

THESE

Présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE
ÉCOLE DOCTORALE : Énergétique et dynamique des fluides**

SPÉCIALITÉ : Dynamique des fluides

par

Mylène THIERY

**Modélisation numérique du tremblement sur profil d'aile
supercritique**

Soutenue le 1er décembre 2005 devant le jury :

MM.	L.	JACQUIN	Président
	J.P.	BONNET	Rapporteur
	E.	COUSTOLS	Directeur de thèse
	M.A.	LESCHZINER	
	R.	RUDNIK	
	C.	TENAUD	Rapporteur
MM.	P.	LARRIEU	Membre invité
	J.	RENAUX	Membre invité

Publications et communications à congrès associées à la thèse

- Revues à comité de lecture :

1. **M. Thiery** et E. Coustols. URANS Computations of Shock Induced Oscillations over 2D Rigid Airfoils : Influence of Test Section Geometry. *Flow Turbulence and Combustion*, 74(4), pages 331–354, October 2005.
2. **M. Thiery** et E. Coustols. 2D Numerical Prediction of Shock Induced Oscillations over 2D Rigid Airfoil : Influence of Turbulence Modelling and Wind Tunnel Walls. To appear in *International Journal of Heat and Fluid Flow*.

- Colloques avec actes et comité de lecture :

3. E. Coustols, **M. Thiery**, N. Schaeffer et P. Cordeiro Fernandes. Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Computations of Shock Induced Oscillations over two-dimensional Rigid Airfoils. In *Proc. 3rd International Symposium of Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Sendai, Japan, Volume 1, pages 57–62, June 25-27 2003.
4. N. Schaeffer, **M. Thiery** et E. Coustols. Unsteady Computations of Shock Induced Oscillations : Application to two-dimensional Rigid Airfoils. In *Proc. 5th Euromech Fluid Mechanics Conference*, Toulouse, France, page 20, August 24-28 2003.
5. V. Brunet, S. Deck, P. Molton et **M. Thiery**. Caractérisation des instabilités aérodynamiques autour d'un profil d'aile en régime transsonique, 40^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Toulouse, France, March 21-23 2005.
6. **M. Thiery** et E. Coustols. URANS Computations of Shock Induced Oscillations over 2D Rigid Airfoil : Influence of Test Section Geometry. In W. Rodi and M. Mulas, editors, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 6*, pages 637–646, May 23-25 2005.
7. **M. Thiery** et E. Coustols. Numerical Prediction of Shock Induced Oscillations over 2D Rigid Airfoil : Influence of Turbulence Modelling and Wind Tunnel Walls. In *Proc. 4^d International Symposium of Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Williamsburg, Virginia, Volume 3, pages 947–952, June 27-29 2005.

- Colloques sans acte ou à diffusion restreinte :

8. **M. Thiery**. DES Computations : Principles and Application to Shock Induced Oscillations. *Workshop elsA*, Châtillon, France, October 21 2004.
9. **M. Thiery**. Numerical Prediction of Shock Induced Oscillations over 2D Rigid Airfoil : Influence of Turbulence Modelling and Wind Tunnel Walls. *Séminaire ONERA-TsAGI*, Aussois, France, September 28-30 2004.

Remerciements

Je remercie chaleureusement tous les membres du jury – Jean-Paul Bonnet, Eric Coustols, Laurent Jacquin, Mike Leschziner, Ralf Rudnik, Christian Tenaud, Pascal Larrieu et Joël Reneaux – qui m’ont fait l’honneur d’assister à ma présentation et d’évaluer mes travaux de thèse. Je tiens à adresser plus particulièrement mes sincères remerciements aux rapporteurs, pour leur lecture attentive et leurs commentaires très riches mais aussi au président du jury, pour ses très appréciées qualités scientifiques et humaines.

Je tiens à formuler mes plus chaleureux et sincères remerciements à Eric Coustols, qui a encadré et dirigé cette thèse. Je te suis très reconnaissante pour ta patience et ton optimisme à toute épreuve. Nos "points" quasi-hebdomadaires ont été l’occasion d’échanges toujours très riches tant d’un point de vue technique qu’humain. Je t’en remercie.

Je tiens à présenter toute ma gratitude aux personnes qui ont fortement contribué à mon envie de réaliser une thèse. Je pense tout particulièrement à Tony Arts, directeur du département TU du VKI. Je ne saurai te remercier (comme on dit en Belgique) de m’avoir fait partager ton goût pour la recherche, dans un cadre sans égal en Europe qu’est l’Institut. Je remercie également Francis Leboeuf, directeur des études de l’ECL, pour ses discussions sur "l’intérêt de faire une thèse", et aussi Stanislas Callot et Jean-Michel Roux, qui ont su argumenter sur ce point pendant mon passage à Villaroche.

Je tiens à remercier les personnes avec qui j’ai travaillé et qui ont fortement contribué à l’avancement de cette thèse. Tout d’abord, je présente mes plus sincères remerciements à Robert Houdeville, pour m’avoir accompagnée dans l’utilisation d’**elsA**, mais aussi le codage, pas forcément ingrat quand on sait rester comme toi, à la pointe de la programmation. Je te remercie pour ton esprit volontaire et ton enthousiasme face aux curiosités scientifiques. Je remercie également Bertrand Aupoix pour ses conseils toujours très avisés sur les subtilités des modèles de turbulence. Je tiens à remercier Pascal Molton pour sa disponibilité lors de nos nombreuses interactions, qui ont conduit, je crois, à une meilleure compréhension des limitations tant expérimentales que numériques. Enfin, je remercie Sébastien Deck, pour ses conseils, sa gentillesse et sa rigueur scientifique.

Je remercie Jean Cousteix, directeur du DMAE, de m’avoir accueillie dans son département et de m’avoir donné l’opportunité de réaliser des vacances pour ses cours de 2^{ème} année à SupAéro. Je remercie également Allan Bonnet, Alain Carrère et Jean-Marc Moschetta de m’avoir permis de réaliser des vacances dans leurs cours respectifs.

Je n’oublie pas de remercier tous les "stagiaires" (de thèse et autre ...) qui ont fortement participé de la très bonne ambiance générale. Sans être exhaustive, je pense à mes trois camarades de promo de thèse du 1^{ier} étage – Yann pour ses inoubliables dérapages, Laure qui a su me supporter dans le même bureau pendant 3 ans et Gilles, mon partenaire préféré à la "coinche" –, les "anciens" – Laurent, Cécilia, Thierry

avec son point amphidromique et Frédéric & Damien, mes collègues dans la vraie vie ! –, les gars du "second" – Ludo et Jean-Charles –, l'inclassable petit Damien et les "p'tits jeunes" – Julien, François, Estelle et FX –, qui ont la lourde tâche de maintenir les quelques institutions de la communauté des thésards.

Enfin, merci à ma famille pour m'avoir soutenue tout au long de mon parcours et plus particulièrement à Frédéric, mon mari, pour sa patience et son soutien pendant ces trois années.

Table des matières

Introduction	9
<i>Le phénomène de tremblement</i>	9
<i>Les enjeux industriels</i>	9
<i>Le contexte contractuel</i>	10
<i>Les stratégies et aspects novateurs du mémoire</i>	10
1 Présentation générale de la problématique	13
1.1 Historique et définition phénoménologique	13
1.2 Description du phénomène, les études expérimentales et théoriques	14
1.2.1 Interaction choc/couche limite turbulente	15
1.2.2 Instationnarités à l'origine du mouvement du choc	18
1.2.3 En quelques mots ...	21
1.3 Préviation du phénomène, les études numériques	21
1.3.1 Une modélisation indispensable	22
1.3.2 Influence des différents types de modélisation	22
1.3.3 Influence des schémas numériques	28
1.3.4 En quelques mots ...	28
1.4 Intérêt d'une nouvelle étude sur le tremblement	29
1.4.1 D'un point de vue numérique	29
1.4.2 D'un point de vue expérimental	29
1.4.3 De la nécessité d'une étude couplée	30
2 Les outils expérimentaux et numériques	31
2.1 Une nouvelle étude expérimentale	31
2.1.1 Description générale des moyens d'essais	31
2.1.2 Résultats qualitatifs et quantitatifs	33
2.2 Les méthodes numériques du logiciel elsA	38
2.2.1 Les schémas numériques standard	38
2.2.2 Les modèles de turbulence à évaluer	40
Vers une évaluation objective des modèles	45
3 Une première évaluation des modèles en régime stationnaire	47
3.1 Les distributions de coefficient de pression	47
3.1.1 De manière générale	47
3.1.2 Comparaison entre les modèles	49
3.2 Des tentatives de classification des modèles	51
3.2.1 En fonction de la formation d'un décollement de pied de choc	51

3.2.2	En fonction du niveau de viscosité turbulente à l'amont du choc	52
3.3	Les premières tendances	52
4	Les simulations 2D instationnaires, deux approches envisagées	53
4.1	Choix des paramètres numériques	53
4.2	Résultats	54
4.2.1	Les paramètres globaux	54
4.2.2	Les distributions moyennes	56
4.2.3	Les distributions moyennées par phase	60
4.2.4	Les profils de vitesse	63
4.3	Analyse des fluctuations	69
4.3.1	Les corrélations de vitesse	70
4.3.2	Les fluctuations de pression	73
4.4	Conclusions sur les simulations 2D	75
4.4.1	Effet de confinement	75
4.4.2	Effet de modèle	75
5	Les simulations 2,5D instationnaires, une approche intermédiaire	77
5.1	Choix des paramètres numériques	77
5.2	Résultats moyennés dans l'envergure	78
5.2.1	Les paramètres globaux	78
5.2.2	Les signaux de pression	79
5.2.3	Les profils de vitesse	81
5.3	Analyse des structures de l'écoulement	84
5.3.1	Avec l'approche DES	85
5.3.2	Avec l'approche URANS	86
5.4	Conclusions sur la résolution 2,5D	87
6	Les simulations 3D instationnaires, une approche plus complète	89
6.1	Choix des paramètres numériques	89
6.2	Résultats en centre de veine	90
6.2.1	Les paramètres globaux	90
6.2.2	Les distributions moyennes	91
6.2.3	Les distributions moyennées par phase	94
6.2.4	Les profils de vitesse	95
6.3	Analyse de l'écoulement 3D	98
6.3.1	Les distributions de pression	98
6.3.2	La topologie de l'écoulement moyen	100
6.3.3	L'évolution temporelle du caractère 3D	102
6.4	Conclusions	104
6.4.1	Résolution 3D	104
6.4.2	Effet d'approche	105
	Conclusions générales et Perspectives	107
	<i>Validation des modèles de turbulence</i>	107
	<i>Stratégie de calcul à adopter</i>	108
	<i>Perspectives</i>	109
Annexes		126

A	Équations de base pour un écoulement instationnaire compressible	127
A.1	Équations du mouvement	127
A.2	Fermeture du système	128
A.2.1	Lois d'état	128
A.2.2	Lois de comportement	128
A.3	Traitement statistique	129
A.3.1	Formulation	129
A.3.2	Illustration des fermetures algébriques	130
A.3.3	Détails sur les formulations des modèles de turbulence	131
A.4	Approche hybride de type DES	134
A.4.1	Principe de la formulation	134
A.4.2	Précautions d'utilisation	134
B	Éléments complémentaires sur la vélocimétrie laser par franges	137
B.1	Moyenne de Reynolds : une approche classique	137
B.2	Moyenne de phase : une approche adaptée aux écoulements périodiques	138
C	Génération de maillage et validation des paramètres numériques	141
C.1	Approche "2D inf."	141
C.2	Approche "2D conf."	143
C.2.1	Prise en compte des contraintes de la veine d'essais	143
C.2.2	Validation des conditions aérodynamiques	144
C.2.3	Validation des paramètres d'intégration temporelle	145
C.2.4	Validation de la position du plan de sortie et du raffinement	146
C.3	Approche "3D conf."	147
D	Transition de la couche limite avec sur-épaississement	149
D.1	Principe	149
D.1.1	Critère de sur-épaississement	150
D.1.2	Traitement dans elsA	150
D.2	Application au profil OAT15A	151
D.3	Enfin	152

Introduction

Le phénomène de tremblement

Le terme de "tremblement" est apparu pour la première fois au début des années trente après l'accident d'un Junkers monoplane ; l'empennage horizontal aurait subi une excitation provoquée par le sillage de la voilure, entraînant sa rupture prématurée.

Le terme de tremblement regroupe, de manière générale, toute réponse d'une structure à une excitation d'origine aérodynamique. Ainsi, il se rencontre principalement au voisinage de parois, de cavités ou de zones à fort rayon de courbure. Par ailleurs, il peut être observé sur des structures très variées comme les fusées, les entrées d'air, les étages de compresseur, les tuyères d'échappement, les voilures, ...

Dans ce mémoire, nous nous limiterons à l'étude du phénomène de tremblement d'extrados de voilure en conditions de vol transsonique. Dans ce cas, l'apparition du tremblement provient de l'interaction entre l'onde de choc qui se forme sur l'extrados et le décollement instationnaire qu'elle induit. Il se manifeste par une oscillation du choc en position et par la génération de fortes fluctuations de pression dans la zone décollée, qui peuvent provoquer la vibration de la structure.

Les enjeux industriels

Le tremblement d'extrados de voilure est un phénomène instationnaire qui limite les conditions opérationnelles de vol d'un avion en terme de nombre de Mach et de portance. Sa prévision, dès la phase de conception, prend de plus en plus d'importance dans l'objectif d'optimiser les performances de l'avion en augmentant le nombre de Mach de croisière au meilleur coût opérationnel.

De plus, avec l'apparition de nouveaux matériaux pour l'aéronautique, les avions sont plus "souples" et les vibrations induites par le tremblement peuvent "accrocher" des modes propres de la structure et entraîner le phénomène de flottement.

Ainsi, l'industrie aéronautique a besoin de disposer de méthodes prédictives fiables.

À l'heure actuelle, le tremblement est essentiellement prévu à l'aide de méthodes semi-empiriques, basées sur des critères :

- ① aérodynamiques : divergence de pression de bord de fuite ou du coefficient de traînée, critères semi-empiriques basés sur la polaire $C_z(\alpha)$, ou extrapolations à partir de géométries proches et,
- ② structuraux : divergence de contraintes structurales, calculs aéroélastiques simplifiés.

Cependant, du fait de la nature visqueuse de l'interaction entre le choc et la zone décollée instationnaire, il serait préférable d'utiliser des codes de calcul résolvant les équations de Navier-Stokes compressibles instationnaires, avec des modèles de turbulence adaptés, pour estimer l'excitation aérodynamique.

L'augmentation de la puissance des calculateurs permet désormais d'envisager ce type d'approche dans la phase de conception. Toutefois, au préalable, une large validation du code de calcul est nécessaire pour déterminer les meilleures stratégies numériques à adopter et pour s'assurer de la précision des prévisions ; elle repose alors sur l'étude de cas tests simplifiés, largement documentés d'un point de vue expérimental.

Le contexte contractuel

Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans un ensemble d'activités menées par l'Office National d'Études et Recherche Aérospatiales (ONÉRA) sur le phénomène de tremblement (DTP Tremblement, études Navier-Stokes instationnaire) pilotées par la DPAC. Ils ont été réalisés dans le cadre du programme contractuel pré-ANANAS (Aérodynamique iNstationnaire de l'Avion par NAvier-Stokes) qui se focalise uniquement sur les aspects aérodynamiques du phénomène et n'implique que des départements de la branche Mécanique de Fluides et Énergétique (MFE), tels que les Départements Aérodynamique APliquée (maître d'oeuvre), Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale, Simulation Numérique des écoulements et Aéroacoustique et Modélisation pour l'Aérodynamique et l'Énergétique (respectivement DAAP, DAFE, DSNA et DMAÉ).

En revanche, ces travaux ne s'inscrivent pas directement dans la proposition ANANAS, finalisée au cours de la dernière année de cette thèse. Cette proposition s'est orientée davantage vers les aspects flottement que tremblement, avec la prise en compte de l'interaction fluide/structure. Le Département Dynamique des Structures et des Systèmes couplés (DDSS) de la branche MATériaux et Structures (MAS) en est alors le maître d'oeuvre.

Le profil supercritique OAT15A, représentatif d'une section de voilure d'avion moderne de type Airbus, a été choisi comme cas test. Pour caractériser l'excitation aérodynamique rencontrée lors du phénomène de tremblement, une campagne expérimentale de référence a été réalisée par le DAFE avec des techniques de mesures instationnaires pour générer une base de données de qualité, utile pour la validation de code de calcul.

Des études numériques ont alors été réalisées conjointement par le DSNA, le DAAP et le DMAÉ sur le logiciel **elsA** (ensemble logiciel pour la simulation en Aérodynamique). Dans ce contexte contractuel, l'objectif principal de cette thèse a été de mener à bien une validation de modèles de turbulence pour des régimes d'écoulement caractéristiques de l'entrée en tremblement.

Les stratégies et aspects novateurs du mémoire

Dans le premier chapitre, nous replaçons notre étude dans son contexte en présentant une revue synthétique des études antérieures. Dans un premier temps, l'accent est mis sur les aspects expérimentaux et théoriques pour dégager les phénomènes physiques et les mécanismes mis en jeu. Nous illustrons également les principaux critères d'apparition du tremblement. Ensuite, nous abordons les aspects numériques à travers les différents niveaux de modélisation de la turbulence, accessibles et appropriés pour traiter ce type d'écoulement instationnaire turbulent et décollé. Enfin, nous expliquons les motivations, tant expérimentales que numériques, qui ont conduit les équipes de l'ONERA à définir et réaliser cette nouvelle étude sur le tremblement.

Le second chapitre est dédié à la description des outils avec un volet :

- expérimental, où nous détaillons les moyens mis en oeuvre par le DAFE pour générer la base de données instationnaires et les principales caractérisations de l'écoulement et,
- numérique, où nous présentons les méthodes numériques du logiciel **elsA** et les avantages et inconvénients des modèles de turbulence qui seront évalués.

La démarche suivie dans le reste du mémoire est de modéliser de manière progressive les contraintes géométriques de la veine d'essais pour réaliser une comparaison la plus objective possible aux données expérimentales et ainsi une validation des capacités des modèles de turbulence la plus réaliste possible.

Les simulations analysées dans les chapitres 3 à 6 utilisent alors des stratégies numériques de plus en plus complexes ; elles débutent avec une simple résolution 2D en atmosphère illimitée et confinée, puis

se poursuivent avec une résolution 2,5D en atmosphère illimitée et se terminent avec la simulation 3D du profil dans la veine transsonique.

Dans le chapitre 3, nous réalisons une première évaluation des modèles de turbulence à l'aide d'une résolution stationnaire de type RANS. Ce type d'approche numérique est applicable pour caractériser l'écoulement avant l'entrée en tremblement et, en particulier, les décollements de pied de choc et de bord de fuite. Nous utilisons alors la stratégie numérique la plus classique, 2D en atmosphère illimitée.

Dans les trois derniers chapitres, nous évaluons les modèles de turbulence pour des conditions aérodynamiques instationnaires où l'oscillation de choc est observée expérimentalement.

Dans le chapitre 4, nous conservons une stratégie numérique 2D mais nous nous interrogeons sur les effets du confinement expérimental, qui impose les lignes de courant moyennes de l'écoulement. Ainsi, nous utilisons deux types de résolution 2D, en atmosphère illimitée et confinée, pour étudier les capacités des modèles de turbulence à reproduire le phénomène de tremblement.

Ensuite, la nature 3D des décollements de pied de choc et de bord de fuite, qui pilotent la dynamique du choc, nous amène à revoir notre hypothèse d'écoulement 2D. Le chapitre 5 présente alors les calculs réalisés avec une stratégie 2,5D et les modélisations URANS et DES. Dans ce cadre, nous avons réalisé la première simulation DES du phénomène de tremblement avec le logiciel **elsA**.

Enfin, nous terminons notre étude en nous interrogeant sur l'influence du tourbillon de coin, généré à la jonction entre la paroi latérale et l'extrados du profil. Ainsi, dans le chapitre 6, nous analysons les résultats issus de la simulation 3D instationnaire du profil en veine et nous évaluons l'impact des effets 3D sur la dynamique du choc en centre de veine. Cette résolution 3D instationnaire est alors un calcul "pionnier" sur ce type d'écoulement transsonique turbulent et décollé, seules des études stationnaires de cette complexité existant à ce jour.

Chapitre 1

Présentation générale de la problématique

Ce premier chapitre vise à replacer notre étude numérique dans son contexte pour justifier au lecteur, s'il est nécessaire, l'intérêt d'une nouvelle étude sur le problème des oscillations de choc en bidimensionnel. Pour cela, nous nous attacherons à aborder de manière synthétique les travaux antérieurs selon trois volets principaux, théorique, expérimental et numérique.

Dans un premier temps, nous rappellerons brièvement la multiplicité des manifestations du phénomène de tremblement pour nous recentrer, dans la suite, sur le tremblement d'extrados de voilure.

Dans un second temps, nous aborderons la description du phénomène à travers les aspects expérimentaux et théoriques ; nous présenterons les critères communément utilisés pour caractériser l'apparition et l'entretien des oscillations de choc. Par ailleurs, nous tenterons d'expliquer les origines des instationnarités en s'appuyant sur les propriétés et modélisations des ondes de choc.

Enfin, nous aborderons la prévision du phénomène à travers les études numériques ; l'accent sera mis principalement sur la modélisation de la turbulence et ses potentialités pour prévoir un écoulement turbulent instationnaire décollé.

1.1 Historique et définition phénoménologique

Le terme de tremblement est apparu pour la première fois dans la littérature aérodynamique en 1930, après l'accident d'un Junkers monoplane (Mabey, 1975). Le bureau d'investigation britannique attribua cette rupture à une fatigue structurale ; l'empennage horizontal aurait subi une excitation provoquée par le sillage tourbillonnaire de la voilure, la turbulence n'ayant fait qu'accroître le niveau de fluctuation au cours de l'accident.

Le phénomène observé correspond à la réponse d'une structure à une excitation par un écoulement fortement instationnaire, il est communément appelé "phénomène de tremblement". L'excitation d'origine aérodynamique¹ se caractérise par de fortes fluctuations de pression qui engendrent des efforts surfaciques.

Le phénomène de tremblement peut se produire sur des structures très variées comme les fusées, les entrées d'air, les étages de compresseur, les tuyères d'échappement, les voilures . . . Pour ce qui concerne l'aérodynamique externe, il en existe plusieurs types :

- le "tremblement classique" d'extrados de voilure en régime d'écoulement transsonique qui peut être observé pour des conditions de vol à portance ou nombre de Mach élevés, ou lors de ma-

¹En anglais, le tremblement est désigné par le terme "buffeting" et l'excitation aérodynamique est distinguée par le terme "buffet"

noeuvres. L'instationnarité est provoquée par une interaction instable entre l'onde de choc et la couche limite, initiant une zone décollée qui peut s'étendre du pied de choc au bord de fuite ; nous assistons alors à un mouvement périodique du choc et à de fortes fluctuations de pression dans la zone décollée.

- le "tremblement en limite de décrochage" qui peut être rencontré pour des conditions de vol à faible portance et forte incidence. L'instationnarité est alors provoquée par d'importants niveaux de fluctuations de pression dans les bulbes de décollement situés sur la partie arrière de la voilure.
- le "tremblement de configuration" qui peut se produire quand les surfaces portantes de l'avion induisent des sillages turbulents très instables qui agissent en tant qu'excitateur sur d'autres surfaces portantes (dérive, empennage, ...). Ce type de situation, rencontré lors de l'accident du Junker, peut être observé lors de phases de manoeuvre, décollage ou atterrissage.
- le "tremblement de géométrie" qui est causé par des instabilités aérodynamiques plus localisées, dans des cavités ou à proximité de zones à fort rayon de courbure géométrique.

Dans notre étude, nous nous limiterons au phénomène de tremblement dit "classique" se développant sur l'extrados d'une voilure en régime transsonique. Pour ce type de configuration, les fluctuations de pression induites par le mouvement à large amplitude et faible fréquence du choc sont indésirables du point de vue de l'intégrité de la structure et de la manoeuvrabilité de l'avion. De plus, elles sont particulièrement sévères pour les avions modernes équipés d'ailes à profil mince supercritique.

Cependant, le tremblement d'extrados de voilure n'est pas dangereux car il est non destructif. Ainsi, en pratique, le phénomène conditionne les limites opérationnelles de vol en terme de vitesse et de portance.

Bien que les premières expériences démontrant la présence de ce phénomène sur des profils dans des conditions haut-subsoniques remontent à plus de cinquante ans (Hilton et Fowler, 1947), les mécanismes physiques du mouvement périodique du choc ne sont pas encore complètement maîtrisés.

Dans le cadre de notre étude, nous procéderons à des simplifications par rapport à une voilure réelle, tridimensionnelle (3D) et souple. Tout d'abord, nous nous limiterons à l'étude de l'excitation aérodynamique, qui permet d'avoir une première idée des efforts appliqués sur la structure ; néanmoins, par abus de langage, nous utiliserons le terme de "tremblement".

Par ailleurs, nous traiterons uniquement du phénomène bidimensionnel (2D) en considérant un profil supercritique, représentatif d'une section de voilure d'avion de transport moderne. Notons bien que le phénomène 2D est alors complètement différent de celui rencontré sur une voilure réelle 3D, les oscillations étant d'amplitudes plus importantes et de fréquence bien définie. Cependant, la physique de l'écoulement reste 3D du fait de la présence de zones décollées.

Enfin, bien que le cas soit simplifié par rapport à une configuration réelle, il a déjà fait l'objet de nombreuses études, tant sur le plan théorique, expérimental que numérique, dont nous allons reprendre les principaux résultats.

1.2 Description du phénomène, les études expérimentales et théoriques

Nous allons aborder dans ce paragraphe la description du phénomène de tremblement 2D à travers les résultats d'études expérimentales et théoriques. Dans un premier temps, nous décrirons l'interaction choc/couche limite qui pilote l'apparition du tremblement. Ensuite, partant de l'observation que le mou-

vement du choc se produit à une fréquence faible, nous nous interrogerons sur les sources possibles de cette instationnarité ; la turbulence de la couche limite amont, les fluctuations chaotiques du décollement ou un couplage avec des ondes acoustiques.

1.2.1 Interaction choc/couche limite turbulente

L'interaction entre une onde de choc et la couche limite est un phénomène complexe qui traduit l'influence réciproque de (i) la région "proche paroi" où la viscosité du fluide joue un rôle prépondérant et donne lieu au développement de la couche limite et, (ii) la région "fluide parfait" où la poche d'écoulement supersonique se termine par un choc qui rend l'écoulement subsonique (Fig. 1.1).

De manière générale

Dans l'interaction choc/couche limite, la viscosité de la couche limite transforme le saut de pression à travers le choc, initialement brutal dans la zone de fluide parfait, en un gradient de pression progressif. Quand le choc rencontre la couche limite, il s'adapte à la vitesse locale et son intensité diminue jusqu'à la ligne sonique (Fig. 1.1). Une pression plus élevée est alors transmise en amont du choc via la partie subsonique de la couche limite. Il en résulte un épaississement de la couche limite qui engendre un premier système d'ondes de compression dans la zone supersonique externe : la couche limite s'adapte pour créer une pression continue à la paroi. Enfin, par coalition, réflexion et réfraction, les ondes de compression génèrent un faisceau d'ondes au pied du choc. Nous assistons alors à une influence réciproque de l'onde de choc et de la couche limite, d'où l'expression "interaction choc/couche limite". Les profils de vitesse obtenus à l'aval du choc sont proches de ceux obtenus en gradient de pression adverse, la couche limite étant dans un état proche du décollement.

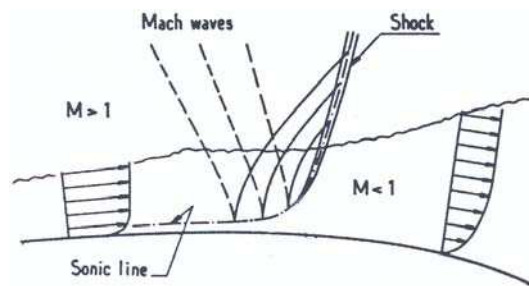


FIG. 1.1: Représentation schématique de l'interaction choc/couche limite en régime transsonique, sans décollement, d'après Déleroy et al. (1986).

De manière générale, nous parlons d'"interaction forte" dès lors qu'une zone de recirculation apparaît au pied de choc et d'"interaction faible" quand la couche limite ne décolle pas. Dans notre cas d'étude, la couche limite est turbulente ; le décollement n'apparaît que pour des sauts de pression importants et l'étendue longitudinale de l'interaction est restreinte (Lambourne, 1958).

Enfin, l'interaction est plus complexe sur un profil transsonique que celle présentée de manière générale sur plaque plane. En effet, dans le cas d'une surface plane, le choc est encadré par deux zones où la pression est quasi-constante alors que la forme cambrée du profil impose un gradient de pression favorable en amont du choc et un gradient de pression adverse sur la partie aval. Ainsi, la moindre modification de l'emplacement du choc se répercute sur son intensité, ce qui peut modifier la nature de l'interaction et l'ensemble de l'écoulement. Le phénomène d'interaction est alors plus sensible à traiter.

En augmentant le nombre de Mach ou l'incidence ...

L'apparition d'instationnarités naturelles sur un profil d'aile est généralement mise en évidence par une augmentation de l'incidence ou du nombre de Mach.

Pearcey et al. (1968) ont étudié les mécanismes de développement de l'interaction choc/couche limite dans ces conditions et ont proposé deux grandes classes d'écoulement. Le modèle A est caractéristique des profils conventionnels et ne sera pas présenté ici. Par contre, le modèle B détaille le comportement des profils supercritiques dont la particularité est la présence d'un décollement de bord de fuite qui peut apparaître soit avec le décollement de pied de choc (modèle B1, correspondant à notre cas d'étude), soit avec le choc (modèle B2), soit avant même l'apparition du choc (modèle B3).

La description du modèle B d'interaction de Pearcey et al. (1968) est complétée par des aspects fréquentiels tirés des travaux de Mundell et Mabey (1986). Ainsi, en augmentant progressivement le nombre de Mach amont (ou l'incidence), nous observons successivement les états suivants :

- l'interaction choc/couche limite est faible, il n'y a aucun décollement et aucune fréquence particulière ne se distingue (FIG. 1.1), puis
- l'interaction s'intensifie avec la formation d'un décollement au pied de choc puis au bord de fuite (FIG. 1.2 (i)). Le pied de choc devient le siège de fluctuations à basses fréquences (de l'ordre d'une centaine de Hz) alors que les deux zones de recirculation présentent des niveaux de fluctuations importants dans les hautes fréquences (supérieures à $1\ 000Hz$), puis
- l'interaction continue à s'intensifier, les deux décollements se développent jusqu'à se rejoindre (FIG. 1.2 (ii)). La zone décollée est alors dominée par de basses fréquences avec une augmentation des niveaux à hautes fréquences en se rapprochant du bord de fuite. La formation de ce décollement modifie considérablement la pression au bord de fuite, ce qui perturbe la circulation et a tendance à faire remonter le choc vers le bord d'attaque. Si les perturbations sont suffisamment importantes, elles peuvent conduire à un processus d'oscillations du choc, puis
- l'interaction est à son maximum avec la formation d'un large décollement derrière le choc, de telle sorte que le recollement n'est plus possible entre le pied de choc et le bord de fuite. Le décollement est alors caractérisé par de fortes fluctuations à hautes fréquences et les oscillations du choc n'existent plus, ce qui est caractéristique de la sortie du régime de tremblement.

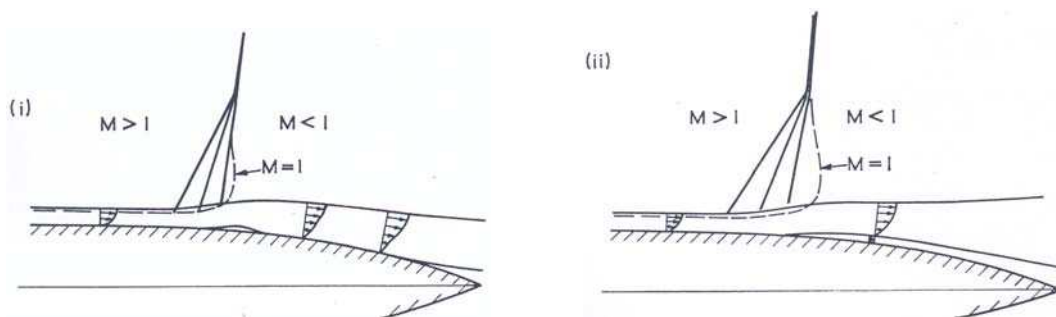


FIG. 1.2: Modèle B d'interaction choc/couche limite turbulente en régime transsonique : (i) phase initiale avec décollement de pied de choc et de bord de fuite et (ii) phase plus avancée où le décollement s'étend du pied de choc au bord de fuite, d'après Pearcey et al. (1968).

Ces différents états ont été validés par de nombreuses études expérimentales sur des profils supercritiques tels : le profil RA16SC1 (Benoît et Legrain, 1987), le profil BGK No. 1 (Lee, 1989), le profil CAST7/DOA1 (Stanewsky et Basler, 1990), le profil WTEAII (Lee, 1992), ... Par ailleurs, à partir de ces états clairement identifiés, des critères ont été construits pour déterminer la nature de l'interaction.

Des critères pour l'apparition du tremblement

Tout d'abord, Délerly (1984) a montré que, lorsque la valeur du nombre de Mach amont est supérieur à 1,3 l'intensité du choc est suffisante pour faire décoller la couche limite (FIG. 1.3).

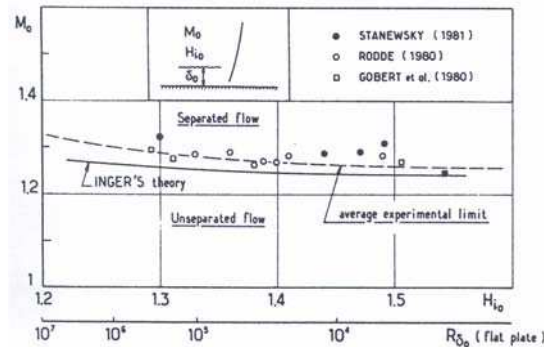


FIG. 1.3: Limite expérimentale entre un écoulement décollé ou non pour un écoulement transsonique, d'après Délerly (1984).

Ensuite, de manière qualitative, nous pouvons retenir qu'aucun effet n'est observé sur l'écoulement global tant que la zone décollée ne perturbe pas la zone de bord de fuite. En effet, à partir des observations de Pearcey et al. (1968), il est généralement admis et vérifié que l'instationnarité du système choc/couche limite n'apparaît que si le décollement est étendu du pied de choc au bord de fuite. Ce critère s'accompagne d'une condition (généralement omise car difficile à qualifier) sur la possibilité de recollement de la couche limite entre le pied de choc et le bord de fuite (Lee, 2001).

De manière quantitative, du fait de la présence d'un décollement, l'apparition du tremblement peut être détectée par la divergence de grandeurs aérodynamiques, telles que :

- la pression au bord de fuite (FIG. 1.4, augmentation de $C_{p_{TE}}$ pour $\alpha \sim 3,5^\circ$),
- la fluctuation de charge normale (FIG. 1.4 et 1.5 (b), augmentation de C'_N pour $\alpha \sim 3,8^\circ$ et $M \sim 0,7$),
- les coefficients de traînée ou de portance (FIG. 1.5 (a), chute de C_L pour $M \sim 0,7$).

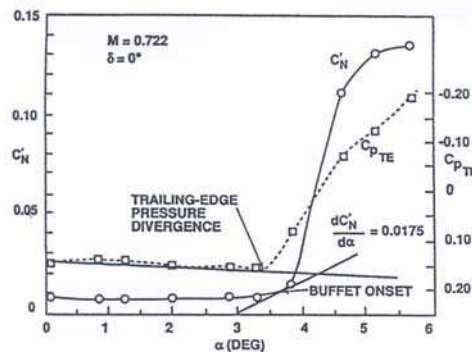


FIG. 1.4: Détermination de l'entrée en tremblement par l'évolution de la pression au bord de fuite et de la fluctuation de charge normale en fonction de l'incidence, d'après Lee (2001).

Enfin, la sortie du régime de tremblement est généralement observée quand le décollement est trop intense, i.e. qu'il n'y a plus de possibilité de recollement entre le pied de choc et le bord de fuite. Elle peut s'identifier par une augmentation du coefficient de portance (Fig. 1.5 (a), pour $M \sim 0,85$) ou une diminution de fluctuation de charge normale (Fig. 1.5 (b), pour $M \sim 0,8$).

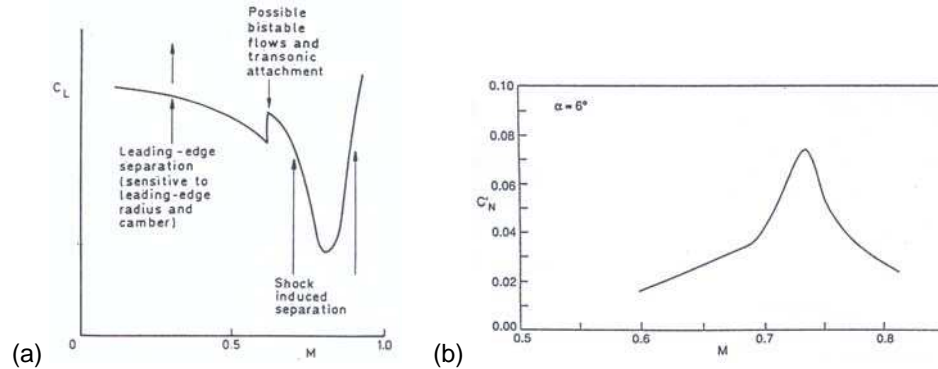


FIG. 1.5: Domaine de tremblement en fonction du nombre de Mach caractérisé par l'évolution : (a) du coefficient de portance, C_L , d'après Mabey (1989) et (b) de la fluctuation de charge normale, C'_N , d'après Lee (2001).

1.2.2 Instationnarités à l'origine du mouvement du choc

Les critères, tirés de l'étude de l'interaction choc/couche limite, permettent d'identifier à partir de quel "moment" l'instabilité de choc peut se produire sur un profil, sans apporter d'explication sur le mouvement du choc en lui-même, à large amplitude et faible fréquence. Ainsi, dans ce paragraphe, nous allons apporter des éléments de réponse sur les instationnarités à l'origine du mouvement du choc en présentant ses propriétés intrinsèques ainsi que des tentatives de modélisation.

Quelques propriétés sur la dynamique du choc

Les propriétés de la dynamique du choc peuvent être tirées d'études théoriques et analytiques sur la stabilité du choc. Les résultats ont été principalement obtenus à partir de théories linéarisées (Culick et Rogers, 1983; Robinet, 1999; Robinet et al., 1999; Robinet et Casalis, 2001) où le choc est considéré comme une interface, qui délimite l'écoulement amont et aval, soumise à l'influence des perturbations de part et d'autre.

Les résultats montrent que la fonction de transfert du choc dépend uniquement des conditions aval, leur influence étant plus marquée pour des écoulements transsoniques. Ainsi, implicitement, les perturbations liées la turbulence amont jouent un rôle négligeable dans la dynamique du choc.

En fonction des conditions aval, le choc peut être sélectif en fréquence ou non. Néanmoins, dans la majeure partie des cas, le choc ne sélectionne pas de bande particulière de fréquences. Si nous excluons les comportements singuliers de type "carbuncle", le choc est généralement stable et peut être perçu comme un filtre passe-bas vis à vis des perturbations car plus "réceptif" aux faibles fréquences. Par ailleurs, les chocs forts sont moins stables que les chocs faibles.

Ainsi, les conditions transsoniques, rencontrées dans le phénomène de tremblement, favorisent le développement des instationnarités, avec une forte influence de l'écoulement aval subsonique : les basses fréquences sont alors privilégiées par le comportement "passe-bas" du choc.

De plus, ces études (portant principalement sur un choc droit dans un diffuseur ou un choc d'extrados de profil) montrent que la fréquence du phénomène est fortement liée à la géométrie du problème et en particulier à la distance entre le choc et le bord de fuite. À de nombreuses reprises, cette propriété a été vérifiée par les études expérimentales. En particulier, nous pouvons citer les travaux de Mohan (1991) qui montrent qu'en raccourcissant le profil sur sa partie arrière, la fréquence d'oscillation du choc augmente. Ce résultat illustre le rôle primordial de l'écoulement aval sur le phénomène.

Des tentatives de modélisation

S'appuyant sur l'importance de la zone à l'aval du choc, une première tentative de modélisation a été proposée par Tijdeman (1977). Il met en évidence, par des visualisations par ombroscopie, l'existence d'ondes de pression qui se propagent dans le champ entre le bord de fuite et le choc (Fig. 1.6). Il les explique en invoquant la condition de Kutta et considère alors le bord de fuite comme un "générateur" d'ondes. Il appelle naturellement ces ondes, "ondes de Kutta".

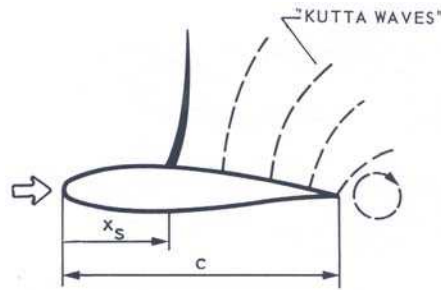


FIG. 1.6: Propagation de l'information du bord de fuite vers l'onde de choc par des ondes de "Kutta", d'après Tijdeman (1977).

À partir de ces observations, il tente d'expliquer et de retrouver le déphasage qu'il observe entre les signaux de pression au bord de fuite et au niveau du choc. Il estime alors le temps de propagation de l'information entre le bord de fuite et le choc par la relation suivante :

$$\Delta t = - \int_c^{x_s} \frac{dx}{(1 - M_{loc}) a_{loc}} \quad (1.1)$$

où M_{loc} et a_{loc} sont respectivement les valeurs locales du nombre de Mach et de la célérité du son. M_{loc} n'est pas strictement égal au nombre de Mach mesurable à partir des prises de pression statique car les perturbations ne voyagent pas strictement à la paroi. Ainsi, l'auteur introduit un coefficient de relaxation R pour estimer M_{loc} à partir de $M_{loc_{wall}}$ de telle sorte que :

$$M_{loc} = R (M_{loc_{wall}} - M_{\infty}) + M_{\infty} \quad (1.2)$$

R peut prendre des valeurs entre 0 et 1, mais la valeur de 0,7 s'avère la meilleure pour restituer le déphasage des signaux (Tijdeman, 1977). Cependant, lorsque cette formule est utilisée pour estimer la fréquence de mouvement du choc ($f = 1/\Delta t$), les ordres de grandeurs ne sont pas restitués, ce qui montre que le mécanisme n'est pas complet.

Plus tard, Roos (1980) et Lee (1989) reprennent des études sur les corrélations des signaux de pression sur le profil. Ils observent que (i) la propagation des perturbations vers l'amont près du profil n'est possible que si la couche limite ne présente aucun écoulement de retour et que (ii) la propagation vers l'aval ne se produit que pour un écoulement totalement décollé. Ils en déduisent que les perturbations

générées au bord de fuite se propagent vers le choc à l'extérieur de la couche limite. À partir de ces résultats, Lee (1990) ajoute une étape au processus incomplet de Tijdeman (1977) et propose un mécanisme pour les oscillations de choc auto-entretenues (Fig. 1.7).

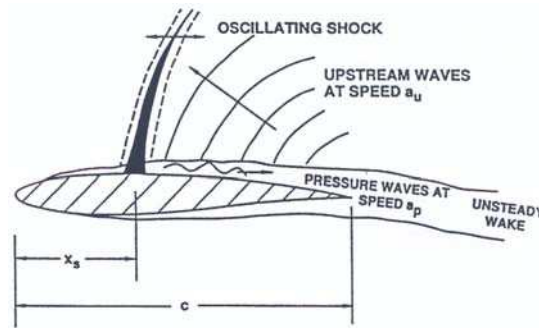


FIG. 1.7: Modélisation du mécanisme d'oscillations auto-entretenues du choc, d'après Lee (1990).

Le mouvement du choc autour de la position x_s génère des ondes de pression qui se propagent vers le bord de fuite, dans la couche limite décollée, à une vitesse a_p . En impactant le bord de fuite, ces perturbations génèrent des ondes qui se propagent vers le choc à une vitesse a_u , dans la partie non-visqueuse de l'écoulement. Ainsi, de manière globale, il existe deux phases principales ; une phase "fluide parfait" avec une propagation de l'information entre le bord de fuite et le choc et, une phase "visqueuse" pour une propagation de "retour" entre le choc et le bord de fuite, qui permet de créer une boucle fermée. Cependant, la phase "fluide parfait" est considérée comme primordiale car elle permet d'alimenter le choc en énergie, via un couplage avec les ondes acoustiques.

La validation du mécanisme passe par l'estimation de la fréquence du mouvement du choc. Elle est calculée à partir du temps total que met une perturbation pour parcourir la boucle, donné par la relation suivante :

$$T_p = \int_{x_s}^c \frac{dx}{a_p} - \int_c^{x_s} \frac{dx}{a_u} \quad (1.3)$$

La vitesse a_p est déterminée par le déphasage des signaux de pression pariétale, la vitesse a_u par $(1 - M_{loc}) a_{loc}$, où M_{loc} est calculé avec la formule (1.2) et l'abscisse x_s par les mesures stationnaires de pression.

Une confrontation de cette formule aux relevés expérimentaux est donnée dans TAB. 1.1 ; Lee (1990) compare la fréquence f_m déterminée à partir d'une analyse spectrale des signaux de balance et la fré-

M	α (deg)	M_1	$\kappa = 2\pi f_m c / U$	f_m (Hz) balance	f_c (Hz) calcul	erreur relative
0,688	6,97	1,52	0,507	70	91,3	+ 30%
0,722	6,00	1,47	0,519	75	82,6	+ 10%
0,722	7,02	1,5	0,554	80	75,2	- 6%
0,732	6,03	1,46	0,513	75	87,8	+ 16,6%
0,747	4,52	1,42	0,504	75	87,7	+ 16,9%
0,747	6,04	1,46	0,537	80	85,4	+ 6,75%
0,747	8,02	1,5	0,505	75	84,1	+ 12,1%

TAB. 1.1: Comparaison des fréquences d'oscillations de choc mesurée et calculée, d'après Lee (1990).

quence f_c calculée par la formule (1.3) pour différentes valeurs de nombre de Mach et d'angle d'incidence. Les écarts les plus faibles sont observés pour les fréquences réduites les plus élevées. Pour $M=0,688$ l'erreur atteint 30% de la valeur expérimentale, probablement à cause des incertitudes liées à la détermination de la position x_s et de la vitesse a_u .

Plus tard, Lee et al. (1994) confirment cette modélisation en utilisant la méthode des caractéristiques pour étudier la propagation des perturbations de pression dans un écoulement transsonique : ils résolvent les équations non-linéaires aux petites perturbations pour un milieu non-homogène. Ils confirment alors le modèle supposant que le bord de fuite est une source de perturbations : cette hypothèse peut apparaître forte mais elle peut être vue comme la conséquence de l'impact de la couche cisailée sur le bord de fuite (Rockwell, 1983).

Pour ailleurs, Lee et al. (1994) examinent la contribution du sillage à la dynamique du choc, du fait de son oscillation avec le mouvement du choc. En utilisant une analyse de stabilité linéaire, ils montrent que la fréquence du choc correspond à un mode amorti du sillage et qu'ainsi il n'y a aucune propagation significative des perturbations. Alors, le sillage ne joue pas de rôle de "résonateur".

Enfin, les travaux de Robinet et Casalis (2001) permettent de compléter le mécanisme : avec une approche 1D de stabilité linéaire, ils introduisent la notion d'angle critique, qui représente une direction privilégiée pour l'excitation du choc par les ondes acoustiques.

1.2.3 En quelques mots ...

Les études théoriques apportent des éléments de compréhension du mouvement du choc à travers ses propriétés intrinsèques. Elles mettent en avant son caractère "passe-bas" vis à vis des perturbations et le rôle primordial joué par l'écoulement aval en terme d'excitation. Ces propriétés sont largement utilisées dans le mécanisme de Lee (1990) qui propose un couplage entre le choc et le bord de fuite via des ondes acoustiques. La phase "fluide parfait" est primordiale pour l'alimentation du choc en énergie alors que la phase "visqueuse" permet de fermer la boucle. Le bord de fuite est alors perçu comme une source de bruit intense, hypothèse forte, qui assure l'entretien du système. Ces mécanismes sont intéressants mais montrent leur limite dans la prévision du phénomène ; seule une reconstruction a posteriori de la fréquence est possible à partir de données expérimentales et avec une incertitude non négligeable.

Les études expérimentales viennent étayer ces mécanismes. Par ailleurs, elles ont longtemps constitué le seul moyen de prévision du phénomène à travers divers critères ; certains, empiriques, portent sur l'écoulement amont, d'autres sur l'observation de la divergence de grandeurs aérodynamiques.

Maintenant, avec le développement des méthodes numériques, nous disposons de nouveaux outils de prévision, qui semblent offrir plus de souplesse que les campagnes expérimentales. Cependant, les approches numériques posent la question de la modélisation des écoulements turbulents instationnaires et se confrontent au problème de précision de la résolution. Voyons alors, dans ce contexte, l'apport des simulations numériques sur la prévision du phénomène de tremblement.

1.3 Prévision du phénomène, les études numériques

La simulation du phénomène de tremblement, phénomène instationnaire avec une interaction de nature visqueuse, nécessite la résolution des équations de Navier-Stokes (NS). Elles transcrivent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un fluide réel, i.e. visqueux et conducteur de la chaleur. Elles sont complétées par une loi d'état et des lois de comportement du fluide pour fermer le système (ANNEXES A.1 et A.2). La non linéarité intrinsèque des équations de NS annonce

la multiplicité des échelles qui seront rencontrées dans l'écoulement, de nature imprédictible, dissipative et diffusive.

1.3.1 Une modélisation indispensable

Pour réaliser une simulation complète (ou DNS pour "Direct Numerical Simulation"), il est alors nécessaire d'adapter les discrétisations spatiale et temporelle à la taille et à la dynamique de toutes les échelles. D'après la théorie de Kolmogorov, le rapport entre la taille L_f des grosses structures, porteuses de l'énergie, et la taille L_η des petites structures, de nature dissipative, est tel que :

$$\frac{L_f}{L_\eta} \sim Re_{L_f}^{3/4} \quad (1.4)$$

Pour résoudre toutes les échelles, la taille de maille Δ doit être au moins de l'ordre de L_η et la taille du domaine L doit être supérieure à L_f ; ce qui conduit pour un domaine tridimensionnel à un nombre total de points N :

$$N = \left(\frac{L}{\Delta}\right)^3 \sim Re_{L_f}^{9/4} \quad (1.5)$$

Si nous appliquons la formule (1.5) à un cas d'étude représentatif du tremblement en prenant $Re_{q_f} = Re_c = 3 \cdot 10^6$, N est alors égal à $370 \cdot 10^{12}$ points ! La réalisation d'une DNS nécessiterait alors l'utilisation de ressources informatiques, en terme de stockage et de temps CPU, qui dépassent très largement les capacités des super-calculateurs actuels. Ainsi, pour traiter des cas d'application dits "industriels", nous avons recouru à la modélisation d'une partie de l'écoulement².

1.3.2 Influence des différents types de modélisation

Différents types de méthodes existent pour décomposer le champ en partie résolue et partie modélisée. Elles reposent sur le même principe, avec l'application d'un opérateur sur les équations de NS ; par exemple, une transformée de Fourier spatiale, un filtre spatial, une moyenne d'ensemble, ... Ces opérateurs génèrent une perte d'information et la non linéarité des équations fait apparaître de nouveaux termes. Ils nécessitent une modélisation et représentent la contribution de la partie modélisée du champ aux transferts de quantité de mouvement ($\underline{\tau}$) et d'énergie (q).

Deux principaux types de résolution sont utilisés en simulation numérique des écoulements turbulents instationnaires (Fig. 1.8) :

- la résolution des équations de NS filtrées qui calcule explicitement les "grandes échelles", dépendantes de la géométrie et d'effets transitionnels, et modélise les échelles inférieures à la taille de maille, au comportement plus universel (dénommée LES pour "Large Eddy Simulation") et,
- la résolution des équations de NS moyennées avec fermeture en un point qui modélise toutes les échelles de la turbulence (dénommée RANS pour "Reynolds Averaged Navier-Stokes" ou URANS pour "Unsteady RANS").

Entre ces deux grands types de résolution, les méthodes hybrides URANS/LES tentent de tirer partie des avantages de chacune d'elles. Enfin, les approches les plus simples en terme de simulation d'écoulement visqueux sont les méthodes de couplage fluide parfait/couche limite qui combinent les équations d'Euler et les équations de NS simplifiées selon les approximations de Prandtl.

²Néanmoins, notons que la DNS est très intéressante d'un point de vue théorique pour des écoulements à faible nombre de Reynolds. Elle est utilisée pour comprendre la dynamique de la turbulence et calculer des quantités inaccessibles expérimentalement (notamment celles où interviennent les fluctuations de pression) ; une telle simulation constitue alors une réelle "expérience numérique".

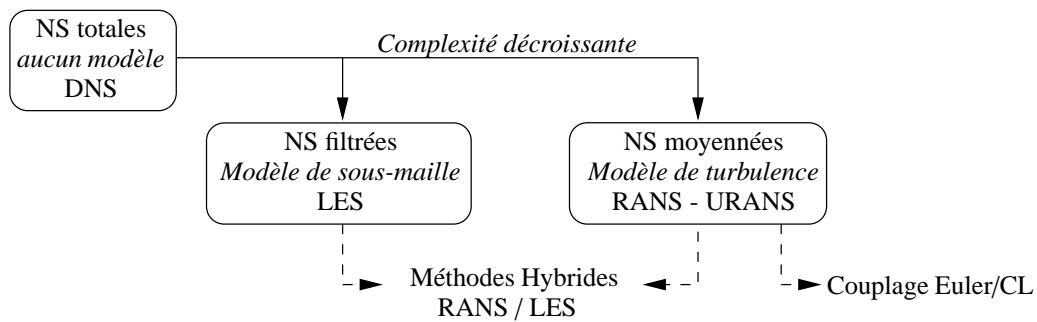


FIG. 1.8: Différents types de modélisation des équations de NS.

En pratique, le niveau de résolution choisi est largement piloté par la puissance informatique disponible : en effet, plus la complexité augmente, plus le coût de calcul devient prohibitif. Par la suite, nous illustrons ces quatre types de simulation, à travers leur prévision du tremblement, dans un ordre décroissant de complexité, contrairement à l'évolution historique de leur utilisation.

La simulation des grandes échelles

La simulation des grandes échelles résout les équations de NS filtrées en espace et nécessite la modélisation des tensions de sous-maille (pour plus de précisions sur les filtrages, consulter Sagaut (2002)). Cette méthode présente l'avantage de tendre vers une DNS quand la taille de maille diminue. Cependant, cela constitue aussi sa principale limitation car elle est alors fortement contrainte par le nombre de Reynolds et donc par les ressources informatiques.

En effet, le maillage doit être suffisamment raffiné pour que les structures les plus énergétiques soient résolues. Si ce n'est pas le cas, l'approche est entachée d'un fort empirisme et ne présente plus beaucoup d'intérêts par rapport à une approche de type RANS. Le coût de résolution des régions de proche paroi peut alors devenir prohibitif, comme illustré par Spalart (2000), qui montre qu'une LES de l'écoulement autour d'un avion ne sera pas accessible avant 2045 ! Pour simuler le phénomène de tremblement, il convient alors d'adopter d'autres approches, où une plus grande partie de champ est modélisée.

Les approches hybrides URANS/LES

Généralement, les approches hybrides URANS/LES permettent de réaliser un gain en terme de coût de calcul par rapport à une LES classique, ce qui constitue un des principaux arguments de leur développement actuel. Ainsi, elles sont relativement nombreuses ; couplage URANS/LES, SDM, OES, VLES, LNS, DES³ ... (pour plus de détails, consulter Aupoix et al. (2001) et Deck (2002)). Cependant, nous n'en présentons que deux, appliquées avec succès au cas du tremblement.

Tout d'abord, le couplage URANS/LES utilise les deux méthodes dans des zones distinctes de l'écoulement (approche "zonale"), selon le niveau de description souhaité. Ainsi, la principale difficulté réside dans le traitement des interfaces et des discontinuités induites par la différence de nature entre les deux types de résolution ; en particulier, le passage URANS→LES nécessite un enrichissement fréquentiel des grandeurs résolues (pour plus de précisions, consulter Quéméré (2001)).

L'application au profil OAT15A par Mary (2003) montre que la méthode est très prometteuse en terme de qualité de prévision des fluctuations. Cependant, en moyenne, elle n'améliore pas les prévisions issues de la méthode URANS (en particulier sur la position du choc située 10% à l'aval de la position

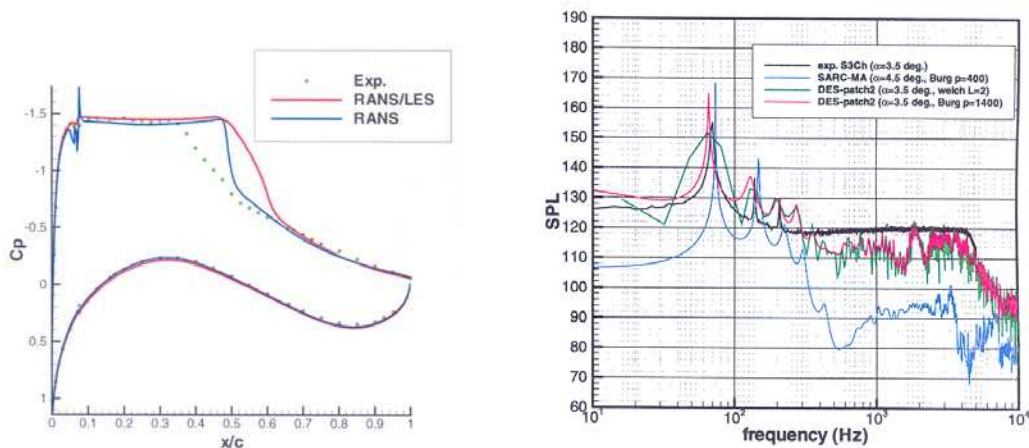
³respectivement pour "Simulation Semi-Déterministe", "Organized Eddy Simulation", "Very Large Eddy Simulation", "Limited Numerical Scales", "Detached Eddy Simulation".

expérimentale, Fig. 1.9 (a)). Par ailleurs, le couplage URANS/LES reste très "gourmand" en terme de ressources informatiques (maillage de 4 millions de points) et de durée de simulation (une période du phénomène réalisée en 360h sur le NEC-SX5 de l'ONERA).

Ensuite, la formulation DES consiste à profiter des avantages de chaque méthode URANS et LES et repose sur l'utilisation d'un modèle de turbulence unique. Contrairement au couplage URANS/LES, le passage entre les deux types de résolution est continu (approche "non zonale") et assuré par l'échelle de longueur donnée soit par le modèle de turbulence (URANS), soit par le maillage (LES).

Elle a été proposée initialement par Spalart et al. (1997) pour les écoulements massivement décollés (cf. formulation en ANNEXE A.4.1). L'interaction choc/couche limite sur un profil transsonique, qui met en jeu des décollements minces, est alors un cas particulièrement difficile à traiter.

La première application par Caruelle (2000) sur le profil DYVAS a souffert d'un manque de résolution du maillage dans l'envergure et du phénomène de "Grid Induced Separation". Par contre, Deck (2003, 2004, 2005) a utilisé la DES avec succès sur le profil OAT15A. Elle a permis de simuler l'enrichissement fréquentiel du spectre aux hautes fréquences au niveau du bord de fuite, impossible à obtenir en URANS (Fig. 1.9 (b)). Néanmoins, en moyenne, la position du choc est située trop à l'amont par rapport à la position expérimentale, le décollement entre le pied de choc et le bord de fuite étant trop étendu.



(a) Coefficient de pression moyen, d'après Mary (2003)

(b) Spectre du signal de pression en $x/c=0,9$, d'après Deck (2004)

Fig. 1.9: Comparaisons des prévisions entre les méthodes hybrides et les méthodes URANS - Profil OAT15A, $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Les résultats obtenus par le couplage URANS/LES et la DES sont très encourageants en terme de description des fluctuations de l'écoulement. Cependant, ces méthodes n'apportent pas forcément une meilleure description de l'écoulement moyen. Par ailleurs, leur application optimale reste relativement coûteuse en temps et nécessite une intervention avisée de l'utilisateur. Les méthodes statistiques en un point, qui suivent, s'affranchissent en partie de ces deux inconvénients.

Méthodes statistiques en un point

Dans le cas de l'approche RANS, toutes les échelles de la turbulence sont modélisées et les équations de NS subissent un traitement statistique pour isoler le champ moyen du champ turbulent de nature chaotique ; les tensions de Reynolds sont à modéliser (ANNEXE A.3.1).

Pour simuler des phénomènes instationnaires, il est supposé un découplage entre l'instationnarité du champ moyen et celle de la turbulence ; i.e. une séparation des fréquences caractéristiques. Les équations

moyennées instationnaires sont alors résolues sans modifier la modélisation, c'est l'approche URANS⁴.

Néanmoins, pendant longtemps, seule l'approche RANS a été utilisée pour des raisons de coût de calcul. Elle permet d'accéder aux informations d'entrée en tremblement. Avec l'approche URANS, tout le domaine de tremblement peut être calculé, et en particulier sa sortie où l'interaction choc/couche limite est intense (Coustols et al., 2003).

