ont ainsi été identifiés : le phénomène de battement de la couche de cisaillement, l'enroulement de la couche de cisaillement sous la forme d'un tourbillon de grande échelle le long de l'envergure du profil et une instabilité de la couche de cisaillement de type Kelvin-Helmholtz. Cette étude a considérablement accru la connaissance des mécanismes sous-jacents au bruit de décrochage statique. Cependant, les résultats proposés sont limités au régime de bruit de décrochage léger. De plus les mesures PIV et les mesures acoustiques n'ont pas été effectuées de manière synchronisée ce qui empêche d'établir clairement le lien entre les structures aérodynamiques identifiées et le bruit généré.

Afin d'identifier les sources aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage pour un profil en mouvement de tangage sinusoidal, Siegel et al. [115] ont mené une étude expérimentale comprenant des mesures synchronisées de PIV et d'acoustique en champ lointain autour d'un profil NACA64–618 dans un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds de 8×10^5 . En effectuant des calculs de corrélation entre les mesures acoustiques et aérodynamiques, les auteurs ont montré que le bruit généré lors du décrochage dynamique est fortement corrélé à l'acoustique lors de la phase de séparation partielle de la couche limite. De plus, en analysant la répartition spatiale des coefficients de corrélation les auteurs ont révélé que la corrélation maximale se manifeste avec une structure de grande échelle de type tourbillon de décrochage dynamique. Cependant, il convient de noter que cette étude présente des limites, notamment en ce qui concerne l'identification précise des caractéristiques aérodynamiques de cette structure. De plus, ce travail s'est concentré sur une seule fréquence d'oscillation.

En résumé, diverses études ont déjà exploré le phénomène du bruit de décrochage, tant dans des conditions statiques que dynamiques. Ces recherches ont permis de constater que le décrochage est un processus aérodynamique qui engendre du bruit. Lors des décrochages en condition statique et dynamique à basse fréquence d'oscillation, deux régimes acoustiques distincts ont été identifiés. Lors des études en condition statique, des structures aérodynamiques ont été détectées lors de la phase d'apparition du bruit de décrochage léger. Cependant, une corrélation directe avec l'acoustique reste à établir et les structures aérodynamiques associées au bruit de décrochage profond restent méconnues. En conditions dynamiques, le lien direct entre les spécificités aérodynamiques et acoustiques a été exploré, mais les caractéristiques précises de la structure identifiée demeurent imprécises. De surcroît, bien que ces études aient porté sur divers profils, le phénomène de décrochage sur un profil similaire à celui des pales d'éoliennes n'a encore jamais été complètement caractérisé. **Ainsi l'objectif de cette thèse est d'identifier expérimentalement les structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage en condition statique et dynamique pour un profil épais et cambré typique des pales d'éoliennes.**

Pour cela, le manuscrit de thèse est organisé en quatre chapitres, précédés d'un état des connaissances actuelles sur le phénomène aérodynamique de décrochage en conditions statique et dynamique et des bruits générés.

La démarche a ensuite consisté dans le chapitre 2 à identifier les régimes acoustiques lors du décrochage statique et dynamique par approche expérimentale pour un profil NACA63₃418 typique des pales d'éoliennes. L'objectif a été d'identifier clairement le processus de séparation de la couche limite du profil NACA63₃418 en conditions statique et dynamique ainsi que les caractéristiques du bruit généré associé à ces différentes phases. Pour cela, une campagne expérimentale permettant d'effectuer des mesures synchronisées de pression pariétale et d'acoustique en champ lointain a été effectuée. Le processus de séparation de la couche limite a été déterminé par analyse combinée des mesures de portance et des distributions de pression pariétale. Une comparaison visant à détailler ce phénomène a également été effectuée entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques obtenus par simulation Xfoil. Les différents régimes acoustiques ont ensuite été identifiés en comparant les densités spectrales de puissance du bruit mesuré en champ lointain pour les différentes phases de séparation de la couche limite en conditions statique et dynamique. Une partie du travail présenté dans ce chapitre a été publiée dans un article de conférence auquel j'ai contribué en tant que co-auteur.

Le chapitre 3 a consisté à développer un protocole permettant d'identifier les sources aérodynamiques à l'origine des régimes de bruit de décrochage identifiés en condition statique et dynamique. L'objectif a été de réaliser des mesures expérimentales et un protocole permettant l'identification des structures aérodynamiques liées au bruit généré lors du décrochage. Pour cela une seconde campagne expérimentale comprenant des mesures synchronisées de vélocimétrie par images de particules résolue en temps (TR-PIV) et d'acoustique en champ lointain a été réalisée. Un protocole d'analyse a ensuite été développé permettant l'identification des structures aérodynamiques présentes dans le sillage du profil lors du décrochage par une combinaison de méthode eulérienne et de méthode de décomposition modale. Le lien entre ces structures et le bruit généré a été ensuite déterminé par calcul de corrélations.

Le chapitre 4 a consisté à appliquer ce protocole afin d'identifier les sources du bruit de décrochage en condition statique. L'objectif a été d'identifier les structures aérodynamiques à l'origine du régime acoustique de bruit de décrochage profond pour le profil NACA63₃418. Le contenu présenté dans ce chapitre a conduit à la rédaction d'un article actuellement en phase de révision pour publication dans le *Journal of Fluid Mechanics*.

Le chapitre 5 a consisté à appliquer le protocole d'identification des structures aérodynamiques corrélées au bruit de décrochage en condition dynamique. L'objectif a été d'identifier les structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage du profil NACA63₃418 soumis à un mouvement de tangage sinusoidal pour différentes fréquences d'oscillation représentant des conditions d'écoulement quasi-statiques et dynamiques. Ce chapitre présente un travail en cours.

CHAPITRE

1

BRUIT DE DÉCROCHAGE STATIQUE ET DYNAMIQUE : CONCEPTS FONDAMENTAUX ET REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Sommaire

1.1	Phénoménologie du décrochage	7
1.1.1	La couche limite	7
1.1.1.1	Définition et grandeurs caractéristiques	8
1.1.1.2	Transition turbulente et décollement laminaire	9
1.1.2	Le décrochage statique	14
1.1.2.1	Définition du phénomène	14
1.1.2.2	Instabilités associées au phénomène de décrochage	16
1.1.3	Le décrochage dynamique	20
1.1.3.1	Définition du phénomène	21
1.1.3.2	Formation et séparation du tourbillon de décrochage dynamique	25
1.2	Étude aéroacoustique du décrochage	28
1.2.1	Mécanisme de génération de bruit d'un profil aérodynamique	29
1.2.2	État de l'art sur le bruit de décrochage statique	30
1.2.2.1	Caractéristiques spectrales du bruit de décrochage statique	31
1.2.2.2	Sources acoustiques du bruit de décrochage statique	33
1.2.3	État de l'art sur le bruit de décrochage dynamique	37
1.2.3.1	Caractéristiques spectrales du bruit de décrochage dynamique	40

Objectifs du chapitre

L'objectif de ce chapitre est de **fournir une synthèse des principes fondamentaux de l'aérodynamique essentiels à la compréhension du phénomène de décrochage, tout en présentant l'état actuel de la recherche sur le bruit généré lors du décrochage statique et dynamique.** Une attention particulière est portée aux diverses instabilités d'origine aérodynamique qui surviennent lors du décrochage, qu'elles se manifestent sous forme de perturbations dans le sillage du profil ou de perturbations dans la couche limite.

1.1 Phénoménologie du décrochage

L'étude du décrochage suscite un grand intérêt dans le domaine de l'aérodynamique. Pour cause, ce phénomène caractérisé par le décollement de la couche limite de la surface d'un profil, engendre de fortes perturbations de l'écoulement. Ces perturbations peuvent avoir des répercussions sur les performances aérodynamiques du profil et alors conduire à des accidents tels que la chute d'un avion, mais également sur le bruit généré comme dans le cas du bruit de décrochage des pales d'éoliennes étudié au cours de cette thèse. Le phénomène de décrochage peut se manifester dans des conditions statique (profil fixe) ou dynamique (profil en mouvement), avec une forte dépendance à la fois du nombre de Reynolds défini comme le rapport des forces d'inertie et des forces visqueuses du fluide en écoulement, du nombre de Mach représentant le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la célérité du son, et de la géométrie du profil. En condition dynamique, la nature du mouvement joue également un rôle crucial dans le processus de séparation. Au centre de la compréhension de ce phénomène de nature fortement instationnaire, tridimensionnel et multi-échelle réside le principe essentiel de la couche limite. La couche limite et ses instabilités jouent un rôle primordial dans le processus de décrochage. En effet, l'état de stabilité de la couche limite constitue un paramètre essentiel du décrochage. Par conséquent, avant d'explorer plus en détail le phénomène de décrochage, cette étude propose une analyse succincte du concept de couche limite et des différentes instabilités auxquelles elle peut être soumise. Par la suite, les phénomènes de décrochage, tant en condition statique que dynamique sont présentés en portant un intérêt particulier à la description de leurs conditions d'apparition, leur topologie et leur dynamique. Dans le cadre de cette étude, le décrochage est étudié dans la limite d'un écoulement subsonique, incompressible et bidimensionnel, bien que les aspects tridimensionnels seront rapidement mentionnés.

1.1.1 La couche limite

La couche limite et ses caractéristiques jouent un rôle central dans le processus de décrochage. Ainsi, il est essentiel de brièvement rappeler sa définition et celles des grandeurs physiques qui lui sont associées. Depuis les travaux de Prandtl [103] qui ont permis d'apporter des explications à de nombreux phénomènes que la théorie des fluides parfaits ne pouvait pas expliquer, les études théoriques sur la couche limite se sont principalement concentrées sur des configurations d'écoulement sur plaque plane. Cependant, l'intérêt pour l'étude de la couche limite sur des profils aérodynamiques s'est considérablement accru en raison du décrochage et de ses répercussions.

1.1.1.1 Définition et grandeurs caractéristiques

Lorsqu'un fluide visqueux s'écoule autour d'un obstacle, les champs de vitesse et de pression du fluide environnant sont perturbés. En effet, bien que l'air soit généralement modélisé par un fluide parfait, cette hypothèse n'est valable qu'en champ lointain et non proche de la paroi du profil où les effets de sa viscosité ne sont pas négligeables. Ainsi, proche de la paroi se développe une zone appelée couche limite, vérifiant à la fois la condition d'adhérence à la paroi et l'approximation de fluide parfait en champ lointain comme présenté sur la figure 1.1. L'épaisseur de la couche limite, notée δ , est alors définie comme la distance nécessaire pour que la vitesse u à l'intérieur de la couche limite atteigne 99% de la valeur de la vitesse de l'écoulement libre u_e . Cette épaisseur est généralement nettement inférieure aux autres échelles caractéristiques du problème, telles que la corde d'un profil.

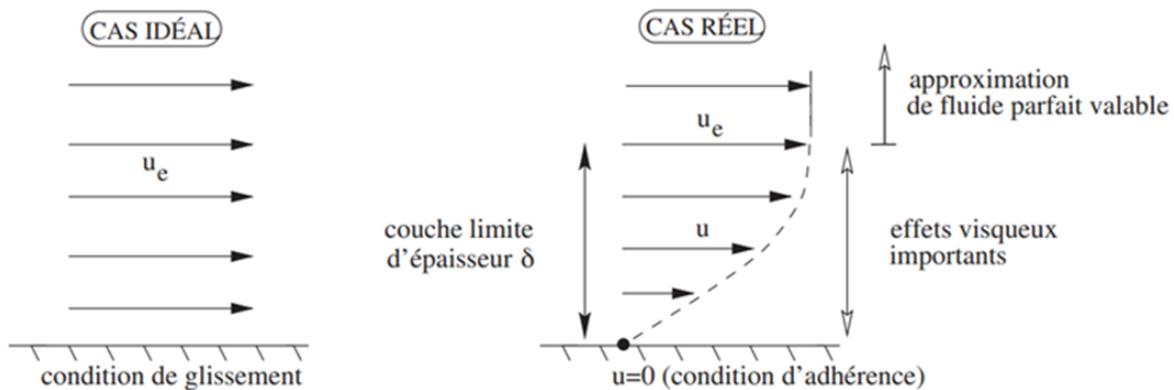


FIGURE 1.1 – Schéma représentant les effets de la viscosité au sein de la couche limite [21]

Cette définition étant purement conventionnelle et ne traduisant pas la physique au sein de l'écoulement, d'autres grandeurs caractéristiques plus significatives ont été établies. Ces grandeurs étant mentionnées ultérieurement dans le manuscrit, leurs définitions sont rappelées pour plus de clarté. Deux paramètres d'épaisseur sont alors distingués : l'épaisseur de déplacement et l'épaisseur de quantité de mouvement. L'épaisseur de déplacement δ^* représente la perte de débit au travers d'une section de la couche limite par rapport au cas d'un écoulement de fluide parfait. En supposant l'écoulement incompressible, cette grandeur peut s'exprimer en fonction du profil de vitesse dans la couche limite normalisée par la vitesse extérieure :

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy, \quad (1.1)$$

avec y , la direction perpendiculaire à l'écoulement. L'épaisseur de quantité de mouvement θ correspond à la perte de quantité de mouvement dans la couche limite par rapport au cas d'un écoulement de fluide parfait :

$$\theta = \int_0^\delta \frac{u}{u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy. \quad (1.2)$$

Il est également important de définir le coefficient de frottement C_f aussi appelé coefficient de friction. Ce coefficient caractérise le frottement visqueux à la paroi. Dans le cas d'un fluide newtonien, ce coefficient s'exprime comme :

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho u_e^2}, \quad (1.3)$$

avec τ_w la composante tangentielle de la contrainte pariétale. Cette grandeur peut être utilisée pour identifier des zones de couche limite inversée ou décollée, comme nous le discuterons ultérieurement.

Les propriétés de la couche limite dépendent d'un ensemble de nombreux paramètres comprenant le nombre de Reynolds, la géométrie de l'obstacle, ainsi que la présence et la nature de perturbations extérieures. Selon l'ensemble de ces paramètres, la couche limite peut changer d'état, passant d'un régime laminaire à transitoire puis turbulent comme illustré sur la figure 1.2. Le régime laminaire est alors caractérisé par un écoulement régulier formé de "lamelles" de fluide glissant les unes sur les autres. Cet état de couche limite a la particularité d'avoir un élargissement progressif le long de la paroi. Typiquement, pour une plaque plane, la couche limite laminaire augmente proportionnellement à la racine carrée de la distance x le long de la paroi. [21]

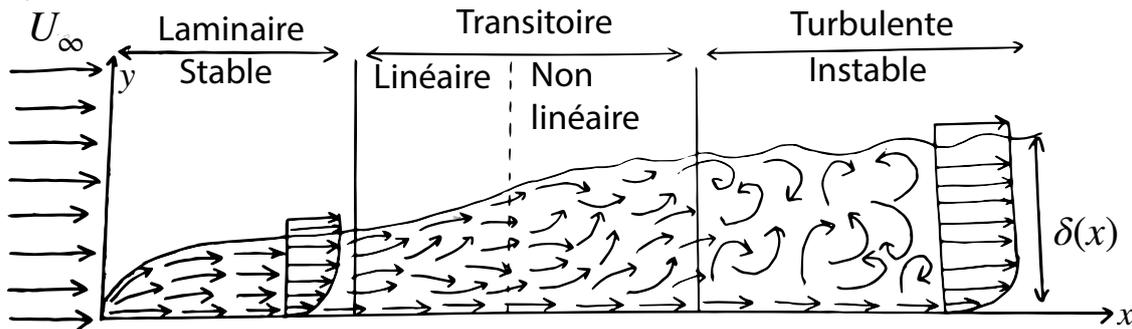


FIGURE 1.2 – Présentation des différents états de couche limite laminaire, transitoire et turbulente.

A l'inverse, une couche limite turbulente perd son aspect régulier pour devenir chaotique. Pour une plaque plane, la couche limite turbulente est caractérisée par un épaississement plus rapide en $x^{4/5}$, et un coefficient de frottement plus élevé [21]. Elle résiste également mieux aux gradients de pression adverse. Ainsi, selon l'objectif visé, il peut être préférable de favoriser le développement d'une couche laminaire ou turbulente. Par exemple, maintenir un régime laminaire permet de minimiser les frottements visqueux. Au contraire, une couche limite turbulente peut être préférée afin d'augmenter les échanges et obtenir une couche limite plus robuste face au décrochage.

1.1.1.2 Transition turbulente et décollement laminaire

La transition de la couche limite de l'état laminaire à l'état turbulent joue un rôle primordial dans le phénomène de décollement de la couche limite. Bien que l'ensemble des mécanismes précis à l'origine de cette transition n'ait pas encore été identifié, de manière générale, il est observé que la transition turbulente est déclenchée par une

réponse non linéaire de la couche limite laminaire à des perturbations extérieures. Ces perturbations peuvent être induites par divers facteurs tels que le taux de turbulence de l'écoulement incident, des irrégularités de surface, ou encore des variations de température. Sous l'influence de la viscosité, ces perturbations se diffusent au sein de la couche limite et progressent le long de la paroi avant d'engendrer sa transition vers un régime turbulent. Pour des perturbations relativement faibles, il a été identifié que le mécanisme de transition est initié par une première étape d'amplification par le biais d'instabilités de couche limite. Pour des perturbations initiales d'amplitude significative, la transition turbulente s'effectue directement. Les perturbations sont suffisamment fortes pour déstabiliser la couche limite laminaire et provoquer la formation de structures turbulentes sans passer par la phase de développement d'instabilités. On parle alors de phénomène de bypass [3].

Pour les profils aérodynamiques, il a été mis en évidence que le mécanisme de transition turbulente de la couche limite du côté extrados ainsi que sa localisation dépendent fortement de l'angle d'attaque et de la courbure du profil [144]. Ainsi, selon les valeurs de ces paramètres, différents mécanismes de transition ont été identifiés pour des nombres de Reynolds compris entre 2×10^4 et 5×10^6 . Pour des perturbations externes de faible amplitude, deux instabilités ont été observées : l'instabilité de Tollmien-Schlichting pour des profils de faible courbure, et l'instabilité de Görtler pour des courbures et/ou une incidence plus élevées. Pour des conditions d'écoulement générant l'établissement d'un gradient de pression défavorable proche de la paroi du profil, il a également été observé que la séparation de la couche limite laminaire engendre une transition turbulente caractérisée par la présence de bulle de séparation laminaire. Ces différents mécanismes de transition turbulente sont détaillés dans la suite de cette section.

Les ondes de Tollmien-Schlichting

L'instabilité de Tollmien-Schlichting est une instabilité de cisaillement qui induit l'émergence d'ondes bidimensionnelles connues sous le nom d'ondes de Tollmien-Schlichting (TS). Ces ondes, généralement rencontrées lors de la transition de couche limite sur plaque plane, engendrent des variations périodiques de vitesse et de contrainte de cisaillement qui déstabilisent la couche limite laminaire. Ce mécanisme a été modélisé à partir de la théorie de stabilité linéaire de Orr Sommerfeld [93, 119] dans les travaux complémentaires de Tollmien [127] et de Schlichting [111]. Comme observé expérimentalement par Schubauer and Skramstad [113], les ondes TS constituent la première étape du processus de transition vers la turbulence. En progressant le long de la paroi, ces ondes évoluent vers une configuration tridimensionnelle donnant naissance à des tourbillons en épingle à cheveux. Par la suite, ces tourbillons se désintègrent et provoquent de fortes fluctuations de vitesse au sein de la couche limite transitoire. Les fluctuations les plus intenses se regroupent alors pour former des zones turbulentes appelées "spots turbulents", qui au fil de leur progression en aval dans l'écoulement, finissent par fusionner pour former un écoulement entièrement turbulent, [19]. Les différentes étapes de ce mécanisme sont représentées sur la figure 1.3.

Il est à noter que certaines étapes de ce processus de transition peuvent être contournées en présence de conditions d'écoulement particulières telles qu'un gradient de pression défavorable. De plus, la destabilisation de l'écoulement par les ondes de Tollmien-Schlichting peut également être accélérée par utilisation de bande de rugosité cour-

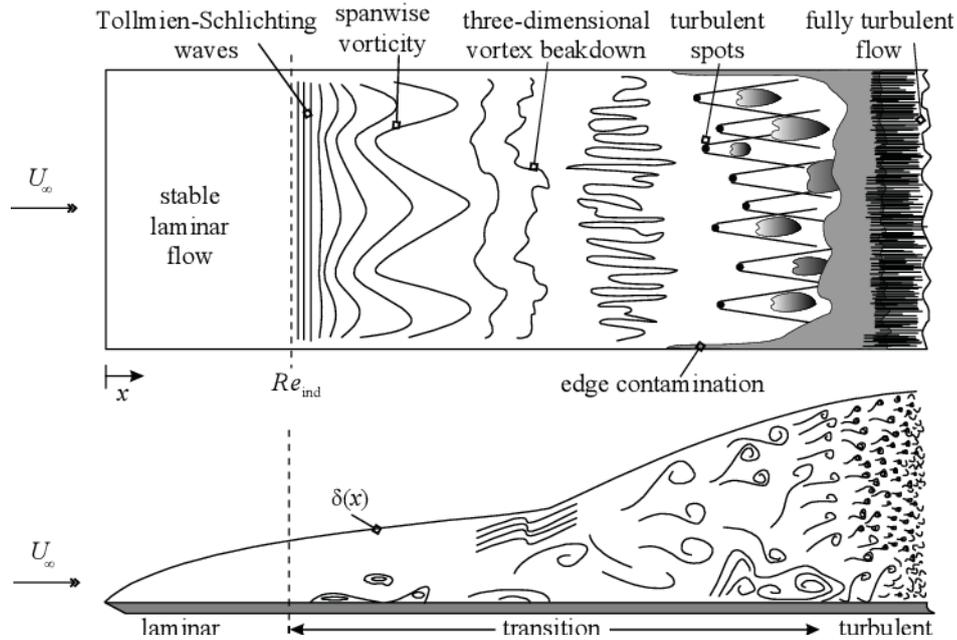


FIGURE 1.3 – Présentation de la succession des différentes étapes de la transition à la turbulence d'une couche limite laminaire par instabilité de Tollmien-Schlichting. Schéma repris des travaux de Grossir [51], inspiré de l'illustration originale de White and Majdalani [137].

rament appelée tripping. Une grande diversité d'études portant sur l'impact de tripping de géométries différentes sur la transition de couche limite peut être trouvée dans la littérature [41].

Les tourbillons de Görtler

L'instabilité de Görtler est une instabilité centrifuge convective, provoquée par la courbure de la surface du profil [40, 20]. Cette instabilité est caractérisée par le développement de tourbillons bidimensionnels cohérents dans la couche limite transitoire, appelés tourbillons de Görtler. Ces tourbillons stationnaires (position transverse constante), sont orientés dans la direction longitudinale de la couche limite et organisés par paires [117]. Les tourbillons d'une même paire sont contrarotatifs et induisent des mouvements de sens inverse dans la direction normale à la paroi, comme illustré sur la figure 1.4a. Selon le sens de rotation du tourbillon, le mouvement peut attirer le fluide vers la paroi ou le repousser. On parle alors de phénomène de "*downwash*" et "*upwash*", associés respectivement à une décélération et une accélération locale du fluide [109]. Différentes régions peuvent être identifiées lors du développement de l'instabilité de Görtler. Initialement, l'instabilité présente une croissance linéaire pouvant être décrite par la théorie de stabilité linéaire de Orr-Sommerfeld [117]. Cette étape se caractérise par l'émergence des tourbillons bidimensionnels dans la couche limite transitoire, mise en évidence par la présence de stries ordonnées sur la figure 1.4b. En progressant le long de la paroi, ces tourbillons se développent et forment de plus larges stries associées à la région non-linéaire de l'instabilité. Ces tourbillons sont ensuite sujet à des instabilités secondaires complexes qui engendrent un comportement tridimensionnel de leur structure, donnant lieu à l'établissement d'un écoulement entièrement turbulent [1, 73, 120].

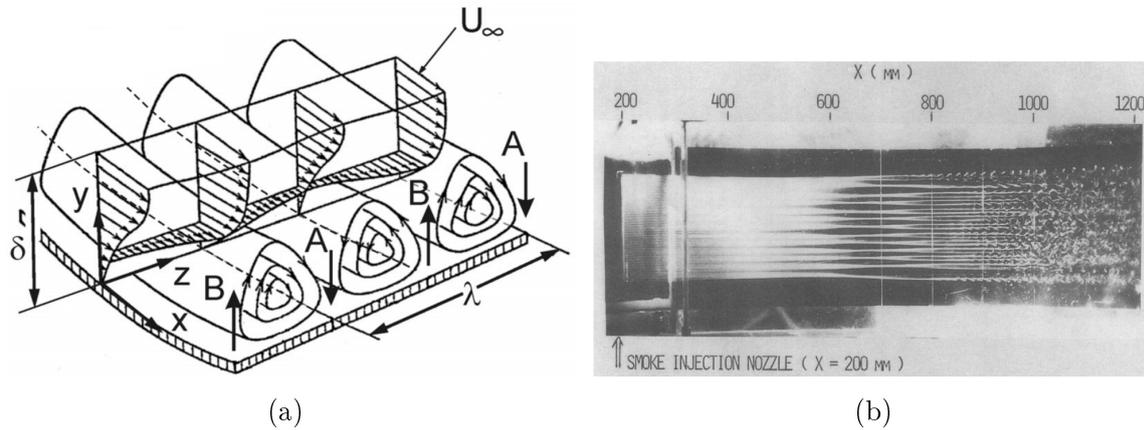


FIGURE 1.4 – Illustration des tourbillons de Görtler comprenant a) une représentation schématique des tourbillon et des mouvements de "downwash" (A), et de "upwash" (B) exposée dans [100] ainsi que b) une photographie de l'instabilité visualisé par fumée opaque provenant de [61]. .

Dans certaines configurations, l'instabilité de Görtler peut coexister avec l'instabilité de Tollmien-Schlichting. Cependant, la couche limite étant fortement sensible aux effets centrifuges, dans la majorité des cas, l'instabilité de Görtler se déclenchera avant l'instabilité de Tollmien-Schlichting et dominera le processus de transition.

Bulles de séparation laminaire

Pour des angles d'attaque élevés et/ou des profils présentant une courbure significative dans des écoulement caractérisés par des nombres de Reynolds relativement faibles ($< 10^6$), un gradient de pression défavorable peut s'établir proche de la paroi et engendrer un mécanisme de séparation laminaire induisant la transition turbulente de la couche limite. En effet, le gradient de pression défavorable entraîne un ralentissement significatif du fluide dans la couche limite, ce qui peut conduire à son détachement de la surface du profil. Cette séparation de la couche limite laminaire engendre alors la formation d'une zone de recirculation délimitée de l'écoulement libre par une couche de cisaillement instable susceptible de transitionner vers un régime turbulent. Dans ce cas, le développement de l'écoulement turbulent au sein de la couche de cisaillement entraîne un transfert de quantité de mouvement dans la direction normale à la paroi, qui permet à l'écoulement de se ré-attacher au profil sous la forme d'une couche limite turbulente. Ce processus, illustré sur la figure 1.5a, génère alors une zone de recirculation fermée appelée bulle de séparation laminaire [44]. En amont de la transition, la couche de cisaillement libre est laminaire. Seules des forces de cisaillement visqueux s'exercent alors, ce qui permet de maintenir une pression constante à la surface du profil. Cela induit l'apparition d'un plateau dans les distributions de pression pariétale [108]. Ce plateau est couramment utilisé comme indicateur afin de déterminer la présence d'une bulle de séparation laminaire lors des études expérimentales. Après la transition vers la turbulence, le cisaillement augmente et engendre une augmentation linéaire de la pression pariétale qui se comporte alors comme celle observée en l'absence de viscosité. Il est intéressant de noter que les bulles de séparation laminaire peuvent également être identifiées à partir de l'analyse de l'évolution du coefficient de frottement le long

de la corde du profil. Les positions où ce coefficient s'annule déterminant le point de séparation et de recollement de la couche limite.

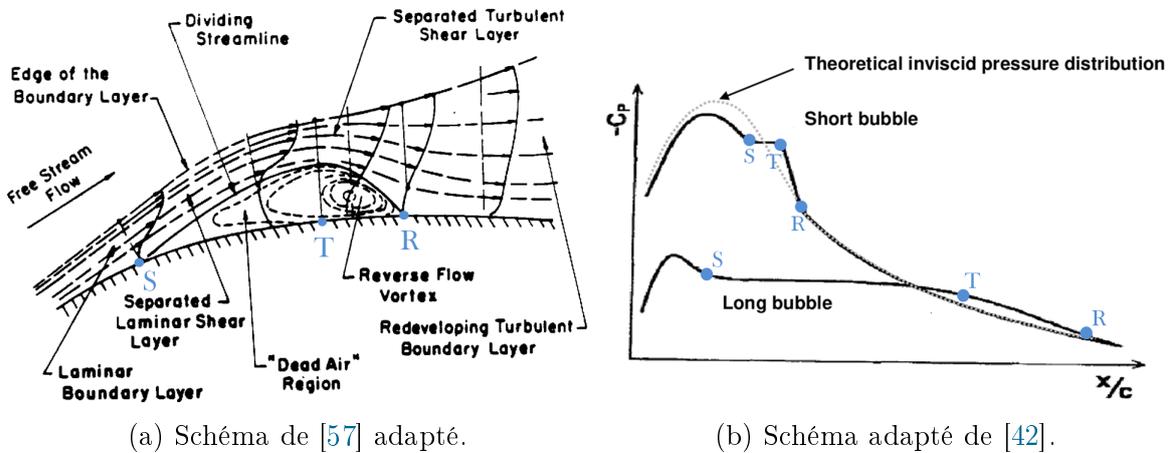


FIGURE 1.5 – Caractérisation des bulles de séparation laminaires avec une illustration de la topologie de la bulle a) et une illustration des distributions de pression pariétales associée aux bulles courtes et longues, b). Les points S, T et R ajoutés sur les deux schémas exposés font respectivement référence au point de séparation, de transition et de rattachement de la couche limite.

La transition turbulente de la couche limite apparaît donc comme une conséquence de sa séparation laminaire et de la transition turbulente de la couche de cisaillement. De nombreuses recherches ont été consacrées à étudier la sensibilité des bulles de séparation laminaire aux paramètres d'écoulement externes, tels que la turbulence en amont et le nombre de Reynolds, [53, 134]. Deux catégories de bulles de séparation laminaire ont ainsi été identifiées : les bulles de séparation "courtes" et les bulles de séparation "longues". Cette classification a été établie par Owen et al. [94] en fonction du rapport entre la longueur de la bulle (définie par la distance entre le point de séparation et le point de recollement), et l'épaisseur de déplacement δ^* de la couche limite mesurée au point de séparation. Cependant il a été souligné que dans certaines situations, la différence de longueur entre les deux types de bulle n'est pas aussi nettement définie. Tani [126] a alors suggéré qu'il était préférable de distinguer ces deux bulles par leurs effets distincts sur la distribution de pression pariétale. En effet, au delà de la génération d'un plateau, il a été identifié que la présence de bulle courte n'a pas d'impact significatif sur la distribution de pression pariétale. Seule une légère réduction de l'amplitude du pic d'aspiration en amont de la séparation a été observée. Au contraire, il a été établi que la présence d'une bulle longue engendre une diminution globale des efforts de pression. Ces effets sont illustrés sur la figure 1.5b. De plus, ces bulles de séparation se différencient également par leurs réponses lors d'un changement d'incidence ou de nombre de Reynolds. Une augmentation de l'incidence provoque une contraction pour la bulle courte, tandis qu'une bulle longue a tendance à se dilater [57]. Enfin, il est intéressant de souligner que ces bulles sont généralement soumises à d'intenses instabilités qui contribuent à rendre l'écoulement fortement instationnaire. Ces différentes instabilités ainsi que le rôle des bulles de séparation laminaire dans le phénomène de décrochage sont discutées dans la section suivante.

Synthèse

Selon les conditions d'écoulement, la couche limite à la surface d'un profil aérodynamique peut transitionner vers la turbulence selon différents chemins associés à différentes instabilités qui induisent alors des structures aérodynamiques de natures variées pouvant perturber la dynamique de l'écoulement.

1.1.2 Le décrochage statique

Le décrochage statique est un phénomène instationnaire qui se caractérise par une séparation partielle ou totale de la couche limite de la surface du profil induisant une chute de portance. Différents mécanismes peuvent être à l'origine de cette séparation comme un gradient de pression adverse, la présence de rugosité de surface, ou encore une excitation acoustique de la couche limite. Dans le cas de cette étude, l'intérêt est porté sur le décrochage de profil aérodynamique induit par un gradient de pression adverse.

1.1.2.1 Définition du phénomène

En régime subsonique, le décollement par gradient de pression défavorable se produit lorsque le profil est suffisamment incliné pour modifier la géométrie de l'écoulement. Lorsque l'incidence d'un profil aérodynamique croît, le gradient de pression positif à l'extrados du profil tend à augmenter. Pour une valeur critique de l'incidence, la couche limite se sépare et entraîne la formation d'une zone de recirculation tourbillonnaire et d'un sillage épais conduisant à une chute brutale de la portance et à une augmentation de la traînée. Ainsi, il existe une incidence critique, appelée angle de décrochage statique, à partir de laquelle la couche limite se sépare du profil. Cet angle correspond à l'angle de portance maximale du profil. Une fois cet angle de décrochage atteint, lorsque l'incidence tend à décroître une hystérésis dans les coefficients aérodynamiques est observée sur une plage d'angles d'attaque pouvant varier selon les conditions d'écoulement [87]. Ce phénomène s'explique par la disparité dans la localisation du point de séparation de l'écoulement lorsque l'angle d'attaque augmente ou diminue. Selon les conditions d'écoulement, trois catégories de décrochage statique ont été identifiées : le décrochage de bord de fuite (*trailing edge stall*), le décrochage de bord d'attaque (*leading edge stall*) et le décrochage de profil mince (*thin airfoil stall*). Ces catégories se différencient par des processus de séparation de couche limite distincts, caractérisés par des chutes de portance inégales [64, 65] comme illustré sur la figure 1.6. Les particularités de ces trois processus de décollement de couche limite ont été identifiés par McCullough and Gault [84].

Le décrochage de bord de fuite se caractérise par une séparation de la couche limite turbulente au bord de fuite du profil qui remonte peu à peu vers le bord d'attaque du profil à mesure que l'incidence augmente, voir figure 1.7. Cette catégorie de décrochage progressif est couramment observée pour des profils aérodynamiques épais tels que les profils de pale d'éolienne et provoque une chute de portance relativement douce.

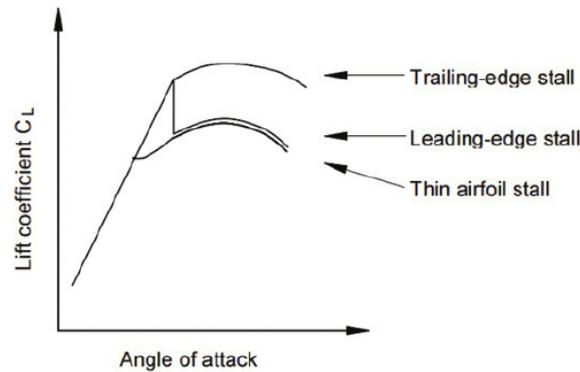


FIGURE 1.6 – Comparaison de l'évolution des coefficients de portance des décrochages de bord de fuite (*Trailing Edge Stall*), de bord d'attaque (*Leading Edge Stall*) et de profil mince (*Thin Airfoil Stall*) en fonction de l'angle d'attaque, [4]

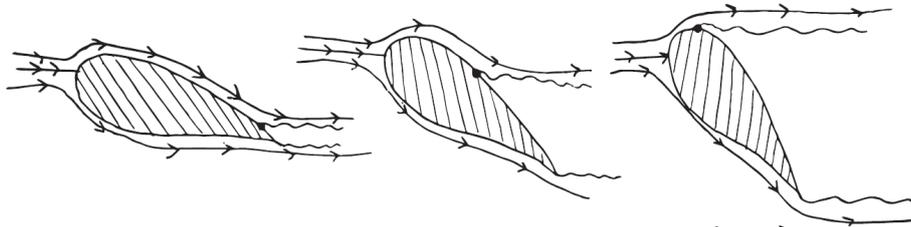


FIGURE 1.7 – Schéma du processus de décrochage de bord de fuite avec l'augmentation de l'angle d'attaque (de gauche à droite).

A l'inverse, le décrochage de bord d'attaque se caractérise par une discontinuité de portance à l'angle de décrochage. Ce type de décrochage est caractérisé par la formation d'une bulle de séparation laminaire courte sur la paroi du profil qui remonte vers le bord d'attaque à mesure que l'incidence augmente comme illustré sur la figure 1.8. Lors de sa remontée en amont, la bulle de séparation diminue légèrement en taille jusqu'à son éclatement pour une position proche du bord d'attaque. Cette séparation massive de couche limite laminaire est généralement rencontrée pour des profils d'épaisseur moyenne.



FIGURE 1.8 – Schéma du processus de décrochage de bord d'attaque avec l'augmentation de l'angle d'attaque (de gauche à droite).

Enfin, le décrochage de profil mince apparaît pour un angle de décrochage plus faible et provient de l'émergence d'une bulle de séparation laminaire près du bord d'attaque qui augmente en taille à mesure que l'incidence augmente, jusqu'à atteindre le bord de fuite entraînant alors la séparation massive de l'écoulement comme présenté sur la figure 1.9. Ce décrochage se distingue par une chute de portance très douce.

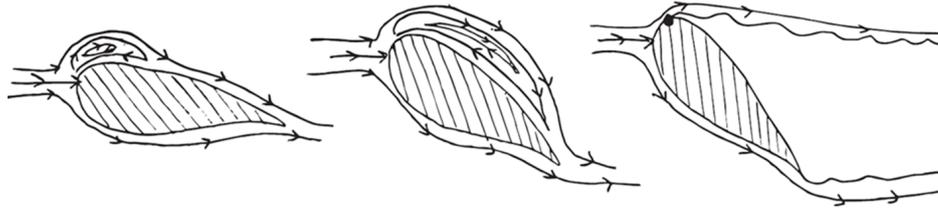


FIGURE 1.9 – Schéma du processus de décrochage de profil mince avec l'augmentation de l'angle d'attaque (de gauche à droite).

Bien que l'apparition d'une catégorie de décrochage soit influencée par l'épaisseur du profil et le nombre de Reynolds, Hoerner [56] a identifié que la position de l'épaisseur maximale et le rayon de courbure du bord de fuite sont également des paramètres à considérer. En effet, les auteurs ont observé, pour deux profils d'épaisseur similaire placés dans des écoulements identiques, que selon la géométrie du bord d'attaque, les profils présentent un décrochage de type bord d'attaque ou de type profil mince. La multitude des paramètres influençant le processus de séparation de couche limite peut également donner lieu à des combinaisons de différentes catégories de décrochages, comme souligné par Tani [126]. Typiquement, il est courant d'observer une bulle de séparation laminaire courte proche du bord d'attaque lors d'un décrochage de bord de fuite. De telles combinaisons sont alors regroupées sous le terme de "double décrochage" [4].

1.1.2.2 Instabilités associées au phénomène de décrochage

Tout au long du processus de décrochage, diverses instabilités se développent et interagissent entre elles. Cette section aborde les mécanismes instationnaires associés au décrochage statique.

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz est une instabilité de couche de mélange. Elle apparaît à l'interface de deux couches de fluides de vitesses différentes et s'observe généralement pour tout écoulement cisailé à grand nombre de Reynolds dont le profil de vitesse présente un point d'inflexion [142]. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz est initiée par l'émergence de légères perturbations à l'interface entre les deux couches de fluides en mouvement. Sous l'effet de l'instabilité linéaire, ces perturbations évoluent en tourbillons individuels, induits par les forces de cisaillement qui déforment l'interface, voir figure 1.10a. Au fur et à mesure que ces tourbillons se forment, différents types d'interactions apparaissent en fonction de la polarité des tourbillons défini par le signe de leur vorticité. Des tourbillons de polarités opposées vont avoir tendance à se rapprocher jusqu'à fusionner et générer un tourbillon de plus grande taille. Dans d'autres cas, deux tourbillons voisins de polarité identique peuvent s'étirer en raison de la différence de vitesse entre les couches de fluide. Lorsque les tourbillons s'étirent, ils créent alors des structures plus longues et plus minces. L'appariement de ces tourbillons dans l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est un processus dynamique qui dépend de nombreux facteurs, tels que les vitesses relatives des couches de fluide, les propriétés des fluides eux-mêmes, et les conditions initiales des perturbations à l'interface [85].

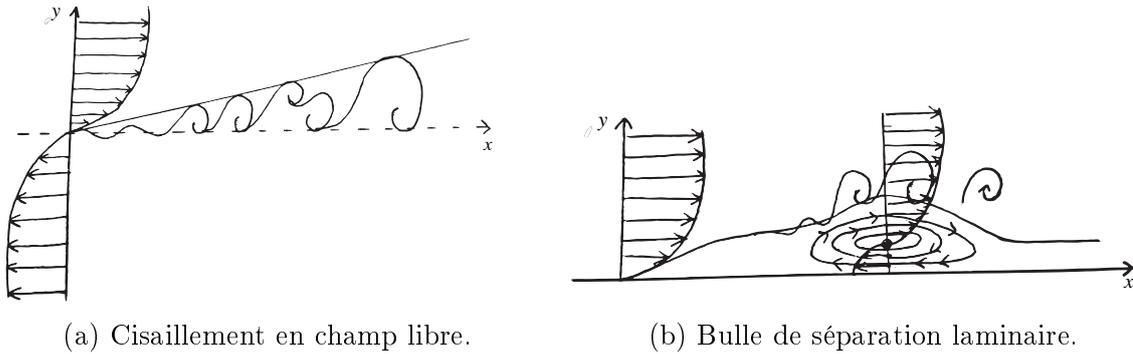


FIGURE 1.10 – Schéma du développement de l'instabilité de Kelvin Helmholtz en écoulement libre dans une couche de cisaillement (a) dans la couche de cisaillement d'une bulle de séparation laminaire (b).

Lors du décrochage cette instabilité peut s'établir dans les couches de cisaillement de l'écoulement décollé de part et d'autre du profil, mais également dans la couche de cisaillement de la bulle de séparation laminaire, comme illustrée sur le figure 1.10b [32].

Lâcher tourbillonnaire de Bénard von-Kármán

L'instabilité de Bénard von-Kármán est l'un des problèmes les plus classiques de mécanique des fluides et peut être rencontrée dans une grande variété de situations. Ce phénomène a été étudié expérimentalement pour la première fois par Strouhal [121] et Rayleigh [107] et théorisé par Bénard et von Kármán [132]. Depuis, la littérature scientifique voit paraître une vingtaine d'articles à ce sujet chaque année, cumulant ainsi un total de bien plus d'un millier de publications. De plus, son intérêt a été ravivé ces dernières années avec la problématique de contrôle d'écoulements [95]. L'étude proposée ici ne vise pas à examiner en détail chaque facette de cette instabilité, mais plutôt à présenter le mécanisme dans son ensemble. L'instabilité de Bénard- von Kármán provient de la séparation d'un écoulement par un obstacle peu profilé. Le cas d'étude théorisé concerne l'instabilité de Bénard- von Kármán derrière un cylindre caractérisée par un nombre de Strouhal, représentant le rapport du temps d'advection et du temps caractéristique de l'instationnarité, tel que $St \approx 0.2$. Dans le cas d'un cylindre en écoulement, cette instabilité se manifeste lors de la déstabilisation et l'enroulement des couches de cisaillement de l'écoulement séparé sous forme de tourbillons de sens opposé de part et d'autre du cylindre. L'interaction de ces tourbillons en aval dans le sillage du cylindre génère alors la création d'une allée de tourbillons contrarotatifs périodiques de Bénard von-Kármán comme illustré sur la figure 1.11.

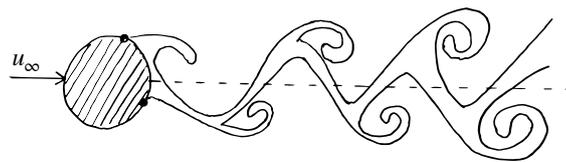


FIGURE 1.11 – Schéma d'une allée de tourbillons de Bénard-Von Kármán dans le sillage d'un cylindre

Dans le cas de profil en décrochage statique, il a été observé que cette instabilité est générée par l'interaction entre les tourbillons de Kelvin-Helmholtz et le tourbillon de bord de fuite du profil comme mis en évidence par Wu et al. [141] et illustré sur la figure 1.12.

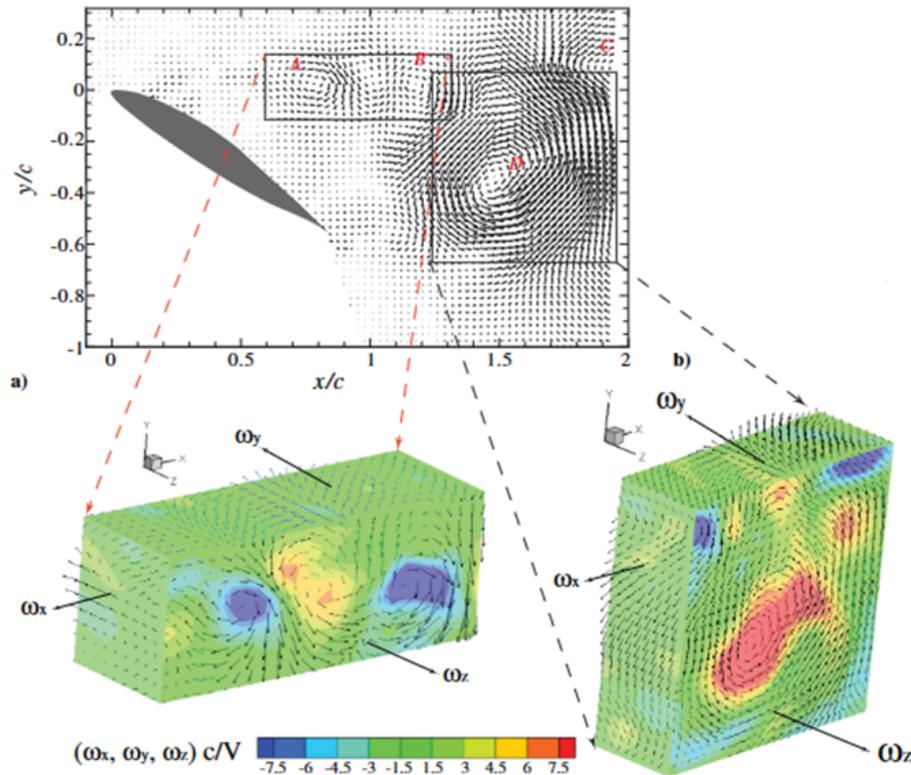


FIGURE 1.12 – Exemple de champs vectoriel et de vorticité associés au tourbillon de Bénard-von Kármán identifié dans le sillage d'un profil S805 en décrochage par méthode de décomposition modale (POD), tiré de [141].

Ce phénomène se manifeste lorsque le profil possède une incidence élevée et se comporte alors comme un corps non profilé. En cas d'écoulement bidimensionnel, le nombre de Strouhal caractéristique est ainsi calculé en fonction de l'incidence à partir de la corde projetée du profil sur la perpendiculaire à l'écoulement (axe y sur la figure 1.12).

Phénomène de Battement

Lors du décrochage une instabilité basses fréquences a également été observée dans l'écoulement [145]. Cette instabilité est caractérisée par de fortes fluctuations de portance et de traînée pour des nombres de Strouhal proches de 0.02 [146]. L'origine de cette instabilité est encore mal comprise. La complexité réside dans la difficulté de détecter expérimentalement la présence de ces oscillations très basses fréquences qui peuvent être masquées par le bruit de mesure. Bouchard et al. [9] ont récemment proposé un scénario pour expliquer ce phénomène. Cette instabilité proviendrait du battement de la couche de cisaillement libre du côté extrados du profil. Ce comportement serait auto-entretenu par un mécanisme d'interaction entre les différentes instabilités observées lors du décrochage statique. Le tourbillon de Bénard-von Kármán proche du

bord de fuite ferait remonter des composantes de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz de la couche de cisaillement du côté intrados du profil vers le bord d'attaque. L'interaction de ces fluctuations avec la couche de cisaillement proche du bord d'attaque déclencherait alors un phénomène de battement. La figure 1.13 propose une illustration de ce mécanisme.

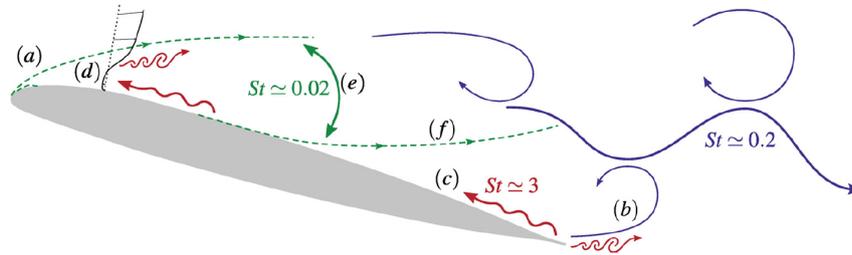


FIGURE 1.13 – Scénario hypothétique du développement du phénomène de battement dans le sillage d'un profil en décrochage statique, tiré de [9].

D'autres hypothèses selon lesquelles ce phénomène proviendrait du battement de la couche de cisaillement d'une bulle de séparation laminaire proche du bord d'attaque ont également été émises [10]. Cependant, l'origine des oscillations basses fréquences des bulles de séparation laminaire reste un sujet de désaccord dans la littérature depuis leur observation par Eaton and Johnston [33]. Deux phénomènes ont été identifiés : un mouvement de décollement fixe, appelé battement (*flapping*) et un mouvement de respiration (*breathing*). Les origines de ces phénomènes basse fréquence restent encore mal comprises à ce jour et aucun mécanisme identifié n'a fait l'objet d'un consensus.

Instabilités transverses

Tandis que les instabilités précédemment présentées ont été étudiées d'un point de vue bidimensionnel, des recherches plus récentes se sont intéressées aux structures d'écoulement tridimensionnelles qui se forment lors du décrochage statique. Il a alors été observé que l'état de la couche limite peut présenter une certaine hétérogénéité le long de l'envergure du profil. Des sections bidimensionnelles de couche limite attachée peuvent coexister avec des sections de couche limite partiellement ou totalement séparées. Il a été identifié par Gregory et al. [50] que cette hétérogénéité provient de la présence de structures de grande échelle appelée cellules de décrochage. Les cellules de décrochage sont des structures d'écoulement séparé qui se composent de deux tourbillons de sens opposé. La longueur typique des cellules de décrochage dans la direction de l'envergure se situe entre 1 et 3 fois la corde, indépendamment de l'envergure du profil comme illustré sur la figure 1.14. De plus, lorsque l'envergure n'est pas un multiple du nombre d'onde de l'instabilité, des mouvements oscillatoires peuvent apparaître entre les cellules avec la survenue transitoire d'une cellule supplémentaire là où une grande région de la couche limite attachée devient instable.

Bien qu'il ait été identifié que les cellules de décrochage se produisent pour une plage étroite d'angles d'attaque lors du régime post-décrochage, le mécanisme de création de ces cellules est loin d'être entièrement compris. Il a tout de même été identifié que ce phénomène semble être lié au type de décrochage et qu'il est le plus souvent observé pour un décrochage de bord de fuite [12] même s'il a également été observé pour un

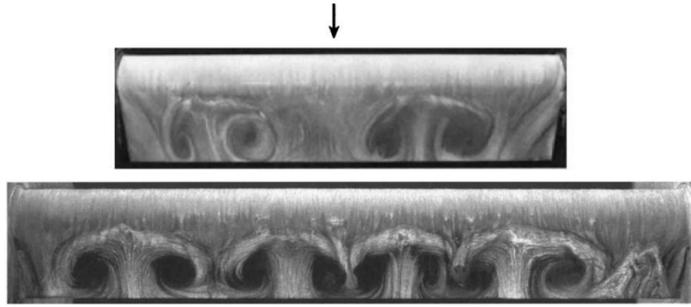


FIGURE 1.14 – Visualisation de cellules de décrochage le long de l'envergure d'un profil par écoulement d'huile, tirée de [110].

profil en décrochage de bord d'attaque [12]. Il a alors été identifié que les cellules de décrochage apparaissent lorsque l'écoulement est séparé du profil et que les tourbillons de Kelvin-Helmholtz interagissent avec le tourbillon de bord de fuite. En effectuant une analyse de stabilité globale d'une solution d'écoulement bidimensionnel convergée dans la phase de post-décrochage, Busquet [15] a observé un mode instable à très basse fréquence suggérant une possible corrélation entre cette instabilité et un mode d'instabilité globale.

Synthèse

Selon les conditions d'écoulement, divers processus de séparation de couche limite à l'origine du phénomène de décrochage statique peuvent se produire. Au cours de ce processus différentes instabilités peuvent se développer et générer la formation de structures aérodynamiques perturbant l'écoulement.

1.1.3 Le décrochage dynamique

Le décrochage dynamique consiste en la séparation partielle ou totale de la couche limite d'un profil dont l'incidence varie au cours du temps. Ce phénomène peut être rencontré dans de nombreuses applications utilisant des machines tournantes comme les éoliennes mais également les hélicoptères ou les turbomachines. Selon les applications, le mouvement imposé au profil peut être de différentes natures. Cependant, il a été relevé par McCroskey and Fisher [83] qu'un élément de pale en rotation peut être modélisé par un profil oscillant avec un mouvement de tangage sinusoïdal de faible fréquence de rotation et de grande amplitude. Outre les paramètres d'écoulement mentionnés précédemment lors de l'étude du décrochage statique, le processus de décrochage dynamique est également régi par les paramètres gouvernant le mouvement du profil aérodynamique. Dans la littérature, un mouvement sinusoïdal d'incidence moyenne α_M , d'amplitude α_A et de fréquence f_0 définissant l'évolution temporelle de l'incidence telle que $\alpha(t) = \alpha_M + \alpha_A \sin(2\pi f_0 t)$ est couramment utilisé [90, 45]. Ainsi, l'étude proposée dans la suite de cette section s'intéresse aux configurations simplifiées de profils bidimensionnels en oscillation de tangage sinusoïdal.

1.1.3.1 Définition du phénomène

Diverses recherches se sont intéressées à la notion de décrochage dynamique, contribuant alors à établir un consensus sur l'évolution de l'écoulement au cours d'une oscillation [83, 16]. Il a été constaté que le décrochage dynamique peut être décrit par une succession de différentes étapes comprenant l'apparition et la propagation de la séparation de l'écoulement du côté extrados du profil en raison d'un gradient de pression défavorable accru lors de l'augmentation de l'incidence, la formation et la convection d'un tourbillon de bord d'attaque de grande échelle, la séparation massive de l'écoulement et enfin, le recollement de la couche limite lors de la phase descendante de l'oscillation. Ces différentes étapes sont représentées sur la figure 1.15.

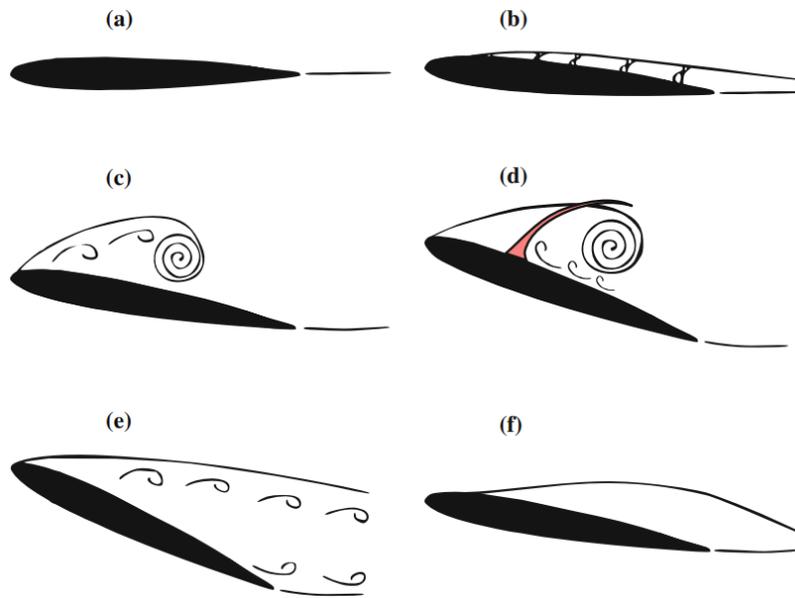


FIGURE 1.15 – Représentation schématique des différentes étapes du processus de décrochage dynamique : a) Écoulement attaché, b) Inversion de l'écoulement, c) Enroulement de la couche de cisaillement, d) Début du décrochage, e) Décrochage complet, f) Ré-attachement de l'écoulement. Tirée de [90], modifiée à partir de [28] et [16]

La formation et le détachement du tourbillon de bord d'attaque de grande échelle, appelé tourbillon de décrochage dynamique, sont les mécanismes majeurs du décrochage dynamique. Ces mécanismes sont fortement dépendants des conditions d'écoulement. Une particularité notable du décrochage dynamique réside dans le fait qu'il se produit à des angles d'attaque plus élevés que le décrochage statique pour un même profil dans une configuration d'écoulement identique. Ce retard de séparation de la couche limite est la somme des délais attribués aux conditions d'écoulement et au temps nécessaire à la formation du tourbillon de décrochage dynamique [90]. En effet, il a été identifié que la mise en mouvement du profil entraîne une augmentation de la cambrure effective qui maintient alors la couche limite attachée à des incidences plus élevée [71]. Ce décalage en angle d'attaque est également favorisé par l'effet Magnus produit par le mouvement du bord d'attaque qui accélère l'écoulement de couche limite et la rend alors plus robuste [35] face au gradient de pression adverse. De plus Carta [17] a démontré que le gradient de pression défavorable du côté extrados d'un profil d'aile en mouvement était inférieur à celui d'un profil d'aile stationnaire. A ces délais se rajoute alors le temps

de développement du tourbillon de décrochage dynamique qui amorce le décollement massif de la couche limite. Outre cette différence d'angle de décrochage, le décrochage dynamique et le décrochage statique se distinguent également par la valeur de leur portance maximale. En effet, la croissance du tourbillon de décrochage dynamique engendre une charge aérodynamique supplémentaire, induisant ainsi une augmentation de la portance maximale. L'évolution de la portance et du moment de tangage au cours de l'oscillation est détaillée sur la figure 1.16 à partir des analyses de Carr et al. [16] et Carta [17].

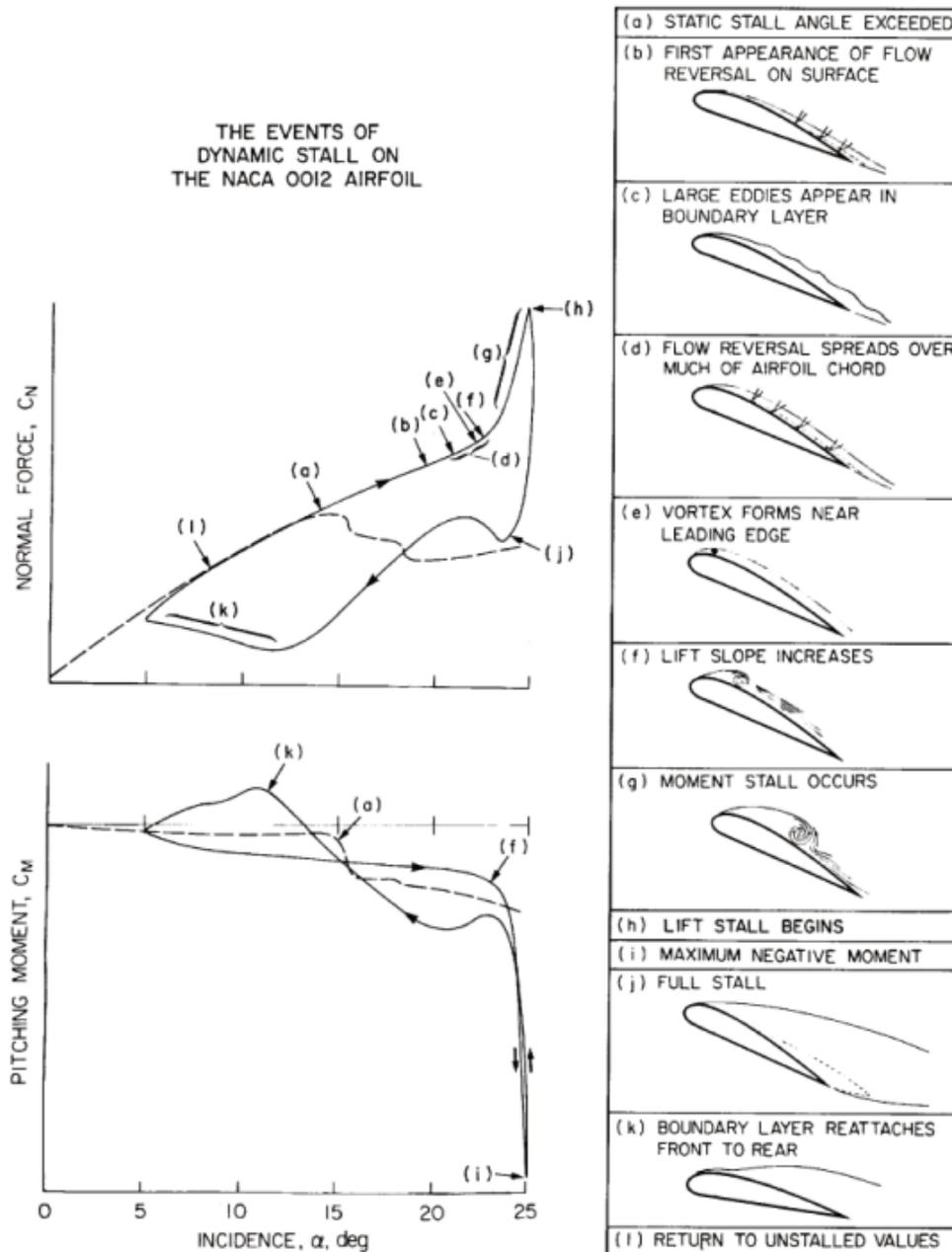


FIGURE 1.16 – Evolution du coefficient de portance et du moment de tangage au cours d'une oscillation d'un profil aérodynamique, tirée de [16]. Les lignes en tirets représentent les résultats mesurés en condition statique.

L'évolution de ces grandeurs aérodynamiques lors de l'oscillation est ainsi segmentée en six étapes distinctes :

- Au début de l'oscillation, lorsque l'incidence augmente pour des angles d'attaque relativement faibles, l'écoulement est attaché sur l'extrados du profil aérodynamique et les grandeurs aérodynamiques admettent une croissance linéaire, plus fortement marquée pour la portance. Avec l'augmentation de l'incidence, sous l'effet du gradient de pression défavorable, la couche limite commence à se séparer du profil. L'incidence dépasse alors l'angle de décrochage statique mais la portance continue de croître de manière linéaire. Ces deux premières étapes sont décrites par les événements a) à d) sur la figure 1.16.
- Progressivement au cours de l'augmentation de l'incidence, un tourbillon de décrochage dynamique se forme proche du bord d'attaque du profil. La portance continue alors d'augmenter, cependant une chute brutale est observée pour le moment de tangage. Cette phase est représentée par les événements e) à g) sur la figure 1.16.
- Suite à cette croissance de portance, le tourbillon de décrochage finit par se séparer du profil et induit alors le décollement massif de la couche limite du profil. Il est intéressant de remarquer que la convection de ce tourbillon de grande échelle à la mi-corde du profil génère une augmentation brutale de la portance qui dépasse alors la valeur maximale de portance observée lors du décrochage statique. La convection du tourbillon plus en aval du profil engendre ensuite une chute brutale de portance observée suite à l'évènement h) sur la figure 1.16. En parallèle, le moment de tangage continue à décroître.
- Lorsque le tourbillon de décrochage dynamique atteint le bord de fuite du profil, le minimum du moment de tangage est observé. En effet, la convection du tourbillon au bord de fuite engendre une chute brutale puis une remontée brusque du moment de tangage présentée par l'évènement i) sur la figure 1.16. Pendant ce temps, la portance continue de s'effondrer jusqu'à l'étape j).
- Des variations importantes sont ensuite observées dans les charges aérodynamiques, révélant la présence de tourbillons de décrochage secondaires caractérisés par une succession de décollements-recollements de la couche limite au bord d'attaque.
- Finalement, avec la diminution de l'angle d'attaque, la couche limite finit par recoller au profil du bord d'attaque au bord de fuite. Le profil retrouve alors une évolution de portance et de moment de tangage linéaires comme observé lors de la première étape. Cette étape est représentée par les événements k) et l) sur la figure 1.16. Une forte hystérésis caractéristique du décrochage dynamique est observée à la fois pour les valeurs de portance et les valeurs du moment de tangage. L'origine de cette hystérésis est attribuée à l'émergence du tourbillon de décrochage dynamique.

Au delà de l'influence du nombre de Reynolds sur le processus de génération et de séparation du tourbillon de décrochage dynamique, il a été identifié que les paramètres gouvernant le mouvement oscillatoire du profil impactent également le processus de décrochage. En effet, pour un nombre de Reynolds fixé, McCroskey [82] a mis en évidence le rôle de l'incidence maximale sur la séparation de la couche limite. Deux catégories de décrochage dynamique ont alors été définies selon la valeur de l'angle maximale de

l'oscillation. Cette classification a été établie en fonction du degré de séparation de la couche limite au cours du mouvement, sans distinction particulière entre les mécanismes physiques sous-jacents. Ces deux régimes sont illustrés sur la figure 1.17.

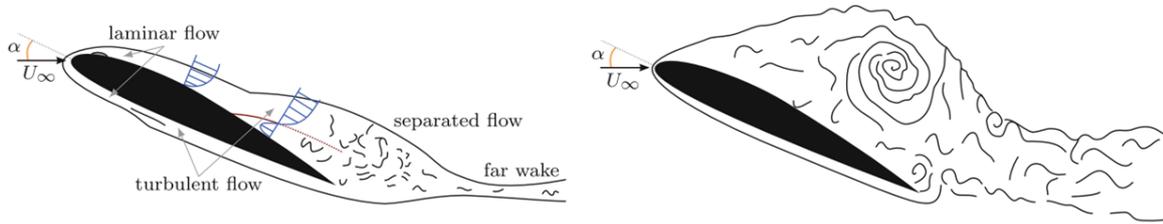


FIGURE 1.17 – Topologie du décrochage dynamique léger (gauche) et du décrochage dynamique profond (droite), tiré de [89].

Pour un angle d'oscillation maximal légèrement supérieur à l'angle de décrochage statique, un régime de décrochage dynamique léger a été défini. Ce régime se caractérise par une région de séparation de l'ordre de l'épaisseur du profil. De plus, la croissance et la convection du tourbillon de décrochage de faible intensité, sont fortement sensibles aux conditions d'écoulement. Cependant, les hystérésis de la portance et du moment de tangage sont moins significatives.

Pour une incidence maximale d'oscillation bien supérieure à l'angle de décrochage statique, un régime de décrochage dynamique profond a été défini. Ce régime est caractérisé par une région de séparation de l'ordre de la corde du profil et la présence d'un tourbillon de décrochage dynamique fortement développé. Contrairement au régime de décrochage dynamique léger, les charges aérodynamiques du régime de décrochage dynamique profond ne semblent pas sensibles aux variations des autres paramètres d'écoulement. De plus, les effets d'hystérésis sont plus marqués que lors du régime de décrochage dynamique léger. Ainsi, pour un nombre de Reynolds fixé, le phénomène de décrochage dynamique étant fortement dépendant des paramètres d'oscillation, un nombre adimensionné regroupant ces différentes grandeurs a été défini. Ce paramètre est appelé fréquence réduite et représente le rapport entre l'échelle de temps caractéristique de la convection de l'écoulement et l'échelle de temps du mouvement du profil [71]. Deux expressions de fréquence réduite peuvent être trouvées dans la littérature. Initialement, la fréquence réduite notée k est définie telle que

$$k = \frac{\pi f_0 c}{U_\infty}, \quad (1.4)$$

avec c la corde du profil et U_∞ , la vitesse de l'écoulement amont. Corke and Thomas [24] établissent alors une fréquence réduite critique qui délimite les écoulements légèrement instables, appelés régimes quasi-statiques, et les écoulements fortement instables, appelés régimes dynamiques. Pour $0 < k < 0.05$, un régime quasi-stationnaire caractérisé par des effets instables relativement faibles est identifié. Pour $k \geq 0.05$ l'écoulement est considéré comme instable puis fortement instable pour $k \geq 0.2$.

Suite à cette première définition, Sheng et al. [114] ont introduit un second paramètre de fréquence réduite équivalente k^* permettant d'intégrer la valeur de l'amplitude d'oscillation telle que

$$k^* = \alpha_A k. \quad (1.5)$$

Cette définition propose ainsi de prendre en considération la vitesse angulaire de l'oscillation. Sheng et al. déterminent alors que la fréquence réduite équivalente critique est de $k^* = 0.01$. Enfin il est intéressant de souligner que le décrochage dynamique est un phénomène qui peut s'avérer non reproductible. En effet des différences significatives dans les charges aérodynamiques peuvent être observées d'un cycle de tangage à l'autre [49, 72]. Wernert et al. [136] ont notamment noté que la nature non reproductible du phénomène dépendait de la taille de la région de couche limite séparée et de la fréquence réduite du mouvement de tangage. McAlister et al. [80] ont alors révélé qu'un ensemble de mesures sur cinquante cycles de tangage était nécessaire afin d'obtenir des statistiques convergentes et de pouvoir réaliser des moyennes de phase significatives.

1.1.3.2 Formation et séparation du tourbillon de décrochage dynamique

Sur des profils d'aile en tangage plusieurs études ont suggéré que l'initiation du tourbillon de décrochage dynamique est associée à une interaction visqueuse qui engendre un enroulement de la couche de cisaillement [28]. McCroskey et al. [82, 83] ont étudié de manière approfondie ce processus et identifié deux scénarios distincts de déclenchement de décrochage (dans la limite d'un écoulement subsonique). Premièrement, il a été mis en évidence que le tourbillon de décrochage dynamique peut se former en aval du bord d'attaque à l'arrière du point d'épaisseur maximale du profil suite à un décrochage de type bord de fuite. Un second processus a été identifié avec la formation du tourbillon de décrochage plus proche du bord d'attaque. Ce phénomène se manifeste suite à l'apparition d'une bulle de séparation laminaire proche du bord de fuite du profil qui remonte peu à peu vers le bord d'attaque jusqu'à atteindre le bord d'attaque et engendre la séparation de la couche limite turbulente en aval. Cependant, malgré de nombreux efforts analytiques, numériques et expérimentaux, les processus qui conduisent à la formation et à la séparation du tourbillon de décrochage sont encore controversés. Cependant le développement récent des méthodes expérimentales de visualisation d'écoulement ont permis d'améliorer la compréhension de ce phénomène. Grâce à l'utilisation de vélocimétrie par images de particules résolues en temps Mulleners and Raffel [89] ont proposé un scénario plus détaillé de ces processus. En effet, en combinant différentes méthodes d'identification de structures cohérentes, [89] ont analysé en détail la dynamique et l'interaction des structures tourbillonnaires présentes lors du décrochage dynamique. Cette analyse est exposée sur les figures 1.18 et 1.19.

Lors de l'augmentation de l'angle d'attaque au delà de l'angle de décrochage statique, l'accumulation du gradient de pression défavorable en aval du bord d'attaque provoque le développement d'une recirculation de l'écoulement du côté extradors du profil et la formation d'une couche de cisaillement. Peu après son développement, la couche de cisaillement est soumise à une instabilité primaire à la suite de laquelle la vorticité est redistribuée en tourbillons individuels localisés. Au début, les tourbillons tournant dans le sens des aiguilles d'une montre sont convectés en aval et n'interagissent que faiblement entre eux comme illustré sur les figures 1.18(a) et 1.18(b). Petit à petit lorsque l'incidence continue d'augmenter, les tourbillons convectés en aval fusionnent en de petites structures qui induisent une instabilité secondaire d'enroulement de la couche de cisaillement.

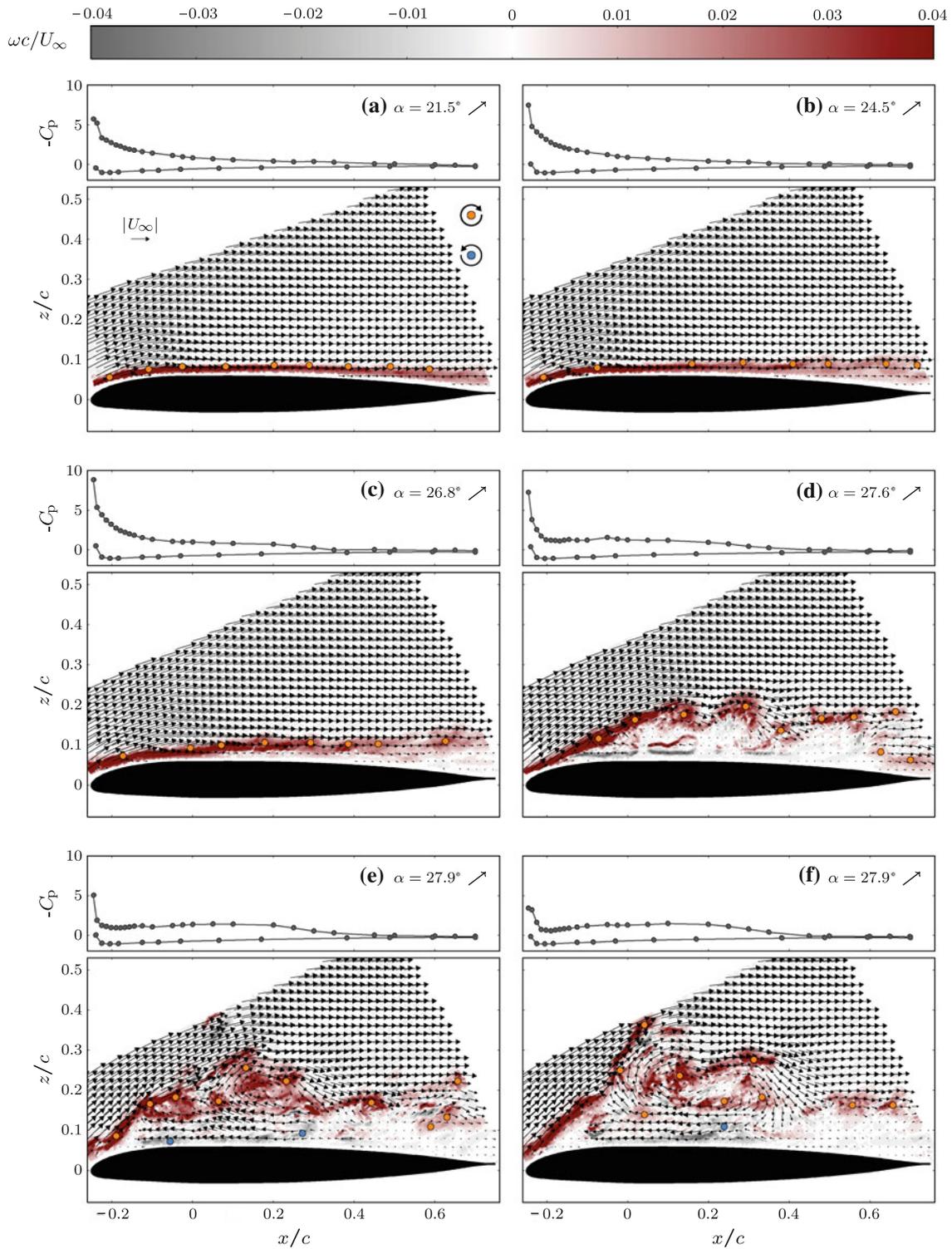


FIGURE 1.18 – Champs d'écoulement instantanés, vorticité et distributions de pression de surface pour des angles d'attaque caractéristiques du processus de formation du tourbillon primaire de décrochage dynamique. Les points colorés indiquent le sens de rotation des tourbillon, jaune : rotation dans le sens horaire, bleu : rotation dans le sens anti-horaire, tiré de [89]

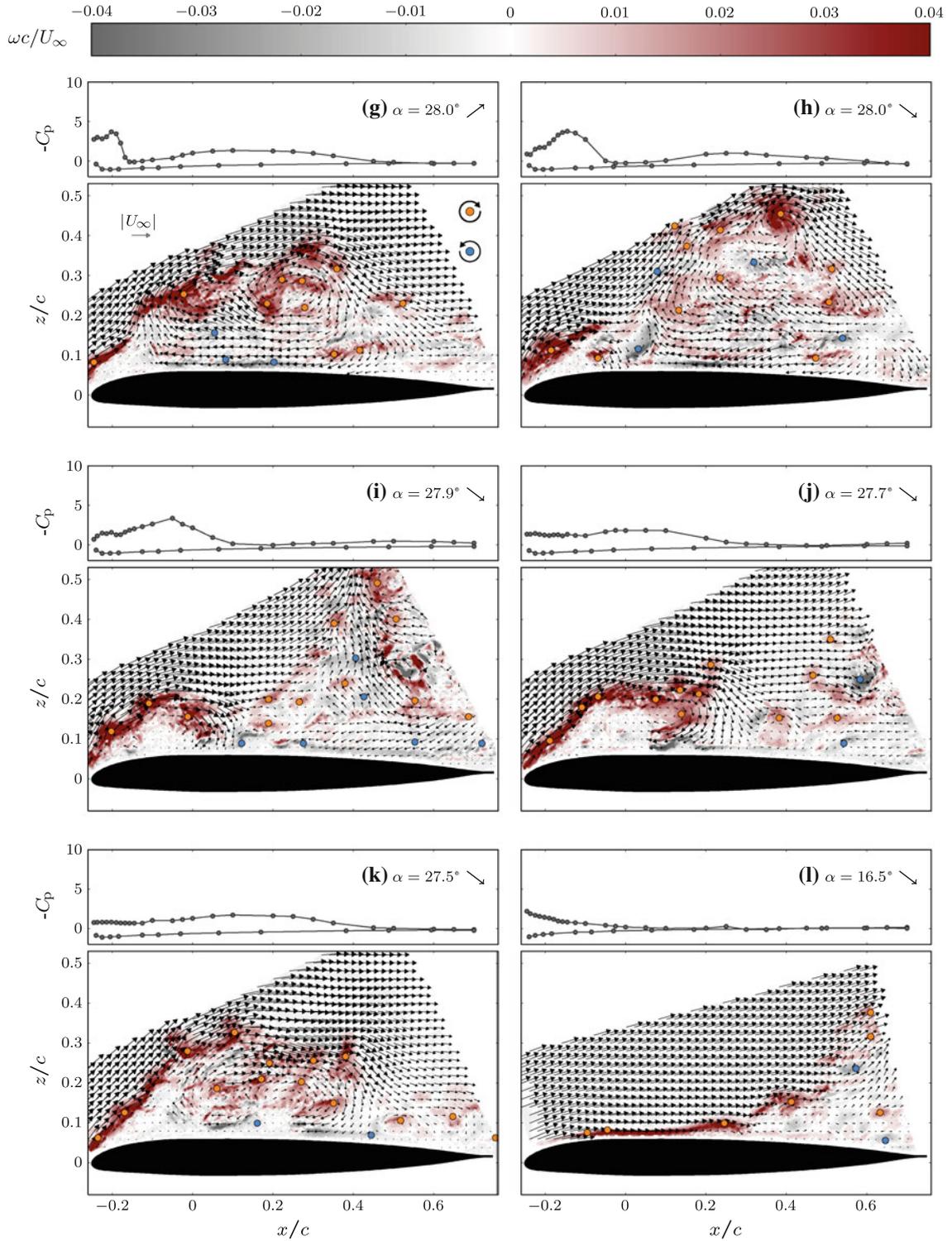


FIGURE 1.19 – Suite de la figure 1.18, tirée de [89].

Ce processus d'enroulement illustré par les figures 1.18(d) et 1.18(e), aboutit alors à la formation d'un tourbillon de décrochage dynamique primaire observable sur la figure 1.18(f). Bien que la nature des instabilités primaire et secondaire de la couche de cisaillement n'a pas été révélée par les auteurs, ce mécanisme peut être comparé au développement et à l'appariement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz présentés

précédemment. Le tourbillon de décrochage dynamique est ainsi constitué d'un regroupement entre la couche de cisaillement enroulée et les petites structures tourbillonnaires générées lors de l'instabilité primaire.

Pendant l'accroissement de ce tourbillon, des tourbillons contrarotatifs émergent près de la surface du profil en raison d'interactions de plus en plus fortes entre le tourbillon de décrochage dynamique et l'écoulement inversé, voir figure 1.19(g). Cela aboutit alors à la séparation induite par vortex du tourbillon de décrochage dynamique primaire comme illustré par les figures 1.19(h) et 1.19(i). Le détachement du tourbillon primaire de décrochage marque le début du décrochage dynamique. Pendant le processus de convection du tourbillon de décrochage primaire, la séparation massive de l'écoulement en aval ralentit l'écoulement entrant et la convection de la vorticité depuis le bord d'attaque. Cela résulte en la formation d'une région de recirculation au bord d'attaque, qui est confinée par une couche de cisaillement contenant la vorticité accumulée. Tandis que cette région de recirculation grandit et se déplace lentement vers l'aval, la couche de cisaillement s'enroule à nouveau pour former une nouvelle structure cohérente à grande échelle appelée tourbillon de décrochage secondaire présentée par les figures 1.19(j) et 1.19(k). Ce processus de formation et de détachement de tourbillons de décrochage dynamique secondaire est observé de manière répétée pendant la descente de l'oscillation et se poursuit jusqu'au rattachement total de l'écoulement.

Synthèse

Le décrochage dynamique est un phénomène complexe gouverné par une multitude de paramètres extérieurs qui influencent le mécanisme à l'origine de la séparation de la couche limite ainsi que l'angle de décrochage dynamique. Cependant une caractéristique commune à ces différentes catégories de décrochage est la formation et la convection de tourbillons de décrochage dynamique de grande échelle.

1.2   tude aéroacoustique du décrochage

Le décrochage est un phénomène aérodynamique qui peut entraîner de fortes perturbations acoustiques perçues comme nuisibles dans les nombreuses applications industrielles. En effet lors du décrochage, les différentes instabilités mentionnées précédemment peuvent générer des structures de tailles plus ou moins importantes qui engendrent alors des perturbations du champ de pression dans le champ proche du profil. Ces perturbations hydrodynamiques peuvent alors produire des ondes acoustiques selon deux mécanismes. Prem  ri  ment en présence d'un obstacle dans l'écoulement, les perturbations de pression hydrodynamiques peuvent être rayonnées et amplifiées par une arête de l'obstacle, comme typiquement le bord de fuite du profil. Ce phénomène induit ainsi une source acoustique de type dipolaire. Quand ces structures aérodynamiques engendrent des perturbations de pression hydrodynamique de grande amplitude, elles peuvent également émettre des ondes acoustiques par rayonnement direct. En effet des fluctuations importantes de pression peuvent être propagées naturellement en champ lointain. Dans ce cas on parle de sources acoustiques quadripolaires qui se différencient des sources dipolaires de part leur directivité. Ainsi avant d'effectuer un état de l'art sur

les études effectuées jusqu'à présent sur le bruit de décrochage statique et dynamique, les différents mécanismes de bruit propre de profil aérodynamique sont présentés.

1.2.1 Mécanisme de génération de bruit d'un profil aérodynamique

Dans le cas d'un profil en écoulement cinq mécanismes de bruit propre ont été identifiés par Brooks et al. [14] : le bruit de bord de fuite de couche limite laminaire, le bruit de bord de fuite de couche limite turbulente, les bruits de séparation et de décrochage, ainsi que les bruits provenant de bords de fuite non profilés (tronqués) et de tourbillon d'extrémité. Outre les bruits de séparation et de décrochage qui seront présentés plus en détail dans la suite de cette étude, la nature des autres sources acoustiques est rapidement exposée.

A faible nombre de Reynolds, lorsque la couche limite laminaire progresse le long de la surface du profil jusqu'au bord de fuite, le bruit en champ lointain a été caractérisé par la présence de différents pics de forte amplitude. Un de ces bruits tonals a été attribué au lâcher tourbillonnaire de couche limite laminaire par Paterson et al. [96]. Cependant ce mécanisme n'expliquant pas la coexistence des différents pics acoustiques, le bruit de la couche limite laminaire a finalement été attribué à la présence de différentes instabilités dans la couche de cisaillement [81]. En effet, comme présenté dans la section 1.1.1, la couche limite à la surface du profil peut se trouver dans un état de transition laminaire-turbulente lorsqu'elle atteint le bord de fuite ce qui produit un bruit d'instabilité laminaire. Ainsi une des caractéristiques spectrale du bruit de couche limite laminaire a été attribuée aux ondes d'instabilité linéaires de Tollmien-Schlichting qui se développent lors de la transition et génèrent des perturbations de pression rayonnées sous forme d'ondes acoustiques par le bord de fuite du profil [138]. Ces ondes d'instabilité de Tollmien-Schlichting peuvent également se coupler en une boucle de rétroaction acoustique entre le point d'apparition de l'instabilité et le bord de fuite ce qui entraîne l'ajout de tonalités supplémentaires [125]. Yakhina et al. [143] ont également mentionné que ce bruit pouvait être associé à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz se développant dans la couche de cisaillement d'une bulle de séparation laminaire potentiellement présente lors de la transition de la couche limite. Nash et al. [91] ont alors mis en évidence qu'une condition nécessaire à la survenue de ce mécanisme de génération de bruit est que la bulle de séparation se situe suffisamment proche du bord de fuite du profil.

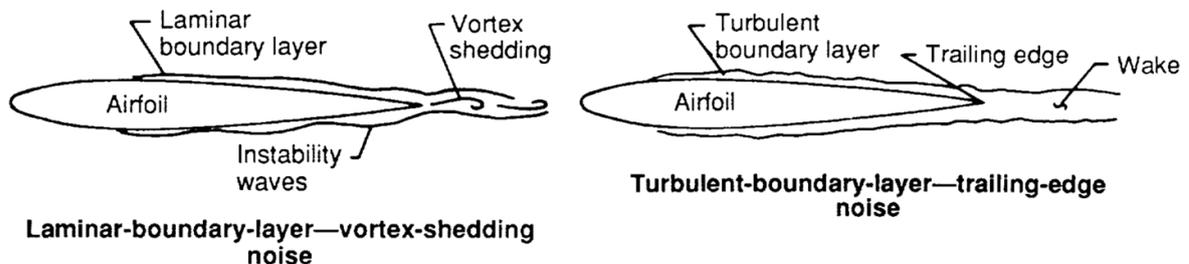


FIGURE 1.20 – Représentation des mécanismes de génération de bruit de couche limite laminaire (*Laminar boundary layer -vortex shedding noise*) et de couche limite turbulente (*Turbulent boundary layer trailing-edge noise*), tirée de [14].

