



**Titre:** Simulation numérique pour la prédiction des coefficients de traînée et de portance d'un profil givré  
Title:

**Auteur:** Fernando Villalpando  
Author:

**Date:** 2008

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Villalpando, F. (2008). Simulation numérique pour la prédiction des coefficients de traînée et de portance d'un profil givré [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/8277/>  
Citation:

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/8277/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de recherche:** Marcelo Reggio, & Adrian Ilinca  
Advisors:

**Programme:** Unspecified  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

SIMULATION NUMÉRIQUE POUR LA PRÉDICTION DES COEFFICIENTS  
DE TRAÎNÉE ET DE PORTANCE D'UN PROFIL GIVRÉ

FERNANDO VILLALPANDO  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE MÉCANIQUE)

AVRIL 2008



Library and  
Archives Canada

Published Heritage  
Branch

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque et  
Archives Canada

Direction du  
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file* *Votre référence*  
*ISBN: 978-0-494-41583-2*  
*Our file* *Notre référence*  
*ISBN: 978-0-494-41583-2*

**NOTICE:**

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

**AVIS:**

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

---

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

  
**Canada**

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

SIMULATION NUMÉRIQUE POUR LA PRÉDICTION DES COEFFICIENTS  
DE TRAÎNÉE ET DE PORTANCE D'UN PROFIL GIVRÉ

présenté par: VILLALPANDO Fernando

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. TRÉPANIÉR Jean-Yves, Ph.D., président

M. REGGIO Marcelo, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. ILINCA Adrian, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. CAMARERO Ricardo, Ph.D., membre

## REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mon directeur de recherche, Marcelo Reggio, et mon codirecteur, Adrian Ilinca, pour leur soutien, leur conseils et l'appui qui m'ont offert pendant la réalisation de mon projet.

## RÉSUMÉ

L'exploitation d'éoliennes en milieu nordique entraîne le problème d'accrétion de glace sur les pales. La glace modifie la géométrie et les caractéristiques aérodynamiques du profil sur lequel elle s'accumule. Ce problème cause de pertes de production d'énergie et met en danger la structure de l'éolienne. L'analyse détaillée de l'écoulement autour d'un profil givré aidera à quantifier la magnitude du problème et à concevoir des systèmes de dégivrage plus performants.

L'objectif de ce projet de maîtrise est de simuler l'écoulement autour de 6 profils givrés avec le code commercial *Fluent* afin de calculer les coefficients de traînée et de portance. Les profils ont été obtenus en soufflerie réfrigérée au *LIMA* (*Laboratoire International de Matériaux Antigivre*) simulant les conditions climatiques de deux brouillards givrants et les paramètres d'opération d'une éolienne *Vestas V80*. Le profil *NACA 63 – 415* a été utilisé pour les simulations en soufflerie. Ce profil est souvent utilisé pour la construction de pales d'éoliennes et spécifiquement pour la fabrication d'une partie des pales du modèle *V80*.

Avant d'effectuer les simulations, le choix des paramètres et la sélection d'un modèle de turbulence parmi les quatre disponibles sous *Fluent* ont été faits. On a confronté les simulations d'un profil propre avec les données expérimentales disponibles des laboratoires *RISO* et *LIMA* afin de choisir le modèle.

Un maillage structuré à éléments quadrilatères a été choisi. Un raffinement près de la paroi du profil a été fait afin d'obtenir une distance  $y^+$  de moins de 4, ce qui est une condition pour utiliser l'approche à deux couches disponible pour les modèles de turbulence  $k - \epsilon$  *RNG* et *RSM*. Le même maillage a été utilisé pour les autres deux modèles de turbulence, le  $k - \omega$  *SST* et *Spalart – Allmaras*, afin de confronter les résultats sur une même base.

Dans la première partie de ce travail, on a fait des simulations avec des conditions aux frontières similaires à celles utilisées par le laboratoire *RISO*. Les com-

portements des quatre modèles a été très similaire : la surprédiction du  $C_l$  et la prédiction du point maximal du  $C_l$  quelques degrés en avance. Du côté du  $C_d$  : l'alternance entre la surprédiction et la sousprédiction de valeurs. Cependant, le modèle  $k - \omega SST$  a montré une meilleure flexibilité à suivre la courbe expérimentale du  $C_d$ . Les simulations à plus de  $12^\circ$  faites avec le modèle  $RSM$  ont divergé. La mise au point de ce modèle requiert plus de soins et on a laissé hors cette étude les simulations qui ont divergé.

Dans la deuxième étape, on a fixé des conditions aux frontières similaires à celles utilisées par le *LIMA* avec un nombre de Reynolds un ordre de grandeur plus bas. Le comportement des quatre modèles a été similaire au cas précédent, mais *Fluent* n'a pas été sensible à la réduction du nombre de Reynolds. L'analyse des champs de vitesse autour du profil a montré que les différences entre les modèles sont surtout sur l'extrados et dans le sillage.

Des simulations en régime transitoire ont été effectuées avec les quatre modèles. Deux pas de temps de  $0.002 s$  et  $0.0005 s$  ont été utilisés. Les simulations avec un pas de temps de  $0.002 s$  ont prédit des meilleures valeurs des coefficients. Cependant, l'oscillation des coefficients n'a pas été prédite. Le pas du temps de  $0.0005 s$  a donné des résultats différents : À un angle près du point maximal du  $C_l$ , les résultats sont les mêmes, mais à partir de  $20^\circ$  les modèles ont surprédit davantage les coefficients. Le modèle  $k - \omega SST$  a été choisi pour faire les simulations des profils givrés parce qu'il a prédit mieux la courbe de la traînée et bien reproduit les points d'inflexion. Ce fait nous indique une meilleure capacité à simuler des écoulements détachés. En plus, la prédiction de la portance a été sensiblement améliorée en régime transitoire. Une surprédiction de la pression minimale est présente dans les courbes du  $C_p$ . Afin de déterminer l'impact sur le calcul des coefficients, on a remplacé les valeurs calculées du  $C_p$  à l'intrados par les valeurs expérimentales, et ensuite, on a recalculé les coefficients. On a remarqué une amélioration substantielle.

On a aussi analysé l'influence du raffinement du maillage. Des solutions à différents

angles d'attaque ont été raffinées avec le critère du gradient de vitesse. On a remarqué une faible influence sur les résultats et on a conclu que le raffinement du maillage près du profil pour obtenir un  $y^+$  de moins de 5 a été suffisant.

On a défini une fonction sur *Fluent* pour calculer le pourcentage de création ou destruction de la masse à chaque élément. La valeur de cette fonction est très faible pour les solutions qui ont convergé. Pour celles que n'ont pas convergé, la valeur a oscillé fortement, mais sa moyenne est restée basse ce qui donne une certaine fiabilité aux résultats des coefficients obtenus.