La finesse de la description statistique est fixée par l'ordre avec lequel les tensions de Reynolds sont reconstruites. La littérature distingue deux grands types de fermeture (Fig. 1.10) :

- RSTM (pour "Reynolds Stress Transport Models") où les équations de transport pour les tensions de Reynolds sont directement résolues et,
- RSAM (pour "Reynolds Stress Algebraic Models") au premier ordre, où le terme "algébrique" signifie qu'une relation constitutive, linéaire ou non, est utilisée pour exprimer les tensions de Reynolds en fonction des gradients de vitesse de l'écoulement moyen.

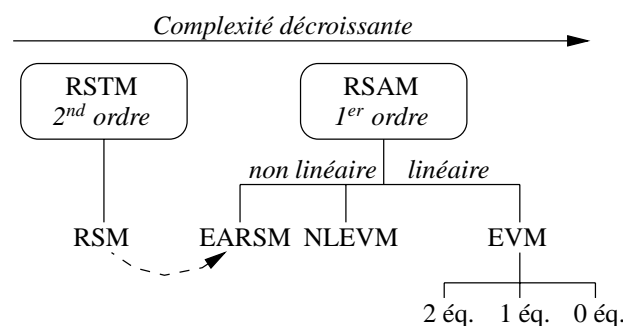


FIG. 1.10: Classification des modèles de turbulence pour l'approche RANS.

Les modèles de type RSTM proposent une modélisation au second ordre sur les tensions de Reynolds. Le problème de fermeture est alors reporté sur des termes d'ordre supérieur (les corrélations triples). Ces modèles posent des problèmes en terme de ressource informatique (nombre d'équations de transport) et de stabilité numérique. De ce fait, leur utilisation était jusqu'alors peu répandue.

Les fermetures de type RSAM reposent quant à elles sur le concept de relation constitutive (cf. illustration en ANNEXE A.3.2). Il peut être contesté car il impose un principe de localité à la turbulence, ce qui limite la notion de "mémoire spatiale" et ne peut constituer qu'une première approximation. Cependant, cette restriction est moins sévère pour des écoulements où les échelles de la turbulence sont beaucoup plus petites que celles du champ moyen, comme c'est le cas pour le phénomène de tremblement.

Selon la complexité de la relation constitutive, nous disposons de modèles de type (Fig. 1.10) :

- EVM (pour "Eddy Viscosity Models") qui utilisent une relation constitutive linéaire par rapport aux gradients de vitesse,
- NLEVM (pour "Non Linear Eddy Viscosity Models") qui sont basés sur une relation constitutive non linéaire et,
- EARSM (pour "Explicit Algebraic Reynolds Stress Models") qui utilisent également une relation constitutive non linéaire mais qui, par construction, dérivent de modèles au second ordre.

La fermeture de type EVM a pour origine l'hypothèse de Boussinesq (1897), qui par analogie avec la relation de Newton introduit le concept de "viscosité tourbillonnaire", ν_t , comme un simple coefficient

⁴Ce découplage est relativement bien vérifié pour le phénomène de tremblement (cf. SEC. 2.1.2).

de proportionnalité entre la tension de Reynolds et le gradient de vitesse moyenne :

$$- \langle u'v' \rangle = \nu_t \frac{\partial U}{\partial y} \quad \text{avec : } \nu_t = C_\mu \text{ U L} \quad (1.6)$$

Cependant, contrairement à la viscosité moléculaire, ν_t n'est pas une propriété physique du fluide mais dépend localement des conditions de l'écoulement, représentées par C_μ , U et L deux échelles caractéristiques de l'agitation turbulente, respectivement une vitesse et une longueur (forme générale en (A.19)).

Les modèles se distinguent alors par la façon de déterminer U et L, le nombre d'équations de transport utilisé permettant de diminuer le niveau d'empirisme des modèles. La fermeture EVM présente alors les particularités suivantes :

- + une simplicité de mise en oeuvre qui permet d'obtenir très rapidement des résultats intéressants,
- + une large utilisation et validation qui augmentent globalement la robustesse des formulations,
- + une bonne prévision des écoulements cisailés simples,
- un mauvais comportement en présence de changements brusques des taux de déformation,
- une impossibilité à capturer l'anisotropie de la turbulence,
- une inadaptation à restituer les effets 3D, de rotation et de courbure.

En effet, ces limitations sont directement les conséquences de la localité et de la linéarité de la relation constitutive. Cependant, elles peuvent être partiellement résolues par l'utilisation d'une relation plus générale entre les tensions de Reynolds et les gradients de vitesse, comme proposée par les fermetures non-linéaires, qui voient leur intérêt s'accroître.

Deux philosophies se dégagent dans la littérature pour construire une relation constitutive non linéaire ; (i) l'une plus "mathématique" (NLEVM) qui suppose l'existence d'une relation a priori entre les tensions de Reynolds et les seuls gradients de vitesse, énergie cinétique de turbulence k et dissipation turbulente ε et (ii) l'autre plus "physique" (EARSM) qui simplifie les équations de transport sur les tensions de Reynolds en négligeant la diffusion et en faisant l'hypothèse d'un équilibre local de la turbulence.

Ces deux types de fermetures nécessitent l'évaluation de k et ε (assurée par les modèles classiques à deux équations de transport) et contiennent au premier ordre la relation linéaire de type EVM. Elles permettent alors de :

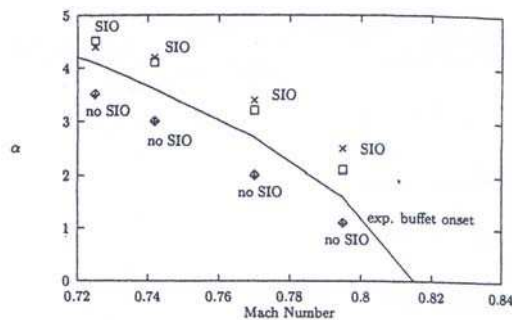
- + améliorer la représentation de l'anisotropie et des effets de rotation,
- + offrir plus de perspectives pour un coût quasi-similaire à des modèles de type EVM,
- utiliser des termes relativement complexes numériquement, qui peuvent nuire à la robustesse du modèle.

Ces trois types de fermetures ont été appliquées, avec des succès divers, à la prévision du tremblement.

Rumsey et al. (1996) et Raghunathan et al. (1999) insistent sur l'importance du modèle de turbulence, qui peut modifier la nature de l'interaction choc/couche limite et donc l'oscillation du choc.

Très tôt, les travaux de Coakley (1983) s'intéressent au type de modélisation à adopter. Ainsi, il mentionne que l'interaction choc/couche limite étant le siège d'une recirculation, il est souhaitable de modéliser les tensions de Reynolds avec une précision suffisante. En particulier, il précise que les modèles de type EVM à zéro équation sont très insuffisants car dépourvus d'effet d'histoire et de relaxation (bien qu'ils soient largement utilisés pour les études du tremblement avec notamment le modèle de Baldwin et Lomax (1978)). Il recommande alors d'utiliser des modèles à équations de transport et d'aller au-delà de l'hypothèse de Boussinesq (modèles de type EVM) en utilisant (i) soit des relations de fermeture non-linéaires (NLEVM, EARSM), (ii) soit des modèles directement sur les tensions de Reynolds (RSM).

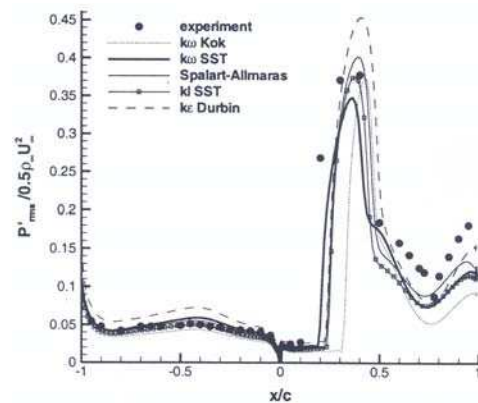
Cependant, les études de Barakos et Drikakis (2000); Wang et al. (2000) et Goncalves et al. (2003) montrent que les relations non-linéaires utilisées avec un modèle à deux équations de type $k-\varepsilon$ ou $k-\omega$ donnent des résultats intéressants mais sans réelle amélioration par rapport au modèle de Spalart et Allmaras (1994), de type EVM à une équation. Ces observations sont illustrées par les prévisions de l'entrée en tremblement sur le profil NACA0012 (Fig. 1.11 (a)) et des fluctuations de pression sur le profil RA16SC1 (Fig. 1.11 (b)).



(a) Entrée en tremblement sur le profil NACA0012 ($Re_c=10^7$), d'après Barakos et Drikakis (2000)

(\times pour le modèle de Spalart et Allmaras (1994) et

\square pour un modèle $k-\omega$ non-linéaire).



(b) Fluctuations de pression sur le profil RA16SC1 ($M=0,732$ et $Re_c=4,2 \cdot 10^6$), d'après Goncalves et al. (2003).

FIG. 1.11: Influence de la modélisation de la turbulence avec une approche de type URANS.

En effet, très tôt, les études de Marvin et Huang (1996) ont mis en avant les bonnes prévisions du modèle de Spalart et Allmaras (1994). D'ailleurs, les auteurs le recommandent pour l'étude du tremblement, en y ajoutant un modèle de type EVM à deux équations, le modèle de Menter (1994) avec une correction dite "SST" (pour Shear Stress Transport). Cette correction conserve le caractère linéaire de la relation constitutive, mais permet d'améliorer le comportement du modèle de type $k-\omega$ en gradient de pression adverse.

De plus, au problème de précision de reconstruction des tensions de Reynolds s'ajoute celui de la robustesse. Ainsi, les travaux de Geissler et Ruiz-Calavera (1999) concluent que le modèle de Spalart et Allmaras (1994) est un des meilleurs modèles disponibles grâce à sa simplicité et sa robustesse, bien qu'il ne soit pas idéal d'un point de vue théorique. De plus, les auteurs nous mettent en garde sur les "recettes" de codage dans les codes de calcul, qui peuvent conduire, sur des cas d'écoulements complexes comme celui de l'interaction choc/couche limite, à des conclusions différentes selon les auteurs alors qu'ils étudient le même cas test avec le même modèle de turbulence et le même schéma numérique !

Couplage fort fluide parfait/couche limite

Pour terminer la revue des méthodes de modélisation, nous abordons les méthodes de couplage fort entre le fluide parfait et la couche limite. Généralement, elles utilisent d'une part, (i) un code Euler qui résout les équations aux petites perturbations en transsonique et d'autre part, (ii) un code de couche limite de type méthode intégrale ou résolution des équations de couche limite. Elles peuvent simuler des écoulements visqueux 2D instationnaires en conditions transsoniques et en présence de décollement.

Le couplage offre généralement une bonne prévision de l'entrée en tremblement en fonction du

nombre de Mach ou du nombre de Reynolds (Giraudroux-Lavigne et Le Balleur, 1988; Edwards, 1993; Reberga, 2000). Cependant, les fluctuations de pression sur le profil sont souvent sous-estimées par rapport aux niveaux expérimentaux, ce qui minimise les efforts induits (Giraudroux-Lavigne et Le Balleur, 1988; Reberga, 2000).

Ces méthodes sont intéressantes par leur simplicité de mise en oeuvre et constituent des moyens de prévision suffisants pour évaluer l'impact de divers dispositifs de contrôle du tremblement (cf. les travaux de Reberga (2000) et Despré (2001)).

Toutefois, le couplage montre rapidement ses limites dès lors que l'on rentre dans le domaine de tremblement : en effet, à cause de l'hypothèse de petites perturbations, les méthodes utilisées ne sont plus valables pour des interactions choc/couche limite fortes qui provoquent un décollement très étendu. Cette limitation peut être contournée en passant à la résolution des équations de NS parabolisées comme le montre Levy (1978) par son étude instationnaire 2D avec un modèle algébrique.

1.3.3 Influence des schémas numériques

La modélisation de la turbulence n'est pas la seule source de biais dans la prévision du phénomène. Les schémas numériques, tant en temps qu'en espace, peuvent aussi être mis en cause. Les travaux de Levy (1978); Steger (1978) et Edwards et Thomas (1987) montrent leur influence sur les prévisions ; à iso-modélisation de la turbulence et sur la même configuration, ils ont obtenu des résultats consistants en fréquence mais disparates sur le nombre de Mach d'entrée en tremblement.

Rumsey et al. (1996) évaluent l'efficacité et la précision des schémas en temps pour reproduire le mouvement de choc en résolvant les équations de NS. Ils montrent que le schéma peut être indifféremment explicite ou implicite mais qu'il doit être précis au moins au second ordre. Par ailleurs, ils recommandent d'ajouter au schéma un processus de sous-itérations implicites, indépendantes du pas de temps physique, qui s'apparente à la technique de pas de temps dual introduite par Jameson (1991). Ainsi, l'efficacité est accrue par rapport à un schéma sans sous-itérations et les calculs instationnaires deviennent accessibles.

Pour ce qui concerne les schémas en espace, il semble souhaitable également d'avoir une précision au second ordre. Les travaux de Renaud (2001) montrent que, à iso-modèle de turbulence, les limiteurs du schéma décentré de Roe influencent principalement l'amplitude du phénomène instationnaire, mais pas sa nature. Ces observations sont confirmées par les travaux de Goncalves (2003) sur les schémas de Roe, Jameson et AUSM.

1.3.4 En quelques mots ...

Les études numériques permettent d'obtenir une prévision de phénomène de tremblement avec plus ou moins de précision, les schémas numériques à l'ordre deux étant recommandés. De manière générale, quelle que soit l'approche adoptée, la fréquence est relativement bien reproduite car, comme nous l'avons vu avec les études théoriques et expérimentales, elle est liée à la géométrie du profil étudié. Par contre, il existe une forte dispersion sur la prévision des conditions d'entrée en tremblement ; certaines méthodes nécessitent un décalage en incidence ou en nombre de Mach pour déclencher le phénomène.

Les méthodes hybrides URANS/LES sont prometteuses en terme de prévision des fluctuations, mais les résultats sur l'écoulement moyen ne sont pas toujours à la hauteur de l'effort de modélisation.

Les méthodes de couplage sont limitées dans leurs applications par l'intensité du décollement. Cependant, elles sont très simples à mettre en oeuvre et constituent, en première approximation, des approches très intéressantes pour valider des dispositifs de contrôle.

À l'heure actuelle, les méthodes de type RANS/URANS présentent le meilleur compromis entre le coût et la précision de la modélisation. La complexité des modèles de turbulence est liée à la fermeture et au nombre d'équations de transport ajoutées aux équations de NS. Cependant, les modèles les plus complexes ne donnent pas forcément les meilleures prévisions. Les problèmes de robustesse du codage ne sont pas à occulter pour estimer les réels apports des modèles plus complexes.

1.4 Intérêt d'une nouvelle étude sur le tremblement

Cette dernière section conclut le chapitre de présentation générale de la problématique autour du phénomène de tremblement. La présentation des études diverses sur le sujet, tant expérimentales, théoriques que numériques, pose naturellement la question de l'intérêt d'une nouvelle étude.

1.4.1 D'un point de vue numérique

La revue sur les méthodes numériques nous a montré les potentialités de chacune d'elles, mais aussi leurs limitations. Pour les méthodes de type RANS et hybrides URANS/LES, les limitations ne sont pas intrinsèquement liées à la modélisation mais elles illustrent la nécessité d'améliorer la robustesse des formulations, de fiabiliser les prévisions et surtout d'évaluer de manière objective la précision des résultats. Dans cette optique, il est indispensable de poursuivre les études numériques, en les orientant davantage vers la validation des méthodes utilisées que vers la prévision en elle-même.

Dans ce cadre, nous nous concentrerons sur la validation de modèles de turbulence de type EVM, NLEVM et EARSM et sur l'évaluation de l'approche DES. Cependant, la validation objective de ces outils numériques passe par la comparaison aux données expérimentales qui doivent servir de référence.

1.4.2 D'un point de vue expérimental

Nous disposons de trois grandes campagnes expérimentales menées à l'ONERA dans des conditions de tremblement bidimensionnel.

Tout d'abord, la campagne conduite sur le profil OALT25 dans la soufflerie T2 du centre de Toulouse (Caruana et al., 1995a,b, 1996). Le profil OALT25 est un profil conventionnel dit "laminaire" qui engendre des oscillations de choc de faibles amplitudes, peu sélectives pour les méthodes numériques. Ce cas a déjà fait l'objet d'études numériques (Furlano, 2001), en particulier sur l'effet du nombre de Reynolds, mais nous considérons qu'il n'est pas assez sévère pour servir de base à une nouvelle étude.

Ensuite, nous disposons d'une campagne menée sur le profil OAT15A dans la soufflerie T2 du centre de Toulouse (Séraudie et al., 1987, 1990) où cette fois-ci les amplitudes de mouvement du choc sont plus importantes. Le profil a une corde c de $0,15m$ alors que la veine d'essais présente une section de $0,4 \times 0,4m^2$; le rapport d'aspect $R=l/c=0,4/0,15 \sim 2,6$ est tel que les effets tridimensionnels liés à l'interaction entre le profil et les parois latérales ne sont pas négligeables. Le caractère 2D de l'écoulement en centre de veine est alors remis en cause ; l'étude numérique de Bézard (1999) montre que le gradient de pression à l'amont du choc (et donc l'interaction choc/couche limite en elle-même) est complètement modifié en prenant en compte le caractère 3D de la veine d'essais. Ainsi, le calcul de cette configuration expérimentale nécessiterait l'utilisation de maillage 3D, trop coûteux dans une phase de validation.

Enfin, la dernière campagne disponible est celle réalisée sur le profil RA16SC1 dans la soufflerie S3 du centre de Modane-Avrieux (Benoît et le Bihan, 1984; Benoît, 1986; Benoît et Legrain, 1987). Elle pallie les limitations des deux précédentes ; (i) le profil RA16SC1 conduit à des oscillations de choc de larges amplitudes et, (ii) le caractère bidimensionnel des données expérimentales est assuré par l'utilisation d'un rapport d'aspect $R=l/c=0,8/0,18\sim 4,4$ suffisamment grand. Ainsi, cette campagne regroupe les conditions idéales pour servir de base expérimentale de référence. Cependant, elle n'était pas initialement dédiée à l'étude du phénomène de tremblement 2D et de nombreuses informations instationnaires font défaut pour une validation de modèles précise.

1.4.3 De la nécessité d'une étude couplée

Une nouvelle étude expérimentale, dédiée au phénomène de tremblement 2D, est alors indispensable. Sa définition s'appuie nécessairement sur les connaissances et les savoir-faire acquis lors des précédentes campagnes d'essais, mais pas seulement . . . Les besoins spécifiques des numériciens doivent être pris en compte pour une meilleure utilisation de la base de données.

En effet, l'étude de Garbaruk et al. (2003) montre toute la frustration des auteurs qui ne peuvent pas évaluer de manière objective les capacités des modèles de turbulence à simuler des écoulements instationnaires, turbulents et décollés, faute de données expérimentales pertinentes.

L'approche retenue pour définir cette nouvelle étude sur le tremblement est une approche couplée, pour prendre en compte les besoins des numériciens et les possibilités des expérimentateurs, comme résumé par la phrase de Dolling (2000) : "*A closely coupled experimental/computational approach to have a reliable, robust and accurate simulation capability*".

Chapitre 2

Les outils expérimentaux et numériques

L'objectif de ce chapitre est de présenter les outils, tant expérimentaux que numériques, qui ont servi de base à notre étude. Dans un premier temps, nous préciserons les atouts de la campagne expérimentale, dédiée à la génération d'une base de données pertinente pour les numériciens, à travers les moyens d'essais et les techniques de mesure mises en oeuvre. Par ailleurs, nous détaillerons les principaux résultats qui seront exploités pour la validation de modèles de turbulence.

Ensuite, nous présenterons les méthodes numériques qui seront utilisées et, en particulier, les modèles de turbulence dont nous détaillerons les formulations, avantages et inconvénients.

Enfin, nous mettrons en avant l'adéquation des deux études, expérimentale et numérique, en présentant la trame qui sera suivie dans les chapitres suivants, pour la présentation des résultats.

2.1 Une nouvelle étude expérimentale

L'objectif principal de cette nouvelle étude expérimentale est de constituer une base de données permettant de valider les méthodes de simulation numérique, stationnaire et instationnaire. L'apport de cette étude par rapport aux campagnes expérimentales précédentes menées à l'ONERA est de (i) limiter l'influence des parois latérales grâce notamment au grand allongement de la maquette et, (ii) réaliser des mesures optiques instationnaires systématiques.

Cette section présente une synthèse des travaux de Naudin et Guimarey (2002); Maury (2003); Molton et Jacquin (2003); Deck (2003) et Jacquin et al. (2005).

2.1.1 Description générale des moyens d'essais

Dispositif expérimental

Les essais ont été réalisés dans la soufflerie transsonique S3 du centre de l'ONERA de Chalais-Meudon. Elle fonctionne en circuit fermé et son régime est piloté par un col sonique situé à l'aval de la section d'essais. Les caractéristiques géométriques de la veine d'essais sont telles que sa section d'entrée est de $h \times l = 0,76 \text{ m} \times 0,8 \text{ m}$ et sa longueur de $2,2 \text{ m}$ (FIG. 2.1 (a)).

Les parois latérales de la soufflerie sont équipées de portes munies de deux paires de hublots de qualité strioscopique pour les accès optiques (FIG. 2.1 (a) et (b)).

Les parois haute et basse de la veine d'essais sont adaptables, i.e. déformées pour obtenir un écoulement uniforme autour de la maquette (Gely, 1979; Le Sant et Bouvier, 1992). La technique d'adaptation des parois repose sur une hypothèse d'écoulement stationnaire pour déterminer la déformée à imposer, à partir de deux contributions :

- ① une composante "fluide parfait" qui consiste à reproduire les lignes de courant qui s'établiraient autour du profil en atmosphère libre ; elle est déterminée à partir des mesures de pression sur les parois et de la résolution des équations d'Euler linéarisées pour l'écoulement fictif à l'extérieur de la veine et,
- ② une composante "visqueuse" qui consiste à ouvrir la section de passage pour prendre en compte l'effet de déplacement causé par les couches limites des parois haute, basse et latérale (adaptation 3D). Elle permet d'adapter le blocage de la veine d'essais.

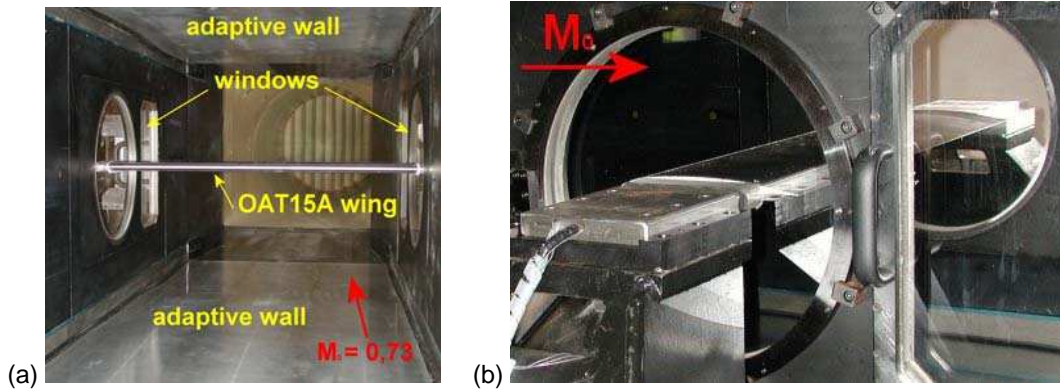


FIG. 2.1: Visualisations du profil supercritique OAT15A dans la soufflerie transsonique S3, d'après Jacquinet et al. (2005).

Le choix de la géométrie d'étude s'est orienté vers le profil bidimensionnel supercritique OAT15A, sur lequel l'ONERA possède une forte expérience en conditions d'écoulement transsonique (Dor et al., 1987; Séraudie et al., 1987; Archambaud, 1998; Séraudie et al., 1990; Reberga, 2000; Després, 2001). La maquette a une corde c de 230 mm, une épaisseur relative e/c de 12,3% et une envergure L_z de 780 mm, ce qui conduit à un rapport d'aspect $R=L_z/c$ de 3,4 (FIG. 2.1 (b)).

Conditions d'essais

Lors des différentes campagnes d'essais, le nombre de Mach M_∞ , en entrée de veine d'essais, varie de 0,70 à 0,75 pour des conditions de pression et de température génératrices égales à 1Pa et 300K. L'angle d'incidence de la maquette α varie entre 1,36° et 3,91°, la limite supérieure étant donnée par des contraintes mécaniques de déformation des parois haute et basse.

Enfin, l'état des couches limites se développant sur la maquette est contrôlé pour s'assurer que l'interaction choc/couche limite met en jeu une couche limite turbulente. Ainsi, la transition est déclenchée à 7% de la corde à l'intrados et à l'extrados en utilisant un dépôt de rugosités (grains de carborundum), qui augmente les instabilités de la couche limite et "fixe" alors la position longitudinale de la transition.

Méthodes de mesures

Les moyens d'investigation mis en oeuvre pour cette campagne d'essais reposent sur des techniques non intrusives du fait de la nature transsonique du régime d'écoulement :

- les visualisations pariétales, (i) par acénaphène pour déterminer l'état de la couche limite et vérifier l'effet de la bande de transition et, (ii) par un enduit visqueux pour visualiser les lignes de frottement et vérifier le caractère bidimensionnel de l'écoulement. Elles ont été réalisées pour des conditions d'écoulement stationnaire ($M_\infty=0,73$, $\alpha=2,5^\circ$).
- les visualisations par strioscopie, qui matérialisent les gradients de masse volumique et ainsi les principaux phénomènes présents lors de l'oscillation du choc ($M_\infty=0,73$, $\alpha=3,5^\circ$).

- les mesures pariétales de pression, stationnaire (68 prises de pression statique) et instationnaire (36 capteurs Kulite), pour caractériser les divers régimes d'écoulement en fonction de M_∞ et α . L'acquisition des données est réalisée sur 50s avec un filtrage passe-bas à 4096Hz et une fréquence d'échantillonnage de 10240Hz. Leurs traitements fréquentiels précisent les propriétés spatio-temporelles du phénomène de tremblement.
- les mesures par vélocimétrie laser à franges, pour accéder à une description fine du champ aérodynamique (composantes moyenne et fluctuante). Elles ont été réalisées sur une seule configuration ($M_\infty=0,73$, $\alpha=3,5^\circ$), en utilisant deux traitements statistiques, ou moyennes d'ensemble :
 - une moyenne temporelle (5000 particules/point) et,
 - une moyenne de phase (2000 particules/phase, 20 phases/point) particulièrement adaptée pour traiter le phénomène de tremblement bidimensionnel, gouverné par une fréquence unique. Seules les données issues du traitement conditionnel seront exploitées dans ce mémoire pour évaluer les méthodes numériques (cf. ANNEXE B).

2.1.2 Résultats qualitatifs et quantitatifs

Dans ce paragraphe, nous abordons la description du phénomène de tremblement, tel qu'il est caractérisé dans cette étude expérimentale, à travers des aspects qualitatifs et quantitatifs, utiles à la fois à la compréhension et à la prévision de ce type d'écoulement.

Bidimensionnalité de l'écoulement

Rappelons ici que l'un des principaux objectifs de la campagne d'essais est de minimiser les effets de parois de la soufflerie. L'interaction entre les parois latérales et la maquette est inévitable du fait du gradient de pression imposé par la déflexion du profil (Michonneau, 1993). Elle conduit à la formation d'un décollement "de coin" qui peut perturber l'écoulement en centre de veine et remettre en cause son caractère bidimensionnel (cf. les travaux de Bézard (1999) et Furlano et al. (2001)). Cependant, dans la présente étude, une maquette de grand allongement ($L_x/c=3,4$) est utilisée pour tenter de limiter cet effet.

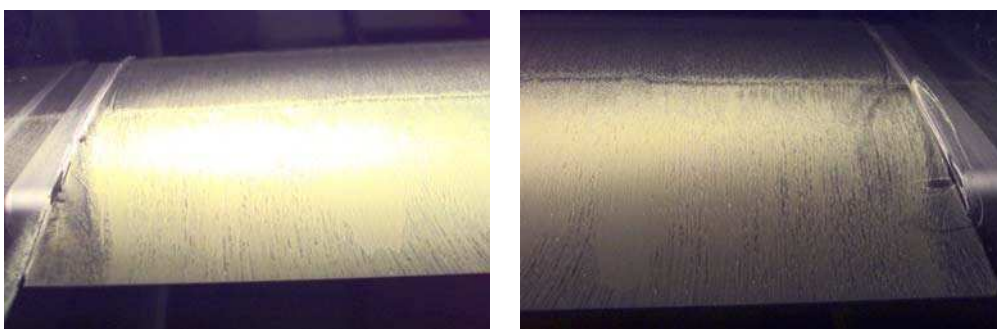


Fig. 2.2: Visualisations par enduit visqueux de l'écoulement pariétal sur le profil OAT15A, d'après Molton et Jacquin (2003) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$.

Les lignes de courant pariétales se développant sur la maquette sont mises en évidence à l'aide de visualisations par enduit visqueux (Fig. 2.2). Elles sont rectilignes en centre de veine et les décollements de coin représentent chacun 10% de l'envergure. Ainsi, l'influence des parois latérales est limitée à 20% de l'envergure, les 80% restants étant considérés comme "sains" vis à vis des effets 3D pour $\alpha=2,5^\circ$.

Exploration du domaine de tremblement

Le domaine de tremblement a été exploré en faisant varier l'incidence, α , entre $2,5^\circ$ et $3,91^\circ$, pour $M_\infty=0,73$. Les mesures de pression stationnaire et instationnaire permettent de caractériser les divers régimes d'écoulement rencontrés.

Tout d'abord, les répartitions de pression moyenne donnent l'allure générale de la répartition de la charge sur un profil supercritique, caractérisée par un plateau de pression à l'extrados et une charge arrière importante (Fig. 2.3 (a)). Quand α augmente, la sur-vitesse augmente et la compression liée au choc s'étale longitudinalement, ce qui témoigne de sa mise en mouvement. Le début du régime de tremblement est estimé entre $\alpha=3^\circ$ et $3,25^\circ$ (Fig. 2.3 (a)).

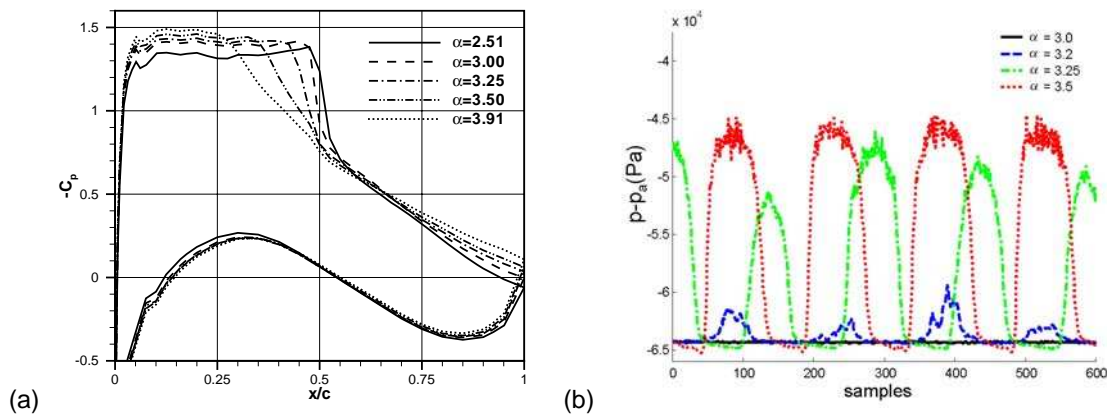


FIG. 2.3: Effet d'incidence sur : (a) les répartitions de pression moyenne et (b) le signal instantané de pression en $x/c=0,45$ - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$ à $3,9^\circ$.

Le signal instantané de pression en $x/c=0,45$, soit près du pied du choc, permet d'affiner ces observations (Fig. 2.3 (b)). Pour $\alpha=3^\circ$, la pression est stationnaire alors que les premières perturbations sont détectées pour $\alpha=3,2^\circ$. Pour $\alpha=3,25^\circ$, le signal devient périodique mais son amplitude n'est pas encore stabilisée. Par contre, pour $\alpha=3,5^\circ$, le phénomène est pleinement établi avec un signal complètement périodique, la prise de pression étant successivement située à l'amont puis à l'aval du choc.

Les répartitions de pression r.m.s. sur le profil (Fig. 2.4 (a)) représentent les fluctuations moyennes de charge subies par la maquette. Avant l'entrée en tremblement ($\alpha=2,5^\circ$ et 3°), elles sont principalement localisées à l'aval du choc, avec de faibles amplitudes. Pour $\alpha=3,25^\circ$, les fluctuations augmentent et se segmentent en trois niveaux caractéristiques ; (i) faible à l'intrados ($x/c < 0$) et sur les premiers pour-cent de l'extrados, (ii) moyen dans la zone décollée ($0,5 < x/c < 1$) et, (iii) fort dans la zone d'excursion du choc ($x/c \sim 0,4$). Ensuite, quand α augmente, les fluctuations augmentent en conservant cette répartition, le choc se déplaçant alors sur une zone plus étendue.

Enfin, les répartitions de densités spectrale de puissance au pied du choc ($x/c=0,45$) donnent l'évolution des fréquences caractéristiques (Fig. 2.4 (b)). Pour $\alpha=3^\circ$, le choc est stable et l'énergie du signal est relativement faible et distribuée sur toute la largeur du spectre, avec une très faible bosse d'énergie perceptible entre 45 et 90Hz . Pour $\alpha=3,1^\circ$, l'amplitude de cette bosse augmente avec un pic émergeant pour 70Hz . Pour $\alpha=3,25^\circ$, le niveau global d'énergie continue à augmenter mais cette fois, la fréquence du phénomène se distingue très nettement, accompagnée de ses harmoniques. Pour des incidences plus élevées, le spectre n'évolue quasiment plus, avec juste une stabilisation des basses fréquences à un niveau énergétique sensiblement plus faible qu'à $\alpha=3,25^\circ$.

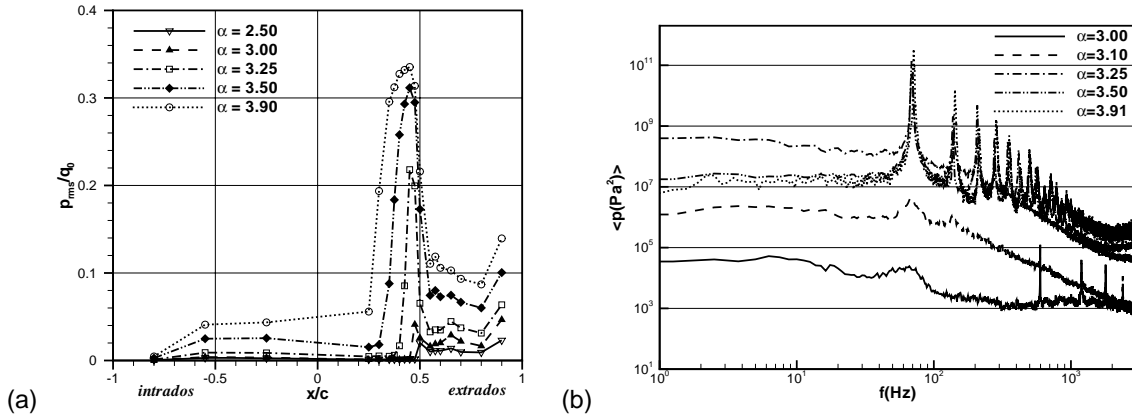


FIG. 2.4: Effet d'incidence sur : (a) les répartitions de pression r.m.s. sur l'extrados et (b) le spectre du signal de pression en $x/c=0,45$ - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$ à $3,9^\circ$.

Finalement, l'entrée en tremblement est estimée à $\alpha=3,25^\circ$, avec un régime pleinement établi pour $\alpha=3,5^\circ$. Cette dernière incidence constitue alors la principale configuration, à la fois pour les mesures laser et les études numériques. Notons que le régime de sortie de tremblement n'a pas pu être atteint du fait de contraintes mécaniques ($\alpha \leq 3,91^\circ$) et qu'au cours de cette exploration, aucun phénomène de couplage de type aéro-élastique n'a été observé.

Quelques propriétés des fluctuations de pression

Nous abordons maintenant une analyse plus détaillée des signaux de pression pour la configuration retenue ($\alpha=3,5^\circ$). Tout d'abord, nous examinons l'évolution du contenu fréquentiel du signal en $x/c=0,9$ au cours du temps (Fig. 2.5 (a)). Le spectrogramme temps-fréquence des fluctuations de pression est caractérisé par des lignes horizontales à la fréquence fondamentale et à ses harmoniques, ce qui indique leur indépendance vis à vis du temps. Le tremblement est alors un phénomène stationnaire au sens statistique et une analyse spectrale de type Fourier est alors suffisante.

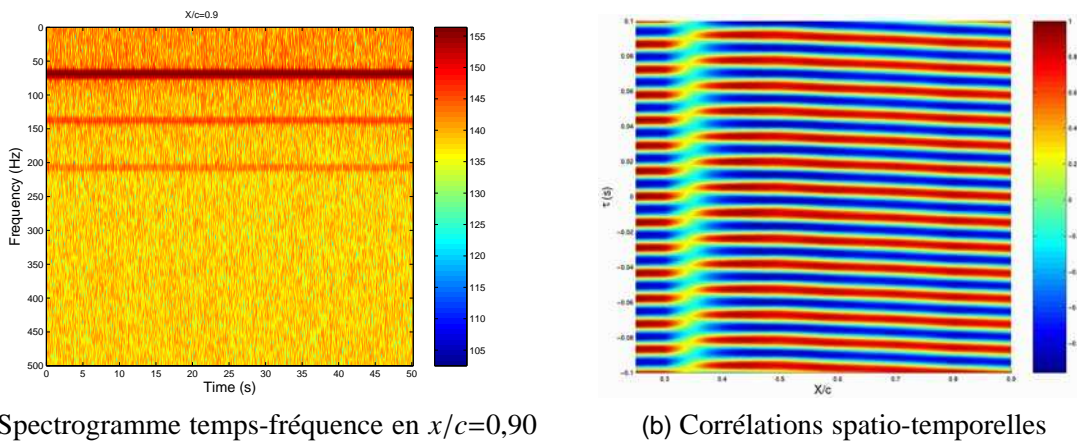


FIG. 2.5: Analyse temporelle des signaux de fluctuations de pression longitudinale sur l'extrados, d'après Deck (2003) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Ensuite, le coefficient de corrélation spatio-temporelle des fluctuations longitudinales est estimé par

la formule :

$$R_{nm}(\tau) = \frac{\overline{p'_n(t) p'_m(t + \tau)}}{\sqrt{\overline{p'^2_n} \overline{p'^2_m}}}$$

qui permet d'établir une corrélation entre deux signaux, $p'_n(t)$ et $p'_m(t + \tau)$ situés respectivement aux abscisses x_n et x_m et décalé en temps de τ . Les iso-valeurs de $R_{nm}(\tau)$ sur l'extrados du profil, pour $x_n/c=0,25$ et $0,25 < x_m/c < 0,90$ et un décalage temporel de $\tau < 0,1s$ font apparaître deux régimes différents (Fig. 2.5 (b)).

Le premier, situé à l'amont de la zone d'excursion du choc pour $x_n/c < 0,35$, correspond à un comportement symétrique des corrélations par rapport à l'axe $\tau=0$; cela indique que les fluctuations de pression sont purement périodiques et induites par le mouvement du choc. L'écart de temps entre deux maximums de la corrélation est de $0,015s$ en accord avec les $70Hz$ attendus. Le second régime ($x/c > 0,35$), situé à l'aval du choc, est caractérisé par une pente négative de la corrélation. Elle indique l'existence de perturbations de pression qui se propagent le long de la paroi en direction du bord de fuite, en accord avec le mécanisme proposé par Lee (1990) (Deck, 2004).

Enfin, l'évolution du contenu fréquentiel dans l'espace est examiné à partir des distributions de densités spectrales de puissance sur le profil (Fig. 2.6).

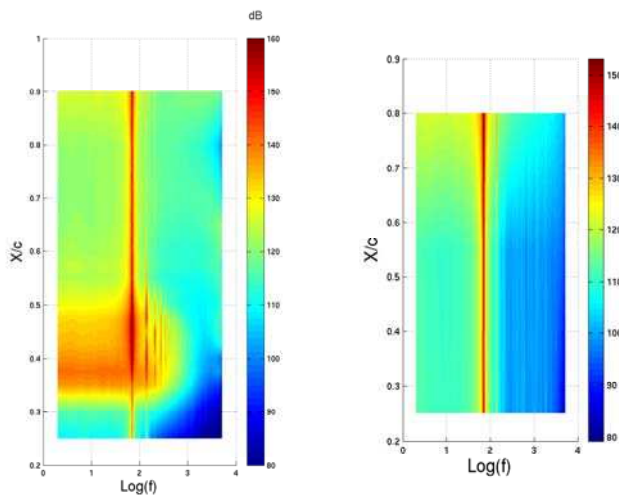


FIG. 2.6 : Évolution longitudinale du spectre des fluctuations de pression sur (a) l'extrados et (b) l'intrados, d'après Deck (2003) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Sur l'extrados (Fig. 2.6 (a)), la fréquence fondamentale est très marquée et se conserve jusqu'au bord de fuite. Dans la zone d'excursion du choc ($0,35 < x/c < 0,40$), les fréquences liées au phénomène présentent des amplitudes plus importantes et les basses fréquences ont une énergie renforcée. Pour des positions plus proches du bord de fuite, les harmoniques ont une énergie plus faible alors que le spectre s'enrichit en hautes fréquences ($>1000Hz$), caractéristiques du décollement turbulent.

Sur l'intrados (Fig. 2.6 (b)), la fréquence fondamentale est également perceptible, tout comme un léger enrichissement du spectre en hautes et basses fréquences près du bord de fuite.

Par ailleurs, des informations dans la direction transversale sont disponibles sur le profil avec un ensemble de capteurs répartis sur 10% de l'envergure en $x/c=0,6$ et $0,9$: elles ont permis de vérifier le caractère bidimensionnel des spectres.

Description du phénomène

Les visualisations par stries nous apportent une description qualitative de l'oscillation de choc en mettant en évidence les principaux phénomènes mis en jeu (Fig. 2.7) : onde de pression causée par la bande de transition (onde la plus amont dans le champ), onde de choc (milieu), décollement et couche cisailée (derrière le choc). La période T est parcourue en huit instants ; de $T/8$ à $4T/8$, le choc se déplace vers l'aval alors qu'il "remonte" l'écoulement de $5T/8$ à $8T/8$.

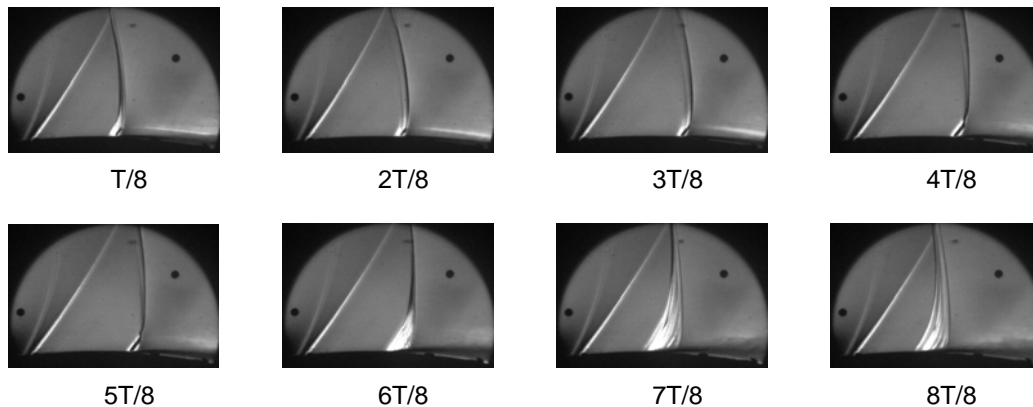


FIG. 2.7: Visualisations par strioscopie du champ aérodynamique se développant à l'extrados, le vent vient de la gauche, d'après Molton et Jacquin (2003) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

L'onde de pression générée par la bande de transition apparaît très contrastée par simple effet d'intégration dans l'envergure, les prises de pression confirmant sa faible intensité quelle que soit l'incidence.

À $T/8$, le choc est à sa position la plus amont. La structure de l'interaction choc/couche limite en forme de λ est clairement identifiable, ainsi que la ligne de glissement (en blanc) qui émane du point triple du λ . Puis le choc "descend" l'écoulement, la trace blanche de la ligne de glissement s'évase et s'atténue fortement. Elle laisse apparaître une trace noire, d'origine mal déterminée qui pourrait être la trace du tourbillon de coin généré sur la paroi latérale.

À $5T/8$, le choc est alors à sa position la plus aval. Quand le choc "remonte" l'écoulement ($6T \rightarrow 8T/8$), son intensité augmente, ce qui conduit à un large décollement turbulent (zone de brassage en gris/noir) et à un renforcement des effets 3D sur les parois latérales (étalement et déformation du choc). L'arrêt du mouvement vers l'amont est provoqué par un recollement partiel de la couche limite entre le pied de choc et le bord de fuite.

Les mesures par vélocimétrie laser à franges permettent de préciser ces observations, notamment sur la nature de la couche limite à l'aval du choc (FIG. 2.8).

À $T/20$, le choc est à sa position la plus amont et une large zone de recirculation se développe sur toute la partie arrière du profil. Quand le choc "descend" l'écoulement, le décollement diminue jusqu'à disparaître (à mi-parcours de la demi-période). Pour la position la plus aval du choc ($10T/20$), aucune recirculation n'est perceptible entre le choc et le bord de fuite. Puis, le mouvement du choc vers le bord d'attaque conduit à nouveau au développement de la zone décollée.

En quelques mots ...

La bidimensionnalité de l'écoulement a été établie sur 80% de l'envergure de la maquette pour une incidence de $2,5^\circ$, ce qui justifie l'approche 2D adoptée pour les calculs.

Pour les simulations numériques instationnaires, nous retenons l'incidence principale de $3,5^\circ$, avec une base de validation reposant sur les mesures de pressions pariétales stationnaires et instationnaires, les visualisations strioscopiques et les mesures laser traitées avec une approche conditionnelle.

Enfin, l'analyse spectrale apporte deux éléments essentiels pour les numériciens : (i) le tremblement est un phénomène stationnaire au sens statistique et (ii) les échelles de temps caractéristiques de la turbulence sont séparées de celles du tremblement. Ainsi, une approche de type URANS semble adaptée pour simuler ce type d'écoulement. Cependant, le spectre présente également un enrichissement dans les hautes fréquences, que seules des méthodes de type LES ou hybrides pourraient appréhender.

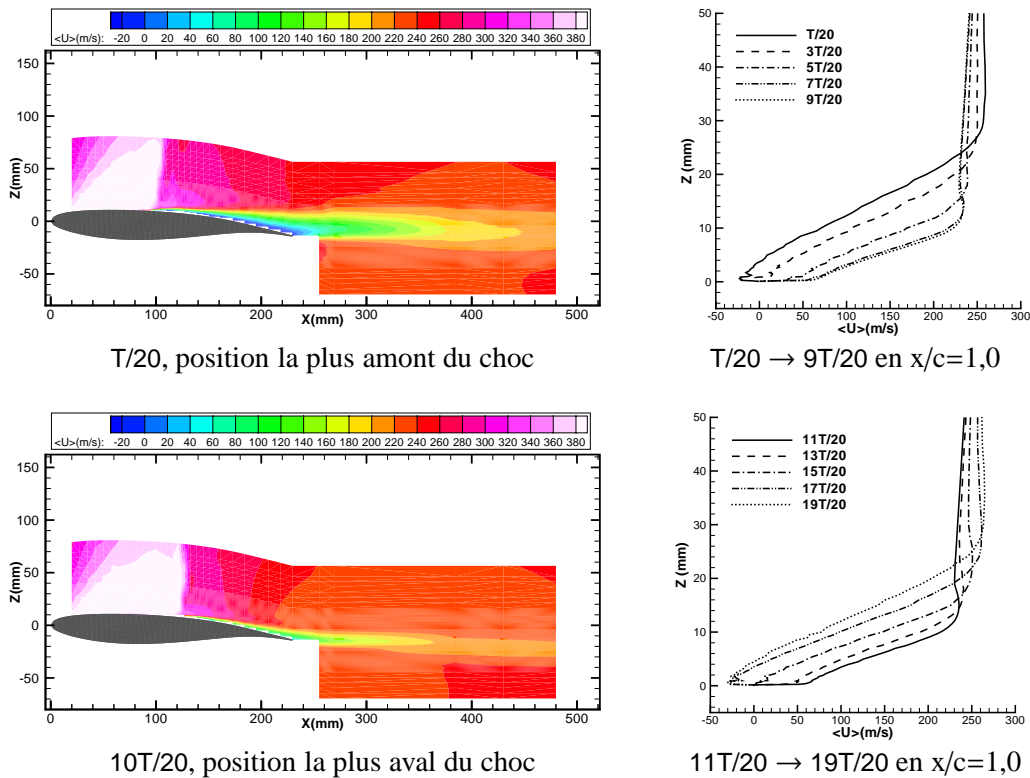


FIG. 2.8: Visualisations de la vitesse longitudinale moyennée par phase - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

2.2 Les méthodes numériques du logiciel *elsA*

À partir de cette étude expérimentale, des travaux numériques ont été conjointement menés par trois départements de l'ONERA (DAAP, DSNA et DMAE) avec le logiciel *elsA*. Dans ce cadre, notre effort s'est concentré principalement sur la validation de modèles de turbulence, adaptés pour la simulation d'écoulements turbulents instationnaires, transsoniques et décollés.

Dans un premier temps, nous abordons brièvement les schémas numériques utilisés pour donner quelques éléments d'appréciation de la qualité des calculs. Nous avons tenté de valider au mieux nos choix en nous appuyant sur les méthodes les plus fiables, disponibles au début de notre étude.

Dans un second temps, nous détaillons les motivations qui nous ont guidées pour la sélection des modèles à évaluer, à travers leurs formulation, avantages et inconvénients.

2.2.1 Les schémas numériques standard

L'ensemble logiciel orienté objet *elsA* permet la simulation d'écoulements tridimensionnels, instationnaires, compressibles par résolution des équations de NS moyennées sur des maillages structurés par bloc, en utilisant une discrétisation de type volume fini en représentation "cell-centered" (Cambier et Gazaix, 2002; Gazaix et al., 2002).

Intégration temporelle

Pour une bonne précision sur l'intégration temporelle, la détermination du pas de temps est primordiale. Elle nécessite l'analyse numérique des valeurs propres de la matrice d'amplification du schéma numérique utilisé pour la résolution des équations de conservation.

En pratique, nous avons recouru à un pas de temps local (ou LTS pour "Local Time Stepping") pour les simulations stationnaires. Il est déterminé par le minimum de deux pas de temps locaux associés aux opérateurs hyperbolique (problème non visqueux, temps convectif) et parabolique (visqueux, temps diffusif). La solution n'a de sens physique que si elle est convergée vers un état stationnaire.

Par contre, pour les simulations instationnaires, la consistance en temps est indispensable. Ainsi, nous utilisons un pas de temps global (ou GTS pour "Global Time Stepping") : il est conditionné par les plus petites mailles du domaine de calcul, l'objectif étant de le minimiser, tout en conservant une précision suffisante.

Pour un système d'équations non linéaire comme celui des équations NS, l'intégration temporelle est classiquement réalisée en deux phases, explicite et implicite, pour augmenter l'efficacité de la recherche d'une solution. La phase explicite est résolue par un schéma de type Runge-Kutta à quatre pas où les termes sources et la viscosité turbulente sont calculés uniquement au premier pas¹. La phase implicite repose quant à elle sur la génération et la résolution d'un système linéaire en utilisant une méthode de type LU (diagonalisation et factorisation pour faciliter l'inversion du système) : une méthode de relaxation y est associée pour les calculs successifs de solutions approchées (RELAX ou SSOR).

Pour rendre les simulations instationnaires accessibles, nous utilisons la méthode dite "du pas de temps dual" (ou DTS pour "Dual Time Stepping"), qui consiste à résoudre le problème instationnaire à l'aide de sous-itérations entre deux instants physiques (Jameson, 1991; Rouzaud et al., 2000). Cette technique conduit à la génération d'un système d'équations pseudo-instationnaire en temps dual, résolu à l'aide des techniques d'accélération de convergence développées dans le cadre des problèmes stationnaires (pas de temps local, phase implicite, technique multi-grille).

La précision en temps de la méthode dépend de la discrétisation temporelle. Pour nos applications, la progression globale entre deux pas de temps physiques est fixée à $3,33 \cdot 10^{-5} s$ pour assurer 300 itérations par période d'oscillation. Pour les sous-itérations, la marche en temps s'effectue à l'aide d'un pas de temps local, calculé comme le minimum des trois pas de temps du problème (convectif, diffusif et $2/3$ du physique). Par ailleurs, le critère d'arrêt des sous-itérations est fixé par la décroissance de la valeur moyenne du résidu instationnaire de ρ en norme L2, pris égal à $5 \cdot 10^{-2}$.

Enfin, pour certains modèles de turbulence, une mauvaise performance de la phase implicite n'a pas permis de converger les sous-itérations de la méthode DTS. Nous avons alors utilisé une intégration temporelle classique, basée sur le schéma Backward Euler, précis à l'ordre 1. Un ajustement du pas de temps à $1 \cdot 10^{-7} s$ a été nécessaire pour ne pas observer de régression sur les résultats (cf. ANNEXE C.2.3).

Discrétisation spatiale

La résolution du système d'équations pour le champ moyen est découplée de celle du système d'équations pour le champ turbulent. Cette approche permet plus de modularité et, par expériences numériques, s'avère aussi plus stable. Elle se décompose en 4 étapes principales : ① figeage du champ moyen, ② calcul des quantités turbulentes, ③ mise à jour et figeage des tensions de Reynolds et de μ et, ④ résolution du champ moyen.

Pour le champ moyen, nous utilisons le schéma centré de Jameson et al. (1981). Ce type de schéma est par nature instable et nécessite l'ajout de dissipation artificielle (*i*) à l'ordre 3 pour amortir les instabilités numériques créées par la non linéarité des équations ($\chi_4=0,016$) et (*ii*) à l'ordre 1 pour améliorer la capture des discontinuités ($\chi_2=0,5$). De plus, la correction de Martinelli est utilisée pour traiter les mailles très allongées, rencontrées dans la couche limite ($mart=0,333$).

¹Notons qu'en résolution instationnaire, ils devraient être évalués à chaque pas pour conserver la précision à l'ordre 2.

Pour le champ turbulent, nous utilisons le schéma décentré de Roe (1981), étendu à l'ordre 2. Pour éviter les solutions non entropiques, le flux numérique est modifié par la correction de Harten, qui produit une dissipation supplémentaire et peut nuire à la précision des résultats. Ainsi, nous limitons son influence en prenant le coefficient de Harten égal à 0,01.

Conditions aux limites

Nous distinguons trois types de conditions aux limites ; celles imposées à l'infini, sur les parois et comme solution initiale.

Tout d'abord, le traitement des conditions aux limites à l'infini repose sur l'utilisation des relations caractéristiques associées au système hyperbolique des équations d'Euler et étendues au cas des équations de NS. Nous utilisons trois types de conditions :

- la condition de non réflexion, qui détermine l'écoulement en utilisant toutes les relations caractéristiques, l'objectif étant d'éviter la réflexion des ondes transitoires sur la frontière,
- la condition d'injection, qui nécessite d'imposer la direction de l'écoulement moyen, les conditions génératrices (p_i et T_i) et les grandeurs turbulentes, les autres inconnues étant déduites en utilisant la méthode de Newton et,
- la sortie subsonique, qui, à partir d'une pression statique de sortie, détermine les quatre autres variables du champ moyen, les variables turbulentes transportées étant extrapolées.

Les conditions à imposer sont directement déduites des données expérimentales, les calculs de couplage Euler/couche limite ayant montré qu'aucune correction sur M_∞ ou α n'était nécessaire pour restituer la configuration aérodynamique (Brunet, 2003a,b). Par ailleurs, les grandeurs turbulentes sont fixées en prenant, à l'infini amont, un taux de turbulence égal à 10^{-4} et un rapport μ_t/μ égal à 0,01.

Ensuite, toutes les parois sont adiabatiques et traitées avec une condition d'adhérence. De plus, nous restituons l'effet de la bande de transition en imposant la zone où la couche limite est laminaire, l'effet du sur-épaississement au point de déclenchement ayant été évalué et négligé pour nos applications (cf. ANNEXE D). Les équations de transport sont alors résolues, mais la viscosité turbulente est imposée à zéro dans les équations de NS pour $x/c < 0,07$. Cette technique permet le développement des grandeurs turbulentes pour un passage moins brutal au régime turbulent.

Enfin, les conditions initiales sont fixées en fonction du type de résolution. Pour les simulations stationnaires, nous utilisons le champ uniforme construit à partir des grandeurs infinies amont alors que le calcul instationnaire est initialisé par le champ issu d'une résolution stationnaire non convergée.

2.2.2 Les modèles de turbulence à évaluer

L'étude expérimentale sur le profil OAT15A a montré que les méthodes URANS peuvent théoriquement suffire à reproduire le phénomène de tremblement mais, que les méthodes hybrides URANS/LES peuvent aussi se distinguer par une description spectrale plus fine. Ainsi, nous utiliserons ces deux approches en (i) validant les modèles de turbulence basés sur une relation constitutive pour les tensions de Reynolds et en (ii) évaluant l'apport de la stratégie DES.

Le choix des modèles de turbulence repose sur divers paramètres : leur disponibilité dans **elsA**, leur niveau de validation et l'intérêt qu'ils peuvent apporter, en fonction de leurs propriétés théoriques ou des résultats obtenus pour d'autres types d'application.

Nous revenons ici en détails sur ces choix, en nous appuyant sur les avantages et inconvénients de chaque fermeture, présentés en SEC. 1.3.2. Pour ne pas alourdir les discussions, seules les expressions de ν_t seront fournies, les formulations complètes des modèles utilisés étant disponibles en ANNEXE A.3.3.

Modèles à zéro équation, de type EVM

Les modèles à zéro équation reposent sur l'évaluation de la relation (1.6) de manière algébrique. Ils introduisent la notion de longueur de mélange l_m , caractéristique d'une "épaisseur" de brassage turbulent et telle que :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (2.1)$$

Cette longueur est évaluée par des expressions empiriques, qui diffèrent selon la zone de l'écoulement turbulent considérée (Michel et al., 1969). Les modèles qui en découlent sont généralement simples, robustes et rapides à mettre en oeuvre (Baldwin et Lomax, 1978; Cebeci et Smith, 1974). Ils présentent de très bonnes performances pour des écoulements où ils ont été étalonnés.

Cependant, ils montrent leur limite en présence de décollement. Par ailleurs, ils nécessitent d'avoir des renseignements sur l'écoulement à simuler. Ainsi, ils ne seront pas utilisés dans notre étude et pour pallier ce manque d'universalité, nous préférons déterminer la viscosité turbulente ν à partir d'une ou plusieurs quantités transportables.

Modèles à une équation, de type EVM

Dans la catégorie des modèles à une équation, deux types de stratégies sont possibles selon la quantité transportée, qui peut être ;

- une des échelles caractéristiques de la turbulence ; le choix s'oriente naturellement vers k , pour laquelle nous disposons d'une équation de transport exacte, directement déduite des équations de NS, et dont la fermeture est relativement simple. Cependant, l'échelle de longueur reste à reconstruire algébriquement, ce qui n'apporte aucune avancée par rapport aux modèles à zéro équation.
- une échelle proportionnelle à ν_t , où le problème de fermeture est reporté sur la détermination d'une équation de transport, qui ne peut pas être déduite des équations de NS. Elle est alors construite de manière empirique en partant d'une forme classique :

$$\text{"Convection = Production + Diffusion - Dissipation"}$$

et en déterminant les différents termes à partir d'écoulements de base ou d'une analyse dimensionnelle.

Dans ce mémoire, nous n'utilisons que le deuxième type de modèle, dont les résultats sont généralement intéressants au regard de l'effort de modélisation relativement faible et, dont de nombreuses formulations sont disponibles dans la littérature (Chassaing, 2000; Aupoix, 2004). De plus, nous ne retenons que le modèle de Spalart et Allmaras (1994), noté [SA], qui transporte la variable $\tilde{\nu}$, équivalente à ν_t excepté près des parois, de telle sorte que :

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{\nu 1} \quad \text{avec :} \quad f_{\nu 1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{\nu 1}^3} \quad \text{et} \quad \chi = \frac{\rho \tilde{\nu}}{\mu} \quad (2.2)$$

Le modèle [SA] restitue correctement le comportement de la couche limite en gradient de pression positif (Catris, 1999). Il s'avère alors très performant pour simuler le phénomène d'oscillation de choc (Marvin et Huang, 1996; Barakos et Drikakis, 2000; Schaeffer et al., 2003; Thiery et al., 2003).

De plus, sa simplicité de mise en oeuvre et les nombreux développements numériques dont il a fait l'objet lui confèrent une grande robustesse dans **elsA**.

Cependant, pour pallier un des défauts de la relation de fermeture EVM, Spalart et Shur (1998) proposent une correction pour améliorer la description des effets de rotation et de courbure des lignes de courant. La modification porte uniquement sur le terme de production de l'équation de transport, qui est multiplié par une fonction de "rotation", l'expression pour ν_t étant inchangée (Shur et al., 2000). Nous évaluerons l'apport de ce modèle, noté [SARC], dans le décollement par rapport au modèle [SA].