Afin d'éviter ce phénomène, il est courant de déclencher artificiellement la transition de la couche limite à l'aide de dispositifs de rugosités appelés tripping, placés le long de l'envergure du profil. Un tripping 3D en forme de zigzag est généralement utilisé lors de mesures acoustiques en soufflerie [139]. Une analyse détaillée de l'influence d'une bande de déclenchement en zigzag peut être trouvée dans les travaux de [34]. L'état de couche limite laminaire étant très peu rencontré lors des phénomènes de décrochages statiques et dynamiques, son origine ne sera pas détaillée dans le cadre de cette étude. Cependant des informations peuvent être trouvées dans les travaux de Kingan and Pearse [66] qui présentent un récapitulatif des différentes études menées à ce sujet. Pour des nombres de Reynolds plus élevés, un bruit de bord de fuite de couche limite turbulente a été identifié. L'origine de ce bruit provient de la convection des structures de couche limite turbulente au-dessus du bord de fuite qui rayonne alors les fluctuations de pression hydrodynamique générées sous forme d'ondes acoustiques. Ce phénomène est illustré sur la figure 1.20. Ce mécanisme est caractérisé par un bruit large bande centré autour d'une fréquence vérifiant $f\delta^*/U_\infty = 0.06 - 0.08$, avec U_∞ , la vitesse de l'écoulement amont et δ^* l'épaisseur de déplacement de la couche limite [23]. Le bruit de bord de fuite a suscité beaucoup d'attention dans la littérature depuis la première étude de Powell [102]. Une liste des différentes études peut être trouvée dans Howe [58] et une revue complète sur les expériences, la théorie et la modélisation du bruit de bord de fuite est exposée dans les travaux de Lee et al. [70].

Enfin d'autres mécanismes de bruit ont été identifiés selon la géométrie du profil : le bruit de formation de tourbillon marginal et le bruit de détachement de tourbillon de bord de fuite non profilé, illustrés tout deux sur la figure 1.21. L'étude menée ne s'intéressant à pas ces phénomènes, ces deux sources de bruit ne sont pas détaillées. Cependant des détails peuvent être trouvés dans les travaux de Brooks et al. [14].

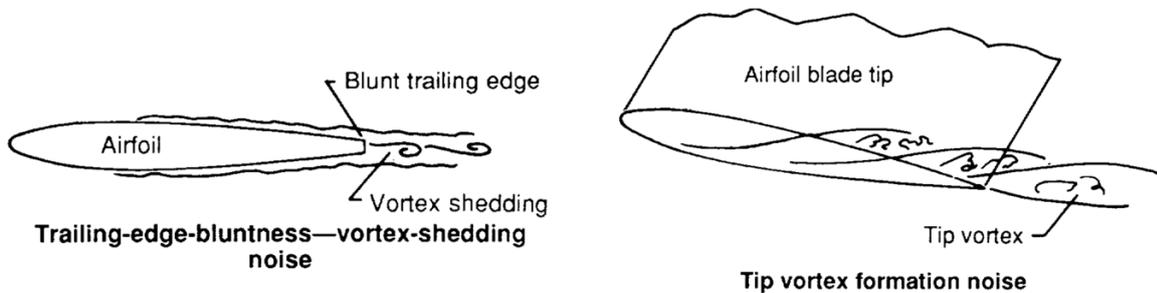


FIGURE 1.21 – Représentation des mécanismes de génération de bruit de bord de fuite non profilé (*Trailing edge bluntness vortex shedding noise*) et de tourbillon de bout d'aile (*Tip vortex formation noise*), [14].

1.2.2 État de l'art sur le bruit de décrochage statique

Le bruit de décrochage statique a été mis en évidence par Paterson et al. [97] lors de l'étude du bruit d'interaction d'un tourbillon avec un profil NACA0012 dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 2×10^6 . A partir de mesures de pression acoustique, les auteurs ont observé que l'interaction entre un tourbillon d'extrémité et un profil placé en aval peut provoquer un décrochage local à la surface du profil qui induit une augmentation du bruit en champ lointain pour une large bande de

fréquences comprises entre 250 Hz et 1000 Hz. Cette augmentation de bruit n'a pas pu être quantifiée lors de cette expérience en raison de la présence d'un bruit de fond important provenant de la soufflerie. Toutefois, un phénomène similaire a été observé par Fink and Bailey [38] au cours de l'étude de la réduction du bruit des cellules d'avion. En effectuant des mesures acoustiques en champ lointain autour d'un profil NACA2312 dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 10^6 , les auteurs ont montré que le phénomène de décrochage provoque une augmentation de 10 dB du bruit en champ lointain par rapport au bruit de bord de fuite d'une couche limite turbulente attachée. Depuis, des études plus récentes consacrées au bruit de décrochage statique ont permis d'affiner la caractérisation de ce phénomène acoustique. Les résultats de ces études sont exposés dans cette section selon deux axes. Premièrement, les caractéristiques spectrales du bruit de décrochage statique sont présentées. Deuxièmement, un résumé des connaissances actuelles sur les sources acoustiques du bruit de décrochage statique est proposé, comprenant l'identification des structures aérodynamiques responsables des fluctuations de pression et l'étude du mécanisme de génération de bruit est proposé.

1.2.2.1 Caractéristiques spectrales du bruit de décrochage statique

Lors du décrochage statique, différentes étapes aérodynamiques se succèdent et conduisent à la séparation totale de la couche limite du profil. Cet enchaînement de phénomènes physiques propres au type de décrochage (voir Section 1.1.2) engendre la formation d'un sillage de taille et de nature différentes selon l'angle d'attaque à l'origine d'une variation du bruit perçu en champ lointain. En comparant le bruit perçu en champ lointain pour différentes incidences d'un profil NACA0012 en décrochage dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 3×10^5 , Suzuki et al. [122] ont mis en évidence que selon l'état de séparation de la couche limite au-delà de l'angle de décrochage, la pression acoustique mesurée en champ lointain possède des caractéristiques spectrales différentes. Proche de l'angle de décrochage statique, le bruit de décrochage est caractérisé par un signal large bande de forte amplitude possédant un léger pic spectral pour un nombre de Strouhal $St \equiv fc/U_\infty = 0.44$. A mesure que l'angle d'attaque augmente, l'amplitude du bruit large bande diminue et le pic spectral se déplace vers de plus hautes fréquences autour d'un nombre de Strouhal $St = 0.63$. Ce comportement peut être observé sur la figure 1.22 en comparant les densités spectrales de puissance de la pression acoustique pour les incidences de 11.6° , 14.4° et 15.6° .

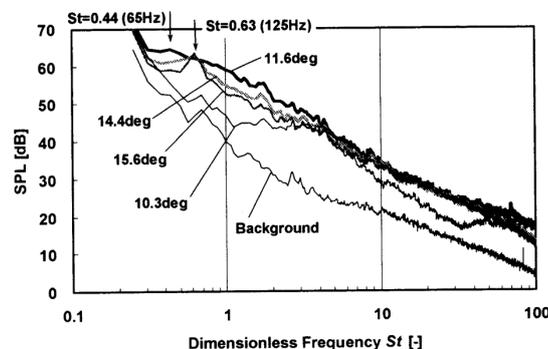


FIGURE 1.22 – Comparaison des spectres de bruit en champ lointain pour un profil NACA0012 dans un écoulement à un nombre de Reynolds de $Re = 3 \times 10^5$ à différentes incidences, [122]

Suzuki et al. [122] révèlent que l'apparition du pic spectral à haute incidence provient d'une modification de la séparation de la couche limite du profil qui passe d'un état de type "décrochage léger", correspondant à la présence d'une longue bulle de séparation laminaire sur la paroi du profil, à un état de type "décrochage profond" correspondant au décollement total de la couche limite du profil.

Des variations similaires du bruit de décrochage statique en fonction de l'incidence sont observées par Moreau et al. [88] lors de leur étude sur le bruit propre d'un profil d'aile à proximité et en condition de décrochage. Par comparaison des spectres de pression acoustique mesurée en champ lointain pour différentes inclinaisons d'un profil NACA0012 dans un écoulement à un nombre de Reynolds basé sur la corde de 1.5×10^5 , les auteurs ont mis en évidence que le bruit généré lors du décrochage statique est caractérisé par deux comportements distincts. En couplant leurs observations à celles de Suzuki et al. [122], les auteurs ont alors défini deux régimes de bruit de décrochage statique : le bruit de décrochage léger (*light stall noise*) et le bruit de décrochage profond (*deep stall noise*). Le régime de bruit de décrochage léger est observé pour des incidences proches de l'angle de décrochage statique et décrit comme un bruit large bande comprenant deux bosses pour des fréquences comprises entre 160 Hz et 400 Hz correspondant respectivement à des nombres de Strouhal de $St = 0.43$ et $St = 1$. Ainsi une légère différence peut être observée entre le régime de bruit de décrochage léger identifié par Suzuki et al. [122] et défini par Moreau et al. [88] avec la présence d'une seconde bosse large bande supplémentaire pour des fréquences supérieures autour de $St = 1$. Lorsque l'angle d'attaque augmente et dépasse largement l'angle de décrochage statique, un second régime acoustique de bruit de décrochage est identifié. Ce bruit de décrochage profond est caractérisé par une diminution de l'amplitude du bruit à large bande et par l'apparition d'un pic spectral à bande étroite autour de 100 Hz, soit $St = 0.27$, dont l'amplitude est supérieure d'environ 10 dB à celle du bruit de décrochage léger. Les signatures spectrales de ces deux régimes acoustiques sont exposées sur la figure 1.23 qui représente les densités spectrales de puissance de la pression acoustique enregistrée par microphone en champ lointain.

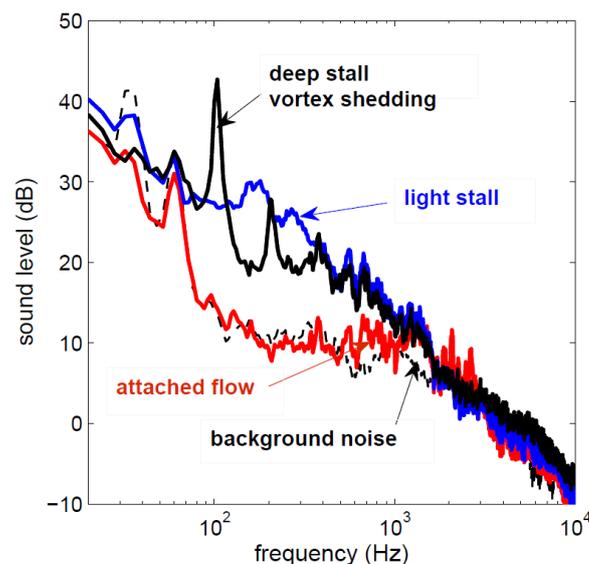


FIGURE 1.23 – Comparaison des spectres de bruit mesurés en champ lointain pour un profil NACA0012 dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 1.5×10^5 , [88].

Cependant, par manque d'information aérodynamique permettant de décrire l'état de la couche limite, les auteurs n'ont pas pu associer ces régimes acoustiques à des caractéristiques spécifiques de séparation de la couche limite. Les définitions proposées sont donc des définitions purement acoustiques. Ces deux bruits de décrochage ont également été observés par Laratro et al. [68] lors de l'étude du rayonnement du bruit propre d'un profil en décrochage. En réalisant des mesures acoustiques en champ lointain avec des réseaux de microphones pour différents profils aérodynamiques dans un écoulement à un nombre de Reynolds de $9,6 \times 10^4$, les auteurs ont de plus mis en évidence que pour un tel écoulement, l'épaisseur du profil n'a pas d'influence significative sur les caractéristiques de ces deux régimes acoustiques. Toutefois, une légère différence est observée pour le bruit de décrochage léger entre les profils NACA0012 et NACA0021 caractérisées par des épaisseurs relatives de 12% et 21% de la longueur de la corde respectivement, l'intensité du bruit de décrochage léger du NACA0012 entre 400 Hz et 700 Hz étant légèrement plus élevée. Ainsi, en comparant les résultats exposés par ces différents travaux, il apparaît que le nombre de Reynolds ne semble pas modifier les caractéristiques des régimes de bruit de décrochage statique. Cependant, il est important de noter que ces études se sont concentrées sur une plage limitée de nombres de Reynolds, en étudiant essentiellement le profil NACA0012 mince et symétrique. Ainsi, afin d'appréhender le bruit de décrochage généré par un profil épais et cambré similaire à la géométrie des pales d'éoliennes, il est nécessaire d'identifier les sources à l'origine de ces régimes acoustiques de bruit de décrochage statique.

1.2.2.2 Sources acoustiques du bruit de décrochage statique

Afin de caractériser les sources acoustiques d'un bruit d'origine aérodynamique, deux aspects sont considérés : l'origine des fluctuations de pression hydrodynamique ainsi que le mécanisme de génération de bruit qui définit la nature dipolaire ou quadripolaire de la source. Plusieurs études ont essayé d'identifier le mécanisme de génération du bruit de décrochage léger. Laratro et al. [68] ont identifié la nature de la source acoustique du bruit de décrochage léger pour une plaque plane, un NACA0012 et un NACA0021 en étudiant la variation de la directivité du bruit en champ lointain en fonction de l'angle d'attaque. Pour ces trois corps en écoulement, les auteurs ont observé que l'apparition du bruit de décrochage léger est accompagnée d'une modification de la directivité acoustique sous la forme d'un dipôle convexe, voir figure 1.24. Cependant, en condition de décrochage profond, la nature de la source acoustique n'a pas pu être identifiée en raison du bruit élevé du jet de la soufflerie.

Il est toutefois essentiel de noter que bien que les termes quadripolaires sont généralement négligeables à de faibles nombres de Mach, cette hypothèse n'est plus valable pour des écoulements caractérisés par des nombres de Mach élevés, comme l'ont démontré Turner and Kim [131] par simulation de l'analogie de Ffowcs Williams et Hawkings pour un profil NACA0012. En effet, les auteurs ont mis en évidence que la contribution des termes quadripolaires est loin d'être négligeable pour des écoulements caractérisés par des nombres de Mach proches de 0.3 – 0.4. La nature dipolaire de la source acoustique identifiée pour des angles d'attaques modérés à bas nombre de Mach met en évidence que le bruit de décrochage léger est généré par le rayonnement de fluctuations de pression hydrodynamique par le profil. La zone du profil rayonnant les fluctuations de pression a été précisée par Paterson et al. [97] à partir de calculs de corrélation croi-

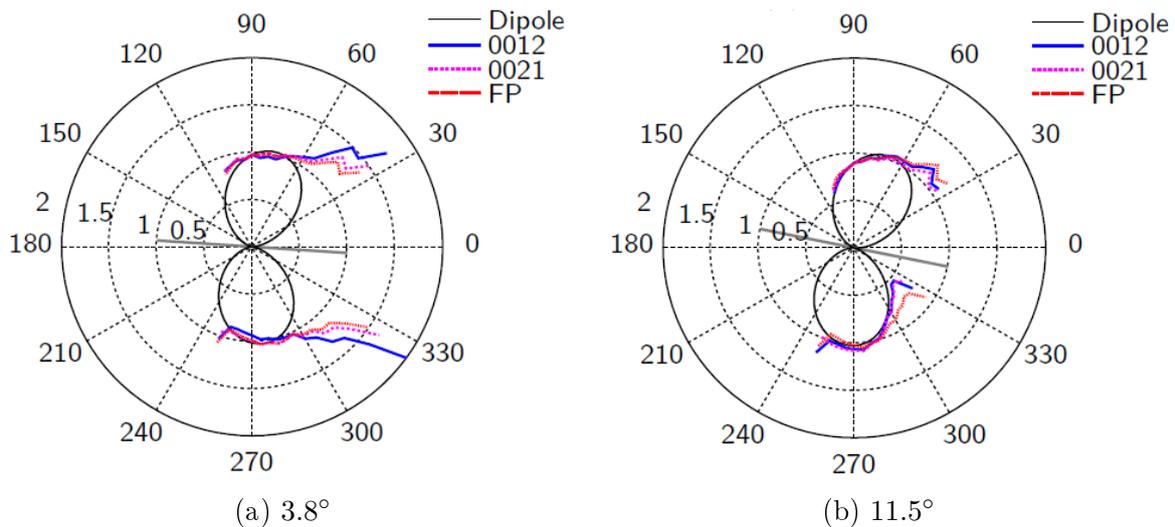


FIGURE 1.24 – Directivité acoustique mesurée pour un profil NACA0012, un profil NACA0021 et une plaque plane (notée FP) dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 9.6×10^4 . La ligne de corde est représentée par la ligne continue sur les figures, [68].

sée entre des mesures de pression pariétale et des mesures de pression acoustique en champ lointain. En comparant les décalages de la fonction de corrélation croisée entre différentes prises de pression le long de la corde du profil, les auteurs ont observé que pour des incidences proches de l'angle de décrochage statique, le bruit de décrochage léger provient du rayonnement de fluctuations de pression pariétale par les 30 derniers pourcents de la corde du profil. Une région de rayonnement similaire a également été identifiée par Mayer et al. [78] par comparaison de cartes de formation de voies ("beam-forming") obtenues par un réseau de 73 microphones pour différents angles d'attaque proches du décrochage pour un profil NACA0012 dans un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds de 3.6×10^5 . Enfin, lors de l'étude des mécanismes de génération de bruit propre d'un profil NACA65(12)10 à proximité des conditions de décrochage dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 2.4×10^5 , il a été mis en évidence par Lacagnina et al. [67] que la géométrie du profil ne semble pas modifier cette zone de rayonnement. Par analyse de corrélations croisées entre la pression pariétale mesurée près du bord de fuite et la pression acoustique en champ lointain pour différents angles d'attaque proche de l'angle de décrochage statique, les auteurs ont constaté que la cohérence n'était maximale que pour certaines des fréquences perçues en champ lointain, suggérant ainsi que le bord de fuite n'est pas la seule source de bruit de décrochage léger et que la zone de rayonnement s'étend plus en amont le long de la corde du profil. Ainsi, bien que le mécanisme de génération du bruit soit relativement bien compris pour le régime acoustique de décrochage léger, il existe actuellement un manque important d'informations sur le bruit de décrochage profond. De plus, la provenance des fluctuations de pression hydrodynamique à l'origine des bruits de décrochage léger et profond n'est pas encore bien définie.

A partir de calculs d'auto-corrélation de pression pariétale mesurée le long de la corde d'un profil aérodynamique pour différentes incidences, Mayer et al. [78] ont mis en

évidence le lien entre les fluctuations de pression hydrodynamique perçues par le profil et les structures cohérentes de grande échelle présentes dans le sillage turbulent du profil en décrochage. En effet, lors du décrochage, les auteurs ont observé que l'intervalle de temps pour lequel le coefficient d'auto-corrélation est maximal augmente de manière significative, indiquant que les fluctuations de pression pariétale à la surface du profil décroché proviennent des structures aérodynamiques présentes dans le sillage, voir figure 1.25. De plus, le comportement identique du coefficient d'auto-corrélation le long de la corde du profil a révélé que les structures de grande échelle à l'origine des fluctuations de pression pariétale sont générées sur une grande partie du profil sans évoluer ou changer de taille de manière significative. Ces structures n'ont pas pu être identifiées dans cette étude en raison du manque de mesures aérodynamiques dans le sillage du profil.

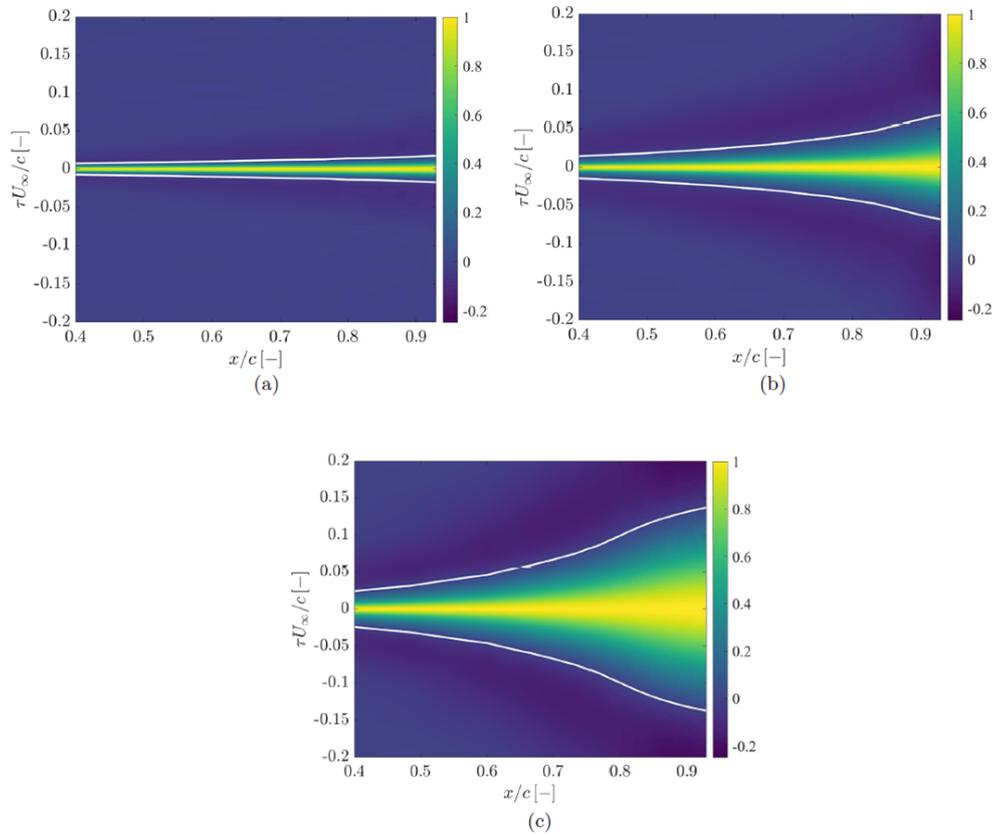


FIGURE 1.25 – Evolution spatiale du coefficient d'auto-corrélation de pression surfacique autour d'un profil NACA0012 dans un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds de 3.6×10^5 pour $\alpha = 0^\circ$ a), $\alpha = 9^\circ$ b) et $\alpha = 12^\circ$ pour un bord de fuite placé en $x/c = 1$, à partir de [78].

Cependant, de nombreuses hypothèses ont été émises dans la littérature sur l'identité des structures aérodynamiques à l'origine des fluctuations de pression pariétales associées aux bruits de décrochage léger et profond. Par exemple, Laratro et al. [68] proposent une hypothèse selon laquelle le bruit de décrochage profond se produirait lorsque la couche limite est entièrement décollée du profil et proviendrait alors du détachement et du passage proche du bord de fuite du profil de structures tourbillonnaires de grande échelle. Cette hypothèse est également émise par Moreau et al. [88] qui

parlent d'instabilités de couche de cisaillement et/ou de détachement de tourbillon de grande échelle. Dans ce contexte, Laratro et al. [68] interprètent le bruit de décrochage léger comme un régime acoustique transitoire, obtenu lors d'un état intermédiaire de séparation de la couche limite.

De réelles informations sur ces structures ont pu être apportées par Lacagnina et al. [67] qui ont proposé les premières mesures de champ de vitesse dans le sillage d'un profil aérodynamique dans le cadre de l'étude du bruit de décrochage statique. Les structures aérodynamiques responsables du bruit de décrochage léger ont ainsi pu être identifiées à partir de mesures de vélocimétrie par images de particules (PIV) combinées à des mesures simultanées de pression pariétale et de fil chaud au bord de fuite du profil. En calculant la cohérence entre la vitesse de l'écoulement dans le sillage du profil et la pression pariétale au bord de fuite, les auteurs ont mis en évidence l'existence d'une relation de cause à effet entre ces deux grandeurs pour trois gammes de fréquences distinctes. L'analyse des champs PIV par décomposition en modes dynamiques (DMD) a permis d'observer les structures associées à ces gammes de fréquences. Trois phénomènes aérodynamiques ont alors été identifiés. Aux très basses fréquences autour de 15 Hz, les auteurs ont détecté un phénomène de battement de la couche de cisaillement, aux basses fréquences autour de 150 Hz, les champs de vitesse des modes DMD ont révélé la présence d'un phénomène d'enroulement de la couche de cisaillement sous la forme d'un tourbillon de grande taille le long de l'envergure du profil. Enfin, pour la gamme de fréquences la plus élevée, autour de 1000 Hz, une instabilité de la couche de cisaillement de type Kelvin-Helmholtz a été observée. La figure 1.26 propose une représentation schématique de ces phénomènes.

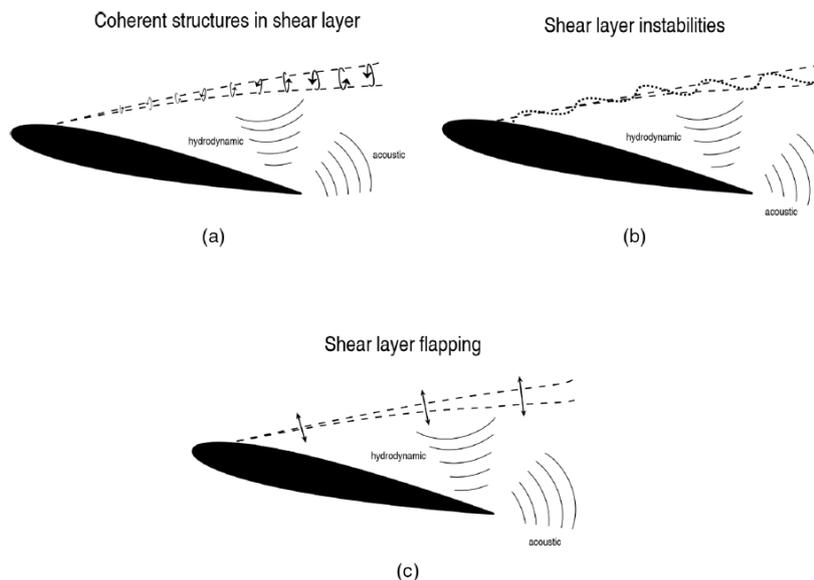


FIGURE 1.26 – Représentation des différents mécanismes de génération de bruit lors du décrochage statique d'un profil, [67].

Cette étude a considérablement accru la connaissance des mécanismes sous-jacents au bruit de décrochage, malheureusement les résultats proposés sont limités au régime de bruit de décrochage léger pour un profil aérodynamique caractérisé par un décrochage du bord d'attaque différent du décrochage du bord de fuite généralement rencontré sur les profils aérodynamiques épais et cambrés des pales d'éoliennes (voir Section 1.1.2.1).

Une seconde limite importante de cette étude est que les mesures du champ de vitesse par PIV et l'estimation du bruit acoustique en champ lointain ne sont pas effectuées simultanément ce qui empêche d'établir clairement les liens existants entre les structures aérodynamiques identifiées et le son rayonné. Enfin, le rôle de la cohérence de ces structures dans le bruit généré est discuté par Turner and Kim [130] lors de l'analyse de simulations numériques directes haute-fidélité pour un profil NACA0012 dans un écoulement à nombre de Reynolds 5×10^4 . En effet, les auteurs observent que pendant le décrochage, l'intensité de la source acoustique près du bord de fuite est fortement réduite et que l'augmentation du bruit en champ lointain provient en réalité de la forte cohérence des structures qui assure un rayonnement acoustique très efficace.

Synthèse

Les précédentes études portées sur le bruit de décrochage statique ont permis d'identifier deux régimes acoustiques, l'un proche des conditions de décrochage : le bruit de décrochage léger, et l'autre se produisant pour des angles d'attaque beaucoup plus élevés : le bruit de décrochage profond. Pour le premier, les mécanismes de génération du bruit et notamment le lien avec les structures aérodynamiques impliquées ont été étudiés pour des profils minces et symétriques. Pour le second, l'origine et le mécanisme de génération de bruit restent encore peu compris.

1.2.3 État de l'art sur le bruit de décrochage dynamique

En condition dynamique, le profil est soumis à une variation continue de son incidence qui engendre des modifications des caractéristiques aéroacoustiques de l'écoulement au cours du mouvement. En effet, lors de l'oscillation, la couche limite située du côté extrados du profil admet plusieurs phases aérodynamiques, durant lesquelles l'écoulement peut être attaché, partiellement séparé ou totalement détaché (voir section 1.1.3.1), qui possèdent chacune des caractéristiques aéroacoustiques spécifiques. Comme présenté précédemment un mouvement sinusoïdal d'incidence moyenne α_M et d'amplitude α_A gouverné par une fréquence f_0 tel que : $\alpha(t) = \alpha_M + \alpha_A \sin(2\pi f_0 t)$ est couramment utilisé dans la littérature. Ainsi, la mise en mouvement du profil introduit de nouveaux paramètres à considérer tels que l'angle d'incidence moyenne, l'amplitude et la fréquence d'oscillation. Il est rappelé qu'une valeur limite de la fréquence d'oscillation différenciant les comportements aérodynamiques quasi-statique et dynamique a été établie dans la littérature. Deux valeurs limites ont été définies. Corke and Thomas [24] identifient une fréquence réduite critique de $k = 0.05$, tandis que Sheng et al. [114] déterminent une fréquence réduite limite de $k^* = 0.01$. Dans la suite de cette section, la fréquence d'oscillation est adimensionnée avec l'expression de Corke and Thomas [24] afin de bien différencier l'effet que peuvent avoir l'amplitude et la fréquence d'oscillation sur le bruit de décrochage dynamique.

Lors de l'étude expérimentale du bruit de décrochage dynamique d'un profil NACA0012 dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 2.1×10^5 , Raus et al. [106] ont mis en évidence que le bruit généré lors d'une période d'oscillation se caractérise par une

modulation d'amplitude aux basses fréquences. Cette étude expérimentale a été menée par l'équipe de recherche qui m'a accueillie pour la réalisation de ma thèse. Les mesures expérimentales effectuées au cours de ma thèse seront ainsi réalisées dans des conditions expérimentales identiques.

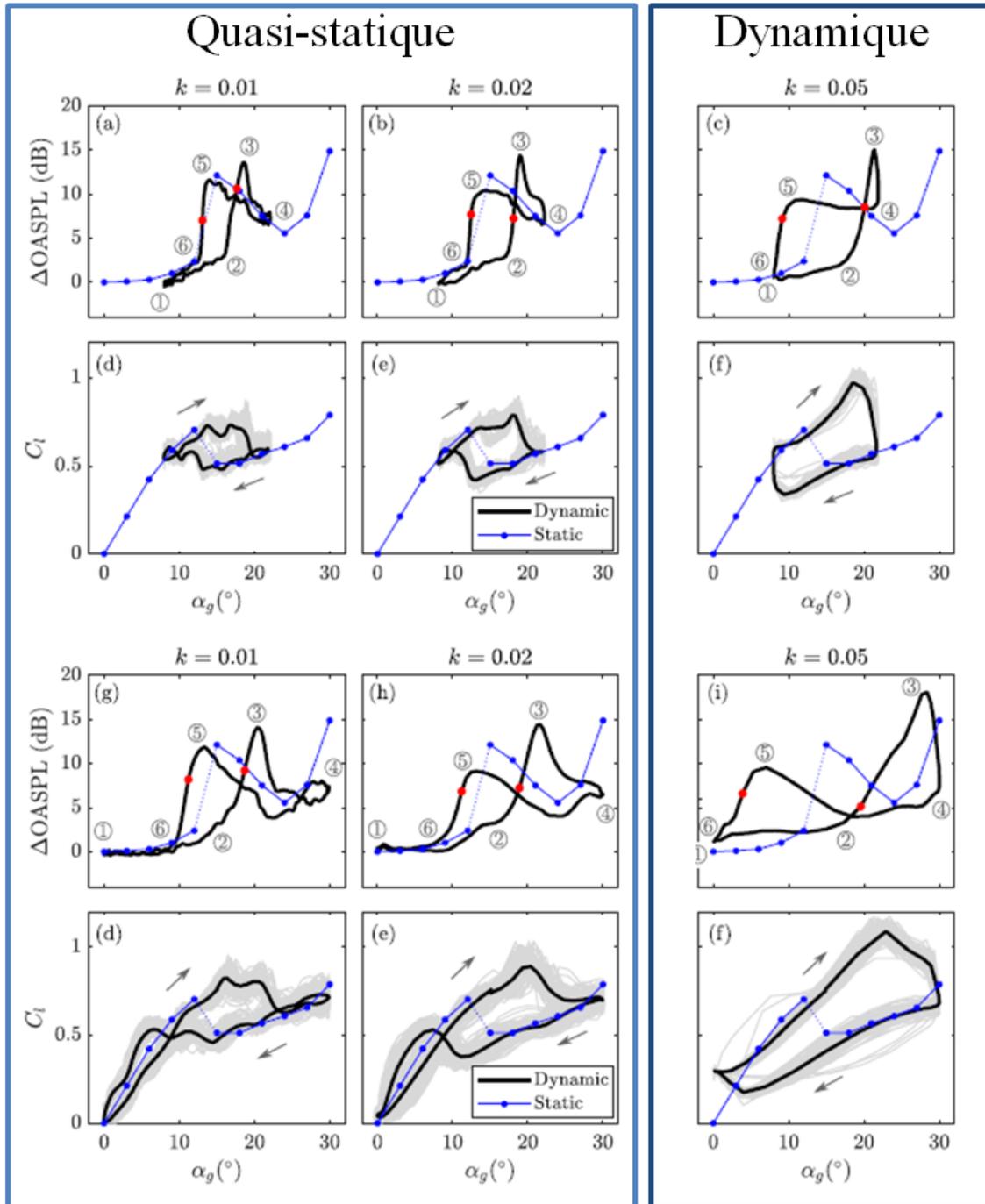


FIGURE 1.27 – Moyenne de phase de $\Delta_{OASPL} = OASPL - OASPL_{statique, \alpha=0^\circ}$ et du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque géométrique pour des mouvements oscillatoires $\alpha(t) = 15^\circ + 7^\circ \sin(2\pi f_0 t)$ en haut (a,b,c,d,e,f) et $\alpha(t) = 15^\circ + 15^\circ \sin(2\pi f_0 t)$ en bas (g,h,i,d,e,f) pour différentes fréquences d'oscillation, à partir de la figure 9 de Raus et al. [106].

En étudiant le niveau de pression acoustique global (OASPL) moyenné en phase, pour un profil soumis à des oscillations sinusoïdales autour de son centre pour deux amplitudes d'oscillation $\alpha_A = 7^\circ$ et $\alpha_A = 15^\circ$, une incidence moyenne $\alpha_M = 15^\circ$ et différentes fréquences réduites d'oscillation comprises entre $k = 0.01$ et $k = 0.05$, les auteurs ont détaillé l'évolution de l'amplitude du bruit en fonction de l'angle d'attaque. Une comparaison entre l'OASPL et le coefficient de portance, estimé à partir de mesures de pression pariétale, en condition statique et dynamique a alors été exposée. Cette comparaison, présentée sur la figure 1.27, a permis d'identifier un enchaînement de différents événements caractéristiques du bruit de décrochage dynamique, commun aux diverses fréquences d'oscillation étudiées. Pour les différents régimes d'écoulement, les auteurs ont observé une augmentation de 10 dB de l'OASPL lorsque l'angle d'attaque atteint la valeur de l'angle de décrochage dynamique, comme illustré par les événements ② et ③ sur la figure 1.27. Cette augmentation de bruit en champ lointain est suivie d'une diminution de l'OASPL lorsque la couche limite est totalement séparée du profil, entre les événements ③ et ④. Lors de la phase descendante de l'oscillation, il a été observé que l'OASPL augmente jusqu'au rattachement de l'écoulement au profil qui provoque une diminution rapide du niveau de bruit mise en évidence par les événements ⑤ et ⑥ sur la figure 1.27. De plus, en comparant les angles d'augmentation initiale et de diminution finale de l'OASPL au cours de l'oscillation, Raus et al. ont mis en évidence que l'hystérésis habituellement observée sur les courbes de portance en condition dynamique est également présente dans les caractéristiques acoustique de l'écoulement. Les auteurs ont également remarqué que l'hystérésis s'élargit à mesure que la fréquence d'oscillation augmente comme il peut être observé en comparant les figures 1.27.g) et 1.27.i).

En comparant les résultats de cette analyse pour les différentes valeurs d'amplitude et de fréquence d'oscillation, les auteurs ont révélé que l'amplitude et la fréquence d'oscillation du profil ont un effet sur l'amplitude et la durée du bruit de décrochage dynamique. Pour des régimes quasi-statiques caractérisés par des fréquences réduites d'oscillation $k < 0.05$, la variation d'amplitude ne modifie pas grandement le bruit perçu en champ lointain. Cependant, en régime dynamique, pour des fréquences réduites d'oscillation $k > 0.05$, l'augmentation de l'amplitude du mouvement engendre des modifications à la fois sur les courbes d'OASPL et sur les courbes de portance. Cette tendance a également été remarquée par Mayer et al. [79] lors de l'étude du bruit de décrochage dynamique d'un profil NACA0012 dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 4.2×10^5 pour une fréquence réduite d'oscillation $k = 0.094$. Mayer et al. ont alors émis l'hypothèse que ce comportement pouvait être expliqué par l'augmentation de l'hystérésis de portance avec l'amplitude et la fréquence du mouvement oscillatoire, qui engendrerait alors le développement d'instabilités hydrodynamiques plus prononcées. Cependant, il est important de noter que les spectres acoustiques présentés dans cette étude reflètent les moyennes temporelles des densités spectrales de puissance du bruit en champ lointain au cours d'une oscillation. Ainsi, il est fortement probable que les caractéristiques temporaires spécifiques de certaines phases du cycle de décrochage soient éliminées lors du calcul de moyenne temporelle. De plus, il est à souligner que ces résultats proviennent de mesures expérimentales effectuées dans une chambre anéchoïque possédant une fréquence de coupure de 160 Hz. Par conséquent, aucune information acoustique n'est mesurée pour des fréquences inférieures à cette va-

leur limite. Enfin, il a été observé par Manela [77] que selon la fréquence d'oscillation, l'élasticité de l'aile peut entraîner une amplification ou une diminution du bruit émis. En effet, en effectuant une étude analytique du champ acoustique d'un profil élastique mince par application de l'analogie de Powell-Howe [59], les auteurs ont mis en évidence que pour une fréquence d'oscillation proche de la fréquence propre du système, l'élasticité amplifie l'amplitude du mouvement du profil et ainsi le niveau du bruit généré. Au contraire, pour des fréquences éloignées de cette fréquence propre, l'élasticité de la structure absorbe l'énergie cinétique du système et réduit le rayonnement acoustique. La rigidité de l'aile étudiée est donc un paramètre supplémentaire à considérer dans l'étude du bruit de décrochage dynamique.

Ainsi, le bruit généré par un profil en mouvement de tangage au cours d'une oscillation est caractérisé par une modulation de l'amplitude du signal acoustique aux basses fréquences. Les études menées jusqu'à présent ont mis en lumière que cette modulation peut être influencée par divers paramètres de l'écoulement tels que l'amplitude, l'incidence moyenne, la fréquence du mouvement oscillatoire ainsi que le nombre de Reynolds de l'écoulement et l'élasticité du profil. La littérature expose des résultats divergents en fonction de la combinaison de ces paramètres. Cependant, il existe un consensus selon lequel au-delà d'une fréquence d'oscillation critique, proche de la limite de Corke and Thomas [24], l'effet de ces paramètres sur le bruit perçu en champ lointain est amplifié, suggérant que les caractéristiques distinctives des régimes aérodynamiques quasi-statique et dynamique influencent la génération de bruit. Il est toutefois intéressant de noter qu'aucune recherche n'a encore exploré l'impact de la géométrie du profil sur le bruit perçu en mouvement de tangage, bien que son implication dans la génération du bruit de décrochage statique suggère qu'il mérite une attention particulière. De plus, les études présentées étudient des spectrogrammes moyennés sur la durée de l'oscillation qui ne permettent pas d'identifier clairement les caractéristiques acoustiques des bruits associés aux différentes phases du cycle. Ainsi, afin de définir plus précisément le bruit de décrochage dynamique, l'étude bibliographique présentée dans cette section propose d'analyser plus en détail les caractéristiques spectrales propres au bruit de décrochage dynamique. Dans un second temps, l'identification des sources acoustiques à l'origine du bruit de décrochage dynamique sera également discutée.

1.2.3.1 Caractéristiques spectrales du bruit de décrochage dynamique

Lors de leur étude sur le bruit de décrochage dynamique d'un profil NACA0012 dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 2.1×10^5 , Raus et al. [106] ont également effectué une analyse fréquentielle du bruit perçu en champ lointain. En analysant des spectrogrammes représentant l'évolution temps-fréquence du bruit généré au cours des oscillations, les auteurs ont révélé que le contenu fréquentiel du bruit généré pendant la phase de décrochage n'est pas uniforme. En effet, au début du décrochage et au ré-attachement de l'écoulement, les auteurs ont identifié une région de haute énergie pour des fréquences allant jusqu'à 1000 Hz alors que la contribution de la partie restante de la phase de décrochage est limitée à des fréquences inférieures à 1000 Hz, voir figure 1.28 représentant le spectrogramme pour un mouvement d'amplitude $\alpha_A = 7^\circ$, une incidence moyenne $\alpha_M = 15^\circ$ et une fréquence $f_0 = 1.33$ Hz. Plus précisément, entre le début du décrochage et le ré-attachement de la couche limite, les auteurs ont observé une concentration de l'énergie acoustique au sein d'un pic spectral autour de 140 Hz.

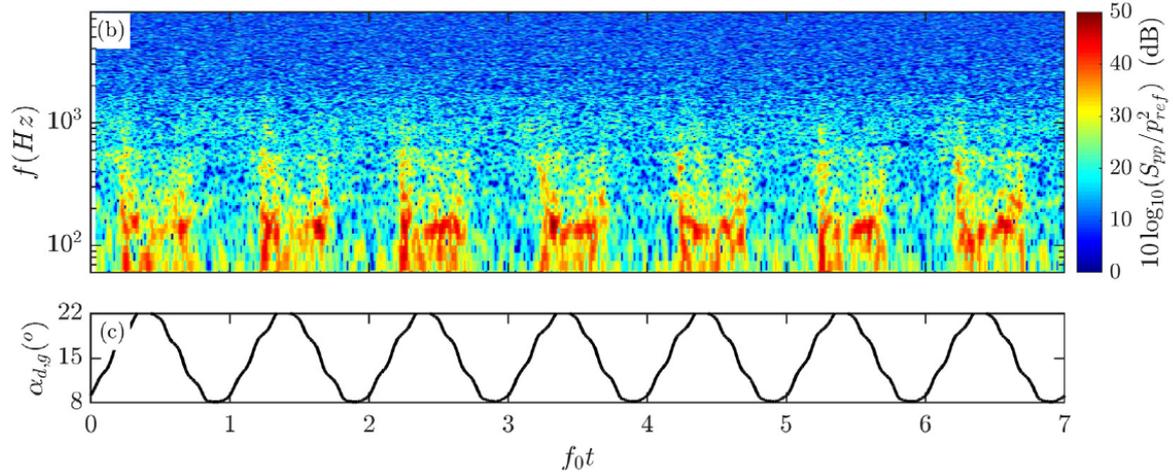


FIGURE 1.28 – Spectrogramme des fluctuations de pression acoustique mesurées en champ lointain pour $\alpha_M = 15^\circ$, $\alpha_A = 7^\circ$ et $k = 0.02$. La distorsion visible de l'évolution de l'angle d'attaque au cours du temps a été identifiée comme peu impactante sur le comportement acoustique identifiées lors des oscillations par les auteurs. Cette figure est une adaptation de la figure 5 de Raus et al. [106]

À mesure que l'angle d'attaque augmente, il a été remarqué que la fréquence centrale du pic diminue jusqu'à atteindre un plateau autour de 95 Hz pour l'incidence maximale de l'oscillation. Cette fréquence augmente ensuite avec la diminution de l'angle d'attaque et atteint une valeur maximale de 145 Hz juste avant l'émission du bruit large bande lors du ré-attachement de la couche limite. En calculant le nombre de Strouhal projeté associé à ces fréquences, les auteurs ont mis en évidence que cette région de forte énergie acoustique à basses fréquences est caractérisée par un nombre de Strouhal constant $St = 0.22$, similaire au nombre de Strouhal caractéristique du bruit de décrochage profond en condition statique. Raus et al. ont ainsi démontré que le bruit de décrochage dynamique est caractérisé par la présence de deux régimes acoustiques distincts qui confèrent une symétrie au contenu fréquentiel de la pression acoustique mesurée en champ lointain. Les caractéristiques de ces régimes sont détaillées sur la figure 1.29 qui présente les densités spectrales de puissance de la pression acoustique mesurée pour $\alpha_M = 15^\circ$, $\alpha_A = 7^\circ$ et $f_0 = 0.66$ Hz. En analysant la densité spectrale de plusieurs angles d'attaque instantanés, les auteurs ont mis en évidence que suite à l'augmentation du bruit entre 400 Hz et 2000 Hz à faible incidence, un premier régime acoustique apparaît pour une incidence instantannée de $\alpha = 18.45^\circ$. Ce régime identifié comme le régime de bruit de décrochage léger est caractérisé par une forte augmentation du signal acoustique sur une large bande de fréquences comprises entre 70 Hz et 700 Hz. Suite à l'augmentation de l'incidence jusqu'à l'angle d'attaque maximal de $\alpha = 22^\circ$, un second régime acoustique identifié comme le régime de bruit de décrochage profond est perçu. Ce régime se distingue par une réduction globale du bruit à large bande et la présence d'un pic spectral autour de 125 Hz correspondant au nombre de Strouhal $St = 0.22$ identifié précédemment. Enfin lors de la redescente de l'incidence pour $\alpha = 13.9^\circ$, le régime de bruit de décrochage léger réapparaît. Il est intéressant de remarquer que ce second régime de bruit de décrochage léger possède un niveau légèrement plus faible que le régime de bruit de décrochage léger atteint lors de la phase ascendante de l'oscillation. En confrontant ces observations pour différentes fréquences d'oscillation,

les auteurs ont révélé que cette différence entre les régimes de bruit de décrochage léger ascendant et descendant s'agrandit à mesure que la fréquence d'oscillation augmente comme illustré par la figure 1.29. Pour la fréquence d'oscillation la plus basse, une différence de moins de 3 dB est identifiée sur toute la gamme de fréquence acoustique entre le bruit généré lors de la montée et de la descente, contre une différence de 6 dB pour la fréquence d'oscillation la plus élevée. De plus, les auteurs ont observé que cette différence entraîne une disparition de la symétrie du spectre à mesure que la fréquence d'oscillation augmente. A l'inverse, aucune influence de l'augmentation de l'amplitude d'oscillation sur ces régimes de bruit de décrochage dynamique n'a été identifiée pour la gamme de paramètres analysée.

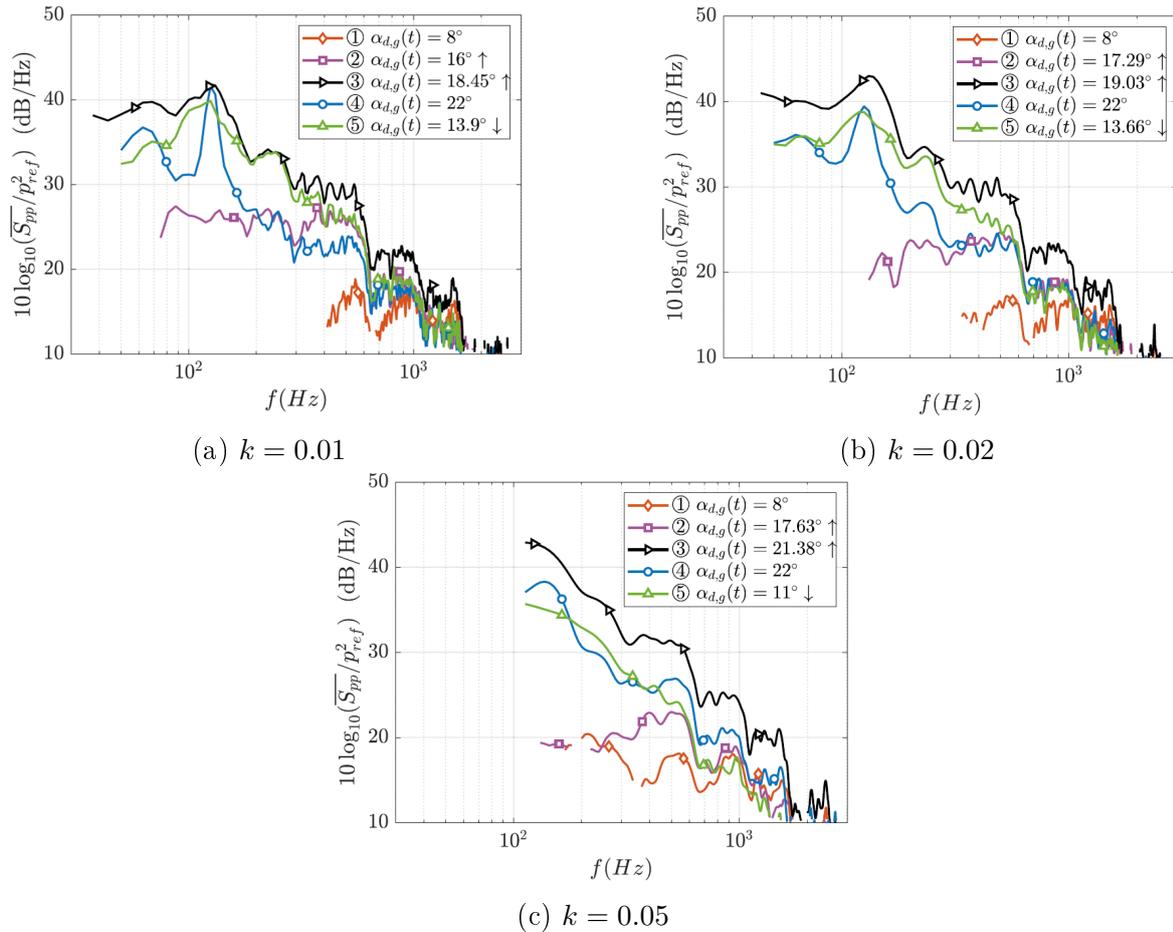


FIGURE 1.29 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de la pression acoustique mesurées en champ lointain et moyennées en phase, avec soustraction du bruit de fond pour différents angle d'attaque instantanés pour une oscillation d'incidence moyenne $\alpha_M = 15^\circ$, une amplitude $\alpha_A = 7^\circ$ et des fréquences réduites d'oscillation $k = 0.01$ (a), $k = 0.02$ (b) et $k = 0.05$ (c). Cette figure est adaptée de la figure 12 de Raus et al. [106]. Les flèches pointant vers le haut indiquent le mouvement de montée de l'aile tandis que les flèches pointant vers le bas indiquent le mouvement de descente de l'aile.

Ainsi lors de l'oscillation du profil NACA0012, des régimes de bruit similaires aux régimes de bruit de décrochage léger et profond identifiés en condition statique sont retrouvés pour la gamme de paramètres d'écoulement étudiée en condition quasi-statique et dynamique. Bien que la répétabilité de ces régimes acoustiques en fonction de la géo-

métrie du profil et du nombre de Reynolds ait été vérifiée en condition statique, aucune étude similaire n'a actuellement été effectuée en condition dynamique pour d'autres jeux de paramètres. La présence de ces deux régimes acoustiques lors du décrochage dynamique ne peut donc pas être généralisée à tous les écoulements autour de profil en mouvement de tangage.

1.2.3.2 Sources acoustiques du bruit de décrochage dynamique

Au cours des différentes études menées dans la littérature, la nature de la source acoustique du bruit de décrochage dynamique n'a pas été clairement identifiée. En effet, aucun travail antérieur n'a examiné la directivité du bruit, qui permettrait de déterminer si le bruit généré pendant le décrochage dynamique est de nature dipolaire ou quadripolaire. Néanmoins, plusieurs recherches ont mis en évidence que les fluctuations de pression pariétale perçues par la surface du profil lors de l'oscillation possèdent un comportement en phase avec les variations acoustiques. Cette observation laisse ainsi supposer la présence d'un terme acoustique de nature dipolaire, provenant du rayonnement par le profil des fluctuations de pression hydrodynamiques. En effet, lors de leur étude sur le bruit de décrochage dynamique d'un profil NACA0012 dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 4.2×10^5 , Mayer et al. [79] ont identifié que les fluctuations de pression pariétale mesurée en $x/c = 0.9$ admettent un comportement périodique, en phase avec les variations d'incidence, pour des fréquences inférieures à 100 Hz. Sur les spectrogrammes représentant l'évolution spatio-temporelle des fluctuations de pression pariétale pour une incidence moyenne $\alpha_M = 6^\circ$, une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 15^\circ$ et deux fréquences réduites $k = 0.024$ et $k = 0.094$, une zone de forte énergie est identifiée lors de la phase de décrochage, voir la figure 1.30a).

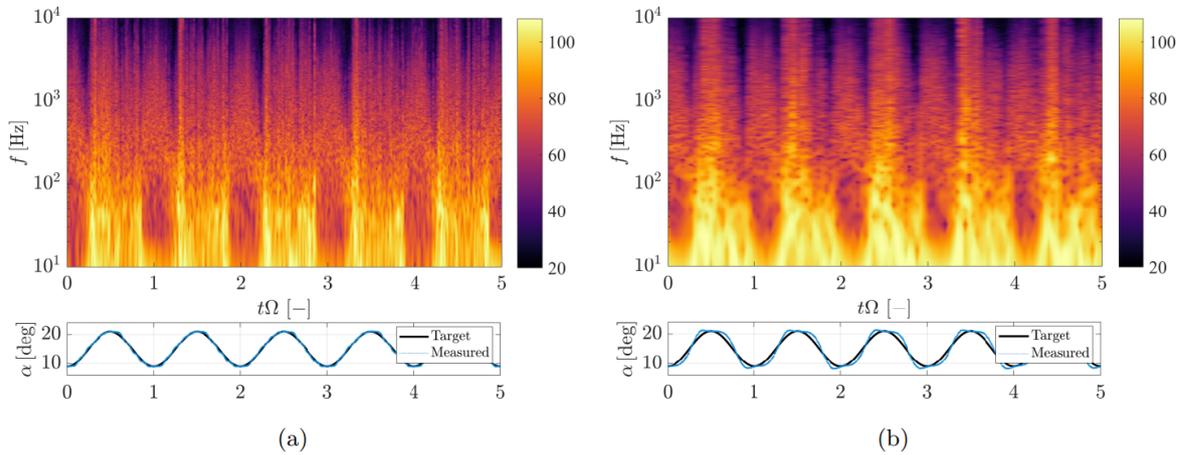


FIGURE 1.30 – Comparaison des spectrogrammes des fluctuations de pression pariétale mesurée en $x/c = 0.9$ pour un mouvement d'oscillation $\alpha_M = 15^\circ$ et $\alpha_A = 6^\circ$ et deux fréquences réduites $k = 0.024$ (a) ainsi que $k = 0.094$ (b), exposée par Mayer et al. [79].

En comparant les spectres obtenus pour les différentes fréquences d'oscillation, les auteurs ont révélé que la durée relative d'apparition de cette zone de forte énergie augmente en raison de l'augmentation de l'hystérésis. Ce comportement périodique des

fluctuations de pression pariétale a également été observé par Raus et al. [106] lors de l'étude expérimentale du bruit de décrochage dynamique d'un profil NACA0012 dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 2.1×10^5 . En effectuant des moyennes en phase des fluctuations de pression mesurées en $x/c = 0.92$, les auteurs ont identifié les caractéristiques fréquentielles des fluctuations de pression pariétales lors du décrochage dynamique. Raus et al. ont ainsi révélé que les fluctuations de pression hydrodynamique perçues proche du bord de fuite par le profil lors du décrochage dynamique sont caractérisées par la présence de deux zones large bande caractérisées par des fréquences allant jusqu'à 1000 Hz, au début du décrochage et avant le ré-attachement de l'écoulement, ainsi qu'une zone de pic spectral autour de 140 Hz durant la phase de décrochage. Ces caractéristiques, similaires à celles identifiées dans le bruit perçu en champ lointain, sont illustrées sur la figure 1.31 représentant les spectrogrammes moyennés en phase des fluctuations de pression de surface (a, b, c) à $x/c = 0.92$ et (d, e, f) de la pression acoustique pour différentes fréquences d'oscillation.

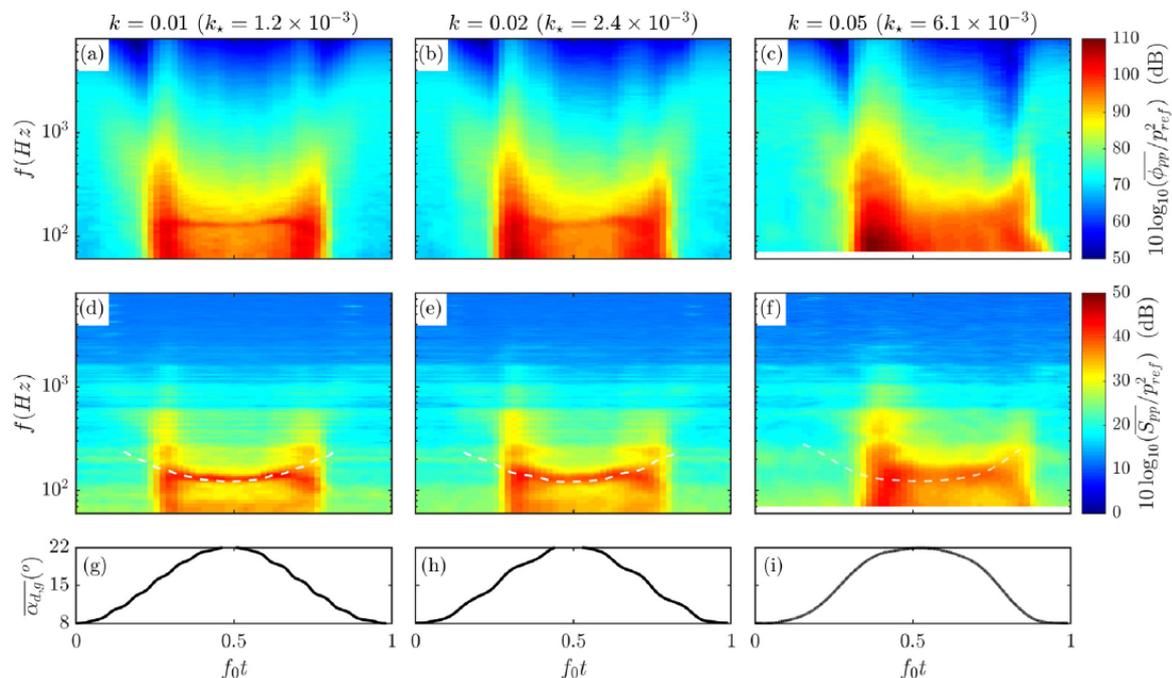


FIGURE 1.31 – Spectrogrammes moyennés en phase des fluctuations de pression de surface mesurée en $x/c = 0.92$ (a, b, c) et de la pression acoustique mesurée en champ lointain (d, e, f) d, pour un mouvement oscillatoire $\alpha(t) = 15 + 7 \sin(2\pi f_0 t)$ et différentes fréquences réduites d'oscillation, exposée par Raus et al. [106]. La ligne horizontale en pointillés blanc met en évidence l'évolution de la fréquence centrale du bruit de décrochage profond correspondant à un nombre de Strouhal constant $St = 0.22$.

En comparant ces fluctuations de pression pariétales avec le bruit perçu en champ lointain, il apparaît de plus, pour toutes les fréquences d'oscillation, que les modulations de pression pariétale sont synchronisées avec l'apparition des régimes de bruit de décrochage dynamique léger et de bruit de décrochage dynamique profond. Ces observations renforcent l'hypothèse selon laquelle le bruit perçu en champ lointain lors du décrochage dynamique provient du rayonnement des fluctuations de pression hydrodynamique par le bord de fuite du profil. Cependant, il convient de noter que la

contribution d'une source quadripolaire ne peut être exclue actuellement en raison du manque d'informations sur les structures présentes dans l'écoulement et dépend fortement du nombre de Mach de l'écoulement. De plus, cette étude ne présente pas de mesures de pression complémentaires le long de la corde qui permettraient de déterminer plus précisément si le bruit est effectivement émis par le bord de fuite ou par l'ensemble du profil. Enfin, en effectuant des comparaisons à différentes fréquences, les auteurs notent que ce phénomène se manifeste de manière similaire, tant dans les régimes quasi-statiques que dynamiques. Néanmoins, un élargissement et une intensification de la composante basses fréquences au début du décrochage dynamique sont identifiés lors de l'augmentation de la fréquence d'oscillation.

L'origine de ces fluctuations de pression pariétale ont été identifiées par Mayer et al. [79] en effectuant des calculs de cohérence entre les fluctuations de pression pariétale mesurées en différents points au bord de fuite le long de l'envergure. En effet, Mayer et al. ont mis en évidence que les variations de pression surfacique sont générées par des structures cohérentes de grande échelle présentes dans le champ proche du profil lors du décrochage dynamique. En calculant le spectrogramme de cohérence entre les différentes sondes placées le long de l'envergure, les auteurs ont observé que la cohérence possède un comportement périodique et atteint des valeurs maximales autour de 40 Hz lors de la diminution de l'incidence instantanée. Cette forte cohérence suggère alors que le rayonnement par le bord de fuite est plus efficace lors du début de la phase de diminution de l'angle d'attaque. De plus, pour tous les espacements entre les sondes, les fluctuations de pression restent toujours parfaitement en phase, indiquant que des structures d'écoulement similaires ont engendré les fluctuations de pression le long de l'envergure. Cette observation est illustrée sur la figure 1.32 qui représente l'évolution temporelle de la cohérence calculée en $x/c = 0.93$ pour des fluctuations de pression mesurées en $x/c = 0.93$, une incidence moyenne d'oscillation $\alpha_M = 10^\circ$, une amplitude $\alpha_A = 6^\circ$ et une fréquence réduite $k = 0.024$, au cours du mouvement oscillatoire.

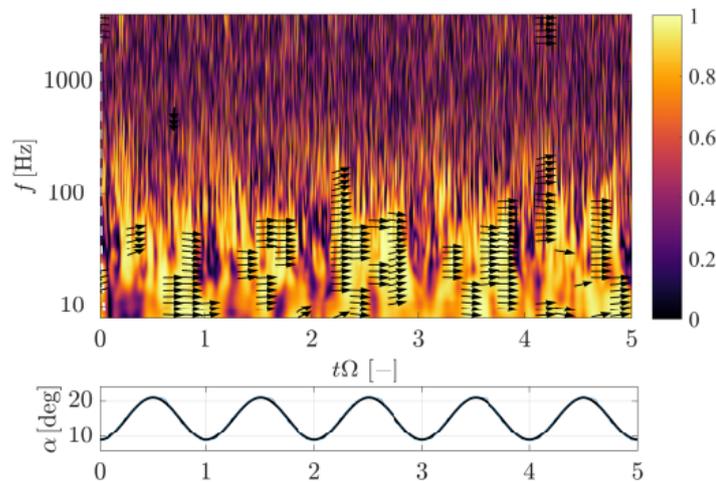


FIGURE 1.32 – Spectrogramme de la cohérence des fluctuations de pression calculée proche du bord de fuite en $x/c = 0.93$ lors d'un mouvement oscillatoire tel que $\alpha_M = 15^\circ$, une amplitude $\alpha_A = 6^\circ$ et une fréquence réduite $k = 0.024$. Les flèches indiquent le décalage de phase pour les régions de forte cohérence. Cette figure est tirée de la figure 12 de Mayer et al. [79].

En effectuant cette analyse pour des fréquences réduites d'oscillation supérieures à la limite de Corke and Thomas [24], les auteurs ont révélé que le décrochage dynamique peut entraîner l'apparition de structures d'écoulement encore plus importantes que lors du décrochage quasi-statique. Une cohérence très élevée entre les fluctuations de pression en surface au bord de fuite a également suggéré une génération de bruit plus efficace en régime dynamique par rapport au régime quasi-statique. Siegel et al. [115] ont essayé d'identifier ces structures aérodynamiques responsables du bruit de décrochage dynamique en effectuant des calculs de corrélations croisées entre des mesures synchronisées de pression acoustique en champ lointain et des mesures de vélocimétrie par image de particule (PIV) en champ proche pour un profil NACA64 – 618 dans un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds de 8×10^5 . En traçant la moyenne de phase de la distribution spatiale des maxima de la valeur absolue de la fonction de corrélation pour différents angles d'attaque instantanés, les auteurs ont observé que les valeurs maximales de corrélation sont obtenues lors de la phase de séparation partielle de la couche limite.

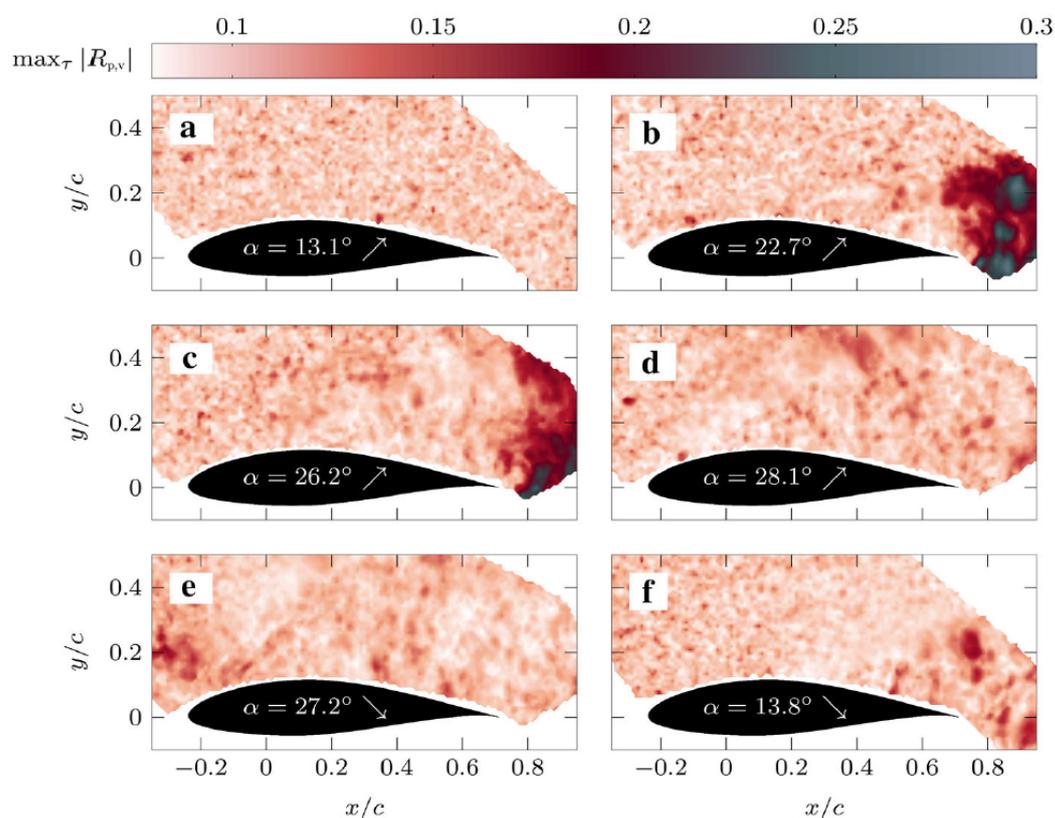


FIGURE 1.33 – Distributions spatiales des maxima de la valeur absolue de la fonction de corrélation croisée entre la pression acoustique et la vitesse transversale pour six angles caractéristiques du cycle de décrochage dynamique, exposée dans les travaux de Siegel et al. [115].

Il est intéressant de noter que lors de la phase de séparation totale de la couche limite pour un angle d'attaque de 28.1° , aucune structure cohérente distincte n'a été identifiée, comme il peut être remarqué sur la figure 1.33 représentant les cartes de corrélation maximale pour six angles d'attaque instantanés représentatifs du cycle de vie du décrochage dynamique pour une incidence moyenne $\alpha_M = 20^\circ$, une amplitude

$\alpha_A = 8^\circ$ et une fréquence réduite d'oscillation $k = 0.12$. De plus, durant cette phase de décrochage, les auteurs ont remarqué une augmentation de la région comprenant des coefficients de corrélation significatifs pour des valeurs maximales inférieures. Cette tendance met en évidence la variabilité de la dynamique de l'écoulement instable lors de la séparation totale de la couche limite selon les différentes oscillations.

Ainsi durant la phase de développement du décrochage, une structure de grande échelle a été localisée dans le sillage du profil proche du bord de fuite comme illustrée sur les figures 1.33b) et 1.33c). Afin d'identifier plus précisément cette structure, les auteurs ont également analysé les champs vectoriels instantanés des coefficients de corrélation croisée maximum. A partir de cette représentation présentée par la figure 1.34, les auteurs ont déterminé que cette structure de grande échelle correspond à un lâcher périodique de tourbillons de grande échelle caractérisé par l'assemblage de deux structures tourbillonnaires contrarotatives localisées dans le sillage du profil, proche de son bord de fuite.

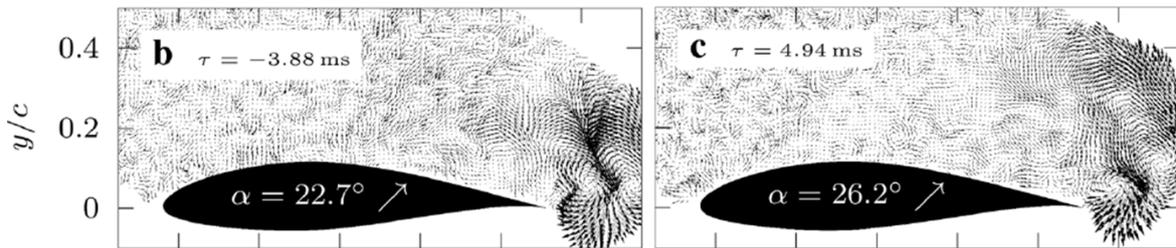


FIGURE 1.34 – Champs vectoriels instantanés des coefficients de corrélation croisée maximum pour les angles d'attaque correspondant à la phase de séparation de la couche limite, tirés de Siegel et al. [115].

De plus, en étudiant l'évolution temporelle de ces coefficients de corrélations, les auteurs ont mis en évidence que cette structure est convectée en aval de manière périodique avec une fréquence de 245 Hz, correspondant à un nombre de Strouhal basé sur la hauteur de la région de séparation au bord de fuite de $St = 0.245$. L'aspect et les conditions d'apparition de cette structure suggèrent ainsi que ce tourbillon de grande échelle correspond au lâcher tourbillonnaire de décrochage dynamique. L'implication du tourbillon de décrochage dynamique dans la génération de bruit de décrochage dynamique a également été discuté par Mayer et al. [79]. En comparant les angles d'attaque pour lesquels le tourbillon de décrochage dynamique a été identifié à partir de mesures de portance et l'incidence associée aux modulations des fluctuations de pression pariétale et des niveaux de pression acoustique en champ lointain, les auteurs ont révélé que le tourbillon de décrochage dynamique constitue la principale source des variations observées dans la pression de surface et la pression acoustique. Cette origine du bruit de décrochage dynamique a également été discutée par Raus et al. [106] qui suggèrent que la forte augmentation de l'amplitude spectrale lors de la phase de décrochage peut être attribuée au développement et à la convection du tourbillon de décrochage dynamique. Cependant le lien direct entre les fluctuations de pression pariétale et la modulation d'amplitude de bruit lors du décrochage dynamique n'a pas été vérifié au cours de cette étude et des mesures complémentaires seraient nécessaires afin de confirmer cette hypothèse.

Ainsi les différentes études suggèrent que le bruit de décrochage dynamique pourrait en grande partie résulter du bruit dipolaire émis par le rayonnement depuis le bord de fuite du profil des fluctuations de pression hydrodynamique générées par le lâcher tourbillonnaire de décrochage dynamique lors de la phase de séparation de la couche limite. Cependant le lien direct entre les fluctuations de pression pariétale et les variations acoustiques en champ lointain n'a pas été établi. Cette relation pourrait être éclaircie en menant des analyses de corrélation entre des mesures synchronisées de pression pariétale et de pression acoustique en champ lointain. De plus aucune étude n'a permis de distinguer clairement les sources acoustiques associées au bruit de décrochage dynamique léger et celles liées au bruit de décrochage dynamique profond. Enfin, il convient de noter que le nombre d'études disponibles à ce jour est limité, ce qui ne permet pas de réaliser de comparaisons précises afin d'identifier les effets des différents paramètres d'écoulement sur les structures responsables du bruit de décrochage dynamique. Notamment, malgré l'examen d'un autre profil que le NACA0012 par Siegel et al. [115], la plupart des études se focalisent sur ce dernier, ce qui limite notre capacité à établir de manière précise l'impact de la géométrie du profil sur les sources acoustiques liées au bruit de décrochage dynamique.

Synthèse

Tout comme le phénomène aérodynamique de décrochage dynamique, le bruit de décrochage dynamique est influencé par un grand nombre de paramètres ce qui complexifie grandement son étude. Les précédentes études sur le bruit de décrochage dynamique ont permis de mettre en évidence la présence de régimes acoustiques similaires aux régimes de bruit de décrochage léger et profond identifiés en condition statique pour des profils minces et symétriques en régime quasi-statique. Les mécanismes de génération de bruit à l'origine de ces deux régimes acoustiques n'ont pas été clairement identifiés. Cependant, un lien a été établi entre la pression hydrodynamique perçue à la surface du profil et les fluctuations acoustiques mesurées en champ lointain laissant supposer que le bruit de décrochage dynamique serait de nature dipolaire et fortement lié à l'apparition et la convection du tourbillon de décrochage dynamique.

Conclusion du chapitre

Au cours de ce chapitre il a été rappelé que les phénomènes de décrochage statique et dynamique font intervenir différents types d'instabilités conduisant à la formation et la convection de multiples structures aérodynamiques pouvant être à l'origine de bruit. Il a également été mis en évidence que jusqu'à présent les études présentées dans la littérature se sont principalement concentrées sur l'analyse spectrale de ces bruits de décrochage statique et dynamique délaissant quelque peu l'identification des structures à leur origine. En effet, le bilan effectué des connaissances actuelles sur le bruit de décrochage a révélé un manque de corrélation claire entre les caractéristiques de l'écoulement autour d'un profil en décrochage et les caractéristiques acoustiques du bruit émis. Cette absence de corrélation peut être en partie expliquée par les limites des techniques expérimentales qui ne permettaient pas jusqu'à présent de réaliser des mesures simultanées d'acoustique et d'aérodynamique couvrant la totalité du sillage généré par le profil en décrochage. Le développement de la vélocimétrie par image de particules a alors permis des avancées significatives dans l'identification de structures notamment pour le bruit de décrochage statique. Néanmoins, l'origine du bruit de décrochage statique profond demeure encore peu comprise tout comme l'origine du bruit de décrochage dynamique. De plus, toutes ces études se sont principalement consacrées à des profils minces et symétriques peu représentatifs des pales d'éoliennes modélisables par des profils d'aile épais et cambrés.

CHAPITRE

2

MISE EN ÉVIDENCE DES DIFFÉRENTS RÉGIMES ACOUSTIQUES LORS DU DÉCROCHAGE STATIQUE ET DYNAMIQUE DU PROFIL NACA63₃418

Sommaire

2.1	Réalisation d'une campagne de mesures expérimentales	53
2.1.1	Présentation du montage expérimental et de la campagne de mesures	54
2.1.1.1	Configuration de l'écoulement	54
2.1.1.2	Les mesures aérodynamiques et acoustiques	55
2.1.2	Limites du montage expérimental	56
2.1.2.1	Corrections d'angle d'attaque	56
2.1.2.2	Interférences entre l'écoulement et la soufflerie à grands angles d'attaque	58
2.2	Identifications des régimes acoustiques lors du décrochage statique	58
2.2.1	Identification du décrochage	59
2.2.1.1	Étude de la portance	59
2.2.1.2	Étude de la distribution des coefficients de pression le long de la paroi	61
2.2.1.3	Comparaison des mesures aux résultats Xfoil	65
2.2.2	Définition des régimes acoustiques lors du décrochage statique	71
2.2.2.1	Identification des régimes acoustiques	72
2.2.2.2	Etude de la fonction du tripping	77

2.3	Mise en évidence de l'influence de la fréquence d'oscillation sur le bruit du profil en mouvement de tangage sinusoïdal	80
2.3.1	Identification du processus de décrochage	81
2.3.1.1	Influence de la fréquence d'oscillation sur le processus de décrochage pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 15^\circ$	81
2.3.1.2	Influence de la fréquence d'oscillation sur le processus de décrochage pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 10^\circ$	88
2.3.2	Définitions des régimes acoustiques	93
2.3.2.1	Influence de la fréquence d'oscillation sur le bruit généré pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 15^\circ$	94
2.3.2.2	Influence de la fréquence d'oscillation sur le bruit généré pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 10^\circ$	96

Objectifs du chapitre

Afin d'identifier les structures responsables du bruit de décrochage statique profond et du bruit de décrochage dynamique sur un profil épais et cambré, il est dans un premier temps nécessaire de caractériser ces bruits et leurs conditions d'apparition. Dans de précédentes études, il a été mis en évidence que les bruits de décrochage statique et dynamique sont caractérisés par la présence de deux régimes acoustiques : le bruit large bande de décrochage léger, qui apparaît pour une incidence proche de l'angle de décrochage, et le bruit de décrochage profond caractérisé par un pic spectral observé pour des angles d'attaque bien supérieurs à l'angle de décrochage ([88, 122, 106]). Cependant, ces études se sont principalement concentrées sur le bruit généré par des profils minces peu représentatifs des pales d'éoliennes. Le phénomène de décrochage étant fortement lié à la géométrie du profil [126], l'étude présentée dans ce chapitre propose d'examiner les caractéristiques du bruit de décrochage d'un profil épais et cambré. L'objectif est **d'identifier expérimentalement les différents régimes acoustiques présents lors du décrochage statique et dynamique du profil NACA63₃418**. Pour cela, une campagne expérimentale comprenant des mesures synchronisées de pression pariétale et de pression acoustique en champ lointain est réalisée. En condition statique, l'étude se concentre sur l'influence de l'angle d'attaque sur les caractéristiques aérodynamiques et acoustiques du profil en écoulement. En condition dynamique, l'intérêt est porté sur l'analyse de l'influence de la fréquence d'oscillation sur ces caractéristiques.

2.1 Réalisation d'une campagne de mesures expérimentales

L'objectif de cette campagne expérimentale est d'obtenir des mesures aérodynamiques et acoustiques synchronisées permettant de décrire l'état de la couche limite du profil et son influence sur le bruit généré en champ lointain. Afin d'étudier la séparation de la couche limite, il existe différentes méthodes expérimentales comme les mesures de pression pariétale [126], les mesures de fils chaud [67], la vélocimétrie par image de particules [89], ou encore la réalisation de badigeon [110]. Dans le cadre de cette campagne, il a été choisi de réaliser des mesures de pression pariétale de part son utilisation comme donnée d'entrée dans de nombreux modèles aéroacoustiques de propagation sonore de bruit de couche limite [14, 88, 7]. La pression acoustique en champ lointain est quant à elle mesurée à l'aide de microphones. L'expérience a été développée au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'École Centrale de Lyon par Emmanuel Jondeau, Pascale Souchotte et Michel Roger. Dans le cadre du doctorat mon rôle a été d'effectuer la campagne de mesures expérimentales avec David Raus, post-doctorant de l'ENSTA participant également au projet PIBÉ à cette époque. Cette campagne d'essais a été effectuée durant la période de fin 2020 à début 2021, suite à une première campagne similaire, réalisée en 2019 par David Raus sur un profil NACA0012. La matrice d'essai détaillée de cette première campagne de mesure expérimentale est présentée dans l'Annexe A.

2.1.1 Présentation du montage expérimental et de la campagne de mesures

L'expérience est réalisée dans une soufflerie anéchoïque composée d'une chambre anéchoïque de $8 \times 9 \times 10 \text{ m}^3$ incluant une sortie de jet subsonique rectangulaire de $0.4 \times 0.22 \text{ m}^2$ et une section d'essai semi-ouverte avec deux plaques d'extrémité horizontales guidant le flux incident à la sortie du jet, voir Figure 2.1. Les bords de fuite des plaques sont équipés de balais afin de limiter le rayonnement acoustique de leurs couches limites. Les mesures sont effectuées pour un profil NACA 63₃418 de corde $c = 0.12 \text{ m}$ et d'envergure $s = 0.30 \text{ m}$.

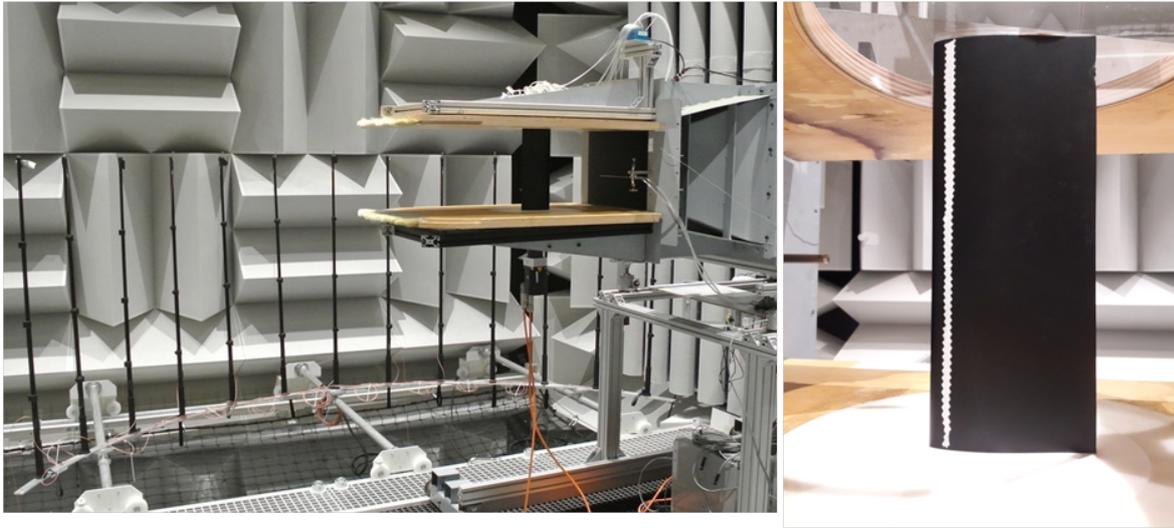


FIGURE 2.1 – Photographies du montage expérimental (à gauche) et du côté intrados du profil équipé du tripping (à droite).

Ce profil asymétrique a été choisi pour sa géométrie similaire à une section de pale d'éolienne [5]. Le profil NACA63₃418 a la particularité de posséder une épaisseur maximale de 18% à 33.9% de corde et une cambrure maximale de 2.2% à 50% de corde. Le profil est placé verticalement entre les plaques d'extrémité au moyen de disques permettant sa rotation autour du centre de sa corde. Un moteur placé sous la veine d'essai permet de modifier l'angle d'attaque de manière discrète (condition statique) ou continue (condition dynamique).

2.1.1.1 Configuration de l'écoulement

Au cours de la campagne de mesures expérimentales, différentes configurations d'écoulement ont pu être testées en faisant varier la vitesse U_∞ et le taux de turbulence de l'écoulement incident. Quatre vitesses d'écoulement de 12.5 m/s, 25 m/s, 50 m/s, et 75 m/s ont été expérimentées, correspondant respectivement à des nombres de Reynolds basés sur la corde $Re = U_\infty c / \nu$ tels que $Re = [1; 2; 4; 6] \times 10^5$, et des nombres de Mach $M_a = U_\infty / a$ tels que $M_a = [0.04; 0.07; 0.15; 0.22]$ ¹. Afin de faire varier le taux

1. avec $\nu = 1.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ et $a = 345 \text{ m/s}$ représentant respectivement la viscosité cinématique de l'écoulement et la célérité du son, dont les valeurs sont estimées pour une température ambiante de 283.15 K.

de turbulence de l'écoulement incident, des mesures ont été réalisées avec et sans grille de turbulence placée en amont du profil dans la veine d'essai. Il a alors été estimé par mesures de fil chaud en différentes positions verticales en amont du profil que la soufflerie est caractérisée par un taux résiduel de turbulence de 0.4%. Avec la grille de turbulence il a été mesuré que le taux de turbulence est de 1.6% pour une échelle intégrale de turbulence de 8 mm. Enfin, pour certaines acquisitions, une bande de déclenchement de transition de couche limite turbulente de 5 mm de largeur a également été placée proche du bord d'attaque en $x/c = 0.1$ sur le côté intrados du profil tout le long de l'envergure. Ce dispositif a été ajouté afin de forcer la transition turbulente de la couche limite et d'éliminer ainsi le bruit d'instabilité de couche limite laminaire pouvant interférer lors de l'identification des régimes acoustiques de décrochage. L'effet de ce tripping est discuté dans la Section 2.2.2.2.

En condition statique les mesures aérodynamiques et acoustiques ont été effectuées pour des angles d'attaque géométriques variant entre $\alpha_g = 0^\circ$ et $\alpha_g = 30^\circ$, avec un pas de discrétisation de 1° . En condition dynamique, le profil est soumis à un mouvement de tangage sinusoïdal autour du centre de sa corde défini tel que :

$$\alpha_g(t) = \alpha_M + \alpha_A \sin(2\pi f_0 t) \quad (2.1)$$

avec $\alpha_g(t)$ l'angle d'attaque géométrique instantané, f_0 la fréquence d'oscillation du profil, α_M l'incidence moyenne et α_A l'amplitude d'oscillation. Quatre fréquences d'oscillation : $f_0 = 0.66$ Hz, $f_0 = 1.32$ Hz, $f_0 = 3.3$ Hz et $f_0 = 6.6$ Hz, ainsi que trois amplitudes d'oscillation : $\alpha_A = 5^\circ$, $\alpha_A = 10^\circ$ et $\alpha_A = 15^\circ$ ont été expérimentées pour une incidence moyenne fixée en $\alpha_M = 15^\circ$. Dans le cadre de cette étude, l'intérêt s'est porté sur les configurations statique et dynamique pour un nombre de Reynolds $Re = 4 \times 10^5$ sans grille de turbulence amont avec tripping.

2.1.1.2 Les mesures aérodynamiques et acoustiques

Les mesures de pression pariétale sont effectuées grâce à des sondes localisées à mi-envergure des deux côtés du profil ; 8 sondes sont positionnées du côté intrados et 12 sondes du côté extrados. La figure 2.2 présente l'emplacement détaillé des prises de pression pariétale. La prise de pression la plus en amont est positionnée au bord d'attaque tandis que la prise la plus en aval est positionnée en $x/c = 0.92$. Quatre prises de pression sont également positionnées le long de l'envergure à une distance de $x/c = 0.92$. Bien que les données mesurées par ces capteurs ne sont pas analysées dans cette étude, un exemple illustrant leur utilisation peut être trouvé dans l'article de Raus et al. [106]. Dans cet article les données provenant de ces capteurs ont été utilisées afin de calculer la cohérence transversale de la pression pariétale pour un profil NACA0012 soumis à un mouvement de tangage sinusoïdal dans un écoulement ayant un nombre de Reynolds de $Re = 2.1 \times 10^5$. Les sondes de pression sont reliées par des tubes capillaires à un scanner de pression Kulite KMPS-1-64 permettant de relever les valeurs de pression pariétale stationnaire à une fréquence d'échantillonnage $f_s = 1.1$ kHz.