On a analysé l'effet des coefficients de sous-relaxation en variant la valeur des coefficients de sous-relaxation de deux simulations pour lesquelles les coefficients ont oscillé et le critère de convergence n'a pas été atteint. On est arrivé à la conclusion que la réduction des valeurs par défaut des coefficients de sous relaxation améliorerait légèrement la simulation. Par contre, le temps de calcul augmentait considérablement et l'ordre des résidus n'a pas changé.

Finalement, on a effectué les simulations des profils givrés. Pour la première partie correspondant au brouillard givrant humide, les résultats obtenus ont été assez proches des données expérimentales. Les simulations de deux premiers profils ont donné des courbes normales, mais le  $C_l$  du troisième a été sévèrement pénalisé. La transformation de coordonnées pour calculer le coefficient  $C_\theta$  qui contribue à la rotation et le coefficient  $C_z$  qui fléchit la pale ont montré qu'à la section près du bout de la pale le profil exerce une force en sens inverse à la rotation. À partir des courbes polaires, on observe que cet effet peut être inversé si l'angle d'attaque à ce point est réduit par la variation de l'angle de pas des pales.

Pour la deuxième partie correspondant au brouillard givrant sec, les résultats obtenus ont été plus loin des données expérimentales. Les courbes du premier profil givré de ce cas ont été similaires à celle des profils propres. Pour les deux autres cas, le  $C_l$  a été sévèrement pénalisé. Il est évident que la forme moins souple et les cornes formées au bord d'attaque rendent le cas plus difficile à résoudre. Les



courbes polaires des  $C_\theta$  et  $C_z$  sont loin des points expérimentaux. Dans ce cas, c'est à partir de la section au milieu de la pale que le  $C_\theta$  devient négatif et d'après les courbes, il est impossible de l'inverser.

La diminution de la portance des profils qui présentent des cornes sur le bord d'attaque est due à une perte de pression du côté de l'intrados provoquée par l'accélération de l'écoulement à cet endroit. À partir de l'analyse du  $C_p$ , on a trouvé que *Fluent* a surprédit la pression minimale. Cet effet pourrait être aussi la cause de la perte de portance puisque l'écoulement est accéléré à l'intrados par la présence de glace.

## ABSTRACT

Québec has a large wind potential, especially in the north of the province where winter is long and severe. At low temperatures, the air density increases so more energy can be extracted. Unfortunately in cold climates, ice builds up over the blades modifying their aerodynamic characteristics and causing production losses. In some cases, the turbine should be stopped in order to prevent mechanical damage.

A detailed analysis of the flow around the blade will help engineers to develop effective and efficient deicing systems.

Our goal is to simulate the air flow around six iced profiles using *Fluent*, a commercial *CFD* software, in order to calculate the lift and drag coefficients. The six iced profiles were previously obtained from a refrigerated wind tunnel at *LIMA* laboratory. For the tests, the wind tunnel was set up with different climatic conditions of two icing events and a *NACA 63 – 415* airfoil mock up was used. This profile is used in the *Vestas V80* wind turbine blades which operates in several wind farms in Québec.

The validation of the model was done using a clean airfoil. The experimental data used are from *RISO* and *LIMA* laboratories. Besides the validation, we also tested four turbulence models and selected the one with the best performance for our case.

We used a structured grid which was adapted near the profile wall in order to get a  $y^+ > 4$ , necessary to solve the viscous sublayer. The same grid was used with all four turbulence models and for the models  $k - \epsilon$  *RNG* and *RSM*, the *Enhanced Wall Treatment* option was selected.

For the first part of the validation, the *RISO* experimental data ( $Re = 1.6 \times 10^6$ ) were used. Drag and lift coefficients were compared and we noticed a lift over-prediction for all models. The drag prediction is variable but the  $k - \omega$  *SST* model

curve is more flexible and close to experimental results. The simulations at angles over  $12^\circ$  diverged for the *RSM* model.

For the second part of validation, the *LIMA* experimental data ( $Re = 4.5 \times 10^5$ ) were used. The behavior of turbulence models was very similar to the first part of validation. The velocity contours were also compared and we realized that the difference between models is principally on the upper side of the profile and in the wake.

Unsteady simulations were carried out using two different time steps :  $0.002\text{ s}$  and  $0.0005\text{ s}$ . The results with a  $0.002\text{ s}$  time step are very close to *RISO* and the over-prediction of maximal lift is reduced. However, the drag and lift are constant in time. With a  $0.0005\text{ s}$  time step, the results are similar to the first time step for angles of  $20^\circ$  and less. At  $20^\circ$  and over, the coefficients over-prediction increased. The model  $k - \omega\ SST$  was selected to simulate the flow of the iced profiles as the drag values are closer to experimental values and the inflexion points are also predicted.

The under-relaxation factors and the grid adaptation have not influenced the prediction of coefficients. However, the under-prediction of the minimum pressure has a direct and important influence. The quality of steady solution was also analysed using a user defined function. This function gives us the percentage of mass creation or destruction in each cell.

The simulations with the iced profiles were carried out using the  $k - \omega\ SST$  model. For the first icing conditions the results are close to experimental ones. The coefficient curves of the two radial positions near the hub are similar to the clean profile. However, for the position near the tip, the lift drops drastically. The contribution of drag and lift to tangential  $C_\theta$  and axial  $C_z$  coefficients was calculated. The tangential coefficient is the contribution to the blade rotation and the axial coefficient is proportional to the bending force. For this icing condition, the third profile has a negative contribution to rotation. However, it is possible to reverse

this by changing the blade step angle.

For the second climatic icing condition, the results are not so good. For the first profile, the curves are similar to clean profile and for the other two the lift drops drastically. The central and external profiles have a negative contribution to the rotation and it is impossible to reverse this by changing the blade angle.

According to numerical results, the lift drops drastically in the most iced profiles because the pressure force over the lower side is negative (suction). This suggest that the iced accreted over the profile pressure side is more critical and the de-icing systems could be more effective if they were concentrated on this area.

## TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS . . . . .	iv
RÉSUMÉ . . . . .	v
ABSTRACT . . . . .	ix
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	xii
LISTE DES FIGURES . . . . .	xvi
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xx
LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES . . . . .	xxii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION . . . . .	1
1.1 Contexte . . . . .	1
1.2 Problématique . . . . .	2
1.3 Objectifs . . . . .	4
1.4 Étapes de la méthodologie . . . . .	5
CHAPITRE 2 DESCRIPTION DES PROFILS GIVRÉS UTILISÉS . . . . .	7
2.1 Éolienne <i>Vestas V80</i> de 1.8 MW . . . . .	7
2.2 Conditions de givrage . . . . .	8
2.3 Les formes de glace . . . . .	9
CHAPITRE 3 VALIDATION DES MODÈLES DE TURBULENCE . . . . .	11
3.1 Introduction . . . . .	11
3.2 Le maillage . . . . .	12
3.2.1 Maillage de base . . . . .	12

3.2.2	Traitement près de la paroi . . . . .	14
3.2.2.1	Loi de la paroi . . . . .	15
3.2.3	Enhanced Wall Treatment . . . . .	20
3.2.4	Le maillage près du profil . . . . .	25
3.3	Comparaison avec les expériences du laboratoire <i>RISO</i> . . . . .	26
3.3.1	Données expérimentales du laboratoire <i>RISO</i> . . . . .	26
3.3.2	Modèle <i>Spalart – Allmaras</i> . . . . .	29
3.3.3	Modèle $k - \epsilon$ <i>RNG</i> . . . . .	35
3.3.4	Modèle $k - \omega$ . . . . .	41
3.3.5	Modèle <i>RSM</i> . . . . .	48
3.3.6	Conclusions . . . . .	55
3.4	Comparaison avec les expériences du <i>LIMA</i> . . . . .	61
3.4.1	Données expérimentales du <i>LIMA</i> . . . . .	61
3.4.1.1	Modèle <i>Spalart – Allmaras</i> . . . . .	62
3.4.1.2	Modèle $k - \epsilon$ <i>RNG</i> . . . . .	63
3.4.1.3	Modèle $k - \omega$ <i>SST</i> . . . . .	63
3.4.1.4	Modèle <i>RSM</i> . . . . .	64
3.4.2	Épaisseur de la couche limite . . . . .	68
3.4.3	Conclusions . . . . .	73
CHAPITRE 4 ANALYSE DES SIMULATIONS . . . . .		81
4.1	Coefficients de traînée et de portance . . . . .	81
4.1.1	Introduction . . . . .	81
4.1.2	Résultats . . . . .	84
4.1.3	Conclusions . . . . .	84
4.2	Raffinement du maillage . . . . .	86
4.2.1	Introduction . . . . .	86
4.2.2	Résultats . . . . .	88

4.2.3	Conclusions . . . . .	88
4.3	Analyse de la convergence . . . . .	92
4.3.1	Analyse du cas : $k - \omega$ SST à $26^\circ$ . . . . .	96
4.3.2	Analyse du cas : $k - \omega$ SST à $16^\circ$ . . . . .	99
4.3.3	Conclusion . . . . .	99
4.4	Sous-relaxation . . . . .	102
4.4.1	Introduction . . . . .	102
4.4.2	Simulation à $14^\circ$ $k - \omega$ SST . . . . .	103
4.4.3	Simulation à $26^\circ$ $k - \omega$ SST . . . . .	104
4.4.4	Conclusion . . . . .	107
CHAPITRE 5 SIMULATIONS EN RÉGIME TRANSITOIRE . . . . .		110
5.1	Modèles de turbulence en régime transitoire . . . . .	110
5.1.1	Introduction . . . . .	110
5.1.2	Modèle <i>Spalart - Allmaras</i> . . . . .	111
5.1.3	Modèle $k - \epsilon$ RNG . . . . .	114
5.1.4	Modèle $k - \omega$ SST . . . . .	116
5.1.5	Comparaison des trois modèles . . . . .	118
5.1.6	Conclusion . . . . .	124
CHAPITRE 6 CALCUL DES COEFFICIENTS DE TRAÎNÉE ET DE PORTANCE DES PROFILS GIVRÉS . . . . .		125
6.1	Introduction . . . . .	125
6.2	Brouillard givrant 1 . . . . .	126
6.2.1	Profil givré <i>P1</i> . . . . .	128
6.2.2	Profil givré <i>P2</i> . . . . .	130
6.2.3	Profil givré <i>P3</i> . . . . .	132
6.2.4	Champ de vitesses . . . . .	134
6.3	Brouillard givrant 2 . . . . .	136

6.3.1	Profil givré <i>P4</i> . . . . .	136
6.3.2	Profil givré <i>P5</i> . . . . .	138
6.3.3	Profil givré <i>P6</i> . . . . .	139
6.3.4	Champ de vitesses . . . . .	141
6.4	Conclusions . . . . .	143
CHAPITRE 7 CONCLUSION ET TRAVAUX FUTURS . . . . .		153
RÉFÉRENCES . . . . .		157



## LISTE DES FIGURES

FIG. 2.1	Pale d'éolienne . . . . .	7
FIG. 2.2	Profils givrés obtenus avec le brouillard givrant 1 . . . . .	10
FIG. 2.3	Profils givrés obtenus avec le brouillard givrant 2 . . . . .	10
FIG. 3.1	Domain de calcul . . . . .	13
FIG. 3.2	Maillage de base . . . . .	14
FIG. 3.3	Maillage de base près du profil . . . . .	15
FIG. 3.4	Maillage de base du profil givré <i>P6</i> . . . . .	16
FIG. 3.5	Profil de vitesse d'une couche limite turbulente . . . . .	17
FIG. 3.6	Adaptation du maillage à la paroi . . . . .	26
FIG. 3.7	Profil <i>NACA</i> 63 – 415 propre . . . . .	28
FIG. 3.8	Modèle Sapalart- Allmaras . . . . .	34
FIG. 3.9	Modèle $k - \epsilon$ <i>RNG</i> . . . . .	40
FIG. 3.10	Modèle $k - \omega$ <i>SST</i> . . . . .	47
FIG. 3.11	Modèle <i>RSM</i> . . . . .	54
FIG. 3.12	Coefficient de pression . . . . .	56
FIG. 3.13	Coefficient de frottement . . . . .	58
FIG. 3.14	Comparaison des coefficients de traînée et de portance des quatre modèles . . . . .	60
FIG. 3.15	Champ de vitesses à un angle d'attaque de $0^\circ$ ( en m/s) . . . . .	65
FIG. 3.16	Champ de vitesses à un angle d'attaque de $10^\circ$ ( en m/s) . . . . .	66
FIG. 3.17	Champ de vitesses à un angle d'attaque de $15^\circ$ ( en m/s) . . . . .	67
FIG. 3.18	Lignes normales à la surface . . . . .	68
FIG. 3.19	Profil de vitesse tangentielle à un angle d'attaque de $0^\circ$ . . . . .	70
FIG. 3.20	Profil de vitesse tangentielle à un angle d'attaque de $10^\circ$ . . . . .	71
FIG. 3.21	Profil de vitesse tangentielle à un angle d'attaque de $15^\circ$ . . . . .	72
FIG. 3.22	Épaisseur de la couche limite . . . . .	74