Modèles à deux équations, de type EVM

Les modèles à deux équations de transport disposent d'une équation de transport pour k et d'une équation pour une grandeur ϕ . De nombreuses voies ont été explorées pour choisir la variable ϕ , mais elles reposent toutes sur le principe de construire une grandeur qui permette de retrouver l'échelle de longueur caractéristique de la turbulence L , connaissant l'échelle de vitesse U . Dans la suite, nous distinguons naturellement les modèles en fonction de la variable ϕ transportée.

Tout d'abord, nous disposons des modèles de type $k-\varepsilon$, où ε représente le taux de dissipation turbulente. Ils apparaissent sous de nombreuses variantes (Chassaing, 2000; Aupoix, 2004) et sont largement utilisés dans le monde industriel. L'équation pour ε est construite de manière schématique et nécessite des fonctions d'amortissement pour les régions de proche paroi.

Les modèles de type $k-\varepsilon$ présentent généralement la pathologie de sous-estimer la pente de la loi logarithmique en présence de gradient de pression positif (Huang et Bradshaw, 1995). Cela conduit à une surestimation du coefficient de frottement, ce qui limite la formation des décollements et "fausse" la résolution de l'interaction choc/couche limite pilotée par l'apparition ou non d'un décollement de pied de choc.

Ce défaut étant amplifié par une augmentation du nombre de Reynolds, nous ne retenons pas de modèle de type $k-\varepsilon$ pour notre étude.

Les modèles de type $k-\omega$, où $\omega = \varepsilon/k$ apportent une alternative. En effet, ils ne nécessitent pas de fonction d'amortissement, ce qui améliore la robustesse de la formulation en proche paroi. Cependant, le modèle classique de Wilcox (1993) produit des résultats fortement dépendants de la valeur imposée pour ω à l'extérieur de la couche limite (Menter, 1992).

Ainsi, nous préférons choisir le modèle de Menter (1994) dans sa version BaSeLine, noté [BSL]. L'auteur propose une formulation "hybride" entre le modèle $k-\omega$ de Wilcox (1993) et le modèle $k-\varepsilon$ de Launder et Sharma (1974), pour allier les avantages de chacun, i.e. la robustesse et la précision du modèle $k-\omega$ près des parois et l'indépendance du modèle $k-\varepsilon$ aux conditions extérieures. Par ailleurs, le modèle évite les inconvénients d'une formulation "bi-couche" ; il repose uniquement sur la variable ω et le passage entre les deux "modèles" est assuré par une fonction continue agissant sur le terme de diffusion croisée dans l'équation de transport pour ω . La viscosité turbulente s'exprime par la relation :

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad \text{avec :} \quad \omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \quad \text{et} \quad C_\mu = 0,09 \quad (2.3)$$

Par ailleurs, Menter (1992, 1994) remarque que, pour des écoulements ralentis, le rapport production/dissipation peut être largement supérieur à 1. Dans ces conditions, prendre la constante C_μ égale à 0,09 conduit à une surestimation la valeur du cisaillement turbulent. Il modifie alors le modèle [BSL] en conservant les équations de transport (aux valeurs des constantes près) et en ajoutant une correction dite

"SST" (pour "Shear Stress Transport") à l'expression de ν_t :

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad \text{avec : } F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad \text{et} \quad \arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500\mu}{y^2 \omega}\right) \quad (2.4)$$

où a_1 est une constante égale à 0,31, Ω la norme du rotationnel², F_2 une fonction définie de façon analogue à la fonction interne du modèle et y la distance à la paroi la plus proche.

Ce nouveau modèle, noté [SST] permet d'obtenir des résultats intéressants, notamment pour des écoulements transsoniques décollés (Marvin et Huang, 1996; Goncalves et al., 2003). Nous estimerons l'impact de la correction SST, en particulier sur la prévision du point de décollement.

Enfin, nous terminons cette revue des modèles EVM à deux équations par les modèles $k-\varphi$ (Cousteix et al., 1997; Aupoix et al., 2000) et $k-kL$ (Daris et Bézard, 2001, 2002), développés à l'ONERA/DMAE.

Le premier, noté [KPhi], a été construit pour améliorer le comportement des modèles classiques, de type $k-\varepsilon$ (en gradient de pression adverse) ou $k-\omega$ (dépendant de la condition extérieure). Il repose sur l'échelle $\varphi = \varepsilon / \sqrt{k}$ qui conduit à la relation suivante :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^{3/2}}{\varphi} \quad \text{avec : } C_\mu = 0,09 \quad (2.5)$$

Le modèle [KPhi] a été validé sur le profil CAST7 dans des conditions transsoniques (Thivet et Saint Martin, 1998) et nous évaluerons ses performances en les comparant à celles du modèle [BSL].

L'originalité du second, noté [KKL], réside entre autre dans le choix de l'échelle de longueur transportée, $kL = k^{5/2} / \varepsilon$, de telle sorte que :

$$\nu_t = C_\mu \frac{kL}{\sqrt{k}} \quad \text{avec : } C_\mu = 0,09 \quad (2.6)$$

Les équations de transport sont déduites d'une formulation générale d'un modèle à deux équations et de l'application de nombreuses contraintes pour satisfaire certains comportements physiques de base (Catris et Aupoix, 2000). Le modèle [KKL] a été testé avec succès sur de nombreux types d'écoulements et notamment sur un écoulement instationnaire caractéristique du décrochage dynamique (Daris, 2002). Nous évaluerons alors ses prévisions pour le phénomène d'oscillation de choc, sachant que les autres modèles testés dans cette étude ne respectent pas la totalité des contraintes.

Enfin, la construction des équations du modèle [KKL] est une des plus avancées d'un point de vue théorique. Cependant, la fermeture de type EVM restreint ses potentialités et nous nous orientons alors vers une fermeture plus sophistiquée, de type EARSM.

Modèle à deux équations, de type EARSM

Le modèle [KKL] a été adapté à la fermeture de type EARSM en modifiant ses constantes (Bézard, 2004; Bézard et Daris, 2005). La formulation non linéaire retenue est celle de Wallin et Johansson (2000) qui fournit une relation explicite pour les tensions de Reynolds, basée sur cinq groupes tensoriels indépendants (cf. ANNEXE A.3.2, relation (A.20)). Nous noterons le modèle [KKL] EARSMwj.

Ce type de fermeture offre l'avantage de mieux représenter l'anisotropie de la turbulence, pour un coût de calcul quasi-similaire à des modèles à deux équations de type EVM. Nous tenterons alors d'identifier cet apport sur la résolution des décollements, notamment en approche 3D.

²Notons que récemment, Menter et al. (2003) ont proposé de formuler la correction SST avec la norme du tenseur de déformation S pour les simulations tridimensionnelles.

Par ailleurs, le modèle a été validé dans des conditions d'écoulement transsonique sur le profil RAE 2822 : les prévisions sont proches de celles du modèle [KKL], excepté dans la zone du décollement de pied de choc (Bézar, 2004). Nous verrons dans quelle mesure cette remarque peut s'appliquer au profil OAT15A. Enfin, nous souhaitons comparer les performances du modèle [KKL] EARSMwj à celles d'un autre modèle non linéaire.

Modèle à deux équations, de type NLEVM

Pour cela, nous avons choisi le modèle de Shih et al. (1992), noté [SZL], qui est de type $k-\varepsilon$. Il est disponible dans **elsA** en formulation "bi-couche" avec le modèle de Wolfshtein (1969) près de la paroi, le raccord étant fixé par la condition : $\max(y^+; 2/5 \frac{\nu \sqrt{k}}{\nu}) \leq 100$.

La philosophie de construction de la relation constitutive est sensiblement différente de la fermeture EARSM car elle repose sur une procédure plus mathématique. Toutefois, la troncature de la relation générale aux termes quadratiques confère à la fermeture une apparence quasi-similaire à la relation (A.20).

Le principal inconvénient du modèle réside alors dans sa formulation bi-couche avec un raccord dans la loi logarithmique. Cependant, des résultats intéressants ont été obtenus sur le profil OAT15A par Brunet (2003a,b) ; nous détaillerons alors les potentialités de ce modèle par rapport aux autres modélisations et, en particulier, par rapport au modèle [KKL] EARMSwj.

L'approche DES

Enfin, nous terminons cette revue des modèles à évaluer par l'approche DES, stratégie hybride entre une simulation URANS et LES (Spalart et al., 1997). Elle repose sur l'utilisation d'un modèle de turbulence unique en approche non-zonale, i.e. avec une transition continue entre les deux types de résolution par simple modification l'échelle de longueur du modèle. L'approche est détaillée dans sa formulation en ANNEXE A.4 et sera notée, DES [SA].

Ce type de résolution permet de diminuer la part de modélisation de la turbulence par rapport à une approche URANS, en résolvant les grosses structures de l'écoulement. De plus, la simplicité apparente de l'approche la rend attractive, cependant elle comporte aussi quelques pièges (cf. ANNEXE A.4.2). Enfin, elle a été initialement proposée pour traiter des décollements présentant des instabilités fortes de type Kelvin-Helmholtz qui génèrent rapidement des structures tourbillonnaires 3D instationnaires.

Ainsi, nous verrons dans quelle mesure les décollements minces, mis en jeu dans le phénomène d'oscillation de choc, peuvent être résolus et comment la solution instationnaire est influencée. Nous comparerons alors les résultats de l'approche DES avec ceux obtenus avec une approche URANS et notamment, par le modèle [SA] "classique".

Vers une évaluation objective des modèles

La nouvelle étude expérimentale menée sur le profil OAT15A dans la soufflerie S3Ch nous apporte une base de données très riche en informations instationnaires, très utile à la validation de méthodes numériques. Dans cette optique, nous évaluerons les performances des modèles de turbulence à prévoir le phénomène de tremblement, en utilisant trois types de fermeture :

- EVM avec les modèles
 - à 1 équation de transport : [SA] et [SARC]
 - à 2 équations de transport : [BSL], [SST], [KPhi] et [KKL],
- NLEVM avec le modèle [SZL] et,
- EARSM avec le modèle [KKL] EARSMwj

Par ailleurs, nous souhaitons réaliser une validation qui soit la plus objective possible. Des études antérieures (Obayashi et Kuwahara, 1987; Bézard, 1999; Furlano, 2001; Garbaruk et al., 2003) ayant montré que l'influence des parois de la soufflerie peut être non négligeable en conditions transsoniques, nous modéliserons progressivement les contraintes géométriques de la veine d'essais.

Bien sûr, nous sommes conscients que les moyens mis en oeuvre lors de la campagne d'essais minimisent ces effets de parois ; l'utilisation de parois adaptables et d'une maquette avec un allongement relativement grand conduit à une extension limitée des effets 3D (20% de l'envergure) et à ne pas appliquer de corrections sur les conditions aérodynamiques (M_∞ et α).

Néanmoins, nous nous interrogeons sur :

- la technique d'adaptation des parois qui repose sur une hypothèse d'écoulement stationnaire. En quoi cela influence-t-il le développement du phénomène de tremblement, caractérisé par de larges fluctuations du champ moyen ?
- la nature physiquement 3D du décollement, bien que l'écoulement moyen soit 2D. Quelles améliorations pouvons-nous attendre d'une résolution 2,5D de l'écoulement et, dans cette optique, que peut apporter la DES, modélisation plus avancée que l'URANS ?
- l'interaction paroi latérale/profil qui génère un tourbillon de coin. Nous avons vu que son extension est limitée pour une incidence faible ($\alpha=2,5^\circ$), mais qu'en est-il lorsque l'incidence augmente ($\alpha=3,5^\circ$) et quel rôle joue-t-il dans la dynamique du choc ?

Toutes ces questions nous ont conduit à envisager différentes stratégies de simulation, regroupées en quatre grandes classes, chacune faisant l'objet d'un chapitre dans la suite de ce mémoire (Fig. 2.9) :

- la classe "2D stationnaire" (CHAP. 3), qui traite d'une première validation de tous les modèles de turbulence choisis sur une configuration d'écoulement stationnaire. L'évaluation est basée sur la

	2 D stationnaire	2 D instationnaire	2,5 D instationnaire	3 D instationnaire
Exp.	C_p	fréquence C_p P_{rms} U et $u_T=f(y)$	fréquence C_p P_{rms} U et $u_T=f(y)$	fréquence C_p P_{rms} U et $u_T=f(y)$
Num.	2D inf. LTS	2D inf. / 2D conf. DTS GTS	2,5D inf. DTS GTS	3D conf. GTS
Tu.	NLEVM EARSM EVM	NLEVM EARSM EVM	DES EVM	EARSM EVM
Coût				
<i>maillage</i>	75 kpts	75 à 110 kpts	2,5 Mpts	4 000 kpts
<i>tps moy. / calcul</i>	1h 30	300 h	1500 h	1000 h
<i>tps total / chapitre</i>	50 h	5500 h	4500 h	3800 h

FIG. 2.9: Plan synthétique du mémoire - Résumé des données et méthodes utilisées.

répartition de pression pariétale. Les calculs sont réalisés selon une approche classique, i.e. avec un maillage 2D reproduisant une atmosphère illimitée : nous notons cette approche "2D inf."

- la classe "2D instationnaire" (CHAP. 4), qui analyse les prévisions des modèles sur une configuration d'écoulement instationnaire. La validation est effectuée avec des données expérimentales de plus en plus précises ; fréquence, répartitions de pression moyenne et fluctuante et profils de couche limite moyens et moyennés en phase. Nous distinguons alors l'approche standard "2D inf." de l'approche "2D conf.", qui prend en compte les parois haute et basse de la soufflerie.
- la classe "2,5D instationnaire" (CHAP. 5), qui évalue l'impact d'une meilleure description du décollement. Les résultats de l'approche DES sont comparés à ceux des meilleurs modèles URANS issus de la validation 2D instationnaire. Nous isolons l'effet de modélisation en n'utilisant qu'une approche en atmosphère illimitée, notée "2,5 inf."
- la classe "3D instationnaire" (CHAP. 6), qui détermine l'effet du tourbillon de coin sur la dynamique du choc en centre de veine. Cette étude est réalisée avec les meilleurs modèles de turbulence EVM de la validation 2D ainsi qu'avec le modèle EARSM, pour évaluer l'apport d'une meilleure résolution de l'anisotropie de la turbulence.

Chapitre 3

Une première évaluation des modèles en régime stationnaire

Ce premier chapitre de présentation de résultats est centré sur l'étude des modèles de turbulence sur une configuration stationnaire avant l'entrée en tremblement, étude préliminaire aux chapitres suivants.

L'objectif principal de ce mémoire est d'évaluer les modèles de turbulence pour un régime d'écoulement instationnaire. Cependant, cette étude stationnaire n'est pas totalement à négliger car une bonne prévision de l'oscillation de choc passe par une bonne prévision des décollements de pied de choc et de bord de fuite. Ainsi, nous comparerons et tenterons de classer les modèles sur leur capacité à prévoir ces décollements.

Les calculs ont été réalisés pour un régime d'écoulement stationnaire ($M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$) en utilisant la résolution RANS et le maillage de l'approche "2D inf." (cf. ANNEXE C.1).

3.1 Les distributions de coefficient de pression

Les modèles de turbulence sont évalués à partir des répartitions de coefficient de pression sur le profil, seul type de données expérimentales disponible pour cette configuration. Les évolutions de coefficient de frottement et des profils de viscosité turbulente sont ajoutés pour étayer les commentaires. Par ailleurs, compte tenu du nombre de modèles, les résultats sont présentés en deux jeux de courbes. Nous commençons par une description générale pour nous attacher ensuite à comparer les modèles entre eux.

3.1.1 De manière générale

Pour ce qui concerne les distributions de coefficient de pression (FIG. 3.1 (a) et (b)), les évolutions expérimentales à l'intrados et sur la première moitié de l'extrados (plateau supersonique) sont bien simulées par tous les modèles : les conditions limites appliquées, égales aux conditions expérimentales (cf. SEC. 2.2.1), sont alors appropriées pour reproduire les conditions aérodynamiques du profil. Cependant, le modèle [SST] présente une légère sous-estimation de l'accélération de bord d'attaque¹.

Tous les modèles prévoient une position du choc environ 10% de corde à l'aval de la position expérimentale, à l'exception du modèle [SST]. L'écart est suffisamment important pour susciter des interrogations, notamment sur le traitement de la transition et du sur-épaississement de la couche limite au

¹Une augmentation de $0,2^\circ$ suffirait pour recaler le niveau de Mach à l'amont du choc. Cependant, pour ne pas forcer le développement du décollement de pied de choc, nous réaliserons toutes les comparaisons à iso-incidence.

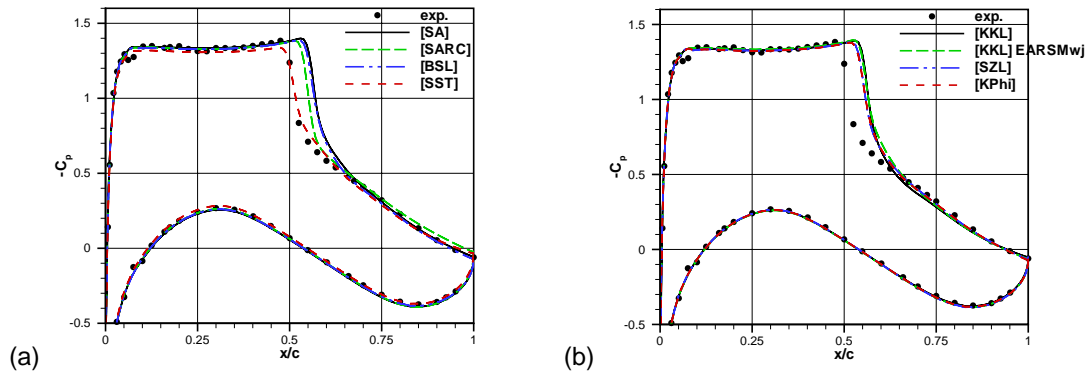


FIG. 3.1: Distributions de coefficient de pression stationnaire pour les modèles : (a) [SA], [SARC], [BSL] et [SST], (b) [KKL], [KKL] EARS Mwj, [SZL] et [KPhi] - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$.

point de déclenchement (cf. ANNEXE D). Toutefois, ce problème a été écarté et il semblerait que l'effet soit principalement lié à la modélisation de la turbulence. Par ailleurs, le gradient de pression quasiment nul à l'amont du choc renforce cette sensibilité, comme déjà observé par Furlano (2001) sur le profil RA16SC1, avec un décalage de 5% sur les prévisions de la position du choc.

De plus, la recompression après le choc est plutôt bien reproduite par les modèles, excepté par le modèle [SARC].

Les coefficients de frottement sont uniquement représentés sur l'extrados (Fig. 3.2 (a) et (b)), les écarts sur l'intrados étant peu significatifs. Les niveaux calculés sont plus dispersés que pour la pression, avec des écarts pouvant atteindre 40 à 50% selon les modèles. Cependant, nous distinguons trois zones principales sur l'extrados ;

① $0 \leq x/c \leq 0,07$, où la couche limite laminaire se développe et le frottement diminue fortement. Tous les calculs ont été réalisés en imposant la position de la transition en $x/c \sim 0,07$, ce qui se traduit par une augmentation brutale du coefficient de frottement, plus ou moins aigüe selon les modèles.

② $0,07 \leq x/c \leq 0,5$ à $0,55$, où le frottement diminue légèrement, c'est le plateau supersonique. Cette zone est terminée par l'onde de choc qui provoque une forte décélération et donc une diminution brutale du frottement.

③ $0,5$ à $0,55 \leq x/c \leq 1$, la zone de recompression est caractérisée par des niveaux de frottement faibles voire négatifs en cas de recirculation. Si l'interaction choc/couche limite est suffisamment importante, un décollement se forme au pied du choc.

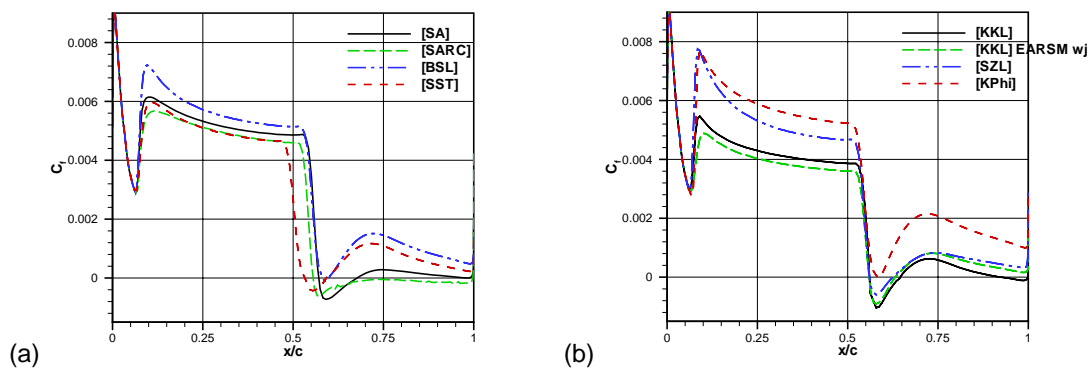


FIG. 3.2: Distributions de coefficient de frottement stationnaire pour les modèles : (a) [SA], [SARC], [BSL] et [SST], (b) [KKL], [KKL] EARS Mwj, [SZL] et [KPhi] - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$.

Enfin, les profils de viscosité turbulente rapportée à la viscosité moléculaire sont extraits en 5 stations sur l'extrados (Fig. 3.3 (a) et (b)). Ils permettent alors de quantifier l'effet de chaque formulation et l'influence du champ turbulent sur le champ moyen pour les modèles de type EVM. Nous adoptons également cette représentation pour les fermetures non linéaires.

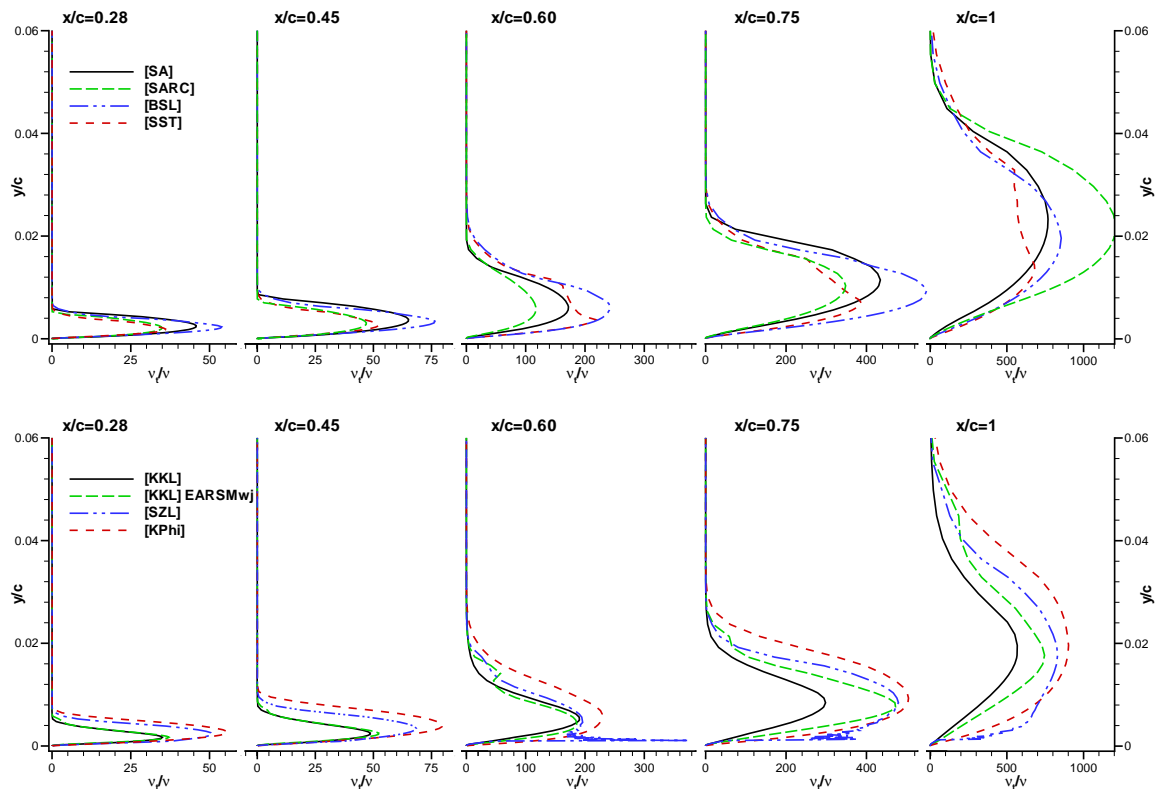


FIG. 3.3: Profils de v_t/v stationnaire en cinq stations de l'extrados ($x/c=0,28, 0,45, 0,60, 0,75$ et 1) pour les modèles : [SA], [SARC], [BSL] et [SST] (haut), [KKL], [KKL] EARS Mwj, [SZL] et [KPhi] (bas) - $M_\infty=0,73, Re_c=3 \cdot 10^6, \alpha=2,5^\circ$.

3.1.2 Comparaison entre les modèles

Les éléments présentés en SEC. 2.2.2 ont permis de mettre en évidence les apports théoriques de certaines modélisations par rapport à d'autres. Nous reprenons le même type de comparaison, en regardant les effets sur les coefficients de pression et de frottement.

[SA] / [SARC]

La correction de courbure du modèle [SA] provoque une remontée du choc d'environ 5% de corde, comme observé sur le profil transsonique RAE 2822 par Garbaruk et al. (2003). Cependant, la recompression est dégradée avec un niveau de $-C_p$ au bord de fuite surestimé de 50%. Cet écart est directement lié à la prévision d'un décollement qui s'étend du choc au bord de fuite, là où il reste confiné au pied de choc avec le modèle [SA].

En effet, la correction de courbure agit sur le terme de production de $\tilde{\nu}$ et conduit à une viscosité turbulente plus faible que le modèle [SA] à l'amont du choc ($x/c=0,28$ et $0,45$), ce qui favorise la formation d'un décollement plus étendu. Toutefois, cette tendance sur la production de viscosité turbulente

s'inverse sur la partie arrière du profil ($x/c=1$), où le niveau de v_t/v pour le modèle [SARC] est quasiment deux fois plus grand que celui du modèle [SA]. Ce changement de comportement n'est pas surprenant et s'explique directement par le changement de signe de la vorticité (Spalart et Shur, 1998).

[BSL]/[SST]

La correction SST induit une position du choc plus amont, d'environ 10% de corde, en bon accord avec les relevés expérimentaux. Par ailleurs, le modèle [SST] calcule un décollement de pied de choc alors que le modèle [BSL] ne prévoit aucune recirculation. Notons bien que ces deux effets seraient plus importants si le nombre de Mach à l'amont du choc n'était pas sous-estimé par le modèle [SST].

L'existence du décollement de pied de choc est directement liée au niveau de v_t/v   l'amont du choc ($x/c=0,28$ et $0,45$), toujours plus élevé dans le cas du modèle [BSL] : les écarts sont probablement causés par les constantes de diffusion, différentes pour les deux modèles. Les effets de la correction SST sont perceptibles sur l'allure et le maximum du profil de viscosité turbulente dans les zones où l'écoulement est ralenti, comme à travers le choc et dans la recompression ($x/c=0,60$, $0,75$ et 1).

L'ordre observé sur le positionnement du choc entre les modèles [SA] et [SST] est identique à celui obtenu sur d'autres profils transsoniques et en particulier le profil RAE 2822 (Marvin et Huang, 1996; Garbaruk et al., 2003).

[KKL]/[KKL] EARSMwj

L'effet de la fermeture de type EARSM est perceptible sur l'évolution de la pression uniquement dans la recompression entre $x/c=0,6$ et $0,65$ et aux alentours de $x/c=0,9$, comme sur le profil RAE 2822 (Bézard, 2004). Ces deux zones correspondent aux décollements de pied de choc et de bord de fuite. Le premier est simulé par les deux modèles alors que le second est seulement prévu par le modèle [KKL]. Il est alors surprenant que la fermeture de type EVM, qui a généralement tendance à surestimer la production de k , conduise à un décollement alors que la fermeture de type EARSM ne le prévoit pas.

En fait, ce comportement s'explique grâce aux profils de v_t/v . Les deux fermetures ont quasiment les mêmes niveaux à l'amont du choc ($x/c=0,28$ et $0,45$). Cependant, les différences apparaissent dans la zone de recollement de la couche limite ($x/c=0,75$) où la fermeture non linéaire produit plus de viscosité turbulente, ce qui empêche la formation du décollement de bord de fuite. La prévision du modèle EARSM est difficilement compréhensible car la formulation devrait avoir le même type d'effet que la correction SST et diminuer le niveau de v_t .

Enfin, remarquons que les profils de v_t/v présentent un second maximum avec le modèle [KKL] EARSMwj au voisinage de la frontière de la couche limite. Cette évolution s'explique par une sensibilité plus importante de la fermeture non linéaire au comportement du modèle à l'extérieur : les constantes de diffusion sont calibrées pour respecter un raccord en $1/y$, ce qui modifie l'allure du profil.

[SZL]/[KKL] EARSMwj

Le modèle [SZL] conduit à une position de choc environ 2% plus amont que le modèle [KKL] EARSMwj. Par ailleurs, dans la zone supersonique, il prévoit un frottement quasiment similaire à celui calculé par les modèles [SA] et [BSL]/[SST] alors que le modèle [KKL] EARSMwj a des niveaux 30% plus faible. Il semblerait que les modèles [KKL] aient un problème dans la région de proche paroi.

Cependant, cela n'a aucun impact sur la prévision d'un décollement de pied de choc où les deux modèles s'accordent. De plus, ils prévoient tous deux un recollement total de la couche limite jusqu'au bord de fuite, avec des niveaux semblables de v_t/v dans la recompression ($x/c=0,75$ et 1).

Par contre, les inconvénients de la formulation bi-couche du modèle [SZL] sont directement perceptibles sur les profils de v_t/v ($x/c=0,60$, $0,75$ et 1), avec de fortes oscillations au voisinage du raccord entre

les deux couches ($y/c \sim 0,002$).

[KPhi] / [BSL]

Les comportements des deux modèles sont très proches sur les répartitions de pression. La seule différence réside sur la position du choc, environ 1% plus amont pour le modèle [KPhi], mais sans réel impact sur les prévisions. Par ailleurs, les deux modèles ne prévoient pas de décollement de pied de choc.

De plus, leurs évolutions de viscosité turbulente sur l'extrados sont très proches et conduisent aux niveaux les plus élevés, excepté en $x/c=1$ où le modèle [SARC] est le plus dissipatif.

[KKL] / autres EVM

Les prévisions de coefficient de pression du modèle [KKL] ne se démarquent pas particulièrement de celles des autres modèles de type EVM.

Par contre, il prévoit les niveaux de viscosité turbulente les plus faibles parmi les fermetures de type EVM, ce qui lui confère une plus grande facilité à simuler l'oscillation de choc.

En quelques mots ...

Ainsi, les modélisations plus "complexes" agissent principalement sur le développement des décollements, soit de pied de choc, soit de bord de fuite et indirectement sur la position du choc. En particulier, les fermetures non linéaires ne prévoient pas de décollement de bord de fuite à cause d'une production turbulente plus forte que les fermetures de type EVM dans la zone de recollement de la couche limite.

Cependant, il est difficile de juger d'une quelconque amélioration car nous ne disposons d'aucune mesure de frottement, ou de sondage de sillage qui permettrait de remonter à la traînée sur le profil.

Toutefois, le choc étant stationnaire, le ou les décollements seraient d'extension limitée. Par ailleurs, les distributions expérimentales de pression r.m.s. apportent quelques éléments (cf. FIG. 2.4 (a)) ; en effet, les niveaux de fluctuations sont non nuls pour $0,5 \leq x/c \leq 1$, avec une augmentation proche du bord de fuite, ce qui semble indiquer la présence de deux décollements.

Quoiqu'il en soit, bien que la configuration soit stationnaire, elle est aussi sensible du fait du développement "progressif" des décollements qui vont ensuite induire le mouvement du choc. De plus, la géométrie du profil, qui génère un gradient de pression quasiment nul à l'amont du choc, ne fait qu'augmenter la sensibilité de la configuration tant d'un point de vue numérique qu'expérimental.

3.2 Des tentatives de classification des modèles

Cette étude stationnaire exploratoire se termine par deux propositions de classement des différents modèles en vue des calculs instationnaires, l'une classique, l'autre plus sélective.

3.2.1 En fonction de la formation d'un décollement de pied de choc

À partir des répartitions de coefficient de frottement (FIG. 3.2 (a) et (b)), nous pouvons classer les modèles en fonction de l'existence ou non d'un décollement de pied de choc, soit les modèles ;

- [BSL] et [KPhi] qui ne prévoient pas de décollement de pied de choc et,
- [SA], [SARC], [SST], [KKL], [KKL] EARSMwj et [SZL] qui en prévoient un.

Ce critère est classique pour déterminer quel modèle est susceptible de développer une solution instationnaire à un angle d'incidence sensiblement plus grand. Cependant, suivant l'incidence choisie, le classement peut différer et nous manquons de référence expérimentale.

Nous préférons alors utiliser un critère qui permette d'établir une hiérarchie entre les modèles plutôt qu'un classement binaire, dépendant de l'incidence. Nous proposons alors d'évaluer le niveau de viscosité turbulente à l'amont du choc.

3.2.2 En fonction du niveau de viscosité turbulente à l'amont du choc

Nous examinons les profils de viscosité turbulente rapportée à la viscosité moléculaire à l'amont du choc en $x/c=0,45$ (Fig. 3.3 (a) et (b)). Les évolutions en proche paroi et dans la zone externe de la couche limite sont différentes selon les modèles et nous nous concentrons sur le niveau du maximum. En effet, il permet d'évaluer l'énergie de la couche limite et ainsi sa sensibilité à décoller sous l'interaction avec l'onde de choc. Implicitement, il traduit la facilité du modèle à développer une solution instationnaire pour un angle d'incidence plus grand.

Les modèles se classent alors de la manière suivante, du plus "instable" au plus "stable" :

$$[\text{SARC}] \leq [\text{KKL}] \leq [\text{KKL}] \text{ EARS}M_{w_j} \leq [\text{SST}] \leq [\text{SA}] \leq [\text{SZL}] \leq [\text{BSL}] \leq [\text{KPhi}] \quad (3.1)$$

Cette classification reste cohérente avec celle réalisée sur la formation d'un décollement de pied de choc car les niveaux les plus élevés sont atteints par les modèles [BSL] et [KPhi], qui sont les seuls modèles à ne pas prévoir de décollement de pied de choc.

Elle peut être contestée car, en $x/c=0,45$, nous ne tenons pas compte de la réponse du modèle au gradient de pression adverse (choc et recompression). En effet, la classification globale sur les huit modèles est sensiblement modifiée en $x/c=0,75$ et 1.

Cependant, les tendances relatives sont respectées pour les groupes [BSL]/[SST], [SA]/[SST], [KKL]/[KKL] EARS M_{w_j} , [SZL]/[KKL] EARS M_{w_j} et [KPhi]/[BSL]. Seul le modèle [SARC] se distingue par une forte augmentation de ν_t dans la recompression.

Ainsi, nous conservons le classement de la relation (3.1).

3.3 Les premières tendances

Cette première évaluation des modèles de turbulence sur une configuration d'écoulement stationnaire a permis de dégager quelques tendances sur le comportement des modèles.

En particulier, les répartitions de pression sont relativement bien restituées alors que la position du choc est très sensible à la modélisation avec des écarts, avec les données expérimentales, atteignant jusqu'à 10% de corde. Elle dépend principalement de l'intensité du choc et du niveau de frottement dans la zone supersonique, qui conditionnent la formation d'un décollement de pied de choc.

Par ailleurs, les prévisions des fermetures non linéaires se distinguent de celles des fermetures de type EVM à l'aval du décollement de pied de choc dans la zone de recollement de la couche limite.

Enfin, nous disposons d'un classement entre les différentes modélisations de la turbulence sur leur capacité à induire une oscillation de choc. Il est basé sur le niveau de viscosité turbulente à l'amont du choc et nous le confronterons aux résultats des simulations instationnaires du chapitre suivant.

Chapitre 4

Les simulations 2D instationnaires, deux approches envisagées

L'objectif de ce chapitre est l'évaluation des modèles de turbulence pour des conditions d'écoulement instationnaires. Elle s'appuie sur une résolution URANS des équations de NS et sur une discrétisation 2D du problème.

L'approche numérique classiquement utilisée, nommée "2D inf." dans ce mémoire, restitue les conditions d'atmosphère illimitée imposées par les parois déformées de la soufflerie. Cependant, la technique d'adaptation des parois fixe également les lignes de courant moyennes car elle repose sur une hypothèse d'écoulement stationnaire ; or, cette condition n'est pas strictement reproduite par l'approche "2D inf." et, elle l'est d'autant moins que le champ moyen présente de fortes fluctuations. Nous souhaitons alors estimer l'impact du confinement sur la solution instationnaire en considérant l'approche "2D conf."

La validation des modèles de turbulence est présentée selon ces deux approches. Elle est menée à partir des données expérimentales instationnaires de plus en plus fines ; des informations globales, des distributions de quantités moyennes et fluctuantes sur le profil et des profils de vitesse moyennés en phase en diverses positions sur l'extrados.

Par ailleurs, nous proposons une analyse des fluctuations du champ autour du profil en considérant tout d'abord les corrélations de vitesse à travers les contributions périodique et turbulente et, ensuite les fluctuations de pression qui présentent une forme caractéristique des mouvements oscillants, observée pour d'autres types d'application.

4.1 Choix des paramètres numériques

L'évaluation des modèles de turbulence a été réalisée dans les conditions aérodynamiques qui, expérimentalement, ont conduit à une oscillation du choc. De plus, pour une comparaison stricte à la base de données LDV, nous nous limitons à une seule incidence, $\alpha=3,5^\circ$ ¹.

L'étude a été menée avec des calculs URANS et selon deux approches, "2D inf." et "2D conf.". Leurs validations, en terme de maillage et de conditions de calcul, sont présentées en ANNEXES C.1 et C.2 où une attention particulière est portée sur la validation des conditions limites de l'approche "2D conf."

Les calculs sont initialisés avec une solution non convergée d'une résolution RANS à $\alpha=3,5^\circ$. Cela

¹Les modèles [SA] et [SST] ont été évalués à d'autres incidences ($\alpha=3,9^\circ$ et $4,5^\circ$), sans modification significative des tendances dégagées à $\alpha=3,5^\circ$ (Thiery et Coustols, 2005).

permet (i) de faciliter la convergence du calcul instationnaire et (ii) d'identifier les futurs problèmes de robustesse et/ou convergence pour la résolution URANS. En effet, nous avons rencontré des difficultés pour obtenir une solution RANS avec trois modèles de turbulence :

(a) les modèles [KKL] EARSMwj et [KPhi], pour lesquels la position de la transition, bien qu'imposée à $x/c=0,07$, est calculée juste à l'amont du choc ($x/c=0,4$ à $0,45$), ce qui fausse la résolution de l'interaction choc/couche limite. Pour fixer le déclenchement en $x/c=0,07$, une modification des conditions initiales (solution convergée à α plus faible) a suffi pour le modèle [KKL] EARSMwj alors qu'une perturbation du terme de production de k a été nécessaire pour le modèle [KPhi].

(b) le modèle [SARC], pour lequel des problèmes de convergence ont été rencontrés dans le décollement. L'implication du terme source a du être introduite.

Bien que ces corrections aient été implantées dans **elsa**, aucune convergence n'a été obtenue en instationnaire pour ces trois modèles, quelle que soit l'approche. Pour le modèle [KKL] EARSMwj, des problèmes similaires ont été observés avec d'autres applications (Bézar, 2004) et des travaux sont en cours pour y remédier. Pour le modèle [SARC], le terme de production sur $\tilde{\nu}$ est déstabilisé par la prise en compte des effets de courbure et de rotation, l'implication ne permettant pas d'améliorer le problème.

Ainsi, seuls cinq modèles de turbulence sont évalués en régime instationnaire : les modèles [SA], [BSL], [SST], [KKL], et [SZL].

4.2 Résultats

La validation des modèles de turbulence est basée sur des paramètres globaux, sur les répartitions de pression et de coefficient de frottement et, sur les profils de vitesse moyennée en temps et en phase.

4.2.1 Les paramètres globaux

Évolution temporelle de la portance

Dans un premier temps, nous considérons l'évolution du coefficient de portance en fonction du temps pour qualifier si le modèle prévoit une solution instationnaire (FIG. 4.1 (a) et (b)). Sa valeur moyenne et sa fluctuation sont détaillées dans TAB. 4.1.

Concernant l'approche "2D inf." (FIG. 4.1 (a)), les modèles [SA] et [BSL] conduisent à un résultat stationnaire (C_L constant proche de 1) alors que les modèles [SST], [KKL] et [SZL] prévoient une so-

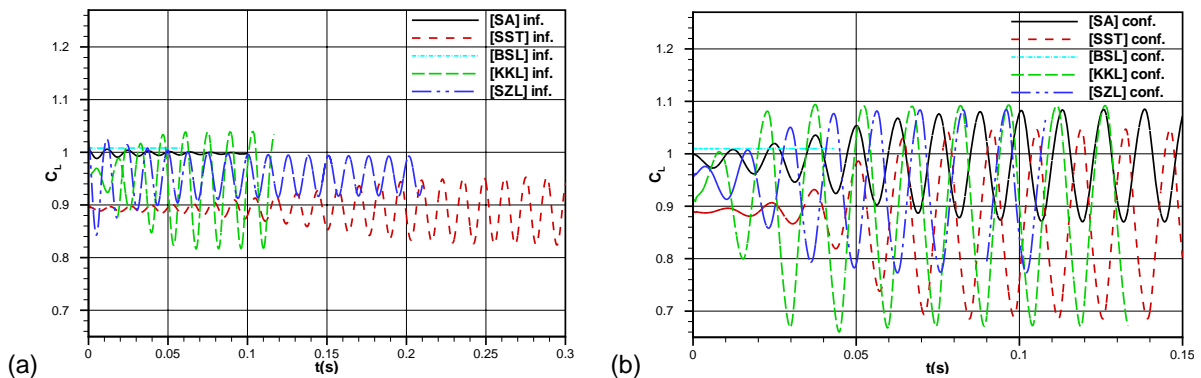


Fig. 4.1: Évolution du coefficient de portance en fonction du temps pour les modèles [SA], [SST], [BSL], [KKL] et [SZL] avec les approches (a) "2D inf." et (b) "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Approche		[SA]	[BSL]	[SST]	[KKL]	[SZL]
"2D inf."	$\langle C_L \rangle$	0,9908	1,0081	0,8906	0,9286	0,9553
	ΔC_L	0	0	0,1286	0,2216	0,0748
"2D conf."	$\langle C_L \rangle$	0,9776	1,0098	0,8659	0,8813	0,9288
	ΔC_L	0,2149	0	0,3606	0,4212	0,3109

TAB. 4.1: Coefficients de portance moyen et fluctuant prévus par les modèles [SA], [BSL], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches "2D inf." et "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

lution instationnaire. En prenant en compte les parois haute et basse de la veine (FIG. 4.1 (b)), le modèle [SA] développe une solution instationnaire alors que la nature de la prévision des autres modèles est inchangée : toutefois, les amplitudes simulées par les modèles [KKL], [SST] et [SZL] sont amplifiées par effet de blocage d'un facteur 2, 2,8 et 4, respectivement.

Pour un modèle donné, la portance moyenne est quasiment indépendante de l'approche, la légère différence (3 à 4%) étant causé par le niveau d'instationnarité.

Quelle que soit l'approche, la dispersion entre les modèles est relativement importante. Tout d'abord, les écarts sur la portance moyenne sont directement liés aux difficultés de prévision de la position du choc (cf. SEC. 3.1). Ensuite, les amplitudes d'oscillation diffèrent d'un modèle à l'autre, le modèle [KKL] prévoyant les plus larges fluctuations. Ainsi, avec l'approche "2D inf.", son amplitude est 2 fois plus grande que celle du modèle [SST] et 2,5 fois plus grande que celle du modèle [SZL]. Cependant, l'écart entre les modèles est réduit par la prise en compte des parois de la veine et les modèles peuvent être classés dans un ordre croissant d'amplitudes d'oscillation, de telle sorte que :

$$\text{Amplitude } C_L : \quad [SA] \leq [SZL] \leq [SST] \leq [KKL] \quad (4.1)$$

Ce classement correspond à la tendance donnée, sur une configuration stationnaire, par la viscosité turbulente à l'amont du choc (relation (3.1)), excepté pour le modèle [SZL], qui est plus instable que prévu. Néanmoins, il est le seul modèle bi-couche de la liste et son comportement au raccord entre les deux couches est mis en cause.

Le caractère stationnaire de la prévision du modèle [BSL] est également consistant avec le classement réalisé en SEC. 3.2. L'effet de la correction [SST] était déjà perceptible sur la simulation stationnaire avec la prévision d'un décollement de pied de choc. Ici, elle est primordiale car elle permet au modèle de base de Menter de développer une solution instationnaire, quelle que soit l'approche appliquée.

Le résultat stationnaire du modèle [SA] avec l'approche "2D inf." est, quant à lui, surprenant au regard de la qualité de ses prévisions lors d'études antérieures (Marvin et Huang, 1996; Barakos et Drikakis, 2000; Schaeffer et al., 2003). Cependant, aucune amélioration n'a pu être apportée à ce résultat. Tout d'abord, le maillage ne semble pas en cause car d'une part, son raffinement a été validé (cf. ANNEXE C.2.4) et d'autre part, des études menées en parallèle par Brunet (2003a) avec un maillage RANS, par Deck (2004) avec un maillage DES et par Mary (2003) avec un maillage LES, ont conduit au même type de prévision. Enfin, l'influence du sur-épaississement de la couche limite au point de déclenchement s'est montrée négligeable sur la solution instationnaire (cf ANNEXE D).

En conclusion, à iso-modèle, la portance moyenne est indépendante de l'approche, mais les fluctuations sont amplifiées par la prise en compte des parois haute et basse de la veine. De plus, à iso-approche, la portance moyenne et ses fluctuations dépendent fortement du modèle de turbulence, en cohérence avec la première évaluation des modèles en SEC. 3.2.

Fréquence du phénomène

Les fréquences d'oscillation de choc issues des simulations sont rapportées dans TAB. 4.2.

<i>Exp.</i> - 69Hz	[SA]	[SST]	[KKL]	[SZL]
Approche "2D inf."	-	76Hz	71Hz	79Hz
Approche "2D conf."	74Hz	73Hz	68Hz	76Hz

TAB. 4.2: Fréquences d'oscillation du choc prévues par les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches "2D inf." et "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

L'ordre de grandeur de la valeur expérimentale (69Hz) est respecté, le meilleur résultat étant obtenu par le modèle [KKL] avec l'approche "2D conf.". Les fréquences fournies par les autres modèles sont relativement proches, avec un écart qui atteint 11Hz, soit environ 15% entre les sept calculs instationnaires. Par ailleurs, à iso-modèle, la prise en compte du confinement permet de diminuer la fréquence de 3Hz, rapprochant alors les simulations de l'expérience.

Finalement, les modèles se classent, quelle que soit l'approche, dans l'ordre suivant :

$$\text{Fréquence : } \quad [KKL] \leq [SST] \leq [SA] \leq [SZL] \quad (4.2)$$

Ce classement suit celui donné par le niveau stationnaire de viscosité turbulente à l'amont du choc (relation (3.1)), dont le lien avec la fréquence est difficile à établir. Par contre, nous nous attendons à une relation plus directe avec la position moyenne du choc (cf. existence d'une onde d'instabilité entre le choc et le bord de fuite, SEC. 1.2.2). Or, d'après les prévisions stationnaires, les modèles se classent de la manière suivante : $[SST] \leq [SZL] \leq [KKL] \leq [SA]$, ce qui ne restitue pas du tout l'ordre de la relation (4.2). Considérons alors les répartitions moyennes de pression, issues des simulations instationnaires.

4.2.2 Les distributions moyennes

Dans cette section, nous examinons les répartitions moyennes de pression à la fois sur le profil et sur les parois haute et basse de la veine pour avoir une vue générale de l'écoulement autour du profil.

Coefficients moyens de pression et de frottement sur le profil

Les distributions de pression moyenne autour du profil sont bien restituées sur l'intrados et les trente premiers pour-cent de l'extrados (FIG. 4.2 (a) et (b)), excepté pour le modèle [SST] qui sous-estime l'accélération de bord d'attaque, comme pour la configuration stationnaire. Ce résultat indique alors que la déformation des parois a été correctement prise en compte et que les conditions aérodynamiques sont identiques pour les deux approches.

Par contre, sur la partie arrière de l'extrados ($x/c \geq 0,35$), les modèles présentent une grande dispersion dans les prévisions de la position du choc, de son étalement et de la recompression qui suit.

Pour un modèle donné, la prise en compte des parois induit un étalement du choc plus important, i.e. une excursion plus étendue, en cohérence avec l'augmentation d'instationnarité observée sur l'évolution temporelle de la portance (cf. FIG. 4.1). Par ailleurs, cet étalement rend difficile l'évaluation de l'effet du confinement sur la position moyenne du choc. Cependant, les modèles la placent dans le même ordre, quelle que soit l'approche, de telle sorte que :

$$\text{Position moyenne du choc : } \quad [SST] \leq [KKL] \leq [SZL] \leq [SA] \quad (4.3)$$

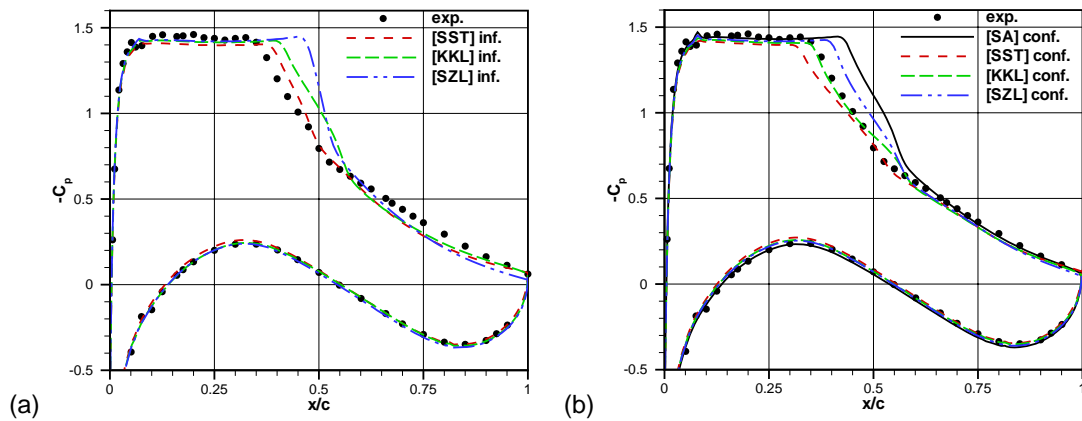


FIG. 4.2: Distributions de coefficient de pression moyen pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches (a) "2D inf." et (b) "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Ce classement modifie la tendance stationnaire, sans toutefois être en accord avec la relation (4.2). Les écarts observés sur la fréquence de battement du choc ne peuvent donc pas être seulement expliqués par les différences de distance entre la position moyenne du choc et le bord de fuite. La vitesse de parcours, i.e. l'extension des décollements et l'intensité des vitesses de recirculation, joue alors un rôle important dans l'estimation du temps caractéristique du phénomène.

En effet, les différences observées entre les modèles dans la zone de recompression ($x/c \geq 0,55$) vont dans ce sens.

- Avec l'approche "2D inf.", la pression est surestimée et les prévisions conduisent, en moyenne, à un décollement de pied de choc suivi de trois types d'écoulement (FIG. 4.3 (a)) ; ① un décollement qui s'étend jusqu'au bord de fuite avec le modèle [KKL], ② un recollement partiel de la couche limite avec le modèle [SST] et, ③ un recollement total avec le modèle [SZL].

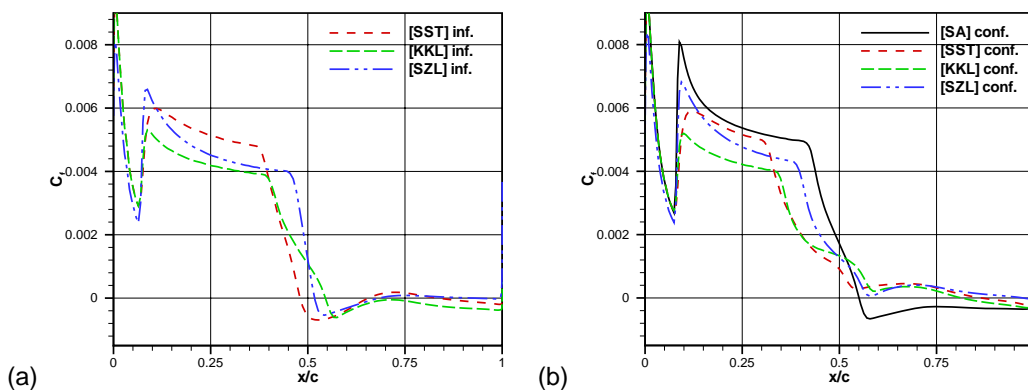


FIG. 4.3: Distributions de coefficient de frottement moyen pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches (a) "2D inf." et (b) "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

- Avec l'approche "2D conf.", ces trois modèles ne présentent plus, en moyenne, de décollement de pied de choc du fait de l'amplification des oscillations et le modèle [SA] simule un décollement qui s'étend du pied de choc jusqu'au bord de fuite (FIG. 4.3 (b)). Cependant, les écarts de pression entre les modélisations sont réduits dans la recompression, en meilleur accord avec les données expérimentales ; cette tendance est également observée par Garbaruk et al. (2003) qui évalue l'impact des parois de la soufflerie sur la solution stationnaire autour du profil transsonique RAE 2822. Il semblerait alors que,

bien que les niveaux d'instationnarité soient différents, ils soient suffisants pour produire le même effet sur les répartitions de pression. Notons toutefois que le niveau de pression au bord de fuite est correctement restitué dès lors que le modèle prévoit un décollement de bord de fuite en moyenne, ce qui n'est pas le cas du modèle [SZL].

Ainsi, même si les modèles prévoient une position moyenne de choc dans un ordre indépendant de l'approche, les comportements très différents dans la zone de recompression font qu'il est difficile de tirer une explication claire du classement des modèles réalisé sur la fréquence.

Pression r.m.s. sur le profil

Les fluctuations de pression sur le profil représentent une information importante pour notre application car elles évaluent la variation de charge, en moyenne sur une période, perçue par la structure. Elles permettent alors d'estimer si les niveaux d'instationnarité sont correctement simulés.

- Avec l'approche "2D inf." (FIG. 4.4 (a)), les niveaux de fluctuations calculés sont cohérents avec le classement réalisé sur les variations de portance (relation (4.1)). Ils encadrent les valeurs expérimentales sur l'intrados et les 30 premiers pour-cent de l'extrados, le modèle [KKL] fournissant le meilleur accord.

Par contre, les résultats sont beaucoup plus dispersés dans la zone d'excursion du choc. Le modèle [SST] conduit à une légère sous-estimation de l'amplitude d'oscillation, mais avec une bonne estimation de la position la plus amont du choc et du maximum de fluctuation, i.e. de la position moyenne du choc. Pour les autres modèles, les fluctuations sont soit sous-estimées (modèle [SZL]), soit surestimées (modèle [KKL]), mais surtout la position du maximum est décalée d'environ 10% à l'aval.

Pour $x/c \geq 0,60$, les niveaux calculés présentent des écarts importants selon la description des décollements de pied de choc et de bord de fuite ; le modèle [KKL] est le plus proche des tendances expérimentales.

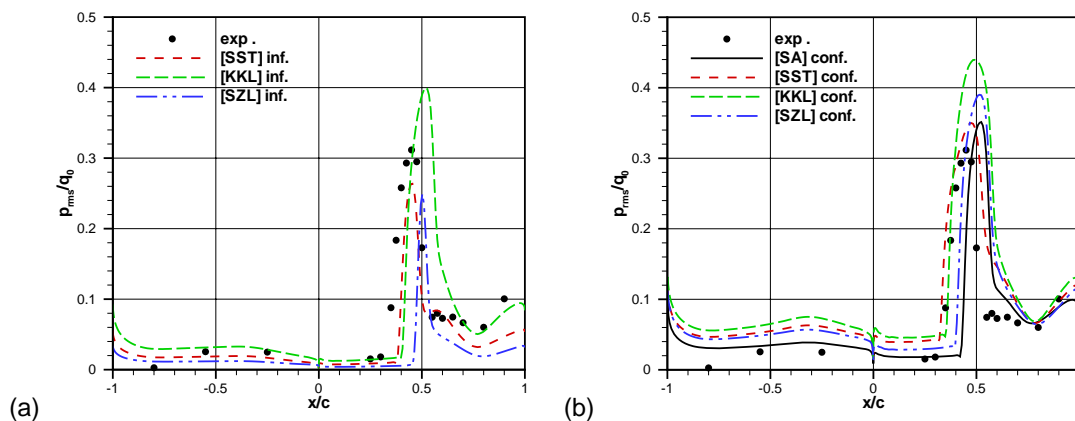


FIG. 4.4: Distributions de pression r.m.s. pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches (a) "2D inf." et (b) "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

- Avec l'approche "2D conf." (FIG. 4.4 (b)), l'ordre établi entre les modèles par la relation (4.1) est conservé. À iso-modèle, les niveaux de fluctuations augmentent par rapport à l'approche "2D inf." : les prévisions des modèles [SST], [KKL] et [SZL] sont dégradées sur l'intrados et à l'amont du choc sur l'extrados alors que le modèle [SA] restitue de bons niveaux dans ces zones.

Comme avec l'approche "2D inf.", le modèle [SST] prévoit la position amont du choc en avance par rapport aux autres modélisations ; Goncalves et al. (2003) montrent le même type de résultat sur le profil supercritique RA16SC1. Par ailleurs, seul le modèle [SST] restitue correctement la position du maximum

de fluctuations. Ce défaut de positionnement des autres modèles ne peut pas être entièrement attribué au niveau d'instationnarité car l'effet de confinement améliore de 3% la prévision du modèle [KKL], mais dégrade de 2% celle du modèle [SZL]. Il est alors principalement lié à la modélisation, comme identifié sur la configuration stationnaire (cf. FIG. 3.1 (a) et (b)).

Enfin, dans la recompression ($0,70 \leq x/c \leq 1$), tous les modèles prévoient la même évolution et le même niveau de fluctuation, en très bon accord avec les données expérimentales. Il semblerait alors que cette zone, bien que périodiquement décollée, soit peu influencée par la modélisation de la turbulence, contrairement aux observations faites avec l'approche "2D inf.". La prise en compte des parois haute et basse permet alors un renforcement de l'instabilité de choc.

Une explication peut être apportée en se référant aux études présentées en SEC. 1.2.2; les modélisations de Lee (1990) et de Robinet et Casalis (2001) mentionnent la présence d'une onde d'instabilité oblique entre le choc et le bord de fuite du profil, source du mouvement du choc. La théorie indique alors qu'il existe une seconde onde oblique, symétrique à la première par rapport à la direction de l'écoulement, dirigée en direction de la paroi haute. La prise en compte du confinement pourrait alors renforcer l'établissement de cette onde, mais aussi celui de la première. Ainsi, l'instabilité de choc serait renforcée et l'impact de la modélisation de la turbulence serait diminué sur la partie arrière du profil. Cette discussion sera reprise et argumentée en SEC. 4.3.

Pressions moyenne et fluctuante sur les parois haute et basse

Nous examinons maintenant les distributions de pression sur les parois haute et basse de la veine pour quantifier leur impact sur l'écoulement global.

En moyenne (FIG. 4.5 (a)), les modèles prévoient des répartitions de pression relativement proches les unes des autres sur la longueur de la veine d'essai, avec une légère dispersion de 1% sur le pic de sur-vitesse de la paroi haute au voisinage du profil ($0 \leq l/c \leq 1$). Les évolutions numériques sont proches des données expérimentales sauf en entrée de veine, à cause du caractère 2D de la simulation (cf. ANNEXE C.2.2).

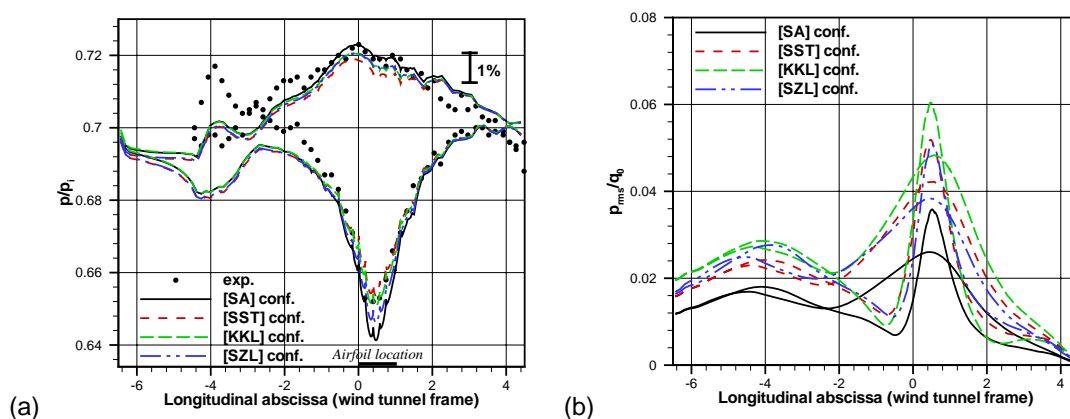


FIG. 4.5: Distributions de pression sur les parois haute et basse de la veine pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] - (a) : pression moyenne - (b) : pression r.m.s. - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Pour ce qui concerne les fluctuations de pression sur les parois haute et basse (FIG. 4.5 (b)), les quatre modèles présentent des évolutions identiques avec des niveaux échelonnés dans le même ordre que la relation (4.1).