Le bruit perçu en champ lointain est mesuré grâce à un arc de cercle de 13 microphones Gras 46BE placé dans le plan médian à 2 m du centre du profil du côté intrados comme exposé sur la figure 2.1. Dans le cadre de l'étude menée par la suite, seul le signal

du microphone placé perpendiculairement à l'écoulement est analysé. Les mesures de pression acoustiques sont effectuées avec une fréquence d'acquisition $f_{s_{micro}} = 51.2 \text{ kHz}$.

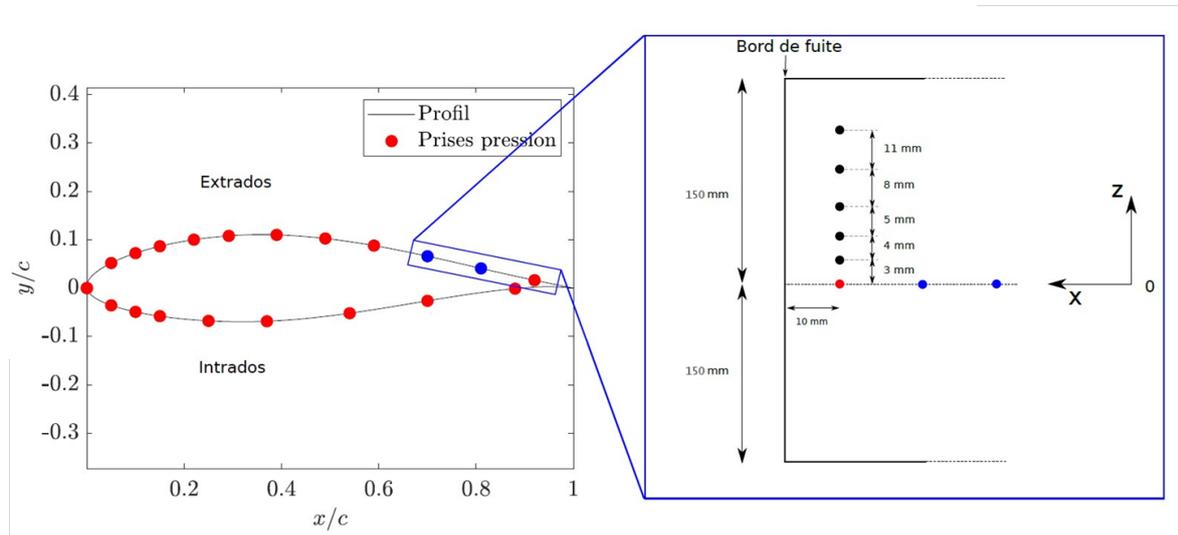


FIGURE 2.2 – Schéma des positions des prises de pression pariétale à mi-envergure du profil et détails des quatre prises positionnées le long de l'envergure, d'après David Raus.

De plus, afin de caractériser le bruit de fond généré par la soufflerie (bruit de jet, bruit de bord de fuite des plaques horizontales,...) des mesures de bruit en champ lointain sont également réalisées dans les mêmes conditions d'écoulement en l'absence de profil dans la veine d'essai avec et sans mise en rotation du moteur. En condition statique les mesures aérodynamique et acoustique synchronisées sont effectuées sur des durées de 30 s pour chaque angle d'attaque. En condition dynamique les mesures sont effectuées pour des durées comprenant 100 cycles d'oscillation.

2.1.2 Limites du montage expérimental

De par la configuration du montage expérimental, différents effets d'installation non négligeables sont à prendre en considération lors de l'analyse des résultats. Premièrement les conditions d'écoulement d'une soufflerie à jet ouvert imposent une déviation de l'écoulement incident à la sortie du jet qui modifie l'angle d'attaque perçu par le profil. Afin de considérer ces effets, il est alors nécessaire d'appliquer des corrections aux angles d'attaque géométriques imposés au profil par le moteur [47]. Deuxièmement, Moreau et al. [88] ont mis en évidence que la déflexion de l'écoulement par le profil aux grands angles d'attaque peut générer un bruit parasite pouvant perturber l'identification des régimes acoustiques. Afin de déterminer si nos mesures acoustiques sont contaminées par ce bruit additionnel, une analyse du rapport d'aspect entre la section de buse et la corde du profil est réalisée.

2.1.2.1 Corrections d'angle d'attaque

Pour les souffleries à jet ouvert, il a été mis en évidence que l'écoulement à la sortie du jet s'écarte de l'axe de la buse ce qui tend à réduire l'angle d'attaque perçu par le

profil et les valeurs du coefficient de portance [46]. Ce phénomène est illustré sur la figure 2.3.

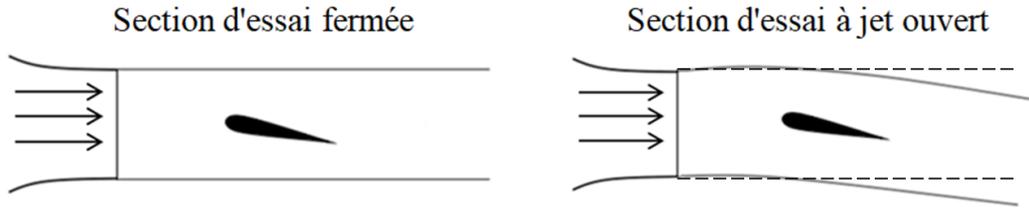


FIGURE 2.3 – Mise en évidence de la déflexion de l'écoulement induite par la soufflerie à jet ouvert, à partir de [47].

Afin de déterminer l'angle d'attaque effectif du profil, des corrections doivent être appliquées aux valeurs géométriques imposées. Différents schémas de correction ont été établis dans la littérature. Dans leur étude sur le bruit de décrochage dynamique du profil NACA0012 pour une gamme de nombres de Reynolds identiques, Raus et al. [106] exposent une étude comparative entre les corrections couramment utilisées de Brooks et al. [13] et de Garner et al. [43]. Pour des mesures expérimentales également effectuées dans la soufflerie à jet ouvert du LMFA, les auteurs ont révélé que les corrections de Garner semblent les plus appropriées en condition statique car elles prennent en compte la valeur du coefficient de portance dans l'estimation de l'angle d'attaque effectif. Lors de cette étude les auteurs ont également mis en évidence qu'il n'existe pas actuellement de correction d'angle d'attaque pour des profils oscillants en soufflerie semi-ouverte. Ainsi, pour la suite de l'étude, la correction de Garner sera appliquée en condition statique et l'incidence sera exprimée en angles d'attaque géométriques en condition dynamique.

Les corrections d'angle d'attaque de Garner et al. [43] ont été développées afin de rectifier les interférences de portance engendrées par la géométrie des souffleries. En effet, l'interaction entre la force de portance d'un profil en écoulement et la présence de parois est à l'origine de modifications des champs cinématiques et dynamiques de l'écoulement. Ces changements engendrent des variations des coefficients aérodynamiques qu'il est alors nécessaire de quantifier afin d'élaborer des corrections permettant de retrouver des conditions d'écoulement libre. Ce problème est premièrement étudié par Glauert [46] qui propose alors d'utiliser la méthode des images aérodynamiques afin de modéliser les parois des souffleries rectangulaires fermée et de jet libre. Les parois sont ainsi représentées par des vortex interagissant entre-eux et modifiant alors la courbure de l'écoulement initial. A partir de ces travaux, Garner et al. [43] ont développé des schémas de corrections permettant d'estimer l'angle d'attaque effectif perçu par un profil pour différentes géométries de soufflerie. Pour une soufflerie semi-ouverte et des mesures aérodynamiques bidimensionnelles, cette correction s'exprime comme :

$$\alpha_e = \alpha_g - \frac{1}{\pi} \left(\frac{l}{L_0} - 1 \right) C_l \quad (2.2)$$

avec α_e l'angle d'attaque effectif, α_g l'angle d'attaque géométrique, L_0/l un rapport

de fonction dépendant de la corde et de la largeur de la buse² et C_l le coefficient de portance bidimensionnel. Le tableau 2.1 présente les valeurs ainsi obtenues pour les différents angles d'attaque géométriques expérimentés en condition statique. Ces valeurs effectives sont utilisés par la suite pour exprimer l'incidence lors de l'étude du décrochage statique.

α_g (°)	0	1	7	12	14	15	18	26	30
α_e (°)	-0.60	0.05	4.05	7.5	9.18	10.19	13.37	22	26.26

TABLE 2.1 – Correspondance entre les angles d'attaque géométriques et les angles d'attaque effectifs calculés à partir de la correction de Garner.

2.1.2.2 Interférences entre l'écoulement et la soufflerie à grands angles d'attaque

Lors de leur étude sur le bruit propre des profils aérodynamiques en écoulement, Moreau et al. [88] ont révélé que des effets d'installation pouvaient perturber l'identification du régime de bruit de décrochage profond. En comparant des mesures acoustiques effectuées pour un profil NACA0012 à un nombre de Reynolds de 1.5×10^6 , pour une buse de soufflerie verticale et horizontale, les auteurs ont mis en évidence qu'un rapport d'aspect proche et/ou inférieur à $W/c = 1.3$ entre la largeur W de la buse et la longueur de la corde du profil pouvait engendrer l'apparition d'un bruit additionnel caractérisé par un pic spectral autour de 100 Hz, d'amplitude similaire au bruit de décrochage profond. Ce bruit parasite a été attribué à l'amplification de l'interaction entre les couches de cisaillement du jet de soufflerie et l'écoulement dévié du côté extrados du profil lors de l'augmentation de l'incidence. La configuration expérimentale de la soufflerie anéchoïque utilisée au cours de cette campagne possédant un rapport d'aspect $W/c = 3.3$, supérieur à la limite exposée par Moreau et al., une telle modification du bruit de fond en présence du profil ne devrait pas être présente. Cependant, le nombre de Reynolds et la géométrie du profil étant différents, une vigilance devra tout de même être appliquée lors de l'analyse de mesures acoustiques aux grands angles d'attaque.

2.2 Identifications des régimes acoustiques lors du décrochage statique

Le bruit généré par un profil en écoulement étant caractérisé par l'état de sa couche limite [14], il est proposé dans un premier temps d'étudier le comportement aérodynamique du profil NACA63₃418. Pour cela l'angle de décrochage statique et le processus de séparation de la couche limite sont déterminés par analyse des mesures expérimentales de pression pariétale pour différentes incidences. Les régimes acoustiques de décrochage sont ensuite identifiés par comparaison des caractéristiques spectrales de la pression acoustique mesurée pour les différents angles d'attaque. Le couplage de

² Ce rapport est estimé empiriquement à $1/0.64$ à partir des résultats présentés par la figure 2.10.b de Garner et al. [43].

l'analyse aérodynamique et acoustique permet alors de caractériser le bruit de décrochage statique et ses conditions d'apparition. Il est rappelé qu'en condition statique l'incidence est exprimée en angles d'attaque effectifs et que la configuration étudiée comprend le profil équipé d'un tripping côté intrados dans un écoulement sans grille de turbulence amont, caractérisé par un nombre de Reynolds $Re = 4 \times 10^5$.

2.2.1 Identification du décrochage

Comme mis en évidence par Jones [65] et discuté dans la Section 1.1.2.1, différents types de décrochage peuvent apparaître selon les conditions d'écoulement et la géométrie du profil étudié. Afin d'identifier le type de décrochage statique du profil NACA63₃418 à un nombre de Reynolds $Re = 4 \times 10^5$, une analyse est menée sur l'évolution du coefficient de portance et de la distribution des coefficients de pression pariétale le long de la corde du profil en fonction de l'angle d'attaque. L'étude de la portance permet d'obtenir des informations générales sur le comportement du profil telles que la valeur de l'angle de décrochage statique et sa pente caractéristique de la catégorie de décrochage. L'analyse de la distribution des coefficients de pression le long de la corde du profil permet d'accéder à des indications supplémentaires concernant le processus de séparation et de décollement telles que la présence ou non de bulle de séparation laminaire et la position du point de séparation. Les différents résultats expérimentaux obtenus dans cette section sont discutés par comparaison avec des résultats de simulations numériques Xfoil.

2.2.1.1 Étude de la portance

La portance L est définie comme la projection de la résultante des forces aérodynamiques R selon l'axe perpendiculaire à la direction de l'écoulement. Sa valeur caractérise la capacité d'un profil aérodynamique à se maintenir en écoulement et dépend des conditions du flux et de la géométrie du profil. Pour un profil incliné d'une incidence α , la portance s'exprime comme :

$$L = R_Y \cos(\alpha) - R_X \sin(\alpha), \quad (2.3)$$

avec R_X et R_Y les composantes de la résultante des forces aérodynamiques selon les axes du repère associé au profil comme illustré sur la figure 2.4. Les forces aérodynamiques sont générées par une combinaison d'efforts de pression et d'efforts visqueux appliqués à la surface du profil. En vertu du théorème de Cauchy, les efforts de pression s'appliquent selon la normale à la paroi et proportionnellement à la pression statique. Ces efforts extérieurs engendrent une surpression du côté intrados et une aspiration (sous-pression) du côté extrados du profil. La viscosité présente dans la couche limite génère un terme de portance supplémentaire provenant des contraintes de cisaillement tangentielles à la paroi. Cependant en aérodynamique, ce terme est généralement négligeable devant la portance induite par les efforts de pression.

Ainsi en définissant un nouveau repère lié à la paroi du profil avec \mathbf{n} le vecteur unitaire normal et \mathbf{t} le vecteur unitaire tangentiel à la paroi, la résultante des forces aérodynamiques s'exprime comme :

$$\mathbf{R} = \oint d\mathbf{F} = \left(\oint -p\mathbf{n} + \tau\mathbf{t} \right) dS, \quad (2.4)$$

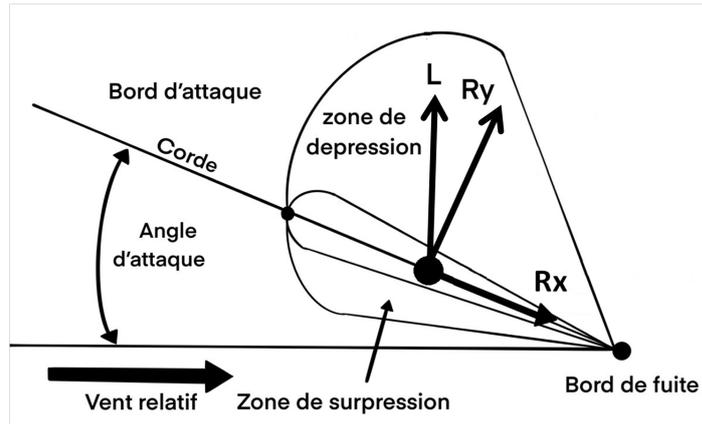


FIGURE 2.4 – Représentation d'un profil aérodynamique en écoulement et des forces extérieures exercées.

avec τ le tenseur des contraintes visqueuses et dS un élément de paroi. Dans le cadre de la campagne expérimentale, seuls les efforts de pression ont été mesurés. La contribution des efforts visqueux n'est donc pas prise en compte dans l'estimation de la portance. La pression pariétale étant mesurée à mi-envergure du profil, la portance estimée est une portance 2D nommée L' et définie comme :

$$L' = L/b = \cos(\alpha) \int_0^c (p_e - p_i) dx - \sin(\alpha) \int_0^c (p_e + p_i) dy, \quad (2.5)$$

avec s l'envergure du profil, p_e la pression mesurée du côté extrados et p_i la pression du côté intrados du profil. Le calcul de la portance 2D est effectué numériquement par la méthode des trapèzes³ appliquée sur la moyenne temporelle des mesures expérimentales en chaque prise de pression, pour chaque angle d'attaque. Les résultats sont présentés sur la figure 2.5. Cette figure expose l'évolution du coefficient de portance bidimensionnel $C_L = L'/\frac{1}{2}\rho c U_\infty^2$ en fonction de l'angle d'attaque effectif.

Différentes informations sur le comportement aérodynamique du profil peuvent être observées sur cette figure. Premièrement, pour des angles d'attaque compris entre $\alpha_e = 0.05^\circ$ et $\alpha_e = 9.18^\circ$, il est remarqué que la courbe de portance décrit une augmentation linéaire qui témoigne de l'état attaché de la couche limite. La portance atteint une valeur maximale en $\alpha_e = 9.18^\circ$ qui, par définition, représente l'angle de décrochage statique du profil. Pour les angles d'attaque supérieurs à cette valeur critique, il est observé que la courbe de portance décroît. Deux chutes de portance caractérisées par des pentes différentes sont alors identifiées. Pour des angles d'attaques compris entre $\alpha_e = 9.18^\circ$ et $\alpha_e = 19.9^\circ$, la courbe de portance admet une première chute de pente relativement douce couramment observée lors de décrochage de type bord de fuite [64], [65]. Il peut ainsi être supposé que pour cette gamme d'incidence, la couche limite possède un point de séparation proche du bord de fuite du profil qui se déplace en amont à mesure que l'incidence augmente.

A partir de $\alpha_e = 19.9^\circ$ une seconde chute caractérisée par une discontinuité de portance est observée. Ce comportement est caractéristique d'un décrochage de bord d'attaque

3. La méthode des trapèzes est une méthode numérique de résolution de calcul intégral. Elle permet d'estimer une intégration par décomposition de l'aire sous la courbe étudiée en différents trapèzes afin de faciliter le calcul.

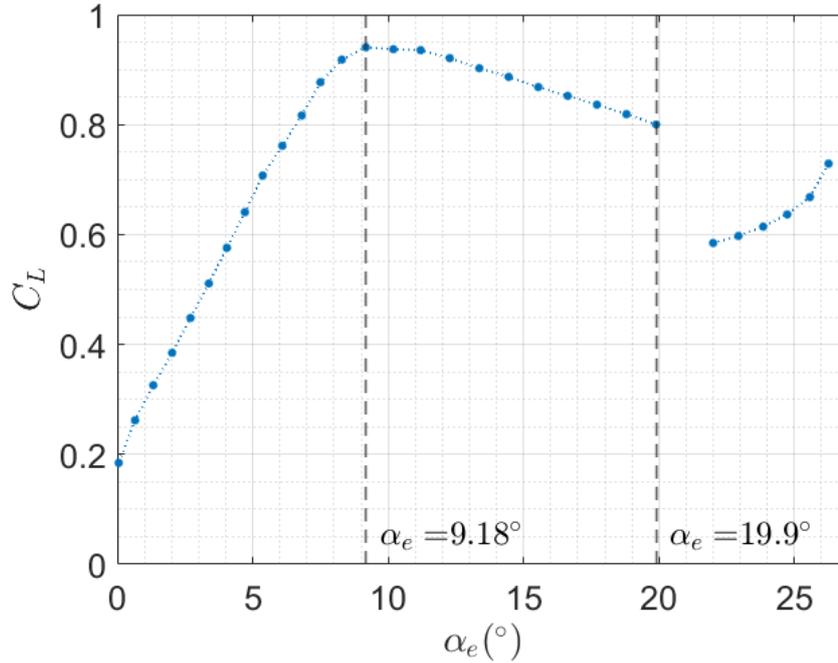


FIGURE 2.5 – Evolution du coefficient de portance $2D$ calculé par intégration des efforts de pression à mi-envergure du profil en fonction de l'angle d'attaque effectif.

et met en évidence la séparation totale de la couche limite du profil. Il peut alors être présumé qu'autour de $\alpha_e = 19.9^\circ$, la couche limite est détachée du profil depuis le bord d'attaque suite à l'éclatement d'une bulle courte de séparation laminaire. Enfin il est intéressant de remarquer que pour des angles d'attaques très élevés, au-delà de $\alpha_e = 22^\circ$, les valeurs du coefficient de portance ré-augmentent. Ce comportement peut être attribué à la déviation de l'écoulement par la surface intrados du profil, mais laisse également envisager le possible passage de structures portantes à grande échelle au sein du sillage turbulent généré par le profil en décrochage [124].

Ainsi cette analyse de l'évolution de la portance avec l'incidence a permis d'identifier l'angle de décrochage statique $\alpha_e = 9.18^\circ$. Deux chutes de portance différentes ont également été mises en évidence, laissant supposer l'existence d'un décrochage en deux étapes : premièrement un décrochage de bord de fuite suivi d'un décrochage de bord d'attaque lorsque l'incidence continue de croître. Cependant afin de confirmer cette hypothèse de combinaison de type de décrochage pour le profil NACA63₃418 en condition statique, il est nécessaire d'effectuer une analyse plus approfondie sur l'état de la couche limite.

2.2.1.2 Étude de la distribution des coefficients de pression le long de la paroi

Afin d'identifier plus précisément le processus de séparation et de décollement de la couche limite, une analyse de la répartition de la pression pariétale le long de la corde du profil en fonction de l'angle d'attaque est effectuée. Deux phénomènes caractérisant le type de décrochage sont examinés : la présence ou non de bulle de séparation laminaire et l'évolution de la position du point de séparation de la couche limite avec l'incidence.

Comme expliqué dans la Section 1.1.1.2, ces deux événements sont identifiables par la présence de plateaux dans la distribution des coefficients de pression aérodynamiques. Les coefficients de pression aérodynamique C_p à deux dimensions sont calculés à partir des mesures expérimentales en chaque position spatiale des sondes comme :

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 c}, \quad (2.6)$$

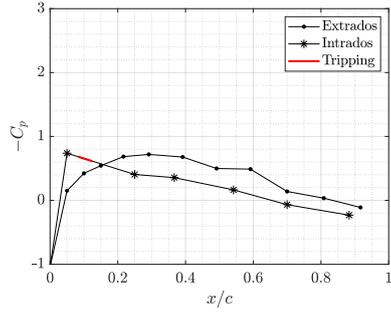
avec $p - p_\infty$ la différence de pression pariétale moyennée sur la durée d'acquisition de 30 s et $\frac{1}{2}\rho U_\infty^2$ la pression dynamique comprenant la masse volumique de l'air ρ^4 . Les mesures enregistrées par les deux sondes de pression placées côté intrados du profil au niveau du tripping ont été enlevées afin de ne pas perturber l'interprétation physique des résultats. En effet, la présence du tripping sur les prises de pression en $x/c = 0.10$ et $x/c = 0.15$ obstrue l'ouverture des sondes et provoque un relevé de mesures non représentatives de l'écoulement. La comparaison des distributions de pression en fonction de l'angle d'attaque est illustrée par la figure 2.6. Cette figure présente les résultats obtenus pour sept angles d'attaque, deux à faible incidence $\alpha_e = 0.05^\circ$ et $\alpha_e = 4.05^\circ$, trois à incidence moyenne $\alpha_e = 7.5^\circ$, $\alpha_e = 10.19^\circ$ et $\alpha_e = 13.37^\circ$, et deux à incidence élevée $\alpha_e = 22^\circ$ et $\alpha_e = 26.26^\circ$.

Il peut être remarqué pour une incidence presque nulle à $\alpha_e = 0.05^\circ$, que les distributions de pression du côté intrados et extrados du profil ne sont pas symétriques. Ce comportement illustre les effets de cambrure du profil qui lui permettent de générer de la portance à très faible incidence. Lorsque l'angle d'attaque augmente, un plateau apparaît dans les coefficients de pression du côté extrados du profil. Ce plateau est mis en évidence par un changement de pente dans la distribution des coefficients de pression. La sonde associée à cette pente indique alors la position du point de transition de la couche limite laminaire à turbulente [126]. Il est à noter que la position du point de transition identifiée à partir des relevés expérimentaux peut comporter une certaine incertitude spatiale en raison de l'espacement entre les sondes de mesure.

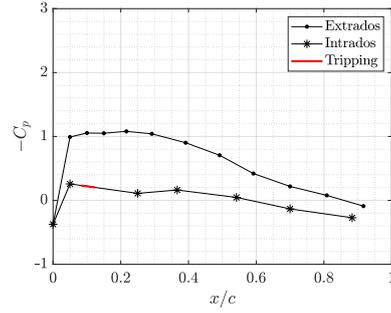
En $\alpha_e = 4.05^\circ$, ce point est identifié proche de $x/c = 0.6$. Le début du plateau n'est cependant pas très discernable aux faibles angles d'attaque ce qui ne permet pas de déterminer précisément la taille de la bulle de séparation laminaire. A mesure que l'angle d'attaque augmente jusqu'à $\alpha_e = 10.19^\circ$, ce phénomène s'intensifie. Le plateau est de plus en plus marqué et sa position remonte vers le bord d'attaque. En effet, à $\alpha_e = 7.5^\circ$, un changement de pente est observé plus en amont, entre $x/c = 0.1$ et $x/c = 0.5$. Cette première observation indique que pour des angles d'attaque faibles à modérés, la couche limite initialement laminaire se sépare du profil puis transitionne et recolle à la surface sous la forme d'une couche limite turbulente en générant une bulle de séparation laminaire. Cette transition se produit de plus en plus proche du bord d'attaque et sur une plus courte distance à mesure que l'incidence augmente.

A $\alpha_e = 10.19^\circ$, juste après l'angle de décrochage statique, un second phénomène est également initié. En effet, un second plateau peut être remarqué proche du bord de fuite entre $x/c = 0.8$ et $x/c = 0.9$. Ce plateau met en évidence la séparation de la couche limite turbulente au bord de fuite du profil et valide ainsi l'hypothèse d'un décrochage de bord de fuite émise en 2.2.1.1. Lorsque l'incidence continue de croître

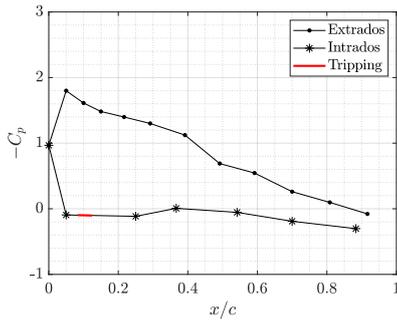
4. estimée pour des températures ambiante de 283.15 K



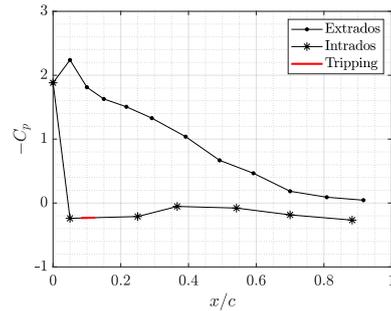
(a) $\alpha_g = 0.05^\circ$



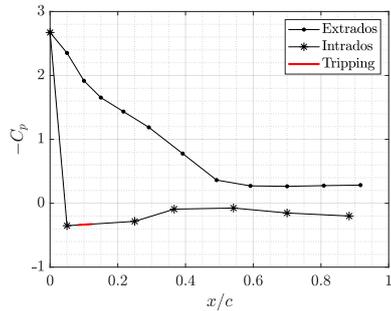
(b) $\alpha_g = 4.05^\circ$



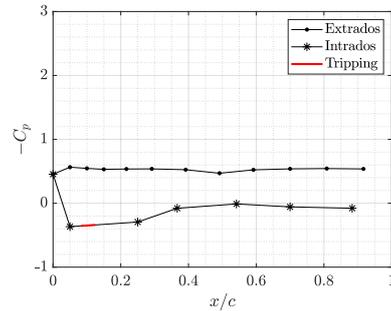
(c) $\alpha_g = 7.5^\circ$



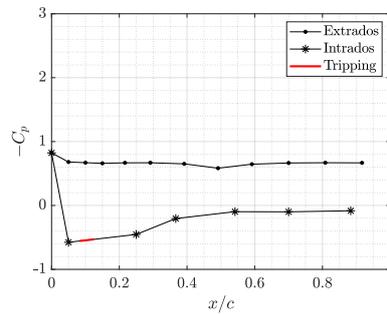
(d) $\alpha_g = 10.19^\circ$



(e) $\alpha_g = 13.37^\circ$



(f) $\alpha_g = 22^\circ$



(g) $\alpha_g = 26.26^\circ$

FIGURE 2.6 – Distribution de la pression pariétale moyennée en temps pour différentes incidences. La ligne rouge indique la position du tripping.

au-delà de l'angle de décrochage statique, le taille du plateau de C_p proche du bord de fuite augmente, comme observé pour $\alpha_e = 13.37^\circ$. Ce phénomène met en évidence la remontée du point de séparation vers le bord d'attaque. Enfin, à $\alpha_e = 22^\circ$, le décollement total de la couche limite de la surface du profil est observé et coïncide avec la seconde chute de portance mise en évidence par la figure 2.5. La cause de cette discontinuité de portance est difficile à identifier à partir de nos résultats expérimentaux. En effet, l'analyse de la distribution de pression statique ne permet pas de valider ou rejeter l'hypothèse d'un éclatement de bulle de séparation laminaire proche du bord d'attaque. Bien que la pente de C_p observée à $\alpha_e = 13.37^\circ$ entre $x/c = 0.05$ et $x/c = 0.1$ laisse supposer la présence d'une bulle de séparation laminaire qui pourrait alors remonter peu à peu vers le bord d'attaque en diminuant de taille jusqu'à son éclatement [84], aucune bulle n'est remarquée pour les angles d'attaque compris entre $\alpha_e = 13.37^\circ$ et $\alpha_e = 22^\circ$. Cependant, cela peut être causé par une discrétisation trop faible en sonde de pression proche du bord d'attaque qui ne permet pas d'identifier des bulles de petite taille. Finalement, lorsque l'angle d'attaque continue d'augmenter au-delà de l'angle de décollement total de la couche limite, comme par exemple à $\alpha_e = 26.6^\circ$, il est observé que la différence de pression augmente du côté intrados et extrados du profil comme illustré sur la figure 2.6 pour $\alpha_e = 26.26^\circ$. Cela peut être expliqué par le passage de structures aérodynamiques de grande échelle lâchées par le profil en décrochage qui redonneraient alors de la portance au profil et expliquerait la remontée de portance aux grands angles d'attaque observée sur la figure 2.5.

Synthèse

Ainsi cette analyse de la distribution des coefficients de pression a permis de détailler le processus de séparation de la couche limite mis en évidence par l'étude du coefficient de portance. Pour une incidence supérieure à l'angle de décrochage statique il a été identifié que la couche limite est turbulente et se sépare du profil au bord de fuite se qui engendre une première chute progressive de portance. A mesure que l'angle d'attaque continue d'augmenter, il a été observé que le point de séparation remonte vers le bord d'attaque jusqu'à un décollement totale de la couche limite pour $\alpha_e = 22^\circ$. Le mécanisme détaillé à l'origine de cette séparation totale n'a malheureusement pas pu être observée. Le décollement de la couche limite peut provenir de la remontée du point de séparation au-delà de $x/c = 0.4$ (voir figure 2.6), ou comme le laisse penser la discontinuité de portance observée en 2.2.1.1, de l'éclatement d'une bulle de séparation laminaire au bord d'attaque. En effet aux plus faibles angles d'attaque l'analyse des distributions de pression a révélé la présence d'une bulle de séparation laminaire qui diminue en taille et remonte vers le bord d'attaque à mesure que l'incidence augmente. Il peut alors être supposé que ce phénomène perdure jusqu'au décollement totale de la couche limite. Cependant le manque de discrétisation spatiale dans nos données expérimentales ne nous permet pas de valider cette hypothèse.

Enfin, il est important de souligner que nous examinons ici des données bidimensionnelles en supposant une distribution homogène de la pression pariétale le long de l'envergure. Cependant, il est envisageable que la pression pariétale soit soumise à des effets tridimensionnels qui pourraient engendrer des variations dans le comportement de séparation de la couche limite le long de l'envergure. Un tel phénomène a été mis en

évidence par Braud et al. [11] lors de l'analyse des variations de la pression pariétale au début du décrochage d'un profil cambré épais à un nombre de Reynolds de 3.6×10^6 . En effet, les auteurs ont observés des différences dans les évolutions de portances bidimensionnelles mesurées à deux emplacements différents le long de l'envergure d'un profil NACA63₃620, (voir figure 2 de [11]). Afin d'obtenir plus d'information sur le mécanisme de séparation totale de la couche limite et de valider nos résultats, une analyse comparative est menée avec des simulations numériques effectuées avec le logiciel Xfoil. Bien que Xfoil permette d'obtenir une meilleure discrétisation spatiale dans les mesures de pression et de prédire très précisément les bulles de séparation laminaires, les résultats générés par ce logiciel aux grands angles d'attaque sont à interpréter avec précautions.

2.2.1.3 Comparaison des mesures aux résultats Xfoil

Xfoil est un logiciel interactif développé par Drela [29] pour la conception et l'analyse de profils aérodynamiques. Cet outil permet de calculer les grandeurs caractéristiques d'un profil aérodynamique en écoulement bidimensionnel parfait et/ou visqueux dans la limite d'un nombre de Mach sonique. Pour cela, les contributions visqueuses et non visqueuses de l'écoulement incompressible sont modélisées séparément puis couplées à la frontière des domaines. Une correction peut également être apportée afin de prendre en compte les effets de compressibilité.

De manière plus détaillée, le modèle de fluide parfait incompressible utilisé par Xfoil repose sur la méthode des singularités et le principe de superposition des écoulements potentiels. L'écoulement incompressible autour du profil est ainsi modélisé comme la superposition d'écoulements potentiels représentant chacun une singularité de vorticité telle qu'un puits, une source, un doublet ou un vortex, placée le long du contour du profil. Généralement, dans le cas des profils minces, l'écoulement est représenté par la superposition d'un écoulement uniforme incident avec une distribution linéique de vortex illustrant l'effet de l'incidence et de la cambrure du profil, ainsi qu'une distribution linéique de sources modélisant l'effet de l'épaisseur du profil sur l'écoulement. Un exemple d'une telle modélisation est illustré sur la figure 2.7. Par principe de superposition il en résulte un système linéaire de solutions particulières de l'équation de Laplace. Ce système est fermé par l'application de la condition de Kutta explicite au bord de fuite du profil [26]. L'écoulement visqueux incompressible décrivant la couche limite et le sillage est quant à lui modélisé par les équations globales de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique. L'équation de fermeture varie en fonction de l'état de la couche limite. Pour une couche limite laminaire, des profils de vitesses de type Falkner Skan sont utilisés [37]. Pour une couche limite turbulente il s'agit du coefficient de frottement et des profils de vitesse du modèle de Swafford [123]. La transition laminaire turbulente de la couche limite est prise en compte par la méthode dite e^N d'amplification des ondes de Tollmien Schlichting. Les calculs de fluide parfait et visqueux sont ensuite couplés à la frontière des domaines par le modèle de transpiration. La vitesse totale prenant en compte à la fois les effets visqueux et non visqueux est alors déterminée par la méthode des panneaux qui consiste à discrétiser l'intrados et l'extrados du profil en différents segments.

Enfin la correction de Karman-Tsien ([129], [133]) peut être ajoutée aux équations visqueuses afin de considérer les effets de compressibilité (dans la limite d'écoulement

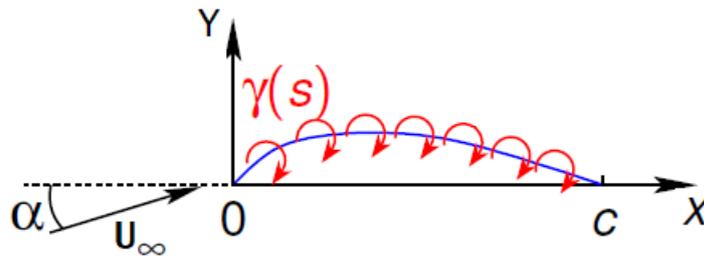


FIGURE 2.7 – Exemple de la modélisation d’un écoulement autour d’un profil mince par méthode des singularité. La portance est modélisée par une distribution linéique de vorticité $\gamma(s)$ le long de la ligne de cambrure moyenne du profil.

sonique). Un système elliptique non linéaire est ainsi obtenu et résolu par méthode de Newton comme présenté dans le code ISES [30]. Plus de détails sur les équations peuvent être trouvés dans [31]. Il est important de souligner que Xfoil connaît quelques limites à considérer lors de l’interprétation des résultats. Premièrement, les calculs Xfoil ne prennent pas en compte les effets tridimensionnels de l’écoulement qui peuvent impacter l’état de la couche limite. De plus, les modèles utilisés par ce logiciel ne permettent pas de simuler le décollement total de la couche limite. Ainsi les résultats Xfoil générés pour des angles d’attaque supérieurs à l’angle de décollement total de la couche limite $\alpha_e = 22^\circ$ ne seront pas considérés.

Afin de simuler les conditions expérimentales de l’écoulement, la géométrie du profil, le nombre de Reynolds et le nombre de Mach correspondants sont renseignés dans le logiciel. La transition de la couche limite du côté intrados du profil est forcée en $x/c = 0.1$ afin de modéliser l’effet du tripping. Du côté extrados du profil, une transition libre de la couche limite est imposée avec la condition standard qui consiste à fixer le critère de la méthode e^N à $N = 9$, [31]. La portance et la répartition des coefficients de pression le long de la corde du profil ainsi obtenues sont comparées avec nos données expérimentales. Afin de comparer rigoureusement les données numériques et expérimentales, la portance Xfoil est calculée à partir de l’intégration de la pression pariétale estimée par le logiciel ce qui permet de supprimer la portance visqueuse non mesurée expérimentalement. Le choix du nombre de sondes de pression considérées lors de l’intégration est alors à considérer. En effet, Xfoil possédant plus de points de mesures de pression pariétale, soit 100 sondes de chaque côté du profil contre seulement 12 du côté extrados et 8 du côté intrados en expérimental, des différences peuvent apparaître. La figure 2.8 présente la comparaison des courbes des coefficients de portance obtenues expérimentalement et via le logiciel Xfoil.

Deux courbes de portance obtenues via Xfoil sont affichées. Une première courbe représentant la portance estimée via l’intégration sur les 200 sondes spatiales de la pression pariétale et une seconde courbe représentant la portance estimée via l’intégration sur les sondes équivalentes aux 20 sondes expérimentales. Deux courbes de résultats expérimentaux sont également affichées : l’évolution de la portance en fonction de l’angle d’attaque géométrique et l’évolution de la portance en fonction de l’angle d’attaque effectif calculé à partir de la correction de Garner.

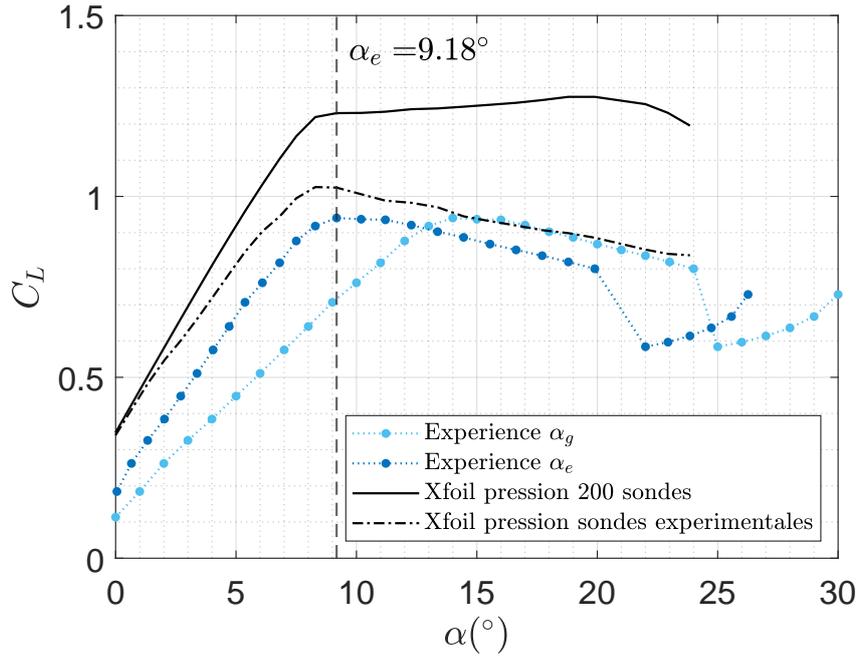


FIGURE 2.8 – Comparaison des évolutions du coefficient de portance 2D obtenus expérimentalement et par simulation Xfoil en fonction de l'angle d'attaque effectif.

Premièrement, il peut être remarqué sur la figure 2.8 que bien que les courbes possèdent des différences, elles décrivent toutes une évolution linéaire de la portance avec l'incidence aux bas angles d'attaque. Une différence de pente peut être observée pour la courbe de portance expérimentale exprimée en fonction de l'angle d'attaque géométrique. Il apparaît que ce décalage est correctement corrigé lorsque la portance est exprimée en fonction de l'angle d'attaque effectif. Le changement de pente de la courbe de portance expérimentale exprimée en fonction de l'angle d'attaque effectif s'aligne bien avec les courbes Xfoil en $\alpha_e = 9.18^\circ$. Ainsi, cette comparaison permet dans un premier temps de valider l'utilisation de la correction de Garner. Deuxièmement, on peut remarquer que le logiciel Xfoil ne prédit pas le décollement total de la couche limite. Les courbes de portance Xfoil n'admettent pas de chute caractéristique ce qui confirme les limites du logiciel énoncées précédemment.

Enfin, il est intéressant de comparer les courbes de portance Xfoil obtenues via les différentes intégrations avec la courbe de portance expérimentale exprimée en fonction de l'angle d'attaque effectif. En effet, une différence d'importance d'amplitude et de pente peut être observée entre la courbe obtenue par intégration des 200 sondes de pression pariétale et la courbe expérimentale. Deux phénomènes peuvent expliquer ces différences. Premièrement, nous avons fait le choix de ne pas appliquer la correction de Garner aux coefficients de portance expérimentaux ce qui peut engendrer une sous-estimation de la portance. Deuxièmement, le nombre de sondes de pression limité dans les mesures expérimentales peut empêcher d'accéder à des variations de pression importantes qui ne seront alors pas considérées lors du calcul de portance. L'influence de ce manque d'information peut être quantifié en analysant la courbe de portance Xfoil obtenue par intégration de la pression pariétale pour les sondes équivalentes aux données

expérimentales. Il peut alors être remarqué que le comportement de cette courbe correspond d'avantage aux résultats expérimentaux entre $\alpha_e = 9.18^\circ$ et $\alpha_e = 19.9^\circ$, aussi bien en terme d'amplitude que de pente. Ainsi, cette comparaison de portance entre les résultats expérimentaux et numériques permet de mettre en évidence que le nombre limité de sondes de pression expérimentales semble entraîner une sous-estimation de la portance et une sur-estimation de sa décroissance lors de la phase de séparation de la couche limite.

Afin de valider le processus de décrochage identifié précédemment, les distributions des coefficients de pression pariétale Xfoil sont également comparés aux données expérimentales. Le logiciel Xfoil permettant d'obtenir des informations supplémentaires sur les paramètres de couche limite, les valeurs du coefficient de frottement C_f sont également analysées afin d'identifier précisément les positions de potentielle bulle de séparation laminaire et du point de séparation de la couche limite turbulente. La figure 2.9 présente la distribution des coefficients de pression pariétale et les valeurs du coefficient de friction pour $\alpha_e = 0.05^\circ$ et $\alpha_e = 4.5^\circ$.

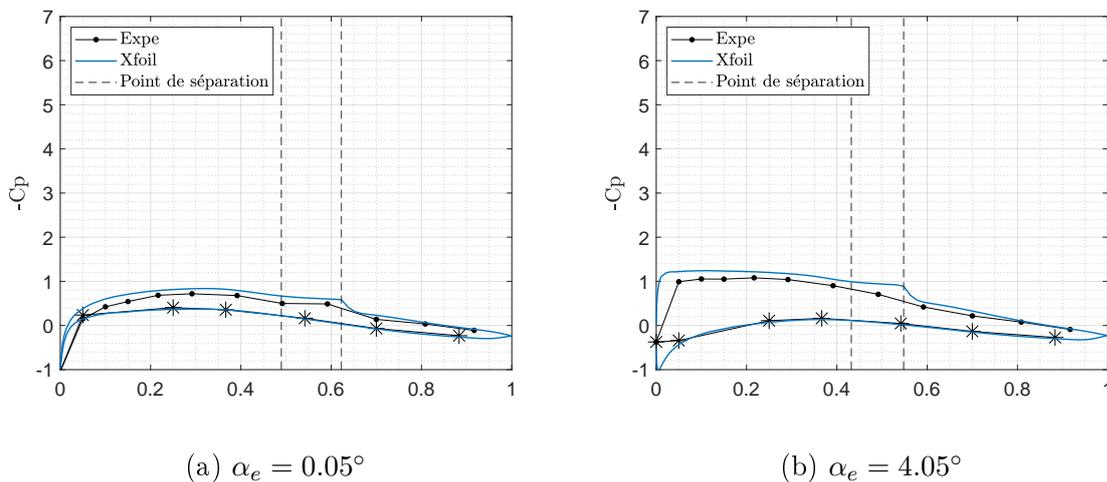


FIGURE 2.9 – Comparaison des distributions de pression obtenues expérimentalement et par simulation Xfoil. Les lignes pointillées indiquent les zones pour lesquelles le coefficient de friction Xfoil est négatif.

Il apparaît que les résultats Xfoil représentent bien le comportement observé expérimentalement. De plus les valeurs négatives du coefficient de friction entre $x/c = 0.48$ et $x/c = 0.62$ à $\alpha_e = 0.05^\circ$ et $x/c = 0.43$ et $x/c = 0.55$ à $\alpha_e = 4.05^\circ$ permettent de valider la présence d'une bulle de séparation laminaire et de préciser sa position. Il peut également être remarqué que la bulle de séparation se déplace vers le bord d'attaque à mesure que l'incidence augmente. Le nombre supplémentaire de point de mesure spatiales et notamment la présence de sondes de pression proche du bord de fuite permet également de déterminer plus précisément l'angle d'attaque pour lequel la couche limite commence à se séparer au bord de fuite. En effet, sur la figure 2.10, il est observé que la séparation commence pour $\alpha_e = 9.18^\circ$, soit l'angle d'attaque pour lequel la portance expérimentale entame sa première décroissance.

Entre $\alpha_e = 6.8^\circ$ et $\alpha_e = 9.18^\circ$, le coefficient de friction possède des valeurs positives tout le long de la corde du profil. Ainsi aucune bulle de séparation laminaire n'est

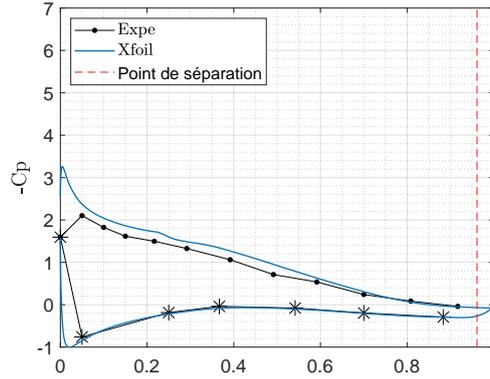
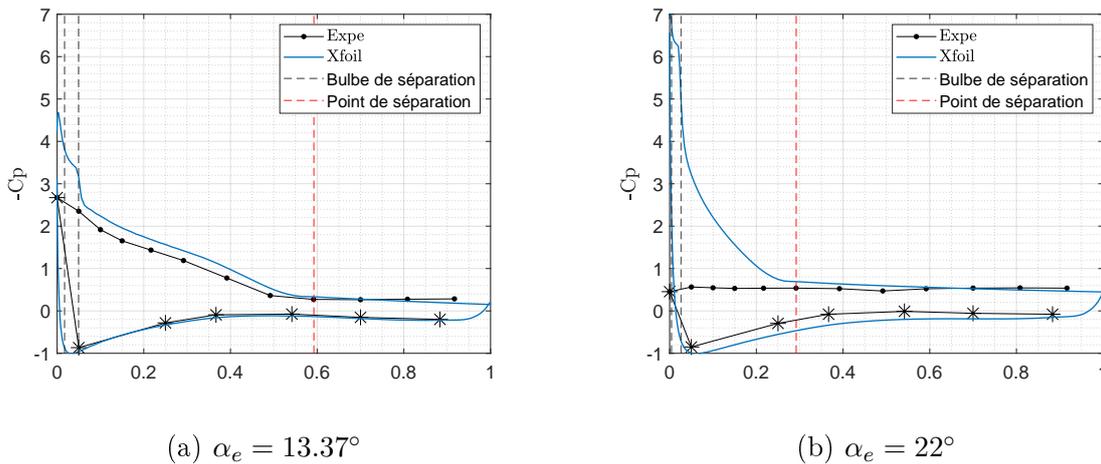


FIGURE 2.10 – Comparaison des distributions de pression obtenues expérimentalement et par simulation Xfoil pour $\alpha_e = 9.18^\circ$. La ligne pointillée en rouge illustre le point de séparation identifiée à partir des valeurs négatives du coefficient de friction Xfoil.

détectée à ces angles d'attaque, laissant penser que la transition de la couche limite à cette incidence s'effectue par le biais d'un autre mécanisme tel que les ondes de Tollmien-Schlichting. A $\alpha_e = 13.37^\circ$, une bulle de séparation laminaire de petite taille est identifiée cette fois-ci proche du bord d'attaque entre $x/c = 0.02$ et $x/c = 0.05$. La taille de cette bulle étant inférieure à l'espacement des sondes de pression expérimentales cela justifie qu'elle n'ait pas été identifiée précisément dans les résultats expérimentaux. De plus, un pic de pression proche du bord d'attaque peut être observé sur la figure 2.11. Ce pic étant également de largeur non détectable par les prises de pression expérimentales, cela confirme l'hypothèse selon laquelle la portance est sous-estimée lors de la phase de séparation dans les résultats expérimentaux.



(a) $\alpha_e = 13.37^\circ$

(b) $\alpha_e = 22^\circ$

FIGURE 2.11 – Comparaison des distributions de pression obtenues expérimentalement et par simulation Xfoil. Les lignes pointillées noires et rouge illustrent respectivement la bulle de séparation laminaire et le point de séparation de couche limite turbulente identifiés à partir des valeurs négatives du coefficient de friction Xfoil.

Enfin lorsque l'angle d'attaque augmente jusqu'à $\alpha_e = 22^\circ$, il apparaît que la bulle de

séparation laminaire diminue de taille et remonte entre $x/c = 0.004$ et $x/c = 0.03$. La position du point de séparation lors du décollement total de la couche limite est estimée à $x/c = 0.3$ par Xfoil. Les positions à la fois très en amont de la bulle de séparation laminaire et du point de séparation (au-delà de la mi-corde) ne permettent pas d'identifier lequel de ces mécanismes engendre le décollement total de la couche limite. Cependant, pour cette incidence supérieure à l'angle de décrochage identifié, des doutes peuvent être émis sur la véracité des résultats Xfoil.

Synthèse

Ainsi la comparaison Xfoil a permis de valider l'interprétation des résultats expérimentaux sur le processus de séparation de la couche limite. La position de la bulle de séparation laminaire à incidence modérée a pu être précisée tout comme l'angle de séparation de la couche limite turbulente. Un résumé de l'étude comparative entre les résultats expérimentaux et numériques est présenté par la figure 2.12. Cette figure expose l'évolution des coefficients de pression expérimentaux mesurés du côté extradors du profil en fonction de l'angle d'attaque ainsi que les séparations de couche limite identifiés par Xfoil. La comparaison avec les résultats Xfoil a également permis de révéler que l'espacement trop important entre les sondes de pression expérimentales empêche de mesurer le pic de pression proche du bord d'attaque qui apparaît lorsque l'incidence augmente au-delà de $\alpha_e = 9.18^\circ$, ce qui engendre une sur-estimation de la décroissance de portance lors du calcul intégral (2.5), et potentiellement une estimation précoce de l'angle de décrochage.

Ces résultats peuvent être mis en parallèle avec l'étude menée par McCullough and Gault [84] sur le décrochage de bord de fuite du profil NACA63₃018 à un nombre de Reynolds de 5.8×10^6 . En effet les auteurs ont observé que bien que la couche limite commence à se séparer au bord de fuite de leur profil pour un angle d'attaque $\alpha_g = 10^\circ$, la portance continue d'augmenter jusqu'à l'angle de décrochage $\alpha_g = 14^\circ$. Ces travaux mettent alors en évidence que la perte de portance causée par la séparation partielle de la couche limite du profil à partir de $\alpha_g = 10^\circ$ est compensée par le pic de pression au bord d'attaque jusqu'à ce que le point de séparation remonte jusqu'à la mi-corde du profil pour $\alpha_g = 14^\circ$. Cette observation souligne ainsi que l'angle que nous avons déterminé comme angle de décrochage pourrait en réalité correspondre à l'angle de séparation, et que l'angle de décrochage devrait apparaître pour une incidence légèrement supérieure. De plus, dans leur étude les auteurs identifient également une bulle de séparation laminaire pour des incidences modérées. Avec l'augmentation de l'angle d'attaque ils remarquent que la bulle se contracte mais n'éclate pas avant le début de la chute de portance. Leur étude ne mentionne pas la présence d'une bulle de séparation laminaire lorsque l'incidence augmente au-delà de l'angle de décrochage, mais leur analyse s'arrête juste après $\alpha = 14^\circ$ lorsque la couche limite est encore partiellement décollée. Ces résultats sont néanmoins à comparer avec prudence car bien que les profils se ressemblent, le profil étudié par McCollough et Gault possède une cambrure nulle pouvant engendrer des différences dans le comportement aérodynamique [126]. De plus, la différence en nombre de Reynolds peut également modifier le processus de décrochage.

Ainsi, pour la suite de l'étude, nous définissons que le décrochage statique du profil

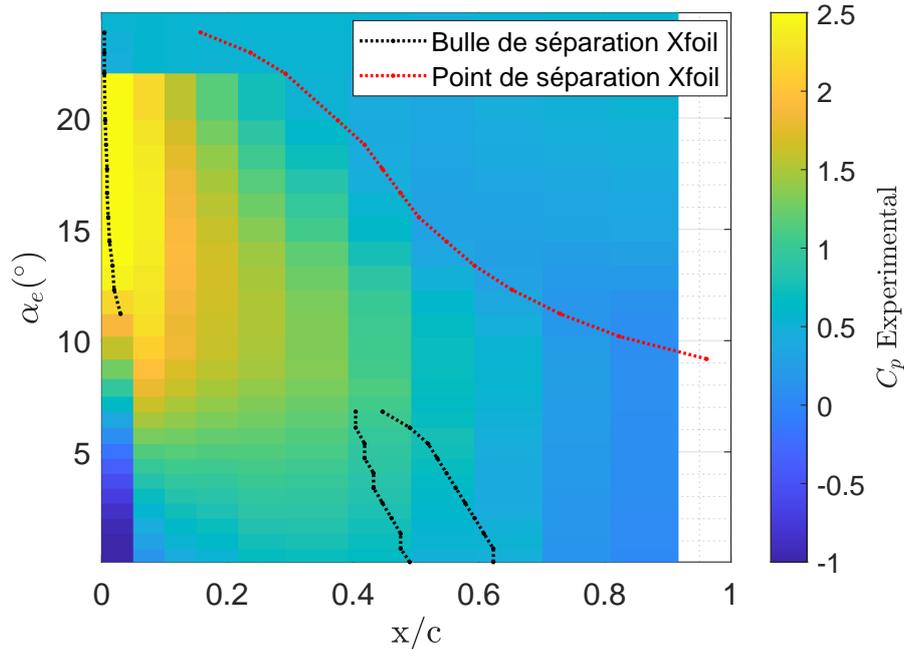


FIGURE 2.12 – Résumé de la comparaison des distributions de pression pariétale obtenues expérimentalement et numériquement et mise en évidence de l'évolution de la position de la bulle de séparation laminaire et du point de séparation de couche limite en fonction de l'angle d'attaque déterminés à partir des résultats Xfoil.

NACA63₃418 comprend une phase de séparation partielle de couche limite turbulente depuis le bord de fuite du profil pour une incidence comprise entre $\alpha_e = 9.18^\circ$ et $\alpha_e = 22^\circ$ et une phase de séparation totale de la couche limite pour une incidence comprise entre $\alpha_e = 22^\circ$ et $\alpha_e = 26.26^\circ$. Il est important de rappeler que ces définitions sont élaborées afin de caractériser le comportement aérodynamique mesurés à mi-envergure du profil. Des variations de l'état de la couche limite selon l'envergure provoquées par des phénomènes 3D durant ces phases de décrochage ne sont pas considérées.

2.2.2 Définition des régimes acoustiques lors du décrochage statique

Les régimes de bruit de décrochage léger et profond étant définis selon l'angle d'attaque du profil [122, 88], le bruit de décrochage statique du profil NACA63₃418 est étudié en comparant les spectres de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour différentes incidences. Dans le cadre de cette étude, seule la pression acoustique mesurée par le microphone placé à 90° du centre de rotation du profil est examinée. En combinant ces résultats à l'analyse de pression pariétale effectuée précédemment, différents régimes de bruit de décrochage sont identifiés. Il est important de souligner que ces définitions sont établies à partir de caractéristiques aérodynamiques à deux dimensions mesurées à mi-envergure du profil, ne tenant ainsi pas compte de possibles effets tridimensionnels qui pourraient potentiellement participer au bruit mesuré en champ lointain par le microphone.

2.2.2.1 Identification des régimes acoustiques

L'identification des régimes acoustiques est effectuée en comparant les caractéristiques de la densité spectrale de puissance (DSP) de la pression acoustique en champ lointain pour les différentes phases aérodynamiques mises en évidence précédemment. La densité spectrale de puissance de la pression acoustique perçue par le microphone placé perpendiculairement à l'écoulement en champ lointain notée S_{pp} est définie comme :

$$S_{pp}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} E \left[\frac{1}{T} p(f, t) p^*(f, t) \right], \quad (2.7)$$

avec respectivement p et p^* la pression acoustique et son conjugué complexe, et T la durée de mesure. Dans le cadre de ce travail, la densité spectrale de puissance est calculée en utilisant la méthode de Welch, avec une fonction de fenêtrage de Hamming appliquée sur des segments comprenant chacun 6400 échantillons et un chevauchement de 50%. La DSP résultante possède ainsi une résolution fréquentielle de 8 Hz. Pour de faibles angles d'attaque, une diminution significative du rapport signal/bruit a été constaté, avec une nette prédominance du bruit de fond pour les fréquences inférieures à 70 Hz et supérieures à 10000 Hz. Ainsi dans la suite de l'étude il a été choisi de limiter l'analyse de la DSP à cet intervalle de fréquences.

La figure 2.13 présente les densités spectrales de puissance obtenues pour $\alpha_e = 0.66^\circ$ et $\alpha_e = 6.09^\circ$. A très faible incidence pour $\alpha_e = 0.66^\circ$, il est remarqué que le niveau en décibels du bruit perçu par le microphone en champ lointain est très proche de celui du bruit de fond. Il apparaît tout de même dans le spectre un bruit large bande comprenant deux bosses centrées autour de 500 Hz et 1200 Hz pour lesquelles le niveau sonore est légèrement supérieur. Ce comportement spectral est caractéristique du bruit de couche limite turbulente. En effet de telles caractéristiques spectrales sont retrouvées expérimentalement par Moreau et al. [88] lors de la génération du bruit de bord de fuite de couche limite turbulente d'un NACA0012 pour des vitesses d'écoulement comprises entre 22 m.s^{-1} et 31 m.s^{-1} à des incidences comprises entre $\alpha_g = 5^\circ$ et $\alpha_g = 15^\circ$. D'après l'analyse de la distribution des coefficients de pression, il apparaît qu'à cet angle d'attaque la couche limite est attachée du côté extrados du profil et transitionne de laminaire vers turbulente en $x/c = 0.7$ par le biais d'une bulle de séparation laminaire. De plus, de par l'ajout du tripping proche du bord d'attaque, il est également attendu que la couche limite du côté intrados du profil soit turbulente sur la majorité de la corde. Le bruit large bande généré à haute fréquence proviendrait ainsi du rayonnement par le bord de fuite du profil des fluctuations de pression générées par les structures turbulentes de couche limite convectées en aval.

La signature spectrale du bruit de couche limite turbulente attachée domine dans les spectres acoustiques jusqu'à ce que la couche limite commence à se séparer du bord de fuite pour $\alpha_e = 9.18^\circ$. A mesure que l'angle d'attaque augmente jusqu'à cette valeur critique, le niveau sonore du bruit de couche limite turbulente ne cesse d'augmenter. En effet, pour $\alpha_e = 6.09^\circ$, il est observé que le niveau sonore des bosses larges bandes centrées autour de 500 Hz et 1200 Hz a augmenté de 5 dB par rapport à celles observées pour $\alpha_e = 0.66^\circ$. Pour cet angle d'attaque, il est remarqué sur les distributions de pression pariétale que la transition de la couche limite s'effectue autour de $x/c = 0.5$, soit en amont de la transition observée pour $\alpha_e = 0.66^\circ$. Ainsi dans cette configuration, la couche limite turbulente s'étend sur une section plus importante de la corde, laissant

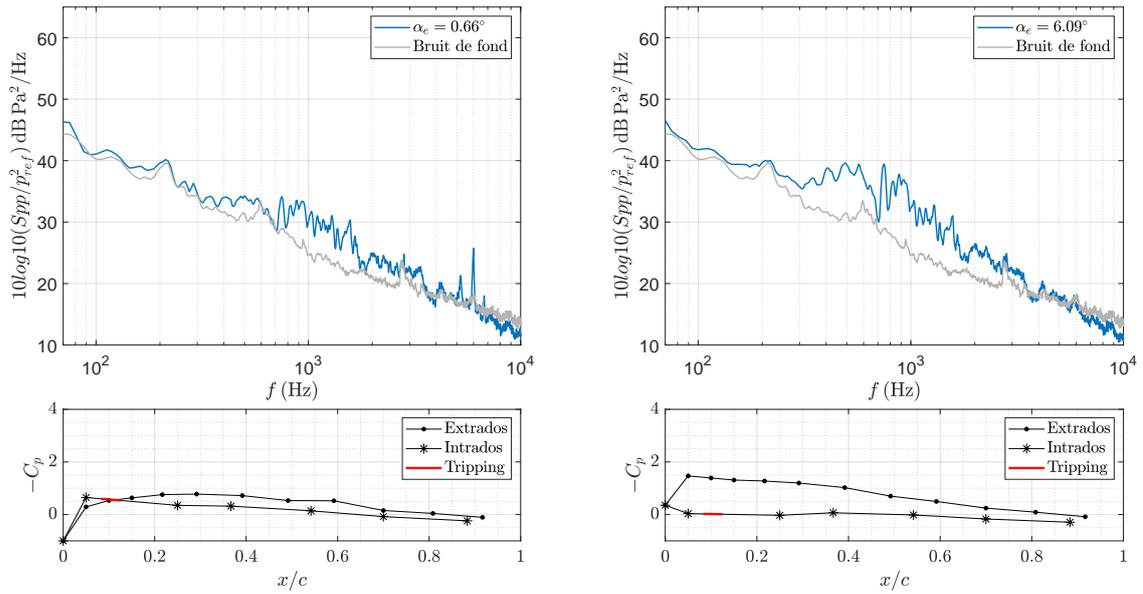


FIGURE 2.13 – Densités spectrale de puissance de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} Pa$ et distributions de pression pariétale pour $\alpha_e = 0.66^\circ$ et $\alpha_e = 6.09^\circ$

alors présager une intensification de la turbulence qui pourrait participer à l’amplification du niveau sonore. Une étude plus approfondie sur l’influence des différents paramètres pouvant conduire à l’amplification du niveau de bruit de couche limite turbulente basée sur l’analyse du paramètre de Clauser peut être trouvée dans [25].

A partir de l’angle de séparation partielle de la couche limite, seule l’amplitude de la bande de fréquence autour de 500 Hz augmente comme observée sur la figure 2.14 présentant les densités spectrales de puissance obtenues pour $\alpha_e = 9.10^\circ$ et $\alpha_e = 18.8^\circ$. Il est remarqué que cette nouvelle caractéristique acoustique s’intensifie et que la bande de fréquences s’élargit à mesure que l’angle d’attaque augmente et que le point de séparation remonte vers le bord d’attaque. Cette modification du contenu fréquentiel est ainsi attribuée à la séparation de la couche limite proche du bord de fuite qui engendre la formation d’une zone de recirculation pouvant accueillir des structures aérodynamiques de plus grande taille. Ce régime acoustique a été analysé dans la récente étude de Jaiswal et al. [62] qui attribuent le déplacement de l’énergie acoustique aux basses fréquences à la présence de structures cohérentes de grande taille générées par l’enroulement de la couche de cisaillement dans la région arrière du profil.

Nous définissons ainsi le régime de bruit de séparation pour une incidence comprise entre $\alpha_e = 9.18^\circ$ et $\alpha_e = 18.8^\circ$. De nombreux modèles semi-empiriques ont été développés pour ces régimes acoustiques. Dans les travaux de Cotté et al. [25], les résultats expérimentaux obtenus lors de la campagne de mesures effectuée dans le cadre de cette thèse ont été comparés à un modèle de bruit de bord de fuite semi-empirique basé sur la théorie d’Amiet [2]. Il a alors été démontré que le bruit de bord de fuite de couche limite turbulente attachée du profil NACA63₃418 à un nombre de Reynolds de 4×10^5 est correctement estimé par le modèle d’Amiet lorsque la longueur de cohé-

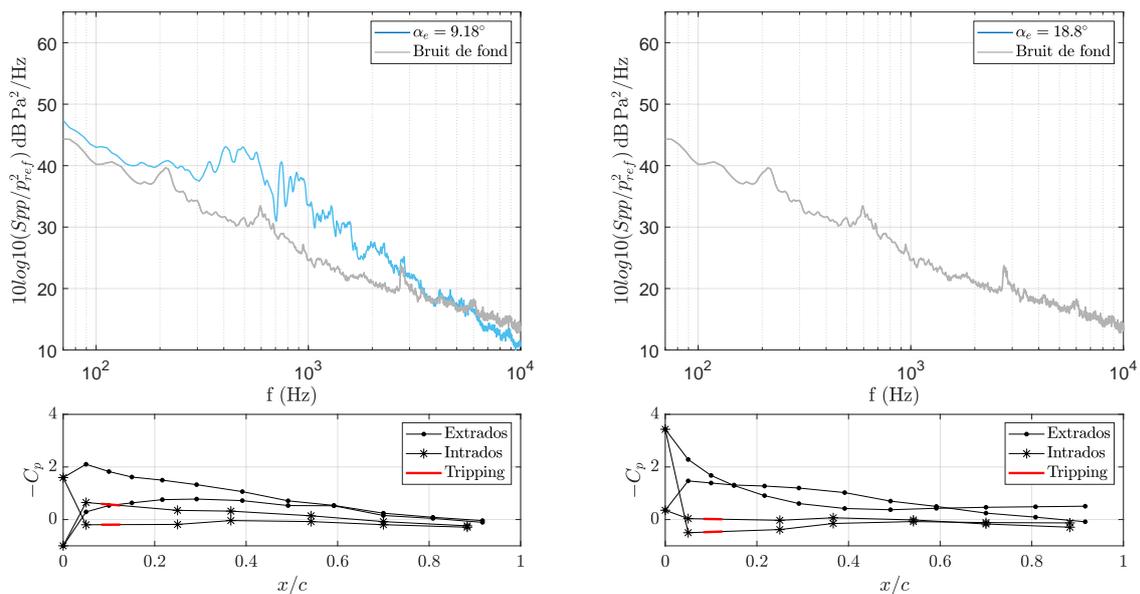


FIGURE 2.14 – Densités spectrale de puissance de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} Pa$ et distributions de pression pariétale pour $\alpha_e = 9.18^\circ$ et $\alpha_e = 18.8^\circ$

rence dans le sens de l'envergure du profil est déterminée avec le modèle de Smol'IAkov and Tkachenko [118]. Pour le bruit de séparation, des résultats concluants sont obtenus lorsque la longueur de cohérence est estimée avec le modèle de Bertagnolio et al. [7].

Lorsque l'angle d'attaque se rapproche de l'angle de séparation totale de la couche limite identifié précédemment en $\alpha_e = 19.9^\circ$, il est observé que la bosse de fréquence large bande caractéristique du bruit de séparation remonte vers des fréquences plus basses et augmente en amplitude. Ce phénomène est représenté sur la figure 2.15 qui expose les densités spectrales de puissance pour $\alpha_e = 19.9^\circ$ et $\alpha_e = 22^\circ$. Une bosse large bande est ainsi observé sur une gamme de fréquences comprises entre 75 Hz et 200 Hz. De telles caractéristiques spectrales ont déjà été rencontré dans la littérature par Suzuki et al. [122] ainsi que Raus et al. [106] qui ont alors identifié ce régime comme bruit de décrochage léger. Ainsi, nous définissons un régime de bruit de décrochage léger lorsque l'incidence est comprise entre $\alpha_e = 19.9^\circ$ et $\alpha_e = 22^\circ$. Bien que ce régime acoustique ait déjà été identifié dans des études antérieures, aucun modèle numérique permettant de modéliser de manière exhaustive la propagation du bruit de décrochage léger n'a encore été développé. Ceci est principalement dû à la complexité de l'origine de ce bruit, qui n'a pas encore été entièrement identifiée.

Enfin, lorsque l'incidence continue de croître au-delà de l'angle de séparation totale de la couche limite, les densités spectrales de puissance acoustiques révèlent un pic qui s'affine et augmente en amplitude à mesure que l'angle d'attaque augmente jusqu'à $\alpha_e = 26.26^\circ$. Ce phénomène peut être observé sur la figure 2.16 qui présente les spectres acoustiques obtenus pour $\alpha_e = 23.85^\circ$ et $\alpha_e = 26.26^\circ$. Il est alors remarqué que le pic spectral de grande amplitude observé pour $\alpha_e = 26.26^\circ$ apparaît pour un nombre de Strouhal projeté $St = fc \sin(\alpha_e)/U_\infty = 0.17$ proche du nombre de Strouhal du pic

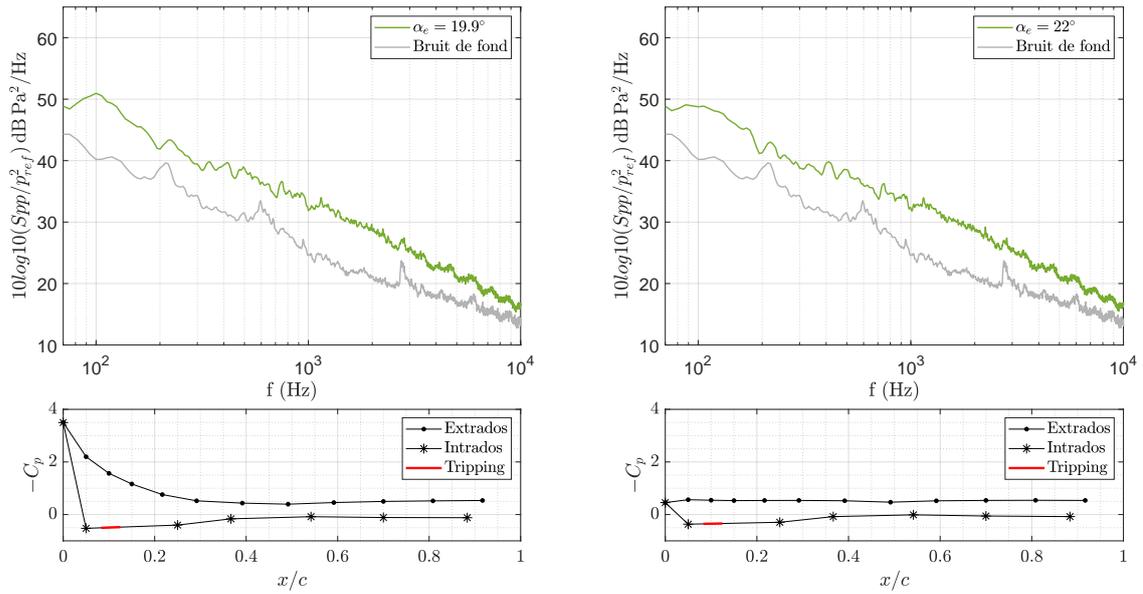


FIGURE 2.15 – Densités spectrale de puissance de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} Pa$ et distributions de pression pariétale pour $\alpha_e = 19.9^\circ$ et $\alpha_e = 22^\circ$

spectral caractéristique du bruit de décrochage profond $St = 0.2$ [106, 88]. Ainsi nous définissons un régime acoustique de bruit de décrochage profond pour $\alpha_e = 26.26^\circ$. Il est intéressant de remarquer qu'un seul pic est observé ce qui confirme que les mesures expérimentales n'ont pas été parasitées par des interactions avec la sortie de jet de la soufflerie [88]. Comme discuté précédemment dans la Section 1.2.2, le bruit de décrochage profond est un régime acoustique qui a connu moins d'attention que le régime de bruit de décrochage léger. Cette différence découle en grande partie de la nécessité d'atteindre des angles d'attaque extrêmement élevés, ce qui peut complexifier l'étude expérimentale [88] et limiter l'intérêt industriel. L'origine de ce phénomène demeure donc hypothétique. L'apparition de ce comportement à des angles d'attaque bien supérieurs à l'angle de séparation totale de la couche limite suggère que l'établissement du décrochage joue un rôle crucial dans ce régime, avec la formation de structures aérodynamiques de grande envergure plus énergétiques et plus cohérentes. En effet, en comparant les distributions de pression associées à $\alpha_g = 23.85^\circ$ et $\alpha_e = 26.26^\circ$, il est remarqué que la différence de pression aussi bien du côté intrados et extrados du profil augmente avec l'incidence ce qui suggère le passage de structures aérodynamiques de grande échelle.

Ainsi en couplant l'analyse acoustique et l'étude aérodynamique menée précédemment, il a été montré que le comportement aéroacoustique du profil NACA63₃418 lors de l'augmentation de l'incidence comprend quatre régimes distincts. La figure 2.17 résume les caractéristiques spectrales de ces différents régimes. A faibles angles d'attaque, un régime de bruit de couche limite turbulente attachée caractérisé par deux bosses large bande centrées respectivement autour de 500 Hz et 1200 Hz a été déterminé. Trois régimes acoustiques distincts ont ensuite été identifiés pour des incidences supérieures à l'angle de décrochage lorsque la couche limite se sépare et décolle du profil. Ces

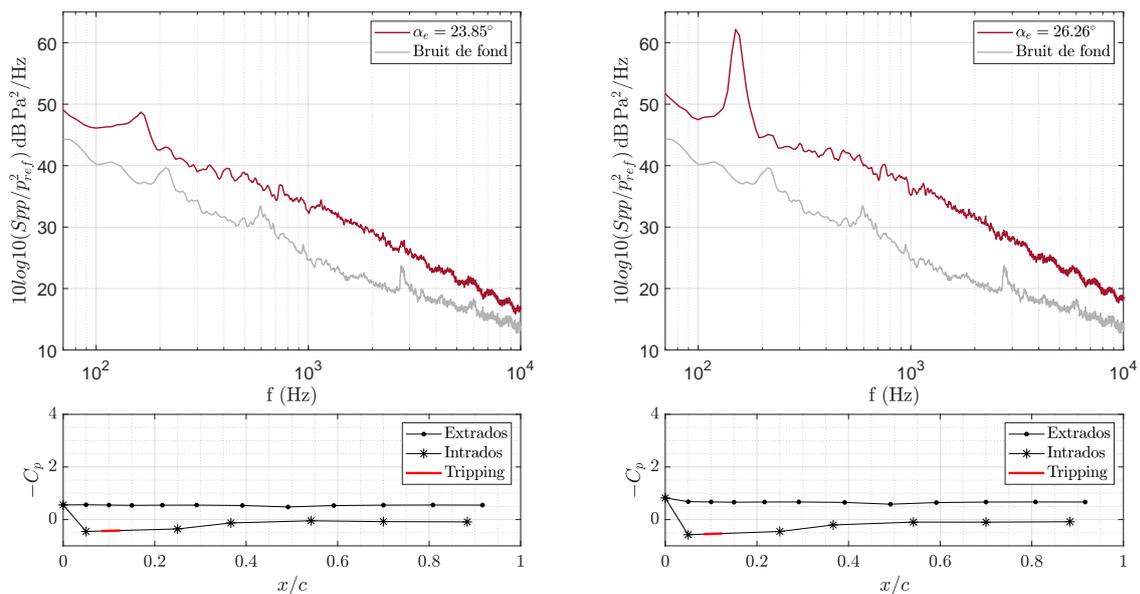


FIGURE 2.16 – Densités spectrale de puissance de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} Pa$ et distributions de pression pariétale pour $\alpha_e = 23.85^\circ$ et $\alpha_e = 26.26^\circ$.

régimes de bruit sont définis comme :

- **le bruit de séparation**, qui apparaît pour des angles d'attaque proches de l'angle de décrochage statique lorsque la couche limite commence à se séparer du profil. Ce bruit, caractérisé par la présence d'une bosse large bande centrée autour de 500 Hz, provient du rayonnement acoustique par le bord de fuite des fluctuations de pression engendrés par les structures turbulentes présentes dans la couche limite séparée.
- **le bruit de décrochage léger**, qui apparaît pour des angles d'attaque proches de l'angle de séparation totale de la couche limite. Ce bruit est caractérisé par un bruit large bande à basse fréquence centré autour de 100 Hz.
- **le bruit de décrochage profond**, qui apparaît pour un angle d'attaque $\alpha_e = 26.26^\circ$, bien supérieur à l'angle de séparation totale de la couche limite. Ce bruit est caractérisé par un pic spectral de grande amplitude autour de 160 Hz.

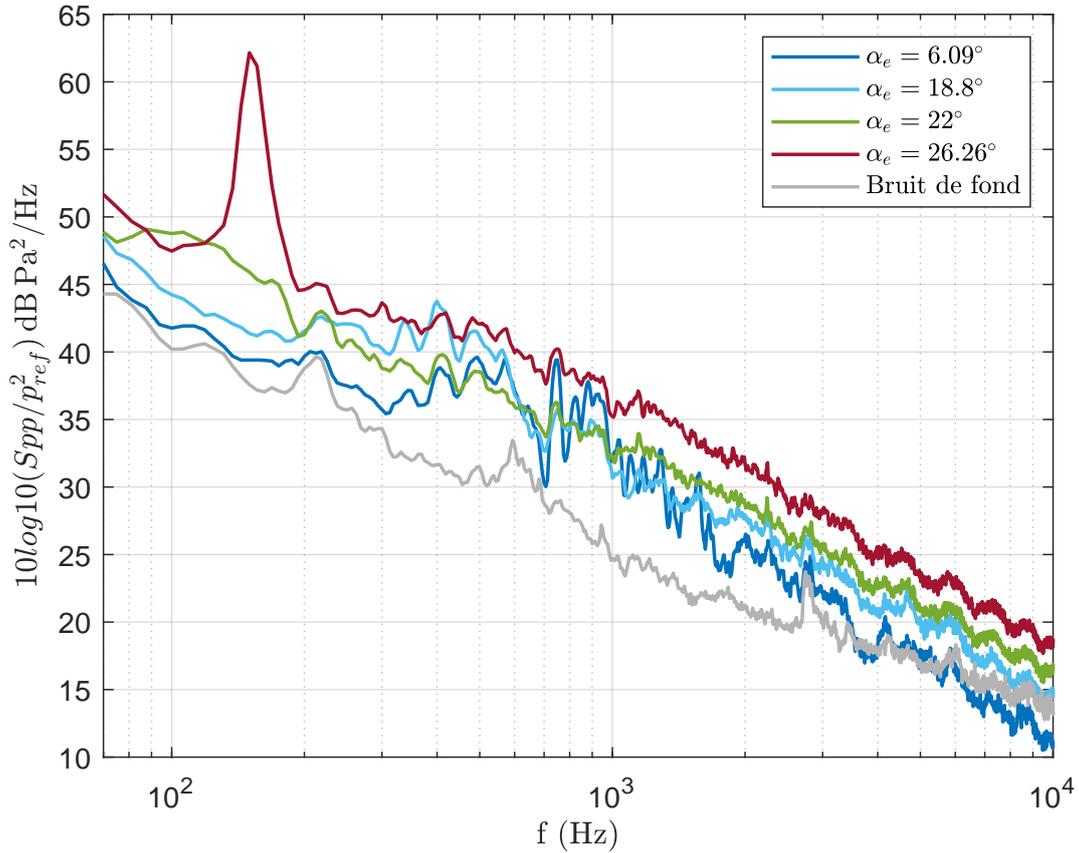


FIGURE 2.17 – Présentation des différents régimes acoustiques identifiés lors de la séparation et le décollement de la couche limite du profil NACA63418 en condition statique, comprenant le bruit de couche limite turbulente (bleu foncé), le bruit de séparation (bleu clair), le bruit de décrochage léger (vert) et le bruit de décrochage profond (rouge)

En comparant ces définitions des régimes acoustiques à celles précédemment établies dans la littérature, quelques différences peuvent être mises en évidence. En effet, bien que le bruit de séparation ait été défini de manière similaire dans les travaux de Jaiswal et al. [62] lors de l'étude d'un profil CD dit de diffusion contrôlée, dans des écoulements caractérisés par des nombres de Reynolds compris entre $Re = 1.5 \times 10^5$ et $Re = 2.5 \times 10^5$ à une incidence $\alpha_g = 15^\circ$, Moreau et al. [88] associent ces caractéristiques spectrales au bruit de décrochage léger d'un profil NACA0012 dans un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds 1.5×10^5 à une incidence proche de $\alpha_g = 20^\circ$. De plus, le régime de bruit de décrochage léger identifié dans notre étude correspond d'avantage au régime acoustique observé par Suzuki et al. [122] pour un profil NACA0012 dans un écoulement à un nombre de Reynolds de 3×10^5 à une incidence $\alpha_g = 11.6^\circ$ proche de l'angle de décrochage statique. Afin de vérifier que la position du tripping sur l'intrados du profil n'influence pas les caractéristiques spectrales des régimes de bruit de décrochage identifiés au cours de cette étude, l'analyse se concentre maintenant sur l'impact du tripping et son influence sur le bruit perçu en champ lointain.

2.2.2.2 Etude de la fonction du tripping

Comme présenté dans la section 2.1.1, le tripping est un dispositif de déclenchement de couche limite turbulente placé du côté intrados du profil afin d'éliminer le bruit de

couche limite laminaire. Afin de confirmer l'efficacité du tripping et de vérifier qu'il n'influence pas les caractéristiques des régimes de bruit identifiés, une étude comparative est réalisée entre les mesures effectuées dans les mêmes conditions d'écoulement avec et sans tripping. Les figures 2.18 et 2.19 présentent la comparaison des densités spectrales de puissance de la pression acoustique mesurée en champ lointain lorsque le profil est équipé ou non de tripping intrados pour un nombre de Reynolds de 4×10^5 . Cette comparaison est effectuée pour quatre angles d'attaques appartenant respectivement aux différents régimes acoustiques identifiés : $\alpha_e = 6.09^\circ$ (bruit de couche limite turbulente attachée), $\alpha_e = 18.8^\circ$ (bruit de séparation), $\alpha_e = 22^\circ$ (bruit de décrochage léger), et $\alpha_e = 26.26^\circ$ (bruit de décrochage profond).

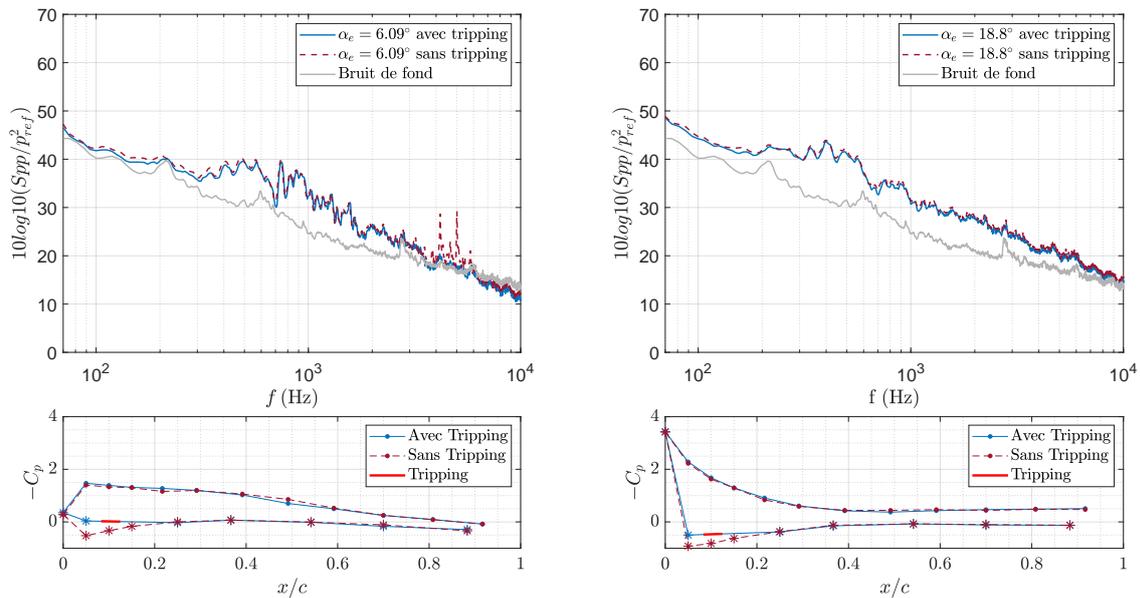


FIGURE 2.18 – Comparaison des densités spectrales de puissance de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa et des distributions de pression pariétale pour le profil avec et sans tripping $\alpha_e = 6.09^\circ$ et $\alpha_e = 18.8^\circ$.

Dans un premier temps, il est observé que les densités spectrales de puissance des quatre régimes acoustiques se révèlent être similaires pour les configurations avec et sans tripping. Néanmoins, une différence est identifiée aux faibles incidences pour le bruit de couche limite turbulente attachée. En effet il est remarqué sur la figure 2.18 pour $\alpha_e = 6.09^\circ$ que le bruit perçu en champ lointain pour la configuration sans tripping admet un peigne fréquentiel à hautes fréquences contrairement à la configuration avec tripping. Cette caractéristique spectrale ressemble fortement à la signature acoustique du bruit d'instabilité de couche limite laminaire [143], laissant supposer qu'aux faibles angles d'attaque lorsque le profil n'est pas équipé de tripping, la couche limite du côté intrados du profil est dans un état laminaire. La comparaison des distributions de pression pariétale pour $\alpha_g = 6.09^\circ$ ne permet pas d'obtenir des informations supplémentaires. En effet, les distributions de pression sont similaires ce qui ne permet pas d'apporter de conclusion sur l'influence du tripping sur les caractéristiques aérodynamiques de la couche limite du côté intrados du profil.