FIG. 3.23	Position $X = 0.01$ . . . . .	75
FIG. 3.24	Position $X = 0.08$ . . . . .	76
FIG. 3.25	Position $X = 0.14$ . . . . .	77
FIG. 3.26	Profils de vitesse tangentielle à la position $X = 0.08$ . . .	78
FIG. 3.27	Profils de vitesse tangentielle à la position $X = 0.14$ . . .	79
FIG. 3.28	Comparaison des coefficients de traînée et de portance des quatre modèles . . . . .	80
FIG. 4.1	Forces de pression et de friction . . . . .	82
FIG. 4.2	Axes de référence . . . . .	83
FIG. 4.3	Raffinement d'un élément . . . . .	87
FIG. 4.4	Maillage raffiné avec 209 000 éléments cas à $12^\circ$ . . . . .	88
FIG. 4.5	Raffinement modèle $k - \omega SST$ à $0^\circ$ . . . . .	90
FIG. 4.6	Raffinement modèle $k - \omega SST$ à $8^\circ$ . . . . .	90
FIG. 4.7	Raffinement modèle $k - \omega SST$ à $12^\circ$ . . . . .	91
FIG. 4.8	Raffinement modèle $k - \omega SST$ à $14^\circ$ . . . . .	91
FIG. 4.9	Résidus . . . . .	95
FIG. 4.10	Contours de <i>Mass Imbalance</i> $26^\circ k - \omega SST$ . . . . .	97
FIG. 4.11	<i>Mass Imbalance</i> $26^\circ k - \omega SST$ . . . . .	98
FIG. 4.12	Contours de <i>Mass Imbalance</i> $16^\circ k - \omega SST$ . . . . .	100
FIG. 4.13	<i>Mass Imbalance</i> $16^\circ k - \omega SST$ . . . . .	101
FIG. 4.14	Coefficients $C_l$ et $C_d$ à $14^\circ k - \omega SST$ . . . . .	105
FIG. 4.15	Résidus à $14^\circ$ . . . . .	106
FIG. 4.16	Coefficients $C_l$ et $C_d$ à $26^\circ k - \omega SST$ . . . . .	108
FIG. 4.17	Résidus à $26^\circ$ . . . . .	109
FIG. 5.1	Modèle <i>Spalart - Allmaras</i> . . . . .	113
FIG. 5.2	Modèle $k - \epsilon RNG$ . . . . .	115
FIG. 5.3	Modèle $k - \omega SST$ . . . . .	117
FIG. 5.4	Comparaison des trois modèles à $t_p = 0.002 s$ . . . . .	119

FIG. 5.5	Comparaison des trois modèles à $t_p = 0.0005 s$ . . . . .	120
FIG. 5.6	Comparaison des coefficients à $26^\circ$ ( $t_p = 0.0005 s$ ) . . . . .	121
FIG. 5.7	Comparaison des coefficients à $28^\circ$ ( $t_p = 0.0005 s$ ) . . . . .	122
FIG. 6.1	Positions des sections sur la pale . . . . .	125
FIG. 6.2	Angle de pas des sections . . . . .	126
FIG. 6.3	Position de la pale par rapport à l'écoulement . . . . .	127
FIG. 6.4	Profil givré $P1$ . . . . .	128
FIG. 6.5	Coefficients du profil givré $P1$ . . . . .	129
FIG. 6.6	Profil givré $P2$ . . . . .	130
FIG. 6.7	Coefficients du profil givré $P2$ . . . . .	131
FIG. 6.8	Profil givré $P3$ . . . . .	131
FIG. 6.9	Coefficients du profil givré $P3$ . . . . .	133
FIG. 6.10	Contours de vitesse à $0^\circ$ (Brouillard givrant 1) . . . . .	134
FIG. 6.11	Contours de vitesse à $12^\circ$ (Brouillard givrant 1) . . . . .	134
FIG. 6.12	Force de pression à $12^\circ$ (Brouillard givrant 1) . . . . .	135
FIG. 6.13	Contours de vitesse à $24^\circ$ (Brouillard givrant 1) . . . . .	135
FIG. 6.14	Profil givré $P4$ . . . . .	137
FIG. 6.15	Coefficients du profil givré $P4$ . . . . .	138
FIG. 6.16	Profil givré $P5$ . . . . .	138
FIG. 6.17	Coefficients du profil givré $P5$ . . . . .	139
FIG. 6.18	Profil givré $P6$ . . . . .	139
FIG. 6.19	Coefficients du profil givré $P6$ . . . . .	141
FIG. 6.20	Contours de vitesse à $0^\circ$ (Brouillard givrant 2) . . . . .	141
FIG. 6.21	Contours de vitesse à $8^\circ$ (Brouillard givrant 2) . . . . .	142
FIG. 6.22	Contours de vitesse à $28^\circ$ (Brouillard givrant 2) . . . . .	143
FIG. 6.23	Comparation des coefficients (Brouillard givrant 1) . . . . .	144
FIG. 6.24	Comparation des coefficients (Brouillard givrant 1) . . . . .	146
FIG. 6.25	Courbe polaire (Brouillard givrant 1) . . . . .	147

FIG. 6.26	Comparation des coefficients (Brouillard givrant 2) . . . . .	149
FIG. 6.27	Comparation des coefficients (Brouillard givrant 2) . . . . .	150
FIG. 6.28	Courbe polaire (Brouillard givrant 2) . . . . .	151

## LISTE DES TABLEAUX

TAB. 2.1	Caractéristiques des brouillards givrants prélevées au parc éolien de Murdochville . . . . .	9
TAB. 2.2	Paramètres d'essai du brouillard gessant 1 . . . . .	9
TAB. 2.3	Paramètres d'essai du brouillard gessant 2 . . . . .	10
TAB. 3.1	$C_l$ et $C_d$ du profil <i>NACA 63-415</i> à $Re = 1.6 \times 10^6$ . . . . .	29
TAB. 3.2	Modèle <i>Spalart – Allmaras</i> option <i>Vorticity-Based Production</i> . . . . .	33
TAB. 3.3	Modèle <i>Spalart – Allmaras</i> option <i>Strain/Vorticity-Based Production</i> . . . . .	35
TAB. 3.4	Modèle $k - \epsilon$ <i>RNG</i> option équation 3.55 . . . . .	39
TAB. 3.5	Modèle $k - \epsilon$ <i>RNG</i> option équation différentielle . . . . .	41
TAB. 3.6	Modèle $k - \omega$ <i>SST</i> . . . . .	48
TAB. 3.7	Modèle <i>RSM</i> . . . . .	53
TAB. 3.8	Portance (erreur <sup>1</sup> en %) . . . . .	59
TAB. 3.9	Traînée (erreur <sup>1</sup> en %) . . . . .	59
TAB. 3.10	$C_l$ et $C_d$ du profil <i>NACA 63-415</i> à $Re = 4.1 \times 10^5$ . . . . .	62
TAB. 3.11	Coefficients $C_l$ et $C_d$ du modèle <i>Spalart – Allmaras</i> . . . . .	63
TAB. 3.12	Coefficients $C_l$ et $C_d$ du modèle $k - \epsilon$ <i>RNG</i> . . . . .	63
TAB. 3.13	Coefficients $C_l$ et $C_d$ du modèle $k - \omega$ <i>SST</i> . . . . .	64
TAB. 3.14	Coefficients $C_l$ et $C_d$ du modèle <i>RSM</i> . . . . .	64
TAB. 3.15	Distance de séparation de la couche limite (15°) . . . . .	73
TAB. 3.16	Traînée (erreur <sup>2</sup> en %) . . . . .	77
TAB. 3.17	Portance (erreur <sup>2</sup> en %) . . . . .	78
TAB. 4.1	Contribution des forces de pression et de friction, modèle $k - \omega$ <i>SST</i> à 0° . . . . .	85