Dans la partie amont de la veine ($l/c \leq 2$), les fluctuations sont quasiment constantes ($\sim 0,02q_b$) et du même ordre de grandeur que celles calculées sur l'intrados du profil. Dans la partie centrale de la

veine, proche du profil ($0 \leq l/c \leq 1$), les fluctuations atteignent un maximum équivalent à environ 15% des niveaux causés par l'oscillation de choc. Enfin, les fluctuations diminuent jusqu'au plan de sortie, où la condition de pression constante impose une fluctuation nulle (les impacts de cette condition et de la position du plan de sortie sont discutés en ANNEXE C.2.4).

Ainsi, les fluctuations sur les parois haute et basse de la veine existent et ne sont pas négligeables par rapport à celles rencontrées sur le profil. Elles sont une conséquence de l'adaptation des parois haute et basse, selon une technique stationnaire, qui fixe uniquement les lignes de courant moyennes de l'écoulement. Nous nous interrogeons alors sur la validité de cette adaptation pour un écoulement instationnaire, de type oscillation de choc, où de larges fluctuations du champ moyen sont observées.

En quelques mots ...

L'examen des distributions moyennes de pression a mis en évidence que l'effet de confinement est du même ordre de grandeur que l'effet de modélisation de la turbulence. En effet, les niveaux de fluctuations de pression sur la partie arrière sur profil montrent l'influence des parois haute et basse de la veine alors que ceux sur les parois haute et basse indiquent leur importance.

Les répartitions de fluctuations de pression permettent de déterminer quel modèle est le plus approprié selon l'approche adoptée. Les critères reposent sur la restitution des niveaux à l'intrados, du niveau et de la position du maximum de fluctuations ainsi que du débattement du choc.

Avec l'approche "2D inf.", les meilleures prévisions sont obtenues avec le modèle [SST].

Avec l'approche "2D conf.", la détermination du meilleur modèle est plus difficile. Elle nécessite de réaliser un compromis sur l'information pertinente en terme de variation de charge, entre :

- le modèle [SA] qui estime correctement les niveaux mais, qui les répartit mal avec un maximum décalé de 10% à l'aval et,
- le modèle [SST] qui répartit bien les fluctuations mais, qui les surestime.

Dans la suite, nous nous attacherons à des critères plus fins pour juger de la qualité des prévisions, en particulier avec des évolutions temporelles et spatiales. L'objectif est alors multiple ;

- départager les résultats des modèles [SA] et [SST] avec l'approche "2D conf.",
- comprendre la surestimation des fluctuations par le modèle [KKL] et l'absence de décollement de bord de fuite, en moyenne, par le modèle [SZL] et,
- affiner l'évaluation de l'effet du confinement.

4.2.3 Les distributions moyennées par phase

Nous nous intéressons maintenant aux prévisions des quantités moyennées par phase. La synchronisation des données, tant expérimentales que numériques, est réalisée grâce à un capteur de pression espion positionné en $x/c=0,45$; la phase 1 correspond alors à la position la plus amont du choc et la période d'oscillation du choc est divisée en 20 phases.

Les distributions de coefficient de pression à l'extrados sont représentées sur 10 phases pour suivre le mouvement du choc, avec pour référence les mesures issues des capteurs Kulite (Fig. 4.6). Nous avons ajouté les distributions de coefficient de frottement pour suivre le développement des décollements (de pied de choc et de bord de fuite) et alors mieux comprendre leur implication dans la dynamique du choc. Pour plus de clarté, seule la ligne de frottement nulle est reportée sur le graphe ainsi que deux repères, pour indiquer les positions extrémales du choc expérimental.

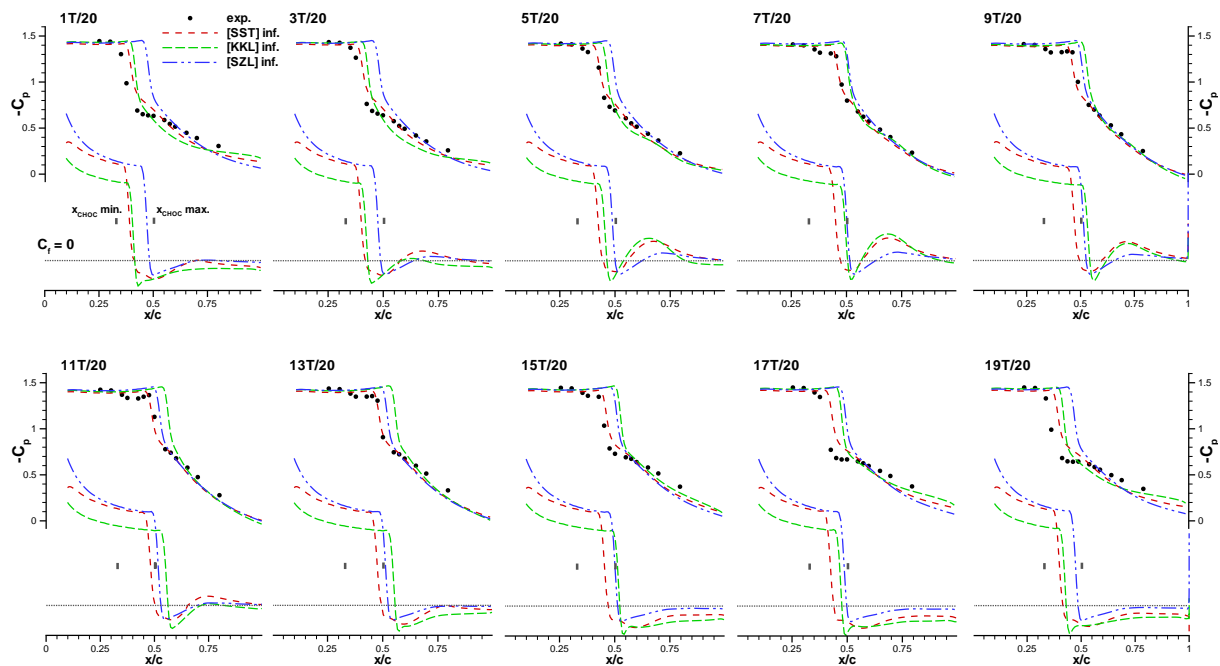


FIG. 4.6: Distributions des coefficients de pression et de frottement par phase pour les modèles [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Description de la dynamique du phénomène

Tout d'abord, nous commentons le phénomène instationnaire à l'aide des répartitions expérimentales de pression, les informations sur les décollements étant tirées des prévisions du modèle [SST] avec l'approche "2D inf." (FIG. 4.6).

À $1T/20$, la position du choc est la plus amont de la période. Par ailleurs, la couche limite est entièrement décollée à l'aval du choc, avec une tendance au recollement vers $x/c \sim 0,70$. En effet, pour $3T/20$, le recollement se développe et le choc commence son déplacement vers l'aval.

Pour $5, 7$ et $9T/20$, la recompression est plus importante jusqu'au bord de fuite et la couche limite ne présente plus que le décollement de pied de choc.

Pour $11T/20$, le choc occupe sa position la plus aval et le recollement devient moins intense. Entre 11 et $13T/20$, le décollement de bord de fuite se crée de telle sorte qu'en $13T/20$ la couche limite est entièrement décollée à l'aval du choc ; le mouvement du choc est alors amorcé vers l'amont.

Pour $15, 17$ et $19T/20$, les niveaux de pression présentent un plateau à l'aval du choc, signe que la recirculation n'est plus confinée au pied de choc, mais s'étend jusqu'au bord de fuite.

Cette description correspond au mécanisme organisé en quatre étapes principales, décrites par Furlano (2001), sur le profil 2D supercritique RA16SC1.

Effet de modélisation

L'évolution temporelle de la position du choc est suivie par tous les modèles, son positionnement étant correctement reproduit par le modèle [SST] uniquement.

La recompression est difficilement restituée, en particulier pour les instants où la couche limite est entièrement décollée entre le pied de choc et le bord de fuite ($13, 15, 17$ et $19T/20$). La description s'améliore et la dispersion des modèles diminue quand la couche limite est partiellement attachée ($7, 9$

et 11T/20).

Globalement, le modèle [KKL] calcule une interaction choc/couche limite plus forte que le modèle [SST], l'intensité de la recirculation au pied de choc étant toujours plus importante. Le même type de recollement est observé pour les deux modèles (5 et 7T/20). Toutefois, contrairement au modèle [SST], le modèle [KKL] simule un décollement de bord de fuite pour toutes les phases du mouvement du choc ; tout se passe comme si la configuration était plus avancée dans le domaine de tremblement, en cohérence avec les amplitudes de portance plus importantes (cf. FIG. 4.1 (a)).

Enfin, le modèle [SZL] conduit à des variations, sur les niveaux de coefficients de pression et de frottement, beaucoup plus faibles. Pour 5, 7, 9 et 11T/20, l'intensité du recollement au bord de fuite est identique à celle calculée par le modèle [SST]. Cependant, pour les phases suivantes, le décollement est moins intense que les autres modèles, ce qui explique, qu'en moyenne, la couche limite résolue par le modèle [SZL] ne présente pas de recirculation au bord de fuite.

Effet de confinement

Pour les trois modèles instationnaires avec l'approche "2D inf.", l'effet du confinement se traduit par une augmentation des amplitudes de variation et, en particulier, sur l'étendue de l'excursion du choc et sur les intensités de décollement et recollement (FIG. 4.7).

Pour les modèles [KKL] et [SST], l'intensité du recollement en 3, 5 et 7T/20 est amplifiée et sur-estimée car les répartitions de pression sont perturbées, contrairement aux relevés expérimentaux. Par ailleurs, le développement des décollements et recollements est beaucoup plus rapide sous l'effet du confinement : c'est ainsi que pour 1T/20, la couche limite n'est déjà plus totalement décollée et que pour 11T/20, un large décollement est déjà simulé.

Le modèle [SZL] est en retard par rapport aux autres modèles pour 11 et 13T/20, où la couche limite est encore partiellement attachée, ceci étant lié à son comportement près du bord de fuite.

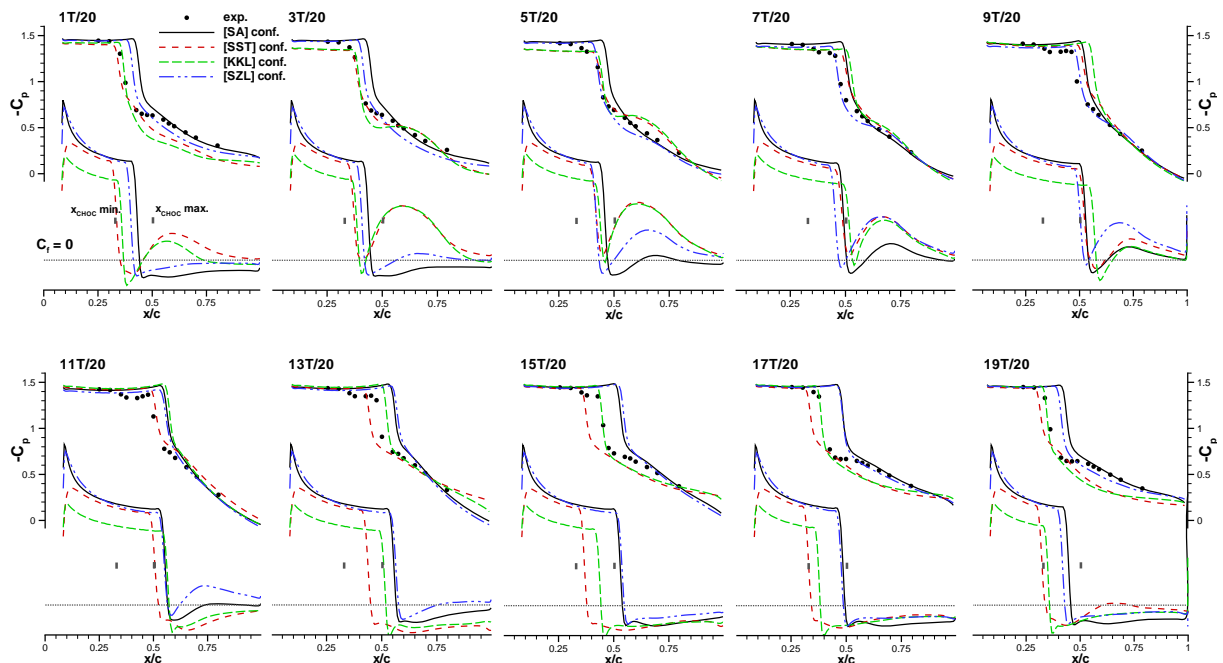


FIG. 4.7: Distributions des coefficients de pression et de frottement par phase pour les modèles [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Le meilleur comportement avec l'approche "2D conf." est obtenu par le modèle [SA] (Fig. 4.7). L'évolution et les niveaux de frottement simulés sont quasiment identiques à ceux prévus par le modèle [SST] avec l'approche "2D inf.", excepté pour 3T/20 où le modèle [SA] est légèrement en retard pour développer le recollement de la couche limite. Par contre, le modèle [SA] avec l'approche "2D conf." fournit une meilleure description des niveaux de pression sur la partie arrière du profil, en accord avec les données expérimentales. Toutefois, le plateau qui apparaît à 15, 17 et 19T/20 à l'aval du choc n'est pas reproduit, probablement à cause du décalage de la position du choc.

En quelques mots ...

La dynamique du choc décrite en SEC. 2.1.2 à l'aide des visualisations strioscopiques est retrouvée, en cohérence avec le mécanisme de Furlano (2001) ; les positions extrémales du choc sont pilotées par le développement soit d'un décollement (position la plus aval), soit d'un recollement (position la plus amont) entre le pied de choc et le bord de fuite.

Le modèle [SA] présente les meilleures prévisions, tous calculs confondus, sur l'évolution et les niveaux de pression, mis à part le positionnement du choc. Le modèle [SZL] présente un retard, par rapport aux autres modèles, pour développer le décollement en phase 11 et 13T/20. Par ailleurs, le modèle [KKL] a un comportement très proche du modèle [SST], excepté avec l'approche "2D inf." où il prévoit un décollement de bord de fuite quelle que soit la phase considérée, ce qui n'est plus le cas avec l'approche "2D conf."

Enfin, les niveaux de pression sont globalement mal restitués quand la couche limite est entièrement décollée (15, 17 et 19T/20) ; les paramètres tels que l'intensité de la recirculation et l'extension transversale du décollement peuvent apporter des explications. Ainsi, nous allons examiner les profils de vitesse en diverses positions sur l'extrados.

4.2.4 Les profils de vitesse

Le phénomène d'oscillation de choc met en jeu des zones de recirculation dont la résolution est un élément de l'évaluation des modèles de turbulence.

Ainsi, dans un premier temps, nous considérons les profils de vitesse moyenne en cinq positions sur l'extrados du profil. Ensuite, nous nous intéressons aux profils de vitesse moyennée en phase en $x/c=0,60$ et 1, pour suivre l'évolution temporelle des décollements de pied de choc et de bord de fuite.

En moyenne

Les profils de vitesse moyenne sont tracés en cinq stations de l'extrados, pour les approches "2D inf." (Fig. 4.8 haut) et "2D conf." (Fig. 4.8 bas). Ils ne sont pas strictement identifiables à des profils de couche limite car les extractions ne sont pas perpendiculaires à la paroi.

Pour les deux approches, l'épaisseur de couche limite à l'amont de choc ($x/c=0,28$) est bien reproduite par tous les modèles de turbulence.

Par contre, la station $x/c=0,45$ est beaucoup plus sélective car elle est proche de la position expérimentale la plus amont atteinte par le choc. De ce fait, la qualité de la prévision à cette station dépend non seulement de la position moyenne du choc mais aussi de l'amplitude d'oscillation.

D'après les répartitions de pression, le seul modèle à prévoir correctement la position moyenne du choc est le modèle [SST] ; ainsi avec l'approche "2D inf.", l'accord entre les profils calculé et mesuré est

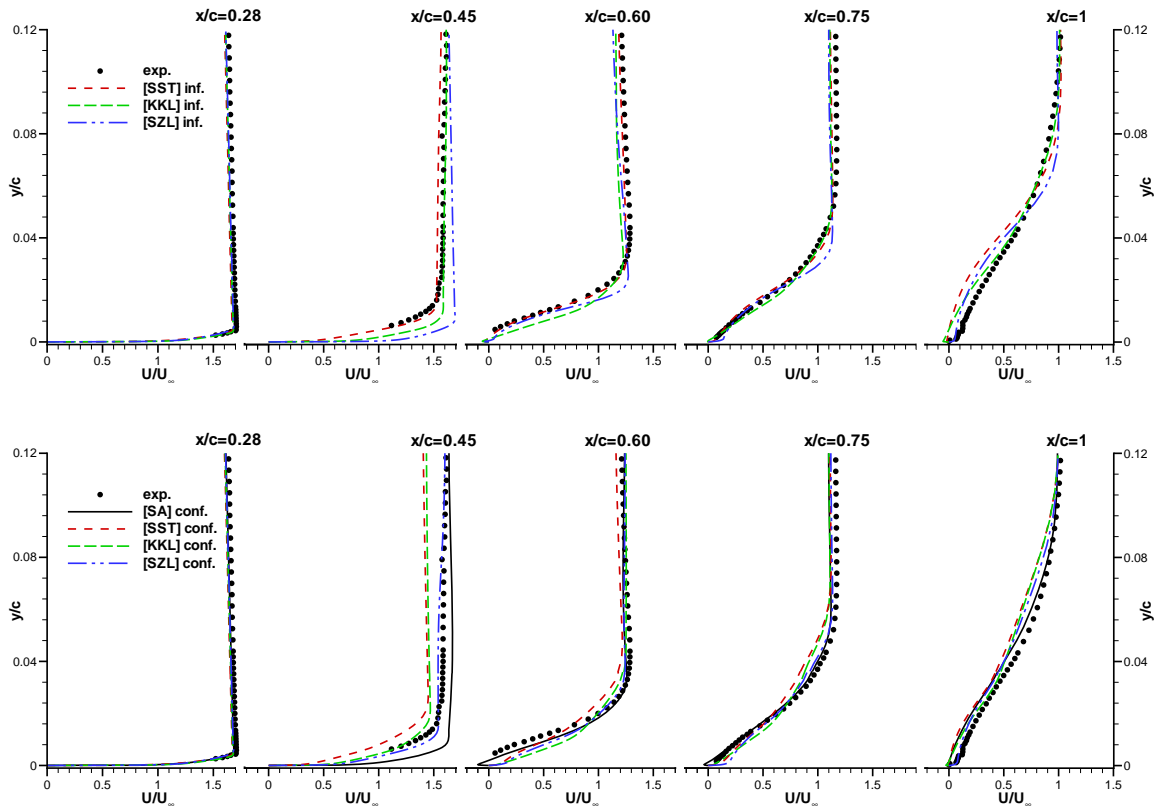


Fig. 4.8: Profils de vitesse moyenne en cinq stations de l'extrados ($x/c=0,28, 0,45, 0,60, 0,75$ et 1) pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches "2D inf." (haut) et "2D conf." (bas) - $M_\infty=0,73, Re_c=3 \cdot 10^6, \alpha=3,5^\circ$.

cohérent avec une bonne prévision de l'amplitude d'oscillation. Par contre avec l'approche "2D conf.", l'étendue de l'excursion du choc augmente ; le choc remonte alors plus à l'amont et le profil de vitesse moyenne a une épaisseur plus importante, ce qui dégrade la prévision.

Pour les modèles [SA], [KKL] et [SZL], la forme du profil de vitesse est perturbée par la mauvaise prévision de la position moyenne de choc ($\sim 10\%$ à l'aval) et les différentes amplitudes d'oscillation conduisent à une forte dispersion des résultats.

Pour les trois stations suivantes, nous examinons les capacités des modèles à prévoir en moyenne le décollement et le taux d'ouverture de la couche cisailée.

Le modèle [SST] avec l'approche "2D inf." restitue parfaitement les profils de vitesse moyenne pour $x/c=0,60$ et $0,75$ alors que le décollement est surestimé au niveau du bord de fuite. Le modèle [KKL] sous-estime l'effet du décollement en $x/c=0,60$; ce défaut se compense en progressant vers l'aval, ce qui semble indiquer qu'il est lié au décalage de la position moyenne du choc. En $x/c=1$, le modèle présente alors la meilleure estimation du taux d'ouverture de la couche cisailée, avec une légère sous-estimation de la vitesse en zone de proche paroi ($y/c \leq 0,04$). Pour les modèles [KKL] et [SST], l'impact du confinement se traduit, en moyenne, par une vitesse plus élevée dans la couche limite et une surestimation du taux d'ouverture, ce qui dégrade les prévisions.

Ensuite, le modèle [SZL] ne décolle pas assez avec l'approche "2D inf." ; les fortes courbures des profils de vitesse moyenne sont caractéristiques du manque d'instationnarité développé par le modèle. Avec l'approche "2D conf.", les prévisions s'améliorent. En particulier, le modèle est le seul à prévoir

une couche limite sans recirculation en $x/c=1$, en accord avec les données expérimentales.

Enfin, le modèle [SA] avec l'approche "2D conf." restitue correctement les profils en $x/c=0,60$ et $0,75$. La station $x/c=1$ est plus sensible, avec une légère sous-estimation de la vitesse, mais une bonne prévision du taux d'ouverture.

En résumé, avec l'approche "2D inf.", le modèle [SST] présente un excellent accord avec les profils de vitesse moyenne, excepté à proximité du bord de fuite, où le modèle [KKL] restitue mieux la courbure du profil de vitesse.

Par contre, avec l'approche "2D conf.", les meilleures prévisions sont obtenues par le modèle [SA], même si, en $x/c=0,45$, le profil est directement affecté par la mauvaise prévision de la position moyenne du choc.

Les positions les plus sensibles ($x/c=0,60$ et 1) étant celles où la couche limite est périodiquement décollée, considérons maintenant les profils de vitesse moyennée en phase pour déterminer si les défauts observés sont liés soit à des décollements, soit à des recollements mal estimés.

En phase en $x/c=0,60$

En $x/c=0,60$, par extrapolation à la paroi, la couche limite expérimentale est décollée pour $1T/20$, qui correspond à l'instant où le choc occupe sa position la plus amont (Fig. 4.9 et 4.10). Pendant les phases suivantes, le choc se déplace vers le bord de fuite : la recirculation diminue jusqu'à disparaître en $5T/20$. Entre 9 et $11T/20$, le décollement se reforme alors que le choc est à sa position la plus aval.

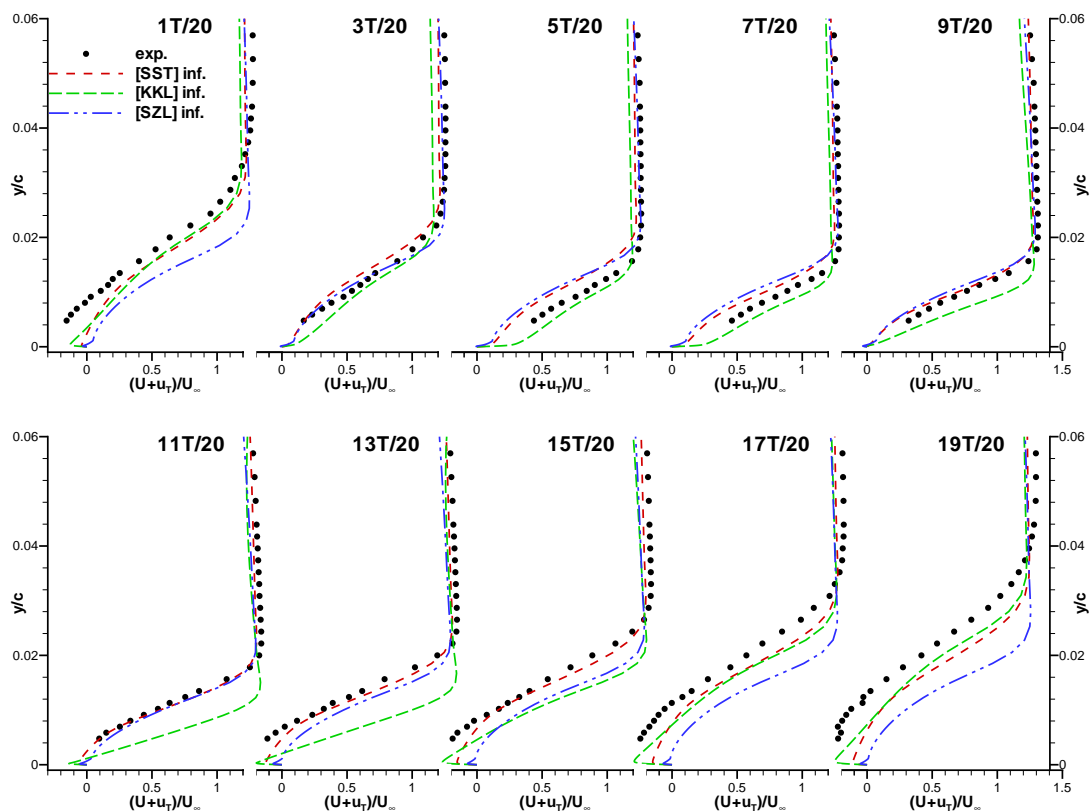


Fig. 4.9: Profils de vitesse par phase en $x/c=0,60$ pour les modèles [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Ensuite, de 13 à 19T/20, le décollement se développe, accompagné d'une diffusion plus importante de la couche cisailée vers l'extérieur. Enfin, l'étendue du décollement diminue (entre 19 et 1T/20), annonçant le début d'un nouveau cycle.

- Avec l'approche "2D inf." (FIG. 4.9), le modèle [SST] suit relativement bien la dynamique de la couche limite expérimentale. Cependant, les profils de vitesse présentent quelques défauts, en lien direct avec la légère sous-estimation du niveau d'instationnarité (cf. FIG. 4.4 (a)) ; les amplitudes de variation sont alors plus faibles que sur les données expérimentales, ce qui se traduit par un décollement (17, 19 et 1T/20) et un recollement (5 et 7T/20) moins intenses.

Pour le modèle [KKL], les principaux écarts avec les profils expérimentaux sont causés par un retard du développement du décollement (11, 13 et 15T/20). Cependant, l'intensité de la recirculation semble bien estimée et le retard est compensé aux phases 19 et 1T/20. Ainsi, les prévisions du modèle [KKL] sont proches de celles du modèle [SST] pour les instants où la couche limite est la plus décollée (17, 19 et 1T/20).

Concernant le modèle [SZL], la cassure sur le gradient de vitesse au niveau du raccord du bi-couche donne un aspect forcé à l'évolution de la couche limite dans le temps, qui semble ne pas "vouloir" décoller. Toutefois, la dynamique est respectée avec une sous-estimation de l'ouverture de la couche cisailée (19T/20), en relation avec un manque d'instationnarité.

- Avec l'approche "2D conf." (FIG. 4.10), les prévisions des modèles [SST] et [KKL] sont amplifiées par effet de confinement, ce qui se traduit principalement par (i) une augmentation de l'intensité

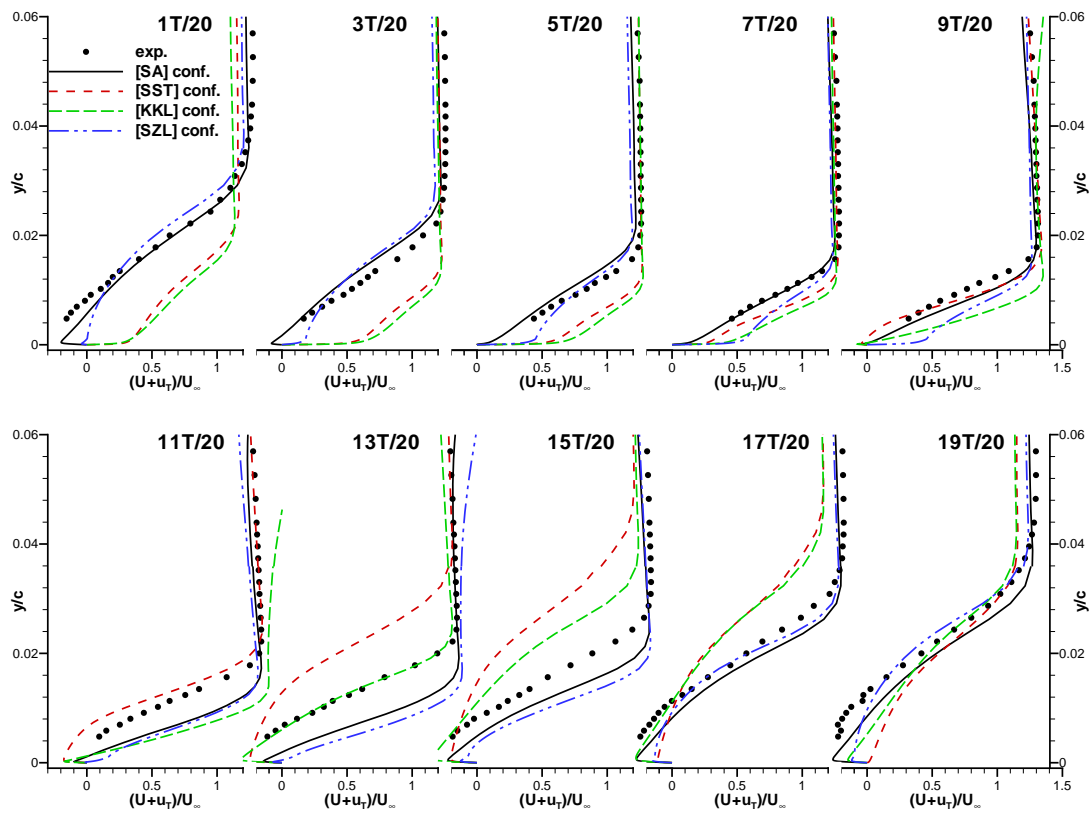


FIG. 4.10: Profils de vitesse par phase en $x/c=0,60$ pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

du recollement (1, 3, 5 et 7T/20), (ii) une augmentation de l'étendue transverse du décollement (15 et 17T/20) et, (iii) une avance sur la dynamique expérimentale (17T/20). De plus, le modèle [KKL] simule toujours un recollement trop intense (7 et 9T/20), qui provoque ensuite un retard dans le développement du décollement (11 et 13T/20).

Le confinement permet d'améliorer les résultats du modèle [SZL] aux instants où le décollement est le plus important (17, 19 et 1T/20). Par ailleurs, les effets de la formulation bi-couche sont toujours perceptibles et conduisent, comme pour l'approche "2D inf.", à minimiser l'intensité de la recirculation. Cependant, le comportement du modèle [SZL] sur la partie externe de la couche limite est proche de celui du modèle [SA], qui restitue la meilleure dynamique de la couche limite avec l'approche "2D conf."

Les résultats du modèle [SA] sont alors proches de ceux obtenus par le modèle [KKL] avec l'approche "2D inf.", avec le même type de retard en 11, 13 et 15T/20, peut-être lié au défaut de positionnement du choc moyen².

En phase en $x/c=1$

En $x/c=1$, les profils de vitesse moyennée en phase précisent l'évolution du décollement du bord de fuite au cours du temps, évolution essentielle dans le phénomène d'oscillation de choc, au même titre que le décollement de pied de choc.

En 1T/20, la couche limite de bord de fuite est décollée (Fig. 4.11 et 4.12). Pour les phases suivantes, le choc se déplace vers l'aval et le décollement disparaît. Pour la position de choc la plus reculée (entre

²Ce lien est difficile à établir clairement, même en décalant les extractions numériques (Thiery et Coustols, 2005).

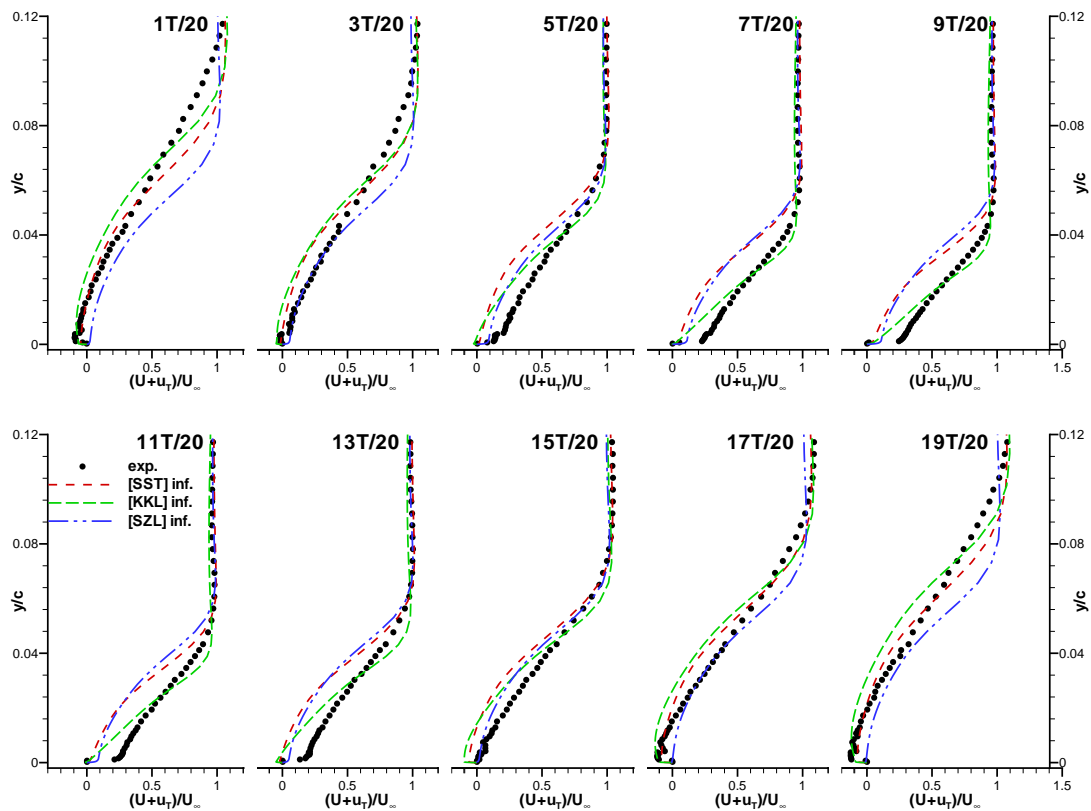


Fig. 4.11: Profils de vitesse par phase en $x/c=1$ pour les modèles [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

9 et 11T/20), la couche limite ne présente plus de recirculation. Ensuite, quand le choc remonte l'écoulement, le décollement de bord de fuite se forme progressivement pour apparaître en 17T/20 et atteindre son intensité maximale en 19T/20.

- Avec l'approche "2D inf.", le modèle [SST] ne fournit plus les meilleures prévisions, contrairement à la station $x/c=0,60$ (Fig. 4.11). Dans la zone de proche paroi ($y/c \leq 0,04$), l'intensité du décollement est bien reproduite (17, 19 et 1T/20) alors que la vitesse de recollement dans la zone de proche paroi est très largement sous-estimée (7, 9, 11 et 13T/20), la vitesse restant toujours proche de zéro.

Les résultats du modèle [KKL] sont similaires à ceux du modèle [SST] pour les instants où la couche limite est décollée ou proche du décollement (15, 17, 19, 1 et 3T/20). Quand la couche limite est attachée (7, 9, 11 et 13T/20), la vitesse est également complètement sous-estimée en zone de très proche paroi ($y/c \leq 0,008$), alors qu'elle est mieux restituée pour $y/c \sim 0,04$.

Enfin, pour le modèle [SZL], il est difficile de se prononcer sur la qualité des prévisions car les niveaux d'instationnarité sont sous-estimés et impactent largement les profils de vitesse en $x/c=1$.

- Avec l'approche "2D conf.", nous retrouvons le même type de dégradation des prévisions des modèles [SST] et [KKL] qu'en $x/c=0,60$ (Fig. 4.12).

Par contre, le modèle [SZL] restitue très bien les profils de vitesse expérimentaux quand la couche limite est entièrement attachée (7, 9, 11 et 13T/20), ce qui correspond aux instants où le modèle semblait, faussement, en retard par rapport aux autres modèles sur les distributions de coefficient de frottement (cf. Fig. 4.7, 11 et 13T/20). Cependant, son comportement se dégrade dans la zone externe de la couche

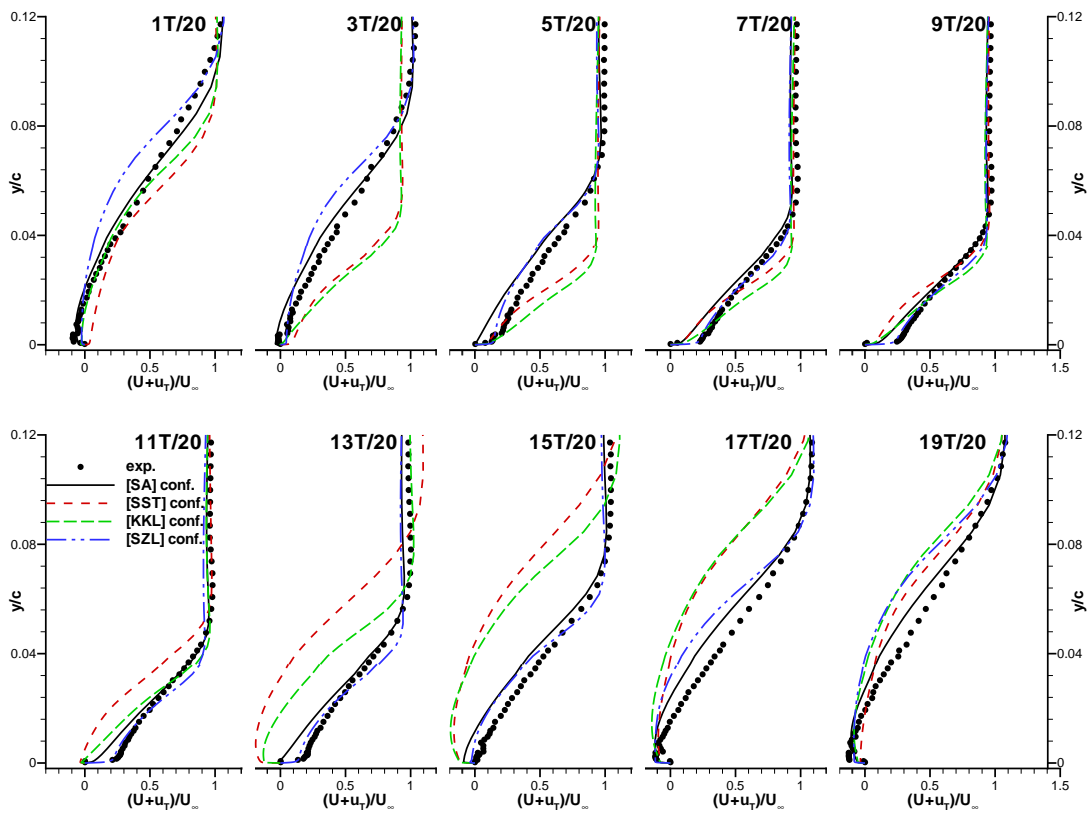


Fig. 4.12: Profils de vitesse par phase en $x/c=1$ pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

limite ($0,04 \leq y/c \leq 0,08$), pour les instants où le décollement se développe puis s'évacue (17, 19 et $1T/20$).

Le modèle [SA] offre alors les meilleures prévisions sur la période, avec une légère sous-estimation de l'intensité de recollement mais une très bonne estimation de la frontière de la couche limite.

En quelques mots ...

Le comportement du modèle [KKL] est relativement proche de celui du modèle [SST], quelle que soit l'approche. Généralement, il restitue la même intensité de décollement, mais le recollement est largement surestimé.

Les prévisions du modèle [SZL], dès lors qu'elles sont suffisamment instationnaires, s'apparentent à celles du modèle [SA]. Cependant, elles sont complètement dégradées par la résolution en proche paroi et, en particulier, la formulation bi-couche : le raccord entre les deux modèles provoque une discontinuité sur les gradients de vitesse, qui influence considérablement les profils de couche limite.

Par ailleurs, les écarts observés entre les modélisations à un instant donné sont de l'ordre de grandeur des amplitudes de variation calculées sur la période. Ainsi, l'effet de modèle est beaucoup plus important sur les évolutions temporelles que sur les quantités moyennes.

Avec l'approche "2D inf.", le modèle [SST] confirme ses bonnes prévisions des fluctuations de pression avec les profils de vitesse. Cependant, un léger défaut de la modélisation est mis en lumière en $x/c=1$ (et à moindre mesure en $x/c=0,60$) ; en effet, le modèle a tendance à sous-estimer l'intensité du recollement.

Avec l'approche "2D conf.", les profils de vitesse permettent de départager les modèles [SA] et [SST] : pour toutes les stations sur l'extrados, les résultats obtenus par le modèle [SA] restituent très bien l'évolution expérimentale, là où le modèle [SST] prévoit des décollements et recollements trop intenses. Toutefois, les prévisions du modèle [SA] ne sont pas parfaites avec (i) un léger retard pour développer le décollement en $x/c=0,60$, probablement causé par un décalage de la position du choc et, (ii) une légère avance en $x/c=1$, liée à une sous-estimation de l'intensité du recollement.

Enfin, l'effet de confinement se traduit incontestablement par une augmentation des niveaux d'instationnarité, quelle que soit la modélisation. À l'aval du choc, cela se concrétise par deux effets :

- une diminution des écarts entre les modèles sur les pressions r.m.s. et,
- une forte disparité des prévisions sur les profils de couche limite.

Cette contradiction apparente nous amène donc à examiner plus en détails les fluctuations présentes dans le champ aérodynamique.

4.3 Analyse des fluctuations

L'analyse des fluctuations est basée sur (i) l'étude des corrélations de vitesse en diverses stations de l'extrados et en particulier sur le poids respectif des contributions périodique et turbulente et, (ii) l'étude du module et de la phase de la perturbation de pression dans le champ tout entier.

Pour étayer notre propos, nous conservons les deux meilleures simulations issues de l'évaluation des modèles de turbulence, i.e. celles obtenues par le modèle [SST] avec l'approche "2D inf." et par le modèle [SA] avec l'approche "2D conf.". Pour compléter la discussion et illustrer à la fois les effets de modèle et de confinement, nous ajoutons les résultats du modèle [SST] avec l'approche "2D conf."

4.3.1 Les corrélations de vitesse

Nous nous intéressons à deux types de corrélations de vitesse construites avec les fluctuations soit périodique, soit turbulente (tensions de Reynolds croisée et normales) pour mieux comprendre les contributions de chacune d'entre elles dans le contenu instationnaire de la solution.

Selon le traitement statistique appliqué, les mesures par LDV donnent accès à (cf. ANNEXE B) :

1. la somme des corrélations périodique et turbulente ($\langle u_T^2 \rangle + \langle u'^2 \rangle$) avec la moyenne de Reynolds,
2. uniquement la corrélation turbulente ($\langle u'^2 \rangle$) avec la moyenne de phase.

Malheureusement, la corrélation basée sur la composante périodique du signal ne peut pas être isolée car les grilles de mesures sont différentes pour les deux types de moyenne. De plus, quelques précautions sont à prendre pour manipuler les données issues de la moyenne de Reynolds car elles sont préliminaires et biaisées à cause du caractère structuré de phénomène de tremblement (cf. ANNEXE B). Nous n'en déduirons alors que des tendances générales.

Profils de tension croisée de Reynolds

Les profils de tension croisée de Reynolds sont extraits en quatre stations sur l'extrados (FIG. 4.13).

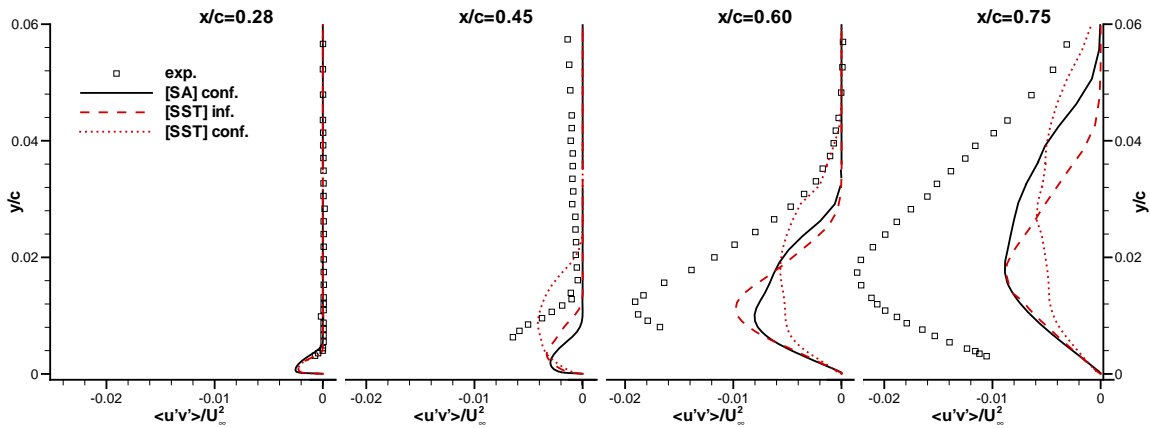


Fig. 4.13: Profils de tension de Reynolds en $x/c=0,28, 0,45, 0,60$ et $0,75$ pour le modèle [SA] avec l'approche "2D conf." pour les modèles [SA] et [SST] avec les approches "2D inf." et "2D conf." - $M_\infty=0,73, Re_c=3 \cdot 10^6, \alpha=3,5^\circ$.

En $x/c=0,28$, la couche limite est peu perturbée par le mouvement du choc et ne présente aucune recirculation. Tous les modèles s'accordent alors sur le profil de $\langle u'v' \rangle$.

Par contre, pour les stations suivantes, une forte dispersion apparaît entre les modèles et les approches. Les niveaux sont largement sous-estimés ($\sim 50\%$) et les allures des profils sont très disparates. Le modèle [SST] avec l'approche "2D inf." prévoit le meilleur positionnement du maximum de tension, alors que le modèle [SA] le sous-estime. La prise en compte des parois étale complètement ce maximum, qui devient alors difficilement identifiable.

La large sous-estimation des niveaux a relativement peu d'impact sur le champ moyen, car dans l'équation de Navier-Stokes pour U seul le gradient en y de $\langle u'v' \rangle$ intervient. Ainsi, la restitution de la forme du profil permet de limiter les erreurs et nous retrouvons alors que les meilleures prévisions sont obtenues, dans un ordre décroissant, par le modèle [SST] avec l'approche "2D inf.", puis par le modèle [SA] avec l'approche "2D conf." et enfin par le modèle [SST] avec l'approche "2D conf."

Cependant, l'analyse des évolutions de $\langle u'v' \rangle$ en y ne permet d'avoir qu'une tendance partielle pour les stations où la couche limite est décollée. Pour être complet, il faudrait y ajouter les évolutions de $\langle u'^2 \rangle$ en x , dont une estimation précise est difficile à obtenir à partir des données expérimentales, les positions longitudinales de sondage étant trop éloignées.

Répartition des contributions périodique et turbulente

Nous considérons maintenant les tensions normales de Reynolds ($\langle u'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle$) et les corrélations périodiques ($\langle u_T^2 \rangle$ et $\langle v_T^2 \rangle$) (Fig. 4.14). Nous examinons leur poids respectif dans l'expérience et dans la simulation, tout en sachant que la modélisation des tensions normales par un modèle de type EVM n'est pas satisfaisante.

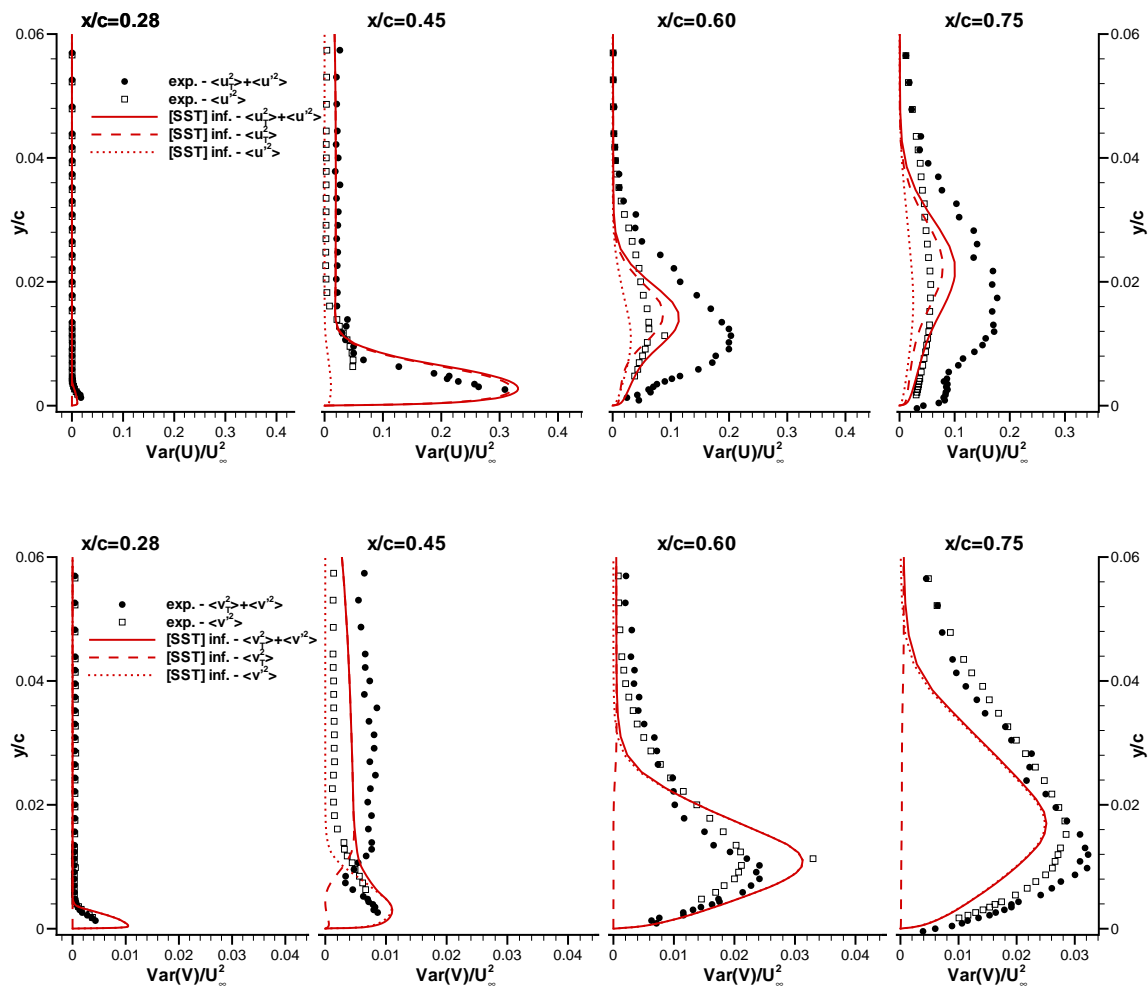


Fig. 4.14: Comparaison des contributions turbulente et périodique aux corrélations moyennes de vitesse longitudinale (haut) et transversale (bas) en $x/c=0,28, 0,45, 0,60$ et $0,75$ pour le modèle [SST] avec l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73, Re_c=3 \cdot 10^6, \alpha=3,5^\circ$.

Tout d'abord, les tensions $\langle u'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle$ sont correctement modélisées en $x/c=0,28$, la couche limite n'étant affectée ni par un décollement, ni par les effets instationnaires liés au mouvement du choc (Fig. 4.14). Pour les autres stations, l'allure du profil de $\langle u'^2 \rangle$ est restituée mais les niveaux sont sous-estimés d'environ 50%, comme pour $\langle u'v' \rangle$. Le modèle [SST] reposant sur une fermeture de type EVM,

la tension $\langle v'^2 \rangle$ est identique à $\langle u'^2 \rangle$. Toutefois, sa modélisation est en meilleur accord avec les données expérimentales. Ainsi, au global, le modèle sous-estime l'énergie cinétique de turbulence, k .

Les corrélations construites avec les fluctuations périodiques $\langle u_T^2 \rangle$ et $\langle v_T^2 \rangle$, tant expérimentales que numériques, sont négligeables en $x/c=0,28$ car cette station est relativement éloignée de la position la plus amont atteinte par le choc (Fig. 4.14).

En $x/c=0,45$, le niveau et le positionnement du maximum de $\langle u_T^2 \rangle$ sont très bien reproduits. Par contre, pour les deux stations suivantes, les niveaux sont sous-estimés, en cohérence avec les prévisions de pression r.m.s. sur le profil (cf. Fig. 4.4 (a)).

Globalement, la fluctuation périodique prédomine toujours sur la fluctuation turbulente. En $x/c=0,45$, les niveaux expérimentaux $\langle u_T^2 \rangle$ sont cinq fois plus grands que ceux de $\langle u'^2 \rangle$, alors que le rapport tombe à 2,5 en $x/c=0,60$ et 0,75. Par contre, cette tendance n'est plus du tout vérifiée sur la vitesse transversale où les niveaux de $\langle v_T^2 \rangle$ sont quasiment nuls, excepté au voisinage du choc ($x/c=0,45$), ce qui est bien reproduit par le calcul.

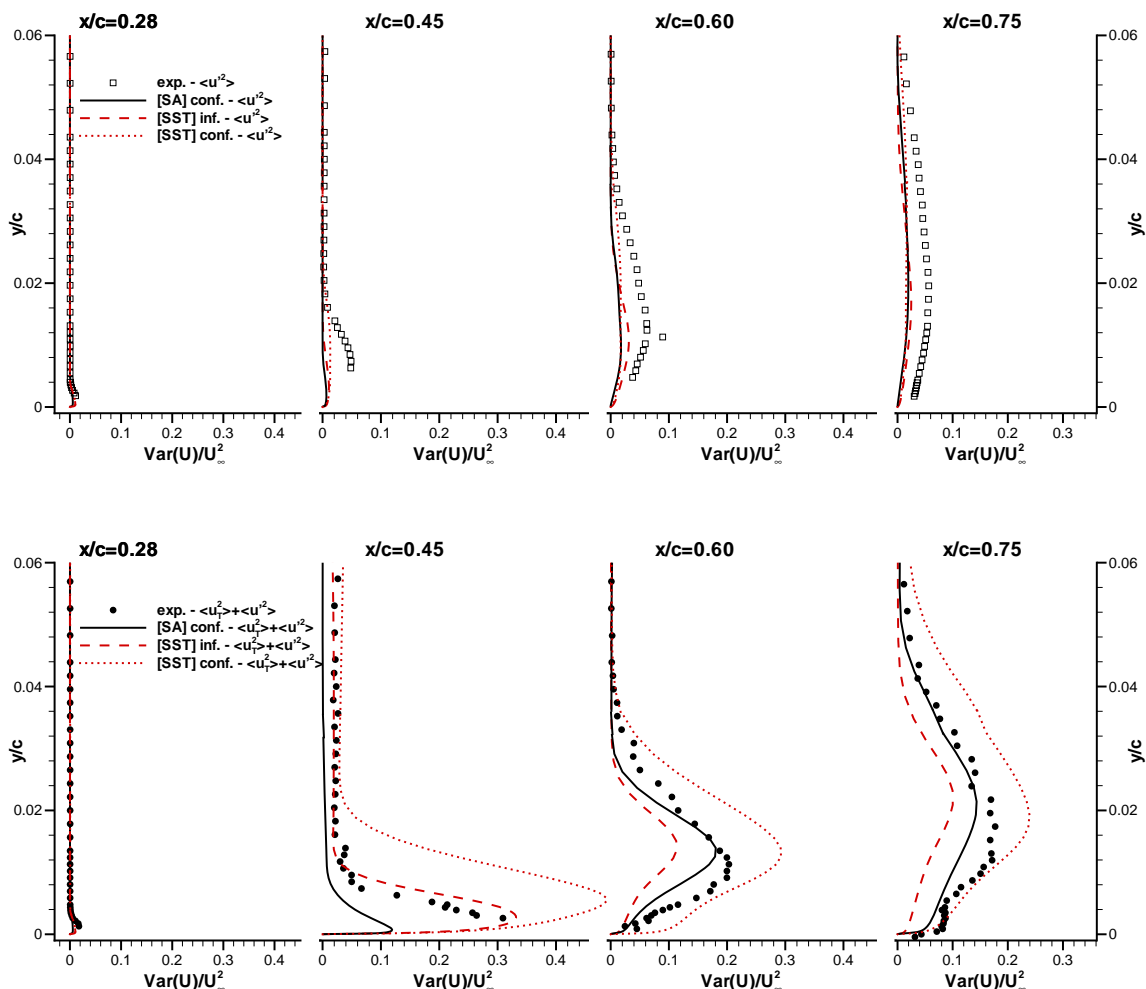


FIG. 4.15: Comparaison des contributions périodique (haut) et turbulente (bas) aux corrélations moyennes de vitesse longitudinale en $x/c=0,28, 0,45, 0,60$ et $0,75$ pour le modèle [SA] avec l'approche "2D conf." et pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf." et "2D conf." - $M_\infty=0,73, Re_c=3 \cdot 10^6, \alpha=3,5^\circ$.

Effets de modèle et de confinement

Nous reprenons ici les résultats sur les corrélations de vitesse longitudinale pour évaluer les effets de modélisation et de confinement (Fig. 4.15). Le modèle [SA] résolvant une seule équation de transport, $\langle u'^2 \rangle$ est calculée en utilisant l'hypothèse de Bradshaw et ne constitue alors qu'une estimation.

Les écarts sur $\langle u'^2 \rangle$ entre les modèles et les approches sont du même ordre de grandeur que ceux observés sur $\langle u'v' \rangle$ (Fig. 4.15, haut). Les niveaux sont sous-estimés d'environ 50% et sont plus ou moins bien répartis dans la direction normale à la paroi.

Par contre, les résultats sur $\langle u'^2 \rangle + \langle u_T'^2 \rangle$ sont beaucoup plus dispersés (Fig. 4.15, bas). En $x/c=0,45$, le modèle [SST] avec l'approche "2D inf." restitue parfaitement les niveaux expérimentaux. Par contre, le modèle [SA] les sous-estime d'environ 60% et en particulier à l'extérieur de la couche limite ($y/c \geq 0,02$), ce qui traduit le fait que le choc n'atteint pas cette position dans le calcul, contrairement à l'expérience.

Pour les deux stations suivantes, l'ordre entre les prévisions du modèle [SST] avec l'approche "2D inf." et celles du modèle [SA] avec l'approche "2D conf." s'inverse, les niveaux de fluctuations étant mieux calculés par le modèle [SA].

L'impact du confinement est largement perceptible avec une augmentation de la contribution périodique d'un facteur 1,5 en $x/c=0,45$ et d'un facteur 2,5 en $x/c=0,60$ et $0,75$.

Ainsi, les effets de modélisation et de confinement sont peu importants sur la turbulence, qui ne contribue qu'à un faible niveau aux corrélations totales de vitesse longitudinale. En revanche, leurs conséquences sur les instationnarités calculées sont considérables.

4.3.2 Les fluctuations de pression

Pour tenter de mieux comprendre le rôle des parois haute et basse sur le niveau d'instationnarité de la solution numérique, nous examinons le module et la phase de la perturbation de pression dans le champ (Fig. 4.16).

Le module de la perturbation de pression présente des niveaux différents selon les zones caractéristiques de l'écoulement :

- *très fort* au voisinage du choc, dans une zone représentant son domaine d'excursion,
- *fort* au voisinage du bord de fuite, ce qui dénote son rôle important dans le mécanisme d'oscillation du choc,
- *moyen à faible* dans une majeure partie du champ et,
- *quasiment nul* dans une zone très localisée à l'aval du profil.

Les trois calculs fournissent quasiment la même topologie de perturbation, les niveaux s'échelonnant toujours dans le même ordre croissant : $[SST]_{inf} \leq [SA]_{conf} \leq [SST]_{conf}$.

Par ailleurs, la présence des parois haute et basse impacte peu sur les niveaux dans le champ "lointain". En revanche, la structure de la perturbation est sensiblement modifiée à l'aval du profil avec un changement d'inclinaison des lignes iso-module et iso-phase. Ceci est probablement causé par un effet de "canalisation" des parois solides, mais est complètement sans lien avec un éventuel couplage avec le plan de sortie, dont l'existence est démentie dans ANNEXE C.2.4.