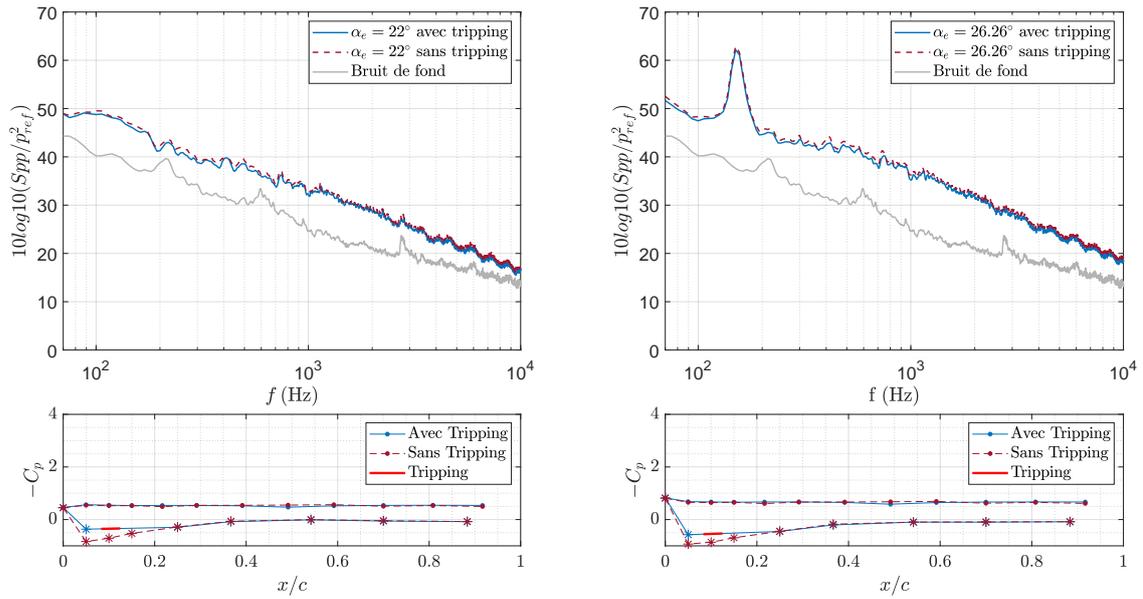


FIGURE 2.19 – Comparaison des densités spectrale de puissance de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} Pa$ et des distributions de pression pariétale pour le profil avec et sans tripping $\alpha_e = 22^\circ$ et $\alpha_e = 26.26^\circ$.

En comparant le bruit perçu en champ lointain et les distributions de pression pariétale pour les autres angles d'attaque, il apparaît que les caractéristiques aérodynamiques et acoustiques sont identiques, voir figure 2.19. Ainsi l'ajout du tripping modifie le bruit généré par le profil à faible incidence en éliminant le bruit d'instabilité de couche limite laminaire mais ne modifie pas les régimes de bruit de décrochage identifiés. De plus, ces mesures supplémentaires réalisées de manière indépendante mettent en évidence la répétabilité du phénomène de décrochage et des régimes acoustiques associés.

Synthèse

Lors de cette étude il a été démontré que le bruit de décrochage statique du profil NACA63₃418 à un nombre de Reynolds $Re = 4 \times 10^5$ est caractérisé par la présence de trois régimes acoustiques distincts se manifestant pour différents états de séparation de la couche limite. L'identification du processus de séparation de la couche limite par le bord de fuite a été validé par comparaison avec des simulations Xfoil. Les caractéristiques des régimes de bruit de décrochage ont été comparées à la littérature. Le rôle du tripping a été vérifié, mettant en évidence la robustesse des régimes de bruit de décrochage.

Raus et al. [106] ayant mis en évidence que les régimes de bruit de décrochage statique sont également présents lors du décrochage dynamique pour un profil NACA0012, il est proposé d'étudier l'influence de la mise en mouvement du profil sur le bruit perçu en champ lointain. Pour cela, une étude du bruit généré par le profil NACA63₃418 en mouvement de tangage est réalisée.

2.3 Mise en évidence de l'influence de la fréquence d'oscillation sur le bruit du profil en mouvement de tangage sinusoïdal

L'objectif de cette section est d'identifier les régimes acoustiques lors du décrochage du profil NACA63₃418 en mouvement de tangage. Pour cela, une étude similaire à celle menée dans la section précédente en condition statique est effectuée. Dans un premier temps, il est proposé d'étudier le comportement aérodynamique du profil par analyse des mesures expérimentales de pression pariétale. Les régimes acoustiques de décrochage sont ensuite identifiés par comparaison des caractéristiques spectrales de la pression acoustique au cours du mouvement. Le décrochage d'un profil oscillant étant très sensible à la fréquence d'oscillation et à l'amplitude de l'oscillation [106, 80], cette étude est menée pour différentes configurations d'écoulement dont les paramètres sont exposés dans le tableau 2.2. L'influence de la fréquence et de l'amplitude d'oscillation sur les caractéristiques aérodynamiques et acoustiques du profil en mouvement de tangage sont ainsi déterminées. Il est rappelé que tout comme précédemment en statique, les configurations dynamiques étudiées dans cette section comprennent le profil équipé de tripping du côté intrados, sans grille de turbulence amont dans un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds de 4×10^5 . Enfin, il est à noter que comme aucune correction d'angle d'attaque pour des profils aérodynamiques en mouvement de tangage en soufflerie à jet ouvert n'a été développée, dans cette section les angles d'attaque sont exprimés en valeurs géométriques. Afin de faciliter les comparaisons avec le cas statique, il est rappelé qu'en condition statique, l'angle de séparation partielle de la couche limite a été estimé à $\alpha_e = 9.18^\circ$ soit $\alpha_g = 14^\circ$. L'angle de séparation totale de la couche limite en condition statique a été mesuré en $\alpha_e = 19.9^\circ$, soit $\alpha_g = 24^\circ$.

α_M (°)	α_A (°)	f_0 (Hz)	k	k^*
15	10	0.66	0.005 : QS	8.5×10^{-4} : QS
15	10	1.33	0.01 : QS	1.7×10^{-3} : QS
15	10	3.32	0.025 : QS	4.2×10^{-3} : QS
15	10	6.6	0.05 : D	8.5×10^{-2} : QS
15	15	0.66	0.005 : QS	1.3×10^{-3} : QS
15	15	1.33	0.01 : QS	2.6×10^{-3} : QS
15	15	3.32	0.025 : QS	6.5×10^{-3} : QS
15	15	6.6	0.05 : D	1.3×10^{-1} : D

TABLE 2.2 – Présentation des différentes configurations d'écoulement étudiées. Les conditions quasi-statique (QS) et dynamique (D) sont identifiées à partir des limites identifiées par Corke and Thomas [24] pour k et par Sheng et al. [114] pour k^* .

Dans le cadre de cette étude aérodynamique et acoustique du décrochage dynamique, il a été choisi de réaliser des acquisitions de données expérimentales sur des durées de 100 oscillations. Ce nombre important d'oscillations a été choisi afin de pouvoir réaliser des moyennes de phase représentatives du comportement moyen de l'écoulement [80]. Cependant, lors de l'analyse des données, les dix premières oscillations ont été exclues afin d'éliminer les régimes transitoires. Enfin, il convient de noter que le mouvement

du profil présente occasionnellement des variations induites par le moteur de l'ordre de 3° .

2.3.1 Identification du processus de décrochage

Comme mis en évidence lors de l'étude bibliographique dans la Section 1.6, différents types de décrochage peuvent apparaître selon les conditions d'écoulement. En effet selon l'amplitude d'oscillation du profil deux types de décrochage peuvent avoir lieu : le décrochage dynamique léger ou le décrochage dynamique profond [80]. De plus la fréquence d'oscillation joue également un rôle primordial sur le processus de décrochage car selon sa valeur l'écoulement peut être en régime quasi-statique ou dynamique ce qui peut fortement contribuer à modifier le phénomène de décrochage [24, 114]. Afin d'identifier le processus de séparation de la couche limite lors du décrochage du profil NACA63₃418 en mouvement de tangage et l'influence de la fréquence et l'amplitude d'oscillation sur ce phénomène, une analyse comparative est menée sur l'évolution du coefficient de portance et de la distribution des coefficients de pression pariétale le long de la corde du profil en fonction de l'angle d'attaque pour différentes valeurs de fréquence et d'amplitude d'oscillation. L'objectif est ainsi de caractériser les différentes phases du décrochage pour un profil en régime quasi-statique peu explorées jusqu'à présent, et de vérifier si en condition dynamique le décrochage du profil NACA63₁8 admet les phases identifiées dans la littérature pour des profils de géométrie différentes, comprenant l'apparition et la propagation de la séparation de l'écoulement du côté extrados du profil, la formation et la convection d'un vortex de décrochage dynamique, la séparation massive de l'écoulement et enfin, le recollement de la couche limite lors de la phase descendante de l'oscillation [16].

Comme pour l'étude menée en conditions statiques, la portance est estimée à partir de l'intégration des prises de pression pariétale (se référer à la section 2.2.1.2 pour plus de détails). Les distributions des coefficients de pression pariétale sont également analysés pour certains angles au cours de l'oscillation. Afin de faciliter la compréhension du phénomène de décrochage en mouvement de tangage, l'analyse de la portance et de la distribution des coefficients de pression sont effectuées simultanément et pour chaque configuration d'écoulement. Dans un premier temps, il est proposé d'étudier l'influence de la variation de la fréquence d'oscillation sur les caractéristiques aérodynamiques pour le profil soumis à un mouvement sinusoïdal d'amplitude $\alpha_A = 15^\circ$. Dans un second temps l'analyse sera menée pour le profil soumis à un mouvement sinusoïdal d'amplitude $\alpha_A = 10^\circ$.

2.3.1.1 Influence de la fréquence d'oscillation sur le processus de décrochage pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 15^\circ$

La figure 2.20 présente l'évolution de la portance au cours d'une oscillation pour les quatre fréquences de tangage avec $k = 0.005$ et $k = 0.01$ sur la figure 2.20a et les fréquences $k = 0.025$ et $k = 0.05$ sur la figure 2.20b. Les mesures des 90 oscillations ainsi que la moyenne de phase sont représentées. Il est observé dans un premier temps que la portance admet des comportements différents selon la fréquence d'oscillation. En effet, des comportement similaires à la configuration statique sont observés pour

$k = 0.005$ et $k = 0.01$ contrairement aux fréquences $k = 0.025$ et $k = 0.05$ qui se différencient par des comportements bien différents du cas statique. Afin d'étudier en détail l'influence de la fréquence d'oscillation sur le décrochage du profil en mouvement de tangage, il est proposé d'analyser séparément les résultats obtenus pour $k = 0.005$ et $k = 0.01$ ainsi que $k = 0.025$ et $k = 0.05$.

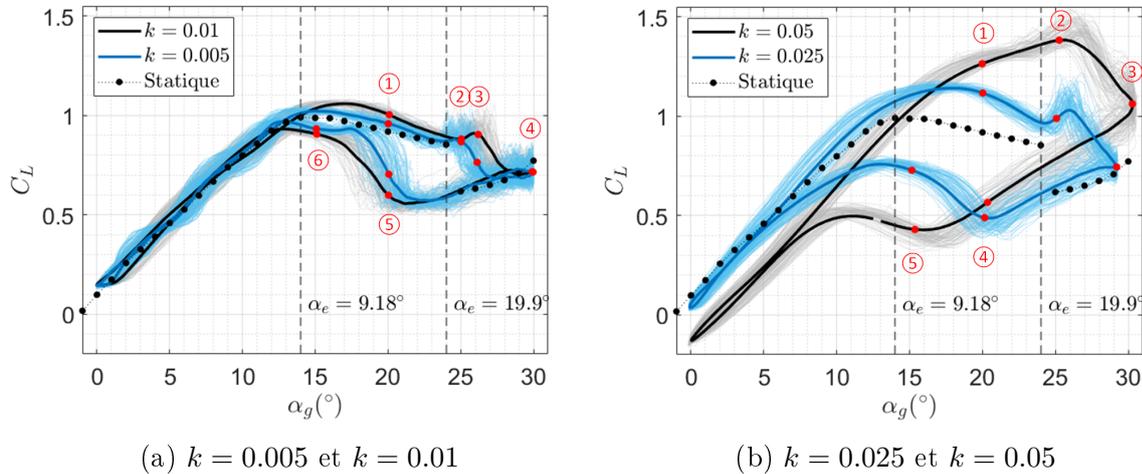


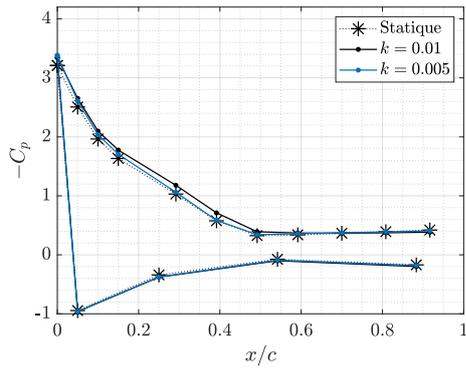
FIGURE 2.20 – Évolution du coefficient de portance en fonction de l'incidence pour (a) $k = 0.005$ et $k = 0.01$ et (b) $k = 0.025$ et $k = 0.05$ pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 15^\circ$. L'épaisseur des courbes représente la moyenne de phase (trait épais) des résultats obtenus pour les 90 oscillations (traits fins).

Pour les conditions quasi-statiques correspondant aux fréquences d'oscillation réduites $k = 0.005$ et $k = 0.01$, il est remarqué que les courbes de portance exposées sur la figure 2.20a présentent des tendances comparables au cas statique. Pendant la phase ascendante de l'oscillation, la portance augmente linéairement à de faibles angles d'attaque jusqu'à atteindre une valeur maximale. Cette évolution met en évidence l'état attaché de la couche limite. Il est tout de même intéressant de noter que la mise en mouvement du profil et l'augmentation de sa fréquence d'oscillation entraînent une augmentation de la portance maximale et un léger retard dans la première décroissance de portance. En effet, pour $k = 0.005$, la portance maximale de 1.02 est atteinte pour un angle de $\alpha_g = 15^\circ$ contrairement à une valeur maximale de 1.05 pour $\alpha_g = 17^\circ$ pour $k = 0.01$, voir figure 2.20a. Après avoir atteint cette valeur maximale, les courbes de portance admettent deux chutes de pente distinctes. En analysant la moyenne de phase de la distribution de pression pariétale associée à l'angle instantané $\alpha_g = 20^\circ$ présentée sur la figure 2.21a, il apparaît que la première chute de portance provient de la séparation de la couche limite au bord de fuite du profil. Ainsi pour ces fréquences réduites d'oscillation, la couche limite admet un processus de séparation similaire au processus identifié en condition statique. Lors de la seconde chute de portance, une différence plus importante est observée entre les courbes représentant le comportement du profil en mouvement de tangage et en condition statique. Une légère ré-augmentation de la portance du profil en mouvement de tangage est remarquée suite au dépassement de l'angle de séparation totale de la couche limite statique. Lorsque la fréquence d'oscillation augmente, l'intensité de cette croissance augmente et retarde alors l'apparition de la seconde chute de portance. La seconde chute de portance est initiée autour de

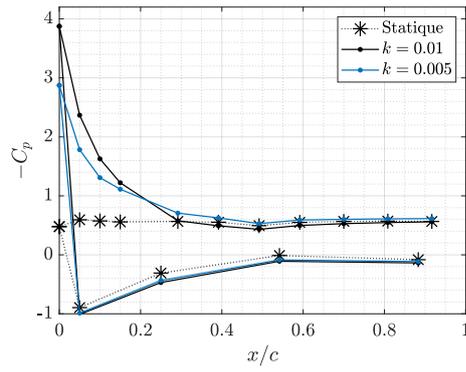
$\alpha_g = 24.5^\circ$ pour $k = 0.005$ et $\alpha_g = 26^\circ$ pour $k = 0.01$. Il est observé sur la moyenne de phase des distributions de pression pariétale pour un angle instantané $\alpha_g = 25^\circ$ que contrairement au cas statique, la couche limite du profil en condition quasi-statique est encore attachée au bord d'attaque du profil avec un pic d'aspiration plus marqué pour la fréquence d'oscillation la plus élevée, voir figure 2.21b. En analysant la moyenne de phase de la distribution de pression pour l'angle d'attaque $\alpha_g = 26.02^\circ$, correspondant au maximum de la ré-augmentation de portance pour $k = 0.01$ sur la figure 2.21c, il apparaît que lors de cette phase la couche limite est partiellement attaché au profil proche du bord d'attaque avec tout de même une diminution du pic d'aspiration. La séparation totale de la couche limite du profil oscillant est alors observée pour des angles d'attaque supérieurs comme illustré par la moyenne de phase de la distribution de pression pariétale calculée pour l'incidence d'oscillation maximale sur la figure 2.21d. Ainsi la mise en mouvement du profil provoque un retard dans la séparation totale de la couche limite.

Enfin, lors de la phase descendante de l'oscillation, il est observé que la portance continue de décroître jusqu'à une valeur minimale pour laquelle la couche limite reste entièrement séparée du profil comme illustré sur la figure 2.21e. La valeur minimale de portance est légèrement plus faible et atteinte pour des angles plus petits pour $k = 0.01$. Le rattachement de la couche limite s'effectue ensuite graduellement en commençant par le bord d'attaque avant de progresser vers le bord de fuite du profil comme exposé sur la figure 2.21f présentant la moyenne de phase de la distribution de pression pariétale pour $\alpha_g = 20^\circ$. Pour les deux fréquences d'oscillation, la couche limite atteint alors un état similaire à son état initial autour de $\alpha_g = 13^\circ$ ce qui engendre la formation d'une hystérésis de portance de taille équivalente pour les deux fréquences d'oscillation. Il est intéressant de remarquer que la décroissance de portance avant le recollement de la couche limite suit la tendance de la courbe de portance statique du profil décroché. Cela laisse supposer que l'hystérésis identifiée en condition quasi-statique suit le comportement de l'hystérésis statique [86]. Cependant, l'hystérésis statique n'ayant pas été mesurée dans le cadre de cette campagne expérimentale, cette hypothèse ne peut pas être vérifiée. Enfin, il est remarqué que la dispersion des mesures de portance est plus fortement marquée proche de l'angle de séparation totale de la couche limite statique lors de la ré-augmentation de portance, et lors de la phase de rattachement de la couche limite au profil. Cela suggère que les mécanismes aérodynamiques mis en œuvre lors de ces phases varient fortement selon les oscillations.

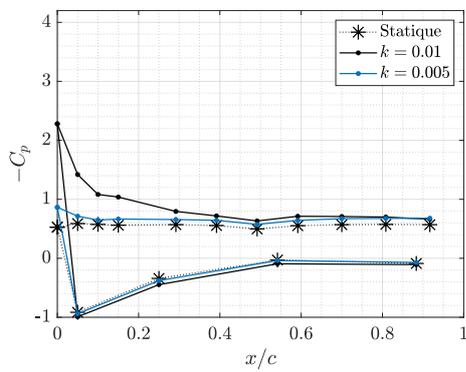
Ainsi, pour cette gamme de fréquence d'oscillation de régime quasi-statique, il a été identifié que le comportement de la couche limite est similaire à celui observé lors du décrochage statique, avec un léger décalage dans les angles de séparation partielle et totale de la couche limite. Une différence est tout de même notée avant la séparation totale de la couche limite avec l'apparition d'une bosse de portance en condition quasi-statique. Cependant, l'origine de ce phénomène ne peut pas être identifiée précisément à partir de cette analyse des mesures de pression pariétale. De plus, il est plausible que ce comportement soit également présent lors du décrochage statique, mais que la discrétisation des mesures en angle d'attaque ne permet pas de le détecter. Enfin, comme cela a été souligné lors de la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques en conditions statiques, l'espacement entre les sondes de pression peut être trop important pour mesurer certains phénomènes ce qui complique l'interprétation des résultats.



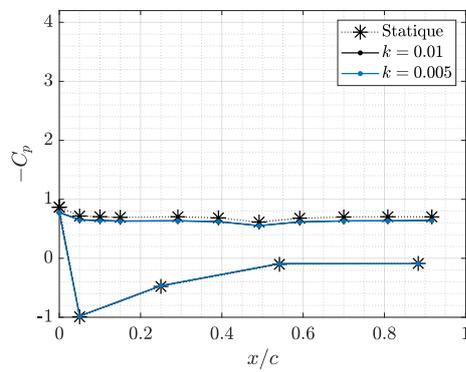
(a) $\alpha_g = 20^\circ$, ①



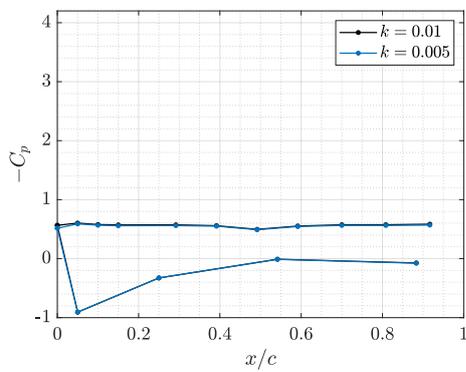
(b) $\alpha_g = 25^\circ$, ②



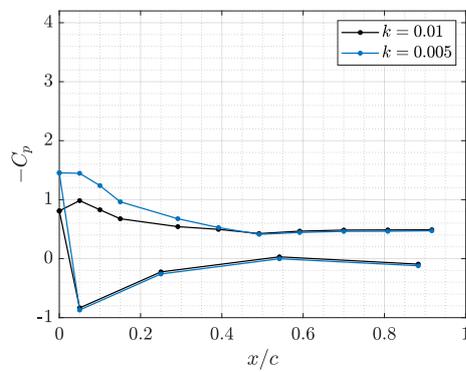
(c) $\alpha_g = 26.02^\circ$, ③



(d) $\alpha_g = 30^\circ$, ④



(e) $\alpha_g = 25^\circ$, ⑤



(f) $\alpha_g = 20^\circ$, ⑥

FIGURE 2.21 – Comparaison des moyennes de phase des distributions de pression pour différents angles instantanés pour $k = 0.005$ et $k = 0.01$ et $\alpha_A = 15^\circ$. Le tripping n'est pas représentée par soucis de lisibilité cependant les données en sa position n'ont pas été considérées et une interpolation a alors été réalisée. Les numéros ① à ⑥ correspondent à différentes étapes du cycle mises en évidence sur la figure 2.6

Lors de l'augmentation de la fréquence d'oscillation, des comportements différents sont

observés dans les évolutions de portance comme illustré sur la figure 2.20b. Au cours de la phase ascendante de l'oscillation pour de faibles angles d'attaque, la portance admet une croissance linéaire de pente similaire au cas statique pour les deux fréquences d'oscillation. Cependant, il apparaît pour $k = 0.025$ que les valeurs de portance sont légèrement supérieures au cas statique, tandis que pour $k = 0.05$, la portance est significativement plus basse. De plus, suite à cette première croissance de portance, deux comportements distincts sont identifiés pour $k = 0.025$ et $k = 0.05$. Pour la configuration quasi-statique $k = 0.025$, la portance croît jusqu'à une valeur maximale de 1.14 atteinte en $\alpha_g = 18^\circ$, bien supérieure à l'angle de séparation partielle de couche limite en condition statique. Après cette augmentation, la courbe de portance présente un comportement semblable à celui observé pour les configurations quasi-statiques précédentes de fréquence plus faible ($k = 0.005$ et $k = 0.01$) mais de manière amplifiée. En effet, suite à une première chute de portance provoquée par la séparation de la couche limite au bord de fuite comme illustrée par la moyenne de phase de la distribution de pression pariétale pour l'angle instantané $\alpha_g = 20^\circ$ sur la figure 2.22a, une bosse de portance d'une valeur supérieure aux conditions quasi-statiques précédentes apparaît pour un angle d'attaque similaire à celui identifié pour $k = 0.01$. Suite à ce phénomène, la portance décroît rapidement avec l'augmentation de l'incidence jusqu'à l'angle d'oscillation maximal. En analysant la moyenne de phase des distributions de pression pour les angles instantanés $\alpha_g = 25^\circ$ et $\alpha_g = 30^\circ$ exposées sur les figures 2.22b et 2.22c, il est retrouvé que la couche limite est encore attachée au bord d'attaque du profil lorsque l'incidence dépasse l'angle de séparation totale de la couche limite statique, et se sépare totalement lorsque l'incidence maximale est atteinte. La diminution de l'incidence induit ensuite une décroissance de portance jusqu'à une valeur minimale inférieure aux configurations quasi-statiques analysées pour $k = 0.005$ et $k = 0.01$. La couche limite se rattache ensuite progressivement au profil comme observé en comparant par les moyennes de phase des distributions de pression pariétale pour $\alpha_g = 20^\circ$ et $\alpha_g = 15^\circ$ sur les figures 2.22d et 2.22e. La couche limite retrouve alors un état similaire à son état initial pour $\alpha_g = 5^\circ$, générant une hystérésis de taille supérieure aux régimes quasi-statiques de fréquence d'oscillation plus faible étudiés précédemment. Ainsi, aucun tourbillon de décrochage dynamique n'a été détecté pour cette fréquence d'oscillation. Cependant, le comportement différent de la portance par rapport aux autres régimes quasi-statiques de fréquence plus faible semble indiquer que ces conditions d'écoulement s'apparentent à un régime transitoire entre les conditions quasi-statique et dynamique. De plus, comme précédemment, une forte dispersion des valeurs de portance est observée proche de la ré-augmentation de portance et lors du rattachement de la couche limite.

Pour le régime dynamique de $k = 0.05$, un comportement très différent des régimes quasi-statique et statique est observé. Suite à la phase de croissance linéaire de la couche limite attachée, la portance ne cesse de croître jusqu'à une valeur maximale de 1.38 atteinte pour une incidence $\alpha_g = 25.7^\circ$ légèrement supérieure à l'angle de séparation totale de la couche limite en condition statique.

L'augmentation de la portance au-delà de l'angle de séparation partielle de la couche limite statique rappelle fortement le comportement observé lors de décrochage en conditions dynamiques [16]. En comparant la moyenne de phase de la distribution de pression pour l'angle instantané $\alpha_g = 20^\circ$ sur la figure 2.22a, il apparaît qu'au cours de cette croissance, la couche limite subit également une séparation de bord de fuite qui remonte

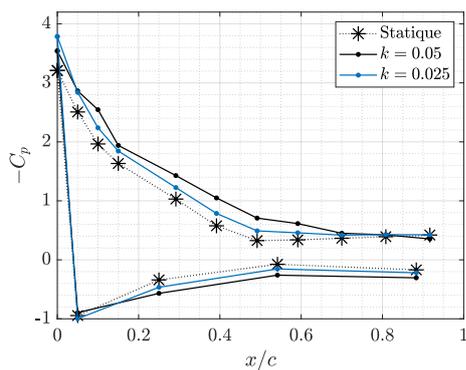
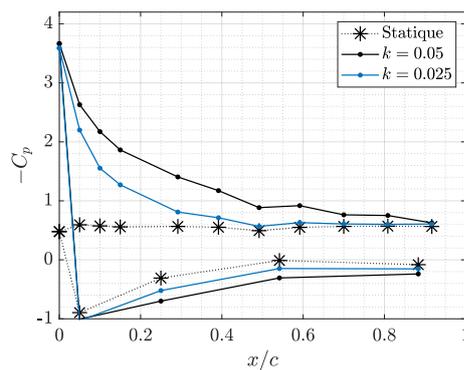
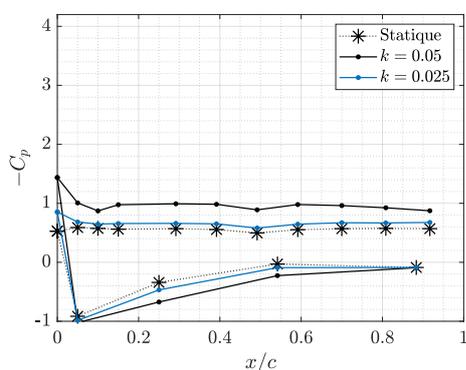
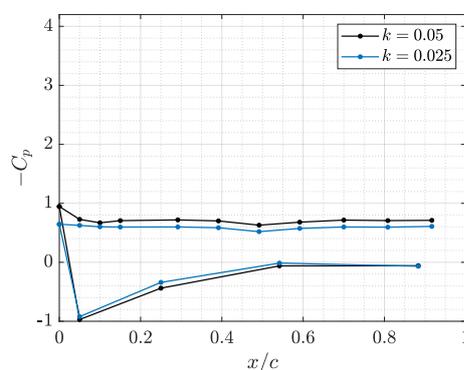
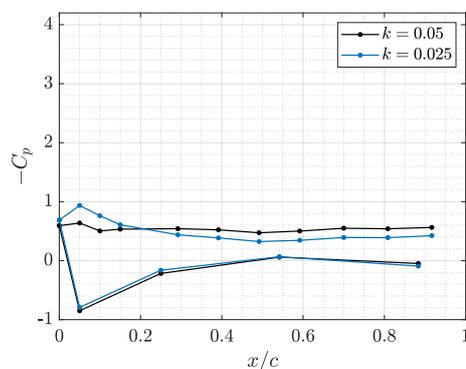

 (a) $\alpha_g = 20^\circ$, ①

 (b) $\alpha_g = 25^\circ$, ②

 (c) $\alpha_g = 30^\circ$, ③

 (d) $\alpha_g = 20^\circ$, ④

 (e) $\alpha_g = 15^\circ$, ⑤

FIGURE 2.22 – Comparaison des moyennes de phase des distributions de pression pour différents angles instantanés pour $k = 0.025$ et $k = 0.05$ et $\alpha_A = 15^\circ$. Le tripping n'est pas représentée par soucis de lisibilité cependant les données en sa position n'ont pas été considérées et une interpolation a alors été réalisée. Les numéros ① à ⑥ correspondent à différentes étapes du cycle mises en évidence sur la figure 2.6

vers le bord d'attaque avec l'augmentation de l'incidence. Cependant la différence de pression le long de la corde du côté extrados du profil reste supérieure à celle observée en condition quasi-statique. Lorsque la portance est proche d'atteindre son maximum,

il est observé sur la figure 2.22b, représentant la moyenne de phase de la distribution de pression pariétale pour l'angle instantané $\alpha_g = 25^\circ$, que la couche limite est partiellement attachée au profil en son bord d'attaque. Ainsi il est encore une fois retrouvé que la mise en mouvement du profil retarde la séparation totale de la couche limite du profil. En comparant cette distribution de pression à celle mesurée pour $k = 0.025$, il est intéressant de remarquer que la différence de pression du côté extrados du profil est beaucoup plus élevée pour $k = 0.05$ tout le long de la corde du profil. Ce phénomène pourrait être expliqué par la formation et la croissance d'un tourbillon de décrochage dynamique. En effet, un tel comportement de pression a été observée par Wei et al. [135] lors de la formation et du détachement d'un tourbillon de décrochage dynamique pour un profil NACA0012 dans un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds 1.5×10^6 en mouvement de tangage sinusoidal pour une incidence moyenne $\alpha_M = 15^\circ$, une amplitude $\alpha_A = 15^\circ$ et une fréquence réduite d'oscillation $k = 0.069$. Le détachement de ce tourbillon de grande échelle engendrerait alors la séparation massive de la couche limite et sa convection à la mi-corde du profil serait à l'origine du maximum de portance observé. La convection de ce tourbillon plus en aval du profil induirait ensuite une chute brutale de portance jusqu'à l'incidence maximale d'oscillation $\alpha_g = 30^\circ$. Ce scénario semble se confirmer en comparant les moyennes de phase des distributions de pression pariétale en $\alpha_g = 30^\circ$ pour $k = 0.025$ et $k = 0.05$ présentées sur la figure 2.22c. En effet il apparaît que bien que la couche limite soit entièrement séparée du profil, la différence de pression du côté extrados du profil est supérieure en condition dynamique. Cette différence pourrait alors être expliquée par la convection du tourbillon de décrochage dynamique [16]. Enfin lors de la phase descendante de l'oscillation, la portance continue de décroître jusqu'à atteindre une valeur minimale inférieure à celle observée pour toutes les fréquences quasi-statiques précédentes. La couche limite se rattache ensuite progressivement au profil comme illustré sur la figure 2.22e présentant la moyenne de phase de la distribution de pression pariétale pour l'angle instantané $\alpha_g = 15^\circ$. La couche limite retrouve alors un état similaire à son état initial pour une incidence proche de $\alpha_g = 5^\circ$. Enfin, comme pour les configurations de fréquences d'oscillation analysées précédemment, il est remarqué que la dispersion est plus importante proche de la remontée de portance avant la séparation totale de la couche limite et lors du rattachement.

Ainsi de manière générale il a été observé que le décrochage de la couche limite du profil en mouvement de tangage d'amplitude $\alpha_A = 15^\circ$ est caractérisé par une séparation partielle de la couche limite au bord de fuite et un retard dans la séparation totale de la couche limite du profil par rapport au processus identifié en condition statique. De plus, il semblerait que ce retard augmente avec la fréquence d'oscillation, tout comme la valeur maximale de la portance. En outre, différents comportements de portance ont été identifiés selon la fréquence d'oscillation. Pour les plus basses fréquences en régime quasi-statique, un comportement similaire au décrochage statique a été observé. Pour la fréquence quasi-statique la plus élevée, $k = 0.025$, un comportement transitoire avec une forte différence par rapport au comportement statique a été identifié. Pour la fréquence la plus élevée en régime dynamique, une forte suspicion de la présence d'un tourbillon de décrochage dynamique est avancée. Toutefois, des mesures supplémentaires permettant de visualiser l'écoulement seraient nécessaires pour confirmer cette hypothèse.

2.3.1.2 Influence de la fréquence d'oscillation sur le processus de décrochage pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 10^\circ$

L'évolution de la portance au cours d'une oscillation pour les quatre fréquences de tangage pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 10^\circ$ sont présentées sur la figure 2.23. Les mesures des 90 oscillations ainsi que la moyenne de phase sont exposées. Différents comportements sont alors observés selon la fréquence d'oscillation. Afin d'étudier en détail l'influence de la fréquence d'oscillation sur le décrochage du profil en mouvement de tangage, il est proposé d'analyser séparément les résultats obtenus pour $k = 0.005$ et $k = 0.01$ ainsi que $k = 0.025$ et $k = 0.05$.

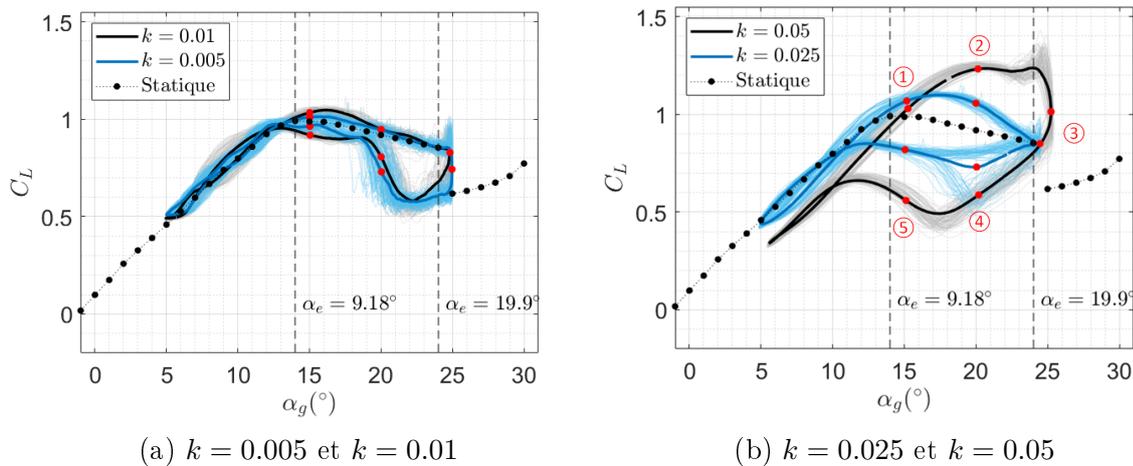


FIGURE 2.23 – Évolution du coefficient de portance en fonction de l'incidence pour (a) $k = 0.005$ et $k = 0.01$ et (b) $k = 0.025$ et $k = 0.05$ pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 10^\circ$. L'épaisseur des courbes représentées différencie la moyenne de phase de résultats obtenus pour les 90 oscillations.

Pour les deux fréquences d'oscillation $k = 0.005$ et $k = 0.01$, il apparaît que la portance admet un comportement similaire à la tendance de portance identifiée en condition statique. En effet, les deux chutes de portance identifiées en condition statique sont retrouvées avec une très légère augmentation de la portance maximale pour $k = 0.01$. En analysant les moyennes de phase des distributions de pression pariétale pour les angles instantanés $\alpha_g = 15^\circ$ et $\alpha_g = 20^\circ$ présentées sur les figures 2.24a et 2.24b, il est retrouvé que ces similitudes de portance témoignent d'une séparation de couche limite de bord de fuite. Il est intéressant de remarquer que bien que la courbe de portance pour $k = 0.005$ admette une discontinuité identique à celle observée en condition statique, un comportement différent est observé pour $k = 0.01$. En effet, suite au dépassement de l'angle de séparation total de la couche limite statique, la courbe de portance pour $k = 0.01$ ne diminue que très faiblement. Cela suggère que lorsque l'angle d'oscillation maximal est atteint la couche limite n'est toujours pas totalement séparée du profil pour $k = 0.01$. Un tel phénomène est en effet observé en comparant les moyennes de phase des distributions de pression pour $k = 0.005$ et $k = 0.01$ à un angle instantané $\alpha_g = 25^\circ$ sur la figure 2.24c. A cette incidence, la couche limite pour la configuration $k = 0.01$ est partiellement attachée au bord d'attaque du profil avec un fort pic d'aspiration qui maintient une portance élevée.

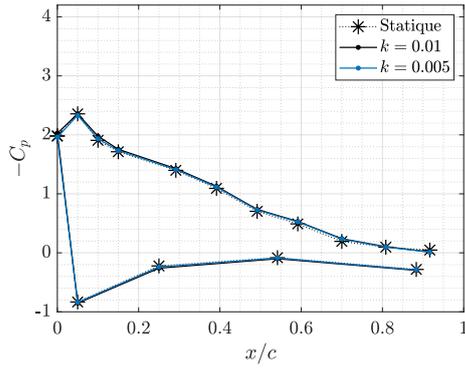
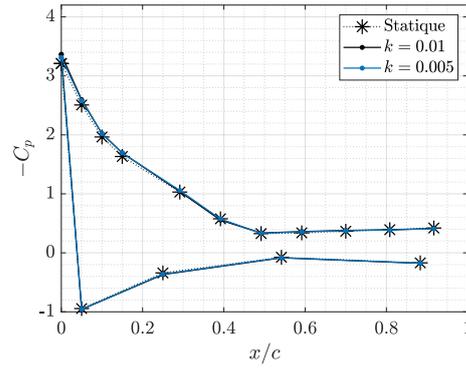
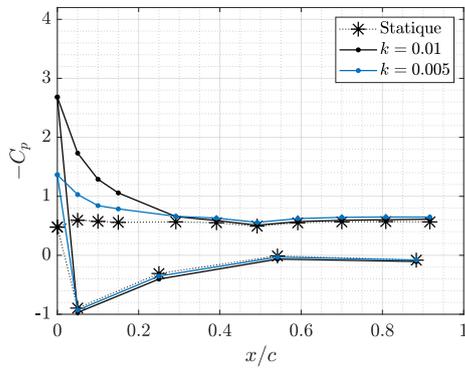
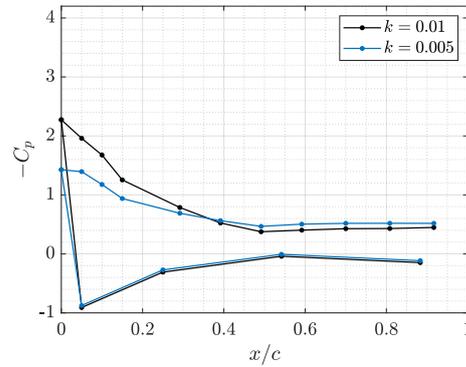
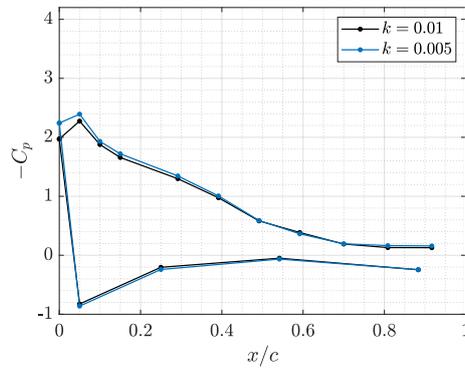

 (a) $\alpha_g = 15^\circ$, ①

 (b) $\alpha_g = 20^\circ$, ②

 (c) $\alpha_g = 25^\circ$, ③

 (d) $\alpha_g = 20^\circ$, ④

 (e) $\alpha_g = 15^\circ$, ⑤

FIGURE 2.24 – Comparaison des moyennes de phase des distributions de pression pour différents angles instantanés pour $k = 0.005$ et $k = 0.01$ et $\alpha_A = 10^\circ$. Le tripping n'est pas représentée par soucis de lisibilité cependant les données en sa position n'ont pas été considérées et une interpolation a alors été réalisée. Les numéros ① à ⑥ correspondent à différentes étapes du cycle mises en évidence sur la figure 2.23.

Au contraire, un très léger pic d'aspiration est observé pour $k = 0.005$ suggérant que la couche limite est sur le point de se séparer totalement. Lors de la diminution de l'in-

cidence, la portance continue de décroître fortement pour $k = 0.01$ et plus faiblement pour $k = 0.005$ avant d'atteindre un minimum identique puis le rattachement progressif de la couche limite pour des angles similaires, comme illustré sur les distributions de pression aux angles $\alpha_g = 20^\circ$ et $\alpha_g = 15^\circ$ sur les figures 2.24d et 2.24e, à l'origine de la formation d'une hystérésis de taille similaire. Il est intéressant de remarquer que la décroissance de portance pour $k = 0.005$ lors de la phase descendante de l'oscillation, suit la courbe de portance statique aux angles d'attaque élevés ce qui semble indiquer que l'hystérésis générée pour cette fréquence d'oscillation est identique à l'hystérésis engendrée en condition statique. Ainsi pour ces régimes quasi-statiques d'amplitude d'oscillation $\alpha_A = 10^\circ$, il apparaît que le processus de séparation et de décrochage de la couche limite est similaire à celui identifié lors du décrochage statique. Une légère différence observée lors de la seconde chute de portance pour $k = 0.01$ suggère tout de même que l'amplitude maximale d'oscillation très proche de l'angle de séparation totale de la couche limite en condition statique n'est pas suffisante pour permettre à la couche limite de se séparer totalement du profil oscillant.

Pour les fréquences plus élevées $k = 0.025$ et $k = 0.05$, des comportements bien différents sont observés. Tout comme mis en évidence lors de l'analyse de l'influence de la fréquence d'oscillation sur le comportement aérodynamique du profil soumis à un mouvement d'amplitude $\alpha_A = 15^\circ$, un important changement dans l'évolution de portance est remarqué lorsque la fréquence d'oscillation augmente de $k = 0.025$ à $k = 0.5$. Pour $k = 0.025$, la portance n'admet qu'une seule chute lors de la phase ascendante de l'oscillation, initiée pour un angle d'attaque $\alpha_g = 17^\circ$ à partir d'une valeur maximale d'environ 1.05. Lors de cette chute, la portance atteint une valeur minimale pour un angle d'attaque et une valeur identique à celle mesurée lors de la séparation totale de la couche limite en condition statique. Ainsi, comme observé pour $k = 0.01$, il semblerait que l'amplitude limitée du mouvement de tangage empêche la séparation totale de la couche limite du profil. En condition dynamique pour $k = 0.05$, un comportement distinct se manifeste, laissant supposer la présence d'un tourbillon de décrochage dynamique. En effet, au cours de la phase ascendante de l'oscillation aux faibles angles d'attaque, il est observé que la portance admet une croissance linéaire pour des valeurs inférieures à celles mesurées en condition statique. Lors de cette phase d'augmentation il est identifié à partir de la moyenne de phase des distributions de pression pariétale pour les angles instantanés $\alpha_g = 15^\circ$ et $\alpha_g = 20^\circ$ sur les figures 2.25a et 2.25b, que pour les deux fréquences, la couche limite subit une séparation de bord de fuite. De même que précédemment pour $\alpha_A = 15^\circ$, la différence de pression du côté extrados du profil est légèrement plus élevée pour $k = 0.05$ que pour $k = 0.025$.

Suite à cette première augmentation linéaire, la portance ne cesse de croître jusqu'à atteindre un maximum d'environ 1.25 pour l'angle de séparation totale de la couche limite en condition statique suggérant ainsi la formation d'un tourbillon de décrochage dynamique. De plus, sur la figure 2.25c, représentant la moyenne de phase des distributions de pression pariétale pour l'angle instantané $\alpha_g = 25^\circ$, l'augmentation de la différence de pression sur le côté extrados du profil pour $k = 0.05$ suggère la convection d'une structure de grande échelle au-dessus du profil. Enfin lorsque l'incidence dépasse l'angle de séparation totale de la couche limite statique, la portance entame sa décroissance. Pour $k = 0.025$, deux comportements distincts de portance sont observés lors de la diminution de l'incidence.

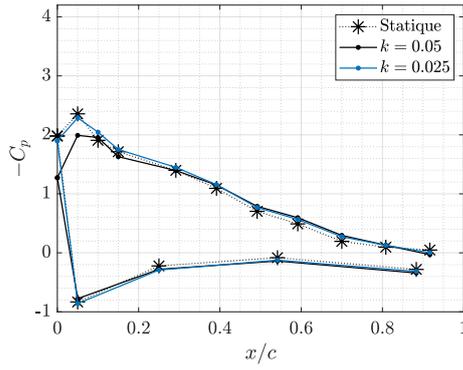
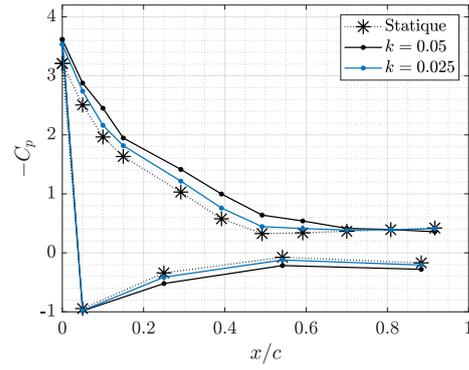
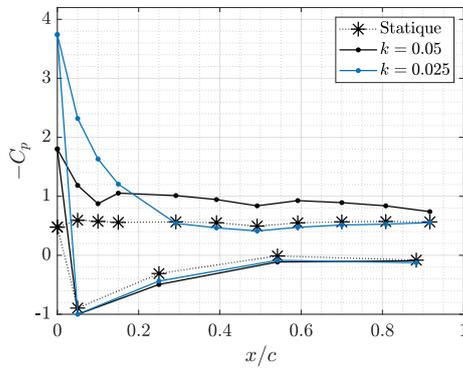
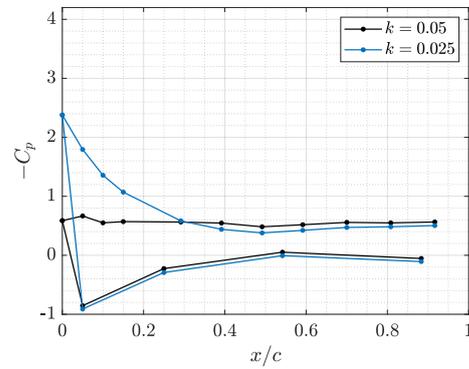
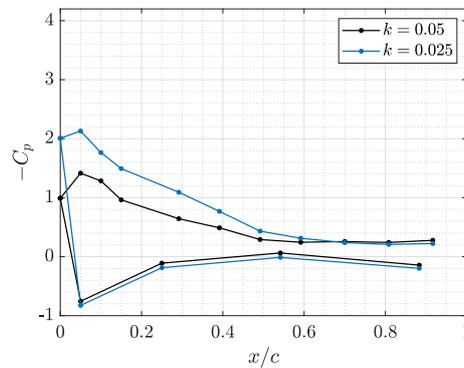

 (a) $\alpha_g = 15^\circ$, ①

 (b) $\alpha_g = 20^\circ$, ②

 (c) $\alpha_g = 25^\circ$, ③

 (d) $\alpha_g = 20^\circ$, ④

 (e) $\alpha_g = 15^\circ$, ⑤

FIGURE 2.25 – Comparaison des moyennes de phase des distributions de pression pour différents angles instantanés pour $k = 0.025$ et $k = 0.05$ et $\alpha_A = 10^\circ$. Le tripping n'est pas représentée par soucis de lisibilité cependant les données en sa position n'ont pas été considérées et une interpolation a alors été réalisée. Les numéros ① à ⑥ correspondent à différentes étapes du cycle mises en évidence sur la figure 2.23.

Deux chutes de pente différentes mettant un évidence un degré plus ou moins important de séparation de la couche limite sont identifiées. Dans le premier cette pente est relativement douce jusqu'à un minimum assez élevé. Dans le second cas, cette pente

s'aligne sur celle de $k = 0.05$ avant d'atteindre un minimum plus faible. En comparant la moyenne de phase des distributions de pression pariétale pour $k = 0.025$ et $k = 0.05$ pour un angle instantané $\alpha_g = 20^\circ$, il apparaît pour $k = 0.05$ que la couche limite est entièrement séparée du profil, voir figure 2.25d. Ainsi la chute de portance identique observée dans un des deux comportements possibles pour $k = 0.025$ met en évidence que la couche limite peut également se séparer entièrement du profil lors de la diminution de l'incidence. La moyenne de phase de la distribution de pression pariétale pour $k = 0.025$ étant pour autant partiellement attachée, cela suggère que le premier comportement possible est caractérisé par une chute de portance beaucoup plus faible correspond à une séparation partielle de la couche limite. Enfin, la couche limite finit par recoller au profil avec une ré-augmentation de la portance pour des angles légèrement différents selon la fréquence d'oscillation générant ainsi des hystérésis de taille différente. Comme indiqué sur la figure 2.25e représentant la moyenne de phase des distributions de pression pariétale pour $k = 0.025$ et $k = 0.05$ pour l'angle instantané $\alpha_g = 15^\circ$, ce recollement se fait progressivement du bord d'attaque au bord de fuite. Enfin, il peut être remarqué que la dispersion des mesures de portance est plus importante lorsque l'incidence se rapproche de l'incidence maximale et lors de la phase de rattachement. Ainsi pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 10^\circ$, il semblerait qu'en régime quasi-statique la séparation totale de la couche limite ne se produise pas toujours en raison d'un angle d'attaque maximal trop faible. Cependant, pour la fréquence d'oscillation la plus faible $k = 0.005$ et la fréquence d'oscillation la plus élevée $k = 0.05$ la séparation totale de la couche limite est atteinte avec pour le régime dynamique $k = 0.05$ la formation d'un tourbillon de décrochage dynamique. En régime quasi-statique caractérisé par la fréquence d'oscillation $k = 0.025$ il a été observé que la séparation de la couche limite admet un comportement bi-modal lors de la diminution de l'incidence.

Synthèse

Le décrochage du profil NACA63₃418 en mouvement de tangage est un phénomène complexe, étroitement dépendant de la fréquence et à l'amplitude des oscillations. Une amplitude d'oscillation trop faible peut empêcher la séparation totale de la couche limite. Pour les deux amplitudes d'oscillation examinées, $k = 0.05$ représente la limite en fréquence réduite entre les régimes quasi-statique et dynamique. En régimes quasi-statiques, le profil possède un comportement aérodynamique similaire à celui identifié en condition statique. Néanmoins quelques modifications de portance sont observées lors de l'augmentation de la fréquence au sein des régimes quasi-statiques. Pour les deux amplitudes d'oscillation, il a été remarqué que la fréquence réduite $k = 0.025$ représente un régime intermédiaire entre les régimes quasi-statique et dynamique. En régime dynamique, des phases similaires à celles identifiées dans la littérature ont été retrouvées avec la formation et la convection d'un tourbillon de décrochage dynamique. Cependant, des mesures supplémentaires de visualisation de l'écoulement permettraient de confirmer la présence du tourbillon de décrochage dynamique.

Afin d'identifier l'impact des différents comportements aérodynamiques observés lors de la variation de la fréquence et de l'amplitude d'oscillation sur le bruit généré par le profil, il est maintenant proposé d'analyser les caractéristiques acoustiques associées à

ces écoulements.

2.3.2 Définitions des régimes acoustiques

Comme cela a été mis en évidence précédemment dans la Section 1.2.3, le bruit généré lors du décrochage d'un profil en mouvement de tangage est sensiblement influencé par la fréquence et l'amplitude des oscillations [79]. L'impact de la fréquence d'oscillation sur le bruit d'un profil en mouvement de tangage a également été mis en évidence par Raus et al. [106], qui de plus ont montré que, pour des fréquences d'oscillation similaires à celles étudiées dans cette thèse, le bruit généré par le profil en mouvement comprend les régimes de bruit de décrochage identifiés en condition statique. Cependant, cette étude a été menée sur un profil NACA0012 à un nombre de Reynolds légèrement inférieur, ce qui soulève la nécessité de vérifier si les régimes de bruit observés lors du décrochage statique se reproduisent également lors de l'oscillation du profil NACA63₃418 pour un nombre de Reynolds de 4×10^5 . Afin d'analyser les caractéristiques spectrales du bruit généré lors de l'oscillation du profil NACA63₃418 en mouvement de tangage sinusoidal, une étude des spectrogrammes de la pression acoustique mesurée en champ lointain est réalisée. Les spectrogrammes fournissent des informations sur la manière dont les composantes fréquentielles du signal acoustique évoluent pendant le mouvement.

Dans le cadre de cette étude, le calcul des spectrogrammes est effectué en utilisant une transformée de Fourier à court terme des signaux de pression. Les signaux sont divisés en segments fenêtrés se chevauchant, et les spectrogrammes représentent une estimation de la densité spectrale de puissance sur chaque segment. Un filtre passe haut avec une fréquence de coupure de 50 Hz est appliqué aux signaux afin d'éliminer la contamination par le bruit de fond. Les spectrogrammes sont ensuite calculés avec un chevauchement de 80% et des tailles de fenêtre de respectivement 7000 échantillons, 3500 échantillons, 1400 échantillons et 700 échantillons pour les différentes fréquences d'oscillation $f_0 = 0.66$ Hz, $f_0 = 1.33$ Hz, $f_0 = 3.32$ Hz, et $f_0 = 6.63$ Hz. Cette variation du nombre d'échantillons avec la fréquence permet d'obtenir le même nombre de fenêtres par cycle et d'assurer ainsi une résolution en angle d'attaque identique pour les différentes fréquences. Les segments sont ensuite étendus à 8192 échantillons en utilisant le remplissage par zéros padding afin d'obtenir une résolution fréquentielle de 6.25 Hz également identique pour toutes les fréquences d'oscillation. Les spectrogrammes résultants possèdent alors respectivement des résolutions temporelles de 27 ms, 14 ms, 6 ms et 3 ms.

Pour les différentes configurations analysées, comprenant les quatre fréquences et les deux amplitudes d'oscillation, une variation périodique de la pression acoustique mesurée en champ lointain est obtenue au cours du mouvement. Il est alors observé pour toutes les configurations d'écoulement, que lorsque l'angle d'attaque augmente au-dessus d'une valeur critique une augmentation de l'énergie des spectres apparaît pour des fréquences inférieures à 1000 Hz et ce jusqu'à la diminution de l'angle d'attaque en-dessous d'une valeur critique. Ce comportement est comparable à celui identifié par Raus et al. [106] pour un profil NACA0012 en mouvement sinusoidal pour des fréquences d'oscillations réduites comprises entre $k = 0.01$ et $k = 0.05$, une incidence

moyenne $\alpha_M = 15^\circ$ et une amplitude $\alpha_A = 15^\circ$ dans un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds de 2.1×10^5 . En fonction de la fréquence et de l'amplitude d'oscillation, des différences sont néanmoins observées au niveau de l'angle d'attaque critique et de la répartition de l'énergie au sein de la zone à haute intensité. Les signaux acoustiques étant périodiques, il est proposé d'effectuer une analyse plus précise du comportement acoustique en fonction de ces paramètres à partir de la moyenne de phase des spectrogrammes. Ainsi, il est proposé d'étudier dans un premier temps l'influence de la variation de fréquence d'oscillation sur les caractéristiques acoustiques pour le profil soumis à un mouvement sinusoïdal d'amplitude $\alpha_A = 15^\circ$. Dans un second temps l'analyse sera menée pour le profil soumis à un mouvement sinusoïdal d'amplitude $\alpha_A = 10^\circ$.

2.3.2.1 Influence de la fréquence d'oscillation sur le bruit généré pour une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 15^\circ$

La figure 2.26 présente les spectrogrammes moyennés en phase pour les fréquences réduites d'oscillation $k = 0.005$, $k = 0.01$, $k = 0.025$ et $k = 0.5$. Il est observé sur cette figure que le bruit généré lors de l'oscillation du profil avec une amplitude $\alpha_A = 15^\circ$ est caractérisé par un motif semblable pour les fréquences associées au régime quasi-statique ($k \leq 0.025$). À une fréquence de régime dynamique $k = 0.05$, un comportement spectral fortement parasité est observé, suggérant que la mesure du bruit est perturbée par des sources de bruit externes. Cette interférence est attribuée au moteur, qui émettait un bruit perceptible à l'oreille lors des mesures expérimentales. Par conséquent, les caractéristiques du bruit de décrochage ne seront pas analysées pour cette fréquence.

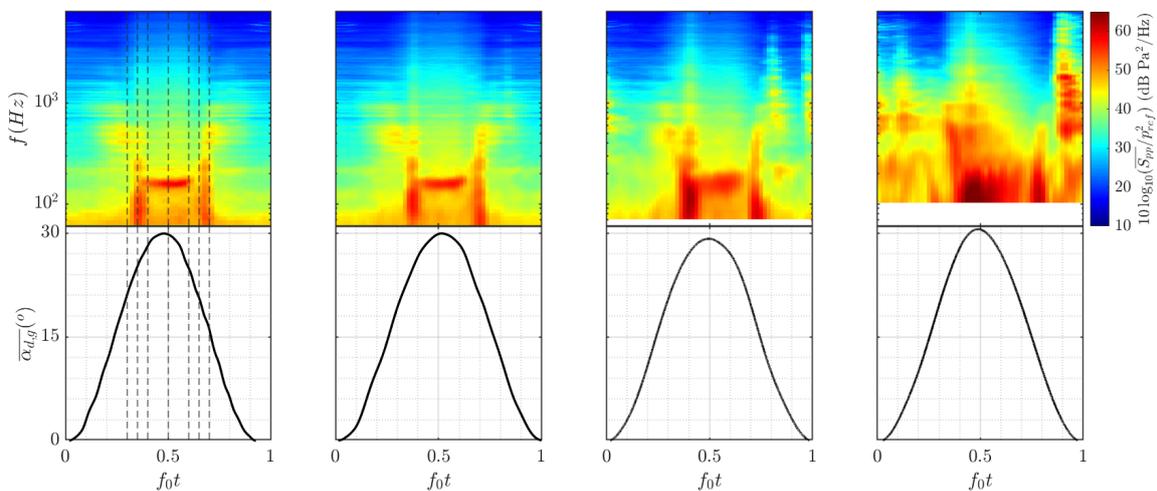


FIGURE 2.26 – Spectrogramme moyenné en phase de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour différentes fréquences d'oscillation et une amplitude $\alpha_A = 15^\circ$. Les lignes pointillés indiquent les angles d'attaque pour lesquels la DSP est calculée

Le motif observé pour les fréquences réduites $k = 0.005$, $k = 0.01$ et $k = 0.025$ est caractérisé par la présence de régimes acoustiques distincts. Premièrement lors de l'augmentation de l'incidence, un bruit large bande apparaît pour des fréquences autour de 400 Hz, suivi d'un bruit de plus forte intensité pour des fréquences comprises entre

60 Hz et 300 Hz. Pour la phase d'incidence maximale un bruit spectral centré autour de 160 Hz est observé. Lors de la phase descendante de l'oscillation il est remarqué que ces régimes se répètent en sens inverse. Il est intéressant de remarquer que le motif spectral comprenant ces différentes phases, n'est pas centré autour de l'angle d'attaque maximal du mouvement sinusoïdal ce qui met en évidence que l'hystérésis identifiée dans les caractéristiques aérodynamiques du profil se retrouve également dans son comportement spectral. Il est également remarqué que selon la fréquence d'oscillation ces motifs possèdent quelques différences. En effet, pour les deux régimes quasi-statiques de fréquence réduite $k = 0.005$ et $k = 0.01$, il est observé que les spectrogrammes de pression acoustique en champ lointain sont symétriques avec des bruits de large bande similaires de part et d'autre du pic tonal lors de l'augmentation et de la diminution de l'angle d'attaque. Pour le régime quasi-statique de plus haute fréquence $k = 0.025$, identifié comme un régime aérodynamique transitoire, la symétrie du spectrogramme disparaît avec l'augmentation de l'amplitude et de la durée du bruit large bande généré lors de la phase ascendante de l'oscillation. Par ailleurs, il est également observé que le bruit large bande autour de 400 Hz semble être parasité par un bruit extérieur, attribuable au moteur. Enfin de manière générale il apparaît que l'augmentation de la fréquence d'oscillation induit un élargissement du pic spectral observé à incidence élevée.

En mettant ces résultats en parallèle avec le comportement aérodynamique identifié, il est mis en évidence que le premier bruit large bande autour de 400 Hz apparaît lors de la séparation partielle de la couche limite au bord de fuite et de son rattachement lors de la phase descendante. Le bruit de large bande compris entre 60 Hz et 300 Hz se manifeste pour des angles d'attaque proches de la séparation totale de la couche limite du profil et de son rattachement partiel lors de la diminution de l'incidence. Enfin, le bruit tonal est perçu lorsque la couche limite est totalement séparée du profil aussi bien lors de la montée que de la descente, tant que la portance diminue. Afin de caractériser plus précisément ces régimes acoustiques, il est proposé d'analyser les densités spectrales de puissance de la pression acoustique mesurée en champ lointain lors de ces phases acoustiques caractéristiques. Pour cela les DSP de sept angles d'attaques associés aux différents régimes sont extraites des spectrogrammes. La comparaison de ces DSP pour $k = 0.005$ est présentée sur la figure 2.27.

Les régimes de bruit précédemment identifiés en conditions statiques sont retrouvés en condition quasi-statique pour $k = 0.005$. Ces régimes composant le motif spectral observé à toutes les fréquences d'oscillation quasi-statiques, il en est déduit qu'ils se manifestent pour l'ensemble des régimes quasi-statiques examinés. Lorsque l'incidence est proche de l'angle de séparation partielle de la couche limite en $\alpha_g = 21^\circ$, un bruit de séparation large bande est premièrement identifié lors de la phase ascendante de l'oscillation avec une augmentation de l'amplitude autour de 400 Hz. Avec l'augmentation de l'incidence proche de l'angle de séparation totale de la couche limite en $\alpha_g = 25^\circ$, le bruit large bande de basse fréquence du régime acoustique de décrochage léger est discerné. Enfin lorsque l'incidence continue de croître, le pic spectral centré autour d'un nombre de Strouhal projeté de $St = 0.018$ caractéristique du régime acoustique de décrochage profond apparaît autour de $\alpha_g = 28^\circ$ avant d'atteindre une amplitude maximale en $\alpha_g = 30^\circ$. Lors de la phase descendante de l'oscillation ces régimes sont également observés avec une légère diminution générale en amplitude.

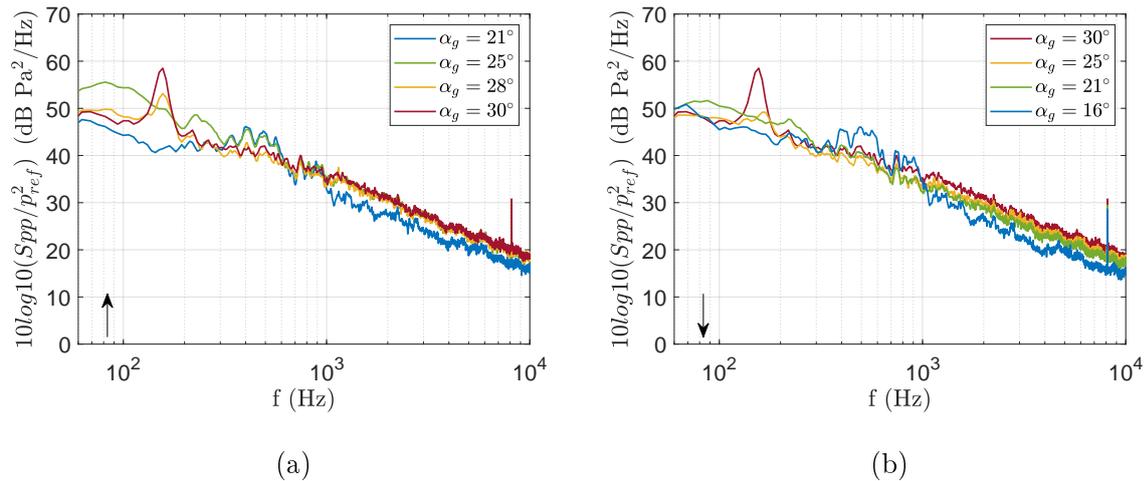


FIGURE 2.27 – Comparaison des densités spectrales de puissance moyennée en phase de la pression acoustique mesurée en champ lointain à différentes incidence instantanées pour $k = 0.005$ et $\alpha_A = 15^\circ$ lors de (a) l’augmentation et (b) la diminution de l’incidence, avec $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} Pa$

Cette analyse approfondie des régimes acoustiques révèle que l’augmentation de la durée du bruit large bande pour $k = 0.025$ provient d’une modification du régime de bruit de décrochage léger. En examinant la courbe de portance correspondante sur la figure 2.20a, il apparaît que cette observation peut s’expliquer par une pente moins abrupte lors de la seconde chute de portance qui conduit alors à une augmentation de la durée nécessaire pour obtenir la séparation totale de la couche limite. De plus, en supposant que le bruit de décrochage profond est généré par un tourbillon de grande échelle [88], l’augmentation de la largeur du bruit tonal associé avec la fréquence d’oscillation pourrait être attribué à la perte de cohérence du tourbillon dont la fréquence doit constamment s’adapter à la variation de plus en plus rapide de l’angle d’attaque [106].

2.3.2.2 Influence de la fréquence d’oscillation sur le bruit généré pour une amplitude d’oscillation $\alpha_A = 10^\circ$

Les spectrogrammes moyennés en phase de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour $k = 0.005$, $k = 0.01$, $k = 0.025$ et $k = 0.05$ sont présentés sur la figure 2.28. Le bruit généré lors de l’oscillation du profil avec une amplitude $\alpha_A = 10^\circ$ est caractérisé par un motif commun à toutes les fréquences quasi-statique d’oscillation. Pour $k = 0.05$, le spectrogramme est parasité par du bruit externe comme avec $\alpha_A = 15^\circ$. Ainsi les caractéristiques spectrales du bruit généré par le profil à cette fréquence d’oscillation ne seront pas étudiées.

Concernant les régimes quasi-statiques, il est intéressant de remarquer que le motif spectral du bruit généré est différent de celui observé pour le profil oscillant avec un mouvement d’amplitude $\alpha_A = 15^\circ$. En effet, bien que les bruits large bande centrés autour de 400 Hz et compris entre 60 Hz et 300 Hz, sont retrouvés, aussi bien lors de la

phase ascendante que descendante de l'oscillation, le bruit tonal de bande étroite n'est observé que pour $k = 0.005$.

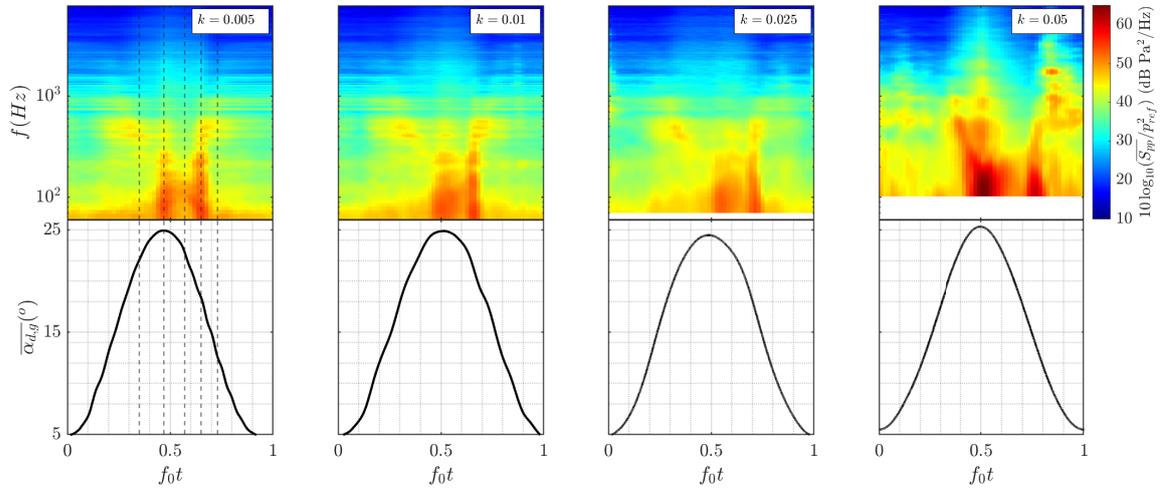


FIGURE 2.28 – Spectrogramme moyenné en phase de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour différentes fréquences d'oscillation et une amplitude $\alpha_A = 10^\circ$. Les lignes pointillés indiquent les angles d'attaque pour lesquels la DSP est calculée

De plus, le pic apparaît pour une durée plus courte et sur une bande de fréquence plus large que celle observée pour $\alpha_A = 15^\circ$. Pour les fréquences du régime quasi-statiques supérieures, $k = 0.01$ et $k = 0.025$, la durée du bruit large bande généré lors de la phase ascendante de l'oscillation augmente ce qui induit alors une succession de deux régimes de bruit large bande lors de la phase descendante de l'oscillation. Cependant, il est essentiel de rappeler que pour $k = 0.025$, un comportement aérodynamique bimodal a été identifié et qu'il est ici présenté la moyenne de phase du spectrogramme. Enfin, comme précédemment, il est retrouvé que le motif spectral n'est pas centré autour de l'angle d'attaque maximal du mouvement sinusoïdal ce qui met en évidence que l'hystérésis identifiée dans le comportement de portance influence les variations acoustiques du bruit généré par le profil en mouvement.

En mettant ces résultats en parallèle avec le comportement aérodynamique identifié, il est retrouvé que le premier bruit large bande autour de 400 Hz apparaît lors de la séparation partielle de la couche limite au bord de fuite et de son rattachement lors de la phase descendante. Le bruit large bande compris entre 60 Hz et 300 Hz se manifeste pour des angles d'attaque proches de la séparation totale de la couche limite du profil et de son rattachement partiel lors de la diminution de l'incidence. De plus, pour $k = 0.005$, il est observé que le bruit tonal de bande étroite est généré lorsque la couche limite est totalement séparée du profil. Nous supposons que ce régime de bruit ne se manifeste pas aux fréquences d'oscillation plus élevées en raison de la faible valeur de l'angle d'attaque maximal d'oscillation qui ne permet pas la séparation totale de la couche limite dans ces conditions d'écoulement. Afin de confirmer l'identification des régimes acoustiques pour cette amplitude d'oscillation, il est proposé d'analyser les densités spectrales de puissance de la pression acoustique mesurée en champ lointain. Pour cela les DSP de quatre angles d'attaques associés aux différents régimes acoustiques sont extraites des spectrogrammes. La comparaison de ces DSP pour $k = 0.005$ est présentée

sur la figure 2.29.

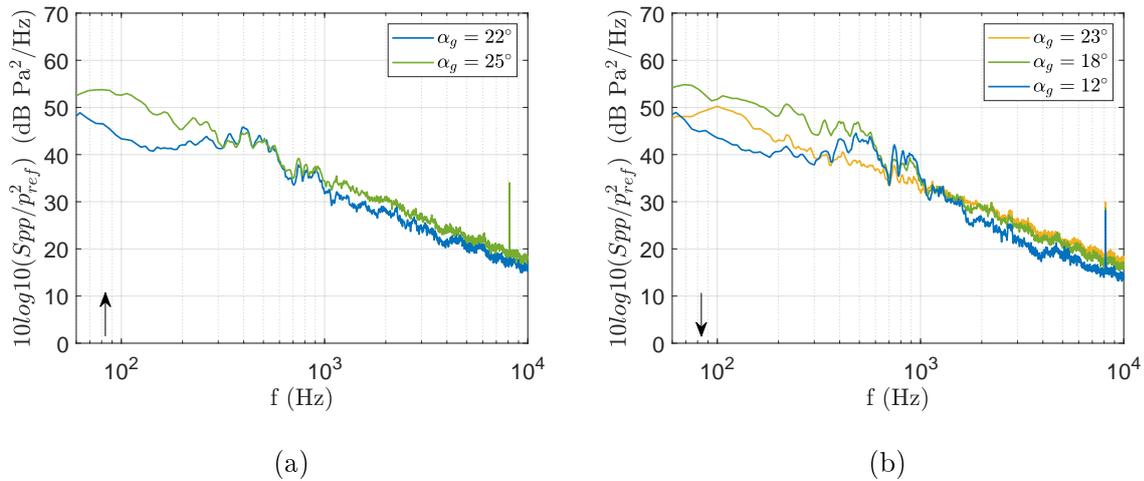


FIGURE 2.29 – Comparaison des densités spectrales de puissance moyennée en phase de la pression acoustique mesurée en champ lointain à différentes incidence instantanées pour $k = 0.005$ et $\alpha_A = 10^\circ$ lors de (a) l’augmentation et (b) la diminution de l’incidence, avec $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} Pa$

Les régimes de bruit identifiés en condition statique sont également présents en condition quasi-statiques pour $k = 0.005$. Lorsque l’incidence est proche de l’angle de séparation partielle de la couche limite en $\alpha_g = 22^\circ$, un bruit de séparation large bande est premièrement identifié lors de la phase ascendante de l’oscillation. Avec l’augmentation de l’incidence proche de l’angle de séparation totale de la couche limite en $\alpha_g = 25^\circ$, le bruit large bande de basse fréquence du régime acoustique de décrochage léger est discerné. Lors de la phase descendante de l’oscillation, un bruit de bande de fréquence plus étroite centré autour de 100 Hz est observé pour $\alpha_g = 23^\circ$. Ce régime acoustique s’apparente alors à un régime transitoire entre le bruit de décrochage léger et de décrochage profond. Enfin, les régimes de bruit de décrochage léger de séparation sont également retrouvés lors de la diminution en incidence.

Synthèse

Lorsque le profil NACA63₃418 est en mouvement de tangage sinusoïdal pour une amplitude moyenne $\alpha_M = 15^\circ$ et des amplitude d’oscillation $\alpha_A = 10^\circ$ et $\alpha_A = 15^\circ$, les régimes de bruit de décrochage statiques sont retrouvés en condition quasi-statique comme identifié par Raus et al. [106] pour le profil NACA0012. Pour une amplitude d’oscillation de $\alpha_A = 10^\circ$, le régime acoustique associé au décrochage profond n’est pas atteint pour $k = 0.01$ et $k = 0.025$ en raison de l’absence de séparation totale de la couche limite. Enfin il serait intéressant par la suite d’étudier plus en détail l’influence du comportement de portance bimodal pour $k = 0.025$ sur les caractéristiques acoustiques en réalisant une étude non moyennée en phase.

Conclusion du chapitre

Cette étude a permis d'identifier les comportements aérodynamique et acoustique du profil NACA63₃418, tant en conditions statiques que lors de mouvements de tangage oscillatoires. Une partie des résultats exposés dans cette thèse a été présentée dans l'article [105] auquel j'ai contribué en tant que co-auteurice.

Tout d'abord, une vaste base de données expérimentales présentant la caractéristique majeure d'intégrer des mesures synchronisées du comportement aérodynamique et acoustique du profil NACA63₃418 jusqu'à présent peu exploré dans la littérature a été constituée. Cette base de données possède l'avantage de tenir compte d'une multitude de paramètres d'écoulement, notamment la vitesse et le niveau de turbulence de l'écoulement incident avec l'introduction ou non de grilles de turbulence et de tripping et la possibilité de mener des mesures en condition statique ou dynamique pour différentes fréquences et amplitudes d'oscillation. En condition statique, il a été identifié par analyse des coefficients de portance et des coefficients de pression pariétale que, face au développement et l'intensification d'un gradient de pression adverse généré par une augmentation de l'incidence de l'écoulement, le décrochage du profil NACA63₃418 se caractérise par une séparation de couche limite en deux temps initiée par une séparation partielle typique du décrochage de bord fuite jusqu'à une séparation totale dont l'origine précise n'a pas pu être clairement identifiée avec les seules mesures de pression pariétale. De plus, l'identification du processus de décrochage a été validé par comparaison avec des simulations Xfoil ce qui a également permis de mettre en évidence le rôle primordial de la discrétisation des sondes de pression pariétale lors des mesures expérimentales. Il a également été identifié que ce comportement aérodynamique engendre la présence de trois régimes acoustiques distincts lors de la séparation et le décollement de la couche limite : le bruit de séparation, le bruit de décrochage léger et le bruit de décrochage profond. De plus, le rôle du tripping a été vérifié, et la robustesse des régimes de bruit de décrochage statique a été mise en évidence. Pour le profil NACA63₃418 oscillant avec un mouvement de tangage sinusoidal, il a été montré que plusieurs comportements aérodynamiques et acoustiques se distinguent selon la fréquence et l'amplitude du mouvement oscillatoire. Pour les régimes quasi-statiques, les régimes de bruit de séparation, de décrochage léger de décrochage profond identifiés en condition statique sont également générés lors de l'oscillation. Toutefois, ces régimes de bruit de décrochage, ainsi que le comportement aérodynamique du profil, subissent de légères modifications lorsque la fréquence d'oscillation augmente. En effet, un régime transitoire a été identifié pour $k = 0.025$, la plus haute fréquence réduite de régime quasi-statique analysée. Enfin, il a également été mis en évidence qu'une amplitude d'oscillation trop proche de l'angle de séparation totale de la couche limite statique peut empêcher la couche limite de se séparer totalement du profil lors de l'oscillation et ainsi empêcher la génération de bruit de décrochage profond.

Les conditions d'apparition et les caractéristiques spectrales du bruit de décrochage du profil NACA63₃418 en condition statique et lors du mouvement de tangage oscillatoire du profil ayant été identifiées, l'intérêt se porte maintenant sur le développement de méthodes d'analyse permettant d'identifier les phénomènes aérodynamiques à l'origine de ces différents régimes acoustiques.

Perspectives

À la lumière des résultats présentés dans ce chapitre, il semble pertinent d'envisager la réalisation d'études complémentaires visant à approfondir certains aspects, comme par exemple :

- Réaliser une étude expérimentale visant à déterminer combien de sondes de pression pariétale sont requises le long de la corde du profil afin de capturer de manière exhaustive le comportement aérodynamique de la couche limite, ainsi que leurs positions optimales.
- Développer des corrections d'angles d'attaque pour des profils en mouvement de tangage en soufflerie à jet ouvert. Une piste de recherche peut être de comparer des expériences de profil oscillant menées dans des souffleries de géométrie différente et de tester les corrections déjà existantes en condition statique.
- Approfondir l'analyse aérodynamique et acoustique du comportement bimodal identifié en régime quasi-statique pour $k = 0.025$ et $\alpha_M = 10^\circ$. Cette démarche pourrait être réalisée en effectuant une étude statistique des mesures effectuées au cours de cette campagne expérimentale. Il peut également être envisagé d'effectuer des mesures supplémentaires de fluctuations de pression pariétale qui pourraient être utiles afin d'identifier les phénomènes sous-jacents à ce comportement.
- Enfin, il est évident qu'une lacune dans cette analyse réside dans l'étude du comportement aérodynamique en trois dimensions (3D). Par conséquent, il serait envisageable de réaliser des analyses prenant en considération ces effets, en examinant par exemple les mesures effectuées le long de l'envergure du profil au sein de cette campagne expérimentale. De plus, il pourrait être envisagé d'effectuer de nouvelles mesures en utilisant une balance d'effort, ce qui, par comparaison avec l'analyse en deux dimensions, pourrait fournir un aperçu des effets tridimensionnels du décrochage.

CHAPITRE

3

DÉVELOPPEMENT D'UN PROTOCOLE D'IDENTIFICATION DES STRUCTURES AÉRODYNAMIQUES À L'ORIGINE DU BRUIT DE DÉCROCHAGE

Sommaire

3.1	Réalisation d'une campagne de mesures expérimentales	103
3.1.1	Présentation du montage expérimental et de la campagne de mesures	103
3.1.1.1	Présentation de la TR-PIV utilisée dans la campagne de mesures	104
3.1.1.2	Les mesures aérodynamiques et acoustiques	105
3.1.2	Traitement des images de 2D TR-PIV	106
3.1.2.1	Masque en statique	106
3.1.2.2	Identification du mouvement en condition dynamique	107
3.1.3	Limites du montage expérimental	108
3.1.3.1	Comparaison du comportement acoustique du profil instrumenté et du profil de TR-PIV	108
3.1.3.2	Perte de données proche paroi	111
3.2	Processus d'identification des structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage	111
3.2.1	Caractérisation de l'écoulement et identification des structures aérodynamiques	112
3.2.1.1	Lignes de courant et tenseur de Reynolds	113
3.2.1.2	Identification par la méthode des quadrants	113
3.2.1.3	Identification par la méthode Γ_2	115

- 3.2.2 Etude de l'interaction entre les données aérodynamiques et acoustiques 116
 - 3.2.2.1 Corrélation aéroacoustique 116
 - 3.2.2.2 Densité spectrale de puissance de corrélation 117
- 3.2.3 Identification des structures aérodynamiques liées au bruit . . . 117
 - 3.2.3.1 Méthode de décomposition aux valeurs propres 118
 - 3.2.3.2 La POD 119
 - 3.2.3.3 La POD spectrale (SPOD) 122

Objectifs du chapitre

Les structures turbulentes jouant un rôle important dans le bruit produit par un écoulement, l'objectif de ce chapitre est de **développer un protocole permettant d'identifier les structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage en conditions statique et dynamique**. Pour cela, une campagne expérimentale permettant de mesurer le champ de vitesse par vélocimétrie par images de particules résolue en temps et la pression acoustique champ lointain de manière synchronisée est réalisée. Un protocole d'analyse de ces données permettant l'identification des structures et l'étude de leur lien avec les caractéristiques spectrales du bruit de décrochage est développé.

3.1 Réalisation d'une campagne de mesures expérimentales

Suite à la première campagne de mesure effectuée avec un profil instrumenté décrite dans la Section 2.1, l'objectif de cette seconde campagne de mesure est d'obtenir des mesures du champ de vitesse autour du profil de manière synchronisée avec des mesures acoustiques afin de permettre l'identification des structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage en conditions statique et dynamique. Pour cela, des mesures synchronisées de vélocimétrie par images de particules résolue dans le temps (TR-PIV) en champ proche du profil et de microphone en champ lointain sont réalisées. Comme précédemment, l'expérience a été développée au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'École Centrale de Lyon par Emmanuel Jondeau, Pascal Souchotte et Michel Roger. Mon rôle a alors été d'effectuer la campagne de mesures expérimentales avec David Raus, post-doctorant de l'ENSTA participant également au projet PIBE à cette époque. Cette campagne d'essais a été réalisée durant la période de fin 2020 à début 2021. La matrice d'essai détaillée de cette seconde campagne de mesure expérimentale est présentée dans l'Annexe B.

3.1.1 Présentation du montage expérimental et de la campagne de mesures

La vélocimétrie par image de particule (PIV) est une technique expérimentale de visualisation d'écoulement très répandue en aérodynamique [89, 141, 90]. Différentes catégories de vélocimétrie par image de particules se distinguent selon la méthode expérimentale utilisée. Les méthodes les plus couramment rencontrés sont la vélocimétrie par image de particule classique mesurées en deux dimensions (2D-PIV), la PIV tomographique qui permet de mesurer les composantes du champ de vitesse de l'écoulement selon trois dimensions (Tomo-PIV), la PIV résolue en temps (TR-PIV) et la PIV stéréoscopique (Stereo PIV) combinant l'utilisation de deux caméras. Dans le cadre de cette campagne expérimentale, des mesures de PIV bidimensionnelles résolues en temps (2D TR-PIV) ont été réalisées à mi-envergure du profil. La paramétrisation de la 2D

TR-PIV a été réalisée par l'équipe du LMFA. Ainsi l'objectif ici est de présenter la méthode en générale, sans entrer dans la justification des choix de paramètres.

3.1.1.1 Présentation de la TR-PIV utilisée dans la campagne de mesures

Dans le cadre de cette campagne expérimentale, les champs de vitesse sont mesurés à l'aide d'un système de TR-PIV bidimensionnelle dans le plan horizontal (x, y) du côté ex trados du profil, comme illustré dans la figure 3.1. Ce système comprend des particules d'ensemencement dont les caractéristiques sont choisies de manière à ne pas altérer la dynamique de l'écoulement, une source lumineuse capable de fournir une lumière monochromatique de grande puissance qui puisse être transformée en une fine nappe d'intensité homogène ainsi qu'une caméra rapide permettant d'enregistrer les images des particules. Une caméra rapide Phantom VEO1310 est ainsi positionnée au-dessus du disque supérieur de guidage. Pour maximiser la taille de la zone du champ de la caméra située dans le sillage du profil, la caméra est tournée autour de l'axe z d'un angle de -15° , correspondant à l'incidence moyenne du profil en oscillation. De plus, pour éviter les réflexions lumineuses générées par la paroi du profil, la caméra est inclinée autour de l'axe x de $+3^\circ$. La distorsion résultante est alors corrigée lors de l'étape de calibration en utilisant une mire de calibration tridimensionnelle.

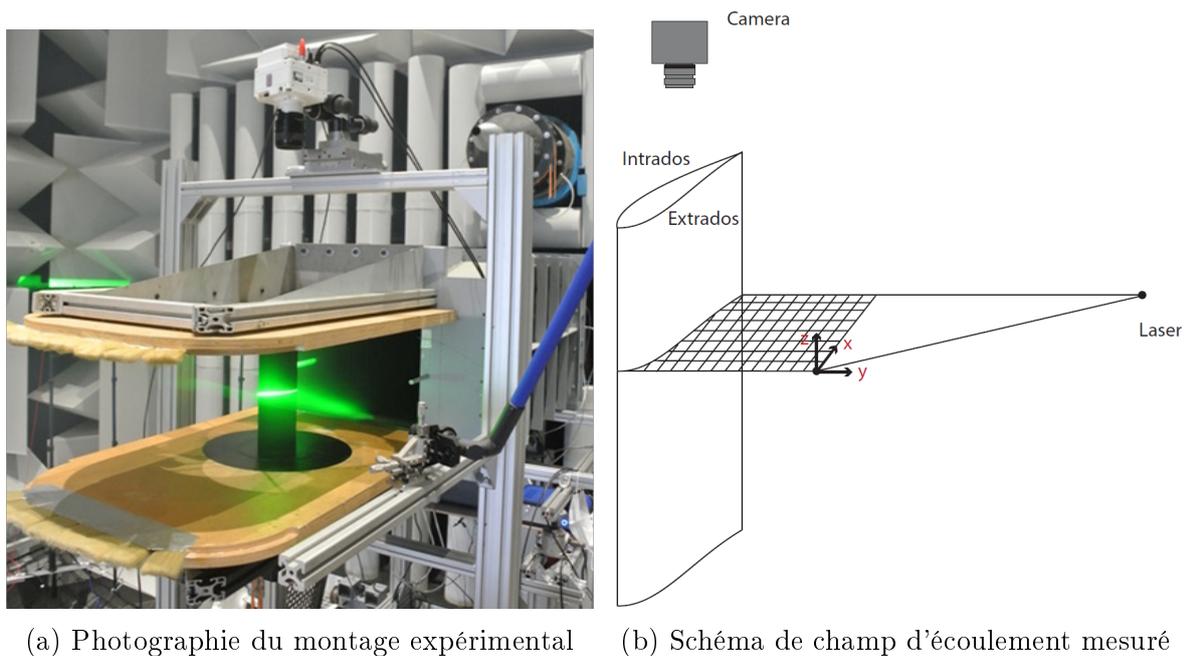


FIGURE 3.1 – Représentation du montage expérimental de TR-PIV bidimensionnel dans la soufflerie anéchoïque du LMFA.