TAB. 4.2	Contribution des forces de pression et de friction, modèle $k - \omega SST$ à $16^\circ$ . . . . .	85
TAB. 4.3	Angle d'attaque à $0^\circ$ modèle $k - \omega SST$ . . . . .	89
TAB. 4.4	Angle d'attaque à $8^\circ$ modèle $k - \omega SST$ . . . . .	89
TAB. 4.5	Angle d'attaque à $12^\circ$ modèle $k - \omega SST$ . . . . .	89
TAB. 4.6	Angle d'attaque à $14^\circ$ modèle $k - \omega SST$ . . . . .	90
TAB. 4.7	<i>ratio mass imbalance</i> cas $k - \omega SST$ à $26^\circ$ . . . . .	97
TAB. 4.8	<i>ratio mass imbalance</i> cas $k - \omega SST$ à $16^\circ$ . . . . .	99
TAB. 4.9	Facteurs de sous-relaxation . . . . .	103
TAB. 4.10	Coefficients de portance et de traînée $14^\circ k - \omega SST$ . . . . .	104
TAB. 4.11	Coefficients de portance et de traînée $26^\circ k - \omega SST$ . . . . .	107
TAB. 5.1	Modèle <i>Spalart - Allmaras</i> Transitoire ( $t_p = 0.002s$ ) . . . . .	112
TAB. 5.2	Modèle <i>Spalart - Allmaras</i> Transitoire ( $t_p = 0.0005s$ ) . . . . .	112
TAB. 5.3	Modèle $k - \epsilon RNG$ Transitoire ( $t_p = 0.002s$ ) . . . . .	114
TAB. 5.4	Modèle $k - \epsilon RNG$ Transitoire ( $t_p = 0.0005s$ ) . . . . .	114
TAB. 5.5	Modèle $k - \omega SST$ Transitoire ( $t_p = 0.002s$ ) . . . . .	116
TAB. 5.6	Modèle $k - \omega SST$ Transitoire ( $t_p = 0.0005s$ ) . . . . .	118
TAB. 6.1	Paramètres d'essai pour le brouillard givrant 1 . . . . .	127
TAB. 6.2	Valeurs des coefficients du profil givré $P1$ . . . . .	129
TAB. 6.3	Valeurs des coefficients du profil givré $P2$ . . . . .	131
TAB. 6.4	Valeurs des coefficients du profil givré $P3$ . . . . .	133
TAB. 6.5	Paramètres d'essai pour le brouillard givrant 2 . . . . .	136
TAB. 6.6	Valeurs des coefficients du profil givré $P4$ . . . . .	137
TAB. 6.7	Valeurs des coefficients du profil givré $P5$ . . . . .	140
TAB. 6.8	Valeurs des coefficients du profil givré $P6$ . . . . .	142

## LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

## Caractères usuels

$A_\lambda$	constante de mélange pour $\lambda_\epsilon$ ( $=  \Delta Re_y /\tanh(0.98)$ )
$A$	aire de référence
$\vec{A}$	vecteur de l'aire de la surface
$A_f$	aire de la face de l'élément
$A_i$	aire de l'élément $i$
$A_\epsilon$	$2\kappa C_\mu^{-3/4}$
$A_\mu$	constante du modèle à deux couches ( $= 70$ )
$C_1$	constante du modèle <i>RSM</i> ( $= 1.8$ )
$C'_1$	constante du modèle <i>RSM</i> ( $= 0.5$ )
$C_{1\epsilon}$	constante du modèle $k - \epsilon$ <i>RNG</i> ( $= 1.42$ )
$C_2$	constante du modèle <i>RSM</i> ( $= 0.60$ )
$C'_2$	constante du modèle <i>RSM</i> ( $= 0.3$ )
$C_{2\epsilon}$	constante du modèle $k - \epsilon$ <i>RNG</i> ( $= 1.68$ )
$C_{2\epsilon}^*$	fonction du modèle $k - \epsilon$ <i>RNG</i>
$C_{b1}$	constante du modèle <i>Spalart - Allmaras</i> ( $= 0.1355$ )
$C_{b2}$	constante du modèle <i>Spalart - Allmaras</i> ( $= 0.622$ )
$C_d$	coefficient de traînée
$C_f$	coefficient de frottement
$C_{ij}$	terme de convection du modèle <i>RSM</i>
$C_l$	coefficient de portance
$C_\ell$	fonction du modèle <i>RSM</i>
$C_p$	coefficient de pression
$C_{prod}$	constante du modèle <i>Spalart - Allmaras</i> ( $= 2.0$ )
$C_{w2}$	constante du modèle <i>Spalart - Allmaras</i> ( $= 0.3$ )

$C_{w3}$	constante du modèle <i>Spalart – Allmaras</i> (= 2.0)
$C_z$	coefficient axial
$C_{\epsilon 1}$	constante du modèle <i>RSM</i> (= 1.44)
$C_{\epsilon 2}$	constante du modèle <i>RSM</i> (= 1.92)
$C_\theta$	coefficient de poussée
$C_\mu$	constante (= 0.09)
$C_\nu$	constante du modèle <i>k – <math>\epsilon</math> RNG</i> ( $\approx 100$ )
$C_{v1}$	constante du modèle <i>Spalart – Allmaras</i> (= 7.1)
$D_{T,ij}$	diffusion turbulente du modèle <i>RSM</i>
$D_\omega$	terme de diffusion croisée du modèle <i>k – <math>\omega</math> SST</i>
$E$	constante empirique de la Loi de la paroi (= 9.793)
$\vec{F}$	vecteur de forces
$F_1, F_2$	fonctions du modèle <i>k – <math>\omega</math> SST</i>
$F(\phi)$	discretisation dans l'espace de la variable $\phi$
$G_k$	production d'énergie cinétique turbulente
$\tilde{G}_k$	production d'énergie cinétique turbulente du modèle <i>k – <math>\omega</math> SST</i>
$G_\nu$	terme de production de $\tilde{\nu}$
$G_\omega$	production de $\omega$
<b>I</b>	tenseur identité
$N_{faces}$	nombre de faces de l'élément
$\mathcal{P}$	force de portance
$P1, P2, P3$	profils givrés à la condition givrante 1
$P4, P5, P6$	profils givrés à la condition givrante 2
$P_{ij}$	terme de production de contraintes dus à la pression, modèle <i>RSM</i>
$R^c$	résidu de l'équation de continuité
$Re$	nombre de Reynolds