Au point où le module est nul, la phase est indéterminée et toutes les lignes iso-phase se rejoignent (cercle sur Fig. 4.16). Ce point particulier est alors comparable aux points amphidromiques rencontrés dans l'étude des marées des mers et des océans (mis en évidence en 1836 par le britannique Whewell, (Bouteloup, 1979)). En ces points, le marnage est nul, i.e. l'amplitude de la marée y est nulle. De plus, ils

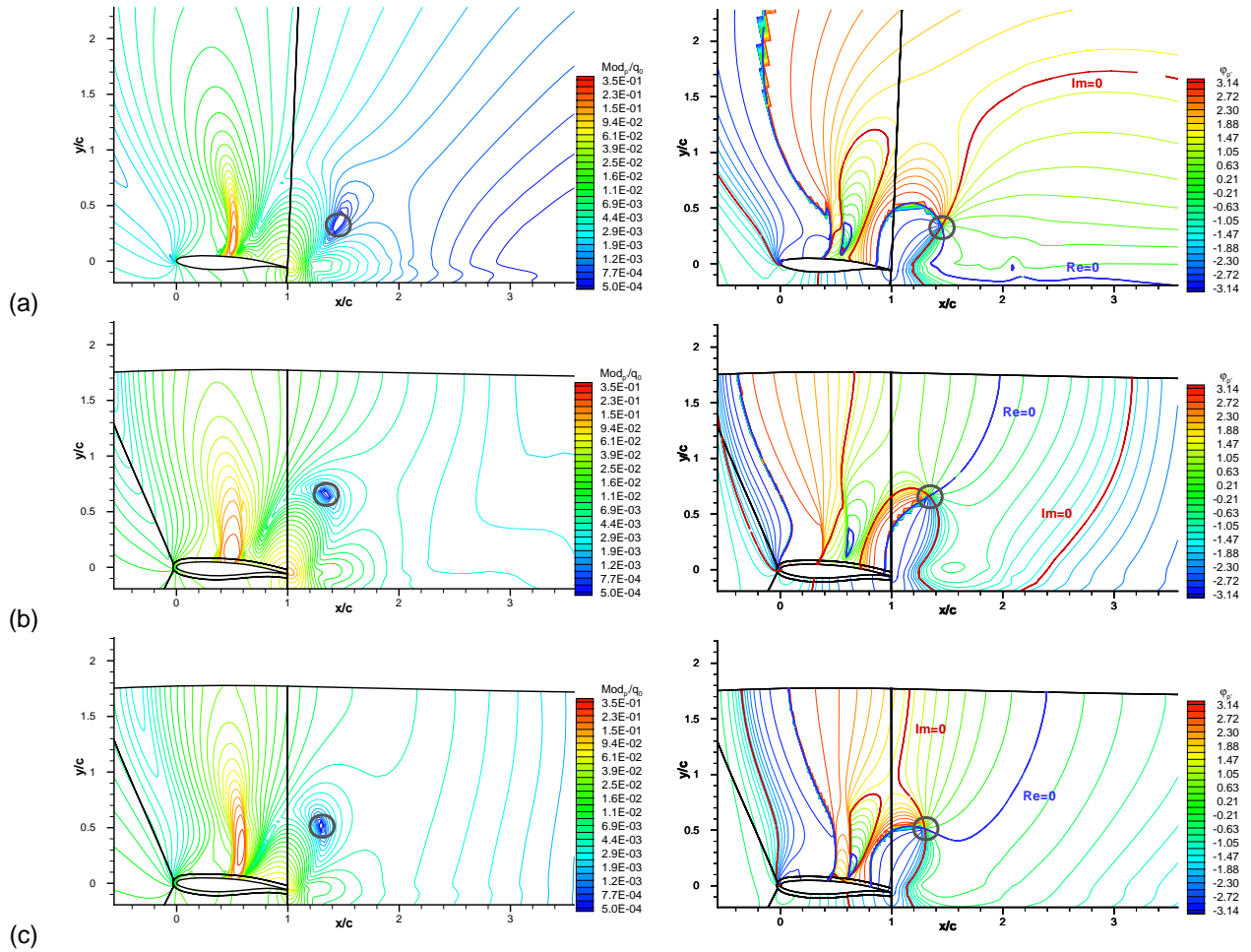


FIG. 4.16: Cartographie du module (gauche) et de la phase (droite) de la perturbation de pression pour les modèles (a) [SST] avec l'approche "2D inf.", (b) [SST] avec l'approche "2D conf." et (c) [SA] avec l'approche "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

représentent le point d'intersection des lignes cotidales, lignes d'iso-phase de la marée. Ainsi, la marée tourne autour de ces points comme notre perturbation autour de son propre point amphidromique.

Pour notre application, le point amphidromique est situé à l'aval du profil. La représentation de la phase (en radians, Fig. 4.16 droite) met en évidence le balayage de $-\pi$ à $+\pi$ autour de ce point. Il existe alors une propagation de l'information entre le bord de fuite et le choc, mais également entre le choc et la paroi haute, via des ondes obliques. L'existence de cette singularité n'est pas liée à la prise en compte du confinement. Cependant, la présence de la paroi haute permet un déplacement du point amphidromique vers le profil (Fig. 4.16 (a) et (b)). Ce rapprochement renforce son influence sur l'instabilité de choc et peut expliquer une augmentation de l'instationnarité globale.

La présence d'un point amphidromique³ est donc une curiosité dans la structure de l'écoulement instationnaire, cohérente avec l'oscillation de choc et les mécanismes qui y sont associés. Toutefois, il apparaît davantage comme une conséquence que comme une explication de sa mise en mouvement.

³Des points similaires ont été observés dans l'étude de la stabilité de l'écoulement de Taylor et ont permis de proposer une classification des modes d'instabilité (Feraille, 2004).

4.4 Conclusions sur les simulations 2D

Les comparaisons entre les différentes simulations et la base de données instationnaires ont mis en évidence que l'effet de confinement est aussi important que l'effet de la modélisation de la turbulence pour la prévision de l'oscillation de choc.

4.4.1 Effet de confinement

La prise en compte des parois haute et basse de la soufflerie provoque une augmentation des niveaux d'instationnarité. Cela se traduit par une augmentation de l'étendue d'excursion du choc et une augmentation des intensités de décollement et de recollement.

Cependant, l'approche "2D conf." permet de fixer l'interaction choc/bord de fuite, comme observé sur les niveaux moyens et fluctuants de pression dans la recompression. Par ailleurs, elle est l'approche la plus exacte pour reproduire les conditions d'essais en 2D. Elle permet alors une comparaison plus pertinente avec la base de données expérimentales et une évaluation objective des performances des modèles.

Toutefois, cela ne signifie pas que les études antérieures, menées en atmosphère illimitée avec une approche de type "2D inf.", soient complètement à ignorer car la prise en compte du confinement ne modifie pas l'ordre relatif entre les modèles mais les niveaux de fluctuations.

4.4.2 Effet de modèle

Quatre modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] ont été évalués en régime instationnaire parmi les huit modèles initialement retenus.

Le modèle [KKL] restitue le mieux la fréquence du phénomène mais il a tendance à surestimer les fluctuations. Toutefois, son comportement est relativement proche de celui du modèle [SST] avec les mêmes prévisions en terme d'intensité de décollement mais un recollement souvent surestimé.

Le modèle [SZL] fournit des résultats nuancés au regard de l'effort de modélisation. L'apport de la fermeture non linéaire est principalement perceptible sur la description du décollement de bord de fuite. Les prévisions du modèle [SZL] se rapprochent par certains aspects de celles du modèle [SA]. Cependant, la formulation bi-couche du modèle est clairement mise en cause car elle génère des cassures sur les profils de vitesse, qui donnent un caractère forcé aux évolutions temporelles. En revanche, les bons résultats obtenus par Brunet (2003a, 2005) avec une approche de type "loi de paroi" indiquent que les potentialités du modèle sont intéressantes si des améliorations pour le traitement de paroi sont apportées.

Les meilleures prévisions sont obtenues par les modèles [SA] et [SST], tant sur les répartitions de pression que sur les profils de vitesse. Ces résultats sont en parfait accord avec les études antérieures, menées par Marvin et Huang (1996); Geissler et Ruiz-Calavera (1999); Barakos et Drikakis (2000) et Wang et al. (2000), qui recommandent ces deux modèles pour simuler des écoulements transsoniques, turbulents et décollés.

Par ailleurs, Bardina et al. (1997) nous mettent en garde sur le comportement de ces modèles dans les recollements. En effet, l'évolution temporelle des profils de vitesse n'est pas strictement reproduite, avec quelques retards ou avances. Ces défauts dénotent les faiblesses de la fermeture algébrique (EVM mais aussi NLEVM ou EARSM) où les fortes variations de taux de déformation sont mal reproduites.

Cependant, ces décalages temporels sont petits au regard de la dynamique globale. Ce type de bonne performance n'est possible que parce que la corrélation $\langle u^2 \rangle$, mal modélisée par la fermeture EVM, n'a qu'une faible contribution vis à vis des fluctuations totales de vitesse longitudinale à l'aval du choc.

De manière générale, les fermetures complexes, souvent difficiles à implanter dans les codes de calcul et peu robustes, n'apporteraient pas d'amélioration notable sur les prévisions instationnaires. Il est simplement nécessaire d'utiliser un modèle qui prévoit correctement les décollements de pied de choc et de bord de fuite pour que le mouvement du choc puisse s'initier. Les résultats du modèle [SA] montrent alors que l'entretien de la solution instationnaire peut être fortement lié à l'approche adoptée.

Chapitre 5

Les simulations 2,5D instationnaires, une approche intermédiaire

La nature 3D des décollements nous amène à nous interroger sur les limitations de la résolution 2D utilisée dans les deux chapitres précédents. L'objectif est alors d'évaluer l'impact de l'envergure de résolution (2,5D) sur la dynamique des décollements mis en jeu dans le phénomène d'oscillation de choc.

D'une part, nous choisissons les deux modèles URANS ayant fournis les meilleurs résultats en 2D, les modèles [SA] et [SST]. D'autre part, nous évaluons les apports de la formulation DES, qui peut permettre d'améliorer la description spectrale de décollement, par rapport aux méthodes statistiques en un point, en résolvant les grosses structures turbulentes, les plus fines restant modélisées. Par ailleurs, pour isoler l'effet de la résolution transversale, nous nous plaçons dans des conditions d'atmosphère illimitée et nous considérons l'approche "2,5D inf."

Enfin, les prévisions sont comparées au même type de données expérimentales 2D que dans le chapitre précédent, les mesures laser ayant fourni uniquement deux composantes de la vitesse en centre de veine. Les aspects 3D sont alors abordés avec l'analyse des structures développées dans le décollement à l'aval du choc.

5.1 Choix des paramètres numériques

Les calculs ont été menés selon deux approches ; URANS avec les modèles [SA] et [SST] et, DES. Nous conservons les conditions aérodynamiques instationnaires du chapitre précédent, i.e. $M_0=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$ et $\alpha=3,5^\circ$.

La formulation DES a été initialement proposée pour traiter des écoulements massivement décollés (Spalart et al., 1997). La résolution des décollements minces mis en jeu dans le phénomène de tremblement est alors délicate. Nos choix numériques sont guidés par les précautions d'utilisation de la DES (détails dans ANNEXE A.4.2) et par les résultats de deux études antérieures menées par ;

- Caruelle (2000) sur le profil extrait de la voilure DYVAS avec le code de calcul NS NSMB, dont la simulation est riche d'enseignements car elle ne fonctionne pas strictement comme une DES. En effet, la résolution spatiale est insuffisante (32 plans sur une corde d'envergure) et l'instabilité est pilotée principalement par le phénomène de "Grid Induced Separation" (Menter et al., 2003).
- Deck (2003, 2004, 2005) sur le profil OAT15A avec le code de calcul NS FLU3M, qui nous servira de référence tant dans la construction du maillage que dans l'analyse des résultats.

Le maillage 3D de l'approche "2,5D inf." a été construit à partir du maillage de l'approche "2D inf."; la répartition dans l'envergure est fixée par les caractéristiques de la zone décollée qui s'étend transversalement sur 5% de corde. Pour obtenir des mailles cubiques dans la zone LES, Δz est pris égal à 0,7% de corde. Ainsi, le maillage 3D comporte 2,5 millions de points répartis en 33 plans sur 23% de corde selon l'envergure. L'envergure de résolution L_x et son raffinement sont similaires à ceux utilisés par Deck (2003, 2004, 2005) et quatre fois plus fins que ceux de Caruelle (2000).

Par ailleurs, la "zone grise" de la formulation DES est repositionnée par l'utilisateur, en $y/c=0,2$ sur l'intrados et $y/c=0,012$ sur l'extrados. Ainsi, les couches limites attachées sur l'intrados et les vingt premiers pour-cent de l'extrados sont résolues avec l'approche URANS.

Enfin, aucune adaptation du schéma d'intégration spatiale à la zone de résolution URANS/LES n'est disponible dans le logiciel **elsA**; nous avons alors conservé les choix standard de l'approche URANS, basés sur un schéma centré pour le champ moyen et décentré pour le champ turbulent. De plus, des problèmes de robustesse ont été rencontrés et seule une intégration en temps au premier ordre de type Backward Euler a pu être utilisée, associée à un pas de temps de 10^{-7} s. Ces paramètres ont été validés pour une résolution URANS (cf. ANNEXE C.2.3) et nous supposons qu'ils suffisent pour assurer une consistance en temps de la résolution DES.

Ces choix peuvent apparaître limitants mais ils sont les seuls à produire une solution physique de l'écoulement, qui constitue la première simulation DES du phénomène de tremblement avec le logiciel **elsA**. Ces travaux font suite à ceux de Schaeffer et al. (2003) en 2D et sont actuellement poursuivis par Brunet et Deck pour intégrer les fonctionnalités présentes dans le code de calcul NS FLU3M.

5.2 Résultats moyennés dans l'envergure

Tous les résultats présentés dans cette section sont moyennés sur les 33 plans de l'envergure, pour pouvoir directement les comparer aux données expérimentales, constituées des répartitions de pression moyenne et fluctuante et des profils de vitesse longitudinale.

5.2.1 Les paramètres globaux

L'évolution temporelle du coefficient de portance permet de qualifier si la solution est instationnaire (Fig. 5.1 (a)). Le coefficient de portance est rapporté à l'envergure de résolution, pour faciliter les comparaisons avec les résultats des approches 2D (Fig. 5.1 (b)).

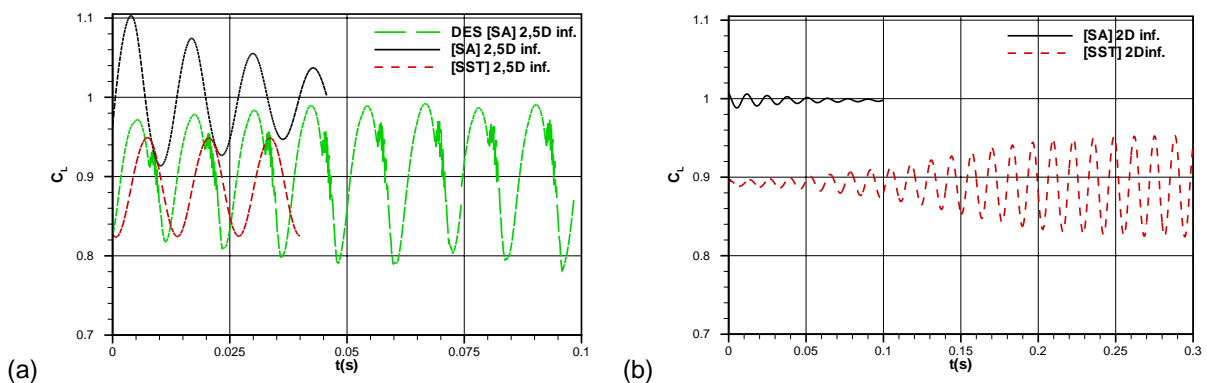


Fig. 5.1: Évolution du coefficient de portance en fonction du temps pour les modèles : (a) [SA], [SST] et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." et, (b) [SA] et [SST] avec l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Les simulations URANS avec l'approche "2,5D inf." (Fig. 5.1 (a)) conduisent aux mêmes prévisions qu'avec l'approche "2D inf." (Fig. 5.1 (b)). Le modèle [SA] prévoit une oscillation de choc à 77Hz qui s'amortit au cours du temps ; le calcul n'est pas poursuivi jusqu'à l'établissement de la solution stationnaire, son intérêt étant très limité par rapport au coût CPU. De même, le modèle [SST] simule des amplitudes de variation ($\Delta C_L \sim 0,125$) et une fréquence (76Hz) identiques à celles obtenues avec l'approche "2D inf.". Dans la suite, seuls des résultats 2D seront présentés pour la modélisation URANS.

Le modèle DES [SA] développe une solution instationnaire, dont l'amplitude est stabilisée après quatre périodes. La fréquence fondamentale est de 81Hz et des fluctuations chaotiques sont observées quand la portance diminue. Elles sont liées aux perturbations de pression engendrées par l'impact de structures turbulentes sur la partie arrière de l'extrados, dont la dynamique sera détaillée en SEC. 5.3.

Ainsi, la simulation avec le modèle DES [SA] est instationnaire alors que celle avec le modèle [SA] est stationnaire. Ce type de comportement a également été observé par Caruelle (2000) et Deck (2003, 2004) ; il s'explique par la formulation DES, qui résout une partie des structures turbulentes et conduit à une viscosité turbulente plus faible, favorisant le développement d'instationnarités.

Dans la suite, pour conserver une comparaison entre les modèles [SA] et DES [SA], nous ajoutons les résultats obtenus par le modèle [SA] avec l'approche "2D conf."

5.2.2 Les signaux de pression

La qualité des prévisions est déterminée avec les distributions de pression moyenne et fluctuante et avec les spectres de fluctuations de pression.

Les distributions de pression moyenne et fluctuante

Nous examinons les répartitions de pression sur le profil pour évaluer si les principales caractéristiques de l'écoulement sont reproduites (Fig. 5.2 (a) et (b)). Les résultats obtenus par Deck (2003, 2004, 2005), nommés ici "DES [SA] FLU3M", sont ajoutés aux comparaisons pour servir de référence.

Pour ce qui concerne les distributions de coefficient de pression moyen (Fig. 5.2 (a)), le modèle DES [SA] reproduit les niveaux expérimentaux à l'intrados et sous-estime légèrement le nombre de Mach à l'amont du choc, comme le modèle [SST].

L'étalement de la compression liée au choc est perturbée aux alentours de $x/c \sim 0,50$, probablement à cause d'une mauvaise estimation du décollement de pied de choc en moyenne.

La recompression est assez mal restituée ; la pression est d'abord surestimée dans les mêmes proportions que les prévisions du modèle [SST] ($0,60 \leq x/c \leq 0,75$) puis, complètement sous-estimée au voisinage du bord de fuite (+ 100%). Cela conduit globalement à une recompression plus faible que pour l'expérience ou les simulations URANS : le décollement moyen entre le pied de choc et le bord de fuite est alors trop important.

La même tendance est observée avec le calcul "DES [SA] FLU3M". Toutefois, l'effet est beaucoup plus prononcé ; il s'accompagne d'un positionnement du choc moyen 8% plus en amont et d'une modification du niveau de pression sur la partie arrière du profil et, en particulier l'intrados.

Nous considérons maintenant les distributions de pression r.m.s., caractéristiques des fluctuations de charge moyennes perçues par le profil (Fig. 5.2 (b)).

Le modèle DES [SA] prévoit correctement les fluctuations à l'intrados, entièrement résolu avec l'approche URANS. Comme pour les autres modèles, les instationnarités augmentent au voisinage du bord de fuite, suite à la "contamination" par le sillage des fluctuations de l'extrados.

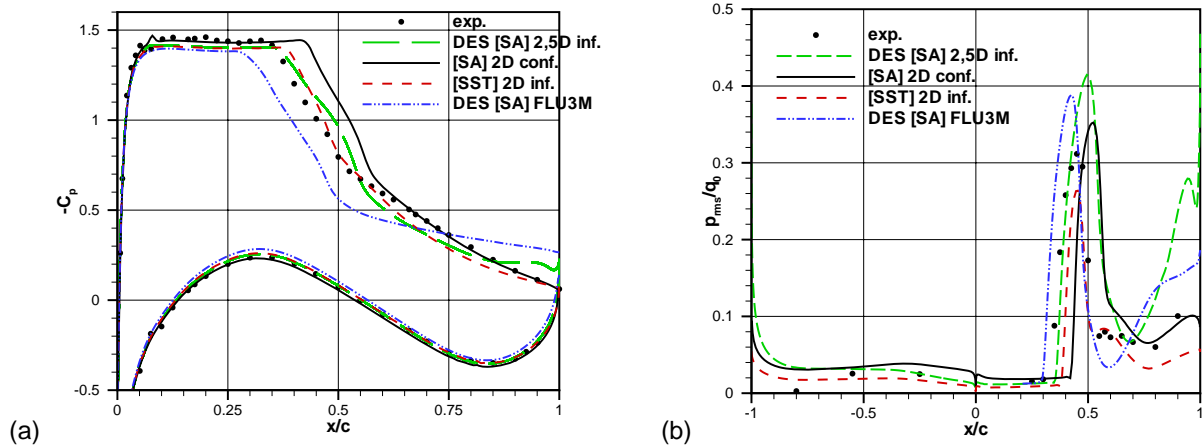


FIG. 5.2: Distributions de pression sur le profil pour les modèles [SA] avec l'approche "2D conf.", [SST] avec l'approche "2D inf" et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - (a) : coefficient de pression moyen - (b) : pression r.m.s. - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

À l'extrados, les niveaux de fluctuation sur les trente premiers pour-cent de corde et la position la plus amont du choc sont parfaitement simulés par le modèle DES [SA]. Toutefois, l'étendue d'excursion du choc est de l'ordre de 25% de corde, soit 10% de plus que dans l'expérience.

La position la plus aval du choc est identique à celle prévue par le modèle [SA] : les deux modèles se comportent alors de la même façon pour développer le décollement entre le pied de choc et le bord de fuite, caractéristique de la position arrière du choc. Par contre, la position la plus amont est plus reculée pour le modèle DES [SA] car le recollement de la couche limite est retardé : la couche cisailée est alors probablement plus déstabilisée par la résolution DES avec des niveaux de viscosité turbulente plus faibles.

Enfin, sur les trente derniers pour-cent de l'extrados, la formulation DES surestime largement les fluctuations de pression avec un écart qui atteint 200% par rapport aux données expérimentales. Cette augmentation est également reproduite par le calcul FLU3M mais dans une moins grande proportion. Elle peut être attribuée en partie à la surestimation de l'étendue d'excursion du choc et surtout aux structures turbulentes qui impactent cette partie du profil.

Globalement, les deux calculs DES se comportent de la même manière. Cependant, il existe des écarts entre les prévisions qui peuvent s'expliquer par :

- l'implantation du modèle DES : par modification de l'échelle de longueur du modèle, les fonctions d'amortissement, initialement prévues pour traiter les zones de paroi, peuvent s'activer dans la zone LES. Dans ce cas, la formulation retenue dans le code de calcul NS FLU3M les désactive alors que nous les laissons libres comme dans la formulation de Spalart et al. (1997). Notre traitement conduit alors à des niveaux de viscosité turbulente plus faibles dans les décollements (Guénot et Aupoix, 2003), ce qui peut expliquer les écarts observés sur les derniers pour-cent de l'extrados.

- les schémas numériques, qui peuvent générer des niveaux de dissipation différents. Toutefois, des résultats récents obtenus dans le cadre du programme ANANAS tendent à prouver que ce paramètre influe moins que l'implantation du modèle DES.

- les maillages : il est difficile de comparer des résultats obtenus sur deux maillages distincts car aucune convergence en maillage ne peut être obtenue en DES. En effet, elle n'a pas de sens puisque le changement de raffinement modifie le rapport entre la turbulence résolue et celle modélisée.

Les spectres de fluctuations de pression

Nous examinons les densités spectrales de puissance des signaux de fluctuations de pression à la paroi, obtenues avec la méthode de Welch. Elles sont représentées sous la forme de pression acoustique pour mieux mettre en évidence les harmoniques les plus énergétiques (Fig. 5.3).

En $x/c=0,30$, le spectre expérimental comporte la fréquence fondamentale du battement du choc ($\sim 140dB$) ainsi que deux harmoniques. Les hautes fréquences ($\geq 500Hz$) sont moins énergétiques avec un niveau moyen entre 70 et $80dB$. Pour les deux stations suivantes ($x/c=0,60$ et $0,80$), le niveau global augmente ; en particulier, les hautes fréquences ont un poids plus important dans la composition du spectre, sous l'effet du décollement turbulent.

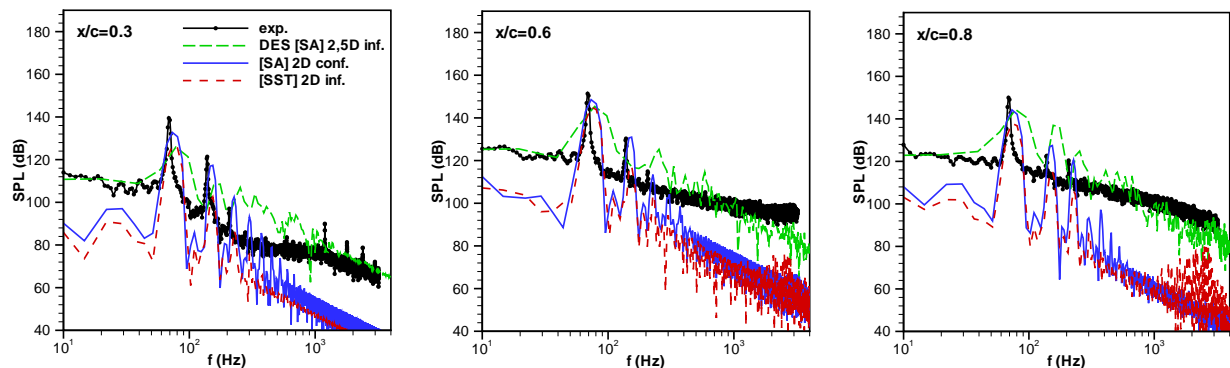


FIG. 5.3: Spectres des fluctuations de pression à la paroi en trois stations ($x/c=0,3$, $0,60$ et $0,80$) pour les modèles [SA] avec l'approche "2D conf.", [SST] avec l'approche "2D inf" et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Le modèle DES [SA] estime correctement le spectre des fluctuations de pression tout au long du profil. Comme pour les calculs URANS, les niveaux énergétiques du fondamental et de ses harmoniques sont bien simulés. L'apport de la DES est alors perceptible sur le niveau des basses fréquences ($\leq 50Hz$) et surtout des hautes fréquences ($\geq 500Hz$), caractéristiques des structures turbulentes partiellement résolues.

L'amélioration observée en $x/c=0,30$ est surprenante car la couche limite est entièrement résolue en URANS et ne présente aucune recirculation : les fluctuations à l'aval influencent probablement ces niveaux. Par contre, en $x/c=0,60$ et $0,80$, elle est en parfait accord avec l'enrichissement expérimental, les modélisations URANS ne peuvent simuler qu'une décroissance de l'énergie des hautes fréquences. Toutefois, le modèle [SST] calcule une "bosse" fréquentielle (1000 à $4000Hz$) dont l'énergie reste inférieure au niveau expérimental. Elle est causée par des oscillations de pression de faible amplitude, quand le choc occupe sa position la plus amont, dont l'origine est mal déterminée.

5.2.3 Les profils de vitesse

Nous considérons maintenant les profils de vitesse moyenne et moyennée en phase pour évaluer l'effet de la formulation DES sur la dynamique des décollements.

En moyenne

Les profils de vitesse sont extraits en cinq stations sur l'extrados (Fig. 5.4).

En $x/c=0,28$, la couche limite est attachée et entièrement résolue avec l'approche URANS. Les prévisions du modèle DES [SA] ne se distinguent alors pas de celles des modèles [SA] et [SST].

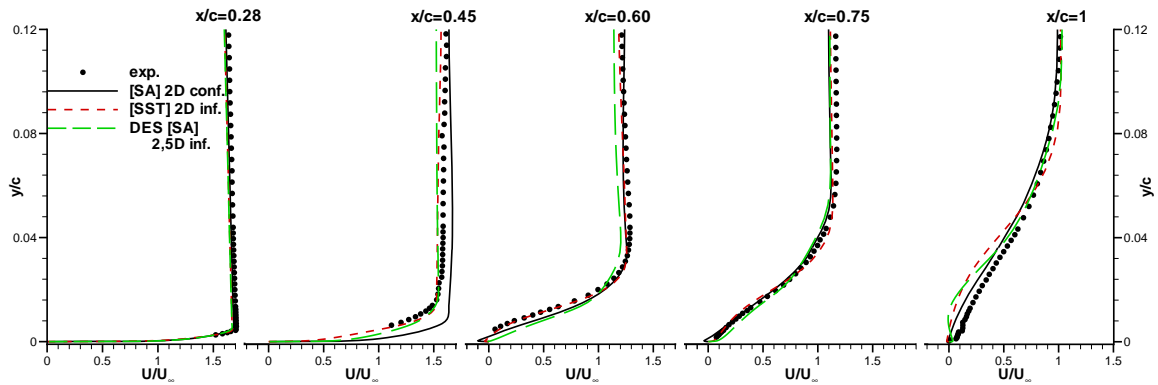


Fig. 5.4: Profils de vitesse moyenne en cinq stations de l'extrados ($x/c=0,28, 0,45, 0,60, 0,75$ et 1) pour les modèles [SA] avec l'approche "2D conf.", [SST] avec l'approche "2D inf." et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73, Re_c=3 \cdot 10^6, \alpha=3,5^\circ$.

En $x/c=0,45$, le modèle DES [SA] sous-estime la vitesse extérieure mais restitue correctement la courbure du profil. Ceci est directement à mettre en lien avec la bonne prévision de la position la plus amont atteinte par le choc, comme pour le modèle [SST] (cf. FIG. 5.2 (b)).

Pour les stations suivantes, la couche limite est périodiquement décollée. La station $x/c=0,75$ ne semble pas suffisamment sélective pour dégager une tendance claire sur les prévisions du modèle DES [SA]. Par contre, le décollement de pied de choc est sous-estimé en moyenne ($x/c=0,60$). Par ailleurs, au voisinage du bord de fuite ($x/c=1$), la formulation DES ne capte pas le recollement de la couche limite.

Les profils de vitesse moyennée en phase pour ces deux stations vont alors permettre de détailler le comportement du modèle DES [SA].

En phase en $x/c=0,60$

Le post traitement en moyenne de phase des champs est plus délicat pour la DES que pour l'URANS, qui repose déjà sur un principe de traitement conditionnel vis à vis du pas de temps. Avec l'approche DES, la vitesse moyenne par phase est calculée à partir de six champs instantanés, moyennés en envergure. Ce nombre n'est pas restrictif pour les instants dans la période où l'évolution de la portance est lisse mais, il le devient quand elle subit de fortes fluctuations, i.e. aux phases $13T$ et $15T/20$.

En $x/c=0,60$ (FIG. 5.5), la couche limite est décollée quand le choc occupe sa position la plus amont ($1T/20$). Ensuite, le choc se déplace vers le bord de fuite et le décollement disparaît progressivement. Il se reforme quand le choc est à sa position la plus aval (entre $9T$ et $11T/20$) pour atteindre une intensité et une diffusion maximales en $19T/20$.

Les prévisions du modèle DES [SA] sont proches de celles du modèle [SA] quand le choc occupe ses positions les plus reculées sur le profil ($7T, 9T, 11T$ et $13T/20$). Ceci semble cohérent avec les distributions de pression r.m.s. où les deux modèles conduisent à la même position la plus aval du choc. Ainsi, le modèle DES [SA] présente également un retard pour développer le décollement ($11T$ et $13T/20$).

Cependant, ce retard est très vite compensé par la forte amplitude d'oscillation ; l'ouverture de la couche cisailée est alors anticipée (d'où la surestimation en $17T/20$) ainsi que le recollement ($1T/20$).

Ces deux défauts s'apparentent à ceux observés sur les résultats des modèles [KKL] ou [SST] avec l'approche "2D conf." (cf. SEC. 4.2.4, FIG. 4.10) où la surestimation de l'étendue d'excursion du choc et globalement des niveaux de fluctuation fausse la dynamique du profil de vitesse pour le décollement ($17T/20$) et le recollement ($1T/20$).

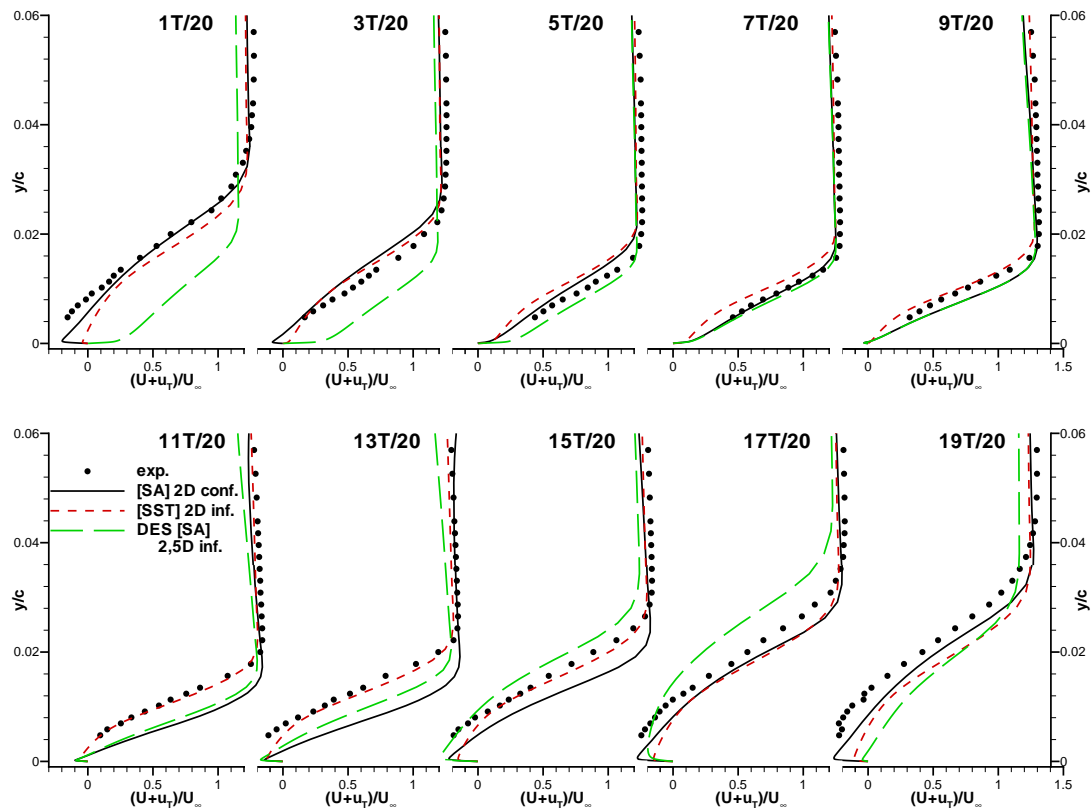


FIG. 5.5: Profils de vitesse par phase en $x/c=0,60$ pour les modèles [SA] avec l'approche "2D conf.", [SST] avec l'approche "2D inf." et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

En phase en $x/c=1$

Expérimentalement, le décollement de bord de fuite est le plus intense quand le choc occupe sa position la plus amont (1T/20). Par contre, pour l'autre position extrême du choc (entre 9T et 11T/20), la couche limite est entièrement attachée.

Le modèle DES [SA] offre le même type de prévision que le modèle [SA] uniquement en 7T/20. Ensuite, le profil de vitesse simulé par la DES se déforme pour développer un décollement en avance de phase (11T, 13T et 15T/20) ; l'intensité de la recirculation est alors largement surestimée.

Pour les positions les plus amont du choc (17T, 19T et 1T/20), les prévisions sont encore plus déformées et présentent de fortes oscillations dans la direction normale à la paroi.

Ensuite, quand le choc reprend son mouvement vers le bord de fuite (3T et 5T/20), les perturbations sont lissées progressivement pour obtenir une prévision satisfaisante du profil de vitesse en 7T/20.

En $x/c=1$, la "zone grise" est placée en $y/c=0,012$ et ne semble donc pas être à l'origine directe de ces perturbations. La courbure du profil s'apparente à une interaction couche limite décollée/sillage, avec la formation de deux déficits de vitesse (19T/20). Il semblerait alors que des transferts de quantité de mouvement tentent de s'établir à ces instants, entre l'écoulement extérieur et la zone de proche paroi. Les structures turbulentes résolues dans la zone LES viendraient impacter la paroi et ainsi alimenter le décollement en instabilités.

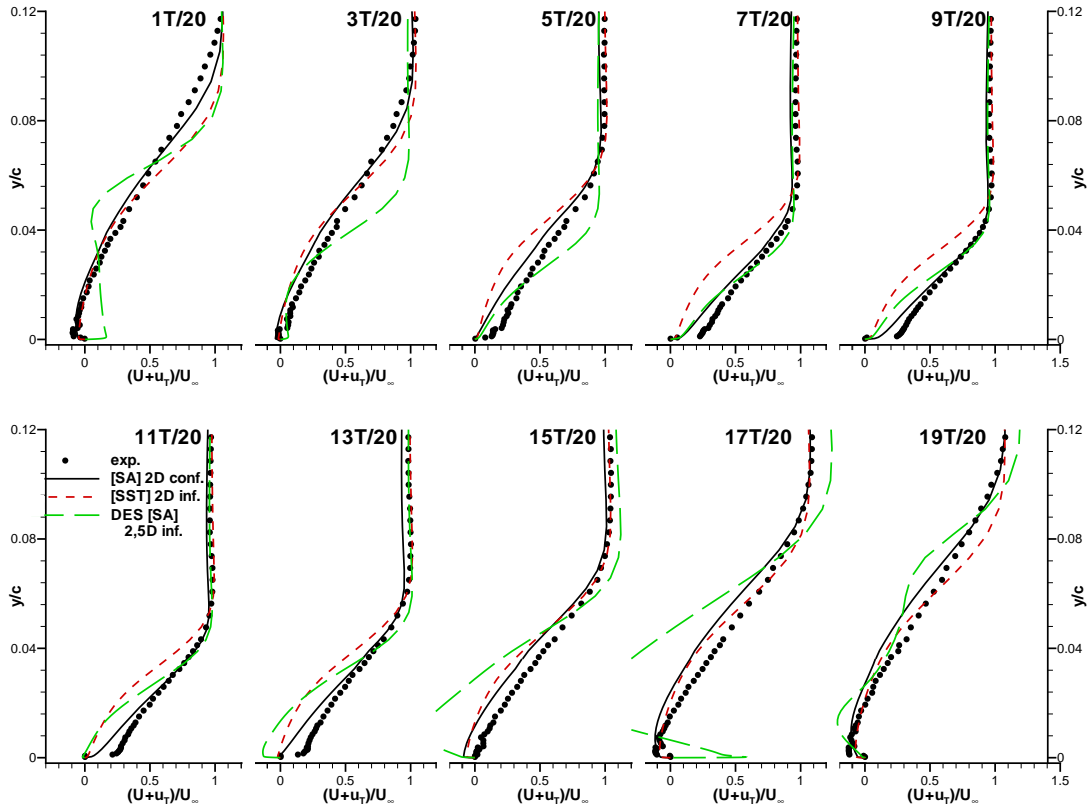


FIG. 5.6: Profils de vitesse par phase en $x/c=1$ pour les modèles [SA] avec l'approche "2D conf.", [SST] avec l'approche "2D inf." et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

En quelques mots ...

Les profils de vitesse moyenne obtenus avec la formulation DES indiquent la bonne résolution de la couche limite à l'amont du choc mais cachent les fortes disparités observées dans les décollements en moyenne de phase.

En $x/c=0,60$, les prévisions du modèle DES [SA] sont cohérentes avec la surestimation des fluctuations de pression ; la dynamique des profils de vitesse est perturbée et les amplitudes d'oscillation surestimées. Les résultats de l'approche DES ne se distinguent alors pas de ceux de l'approche URANS, seul le niveau d'instationnarité étant impacté.

Par contre, au voisinage du bord de fuite, non seulement la dynamique n'est pas respectée mais l'apparence des profils de vitesse semble peu physique. Le principe de la formulation semble à l'origine de ce comportement et l'analyse des structures 3D résolues par la DES devrait permettre de mieux comprendre cette dégradation.

5.3 Analyse des structures de l'écoulement

Pour examiner les structures qui se forment dans le décollement, nous traçons des surfaces d'isovaleur positive de Q (Fig. 5.7 et 5.8), défini comme le second invariant du tenseur de vitesse par Hunt et al. (1988) :

$$Q = \frac{1}{2} \left(\|\underline{\underline{\Omega}}\|^2 - \|\underline{\underline{S}}\|^2 \right) \quad (5.1)$$

avec $\|\underline{\underline{\Omega}}^2\| = tr(\underline{\underline{\Omega}} : {}^t\underline{\underline{\Omega}})$ et $\|\underline{\underline{S}}^2\| = tr(\underline{\underline{S}} : {}^t\underline{\underline{S}})$ où Ω et S sont respectivement les tenseurs de taux de rotation et de déformation.

Le critère $Q > 0$ isole les régions où le taux de rotation est supérieur au taux de cisaillement et constitue une des nombreuses façons de visualiser des structures cohérentes (Jeong et Hussain, 1995).

5.3.1 Avec l'approche DES

Description de la dynamique

La dynamique des structures de l'écoulement est balayée à l'aide de huit champs instantanés de surfaces d'iso-valeur de critère Q (Fig. 5.7).

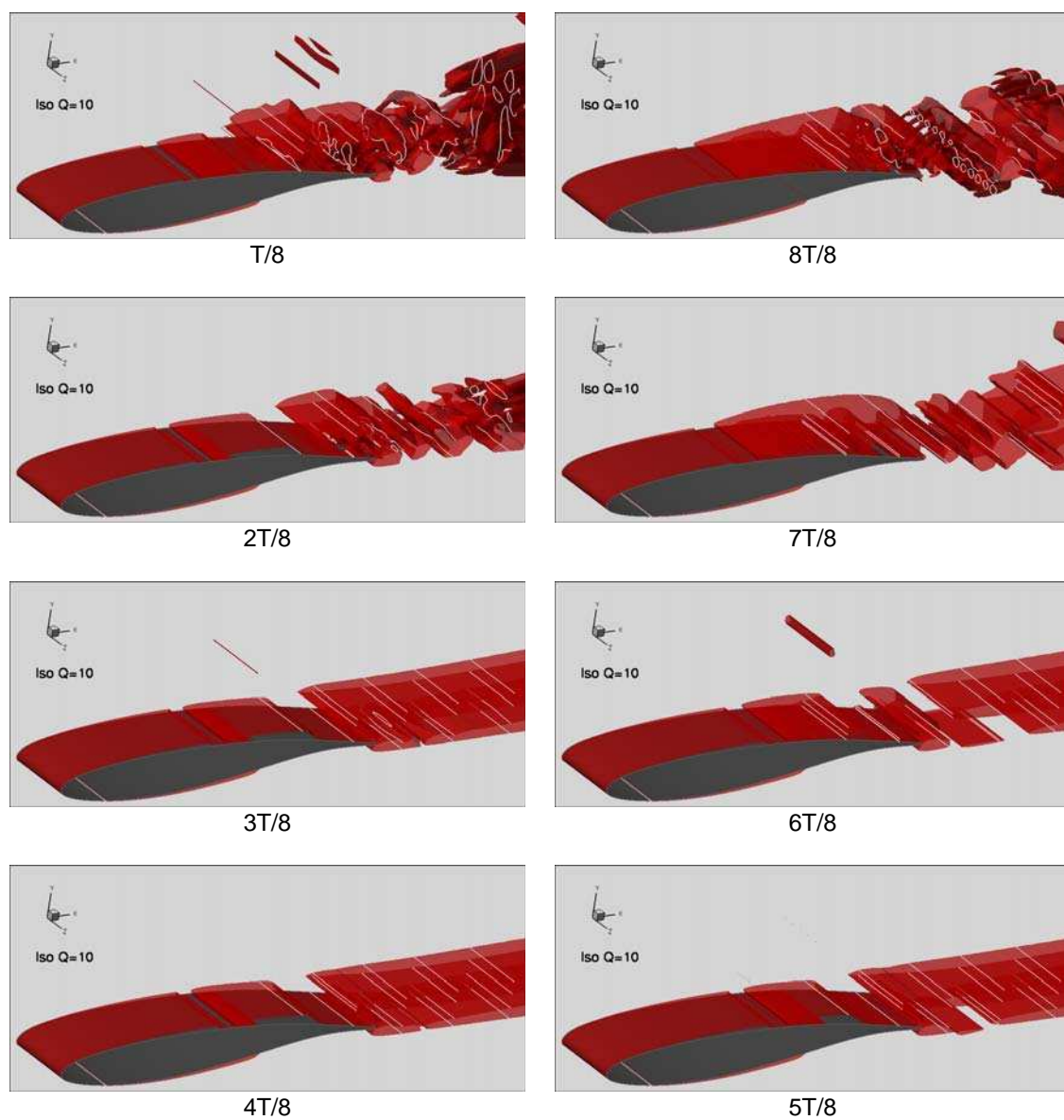


Fig. 5.7: Surfaces et lignes d'iso-valeur de critère Q pour huit instants dans la période d'oscillation pour le modèle DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

En $T/8$, le choc occupe sa position la plus amont et le modèle DES [SA] produit un large décollement caractérisé par des structures 2D au dessus du profil qui dégénèrent en structures 3D plus fines en progressant vers la paroi et vers l'aval. La diversité des tailles de structures témoigne du contenu spectral à large bande obtenu avec la résolution DES, enrichi en hautes fréquences.

Quand le choc amorce son mouvement vers le bord de fuite ($2T/8$), les structures tourbillonnaires s'évacuent dans le sillage et quelques enroulements, à caractère majoritairement 2D, persistent dans l'écoulement. Pour les instants suivants, l'extension du décollement continue à diminuer jusqu'à disparaître : les surfaces d'iso-valeur de critère Q deviennent planes.

Quand le choc commence à progresser vers le bord d'attaque, les structures tourbillonnaires 2D se reforment au voisinage du bord de fuite ($6T/8$), puis au dessus du profil et dans le sillage ($7T/8$).

En $8T/8$, le décollement est très important. La couche cisailée présente des ondulations qui traduisent sa déstabilisation longitudinale. Des structures plus fines, à caractère 3D, sont formées à l'intérieur du décollement, à proximité de la paroi. Elles peuvent expliquer les oscillations observées sur le profil de vitesse en $19T/20$ (cf. Fig. 5.6). Dans le sillage, des structures 3D sont également générées selon une organisation périodique. Toutefois, cette forte structuration de l'écoulement semble s'atténuer aux instants suivants ($1T/8$ et $2T/8$).

Critiques du calcul DES

La génération des structures 3D dans la zone LES est précédée par la formation d'enroulements tourbillonnaires 2D, caractéristiques d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Ce mécanisme est simulé par la formulation DES, mais la déstabilisation des structures 2D semble relativement lente à s'établir longitudinalement.

Le brassage du décollement n'est alors réellement 3D que sur la partie arrière du profil. Ceci peut expliquer que les profils de vitesse présentent de fortes perturbations en $x/c=1$ alors qu'ils sont lisses en $x/c=0,60$. Ainsi, l'alimentation de la zone URANS par la zone LES via ces structures serait relativement limitée et nous nous interrogeons sur le bon fonctionnement de la DES.

Par ailleurs, les structures formées dans le décollement sont moins riches que celles obtenues par Deck (2003, 2004, 2005) sur le même profil. Les effets 3D sont relativement limités et tendent à s'organiser de manière périodique.

Ces défauts sont généralement liés à un manque de résolution de l'écoulement dans l'envergure (Caruelle, 2000). Cependant, nos choix en terme de discrétisation spatiale en z sont proches de ceux de Deck (2003, 2004, 2005). Nos schémas numériques sont alors probablement plus dissipatifs.

Une meilleure description des structures 3D pourrait être obtenue par une diminution de la taille de maille Δz . Pour ce qui concerne la périodicité, le même type de tendance a été observée sur le profil NACA0012 à forte incidence par Guénot (2004) entre ses résultats et ceux de Strelets (2001). Une augmentation de l'envergure de résolution L_z a alors permis de compenser une dissipation plus importante des schémas.

5.3.2 Avec l'approche URANS

Nous terminons cette section d'analyse des structures présentes dans l'écoulement en revenant sur les résultats obtenus par le modèle [SST] avec l'approche "2,5D inf."

Le fait que la résolution 2,5D produise le même résultat qu'une résolution 2D est illustrée avec deux champs instantanés de critère Q (Fig. 5.8). L'écoulement ne présente que des structures 2D de type "rouleaux" et en particulier quand le choc est à sa position la plus amont. Ainsi, aucune composante

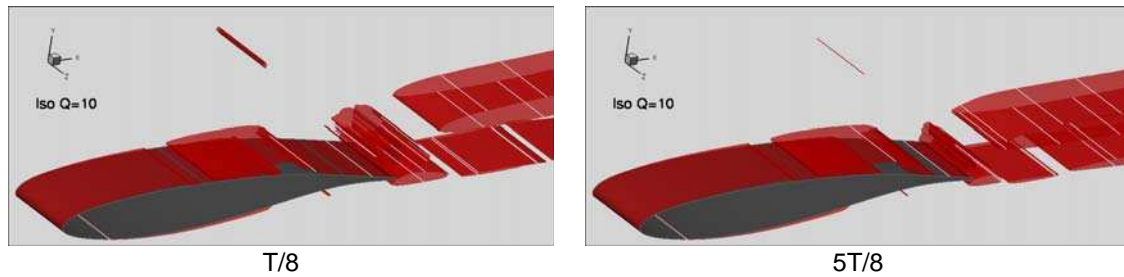


Fig. 5.8: Surfaces et lignes d'iso-valeur de critère Q pour deux instants dans la période d'oscillation pour le modèle [SST] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

transversale n'est développée dans le décollement et le calcul 2,5D est une succession de calculs 2D.

Cette similitude n'était pas si évidente à prévoir au regard des résultats obtenus par Strelets (2001); Guénot (2004) et Travin et al. (2004), qui montrent que la simulation URANS d'une géométrie 2D peut conduire à des solutions différentes selon que la résolution est 2D ou 3D.

Toutefois, ces études ont été menées sur le profil NACA0012 à forte incidence, qui présente donc un décollement massif alors que les décollements mis en jeu dans le phénomène de tremblement sont de faible étendue.

Par ailleurs, Travin et al. (2004) mentionnent que la solution 3D URANS dépend fortement de paramètres numériques tels que le champ initial, le modèle et l'envergure de résolution.

Enfin, l'approche URANS est globalement plus dissipative que la DES : les niveaux de viscosité turbulente produits ne favorisent pas le développement de fluctuations du champ moyen selon l'envergure alors que celles du champ turbulent (de type w' et les corrélations associées) sont déjà présentes dans la résolution 2D à travers le modèle de turbulence.

5.4 Conclusions sur la résolution 2,5D

- Pour l'approche URANS, la résolution 2,5D n'apporte aucune modification dans la description de l'écoulement par rapport à une résolution 2D. Diverses explications ont été avancées, portant principalement sur la nature dissipative de la simulation.

- Pour l'approche DES, la résolution 2,5D est indispensable pour tenter de reproduire la dynamique des structures turbulentes. L'écoulement ne présente un caractère 3D que sur une partie limitée de la période (choc à sa position la plus amont) alors que l'enrichissement du spectre en hautes fréquences est bien reproduit par rapport aux modélisations URANS. Cependant, l'amplitude de l'oscillation de choc est surestimée et les fluctuations de pression sur la partie arrière du profil sont amplifiées sous l'impact de structures 3D formées dans le décollement.

Par ailleurs, ces structures développées longitudinalement semblent être générées tardivement sur le profil. Les profils de vitesse au voisinage du bord de fuite sont alors perturbés sous leur influence et prennent une allure peu physique.

Ces défauts dans la simulation de l'oscillation de choc peuvent être liés aux choix des paramètres numériques, tels que le maillage et les schémas mais aussi à l'utilisation de la formulation DES, délicate pour traiter des écoulements faiblement décollés.

Ainsi, bien que les méthodes de type hybride RANS/LES apportent une meilleure description de la turbulence en déséquilibre, leur intérêt nous semble limité pour reproduire le phénomène de tremblement

où les fluctuations turbulentes ne jouent pas un rôle primordial (cf. CHAP. 4).

Si toutefois nous souhaiterions poursuivre dans cette voie, il serait souhaitable d'envisager une technique d'enrichissement du champ RANS pour accélérer la formation des structures 3D. Les techniques sont nombreuses et celle de Keating et al. (2005) pourrait être intéressante. ; les auteurs proposent de définir une zone de "recouvrement" des deux types de résolution, étendue sur environ 10 à 15 δ dans une région de l'écoulement où la simulation RANS est fiable. Pour notre cas d'étude, nous pourrions la positionner dans la zone supersonique.

Chapitre 6

Les simulations 3D instationnaires, une approche plus complète

L'objectif de ce dernier chapitre est de poursuivre notre logique de se rapprocher le plus possible des conditions d'essais. Nous abordons alors la simulation 3D du profil en veine avec la prise en compte des parois latérales de la soufflerie.

Nous utilisons l'approche URANS et portons une attention tout particulière sur le tourbillon de coin, généré à la jonction de la paroi latérale et de la maquette. En effet, sa résolution est fondamentale car elle conditionne le blocage de la veine et ainsi les conditions aérodynamiques du profil.

La campagne d'essais étant reconnue pour ses qualités en terme de bidimensionnalité, nous manquons de mesures selon l'envergure. La validation de modèles sera alors menée à partir des prévisions en centre de veine. Ensuite, la topologie de l'écoulement moyen sera comparée à une représentation théorique et aux visualisations par enduit visqueux. Enfin, l'analyse de champs instantanés permettra de préciser l'influence du tourbillon de coin sur la dynamique du choc.

6.1 Choix des paramètres numériques

Les calculs ont été réalisés pour le régime d'écoulement instationnaire standard du profil OAT15A, i.e. $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$ et $\alpha=3,5^\circ$.

À ce jour, nous ne connaissons aucune autre étude de ce type, avec une prise en compte de toutes les parois de la soufflerie pour un écoulement transsonique et instationnaire. Nous ne disposons que d'études stationnaires sur les profils NACA0012 (Obayashi et Kuwahara, 1987), OAT15A-CA (Bézar, 1999), OALT25 (Furlano, 2001) et RAE 2822 (Garbaruk et al., 2003) dont les conditions de bidimensionnalité en centre de veine ne sont pas toujours optimales.

Deux étapes sont primordiales pour mener à bien ce type de calcul 3D :

- la génération du maillage : les travaux de Bézar (1999) et Furlano (2001) nous ont guidés dans nos choix, i.e. la simulation d'une demie veine en imposant une condition de symétrie et un raffinement approprié pour les parois de la soufflerie (détails présentés en ANNEXE C.3) et,
- le choix du modèle de turbulence : en effet, l'évaluation des modèles est plus difficile qu'en 2D car
 - plus coûteuse ; trois mois de calcul sont nécessaires en 3D là où deux semaines suffisaient en 2D et,
 - plus sévère ; les fermetures linéaires peuvent montrer leurs faiblesses pour simuler le tourbillon de coin où l'anisotropie de turbulence et les effets de courbure ne sont plus négligeables.

Ainsi, aux deux modèles ayant fournis les meilleurs résultats en 2D, [SA] et [SST]¹, nous ajoutons le modèle [KKL] EARSMwj pour estimer son apport sur la résolution du tourbillon de coin.

Enfin, les calculs sont initialisés avec une solution non convergée d'une résolution RANS, dont la stabilisation s'est révélée impossible. Par ailleurs, quelle que soit la modélisation, nous avons utilisé une intégration en temps de type GTS ($\Delta t = 10^{-7} s.$), car aucune convergence des sous-itérations de type DTS n'a pu être obtenue dans le coin.

6.2 Résultats en centre de veine

La validation des modèles est réalisée en centre de veine, seul endroit où nous disposons de quantités expérimentales chiffrées, telles que les pressions pariétales moyenne et fluctuante et, des profils de vitesse moyenne et moyennée en phase. Les aspects 3D seront abordés dans la section suivante.

6.2.1 Les paramètres globaux

Le coefficient de portance est rapporté à l'envergure de résolution pour faciliter les comparaisons avec les résultats de l'approche 2D (cf. FIG. 6.1 (b)). Son évolution temporelle permet de juger du niveau d'instationnarité de la solution (FIG. 6.1 (a)).

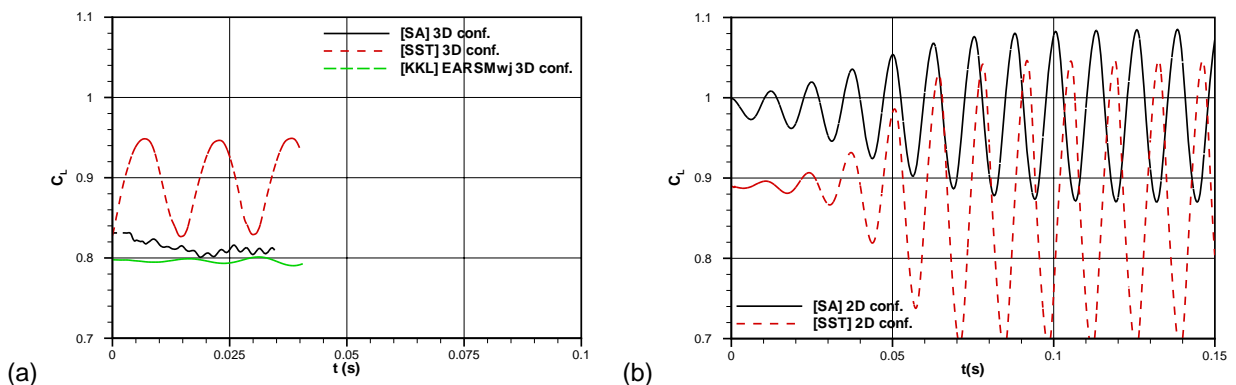


FIG. 6.1: Évolution du coefficient de portance en fonction du temps pour les modèles : (a) [SA], [SST] et [KKL] EARSMwj avec l'approche "3D conf." et, (b) [SA] et [SST] avec l'approche "2D conf." - $M_\infty = 0,73$, $Re_c = 3 \cdot 10^6$, $\alpha = 3,5^\circ$.

Le calcul avec le modèle [SA] est quasiment stationnaire, le coefficient de portance présentant de très faibles oscillations. La valeur moyenne n'est pas stabilisée et la fréquence est environ cinq fois plus élevée que celle attendue pour l'oscillation de choc. En fait, les fluctuations sont causées par des variations de pression peu structurées dans le décollement de coin.

Par contre, les prévisions du modèle [KKL] EARSMwj oscillent autour d'une valeur stable et à une fréquence de $67 Hz$, induite par le mouvement du choc. Cette fréquence est très proche de celle observée expérimentalement ($69 Hz$) mais, bien que les amplitudes d'oscillation augmentent au cours du temps, elles restent très faible ($\Delta C_L \sim 0,01$).

La poursuite du calcul jusqu'à $0,1 s$ nécessiterait $1400h$ sur le super-calculateur NEC-SX5 de l'ONERA, sans garantie de stabilisation des amplitudes de variation. Nous décidons alors d'arrêter la simulation.

¹Pour cette application 3D, la correction SST est formulée avec la norme du tenseur S (Menter et al., 2003).

[SST]	"2D inf."	"2D conf."	"3D conf."
$\langle C_L \rangle$	0,8906	0,8659	0,8890
ΔC_L	0,1286	0,3606	0,1120
Fréquence	76 Hz	73 Hz	65 Hz

TAB. 6.1: Coefficients de portance moyen et fluctuant et fréquence prévues par le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Toutefois, ce résultat est prometteur car, contrairement à la résolution 2D, aucun problème de positionnement du point de transition n'a été rencontré. La formulation de la fermeture est plus complexe en 3D qu'en 2D, ce qui peut provoquer ces comportements différents vis à vis du développement de la turbulence.

Enfin, le modèle [SST] prévoit des oscillations de choc auto-entretenues. Par rapport aux calculs 2D (TAB. 6.1), l'amplitude des oscillations est proche de celle obtenue avec l'approche "2D inf." avec une valeur moyenne légèrement plus faible, à cause de la présence du décollement de coin. Par ailleurs, la fréquence de battement du choc diminue progressivement avec la prise en compte des parois, passant de 76 à 73 puis 65 Hz, par rapport à la valeur expérimentale de 69 Hz.

Dans la suite, nous présenterons uniquement les résultats obtenus par le modèle [SST], en les comparant à ceux obtenus avec les deux approches 2D.

6.2.2 Les distributions moyennes

Nous commençons l'évaluation du calcul 3D par l'examen des répartitions de pressions moyenne et fluctuante en centre de veine.

Coefficients moyens de pression

Les distributions de pression sur les parois haute et basse de la soufflerie donnent une première appréciation de la qualité du calcul (Fig. 6.2 (a)).

La résolution 3D améliore considérablement les prévisions 2D en entrée de veine ($l/c \leq -1$). Ce

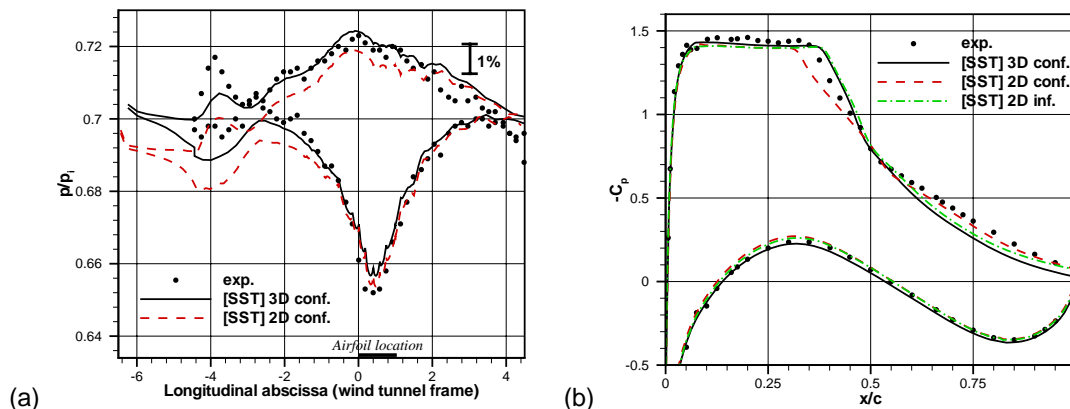


FIG. 6.2: Distributions de : (a) pression moyenne sur les parois haute et basse et, (b) de coefficient moyen de pression sur le profil, pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

résultat est directement lié à la nature 3D de l'écoulement et du débit à simuler entre ces parois. Le compromis sur les niveaux de pression en entrée de veine, nécessaire avec l'approche "2D conf.", est complètement corrigé par la simulation 3D.