L'ensemencement de l'écoulement est effectué avec des particules "Feuerwehr Extra" SAFEX Inside Nebelfluid, d'un diamètre moyen de $1 \mu\text{m}$. Les particules sont injectées à l'entrée du compresseur, bien en amont de la zone de mesure. Elles parcourent ensuite toute la longueur de la soufflerie, assurant ainsi une homogénéisation complète de leur répartition dans l'écoulement. Des mesures du diamètre des particules par anémométrie phase Doppler (PDA) ont permis d'obtenir des histogrammes révélant une distribution de taille allant de $0.514 \mu\text{m}$ (limite inférieure contrainte par la longueur d'onde du

faisceau laser vert) à $3\ \mu\text{m}$, avec un diamètre moyen des particules d'environ $1\ \mu\text{m}$. Cela se traduit par des particules qui suivent efficacement l'écoulement et qui sont uniformément réparties. Les particules sont éclairées à $532\ \text{nm}$ par un laser Mesa PIV 532-120-M d'Amplitude Laser® à double impulsion, fournissant $9\ \text{mJ}$ par impulsion, connecté à un bras articulé. Les mesures de champ de vitesse sont effectuées dans un champ de vision de $166.8 \times 222\ \text{mm}^2$ avec une résolution spatiale de $5.76\ \text{px/mm}$. L'acquisition et le traitement des données sont effectués avec le logiciel Davis 10.1.2 de Lavisision [69]. La fréquence d'échantillonnage de TR-PIV est $f_{PIV} = 3\ \text{kHz}$ pour une durée d'acquisition de $1.65\ \text{s}$, soit 4953 images enregistrées pour chaque acquisition. Cette durée d'acquisition est fixée par la limite de la mémoire de la caméra. Les champs de vecteurs de vitesse sont ensuite calculés à l'aide d'un algorithme de corrélation croisée multipass avec une taille de fenêtre d'interrogation finale de $16 \times 16\ \text{px}^2$ et un chevauchement de 50% . Une explication plus approfondie de cet algorithme et de ces paramètres peut être trouvée dans l'étude de Raffel et al. [104]. Des critères de sélection basés sur le rapport de crête et des valeurs seuils résiduelles sont ensuite appliqués en post-traitement afin d'éliminer les potentiels vecteurs parasites.

3.1.1.2 Les mesures aérodynamiques et acoustiques

Cette seconde campagne de mesure expérimentale a été menée dans des conditions d'écoulement identiques à celles de la première campagne de mesure décrites précédemment dans la section 2.1.1.1. La principale différence réside dans l'installation d'un dispositif d'acquisition de données de vélocimétrie par imagerie de particules, ainsi que l'utilisation d'un profil NACA63₃418 non équipé de sondes de pression pariétale à mi-envergure afin de prévenir tout endommagement des sondes de pression lors de l'introduction de particules d'ensemencement nécessaires aux mesures de 2D TR-PIV.

Les mesures 2D TR-PIV sont réalisées de manière synchronisée avec des mesures acoustiques en champ lointain. Comme lors de la première campagne de mesures, le bruit perçu en champ lointain est mesuré grâce à un arc de cercle de 13 microphones Gras 46BE placé dans le plan médian à $2\ \text{m}$ du centre du profil du côté intrados. Les mesures de pression acoustiques sont effectuées avec une fréquence d'acquisition $f_{s_{micro}} = 51.2\ \text{kHz}$. De plus, afin de tenir compte du temps de propagation acoustique, une durée d'acquisition acoustique de $2\ \text{s}$, légèrement plus longue que la durée d'acquisition TR-PIV, a été choisie. Les signaux de déclenchement du microphone et du laser ont été enregistrés pour synchroniser les données PIV et acoustiques lors de l'analyse des données. En condition statique des mesures ont été réalisées pour quatre angles d'attaque de valeur effective $\alpha_e = -0.6^\circ$, $\alpha_e = 0.65^\circ$, $\alpha_e = 10.19^\circ$, $\alpha_e = 13.37^\circ$, $\alpha_g = 23.8^\circ$, $\alpha_e = 26.26^\circ$ correspondants aux différents régimes de séparation de couche limite identifiés précédemment dans la Section 2.2. Pour chaque angle, les mesures sont répétées dix fois de manière indépendante. En condition dynamique, les mesures ont été réalisées pour le profil en mouvement de tangage sinusoidal avec une incidence moyenne $\alpha_M = 15^\circ$, une amplitude d'oscillation $\alpha_A = 15^\circ$ pour cinq fréquences d'oscillation différentes : $f_0 = 0.66\ \text{Hz}$, $f_0 = 1.66\ \text{Hz}$, $f_0 = 3.32\ \text{Hz}$, $f_0 = 4.9\ \text{Hz}$ et $f_0 = 6.6\ \text{Hz}$. Pour chaque configuration de mouvement, les mesures ont été répétées plusieurs fois de manière indépendantes afin d'obtenir un nombre total de 20 oscillations.

Comme précédemment avec le profil instrumenté, différentes configurations d'écoulement ont été élaborées et mesurées avec et sans ajout de grille de turbulence amont,

de tripping sur l'intrados du profil et pour différentes vitesses d'écoulement comprises entre 25 m.s^{-1} et 75 m.s^{-1} . Dans le cadre de ce chapitre seule la configuration sans grille de turbulence amont et avec tripping intrados pour un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds basé sur la corde de $Re = 4 \times 10^5$ a été analysée. Enfin, des mesures purement acoustiques ont également été réalisées sur des durées d'acquisition plus longues afin de comparer les comportements acoustiques des profils NACA63₃418 utilisés lors de ces deux campagnes d'essais. En condition statique ces mesures ont été réalisées sur des durées de 30s, en condition dynamique sur 100 oscillations. Des mesures du bruit de fond de 30s ont également été effectuées.

3.1.2 Traitement des images de 2D TR-PIV

Afin de faciliter l'analyse et l'interprétation des résultats de 2D TR-PIV, des traitements supplémentaires des images enregistrées lors de la 2D TR-PIV ont été développés. En condition statique, un pré-traitement de masquage du profil et de son ombre a été élaboré afin de faciliter l'interprétation des résultats et d'éviter que de fausses données dues à la réverbération du laser près de la paroi n'interfèrent lors des calculs de corrélation d'images. En condition dynamique, un post-traitement a été développé pour identifier la position du profil au cours du temps. En effet, le signal du moteur n'ayant pas été enregistré lors des mesures synchronisées de 2D TR-PIV et d'acoustique, il a été nécessaire de développer une méthode permettant d'identifier la position du profil au cours du temps.

3.1.2.1 Masque en statique

Lors de l'illumination de l'écoulement par le faisceau laser, seules les caractéristiques de l'écoulement présentes du côté extrados du profil sont rendues visibles. Ainsi une zone d'ombre se forme du côté intrados du profil, ce qui peut perturber l'interprétation des mesures de 2D TR-PIV. Pour remédier à cette situation, un pré-traitement a été mis au point pour masquer à la fois le profil et sa zone d'ombre sur les images brutes de 2D TR-PIV. Cela simplifie l'identification de la position du profil et permet d'éliminer les données qui ne nécessitent pas d'être analysées. De plus, la réverbération du laser à proximité de la paroi du profil pouvant induire des données incorrectes, il a été choisi d'appliquer ce masquage avant d'effectuer le calcul de corrélation PIV.

Le masque est généré à partir des images brutes de 2D TR-PIV. Sur ces images, la paroi du profil proche du bord de fuite est fortement contrastée, comme illustré sur la figure 3.2a, ce qui permet en ajustant le contraste de distinguer nettement la frontière délimitant la zone comprenant le profil et son ombre de l'écoulement. A partir des images brutes, la position précise du bord de fuite du profil est également déterminée. Connaissant la géométrie et l'incidence du profil, il est alors possible de le positionner sur les résultats de TR-PIV, voir figure 3.2b. Ce pré-traitement a été réservé aux mesures en condition statique car traiter toutes les positions requises pour créer le masque en condition dynamique serait excessivement chronophage.

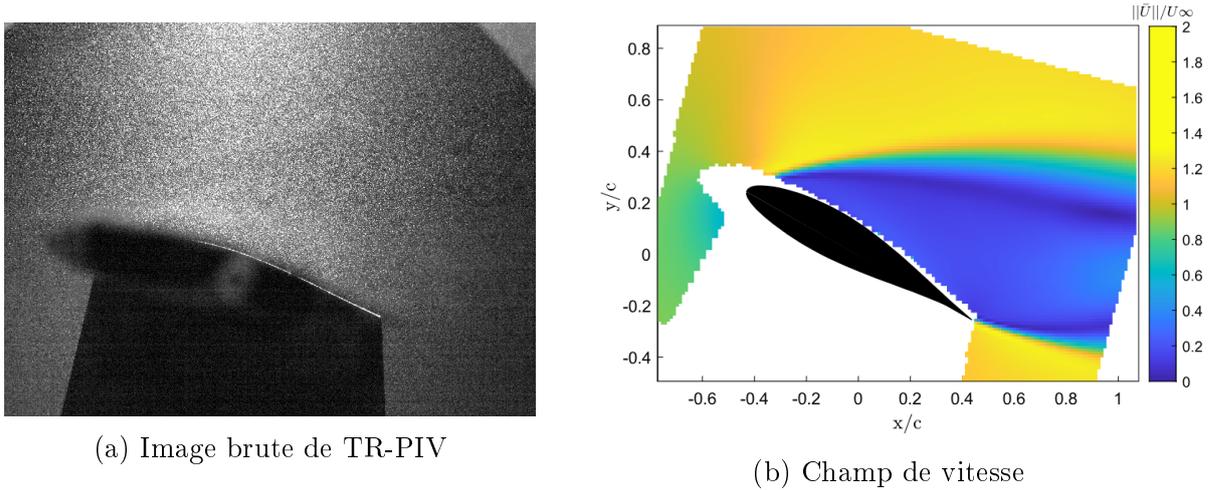


FIGURE 3.2 – Détermination du masque en statique pour $\alpha_e = 26.26^\circ$. La figure a) présente une image brute de 2D TR-PIV tandis que la figure b) expose la norme du champ de vitesse associé. Elle inclut le masquage, le positionnement du profil, ainsi que la correction de l'angle de 15° de la caméra.

3.1.2.2 Identification du mouvement en condition dynamique

Le signal du moteur n'ayant pas été enregistré pendant les mesures synchronisées de 2D TR-PIV et d'acoustique, il était nécessaire de mettre au point une méthode permettant de déterminer la position du profil au cours du temps. Pour cela, une technique basée sur l'analyse des images brutes de 2D TR-PIV a été mise au point. Tout comme précédemment, cette méthode s'appuie sur la capacité de la surface du profil à réfléchir efficacement la lumière du laser. En ajustant le contraste des images brutes, il a alors été possible d'identifier l'évolution de la position de cette frontière au cours du temps en un point donné, voir figure 3.3a. Cette évolution suit ainsi une tendance sinusoïdale en phase avec le mouvement du profil au cours du temps.

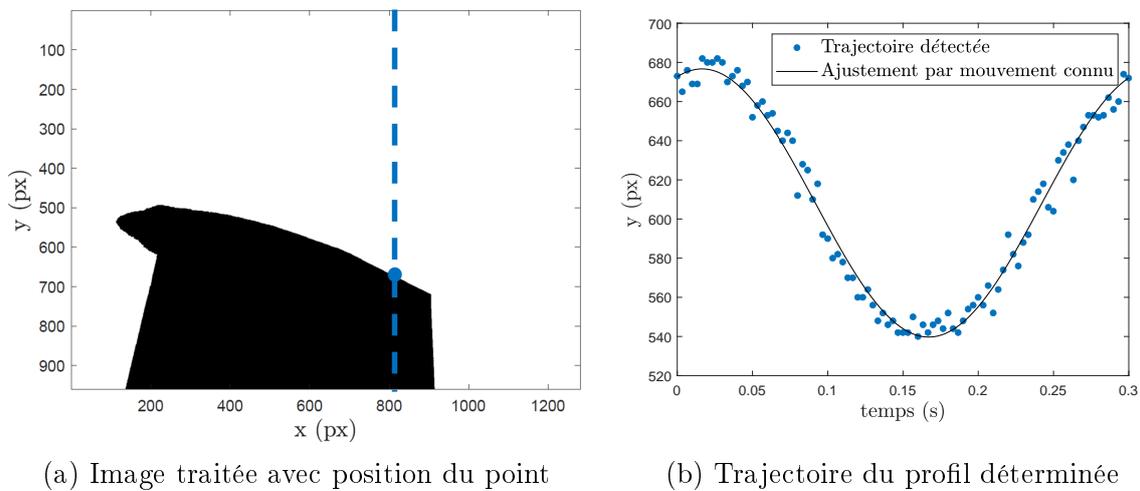


FIGURE 3.3 – Traitement développé afin d'identifier la position du profil oscillant au cours du temps, exemple pour $k = 0.025$, $\alpha_M = 15^\circ$ et $\alpha_A = 15^\circ$.

Connaissant la fréquence et l'amplitude du mouvement du profil, l'évolution de la position du point de paroi au cours du temps a été ajustée en fonction du mouvement théorique du profil, voir figure 3.3b, ce qui a ensuite permis par calcul de déphasage d'identifier l'évolution de la position réelle du profil au cours du temps.

3.1.3 Limites du montage expérimental

Afin d'analyser si les résultats obtenus lors de cette étude peuvent être mis en relation avec les mesures de pression pariétale exposées précédemment dans le Chapitre 2, il est proposé de comparer les caractéristiques acoustiques des deux profils utilisés lors de ces différentes campagne de mesures. Outre le fait que la mise en commun de ces mesures de natures différentes permet d'obtenir une caractérisation approfondie du phénomène de décrochage, il paraît également intéressant de pouvoir établir un lien entre ces données afin de pallier la perte d'informations de 2D TR-PIV près de la paroi induite par la réverbération du laser sur la surface du profil. Pour cela, une évaluation du manque d'information proche paroi dans les données de TR-PIV est également présentée dans cette section.

3.1.3.1 Comparaison du comportement acoustique du profil instrumenté et du profil de TR-PIV

Afin d'évaluer la possibilité de combiner les mesures de pression pariétale et de TR-PIV, les caractéristiques acoustiques des profils associés sont comparées à la fois en condition statique et dynamique. En condition statique, les densités spectrales de puissance du bruit rayonné pour cinq angles d'attaque appartenant aux régimes de bruit de séparation, de décrochage léger et de décrochage profond sont comparées. Les DSP sont calculées par méthode de Welch, avec une fonction de Hamming appliquée sur des segments comprenant chacun 6400 échantillons et un chevauchement de 50% pour une résolution fréquentielle finale de 8 Hz. La figure 3.4 représente les DSP ainsi obtenues pour les angles $\alpha_e = 13.37^\circ$, $\alpha_e = 19.9^\circ$, $\alpha_e = 22^\circ$, $\alpha_e = 23.8^\circ$ et $\alpha_e = 26.26^\circ$.

Il apparaît ainsi que bien que le régime de bruit de séparation pour $\alpha_e = 13.37^\circ$ et le régime de bruit de décrochage profond pour $\alpha_e = 26.26^\circ$ semblent posséder des caractéristiques spectrales similaires pour les deux profils, des différences sont présentes pour le bruit de décrochage léger. En effet, pour $\alpha_e = 19.9^\circ$ et $\alpha_e = 22^\circ$, le bruit généré par le profil utilisé lors de la campagne de TR-PIV ne possède pas la bosse large bande aux basses fréquences (en-dessous de 200 Hz) spécifique du bruit de décrochage léger. Toutefois, il est remarqué que le bruit généré par ce profil sur cette gamme d'incidence se distingue du bruit de séparation et du bruit de décrochage profond. De même, le bruit généré par ce profil en $\alpha_e = 23.8^\circ$ ne possède pas de pic spectral de faible amplitude illustrant le développement du bruit de décrochage profond. Avec le profil de TR-PIV, il apparaît un bruit de transition entre le bruit de séparation et le bruit de décrochage profond différent du bruit de décrochage léger identifié précédemment dans le chapitre 2. Enfin, une différence est également observée avec l'apparition d'une bosse haute fréquence autour de 8000 Hz pour tous les régimes de bruit sauf le bruit de décrochage profond suggérant la présence de possibles effets d'installation.

En condition dynamique, la comparaison des caractéristiques spectrales du bruit généré par les deux profils est effectuée pour un mouvement d'incidence moyenne $\alpha_M = 15^\circ$

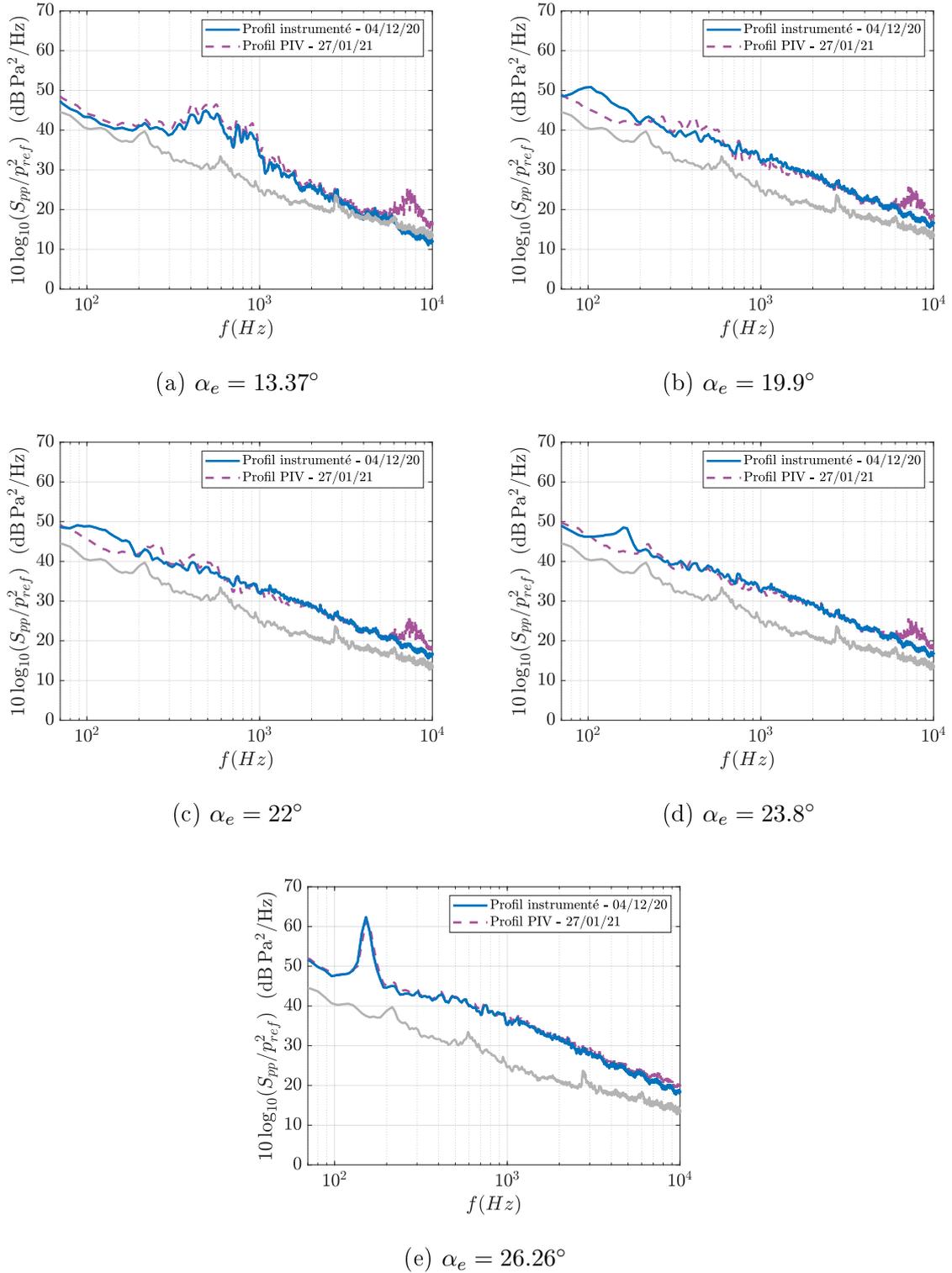


FIGURE 3.4 – Comparaison des densités spectrales de puissance mesurées avec le profil instrumenté ("Profil instrumenté - 04/12/20") et le profil de TR-PIV ("Profil PIV 27/01/21") pour différents angles d'attaque et bruit de fond de la soufflerie avec laser allumé.

et d'amplitude d'oscillation $\alpha_M = 15^\circ$ pour quatre fréquences d'oscillation différentes : $k = 0.005$, $k = 0.01$, $k = 0.025$ et $k = 0.05$. Les spectrogrammes moyennés en phase correspondants sont représentés sur la figure 3.5. Les spectrogrammes sont calculés avec un chevauchement de 80% pour des tailles de fenêtres variant selon la fréquence d'oscillation afin d'assurer un nombre identique de fenêtre par cycle. Les segments sont ensuite étendus à 8192 échantillons en utilisant le remplissage par zéros padding afin d'obtenir des résolutions temporelles de respectivement 6.25 Hz et des résolutions fréquentielles de 27 ms, 14 ms, 6 ms et 3 ms.

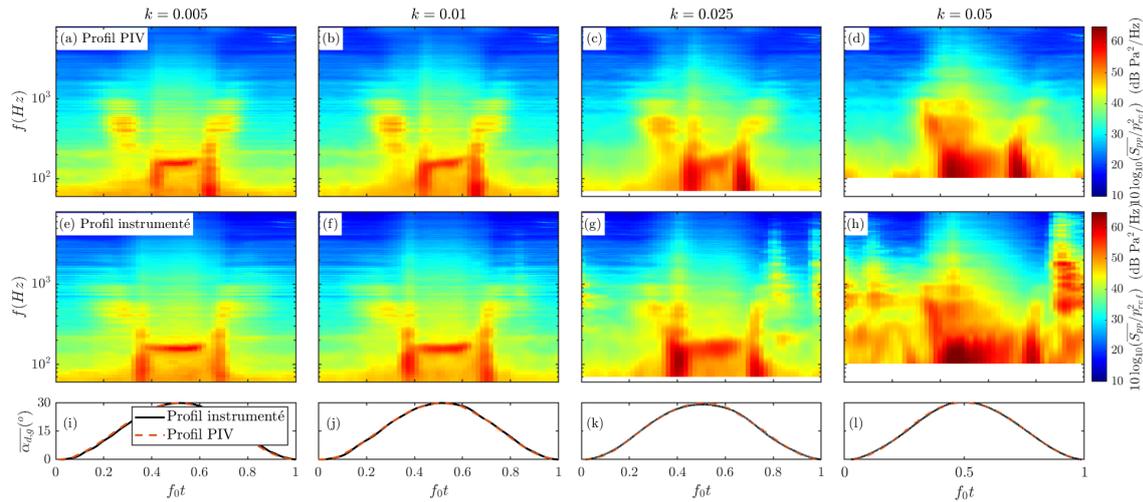


FIGURE 3.5 – Comparaison des spectrogrammes mesurées avec le profil instrumenté et le profil de TR-PIV en condition dynamique pour $\alpha_M = 15^\circ$, $\alpha_A = 15^\circ$ et quatre fréquences d'oscillation.

Il est alors remarqué que lorsque le profil est soumis à un mouvement de tangage oscillatoire, les spectrogrammes moyennés en phase du bruit généré par les deux profils sont différents. En effet, pour le profil utilisé pour la TR-PIV, bien que le bruit de séparation apparaisse pour des angles d'attaque similaires avec une intensité légèrement plus forte, un retard est observé dans l'apparition du bruit de décrochage léger. De plus, le bruit de décrochage profond apparaît sur une durée plus courte. Ces différences s'intensifient à mesure que la fréquence d'oscillation augmente pour les régimes quasi-statiques. Pour le régime dynamique $k = 0.05$, il est remarqué que le bruit parasite du moteur n'apparaît plus dans les mesures de cette seconde campagne de mesure. Cette réduction du bruit parasite provient du fait que le profil de TR-PIV est plus léger ce qui réduit la charge du moteur. Cela rend alors possible l'analyse du bruit généré pour $k = 0.05$.

Plusieurs hypothèses peuvent être avancées afin d'expliquer ces différences spectrales lors du décrochage. Premièrement, il peut être envisagé que cela provienne d'une différence d'état de surface entre les deux profils, induite par la présence des sondes de pression pariétale. En effet, bien que les profils aient une géométrie et un revêtement identiques, le profil instrumenté est équipé de sondes de pression placées à mi-envergure du profil dont les tubes capillaires parcourent ensuite la moitié de l'envergure à l'intérieur du profil entraînant alors la formation de très légères ondulations visibles à l'œil

et perceptibles au toucher le long de la mi-envergure des deux côtés du profil. Il serait alors envisageable que la présence de ces ondulations retarde ou modifie le processus de séparation de la couche limite du profil. En effet, Chakroun et al. [18] ont démontré que pour un profil NACA0012 à un nombre de Reynolds de $Re = 1.5 \times 10^5$, l'introduction de rugosité due à l'ajout de fils métalliques d'un diamètre de 2 mm le long de l'envergure à différentes positions le long de la corde engendre des modifications dans l'évolution de la portance. Les auteurs ont notamment observé que la rugosité de surface retarde l'angle de décrochage statique. Afin d'identifier si les différences acoustiques peuvent provenir de l'altération de l'état de surface du profil instrumenté, des mesures de rugosimètre ont été réalisées sur la paroi du profil instrumenté. Il a alors été constaté que ces ondulations possèdent une amplitude d'environ $20 \mu\text{m}$, ce qui paraît insuffisant pour engendrer des effets significatifs sur les caractéristiques aérodynamiques et acoustiques de l'écoulement. Toutefois, il est rappelé que le profil et le nombre de Reynolds examinés dans cette étude diffèrent de ceux analysés dans l'étude de Chakroun et al. [18], ce qui peut avoir une incidence sur l'influence de la rugosité. Une explication alternative pourrait résider dans le fait que le bruit de décrochage léger provienne d'un phénomène aérodynamique dont la dynamique varie sur une échelle de temps supérieure à la durée d'acquisition. Il est également possible que le phénomène aérodynamique responsable du bruit de décrochage statique présente une variété de comportements. En effet, il est rappelé que ce régime de bruit est perçu lors de la séparation totale de la couche limite qui est une phase fortement instable.

3.1.3.2 Perte de données proche paroi

Comme indiqué précédemment, la réverbération du laser à la surface du profil conduit à une perte de données proche paroi. En comparant les champs de vitesses de l'écoulement en condition statique obtenues à partir des mesures de 2D TR-PIV masquées pour différents angles d'attaque, il apparaît que selon l'incidence du profil et la position le long de la corde du côté extradados, l'épaisseur de cette zone sans données de champ de vitesse varie entre 10 mm au bord d'attaque et 1 mm au bord de fuite. Cela suggère qu'il n'est pas possible d'identifier des structures de petite taille à proximité de la paroi du profil. Cette limitation ne pose pas de problème dans le cadre de l'étude du bruit de décrochage associé à des structures de grande échelle [67]. En revanche, pour l'analyse du bruit de séparation et du bruit de couche limite turbulente, qui sont généralement caractérisés par des structures de taille plus réduite, ces données ne pourront pas être exploitées.

3.2 Processus d'identification des structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage

Dans la littérature, les études proposées jusqu'à présent sur le bruit de décrochage d'un profil statique ou en mouvement de tangage utilisant des données de PIV n'ont pas permis d'identifier clairement les structures aérodynamiques à l'origine du bruit. En effet, lors de l'étude du bruit de décrochage léger en condition statique pour un profil NACA65(12)10, Lacagnina et al. [67] ont réalisé une analyse des images de TR-PIV par décomposition en modes dynamiques (DMD) ce qui a permis d'extraire les principales caractéristiques de l'écoulement aux fréquences de cohérence maximale entre la

pression pariétale et la vitesse de l'écoulement. Cependant, le lien direct avec le bruit généré n'a pas pu être étudié car les mesures de TR-PIV et d'acoustiques n'étaient pas synchronisées. Pour le bruit de décrochage dynamique, Siegel et al. [115] ont effectué des mesures de stéréo-PIV pour un NACA64–618. Dans ce cas, l'étude s'est concentrée sur l'analyse de la corrélation entre les données aérodynamiques et acoustiques. Ainsi, le lien entre ces données a été établi. Cependant la structure à l'origine de ce bruit n'a pas été clairement définie. L'objectif de ce protocole d'analyse est donc de permettre à la fois l'étude du lien entre les données aérodynamique et acoustique et l'identification de la structure aérodynamique qui maximise la corrélation entre le champ de vitesse de l'écoulement et la pression acoustique mesurée lors du décrochage en conditions statique et dynamique.

Afin d'identifier des structures aérodynamiques à partir de mesures de PIV 2D, plusieurs approches sont proposées dans la littérature avec notamment les méthodes eulériennes de détection de tourbillon, les méthodes lagrangiennes et les méthodes de décomposition modale. Les critères d'identification eulériens traitent des concentrations spatiales de quantités dérivées du champ de vitesse instantané et de ses gradients. Des revues complètes sur la diversité des schémas d'identification des tourbillons eulériens et leurs applications peuvent être trouvées dans les travaux de Jeong and Hussain [63] et de Wu et al. [140]. Parallèlement des méthodes eulériennes traditionnellement employées, des algorithmes d'identification de structures cohérentes de nature lagrangienne ont récemment été développés [98]. Cette approche repose sur l'étude des trajectoires de particules fluides. L'approche lagrangienne la plus populaire repose sur les exposants de Lyapunov à temps fini (FTLE) [54]. Une présentation de cette méthode peut être trouvée dans les travaux de Haller [55]. Une comparaison entre l'utilisation des méthodes eulériennes et lagrangienne pour la détection de tourbillon dans le sillage d'un profil oscillant en décrochage peut être trouvée dans l'étude de Mulleners and Raffel [89]. Dans cette étude, les auteurs confrontent les résultats obtenus par application des critères eulériens λ_2 et Γ_2 avec le critère lagrangien FTLE. Enfin il existe également des méthodes de décomposition modale qui consistent à identifier des structures cohérentes présentes dans un écoulement par résolution de problèmes aux valeurs propres. La méthode de décomposition modale la plus connue est la décomposition aux valeurs propres dans le domaine spatial (POD) mais plusieurs alternatives ont été développées depuis comme la POD étendue (EPOD) [8], la POD spectrale (SPOD) [112] ou encore la décomposition en modes dynamiques (DMD) [128]. Dans le cadre de cette étude un ensemble de différentes méthodes eulériennes et de décomposition modale est utilisé afin d'identifier les structures aérodynamiques présentes dans l'écoulement et de déterminer leur signature spectrale. Ces méthodes sont détaillées dans la suite de cette section ainsi que l'identification du lien entre ces structures et le bruit à partir de méthodes de corrélation.

3.2.1 Caractérisation de l'écoulement et identification des structures aérodynamiques

Afin d'identifier les structures aérodynamiques présentes dans l'écoulement lors de la génération des bruits de décrochage, différentes méthodes sont exploitées. Dans un premier temps, les zones propices au développement de ces structures sont identifiées

par analyse des lignes de courant de l'écoulement moyen et de la distribution spatiale des composantes du tenseur de Reynolds. Ensuite, l'identification des structures est effectuée en utilisant la méthode des quadrants. Bien que cette méthode soit généralement employée pour des écoulements de couche limite turbulente, il est proposé dans le cadre de cette étude d'étendre son application à l'analyse d'écoulements de sillage. Afin de confirmer l'applicabilité de cette méthode à ce type d'écoulement, une analyse parallèle est menée en utilisant le critère de détection de tourbillon Γ_2 dont les résultats fournissent des informations complémentaires sur la dynamique de formation des structures de grande échelle.

3.2.1.1 Lignes de courant et tenseur de Reynolds

Les zones de cisaillement étant des zones fortement instables pouvant conduire au lâcher de structures aérodynamiques, il a été dans un premier temps entrepris de localiser ces zones dans l'écoulement. Pour cela les zones de recirculation sont identifiées par analyse des lignes de courant de l'écoulement moyen, et les zones de forte énergie et cisaillement turbulent sont mises en évidence en étudiant la répartition spatiale des composantes du tenseur de Reynolds. Les lignes de courant sont définies comme les courbes tangentes en chaque point spatial au vecteurs de vitesse répondant en tout instant aux équations différentielles

$$\frac{dx}{u} = \frac{dy}{v}, \quad (3.1)$$

avec u et v les composantes respectives du champ de vitesse bidimensionnel selon les directions x et y . Dans le cadre de cette analyse, les lignes de courant sont calculées à partir des moyennes temporelles des champs de vitesse en condition statique et des moyennes de phase en condition dynamique qui représentent alors des écoulements permanents. Les lignes de courant fournissent ainsi une représentation visuelle de la trajectoire des particules de fluide permettant de localiser les zones de recirculation. Cette analyse est complétée par l'étude de la répartition spatiale des composantes du tenseur de Reynolds. Le tenseur de Reynolds τ est une matrice symétrique quantifiant le transport de quantité de mouvement par les fluctuations de vitesse turbulentes, défini en écriture indicelle comme

$$\tau_{ij} = \overline{-\rho v'_i v'_j}, \quad (3.2)$$

avec v'_i les fluctuations de vitesse obtenues par décomposition de Reynolds. La trace du tenseur de Reynolds représente alors l'énergie cinétique turbulente. La partie non diagonale du tenseur de Reynolds peut être interprétée comme un terme de viscosité supplémentaire, appelé viscosité turbulente induisant du cisaillement turbulent [52]. Des analyses complémentaires sont toutefois nécessaires afin de déterminer clairement les structures présentes dans les zones identifiées.

3.2.1.2 Identification par la méthode des quadrants

En raison du temps de calcul substantiel requis par les méthodes d'identification de structures dans un écoulement à partir d'images de TR-PIV, nous avons cherché une approche permettant de fournir rapidement des informations pertinentes sur le champ de vitesse. C'est ainsi que nous nous sommes intéressés à la méthode des quadrants. La méthode des quadrants est une méthode d'identification de structures turbulentes reposant sur l'exploitation des informations contenues dans les signes des fluctuations

de vitesse. Pour cela, les fluctuations de vitesse en chaque point du champ de vitesse mesuré sont représentées dans un plan (u', v') dont les axes définissent quatre quadrants, comme illustré sur la figure 3.6. Chaque quadrant représente une combinaison de signes des fluctuations de vitesse. Par exemple, le quadrant Q1 représente la situation dans laquelle les fluctuations de vitesse longitudinales et transversales sont positives ($u' > 0$, $v' > 0$), c'est-à-dire la partie supérieure droite du plan. Le quadrant Q2 représente la situation dans laquelle la fluctuation de vitesse longitudinale est négative ($u' < 0$) et la fluctuation de vitesse transversale est positive ($v' > 0$), et ainsi de suite. L'ordre des numéros de quadrants est défini dans le sens anti-horaire en commençant par les deux valeurs positives des fluctuations de vitesse.

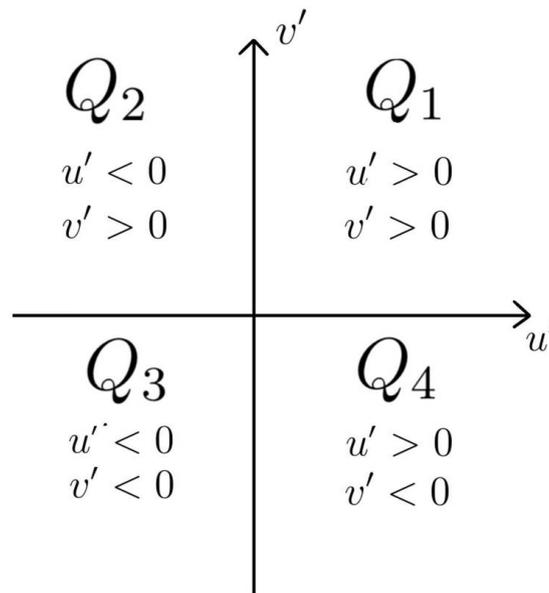


FIGURE 3.6 – Représentation de la division des fluctuations de vitesse en quatre quadrants

Cette méthode a été initialement développée par Lu and Willmarth [74] pour quantifier les observations d'éjections et de balayages dans une couche limite turbulente. Ainsi, chaque quadrant est associé à un événement présent dans la couche limite turbulente. Pour ce type d'écoulement, les quadrants Q2 et Q4 sont identifiés comme des générateurs de turbulence et sont respectivement associés aux mécanismes d'éjection et de balayage ("*ejections*" et "*sweeps*"). Les quadrants Q1 et Q3 sont associés à des phénomènes d'interaction. Fabris and Nakayama [36] ont montré que ces associations peuvent être généralisées aux écoulements de sillage. En effet, en étudiant les fluctuations de vitesse dans le sillage turbulent d'un cylindre obtenues par mesures de fil chaud, les auteurs ont observés que les éjections et les sweeps des quadrants Q2 et Q4 sont respectivement associés aux régions amont et aval des structures turbulentes. Les interactions dans les quadrants Q1 et Q3 sont associées aux régions de cisaillement liées aux structures à grande échelle. Cirlioru et al. [22] ont également proposé d'étendre cette méthode à l'analyse des couches de mélange. Dans leur étude, les auteurs ont mis en œuvre la méthode des quadrants afin d'étudier l'instabilité de Kelvin-Helmholtz à partir de données de mesure PIV. Pour ce faire, la répartition en quadrants à différentes positions spatiales au sein de la zone de mesure a été analysée ce qui a permis

d'identifier que l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est caractérisée par la présence d'une zone de superposition des quadrants Q2 et Q4.

Dans cette étude, la distribution des quadrants est calculée pour toutes les positions spatiales des acquisitions TR-PIV. Afin de ne considérer que les fluctuations de vitesse significatives dans le sillage, un seuil sur la norme du tenseur de Reynolds est appliqué à chaque point spatial. De plus, pour étudier les événements représentatifs du comportement du sillage, seuls les événements se produisant plus d'un certain pourcentage du temps sur l'ensemble des essais sont conservés. Ces seuils varient selon l'écoulement étudié en condition statique ou dynamique. Leurs valeurs seront discutées lors de l'utilisation de cette méthode par la suite. Bien que certaines études aient recours à cette méthode pour identifier les structures aérodynamiques présentes dans le sillage d'un obstacle en écoulement, il est important de noter que son utilisation à cette fin demeure relativement peu courante. Par conséquent, afin de confirmer son efficacité dans ce contexte, une identification des structures est également menée par la méthode de détection de tourbillon basée sur le critère Γ_2 .

3.2.1.3 Identification par la méthode Γ_2

Le critère de détection de tourbillon Γ_2 a été développé par Graftieaux et al. [48] pour prendre en compte la vitesse de convection locale dans la détection de structures cohérentes à l'aide de données de vélocimétrie par imagerie de particules. Un des avantages de ce critère est qu'il ne nécessite pas de calculs de dérivées, contrairement à d'autres critères. En effet, un inconvénient important des critères basés sur les gradients est leur sensibilité au bruit de mesure, ce qui les rend inadaptés à l'application sur des données expérimentales de PIV car le bruit de mesure peut contaminer sévèrement les dérivées, rendant l'identification des noyaux de tourbillon moins fiable. Le critère Γ_2 utilise la topologie du champ de vitesse de l'écoulement pour identifier le centre des tourbillons. À chaque point P dans les champs de vitesse de PIV de l'écoulement, le critère Γ_2 est défini comme suit :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{N} \sum_S \frac{[\mathbf{PM} \wedge (\mathbf{U}_M - \tilde{\mathbf{U}}_P)] \cdot \mathbf{z}}{\|\mathbf{PM}\| \cdot \|\mathbf{U}_M - \tilde{\mathbf{U}}_P\|}, \quad (3.3)$$

avec N , le nombre de nœuds de la surface d'intégration entourant le point P , \mathbf{PM} le vecteur entre le point P et un point M appartenant à la surface d'intégration et ayant une vitesse \mathbf{U}_M , et $\tilde{\mathbf{U}}_P$ la vitesse moyenne locale de convection. Un centre de tourbillon est mis en évidence lorsque $|\Gamma_2|$ tend vers la valeur de 1. Il est ainsi nécessaire de définir un seuil de validation sur la valeur absolue de Γ_2 afin d'identifier le centre de vortex. Une plage judicieuse de points de calcul N doit également être déterminée en fonction de la nature de l'écoulement. Afin de déterminer les valeurs optimales de ces paramètres selon les conditions d'écoulement, une étude par critère λ_2 a été menée. Cette méthode de choix de paramètres est inspirée du travail de Mulleners and Raffel [89] sur l'identification de structures cohérentes lors du décrochage dynamique d'un profil aérodynamique. Dans leur étude, les valeurs optimales des paramètres de calcul de Γ_2 sont identifiées en comparant les résultats obtenus pour différents ensembles de paramètres avec la ligne d'isocontour du critère λ_2 , les centres de tourbillons correspondants aux valeurs négatives de λ_2 . Le critère λ_2 est une méthode de détection de

vortex eulérienne qui consiste à identifier les valeurs propres du tenseur $S_{ij}S_{ij} + \Omega_{ij}\Omega_{ij}$ où Ω_{ij} et S_{ij} représentent respectivement le tenseur de rotation et de cisaillement. Les zones où les valeurs propres sont négatives correspondent à des régions à pression minimale locale due au mouvement tourbillonnaire. Le centre de tourbillon est identifié par l'extremum de la fonction λ_2 . Une explication plus détaillée de ce critère peut être trouvée dans les travaux de Ismail et al. [60].

3.2.2 Etude de l'interaction entre les données aérodynamiques et acoustiques

Afin de localiser les zones de l'écoulement liées au bruit généré lors du décrochage, des calculs de corrélation sont réalisés entre les fluctuations de vitesse mesurées par TR-PIV et la pression acoustique mesurée en champ lointain par le microphone placé à 90° . L'identification des structures aérodynamiques présentes dans ces zones est ensuite étudié en comparant la fréquence de corrélation maximale avec les fréquences caractéristiques des structures présentes dans le sillage. La fréquence de corrélation maximale est déterminée par calcul de densité spectrale de puissance croisée (CPSD) entre les données aérodynamiques et acoustique dans la zone spatiale de l'écoulement maximisant la corrélation. La signature spectrale des structures aérodynamique est déterminée par application de méthode de décomposition modale. Il est important de mentionner que le protocole exposé dans cette section permet de déceler les zones d'écoulement responsables des fluctuations de vitesse à la fréquence acoustique, sans toutefois déterminer le mécanisme de génération du bruit. En effet, les variations de vitesse peuvent donner lieu à des variations de pression qui seront ensuite soit directement rayonnées, soit rayonnées indirectement par le profil, conformément à ce qui est généralement observé pour un écoulement en présence d'un obstacle.

3.2.2.1 Corrélation aéroacoustique

La corrélation entre deux grandeurs physiques est un concept statistique qui permet de quantifier la relation linéaire entre ces grandeurs. Cette corrélation est fréquemment évaluée à l'aide de coefficients de corrélation variant entre -1 et 1 , et dont la valeur nulle indique une absence de corrélation. Au sein de cette étude, la corrélation est calculée entre la pression acoustique et les fluctuations de vitesses longitudinale et transversale, de manière distincte. Les coefficients de corrélation $R_{u'p}$ et $R_{v'p}$ associés sont alors définis comme :

$$R_{u'p}(\mathbf{x}, \tau) = \frac{1}{N_t} \frac{\sum_{i=1}^{N_t} u'(\mathbf{x}, t_i) p(t_i - \tau)}{\sigma(u')\sigma(p)}, \quad (3.4)$$

$$R_{v'p}(\mathbf{x}, \tau) = \frac{1}{N_t} \frac{\sum_{i=1}^{N_t} v'(\mathbf{x}, t_i) p(t_i - \tau)}{\sigma(v')\sigma(p)}, \quad (3.5)$$

avec τ le temps de corrélation et $\sigma(X)$ l'écart-type de X . A partir des coefficients de corrélation obtenus, des cartes de corrélation maximale représentant la valeur maximale de corrélation en chaque point spatial sont établies. Une représentation similaire des corrélations entre les données aérodynamique et acoustique est utilisée dans les travaux de Siegel et al. [115]. Un exemple de cartes de corrélation maximale obtenues

en condition statique pour $\alpha_e = 26.26^\circ$ est représenté sur la figure 3.7. Cette figure sera analysée dans le Chapitre 4.

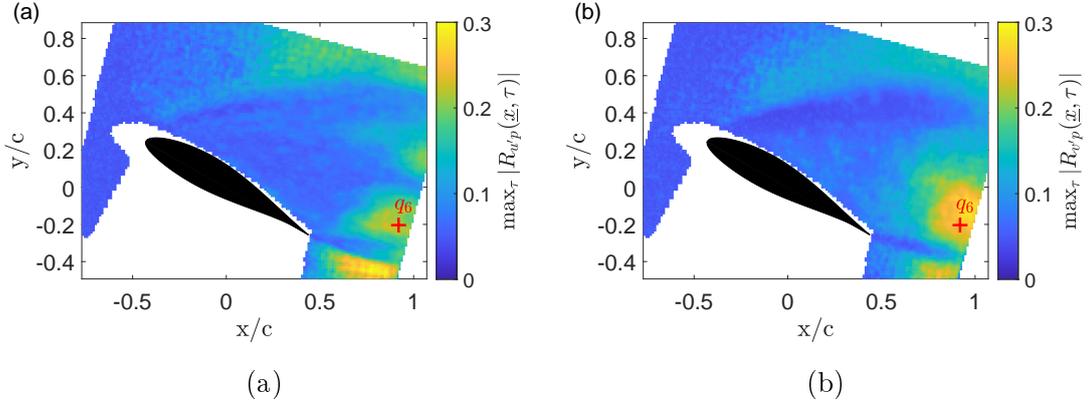


FIGURE 3.7 – Cartes de corrélation maximale obtenues en condition statique pour $\alpha_e = 26.26^\circ$ pour les deux composantes des fluctuations de vitesse.

Il est essentiel de souligner que la corrélation n'implique pas automatiquement une relation de causalité. Par conséquent, il convient de faire preuve de prudence lors de l'interprétation des résultats.

3.2.2.2 Densité spectrale de puissance de corrélation

Afin d'obtenir plus d'informations sur ces corrélations, la densité spectrale de puissance croisée (CPSD) est calculée dans les zones de corrélations maximales pour chaque composantes de vitesse. Les CPSD respectives sont alors notées $C_{u',p}$ et $C_{v',p}$ et définies telles que :

$$C_{u',p}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E\{\hat{u}'(\underline{x}, f) \hat{p}(f)\} \quad (3.6)$$

$$C_{v',p}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E\{\hat{v}'(\underline{x}, f) \hat{p}(f)\}, \quad (3.7)$$

avec \hat{X} , la transformée de Fourier de la grandeur X . Ce processus permet de déterminer la fréquence à laquelle la corrélation atteint son maximum. Ensuite, nous faisons le rapprochement avec les structures présentes dans l'écoulement, en supposant que la fréquence reste constante lors de la propagation des fluctuations de pression.

3.2.3 Identification des structures aérodynamiques liées au bruit

Pour identifier la signature spectrale des structures détectées dans le sillage du profil et les isoler de l'écoulement, la méthode de décomposition orthogonale aux valeurs est utilisée. Cette approche est décrite en détail dans cette section, fournissant une explication approfondie de la POD et de la SPOD, incluant leur procédé de calcul, ainsi que la corrélation des modes SPOD avec les mesures acoustiques.

3.2.3.1 Méthode de décomposition aux valeurs propres

La décomposition orthogonale aux valeurs propres est une méthode statistique d'analyse de données introduite par Lumley [75] afin d'identifier les structures cohérentes d'un écoulement turbulent. L'idée est d'approcher une grandeur caractéristique de l'écoulement (champ de vitesse, vorticité, ...) en la décomposant en une somme de différents modes représentant les structures cohérentes présentes. Cette technique permet d'extraire l'organisation principale de l'écoulement, ses caractéristiques dominantes, et de construire un modèle réduit de sa dynamique.

Pour cela, Lumley définit une structure cohérente comme une fonction déterministe, qui maximise la corrélation en moyenne avec la variable stochastique choisie pour caractériser l'écoulement. Pour la suite de l'étude, la quantité sélectionnée pour décrire l'écoulement est le champ de fluctuation de vitesse spatio-temporel en deux dimensions de variable $\mathbf{X} = (\mathbf{x}, t)$. Ainsi, étant donné $U = \{\mathbf{u}(\mathbf{X})\}$ l'ensemble des mesures expérimentales du champ de fluctuation de vitesse à moyenne nulle, l'objectif est de définir les fonctions déterministes $\Phi(\mathbf{X})$ qui maximisent la valeur de sa projection normalisée dans un espace de Hilbert. Cet espace est alors muni d'un produit scalaire et d'une norme¹, et le problème s'exprime mathématiquement comme :

$$\max_{\Phi} \frac{\langle |(\mathbf{u}, \Phi)|^2 \rangle}{\|\Phi\|^2}. \quad (3.8)$$

Il apparaît alors un problème de maximisation sous contrainte d'Euler-Lagrange, dont la solution est donnée par l'équation intégrale de Fredholm du premier ordre, où les fonctions Φ représentent les vecteurs propres du tenseur d'autocorrélation du champ de fluctuation de vitesse et forment la base de projection recherch e. Les λ , quant à eux, représentent les valeurs propres associées, appelée valeurs propres de POD.

$$\int_D (\mathbf{u}(\mathbf{X}), \mathbf{u}(\mathbf{X}')) \Phi_j(\mathbf{X}') d\mathbf{X}' = \lambda_j \Phi_j(\mathbf{X}) \quad (3.9)$$

Finalement, cette méthode permet la décomposition de chaque mesure de vitesse comme :

$$\mathbf{u}(\mathbf{X}) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \Phi_i(\mathbf{X}) \quad (3.10)$$

avec a_i une variable stochastique appelée coefficient de projection, et $\Phi_i(\mathbf{X})$ les fonctions propres de la corrélation du champ de vitesse entre les deux points \mathbf{X} et \mathbf{X}' .

Enfin, par orthogonalité des modes, il apparaît que les coefficients de projection sont non corrélés entre eux et que leur moyenne quadratique est égale aux valeurs propres de la POD :

$$\langle a_n, a_m \rangle = \delta_{nm} \lambda_m. \quad (3.11)$$

L'énergie cinétique turbulente E du signal peut alors s'écrire comme :

$$E = (u, u) = \sum_{i=1}^{\infty} \lambda_i \quad (3.12)$$

1. Le produit scalaire est noté $\langle xx, xx \rangle$, la moyenne est notée $\langle xx, xx \rangle$, et la norme $\|xx\|$

Chaque structure cohérente contribue donc de manière indépendante à l'énergie du système et l'importance relative de chaque mode dans la représentation de l'écoulement est définie par l'amplitude des valeurs propres du tenseur d'auto-corrélation du champ de fluctuation de vitesse. Les valeurs propres étant classées par ordre croissant, le vecteur propre correspondant à la plus grande valeur propre est le mode dominant, et les valeurs propres plus petites sont des modes sous-optimaux associés à des énergies plus faibles.

Selon la nature des structures cohérentes recherchées, le produit interne et la moyenne associés à la décomposition modale peuvent être définis différemment, donnant naissance à différentes approches de POD, telles que la POD spatiale (notée simplement POD dans la suite), la POD spectrale (SPOD) ou encore la décomposition en modes dynamiques (DMD). Dans le cadre de cette étude, la POD et la SPOD ont été testées afin d'identifier les structures présentes dans l'écoulement et leur signature spectrale. Les particularités de ces méthodes sont exposées dans la suite de cette section.

3.2.3.2 La POD

La Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres spatiale, aussi appelée POD, propose d'approximer un système de dimension élevée par un autre de dimension plus faible en le projetant sur une base de modes propres orthogonaux restituant la majeure partie de l'énergie du système étudié. Ainsi, pour un nombre de modes propres donné, il est possible d'obtenir un ensemble d'équations différentielles dont le comportement est semblable, au sens énergétique, à celui de l'écoulement réel. La particularité de cette technique, est la décomposition en modes spatiaux [112]. Pour cela, le produit scalaire approprié est :

$$(\mathbf{u}(\mathbf{x}, t), \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) = \int_D \mathbf{v}^*(\mathbf{x}, t) \mathbf{W}(\mathbf{x}) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x}, \quad (3.13)$$

avec \mathbf{W} une matrice de pondération dont les coefficients permettent d'amplifier ou de réduire la contribution de certaines zones spatiales et/ou variables stochastiques. Une propriété importante de ce produit scalaire est qu'il entraîne la formation d'un tenseur d'auto-corrélation compact. La théorie de Hilbert-Schmidt garantit alors l'existence d'un ensemble infini dénombrable de modes propres pour l'équation (3.9). Ainsi, en résolvant l'équation (3.9) avec ce produit scalaire, et par le théorème de Mercer, il apparaît finalement que la POD consiste à approcher chaque signal spatio-temporel $u(\mathbf{x}, t)$ par une somme finie de termes s'écrivant comme un produit de fonctions à variables séparées :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \approx \sum_{n=1}^N a_n(t) \Phi_n(\mathbf{x}). \quad (3.14)$$

Le signal est alors décomposé en coefficients temporels $a_n(t)$ et en modes spatiaux $\Phi_n(\mathbf{x})$. L'analyse des modes spatiaux permet alors l'identification des différentes structures cohérentes en espace et l'analyse par transformées de Fourier des coefficients temporels associés, la détermination de leur signature spectrale.

Les modes spatiaux sont alors recherchés sous une expression assurant la formation d'une base orthonormée pour le produit scalaire canonique :

$$\int_D \phi_l(\mathbf{x})\phi_m(\mathbf{x})d\mathbf{x} = \delta_{lm} = \begin{cases} 1 & \text{si } l = m, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.15)$$

Les coefficients de projection temporelle sont ainsi obtenus par produit scalaire de la relation (3.14) avec une fonction de base quelconque, soit :

$$a_n(t) = \int_D \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)\Phi_n(\mathbf{x})d\mathbf{x} = (\mathbf{u}(\mathbf{x}, t), \Phi_n(\mathbf{x})). \quad (3.16)$$

L'enjeu est donc d'identifier une famille de fonctions orthonormales Φ_n , assurant une approximation optimale, au sens des moindres carrés, du signal initial pour un ordre N quelconque. Pour cela, les valeurs du champ de fluctuation de vitesse aux différentes localisations spatiales M et à chaque instant t_i sont supposées connues. Ainsi, approximer le champ de vitesse revient à résoudre le problème de minimisation suivant :

$$\min \sum_{i=1}^{N_t} \|\mathbf{u}(\mathbf{x}, t_i) - \sum_{n=1}^N (\mathbf{u}(\mathbf{x}, t_i), \Phi_n(\mathbf{x})) \cdot \Phi_n(\mathbf{x})\|_2^2 \quad (3.17)$$

Deux méthodes sont actuellement couramment utilisées afin de résoudre ce problème : la méthode directe, et la méthode indirecte dite méthode des échantillons ou encore "Méthode des Snapshots" utilisée pour cette étude. Cette méthode introduite par Sirovich [116] propose de résoudre le problème de minimisation sous forme matricielle. L'équation est alors résolue sur l'ensemble des échantillons de vitesse regroupés dans la matrice A appelée matrice des instantanés, dont chaque colonne représente l'écoulement à un instant donné :

$$A = \begin{bmatrix} u'(\mathbf{x}_1, t_1) & u'(\mathbf{x}_1, t_2) & \dots & u'(\mathbf{x}_1, t_{N_t-1}) & u'(\mathbf{x}_1, t_{N_t}) \\ u'(\mathbf{x}_2, t_1) & u'(\mathbf{x}_2, t_2) & \dots & u'(\mathbf{x}_2, t_{N_t-1}) & u'(\mathbf{x}_2, t_{N_t}) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ u'(\mathbf{x}_M, t_1) & u'(\mathbf{x}_M, t_2) & \dots & u'(\mathbf{x}_M, t_{N_t-1}) & u'(\mathbf{x}_M, t_{N_t}) \\ v'(\mathbf{x}_1, t_1) & v'(\mathbf{x}_1, t_2) & \dots & v'(\mathbf{x}_1, t_{N_t-1}) & v'(\mathbf{x}_1, t_{N_t}) \\ v'(\mathbf{x}_2, t_1) & v'(\mathbf{x}_2, t_2) & \dots & v'(\mathbf{x}_2, t_{N_t-1}) & v'(\mathbf{x}_2, t_{N_t}) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ v'(\mathbf{x}_M, t_1) & v'(\mathbf{x}_M, t_2) & \dots & v'(\mathbf{x}_M, t_{N_t-1}) & v'(\mathbf{x}_M, t_{N_t}) \end{bmatrix}, \quad A \in \mathbb{R}^{M \times N_t}. \quad (3.18)$$

Une seconde matrice U , appelée matrice de base réduite est également introduite. Cet opérateur regroupe les différents vecteurs de la base POD :

$$U = \begin{bmatrix} \phi_1(\mathbf{x}_1) & \phi_2(\mathbf{x}_1) & \dots & \phi_{N-1}(\mathbf{x}_1) & \phi_N(\mathbf{x}_1) \\ \phi_1(\mathbf{x}_2) & \phi_2(\mathbf{x}_2) & \dots & \phi_{N-1}(\mathbf{x}_2) & \phi_N(\mathbf{x}_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \phi_1(\mathbf{x}_M) & \phi_2(\mathbf{x}_M) & \dots & \phi_{N-1}(\mathbf{x}_M) & \phi_N(\mathbf{x}_M) \end{bmatrix}, \quad U \in \mathbb{R}^{M \times N}. \quad (3.19)$$

Le problème de minimisation peut alors être réécrit sous forme matricielle et la matrice U est déterminée par décomposition aux valeurs singulières de A . En effet, d'après le théorème de Eckart-Young, la solution du problème de minimisation est donnée par le

calcul des vecteurs singuliers à gauche de la matrice A . La décomposition aux valeurs singulières (SVD) de la matrice A se détaille alors comme :

$$A = U\Sigma V^T, \quad (3.20)$$

Σ étant une matrice diagonale contenant les éléments $\sigma_1, \sigma_2, \dots$ appelés valeurs singulières de A , et V , une matrice orthogonale telle que :

$$V = \begin{bmatrix} \psi_1(\mathbf{x}_1) & \psi_2(\mathbf{x}_1) & \dots & \psi_{N-1}(\mathbf{x}_1) & \psi_N(\mathbf{x}_1) \\ \psi_1(\mathbf{x}_2) & \psi_2(\mathbf{x}_2) & \dots & \psi_{N-1}(\mathbf{x}_2) & \psi_N(\mathbf{x}_2) \\ \vdots & & & & \\ \psi_1(\mathbf{x}_M) & \psi_2(\mathbf{x}_M) & & \psi_{N-1}(\mathbf{x}_M) & \psi_N(\mathbf{x}_M) \end{bmatrix}, \quad V \in \mathbb{R}^{M \times N}. \quad (3.21)$$

La résolution de cette décomposition aux valeurs singulières est effectuée grâce à l'élaboration d'un problème aux valeurs propres de la matrice carrée $A^T A$. En effet, puisque la matrice A est à valeurs réelles, elle est diagonalisable dans une base orthogonale de vecteurs propres :

$$A^T A = W\Lambda W^T = V\Sigma U^T U\Sigma V^T = V\Sigma^2 V^T, \quad (3.22)$$

avec W une matrice orthogonale de dimension $N_t \times N_t$. Par identification, il apparaît alors que les valeurs propres de la matrice $A^T A$ représentent le carré des valeurs singulières, et les vecteurs propres associés, les vecteurs singuliers droits :

$$\begin{cases} \Sigma^2 = \Lambda, \\ V = W. \end{cases} \quad (3.23)$$

Ainsi, la résolution du problème aux valeurs propres permet l'identification des opérateurs Σ et V . La matrice de base réduite peut alors être déterminée à partir de l'équation (3.20) permettant ainsi la révélation des modes POD tels que :

$$\Phi_j(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sigma_j} A\psi_j(\mathbf{x}). \quad (3.24)$$

La POD spatiale permet ainsi d'approcher le champ de fluctuation de vitesse de l'écoulement en décomposant chaque réalisation instantanée par une somme finie de modes spatiaux modulés par leur coefficient temporel respectif. Il est important de noter que la dépendance temporelle du champ est traitée comme un paramètre stochastique. L'évolution temporelle n'a aucune influence sur la définition des modes. L'avantage principal de cette technique est qu'elle nécessite seulement des données stochastiques indépendantes et non résolues en temps de l'écoulement. Cependant, le choix des instantanés utilisés pour construire la base n'est pas anodin. Les mesures doivent être assez diverses pour retranscrire tous les comportements d'écoulement possibles et construire une approximation fidèle de l'écoulement d'origine.

Une application de cette méthode de décomposition modale à l'analyse du sillage d'un profil en écoulement peut être trouvée dans les travaux de [141]. Dans le cadre de notre étude, l'application de cette méthode aux données expérimentales de fluctuations de vitesse pour un angle $\alpha_e = 26.26^\circ$ en condition statique est illustré sur la figure 3.8. La figure 3.8a présente le cumul énergétique des différents modes identifiés, soulignant

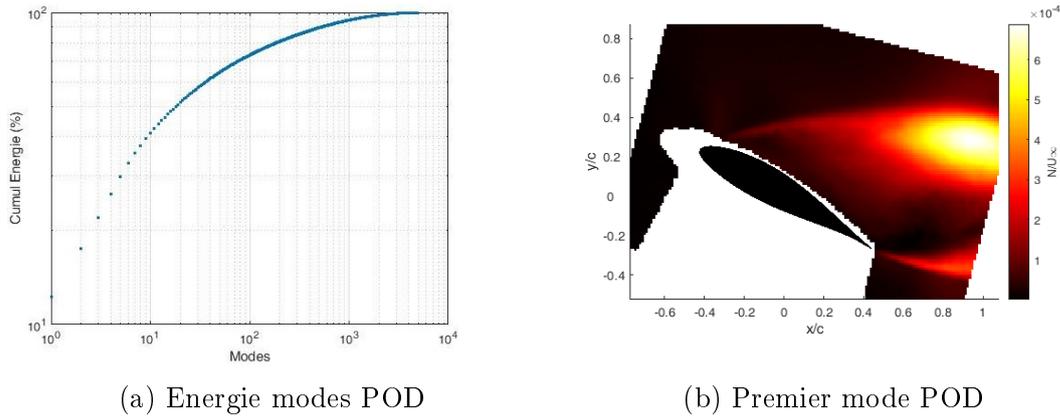


FIGURE 3.8 – Exemple du résultat obtenu par application de la POD pour $\alpha_e = 26.26^\circ$ en condition statique

ainsi la nécessité de considérer 2571 modes pour représenter 99% de l'énergie turbulente de l'écoulement. La norme du premier mode, le plus énergétique, est représenté dans la figure 3.8b. Bien que cette méthode soit efficace pour déterminer les structures spatialement cohérentes dans l'écoulement, elle ne se révèle pas optimale pour les études aéroacoustiques. En effet, elle ne fournit pas clairement d'informations sur la fréquence des modes, ce qui complique la perspective de relier les modes à la fréquence de CPSD. Pour identifier la fréquence caractéristique des modes POD, il serait nécessaire d'analyser les transformées de Fourier des coefficients temporels de chaque mode, sachant qu'il existe un nombre très important de modes. Une approche regroupant les modes en fonction de leur fréquence serait donc plus adaptée à notre objectif.

3.2.3.3 La POD spectrale (SPOD)

La POD spectrale, couramment appelée SPOD², est l'analogie de la POD spatiale dans le domaine fréquentiel. En effet, La SPOD propose de représenter des structures qui évoluent de manière cohérente dans le temps et l'espace. Cette méthode nécessite un ensemble de mesures du champ de fluctuation de vitesse constitué d'instantanés dépendant du temps et reliés par une certaine chronologie. Le produit scalaire est donné par :

$$(\mathbf{u}(\mathbf{x}, t), \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_D \mathbf{v}^*(\mathbf{x}, t) \mathbf{W}(\mathbf{x}) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) dx dt. \quad (3.25)$$

La particularité de la SPOD est qu'elle ne s'applique qu'à des champs stochastiques d'écoulement statistiquement stationnaires. La dynamique de l'écoulement persiste alors indéfiniment ce qui complique l'identification des modes dans le domaine temporel. En effet, le caractère permanent de l'écoulement rend le tenseur d'auto-corrélation espace-temps non compact. Les modes propres ne vérifient plus les propriétés nécessaires à la décomposition orthogonale aux valeurs propres. Pour remédier à cela, un problème aux valeurs propres équivalent peut être exprimé dans l'espace spectral. L'explication mathématique de la SPOD proposée par la suite est basée sur les travaux de

2. Cette terminologie fait référence aux travaux de Picard and Delville [101] inspirés de l'étude menée par Lumley pour décrire une formulation spatio-temporelle de POD.

Towne, Schmidt et Colonius [128], qui énoncent une simplification de la démonstration originelle de Lumley [75]. La caractéristique de stabilité statistique de l'écoulement est alors exploitée.

En effet, si le champ de vitesse est statistiquement stationnaire, le tenseur de corrélation ne dépend que de la durée entre les deux instants t et t' :

$$(\mathbf{u}(\mathbf{x}, t), \mathbf{u}(\mathbf{x}', t')) = \mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t, t') = \mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t - t'). \quad (3.26)$$

Afin de basculer dans le domaine fréquentiel, le tenseur \mathbf{S} est introduit par transformée de Fourier du tenseur de corrélation

$$\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t - t') = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{f}) e^{2i\pi \mathbf{f} t} e^{-2i\pi \mathbf{f} t'} d\mathbf{f}. \quad (3.27)$$

S représente alors la matrice de densité spectrale croisée du champ de vitesse. En injectant cette expression dans l'équation (3.9), il apparaît :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_D \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{f}) e^{2i\pi \mathbf{f} t} e^{-2i\pi \mathbf{f} t'} \Phi(\mathbf{x}', t') d\mathbf{f} d\mathbf{x}' dt' = \lambda \Phi(\mathbf{x}, t), \quad (3.28)$$

$$\iff \int_D \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{f}) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\mathbf{x}', t') e^{-2i\pi \mathbf{f} t'} dt' \right] \cdot e^{2i\pi \mathbf{f} t} d\mathbf{f} d\mathbf{x}' = \lambda \Phi(\mathbf{x}, t), \quad (3.29)$$

soit

$$\int_D \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{f}) \hat{\Phi}(\mathbf{x}', f) e^{2i\pi \mathbf{f} t} d\mathbf{f} d\mathbf{x}' = \lambda \Phi(\mathbf{x}, t), \quad (3.30)$$

où $\hat{\Phi}(\mathbf{x}', f)$ représente la transformée de Fourier des modes $\Phi(\mathbf{x}', t')$. Pour retrouver un problème aux valeurs propres, il suffit alors d'exprimer les modes comme :

$$\begin{cases} \Phi(\mathbf{x}, t) = \Psi(\mathbf{x}, f') e^{2i\pi f' t}, \\ \hat{\Phi}(\mathbf{x}, f) = \Psi(\mathbf{x}, f') \delta(f - f'). \end{cases} \quad (3.31)$$

En introduisant ces expressions dans l'équation (3.30), le problème équivalent aux valeurs propres dans le domaine spectral est donné par :

$$\int_D \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{f}) \mathbf{W}(\mathbf{x}') \Psi(\mathbf{x}, f') d\mathbf{x}' = \lambda(f') \Psi(\mathbf{x}, f'). \quad (3.32)$$

Ainsi, pour des écoulements statistiquement stationnaires, la SPOD propose une décomposition en modes spectraux Ψ caractérisant la cohérence spatio-temporelle. Les modes SPOD sont alors les vecteurs propres de la matrice de densité spectrale croisée, et à chaque mode est attribué une fréquence d'oscillation unique. Le champ de vitesse peut alors être décomposé comme :

$$\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, f) = \sum_{j=1}^{\infty} a_j(f) \Psi(\mathbf{x}, f), \quad (3.33)$$

avec $a_j(f) = (\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, f), \Psi_n(\mathbf{x}, f))$. Il est important de souligner que les modes obtenus pour chaque fréquence ne sont pas spatialement orthogonaux les uns aux autres, mais

orthogonaux au sens du produit intérieur espace-temps.

Afin de déterminer la matrice de densité spectrale S permettant d'identifier les modes, il existe différentes méthodes d'estimation. Dans la suite de cette étude, une estimation par la méthode du périodogramme de Welch est proposée. Ce processus est ici utilisé afin d'estimer la matrice de densité spectrale croisée. La méthode de Welch est alors appliquée à la matrice des instantanés A . Pour rappel, chaque colonne de la matrice A représente l'état instantané du champs de vitesse sur l'ensemble des points du domaine spatial. En notant q_k chaque instantané au temps t_k , la matrice des snapshots se réécrit comme la série temporelle suivante :

$$A = [q_1, q_2, \dots, q_{N_t}]. \quad (3.34)$$

La méthode de Welch consiste alors à diviser cette série en N_b blocs ou segments pouvant se chevaucher. Chaque bloc n comprend N_f instantanés et s'exprime comme :

$$A^{(n)} = [q_1^{(n)}, q_2^{(n)}, \dots, q_{N_f}^{(n)}]. \quad (3.35)$$

Chaque segment est ensuite fenêtré, et une transformée de Fourier discrète leur est appliquée. Les instantanés s'expriment ainsi dans le domaine spectral sous forme de périodogrammes comme :

$$\hat{q}_k^{(n)} = \frac{1}{N_f} \sum_{j=1}^{N_f} w_j q_n^{(n)} e^{-2i\pi(k-1)[(j-1)/N_f]}, \quad (3.36)$$

avec $\hat{q}_k^{(n)}$, la transformée de Fourier à la fréquence f_k du n^{ieme} bloc. Les coefficients w_j représentent la pondération du signal par la fonction de "fenêtrage" choisie (généralement rectangulaire, soit $w_j = 1$). Les instantanés sont ensuite triés puis réorganisés selon leur fréquence. La matrice des snapshots réorganisée dans le domaine spectral s'exprime alors pour chaque fréquence f_k , comme :

$$\hat{A}_{fk} = \sqrt{\kappa} [\hat{q}_k^{(1)}, \hat{q}_k^{(2)}, \dots, \hat{q}_k^{(N_b)}], \quad (3.37)$$

avec

$$\begin{cases} \kappa = \frac{\Delta t}{sN_b}, \\ s = \sum_{j=1}^{N_f} w_j^2. \end{cases} \quad (3.38)$$

La matrice de densité spectrale croisée est alors estimée pour chaque bloc de fréquence, telle que :

$$S_{fk} = \frac{\Delta t}{sN_b} \sum_{n=1}^{N_b} \hat{q}_k^{(n)} \left(\hat{q}_k^{(n)} \right)^T. \quad (3.39)$$

Ainsi à chaque fréquence est associée une matrice de densité spectrale croisée et un problème de décomposition aux valeurs propres. Ces problèmes de valeurs propres peuvent être résolus par application de la décomposition aux valeurs singulières de chaque matrice \hat{A}_{fk} comme précédemment avec \hat{U} , $\hat{\Sigma}$ et \hat{V} , les matrices de décomposition aux valeurs singulières dans le domaine spectral pour la fréquence f_k .

Bien que la SPOD ait de nombreux avantages, son application ne s'est développée que très récemment avec l'essor de la PIV résolue en temps. Cela peut expliquer le manque de clarté dans la définition de cette méthode et les différentes interprétations proposées³. De plus, la SPOD nécessite généralement plus de données que la POD. Les statistiques spatiales associées à la POD convergent généralement plus rapidement que les statistiques spatio-temporelles requises pour le SPOD.

Dans cette étude, la SPOD est appliquée aux fluctuations de vitesse de l'écoulement. Contrairement à la POD, la SPOD nécessite une étape importante de paramétrisation visant à déterminer les paramètres optimaux pour le calcul de périodogramme de Welch. Cette étape est détaillée lors de l'utilisation de cette méthode dans le chapitre 4. La figure 3.9 présente le spectre d'énergie des modes SPOD obtenus lors de l'application de la SPOD en condition statique pour $\alpha_e = 26.26^\circ$.

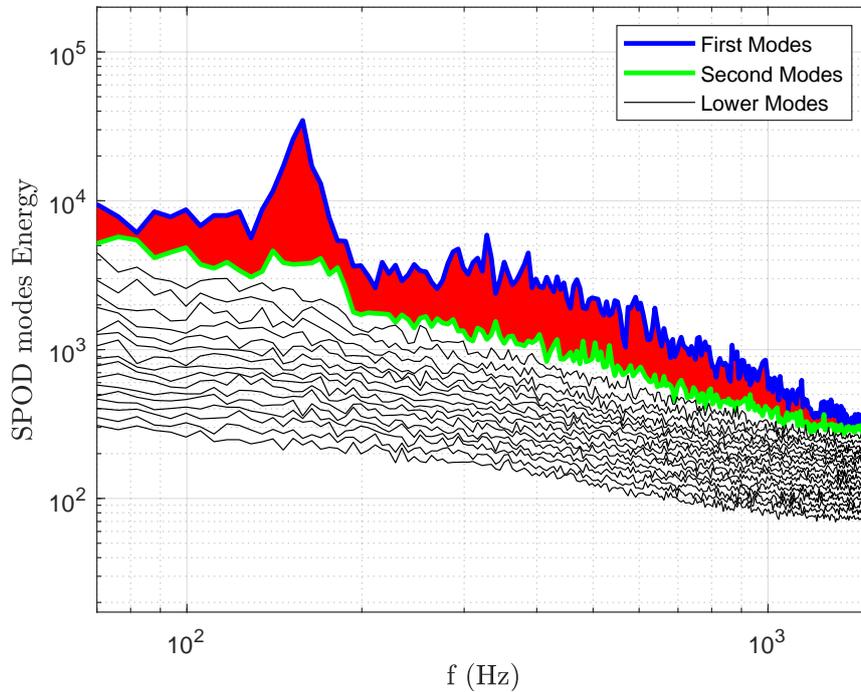


FIGURE 3.9 – Spectre énergétique des différents modes SPOD obtenu en condition statique pour $\alpha_e = 26.26^\circ$. Cette figure sera analysée dans le Chapitre 4

Ce spectre d'énergie des modes SPOD représente la contribution énergétique de chaque mode à chaque fréquence. Il est important de comprendre que chaque point représente l'énergie d'un mode à une fréquence. Par exemple la ligne de points discontinus en bleu sur la figure 3.9 représente la contribution énergétique des premiers modes à chaque fréquence, chaque fréquence comportant un premier mode différent. La ligne verte représente la contribution énergétique des seconds modes à chaque fréquence, et ainsi de suite.

Enfin le mode le plus énergétique n'étant pas forcément le mode contribuant le plus

3. Sieber, Paschereit & Oberleithner vs Picard & Delville

au bruit généré, la dernière étape de ce protocole d'identification de structures aérodynamique à l'origine du bruit de décrochage consiste à corrélérer les différents modes identifiés par la SPOD à la fréquence de CPSD dans la zone de corrélation maximale. Pour cela, un signal temporel de vitesse est reconstruit à partir d'un ou plusieurs modes SPOD puis corrélé avec la pression acoustique mesurée en champ lointain.

Conclusion

Cette étude a permis de développer un protocole visant à identifier les structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage en condition statique et dynamique.

Dans ce cadre, une vaste base de données de mesures synchronisées de TR-PIV et de mesures acoustiques en champ lointain a été constituée, représentant la première campagne expérimentale de velocimétrie par images de particules résolue en temps du profil NACA63₃418. De plus, cette base de données possède l'avantage de tenir compte d'une multitude de paramètres d'écoulement permettant de mener des mesures en condition statique ou dynamique pour différentes fréquences et amplitudes d'oscillation. Au cours de cette expérience, le bruit généré pour $k = 0.05$ a également pu être mesuré sans perturbation par le bruit parasite du moteur. Cependant, il convient de noter que ces expérimentations présentent une limite, à savoir la perte de données près de la paroi, ce qui rend difficile la visualisation de structures de petite taille à proximité de la paroi. Par ailleurs, il a été mis en évidence que, malgré des profils similaires, des caractéristiques acoustiques légèrement différentes sont observées lors du bruit de décrochage léger mettant en évidence la variabilité acoustique du phénomène de séparation totale de la couche limite.

Enfin, un protocole d'analyse permettant l'identification des structures aérodynamiques présentes dans l'écoulement lors du décrochage et la mise en évidence du lien direct entre ces structures et les caractéristiques spectrales du bruit généré a été développé ce qui n'a jamais été proposé dans la littérature précédemment. Pour cela, les zones de cisaillement susceptibles de générer des structures de grande échelle sont identifiées en examinant les lignes de courant et la distribution spatiale du tenseur de Reynolds. La méthode des quadrants et la méthode eulérienne de détection de tourbillon Γ_2 sont utilisées afin de préciser la nature de ces structures. Le lien entre les structures et le bruit généré est ensuite étudiée par calcul de corrélations croisés et méthode de décomposition aux valeurs propres spectrales (SPOD).

Ainsi, maintenant que les mesures et le protocole ont été définis, les structures aérodynamiques associées au bruit de décrochage dans des situations statiques et dynamiques peuvent être analysées.

Perspectives

À la lumière des résultats présentés dans ce chapitre, il semble pertinent d'envisager la réalisation d'études complémentaires visant à approfondir certains aspects, comme par exemple :

- Développer une méthode permettant de masquer les zones d'ombre et de profil en condition dynamique. Pour cela, il peut être envisagé de créer un modèle à partir des masques développés en statique.
- Mener une étude complémentaire afin de comprendre l'origine de la différence entre les caractéristiques acoustiques du profil PIV et du profil instrumenté en faisant par exemple des mesures sur des temps d'acquisition plus long.
- Envisager d'intégrer les mesures acoustiques dans la méthode de décomposition modale SPOD afin d'optimiser le protocole en s'inspirant des travaux de Fiore et al. [39]
- Ajouter dans le protocole une étape permettant de prendre en compte l'arc entier de microphones afin d'obtenir des informations sur la directivité acoustique des sources identifiées.

CHAPITRE

4

IDENTIFICATION DES SOURCES
ACOUSTIQUES DU BRUIT DE
DÉCROCHAGE STATIQUE

Sommaire

4.1	Résumé général	130
4.2	Article	131

Objectifs du chapitre

L'identification de l'origine du bruit de décrochage statique constitue une étape indispensable pour appréhender les mécanismes à l'origine du bruit de décrochage dynamique. En outre, comme préalablement évoqué dans la revue bibliographique, il est important de noter qu'une réelle lacune subsiste dans la littérature en ce qui concerne la compréhension de l'origine du bruit de décrochage profond en condition statique. En effet, bien que des hypothèses sur la présence de structures à grande échelle lors du bruit de décrochage profond aient été évoquées dans la littérature [88, 105], leur existence n'a jamais été clairement établie. Ainsi, **l'objectif de ce chapitre est d'identifier les structures aérodynamiques liées au bruit de décrochage profond pour le profil NACA63₃418**. Pour cela le protocole d'analyse développé dans le chapitre précédent a été appliqué aux données de TR-PIV synchronisées avec l'acoustique pour $\alpha_e = 23.8^\circ$ et $\alpha_e = 26.26^\circ$. Le travail exposé dans ce chapitre a fait l'objet d'un article en cours de révision pour une publication dans le *Journal of Fluid Mechanics*. Par conséquent, il a été choisi de le présenter conformément à la structure de l'article soumis, avec l'ajout d'un résumé général.

4.1 Résumé général

Cette étude propose d'identifier expérimentalement les structures aérodynamiques responsables du bruit de décrochage profond pour un profil NACA63₃418 caractérisé par un décrochage au bord de fuite voir CHapitre 2 dans un écoulement à un nombre de Reynolds basé sur la corde de 4×10^5 . Pour cela les mesures de vélocimétrie par imagerie de particules résolues en temps effectuées de manière synchronisée avec des mesures de microphone en champ lointain ont été analysées pour deux angles d'attaque élevés $\alpha_e = 23.8^\circ$ et $\alpha_e = 26.26^\circ$. En comparant les caractéristiques des densités spectrales de puissance de la pression acoustique mesurée en champ lointain pour ces deux incidence, il a été mis en évidence que pour $\alpha_e = 23.8^\circ$ le bruit est caractérisé par un régime acoustique de transition entre le régime de bruit de décrochage léger et le régime de bruit de décrochage profond observé pour $\alpha_e = 26.26^\circ$, caractérisé par un pic spectral centré autour de 162 Hz. Ainsi, la démarche choisie a été d'appliquer le protocole d'identification de structures à l'origine du bruit établi dans le chapitre 3 et de confronter les résultats obtenus pour ces deux angles d'attaque afin de préciser les structures et les conditions d'écoulement requises à la génération de bruit de décrochage profond.

Pour cela dans un premier temps l'intérêt a été porté sur la caractérisation des écoulements et l'identification des structures aérodynamiques présentes dans le champ proche du profil. En analysant les lignes de courant des écoulements moyens et la distribution spatiale des composantes du tenseur de Reynolds, il a été mis en évidence que l'écoulement mesuré lors de la génération du bruit de décrochage profond se distingue de l'écoulement associé au bruit de transition par la présence d'un point de séparation de couche limite positionné plus proche du bord d'attaque du côté extradados du

profil ce qui génère une zone de recirculation de taille légèrement plus grande. Malgré cette variation de la position du point de séparation, deux instabilités similaires ont été identifiées dans le sillage du profil par application de la méthode des quadrants et du critère eulérien Γ_2 . La première instabilités identifiée est de type Kelvin-Helmholtz présente dans la couche de cisaillement à la frontière de la bulle de séparation et de l'écoulement libre. La deuxième instabilité identifiée est un tourbillon de bord de fuite de grande échelle localisée en aval du bord de fuite.

En réalisant une analyse spectrale des fluctuations de vitesse, il a été révélé que l'interaction de ces deux instabilités aérodynamiques engendre la formation d'une allée de tourbillons de Bénard-von Kármán caractérisée par un nombre de Strouhal projeté $St = \frac{fc \sin \alpha_e}{U_\infty} = 0.17$ à $\alpha_e = 26.3^\circ$ et $St = 0.23$ à $\alpha_e = 23.8^\circ$. Le lien entre cette allée de Bénard-von Kármán et le bruit généré a ensuite été mis en évidence par combinaison du calcul de densité sepectrale de puissance croisée (CPSD) dans les zones de corrélation maximale et de l'analyse modale aux valeurs propres spectrales (SPOD). Il a ainsi été montré que que le bruit généré pour $\alpha_e = 23.8^\circ$ et $\alpha_e = 26.26^\circ$ est lié à la formation des tourbillons de Bénard-von Kármán. Afin d'identifier l'origine des différences acoustiques dans les spectres de pression mesurée en champs lointain pour ces deux angles d'attaque, les caractéristiques de cette allée de tourbillons ont été étudiées plus en profondeur par analyse des spectres d'énergie de SPOD. Il a alors été identifié que la formation de l'allée de Bénard-von Kármán pour $\alpha_e = 23.8^\circ$ est nettement moins énergétique que pour $\alpha_e = 26.26^\circ$. De plus, les visualisations de la vorticité de fluide reconstruites à partir des premiers modes SPOD a permis d'observer que l'allée de Bénard-von K arm n comprend des tourbillons de plus grande taille pour l'écoulement associé à l'incidence la plus élevée. Une différence significative a également été observée dans la distribution de l'énergie de l'écoulement en fonction de la fréquence selon l'incidence du profil. Les spectres d'énergie SPOD et la visualisation de l'écoulement reconstruit par les modes SPOD ont permis d'identifier la présence d'une oscillation basse fréquence de la couche de cisaillement de la bulle de séparation à $\alpha_e = 23.8^\circ$. Ce phénomène semble également être présent en condition de décrochage profond, avec une contribution énergétique moindre. Deux instabilités pourraient expliquer ce phénomène : le battement de la couche de cisaillement ou la respiration de la bulle de séparation. La nature de cette oscillation n'a pas pu être clairement identifiée en raison du manque de données de vitesse près de la paroi. Cependant, le fait que le point de séparation pour l'écoulement d'incidence $\alpha_e = 23.8^\circ$ ne soit pas situé au bord de fuite du profil suggère qu'il est instable et qu'il s'agit donc probablement d'un phénomène de battement. Deux hypothèses ont alors été avancées afin d'expliquer les différences acoustiques. La première concerne les caractéristiques du tourbillon de bord de fuite de Bénard-von K arm n, moins énergétique et de plus petite taille pour $\alpha_e = 23.8^\circ$, laissant penser que la zone de rayonnement acoustique est également de taille inférieure à celle générée pour $\alpha_e = 26.26^\circ$ ce qui participerait à l'élargissement de la bande spectrale du bruit associé. La deuxième hypothèse se concentre sur l'influence du phénomène de battement sur le tourbillon de Bénard-von K arm n, qui pourrait induire une réduction de la cohérence selon l'envergure du profil de cette structure et affecterait ainsi son rayonnement acoustique.

4.2 Article

Banner appropriate to article type will appear here in typeset article

Experimental Characterization of the Airfoil Stall Noise at High Angles of Attack

Sicard L.¹†, Monchaux R.¹, Cotté B.¹, Raus D.¹ and Jondeau E.²

¹ENSTA Paris, Institute of Mechanical Sciences and Industrial Applications, Palaiseau, 91120, France

²Ecole Centrale de Lyon, LMFA, Ecully, 69131, France

(Received xx; revised xx; accepted xx)

This study proposes to experimentally identify the aerodynamic structures responsible for the deep stall noise for a thick and cambered NACA63₃418 airfoil characterized by a trailing edge stall. Time-resolved particle image velocimetry measurements are performed synchronously with far-field microphone measurements for two high angles of attack near the deep stall condition and in the deep stall condition for a chord-based Reynolds number of 4×10^5 . The wake structures are localized by quadrant analysis and identified by spectral analysis of velocity fluctuations. The link between these structures and the generated noise is studied by correlating the velocity field around the airfoil with the acoustic pressure in the far field. The noise generating structures are then studied more precisely using the spectral proper orthogonal decomposition. It is found that the deep stall noise is strongly linked to the Bénard-von Kármán vortex shedding generated by the interaction of the trailing edge vortex with the Kelvin Helmholtz instability produced in the separation bubble shear layer. Comparing the results obtained at both angles of attack, it appears that the position of the separation point plays an important role in the generated noise by influencing the size of the shedded vortex and by controlling the amplification of the shear layer flapping motion that can disturb the coherence of the vortex shedding and its acoustic radiation efficiency.