$Re_k$	constante du modèle $k - \omega SST$ (= 6.0)
$Re_t$	nombre de Reynolds turbulent du modèle $k - \omega SST$
$Re_y$	nombre de Reynolds turbulent
$Re_y^*$	critère de séparation de zones du modèle à deux couches
$Re_\beta$	constante du modèle $k - \omega SST$ (= 8.0)
$Re_\omega$	constante du modèle $k - \omega SST$ (= 2.95)
$S$	mesure scalaire du tenseur de déformations
$S'$	coefficient de l' $EWT$
$S_{ij}$	ratio des contraintes moyen
$ S_{ij} $	module du tenseur de contraintes
$S_k$	terme source d'énergie cinétique turbulente
$S_t$	nombre de Strouhal
$S_\epsilon$	terme source de $\epsilon$
$S_{\tilde{\nu}}$	terme source de $\tilde{\nu}$
$S_\phi$	term source par unite de volume
$\mathcal{T}$	force de traînée
$U$	vitesse moyenne de l'écoulement
$\vec{U}$	vecteur de vitesse ( $u\hat{i}, v\hat{j}, w\hat{k}$ )
$U^+$	vitesse adimensionnelle basée sur $y^+$
$U^*$	vitesse adimensionnelle basée sur $y^*$
$U_{lam}^+$	vitesse adimensionnelle à la zone laminaire
$U_{nf}$	vitesse normale à la face de l'élément
$U_R$	vitesse relative de l'écoulement
$U_{rel}$	vitesse relative de l'écoulement
$U_{turb}^+$	vitesse adimensionnelle à la zone logarithmique
$U_x, U_y$	composant du vecteur vitesse en coordonnées cartésiennes

$U_\eta, U_\tau$	composant du vecteur vitesse en coordonnées normal et tangentielle à la paroi
$U_\infty$	vitesse de l'écoulement loin du profil
$V_{ol}$	volume de l'élément
$Y_\nu$	terme de dissipation de $\tilde{\nu}$
$Y_k$	terme de dissipation de $k$
$Y_\omega$	dissipation de $\omega$
$a$	coefficients de la variable transportée
$b$	partie constante de l'équation
$c$	corde du profil
$ e_i $	indicateur de l'erreur
$f$	fréquence des oscillations
$f$	indice qui indique les valeurs à la face $f$
$f_w$	fonction d'atténuation du modèle <i>Spalart – Allmaras</i>
$f_{v1}, f_{v2}$	fonctions d'atténuation du modèle <i>Spalart – Allmaras</i>
$\hat{i}$	vecteur unitaire normal à la face
$k$	énergie cinétique turbulente
$l_\epsilon$	échelle de longueur de $\epsilon$
$l_\mu$	échelle de longueur de $\mu_{t,2couches}$
$\hat{n}$	vecteur unitaire normal à la paroi
$n$	indice de la valeur à l'itération précédente
$nb$	indice qui fait référence aux éléments voisin de $p$
$n+1$	indice de la valeur à l'itération présente
$n$	exposant qui indique la valeur de la variable au temps $t$

$n+1$	exposant qui indique la valeur de la variable au temps $t + 1$
$p$	pression
$p_f$	pression à la face
$p$	indice qui indique l'élément en question
$t$	temps
$t_c$	temps caractéristique
$t_p$	pas de temps pour les simulations en régime transitoir
$u$	vitesse au centre de l'élément
$u_\tau$	vitesse de cisaillement
$\overline{u'_i u'_j}$	tenseur de contraintes de Reynolds
$u'_\tau, u'_\eta, u'_\lambda$	tenseur de contraintes de Reynolds références aux coordonnées normale, tangente et binormale ( $\tau, \eta, \lambda$ )
$w$	facteur qui détermine le poids de la longueur caractéristique pour l'adaptation du maillage
$x', y'$	coordonnés parallèle et perpendiculaire à l'écoulement
$y$	distance normale à la paroi
$y^+$	distance adimensionnelle à la paroi
$y^*$	distance adimensionnelle à la paroi
$y_P$	distance au centre du premier élément
$y_s$	valeur de la pente de la <i>loi de la paroi</i> ( <i>EWT</i> )

### Lettres grecques

$\alpha$	angle d'attaque
$\alpha_0$	constante du modèle $k - \epsilon$ <i>RNG</i> (= 1.0)
$\alpha_1$	constante du modèle $k - \omega$ <i>SST</i> (= 1/9)

$\alpha^*, \alpha_0^*$	fonctions du modèle $k - \omega SST$
$\alpha_k$	inverse du nombre de Prandtl effectif pour $k$
$\alpha_R$	facteur de sous relaxation
$\alpha_\epsilon$	inverse du nombre de Prandtl pour $\epsilon$
$\alpha_\omega, \alpha_\infty$	fonctions du modèle $k - \omega SST$
$\alpha_\infty^*$	constante du modèle $k - \omega SST$ (= 1.0)
$\alpha_{\infty,1}, \alpha_{\infty,2}$	fonctions du modèle $k - \omega SST$
$\alpha_\Gamma$	coefficient de $S'$
$\beta$	constante du modèle $k - \epsilon RNG$ (= 0.012)
$\beta_{i,1}$	constante du modèle $k - \omega SST$ (= 0.0750)
$\beta_{i,2}$	constante du modèle $k - \omega SST$ (= 0.0828)
$\beta_i^*$	fonction du modèle $k - \omega SST$
$\beta_\infty^*$	constante modèle $k - \omega SST$ (=0.09 )
$\delta$	épaisseur de la couche limite
$\delta_{ij}$	delta de Kronecker = 0 si $i \neq j$ et = 1 si $i = j$
$\epsilon$	ratio de disipation de l'énergie cinetique turbuelent $k$
$\eta$	coordonnée normale à la paroi
$\eta_0$	constante du modèle $k - \epsilon RNG$ (= 4.38)
$\eta_\epsilon$	fonction du modèle $k - \epsilon RNG$
$\theta$	angle
$\kappa$	constante de von Kármán (= 0.4187)
$\lambda_\epsilon$	fonction de melange du modèle à deux couches
$\mu$	viscosité moléculaire
$\mu_{eff}$	viscosité effective
$\mu_t$	viscosité turbulent
$\mu_{t,EWT}$	viscosité turbulent calculée par l'approche de <i>EWT</i>