De plus, au voisinage du profil, les répartitions de pression sur la paroi basse obtenues avec l'approche "3D conf." sont en parfait accord avec les données expérimentales. Sur la paroi haute, les niveaux de sous-pression sont bien restitués. Enfin, en se rapprochant de la section de sortie, les écarts entre les deux approches ne sont plus très marqués.

Ainsi, les bonnes prévisions obtenues avec l'approche "3D conf." tout au long de la veine indiquent une estimation correcte du blocage généré par le tourbillon de coin.

Examinons maintenant les répartitions de coefficient de pression sur le profil (FIG. 6.2 (b)).

Sur l'intrados, l'approche "3D conf." fournit des niveaux de pression très légèrement plus forts qu'en 2D, sans que les écarts soient significatifs par rapport aux niveaux expérimentaux. Sur les trente premiers pour-cent de l'extrados, les deux types de résolution sont également très proches, avec une légère amélioration apportée par la simulation 3D. Ces résultats indiquent alors que les conditions aérodynamiques du profil sont reproduites, en cohérence avec les prévisions sur les parois haute et basse.

La compression du choc obtenue avec l'approche "3D conf." s'étale quasiment de la même manière qu'avec l'approche "2D inf.". Il semblerait alors que les deux calculs produisent des niveaux d'instationnarité similaires.

Enfin, les écarts les plus significatifs sont observés dans la zone de recompression. La sensibilité de cette zone à l'approche adoptée a également été mentionnée dans l'étude stationnaire de Garbaruk et al. (2003) sur le profil RAE 2822. Le calcul 3D offre la moins bonne résolution et, en particulier, l'amélioration apportée par la prise en compte du confinement en 2D est dégradée. Des éléments d'explication peuvent être apportés par les répartitions de coefficient de frottement moyen (FIG. 6.3).

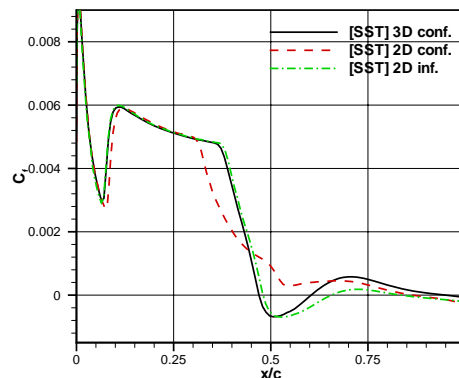


FIG. 6.3: Distributions de coefficient moyen de frottement sur l'extrados pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

En effet, la recompression est correctement simulée dès lors que la couche limite ne présente pas de décollement de pied de choc en moyenne. La non-obtention de cet état peut être causée par différents facteurs et en particulier, par un niveau d'instationnarité insuffisant et/ou par une mauvaise dynamique de la couche limite dans cette zone. Pour l'approche "2D inf.", le manque d'instationnarité est clairement la cause de ce mauvais comportement (cf. CHAP. 4). Pour l'approche "3D conf.", il est difficile de conclure à ce stade mais, le deuxième facteur est probablement à ajouter au premier, sous l'influence des effets 3D.

Pression r.m.s.

Les répartitions de pression r.m.s. permettent de quantifier le niveau d'instationnarité sur le profil et sur les parois haute et basse de la soufflerie (Fig. 6.4 (a) et (b)).

Sur le profil (Fig. 6.4 (a)), la distribution des fluctuations de pression calculée avec l'approche "3D conf." est similaire à celle obtenue avec l'approche "2D inf.", tant sur les niveaux que sur l'évolution. Elle s'accorde parfaitement avec les données expérimentales sur l'intrados et les trente premiers pour-cent de l'extrados alors qu'elle sous-estime les fluctuations liées à l'excursion du choc et aux décollements. L'augmentation du niveau d'instationnarité provoquée par le confinement 2D est alors complètement compensée par la prise en compte des effets 3D.

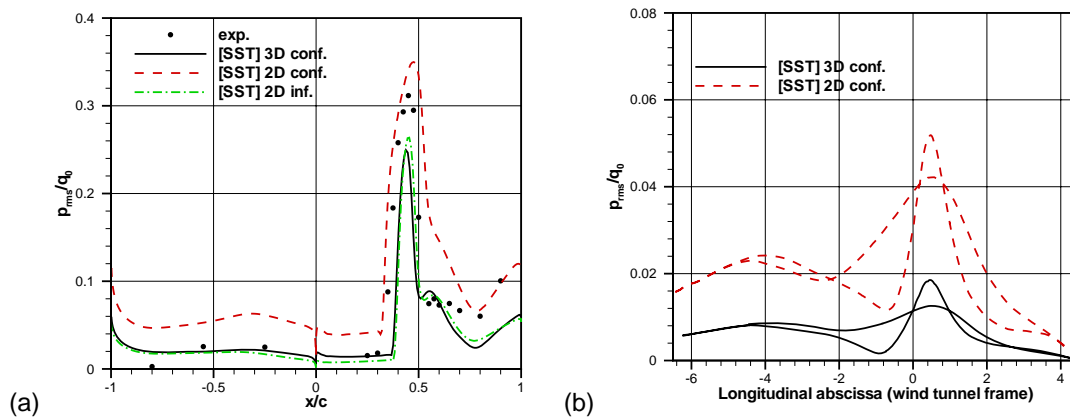


Fig. 6.4: Distributions de pression r.m.s. sur : (a) le profil et (b) les parois haute et basse, pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Sur les parois haute et basse (Fig. 6.4 (b)), l'approche "3D conf." produit des niveaux de fluctuation plus faibles que l'approche "2D conf.", directement en lien avec la diminution des instationnarités sur le profil. Les fluctuations ne représentent plus qu'environ 1% de q_0 , ce qui semble indiquer que l'adaptation des parois haute et basse à partir d'une pression moyenne n'est pas une hypothèse trop réductrice.

Globalement, la diminution observée avec le confinement 3D par rapport au 2D est de 65% sur l'intrados, les trente premiers pour-cent de l'extrados et les parois haute et basse. Elle n'atteint plus que 50% sur la partie arrière du profil où la couche limite est décollée et 30% sur le maximum de fluctuations.

Le même type de résultat a été obtenu par Brunet (2005) : son étude sur le profil OAT15A en configuration d'aile en flèche a montré, avec une approche d'atmosphère illimitée, que la prise en compte des parois latérales de la soufflerie conduit à la diminution puis à l'amortissement total des oscillations de choc. En revanche, pour notre configuration à flèche nulle, la solution reste instationnaire.

En quelques mots ...

La prise en compte du confinement 3D améliore la description des répartitions de pression sur les parois haute et basse. Par contre, les niveaux de fluctuation diminuent pour revenir à des niveaux similaires à ceux obtenus avec l'approche "2D inf.". Par ailleurs, la recompression est moins bien simulée avec l'approche "3D conf.". L'analyse temporelle des résultats devrait permettre d'apporter une explication.

Ainsi, dans la suite, nous conservons les trois calculs mais nous concentrerons les comparaisons sur les approches "2D inf." et "3D conf." pour limiter les erreurs d'appréciation générées par des niveaux d'instationnarité différents et ainsi identifier plus clairement les effets de la résolution 3D.

6.2.3 Les distributions moyennées par phase

Les distributions de coefficient de pression à l'extrados sont représentées sur 10 phases pour suivre le mouvement du choc alors que les répartitions de coefficient de frottement permettent d'identifier la formation des décollements (FIG. 6.5).

Expérimentalement en 1T/20, le choc occupe sa position la plus amont et entame son mouvement vers le bord de fuite pour les instants suivants. Sa position la plus reculée sur le profil est alors atteinte entre 9T et 11T/20. Ensuite, le choc "remonte" l'écoulement.

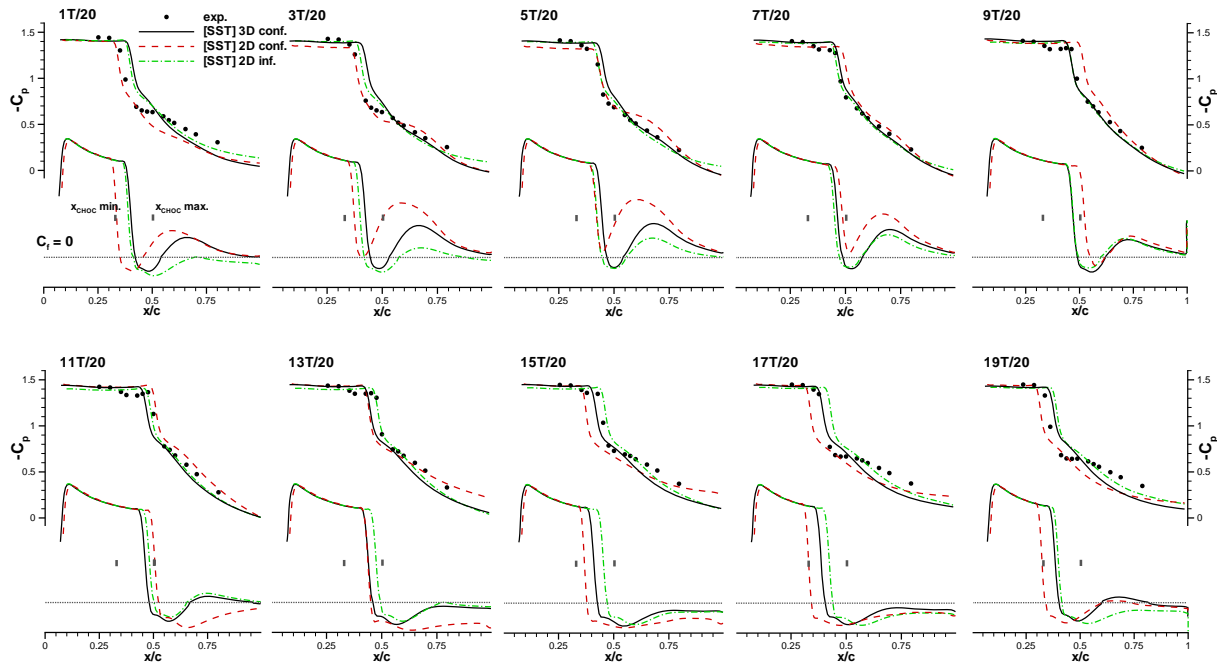


FIG. 6.5: Distributions des coefficients de pression et de frottement par phase pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Approches "3D conf." et "2D inf."

En comparant les prévisions obtenues avec les approches "3D conf." et "2D inf.", les positions extrêmes du choc sont identiques, en cohérence avec les répartitions de pression r.m.s. (cf. FIG. 6.4 (a)). Par ailleurs, les décollements et recollements de la couche limite entre le pied de choc et le bord de fuite ont des intensités comparables. Cependant, ils ne se produisent pas strictement aux mêmes instants.

Ainsi, quand le choc amorce son mouvement de "descente" (3T et 5T/20) ou de "remontée" (13T et 15T/20), les prévisions 3D sont en avance par rapport à celles de l'approche "2D inf."

Par rapport à l'évolution expérimentale, la tendance n'est pas très claire, en particulier quand le choc se dirige vers le bord de fuite (de 1T à 9T/20) car la position du choc n'est pas correctement prédite en 1T/20. Par contre, le positionnement le plus aval est mieux restitué (9T/20) mais il semblerait que la meilleure dynamique soit calculée avec l'approche "2D inf."

Influence des différents paramètres

Quand le choc est stoppé dans son mouvement vers le bord d'attaque (entre 19T et 1T/20), les distributions de coefficient de frottement obtenues avec l'approche "3D conf." ont une évolution similaire

à celles observées avec l'approche "2D conf.". Elles sont caractérisées par une anticipation du développement du recollement entre le pied de choc et le bord de fuite (19T/20). Il semblerait alors que ce comportement soit influencé par la présence des parois haute et basse de la soufflerie.

En revanche, quand le choc est arrêté dans son mouvement vers le bord de fuite par la formation d'un décollement au voisinage du bord de fuite (9T et 11T/20), les prévisions de l'approche "3D conf." s'apparentent à celles de l'approche "2D inf.". Cette position serait alors d'avantage influencée par le niveau d'instationnarité.

Enfin, l'effet de confinement 3D et de la résolution du tourbillon de coin est principalement visible sur la vitesse de déplacement du choc entre ces deux positions extrêmes.

6.2.4 Les profils de vitesse

Nous examinons maintenant des données plus fines telles que les profils de vitesse moyenne et moyennée en phase pour juger de l'influence de l'approche 3D sur la description des décollements.

En moyenne

Pour ce qui concerne les profils de vitesse moyenne, ils sont évalués en cinq stations sur l'extrados pour les trois approches (Fig. 6.6).

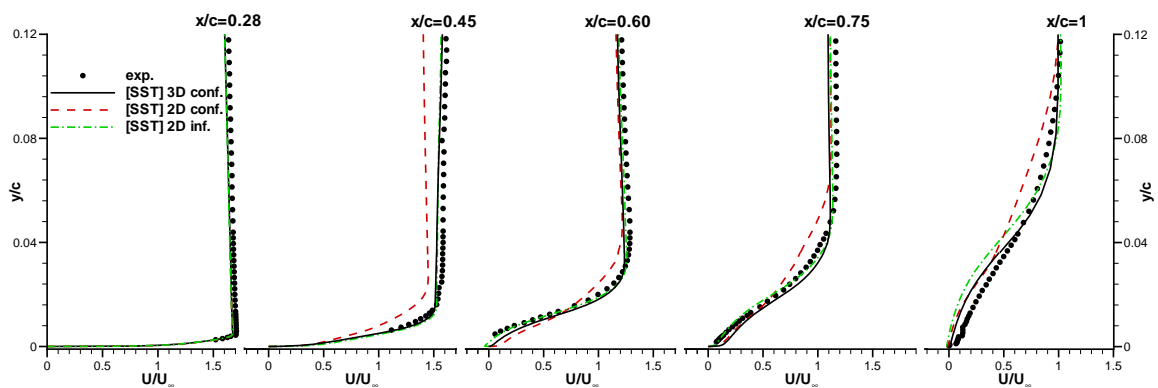


FIG. 6.6: Profils de vitesse moyenne en cinq stations de l'extrados ($x/c=0,28, 0,45, 0,60, 0,75$ et 1) pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Quelle que soit l'approche, l'épaisseur de couche limite à l'amont du choc ($x/c=0,28$) est bien reproduite.

En $x/c=0,45$, la restitution du profil de vitesse est plus délicate car elle dépend de la qualité des prévisions sur la position moyenne du choc et l'étendue de son excursion. Ainsi, les deux approches "3D conf." et "2D inf.", qui estiment correctement la position la plus reculée du choc, restituent l'allure du profil de vitesse.

Pour les stations suivantes, les prévisions obtenues avec l'approche "3D conf." restent proches de celles calculées avec l'approche "2D inf." mais de faibles écarts apparaissent. En $x/c=0,60$, l'approche "3D conf." sous-estime le taux d'ouverture de la couche cisailée expérimentale à cause d'un mauvais comportement en proche paroi ($y/c \leq 0,008$), où aucune recirculation n'est prévue en moyenne. En $x/c=0,75$, le même défaut est observé. Cependant, le résolution 3D est la seule à restituer correctement l'évolution de la courbure du profil de vitesse. Enfin, au voisinage du bord de fuite ($x/c=1$), elle améliore également la forme du profil de vitesse et conduit à la meilleure prévision, même si la vitesse en proche paroi ($y/c \leq 0,04$) est toujours sous-estimée en moyenne.

Pour préciser ces observations, nous examinons les profils de vitesse moyennée en phase.

En phase en $x/c=0,60$

Pour $1T/20$, le choc occupe sa position la plus amont et la couche limite est décollée en $x/c=0,60$ (Fig. 6.7). Ensuite, le choc se déplace vers le bord de fuite et le décollement disparaît progressivement. Quand le choc atteint sa position la plus aval (entre $9T$ et $11T/20$), le décollement se reforme, son intensité et sa diffusion se renforçant au cours des instants suivants.

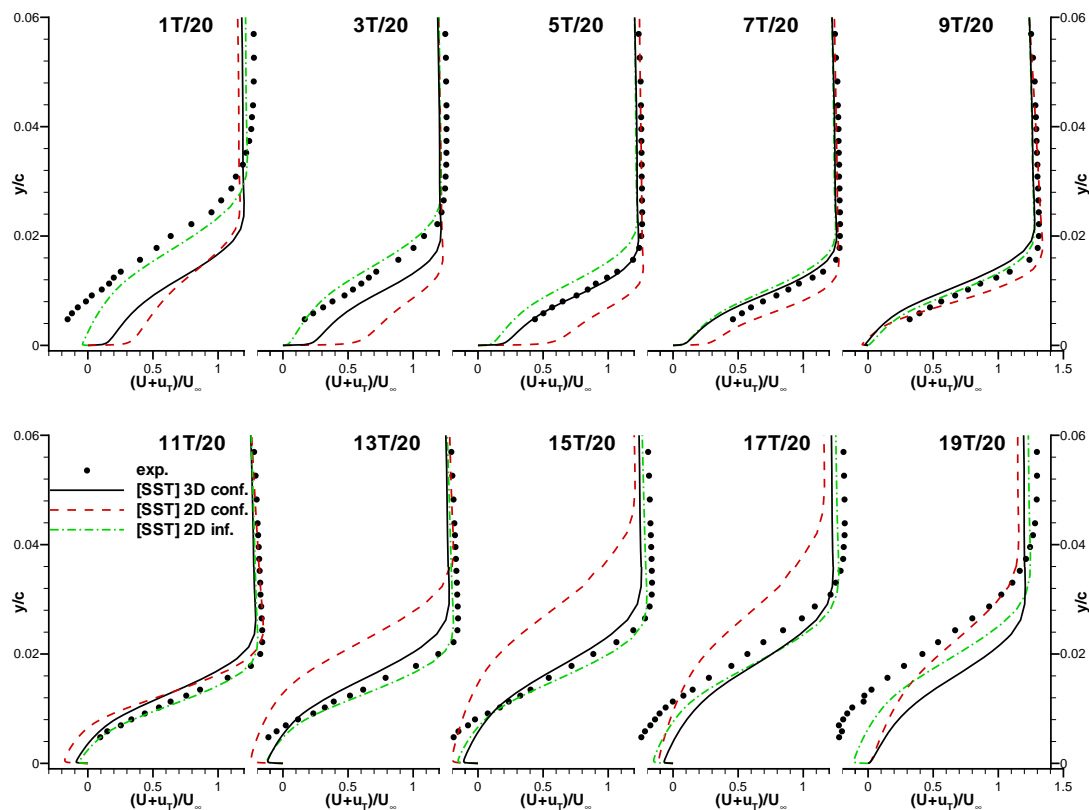


Fig. 6.7: Profils de vitesse par phase en $x/c=0,60$ pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Pour les positions les plus reculées du choc ($7T$, $9T$ et $11T/20$), la résolution 3D fournit des évolutions similaires à celles de l'approche "2D inf.", en très bon accord avec le profil expérimental de vitesse. Ensuite, les évolutions des deux calculs restent proches mais la résolution 3D diffuse plus rapidement la couche cisaillée et sous-estime la recirculation de manière plus marquée ($13T$, $15T$ et $17T/20$).

La divergence entre les deux calculs s'amorce ($19T/20$) pour être maximale quand le choc occupe sa position la plus amont ($1T/20$). D'un côté, l'approche "2D inf." continue à suivre, avec un peu de retard, la tendance expérimentale qui maintient un décollement. De l'autre, l'approche "3D conf." anticipe le recollement, comme les prévisions de l'approche "2D conf.", sans toutefois être aussi intense.

Dans les instants suivants ($3T$ et $5T/20$), la dynamique du calcul 3D est ralentie pour retrouver à nouveau une allure proche de celle du profil expérimental et du profil numérique obtenu avec l'approche "2D inf."

L'influence de la résolution 3D est alors principalement perceptible pour les instants où la couche limite est décollée, le tourbillon de coin perturbant probablement son comportement.

En phase en $x/c=1$

En $x/c=1$, la couche limite est périodiquement décollée (Fig. 6.8). La recirculation est la plus intense quand le choc est à sa position la plus amont (1T/20). À l'inverse, la couche limite est entièrement attachée quand le choc occupe sa position la plus aval (entre 9T et 11T/20).

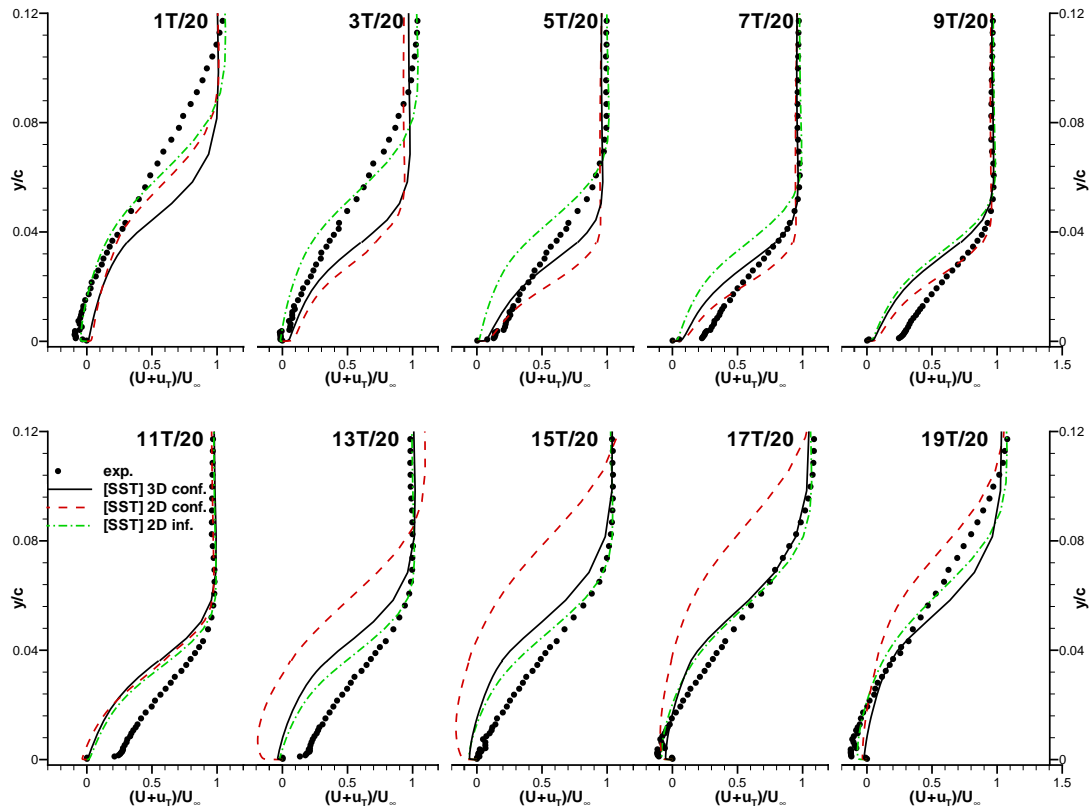


FIG. 6.8: Profils de vitesse par phase en $x/c=1$ pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Comme en $x/c=0,60$, les deux approches "3D conf." et "2D inf." conduisent quasiment aux mêmes prévisions quand le choc est à sa position la plus aval (entre 9T et 11T/20). Cependant, le profil de vitesse est mal reproduit avec une large sous-estimation de la vitesse en très proche paroi ($y/c \leq 0,008$).

Pour les instants suivants (13T et 15T/20), les deux calculs n'améliorent pas la description de la zone de proche paroi mais la diffusion de la couche cisailée est bien simulée par l'approche "2D inf." et surestimée par l'approche "3D conf."

Quand le choc approche sa position la plus amont (19T et 1T/20), la résolution 3D a tendance à anticiper le recollement alors que l'approche "2D inf." fournit une très bonne estimation de la recirculation. En revanche, pour les instants suivants (3T et 5T/20), elle est en retard pour développer le recollement alors que l'approche "3D conf." suit la tendance expérimentale.

Ainsi, il existe des instants dans la période d'oscillation du choc où les deux calculs reproduisent correctement la dynamique et les profils de vitesse, mais ensuite des retards se développent par rapport aux données expérimentales, qui dégradent les comparaisons.

Ces défauts sur l'évolution temporelle du profil de vitesse sont à rapprocher des caractéristiques de la fermeture utilisée pour la modélisation de la turbulence. En effet, elle présente l'inconvénient de

manquer de réactivité dès lors que les taux de déformation subissent des variations rapides, ce qui pourrait expliquer les retards observés.

En quelques mots

Globalement, la résolution 3D produit des décollements de pied de choc et de bord de fuite de plus faible intensité que l'approche 2D confinée. Cependant, la diffusion de la couche cisailée est généralement bien estimée. Ainsi, en moyenne, les prévisions sont en bon accord avec les données expérimentales.

Comme sur les répartitions de pression, les profils de vitesse moyennée en phase permettent d'évaluer l'impact des différents approches et de distinguer à quels instants leurs effets semblent prédominer :

- le confinement 2D influence la solution quand le choc occupe sa position la plus amont ($1T/20$), avec une anticipation de la formation du recollement entre le pied de choc et le bord de fuite,
- le niveau d'instationnarité joue principalement sur la rapidité de développement du décollement, quand le choc est à sa position la plus aval (entre $9T$ et $11T/20$) et,
- le confinement 3D modifie la dynamique du phénomène entre ces deux positions extrêmes, avec une tendance à l'accélération quand le choc se met en mouvement.

Dans la suite, nous abordons l'analyse de l'écoulement 3D pour mieux comprendre l'influence du tourbillon de coin sur l'écoulement en centre de veine.

6.3 Analyse de l'écoulement 3D

L'analyse de l'écoulement 3D est basée sur les distributions de pression moyenne et fluctuante suivant l'envergure et sur les lignes de frottement moyen et moyenné par phase sur le profil et la paroi latérale.

Nous ne disposons que de visualisations par enduits visqueux pour caractériser l'écoulement expérimental moyen suivant l'envergure.

6.3.1 Les distributions de pression

Les distributions de pression suivant l'envergure de la maquette permettent d'identifier la zone d'influence du tourbillon de coin et de quantifier ses effets (Fig. 6.9 et 6.10, la paroi latérale est en $z/c=0$).

Coefficient de pression moyen

Pour ce qui concerne le coefficient de pression moyen (Fig. 6.9), les niveaux à l'intrados ne sont affectés que dans une zone très limitée ($0,3 \leq x/c \leq 0,4$ et $0,8 \leq x/c \leq 0,9$), très proche de la paroi ($z/c \leq 0,1$).

À l'extrados, le plateau supersonique (zone rouge-orange) commence à être perturbé à partir de $z/c=0,8$. Le nombre de Mach à l'amont du choc augmente légèrement ($z/c=0,4$), puis diminue brutalement tout en restant supérieur à 1. La poche supersonique est alors séparée en deux zones délimitées par une onde de choc faible ($x/c \sim 0,2$ en $z/c=0,2$). Quand z/c diminue, cette onde de compression se rapproche du bord d'attaque, où elle prend naissance sur la paroi latérale. La diminution du nombre de Mach à l'amont du choc est alors directement liée à l'effet de blocage du tourbillon de coin.

La position du choc (zone jaune) est modifiée en conséquence ; à partir de $z/c \leq 0,4$, elle est simulée progressivement plus à l'amont, avec un déplacement qui atteint 5% de corde en $z/c=0,05$. L'étalement du choc causé par son mouvement est, quant à lui, quasiment constant selon l'envergure.

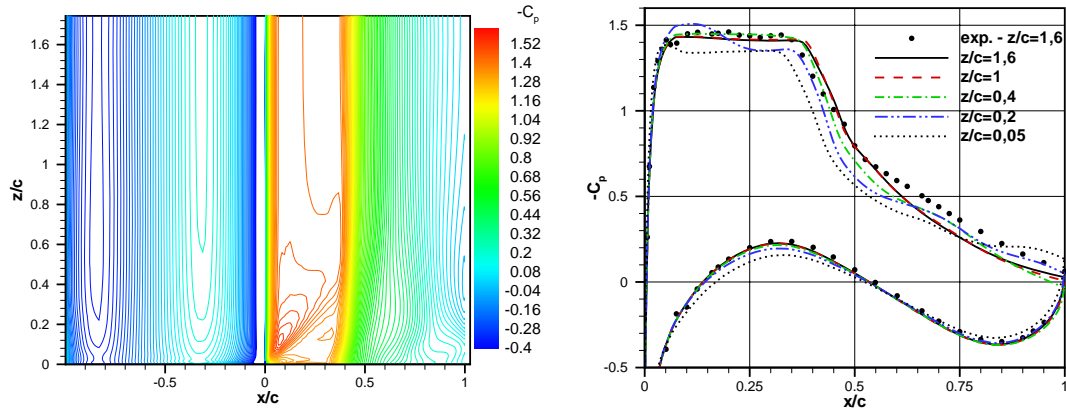


FIG. 6.9: Évolution 3D de coefficient de pression moyen à la paroi pour le modèle [SST] avec l'approche "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Enfin, les effets sur la zone de recompression sont perceptibles dès lors que le nombre de Mach à l'amont du choc est modifié. Les premières perturbations apparaissent donc en $z/c=0,4$, avec une surestimation de la pression moyenne entre le pied de choc et le bord de fuite. En se rapprochant de la paroi latérale, le gradient de pression diminue sous l'effet du tourbillon, la couche limite étant entièrement décollée en $z/c=0,05$.

Pression r.m.s

La distribution de pression r.m.s. est sensiblement perturbée selon l'envergure (Fig. 6.10). En particulier à l'intrados, l'augmentation des fluctuations au voisinage du bord de fuite est moins prononcée pour $z/c \leq 0,6$, une poche persistant aux alentours de $z/c=0,2$; cette répartition représente grossièrement la trace du tourbillon de coin généré à l'extrados.

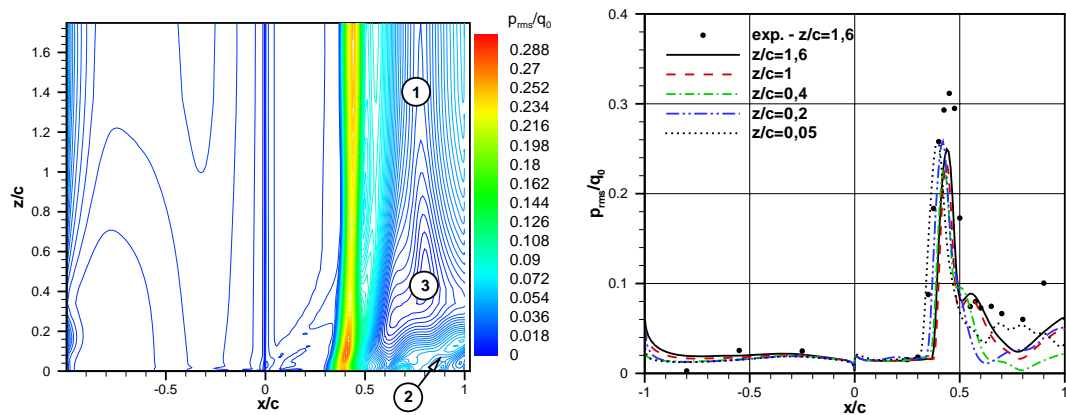


FIG. 6.10: Évolution 3D de la pression r.m.s. à la paroi pour le modèle [SST] avec l'approche "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Le niveau de pression fluctuante dans la poche supersonique ne varie pas suivant l'envergure, l'onde de choc faible ne produisant qu'une très légère ondulation en $x/c \sim 0,2$ ($z/c=0,2$).

De plus, le maximum de fluctuation et l'étendue d'excursion du choc évoluent légèrement dans la direction z , avec une valeur minimale constante entre $z/c=0,3$ et $1,2$ et, un léger renforcement au voisinage de la paroi latérale ($z/c \leq 0,2$).

Par contre, la recompression ($x/c \geq 0,5$) présente des perturbations plus significatives suivant l'envergure ; nous pouvons distinguer trois types d'évolution longitudinale :

① lisse en forme de "V" dans la zone 2D ($z/c \geq 0,8$), causée par le décollement périodique de la couche limite entre le pied de choc et le bord de fuite ($0,7 \leq x/c \leq 0,9$).

② irrégulière avec des niveaux élevés ($\sim 0,05q$) dans la zone "3D" ($z/c \leq 0,3$), influencée par le déplacement du centre du tourbillon de coin, et donc du minimum local de pression, au cours du temps.

③ relativement constante avec des niveaux faibles ($\leq 0,01q$) entre les deux zones précédentes. Cette région de l'écoulement présente peu d'évolution au cours de l'oscillation de choc, ce qui sera vérifié dans l'analyse de la topologie de l'écoulement (cf. SEC. 6.3.3).

En quelques mots ...

Le tourbillon de coin engendre, en moyenne, des perturbations dans la zone supersonique, sur le position du choc et sur le niveau de recompression. Les niveaux de pression r.m.s. sont principalement affectés dans la zone de recompression.

Globalement, l'influence du tourbillon de coin est perceptible à partir de $z/c=0,4$, soit environ 23% de la demie envergure, ce qui n'est pas négligeable. Une comparaison de la topologie moyenne de l'écoulement 3D est alors nécessaire pour estimer l'écart par rapport à l'expérience et la pertinence de la simulation 3D.

6.3.2 La topologie de l'écoulement moyen

La topologie de l'écoulement moyen est représentée grâce aux lignes de frottement moyen sur le profil et la paroi latérale, qui s'apparentent aux lignes de courant limites, quand la distance à la paroi

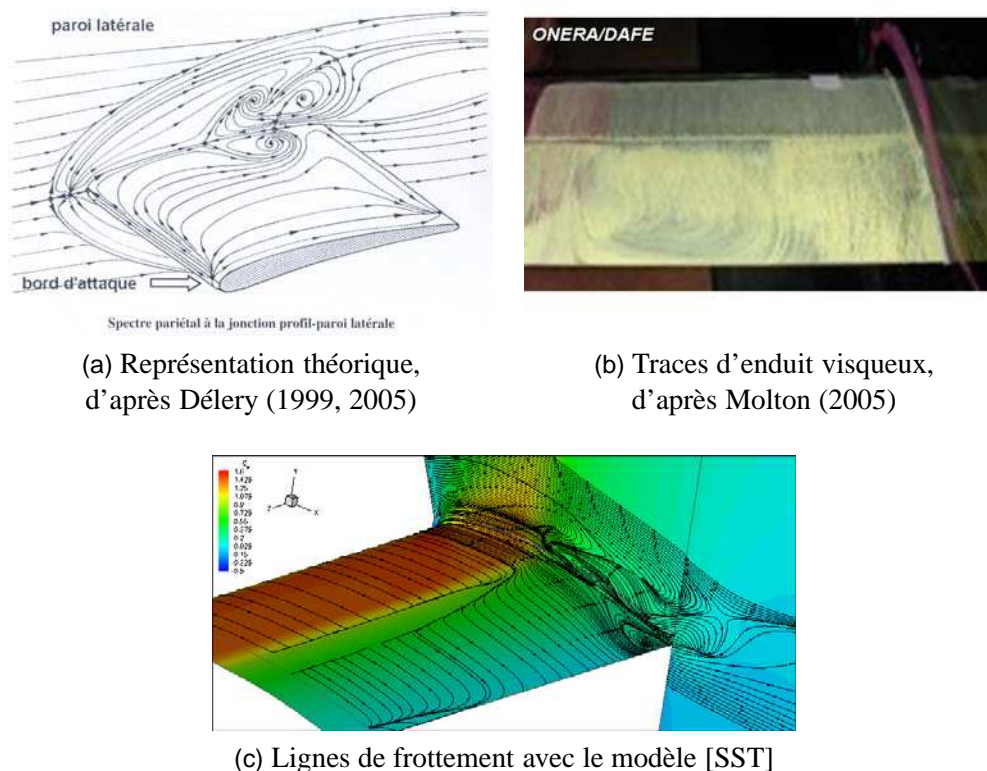


FIG. 6.11: Vue générale de la topologie moyenne de l'écoulement 3D - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

tend vers zéro. Ces lignes peuvent être directement extraites de la simulation 3D alors qu'elles sont matérialisées par un enduit visqueux dans l'expérience (FIG. 6.11, 6.12 et 6.13).

Vue générale

Nous commençons par une vue générale de la structure de l'écoulement (FIG. 6.11). La représentation théorique de Détery (1999, 2005) permet d'identifier les points caractéristiques de l'écoulement (cols, noeuds, foyers) et en particulier les traces d'enroulements tourbillonnaires (FIG. 6.11 (a)). Le tourbillon de coin, qui prend naissance à la jonction entre le profil et la paroi latérale, génère un enroulement complexe matérialisé par une trace sur le profil et deux traces contrarotatives sur la paroi latérale. Elles sont alors le support de la nappe de décollement. Au voisinage du bord de fuite, l'écoulement est entraîné vers le centre de veine.

La représentation par enduit visqueux permet de retrouver la trace du tourbillon de coin sur l'extrados, à une position plus reculée que dans la théorie (FIG. 6.11 (b)). De plus, l'entraînement du fluide vers le centre de veine se matérialise par un tourbillon qui occupe les deux tiers de la demie maquette, contrarotatif par rapport au tourbillon de coin. Enfin, la trace verte met en évidence le décollement moyen de pied de choc.

Les lignes de frottement de la simulation 3D positionnent de la même manière la trace du décollement de coin sur le profil (FIG. 6.11 (c)). Par contre, l'extension longitudinale du décollement de pied de choc semble surestimée. De plus, l'enroulement tourbillonnaire dans l'envergure est nettement moins marqué que dans l'expérience. Enfin, la topologie simulée sur la paroi latérale est moins claire que dans la théorie.

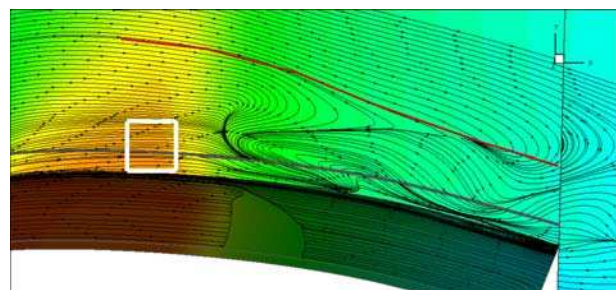
Les écarts observés entre les différentes représentations peuvent provenir de la finesse de la description, l'enduit visqueux ou le maillage étant source de lissage. De plus, la schématisation théorique est réalisée pour un écoulement stationnaire alors qu'ici nous examinons la moyenne d'un écoulement instationnaire. Ainsi, les effets non linéaires dans la zone d'excursion du choc peuvent perturber la topologie moyenne et en particulier, les traces d'enroulement sur la paroi latérale à l'aval du choc.

Sur la paroi latérale

La comparaison des topologies expérimentale et numérique est relativement difficile sur la paroi latérale (FIG. 6.12 (a) et (b)).



(a) Traces d'enduit visqueux, d'après Molton (2005)



(b) Lignes de frottement avec le modèle [SST]

FIG. 6.12: Topologie moyenne de l'écoulement 3D sur la paroi latérale - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

En effet, les traces laissées par l'enduit visqueux donnent peu d'information sur la structure de l'écoulement, par manque de couverture sur toute la surface (Fig. 6.12 (a)). Néanmoins, elles montrent un resserrement des lignes de frottement et un rapprochement vers le profil.

La description numérique offre plus de détails (Fig. 6.12 (b)). Les lignes de frottement sont fortement courbées, sans former d'enroulement autour d'un foyer bien identifié. Le carré blanc représente le repère expérimental à la même échelle physique (20mm de côté). La ligne de frottement rouge permet alors de voir que la tendance expérimentale est bien reproduite, avec un rapprochement de la ligne vers le profil. Cependant, son placement est plus éloigné que dans l'expérience, ce qui semble indiquer que l'étendue du tourbillon de coin est légèrement surestimée.

Sur l'extrados du profil

Les lignes de frottement sur l'extrados permettent de compléter l'évaluation du calcul 3D (Fig.6.13 (a) et (b)).

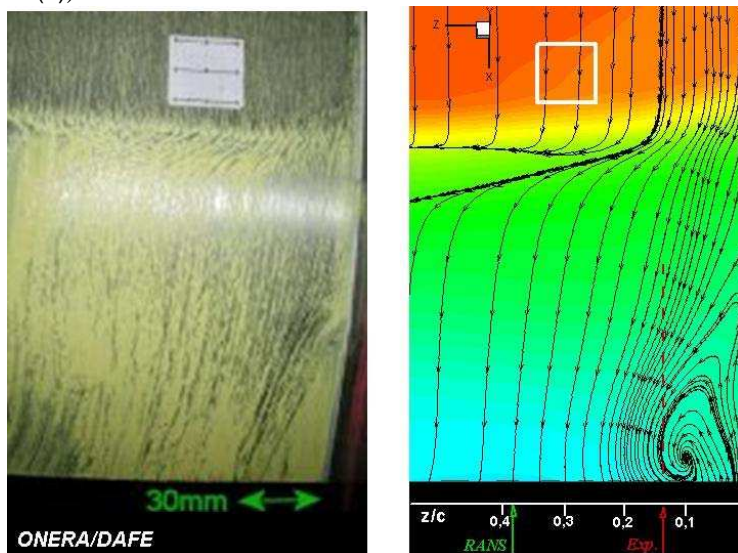


Fig. 6.13 : Topologie moyenne de l'écoulement 3D sur l'extrados du profil - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

La résolution 3D conduit à la formation d'un tourbillon de coin dont la forme et le positionnement sur le profil sont très similaires à ceux observés avec les traces d'enduit visqueux.

Son encombrement est estimé à 10% de la demie envergure ($\Delta z/c=0,17$), contre 7,5% ($\Delta z/c=0,13$) dans l'expérience.

Cet écart ne nous semble pas significatif et nous considérons que la simulation offre une bonne prévision du décollement de coin et donc des effets 3D inhérents à l'interaction entre le profil et la paroi latérale.

Pour étayer ce bon résultat, nous avons reporté l'étendue estimée avec une résolution stationnaire ($\Delta z/c \sim 0,38$). Elle est assez représentative des écarts généralement observés sur la simulation d'un décollement de coin, avec une surestimation d'un facteur 3 par rapport à l'expérience. Dans notre cas, elle montre également l'insuffisance d'une résolution stationnaire pour ce type de configuration, dont la physique est fondamentalement instationnaire et non linéaire.

En quelques mots ...

Le tourbillon de coin perturbe les répartitions de pression moyenne et fluctuante sur le profil jusqu'à $z/c=0,4$, soit une fraction non négligeable de la demie envergure (23%).

Toutefois, les lignes de frottement moyen ont permis d'estimer l'extension réelle du tourbillon, de l'ordre de 10% de la demie envergure, en parfait accord avec les visualisations expérimentales (7,5%).

6.3.3 L'évolution temporelle du caractère 3D

Nous examinons l'évolution des lignes de frottement dans la période à partir de champs instantanés, qui offrent une représentation plus réaliste des enroulements tourbillonnaires que le champ moyen.

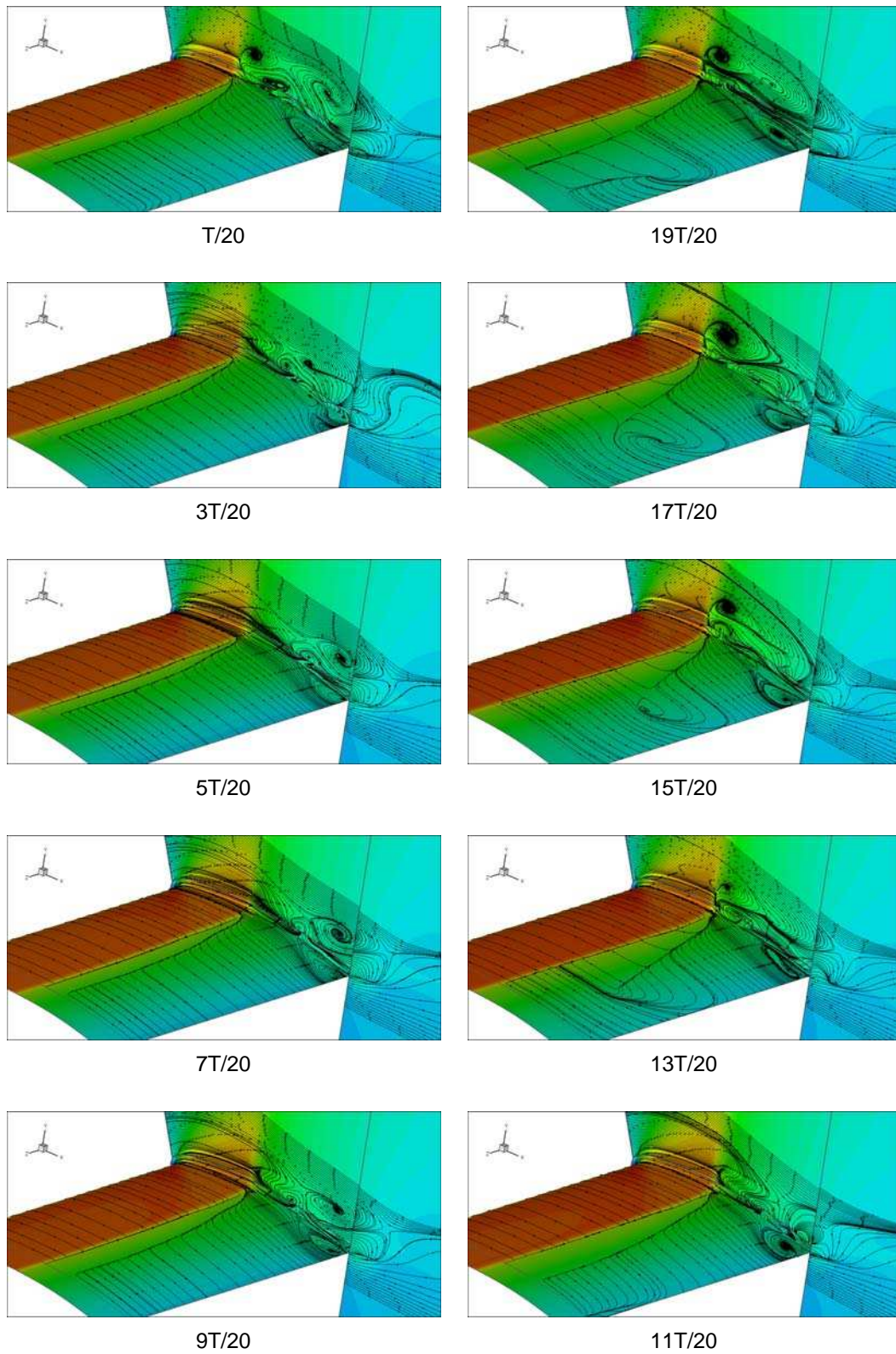


Fig. 6.14: Topologie de l'écoulement 3D pour huit instants dans la période d'oscillation pour le modèle [SST] avec l'approche "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

En $T/20$, le choc occupe sa position la plus amont. Les lignes de frottement en centre de veine présentent une légère courbure au voisinage du bord de fuite. Les enroulements tourbillonnaires à l'aval du choc ont une forme très complexe et semblent très largement étendus.

Pour les instants suivants, le choc progresse vers l'aval : les structures sont poussées plus à l'arrière du profil avec une complexité et un encombrement réduit. Les effets 3D sont alors confinés au voisinage de la paroi latérale. Les topologies calculées quand le choc se dirige vers le bord de fuite ($5T$, $7T$ et $9T/20$) sont relativement proches de la représentation théorique stationnaire de Détery (1999, 2005) (cf. Fig. 6.11 (a)).

Quand le choc s'arrête à sa position la plus aval (entre $9T$ et $11T/20$), les effets 3D se développent avec (i) une trace plus importante du tourbillon de coin sur l'extrados et (ii) le développement du décollement de bord de fuite sur environ 30% de la demie envergure.

Ensuite, le choc se dirige vers le bord d'attaque ($13T$, $15T$ et $17T/20$) et l'écoulement prend une structure 3D sur toute l'envergure. Un large enroulement se développe au centre de la demie maquette, similaire à celui observé sur la visualisation expérimentale moyenne (cf. Fig. 6.11 (b)). Les structures sur la paroi latérale se reforment à nouveau derrière le choc, avec un encombrement de plus en plus important.

En $19T/20$, la nappe tourbillonnaire au centre de la demie maquette s'ouvre et provoque le recollement de la couche limite sur 30% en centre de veine. L'arrêt du choc à sa position la plus amont semble alors fortement piloté par la nature 3D du champ.

L'influence des effets 3D est alors principalement perceptible quand le choc "remonte" l'écoulement (de $13T$ à $19T/20$), ce qui est cohérent avec les visualisations expérimentales par strioscopie (cf. SEC. 2.1.2, FIG. 2.7).

Par ailleurs, l'encombrement des structures 3D varie énormément sur une demie période. Ainsi, le blocage qu'elles génèrent n'est pas constant, ce qui peut jouer sur la vitesse de déplacement du choc, comme observé sur les profils de vitesse moyennée en phase (cf. Fig. 6.7 et 6.8).

Enfin, nous remarquons que la zone directement "adjacente" au tourbillon de coin présente une structure relativement constante au cours du temps. Ainsi, bien que l'étendue longitudinale du décollement de pied de choc varie, la couche limite à l'aval reste attachée. Ceci explique alors les niveaux de pression r.m.s. très faibles observés en Fig. 6.10.

6.4 Conclusions

6.4.1 Résolution 3D

La simulation 3D instationnaire du profil en veine avec le modèle [SST] a permis de restituer parfaitement les effets 3D de l'interaction entre l'extrados et la paroi latérale, i.e. l'extension du tourbillon de coin et l'effet de blocage qu'il génère sur la section de passage.

En centre de veine, les fluctuations de pression sont légèrement sous-estimées par rapport aux niveaux expérimentaux ; la prise en compte du confinement 3D compense alors complètement l'augmentation observée avec l'approche "2D conf.". Les effets 3D se manifestent principalement quand le choc se déplace du bord de fuite vers le bord d'attaque, i.e. quand la couche limite est décollée sur la partie arrière du profil. La vitesse de retour est alors généralement sous-estimée dans la zone de proche paroi mais la description de la courbure du profil de vitesse est meilleure, toute approche confondue.

Enfin, la trace du tourbillon de coin sur le profil n'occupe que 10% de la demie envergure, mais ses

effets sur les répartitions de pression sont perceptibles sur environ 25%. Ainsi, l'écoulement est considéré comme sain vis à vis des effets 3D sur 50% de l'envergure, ce qui confirme les bonnes conditions de bidimensionnalité de la campagne expérimentale mais revoit à la baisse l'étendue de l'écoulement 2D (estimé à 80% pour $\alpha=2,5^\circ$).

6.4.2 Effet d'approche

La comparaison des trois stratégies de calcul à iso-modélisation de la turbulence a permis de montrer que chacune influence l'oscillation de choc, mais à des instants différents dans la période d'oscillation. Les apports de la résolution 3D sont :

- *par rapport à l'approche "2D inf."*, d'anticiper la formation du recollement de la couche limite entre le pied de choc et le bord de fuite (position la plus amont du choc) et, d'influencer la vitesse de déplacement du choc en accélérant sa mise en mouvement. Cette modification ne suit pas la tendance expérimentale mais il est difficile de tirer une conclusion claire car d'autres décalages temporels sont induits par la fermeture linéaire.

- *par rapport à l'approche "2D conf."*, de diminuer le niveau d'instationnarité, qui devient alors légèrement sous-estimé par rapport aux données expérimentales, ce qui réduit la rapidité de développement des décollements et influence principalement la solution quand le choc est à sa position la plus aval.

Globalement, les instationnarités calculées avec l'approche "3D conf." sont très proches de celles obtenues avec la résolution 2D en atmosphère illimitée. Il semblerait alors que cette dernière stratégie de calcul soit suffisante pour reproduire l'oscillation de choc expérimentale.

Cette simplification n'est possible que parce que les niveaux de fluctuations observés sur les parois haute et basse sont faibles ($\sim 1\% q_0$), ce qui ne remettrait pas en cause l'adaptation des parois à partir des pressions moyennes.

Conclusions générales et Perspectives

Nous avons réalisé une évaluation des capacités des modèles de turbulence à reproduire le phénomène d'oscillation de choc sur un profil supercritique, représentatif d'une section de voilure d'avion moderne de type Airbus. Nous nous sommes appuyés sur la base de données expérimentales générée par le DAFE sur le profil OAT15A à l'aide de techniques de mesures instationnaires. Notre objectif a été de modéliser progressivement les contraintes géométriques de la veine d'essais.

Nous abordons alors les conclusions générales de ce mémoire en deux volets ; *(i)* les principaux résultats de la validation des modèles de turbulence et, *(ii)* les stratégies de calcul à adopter pour reproduire numériquement un écoulement instationnaire observé en soufflerie, de type oscillation de choc.

Nous proposons ensuite quelques ouvertures pour étayer nos conclusions et pour améliorer la robustesse de certains modèles et la composition de la base de données.

Validation des modèles de turbulence

Le choix des modèles de turbulence a été guidé par les études numériques antérieures pour des conditions d'écoulement similaires et par l'analyse des avantages et inconvénients de chaque modélisation disponible dans **elsA**. Il s'est alors orienté vers huit modélisations de la turbulence :

- six modèles avec une fermeture de type Boussinesq EVM, les modèles ;
 - de Spalart et Allmaras (1994), noté [SA],
 - de Spalart et Allmaras avec correction de courbure (Spalart et Shur, 1998), noté [SARC],
 - de Menter (1994) dans sa version BaSeLine, noté [BSL],
 - de Menter (1994) avec correction SST, noté [SST],
 - $k-\varphi$ (Cousteix et al., 1997; Aupoix et al., 2000), noté [KPhi] et,
 - $k-kL$ (Daris et Bézard, 2001, 2002), noté [KKL],
- le modèle $k-\varepsilon$ de Shih et al. (1992) en formulation bi-couche avec le modèle de Wolfshtein (1969), avec une fermeture non linéaire de type NLEVM et,
- le modèle $k-kL$ (Bézard, 2004; Bézard et Daris, 2005), avec une fermeture non linéaire de type EARSM (Wallin et Johansson, 2000).

Les simulations stationnaires ont fourni les grandes tendances sur la qualité des prévisions :

- les répartitions de pression sont bien reproduites mais la position du choc est très sensible : les écarts avec les données expérimentales peuvent atteindre 10% de corde. Cet effet de modélisation est classique pour des conditions transsoniques (cf. profil RAE 2822 (Marvin et Huang, 1996)) et se trouve renforcé par le gradient de pression nul à l'amont du choc (cf. profil RA16SC1 (Furlano, 2001)).
- l'apport des fermetures non linéaires est principalement perceptible sur la description de la zone de recollement de la couche limite, en accord avec les résultats de Bézard (2004) sur une aile delta.
- la classification entre les modèles construite à partir des niveaux stationnaires de viscosité turbulente à l'amont du choc est cohérente avec les prévisions obtenues en résolution instationnaire.

Aucune solution instationnaire physique n'a pu être obtenue en 2D avec les modèles [SARC], [KPhi] et [KKL] EARSMwj alors que le modèle [BSL] fournit une solution stationnaire. Néanmoins, les oscillations obtenues avec le modèle [KKL] EARSMwj en 3D montrent que le modèle est prometteur. Ainsi, seuls quatre modèles ont été évalués en régime instationnaire :

- *le modèle [KKL]* fournit la meilleure prévision de la fréquence du phénomène. Il a tendance à surestimer les niveaux de fluctuation sur le profil et les recollements périodiques de la couche limite. Toutefois, son comportement est relativement proche de celui du modèle [SST], notamment sur la description des décollements.

- *le modèle [SZL]* produit des résultats nuancés au regard de l'effort de modélisation. L'apport de la fermeture non linéaire se traduit par une meilleure description du décollement de bord de fuite et les prévisions se rapprochent par certains aspects de celles du modèle [SA]. Cependant, la formulation bi-couche du modèle génère des cassures sur les profils de vitesse, qui donnent un caractère forcé aux évolutions temporelles.

- *les modèles [SA] et [SST]* offrent, quant à eux, les meilleures prévisions de l'oscillation de choc, tant sur les répartitions de pression que sur la description des profils de vitesse. Ces résultats sont alors en parfait accord avec les études antérieures (Marvin et Huang, 1996; Geissler et Ruiz-Calavera, 1999; Barakos et Drikakis, 2000; Wang et al., 2000) sur des écoulements transsoniques, turbulents et décollés.

Toutefois, l'originalité de notre étude repose sur la confrontation des prévisions numériques instationnaires aux mesures de LDV conditionnelle, ce qui a permis de :

- mettre en évidence les avances/retards des simulations qui dénotent la faiblesse des fermetures linéaires pour restituer les transferts de quantité de mouvement dans les zones de décollement/recollement,
- montrer la faible contribution de $\langle u'^2 \rangle$ dans les fluctuations totales et ainsi justifier pourquoi les modèles de type EVM suffisent pour simuler une oscillation de choc.

De manière générale, la prévision du phénomène de tremblement nécessite l'utilisation d'un modèle de turbulence qui prévoit correctement les décollements de pied de choc et de bord de fuite pour reproduire les conditions de mise en mouvement du choc. L'approche URANS avec le modèle [SST] ou [SA] permet alors d'obtenir des prévisions satisfaisantes.

Néanmoins, les résultats obtenus avec le modèle [SA] montrent que l'entretien de la solution instationnaire peut être lié à la stratégie numérique utilisée.

Stratégie de calcul à adopter

Pour simuler un écoulement instationnaire observé en soufflerie, la meilleure stratégie de calcul est la résolution 3D du problème. Toutefois, pour des raisons de coûts de calcul, l'approche la plus classiquement adoptée est une résolution 2D en atmosphère illimitée, avec une correction appropriée des conditions aérodynamiques (M_∞ et/ou α).

Nous avons envisagé différentes stratégies pour estimer l'impact du confinement et de la résolution selon l'envergure. Un soin particulier a été apporté à la génération des maillages et à la validation des conditions limites. Nous sommes parvenus à dégager les tendances suivantes ;

- la prise en compte du confinement 2D conserve la classification entre les modèles mais augmente les niveaux de fluctuations, ce qui peut modifier la prévision de l'entrée en tremblement,
- la résolution 2,5D n'apporte pas d'amélioration par rapport à une simulation 2D car (i) la modélisation URANS n'a pas permis de développer de fluctuations de champ moyen suivant l'envergure et, (ii) la formulation DES ne semble pas très adaptée pour traiter des décollements minces,
- la simulation 3D du profil en veine avec le modèle [SST] reproduit correctement les effets de blocage induits par le tourbillon de coin et conduit au même type de prévision que pour l'approche "2D

inf.", avec une légère sous-estimation des instationnarités.

Ainsi, pour le profil OAT15A testé à S3Ch, il semblerait que la résolution 2D en atmosphère illimitée suffise pour reproduire le phénomène de tremblement. Ceci s'explique par les faibles niveaux de fluctuation de pression observés en 3D sur les parois haute et basse, qui indiquent que l'effet du confinement 2D est limité.

Pour traiter d'autres cas tests, les niveaux de fluctuation de pression expérimentale sur l'intrados du profil, généralement du même ordre de grandeur que ceux observés sur les parois haute et basse, permettent d'estimer au préalable si le confinement 2D est négligeable.

Perspectives

Pour étayer nos conclusions, il serait souhaitable de réaliser d'autres simulations :

- pour un angle d'incidence plus élevé où les fluctuations de pression sont plus importantes pour confirmer l'influence du confinement 2D et/ou 3D,

- avec un autre modèle de turbulence en 3D, simulant une oscillation de choc auto-entretenu, pour confirmer les tendances observées avec le modèle [SST].

Par ailleurs, il serait intéressant d'évaluer l'impact des schémas numériques et de la discrétisation des termes turbulents sur la solution instationnaire.

De plus, des développements sont à prévoir pour certains modèles de turbulence :

- *le modèle [SARC]* a montré des problèmes de robustesse : l'implication du terme source n'a pas permis la stabilisation du calcul pour une configuration instationnaire et une limitation des termes ajoutés est à envisager.

- *les modèles [KPhi] et [KKL] EARS M_{w_j}* ont présenté des difficultés à positionner la transition au point de déclenchement pour un régime d'écoulement instationnaire. Il est difficile d'identifier les causes exactes qui conduisent le modèle à ne pas développer suffisamment de turbulence. Cependant, les comportements du modèle à bas Reynolds et des fonctions d'amortissement sont probablement à réexaminer.

- *le modèle [SZL]* présente un défaut au raccord de la formulation bi-couche. Toutefois, les bons résultats obtenus par Brunet (2003a, 2005) avec une approche de type "loi de paroi" indiquent que les potentialités du modèle non linéaire sont intéressantes. Il conviendrait certainement d'améliorer le traitement de la région de paroi.

Enfin, quelques données expérimentales supplémentaires auraient pu apporter plus de précision à notre étude, sans pour autant remettre en cause la pertinence de la base de données pour les numériciens :

- des informations en très proche paroi, inaccessibles avec la technique LDV, de type mesures de frottement (jauges de frottement trois fils),

- des mesures LDV sur trois composantes pour quantifier la composante w en centre de veine,

- une exploration dans une section proche de la paroi latérale (10% par exemple) ; capteurs Kulite et/ou mesures LDV.