Key words:

MSC Codes 76Q05, 76G25, 76F10

1. Introduction

In the field of aeroacoustics of wind turbines, one of the main current challenge is to reduce the noise generated and in particular the dynamic stall noise. During their rotation, wind turbine blades may be subjected to an uneven wind shear that causes a variation of the angle of attack of the blade sections over time (Bertagnolio *et al.* 2015). For a critical value of the angle of attack, an adverse pressure gradient develops on the suction side of the profile leading to the separation of the boundary layer and the stall. The periodic occurrence of this phenomenon

† Email address for correspondence: lisa.sicard@ensta-paris.fr

32 during the blades revolution is accompanied by a low-frequency flapping noise perceived
33 close to the rotor but also in the far field in the form of noise amplitude modulation, which is
34 disturbing for local residents (Oerlemans 2015). Studies on dynamic stall noise have shown
35 that depending on the oscillation frequency of the airfoil, different flow regimes associated
36 with distinct acoustic characteristics can be achieved (Corke & Thomas (2015); Sheng et al.
37 (2008)). For a typical wind turbine blade NACA63₃418 profile, Raus et al. (2021) have shown
38 that for reduced pitch rate below 0.01, the profile is in a quasi-static regime characterized by
39 a noise analogous to static stall noise. The current problem is that static stall noise is not well
40 understood, which prevents the identification of acoustic sources in such a regime. Indeed,
41 until now, studies on airfoil self-noise have mainly focused on trailing edge noise associated
42 with an attached turbulent boundary layer (Howe (1978), Brooks & Hodgson (1981), Lee
43 et al. (2021)). This lack of information on static stall noise is responsible for a deficiency in
44 the prediction models of airfoil stall noise, which are essential for the acoustic optimization
45 of wind turbine blades. Indeed, although various models have been established such as the
46 semi-empirical model of Brooks et al. (1989), the low-frequency model of Moreau et al.
47 (2009) based on Curle's analogy or the scaling laws of Bertagnolio et al. (2017), the stall
48 noise in static condition is not yet modeled in its entirety and the dependence of these models
49 on input data requiring precise information on the flow boundary layer limits their use.

50 The stall phenomenon is an active area of research in itself and a wide variety of stall
51 mechanisms have been identified. Depending on the shape and thickness of the profile, the
52 boundary layer may react differently to the adverse pressure gradient with either leading
53 edge stall, trailing edge stall or a combination of both. A more detailed description can
54 be found in Torenbeek (2013). The curvature of the profile, as in the case of wind turbine
55 blades, obviously makes this picture even more complex and depends on a case-by-case basis
56 (McCullough & Gault 1951). A direct consequence is that the noise generated during the stall
57 process is also associated with a wide range of physical mechanisms and flow structures.
58 In order to better understand the stall noise, various studies have been conducted on the
59 static stall noise characterized by an increase in the amplitude of the acoustic pressure at low
60 frequencies.

61 This noise was highlighted by Paterson et al. (1975) who studied the interaction noise of
62 a tip vortex with a NACA0012 airfoil profile using far-field sound pressure measurements in
63 a 2×10^6 Reynolds number flow. They showed that the vortex-blade interaction can cause
64 a local stall of the blade and an increase in the far-field noise for a wide frequency band
65 between 250 Hz and 1000 Hz. This noise increase could not be quantified due to the presence
66 of significant background noise from the wind tunnel. However, a similar phenomenon
67 was observed by Fink & Bailey (1980) during the study of airframe noise reduction. By
68 performing far-field acoustic measurements around a NACA2312 profile in a 10^6 Reynolds
69 number flow, the authors showed that the stall phenomenon causes a 10 dB increase in the
70 far-field noise compared to the attached turbulent boundary layer trailing edge noise.

71 More recent studies dedicated to stall noise have refined the characterization of this acoustic
72 phenomenon. Two distinct stall noise regimes have been identified by Moreau et al. (2009)
73 when studying the airfoil self-noise near and in the stall condition. By comparing the far-field
74 acoustic spectra for different angles of attack of a NACA0012 airfoil in a flow of Reynolds
75 number 1.5×10^5 , the authors have highlighted the presence of a light stall noise and a deep
76 stall noise relative to the airfoil incidence. Note that this definition of light stall and deep stall
77 noise refers solely to acoustic regimes and not to boundary layer state. Near the stall angle,
78 the authors noted an increase in the amplitude of the sound spectrum over a wide frequency
79 band between 200 Hz and 400 Hz. This is a characteristic of the light stall noise. When the
80 angle of attack further increases and largely exceeds the static stall angle, a second acoustic
81 regime called deep stall noise is identified. The deep stall noise is characterized by a decrease

82 in the amplitude of the broadband noise and the appearance of a narrow band peak around
83 100 Hz whose amplitude is approximately 10 dB higher than that of the light stall noise.
84 In this study, the authors also revealed the difficulty of experimentally studying deep stall
85 noise because of the importance of installation effects when the profile is at high incidence.
86 By performing acoustic measurements with an open-jet rectangular nozzle installed either
87 vertically or horizontally at high angles of attack, the authors showed that if the width of the
88 wind tunnel jet is too small compared to the chord size of the airfoil, a narrow-band peak
89 resulting from the interaction of the deflected flow with the wind tunnel shear layers appears
90 around 100 Hz, whose amplitude is close to that of the deep stall peak. These two stall noises
91 are also observed by Laratro *et al.* (2017) when studying the radiation of the self-noise of a
92 stalling profile. Moreover, by performing far-field acoustic measurements with microphone
93 arrays for different airfoils in a 9.6×10^4 Reynolds number flow, the authors have highlighted
94 that the thickness of the airfoil does not have a significant influence on the characteristics
95 of these two stall noises. However, a slight difference is observed for the light stall noise
96 between the NACA0012 and NACA0021 profiles. The intensity of the NACA0012 light stall
97 noise between 400 Hz and 700 Hz was found to be higher. This slight difference was also
98 observed by Raus *et al.* (2021) when comparing the light stall noise of a NACA0012 and
99 NACA63₃418 airfoils for a Reynolds number of $4 \cdot 10^5$.

100 Several studies have attempted to identify the mechanism of light stall noise generation.
101 In their study, Laratro *et al.* (2017) were able to identify the nature of the acoustic source
102 in light stall for a flat plate, a NACA0012 and a NACA0021 by studying the variation of
103 the noise directivity depending on the angle of attack. For these three profiles, they observe
104 that the appearance of the light stall noise is accompanied by a change in acoustic directivity
105 in the form of a convex dipole. This dipolar nature of the acoustic source highlights that
106 the light stall noise is generated by the radiation of hydrodynamic pressure fluctuations
107 from the airfoil. In the deep stall condition the nature of the acoustic source could not be
108 identified due to the high noise of the wind tunnel jet. The area of the profile radiating the
109 pressure fluctuations during the light stall noise is determined more precisely by Paterson
110 *et al.* (1975) by cross-correlation calculations between surface pressure and far-field acoustic
111 pressure measurements. By comparing the lags of the cross-correlation function between
112 different pressure taps along the profile chord, the authors observe that for incidences close
113 to the stall angle, the noise propagation process corresponds to radiation of unsteady surface
114 pressure fluctuations from the last 30 percent of the profile chord. A similar radiation region
115 is also identified by Mayer *et al.* (2019) by comparing beamforming maps obtained by a
116 73-microphone array for different angles of attack close to stall for a NACA0012 profile
117 in a flow characterized by a Reynolds number of 3.6×10^5 . Furthermore, Lacagnina *et al.*
118 (2019) highlight that the geometry of the profile does not seem to modify this radiation
119 zone, when studying the mechanisms of airfoil noise generation close to stall conditions
120 on a NACA65 – (12)10 profile in a flow at a Reynolds number of $2 - 4 \times 10^5$. Thanks to
121 cross-correlation analysis between the surface pressure measured near the trailing edge and
122 the far-field acoustic pressure for different angles of attack near stall, the authors note that the
123 coherence is maximum for only some of the frequencies perceived in the far field, suggesting
124 that the trailing edge is not the only source of light stall noise and that the radiation zone
125 extends further upstream along the chord of the profile. Thus, although the noise generation
126 mechanism is relatively well understood in the light stall condition, there is currently a
127 significant lack of measurements of the deep stall noise. Furthermore, the source of the
128 surface pressure fluctuations that cause the acoustic radiation in light stall and deep stall is
129 not yet well defined.

130 Mayer *et al.* (2019) highlight the link between these surface fluctuations and the large
131 coherent structures present in the turbulent wake of the stalled airfoil from surface pressure

132 auto-correlation calculated along the airfoil chord for different incidences. During the stall, the
133 authors observed that the time interval for which the auto-correlation coefficient is maximal
134 increases significantly indicating that the size of the structures perceived by the airfoil has
135 considerably increased. Furthermore, the identical behavior of the auto-correlation coefficient
136 along the chord of the profile reveals that the large-scale structures are generated over a large
137 part of the profile without evolving or changing size significantly. These structures could
138 not be identified in this study due to the lack of information on the wake aerodynamics.
139 The role of the coherence of these structures in the generated noise is discussed by Turner
140 & Kim (2020) when analyzing high-fidelity direct numerical simulations for a NACA0012
141 profile in a 5×10^4 Reynolds number flow. Indeed, the authors observe that during the stall the
142 intensity of the acoustic source near the trailing edge is strongly reduced and that the increase
143 of the far-field noise comes from the strong coherence of the structures which ensures a very
144 effective acoustic radiation. Details on the nature of these structures have been brought by
145 Lacagnina *et al.* (2019) who propose the first velocity field measurements in the wake of an
146 airfoil in the context of static stall noise analysis. The aerodynamic structures responsible
147 for the stall noise are identified thanks to Particle Image Velocimetry (PIV) measurements
148 combined with simultaneous surface pressure and hot wire measurements at the trailing edge
149 of the airfoil. By calculating the coherence between wake velocity and surface pressure at
150 the trailing edge, the authors revealed that there is a causal relationship between these two
151 quantities for three distinct frequency ranges. The analysis of the PIV fields by Dynamical
152 Mode Decomposition (DMD) allowed them to observe the structures associated with these
153 frequency ranges. Three aerodynamic phenomena are then identified. At very low frequencies
154 around 10 Hz-20 Hz, the authors detect a shear layer flapping phenomenon; at low frequencies
155 around 150 Hz, the DMD mode velocity fields reveal the presence of a shear layer winding
156 phenomenon in the form of a large scale vortex along the span of the profile. Finally, for the
157 highest frequency range around 1000 Hz, a Kelvin-Helmholtz type shear layer instability is
158 found. This study has significantly increased our knowledge of the mechanisms underlying
159 stall noise, however it is limited to the light stall acoustic regime for a specific airfoil which
160 presents a leading edge stall different from the trailing edge stall typically encountered on
161 thick wind turbine airfoils. Another strong limitation of this study is that the velocity field
162 measurements through PIV and the far-field acoustic noise estimation are not performed
163 simultaneously and for different Reynolds numbers, preventing clear correlations between
164 flow structures and radiated sound to be performed.

165 To summarize, the numerous studies that have focused on the origin of stall noise have
166 allowed us to identify at least two regimes, one close to stall conditions, the light stall noise,
167 and one occurring for much higher angles of attack, the deep stall noise. For the former, the
168 mechanisms of noise generation and particularly the link with the aerodynamic structures
169 involved have been studied for thin and symmetrical profiles which are not representative of
170 wind turbine blades. On the other hand, deep stall noise origins and its link to aerodynamic
171 coherent structures have never been identified. We thus propose in this paper to study the
172 link between the aerodynamic and acoustic characteristics of a flow around a thick and
173 cambered static airfoil in deep stall conditions. Our goal is to identify the aerodynamic
174 structures responsible for the deep stall noise for a NACA63₃418 airfoil from an experimental
175 approach. For this purpose, an aerodynamic analysis of the airfoil wake is performed for
176 two angles of attack close to each other and in deep stall conditions. The link between
177 the aerodynamic characteristics of the wake and the noise perceived in the far field is
178 characterised by correlating time-resolved PIV velocity field estimations around the airfoil
179 and far-field acoustic measurements in a fashion similar to the work of Siegel *et al.* (2018) for
180 the dynamic stall noise of a NACA64–618 profile. We propose a thorough characterisation of
181 the flow structures through quadrant analysis and Spectral Proper Orthogonal Decomposition

182 (SPOD). Section 2 presents the experimental setup and the various synchronized acoustic and
 183 aerodynamic measurements. The Spectral Proper Orthogonal Decomposition is presented in
 184 great detail in Section 3. The results are presented in Section 4. All these results are discussed
 185 in section 5 before a conclusion is given.

186 2. Experimental setup

187 In order to identify the acoustic sources near and in the deep stall conditions, an experiment
 188 is set up to obtain synchronized acoustic and aerodynamic measurements around a NACA
 189 63₃418 airfoil. The specificity of this experiment is the synchronization of the two-
 190 dimensional Time-Resolved Particle Image Velocimetry measurements (2D TR-PIV) in the
 191 close airfoil wake with far-field acoustic measurements. The technical characteristics of the
 192 experimental setup are presented below.

193 2.1. Flow configuration

194 The experiment is performed in the anechoic wind tunnel of the École Centrale de Lyon. The
 195 anechoic wind tunnel is composed of an anechoic chamber of $8 \times 9 \times 10 \text{ m}^3$ including a
 196 rectangular subsonic jet exit of $0.4 \times 0.3 \text{ m}^2$ and a semi-open test section with two horizontal
 197 end plates guiding the incident flow at the jet exit, see Figure 1. The plates trailing edges
 198 are equipped with brushes to limit the acoustic radiation of their boundary layers. The
 199 measurements are performed for a NACA 63₃418 airfoil with a chord $c = 0.12 \text{ m}$ and a span
 200 $s = 0.30 \text{ m}$. The airfoil is placed vertically between the end plates by means of discs allowing
 201 the profile rotation around its chord center, the upper disc being glass to allow the visualization
 202 of the flow. A horizontal plane (x, y) is defined at mid-span of the airfoil and centered on the
 203 airfoil chord center with the x -axis defined parallel to and of the same direction as the incident
 204 flow. The airfoil leading edge is positioned at $x/c = -0.5$ and the trailing edge at $x/c = 0.5$.
 205 The angles of attack α_e presented in this study are the effective angles of attack. Garner's
 206 correction (Garner et al. 1966) is applied to the values of the geometric angles of attack α_g
 207 to compensate the jet deflections generated by the open jet wind tunnel, see Table 1. Further
 208 details on these corrections implementation in our setup can be found in Raus et al. (2022).
 209 The airfoil is subjected to an inflow velocity $U_\infty = 50 \text{ m/s}$, corresponding to a chord based
 210 Reynolds number $Re_c = U_\infty c/\nu = 4 \times 10^5$, and a Mach number $Ma = U_\infty/a = 0.15$, with
 211 ν and a representing respectively the kinematic viscosity of the flow and the sound celerity,
 212 estimated for a ambient temperature of 283.15 K. The residual turbulence rate of the wind
 213 tunnel is measured at 0.4%. To trigger the turbulent boundary layer transition, a 5 mm thick
 214 tripping tape is placed on the airfoil pressure side near the leading edge at $x/c = -0.4$ along
 215 the span. This zigzag tripping prevents the formation of the Tollmien-Schlichting waves at
 216 the origin of laminar boundary layer noise which can interfere with the acoustic stall regimes
 217 identification at low Reynolds numbers (Winkler et al. 2020; Kingan & Pearse 2009).

218 2.2. Far-field acoustic measurements

219 Far-field acoustic measurements are performed using a Gras 46 BE microphone placed 2 m
 220 from the airfoil center in the mid-span plane. The microphone is facing the airfoil pressure side
 221 and is directed perpendicular to the test section, as shown in figure 1. The acoustic sampling
 222 frequency is $f_p = 51.2 \text{ kHz}$. For each angle of attack, 2 seconds long acoustic measurements
 223 are carried ten times independently. Background noise measurements of 30 s are performed
 224 to characterize the noise generated by the wind tunnel, end plates and measuring devices (PIV
 225 laser, etc). However, precautions must be taken at high angles of attack, as the background
 226 noise may be modified at low frequencies due to the interaction between the jet shear layers

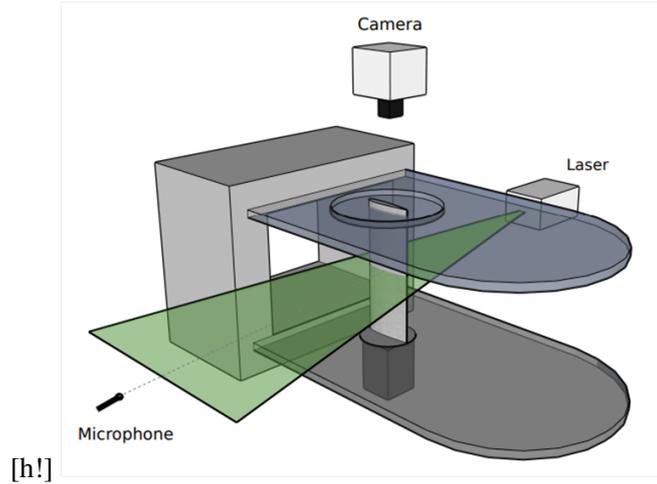


Figure 1: Experimental Set Up in the anechoic wind tunnel of the École Centrale de Lyon.
The flow from left to right.

α_g (°)	0	15	18	27	30
α_e (°)	-0.6	10.2	13.4	23.8	26.3

Table 1: Correspondence between the geometric angles of attack α_g and the effective angles α_e calculated with the Garner et al. (1966) correction. Bolded angles represent angles for which 2D TR-PIV measurements are performed.

227 and the flow around the airfoil (Moreau et al. 2009). At $\alpha_e = 23.8^\circ$ and $\alpha_e = 26.3^\circ$ the
 228 measurements are synchronized with 2D TR-PIV measurements. To take into account the
 229 acoustic propagation time, the acoustic acquisition time is chosen to be longer than the TR-
 230 PIV acquisition time which is set to 1.65 s. The microphone and laser trigger signals were
 231 recorded to synchronize the PIV and acoustic data.

232 2.3. Velocity field measurements and data processing

233 The velocity fields are measured using a 2D TR-PIV system in the horizontal plane (x, y) on
 234 the airfoil suction side, as shown in Figure 1, with u' and v' the associated velocity fluctuations
 235 components. A Phantom VEO1310 camera is positioned above the upper guiding disc. To
 236 minimize the size of the area of the camera field located in the shadow of the airfoil, the
 237 camera is rotated around the z -axis by an angle of -15° with the flow direction x . Moreover,
 238 to avoid light reflections generated by the profile wall, the camera is tilted around the x -axis
 239 by $+3^\circ$ to the normal. The resulting distortion is corrected during the calibration step by using
 240 a three-dimensional calibration map. However, this tilt prevents the TR-PIV measurement to
 241 be valid close to the wall. Depending on the angle of attack and the position along the airfoil
 242 suction side, the thickness of this area without velocity field data varies between 10 mm at
 243 the leading edge and 1 mm at the trailing edge.

244 Velocity field measurements are performed ten times independently in a 166.8×222 mm²
 245 field of view with a spatial resolution of 5.76 px/mm. The TR-PIV sampling frequency is
 246 $f_{PIV} = 3$ kHz with an acquisition duration of 1.65 s, thus 4953 images are recorded for
 247 each acquisition. The seeding is done with SAFEX Inside Nebelfluid "Feuerwehr Extra"

248 particles. They are injected at the compressor inlet, well upstream of the measurement zone.
 249 They then travel the entire length of the wind tunnel, ensuring a thorough homogenization
 250 of their distribution within the flow. Measurements of particle diameter using Phase Doppler
 251 Anemometry allowed us to obtain histograms revealing a size distribution ranging from
 252 $0.514 \mu\text{m}$ to $3 \mu\text{m}$, with an average particle diameter of around $1 \mu\text{m}$. The particles are
 253 illuminated at 532 nm by a dual pulse laser, the Mesa PIV 532-120-M from Amplitude
 254 Laser[®] delivering 9 mJ per pulse, connected to an articulated arm. Data acquisition and
 255 processing are performed with the Lavision's Davis 10.1.2 software. A data preprocessing
 256 including a temporal filtering and a masking of the shadow zones is applied. Velocity vector
 257 fields are computed with a multi-pass cross-correlation algorithm with a final interrogation
 258 window size of $16 \times 16 \text{ px}^2$ and an overlap of 50% . Selection criteria based on peak ratio
 259 and residual threshold values are applied in post-processing to eliminate spurious vectors.

260 3. Spectral Proper Orthogonal Decomposition

261 One of the characteristics of this study is the use of the Spectral Proper Orthogonal
 262 Decomposition (SPOD). This method was proposed by Lumley (2007) to identify coherent
 263 structures in turbulent flows. It consists in decomposing the characteristic quantities of
 264 the flow (velocity, pressure, vorticity, etc.) into a sum of modes, each oscillating at a
 265 unique frequency. Each mode represents a coherent structure in space and time. It has
 266 long been ignored because it requires time-resolved input data. The use of proper orthogonal
 267 decomposition (POD) or dynamic mode decomposition (DMD) has often been favoured. In
 268 this study, we apply this method to the velocity fluctuation fields obtained by TR-PIV because
 269 the assignment of a unique frequency to each identified structure is a considerable advantage
 270 for linking aerodynamic and acoustic data. SPOD has already been used in aeroacoustics for
 271 the study of jet noise (Schmidt et al. (2018); Nekkanti & Schmidt (2021); Fiore et al. (2022)).
 272 We propose in this paper the first application of SPOD for the study of the deep stall noise
 273 on a thick and cambered profile. The theoretical presentation of the SPOD proposed below
 274 is based on the work of Towne et al. (2018), which presents a simplification of Lumley's
 275 original demonstration.

276 3.1. Principle of the Spectral Proper Orthogonal Decomposition

277 Let $\mathbf{q}(\mathbf{x}, t, \xi)$ be a stochastic process of zero mean characterising the flow, with \mathbf{x} a set of
 278 independent spatial variables in the domain Ω and ξ a probability element parameterising
 279 the stochastic process. In his study, Lumley (2007) demonstrates that coherent structures can
 280 be identified by solving the eigenvalue problem of the stochastic process covariance tensor
 281 \mathbf{C} between two points \mathbf{x} and \mathbf{x}' , \mathbf{C} being defined as :

$$282 \quad C(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t - t') = \mathbf{E}\{\mathbf{q}(\mathbf{x}, t, \xi)\mathbf{q}^*(\mathbf{x}', t', \xi)\}, \quad (3.1)$$

283 where \mathbf{E} refers to the mathematical expectation, and the asterisk represents the conjugate
 284 transpose. For this, the inner product is defined as :

$$285 \quad \langle \mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\Omega} \mathbf{q}_1^*(\mathbf{x}, t) \mathbf{W} \mathbf{q}_2(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x} dt, \quad (3.2)$$

286 with \mathbf{W} , the weighting matrix. Then the modes are solutions of the first-order Fredholm
 287 integral equation. In the case of spatially and temporally coherent structures, the Fourier
 288 transform of the covariance tensor is computed, giving rise to the cross-spectral density
 289 tensor \mathbf{S} :

$$290 \quad \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', f) = \int_{-\infty}^{+\infty} C(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \tau) e^{-2i\pi f\tau} d\tau. \quad (3.3)$$

291 An equivalent eigenvalue problem is then developed in the frequency domain as shown
 292 in Eq (3.4). Thus, at each frequency, the SPOD modes are the orthogonal eigenvectors $\boldsymbol{\psi}$,
 293 associated with the eigenvalues λ :

$$294 \quad \int_{\Omega} \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', f) \mathbf{W}(\mathbf{x}') \boldsymbol{\psi}(\mathbf{x}', f) d\mathbf{x}' = \lambda(f) \boldsymbol{\psi}(\mathbf{x}, f). \quad (3.4)$$

295 An important parameter in this equation (3.4) is the weighting matrix \mathbf{W} . The content of this
 296 matrix depends on the chosen inner product and plays a central role in the SPOD analysis.
 297 The values attributed to the weighting coefficients allow us to amplify or decrease the
 298 contribution of some spatial zones and/or stochastic variable(s). For example, SPOD can be
 299 applied to a spatial sub-domain by assigning a zero weight to certain spatial locations of the
 300 stochastic variables. Finally at each frequency f , the stochastic variables Fourier transforms
 301 $\hat{\mathbf{q}}$ are decomposed into a sum of modes that are associated to an expansion coefficient a_j ,
 302 including their eigenvalues λ_j :

$$303 \quad \hat{\mathbf{q}}(\mathbf{x}, f) = \sum_{j=1}^{\infty} a_j(f) \boldsymbol{\psi}_j(\mathbf{x}, f). \quad (3.5)$$

304 One of the SPOD properties is that the sum of the eigenvalues is equal to the total variance
 305 which generally represents some form of flow energy :

$$306 \quad \sum_{j=1}^{\infty} \lambda_j = \mathbf{E}\{\langle \mathbf{q}, \mathbf{q} \rangle\}. \quad (3.6)$$

307 Thus, each coherent structure contributes independently to the energy of the flow and the
 308 relative importance of each structure in the flow representation is defined by the magnitude
 309 of the eigenvalue of the associated velocity field cross-spectral density tensor.

310 The eigenvalues are ranked in descending order. The largest eigenvalue corresponds to the
 311 dominant mode, and the smallest eigenvalues are suboptimal modes associated with lower
 312 energies. The application of this method to our TR-PIV velocity fluctuation data is discussed
 313 in Sections 3.2 and 3.3 with the presentation of the Welch's method and the determination
 314 of its optimal parameters.

315 *3.2. Spectral estimation by Welch's method*

316 To calculate the cross-spectral density tensor we use the Welch estimation method (Welch
 317 1967). To do so, we denote by \mathbf{Q} the snapshot matrix constituted by the discrete flow data of
 318 the stochastic variables. Each column of the matrix \mathbf{Q} represents a snapshot of the stochastic
 319 variables in the spatial domain. The time length is decomposed into N_t snapshots separated
 320 by regular time intervals Δt . At time t_k , the snapshot is denoted by \mathbf{q}_k . Then the snapshots
 321 matrix can be expressed as a time series:

$$322 \quad \mathbf{Q} = [\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_{N_t}]. \quad (3.7)$$

323 To estimate the cross-spectral density matrix, Welch's method requires several Fourier
 324 transform calculations of the matrix \mathbf{Q} . The stationarity of the stochastic variables is then
 325 exploited to construct a set of realisations from a single longer time series. The time series \mathbf{Q}
 326 are divided into N_{blk} blocks of N_{FFT} snapshots that can overlap. The number of overlapping
 327 snapshots per block is denoted by N_{ovlp} . The number of blocks is thus defined by :

$$328 \quad N_{blk} = \left\lceil \frac{N_t - N_{ovlp}}{N_{FFT} - N_{ovlp}} \right\rceil. \quad (3.8)$$

329 Moreover, a windowing function is applied to each block to reduce spectral leakage due to
 330 the non-periodicity of the N_{FFT} snapshots in each block. The Fourier transforms of each
 331 block are then calculated and grouped by frequency. For each frequency f_k , the rearranged
 332 snapshot matrix in the spectral domain $\hat{\mathbf{Q}}_{f_k}$ is expressed as follows:

$$333 \quad \hat{\mathbf{Q}}_{f_k} = \left[\hat{q}_{f_k}^{(1)}, \hat{q}_{f_k}^{(2)}, \dots, \hat{q}_{f_k}^{(N_{\text{blk}})} \right], \quad (3.9)$$

334 with $\hat{q}_{f_k}^{(n)}$, the Fourier transform at the frequency f_k of the n^{th} block. Thus, several realisations
 335 of the Fourier transform are obtained for each frequency. An illustration of this frequency
 336 reorganisation step can be found in Figure 1 of Schmidt & Colonius (2020). For each
 337 frequency, the cross-spectral density tensor is then calculated as follows:

$$338 \quad \mathbf{S}_{f_k} = \frac{\Delta t}{N_{\text{blk}}} \frac{1}{\sum_{j=1}^{N_{\text{FFT}}} w_j^2} \sum_{n=1}^{N_{\text{blk}}} \hat{\mathbf{q}}_k^{(n)} \left(\hat{\mathbf{q}}_k^{(n)} \right)^*, \quad (3.10)$$

339 with w_j the weighting matrix coefficients. One difficulty in using this method is to determine
 340 the number of snapshots required per block to obtain an accurate estimate of the cross-spectral
 341 density matrix. Indeed on one hand, it is necessary to have a high number of snapshots per
 342 block to obtain a high frequency resolution $\Delta f = 1/(N_{\text{FFT}}\Delta t)$ and thus an accurate estimation.
 343 However, on the other hand, as the time length N_t is limited by the memory of the camera,
 344 the increase of the number of snapshots per block leads to a decrease of the number of
 345 blocks (Eq. (3.8)) which can then prevent the statistical convergence of the estimated values.
 346 Thus, the issue of parameter selection for the Welch's method is to find a balance between
 347 frequency resolution and uncertainty of the estimated values. The determination of the
 348 optimal spectral estimation parameters for our TR-PIV velocity fluctuations measurements
 349 analysis is presented in Section 3.3.

350 3.3. Welch's method parameters selection

351 Since the objective is to link the aerodynamic and acoustic data measured in a synchronised
 352 way, the SPOD is applied for each acquisition run separately. For each run, a snapshot matrix
 353 \mathbf{Q} of temporal length $N_t = 4953$ is constructed. The velocity fluctuations are statistically
 354 stationary and the SPOD is applied to both velocity components simultaneously:

$$355 \quad \mathbf{Q} = \begin{bmatrix} u'(\mathbf{x}_1, t_1) & u'(\mathbf{x}_1, t_2) & \dots & u'(\mathbf{x}_1, t_{N_t-1}) & u'(\mathbf{x}_1, t_{N_t}) \\ u'(\mathbf{x}_2, t_1) & u'(\mathbf{x}_2, t_2) & \dots & u'(\mathbf{x}_2, t_{N_t-1}) & u'(\mathbf{x}_2, t_{N_t}) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ u'(\mathbf{x}_M, t_1) & u'(\mathbf{x}_M, t_2) & \dots & u'(\mathbf{x}_M, t_{N_t-1}) & u'(\mathbf{x}_M, t_{N_t}) \\ v'(\mathbf{x}_1, t_1) & v'(\mathbf{x}_1, t_2) & \dots & v'(\mathbf{x}_1, t_{N_t-1}) & v'(\mathbf{x}_1, t_{N_t}) \\ v'(\mathbf{x}_2, t_1) & v'(\mathbf{x}_2, t_2) & \dots & v'(\mathbf{x}_2, t_{N_t-1}) & v'(\mathbf{x}_2, t_{N_t}) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ v'(\mathbf{x}_M, t_1) & v'(\mathbf{x}_M, t_2) & \dots & v'(\mathbf{x}_M, t_{N_t-1}) & v'(\mathbf{x}_M, t_{N_t}) \end{bmatrix}, \quad (3.11)$$

356 both velocity fields being estimated to be of equal importance over the whole spatial domain
 357 of 160×120 points, the identity matrix is chosen as the weighting matrix. Therefore, the sum
 358 of the eigenvalues represents the turbulent kinetic energy of the flow. To obtain a realistic
 359 estimation of the cross spectral density tensor \mathbf{S} , we determine the optimal number of blocks
 360 in the Welch method by performing a parametric study.

361

362 Two parameters can be used to vary the number of blocks, the number of snapshots per

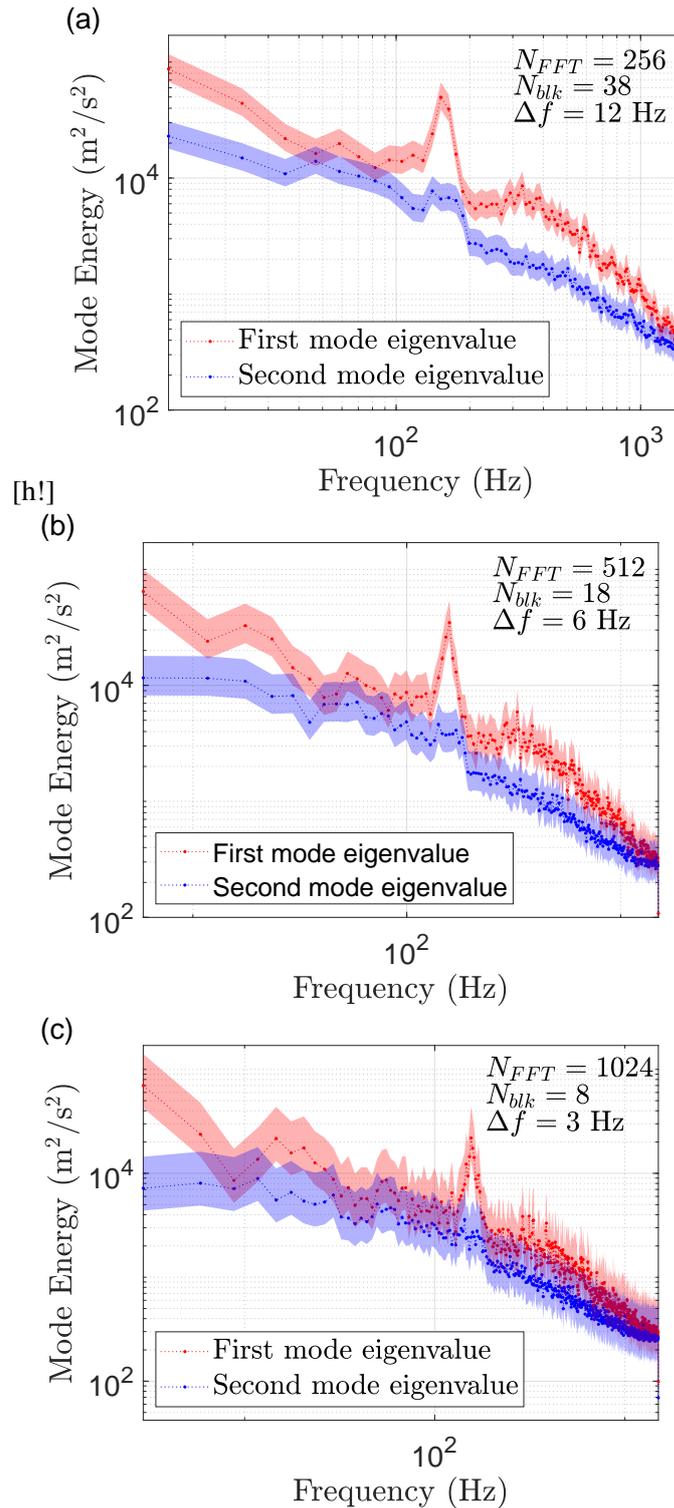


Figure 2: SPOD spectra of the first (red) and second (blue) modes for velocity fluctuations of a run of TR-PIV measurements at $\alpha = 26^\circ$ with the confidence interval of 90% as shaded zones for (a) $N_{FFT} = 256$, (b) $N_{FFT} = 512$ and (c) $N_{FFT} = 1024$. An overlap of 50% gives respectively set sizes of 38 blocks, 18 blocks and 8 blocks.

363 block N_{FFT} and the overlap rate between blocks N_{ovlp} . In his original work, Welch (1967)
 364 demonstrates that an overlap rate of 50% is the optimal value for the spectral estimation.
 365 Thus, an overlap of 50% between blocks with $N_{ovlp} = N_{FFT}/2$ is applied. Assuming that
 366 \mathbf{q} and $\hat{\mathbf{q}}$ are random and normally distributed, and that the realizations N_{blk} of the Fourier
 367 transforms are independent, Schmidt & Colonius (2020) showed that the uncertainty on the

368 SPOD eigenvalues and the number of blocks are related by a chi-square law $\chi_{2N_{blk}}^2$ of $2N_{blk}$
 369 degrees of freedom. The bounds of the confidence interval of the eigenvalue λ_j are then
 370 given by:

$$371 \left[\frac{2N_{blk}\lambda_j}{\chi_{2N_{blk}}^2(1-\alpha/2)}, \frac{2N_{blk}\lambda_j}{\chi_{2N_{blk}}^2(\alpha/2)} \right], \quad (3.12)$$

372

373 with α the tolerance limit set to 90% in the following. We compare the uncertainty estimated
 374 by this law for three different segmentations: $N_{blk} = 38$, $N_{blk} = 18$ and $N_{blk} = 8$ with
 375 50% overlap and a standard Hamming windowing. The eigenvalue spectra for these three
 376 configurations for one data run at $\alpha = 26^\circ$ are shown in Figure 2. Similar behaviors were
 377 observed at $\alpha_e = 23.6^\circ$ and $\alpha_e = 26^\circ$ for all the runs.

378

379 To determine the limit value of acceptable uncertainty, we use a criterion on the conservation
 380 of the low rank behavior in the eigenvalues spectra. The low rank behaviour describes
 381 the high degree of separation of the first two eigenvalues and allows us to highlight the
 382 presence of dominant physical mechanisms in the flow, such as instabilities. If the eigenvalues
 383 uncertainties are too important, this behavior is no longer visible and information on
 384 the flow are lost. This can be observed on Figure 2.c) for $N_{blk} = 8$. The uncertainties
 385 significantly overlap over a wide range of frequencies and the first two eigenvalues are no
 386 longer distinguishable. The smallest number of blocks for which the low-rank behavior is
 387 preserved with correct frequency resolution is $N_{blk} = 18$, as shown in Figure 2.b). Indeed,
 388 by comparing the spectra of Figures 2.a) and 2.b), it appears that for $N_{blk} = 38$ the frequency
 389 resolution is too low and thus generates spectral leakage. Thus, for the rest of our analysis
 390 we apply the Welch method to the velocity fluctuations such that $N_{blk} = 18$, $N_{FFT} = 512$ and
 391 $N_{ovlp} = 256$. This allows us to obtain a SPOD frequency resolution of 6Hz.

392 4. Results

393 Before presenting the results, some notations are introduced. Throughout this section, S_{XY}
 394 denotes the power spectral density computed between the signal X and the signal Y . X , and
 395 Y can be respectively the far-field sound pressure p , the longitudinal velocity fluctuation u' ,
 396 or the transverse velocity fluctuation v' .

397 4.1. Characterisation of the airfoil noise near and in deep stall condition

398 According to the work of Moreau *et al.* (2009) and Laratro *et al.* (2017), the different
 399 acoustic noise present in static condition occur during different stall phases, i.e. at different
 400 angles of attack. In order to identify the angles of attack corresponding to the deep stall
 401 condition, we compare the acoustic signatures measured at different angles of attack
 402 $\alpha_e = [-0.6, 10.2, 13.4, 23.8, 26.3]^\circ$, as well as the main characteristics of the associated
 403 flows. To do so, the power spectral densities (PSD) of the acoustic fields S_{pp} are calculated
 404 using Welch's estimation method with a Hamming window of 16384 samples and an overlap
 405 of 50%. The resulting S_{pp} have a frequency resolution of 6 Hz. The PSD is calculated
 406 independently for each of the ten acquisition runs and then ensemble averaged for each
 407 angle of attack. These averages $\overline{S_{pp}}$ are shown in Figure 3 for the five angles of attack. The
 408 background noise being dominant for frequencies below 70 Hz, the acoustic signal is studied
 409 over a range of frequencies from 70 Hz to 1500 Hz.

410

411 Firstly, at zero incidence, it can be seen that the airfoil generates a trailing edge noise of
 412 attached turbulent boundary layer characterised by a low amplitude sound for frequencies

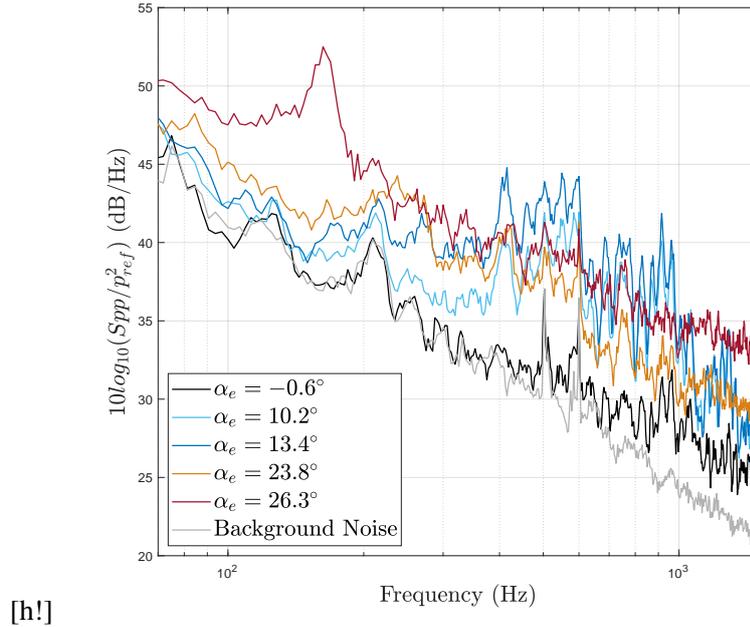


Figure 3: PSD of far-field sound pressure for different angles of attack averaged over the ten independent runs, with $p_{ref} = 2.10^{-5}$ Pa.

413 above 600 Hz (Lee et al. 2021). For the other angles of attack, two different frequency
 414 behaviors are identified. At $\alpha_e = 10.2^\circ$ and at $\alpha_e = 13.4^\circ$, the amplitude of $\overline{S_{pp}}$ increases
 415 over a frequency band between 400 Hz and 1000 Hz. This is characteristic of the light stall
 416 noise (Moreau et al. 2009). The amplitude at $\alpha_e = 13.4^\circ$ is greater than the amplitude at
 417 $\alpha_e = 10.2^\circ$. Thus, in this range of angle of attack, increasing incidence leads to an increase
 418 in the amplitude of the light stall noise. For a higher angle of attack range, a different
 419 behaviour is observed. At $\alpha_e = 23.8^\circ$, the amplitude of the light stall noise decreases and
 420 a broadband hump appears at low frequencies around 240 Hz. Finally at $\alpha_e = 26.3^\circ$, a
 421 narrow low frequency peak of high amplitude, centred around 162 Hz emerges. This airfoil
 422 frequency behaviour at $\alpha_e = 26.3^\circ$ is characteristic of the deep stall noise (Moreau et al.
 423 2009). This acoustic analysis can be compared with the results of Raus et al. (2021) that
 424 describe the evolution of the 2D lift coefficient of the NACA63₃418 airfoil as a function
 425 of the geometric angle of attack for the same flow conditions. Thus, two acoustic regimes
 426 are identified during the stall of the NACA 63₃418 airfoil. The transition between these two
 427 regimes occurs somewhere between $\alpha_e = 15.4^\circ$ and $\alpha_e = 26.3^\circ$. In order to identify the
 428 aerodynamic mechanisms responsible for the the deep stall noise, the study focus on the
 429 comparison of the regimes near and in deep stall condition at $\alpha_e = 23.8^\circ$ and at $\alpha_e = 26.3^\circ$,
 430 respectively.

431

432 The aerodynamic characteristics of the flows associated with the acoustic signatures at
 433 $\alpha_e = 23.8^\circ$ and at $\alpha_e = 26.3^\circ$ are identified by the analysis of the 2D TR-PIV data. The mean
 434 flow streamlines for each acquisition are calculated and ensemble-averaged for both angles
 435 of attack. Figures 4 and 5 show the average streamlines of the mean flows at $\alpha_e = 26.3^\circ$ and
 436 at $\alpha_e = 23.8^\circ$ respectively. It can be seen that the flow corresponding to the deep stall noise
 437 regime at $\alpha_e = 26.3^\circ$ is completely separated from the leading edge on the airfoil suction
 438 side. Then, two shear layers from the leading and trailing edges separate the wake from the
 439 outer flow. The wake contains two recirculation zones. The first clockwise recirculation zone,
 440 bounded by the leading edge shear layer, corresponds to the separation bubble that reattaches
 441 to the trailing edge. This bubble is too long to be fully captured in the PIV field, but its length

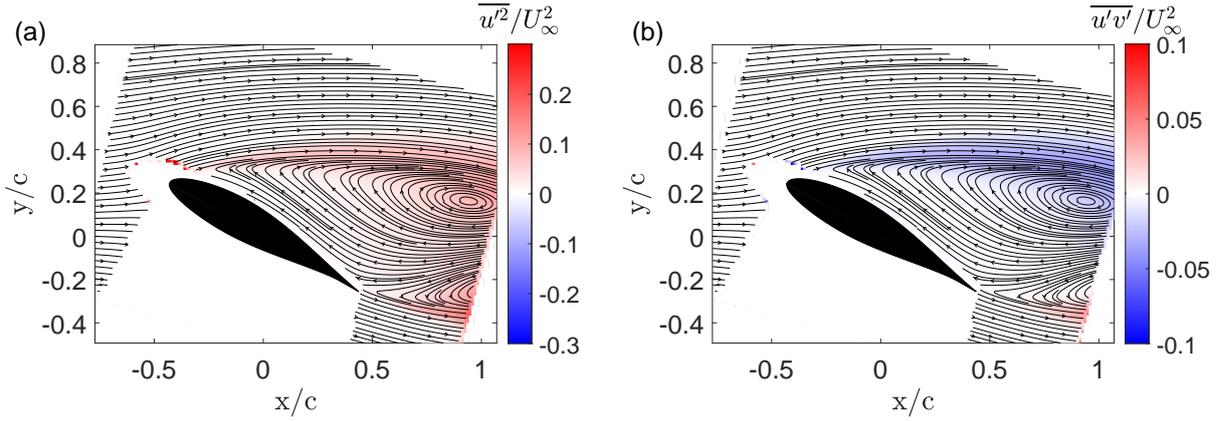


Figure 4: Streamlines of the mean flow with (a) the $\overline{u'^2}$ component of the Reynolds tensor and (b) the $\overline{u'v'}$ component of the Reynolds tensor averaged over the ten independent runs at $\alpha = 26.3^\circ$.

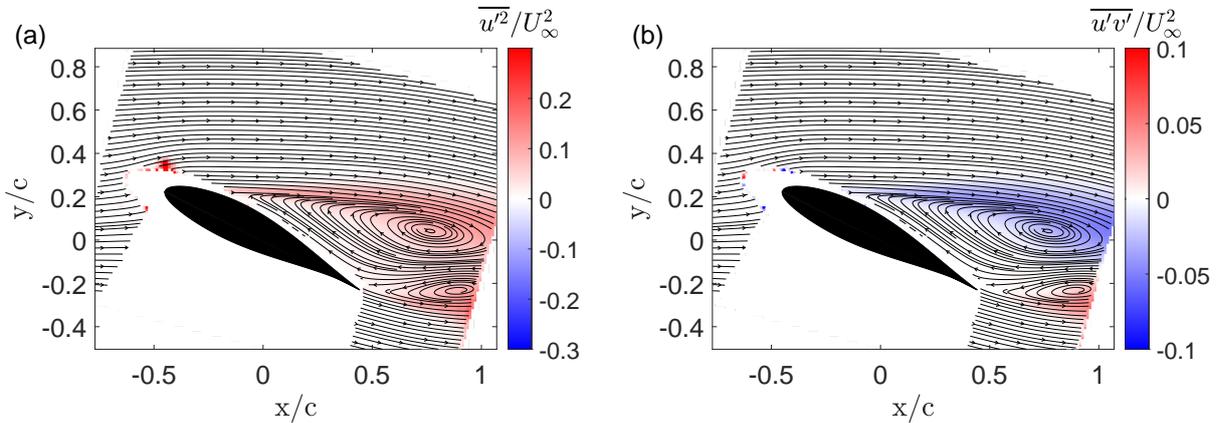


Figure 5: Streamlines of the mean flow with (a) the $\overline{u'^2}$ component of the Reynolds tensor and (b) the $\overline{u'v'}$ component of the Reynolds tensor averaged over the ten independent runs at $\alpha = 23.8^\circ$.

442 can be estimated to be of the same order of magnitude as the airfoil chord. A second, smaller
 443 recirculation zone is present near the trailing edge. This secondary recirculation results from
 444 the interaction between the recirculation flow in the separation bubble and the flow coming
 445 from the airfoil pressure side. This zone is oriented counter-clockwise and contributes to
 446 the formation of an asymmetric wake. A similar topology of the mean wake is found at
 447 $\alpha_e = 23.8^\circ$. However, the separation bubble is located further downstream on the airfoil
 448 wall, which highlights that the separation point is not located at the leading edge but further
 449 downstream on the airfoil suction side. The separation bubble is then smaller and the wake
 450 narrower. The main difference between the two flows is the location of the separation point
 451 that modifies the wake width. This shift of the separation point with the angle of attack has
 452 already been observed by Raus et al. (2021) from wall pressure measurements for the same
 453 airfoil. The authors showed for this range of Reynolds numbers that this airfoil undergoes a
 454 trailing edge stall, characterised by the separation point moving upstream from the trailing
 455 edge to the leading edge as the angle of attack increases. This leads to an increase in the size
 456 of the separation bubble and the wake as the angle of attack increases. To specify this wake
 457 topology, the components of the Reynolds tensor are calculated. Figures 4 and 5 represent

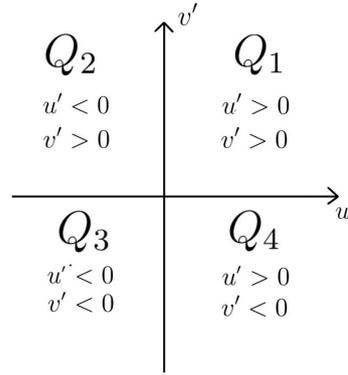


Figure 6: Quadrant analysis representation.

458 the spatial distribution of the turbulent shear stress $\overline{u'v'}$, and the longitudinal component of
 459 the turbulent kinetic energy $\overline{u'^2}$ at $\alpha = 26.3^\circ$ and $\alpha = 23.8^\circ$ respectively. It can be observed
 460 that the distribution of these Reynolds stress tensor components is similar near and in deep
 461 stall condition. For both angles of attack, the Reynolds shear stress $\overline{u'v'}$ is negligible in the
 462 wake, except in the shear layers. The contributions of the separation bubble and of the trailing
 463 edge shear layers are of opposite sign due to their opposite sense of rotation. This spatial
 464 distribution is also observed for the longitudinal component of the turbulent kinetic energy.
 465 These Reynolds stress distributions highlight the presence of high turbulent activity in the
 466 shear layers at $\alpha_e = 23.8^\circ$ and $\alpha_e = 26.3^\circ$.

467 Thus, the mean behavior and Reynolds stress distribution in the wake are similar near and
 468 in deep stall condition. The main difference between the two flows is the position of the
 469 separation point. Therefore, in order to understand to what extent the flow separation at the
 470 leading edge favors the generation of deep stall noise, we seek to identify and compare the
 471 turbulent structures present in the wake near and in deep stall condition.

4.2. Classification of the wake structures

4.2.1. Localisation of wake structures by the quadrant analysis method

474 As turbulent coherent structures play an important role in the noise produced by a flow
 475 (Lighthill 1952), we seek to identify the turbulent structures present in the wake at $\alpha_e = 23.8^\circ$
 476 and $\alpha_e = 26.3^\circ$. This identification is performed by quadrant analysis. The quadrant analysis
 477 method allows us to localize and identify the type of turbulent structures present in the
 478 flows by exploiting the information contained in the velocity fluctuations signs. The velocity
 479 fluctuations at each location of the measured velocity field are represented in a (u', v') plane
 480 whose axes define four quadrants, see Figure 6. Each quadrant represents a combination
 481 of velocity fluctuation signs. For example, quadrant Q_1 represents the situation in which
 482 both longitudinal and transverse velocity fluctuations are positive ($u' > 0, v' > 0$), i.e.
 483 the upper right portion of the plane. Quadrant Q_2 represents the situation in which the
 484 longitudinal velocity fluctuation is negative ($u' < 0$) and the transverse velocity fluctuation
 485 is positive ($v' > 0$), and so on. The quadrant number order is defined counter-clockwise
 486 starting with the two positive values of velocity fluctuations. This method was originally
 487 developed by Willmarth & Lu (1972) to quantify observations of ejections and sweeps in
 488 a turbulent boundary layer. Thus, each quadrant is associated with an event present in the
 489 turbulent boundary layer. Quadrants Q_2 and Q_4 are identified as turbulence generators and
 490 are respectively associated with ejection and sweeping mechanisms. Quadrants Q_1 and Q_3
 491 are associated with interaction phenomena. Fabris & Nakayama (1985) have shown that
 492 these associations can be generalized to wake flows. In this case, ejections and sweeps are

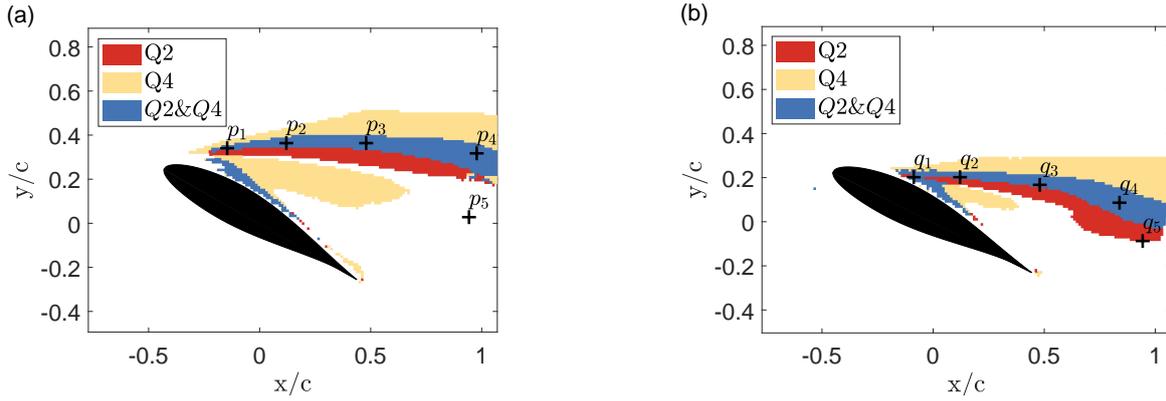


Figure 7: Distribution of quadrants Q2 and Q4 for velocity fluctuations having a Reynolds tensor norm higher than $0.3 U_\infty$ and appearing more than 30% of the time at (a) $\alpha_e = 26.3^\circ$ and (b) $\alpha_e = 23.8^\circ$

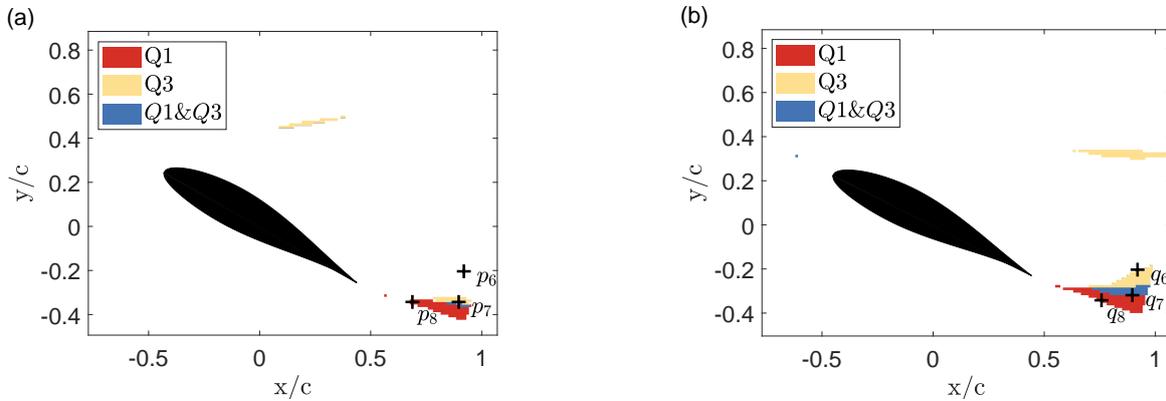


Figure 8: Distribution of quadrants Q1 and Q3 for velocity fluctuations having a Reynolds tensor norm higher than $0.3 U_\infty$ and appearing more than 30% of the time at (a) $\alpha_e = 26.3^\circ$ and (b) $\alpha_e = 23.8^\circ$

493 respectively associated with the upstream and downstream regions of turbulent structures.
 494 Interactions in the Q_1 and Q_3 quadrants are associated with shear regions related to large-
 495 scale structures. In this study, the quadrant distribution is calculated for all spatial positions
 496 of the TR-PIV acquisitions. Statistics are performed over the ten acquisitions for each angle,
 497 i.e. 49530 snapshots per angle. In order to consider only significant velocity fluctuations
 498 in the wake, a threshold on the norm of the Reynolds tensor is applied for each spatial
 499 point. Only velocity fluctuations satisfying $(\overline{u'^2} + 2\overline{u'v'} + \overline{v'^2})^{1/2} > 0.3 U_\infty$ are considered.
 500 Moreover, to study representative events of the wake behavior, only the events occurring more
 501 than 30% of the time on all runs are kept. To validate the efficiency of this approach, the
 502 results obtained using the quadrant method are compared to those derived from the Eulerian
 503 vortex detection criterion Γ_2 . This criterion introduced by Graftieaux et al. (2001) involves
 504 a scalar function that varies within the range of -1 to 1 , with its extrema highlighting the
 505 spatial position of vortices center. Positive values indicate the presence of a vortex rotating
 506 clockwise, while negative values indicate the presence of a vortex rotating counterclockwise.
 507 A more comprehensive explanation of this method, along with the parameters chosen for the
 508 calculation of this criterion, is provided in Appendix A.

509

510 Figures 7 and 8 represent the quadrant distribution of velocity fluctuations obtained for
 511 $\alpha_e = 26.3^\circ$ and $\alpha_e = 23.8^\circ$. It can be seen that representative events appear in the shear layers
 512 for both angles of attack.

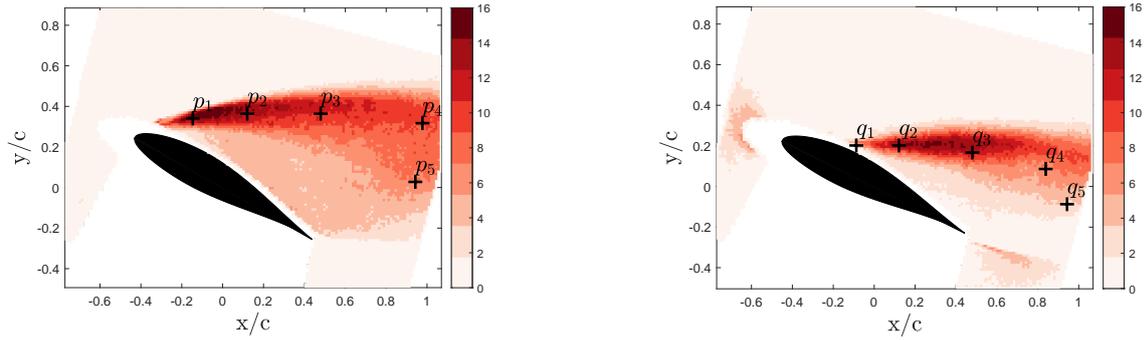


Figure 9: Spatial distribution of the percentage of time spent by Γ_2 in positive values greater than a threshold of 0.85 during a data acquisition for an integration area comprising 3×3 PIV points for (a) $\alpha_e = 26.3^\circ$ and (b) $\alpha_e = 23.8^\circ$

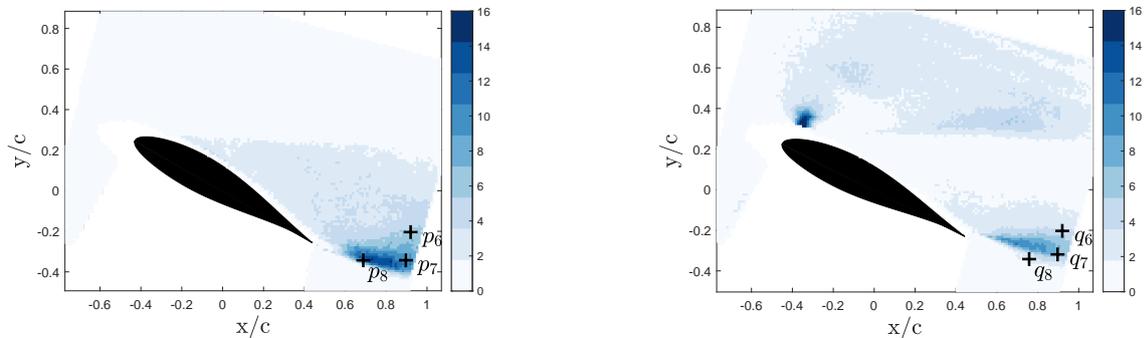


Figure 10: Spatial distribution of the percentage of time spent by Γ_2 in negative values lower than a threshold of -0.85 during a data acquisition for an integration area comprising 3×3 PIV points for (a) $\alpha_e = 26.3^\circ$ and (b) $\alpha_e = 23.8^\circ$

513 Inside the wake, the velocity fluctuations change sign a lot and no representative event
 514 is found. Two different turbulent mechanisms can be identified in the shear layers. First,
 515 as shown on Figure 7, the shear layer of the separation bubble is composed of velocity
 516 fluctuations belonging to the Q_2 and Q_4 quadrants. Thus, this turbulent area is characterised
 517 by the recurrent presence of ejections and sweeps. This reveals the presence of vortices along
 518 the shear layer of the separation bubble and suggests the presence of a Kelvin-Helmholtz
 519 instability. An identical distribution of Q_2 and Q_4 quadrants is also associated to the Kelvin-
 520 Helmholtz instability in the work of Cirlioru et al. (2013). This observation is confirmed
 521 by the results obtained using the Γ_2 criterion. This criterion is applied to all snapshots of
 522 one acquisition. Figures 9 and 10 show the spatial distribution of the percentage of time
 523 associated with positive and negative vortices respectively. As observed in Figure 9, the
 524 overlapping area of quadrants Q_2 and Q_4 corresponds to an area where clockwise-rotating
 525 vortices are recurrently identified over time. Thus, this supplementary analysis validates
 526 the identification of coherent Kelvin-Helmholtz type structures. Moreover, the transverse
 527 expansion of this quadrant overlap area with distance from the leading edge reveals the
 528 presence of a second phenomenon that may be associated with the amplification of Kelvin-
 529 Helmholtz vortices along the shear layer, or an oscillation of the shear layer that may be
 530 caused by a shear layer flapping or separation bubble breathing phenomenon. It can be
 531 noticed that another superposition zone of quadrants Q_2 and Q_4 is present near the airfoil
 532 wall. This phenomenon will be discussed later in Section. 5.

533 A different mechanism is identified in Figure 8 in the trailing edge shear layer at both
 534 angles of attack. Near the trailing edge, the shear layer is composed of velocity fluctuations
 535 belonging to the Q_1 and Q_3 quadrants. Thus, this turbulent zone highlights the presence of a
 536 large-scale structure in the surroundings. Its location in the region where the airfoil pressure
 537 side and suction side flows meet suggests that the large scale structure is a trailing edge
 538 vortex. This observation is also confirmed by the identification of counterclockwise-rotating
 539 vortex centers conducted using the Γ_2 criterion. Indeed, it appears that the overlapping area
 540 of quadrants Q_1 and Q_3 near the airfoil trailing edge in Figure 8 corresponds to an area where
 541 counterclockwise-rotating vortices are recurrently identified over time in Figure 10..
 542 Thus, the quadrant analysis revealed two distinct zones in which coherent structures are
 543 located. These zones are similar near and in the deep stall condition. The identified structures
 544 also appear to be identical : Kelvin-Helmholtz vortices in the separation bubble shear layer
 545 and a large-scale trailing edge vortex in the trailing edge shear layer. The use of the quadrant
 546 method was validated through comparison with results obtained by applying the Eulerian Γ_2
 547 criterion. Additionally, it can be noted that the quadrant method holds the advantage of being
 548 quick and user-friendly. This technique, not requiring derivative computations, also avoids
 549 introducing uncertainties in the results, unlike many other methods of coherent structures
 550 detection as mentioned by Mulleners & Raffel (2012). To clarify the spectral signatures of
 551 these structures, a frequency study of the wake profile is performed by analyzing the power
 552 spectral densities of the velocity fluctuations.

553 4.2.2. *Characterisation of the spectral signature of structures*

554 To identify the spectral signature of the structures, we compute the PSD of the velocity
 555 fluctuations $S_{u'u'}$ and $S_{v'v'}$ at $\alpha_e = 26.3^\circ$ and $\alpha_e = 23.8^\circ$ at different points in the wake.
 556 The PSD is calculated for each point using the Welch estimation method with a Hamming
 557 window of 512 samples and a 50% overlap, allowing us to have a PSD frequency resolution
 558 of 6 Hz. These parameters were chosen to obtain a frequency resolution identical to that of
 559 the SPOD introduced in Section 3.3. This calculation is performed for all TR-PIV velocity
 560 fields and the PSDs are then ensemble-averaged. The location of the analysis points in the
 561 wake is chosen from the areas identified by the quadrant analysis. For both angles of attack,
 562 eight analysis points are positioned in the wake. These points are noted p_j at $\alpha_e = 26.3^\circ$ and
 563 q_j at $\alpha_e = 23.8^\circ$. As shown in Figures 7 and 8, four points are positioned in the separation
 564 bubble shear layer ($j = 1, 2, 3, 4$), two points are positioned vertically between the two
 565 shear layers ($j = 5, 6$), and two points are located in the trailing edge shear layer ($j = 7, 8$).
 566 Figures 11 and 12 show $\overline{S_{v'v'}}$, the PSD averaged over the ten runs of the transverse velocity
 567 fluctuations. Two characteristic frequency signatures are identified both near and in deep
 568 stall condition.

569

570 First, a characteristic frequency signature is identified in the separation bubble shear layer.
 571 For both angles of attack, the first four points ($j = 1, 2, 3, 4$) are characterised by a broadband
 572 signal at high frequencies whose center frequency decreases as the distance from the leading
 573 edge increases. These features are characteristic of the development of a Kelvin-Helmholtz
 574 instability (Rodríguez et al. 2013). The decrease in central frequency with distance is due to
 575 the advective amplification of the instability, resulting in an increase in the wavelength of the
 576 turbulent structures. Secondly, a narrow peak appears at low frequencies for the point $j = 4$
 577 at both angles of attack. This point of the separation bubble shear layer has the particularity
 578 of being located furthest from the leading edge. At this position, a narrow peak appears
 579 around 158 Hz at $\alpha_e = 26.3^\circ$ and around 240 Hz at $\alpha_e = 23.8^\circ$. This peak is also present
 580 for the points located in the middle and at the bottom of the wake ($j = 5, 6, 7, 8$) with
 581 different amplitudes. As one approaches the wake center, the amplitude increases until the

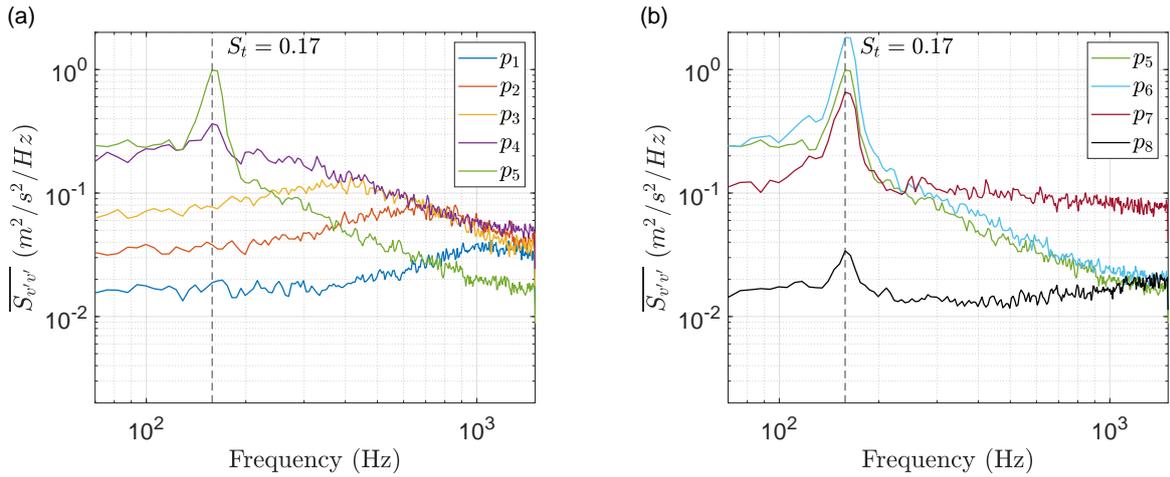


Figure 11: PSDs of transverse velocity fluctuations averaged over the ten runs for (a) probes p_1, p_2, p_3, p_4, p_5 and (b) probes p_5, p_6, p_7 and p_8 at $\alpha = 26.3^\circ$.

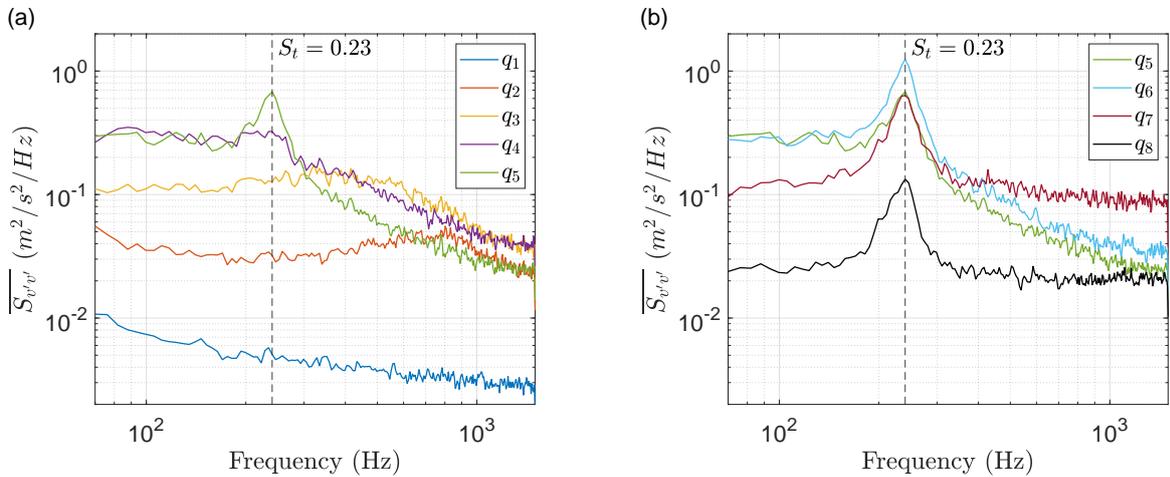


Figure 12: PSDs of transverse velocity fluctuations averaged over the ten independent measurement runs for (a) probes q_1, q_2, q_3, q_4, q_5 and (b) probes q_5, q_6, q_7 and q_8 at $\alpha = 23.8^\circ$.

582 position $j = 6$, where the maximum is reached. Then, the amplitude of the peak decreases
 583 as one approaches the trailing edge. The variation of the peak amplitude between different
 584 spatial positions ($j = 3, 4, 5, 6, 7$) suggests that the physical phenomenon at this frequency is
 585 associated with a structure located at the airfoil trailing edge interacting with the separation
 586 bubble shear layer. The projected Strouhal number of 0.17 for $\alpha_e = 26.3^\circ$ and 0.23 for
 587 $\alpha_e = 23.8^\circ$ is close to the typical values corresponding to the bluff body Bénard-von Kármán
 588 vortex shedding around $St = 0.2$ (Gerrard 1966). Thus, at high angles of attack, the 633418
 589 NACA airfoil behaves like a bluff body. The PIV field does not allow the visualisation of
 590 the typical vortex street located further downstream in the wake. However, it allows the
 591 visualisation of the large-scale trailing edge vortex whose life cycle governs the frequency of
 592 the Bénard-von Kármán vortex shedding. A difference in the amplitude of the Bénard-von
 593 Kármán characteristic frequency peak is noticed between $\alpha_e = 26.3^\circ$ and $\alpha_e = 23.8^\circ$. It can
 594 be observed that the vortex shedding frequency peak amplitude is greater in the deep stall
 595 condition. This suggests that vortex shedding is more intense in deep stall condition.
 596 Therefore, although the separation point is at different positions when the profile is near or in
 597 the deep stall condition, equivalent structures have been identified in the wake of the flows.
 598 In order to understand why these two flows generate different noise spectra despite their

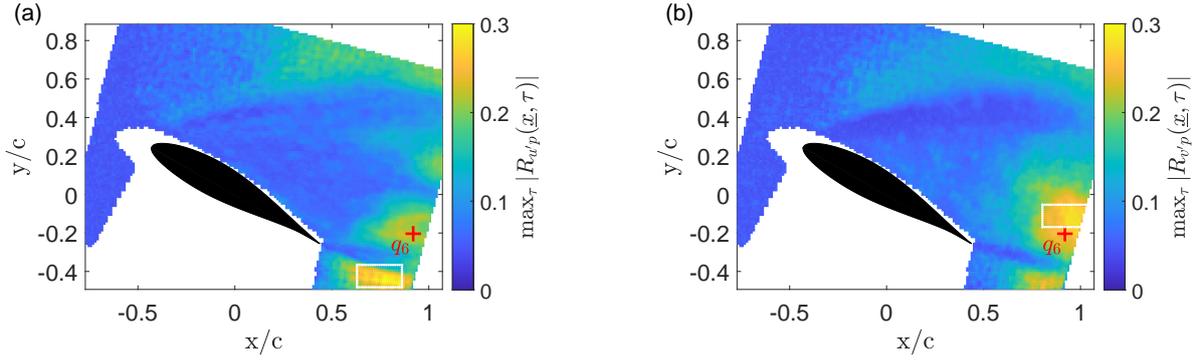


Figure 13: Map of local maxima over τ of normalised correlations for longitudinal velocity fluctuations (a) and transverse velocity fluctuations (b) for one acquisition run at $\alpha_e = 26.3^\circ$. The red cross corresponds to the position of the velocity probe p_6 and the white rectangles indicate the cross power spectral density calculation zone

599 similar topology, we seek to identify the acoustic sources by cross-correlation and SPOD
600 calculations.

601 4.3. Identification of acoustic sources near and in deep stall conditions

602 4.3.1. Cross-correlation of velocity fluctuations and acoustic pressure

603 In order to identify the acoustic sources, we study the link between aerodynamic and acoustic
604 data by cross-correlating the synchronized velocity fluctuation fields and the far-field acoustic
605 pressure. The acoustic measurements are resampled at the PIV sampling frequency. The
606 PIV sampling frequency being lower than the microphone sampling frequency, a low-pass
607 filter is applied to the acoustic signal to avoid aliasing. Then, the resampling is done by
608 linear interpolation of the filtered acoustic signal. These cross-correlations are performed
609 independently for each run measurements at $\alpha_e = 23.8^\circ$ and $\alpha_e = 26.3^\circ$ and the normalized
610 cross-correlation coefficients $R_{u'p}$ and $R_{v'p}$ are calculated as:

$$611 \quad R_{u'p}(\underline{x}, \tau) = \frac{1}{N_t} \frac{\sum_{i=1}^{N_t} u'(\underline{x}, t_i) p(t_i - \tau)}{\sigma(u')\sigma(p)}, \quad (4.1)$$

$$613 \quad R_{v'p}(\underline{x}, \tau) = \frac{1}{N_t} \frac{\sum_{i=1}^{N_t} v'(\underline{x}, t_i) p(t_i - \tau)}{\sigma(v')\sigma(p)}, \quad (4.2)$$

614 with $\sigma(X)$ the standard deviation of X . At both angles of attack, similar results are obtained
615 for all runs. Figures 13 and 14 show the maximum cross-correlation coefficients obtained at
616 each point in space for the longitudinal and transverse fluctuations over all the correlation
617 delay τ for one run at $\alpha_e = 23.8^\circ$ and $\alpha_e = 26.3^\circ$ respectively. It appears that the distribution
618 of correlation coefficients is not homogeneous in space. Some areas of the flow are more
619 strongly correlated with the far-field acoustic pressure. Depending on the angle of attack,
620 these areas are different.

621
622 At $\alpha_e = 26.3^\circ$, the maxima of the cross correlations for the two velocity components
623 are located in two different zones, downstream of the trailing edge. The maximum of the
624 longitudinal fluctuation correlation is located downstream of the trailing edge on the pressure
625 side and the maximum of the transverse fluctuation correlation is located downstream of the
626 trailing edge on the suction side. At $\alpha_e = 23.8^\circ$, two more distant zones of high correlation are
627 observed. The maximum of the longitudinal fluctuation correlation is observed outside the

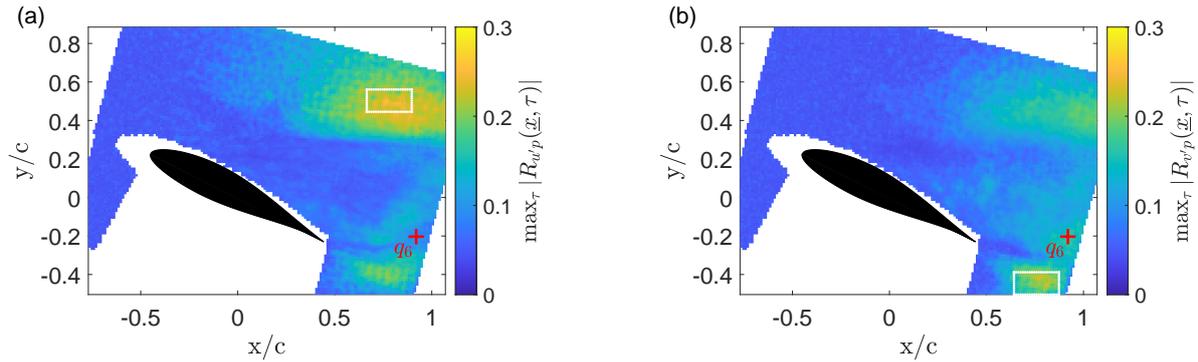


Figure 14: Map of local maxima over τ of normalised correlations for longitudinal velocity fluctuations (a) and transverse velocity fluctuations (b) for one acquisition run at $\alpha_e = 23.8^\circ$. The red cross corresponds to the position of the velocity probe q_6 and the white rectangles indicate the cross power spectral density calculation zone

628 wake, above the separation bubble shear layer, and the maximum of the transverse fluctuation
 629 correlation is located in the wake close to the trailing edge. Thus, the noise generation
 630 mechanisms are related to different spatial areas near and in deep stall conditions. In order
 631 to obtain more information about these correlations, we calculate the cross power spectral
 632 density (CPSD) between one of the velocity fluctuations and the sound pressure for both
 633 angles of attack. The CPSDs are calculated by the Welch method with a Hamming window
 634 of 512 samples and a 50% overlap in the respective areas of maximum correlations. For each
 635 angle and for both velocity components, this area is a rectangle of 10×20 points centred
 636 around the spatial maximum of the correlation maps in Figures 13 and 14. Note that the zones
 637 are different depending on the velocity component and the angle of attack. Figures 15.a) and
 638 15.b) represent $\overline{S_{u'p}}$ and $\overline{S_{v'p}}$, the local average of the CPSDs computed in the maximum
 639 correlation zone for the two velocity components at both angles of attack. It can be observed
 640 that $\overline{S_{u'p}}$ and $\overline{S_{v'p}}$ maximum appears for different frequencies near and in deep stall conditions.
 641

642 At $\alpha = 26.3^\circ$, $\overline{S_{u'p}}$ and $\overline{S_{v'p}}$ contain the same amplitude peak for an identical frequency of
 643 158 Hz. The contribution of this frequency to the generated noise is identified in the PSD
 644 of the sound pressure S_{pp} . Figure 15.c) represents S_{pp} for the same run at $\alpha_e = 26.3^\circ$. It can
 645 be observed that the maximum cross-correlation frequency corresponds to the frequency of
 646 the deep stall noise. It may be noted that this peak frequency is slightly different from the
 647 characteristic frequency identified in Figure 3, because this is the spectrum for one run and not
 648 the ensemble-averaged spectrum over the ten runs. Thus, the deep stall noise is strongly linked
 649 to a structure oscillating around a Strouhal number of 0.17, located downstream of the trailing
 650 edge in the airfoil wake. By comparing this frequency to the PSD of the velocity fluctuation
 651 $S_{v'v'}$ of the p_6 probe positioned close to the region of maximum correlation for the same
 652 run, it appears that this frequency is identical to the Bénard-von Kármán vortex shedding
 653 frequency, see figure 15.e). Thus, the noise generated in the deep stall condition is related
 654 to the Bénard-von Kármán vortex shedding. At $\alpha = 23.8^\circ$, some differences are observed
 655 between $\overline{S_{u'p}}$ and $\overline{S_{v'p}}$, as seen in Figure 15.b). The PSDs of both velocity fluctuations display
 656 a peak at 234 Hz, however, the amplitude of the $\overline{S_{v'p}}$ peak is higher than the amplitude of the
 657 $\overline{S_{u'p}}$ peak. This suggests that the structure is located near the area of maximum correlation
 658 of the transverse component, i.e. near the trailing edge. Figure 15.d) represents S_{pp} of the
 659 same run at $\alpha_e = 23.8^\circ$. It appears that the maximum frequency of $\overline{S_{v'p}}$ corresponds to the
 660 central frequency of the broadband peak characterizing the noise generated near the deep stall

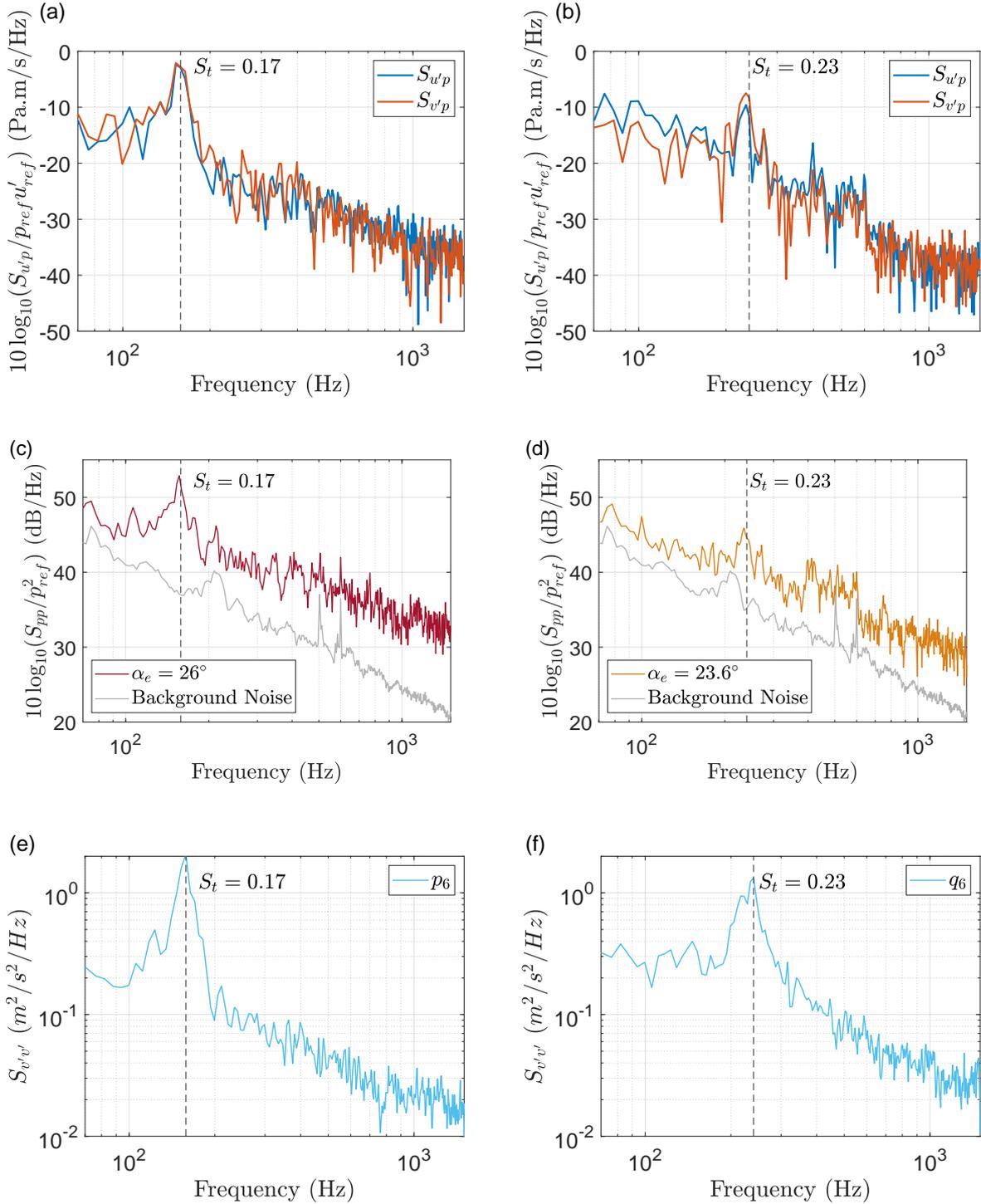


Figure 15: Highlighting the Bénard-von Kármán vortex shedding contribution to the far-field noise : Local average of the CPSDs computed in the maximum correlation zone at $\alpha_e = 26.3^\circ$ (a) and $\alpha_e = 23.8^\circ$ (b), PSD of far-field sound pressure at $\alpha_e = 26.3^\circ$ (c) and $\alpha_e = 23.8^\circ$ (d), and PSD of the transversal velocity fluctuation of the p_6 probe at $\alpha_e = 26.3^\circ$ (e) and q_6 probe at $\alpha_e = 23.8^\circ$ (f).