$\mu_{t,2couches}$	viscosité turbulent du modèle à deux couches
$\nu$	viscosité cinématique
$\tilde{\nu}$	variable propre du modèle <i>Spalart – Allmaras</i>
$\rho$	densité
$\sigma_k$	nombre de Prandtl pour $k$
$\sigma_{k,1}$	constante du modèle $k - \omega$ <i>SST</i> (= 1.176)
$\sigma_{k,2}$	constante du modèle $k - \omega$ <i>SST</i> (= 1.0)
$\sigma_\epsilon$	nombre de Prandtl pour $\epsilon$
$\sigma_{\tilde{\nu}}$	constante du modèle <i>Spalart – Allmaras</i> (= 2/3)
$\sigma_\omega$	nombre de Prandtl pour $\omega$
$\sigma_{\omega,1}$	constante du modèle $k - \omega$ <i>SST</i> (= 2.0)
$\sigma_{\omega,2}$	constante du modèle $k - \omega$ <i>SST</i> (= 1.168)
$\tau_w$	cizaillement à la paroi
$\bar{\tau}$	tenseur de contraintes
$\phi$	variable transportée
$\bar{\phi}_f$	moyenne arithmétique des valeurs aux centres des éléments de la variable $\phi$ à la face $f$
$\phi_{ij}$	contraintes de pression du modèle <i>RSM</i>
$\phi_{ij,1}$	terme des contraintes de pression lent du modèle <i>RSM</i>
$\phi_{ij,2}$	terme des contraintes de pression rapide du modèle <i>RSM</i>
$\phi_{ij,w}$	terme de reflet des parois du modèle <i>RSM</i>
$\varphi$	angle de pas du profil
$\chi$	fonction d'atténuation modèle <i>Spalart – Allmaras</i>
$\omega$	ratio de dissipation spécifique d'énergie

$\Gamma$	fonction de mélange de l' <i>EWT</i>
$\Gamma_k, \Gamma_\omega$	termes de diffusion de $k$ et $\omega$
$\Gamma_\phi$	coefficient de diffusion de $\phi$
$\Delta t$	increment de temps
$\Delta \vec{s}$	représente le vecteur entre le centre de l'élément et le centre de la face qui partage avec son voisin
$\Phi_1, \Phi_2$	fonctions du modèle $k - \omega$ <i>SST</i>
$\Omega_{ij}$	tenseur de la moyenne du ratio de rotation
$\nabla$	operateur
$\nabla \phi$	gradient de $\phi$
$ \nabla \phi $	norme Euclidienne du gradient de $\phi$
$(\nabla \phi)_n$	magnitude du gradient de $\phi$ normal à la face $f$

### Acronymes

<i>LIMA</i>	Laboratoire International de Matériaux Antigivre
<i>NS</i>	<i>Navier-Stokes</i>
<i>RANS</i>	<i>Reynolds Average Navier-Stokes</i>
<i>RNG</i>	<i>Renormalization Group Theory</i>
<i>RSM</i>	<i>Reynolds Stress Model</i>
<i>SST</i>	<i>Shear Stress Transport</i>

## CHAPITRE 1

### INTRODUCTION

#### 1.1 Contexte

Depuis des siècles l'homme s'est servi de l'énergie éolienne pour produire de l'énergie mécanique. Les moulins à vent utilisés pour la fabrication de farine constituent probablement l'exemple le plus illustratif de son application. La production d'énergie électrique à partir de l'énergie éolienne date de l'année 1888 quand M. Charles Brush, d'origine américaine, construisit la première turbine éolienne capable de produire 12 *kW* (Radio-Canada, 2008).

L'apparition du moteur à combustion interne et la disponibilité de combustibles fossiles de moins en moins chers ont mis à l'écart l'utilisation de l'énergie éolienne. Moins d'un siècle après du début de la révolution industrielle, l'homme s'est tourné à nouveau vers les sources d'énergies renouvelables puisque l'usage démesuré des combustibles fossiles a modifié défavorablement leur habitat. La pollution de l'air, des rivières et de la mer sont les premiers effets qui ont sonné l'alarme. Dans les années soixante-dix, l'homme a pris conscience de la magnitude et des risques du problème, mais sa réaction pour le résoudre a été faible et insuffisante.

C'est la crise pétrolière de 1973, plutôt que sa préoccupation pour l'environnement, qui a poussé l'homme à trouver de nouvelles sources d'énergie et il s'est intéressé à nouveau à l'énergie éolienne. Plusieurs projets de recherche sont mis en marche en Allemagne, en Suède, au Royaume-Uni, aux États-Unis et au Canada. Ces projets ont permis d'améliorer les performances des éoliennes et de réduire le coût de

production d'énergie. Au Québec le parc éolien de Gaspésie entre en opération en 1984 (Info-énergie, 2008). La plus grande éolienne d'axe vertical (Darrieus) au monde avec une hauteur de 110 mètres y est installée ([www.info.gaspesie.com](http://www.info.gaspesie.com), 2008).

Le potentiel éolien du Québec est énorme. L'immensité de son territoire et l'intensité des courants d'air qui y circulent font de cette province une terre fertile pour l'installation des parcs éoliens. Hydro-Québec a comme objectif d'intégrer à son réseau 4 000 MW de production éolienne d'ici 2015 (RNFQ, 2008).

L'évident réchauffement de la planète requiert des actions concrètes et urgentes. La réduction de la production des gaz à effet de serre par les centrales électriques doit commencer dès maintenant, et l'énergie éolienne est une option pour y parvenir.

Au Québec, les éoliennes sont une option pour les centres de consommation dispersés sur le territoire de la province. Actuellement ils sont alimentés par des centrales thermoélectriques à combustible fossile puisque le coût d'y faire parvenir l'énergie des centrales hydrauliques est très élevé.

## **1.2 Problématique**

Le potentiel éolien plus important se trouve au nord du Québec (Hydro-Québec, 2008) où les basses températures propres du milieu nordique font augmenter considérablement la densité de l'air et en conséquence l'énergie extraite par l'éolienne puisqu'elle est proportionnelle à la densité de l'air. Cependant, les basses températures et l'humidité impliquent forcément du givre qui peut s'accumuler sur les éoliennes et les équipements de mesure.

Le réchauffement du climat est de plus en plus évident. Des records de température



maximale pendant l'hiver et des minimales pendant l'été sont des signes inquiétants qu'il ne faut pas négliger. Les variations inattendues de la température provoquent plus fréquemment des événements de pluie verglaçante qui nuisent à l'opération des éoliennes.

Le givre accumulé sur les pales d'une éolienne en fonctionnement modifie les propriétés aérodynamiques, cause une augmentation des contraintes mécaniques dû au poids additionnel et provoque du givrage sur des équipements de mesure utilisée pour la contrôler. Ces effets peuvent être si sévères que l'éolienne est arrêtée afin d'éviter des bris mécaniques ou électriques.

Des systèmes de dégivrage spécialement conçus pour les pales sont présentement à l'étude. Entre autres, on peut mentionner l'injection d'air chaud à l'intérieur de la pale et le réchauffement du bord d'attaque. Le coût d'opération de ces systèmes peut être très élevé et peu rentable.