Bibliographie

- J. P. Archambaud. Mesure dans le sillage et autour du choc du profil OAT15A : Base de données pour la décomposition de la traînée. PV 82/5006.84, ONERA/DMAE, Avril 1998.
- D. Arnal. Description and prediction of transition in two-dimensionnal incompressible flow. *AGARD - Special Course on Stability and Transition of Laminar Flow*, (709), 1984.
- D. Arnal, J. C. Jullien, et M. Olive. Étude expérimentale du déclenchement de la transition par rugosités en écoulement uniforme incompressible. Rapport Technique OA 4/5018 AYD, DERAT, Février 1979a.
- D. Arnal, M. Plazanet, A. Séraudie, et J. L. Gobert. Étude expérimentale du déclenchement de la transition par rugosités sur profil NACA0012 dans la soufflerie T2. Rapport Technique OA 7/5018 AYD, DERAT, Avril 1979b.
- B. Aupoix. Introduction to Turbulence Modelling, From mixing length to Reynolds stress models. *VKI Lecture Series*, 2004.
- B. Aupoix, H. Bézard, S. Catris, et M. Wolfshtein. Étude de modèles de turbulence. Rapport Technique R.F. 1/00556-01F, ONERA/DMAE, 2000.
- B. Aupoix, D. Guénot, et P. Sagaut. Étude de l'aptitude de différents niveaux de modélisation de turbulence à décrire des décollements massivement décollés. Rapport Technique 7/03113, ONERA DMAE/DSNA, Mai 2001.
- B. S. Baldwin et H. Lomax. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flow. *AIAA Paper 1978-257*, 1978.
- G. Barakos et D. Drikakis. Numerical simulation of transonic buffet flows using various turbulence closures. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(5) : 620–626, October 2000.
- J. E. Bardina, P. G. Huang, et T. J. Coakley. Turbulence Modeling Validation, Testing, and Development. Technical Report 110446, NASA Technical Memorandum, April 1997.
- B. Benoît. Étude du champ de pression instationnaire sur le profil RA16SC1 en régime de tremblement à S3MA. Rapport Technique de Synthèse 17/3423 AY, ONERA, Juin 1986.
- B. Benoît et D. le Bihan. Étude expérimentale de l'écoulement instationnaire sur une voilure en régime de tremblement. *La Recherche Aéronautique*, 4 : 291–294, Juillet 1984.
- B. Benoît et I. Legrain. Buffeting prediction for transport aircraft applications based on unsteady pressure measurements. *AIAA Paper 87-2356*, 5th Applied Aerodynamics Conference, Monterey, California, USA, August 17-19 1987.
- J. Boussinesq. *Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans des lits rectilignes à grande section*, volume I-II. Gauthier-Villars, Paris, 1897.

- J. Bouteloup. *Vagues, marées, courants marins*. Que sais-je ? n° 438, Presses Universitaires de France, 1979.
- V. Brunet. Computational Study of Buffet Phenomenon with Unsteady RANS Equations. AIAA Paper 2003-3679, 21th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Orlando, USA, June 23-26 2003a.
- V. Brunet. Simulation numérique par l'approche URANS des instabilités aérodynamiques en régime transsonique. Rapport Technique 207/07381, ONERA/DAAP, Novembre 2003b.
- V. Brunet. Simulation numérique par l'approche URANS des instabilités aérodynamiques en régime transsonique. Études Générales. Tranche 2. Rapport Technique 4/08377, ONERA DAAP, Février 2005.
- H. Bézard. Calculs Navier-Stokes tridimensionnels autour du profil OAT15A dans la soufflerie transsonique T2. Rapport Technique 2/5200.03, ONERA/DMAE, Février 1999.
- H. Bézard. PEA Aérodynamique-SPaé/ST/STA. Tâche 7 : Modélisation de la turbulence - Sous-tâche 7.2 : Modélisation algébrique explicite : développements et application aux écoulements tourbillonnaires sur aile delta. Rapport Technique 18/05284, ONERA/DMAE, Juin 2004.
- H. Bézard et T. Daris. Calibrating the length scale equation with an explicit algebraic Reynolds stresses constitutive relation. In W. Rodi et M. Mulas, editors, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 6*, pages 77–86, May 23-25 2005.
- L. Cambier et M. Gazaix. elsA : an efficient object-oriented solution to CFD complexity. AIAA Paper 2002-0108, 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, USA, January 14-17 2002.
- D. Caruana, J. B. Dor, M. J. Payry, et J. F. Breil. Études liées à la limite du tremblement : transposition soufflerie/vol. Complément d'essais. Rapport Technique 68/5006.50, ONERA/CERT/DERAT, Octobre 1995a.
- D. Caruana, J. B. Dor, M. J. Payry, J. F. Breil, et P. Barricau. Études liées à la limite du tremblement : transposition soufflerie/vol. Rapport Technique 62/5006.43, ONERA/CERT/DERAT, Mars 1995b.
- D. Caruana, A. Mignosi, et C. Bulgubure. Experimental study on transonic shock wave turbulent boundary layer interactions and separation instabilities. In *Proc. International Council of the Aeronautical Sciences ICAS-96-2.1.3, Sorrente, Italy*, volume 1, pages 66–75, 1996.
- B. Caruelle. *Simulations d'écoulements instationnaires turbulents en aérodynamique : application à la prédiction du phénomène de tremblement*. PhD thesis, Institut Polytechnique de Toulouse, Toulouse, France, 2000.
- S. Catris. *Étude des contraintes et qualification des modèles à viscosité turbulente*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France, 1999.
- S. Catris et B. Aupoix. Towards a calibration of the length-scale equation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(5) : 606–613, October 2000.
- T. Cebeci et A. M. O. Smith. Analysis of turbulent boundary layers. *Applied Mathematics and Mechanics*, 1974.
- P. Chassaing. *Turbulence en Mécanique des Fluides*. Cépaduès-Éditions, Collection Polytech, 2000.

- T. J. Coakley. Turbulence modeling methods for compressible Navier-Stokes equations. AIAA Paper 1983-1693, 16th AIAA Fluid and Plasma Dynamics Conference, Danvers, Massachusetts, USA, July 12-14 1983.
- J. Cousteix, V. Saint Martin, R. Messing, H. Bézard, et B. Aupoix. Developpment of the $k-\varphi$ turbulence model. In *Proc. 11th International Symposium of Turbulence and Shear Flow, Grenoble, France*, volume 2, pages 13–29, 1997.
- E. Coustols, G. Pailhas, et P. Sauvage. Scrutinising flow field pattern around thick cambered trailing edges : experiments and computations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21 : 264–270, 2000.
- E. Coustols, N. Schaeffer, M. Thiery, et P. Cordeiro Fernandes. Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Computations of Shock Induced Oscillations over Two-Dimensional Rigid Airfoils. In *Proc. 3rd International Symposium of Turbulence and Shear Flow Phenomena, Sendai, Japan*, volume 1, pages 57–62, June 25-27 2003.
- F. E. C. Culick et T. Rogers. The response of normal shocks in diffusers. *AIAA Journal*, 21(10) : 1382–1390, 1983.
- T. Daris. *Étude des modèles de turbulence à quatre équations de transport pour la prévision des écoulements turbulents faiblement chauffés*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l’Aéronautique et de l’Espace, Toulouse, France, 2002.
- T. Daris et H. Bézard. Méthode d’obtention d’un modèle de turbulence thermique à quatre équations. In *Proc. XV^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nancy, France*, 3-7 septembre 2001.
- T. Daris et H. Bézard. Four-equations models for Reynolds stress and turbulent heat flux predictions. In *Proc. SFT - 12th International Heat Transfer Conference, Grenoble, France*, August 18-23 2002.
- S. Deck. *Simulation numériques de charges latérales instationnaires sur les configurations de lanceur*. PhD thesis, Université d’Orléans, Orléans, France, 2002.
- S. Deck. Simulation numérique de type URANS/LES des instabilités aérodynamiques de profils en régime transsonique. Rapport Technique 201/07381, ONERA/DAAP, Novembre 2003.
- S. Deck. Detached Eddy Simulation of transonic buffet over supercritical airfoil. AIAA Paper 2004-5378, 22th Applied Aerodynamics Conference, Rhode Island, USA, August 16-19 2004.
- S. Deck. Numerical Simulation of Transonic Buffet over Supercritical Airfoil. *AIAA Journal*, 43(7) : 1556–1566, 2005.
- J. Détery. L’interaction onde de choc/couche limite turbulente et son contrôle. *AGARD Improvement of Aerodynamic Performance Through Boundary Layer Control and High Lift Systems*, (AGARD-CP-365), 1984.
- J. Détery. Topologie des écoulements tridimensionnels décollés stationnaires : points singuliers, lignes séparatrices et structures tourbillonnaires. Rapport Technique 121/7078, ONERA/DAFE/N, Janvier 1999.
- J. Détery, J. G. Marvin, et E. Reshotko. Shock-Wave Boundary Layer Interactions. *AGARDograph*, 280 (2), 1986.

- C. Després. *Étude expérimentale et numérique du phénomène de tremblement et de son contrôle en écoulement transsonique bi et tridimensionnel*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France, 2001.
- D. S. Dolling. 50 Years of Shock Wave/Boundary Layer Interaction - What Next ? AIAA Paper 2000-2596, Fluid 2000, Denver, CO, USA, June 19-22 2000.
- J. B. Dor, J. F. Breil, et M. Plaz Janet. Compte-rendu des essais à nombre de Reynolds variable du profil OAT15A de corde 150 mm à la soufflerie T2. Rapport Technique de Synthèse OA 71/1685 AYD (DERAT 7/5019 DY), ONERA/CERT/DERAT, Février 1987.
- M. Doussinault et E. Coustols. Études expérimentale et numérique des écoulements potentiels et visqueux dans le voisinage d'un bord de fuite épais cambré (Phase iii. Lot 3). Analyse numérique des résultats obtenus à la soufflerie T2 du DMAE. [Confidentiel Industrie]. Rapport Technique 2/5200.09, ONERA/DMAE, Février 2000.
- J. Détery. <http://www.onera.fr/cours/decollement3d>, 2005.
- J. W. Edwards. Transonic shock oscillations with a new boundary layer coupling method. AIAA Paper 1993-0777, 31th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, USA, January 1993.
- J. W. Edwards et J. L. Thomas. Computational methods for unsteady transonic flows. AIAA Paper 1987-0107, 25th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, USA, January 1987.
- T. Feraille. *Instabilités de l'écoulement interne des moteurs à propergol solide*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France, 2004.
- N. Forestier. *Étude expérimentale d'une couche cisailée au-dessus d'une cavité en régime transsonique*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, Lyon, France, 2003.
- N. Forestier, L. Jacquin, et P. Geffroy. The mixing layer over a deep cavity at high-subsonic speed. *Journal of Fluid Mechanics*, 475 : 101–145, 2003.
- F. Furlano. *Comportement de modèles de turbulence pour les écoulements décollés en entrée de tremblement*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France, 2001.
- F. Furlano, E. Coustols, O. Rouzaud, et S. Plot. Steady and unsteady computations of flows close to airfoil buffeting : Validation of turbulence models. In *Proc. 2nd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Stockholm, Sweden*, volume 1, pages 211–216, June 27-29 2001.
- A. Garbaruk, M. Shur, M. Strelets, et P. R. Spalart. Numerical study of wind-tunnel walls effects on transonic airfoil flow. *AIAA Journal*, 41(6) : 1046–1054, June 2003.
- M. Gazaix, A. Jolles, et M. Lazareff. The elsA object-oriented computational tool for industrial applications. In *Proc. 23rd Congress of International Council of the Aeronautical Sciences, Toronto, Canada*, September 8-13 2002.
- W. Geissler et L. P. Ruiz-Calavera. Transition and turbulence modelling for dynamic stall and buffet. In W. Rodi et D. Laurence, editors, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 4*, pages 679–688, 1999.
- J. M. Gely. *Auto-adaptation et corrections de parois en soufflerie transsonique*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France, 1979.

- P. Giraudroux-Lavigne et J. C. Le Balleur. Time-consistent computation of transonic buffet over airfoils. In *Proc. 16th Congress of International Council of the Aeronautical Sciences ICAS-88-5.52, Sorrente, Italy*, pages 779–787, 1988.
- E. Goncalves. Étude numérique du buffet sur profil en régime transsonique. In *Proc. 16^{eme} Congrès Français de Mécanique, Nice, France*, 2003.
- E. Goncalves, J. C. Robinet, et R. Houdeville. Numerical simulation of transonic buffet over an airfoil. In *Proc. 3rd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Sendai, Japan*, volume 3, pages 1145–1150, 2003.
- D. Guénot. *Simulation des effets instationnaires à grande échelle dans les écoulements décollés*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l’Aéronautique et de l’Espace, Toulouse, France, 2004.
- D. Guénot et B. Aupoix. Detached Eddy Simulation approach for unsteady separated flows. In *Proc. 5th Euromech Fluid Conference, Toulouse, France*, page 287, 2003.
- W. F. Hilton et R. G. Fowler. Photographs of shock wave movement. NPL R&M No. 2692, National Physical Laboratories, December 1947.
- R. Houdeville et D. Arnal. Calibration des codes de calcul d’hypersustentation 3D. Participation du DMAE aux travaux ONERA : a) critère de transition par bulbe de décollement, b) transition de la couche limite avec sur-épaississement. Rapport Technique 03/07728, ONERA/DMAE, Juillet 2004.
- P. G. Huang et P. Bradshaw. The law of the wall for turbulent flows in pressure gradients. *AIAA Journal*, 33 : 624–632, 1995.
- J. C. R. Hunt, A. A. Wray, et P. Moin. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. Technical Report CTR-S88, Center for Turbulent Research, 1988.
- A. K. M. F. Hussain et W. C. Reynolds. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 41 : 241–258, 1970.
- L. Jacquin, P. Molton, S. Deck, B. Maury, et D. Soulevant. An experimental study of shock oscillation over a transonic supercritical profile. AIAA Paper 2005-4902, 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Toronto, Ontario, Canada, June 6-9 2005.
- A. Jameson. Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings. AIAA Paper 91-1596, 10th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, Honolulu, June 24-26 1991.
- A. Jameson, W. Schmidt, et E. Turckel. Numerical simulation of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time stepping schemes. AIAA Paper 81-1259, 5th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 1981.
- J. Jeong et F. Hussain. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285 : 69–94, 1995.
- A. Keating, G. De Prisco, U. Piomelli, et E. Balaras. Interface conditions for hybrid RANS/LES calculations. In W. Rodi et M. Mulas, editors, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 6*, pages 349–358, May 23-25 2005.
- N. C. Lambourne. Some instabilities arising from the interactions between shock waves and boundary layers. *AGARD*, (182), April 1958.

- B. E. Launder et B. I. Sharma. Application of Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a Spinning Disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1 : 131–138, 1974.
- Y. Le Sant et F. Bouvier. A new adaptative test section at ONERA Chalais-Meudon. In *Proc. European Forum on Wind Tunnels and Wind Tunnel Techniques*, September 14-17 1992.
- B. H. K. Lee. Investigation of flow separation on a supercritical airfoil. *Journal of Aircraft*, 26(11) : 1032–1037, 1989.
- B. H. K. Lee. Oscillatory shock motion caused by transonic shock boundary-layer interaction. *AIAA Journal*, 28(5) : 942–944, May 1990.
- B. H. K. Lee. Effects of trailing-edge flap on buffet characteristics of a supercritical airfoil. *Journal of Aircraft*, 29(1) : 93–100, January-February 1992.
- B. H. K. Lee. Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speeds. *Progress in Aerospace Sciences*, 37 : 147–196, 2001.
- B. H. K. Lee, H. Murty, et H. Jiang. Role of Kutta waves on oscillatory shock motion on an airfoil. *AIAA Journal*, 32(4) : 789–796, 1994.
- L. L. Levy. Experimental and computational steady unsteady transonic flows about a thick airfoil. *AIAA Journal*, 16(6) : 564–572, 1978.
- D. G. Mabey. Buffet definition and criteria. *AGARD*, AR 82, 1975.
- D. G. Mabey. Buffeting criteria for a systematic series of wings. *Journal of Aircraft*, 26 : 576–582, 1989.
- J. G. Marvin et G. P. Huang. Turbulence Modeling. Progress and future outlook. In *Proc. 15th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics, Monterey, CA, USA, June 24-28 1996*.
- I. Mary. Études et recherches 2002 sur les avions. Sous tâche 2.2 : Simulation numérique LES autour du profil OAT15A. Rapport Technique 203/07381, ONERA DAAP/DSNA, Octobre 2003.
- B. Maury. Étude de l'écoulement instationnaire autour du profil transsonique OAT15A. Soufflerie S3Ch. PV 186/05626, ONERA DAAP/DAFE, Juillet 2003.
- F. R. Menter. Improved two-equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows. Technical Report 103975, NASA Technical Memorandum, October 1992.
- F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8) : 1598–1605, 1994.
- F. R. Menter, M. Kuntz, et R. Langtry. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model. *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, 2003.
- R. Michel, C. Quemard, et R. Durand. Application d'un schéma de longueur de mélange à l'étude des couches limites turbulentes en équilibre. Note technique, ONERA N°154, 1969.
- J. F. Michonneau. *Analyse des perturbations induites par les couches limites des parois latérales d'une soufflerie sur un profil en régime transsonique*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France, 1993.
- S. R. Mohan. Periodic flows on rigid aerofoils at transonic speeds. AIAA Paper 91-0598, 29th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, USA, January 1991.

- P. Molton. Communication privée, 2005.
- P. Molton et L. Jacquin. Étude de l'écoulement instationnaire autour du profil transsonique OAT15A. Rapport Technique 187/05626, ONERA DAAP/DAFE, Avril 2003.
- A. R. G. Mundell et D. G. Mabey. Pressure fluctuations caused by transonic shock/boundary layer interaction. *Aeronautical Journal*, 9, August-September 1986.
- P. Naudin et E. Guimarey. Mesures instationnaires sur un profil OAT15A à S3Ch. PV 6/05626, ONERA DAFE/DDSS, Novembre 2002.
- S. Obayashi et K. Kuwahara. Navier-Stokes simulation of side wall effect of the two-dimensional transonic wind tunnel. AIAA Paper 87-0037, 25th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, USA, January 12-15 1987.
- H. H. Pearcey, A. B. Haines, et J. Osborne. The interaction between local effect at the shock and rear separation - A source of a significant scale effects in wind-tunnel tests on airfoils and wings. *AGARD CP-35*, September 1968.
- P. Quéméré. *Une méthode multidomaine/multirésolution avec applications au couplage LES/LES et RANS/LES*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France, 2001.
- S. Raghunathan, M. A. Gillan, R. K. Cooper, R. D. Mitchell, et J. S. Cole. Shock oscillations on biconvex aerofoils. *Aerospace Science and Technology*, 8(4) : 191–202, 1999.
- O. Reberga. *Étude expérimentale et numérique du phénomène de tremblement sur profil d'aile et de son contrôle en écoulement transsonique avec onde de choc*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France, 2000.
- T. Renaud. *Simulation numérique du tremblement autour de profils d'ailes en régime transsonique*. PhD thesis, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Paris, France, 2001.
- J. C. Robinet. *Stabilité linéaire d'un écoulement présentant une onde de choc*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France, 1999.
- J. C. Robinet et G. Casalis. Critical interaction of a shock wave with an acoustic wave. *Physics of Fluids*, 13(4) : 1047–1059, April 2001.
- J. C. Robinet, J. Gressier, G. Casalis, et J. M. Moschetta. Shock wave instability and the carbuncle phenomenon : same intrinsic origin. *AIAA Journal*, 37(4) : 453–459, April 1999.
- D. Rockwell. Oscillations of impinging shear layers. *AIAA Journal*, 21(5) : 645–664, 1983.
- P. L. Roe. Approximate Riemann Solvers, Parameters Vectors and Difference Schemes. *Journal of Computational Physics*, 43 : 357–372, 1981.
- F. W. Roos. Some features of the unsteady pressure field in transonic airfoil buffeting. *Journal of Aircraft*, 17(11) : 781–788, 1980.
- O. Rouzaud, S. Plot, et V. Couaillier. Numerical Simulation of Buffeting over Airfoil using Dual Time Stepping Method. In *Proc. ECCOMAS 2000, Barcelona, Spain*, September 2000.
- C. L. Rumsey, M. D. Sanetrik, R. T. Biedron, N. D. Melson, et E. B. Parlette. Efficiency and accuracy of time-accurate turbulent Navier-Stokes computations. *Computers and Fluids*, 25(2) : 217–236, 1996.

- P. Sagaut. *Large-eddy simulation for incompressible flows, 2nd edition*. Springer, 2002.
- P. Sauvage. *Études expérimentale et numérique des écoulements potentiels et visqueux*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France, 1998.
- N. Schaeffer, M. Thiery, et E. Coustols. Études et recherches sur les modèles de turbulence pour les écoulements décollés en entrée de tremblement. Rapport Technique 182/05626, ONERA DAAP/DMAE, Mars 2003.
- A. Séraudie, S. Prudhomme, M. J. Payry, et M. Plazanet. Application de la vélocimétrie laser à la soufflerie T2 : Étude bidimensionnelle sur l'extrados du profil OAT15A en vue d'effectuer un bilan de traînée de choc. Rapport Final OA 16/5017.19, ONERA/CERT/DERAT, Août 1990.
- A. Séraudie, S. Prudhomme, et M. Plazanet. Essais complémentaires à nombre de Reynolds variable en transition naturelle et déclenchée sur le profil OAT15A de 150 mm de corde à la soufflerie T2. Rapport Technique OA 75/1685 AND, ONERA/CERT/DERAT, Novembre 1987.
- T. H. Shih, J. Zhu, et J. L. Lumley. A realizable Reynolds stress algebraic equation model. *NASA TM 105993 ; ICOMP-92-27 ; CMOTT-92-14*, 1992.
- M. Shur, M. Strelets, A. Travin, et P. R. Spalart. Detached Eddy Simulation of an airfoil at high angle of attack. In W. Rodi et D. Laurence, editors, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 4*, pages 669–678, May 24-26 1999.
- M. Shur, M. Strelets, A. Travin, et P. R. Spalart. Turbulence Modeling in Rotating and Curved Channels : Assessment of the Spalart-Shur Correction Term. *AIAA Journal*, 38(5) : 784–792, 2000.
- J. W. Slater. <http://www.grc.nasa.gov/www/wind/valid/tutorial/spatconv.html>, 2004.
- D. Soulevant. Étude de l'écoulement instationnaire autour du profil transsonique OAT15A. Mesures par vélocimétrie laser. PV 188/05626, ONERA DAAP/DAFE, 2003.
- P. R. Spalart. Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(3) : 252–263, 2000.
- P. R. Spalart. Young-Person's Guide to Detached-Eddy Simulation Grids. Rapport Technique CR-2001-211032, NASA, 2001.
- P. R. Spalart et S. R. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *La Recherche Aéronautique*, 1 : 5–21, 1994.
- P. R. Spalart, W-H. Jou, M. Strelets, et S. R. Allmaras. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES Approach. 1st AFOSR International Conference on DNS/LES, Ruston, Louisiana, USA, August 4-8 1997.
- P. R. Spalart et M. Shur. On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature. *Aerospace Science and Technology*, 5 : 297–302, 1998.
- E. Stanewsky et D. Basler. Experimental investigation of buffet onset and penetration on a supercritical airfoil at transonic speeds. *AGARD CP-483, Aircraft dynamics loads due to flow separation, Sorrento, Italy*, pages 4.1–11, April 1-6 1990.
- J. L. Steger. Implicit finite-difference simulation of flow about arbitrary two-dimensional geometries. *AIAA Journal*, 16(7) : 679–686, 1978.

- M. Strelets. Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows. AIAA Paper 2001-0879, 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, USA, January 8-11 2001.
- M. Thiery et E. Coustols. Validation des modèles de turbulence pour les écoulements décollés en entrée de tremblement. Rapport Technique 6/08377, ONERA DAAP/DMAE, Mars 2005.
- M. Thiery, N. Schaeffer, D. Guénot, R. Houdeville, et E. Coustols. Validation des modèles de turbulence pour les écoulements décollés en entrée de tremblement : Approches URANS et DES. Rapport Technique 205/07381, ONERA DAAP/DMAE, Novembre 2003.
- F. Thivet et V. Saint Martin. Transonic flows past a supercritical airfoil computed with a zonal approach and two-equation turbulence models. In *Proc. Fourth ECCOMAS Computational Fluid Dynamics Conference, Athens, Greece*, volume I, pages 151–156, September 1998.
- H. Tijdeman. Investigation of transonic flow around oscillating airfoils. NLR TR 77090 U, National Aerospace Laboratory, The Netherlands, 1977.
- A. Travin, M. Shur, P. R. Spalart, et M. Strelets. On URANS solutions with LES-like behaviour. In *Proc. ECCOMAS 2004, Jyväskylä, Finland*, volume II, July 24-28 2004.
- S. Wallin et A. V. Johansson. An Explicit Algebraic Reynolds Stress Model for incompressible and compressible turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 403 : 89–132, 2000.
- D. Wang, S. Wallin, M. Berggren, et P. Eliasson. A computational study of unsteady turbulent buffet aerodynamics. AIAA Paper 2000-2657, Fluid 2000, Denver, CO, USA, June 19-22 2000.
- D. C. Wilcox. Comparison of Two-Equation Turbulence Models for Boundary Layers with Pressure Gradients. *AIAA Journal*, 31(8) : 1414–1421, August 1993.
- M. Wolfshtein. The velocity and temperature distribution in one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12, 1969.

Table des figures

1.1	Représentation schématique de l'interaction choc/couche limite en régime transsonique, sans décollement, d'après Déleroy et al. (1986).	15
1.2	Modèle B d'interaction choc/couche limite turbulente en régime transsonique : (i)phase initiale avec décollement de pied de choc et de bord de fuite et (ii)phase plus avancée où le décollement s'étend du pied de choc au bord de fuite, d'après Pearcey et al. (1968). . .	16
1.3	Limite expérimentale entre un écoulement décollé ou non pour un écoulement transsonique, d'après Déleroy (1984).	17
1.4	Détermination de l'entrée en tremblement par l'évolution de la pression au bord de fuite et de la fluctuation de charge normale en fonction de l'incidence, d'après Lee (2001). . .	17
1.5	Domaine de tremblement en fonction du nombre de Mach caractérisé par l'évolution : (a)du coefficient de portance, C_L , d'après Mabey (1989) et (b)de la fluctuation de charge normale, C'_N , d'après Lee (2001).	18
1.6	Propagation de l'information du bord de fuite vers l'onde de choc par des ondes de "Kutta", d'après Tijdeman (1977).	19
1.7	Modélisation du mécanisme d'oscillations auto-entretenues du choc, d'après Lee (1990). . .	20
1.8	Différents types de modélisation des équations de NS.	23
1.9	Comparaisons des prévisions entre les méthodes hybrides et les méthodes URANS - Profil OAT15A, $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	24
1.10	Classification des modèles de turbulence pour l'approche RANS.	25
1.11	Influence de la modélisation de la turbulence avec une approche de type URANS.	27
2.1	Visualisations du profil supercritique OAT15A dans la soufflerie transsonique S3, d'après Jacquin et al. (2005).	32
2.2	Visualisations par enduit visqueux de l'écoulement pariétal sur le profil OAT15A, d'après Molton et Jacquin (2003) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$	33
2.3	Effet d'incidence sur : (a)les répartitions de pression moyenne et (b)le signal instantané de pression en $x/c=0,45$ - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$ à $3,9^\circ$	34
2.4	Effet d'incidence sur : (a)les répartitions de pression r.m.s. sur l'extrados et (b)le spectre du signal de pression en $x/c=0,45$ - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$ à $3,9^\circ$	35
2.5	Analyse temporelle des signaux de fluctuations de pression longitudinale sur l'extrados, d'après Deck (2003) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	35
2.6	Évolution longitudinale du spectre des fluctuations de pression sur (a) l'extrados et (b) l'intrados, d'après Deck (2003) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	36
2.7	Visualisations par strioscopie du champ aérodynamique se développant à l'extrados, le vent vient de la gauche, d'après Molton et Jacquin (2003) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	37
2.8	Visualisations de la vitesse longitudinale moyennée par phase - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	38
2.9	Plan synthétique du mémoire - Résumé des données et méthodes utilisées.	46

3.1	Distributions de coefficient de pression stationnaire pour les modèles : (a)[SA], [SARC], [BSL] et [SST], (b)[KKL], [KKL] EARSMwj, [SZL] et [KPhi] - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$	48
3.2	Distributions de coefficient de frottement stationnaire pour les modèles : (a)[SA], [SARC], [BSL] et [SST], (b)[KKL], [KKL] EARSMwj, [SZL] et [KPhi] - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$	48
3.3	Profils de v_t/v stationnaire en cinq stations de l'extrados ($x/c=0,28, 0,45, 0,60, 0,75$ et 1) pour les modèles : [SA], [SARC], [BSL] et [SST] (haut), [KKL], [KKL] EARSMwj, [SZL] et [KPhi] (bas) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$	49
4.1	Évolution du coefficient de portance en fonction du temps pour les modèles [SA], [SST], [BSL], [KKL] et [SZL] avec les approches (a)"2D inf." et (b)"2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	54
4.2	Distributions de coefficient de pression moyen pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches (a)"2D inf." et (b)"2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	57
4.3	Distributions de coefficient de frottement moyen pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches (a)"2D inf." et (b)"2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	57
4.4	Distributions de pression r.m.s. pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches (a)"2D inf." et (b)"2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	58
4.5	Distributions de pression sur les parois haute et basse de la veine pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] - (a) : pression moyenne - (b) : pression r.m.s. - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	59
4.6	Distributions des coefficients de pression et de frottement par phase pour les modèles [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	61
4.7	Distributions des coefficients de pression et de frottement par phase pour les modèles [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	62
4.8	Profils de vitesse moyenne en cinq stations de l'extrados ($x/c=0,28, 0,45, 0,60, 0,75$ et 1) pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches "2D inf." (haut) et "2D conf." (bas) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	64
4.9	Profils de vitesse par phase en $x/c=0,60$ pour les modèles [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	65
4.10	Profils de vitesse par phase en $x/c=0,60$ pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	66
4.11	Profils de vitesse par phase en $x/c=1$ pour les modèles [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	67
4.12	Profils de vitesse par phase en $x/c=1$ pour les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec l'approche "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	68
4.13	Profils de tension de Reynolds en $x/c=0,28, 0,45, 0,60$ et $0,75$ pour le modèle [SA] avec l'approche "2D conf." pour les modèles [SA] et [SST] avec les approches "2D inf." et "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	70
4.14	Comparaison des contributions turbulente et périodique aux corrélations moyennes de vitesse longitudinale (haut) et transversale (bas) en $x/c=0,28, 0,45, 0,60$ et $0,75$ pour le modèle [SST] avec l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	71
4.15	Comparaison des contributions périodique (haut) et turbulente (bas) aux corrélations moyennes de vitesse longitudinale en $x/c=0,28, 0,45, 0,60$ et $0,75$ pour le modèle [SA] avec l'approche "2D conf." et pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf." et "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	72

4.16 Cartographie du module (gauche) et de la phase (droite) de la perturbation de pression pour les modèles (a)[SST] avec l'approche "2D inf.", (b)[SST] avec l'approche "2D conf. et (c)[SA] avec l'approche "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 74

5.1 Évolution du coefficient de portance en fonction du temps pour les modèles : (a)[SA], [SST] et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." et, (b)[SA] et [SST] avec l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 78

5.2 Distributions de pression sur le profil pour les modèles [SA] avec l'approche "2D conf.", [SST] avec l'approche "2D inf" et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - (a) : coefficient de pression moyen - (b) : pression r.m.s. - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 80

5.3 Spectres des fluctuations de pression à la paroi en trois stations ($x/c=0,3$, $0,60$ et $0,80$) pour les modèles [SA] avec l'approche "2D conf.", [SST] avec l'approche "2D inf" et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 81

5.4 Profils de vitesse moyenne en cinq stations de l'extrados ($x/c=0,28$, $0,45$, $0,60$, $0,75$ et 1) pour les modèles [SA] avec l'approche "2D conf.", [SST] avec l'approche "2D inf." et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 82

5.5 Profils de vitesse par phase en $x/c=0,60$ pour les modèles [SA] avec l'approche "2D conf.", [SST] avec l'approche "2D inf." et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 83

5.6 Profils de vitesse par phase en $x/c=1$ pour les modèles [SA] avec l'approche "2D conf.", [SST] avec l'approche "2D inf." et DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 84

5.7 Surfaces et lignes d'iso-valeur de critère Q pour huit instants dans la période d'oscillation pour le modèle DES [SA] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 85

5.8 Surfaces et lignes d'iso-valeur de critère Q pour deux instants dans la période d'oscillation pour le modèle [SST] avec l'approche "2,5D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 87

6.1 Évolution du coefficient de portance en fonction du temps pour les modèles : (a)[SA], [SST] et [KKL] EARS Mwj avec l'approche "3D conf." et, (b)[SA] et [SST] avec l'approche "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 90

6.2 Distributions de : (a)pression moyenne sur les parois haute et basse et, (b)de coefficient moyen de pression sur le profil, pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 91

6.3 Distributions de coefficient moyen de frottement sur l'extrados pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 92

6.4 Distributions de pression r.m.s. sur : (a)le profil et (b)les parois haute et basse, pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 93

6.5 Distributions des coefficients de pression et de frottement par phase pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 94

6.6 Profils de vitesse moyenne en cinq stations de l'extrados ($x/c=0,28$, $0,45$, $0,60$, $0,75$ et 1) pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 95

6.7 Profils de vitesse par phase en $x/c=0,60$ pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 96

6.8 Profils de vitesse par phase en $x/c=1$ pour le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 97

6.9 Évolution 3D de coefficient de pression moyen à la paroi pour le modèle [SST] avec l'approche "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$ 99

6.10	Évolution 3D de la pression r.m.s. à la paroi pour le modèle [SST] avec l'approche "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	99
6.11	Vue générale de la topologie moyenne de l'écoulement 3D - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.	100
6.12	Topologie moyenne de l'écoulement 3D sur la paroi latérale - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	101
6.13	Topologie moyenne de l'écoulement 3D sur l'extrados du profil - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	102
6.14	Topologie de l'écoulement 3D pour huit instants dans la période d'oscillation pour le modèle [SST] avec l'approche "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	103
B.1	Évolution de la cadence d'acquisition dans le champ - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$. . .	137
B.2	Profils de vitesse moyenne en quatre stations de l'extrados ($x/c=0,28, 0,45, 0,60$ et $0,75$) - Comparaison des mesures de "LDV classique" et de la moyenne des mesures "LDV conditionnelle" - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	139
B.3	Profils de vitesse moyennée par phase en deux stations de l'extrados ($x/c=0,60$ et $0,75$) - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	139
C.1	Topologies de maillage.	141
C.2	Amélioration du profil des tensions de Reynolds à l'aval du culot ($x/c = 1,01$) pour les maillages de l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$	142
C.3	Visualisation du maillage de l'approche "2D inf."	143
C.4	Visualisation du maillage de l'approche "2D conf." (— "standard" ou - - - "extended").	143
C.5	Validation des conditions aérodynamiques pour l'approche "2D conf." avec les distributions de pression moyenne (a) sur les parois haute et basse et (b) sur le profil - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	144
C.6	Validation des conditions aérodynamiques pour l'approche "2D conf." avec (a) les lignes de courants moyennes et (b) les lignes d'iso-valeur de nombre de Mach - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	145
C.7	Validation des paramètres d'intégration temporelle avec les distributions de pression r.m.s. obtenues avec les méthodes (a) DTS et (b) GTS - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$. . .	146
C.8	Validation de (a) la position du plan de sortie et (b) du raffinement, avec les distributions de pression r.m.s. sur le profil - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	147
C.9	Validation des conditions numériques de l'approche "3D conf." avec les distributions de pression stationnaire sur les parois haute et basse - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$	148
D.1	Effet du sur-épaissement de la couche limite au point de déclenchement avec (a) l'approche "2D inf." et $\alpha=4,5^\circ$ et (b) l'approche "2D conf." et $\alpha=3,5^\circ$ - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$	152

Liste des tableaux

1.1	Comparaison des fréquences d'oscillations de choc mesurée et calculée, d'après Lee (1990).	20
4.1	Coefficients de portance moyen et fluctuant prévus par les modèles [SA], [BSL], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches "2D inf." et "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.	55
4.2	Fréquences d'oscillation du choc prévues par les modèles [SA], [SST], [KKL] et [SZL] avec les approches "2D inf." et "2D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.	56
6.1	Coefficients de portance moyen et fluctuant et fréquence prévues par le modèle [SST] avec les approches "2D inf.", "2D conf." et "3D conf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.	91
A.1	Constantes du modèle [KKL] selon les fermetures de type EVM (Daris et Bézard, 2001, 2002) et EARSM (Bézard, 2004).	130
C.1	Caractéristiques des maillages de l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$.	142
C.2	Caractéristiques des maillages de l'approche "2D conf.".	144

Annexe A

Équations de base pour un écoulement instationnaire compressible

Dans cette annexe, nous détaillons les équations de base pour un écoulement instationnaire compressible, i.e. les équations de Navier-Stokes (NS). Nous abordons classiquement le problème de leur traitement statistique pour rendre accessible leur résolution à des cas d'écoulement complexes. L'application de la moyenne d'ensemble de Reynolds provoque alors une perte d'information qu'il est nécessaire de restituer par une modélisation. Dans cette optique, nous illustrons deux types de fermeture algébrique, linéaire et non linéaire.

A.1 Équations du mouvement

Les équations de NS transcrivent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie d'un fluide réel, i.e. visqueux et conducteur de la chaleur. L'écoulement est alors régi par trois équations principales :

① l'équation de conservation de la masse ou équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{u}) = 0 \quad (\text{A.1})$$

où ρ désigne la masse volumique, t le temps et \underline{u} le vecteur vitesse.

② l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho \underline{u}}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \underline{u} \otimes \underline{u} + p \underline{I}] - \nabla \cdot \underline{\tau} = 0 \quad (\text{A.2})$$

où p désigne la pression, $\underline{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses et \underline{I} le tenseur identité. Nous ne considérons ici que des écoulements gazeux et les forces volumiques sont négligées. Par ailleurs, notons la présence du terme d'advection $\nabla \cdot [\rho \underline{u} \otimes \underline{u}]$ qui traduit la non linéarité intrinsèque des équations de NS.

③ l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho E \underline{u} + p \underline{u} \cdot \underline{I}] - \nabla \cdot [\underline{u} \cdot \underline{\tau} - \underline{q}] = 0 \quad (\text{A.3})$$

où \underline{q} désigne le flux de chaleur et E l'énergie totale qui comprend l'énergie interne e et l'énergie cinétique par unité de masse de telle sorte que :

$$E = e + \frac{1}{2} \underline{u} \cdot \underline{u} \quad (\text{A.4})$$

A.2 Fermeture du système

Le système formé par les équations (A.1) à (A.4) est ouvert de part l'introduction du scalaire p , du tenseur $\underline{\underline{\tau}}$ et du vecteur \underline{q} . Pour fermer le problème, il est alors nécessaire de préciser quelques propriétés du gaz étudié en précisant une loi d'état et des lois de comportement.

A.2.1 Lois d'état

Pour un gaz caloriquement parfait, à chaleurs spécifiques constantes de rapport $\gamma = c_p/c_v$, la pression est donnée par :

$$p = \rho r T \quad (\text{A.5})$$

où T est la température et r le rapport de la constante universelle des gaz parfait et de la masse molaire du gaz considéré ($r = R/M$ avec $R=8,345 \text{ J.mol}^{-1}.K^{-1}$). La constante r s'exprime également comme la différence des chaleurs spécifiques : $r = c_p - c_v$. Ainsi, la pression peut être exprimée en fonction de l'énergie interne $e = c_v T$ par :

$$p = \rho (\gamma - 1) e \quad (\text{A.6})$$

A.2.2 Lois de comportement

Pour un fluide newtonien, le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\tau}}$ est donné par la loi :

$$\underline{\underline{\tau}} = \lambda (\nabla \cdot \underline{u}) \underline{\underline{I}} + 2\mu \underline{\underline{S}} \quad (\text{A.7})$$

où $\underline{\underline{S}} = \frac{1}{2} (\underline{\underline{\nabla}} \underline{u} + {}^t \underline{\underline{\nabla}} \underline{u})$ est le tenseur des taux de déformation, i.e. la partie symétrique du gradient de vitesse et où λ et μ désignent deux coefficients de viscosité du fluide. En supposant que le fluide suit l'hypothèse de Stokes, λ s'exprime en fonction de μ ($\lambda = -\frac{2}{3}\mu$) et le tenseur des contraintes s'écrit alors :

$$\underline{\underline{\tau}} = 2\mu \left(\underline{\underline{S}} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \underline{u}) \underline{\underline{I}} \right) \quad (\text{A.8})$$

Ensuite, le vecteur flux de chaleur \underline{q} est exprimé en fonction du gradient de température par la loi de Fourier :

$$\underline{q} = -\kappa \underline{\underline{\nabla}} T \quad (\text{A.9})$$

où κ désigne le coefficient de conductivité thermique. Par ailleurs, le nombre de Prandtl $Pr = \mu c_p / \kappa$ peut être introduit dans la formulation du flux de chaleur, qui devient :

$$\underline{q} = -\frac{\mu c_p}{Pr} \underline{\underline{\nabla}} T \quad (\text{A.10})$$

Enfin, la viscosité sera évaluée par la loi de Sutherland :

$$\mu(T) = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + 110,4}{T + 110,4} \quad (\text{A.11})$$

avec $T_0 = 273,16 \text{ K}$ et $\mu_0 = 1,711.10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$.

A.3 Traitement statistique

La non linéarité intrinsèque des équations de NS annonce la multiplicité des échelles qui seront rencontrées dans l'écoulement, imprédictibles, à caractère dissipatif et diffusif. Pour rendre le problème accessible aux résolutions numériques, une modélisation d'une partie du champ peut être nécessaire.

A.3.1 Formulation

L'approche statistique proposée par Reynolds consiste à décomposer toute grandeur f du champ aérodynamique en une partie moyenne F et une partie fluctuante f' , où F est définie comme la moyenne d'ensemble ou moyenne au sens statistique sur f_k réalisations indépendantes de f , de telle sorte que :

$$F = \langle f \rangle = \lim_{k \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f_k \quad (\text{A.12})$$

En pratique, nous nous intéressons à des écoulements stationnaires au sens statistique (cf. SEC. 2.1) et cette moyenne d'ensemble, difficile à évaluer, peut être remplacée par une moyenne temporelle (hypothèse d'ergodicité), définie par :

$$\langle f \rangle = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau f dt \quad (\text{A.13})$$

où τ représente un temps suffisamment grand devant les échelles turbulentes pour obtenir une estimation correcte de la moyenne. Ainsi, la décomposition de Reynolds s'écrit :

$$f = \langle f \rangle + f' \quad , \quad \text{avec} \quad \langle f' \rangle = 0 \quad (\text{A.14})$$

Pour des écoulements à masse volumique variable, l'application de la relation (A.14) aux équations de NS fait apparaître de nombreux termes supplémentaires. Il est alors commode d'utiliser la moyenne pondérée par la masse volumique pour simplifier le problème. Elle est définie par :

$$f = \tilde{F} + f'' \quad , \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \tilde{F} = \frac{\langle \rho f \rangle}{\langle \rho \rangle} \\ \langle \rho f'' \rangle = 0 \quad , \quad \text{mais} \quad \langle f'' \rangle \neq 0 \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

En utilisant cette nouvelle décomposition, les équations de NS (A.1, A.2 et A.3) s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \rho \rangle \underline{\tilde{U}}) = 0 \\ \frac{\partial \langle \rho \rangle \underline{\tilde{U}}}{\partial t} + \nabla \cdot [\langle \rho \rangle \underline{\tilde{U}} \otimes \underline{\tilde{U}} + \langle p \rangle \underline{I}] - \nabla \cdot [\underline{\tau} - \langle \rho \underline{u}'' \otimes \underline{u}'' \rangle] = 0 \\ \frac{\partial \langle \rho \rangle \underline{\tilde{E}}}{\partial t} + \nabla \cdot [\langle \rho \rangle \underline{\tilde{E}} \underline{\tilde{U}} + \langle p \underline{u} \cdot \underline{I} \rangle] - \nabla \cdot [\langle \underline{u} \cdot \underline{\tau} \rangle - \langle \underline{q} \rangle - \langle \rho \underline{u}'' E'' \rangle] = 0 \end{array} \right. \quad (\text{A.16})$$

De nouvelles inconnues apparaissent :

- les tensions de Reynolds, $\underline{\tau}_R = - \langle \rho \underline{u}'' \otimes \underline{u}'' \rangle$, qui traduisent le couplage entre le mouvement moyen et le mouvement turbulent et,
- le flux de chaleur turbulent, $\underline{q}_t = \langle \rho \underline{u}'' E'' \rangle$, qui représente la diffusion d'énergie par l'agitation turbulente.

Elles nécessitent une modélisation pour fermer le problème et deux grands types de stratégie existent :

- ajouter des équations de transport portant sur les nouvelles inconnues, ce qui conduit à des fermetures de type RSTM (pour "Reynolds Stress Transport Model") avec une modélisation au second ordre ou,
- éliminer les nouvelles inconnues en les reliant au champ moyen par une relation constitutive, ce qui conduit à des fermetures de type RSAM (pour "Reynolds Stress Algebraic Model") au premier ordre, de complexité diverse selon la relation utilisée.

A.3.2 Illustration des fermetures algébriques

Dans ce mémoire, nous nous concentrons sur les fermetures algébriques. Leurs avantages et inconvénients sont détaillés en SEC. 1.3.2 et nous proposons ici une illustration de leur formulation, qui peut être (i) linéaire pour les fermetures de type EVM et (ii) non linéaire pour les fermetures de type EARSM (Wallin et Johansson, 2000).

Modèle à deux équations de transport

Que la relation constitutive soit linéaire ou non linéaire, elle nécessite l'évaluation des deux échelles de la turbulence, l'énergie cinétique de turbulence k et le taux de dissipation turbulente ε . Elles sont alors généralement déduites de la résolution de deux équations de transport, l'une portant directement sur k , l'autre portant sur une grandeur ϕ permettant de retrouver ε connaissant k .

Nous prenons l'exemple du modèle [KKL] (Daris et Bézard, 2001, 2002), où $\phi = kL$ et $\varepsilon = k^{5/2}/kL$. Les équations de transport ont alors une forme classique :

"Convection = Production - Dissipation + Diffusion"

$$\frac{D\rho k}{Dt} = P_k - \rho \frac{k^{5/2}}{\phi} + \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \right) \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{D\rho\phi}{Dt} = C_{\phi_1} \frac{\phi}{k} P_k - C_{\phi_2} \rho k^{3/2} + \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\phi} \nabla \phi \right) + C_{\phi\phi} \frac{\mu_t}{\phi} \nabla \phi \cdot \nabla \phi + C_{\phi k} \frac{\mu_t}{k} \nabla \phi \cdot \nabla k \quad (\text{A.18})$$

Les constantes du modèle diffèrent selon la fermeture adoptée, linéaire de type EVM ou non linéaire de type EARSM (TAB. A.1).

Modèle	C_{ϕ_1}	C_{ϕ_2}	σ_k	σ_ϕ	$C_{\phi\phi}$	$C_{\phi k}$
[KKL]	1	0,58	1,8	1,03	-1,72	0,96
[KKL] EARSMwj	1	0,58	0,9	1,6	-1,38	1,53

TAB. A.1: Constantes du modèle [KKL] selon les fermetures de type EVM (Daris et Bézard, 2001, 2002) et EARSM (Bézard, 2004).

Relations constitutives

Les relations constitutives sont construites à partir des gradients de vitesse, k et ε . Les tensions de Reynolds s'expriment alors de telle sorte que :

$$\text{EVM} : \langle \underline{u}' \otimes \underline{u}' \rangle = \frac{2}{3} k \underline{I} - 2 \nu_t \underline{S} \quad (\text{A.19})$$

$$\text{EARSM}_{2D} : \langle \underline{u}' \otimes \underline{u}' \rangle = \frac{2}{3} k \underline{I} - \beta_1 \underline{S} + \beta_2 \left(\underline{S}^2 - \frac{1}{3} \text{tr} \left[\underline{S}^2 \right] \underline{I} \right) + \beta_3 \left(\underline{S} \cdot \underline{\Omega} - \underline{\Omega} \cdot \underline{S} \right) \quad (\text{A.20})$$

où $\underline{\underline{S}} = S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ est le tenseur des taux de déformation, $\underline{\underline{\Omega}} = \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ le tenseur des taux de rotation et $\tau = k/\varepsilon$ l'échelle de temps caractéristique de la turbulence.

Les coefficients β_i sont tels que : $\beta_1 = \frac{2A_2N}{Q} k\tau$, $\beta_2 = \frac{4A_1A_3}{Q} k\tau^2$ et $\beta_3 = -\frac{2A_2}{Q} k\tau^2$
avec $N = A_1 + A'_1 P/\varepsilon$; $Q = N - 2 \operatorname{tr} \left[\underline{\underline{\Omega}}^2 \right] - 2/3 A_3^2 \operatorname{tr} \left[\underline{\underline{S}}^2 \right]$; $A_1=1,8$; $A'_1=2,25$; $A_2=0,6$ et $A_3=0$.

Ainsi, la relation constitutive de type EARSM contient au premier ordre les termes de la fermeture EVM. La richesse de sa formulation réside dans les termes quadratiques et dans la variabilité de β .

A.3.3 Détails sur les formulations des modèles de turbulence

Ce paragraphe regroupe les formulations des modèles de turbulence (équations de transport, expression de v_t et conditions limites), pour conserver plus de clareté dans la présentation de leurs atouts en SEC. 2.2.2.

Le modèle de Spalart et Allmaras (1994) [SA]

$$\begin{aligned} \frac{D\rho\tilde{v}}{Dt} &= c_{b1} (1 - f_{t2}) \tilde{S} \rho \tilde{v} - \left(c_{w1} f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right) \rho \left[\frac{\tilde{v}}{d} \right]^2 \\ &+ \frac{1}{\sigma} \left[\nabla \cdot [(\mu + \rho\tilde{v}) \underline{\underline{\nabla}}\tilde{v}] + c_{b2} \underline{\underline{\nabla}}\rho\tilde{v} \cdot \underline{\underline{\nabla}}\tilde{v} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

$$\text{avec } v_t = \tilde{v} f_{v1} \quad (\text{A.22})$$

La condition limite à la paroi est triviale ($\tilde{v}=0$) et les fonctions sont définies telles que :

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}, \quad f_w = g \left(\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right)^{1/6}, \quad f_{t2} = c_{t3} \exp(-c_{t4} \chi^2)$$

$$\text{avec, } \chi = \frac{\tilde{v}}{\nu}, \quad \tilde{S} = S + \frac{\tilde{v}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad S^2 = 2S_{ij}S_{ij}, \quad g = r + c_{w2} (r^6 - r), \quad r = \frac{\tilde{v}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2}$$

et les constantes, $c_{b1} = 0,1355$; $c_{b2} = 0,622$; $\sigma = \frac{2}{3}$; $\kappa = 0,41$; $c_{v1} = 7,1$

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma}; \quad c_{w2} = 0,3; \quad c_{w3} = 2; \quad c_{t3} = 1,2 \quad \text{et} \quad c_{t4} = 0,5$$

Le modèle de Spalart et Allmaras avec correction de courbure (Spalart et Shur, 1998) [SARC]

L'équation de transport du modèle [SA] est conservée, seul le terme de production est multiplié par :

$$f_{r1}(r^*, \tilde{r}) = (1 + c_{r1}) \frac{2r^*}{1 + r^*} \left[1 - c_{r3} \tan^{-1}(c_{r2} \tilde{r}) \right] - c_{r1} \quad (\text{A.23})$$

$$\text{avec, } r^* = S/\omega, \quad \tilde{r} = 2\omega_{ik}S_{jk} \left[\frac{DS_{ij}}{Dt} + (\epsilon_{imn}S_{jn} + \epsilon_{jmn}S_{in})\Omega_m \right] / D^4$$

$$\omega_{ij} = \Omega_{ij} + \epsilon_{mji}\Omega_m, \quad \omega^2 = 2\omega_{ij}\omega_{ij}, \quad D^2 = \frac{1}{2} (S^2 + \omega^2)$$

$$c_{r1} = 1, \quad c_{r2} = 12, \quad c_{r3} = 1$$

Le modèle de Menter (1994) dans sa version BaSeLine [BSL]

$$\frac{D\rho k}{Dt} = P_k - \beta^* \rho k \omega + \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t) \underline{\nabla} k] \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 + \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \underline{\nabla} \omega] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \underline{\nabla} k \cdot \underline{\nabla} \omega \quad (\text{A.25})$$

$$\text{avec } \nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (\text{A.26})$$

Les conditions limites à la paroi sont telles que $k=0$ et $\omega \rightarrow 6\nu/\beta y^2$. La condition sur ω peut être imposée de deux manières différentes dans **elsA** :

- ① en assurant l'évolution asymptotique en $1/y^2$ au voisinage de la paroi (zone linéaire) ou,
- ② en utilisant le concept de "pseudo-rugosité" qui permet d'imposer une valeur finie à la paroi telle que $\omega_p = S_R u_\tau^2/\nu$, avec $S_R=100$ pour une paroi lisse.

Dans ce mémoire, nous n'utilisons que la condition ②, au comportement numérique plus stable.

La fonction F_1 , qui permet le passage du modèle de type $k - \omega$ ($F_1 = 1$) au modèle de type $k - \varepsilon$ à l'extérieur ($F_1 = 0$), est telle que :

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad \text{avec} \quad \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500\mu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega_2} k}{\text{CD}_{kw} y^2} \right]$$

$$\text{et} \quad \text{CD}_{kw} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (\text{A.27})$$

Toute "constante" Φ du modèle se détermine à partir de deux valeurs Φ_1 et Φ_2 , de telle sorte que $\Phi = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2$, avec $\sigma_{k_1}=0,5$; $\sigma_{k_2}=1,0$; $\sigma_{\omega_1}=0,5$; $\sigma_{\omega_2}=0,856$; $\beta_1=0,075$ et $\beta_2=0,0828$. De plus, $\alpha=5/9$, $\beta=3/40$ et $\beta^*=C_\mu=0,09$.

Le modèle de Menter (1994) avec correction SST [SST]

Les équations de transport du modèle [BSL] sont conservées et seule la constante de diffusion de k dans le modèle interne est modifiée ($\sigma_{k_1}=0,85$). La correction SST porte sur l'expression de ν_t , qui s'écrit alors :

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (\text{A.28})$$

$$\text{avec,} \quad a_1 = 0,31 \quad \text{et} \quad F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad \text{où,} \quad \arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500\mu}{y^2 \omega} \right)$$

Le modèle $k-\varphi$ (Aupoix et al., 2000) [KPhi]

$$\frac{D\rho k}{Dt} = P_k - \rho \varphi \sqrt{k} - 2\mu \frac{k}{y^2} \exp(-c_3 R_y) + \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \underline{\nabla} k \right] \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{D\rho \varphi}{Dt} = c_{\varphi_1} \frac{P_k \varphi}{k} - c_{\varphi_2} \frac{\varphi^2}{\sqrt{k}} + c_1 \frac{k^{3/2}}{y^2} \exp(-c_2 R_y) + \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varphi} \right) \underline{\nabla} \varphi \right] \quad (\text{A.30})$$

$$\text{avec } \nu_t = C_\mu f_{\mu_\varphi} \frac{k^{3/2}}{\varphi} \quad (\text{A.31})$$

Les conditions limites à la paroi sont triviales (k et $\varphi=0$) et les fonctions sont définies telles que :

$$f_{\mu_\varphi} = 1 - \exp \left[-0,0278 R_y^{1/2} - 1,237 R_y^{3/2} \right], \quad c_{\varphi_1} = 1,14 \left[1 + \frac{0,7389 \xi^2 + 0,723 \xi}{\xi^2 - 1,237 \xi + 1} \right]$$

$$c_{\varphi_2} = -0,5 + 1,92 \left[1 - \frac{0,4}{1,8} \exp \left[- \left(\frac{R_t}{6} \right)^2 \right] \right], \quad R_y = \frac{\sqrt{k} y}{\nu}, \quad \xi = \max \left(0, \frac{\nu_t}{S (\kappa y)^2} - 1 \right), \quad R_t = \frac{k^{3/2}}{\nu \varphi}$$

et les constantes, $\sigma_k = 1,5$; $\sigma_\varphi = 2,0$; $c_1 = 0,85$; $c_2 = 0,15$ et $c_3 = 0,055$.

Le modèle k - kL (Daris et Bézard, 2001, 2002) [KKL]

Les équations de transport sont données sous leur forme générale en (A.17) et (A.18) ($\phi=kL$), un terme de destruction étant à ajouter pour le traitement de paroi :

$$-\frac{2\nu k}{y^2} \quad \text{dans (A.17)} \quad \text{et} \quad -C_{\phi_w} f_1 \rho \frac{\phi^{5/2}}{\nu^2 \sqrt{y}} \quad \text{dans (A.18)}$$

$$\text{avec} \quad \nu_t = f_{\mu_{kL}} C_\mu \frac{\phi}{\sqrt{k}}$$

Les conditions limites à la paroi sont triviales (k et $\phi=0$) et les fonctions sont définies telles que :

$$f_1 = \exp \left[-C_{\omega_1} R_y \right], \quad f_{\mu_{kL}} = 1 - \exp \left[-C_{\omega_2} R_y^{3/2} \right]$$

et les constantes, $C_{\phi_w}=0,00077$; $C_{\omega_1}=0,062$ et $C_{\omega_2}=0,00325$ et TAB. A.1.

Le modèle de Shih et al. (1992) [SZL]

Le modèle est disponible en formulation bi-couche, dont la formulation du modèle externe est :

$$\frac{D\rho k}{Dt} = P_k - \rho \varepsilon + \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] \quad (\text{A.32})$$

$$\frac{D\rho \varepsilon}{Dt} = c_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - c_{\varepsilon_2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \varepsilon] \quad (\text{A.33})$$

$$\text{avec} \quad \nu_t = C_\mu^* \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{A.34})$$

$$\text{où} \quad C_\mu^* = \frac{2/3}{c_1 + \sqrt{2}\eta + c_3 \sqrt{2}\xi}, \quad \eta = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{S_{lm} S_{lm}}, \quad \xi = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\Omega_{lm} \Omega_{lm}}$$

$$\sigma_k = 1,00 ; \sigma_\varepsilon = 1,30 ; c_{\varepsilon_1} = 1,55 \text{ et } c_{\varepsilon_2} = 2,00$$

Le modèle interne est constitué de la relation (A.32) et des deux relations algébriques suivantes :

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad \text{avec} \quad l_\varepsilon = c y \left[1 - \exp \left(- \frac{R_y}{A_\varepsilon} \right) \right] \quad (\text{A.35})$$

$$\nu_t = C_\mu k^{1/2} l_\mu \quad \text{avec} \quad l_\mu = c y \left[1 - \exp \left(- \frac{R_y}{A_\mu} \right) \right] \quad (\text{A.36})$$

$$\text{où} \quad A_\varepsilon = 2c ; \quad A_\mu = 70 \quad \text{et} \quad c = \kappa C_\mu^{-3/4}$$

Le raccord entre les deux modèles est assuré par la condition : $\max(y^\dagger; 2/5 R_y) \leq 100$.

A.4 Approche hybride de type DES

Dans cette dernière section, nous souhaitons traiter de la stratégie hybride URANS/LES dénommée DES (pour "Detached Eddy Simulation"). Toutefois, contrairement à la section précédente, l'objectif n'est pas de détailler les notations associées à la LES en terme de filtrage spatial, mais d'introduire les équations et les concepts de l'approche DES pour mieux apprécier les résultats du CHAP. 5.

A.4.1 Principe de la formulation

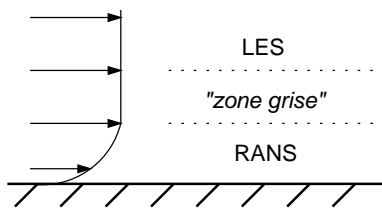
La formulation DES, proposée par Spalart et al. (1997), repose sur l'utilisation d'un modèle de turbulence unique, ayant de bonnes aptitudes pour prévoir les décollements.

Elle a été développée initialement avec le modèle [SA], où seul le terme de destruction de l'équation de transport pour $\tilde{\nu}$ (relation (A.21)) est modifié : la distance à la plus proche paroi, d , est alors remplacée par la grandeur \tilde{d} , définie par¹ :

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES} \Delta) \quad \text{avec : } \Delta = \max(\Delta_i, \Delta_j, \Delta_k) \quad (\text{A.37})$$

où Δ_i , Δ_j , et Δ_k sont les tailles de maille dans les directions i , j , k et C_{DES} une constante déterminée sur un cas de turbulence isotrope en décroissance, égale à 0,65 (Shur et al., 1999).

La formulation DES profite ainsi des avantages des deux types de modélisation. Au voisinage d'une paroi, $d \ll \Delta$ et le modèle [SA] "classique" est appliqué alors que la LES y serait coûteuse. Par contre, lorsque $\Delta \ll d$, la taille de maille devient l'échelle caractéristique : le modèle évolue vers un modèle de sous-maille et la part de modélisation diminue.