661 condition. Thus, the noise at 23.8° is strongly linked to a structure oscillating around 234 Hz
 662 located downstream of the trailing edge in the airfoil wake. By comparing this frequency to
 663 the PSD of the velocity fluctuation $S_{v'v'}$ of the q_6 probe for the same run, it appears that
 664 this frequency is identical to the Bénard-von Kármán vortex shedding frequency, see figure
 665 15.f). Thus, the noise generated near the deep stall condition is also related to the Bénard-von

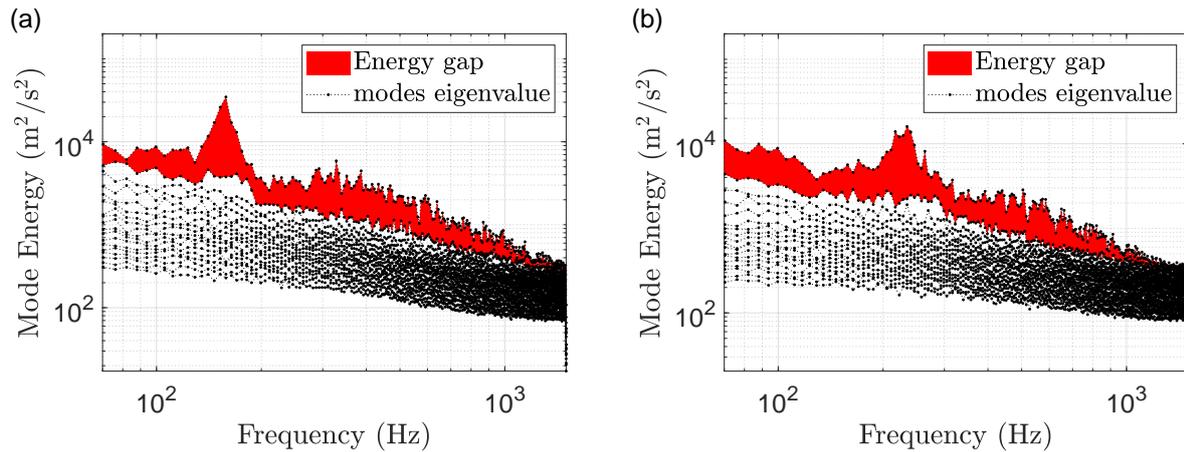


Figure 16: SPOD energy spectrum for the flow at $\alpha_e = 26.3^\circ$ (a) and $\alpha_e = 23.8^\circ$ (b). The gap in red represents the energy difference between the first and second SPOD mode allowing to visualize the low rank behavior.

666 Kármán vortex.

667 Therefore, the noise generated near and in deep stall conditions is related to the Bénard-von
 668 Kármán vortex shedding created by the interaction of the wake shear layers. However, at
 669 $\alpha_e = 23.8^\circ$, the acoustic spectrum does not show the characteristic narrow peak of deep
 670 stall noise. The Bénard-von Kármán vortex shedding noise is a lower amplitude broadband
 671 noise. In order to understand why the vortex shedding at $\alpha_e = 23.8^\circ$ does not generate the
 672 characteristic deep stall noise, we study the wake dynamics near and in deep stall conditions
 673 by SPOD.

674 4.3.2. Highlighting the SPOD structure at the origin of the noise

675 As presented in Section 3.3, SPOD is applied to the longitudinal and transverse velocity
 676 fluctuations for all runs at $\alpha_e = 26.3^\circ$ and $\alpha_e = 23.8^\circ$. Again, for each angle, similar results
 677 are observed for all ten runs. The results presented here show the analysis conducted on the
 678 same run as in Section 4.3.1 at $\alpha_e = 26.3^\circ$ and $\alpha_e = 23.8^\circ$. Figure 16 shows the eigenvalue
 679 spectra at $\alpha_e = 26.3^\circ$ and $\alpha_e = 23.8^\circ$. These spectra represent the energies of the SPOD
 680 modes obtained at each frequency.

681 At $\alpha_e = 26.3^\circ$, the maximum energy of the flow is contained by the vortex shedding
 682 which oscillates at the maximum cross-correlation frequency of 158 Hz. Thus in deep stall
 683 condition, the Bénard-von Kármán trailing edge vortex shedding governs the energy of the
 684 flow. Moreover, the energy of the first eigenvalue at this frequency is much higher than the
 685 second eigenvalue. This highlights the presence of a low-rank behaviour of the flow. As
 686 a result, the vortex shedding can be solely represented by the first SPOD mode. In order
 687 to visualize this mode, the velocity field is reconstructed from the first SPOD modes over
 688 a frequency band from 145 Hz to 168 Hz, to take into account the width of the peak. A
 689 snapshot of the vorticity calculated from the reconstructed velocity fluctuations is shown
 690 in Figure 17.a). This snapshot highlights the presence of a maximum and a minimum of
 691 vorticity located near the trailing edge. This corresponds to the shedding of the large-scale
 692 Bénard-von Kármán trailing edge vortex. At $\alpha_e = 23.8^\circ$, the maximum energy of the flow
 693 is contained by the vortex shedding which oscillates at the maximum cross-correlation
 694 frequency of 234 Hz. Thus, close to the deep stall condition, the vortex shedding also governs
 695 the wake dynamics. However, this amplitude remains lower than in the deep stall condition.
 696 To visualize the vortex shedding, the velocity field is reconstructed from the first SPOD
 697 modes on a frequency band from 200 Hz to 250 Hz. A snapshot of the vorticity calculated
 698 with the reconstruction of the velocity fluctuations is shown in Figure 17.b). We observe a

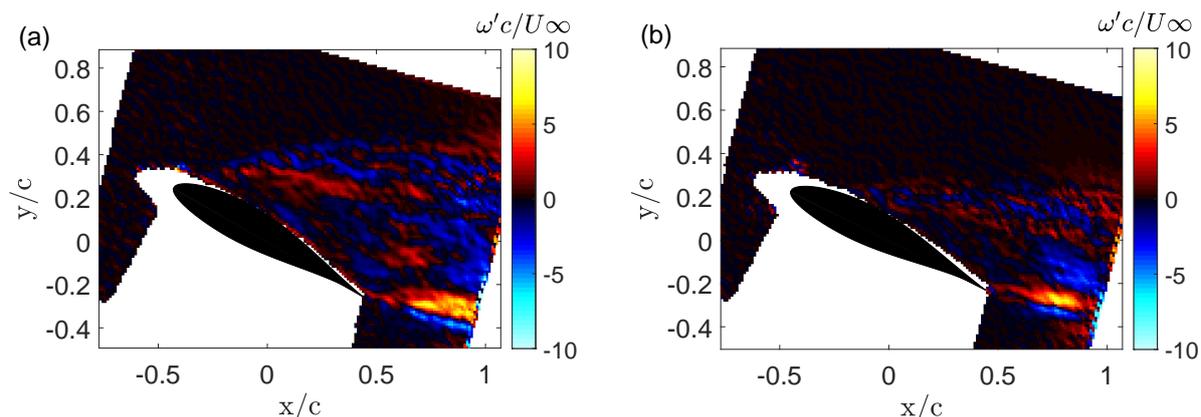


Figure 17: Snapshot of the vorticity obtained by flow reconstruction with the first SPOD mode of each frequency between 145 Hz and 168 Hz for $\alpha_e = 26.3^\circ$ (a), 200 Hz and 250 Hz for $\alpha_e = 23.8^\circ$ (b).

699 vorticity distribution similar to that of the trailing edge vortex shedding in the deep stall
700 condition. However, the vortex is smaller.

701

702 It is interesting to note that there is a second difference between the SPOD energy spectra of
703 the two flows. This difference appears at low frequencies. Indeed, at $\alpha_e = 23.8^\circ$ the energy
704 spectra admit a broadband peak of higher amplitude around 90 Hz. To identify the structure
705 associated with these low frequencies, the fluctuation vorticity is reconstructed by considering
706 the first SPOD modes for frequencies between 77 Hz and 110 Hz. Several snapshots of this
707 vorticity at $\alpha_e = 23.8^\circ$ are shown in Figures 18a, 18c and 18e for $t = 0.0370$ s, $t = 0.0423$ s
708 and $t = 0.0476$ s, respectively. The vorticity extrema of this flow reconstruction are localized
709 in the shear layer of the separation bubble. Two layers of opposite sign vorticity are observed,
710 highlighting the high shear. Moreover, the sign of these two vorticity layers varies with time.
711 The upper vorticity layer goes from a maximum value to a minimum value, passing through
712 zero vorticity over a period of $1/T = 94$ Hz. Indeed, at $t = t_0$ the upper vorticity layer has
713 a positive sign. Then the intensity of the vorticity decreases with time until it changes sign
714 and reaches a negative value at $t = t_0 + T/2$. The upper vorticity layer is then negative before
715 becoming positive again at $t = t_0 + T$. It can be observed in the figures 18b, 18d, and 18f,
716 which represent snapshots of fluctuation vorticity reconstructed over the same frequency
717 band for $\alpha_e = 26.3^\circ$, that this phenomenon is also present in deep stall condition but with
718 much lower intensity. This observation is consistent with the analysis of the SPOD spectra.

719 This behaviour reveals the presence of an oscillation of the mean flow shear layer as shown in
720 Figure 19. This figure presents the total longitudinal velocity obtained by adding the average
721 velocity to the reconstruction of the velocity fluctuation by the first SPOD modes for the
722 snapshots $t = t_0$ and $t = t_0 + T/2$ for $\alpha_e = 23.8^\circ$. A vertical movement of the separation
723 bubble shear layer can be observed near the separation point between these two instants. This
724 low frequency oscillation suggests the presence of a shear layer flapping phenomenon or a
725 separation bubble breathing phenomenon. As the position of the separation point cannot be
726 precisely located, we cannot clearly identify the nature of the phenomenon.

727 Thus, the most energetic aerodynamic mechanism related to the noise generated near and
728 in deep stall conditions is the Bénard-von Kármán vortex shedding. However, a difference
729 appears in the flow energy distribution near and in the deep stall condition. Near the deep
730 stall condition, the flow admits more energy at low frequencies associated with an oscillation
731 phenomenon of the separation bubble shear layer. Nevertheless, the most energetic structures

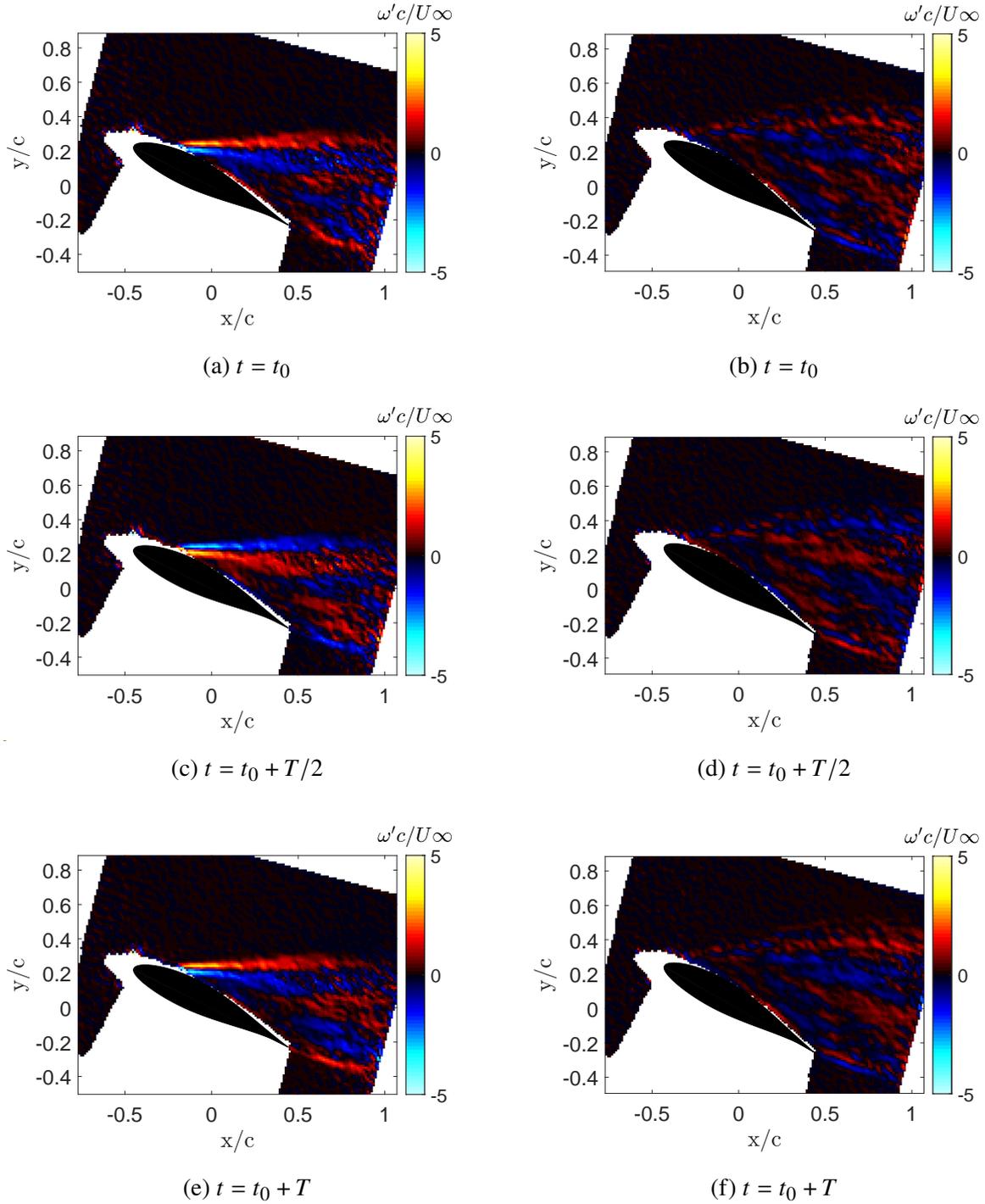


Figure 18: Snapshot of the vorticity obtained by flow reconstruction with the first SPOD mode of each frequency between 77 Hz and 110 Hz for $\alpha_e = 23.8^\circ$ (a,c,e) and $\alpha_e = 26.3^\circ$ (b,d,f) at different times.

732 are not necessarily the ones that contribute the most to the noise generation. Thus, in order to
 733 determine whether the most energetic structures identified from the flow reconstructions with
 734 the first SPOD modes correspond to the areas of maximum correlations with the acoustic
 735 field, we correlate the different SPOD modes of the characteristic frequencies with the
 736 acoustic pressure.

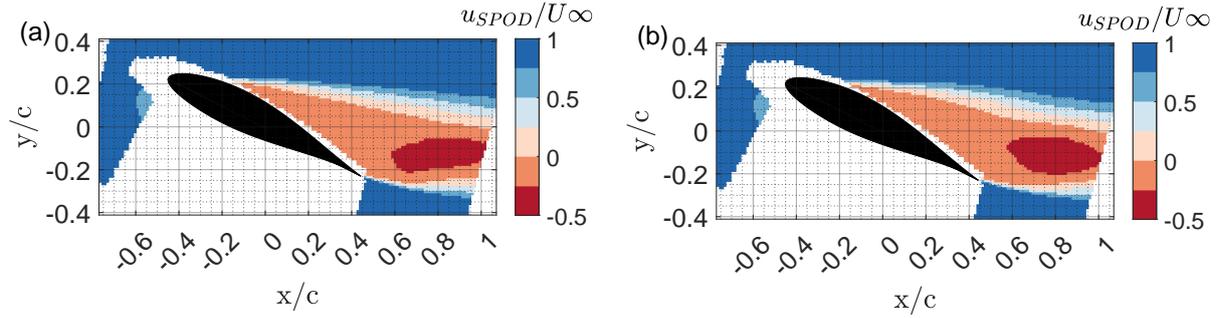


Figure 19: Snapshots of the longitudinal velocity flow reconstructed by adding the mean flow and velocity fluctuations of the first SPOD modes in the frequency band from 77 Hz to 110 Hz for $\alpha_e = 23.8^\circ$ at $t = t_0 + T/2$ (a) and $t = t_0 + T$ (b). Additional description of this phenomenon is provided in supplementary materials, with Movie 1 and Movie 2 showing the temporal evolution of the longitudinal velocity flow reconstructed by combining the mean flow and velocity fluctuations of the first SPOD modes within the frequency range of 77 Hz to 110 Hz, for $\alpha_e = 26.3^\circ$ and $\alpha_e = 23.8^\circ$.

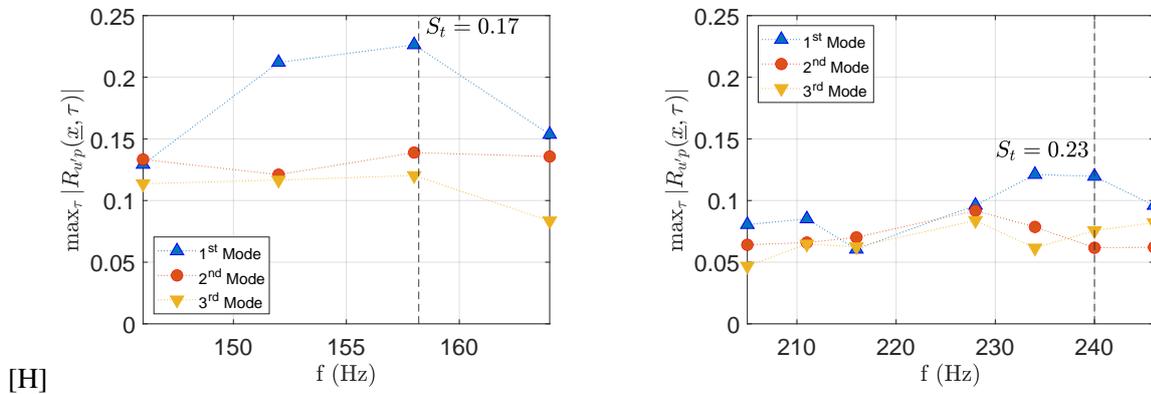


Figure 20: Maximum of the cross-correlation between sound pressure and longitudinal velocity of the first three SPOD modes over the frequency band between 145 Hz and 164 Hz at $\alpha_e = 26.3^\circ$ (a) and between 200 Hz and 250 Hz at $\alpha_e = 23.8^\circ$ (b).

737 4.3.3. Cross-correlation of SPOD modes with acoustic pressure

738 In order to determine whether the most energetic structures represented only by the first
 739 SPOD mode at the low rank behavior frequencies can explain the acoustic characteristics in
 740 the acoustic far-field, the correlation between the first SPOD modes and the acoustic pressure
 741 is analysed. Figure 20 represents the maximum of the correlation between the acoustic pressure
 742 and the longitudinal velocity of the first three modes on the frequency band between
 743 145 Hz and 164 Hz at $\alpha_e = 26.3^\circ$ and the frequency band between 200 Hz and 250 Hz at
 744 $\alpha_e = 23.8^\circ$.

745

746 It can be observed that at $\alpha_e = 26.3^\circ$, the maximum of correlation is reached by the first
 747 SPOD mode at 158 Hz which is in perfect agreement with the correlation frequency identified
 748 in Section 4.3.1, followed by the second mode and the third mode. Thus in the deep stall
 749 condition, the first SPOD mode at 158 Hz represents the aerodynamic structure the most
 750 correlated with the characteristic acoustic peak. A similar behavior is also observed near
 751 the deep stall condition. Indeed at $\alpha_e = 23.8^\circ$, the maximum correlation level is reached at
 752 234 Hz as highlighted in Figure 15, followed by the second mode and the third mode. As in
 753 Section 4.3.1, a slight difference appears between the Strouhal number and the maximum
 754 correlation frequency because these are the results for one run and not for the average over
 755 all the runs.

756 Thus, the most energetic mode represents also the most correlated aerodynamic structure
757 with the radiated noise near and in the deep stall condition. This information indicates that
758 in the context of stall flows at high angles of attack, the acoustic source is represented by
759 the first SPOD mode of the frequency of maximum correlation between the velocity field
760 and acoustic pressure. Moreover, this result suggests that these first SPOD modes may be
761 sufficient for the deep stall noise modelisation.

762 5. Discussion

763 We have shown that noise generated at high angles of attack is associated with complex wake
764 flows comprising several instabilities. Despite a difference in the position of the separation
765 point, identical instabilities were identified near and in deep stall conditions. By applying
766 the quadrant method and a spectral analysis to the velocity fluctuations obtained by PIV in
767 the near wake, two instabilities were identified. Firstly, a Kelvin-Helmholtz instability was
768 found in the shear layer between the separation bubble and the outer flow. This instability
769 is at the origin of the laminar-turbulent transition of the free shear layer by generating
770 vortices convected downstream into the wake. Second, a large-scale trailing edge vortex
771 was identified in the wake for a Strouhal number characteristic of a bluff body Bénard-von
772 Kármán vortex street. Similar results were found by Breuer & Jovičić (2001) in the study
773 of the wake of the NACA4415 airfoil at $\alpha = 18^\circ$ for a Reynolds number of $2 \cdot 10^4$. By using
774 two-dimensional LES simulation, the authors have specified the process of the Bénard-von
775 Kármán trailing edge vortex formation. The interaction of the pressure side and suction
776 side flows at the trailing edge creates a trailing edge vortex whose life cycle governs the
777 wake behaviour. The vortex initially attached to the trailing edge accumulates vorticity from
778 the high shear. Then the size of the vortex increases continuously until it reaches a critical
779 diameter at which point it is released and convects downstream of the trailing edge. Our
780 spectral analysis allows us to identify the creation process of the Bénard-von Kármán street
781 by highlighting the interaction of the Kelvin-Helmholtz vortices with this trailing edge
782 vortex. The Bénard-von Kármán vortex is characterised by a Strouhal number $St = 0.17$
783 at $\alpha_e = 26.3^\circ$ and $St = 0.23$ at $\alpha_e = 23.8^\circ$. We assume that this difference is due to the
784 decreasing of the Bénard-von Kármán vortex street frequency with the angle of attack, as
785 shown by Huang & Lin (1995) in their hot-wire study in the wake of a deep stall NACA0012
786 airfoil for Reynolds numbers between 10^3 and 10^5 . These results can also be compared with
787 the work of Wu *et al.* (2017) on the near-wake of the S805 airfoil in deep stall condition for
788 $\alpha = 26.3^\circ$ and Reynolds number around 4.6×10^3 . By POD analysis of three-dimensional
789 PIV data, the authors also highlighted this formation process and the coherence of the
790 Bénard-von Kármán vortex along the airfoil span. Additional structures have also been
791 identified in the far wake, resulting from the pairing of the Bénard-von Kármán vortex with
792 leading or trailing edge vortices. The identification of structures in our study is limited to the
793 two-dimensional near-wake. However, our SPOD analysis provides additional information
794 on the evolution of this vortex shedding characteristics with the angle of attack. Indeed,
795 the comparison of the SPOD energy spectra revealed that vortex shedding near the deep
796 stall condition is significantly less energetic than in the deep stall condition. Moreover,
797 vorticity visualisations of the flow reconstructed from the first SPOD modes also allowed us
798 to observe that the Bénard-von Kármán vortex is more prominent in the deep stall condition.
799 The SPOD analysis also revealed a significant difference in the frequency distribution of flow
800 energy in the two conditions. The SPOD energy spectra and the visualisation of the SPOD
801 modes reconstructed flow allow us to identify the presence of a low-frequency oscillation
802 of the separation bubble shear layer at $\alpha = 23.8^\circ$. This phenomenon seems to be present
803 also in the deep stall condition but with a lower energy contribution. Two instabilities could

804 explain this phenomenon: the shear layer flapping or the separation bubble breathing. The
805 nature of this oscillation cannot be clearly identified due to the lack of near wall velocity
806 data. However, the separation point near the deep stall condition being not on an airfoil edge
807 suggests that it is unstable and that it is therefore more likely to be a flapping phenomenon.
808 Such a phenomenon has already been mentioned in the literature for a Strouhal number
809 of about 0.02 (Bouchard *et al.* 2022), which is slightly lower than the projected Strouhal
810 number of the shear layer oscillation phenomenon which is here about 0.07. Bouchard *et al.*
811 (2022) showed by a zonal detached eddy simulation around a stalled OA207 airfoil for a
812 Reynolds number of 10^6 , that the flapping is generated by a forcing of the separation bubble
813 shear layer at frequencies close to its Kelvin-Helmholtz instability frequency. The authors
814 proposed a scenario to explain this phenomenon. The Bénard-von Kármán trailing edge
815 vortex would shift the pressure side frequency content to the suction side. The characteristic
816 frequencies of a Kelvin-Helmholtz instability below the trailing edge would thus rise to the
817 upper surface. High frequency structures would then appear towards the leading edge along
818 the airfoil wall, and the interaction of these fluctuations with the separation bubble shear
819 layer would trigger a flapping phenomenon. This high frequency structures upwelling close
820 to the airfoil wall could explain the presence of the Q_2 and Q_4 superposition zone close
821 to the airfoil wall. The presence of this zone at $\alpha_e = 26.3^\circ$ confirms that the flapping is
822 also present in the deep stall condition. We can suppose that the position of the unstable
823 separation point for $\alpha_e = 23.8^\circ$ amplifies this flapping phenomenon which would contribute
824 more to the wake energy than in the deep stall condition.

825 The main result of this study is the link made between aerodynamic and acoustic data
826 through the calculation of cross-correlations between PIV velocity fluctuations and acoustic
827 pressure. We have shown that the noise generated at high angles of attack is strongly
828 correlated with the vortex shedding both near and in the deep stall condition. The mechanism
829 of noise generation by the Bénard-von Kármán street was not clearly identified in this study.
830 Two mechanisms are then possible. The structure can contribute to the stall noise as a
831 dipolar source, as for light stall noise, or by itself as a quadrupole source. In a recent study
832 Turner & Kim (2022) have demonstrated by direct numerical simulations for a flow at M
833 $= 0.4$ around a NACA0012 airfoil, that the quadrupole sources related to wake vortices
834 during the stall are not negligible. However we study here a flow with a much lower Mach
835 number suggesting that the contribution of the quadrupole sources is weaker and therefore
836 that the main contribution of the Bénard-von Kármán street is dipolar. Moreover, in the case
837 of the Bénard-von Kármán street behind a cylinder for a similar Mach number ($M=0.12$), it
838 has been shown by Gloerfelt *et al.* (2005) that the contribution of the quadrupole source is
839 negligible in the sound propagation and that the problem can be reduced in the far-field to
840 an acoustic diffraction phenomenon.

841
842 Finally, an important difference was noted between the noise generated near and in deep
843 stall conditions. Near deep stall, the noise correlated to the vortex shedding is of lower
844 amplitude and has a wider band peak. Based on the hydrodynamic differences between the
845 flow near and in deep stall conditions, we propose two assumptions to explain this difference.
846 Firstly, these acoustic differences may be due to the different characteristics of the Bénard
847 von Kármán trailing edge vortex. Near the deep stall condition, the trailing edge vortex is
848 smaller than in the deep stall condition. This suggests that its spanwise coherence length is
849 shorter, which would reduce the size of the radiating area. As shown by Moreau *et al.* (2009)
850 from experimental results around an elliptic airfoil in deep stall condition, this can decrease
851 the amplitude and increase the width of the acoustic peak. In addition, we have shown that the
852 vortex is of lower energy. This suggests that it generates lower pressure fluctuations, which
853 may also reduce the acoustic radiation. The second hypothesis concerns the influence of the

854 flapping phenomenon on the noise generated near the deep stall condition. This subject has
855 been studied previously by Lacagnina *et al.* (2019), who showed by hot-wire anemometry
856 and time-resolved PIV around a NACA65 – (12)10 airfoil at $\alpha = 11^\circ$ and Reynolds number
857 of 10^5 , that this flapping motion generates hydrodynamic pressure fluctuations radiated by
858 the trailing edge through acoustic waves. In our study, the flapping phenomenon does not
859 seem to participate to the generated noise. The hypothesis we propose here is instead that the
860 influence of flapping motion on the airfoil wake structure. Due to its unstable nature, we can
861 assume that the flapping phenomenon leads to a reduction in the Benard von Kármán vortex
862 spanwise coherence, resulting in a different radiation near and in deep stall conditions.

863 6. Conclusion

864 Our study have focused on the noise produced by a cambered airfoil representative of wind
865 turbine blades for two angles of attack near and in deep stall condition. For these two angles,
866 time-resolved PIV measurements allowed us to precisely characterise the profile wake as
867 well as the coherent structures associated to the radiated noise. We present the first use
868 of correlation between time resolved velocity field around the airfoil and far-field acoustic
869 pressure in the context of static stall as well as the first SPOD analysis of such a flow.
870 Correlations between far-field acoustic and velocity flow around the profile have revealed the
871 aerodynamic origins of the deep stall noise for this type of profile. We have shown that at high
872 angles of attack, the deep stall noise is primarily due to vortex shedding. Nevertheless, if the
873 two angles we have studied are close, they lead to qualitatively different radiated sounds. Our
874 modal analysis through SPOD has shown that the position of the boundary layer separation
875 point influences the noise generation. Indeed, near to deep stall condition, the separation
876 point is not attached at the leading edge but rather located further downstream, leading to a
877 weaker vortex shedding (both in size and amplitude) generating consequently less pressure
878 variations and thus a reduced acoustic radiation. In addition, we have shown that as the
879 separation point is not attached to an edge, it is likely to be unstable and to amplify a flapping
880 phenomenon reducing the spanwise coherence of the vortex shedding. This lack of coherence
881 reduces the radiation efficiency and broadens the spectral peak.

882 To better characterise the flow structures and to confirm our hypothesis on the role of
883 coherence on the radiated sound, 3D velocity field measurements are required. They could in
884 particular reveal the existence of stall cells whose impact on coherence is dramatic (Bouchard
885 *et al.* 2022). The lack of PIV data very close to the profile also prevents us from having a
886 definitive evidence for the flapping even if our vorticity fields reconstructed from the first
887 SPOD modes clearly indicates it. Such 3D or near wall measurements would thus be desirable
888 in order to definitively answer this question. The same method could be applied with success
889 to other airfoils or for other Reynolds numbers or wind tunnel configuration, the flow structure
890 around the profile being strongly dependent of the inflow nature. Finally, and this is what
891 we are currently working on, this analysis may be applied with success to the dynamic stall
892 noise cases with the same profile and at similar Reynolds number in order to get even closer
893 to the wind turbine noise configuration.

894 **Supplementary data.** Supplementary movies are available at [URL provided by the journal]

895 **Acknowledgements.** We would like to thank Pascal Souchotte for the elaboration and maintenance of the
896 experiment and Micher Roger for sharing with us his knowledge on stall noise. We also thank Romain Gojon
897 for sharing with us his background on the application of SPOD in aeroacoustics, Oliver T. Schmidt for
898 his availability and help in developing the SPOD codes, Luc Pastur and Ivan Kharsansky Atallah for there
899 contribution to the analysis of aerodynamic phenomena.

900 **Funding.** This research is funded by the French National Agency for Research under grant agreement
901 N°ANR-18-CE04-0011.

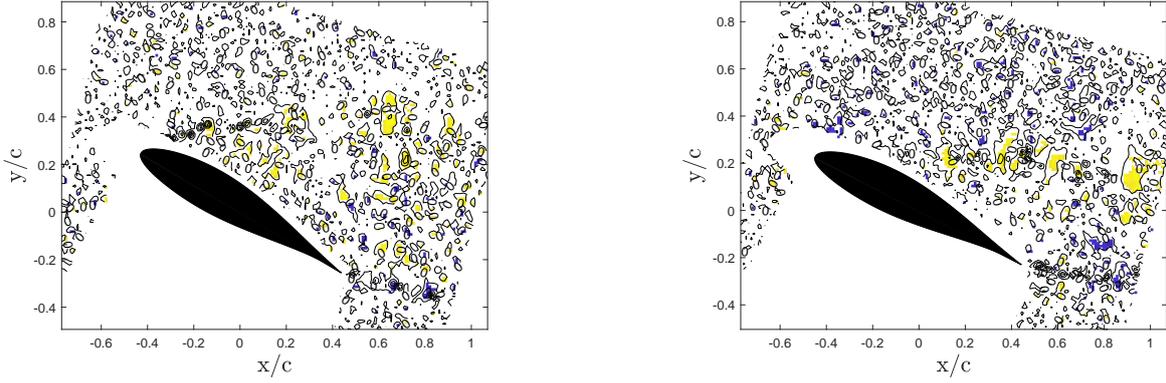


Figure 21: Snapshot of the zero contour lines of λ_2 combined with the distribution of Γ_2 for a threshold of 0.85 and an integration area comprising 3×3 PIV points. The yellow color indicates the presence of clockwise-rotating vortices ($\Gamma_2 > 0$), and the blue color indicates counterclockwise-rotating vortices ($\Gamma_2 < 0$) for (a) $\alpha_e = 26.3^\circ$ and (b) $\alpha_e = 23.8^\circ$.

902 **Declaration of interests.** The authors report no conflict of interest.

903 **Author ORCIDs.** L. Sicard, <https://orcid.org/0009-0005-0484-1151>; R. Monchaux, <https://orcid.org/0000-0002-1405-0055>; B. Cotté, <https://orcid.org/0000-0003-3676-8604>; D. Raus, <https://orcid.org/0000-0002-1244-3488>

906 Appendix A.

907 The Gamma 2 criterion is used in this study to verify the interpretation of the results obtained
 908 through the quadrant method in Section 4.2.1. This criterion was developed by Graftieaux
 909 et al. (2001) to take into account the local convection velocity in the detection of coherent
 910 structures in Particle Image Velocimetry (PIV) data. One of the advantages of this criterion
 911 is that it does not require derivative calculations, unlike various existing criteria. Indeed,
 912 the Γ_2 criterion utilizes the the topology of the velocity field of the flow to identify vortices
 913 center. At each point P in the PIV velocity fields of the flow, the criterion Γ_2 is defined as :

$$914 \quad \Gamma_2(P) = \frac{1}{N} \sum_S \frac{[PM \wedge (U_M - \tilde{U}_P)] \cdot z}{\|PM\| \cdot \|U_M - \tilde{U}_P\|}, \quad (\text{A } 1)$$

915 with N , the number of nodes of the integration surface surrounding the point P , PM the
 916 vector between the point P and a point M belonging to the integration surface and having
 917 a velocity U_M , and \tilde{U}_P the local convection velocity. A vortex center is highlighted by $|\Gamma_2|$
 918 tending towards the value of 1. Then, it is necessary to set a validation threshold on the
 919 absolute value of Γ_2 . A judicious range of interpolation layers N need also to be determined
 920 according to the nature of the flow.

921 To determine these two parameters, we drew on Mulleners & Raffel (2012) study on
 922 identification of coherent structures during airfoil dynamic stall.

923 In their study, the optimal values of the Γ_2 calculation parameters are identified by comparing
 924 the results obtained for different parameter sets with the zero contour line of the λ_2 criterion,
 925 the vortex centers to be correspond to the negative values of λ_2 . By doing this analysis, we
 926 determined that a neighbourhood of $N = 3 \times 3$ PIV points for the surface calculation and a
 927 threshold of 0.85 were the optimal parameters for vortex detection using the Γ_2 criterion.

REFERENCES

- 928 BERTAGNOLIO, FRANCK, MADSEN, HELGE AA., BAK, CHRISTIAN, TROLDORGB, NIELS & FISCHER, ANDREAS
929 2015 Aerodynamic Noise Characterization of a Full-Scale Wind Turbine through High-Frequency
930 Surface Pressure Measurements. *International Journal of Aeroacoustics* **14** (5-6), 729–766.
- 931 BERTAGNOLIO, FRANCK, MADSEN, HELGE AA., FISCHER, ANDREAS & BAK, CHRISTIAN 2017 A semi-empirical
932 airfoil stall noise model based on surface pressure measurements. *Journal of Sound and Vibration*
933 **387**, 127–162.
- 934 BOUCHARD, M, MARTY, J & DECK, S 2022 Numerical investigation of self-sustained oscillations of stall
935 cells around a leading edge-separating airfoil. *Physics of Fluids* .
- 936 BREUER, MICHAEL & JOVIČIĆ, NIKOLA 2001 An les investigation of the separated flow past an airfoil at high
937 angle of attack. *Direct and Large-Eddy Simulation IV* pp. 165–172.
- 938 BROOKS, THOMAS, POPE, DENNIS & MARCOLINI, MICHAEL 1989 Airfoil self-noise and prediction. Tech. Rep.
939 1218. NASA Reference Publication.
- 940 BROOKS, THOMAS F & HODGSON, TH 1981 Trailing edge noise prediction from measured surface pressures.
941 *Journal of sound and vibration* **78** (1), 69–117.
- 942 CIRLIORU, TALIDA MIRONA, CIOCAN, GABRIEL DAN, BARRE, STEPHANE, DJERIDI, HENDA & PANAITESCU,
943 VALERIU 2013 Quadrant analysis of turbulent mixing layer. *Rev. Chim* **64**, 326.
- 944 CORKE, THOMAS C & THOMAS, FLINT O 2015 Dynamic stall in pitching airfoils: aerodynamic damping and
945 compressibility effects. *Annual Review of Fluid Mechanics* **47**, 479–505.
- 946 FABRIS, G & NAKAYAMA, A 1985 An investigation of reynolds stress structures in plane turbulent wakes.
947 In Turbulent Shear Flows 4: Selected Papers from the Fourth International Symposium on Turbulent
948 Shear Flows, University of Karlsruhe, Karlsruhe, FRG, September 12–14, 1983, pp. 192–203.
949 Springer.
- 950 FINK, MR & BAILEY, DA 1980 Airframe noise reduction studies and clean-airframe noise investigation.
951 Tech. Rep. 159311. NASA Contractor Report.
- 952 FIORE, MAXIME, PARISOT-DUPUIS, HÉLÈNE, ETCHEBARNE, BENJAMIN & GOJON, ROMAIN 2022 Spectral proper
953 orthogonal decomposition of coupled hydrodynamic and acoustic fields: Application to impinging
954 jet configurations (draft). *Computers & Fluids* **241**, 105484.
- 955 GARNER, HENRY CLIFFORD, ROGERS, EW, ACUM, WE & MASKELL, EC 1966 Subsonic wind tunnel wall
956 corrections. Tech. Rep. AD657092. Advisory group aerospace research and development.
- 957 GERRARD, J. H. 1966 The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of*
958 *Fluid Mechanics* **25** (2), 401–413.
- 959 GLOERFELT, X, PÉROT, F, BAILLY, C & JUVÉ, D 2005 Flow-induced cylinder noise formulated as a diffraction
960 problem for low mach numbers. *Journal of Sound and Vibration* **287** (1-2), 129–151.
- 961 GRAFTIEAUX, LAURENT, MICHARD, MARC & GROSJEAN, NATHALIE 2001 Combining piv, pod and vortex
962 identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science*
963 *and technology* **12** (9), 1422.
- 964 HOWE, MICHAEL S 1978 A review of the theory of trailing edge noise. *Journal of sound and vibration* **61** (3),
965 437–465.
- 966 HUANG, RONG F. & LIN, CHIH L. 1995 Vortex shedding and shear-layer instability of wing at low-Reynolds
967 numbers. *AIAA Journal* **33** (8), 1398–1403.
- 968 KINGAN, MICHAEL J. & PEARSE, JOHN R. 2009 Laminar boundary layer instability noise produced by an
969 aerofoil. *Journal of Sound and Vibration* **322** (4-5), 808–828.
- 970 LACAGNINA, GIOVANNI, CHAITANYA, PARUCHURI, BERK, TIM, KIM, JUNG-HOON, JOSEPH, PHILLIP,
971 GANAPATHISUBRAMANI, BHARATHRAM, HASHEMINEJAD, SEYED MOHAMMAD, CHONG, TZE PEI,
972 STALNOV, OKSANA, CHOI, KWING-SO, SHAHAB, MUHAMMAD FARRUKH, OMIDYEGANEH, MOHAMMAD
973 & PINELLI, ALFREDO 2019 Mechanisms of airfoil noise near stall conditions. *Physical Review Fluids*
974 **4** (12), 123902.
- 975 LARATRO, ALEX, ARJOMANDI, MAZIAR, CAZZOLATO, BENJAMIN & KELSO, RICHARD 2017 Self-noise and
976 directivity of simple airfoils during stall: An experimental comparison. *Applied Acoustics* **127**,
977 133–146.
- 978 LEE, SEONGKYU, AYTON, LORNA, BERTAGNOLIO, FRANCK, MOREAU, STEPHANE, CHONG, TZE PEI & JOSEPH,
979 PHILLIP 2021 Turbulent boundary layer trailing-edge noise: Theory, computation, experiment, and
980 application. *Progress in Aerospace Sciences* **126**, 100737.
- 981 LIGHTHILL, MICHAEL JAMES 1952 On sound generated aerodynamically i. general theory. *Proceedings of*
982 *the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **211** (1107), 564–587.
- 983 LUMLEY, JOHN L 2007 Stochastic tools in turbulence. Courier Corporation.

- 984 MAYER, YANNICK, ZANG, BIN & AZARPEYVAND, MAHDI 2019 Aeroacoustic Characteristics of a NACA 0012
985 Airfoil for Attached and Stalled Flow Conditions. In 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.
986 Delft, The Netherlands: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- 987 MCCULLOUGH, GOERGE B & GAULT, DONALD E 1951 Examples of three representative types of airfoil-section
988 stall at low speed. Tech. Rep. 2502.
- 989 MOREAU, STEPHANE, ROGER, MICHEL & CHRISTOPHE, JULIEN 2009 Flow Features and Self-Noise of Airfoils
990 Near Stall or in Stall. In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics
991 Conference). Miami, Florida: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- 992 MULLENERS, KAREN & RAFFEL, MARKUS 2012 The onset of dynamic stall revisited. *Experiments in fluids*
993 **52**, 779–793.
- 994 NEKKANTI, AKHIL & SCHMIDT, OLIVER T 2021 Modal analysis of acoustic directivity in turbulent jets. *AIAA
995 Journal* **59** (1), 228–239.
- 996 OERLEMANS, STEFAN 2015 Effect of Wind Shear on Amplitude Modulation of Wind Turbine Noise.
997 *International Journal of Aeroacoustics* **14** (5-6), 715–728.
- 998 PATERSON, ROBERT W., AMIET, ROY K. & MUNCH, C. LEE 1975 Isolated Airfoil-Tip Vortex Interaction Noise.
999 *Journal of Aircraft* **12** (1), 34–40.
- 1000 RAUS, DAVID, COTTÉ, BENJAMIN, MONCHAUX, ROMAIN, JONDEAU, EMMANUEL, SOUCHOTTE, PASCAL &
1001 ROGER, MICHEL 2022 Experimental study of the dynamic stall noise on an oscillating airfoil. *Journal
1002 of Sound and Vibration* **537**, 117144.
- 1003 RAUS, DAVID, COTTÉ, BENJAMIN, MONCHAUX, ROMAIN, SICARD, LISA, JONDEAU, EMMANUEL, SOUCHOTTE,
1004 PASCAL & ROGER, MICHEL 2021 Experimental characterization of the noise generated by an airfoil
1005 oscillating above stall. In AIAA AVIATION 2021 FORUM, p. 2291.
- 1006 RODRÍGUEZ, IVETTE, LEHMKUHL, ORIOL, BORRELL, R & OLIVA, A 2013 Direct numerical simulation of a
1007 naca0012 in full stall. *International journal of heat and fluid flow* **43**, 194–203.
- 1008 SCHMIDT, OLIVER T. & COLONIUS, TIM 2020 Guide to Spectral Proper Orthogonal Decomposition. *AIAA
1009 Journal* **58** (3), 1023–1033.
- 1010 SCHMIDT, OLIVER T, TOWNE, AARON, RIGAS, GEORGIOS, COLONIUS, TIM & BRÈS, GUILLAUME A 2018
1011 Spectral analysis of jet turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* **855**, 953–982.
- 1012 SHENG, W, GALBRAITH, RA & COTON, FN 2008 Prediction of dynamic stall onset for oscillatory low-speed
1013 airfoils. *Journal of Fluids Engineering* **130** (10).
- 1014 SIEGEL, LARS, EHRENFRIED, KLAUS, WAGNER, CLAUS, MULLENERS, KAREN & HENNING, ARNE 2018 Cross-
1015 correlation analysis of synchronized piv and microphone measurements of an oscillating airfoil.
1016 *Journal of Visualization* **21**, 381–395.
- 1017 TORENBEEK, EGBERT 2013 Synthesis of subsonic airplane design: an introduction to the preliminary design
1018 of subsonic general aviation and transport aircraft, with emphasis on layout, aerodynamic design,
1019 propulsion and performance. Springer Science & Business Media.
- 1020 TOWNE, AARON, SCHMIDT, OLIVER T. & COLONIUS, TIM 2018 Spectral proper orthogonal decomposition and
1021 its relationship to dynamic mode decomposition and resolvent analysis. *Journal of Fluid Mechanics*
1022 **847**, 821–867.
- 1023 TURNER, JACOB M. & KIM, JAE WOOK 2020 Aerofoil dipole noise due to flow separation and stall at a low
1024 Reynolds number. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **86**, 108715.
- 1025 TURNER, JACOB M & KIM, JAE WOOK 2022 Quadrupole noise generated from a low-speed aerofoil in near-and
1026 full-stall conditions. *Journal of Fluid Mechanics* **936**, A34.
- 1027 WELCH, PETER 1967 The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on
1028 time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on audio and electroacoustics*
1029 **15** (2), 70–73.
- 1030 WILLMARTH, W. W. & LU, S. S. 1972 Structure of the Reynolds stress near the wall. *Journal of Fluid
1031 Mechanics* **55** (1), 65–92.
- 1032 WINKLER, JULIAN, WU, HAO, MOREAU, STÉPHANE, CAROLUS, THOMAS & SANDBERG, RICHARD D. 2020
1033 Trailing-edge broadband noise prediction of an airfoil with boundary-layer tripping. *Journal of
1034 Sound and Vibration* **482**, 115450.
- 1035 WU, YANHUA, TANG, ZHANQI, YANG, SHAOQIONG, SKOTE, MARTIN, TANG, HUI, ZHANG, GE & SHAN, YONG
1036 2017 Proper-Orthogonal-Decomposition Study of Turbulent Near Wake of S805 Airfoil in Deep
1037 Stall. *AIAA Journal* **55** (6), 1959–1969.

Conclusion

Ce travail présente la première utilisation de la corrélation entre des mesures de champ de vitesse résolues dans le temps et de la pression acoustique en champ lointain autour d'un profil aérodynamique dans le cadre de l'étude du bruit de décrochage statique, ainsi que la première analyse SPOD d'un tel écoulement. Cette étude a mis en évidence l'implication de l'allée de tourbillons de Bénard-von Kármán, provenant de l'interaction entre l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et du tourbillon de bord de fuite dans la génération de bruit de décrochage profond. De plus il a été montré que selon la position du point de séparation de la couche limite le long de la corde du côté extrados du profil, ce tourbillon génère un pic acoustique de plus ou moins large bande et de plus ou moins grande amplitude. Deux hypothèses ont été proposées pour expliquer ce comportement. L'augmentation de la largeur du pic spectral de bruit de décrochage profond avec la diminution d'amplitude a été expliquée par la présence d'un tourbillon de Bénard-von Kármán de plus petite taille et moins énergétique. Une hypothèse a été avancée afin d'expliquer la diminution d'amplitude du bruit de décrochage profond. Ce comportement proviendrait de la présence d'un phénomène d'oscillation basses fréquences de la couche de cisaillement de la bulle de recirculation qui perturberait alors la cohérence tridimensionnelle de la structure et ainsi son rayonnement acoustique. En outre, les résultats obtenus dans cette étude ont confirmé l'efficacité du protocole développé précédemment, ouvrant ainsi la voie à son application en conditions dynamiques.

Perspectives

Pour une caractérisation plus approfondie des structures de l'écoulement et pour confirmer l'hypothèse émise sur l'impact du phénomène d'oscillation de la couche de cisaillement sur la cohérence tridimensionnelle du tourbillon de Bénard-von Kármán, plusieurs analyses complémentaires peuvent être envisagées, comprenant :

- Des mesures tridimensionnelles du champ de vitesse par TR-PIV le long de l'envergure du profil permettant d'identifier la cohérence de l'allée de tourbillons de Bénard-von Kármán selon cette direction
- Des mesures de TR-PIV en proche paroi du profil afin de confirmer que le phénomène d'oscillation de la couche de cisaillement peut être associé à une instabilité de battement
- Une analyse de la directivité du bruit à partir des autres microphones composant l'arc utilisé lors des mesures expérimentales afin d'obtenir des informations sur le mécanisme de génération de bruit de décrochage profond.

CHAPITRE

5

IDENTIFICATION DES SOURCES
ACOUSTIQUES DU BRUIT DE
DÉCROCHAGE DYNAMIQUE

Sommaire

5.1	Identification des structures aérodynamiques	166
5.1.1	Analyse par critère Γ_2	167
5.2	Présentation des résultats préliminaires dans l'identifica- tion des sources acoustiques	175
5.2.1	Analyse des corrélations	175
5.2.2	Mise en évidence des limitations SPOD en dynamique	177

Objectifs du chapitre

Le décrochage dynamique est un phénomène dont les caractéristiques aérodynamiques et acoustiques varient en fonction du mouvement appliqué au profil. L'impact de la fréquence du mouvement de tangage sinusoïdal imposé au profil NACA63₃418 sur le processus de séparation de couche limite et sur la génération de bruit a été mis en évidence dans le Chapitre 2. Afin d'identifier l'origine de ces différences acoustiques en fonction de la fréquence d'oscillation, **l'objectif de ce chapitre est d'identifier les structures aérodynamiques à l'origine du bruit généré par le profil en mouvement de tangage pour différentes fréquences d'oscillation allant du régime quasi-statique au régime dynamique.** Pour cela, le protocole d'analyse développé précédemment (voir le chapitre 3) est appliqué pour trois cas d'écoulement. Ces cas impliquent la mise en mouvement du profil en tangage avec une incidence moyenne de $\alpha_M = 15^\circ$, une amplitude d'oscillation de $\alpha_A = 15^\circ$, et trois fréquences d'oscillation distinctes. La première fréquence d'oscillation étudiée relève du régime quasi-statique avec une valeur de $k = 0.005$. La deuxième correspond à une configuration quasi-statique, où les comportements aérodynamiques et acoustiques sont identifiés comme transitoires, avec une fréquence réduite de $k = 0.025$. La troisième fréquence choisie appartient au régime dynamique et est caractérisée par une valeur de $k = 0.05$. Ce chapitre présente des résultats préliminaires obtenus lors de l'application du protocole d'analyse développé. La méthode de détection des tourbillons Γ_2 est appliquée aux champs de vitesse des trois écoulements, et des calculs de corrélation ainsi que de SPOD sont également réalisés pour le cas $k = 0.05$. Afin d'adapter l'identification des structures à l'origine du bruit par corrélation et application de la SPOD à l'étude de l'écoulement instationnaire d'un profil en mouvement de tangage, une approche consistant à subdiviser les signaux temporels en segments distincts est utilisée. Cette méthode ainsi que les défis qu'elle introduit dans l'utilisation de la SPOD sont également discutés dans ce chapitre.

5.1 Identification des structures aérodynamiques

Afin d'identifier les structures aérodynamiques présentes dans l'écoulement lors du décrochage du profil en mouvement de tangage, il est entrepris d'utiliser la méthode d'identification de tourbillon Γ_2 combinée à la représentation des champs vectoriels et de la vorticité des fluctuations de vitesse mesurées par TR-PIV comme réalisée par Mulleners and Raffel [89] lors de l'étude de la formation des tourbillons de décrochage dynamique. En raison de contraintes temporelles, cette analyse a été effectuée pour une seule acquisition de données pour chaque fréquence. Il est donc essentiel de noter que les comportements relevés dans cette section peuvent présenter des variations en fonction des oscillations, comme attendu d'après les travaux de McAlister et al. [80].

5.1.1 Analyse par critère Γ_2

Afin d'utiliser le critère de détection de tourbillon Γ_2 , une analyse paramétrique a préliminairement été réalisée grâce à la méthode de détection λ_2 comme effectué pour le cas statique dans le Chapitre 4. Cette analyse a permis de déterminer que l'utilisation d'une zone d'intégration de dimensions 3×3 points PIV et d'un seuil de 0.7 constitue la combinaison optimale de paramètres pour l'application de la méthode Γ_2 . L'analyse par Γ_2 est menée sur l'ensemble des instantanés d'une oscillation. Il est rappelé que la configuration étudiée comprend le profil en écoulement sans grille de turbulence amont mais avec présence de tripping du côté intrados, pour un nombre de Reynolds de $Re = 4 \times 10^5$. De plus, il convient de mentionner que les angles d'attaque indiqués au cours de cette étude représentent les angles d'attaques géométriques et qu'aucun masque n'a été appliqué aux données de TR-PIV.

En comparant les résultats obtenus pour les différentes fréquences, il apparaît que pour les trois configurations, le profil subit une séparation de la couche limite par le bord de fuite dont le point de séparation remonte vers le bord d'attaque à mesure que l'incidence augmente. Il est également observé que la valeur de l'incidence à laquelle la couche limite commence à se séparer varie en fonction de la fréquence d'oscillation. En effet, pour $k = 0.005$, cette valeur est d'environ $\alpha_g = 16^\circ$, tandis que la séparation débute pour $\alpha_g = 19^\circ$ lorsque $k = 0.025$, et autour de $\alpha_g = 20^\circ$ pour $k = 0.05$. Ce décalage en angle d'attaque est de même observé lors du recollement de la couche limite. En effet pour $k = 0.005$, la couche limite est totalement recollée au profil pour une incidence $\alpha_g = 18^\circ$ contre $\alpha_g = 13^\circ$ et pour $\alpha_g = 12^\circ$ pour respectivement $k = 0.025$ et $k = 0.05$. Il est ainsi noté que l'hystérésis mise en évidence lors de l'analyse de la pression pariétale (voir Chapitre 2) est également retrouvée dans cette étude.

Pour les trois fréquences, il est identifié que durant la phase de séparation, une instabilité de Kelvin-Helmholtz se développe dans la couche de cisaillement de la bulle de recirculation du côté extrados du profil ainsi qu'un tourbillon de bord de fuite en aval du profil. La présence de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans la bulle de recirculation est mis en évidence par les regroupements de tourbillons tournant en sens horaire identifiés par le critère Γ_2 comme mis en évidence sur la figure 5.1a. Le tourbillon de bord de fuite est quant à lui mis en évidence par l'enroulement de tourbillons tournant en sens anti-horaire. Malgré cette ressemblance dans les structures présentes lors de la séparation de la couche limite, des différences sont observées dans le mécanisme à l'origine de la remontée du point de séparation au bord d'attaque et dans le mécanisme à l'origine du recollement de la couche limite selon la fréquence d'oscillation. Pour $k = 0.005$, le point de séparation remonte progressivement vers le bord d'attaque jusqu'à $\alpha_g = 29.25^\circ$. À partir de $\alpha_g = 29.26^\circ$, un tourbillon se forme à proximité du bord d'attaque. La naissance de ce tourbillon est visible sur la figure 5.1b, autour de $x/c = -0.3$. Ce tourbillon se développe avant d'être entraîné vers l'aval à travers la couche de cisaillement de la bulle de recirculation comme il est observé sur la figure 5.1c pour $\alpha_g = 29.31^\circ$. Ce lâcher tourbillonnaire provoque alors la remontée du point de séparation jusqu'au bord d'attaque. Enfin, en $\alpha_g = 29.34^\circ$, ce tourbillon est convecté dans le sillage, voir figure 5.1d et engendre la séparation massive de l'écoulement comme il est remarqué en $\alpha_g = 29.38^\circ$ sur la figure 5.1e. Cette configuration d'écoulement perdure alors jusqu'à la diminution de l'incidence qui induit le recollement de la couche limite débutant autour de $\alpha_g = 26^\circ$.

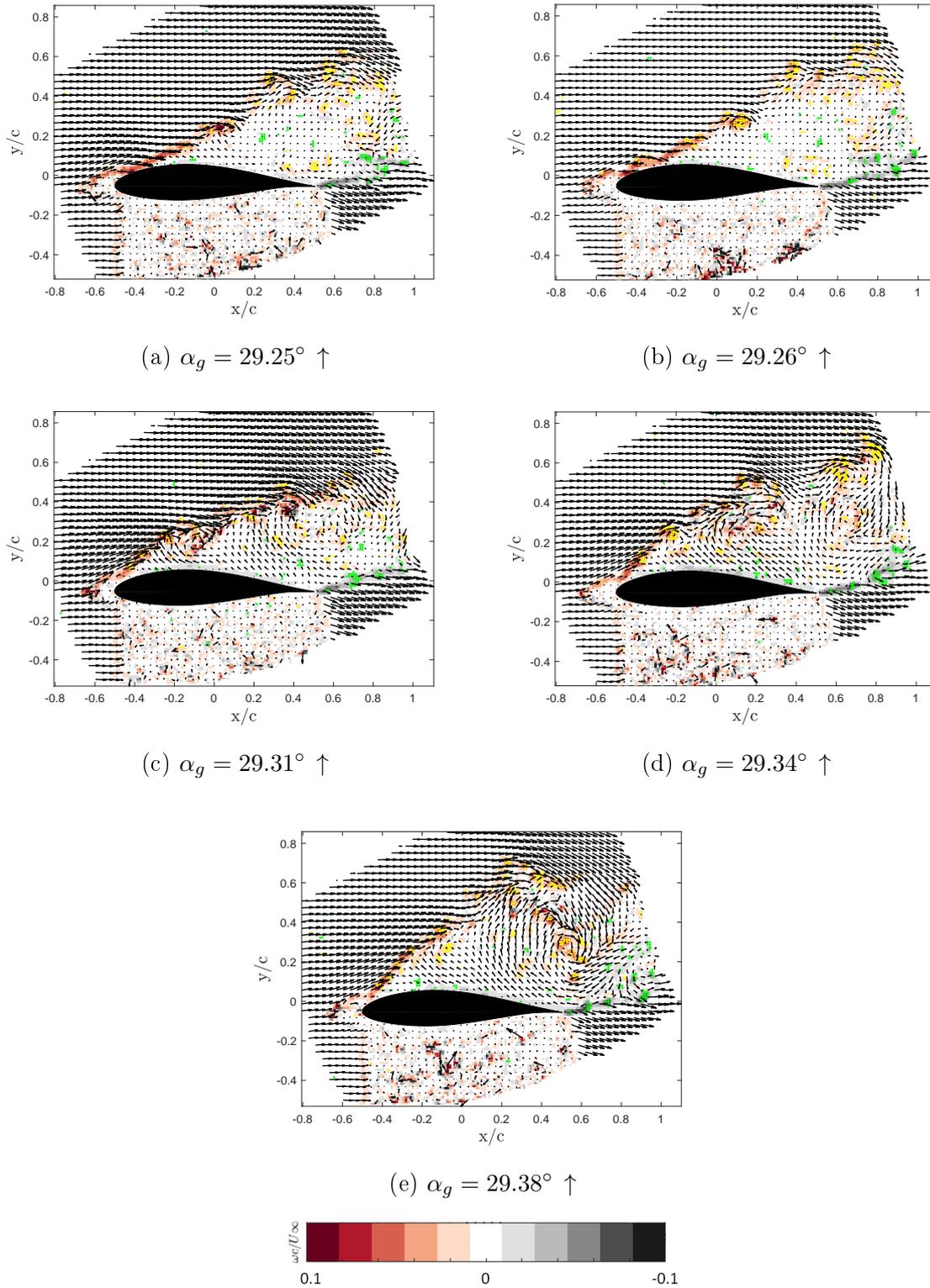


FIGURE 5.1 – Champs d’écoulement instantanés, vorticité et distribution spatiale du critère Γ_2 pour différents angles d’attaque en configuration dynamique $\alpha_M = 15^\circ$, $\alpha_A = 15^\circ$ pour $k = 0.005$. Les tourbillons positifs sont représentés en jaune et les tourbillons négatifs en vert.

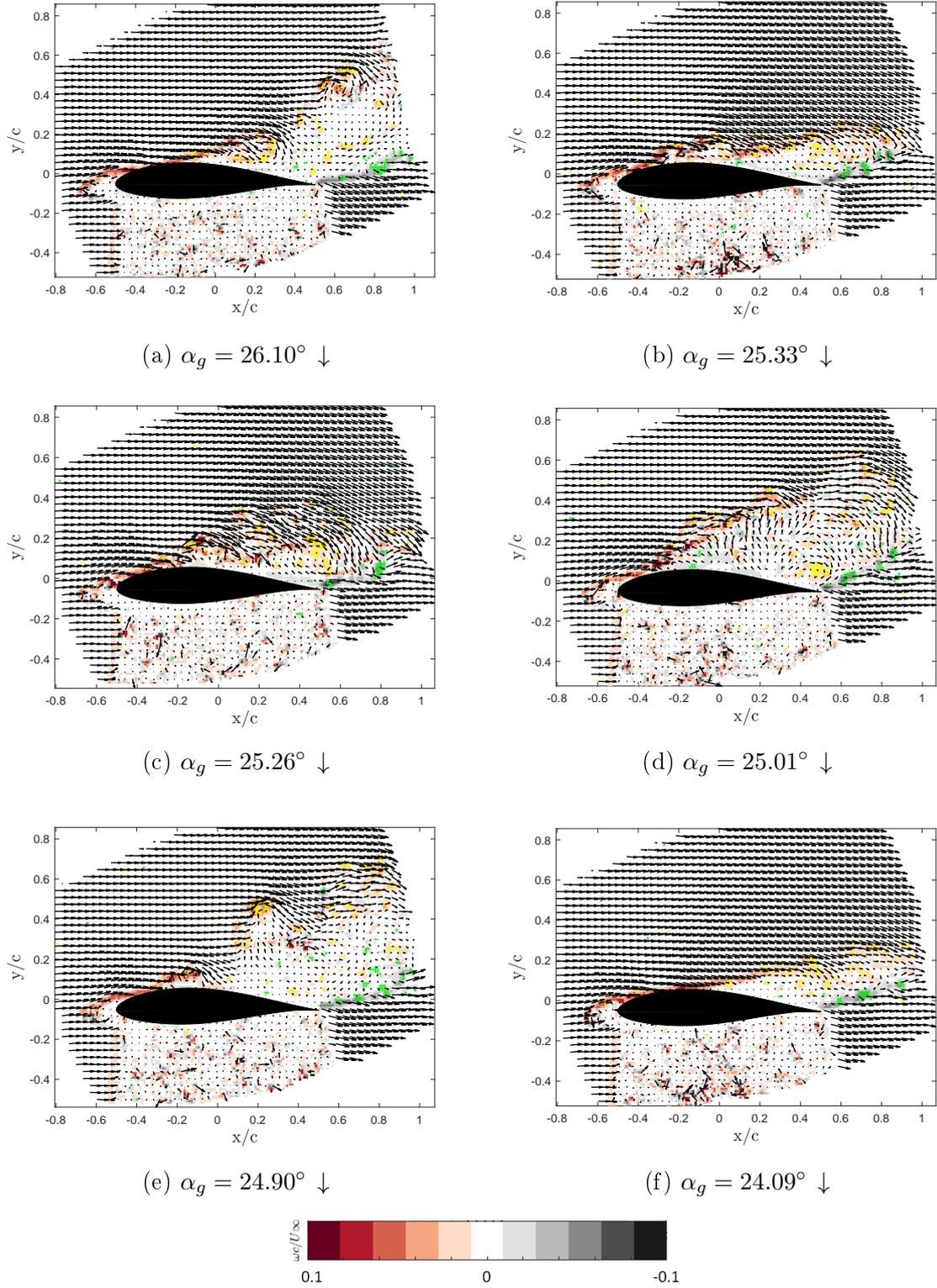


FIGURE 5.2 – Champs d'écoulement instantanés, vorticité et distribution spatiale du critère Γ_2 pour différents angles d'attaque en configuration dynamique $\alpha_M = 15^\circ$, $\alpha_A = 15^\circ$ pour $k = 0.005$. Les tourbillons positifs sont représentés en jaune et les tourbillons négatifs en vert.

Le recollement semble être provoqué par l'enroulement de la couche de cisaillement près du point de séparation, comme illustré par les figures 5.2a et 5.2b pour respectivement $\alpha_g = 26.10^\circ$ et $\alpha_g = 25.33^\circ$. De plus, il est remarqué que le mécanisme de recollement de couche limite à cette fréquence d'oscillation du profil est fortement instable. En effet, lors de la réduction de l'incidence, il est observé à partir de $\alpha_g = 25.26^\circ$ sur la figure 5.2c que le point de séparation remonte de nouveau vers le bord d'attaque, provoquant une séparation de l'écoulement à $\alpha_g = 25.01^\circ$, suivie de la libération d'un second tourbillon proche du point de séparation en $\alpha_g = 24.9^\circ$ qui conduit cette fois à un recollement total de la couche limite, voir figures 5.2d, 5.2e, 5.2f. Cette variabilité du recollement de la couche limite a également été remarquée en comparant les résultats pour différentes acquisitions. En effet, pour certaines acquisitions il a été observé que le recollement se produit directement, tandis que dans d'autres, il se produit en deux étapes, comme décrit ici. Lorsque la fréquence d'oscillation augmente jusqu'à

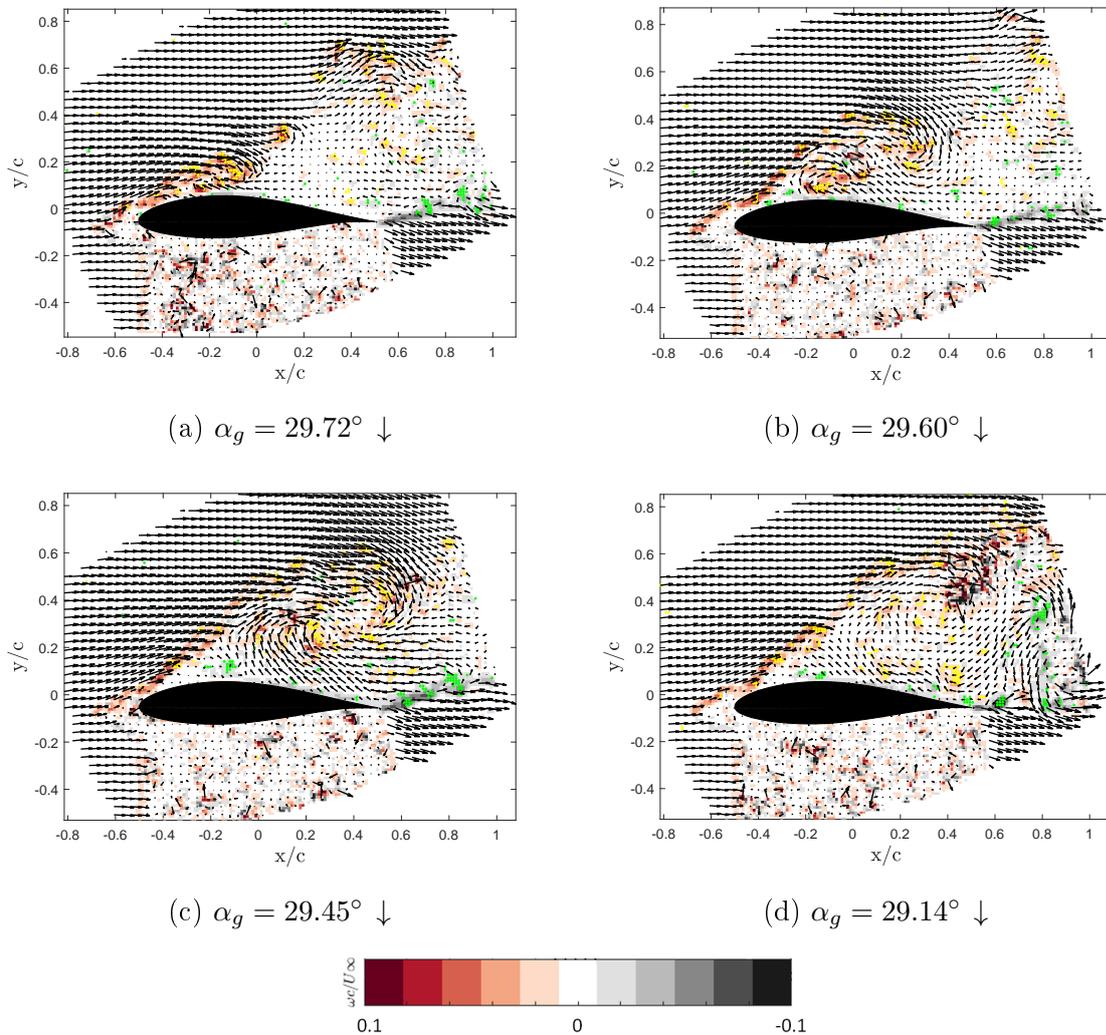


FIGURE 5.3 – Champs d'écoulement instantanés, vorticité et distribution spatiale du critère Γ_2 pour différents angles d'attaque en configuration dynamique $\alpha_M = 15^\circ$, $\alpha_A = 15^\circ$ pour $k = 0.025$. Les tourbillons positifs sont représentés en jaune et les tourbillons négatifs en vert.

atteindre le régime transitoire, entre les conditions quasi-statique et dynamique, un comportement différent est observé lors de la phase descendante de l'oscillation. En effet, lors de la diminution de l'incidence, un enroulement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz près du bord d'attaque est observé pour $\alpha_g = 29.72^\circ$, autour de $x/c = 0.1$, comme illustré sur la figure 5.3a. Au fur et à mesure que l'incidence continue de décroître, cette structure s'amplifie en s'enroulant avec d'autres tourbillons de Kelvin-Helmholtz, ce qui conduit à la formation d'une structure de grande échelle, comme illustré sur la figure 5.3b pour $\alpha_g = 29.60^\circ$. Cette structure est ensuite convectée dans le sillage, entraînant la remontée du point de séparation jusqu'au bord d'attaque pour $\alpha_g = 29.45^\circ$, voir figure 5.3c. Cela engendre alors la séparation massive de l'écoulement en $\alpha_g = 29.14^\circ$ comme observée sur la figure 5.3d.

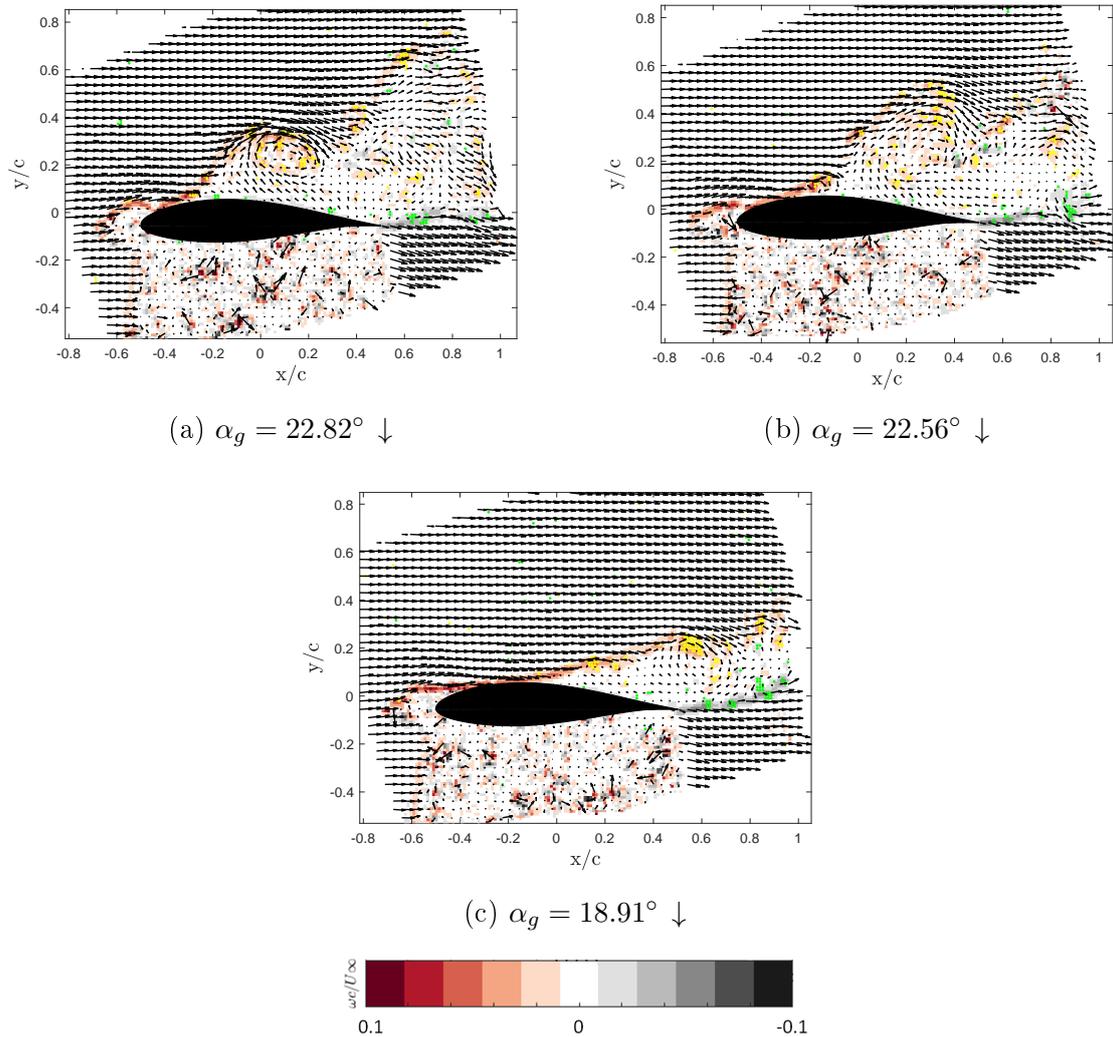


FIGURE 5.4 – Champs d'écoulement instantanés, vorticité et distribution spatiale du critère Γ_2 pour différents angles d'attaque en configuration dynamique $\alpha_M = 15^\circ$, $\alpha_A = 15^\circ$ pour $k = 0.025$. Les tourbillons positifs sont représentés en jaune et les tourbillons négatifs en vert.

Lorsque l'incidence continue à décroître, cette configuration de l'écoulement massivement détaché perdure jusqu'au détachement d'un tourbillon proche du point de s pa-

ration en $\alpha_g = 22.82^\circ$, comme illustré sur la figure 5.4a. Cela entraîne le recollement de la couche limite, comme le montrent les figures 5.4b et 5.4c pour $\alpha_g = 22.56^\circ$ et $\alpha_g = 18.91^\circ$ respectivement. Ainsi, pour cette fréquence d'oscillation, l'écoulement est caractérisé par la présence d'une structure de grande échelle issue de l'enroulement de la couche de cisaillement à l'origine d'une séparation massive de l'écoulement pendant la phase descendante de l'oscillation. Pour le régime dynamique défini par la fréquence réduite d'oscillation $k = 0.05$, de telles structures de grande échelle sont également retrouvées au cours de l'oscillation. En effet, il est observé que suite à la remontée du point de séparation en amont du bord d'attaque, l'augmentation de l'incidence engendre également un enroulement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz qui émerge en $\alpha_g = 29.66^\circ$ comme il peut être observé autour de $x/c = -0.2$ sur la figure 5.5a.

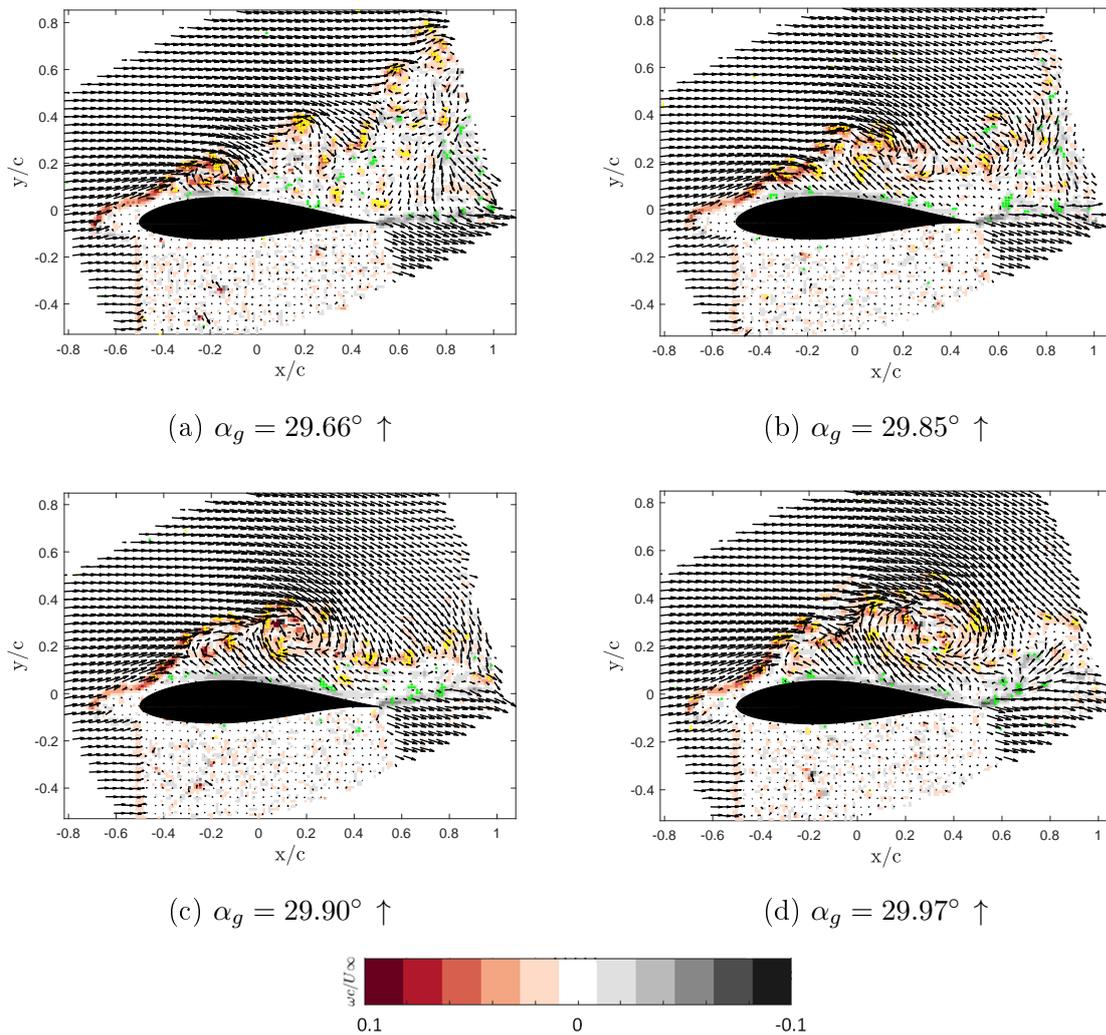


FIGURE 5.5 – Champs d'écoulement instantanés, vorticité et distribution spatiale du critère Γ_2 pour différents angles d'attaque en configuration dynamique $\alpha_M = 15^\circ$, $\alpha_A = 15^\circ$ pour $k = 0.05$. Les tourbillons positifs sont représentés en jaune et les tourbillons négatifs en vert.

Avec l'augmentation de l'incidence la convection de ce tourbillon dans la couche de cisaillement de la bulle de recirculation semble provoquer un enroulement de grande

taille des tourbillons de Kelvin-Helmholtz qui induit la formation d'une structure de grande échelle en $\alpha_g = 29.97^\circ$ comme illustré sur la figure 5.5d et la remontée du point de séparation proche du bord d'attaque. La croissance de cette structure est détaillée sur les figures 5.5b et 5.5c représentant l'écoulement pour $\alpha_g = 29.85^\circ$ et $\alpha_g = 29.90^\circ$. Cette structure de grande échelle est ensuite relâchée dans le sillage lors de la phase descendante de l'oscillation en $\alpha_g = 29.92^\circ$, voir figure 5.6a ce qui conduit à la séparation massive de l'écoulement. Il est également intéressant de remarquer que la convection de cette structure semble perturber l'écoulement et engendrer la formation d'une seconde structure de grande échelle en $\alpha_g = 29.65^\circ$ convectée en aval pour $\alpha_g = 28.92^\circ$ comme illustré par les figures 5.6b et 5.6c. Un recollement progressif de la couche limite est ensuite observé lors de la diminution de l'angle d'attaque autour de $\alpha_g = 20^\circ$ comme illustré sur les figures 5.6d et 5.6e présentant la configuration de l'écoulement pour $\alpha_g = 20.66^\circ$ et $\alpha_g = 17.28^\circ$.

Ainsi, pour $k = 0.025$ et $k = 0.05$, il a été mis en évidence que l'écoulement se caractérise par la présence de tourbillons de grande échelle, légèrement plus grands pour $k = 0.05$, très similaires au tourbillon de décrochage dynamique. Il est intéressant de remarquer que ce tourbillon apparaît lors de la phase ascendante et descendante pour $k = 0.05$ mais uniquement lors de la phase descendante pour $k = 0.025$.

Ainsi, pour $k = 0.05$, il apparaît que les tourbillons identifiés au cours de l'oscillation correspondent par définition au tourbillon de décrochage dynamique. Les deux structures identifiées représentent ainsi un tourbillon de décrochage dynamique primaire et un tourbillon de décrochage dynamique secondaire dont la formation semble correspondre au mécanisme décrit par [89] lors de l'étude du profil OA209 à un nombre de Reynolds de 9×10^5 . Pour $k = 0.025$, il subsiste un léger doute quant à sa correspondance avec la définition présente dans la littérature. Une analyse plus approfondie de cette structure serait nécessaire pour affirmer qu'il s'agit d'un tourbillon de décrochage dynamique. Pour la fréquence d'oscillation la plus faible $k = 0.005$ aucune structure de grande échelle similaire à un tourbillon de décrochage dynamique n'a été identifiée au cours de l'oscillation. Ainsi, des comportements très différents ont été observés pour $k = 0.005$ et $k = 0.05$, ainsi que des résultats intermédiaires pour $k = 0.025$. Cela suggère que, tout comme dans l'étude de la pression pariétale présentée dans le Chapitre 2, le régime $k = 0.025$ semble correspondre à une phase intermédiaire entre les conditions quasi-statiques (sans tourbillon de décrochage dynamique) et le régime dynamique (avec tourbillon de décrochage dynamique). Cette étude préliminaire a mis en lumière la richesse de la physique de l'écoulement autour d'un profil en mouvement de tangage. Cette complexité est caractérisée par un phénomène multi-échelle qui se révèle particulièrement sensible à la fréquence d'oscillation du profil. Il semble donc indispensable de mener une analyse plus approfondie du critère Γ_2 pour discerner les mécanismes sous-jacents à la formation des tourbillons. Il est important de souligner que cette étude n'envisage pas tous les scénarios possibles, car l'écoulement varie d'une acquisition à l'autre. Par exemple, il peut être rappelé le comportement bi-modal observé dans le Chapitre 2 pour $k = 0.025$ dans l'analyse de la pression, ce qui complique davantage l'analyse.

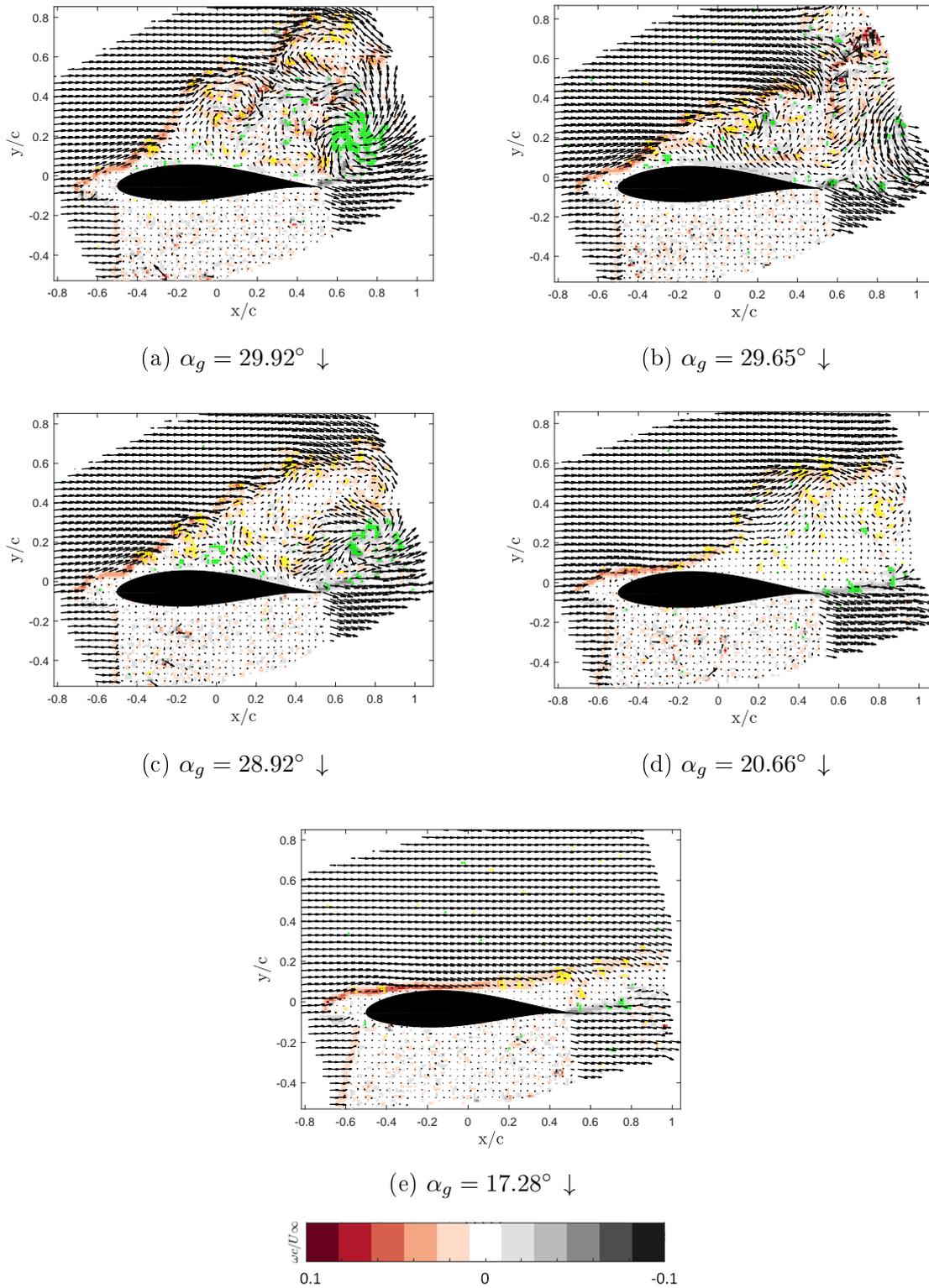


FIGURE 5.6 – Champs d’écoulement instantanés, vorticité et distribution spatiale du critère Γ_2 pour différents angles d’attaque en configuration dynamique $\alpha_M = 15^\circ$, $\alpha_A = 15^\circ$ pour $k = 0.05$. Les tourbillons positifs sont représentés en jaune et les tourbillons négatifs en vert.

5.2 Présentation des résultats préliminaires dans l'identification des sources acoustiques

Afin d'identifier les structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage du profil en mouvement de tangage, il est entrepris de mener les calculs de corrélation et l'analyse SPOD conformément au protocole développé précédemment dans le chapitre 3. Une distinction majeure par rapport aux écoulements en conditions statiques auxquels ces méthodes ont été précédemment appliquées réside dans l'instationnarité de l'écoulement, qui nécessite d'adapter les outils d'analyse. En effet si la corrélation et la SPOD sont effectuées sur le signal temporel comprenant une oscillation complète, l'information temporelle est perdue. Pour remédier à cela il a été choisi de découper les signaux temporels en plusieurs segments alors analysés séparément. Le choix du nombre de segments est discuté dans cette section.

5.2.1 Analyse des corrélations

Pour identifier les zones de corrélation maximale au cours de l'oscillation, la corrélation est calculée séparément entre les différents segments temporels de mesures de TR-PIV et l'entièreté du signal acoustique afin de prendre en compte le temps de propagation acoustique. Pour cela le signal acoustique est dans un premier temps rééchantillonné à la fréquence d'acquisition de la TR-PIV. Dans cette étude préliminaire, cette analyse est effectuée pour une seule fréquence d'oscillation $k = 0.05$. L'ensemble des mesures de TR-PIV représentant une oscillation est alors divisé en 13 intervalles temporels. Cela génère ainsi un ensemble de 13 segments comprenant chacun 35 instantanés sur un intervalle de temps $\Delta t = 0.012$ s. La taille de ces segments a été choisie initialement de manière relativement arbitraire. Une étude plus approfondie serait indispensable pour déterminer avec précision la taille de segment requise afin de décrire correctement la dynamique de l'écoulement. Pour cela, il pourrait être envisagé d'approfondir l'identification des structures aérodynamiques présentes dans l'écoulement afin de déterminer leurs temps caractéristiques de formation et de convection.

Lors de l'analyse des résultats pour $k = 0.05$, il est observé que des coefficients de corrélation significatifs ne sont obtenus que pour des angles d'attaques compris entre $\alpha_g = 26.25^\circ$ lors de la phase ascendante de l'oscillation et $\alpha_g = 26.35^\circ$ lors de la phase descendante de l'oscillation. Les cartes de corrélation maximales entre les fluctuations de vitesse et la pression acoustique sont présentées sur la figure 5.7. Il est observé sur ces cartes que selon l'intervalle d'angles d'attaque étudié, des zones spatiales de corrélation maximales différentes sont obtenues.

Pour le segment comprenant la variation d'angles d'attaque entre $\alpha_g = 26.25^\circ$ et $\alpha_g = 29.52^\circ$, il apparaît à la fois dans les cartes de corrélation maximales des fluctuations de vitesse longitudinales et transversales que la zone de corrélation maximale se situe proche du bord de fuite, voir figure 5.7a. En comparant cette observation avec les résultats obtenus par l'application du critère Γ_2 dans cette gamme d'angles d'attaque, il est identifié que pour ces incidences, le sillage du profil est caractérisé par la présence d'interaction entre les tourbillons de Kelvin-Helmholtz et de bord de fuite.

Ces conditions étant similaires au cas statique étudié précédemment pour $\alpha_e = 26.26^\circ$

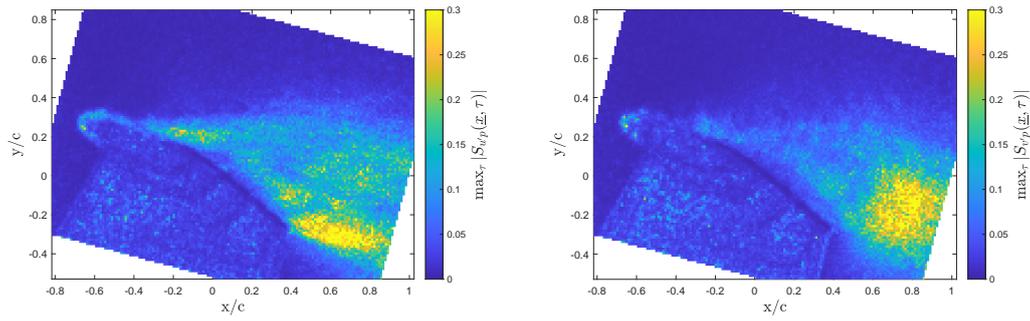
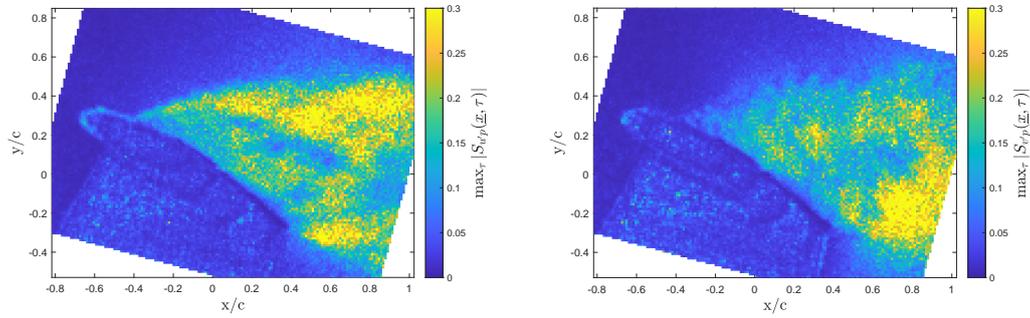
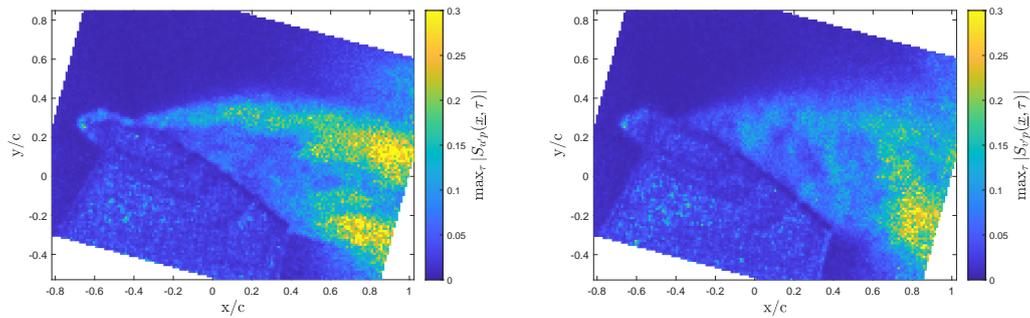

 (a) $\alpha_g = 26.25^\circ - \alpha_g = 29.52^\circ \uparrow$

 (b) $\alpha_g = 29.57^\circ - \alpha_g = 29.60^\circ$

 (c) $\alpha_g = 29.50^\circ - \alpha_g = 26.35^\circ \downarrow$

FIGURE 5.7 – Cartes des maxima locaux sur τ des coefficients de corrélations pour les fluctuations de vitesse longitudinale (gauche) et les fluctuations de vitesse transversale (droite) pour $k = 0.05$.

dans le Chapitre 4 avec de plus des zones de corrélation maximale similaires, il peut être supposé que lors de cette phase de l'oscillation, la pression acoustique en champ lointain

est corrélée avec un tourbillon de Bénard - von Kármán. Cependant une étude plus approfondie serait nécessaire afin de valider cette hypothèse. Lorsque l'incidence atteint son maximum et commence à diminuer, il apparaît dans les cartes de corrélation avec les composantes des fluctuations de vitesse longitudinale et transversale que la corrélation maximale est répartie sur une zone de plus grande taille comprenant à la fois la couche de cisaillement de la bulle de recirculation, notamment présente pour la fluctuation de vitesse longitudinale, et la zone proche du bord de fuite, notamment présente pour la fluctuation de vitesse transversale, voir la figure 5.7b. En comparant cette analyse avec les résultats obtenus par le critère Γ_2 , il apparaît que sur cette gamme d'angle d'attaque, l'écoulement est gouverné par la formation du tourbillon de décrochage dynamique. Enfin lorsque l'incidence diminue, il apparaît dans les cartes de corrélation pour les fluctuations longitudinale et transversale de la vitesse, que la corrélation est maximale sur une zone plus réduite comprenant l'aval de la couche de cisaillement de la bulle de recirculation, notamment pour la fluctuation longitudinale de vitesse, et l'aval de la zone de bord de fuite, notamment pour la fluctuation transversale de vitesse, comme illustrée sur la figure 5.7c. En comparant avec les résultats obtenus par le critère Γ_2 sur cette gamme d'incidence il apparaît que lors de cette phase l'écoulement est gouverné par la convection du tourbillon de décrochage dynamique primaire et le lâcher du tourbillon de décrochage dynamique secondaire.

Ainsi, cette analyse préliminaire pour $k = 0.05$ a révélé que l'écoulement présente la plus forte corrélation avec le signal acoustique pour des angles d'attaque très élevés. À l'intérieur de cette plage d'angles d'attaque, la corrélation maximale est atteinte dans des régions spatiales distinctes selon le segment étudié. En raison de ces différences spatiales significatives, il semble difficile de définir une seule zone pour le calcul de la CPSD.

5.2.2 Mise en évidence des limitations SPOD en dynamique

Les résultats exposés précédemment révèlent la difficulté d'exploiter la CPSD sans une analyse plus approfondie pour déterminer la taille de segment appropriée. Il est alors entrepris d'appliquer la SPOD afin d'obtenir une compréhension plus précise des caractéristiques des structures aérodynamiques présentes dans l'écoulement pendant ces phases de corrélation maximale. Il s'est alors révélé que la segmentation du signal temporel lors du calcul de la SPOD représente un défi majeur influençant grandement les résultats obtenus, et qu'il s'avère complexe de déterminer un nombre optimal de segments. En effet, des segments temporels de petite taille seraient souhaitables pour assurer une bonne discrétisation temporelle de l'oscillation, mais cela impacte la résolution fréquentielle de la SPOD. Il existe des compromis inévitables dans le choix des paramètres propres au calcul de la SPOD avec la méthode de Welch. En effet, au sein de chaque segment, il est crucial de déterminer la taille des blocs de calcul pour la SPOD. Les blocs de grande taille englobent un grand nombre d'instantanés, ce qui permet d'améliorer la résolution fréquentielle. Cependant, dans le cadre d'un segment donné, opter pour des blocs de grande taille restreint le nombre de blocs disponibles, ce qui réduit le nombre de modes disponibles pour décrire la dynamique de l'écoulement et accroît l'incertitude sur les blocs. Par conséquent, la segmentation temporelle des signaux doit être adaptée pour garantir à la fois une discrétisation temporelle de l'oscillation adaptée à la dynamique de l'écoulement et un nombre de bloc de calcul SPOD adéquat

pour assurer une résolution fréquentielle correct tout en maintenant une incertitude et un nombre de modes acceptable. Cette étape représente un véritable défi qui constitue actuellement la principale problématique de notre recherche concernant l'identification des structures responsables du bruit lors du mouvement de tangage d'un profil. Jusqu'à présent, divers ensembles de paramètres ont été testés, mais malheureusement, aucun résultat concluant n'a été obtenu. La figure 5.8 présente les résultats obtenus pour l'un de ces jeux de paramètres SPOD pour les trois segments temporels maximisant la corrélation pour $k = 0.05$. Bien qu'il ait été constaté lors des calculs de corrélation que ces durées pourraient être trop longues pour permettre une identification claire des structures aérodynamiques mises en jeu, il apparaît ici que ces segments sont de taille encore insuffisante pour obtenir des résultats de SPOD concluant. En effet, chaque segment comportant 35 instantanés, en utilisant un chevauchement optimal de 50% il s'avère que la taille maximale de bloc est de 16 instantanés, ce qui se traduit par une résolution fréquentielle de SPOD de $\Delta_f = 190$ Hz et seulement 3 blocs. Comme le montre la Figure 5.8, ces conditions ne permettent pas d'obtenir des résultats de

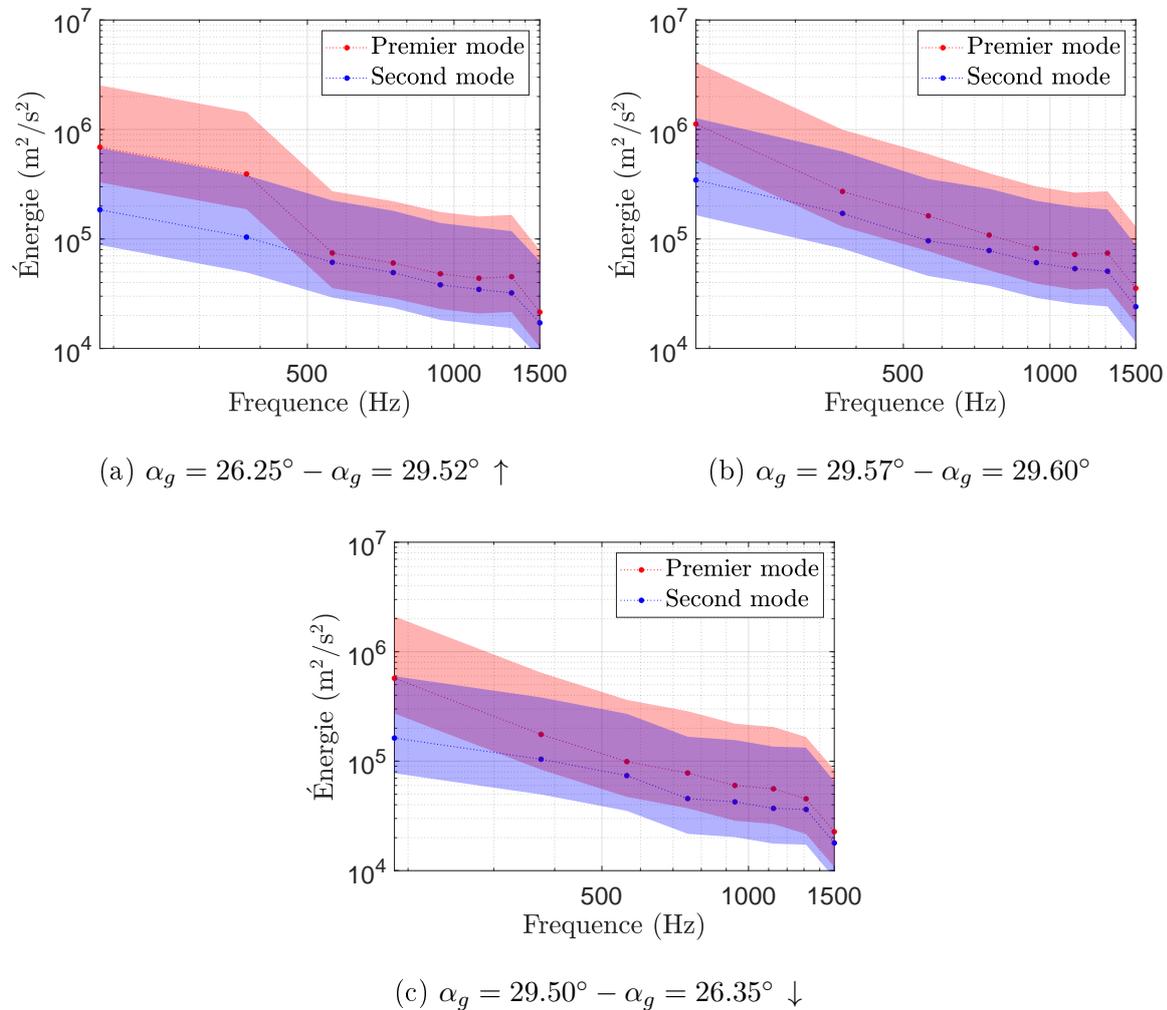


FIGURE 5.8 – Spectres énergétiques des modes SPOD pour trois segments temporels durant l'oscillation du profil à une fréquence réduite $k = 0.05$.

SPOD exploitables. Outre la question de la résolution fréquentielle, le nombre limité

de blocs par segment entraîne une incertitude significative, ce qui complique l'identification des comportements de rang inférieur recherchés pour identifier les structures caractéristiques de l'écoulement. De plus, l'utilisation de la méthode de zero-padding n'a pas permis d'amélioration notable des résultats. Par conséquent, cette étude préliminaire a souligné que la segmentation temporelle des signaux, bien que prometteuse pour adapter la méthode d'analyse développée précédemment au cas du décrochage d'un profil en mouvement, s'avère complexe. Il convient de noter que cette étude préliminaire a consisté à analyser les résultats pour la fréquence d'oscillation la plus rapide, ce qui limite davantage le nombre d'instantanés par segment. Il est possible que la recherche d'un compromis en termes de taille de segments soit plus facile pour des fréquences d'oscillation plus faibles.

Conclusion

Dans cette étude, des résultats préliminaires ont été présentés en ce qui concerne l'identification des structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage pour un profil oscillant. Il a été observé que, pour toutes les fréquences d'oscillation, le profil est soumis à une séparation de couche limite par le bord de fuite lors de l'augmentation de l'incidence avec le développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et du tourbillon de bord de fuite dans son sillage. Cependant, selon la fréquence d'oscillation, des mécanismes différents ont été identifiés lors de la remontée du point de séparation au bord d'attaque et du recollement de la couche limite. Pour la fréquence d'oscillation correspond au régime dynamique $k = 0.05$, le développement d'une structure de grande échelle similaire au tourbillon de décrochage dynamique a été observé.

En outre, cette étude a mis en évidence la complexité de l'établissement de liens entre les données aérodynamiques et acoustiques pour un écoulement instationnaire par utilisation du protocole d'analyse développé précédemment. Une étude plus approfondie des différentes étapes présentées dans ce chapitre semble nécessaire afin de confirmer les phénomènes et problématiques mentionnés.

Perspectives

À la lumière des résultats présentés dans ce chapitre, il semble pertinent d'envisager la réalisation d'études complémentaires visant à approfondir certains aspects, comme par exemple :

- Étudier l'ensemble des différentes acquisitions réalisées pour chaque fréquence afin d'identifier le comportement aérodynamique dominant lors du décrochage à ces fréquences.
- Identifier les temps caractéristiques de formation et de convection des structures aérodynamiques présentes dans le sillage afin de déterminer le nombre optimal de segments temporels nécessaires pour l'analyse des corrélations et la SPOD. Pour cela, une piste de recherche peut être d'exploiter le critère Γ_2 afin d'identifier les mécanismes à l'origine de la formation des structures identifiées.
- Mener une étude plus approfondie des paramètres SPOD en testant plus de jeux de paramètres et envisager l'utilisation d'une autre méthode que la méthode de Welch pour calculer la transformée de Fourier des champs de vitesse.
- Élargir l'identification des structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage dynamique pour les fréquences d'oscillation plus faibles. Il est susceptible que cela permette également de déterminer plus facilement les paramètres optimaux pour les calculs de corrélation et de SPOD. Typiquement, pour $k = 0.005$, le nombre 10 fois supérieurs d'instantanés par échantillons par rapport au cas étudié $k = 0.05$, permettrait d'améliorer la résolution fréquentielle de la SPOD.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Au cours de cette thèse, il a été entrepris d'identifier les structures aérodynamiques responsables du bruit de décrochage du profil NACA63₃418. Pour cela, la démarche a consisté à déterminer expérimentalement les conditions d'apparition et les caractéristiques spectrales du bruit de décrochage pour un profil en condition statique et en mouvement de tangage oscillatoire. L'objectif était d'identifier de manière explicite les structures aérodynamiques associées à la génération de ce bruit. Étant donné que cette démarche n'avait jamais été entreprise dans la littérature, il a été nécessaire de développer un protocole d'analyse permettant d'identifier ces structures aérodynamiques dans le sillage du profil en décrochage, et de déterminer leur relation avec les caractéristiques du bruit généré. Pour ce faire, une combinaison de plusieurs méthodes, comprenant des calculs de corrélations croisées entre les données aérodynamiques et acoustiques, ainsi que l'utilisation de la décomposition aux valeurs propres spectrales (SPOD), a été mise en œuvre. Cette approche a ensuite été appliquée en condition statique pour identifier les structures responsables du bruit de décrochage profond, un régime acoustique pour lequel les informations disponibles dans la littérature sont limitées. L'application de ce protocole d'analyse en condition dynamique a également été entrepris pour des écoulements caractérisés par différentes fréquences d'oscillation du profil.

Dans ce cadre, de nombreuses expérimentations ont été menées, aboutissant ainsi à la création d'une vaste base de données. Afin de permettre une étude approfondie du processus aérodynamique de séparation de la couche limite à l'origine du phénomène de décrochage, ainsi que la caractérisation du bruit associé, des essais ont été réalisés sur un premier montage expérimental. Ce montage comprenait des mesures de pression pariétale à mi-envergure du profil, synchronisées avec des mesures de pression acoustique en champ lointain à l'aide de 13 microphones. Pour identifier les structures à l'origine du bruit de décrochage, des essais supplémentaires ont été effectués sur un montage permettant des mesures de vélocimétrie par imagerie de particules résolues en temps (TR-PIV) bidimensionnelles à mi-envergure du profil. Ces mesures étaient également synchronisées avec des mesures de pression acoustique en champ lointain à l'aide de 13 microphones. Une multitude de paramètres d'écoulement, comprenant la vitesse et le niveau de turbulence de l'écoulement incident, l'introduction ou non de grilles de turbulence, et la possibilité de réaliser des mesures en conditions statiques

ou dynamiques pour différentes fréquences et amplitudes d'oscillation, a été prise en compte. Cette première étape a ainsi abouti à la création d'une base de données expérimentale de 8 To, dont l'originalité réside dans la diversité des grandeurs physiques mesurées, notamment l'utilisation de la TR-PIV, qui était peu courante dans les études aéroacoustiques. Cependant, il est important de noter que cette base de données présente une limitation, à savoir qu'elle ne contient que des mesures bidimensionnelles.

En conditions statiques, l'analyse des coefficients de portance et des coefficients de pression pariétale a révélé que, face au développement d'un gradient de pression adverse généré par une augmentation de l'incidence, le décrochage du profil NACA63₃418 équipé d'un tripping intrados et pour un nombre de Reynolds basé sur la corde de $Re = 4 \times 10^5$ se caractérise par une séparation de la couche limite en deux temps. La première phase consiste en une séparation partielle de type décrochage de bord de fuite, tandis que la seconde phase correspond à une séparation totale. Il convient de noter que l'origine de cette séparation totale n'a pas pu être clairement identifiée en raison de la faible discrétisation de la corde du profil en sondes de pression pariétale, dont l'influence a été mise en évidence lors de la comparaison des résultats expérimentaux avec des résultats numériques obtenus à l'aide du programme Xfoil. Lors des différentes étapes de séparation de la couche limite, trois régimes acoustiques distincts, déjà identifiés dans la littérature pour des vitesses d'écoulement et des profils différents, ont été retrouvés : le bruit de séparation, le bruit de décrochage léger et le bruit de décrochage profond. Il est alors apparu que les désignations de ces régimes dans la littérature sont ambiguës, et souvent associées à des profils de géométries différentes, ce qui peut ne pas être approprié pour un profil épais et cambré tel que le profil NACA63₃418.

L'application du processus d'identification des structures pour le bruit de décrochage profond a permis d'identifier l'implication de l'allée de tourbillons de Bénard-von Kármán, résultant de l'interaction entre l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et le tourbillon de bord de fuite, dans la génération du bruit. De plus, il a été mis en évidence que la position du point de séparation de la couche limite le long de la corde du côté extrados du profil joue un rôle primordial dans le bruit rayonné. En effet, en comparant les résultats obtenus pour différents angles d'attaque, il a été mis en évidence que la position du point de séparation influence la taille des tourbillons de l'allée de Bénard-von Kármán et le développement d'une instabilité d'oscillation de couche de cisaillement entre la bulle de recirculation et l'écoulement libre, ce qui induit des modifications dans l'amplitude et la fréquence du bruit rayonné. Bien que cette étude soit la première à mettre en lumière le rôle de l'allée de Bénard-von Kármán dans la génération du bruit de décrochage profond du profil NACA63₃418, il est à noter que le manque de données TR-PIV selon l'envergure du profil empêche l'analyse de la cohérence tridimensionnelle des structures pouvant influencer le mécanisme de génération du bruit par les structures identifiées. De plus, la dimension du domaine de mesures TR-PIV se révèle légèrement limitée pour permettre une observation claire de l'allée de tourbillons de Bénard-von Kármán.

Lorsque le profil NACA63₃418 oscille avec un mouvement de tangage sinusoïdal, plusieurs comportements aérodynamiques et acoustiques distincts ont été identifiés selon la fréquence et l'amplitude du mouvement oscillatoire. L'analyse des coefficients de portance et des coefficients de pression pariétale a montré que le comportement aé-

rodynamique du profil en mouvement de tangage peut être séparé en différentes catégories selon la fréquence d'oscillation, correspondant aux régimes quasi-statique et dynamique précédemment mis en évidence dans la littérature pour des profils et des vitesses d'écoulement différents. Une limite entre les régimes quasi-statique et dynamique compatible avec les observations de la littérature a été retrouvée en $k = 0.05$. De plus, un régime transitoire caractérisé par un comportement aérodynamique combinant des caractéristiques des régimes quasi-statique et dynamique a également été observé pour une fréquence réduite intermédiaire $k = 0.025$. Pour les écoulements quasi-statiques, les régimes de bruit de séparation, de décrochage léger et de décrochage profond, identifiés en condition statique, sont également générés lors de l'oscillation. Toutefois, il a été constaté que ces régimes de bruit de décrochage subissaient de légères modifications lorsque la fréquence d'oscillation augmente. En comparant les résultats obtenus pour les deux amplitudes d'oscillation, il a également été mis en évidence qu'une amplitude d'oscillation trop proche de l'angle de séparation totale de la couche limite statique empêche la séparation totale de la couche limite du profil et ainsi la génération de bruit de décrochage profond.

Enfin, il a également été entrepris d'identifier les structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage pour différentes fréquences d'oscillation appartenant au régime quasi-statique, au régime transitoire et au régime dynamique. Des résultats préliminaires de l'analyse par la méthode de détection de tourbillon Γ_2 ont mis en évidence que le décrochage dynamique est un phénomène complexe et très riche, dont les structures tourbillonnaires présentes varient non seulement selon la fréquence mais également d'une réalisation à l'autre du tangage. En effet, bien que la séparation par le bord de fuite et le développement d'instabilités de Kelvin-Helmholtz et de tourbillons de bord de fuite se produisent pour toutes les fréquences, des interactions différentes entre ces instabilités ont été identifiées dans le sillage du profil en fonction de la fréquence d'oscillation. Il a alors été mis en évidence que le régime dynamique se différencie du régime quasi-statique par la formation d'un tourbillon de décrochage dynamique, résultant de l'enroulement de la couche de cisaillement proche du point de séparation.

Enfin, les résultats préliminaires de l'identification des structures à l'origine du bruit de décrochage dynamique soulignent la complexité d'établir un lien entre les données aérodynamiques et acoustiques lorsque le profil est en mouvement. Une étude plus approfondie serait donc nécessaire pour déterminer la meilleure approche à adopter pour ce cas d'étude.

Ainsi l'étude proposée ici a permis de caractériser expérimentalement le comportement aérodynamique et acoustique du phénomène de décrochage du profil NACA63₃418 à la fois en condition statique et dynamique. Néanmoins, cette étude connaît quelques limites. Une des limites majeures réside dans la nature des données bidimensionnelles, qui ne permet pas d'assurer que les structures identifiées à mi-envergure sont invariantes selon l'envergure du profil. Cette invariance peut par exemple être remise en question compte tenu de la possible présence de cellules de décrochage comme évoquée dans la littérature. De plus, cela empêche d'identifier clairement le mécanisme de génération du bruit à partir des structures aérodynamiques identifiées lors du décrochage, qu'il soit statique ou dynamique. De manière plus générale, en ce qui concerne l'application aux éoliennes, il est notable que le nombre de Reynolds des écoulements étudiés est nettement inférieur à celui des conditions réelles. Cependant, cette première étude

présente un aperçu des instabilités susceptibles d'être rencontrées et de leur incidence sur la génération du bruit.

De nombreuses pistes d'amélioration de l'étude, telles que présentées à la fin de chaque chapitre, peuvent être envisagées. Cependant, il est clair que parmi les perspectives les plus cruciales à explorer rapidement figurent l'adaptation du protocole d'identification des structures aérodynamiques liées au bruit en condition dynamique. Pour cela, une approche envisageable consiste à poursuivre l'analyse proposée par segmentation des signaux temporels jusqu'à la détermination des paramètres optimaux. Il est également envisageable de tester des méthodes alternatives à l'utilisation au périodogramme de Welch pour l'estimation de la matrice de densité spectrale croisée comme par exemple la méthode des ondelettes. Enfin, une perspective remarquable consisterait à exploiter les modes SPOD afin de créer un modèle réduit du bruit de décrochage. Dans le cadre plus global du projet PIBE, il apparaît qu'une des perspectives les plus enrichissantes serait d'exploiter l'intégralité de la base de données. Il pourrait alors être envisagé de comparer les résultats obtenus pour différentes vitesses d'écoulement ce qui pourrait permettre de mieux appréhender l'influence du nombre de Reynolds sur les structures aérodynamiques et le bruit généré lors du décrochage des pales d'éoliennes..

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Y Aihara and H Koyama. Secondary instability of görtler vortices-formation of periodic three-dimensional coherent structure. *Japan Society of Aeronautical Space Sciences Transactions*, 24 :78–94, 1981.
- [2] Roy K Amiet. Noise due to turbulent flow past a trailing edge. *Journal of sound and vibration*, 47(3) :387–393, 1976.
- [3] Paul Andersson, Martin Berggren, and Dan S Henningson. Optimal disturbances and bypass transition in boundary layers. *Physics of Fluids*, 11(1) :134–150, 1999.
- [4] Christian Bak, H Aagaard Madsen, Peter Fuglsang, and Flemming Rasmussen. Double stall. 1998.
- [5] Franck Bertagnolio, Niels Sørensen, Jeppe Johansen, and Peter Fuglsang. Wind turbine airfoil catalogue. 2001.
- [6] Franck Bertagnolio, Helge Aa Madsen, Christian Bak, Niels Troldborg, and Andreas Fischer. Aerodynamic noise characterization of a full-scale wind turbine through high-frequency surface pressure measurements. *International Journal of Aeroacoustics*, 14(5-6) :729–766, 2015.
- [7] Franck Bertagnolio, Helge Aa Madsen, Andreas Fischer, and Christian Bak. A semi-empirical airfoil stall noise model based on surface pressure measurements. *Journal of Sound and Vibration*, 387 :127–162, 2017.
- [8] J Borée. Extended proper orthogonal decomposition : a tool to analyse correlated events in turbulent flows. *Experiments in fluids*, 35(2) :188–192, 2003.
- [9] Michel Bouchard, Julien Marty, Sébastien Deck, and Michel Costes. Numerical investigation of self-sustained oscillations of stall cells around a leading edge-separating airfoil. *Physics of Fluids*, 34(11), 2022.

- [10] MB Bragg, Douglas C Heinrich, FA Balow, and KBMQ Zaman. Flow oscillation over an airfoil near stall. *AIAA journal*, 34(1) :199–201, 1996.
- [11] Caroline Braud, Bérangère Podvin, and Julien Deparday. Study of the wall pressure variations on the stall inception of a thick cambered profile at high reynolds number. *arXiv preprint arXiv :2304.02927*, 2023.
- [12] Andy P Broeren and Michael B Bragg. Spanwise variation in the unsteady stalling flowfields of two-dimensional airfoil models. *AIAA journal*, 39(9) :1641–1651, 2001.
- [13] Thomas F Brooks, Michael A Marcolini, and Dennis S Pope. Airfoil trailing-edge flow measurements. *AIAA journal*, 24(8) :1245–1251, 1986.
- [14] Thomas F Brooks, D Stuart Pope, and Michael A Marcolini. Airfoil self-noise and prediction. Technical report, 1989.
- [15] Denis Busquet. *Study of a high Reynolds number flow around a two dimensional airfoil at stall ; an approach coupling a RANS framework and bifurcation theory*. PhD thesis, Institut polytechnique de Paris, 2020.
- [16] Lawrence W Carr, Kenneth W McAlister, and William J McCroskey. Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments. Technical report, 1977.
- [17] FRANKLIN O Carta. Effect of unsteady pressure gradient reduction on dynamic stall delay. *Journal of Aircraft*, 8(10) :839–841, 1971.
- [18] Walid Chakroun, Issa Al-Mesri, and Sami Al-Fahad. Effect of surface roughness on the aerodynamic characteristics of a symmetrical airfoil. *Wind Engineering*, 28(5) :547–564, 2004.
- [19] François Charru. *Hydrodynamic instabilities*, volume 37. Cambridge University Press, 2011.
- [20] JM Chomaz and M Perrier. Nature of the görtler instability : A forced experiment. In *The Global Geometry of Turbulence : Impact of Nonlinear Dynamics*, pages 23–32. Springer, 1991.
- [21] Paola Cinnella. *Cours d’aérodynamique fondamentale*. Nom de l’éditeur, École Nationale Supérieure d’Arts et Métiers, année. Cours du Master MF2A Aérodynamique et Aéroacoustique.
- [22] Talida Mirona Cirlioru, Gabriel Dan Ciocan, Stephane Barre, Henda Djeridi, and Valeriu Panaitescu. Quadrant analysis of turbulent mixing layer. *Rev. Chim*, 64 : 326, 2013.
- [23] Tim Colonius and Sanjiva K Lele. Computational aeroacoustics : progress on nonlinear problems of sound generation. *Progress in Aerospace sciences*, 40(6) : 345–416, 2004.

-
- [24] Thomas C Corke and Flint O Thomas. Dynamic stall in pitching airfoils : aerodynamic damping and compressibility effects. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 47 :479–505, 2015.
- [25] Benjamin Cotté, Sayahnya Roy, David Raus, and Rayan Oueini. Towards a semi-empirical trailing edge noise model valid for attached and separated turbulent boundary layers. In *28th AIAA/CEAS Aeroacoustics 2022 Conference*, page 3103, 2022.
- [26] David G Crighton. The kutta condition in unsteady flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 17(1) :411–445, 1985.
- [27] Nom de l’auteur (s’il est disponible). Projet anr-pibe, Année de publication (ou dernière mise à jour, s’il est disponible). URL <https://www.anr-pibe.com/projet>. Consulté le JJ mois AAAA (remplacez JJ mois AAAA par la date à laquelle vous avez consulté le site).
- [28] TL Doligalski, CR Smith, and JDA Walker. Vortex interactions with walls. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 26(1) :573–616, 1994.
- [29] Mark Drela. Xfoil : An analysis and design system for low reynolds number airfoils. In *Low Reynolds Number Aerodynamics : Proceedings of the Conference Notre Dame, Indiana, USA, 5–7 June 1989*, pages 1–12. Springer, 1989.
- [30] Mark Drela and Michael B Giles. Viscous-inviscid analysis of transonic and low reynolds number airfoils. *AIAA journal*, 25(10) :1347–1355, 1987.
- [31] Mark Drela and Harold Youngren. *XFOIL 6.9 User Primer*, November 2001. THE last update 30 Nov 2001.
- [32] Antoine Ducoin, J-Ch Loiseau, and J-Ch Robinet. Numerical investigation of the interaction between laminar to turbulent transition and the wake of an airfoil. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 57 :231–248, 2016.
- [33] John K Eaton and James P Johnston. Low frequency unsteadyness of a reattaching turbulent shear layer. In *Turbulent Shear Flows 3 : Selected Papers from the Third International Symposium on Turbulent Shear Flows, The University of California, Davis, September 9–11, 1981*, pages 162–170. Springer, 1982.
- [34] GE Elsinga and J Westerweel. Tomographic-piv measurement of the flow around a zigzag boundary layer trip. *Experiments in fluids*, 52 :865–876, 2012.
- [35] LE Ericsson and JP Reding. Fluid mechanics of dynamic stall part i. unsteady flow concepts. *Journal of fluids and structures*, 2(1) :1–33, 1988.
- [36] G. Fabris and A. Nakayama. An Investigation of Reynolds Stress Structures in Plane Turbulent Wakes. In Leslie J. S. Bradbury, Franz Durst, Brian E. Launder, Frank W. Schmidt, and James H. Whitelaw, editors, *Turbulent Shear Flows 4*, pages 192–203. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1985. ISBN 978-3-642-69998-6 978-3-642-69996-2. doi : 10.1007/978-3-642-69996-2_15. URL http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-69996-2_15.

- [37] VM Falkneb and Sylvia W Skan. Lxxxv. solutions of the boundary-layer equations. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 12(80) :865–896, 1931.
- [38] MR Fink and DA Bailey. Airframe noise reduction studies and clean-airframe noise investigation. Technical report, 1980.
- [39] Maxime Fiore, H el ene Parisot-Dupuis, Benjamin Etchebarne, and Romain Gojon. Spectral proper orthogonal decomposition of coupled hydrodynamic and acoustic fields : Application to impinging jet configurations (draft). *Computers & Fluids*, 241 :105484, 2022.
- [40] JM Floryan. On the g ortler instability of boundary layers. *Progress in Aerospace Sciences*, 28(3) :235–271, 1991.
- [41] Kaiser Freudenreich, K Kaiser, AP Schaffarczyk, H Winkler, and B Stahl. Reynolds number and roughness effects on thick airfoils for wind turbines. *Wind Engineering*, 28(5) :529–546, 2004.
- [42] Peter D. Gall. A numerical and experimental study of the effects of dynamic roughness on laminar leading edge separation. 2010. URL <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:108745739>.
- [43] Henry Clifford Garner, Earl Rogers, WEA Acum, and EC Maskell. Subsonic wind tunnel wall corrections. AGARD, 1966.
- [44] Michael Gaster. *The structure and behaviour of laminar separation bubbles*. Citeseer, 1967.
- [45] P Gerontakos and T Lee. Dynamic stall flow control via a trailing-edge flap. *AIAA journal*, 44(3) :469–480, 2006.
- [46] H Glauert. Wind tunnel interference on wings, bodies and airscrews 0. 1933.
- [47] Stewart Glegg and William Devenport. *Aeroacoustics of low Mach number flows : fundamentals, analysis, and measurement*. Academic Press, 2017.
- [48] Laurent Graftieaux, Marc Michard, and Nathalie Grosjean. Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and technology*, 12(9) :1422, 2001.
- [49] RB Green and RA McD Galbraith. Dynamic recovery to fully attached aerofoil flow from deep stall. *AIAA journal*, 33(8) :1433–1440, 1995.
- [50] N Gregory, VG Quincey, CL O’Reilly, and DJ Hall. *Progress report on observations of three-dimensional flow patterns obtained during stall development on aerofoils, and on the problem of measuring two-dimensional characteristics*. Citeseer, 1971.
- [51] Guillaume Grossir. Longshot hypersonic wind tunnel flow characterization and boundary layer stability investigations. *Von Karman Institute : Universit e Libre de Bruxelles*, 2015.

-
- [52] Etienne Guyon, Jean-Pierre Hulin, Luc Petit, and Pierre Gilles de Gennes. *Hydrodynamique physique*. EDP sciences Les Ulis, 2001.
- [53] R Hain, CJ Kähler, and R Radespiel. Dynamics of laminar separation bubbles at low-reynolds-number aerofoils. *Journal of Fluid Mechanics*, 630 :129–153, 2009.
- [54] George Haller. Distinguished material surfaces and coherent structures in three-dimensional fluid flows. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 149(4) :248–277, 2001.
- [55] George Haller. Lagrangian coherent structures from approximate velocity data. *Physics of fluids*, 14(6) :1851–1861, 2002.
- [56] SH Hoerner. Fluid-dynamic lift. *Hoerner Fluid Dynamics*, 1985.
- [57] Harry Philip Horton. *Laminar separation bubbles in two and three dimensional incompressible flow*. PhD thesis, Queen Mary University of London, 1968.
- [58] Michael S Howe. A review of the theory of trailing edge noise. *Journal of sound and vibration*, 61(3) :437–465, 1978.
- [59] Michael S Howe. *Acoustics of fluid-structure interactions*. Cambridge university press, 1998.
- [60] K Ismail, M Ben Chiekh, and S Ben Nasrallah. Techniques d’identification des structures cohérentes dans un écoulement 2d. *38 e Congrès National d’Analyse Numérique*, 2006.
- [61] A Ito. Breakdown structure of longitudinal vortices along a concave wall. *J. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, 33 :166–173, 1985.
- [62] Prateek Jaiswal, Jose Rendón, and Stéphane Moreau. Aeroacoustic investigation of airfoil at near-stall conditions. *Physics of Fluids*, 35(9), 2023.
- [63] Jinhee Jeong and Fazle Hussain. On the identification of a vortex. *Journal of fluid mechanics*, 285 :69–94, 1995.
- [64] B Melvill Jones. An experimental study of stalling of the wings. *ARC R&M*, 1588, 1933.
- [65] B Melvill Jones. Stalling. *The Aeronautical Journal*, 38(285) :753–770, 1934.
- [66] Michael J Kingan and John R Pearse. Laminar boundary layer instability noise produced by an aerofoil. *Journal of Sound and Vibration*, 322(4-5) :808–828, 2009.
- [67] Giovanni Lacagnina, Paruchuri Chaitanya, Tim Berk, Jung-Hoon Kim, Philip Joseph, Bharathram Ganapathisubramani, Seyed Mohammad Hasheminejad, Tze Pei Chong, Oksana Stalnov, Kwing-So Choi, et al. Mechanisms of airfoil noise near stall conditions. *Physical Review Fluids*, 4(12) :123902, 2019.

- [68] Alex Laratro, Maziar Arjomandi, Benjamin Cazzolato, and Richard Kelso. Self-noise and directivity of simple airfoils during stall : An experimental comparison. *Applied Acoustics*, 127 :133–146, 2017.
- [69] LaVision. Lavisson davis software. URL <https://www.lavision.de/en/products/davis-software/>.
- [70] Seongkyu Lee, Lorna Ayton, Franck Bertagnolio, Stephane Moreau, Tze Pei Chong, and Phillip Joseph. Turbulent boundary layer trailing-edge noise : Theory, computation, experiment, and application. *Progress in Aerospace Sciences*, 126 : 100737, 2021.
- [71] Gordon J Leishman. *Principles of helicopter aerodynamics with CD extra*. Cambridge university press, 2006.
- [72] JG Leishman. Dynamic stall experiments on the naca 23012 aerofoil. *Experiments in Fluids*, 9(1-2) :49–58, 1990.
- [73] Fei Li and Mujeeb R Malik. Fundamental and subharmonic secondary instabilities of görtler vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 297 :77–100, 1995.
- [74] S. S. Lu and W. W. Willmarth. Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 60(03) :481, September 1973. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S0022112073000315. URL http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112073000315.
- [75] J.L. Lumley. The structure of inhomogeneous turbulent flows. pages 221–227.
- [76] Légifrance. Légifrance - texte officiel, année de publication ou dernière mise à jour (si disponible). URL <https://www.legifrance.gouv.fr/loda/id/JORFTEXT000024507365/>. Consulté le JJ mois AAAA (remplacez JJ mois AAAA par la date à laquelle vous avez consulté le site).
- [77] A Manela. On the acoustic radiation of a pitching airfoil. *Physics of Fluids*, 25 (7), 2013.
- [78] Yannick Mayer, Bin Zang, and Mahdi Azarpeyvand. Aeroacoustic characteristics of a naca 0012 airfoil for attached and stalled flow conditions. In *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2530, 2019.
- [79] Yannick Mayer, Bin Zang, and Mahdi Azarpeyvand. A preliminary study of dynamic stall noise. In *AIAA Scitech 2020 Forum*, page 1254, 2020.
- [80] KW McAlister, SL Pucci, WJ McCroskey, and LW Carr. An experimental study of dynamic stall on advanced airfoil sections volume 2. pressure and force data. *NASA TM*, 84245 :10–8, 1982.
- [81] Alan McAlpine, EC Nash, and MV Lowson. On the generation of discrete frequency tones by the flow around an aerofoil. *Journal of Sound and Vibration*, 222(5) :753–779, 1999.
- [82] William J McCroskey. The phenomenon of dynamic stall. Technical report, 1981.

-
- [83] William J McCroskey and Richard K Fisher. Detailed aerodynamic measurements on a model rotor in the blade stall regime. *Journal of the American Helicopter Society*, 17(1) :20–30, 1972.
- [84] Goerge B McCullough and Donald E Gault. Examples of three representative types of airfoil-section stall at low speed. Technical report, 1951.
- [85] Daniel I Meiron, Gregory R Baker, and Steven A Orszag. Analytic structure of vortex sheet dynamics. part 1. kelvin–helmholtz instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 114 :283–298, 1982.
- [86] S Mittal and P Saxena. Prediction of hysteresis associated with the static stall of an airfoil. *AIAA journal*, 38(5) :933–935, 2000.
- [87] Sanjay Mittal and Priyank Saxena. Hysteresis in flow past a naca 0012 airfoil. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 191(19-20) :2207–2217, 2002.
- [88] Stéphane Moreau, Michel Roger, and Julien Christophe. Flow features and self-noise of airfoils near stall or in stall. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, page 3198, 2009.
- [89] Karen Mulleners and Markus Raffel. The onset of dynamic stall revisited. *Experiments in fluids*, 52 :779–793, 2012.
- [90] Karen Mulleners and Markus Raffel. Dynamic stall development. *Experiments in fluids*, 54 :1–9, 2013.
- [91] Emma C Nash, Martin V Lowson, and Alan McAlpine. Boundary-layer instability noise on aerofoils. *Journal of Fluid Mechanics*, 382 :27–61, 1999.
- [92] Stefan Oerlemans. Effect of wind shear on amplitude modulation of wind turbine noise. *International Journal of Aeroacoustics*, 14(5-6) :715–728, 2015.
- [93] William M’F Orr. The stability or instability of the steady motions of a perfect liquid and of a viscous liquid. part ii : A viscous liquid. In *Proceedings of the Royal Irish Academy. Section A : Mathematical and Physical Sciences*, volume 27, pages 69–138. JSTOR, 1907.
- [94] PR Owen, L Klanfer, and AERONAUTICAL RESEARCH COUNCIL LONDON (UNITED KINGDOM). On the laminar boundary layer separation from the leading edge of a thin aerofoilv. 1953.
- [95] DS Park, DM Ladd, and EW Hendricks. Feedback control of von kármán vortex shedding behind a circular cylinder at low reynolds numbers. *Physics of fluids*, 6(7) :2390–2405, 1994.
- [96] Robert W Paterson, Paul G Vogt, Martin R Fink, and C Lee Munch. Vortex noise of isolated airfoils. *Journal of Aircraft*, 10(5) :296–302, 1973.
- [97] Robert W Paterson, Roy K Amiet, and C Lee Munch. Isolated airfoil-tip vortex interaction noise. *Journal of Aircraft*, 12(1) :34–40, 1975.

- [98] Thomas Peacock and John Dabiri. Introduction to focus issue : Lagrangian coherent structures. *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 20(1), 2010.
- [99] Eja Pedersen and Kerstin Persson Waye. Perception and annoyance due to wind turbine noise—a dose–response relationship. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 116(6) :3460–3470, 2004.
- [100] H Peerhossaini and JE Wesfreid. Experimental study of the Taylor-Görtler instability. In *Propagation in Systems Far from Equilibrium : Proceedings of the Workshop, Les Houches, France, March 10–18, 1987*, pages 399–412. Springer, 1988.
- [101] C Picard and J Delville. Pressure velocity coupling in a subsonic round jet. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(3) :359–364, 2000.
- [102] Alan Powell. On the aerodynamic noise of a rigid flat plate moving at zero incidence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 31(12) :1649–1653, 1959.
- [103] L Prandtl. Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung, verhandlungen des dritten internationalen mathematiker-kongresses. 1904.
- [104] Markus Raffel, Christian E Willert, Fulvio Scarano, Christian J Kähler, Steve T Wereley, and Jürgen Kompenhans. *Particle image velocimetry : a practical guide*. Springer, 2018.
- [105] David Raus, Benjamin Cotté, Romain Monchaux, Lisa Sicard, Emmanuel Jondeau, Pascal Souchotte, and Michel Roger. Experimental characterization of the noise generated by an airfoil oscillating above stall. In *AIAA AVIATION 2021 FORUM*, page 2291, 2021.
- [106] David Raus, Benjamin Cotté, Romain Monchaux, Emmanuel Jondeau, Pascal Souchotte, and Michel Roger. Experimental study of the dynamic stall noise on an oscillating airfoil. *Journal of Sound and Vibration*, 537 :117144, 2022.
- [107] Lord Rayleigh. Xxvii. acoustical observations. ii. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 7(42) :149–162, 1879.
- [108] WB Roberts. Calculation of laminar separation bubbles and their effect on airfoil performance. *AIAA journal*, 18(1) :25–31, 1980.
- [109] William S Saric. Görtler vortices. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 26(1) : 379–409, 1994.
- [110] Günter Schewe. Reynolds-number effects in flow around more-or-less bluff bodies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 89(14-15) :1267–1289, 2001.
- [111] L Schlichting. Zur kntstehung der turbulenz bei der platten-stromung, nachrichten von der gesellschaft der wipgi^ chaften zu ciotiingen. *Mathemütisch-Physikalische Klasse*, 1933 :181–208, 1933.

-
- [112] Oliver T Schmidt and Tim Colonius. Guide to spectral proper orthogonal decomposition. *Aiaa journal*, 58(3) :1023–1033, 2020.
- [113] Galen B Schubauer and Harold K Skramstad. Laminar boundary-layer oscillations and transition on. *Journal of research of the National Bureau of Standards*, 38 :251, 1947.
- [114] W Sheng, RA McD Galbraith, and FN Coton. Prediction of dynamic stall onset for oscillatory low-speed airfoils. 2008.
- [115] Lars Siegel, Klaus Ehrenfried, Claus Wagner, Karen Mulleners, and Arne Henning. Cross-correlation analysis of synchronized piv and microphone measurements of an oscillating airfoil. *Journal of Visualization*, 21 :381–395, 2018.
- [116] L. Sirovich. Turbulence and the dynamics of coherent structures. pages 561–571.
- [117] AMO Smith. On the growth of taylor-görtler vortices along highly concave walls. *Quarterly of Applied Mathematics*, 13(3) :233–262, 1955.
- [118] AV Smol’Iakov and VM Tkachenko. Models of a field of pseudoacoustic turbulent wall pressures and experimental data. *Akusticheskii Zhurnal*, 37 :1199–1207, 1991.
- [119] A. Sommerfeld. Ein beitrag zur hydrodynamischen erklärang der turbulenten flüssigkeitsbewegungen. In *Atti del 4 Congresso Internazionale dei Matematici, Ser. I, Vol. 3*, pages 116–124, Rome, 1908.
- [120] Leandro F Souza. On the odd and even secondary instabilities of görtler vortices. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 31(4) :405–425, 2017.
- [121] V. Strouhal. Über eine besondere art der tonnerregung. *Annalen der Physik und Chemie*, 5 :216–251, 1878.
- [122] Y Suzuki, C Kato, M Miyazawa, and H Fujita. Analysis of aerodynamic sound sources in a flow around a two-dimensional airfoil under stalled conditions. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers (B)(in Japanese)*, 73(736) : 2487–2497, 2007.
- [123] TW Swafford. Analytical approximation of two-dimensional separated turbulent boundary-layer velocity profiles. *AIAA journal*, 21(6) :923–926, 1983.
- [124] Katrina Swalwell, John Sheridan, and William Melbourne. Frequency analysis of surface pressures on an airfoil after stall. In *21st AIAA Applied Aerodynamics Conference*, page 3416, 2003.
- [125] Christopher KW Tam. Discrete tones of isolated airfoils. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 55(6) :1173–1177, 1974.
- [126] Itiro Tani. Low-speed flows involving bubble separations. *Progress in Aerospace Sciences*, 5 :70–103, 1964.
- [127] W. Tollmien. Über der entstehung der turbulenz. *Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1 :21–44, 1929.

- [128] Aaron Towne, Oliver T Schmidt, and Tim Colonius. Spectral proper orthogonal decomposition and its relationship to dynamic mode decomposition and resolvent analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, 847 :821–867, 2018.
- [129] Hsue-Shen Tsien. Two-dimensional subsonic flow of compressible fluids. *Journal of spacecraft and rockets*, 40(6) :983–991, 2003.
- [130] Jacob M Turner and Jae Wook Kim. Aerofoil dipole noise due to flow separation and stall at a low reynolds number. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 86 :108715, 2020.
- [131] Jacob M Turner and Jae Wook Kim. Quadrupole noise generated from a low-speed aerofoil in near-and full-stall conditions. *Journal of Fluid Mechanics*, 936 : A34, 2022.
- [132] Th Von Karman. Über den mechanismus des widerstandes, den ein bewegter körper in einer flüssigkeit erfährt. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1911 :509–517, 1911.
- [133] Th Von Karman. Compressibility effects in aerodynamics. *Journal of spacecraft and rockets*, 40(6) :992–1011, 2003.
- [134] Julian W Ward. The behaviour and effects of laminar separation bubbles on aerofoils in incompressible flow. *The Aeronautical Journal*, 67(636) :783–790, 1963.
- [135] Binbin Wei, Yongwei Gao, and Dong Li. Physics of dynamic stall vortex during pitching oscillation of dynamic airfoil. *International Journal of Aeronautical and Space Sciences*, 22 :1263–1277, 2021.
- [136] P Wernert, G Koerber, F Wietrich, M Raffel, and J Kompenhans. Demonstration by piv of the non-reproducibility of the flow field around an airfoil pitching under deep dynamic stall conditions and consequences thereof. *Aerospace science and technology*, 1(2) :125–135, 1997.
- [137] Frank M White and Joseph Majdalani. *Viscous fluid flow*, volume 3. McGraw-Hill New York, 2006.
- [138] Julian Winkler, Stéphane Moreau, and Thomas Carolus. Large-eddy simulation and trailing-edge noise prediction of an airfoil with boundary-layer tripping. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, page 3197, 2009.
- [139] Julian Winkler, Hao Wu, Stéphane Moreau, Thomas Carolus, and Richard D Sandberg. Trailing-edge broadband noise prediction of an airfoil with boundary-layer tripping. *Journal of Sound and Vibration*, 482 :115450, 2020.
- [140] Jie-Zhi Wu, Hui-Yang Ma, and M-D Zhou. *Vorticity and vortex dynamics*. Springer Science & Business Media, 2007.

-
- [141] Yanhua Wu, Zhanqi Tang, Shaoqiong Yang, Martin Skote, Hui Tang, Ge Zhang, and Yong Shan. Proper-orthogonal-decomposition study of turbulent near wake of s805 airfoil in deep stall. *AIAA journal*, 55(6) :1959–1969, 2017.
- [142] Helmholtz XLIII. On discontinuous movements of fluids. *Lond Edinb Dublin Philos Mag J Sci*, 36(244) :337–346, 1868.
- [143] Gyuzel Yakhina, Michel Roger, Stéphane Moreau, Lap Nguyen, and Vladimir Golubev. Experimental and analytical investigation of the tonal trailing-edge noise radiated by low reynolds number aerofoils. In *Acoustics*, volume 2, pages 293–329. MDPI, 2020.
- [144] Serhiy Yarusevych, Pierre E Sullivan, and John G Kawall. Coherent structures in an airfoil boundary layer and wake at low reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 18(4), 2006.
- [145] KBMQ Zaman, A Bar-Sever, and SM Mangalam. Effect of acoustic excitation on the flow over a low-re airfoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 182 :127–148, 1987.
- [146] KBMQ Zaman, DJ McKinzie, and CL Rumsey. A natural low-frequency oscillation of the flow over an airfoil near stalling conditions. *Journal of Fluid Mechanics*, 202 :403–442, 1989.

Annexes

ANNEXE

A

MATRICE D'ESSAIS - CAMPAGNE DE MESURES DE PRESSION PARIÉTALE

Cette annexe présente sous forme de tableau les configurations expérimentées lors de la campagne de mesures de pression pariétale. Ces essais sont effectués pour un profil aérodynamique NACA63₃418 pour différentes conditions statiques et dynamiques dans la soufflerie anéchoïque de l'École Centrale de Lyon. Les conditions d'écoulement se différencient par la vitesse de l'écoulement incident, la présence ou non de grille de turbulence en amont du profil, la présence ou non de tripping sur le côté intrados du profil. En conditions statiques l'angle d'attaque est également un paramètre variable de l'écoulement. En conditions dynamiques la fréquence, l'amplitude et l'incidence moyenne de l'oscillation sont des paramètres variables de l'écoulement. Les valeurs d'angle d'attaque présentées dans ces tableaux sont les valeurs géométriques.

A.1 Configurations statiques

Nom	U (m/s)	Grille turbulence	Turbulence (%)	Tripping	α_0 geometrique (°)
Profil d'aile statique : Sans grille/ Sans tripping					
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA4	12,5	Sans grille	0,4	Non	-4
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA0	12,5	Sans grille	0,4	Non	0
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA2	12,5	Sans grille	0,4	Non	2
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA4	12,5	Sans grille	0,4	Non	4
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA6	12,5	Sans grille	0,4	Non	6
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA8	12,5	Sans grille	0,4	Non	8
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA10	12,5	Sans grille	0,4	Non	10
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA11	12,5	Sans grille	0,4	Non	11
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA12	12,5	Sans grille	0,4	Non	12
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA13	12,5	Sans grille	0,4	Non	13
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA14	12,5	Sans grille	0,4	Non	14
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA15	12,5	Sans grille	0,4	Non	15
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA16	12,5	Sans grille	0,4	Non	16
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA17	12,5	Sans grille	0,4	Non	17
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA18	12,5	Sans grille	0,4	Non	18
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA19	12,5	Sans grille	0,4	Non	19
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA20	12,5	Sans grille	0,4	Non	20
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA21	12,5	Sans grille	0,4	Non	21
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA22	12,5	Sans grille	0,4	Non	22
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA23	12,5	Sans grille	0,4	Non	23
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA24	12,5	Sans grille	0,4	Non	24
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA25	12,5	Sans grille	0,4	Non	25
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA27	12,5	Sans grille	0,4	Non	27
S_N63_U12p5_SansGrille_SansTripping_AOA30	12,5	Sans grille	0,4	Non	30
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA4	25	Sans grille	0,4	Non	-4
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA0	25	Sans grille	0,4	Non	0
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA2	25	Sans grille	0,4	Non	2
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA4	25	Sans grille	0,4	Non	4
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA6	25	Sans grille	0,4	Non	6
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA8	25	Sans grille	0,4	Non	8
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA10	25	Sans grille	0,4	Non	10
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA11	25	Sans grille	0,4	Non	11
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA12	25	Sans grille	0,4	Non	12
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA13	25	Sans grille	0,4	Non	13
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA14	25	Sans grille	0,4	Non	14
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA15	25	Sans grille	0,4	Non	15
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA16	25	Sans grille	0,4	Non	16
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA17	25	Sans grille	0,4	Non	17
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA18	25	Sans grille	0,4	Non	18
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA19	25	Sans grille	0,4	Non	19
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA20	25	Sans grille	0,4	Non	20
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA21	25	Sans grille	0,4	Non	21
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA22	25	Sans grille	0,4	Non	22
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA23	25	Sans grille	0,4	Non	23
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA24	25	Sans grille	0,4	Non	24
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA25	25	Sans grille	0,4	Non	25
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA27	25	Sans grille	0,4	Non	27
S_N63_U25_SansGrille_SansTripping_AOA30	25	Sans grille	0,4	Non	30
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA4	50	Sans grille	0,4	Non	-4
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA0	50	Sans grille	0,4	Non	0
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA2	50	Sans grille	0,4	Non	2
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA4	50	Sans grille	0,4	Non	4
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA6	50	Sans grille	0,4	Non	6
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA8	50	Sans grille	0,4	Non	8
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA10	50	Sans grille	0,4	Non	10
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA11	50	Sans grille	0,4	Non	11
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA12	50	Sans grille	0,4	Non	12
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA13	50	Sans grille	0,4	Non	13
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA14	50	Sans grille	0,4	Non	14
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA15	50	Sans grille	0,4	Non	15
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA16	50	Sans grille	0,4	Non	16
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA17	50	Sans grille	0,4	Non	17
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA18	50	Sans grille	0,4	Non	18
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA19	50	Sans grille	0,4	Non	19

FIGURE A.1 – Matrice d’essais de la campagne de mesures de pression pariétale en condition statique

S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA20	50	Sans grille	0,4	Non	20
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA21	50	Sans grille	0,4	Non	21
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA22	50	Sans grille	0,4	Non	22
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA23	50	Sans grille	0,4	Non	23
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA24	50	Sans grille	0,4	Non	24
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA25	50	Sans grille	0,4	Non	25
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA27	50	Sans grille	0,4	Non	27
S_N63_U50_SansGrille_SansTripping_AOA30	50	Sans grille	0,4	Non	30
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOAm4	75	Sans grille	0,4	Non	-4
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA0	75	Sans grille	0,4	Non	0
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA2	75	Sans grille	0,4	Non	2
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA4	75	Sans grille	0,4	Non	4
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA6	75	Sans grille	0,4	Non	6
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA8	75	Sans grille	0,4	Non	8
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA10	75	Sans grille	0,4	Non	10
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA11	75	Sans grille	0,4	Non	11
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA12	75	Sans grille	0,4	Non	12
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA13	75	Sans grille	0,4	Non	13
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA14	75	Sans grille	0,4	Non	14
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA15	75	Sans grille	0,4	Non	15
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA16	75	Sans grille	0,4	Non	16
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA17	75	Sans grille	0,4	Non	17
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA18	75	Sans grille	0,4	Non	18
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA19	75	Sans grille	0,4	Non	19
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA20	75	Sans grille	0,4	Non	20
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA21	75	Sans grille	0,4	Non	21
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA22	75	Sans grille	0,4	Non	22
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA23	75	Sans grille	0,4	Non	23
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA24	75	Sans grille	0,4	Non	24
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA25	75	Sans grille	0,4	Non	25
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA27	75	Sans grille	0,4	Non	27
S_N63_U75_SansGrille_SansTripping_AOA30	75	Sans grille	0,4	Non	30

Profil d'alle statique : Sans grille/ Avec tripping

S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOAm4	12,5	Sans grille	0,4	Oui	-4
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA0	12,5	Sans grille	0,4	Oui	0
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA2	12,5	Sans grille	0,4	Oui	2
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA4	12,5	Sans grille	0,4	Oui	4
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA6	12,5	Sans grille	0,4	Oui	6
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA8	12,5	Sans grille	0,4	Oui	8
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA10	12,5	Sans grille	0,4	Oui	10
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA11	12,5	Sans grille	0,4	Oui	11
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA12	12,5	Sans grille	0,4	Oui	12
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA13	12,5	Sans grille	0,4	Oui	13
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA14	12,5	Sans grille	0,4	Oui	14
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA15	12,5	Sans grille	0,4	Oui	15
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA16	12,5	Sans grille	0,4	Oui	16
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA17	12,5	Sans grille	0,4	Oui	17
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA18	12,5	Sans grille	0,4	Oui	18
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA19	12,5	Sans grille	0,4	Oui	19
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA20	12,5	Sans grille	0,4	Oui	20
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA21	12,5	Sans grille	0,4	Oui	21
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA22	12,5	Sans grille	0,4	Oui	22
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA23	12,5	Sans grille	0,4	Oui	23
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA24	12,5	Sans grille	0,4	Oui	24
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA25	12,5	Sans grille	0,4	Oui	25
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA27	12,5	Sans grille	0,4	Oui	27
S_N63_U12p5_SansGrille_AvecTripping_AOA30	12,5	Sans grille	0,4	Oui	30
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOAm4	25	Sans grille	0,4	Oui	-4
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA0	25	Sans grille	0,4	Oui	0
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA2	25	Sans grille	0,4	Oui	2
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA4	25	Sans grille	0,4	Oui	4
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA6	25	Sans grille	0,4	Oui	6
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA8	25	Sans grille	0,4	Oui	8
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA10	25	Sans grille	0,4	Oui	10
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA11	25	Sans grille	0,4	Oui	11

FIGURE A.2 – Suite de la matrice d'essais de la campagne de mesures de pression pariétale en condition statique

S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA12	25	Sans grille	0,4	Oui	12
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA13	25	Sans grille	0,4	Oui	13
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA14	25	Sans grille	0,4	Oui	14
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15	25	Sans grille	0,4	Oui	15
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA16	25	Sans grille	0,4	Oui	16
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA17	25	Sans grille	0,4	Oui	17
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA18	25	Sans grille	0,4	Oui	18
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA19	25	Sans grille	0,4	Oui	19
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA20	25	Sans grille	0,4	Oui	20
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA21	25	Sans grille	0,4	Oui	21
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA22	25	Sans grille	0,4	Oui	22
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA23	25	Sans grille	0,4	Oui	23
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA24	25	Sans grille	0,4	Oui	24
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA25	25	Sans grille	0,4	Oui	25
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA27	25	Sans grille	0,4	Oui	27
S_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA30	25	Sans grille	0,4	Oui	30
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOAm4	50	Sans grille	0,4	Oui	-4
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA0	50	Sans grille	0,4	Oui	0
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA2	50	Sans grille	0,4	Oui	2
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA4	50	Sans grille	0,4	Oui	4
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA6	50	Sans grille	0,4	Oui	6
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA8	50	Sans grille	0,4	Oui	8
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA10	50	Sans grille	0,4	Oui	10
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA11	50	Sans grille	0,4	Oui	11
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA12	50	Sans grille	0,4	Oui	12
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA13	50	Sans grille	0,4	Oui	13
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA14	50	Sans grille	0,4	Oui	14
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15	50	Sans grille	0,4	Oui	15
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA16	50	Sans grille	0,4	Oui	16
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA17	50	Sans grille	0,4	Oui	17
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA18	50	Sans grille	0,4	Oui	18
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA19	50	Sans grille	0,4	Oui	19
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA20	50	Sans grille	0,4	Oui	20
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA21	50	Sans grille	0,4	Oui	21
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA22	50	Sans grille	0,4	Oui	22
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA23	50	Sans grille	0,4	Oui	23
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA24	50	Sans grille	0,4	Oui	24
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA25	50	Sans grille	0,4	Oui	25
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA27	50	Sans grille	0,4	Oui	27
S_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA30	50	Sans grille	0,4	Oui	30
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOAm4	75	Sans grille	0,4	Oui	-4
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA0	75	Sans grille	0,4	Oui	0
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA2	75	Sans grille	0,4	Oui	2
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA4	75	Sans grille	0,4	Oui	4
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA6	75	Sans grille	0,4	Oui	6
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA8	75	Sans grille	0,4	Oui	8
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA10	75	Sans grille	0,4	Oui	10
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA11	75	Sans grille	0,4	Oui	11
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA12	75	Sans grille	0,4	Oui	12
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA13	75	Sans grille	0,4	Oui	13
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA14	75	Sans grille	0,4	Oui	14
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA15	75	Sans grille	0,4	Oui	15
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA16	75	Sans grille	0,4	Oui	16
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA17	75	Sans grille	0,4	Oui	17
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA18	75	Sans grille	0,4	Oui	18
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA19	75	Sans grille	0,4	Oui	19
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA20	75	Sans grille	0,4	Oui	20
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA21	75	Sans grille	0,4	Oui	21
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA22	75	Sans grille	0,4	Oui	22
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA23	75	Sans grille	0,4	Oui	23
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA24	75	Sans grille	0,4	Oui	24
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA25	75	Sans grille	0,4	Oui	25
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA27	75	Sans grille	0,4	Oui	27
S_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA30	75	Sans grille	0,4	Oui	30
Profil d'alle statique : Grille 1/ Avec tripping					

FIGURE A.3 – Suite de la matrice d'essais de la campagne de mesures de pression pariétale en condition statique

S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOAm4	12,5	Sans grille	1,6	Oui	-4
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA0	12,5	Sans grille	1,6	Oui	0
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA2	12,5	Sans grille	1,6	Oui	2
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA4	12,5	Sans grille	1,6	Oui	4
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA6	12,5	Sans grille	1,6	Oui	6
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA8	12,5	Sans grille	1,6	Oui	8
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA10	12,5	Sans grille	1,6	Oui	10
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA11	12,5	Sans grille	1,6	Oui	11
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA12	12,5	Sans grille	1,6	Oui	12
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA13	12,5	Sans grille	1,6	Oui	13
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA14	12,5	Sans grille	1,6	Oui	14
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA15	12,5	Sans grille	1,6	Oui	15
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA16	12,5	Sans grille	1,6	Oui	16
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA17	12,5	Sans grille	1,6	Oui	17
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA18	12,5	Sans grille	1,6	Oui	18
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA19	12,5	Sans grille	1,6	Oui	19
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA20	12,5	Sans grille	1,6	Oui	20
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA21	12,5	Sans grille	1,6	Oui	21
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA22	12,5	Sans grille	1,6	Oui	22
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA23	12,5	Sans grille	1,6	Oui	23
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA24	12,5	Sans grille	1,6	Oui	24
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA25	12,5	Sans grille	1,6	Oui	25
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA27	12,5	Sans grille	1,6	Oui	27
S_N63_U12p5_Grille1_AvecTripping_AOA30	12,5	Sans grille	1,6	Oui	30
			1,6		
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOAm4	25	Sans grille	1,6	Oui	-4
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA0	25	Sans grille	1,6	Oui	0
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA2	25	Sans grille	1,6	Oui	2
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA4	25	Sans grille	1,6	Oui	4
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA6	25	Sans grille	1,6	Oui	6
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA8	25	Sans grille	1,6	Oui	8
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA10	25	Sans grille	1,6	Oui	10
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA11	25	Sans grille	1,6	Oui	11
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA12	25	Sans grille	1,6	Oui	12
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA13	25	Sans grille	1,6	Oui	13
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA14	25	Sans grille	1,6	Oui	14
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA15	25	Sans grille	1,6	Oui	15
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA16	25	Sans grille	1,6	Oui	16
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA17	25	Sans grille	1,6	Oui	17
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA18	25	Sans grille	1,6	Oui	18
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA19	25	Sans grille	1,6	Oui	19
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA20	25	Sans grille	1,6	Oui	20
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA21	25	Sans grille	1,6	Oui	21
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA22	25	Sans grille	1,6	Oui	22
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA23	25	Sans grille	1,6	Oui	23
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA24	25	Sans grille	1,6	Oui	24
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA25	25	Sans grille	1,6	Oui	25
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA27	25	Sans grille	1,6	Oui	27
S_N63_U25_Grille1_AvecTripping_AOA30	25	Sans grille	1,6	Oui	30
			1,6		
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOAm4	50	Sans grille	1,6	Oui	-4
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA0	50	Sans grille	1,6	Oui	0
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA2	50	Sans grille	1,6	Oui	2
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA4	50	Sans grille	1,6	Oui	4
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA6	50	Sans grille	1,6	Oui	6
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA8	50	Sans grille	1,6	Oui	8
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA10	50	Sans grille	1,6	Oui	10
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA11	50	Sans grille	1,6	Oui	11
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA12	50	Sans grille	1,6	Oui	12
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA13	50	Sans grille	1,6	Oui	13
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA14	50	Sans grille	1,6	Oui	14
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA15	50	Sans grille	1,6	Oui	15
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA16	50	Sans grille	1,6	Oui	16
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA17	50	Sans grille	1,6	Oui	17
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA18	50	Sans grille	1,6	Oui	18
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA19	50	Sans grille	1,6	Oui	19
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA20	50	Sans grille	1,6	Oui	20
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA21	50	Sans grille	1,6	Oui	21
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA22	50	Sans grille	1,6	Oui	22
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA23	50	Sans grille	1,6	Oui	23

FIGURE A.4 – Suite de la matrice d'essais de la campagne de mesures de pression pariétale en condition statique

S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA24	50	Sans grille	1,6	Oui	24
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA25	50	Sans grille	1,6	Oui	25
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA27	50	Sans grille	1,6	Oui	27
S_N63_U50_Grille1_AvecTripping_AOA30	50	Sans grille	1,6	Oui	30
			1,6		
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA4	75	Sans grille	1,6	Oui	-4
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA0	75	Sans grille	1,6	Oui	0
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA2	75	Sans grille	1,6	Oui	2
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA4	75	Sans grille	1,6	Oui	4
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA6	75	Sans grille	1,6	Oui	6
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA8	75	Sans grille	1,6	Oui	8
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA10	75	Sans grille	1,6	Oui	10
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA11	75	Sans grille	1,6	Oui	11
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA12	75	Sans grille	1,6	Oui	12
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA13	75	Sans grille	1,6	Oui	13
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA14	75	Sans grille	1,6	Oui	14
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA15	75	Sans grille	1,6	Oui	15
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA16	75	Sans grille	1,6	Oui	16
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA17	75	Sans grille	1,6	Oui	17
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA18	75	Sans grille	1,6	Oui	18
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA19	75	Sans grille	1,6	Oui	19
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA20	75	Sans grille	1,6	Oui	20
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA21	75	Sans grille	1,6	Oui	21
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA22	75	Sans grille	1,6	Oui	22
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA23	75	Sans grille	1,6	Oui	23
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA24	75	Sans grille	1,6	Oui	24
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA25	75	Sans grille	1,6	Oui	25
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA27	75	Sans grille	1,6	Oui	27
S_N63_U75_Grille1_AvecTripping_AOA30	75	Sans grille	1,6	Oui	30

Profil d'alle statique : Grille 1/ Sans tripping

S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA4	12,5	Sans grille	1,6	Non	-4
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA0	12,5	Sans grille	1,6	Non	0
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA2	12,5	Sans grille	1,6	Non	2
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA4	12,5	Sans grille	1,6	Non	4
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA6	12,5	Sans grille	1,6	Non	6
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA8	12,5	Sans grille	1,6	Non	8
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA10	12,5	Sans grille	1,6	Non	10
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA11	12,5	Sans grille	1,6	Non	11
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA12	12,5	Sans grille	1,6	Non	12
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA13	12,5	Sans grille	1,6	Non	13
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA14	12,5	Sans grille	1,6	Non	14
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA15	12,5	Sans grille	1,6	Non	15
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA16	12,5	Sans grille	1,6	Non	16
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA17	12,5	Sans grille	1,6	Non	17
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA18	12,5	Sans grille	1,6	Non	18
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA19	12,5	Sans grille	1,6	Non	19
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA20	12,5	Sans grille	1,6	Non	20
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA21	12,5	Sans grille	1,6	Non	21
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA22	12,5	Sans grille	1,6	Non	22
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA23	12,5	Sans grille	1,6	Non	23
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA24	12,5	Sans grille	1,6	Non	24
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA25	12,5	Sans grille	1,6	Non	25
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA27	12,5	Sans grille	1,6	Non	27
S_N63_U12p5_Grille1_SansTripping_AOA30	12,5	Sans grille	1,6	Non	30
			1,6	Non	
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA4	25	Sans grille	1,6	Non	-4
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA0	25	Sans grille	1,6	Non	0
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA2	25	Sans grille	1,6	Non	2
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA4	25	Sans grille	1,6	Non	4
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA6	25	Sans grille	1,6	Non	6
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA8	25	Sans grille	1,6	Non	8
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA10	25	Sans grille	1,6	Non	10
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA11	25	Sans grille	1,6	Non	11
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA12	25	Sans grille	1,6	Non	12
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA13	25	Sans grille	1,6	Non	13
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA14	25	Sans grille	1,6	Non	14
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15	25	Sans grille	1,6	Non	15

FIGURE A.5 – Suite de la matrice d'essais de la campagne de mesures de pression pariétale en condition statique

S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA16	25	Sans grille	1,6	Non	16
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA17	25	Sans grille	1,6	Non	17
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA18	25	Sans grille	1,6	Non	18
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA19	25	Sans grille	1,6	Non	19
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA20	25	Sans grille	1,6	Non	20
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA21	25	Sans grille	1,6	Non	21
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA22	25	Sans grille	1,6	Non	22
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA23	25	Sans grille	1,6	Non	23
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA24	25	Sans grille	1,6	Non	24
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA25	25	Sans grille	1,6	Non	25
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA27	25	Sans grille	1,6	Non	27
S_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA30	25	Sans grille	1,6	Non	30
			1,6	Non	
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOAm4	50	Sans grille	1,6	Non	-4
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA0	50	Sans grille	1,6	Non	0
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA2	50	Sans grille	1,6	Non	2
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA4	50	Sans grille	1,6	Non	4
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA6	50	Sans grille	1,6	Non	6
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA8	50	Sans grille	1,6	Non	8
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA10	50	Sans grille	1,6	Non	10
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA11	50	Sans grille	1,6	Non	11
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA12	50	Sans grille	1,6	Non	12
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA13	50	Sans grille	1,6	Non	13
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA14	50	Sans grille	1,6	Non	14
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15	50	Sans grille	1,6	Non	15
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA16	50	Sans grille	1,6	Non	16
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA17	50	Sans grille	1,6	Non	17
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA18	50	Sans grille	1,6	Non	18
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA19	50	Sans grille	1,6	Non	19
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA20	50	Sans grille	1,6	Non	20
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA21	50	Sans grille	1,6	Non	21
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA22	50	Sans grille	1,6	Non	22
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA23	50	Sans grille	1,6	Non	23
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA24	50	Sans grille	1,6	Non	24
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA25	50	Sans grille	1,6	Non	25
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA27	50	Sans grille	1,6	Non	27
S_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA30	50	Sans grille	1,6	Non	30
			1,6	Non	
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOAm4	75	Sans grille	1,6	Non	-4
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA0	75	Sans grille	1,6	Non	0
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA2	75	Sans grille	1,6	Non	2
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA4	75	Sans grille	1,6	Non	4
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA6	75	Sans grille	1,6	Non	6
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA8	75	Sans grille	1,6	Non	8
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA10	75	Sans grille	1,6	Non	10
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA11	75	Sans grille	1,6	Non	11
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA12	75	Sans grille	1,6	Non	12
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA13	75	Sans grille	1,6	Non	13
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA14	75	Sans grille	1,6	Non	14
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA15	75	Sans grille	1,6	Non	15
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA16	75	Sans grille	1,6	Non	16
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA17	75	Sans grille	1,6	Non	17
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA18	75	Sans grille	1,6	Non	18
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA19	75	Sans grille	1,6	Non	19
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA20	75	Sans grille	1,6	Non	20
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA21	75	Sans grille	1,6	Non	21
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA22	75	Sans grille	1,6	Non	22
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA23	75	Sans grille	1,6	Non	23
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA24	75	Sans grille	1,6	Non	24
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA25	75	Sans grille	1,6	Non	25
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA27	75	Sans grille	1,6	Non	27
S_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA30	75	Sans grille	1,6	Non	30

FIGURE A.6 – Suite de la matrice d'essais de la campagne de mesures de pression pariétale en condition statique

A.2 Configurations dynamiques

Non	U (m/s)	Grille turbulence	Turbulence (%)	Tripping	α_0 geometrique (°)	α_m geometrique (°)	k
Oscillations Sans Grille/avec Tripping							
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p01	25	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.01
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p025	25	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.025
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p05	25	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.05
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p075	25	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.075
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p1	25	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.1
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p01	25	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.01
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p025	25	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.025
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p05	25	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.05
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p075	25	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.075
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p1	25	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.1
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p01	25	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.01
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p025	25	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.025
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p05	25	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.05
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p075	25	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.075
D_N63_U25_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p1	25	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.1
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p005	50	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.005
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p01	50	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.01
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p025	50	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.025
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p05	50	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.05
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p005	50	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.005
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p01	50	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.01
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p025	50	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.025
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p05	50	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.05
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p005	50	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.005
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p01	50	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.01
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p025	50	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.025
D_N63_U50_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p05	50	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.05
D_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p005	75	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.005
D_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p01	75	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.01
D_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA15_5_k0p025	75	Sans grille	0.4	Oui	15	5	0.025
D_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p005	75	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.005
D_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p01	75	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.01
D_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA15_10_k0p025	75	Sans grille	0.4	Oui	15	10	0.025
D_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p005	75	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.005
D_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p01	75	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.01
D_N63_U75_SansGrille_AvecTripping_AOA15_15_k0p025	75	Sans grille	0.4	Oui	15	15	0.025
Oscillations Grille 1/Sans Tripping							
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p01	25	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.01
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p025	25	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.025
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p05	25	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.05
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p075	25	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.075
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p1	25	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.1
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p01	25	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.01
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p025	25	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.025
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p05	25	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.05
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p075	25	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.075
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p1	25	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.1
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p01	25	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.01
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p025	25	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.025
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p05	25	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.05
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p075	25	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.075
D_N63_U25_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p1	25	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.1
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p005	50	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.005
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p01	50	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.01
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p025	50	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.025
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p05	50	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.05
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p005	50	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.005
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p01	50	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.01
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p025	50	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.025
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p05	50	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.05
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p005	50	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.005
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p01	50	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.01
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p025	50	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.025
D_N63_U50_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p05	50	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.05
D_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p005	75	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.005
D_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p01	75	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.01
D_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA15_5_k0p025	75	Grille 1	1.6	Non	15	5	0.025
D_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p005	75	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.005
D_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p01	75	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.01
D_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA15_10_k0p025	75	Grille 1	1.6	Non	15	10	0.025
D_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p005	75	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.005
D_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p01	75	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.01
D_N63_U75_Grille1_SansTripping_AOA15_15_k0p025	75	Grille 1	1.6	Non	15	15	0.025

FIGURE A.7 – Matrice d'essais de la campagne de mesures de pression pariétale en condition dynamique

ANNEXE

B

MATRICE D'ESSAIS - CAMPAGNE DE MESURES DE TR-PIV

Cette annexe présente sous forme de tableau les configurations expérimentées lors de la campagne de mesures de TR-PIV. Ces essais sont effectués pour un profil aérodynamique NACA63₃418 pour différentes conditions statiques et dynamiques dans la soufflerie anéchoïque de l'École Centrale de Lyon. Les conditions d'écoulement se différencient par la vitesse de l'écoulement incident, la présence ou non de grille de turbulence en amont du profil, la présence ou non de tripping sur le côté intrados du profil. En conditions statiques l'angle d'attaque est également un paramètre variable de l'écoulement. En conditions dynamiques la fréquence, l'amplitude et l'incidence moyenne de l'oscillation sont des paramètres variables de l'écoulement. Les valeurs d'angle d'attaque présentées dans ces tableaux sont les valeurs géométriques.

B.1 Configurations statique et dynamique

Traitement des Images PIV									
U _∞	Nb de run	grille de turbulence		tripping		AOA (°)			
		Alpha M	Alpha A	Nb de run	grille de turbulence		tripping		
25	20	Sans grille			Oui	0			
25	20	Sans grille			Oui	2			
25	20	Sans grille			Oui	15			
25	20	Sans grille			Oui	18			
25	20	Sans grille			Oui	27			
25	20	Sans grille			Oui	30			
50	10	Sans grille			Oui	0			
50	10	Sans grille			Oui	2			
50	10	Sans grille			Oui	15			
50	10	Sans grille			Oui	18			
50	10	Sans grille			Oui	27			
50	10	Sans grille			Oui	30			
50	5	Avec grille			Non	2			
50	5	Avec grille			Non	15			
50	5	Avec grille			Non	18			
50	5	Avec grille			Non	27			
50	5	Avec grille			Non	30			

Traitement des Images PIV dynamiques									
U _∞	Alpha M	Alpha A	Nb de run	grille de turbulence		tripping		F (Hz)	
				Nb de run	grille de turbulence	tripping			
25	15	15	21	Sans grille		Oui	0.660		
25	15	15	15	Sans grille		Oui	1.660		
25	15	15	8	Sans grille		Oui	3.320		
25	15	15	5	Sans grille		Oui	4.974		
25	15	15	20	Avec grille		Non	0.660		
25	15	15	10	Avec grille		Non	1.326		
25	15	15	5	Avec grille		Non	3.216		
25	15	15	2	Avec grille		Non	6.600		
50	15	15	20	Sans grille		Oui	0.660		
50	15	15	10	Sans grille		Oui	1.326		
50	15	15	5	Sans grille		Oui	3.316		
50	15	15	5	Sans grille		Oui	4.974		
50	15	15	2	Sans grille		Oui	6.600		
50	15	15	5	Sans grille		Non	3.316		

FIGURE B.1 – Matrice d'essais de la campagne de mesures de TR-PIV en conditions statique et dynamique

Titre : Identification expérimentales des sources acoustiques à l'origine du bruit de décrochage d'un profil de pale d'éolienne

Mots clés : Éoliennes, Aéroacoustique, Décrochage dynamique

Résumé : Sous l'impulsion de la stratégie nationale bas carbone, le nombre d'implantations d'éoliennes terrestres en France ne cesse d'augmenter depuis 2010. Une des répercussions incommodes est le bruit induit lors du fonctionnement des éoliennes. En effet, le bruit éolien est communément décrit comme un chuintement facilement détectable et gênant à des niveaux sonores pourtant relativement faibles. Cette caractéristique a été expliquée par la nature particulière de son signal acoustique qui présente des fluctuations temporelles d'intensité. Deux mécanismes aérodynamiques sont à l'origine de cette modulation d'amplitude de bruit : le bruit de bord de fuite et le bruit de décrochage dynamique. Bien que ces phénomènes aient été identifiés, la compréhension du mécanisme à l'origine de la génération de bruit par le décollement de la couche limite reste encore imprécise. Ainsi, dans le cadre du projet ANR PIBE (Prévoir l'Impact du Bruit des Éoliennes), cette thèse propose d'identifier les structures aérodynamiques à l'origine du bruit de décrochage à la fois en condition statique et dynamique pour un profil typique de pale d'éolienne. Dans ce but, deux expériences ont

été réalisées au sein de la soufflerie anéchoïque de l'école centrale de Lyon. Une première expérience de mesures synchronisées de pression pariétale et d'acoustique en champ lointain a permis de révéler les conditions d'apparition et les caractéristiques spectrales du bruit généré lors du décrochage en conditions statique et dynamique. Trois régimes de bruit ont alors été identifiés lors du décrochage statique et quasi-statique : le bruit de séparation, le bruit de décrochage léger et le bruit de décrochage profond. Une seconde expérience de mesures synchronisées d'acoustique en champ lointain et de vélocimétrie par imagerie de particules résolue en temps a ensuite permis d'identifier les structures aérodynamiques à l'origine de ces bruits. Par le développement d'un protocole d'analyse comprenant l'application d'une méthode de décomposition modale spectrale (SPOD) et le calcul de corrélations croisées entre les mesures aérodynamiques et acoustiques, il a été identifié que le bruit de décrochage profond est induit par la génération et la convection d'un tourbillon de Bénard von - Kármán de grande échelle.

Title : Experimental identification of acoustic sources responsible for wind turbine blade stall noise

Keywords : Wind Turbines, Aeroacoustics, Dynamic Stall

Abstract : Encouraged by France's national low-carbon strategy, the number of onshore wind turbine sites in France has been rising steadily since 2010. One of the inconvenient repercussions is the noise generated during the operation of wind turbines. Indeed, wind turbine noise is commonly described as a noticeable and bothersome whistling at relatively low sound levels. This characteristic has been explained by the particular nature of its acoustic signal, which exhibits temporal intensity fluctuations. Two aerodynamic mechanisms are responsible for this modulation in noise amplitude : trailing edge noise and dynamic stall noise. Although these phenomena have been identified, understanding of the mechanism behind noise generation due to boundary layer separation remains imprecise. Thus, within the framework of the ANR PIBE project (Predicting the Impact of Wind Turbine Noise), this Phd proposes to identify the aerodynamic structures responsible for stall noise both in static and dynamic conditions for a typical wind turbine blade airfoil. For this purpose, two ex-

periments were conducted within the anechoic wind tunnel of the École Centrale de Lyon. A first experiment involving synchronized measurements of wall pressure and far-field acoustics revealed the conditions of occurrence and spectral characteristics of the noise generated during stall in both static and dynamic conditions. Three noise regimes were identified during static and quasi-static stall : separation noise, light stall noise, and deep stall noise. A second experiment involving synchronized measurements of far-field acoustics and time-resolved particle image velocimetry then allowed for the identification of the aerodynamic structures responsible for these noises. Through the development of an analysis protocol including the application of a spectral proper orthogonal decomposition (SPOD) method and the calculation of cross-correlations between aerodynamic and acoustic measurements, it was identified that deep stall noise is induced by the generation and convection of a large-scale Bénard von-Kármán vortex.