Entre ces deux zones de résolution bien identifiées URANS et LES, il existe une zone intermédiaire, appelée "zone grise", qui permet une transition continue. Son extension n'est pas connue précisément mais son rôle est capital ; en effet, elle doit permettre le développement des instabilités de nature 2D et leur enrichissement vers un contenu 3D. Ainsi, de part ce mécanisme, l'écoulement simulé n'est pas physique localement.

Enfin, l'approche DES, initialement proposée pour simuler des écoulements massivement décollés, est plus généralement appropriée pour traiter des décollements présentant des instabilités fortes de type Kelvin-Helmholtz, qui génèrent rapidement des structures tourbillonnaires responsables du caractère instationnaire de l'écoulement.

A.4.2 Précautions d'utilisation

La formulation DES est simple à mettre en oeuvre, toutefois elle nécessite quelques précautions d'utilisation.

Tout d'abord, le positionnement de la "zone grise" est assuré par le maillage via la relation (A.37). Les maillages près des parois sont classiquement anisotropes, avec un fort raffinement dans la direction verticale ; cela permet alors d'assurer que les couches limites sont résolues avec l'approche URANS. Cependant, quand l'anisotropie du maillage diminue, la longueur Δ est modifiée et la position de la "zone

¹Cette modification de l'échelle de longueur du modèle conduit à l'activation des fonctions d'amortissement, comme f_w loin des parois, ce qui n'a pas beaucoup de sens physique. Certains auteurs (Shur et al., 1999; Aupoix et al., 2001) suggèrent alors de forcer leur comportement dans la zone LES, ce qui implique une recalibration de la constante C_{DES} . Cependant, dans ce mémoire, l'évolution de ces fonctions est laissée libre, conformément à la formulation initiale de Spalart et al. (1997).

grise" peut se rapprocher de la paroi. Les couches limites sont alors partiellement résolues avec l'approche LES, la viscosité turbulente diminue et des décollements apparaissent plus facilement ; c'est le phénomène de "Grid Induced Separation". Cet effet est bien connu (Aupoix et al., 2001; Deck, 2002; Menter et al., 2003) et les solutions proposées consistent à modifier la relation (A.37) : l'épaisseur de couche limite attachée est alors un élément de comparaison, l'information provenant soit du modèle, soit de l'utilisateur.

Ensuite, l'approche nécessite d'utiliser des maillages 3D pour reproduire la dynamique des structures turbulentes. Les mailles de la zone LES doivent alors être, (i) cubiques, pour ne pas privilégier de direction dans l'étirement des tourbillons et, (ii) relativement "petites", pour que la modélisation de sous-maille porte bien sur les échelles inertielles. Spalart (2001) recommande de choisir des mailles cubiques, telles que $\Delta z \sim \Delta x$.

Par ailleurs, l'envergure de résolution L_x doit permettre une déformation libre des structures sans altération de la dynamique 3D. Le critère proposé par (Sagaut, 2002) est tel que $L_x \geq 4L_s$, où L_s est l'étendue transversale du décollement. Il se retrouve pour diverses applications comme sur les profils NACA0012 (Strelets, 2001; Guénot et Aupoix, 2003; Guénot, 2004) et OAT15A (Deck, 2004, 2005).

Enfin, les intégrations en temps et en espace doivent être suffisamment précises pour reproduire les petites échelles de la turbulence dans la zone LES. Nous sommes alors confronté à deux niveaux d'exigence contradictoires ; d'une part, la modélisation LES a besoin de schémas d'ordre élevé, qui sont instables dans la zone URANS et d'autre part, les schémas stables pour la résolution URANS sont trop diffusifs pour la LES. Strelets (2001) propose alors une adaptation du schéma à la zone, décentré pour la LES et centré pour l'URANS.

Annexe B

Éléments complémentaires sur la vélocimétrie laser par franges

L'objectif de cette annexe sur la vélocimétrie laser par franges n'est pas de détailler la technique de mesure mise en oeuvre au DAFE (pour plus de précisions, consulter Forestier (2003); Soulevant (2003)) mais de donner quelques éléments sur le type de traitement statistique appliqué, en vue des comparaisons avec les résultats de simulations numériques.

B.1 Moyenne de Reynolds : une approche classique

Le traitement statistique standard est la moyenne d'ensemble au sens de Reynolds $\langle \cdot \rangle$ (ou moyenne temporelle) qui décompose le signal en une partie moyenne et une fluctuation, de telle sorte que :

$$\underline{u}(x, t) = \underline{U}(x) + \underline{u}'(x, t) \text{ , avec } \langle \underline{u}'(x, t) \rangle = 0 \quad (\text{B.1})$$

Ce type de traitement, aussi appelé "LDV classique", permet d'accéder aux valeurs moyennes de chaque composante de vitesse et des corrélations de fluctuations, directement comparables aux résultats des simulations de type RANS.

Les mesures par vélocimétrie laser reposent sur l'évaluation de la vitesse des particules qui traversent un volume de contrôle. Cette évaluation est source de nombreux biais (cf. Forestier (2003)), bien

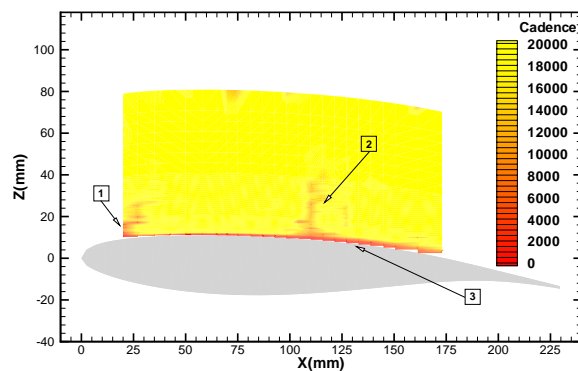


FIG. B.1: Évolution de la cadence d'acquisition dans le champ - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

connus et maîtrisés par les expérimentateurs (détermination de seuil d'acquisition, application de corrections, ...). En particulier, le biais d'échantillonnage est illustré par une carte de taux d'acquisition des particules où trois zones présentent des niveaux faibles (Fig. B.1). Dans la zone \square , la qualité du volume de mesure est perturbée par les variations d'indice induites par les ondes de compression issues de la bande de transition. Dans la zone \square , le mécanisme est le même, causé par la présence de l'onde de choc. Enfin, la zone \square se situe classiquement à l'approche de la maquette : la perte d'information résulte à la fois de la décroissance de vitesse locale et des réflexions lumineuses sur la paroi de la maquette.

Ce problème d'alimentation est particulièrement sévère pour les écoulements instationnaires très structurés (i.e. gouvernés par une fréquence clairement identifiée, comme le phénomène de tremblement bidimensionnel). Les travaux de Forestier et al. (2003) montrent alors que la LDV classique est insuffisante pour donner une représentation réaliste du champ¹ car il n'y a aucune disposition qui permette d'assurer une répartition homogène des particules dans la période. Le traitement conditionnel des mesures LDV permet de résoudre ce biais.

B.2 Moyenne de phase : une approche adaptée aux écoulements périodiques

La moyenne de phase $\langle \cdot \rangle_\varphi$ est une moyenne d'ensemble particulière qui permet d'extraire la fluctuation périodique de la fluctuation turbulente. Elle est définie par la décomposition triple de Hussain et Reynolds (1970), de telle sorte que :

$$\underline{u}(x, t) = \underline{U}(x) + \underline{u}_T(x, t) + \underline{u}'(x, t) \quad , \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \langle \underline{u}'(x, t) \rangle_\varphi = 0 \\ \langle \underline{u}_T(x, t) \rangle = \langle \underline{u}'(x, t) \rangle = 0 \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

À ces propriétés s'ajoutent :

1. $\langle \langle \underline{u}(x, t) \rangle \rangle_\varphi = \langle \langle \underline{u}(x, t) \rangle_\varphi \rangle = \underline{U}(x)$: la moyenne temporelle de la moyenne de phase est égale à la moyenne temporelle de $\underline{u}(x, t)$,
2. $\langle \underline{u}_T v \rangle_\varphi = \underline{u}_T \langle v \rangle_\varphi$: la composante cyclique de la composante u est décorrelée de la moyenne de phase de la composante v ,
3. $\langle U v \rangle_\varphi = U \langle v \rangle_\varphi$: la moyenne temporelle de la composante u est décorrelée de la moyenne de phase de la composante v et,
4. $\langle \langle \underline{u}_T v' \rangle_\varphi \rangle = \langle \underline{u}_T \langle v' \rangle_\varphi \rangle = 0$: en moyenne, la partie cyclique et la partie fluctuante sont décorrelées.

La moyenne de phase est directement comparable aux résultats des simulations de type URANS et, expérimentalement, la technique LDV dite "conditionnelle" s'articule autour de deux étapes principales :
 – acquisition des données, synchronisée par un capteur espion dans l'écoulement ($x/c=0,45$) puis,
 – traitement conditionnel, a posteriori, des mesures (détermination de la période du signal, calcul des vitesses instantanées, tri par classe temporelle pour constituer les moyennes).

Cette procédure permet alors de donner le même poids à chacune des phases de la période dans la moyenne temporelle, ce qui n'était pas assuré par la LDV classique (Fig. B.2). Son effet est clairement perceptible dans les zones proches de la paroi ($\sim y/c < 0.2$), dans la zone d'excursion du choc ($x/c=0,45$) et dans la zone où la couche limite est périodiquement décollée ($x/c > 0,5$), ce qui correspond bien aux zones identifiées à risque (cf. Fig. B.1).

¹Cependant, ce première lot de données LDV classique est utile pour ajuster la durée d'acquisition du signal de contrôle des mesures conditionnelles, afin d'assurer l'enregistrement d'au moins 2000 particules/classe.

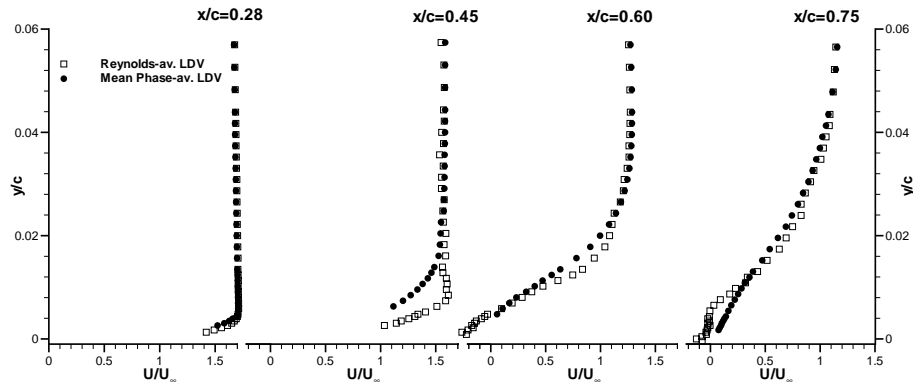


Fig. B.2: Profils de vitesse moyenne en quatre stations de l'extrados ($x/c=0,28, 0,45, 0,60$ et $0,75$) - Comparaison des mesures de "LDV classique" et de la moyenne des mesures "LDV conditionnelle" - $M_\infty=0,73, Re_c=3 \cdot 10^6, \alpha=3,5^\circ$.

Ainsi, le traitement conditionnel est indispensable pour une comparaison objective des données expérimentales et des résultats de simulation numérique². En particulier, la précision des mesures sur la partie arrière du profil, où un décollement apparaît périodiquement, est primordiale étant donné sa grande sélectivité en terme d'évaluation des performances des modèles de turbulence.

Enfin, n'oublions pas que la qualité des mesures LDV conditionnelle a aussi un coût. En effet, elle nécessite l'acquisition de 2000 particules/classe, i.e. 40000 particules/point, contre 5000 particules/point en LDV classique. Ainsi, pour traiter des zones faiblement alimentées en particule ($x/c > 0,5$), les temps d'acquisition deviennent très longs et les explorations de couche limite s'effectuent en deux sondages. Cette procédure est source d'erreur entre les deux lots de mesures (Fig. B.3) : sur le profil de vitesse longitudinale, les deux sondages présentent des pentes différentes aux phases 1, 5 et 17T/20 pour $x/c=0,75$. Il semblerait que cette erreur provienne d'un problème de recalage des phases puisque aucune rupture de pente n'est identifiable sur la moyenne des 20 classes (cf. Fig. B.2). Par contre, ce problème n'est pas reproduit pour $x/c=0,60$. Nous choisissons donc cette dernière abscisse pour l'évaluation des modèles de turbulence.

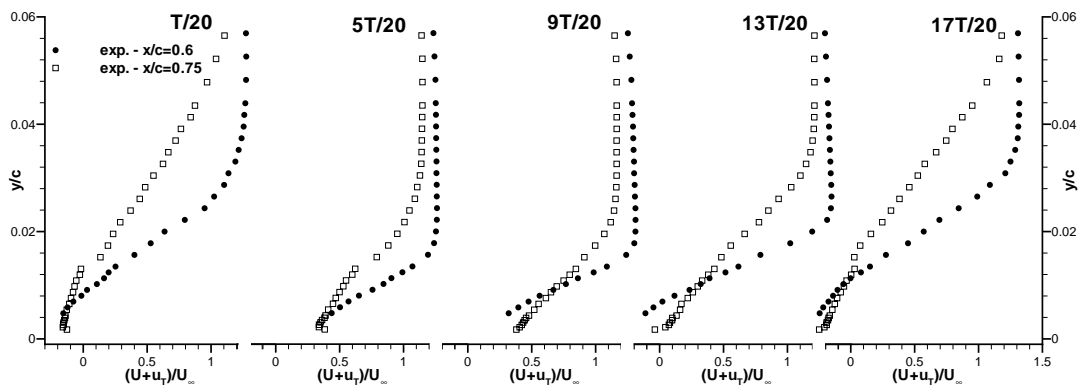


Fig. B.3: Profils de vitesse moyennée par phase en deux stations de l'extrados ($x/c=0,60$ et $0,75$) - $M_\infty=0,73, Re_c=3 \cdot 10^6, \alpha=3,5^\circ$.

²Notons bien, cependant, que la moyenne temporelle ne donne pas accès aux mêmes informations que la moyenne de phase ($\langle u_t^2 \rangle + \langle u'^2 \rangle$ au lieu de $\langle u'^2 \rangle$) et sera donc utilisée ponctuellement pour des aspects qualitatifs.

Annexe C

Génération de maillage et validation des paramètres numériques

L'objectif de cette annexe est de regrouper les travaux concernant la génération de maillage et la validation des paramètres numériques, afin de donner une plus grande lisibilité à la présentation des résultats ; nous illustrons alors les différentes approches utilisées dans les chapitres 3, 4 et 6.

Tout d'abord, nous présentons la convergence en maillage réalisée avec l'approche en atmosphère illimitée, nommée "2D inf." sur une configuration stationnaire. Ensuite, nous traitons les problèmes liés à l'approche confinée, appelée "2D conf.", avec notamment la détermination des conditions limites et de l'extension du domaine de calcul. De plus, les choix en terme d'intégration temporelle sont validés pour assurer une bonne précision des calculs instationnaires. Enfin, nous abordons la génération du maillage de l'approche "3D conf.", en s'intéressant particulièrement au traitement de la paroi latérale, cruciale pour la résolution du décollement de coin.

Tous les calculs ont été menés avec le modèle [SA], pour ses qualités de robustesse et de précision, très utiles dans cette phase de validation des paramètres. Les maillages ont été réalisés avec le logiciel Icem CFD, en utilisant le module de CAO surfacique DDM pour créer la géométrie du problème (profil, parois de la soufflerie) et le module HEXA pour générer les blocs structurés hexaédriques.

C.1 Approche "2D inf."

L'approche "2D inf." est une stratégie standard pour réaliser des simulations numériques autour d'un profil d'aile. Pour nos applications, le maillage s'étend classiquement à 50 cordes du profil pour reproduire des conditions d'atmosphère illimitée et repose sur une topologie de type CH (Fig. C.1).

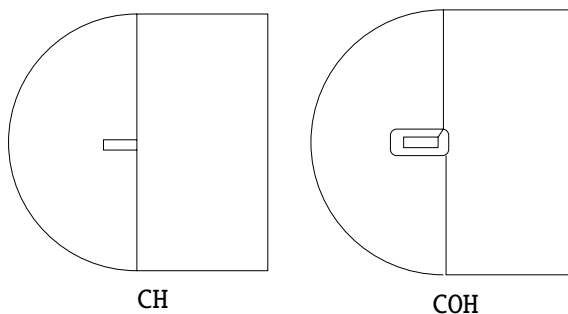


FIG. C.1 : Topologies de maillage.

Nous avons également testé la topologie COH pour son intérêt en terme de réduction de taille de maillage (- 30% ici). Les résultats stationnaires ont été similaires à ceux obtenus avec la topologie CH. Cependant, elle n'a pas été retenue à cause d'oscillations numériques générées au point triple, qui ont fortement perturbé la solution instationnaire (Thierry et al., 2003).

	Profil (C)	Δy_{profil}^+	Sillage (H)	N_{culot}	Δx_{culot}^+	N_{total}	C_L	C_D
CH ₀ coarse	317x129	~0.4	121x305	49	~2	77798	0.95733	0.0312
CH ₀ interm.	349x149	~0.4	129x371	75	~2	99860	0.9603	0.0304
CH ₀ fine	633x257	~0.2	241x609	97	~1	309450	0.96614	0.030
Interpolate	-	-	-	-	-	∞	0.9683	0.0299
CH ₁	313x121	~0.4	89x281	41	~2	62882	0.9599	0.0302
CH ₂	377x129	~0.4	105x305	49	~2	80658	0.9582	0.0301
CH ₃	365x141	~0.4	105x345	65	~2	87690	0.9580	0.0300
CH ₄	309x133	~0.4	105x329	65	~2	75642	0.9587	0.0300

TAB. C.1: Caractéristiques des maillages de l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$.

La qualité du maillage est primordiale pour la précision de la résolution NS. Les principales contraintes à respecter sont la régularité et l'orthogonalité des mailles pour conserver la précision des schémas spatiaux. Elles sont d'autant plus sévères que l'écoulement présente de forts gradients ; par exemple, pour les couches limites, la première maille est fixée dans la sous-couche visqueuse et la progression géométrique entre deux mailles est de l'ordre de 1,1.

La convergence en maillage est réalisée sur une configuration stationnaire ($\alpha=2,5^\circ$) à l'aide de trois maillages de référence : 'CH₀ fine', 'CH₀ interm.' et 'CH₀ coarse', ce dernier étant le résultat du déraffinement un point sur deux du premier. Leurs caractéristiques sont détaillées dans TAB. C.1 avec respectivement un point sur deux du premier. Leurs caractéristiques sont détaillées dans TAB. C.1 avec respectivement, le raffinement ($i \times j$) du bloc C autour du profil, la taille moyenne de première maille sur le profil, le raffinement du bloc H dans le sillage, le nombre de points pour discrétiser le culot, la taille moyenne de première maille dans le culot et le nombre total de points de maillage. Par ailleurs, les coefficients de portance (C_L) et de traînée (C_D) calculés sont mentionnés.

L'interpolation de Richardson (Slater, 2004) est utilisée pour calculer la valeur de C_L ou de C_D qui serait obtenue sur un maillage infiniment fin ; elle permet alors d'évaluer la qualité des maillages en estimant l'écart des prévisions par rapport à un maillage "idéal". Les résultats obtenus sur le maillage 'CH₀ coarse' sont proches des valeurs interpolées, avec une sous-estimation de 1,1% pour C_L et une sur-estimation de 0,7% pour C_D , suffisamment pour supposer une convergence en maillage.

Par ailleurs, nous avons porté un soin particulier au traitement du culot (0,5% de corde) ainsi qu'à l'évasement du sillage en profitant des conclusions des études sur les profils épais cambrés (Sauvage, 1998; Coustols et al., 2000; Doussinault et Coustols, 2000). Les raffinements de culot (N_{culot} et Δx_{culot}^+)

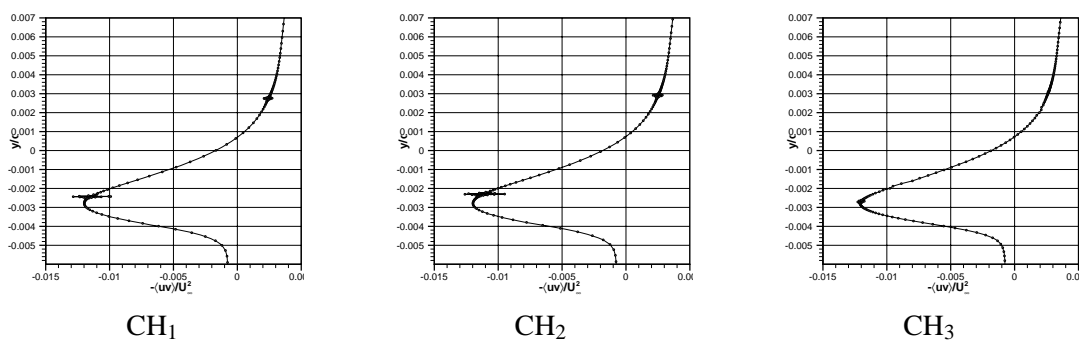


FIG. C.2: Amélioration du profil des tensions de Reynolds à l'aval du culot ($x/c = 1,01$) pour les maillages de l'approche "2D inf." - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=2,5^\circ$.

sont relativement importants. Cependant, le maillage 'CH₁' proche du maillage 'CH₀ coarse' produit des discontinuités sur les tensions de Reynolds, au passage du raffinement de sillage (Fig. C.2). Ce comportement a été progressivement corrigé en augmentant le nombre de point dans la culot avec les maillages 'CH₂' et 'CH₃'.

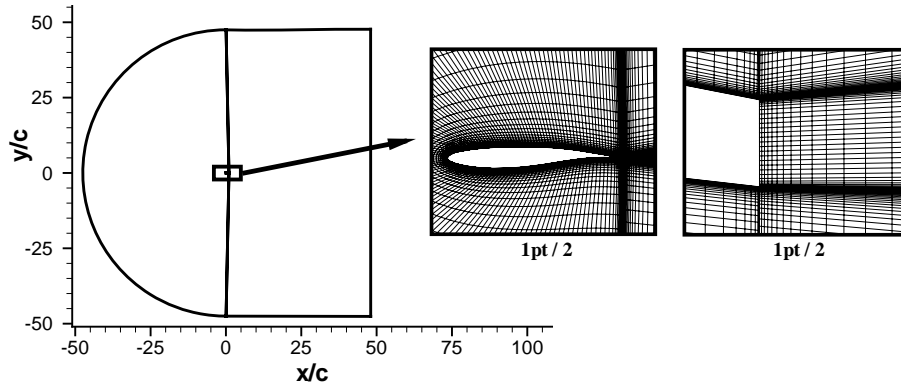


FIG. C.3: Visualisation du maillage de l'approche "2D inf.".

Enfin, nous avons combinés les maillages 'CH₀ coarse' et 'CH₃' pour générer le maillage final de l'approche "2D inf.", 'CH₄' avec 309 points sur le profil et 65 points dans le culot (Fig. C.3). Notons que la valeur de C_L ainsi obtenue est très proche de celle du maillage 'CH₀ coarse' et que la valeur de C_D est identique à celle du maillage 'CH₃', à 0,4% de la valeur interpolée, en liaison avec une bonne discrétisation du sillage.

C.2 Approche "2D conf."

L'approche "2D conf." a été mise en oeuvre pour évaluer l'effet de la présence des parois haute et basse de la soufflerie sur la solution instationnaire. L'enjeu est alors de reproduire les conditions d'écoulement les plus proches possibles de celles de la veine d'essais 3D, avec des conditions limites et un maillage 2D appropriés. Dans cette optique, nous nous limitons à l'étude d'une seule incidence, $\alpha=3,5^\circ$.

C.2.1 Prise en compte des contraintes de la veine d'essais

La première étape est de construire un maillage qui prenne en compte au mieux les contraintes de la soufflerie. Elle est facilitée par l'utilisation du logiciel Icem CFD qui permet d'utiliser le maillage de l'approche "2D inf.", optimisé pour les raffinements de profil, de culot et de sillage, en le projetant sur la nouvelle géométrie composée du profil en incidence et des parois déformées de la soufflerie.

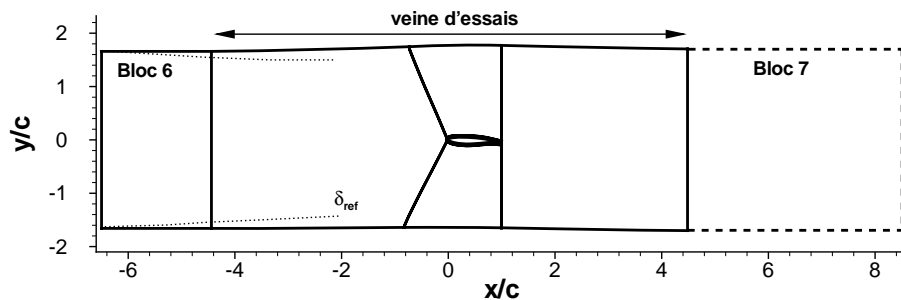


FIG. C.4: Visualisation du maillage de l'approche "2D conf." (— "standard" ou - - - "extended").

	bloc 1	bloc 2	bloc 3	bloc 4	bloc 5	bloc 6	bloc 7	N_{total}
"standard"	57x233	137x113	313x65	169x113	89x417	17x233	-	109278
"extended"	57x233	137x113	313x65	169x113	89x417	17x233	25x417	119703
"optimized"	43x123	113x55	273x65	153x61	77x307	9x123	-	63328

TAB. C.2: Caractéristiques des maillages de l'approche "2D conf."

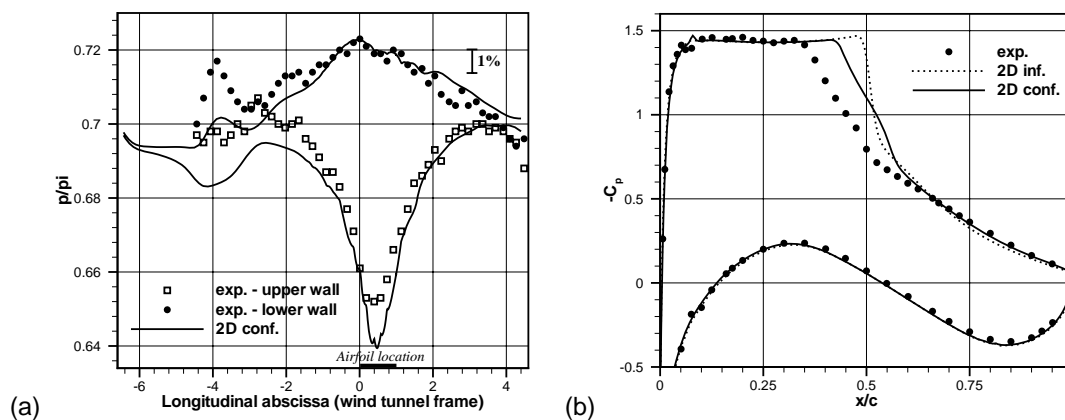
La veine d'essais, qui s'étend de 4,5 cordes à l'amont du profil jusqu'à 3,5 à l'aval, est alors découpée en 5 blocs, un bloc C autour du profil et 4 blocs H (FIG. C.4). Pour ce qui concerne les couches limites sur les parois haute et basse, elles sont discrétisées de la même manière que sur le profil (mais $\Delta y^+ \sim 1$) et leur épaisseur en entrée de veine est prise en compte par l'ajout du bloc 6 à la définition du maillage, pour reproduire une épaisseur de couche limite de référence δ_{ref} mesurée en $l/c = -2$ pour des conditions voisines à celles de notre écoulement (FIG. C.4).

Enfin, nous avons choisi de confondre le plan de sortie du maillage avec celui de la veine d'essais. Pour valider ce choix, nous utiliserons un autre maillage, dit "extended", où le plan de sortie est rejeté 4 cordes plus en aval avec l'ajout du bloc 7 (FIG. C.4). Les caractéristiques des maillages "standard" et "extended" sont résumées dans TAB. C.2.

C.2.2 Validation des conditions aérodynamiques

La seconde étape consiste à imposer des conditions limites appropriées ; nous appliquons alors les conditions génératrices expérimentales en entrée et une pression statique en sortie, correspondant au nombre de Mach de fonctionnement de la soufflerie. Du fait de la nature 2D de la simulation, rien n'indique qu'elles permettent de restituer des conditions d'écoulement correctes autour du profil. Elles sont donc validées par les répartitions de pression moyenne, issues de simulations instationnaires.

Sur les parois haute et basse (FIG. C.5 (a)), les simulations reproduisent correctement l'évolution des données expérimentales. Cependant, des écarts importants sont observés au voisinage de la section d'entrée ($l/c \leq -2$). Si les conditions d'entrée ou de sortie sont modifiées pour augmenter le niveau de pression calculé en entrée, toute la distribution est affectée et subit une translation. Cela indique alors que le choix des conditions limites en entrée et en sortie est un compromis, du fait de la résolution 2D d'un débit physiquement 3D (cf. SEC. C.3).

FIG. C.5: Validation des conditions aérodynamiques pour l'approche "2D conf." avec les distributions de pression moyenne (a) sur les parois haute et basse et (b) sur le profil - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Par contre, les répartitions de pression sur le profil permettent de conclure sur la validité des conditions aérodynamiques (FIG. C.5 (b)). Les prévisions obtenues avec les approches "2D inf." (pris en référence) et "2D conf." sont identiques sur la totalité de l'intrados et les 30 premiers pour-cent de l'extrados et, en parfait accord avec les relevés expérimentaux. Ainsi, les deux approches calculent bien le même régime d'écoulement pour le profil, i.e. $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$ et $\alpha=3,5^\circ$ et, les conditions limites de l'approche "2D conf." sont correctes.

Notons bien que les écarts observés sur les 60 derniers pour-cent de l'extrados n'ont rien à voir avec l'adaptation des conditions limites, mais avec la nature de l'écoulement, stationnaire dans le cas de l'approche "2D inf." avec une compression de choc très localisée ou, instationnaire dans le cas de l'approche "2D conf." avec une compression étalée (cf. CHAP. 4).

Cette vérification a été réalisée pour tous les modèles de turbulence utilisés et nous l'illustrons de manière plus qualitative avec le champ moyenné en temps obtenu avec le modèle [SST] (FIG. C.6).

Les lignes de courant sont confondues au voisinage du profil pour les deux approches (FIG. C.6 (a)). À proximité des parois haute et basse, les écarts observés sont très faibles et inévitables car l'adaptation est 3D (prise en compte de la couche limite de la paroi latérale) alors que la résolution est 2D.

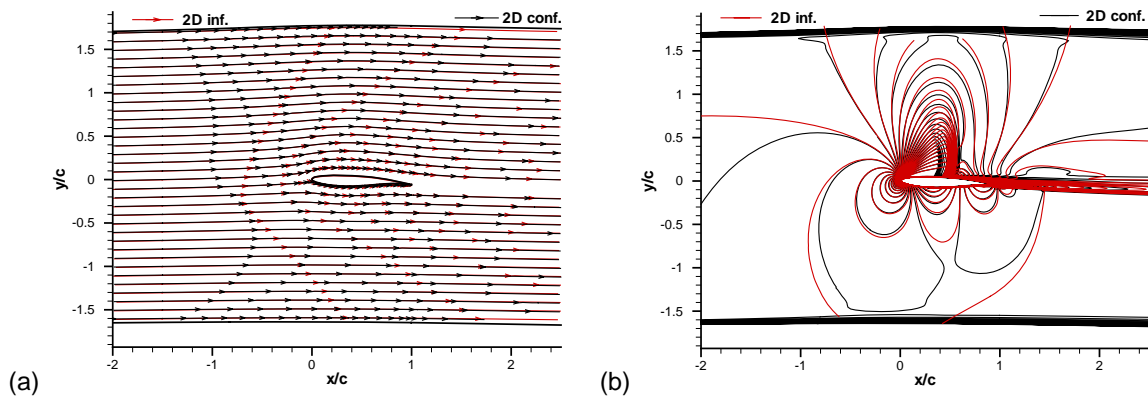


FIG. C.6: Validation des conditions aérodynamiques pour l'approche "2D conf." avec (a) les lignes de courants moyennes et (b) les lignes d'iso-valeur de nombre de Mach - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

Les lignes d'iso-valeur de nombre de Mach sont plus sélectives (FIG. C.6 (b), $\Delta M=0,1$), avec de larges disparités sur le troisième quart du profil engendrées par des amplitudes d'oscillation du choc différentes. Toutefois, l'accord entre les deux approches est parfait au voisinage du bord d'attaque et très satisfaisant dans les zones proches de parois haute et basse.

C.2.3 Validation des paramètres d'intégration temporelle

Les simulations instationnaires ont été principalement réalisées avec la méthode DTS (cf. SEC. 2.2.1), méthode classique pour résoudre des phénomènes instationnaires lents. Le choix des paramètres numériques est guidé par les études antérieures sur le tremblement, où généralement (i) une période d'oscillation est discrétisée par environ 100 pas de temps physiques, soit $\Delta t=10^{-4}s$ pour notre application, (ii) le pas de temps local est déterminé à partir du CFL, fixé à 100 et, (iii) le critère de convergence des sous-itérations est pris égal à $5 \cdot 10^{-2}$ sur la décroissance du résidu instationnaire de ρ .

L'efficacité de la méthode DTS repose sur un bon équilibre entre la progression en temps physique et le nombre de sous-itérations réalisées sur le système pseudo-instationnaire en temps dual. Ainsi, nous comparons les prévisions et performances de trois pas de temps physiques différents ; $10^{-4}s$, $3,33 \cdot 10^{-5}s$ et $10^{-5}s$ (FIG. C.7 (a)). Les fluctuations r.m.s. sur le profil sont identiques, ce qui indique une faible

dépendance de la précision de la méthode à Δt . Toutefois, le pas de temps le plus grand s'avère le moins efficace au global (facteur 1,5), les deux autres ayant des performances comparables. Nous choisissons alors $\Delta t = 3,33 \cdot 10^{-5} s$ pour mener tous les calculs instationnaires.

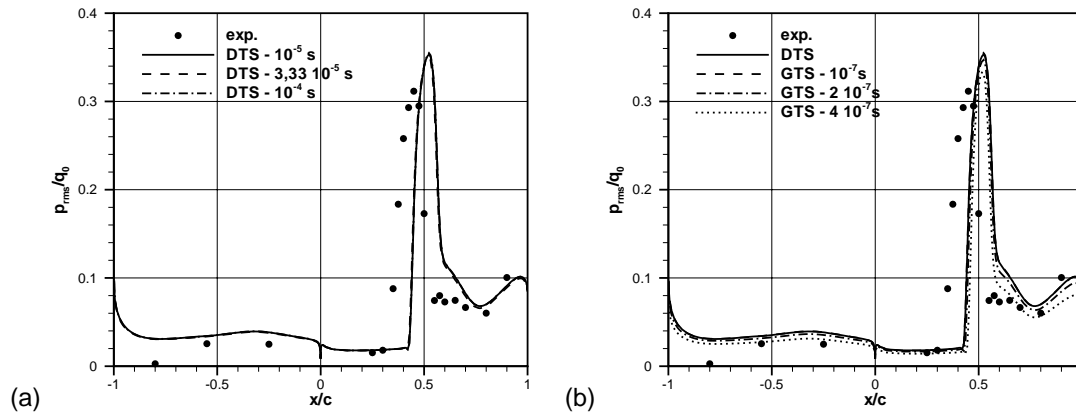


FIG. C.7: Validation des paramètres d'intégration temporelle avec les distributions de pression r.m.s. obtenues avec les méthodes (a) DTS et (b) GTS - $M_\infty = 0,73$, $Re_c = 3 \cdot 10^6$, $\alpha = 3,5^\circ$.

Cependant, pour certains modèles de turbulence, la convergence des sous-itérations peut être très difficile voire impossible à cause d'une phase implicite mal résolue ou inexistante pour les équations de transport. Nous avons alors utilisé une intégration temporelle explicite de type GTS (cf. SEC. 2.2.1), précise à l'ordre 1.

Pour calculer la progression en temps, nous avons imposé une condition de stabilité pour les plus petites mailles ($CFL \sim 1$ dans la zone de culot) qui a conduit à $\Delta t = 10^{-7} s$. Pour des raisons de coût de calcul, nous avons essayé de relâcher ce pas de temps en le multipliant par 2 puis 4. Plus le pas de temps global est grand, plus les fluctuations sur le profil diminuent et s'éloignent de la solution de référence obtenue avec la méthode DTS (FIG. C.7 (b)). Seul $\Delta t = 10^{-7} s$ permet de reproduire des niveaux comparables avec, toutefois, une perte d'un facteur 2 sur les performances.

Finalement, pour les simulations instationnaires, nous utiliserons indifféremment la méthode DTS avec $\Delta t = 3,33 \cdot 10^{-5} s$ et la méthode GTS avec $\Delta t = 10^{-7} s$, quelle que soit l'approche considérée.

C.2.4 Validation de la position du plan de sortie et du raffinement

Dans cette section, nous souhaitons aborder deux points importants pour valider la qualité des calculs instationnaires avec l'approche "2D conf.", qui sont l'extension du domaine de calcul et son raffinement.

Pour le maillage "standard", le plan de sortie est confondu avec celui de la veine d'essais et une condition de pression statique constante y est imposée. Pour lever le doute d'un éventuel couplage entre le profil et le plan de sortie, nous considérons le maillage "extended"¹ (FIG. C.4 et TAB. C.2). Les distributions de fluctuations de pression r.m.s. montrent que le rejet du plan de sortie à 4 cordes en aval n'a aucun effet sur les niveaux d'instationnarité calculés sur le profil, la fréquence du phénomène étant par ailleurs strictement identique (FIG. C.8 (a)).

Ce résultat n'était pas si évident à prévoir au regard des études présentées en SEC. 1.2 car précisément elles insistent sur le rôle primordial de l'écoulement aval sur l'excitation du choc. Néanmoins, les tentatives de modélisation de Lee et al. (1994) et Lee (2001) indiquent implicitement la faible influence

¹Notons que dans le cas du maillage "extended", la pression statique de sortie est diminuée de 0,6% par rapport à celle imposée pour le maillage "standard", pour restituer les bonnes conditions aérodynamiques sur le profil (Thierry et al., 2003).

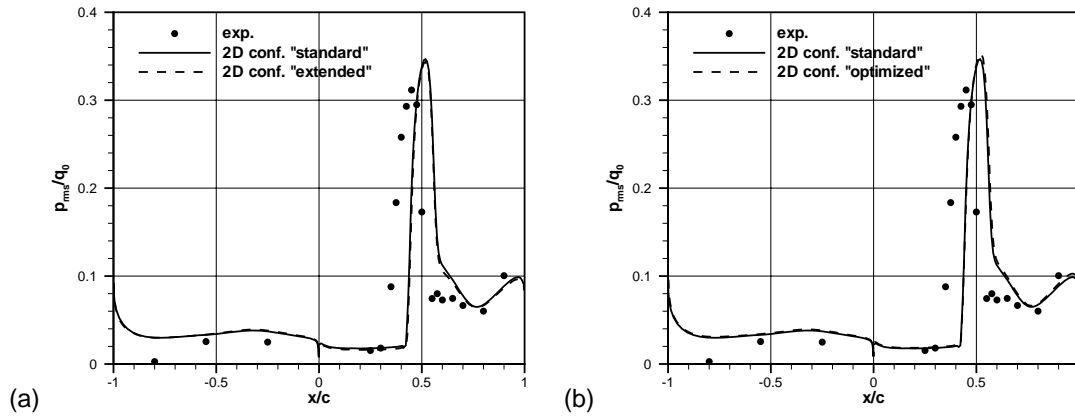


Fig. C.8: Validation de (a) la position du plan de sortie et (b) du raffinement, avec les distributions de pression r.m.s. sur le profil - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

du plan de sortie en montrant (i) qu'aucune propagation des perturbations corrélées avec le mouvement du choc n'est possible dans le sillage et, (ii) que les ondes acoustiques mises en jeu dans le mécanisme d'oscillation de choc sont obliques et donc ne peuvent pas atteindre directement le plan de sortie.

Enfin, en vu des applications 3D, nous souhaitons optimiser le raffinement du plan 2D de référence. Ainsi, le maillage "standard" a subi des déraffinements successifs pour supprimer 110 points dans la direction transversale et 114 points dans la direction longitudinale, sans privilégier de zones particulières (TAB. C.2). La taille de première maille est inchangée sur le profil alors qu'elle est très légèrement relâchée sur les parois haute et basse. Le maillage "optimized" permet alors d'économiser 42% de points sur l'ensemble du plan. De plus, il ne dégrade pas la solution instationnaire, comme indiquent les fluctuations de pression r.m.s. sur le profil (FIG. C.8 (b)).

Ce résultat démontre alors que le raffinement du maillage "standard" est suffisant pour nos applications instationnaires et rend légitime son utilisation, ainsi que celle du maillage de l'approche "2D inf." dont il découle, pour l'étude de modèles de turbulence en CHAP. 4.

Finalement, le maillage "standard" est retenu pour les calculs 2D alors que le maillage "optimized" est choisi comme plan de base pour la génération du maillage de l'approche "3D conf."

C.3 Approche "3D conf."

L'approche "3D conf." a été introduite pour évaluer l'impact des effets 3D sur la dynamique du choc au centre de la veine. La précision de cette étude repose principalement sur les choix de raffinement en envergure ; en effet, le tourbillon de coin, qui se développe à la jonction de la paroi latérale et du profil, y est très sensible et son extension conditionne le blocage de la section de passage.

Nous nous sommes donc appuyés sur les études numériques menées sur les profils OAT15A-CA (Bézar, 1999) et OALT25 (Furlano, 2001) dans la soufflerie T2, dont les recommandations portent sur :

- *l'extension du domaine* :
 - pour des simulations stationnaires, la résolution d'une demi-veine avec une condition de symétrie sur l'axe suffit,
 - pour des simulations instationnaires, cette extension est discutable car elle limite la forme des modes d'instabilités. Cependant, pour des raisons de coût, nous la conservons.

- la taille de première maille sur la paroi latérale, Δz_{lat}^+ :
 - Furlano (2001) montre que le rapport $\Delta z_{lat}^+ / \Delta y_{profil}^+$ peut atteindre 2,5 sans affecter la solution,
 - nous choisissons alors de le fixer à 2, ce qui conduit à $\Delta z_{lat}^+ \sim 1$.
- le nombre de plans dans l'envergure, N_k , ou la raison géométrique de la distribution des plans :
 - Furlano (2001) obtient une convergence en maillage pour une raison proche de 1,1.
 - Si nous respectons cette contrainte, nous devrions utiliser un maillage avec 200 plans dans l'envergure et 12,5 millions de points. Une simulation instationnaire serait alors hors de portée de nos moyens de calculs, à la fois en taille mémoire et en temps de restitution.
 - Nous tentons alors de choisir une raison géométrique plus grande, avec deux maillages qui comportent :
 - ① 89 plans et 5,6 millions de points (raison de 1,15) et,
 - ② 63 plans et 4 millions de points (raison de 1,2).

La validation du raffinement et des conditions limites (identiques à celles de l'approche "2D conf.") est réalisée à partir des prévisions stationnaires (RANS) de pression sur les parois haute et basse, moins coûteuses que des prévisions instationnaires (Fig. C.9). Cependant, il n'y a aucune limitation dès lors que nous ne considérons que les pressions sur les parois haute et basse. En effet, l'étude avec l'approche "2D conf." nous a montré que les pressions stationnaires et moyennées en temps sont identiques sur les parois haute et basse, contrairement au profil, siège de fortes non linéarités causées par le mouvement du choc.

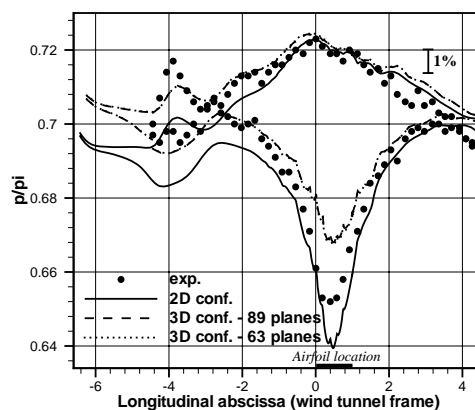


Fig. C.9: Validation des conditions numériques de l'approche "3D conf." avec les distributions de pression stationnaire sur les parois haute et basse - $M_{\infty}=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$, $\alpha=3,5^\circ$.

La résolution 3D modifie considérablement les répartitions de pression sur les parois haute et basse. En particulier, le défaut de l'approche "2D conf." à l'amont du profil ($l/c \leq -2$) est complètement corrigé, ce qui indique une meilleure simulation du débit de la veine.

Par contre, au voisinage du profil, la pression sur la paroi haute est clairement surestimée, l'effet de blocage généré par le tourbillon de coin étant probablement mal restitué. À ce stade, il est difficile de conclure sur le sens de l'erreur commise sur l'extension du décollement de coin, ne sachant pas s'il perturbe la partie supersonique ou subsonique du profil.

Par ailleurs, la pression en sortie est dégradée et légèrement surestimée. Cependant, au regard de la très bonne prévision des 50 premiers pour-cent de la veine d'essais, nous supposons que les conditions limites sont appropriées.

Enfin, les deux raffinements de l'approche "3D conf." conduisent aux mêmes prévisions stationnaires, ce qui indique que la résolution est suffisante dans le cas du maillage à 63 plans. Il est alors retenu pour les simulations instationnaires.

Annexe D

Transition de la couche limite avec sur-épaississement

L'objectif de cette annexe est de discuter du déclenchement de la transition et, en particulier, lorsque celui-ci peut induire un sur-épaississement de la couche limite. Ce type de transition est assuré par des rugosités placées à proximité du bord d'attaque, comme sur la maquette du profil OAT15A (cf. CHAP. 2.1).

Cette étude est motivée, tout d'abord, par les visualisations strioscopiques qui mettent en évidence une onde de pression émanant de la bande de transition (SEC. 2.1.2, FIG. 2.7) ; son impact semble limité d'après les relevés des prises de pression. Cependant, elle révèle un sur-épaississement de la couche limite, qui peut fortement influencer l'écoulement turbulent aval et en particulier, la position du choc.

Par ailleurs, les études numériques montrent (i) un défaut de positionnement du choc moyen pour quasiment tous les modèles de turbulence (cf. CHAP. 3) et (ii) un manque d'instantanéité développé par le modèle [SA] avec l'approche "2D inf.", en contradiction avec ses bonnes prévisions au cours d'études antérieures (cf. CHAP. 4).

Ainsi, nous évaluons l'impact du sur-épaississement de la couche limite au point de déclenchement sur la dynamique du choc avec le modèle [SA]¹.

D.1 Principe

Dans les campagnes expérimentales, des éléments de rugosité sont couramment déposés sur la surface de la maquette pour déclencher la transition, afin de se rapprocher des conditions de vol où le nombre de Reynolds est plus élevé. Cependant, la hauteur de rugosité doit être adaptée aux propriétés de la couche limite laminaire au point de déclenchement, pour chaque configuration d'essai, ce qui est pratiquement impossible à réaliser. Le risque est alors de ne pas déclencher la transition au point désiré ou de la déclencher avec sur-épaississement.

Dans les deux cas, le comportement de la couche limite en aval est modifié et ceci d'autant plus qu'il existe un gradient de pression intense pouvant conduire au décollement. En outre, en régime transsonique, la position du choc est sensible à l'épaisseur de la couche limite. Ainsi, pour simuler de tels essais, il est primordial de restituer le sur-épaississement de la couche limite au point de déclenchement. Nous abordons alors le problème en deux points distincts :

- ① déterminer le sur-épaississement avec un critère et,
- ② imposer localement le sur-épaississement estimé dans un code de calcul NS.

¹L'étude a également été menée avec le modèle [SST], qui prévoit les mêmes effets que le modèle [SA] (Thierry et al., 2003).

D.1.1 Critère de sur-épaississement

Dans le cas d'une plaque plane en incompressible, les travaux de Arnal et al. (1979a) et Arnal (1984) indiquent que, pour une largeur de bande de dix épaisseurs de déplacement δ_k et avec une densité de grains maximum, le déclenchement est assuré au voisinage de la bande dès lors que $Rq_k = U_e k / \nu$ est supérieur à environ 500, k étant la hauteur de la rugosité et U_e la vitesse extérieure à la couche limite.

Par ailleurs, la rugosité induit de la traînée, donc une perte de quantité de mouvement. Ainsi, l'épaisseur de quantité de mouvement θ (ou plus précisément, l'épaisseur de perte de quantité de mouvement $\delta_1 + \theta$) augmente au passage de la bande de déclenchement.

Le sur-épaississement $\Delta\theta$ est alors défini comme l'écart entre la valeur réelle de θ et la valeur turbulente obtenue en transition ponctuelle sans rugosité. En négligeant les forces de pression et de frottement, la traînée D (force par unité d'envergure) est reliée à $\Delta\theta$ de telle sorte que :

$$D = \rho_e U_e^2 \Delta\theta \quad \text{avec : } D = \frac{1}{2} C_D \rho_e (U_k)^2 k \quad (\text{D.1})$$

où C_D est le coefficient de traînée et U_k désigne la vitesse à la distance k de la paroi dans le cas d'une couche limite laminaire en absence de rugosité. Le sur-épaississement s'écrit alors :

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} C_D \left(\frac{U_k}{U_e} \right)^2 k \quad (\text{D.2})$$

La valeur de C_D a été déterminée expérimentalement à partir de mesures utilisant diverses bandes de rugosités, avec et sans gradient de pression (Arnal et al., 1979a) ; elle est prise égale à 0,4. De plus, les travaux de Arnal et al. (1979b) ont confirmé la validité de la relation (D.2) en conditions transsoniques.

D.1.2 Traitement dans *e/sA*

Imposer numériquement un sur-épaississement de la couche limite dans un code NS n'est pas un problème trivial car l'épaisseur de quantité de mouvement n'est pas directement manipulable. Si, physiquement, le sur-épaississement est induit par les irrégularités de surface qui provoquent de petits décollements locaux et créent une traînée additionnelle, il est hors de question de mailler aussi finement la géométrie. Le phénomène doit donc être simulé.

Nous considérons alors l'équation intégrale de Kármán qui représente le bilan de perte de quantité de mouvement dans la couche limite 2D sur une plaque plane. En régime compressible et en incluant le terme de transpiration à travers la paroi, elle s'écrit :

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{C_f}{2} - \theta \left(\frac{H + 2}{U_e} \frac{dU_e}{dx} + \frac{1}{\rho_e} \frac{d\rho_e}{dx} \right) + \frac{\rho_p V_p}{\rho_e U_e} \quad (\text{D.3})$$

où C_f est le coefficient de frottement à la paroi, H le facteur de forme de la couche limite, ρ la masse volumique, et V_p la vitesse de soufflage perpendiculairement à la paroi.

Tout d'abord, seule la dérivée première de θ est modifiable, ce qui impose d'appliquer un sur-épaississement $\Delta\theta$ sur une longueur donnée Δx . Par ailleurs, seuls le frottement pariétal et le soufflage à travers la paroi sont accessibles, H , ρ_e et U_e étant des résultats du calcul.

Modifier le frottement suppose de jouer sur le modèle de turbulence ou le point de transition. La première solution est délicate à mettre en oeuvre alors que la seconde se ramène à imposer le point de transition plus en amont, i.e. (i) près du bord d'attaque dans une région de gradient de pression négatif

peu favorable au développement de la turbulence voire (ii) au delà du bord d'attaque, ce qui n'a évidemment aucun sens.

Le soufflage à la paroi présente alors l'avantage d'offrir un moyen plus simple pour agir directement sur la pente de θ . En se donnant une longueur de soufflage Δx sur laquelle les paramètres de la couche limite (C_f , θ et H) peuvent être considérés constants, l'équation (D.3) se simplifie de telle sorte que :

$$\rho_p V_p = \rho_e U_e \frac{\Delta\theta}{\Delta x} \quad (\text{D.4})$$

Ainsi, connaissant $\Delta\theta$ par la relation (D.2), il suffit de se donner Δx pour déterminer V_p à appliquer à la paroi. Pour se fixer les idées en incompressible, nous considérons le cas d'un doublement de θ ; en répartissant le soufflage sur $\Delta x = 10\theta$, la vitesse V_p est de $0,1U_e$. Cette valeur est relativement importante, ce qui induit une modification locale de la structure de la couche limite avec une diminution du coefficient de frottement. Le soufflage perd alors en efficacité et provoque une augmentation de θ plus faible que prévue.

Les études de validation sur une plaque plane en incompressible ont permis de pallier ce défaut en appliquant un coefficient correctif sur le niveau de soufflage, i.e. en augmentant le coefficient de traînée de 0,4 à 0,8 (Houdeville et Arnal, 2004).

D.2 Application au profil OAT15A

La maquette du profil OAT15A testée dans la soufflerie S3 du centre de Chalais-Meudon est équipée d'une bande de carborundum de 3mm de largeur pour déclencher la transition de la couche limite en $x/c=7\%$. Les grains utilisés ont une hauteur k de 0,089mm à l'intrados et 0,102mm à l'extrados.

Pour les conditions d'essais telles que $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$ et $\alpha=2,5^\circ$ à $4,5^\circ$ degrés, le sur-épaississement moyen de la couche limite est estimé à $1,5 \cdot 10^{-5}m$ à partir de la relation (D.2), soit $\Delta\theta/\theta \sim 0,8$.

Une étude exploratoire a été menée sur une configuration stationnaire (Thiery et al., 2003). La prise en compte du sur-épaississement induit alors un décalage du choc vers l'amont d'environ 1% de corde, ce qui correspond à l'effet attendu. Cependant, l'écart est relativement faible et du même ordre de grandeur que la dispersion liée à la modélisation de la turbulence (cf. CHAP. 3, en excluant le modèle [SST]). En effet, même si le sur-épaississement provoque quasiment un doublement θ au point de déclenchement, le rapport $\Delta\theta/\theta$ tombe à 0,08 au voisinage du choc.

Pour ce qui concerne l'impact en instationnaire, nous commençons par l'approche "2D inf.". Le modèle [SA] prévoit une solution stationnaire à $\alpha=3,5^\circ$ (cf. CHAP. 4), nous avons donc choisi une incidence plus grande, $\alpha=4,5^\circ$, pour tenter de capter le phénomène (FIG. D.1 (a)). Cependant, les niveaux de pression r.m.s. restent très faibles et sous-estiment très largement les niveaux expérimentaux. La mauvaise évolution des fluctuations le long du profil indique que le phénomène de tremblement n'est pas du tout restitué. En particulier, la position la plus amont du choc est aux alentours de $x/c=0,4$ alors que pour $\alpha=3,9^\circ$, elle est déjà beaucoup plus amont ($x/c \sim 0,25$). Par ailleurs, la zone décollée ($x/c \geq 0,6$) est très mal simulée, avec un plateau de pression r.m.s. là où les niveaux expérimentaux présentent une forme en "V" caractéristique du décollement périodique de la couche limite.

La prise en compte du sur-épaississement n'améliore pas les prévisions (FIG. D.1 (a)). Globalement, les fluctuations diminuent sur l'intrados et l'extrados, avec une excursion du choc plus faible et une diminution du maximum. La position la plus amont du choc n'est pas modifiée et le choc moyen est

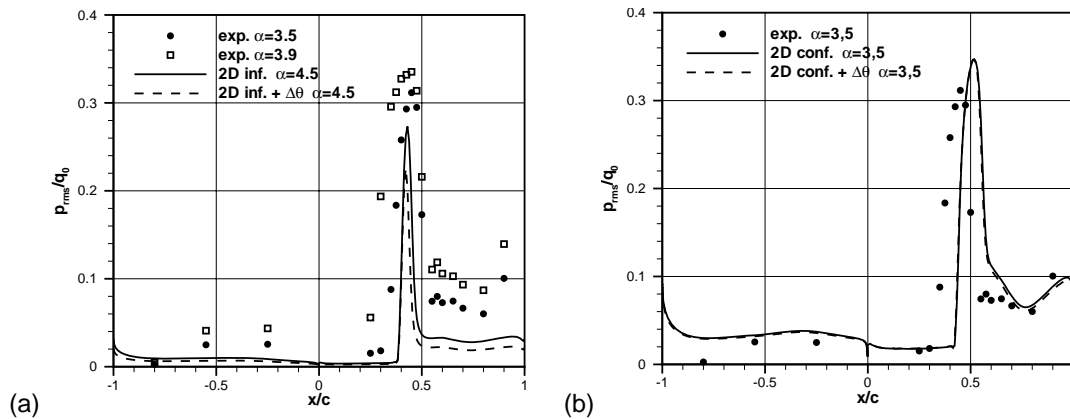


FIG. D.1: Effet du sur-épaississement de la couche limite au point de déclenchement avec (a) l'approche "2D inf." et $\alpha=4,5^\circ$ et (b) l'approche "2D conf." et $\alpha=3,5^\circ$ - $M_\infty=0,73$, $Re_c=3 \cdot 10^6$.

simulé 2 à 3% plus à l'amont à cause de la diminution de l'instationnarité. Cependant, les prévisions ne sont pas améliorées.

Par contre, avec l'approche "2D conf.", l'effet du sur-épaississement n'est pas du tout perceptible sur les répartitions de pression moyenne et à peine sur les fluctuations, avec une diminution de quelques pour-cent dans la zone décollée (Fig. D.1 (b)). La tendance est toutefois, comme pour l'approche "2D inf.", à une diminution de l'instationnarité sans impact sur la position la plus amont du choc.

Néanmoins, l'effet du sur-épaississement n'est pas du tout perceptible sur les répartitions de pression moyenne et à peine sur les fluctuations, avec une diminution de quelques pour-cent dans la zone décollée (Fig. D.1 (b)). La tendance est toutefois, comme pour l'approche "2D inf.", à une diminution de l'instationnarité sans impact sur la position la plus amont du choc.

D.3 Finalement ...

L'effet du sur-épaississement de la couche limite au point de déclenchement est faible voire très faible dès lors que la solution développe correctement les instationnarités liées au mouvement du choc. Il apparaît alors définitivement négligeable pour notre application et n'est donc pas pris en compte dans l'ensemble des calculs présentés dans ce mémoire.

Cependant, ces travaux ont été poursuivis pour d'autres types d'application, comme le calcul d'une géométrie représentative d'un avion d'affaire, et ont été intégrés dans la version v3.1.09 d'**elsA**.

Modélisation numérique du tremblement sur profil d'aile supercritique

Résumé : Cette thèse est consacrée à la modélisation numérique de l'oscillation de choc sur un profil d'aile supercritique, en liaison avec la prévision du phénomène de tremblement. L'étude s'appuie sur la base de données expérimentale générée par l'ONERA, à la soufflerie S3 de Chalais Meudon, sur le profil OAT15A. La démarche est de modéliser progressivement les contraintes géométriques de la veine d'essais pour assurer une évaluation objective des modèles de turbulence de type RSAM, à l'aide du logiciel **elsA**.

Elle débute par l'étude d'une configuration simple, sans oscillation de choc, en utilisant une approche RANS 2D en atmosphère illimitée. Les prévisions des modèles de turbulence sont très satisfaisantes excepté sur le positionnement du choc. Les fermetures non linéaires influencent principalement la recompression.

Ensuite, la simulation de l'oscillation de choc est abordée en évaluant les effets : (i) de confinement 2D avec une approche URANS, (ii) d'envergure avec deux types de modélisation URANS et DES et (iii) de confinement 3D avec une approche URANS. Ce dernier calcul est considéré comme pionnier car seules des études stationnaires 3D sont publiées à ce jour.

Quelle que soit la stratégie numérique, le modèle de Menter avec correction SST fournit les meilleures prévisions. Le confinement 2D accroît le niveau global d'instationnarité sur le profil alors que le confinement 3D compense quasi-totalement cette augmentation. Pour notre cas d'étude, l'approche URANS 2D en atmosphère illimitée s'avère suffisante pour reproduire l'écoulement expérimental, les fluctuations de pression observées à l'intrados du profil et sur les parois haute et basse étant suffisamment faibles.

Mots clés : Tremblement aérodynamique - Modèles de turbulence - Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes - Detached Eddy Simulation - Effets de confinement.

Numerical simulation of buffet on supercritical airfoil

Abstract: This PhD work is devoted to numerical simulation of buffet on supercritical airfoil, linked to buffeting prediction. The study is based on an experimental data base generated by ONERA in the S3 Chalais-Meudon wind-tunnel, over the OAT15A airfoil. The experimental test-section is gradually modelled to ensure a valuable validation of RSAM turbulence models, using **elsA** software.

A first study deals with aerodynamic conditions without shock oscillation, using 2D RANS modelling under free-stream conditions. The turbulence models predictions are satisfying, except on the location of the shock wave. The non linear closures mainly affect the recompression area.

The numerical prediction of shock oscillation is then performed, investigating the effects of: (i) 2D confinement using URANS approach, (ii) span-wise resolution applying URANS and DES modelling and (iii) 3D confinement using URANS approach. The latter simulation is regarded as pioneer since only 3D steady predictions are published to date.

Whatever the numerical approach, the Menter model associated with the SST correction produces the best predictions. The 2D confinement increases the overall unsteadiness observed along the airfoil whereas the 3D confinement completely compensates this increase. For the studied test-case, the 2D URANS approach under free-stream conditions proves to be sufficient to reproduce the experimental flow, the pressure fluctuations being sufficiently weak over the pressure side of the airfoil and on the upper and lower wind-tunnel walls.

Keywords: Aerodynamic buffet - Turbulence Modelling - Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes - Detached Eddy Simulation - Confinement Effects.