Des simulations numériques de l'écoulement autour d'un profil givré, capables de prédire correctement les valeurs des coefficients de traînée et de portance, seront plus efficaces pour déterminer les contours de glace qui nuisent davantage aux propriétés aérodynamiques ainsi que les points de la pale plus affectés par la glace. Brièvement, les simulations numériques, plus abordables que les essais en soufflerie, aideront les ingénieurs à concevoir des systèmes antigivrage plus efficaces et efficaces.

Cependant, aucun des modèles de turbulence disponibles n'est approprié pour toutes les situations et leur précision varie de cas à cas. En fait, les modèles ne sont que des approximations du phénomène de la turbulence puisque plusieurs termes obtenus pendant son développement sont modélisés.

La précision des simulations numériques est étroitement liée au modèle de turbu-

lence utilisé. Alors, la sélection du modèle devra être faite avec la confrontation de valeurs numériques et expérimentales.

### 1.3 Objectifs

L'objectif principal de ce travail est de tester la capacité à résoudre l'écoulement autour de six profils givrés à l'aide du code de CFD (*Computational Fluid Dynamics*) *Fluent*. Les contours de glace accumulée sur les profils ont été déterminés par des essais en soufflerie réfrigérée au *LIMA*. On ne dispose que d'un point sur les courbes de portance et de traînée pour chaque profil givré. Ainsi on validera d'abord le modèle numérique avec les données expérimentales du profil propre obtenues aux laboratoires *RISO* et *LIMA*.

*Fluent* est disponible commercialement et il est de plus en plus utilisé en industrie. Pour les simulations bidimensionnelles on dispose de 4 modèles de turbulence : le modèle  $k-\epsilon$  *RNG*,  $k-\omega$  *SST*, *Spalart-Allmaras* et *RSM*. Les quatre modélisent le phénomène de la turbulence de différente manière. Cependant il n'existe pas un manuel qui précise les applications et les performances pour chacun d'eux pour la solution des problèmes spécifiques. Bien que les pales des éoliennes sont construites à partir des profils aérodynamiques utilisés dans l'industrie aéronautique, les essais de ces profils avec les conditions d'opération d'une éolienne sont peu communs.

Le maillage du domaine est la base pour l'obtention de bons résultats. Il est donc essentiel d'effectuer correctement le maillage du domaine afin de ne pas compromettre les résultats. En plus, les modèles de turbulence requièrent une distance spécifique entre les parois et le centre du premier élément afin de satisfaire les hypothèses sur lesquelles ils se basent.

Les objectifs spécifiques de ce travail sont : la détermination des paramètres de

la simulation, les conditions aux frontières et le maillage près des parois ainsi que l'évaluation des performances des quatre modèles de turbulence pour la résolution de l'écoulement autour de la pale.

#### 1.4 Étapes de la méthodologie

Au chapitre 2, on décrit les conditions climatiques utilisées pour l'obtention des formes de glace à la soufflerie réfrigérée du *LIMA* ainsi que les positions sur la pale de chaque profil.

Au chapitre 3, on fait la validation du modèle numérique et le test des quatre modèles de turbulence. La première étape décrit le domaine, la méthode de maillage et le type d'éléments utilisés ainsi que le raffinement près de la paroi nécessaire pour que le modèle de turbulence puisse résoudre la sous-couche visqueuse de la couche limite. La deuxième étape présente les résultats de la confrontation des résultats numériques des coefficients  $C_l$  et  $C_d$  et les données expérimentales du laboratoire *RISO*. Les simulations sont faites à un nombre de Reynolds de  $1.6 \times 10^6$ . La dernière étape présente la confrontation avec les données expérimentales du laboratoire *LIMA*, obtenues à un nombre Reynolds de  $4.5 \times 10^5$ . À cette étape, on a comparé en plus les champs de vitesse et l'épaisseur de la couche limite numériques et expérimentaux.

Au chapitre 4, on fait une analyse des simulations du chapitre 3 : l'influence de la pression sur les coefficients de  $C_l$  et  $C_d$ , l'impact du raffinement du maillage sur les résultats de la simulation, la relation entre le degré de convergence des résidus et la création ou destruction de masse à chaque élément et l'impact de la réduction des facteurs de sous-relaxation sur le degré de convergence des simulations.

Au chapitre 5, on fait des simulations en régime transitoire à un nombre de Rey-

nolds de  $1.6 \times 10^6$ . Les résultats des coefficients sont comparés aux données expérimentales du *RISO* et les résultats obtenus en régime stationnaire. Les simulations sont faites avec les quatre modèles de turbulence afin de faire le choix du modèle que l'on utilisera pour la simulation des profils givrés.

Le chapitre 6 présente les résultats obtenus pour la simulation des six profils givrés. Les coefficients  $C_l$  et  $C_d$  sont transférés à un système de coordonnées parallèles et tangentielles à la rotation de la pale afin de déterminer les conditions sous lesquelles l'éolienne opère.

Le chapitre 7 offre une analyse critique de résultats obtenus et propose des travaux futurs.

## CHAPITRE 2

### DESCRIPTION DES PROFILS GIVRÉS UTILISÉS

#### 2.1 Éolienne *Vestas V80* de 1.8 MW

*Vestas*, fabricant d'origine Danoise, produit des générateurs éoliens depuis 1979. Le modèle V80 est capable de générer 1,800 kW d'énergie électrique lorsque la vitesse du vent est de 16 m/s. Ce modèle est utilisé dans plusieurs parcs éoliens au Canada et au Québec. Selon l'Association de l'énergie canadienne, 30 générateurs se trouvent sur le Mont Miller et 30 autres sur le Mont Copper à Murdochville, Gaspésie. ((3Ci Énergie Éolienne, 2008) et (ACEE, 2008)).

La pale se compose de deux profils aérodynamiques, la section du moyeu au centre de la pale est un profil *NACA 63 – XXX* et du centre au bout de la pale est un *FFA W3 – XXX*. Les profils et les dimensions exactes de la pale ne sont pas disponibles sur le catalogue de *Vestas*. Cependant, les dimensions approximées sont montrées à la figure 2.1. L'angle de gauchissement entre la basse et le bout de la pale est de 13°.

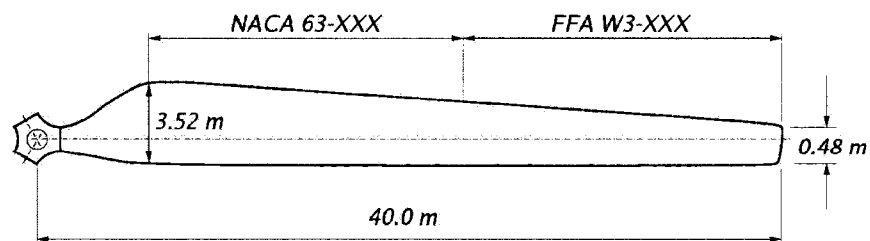


FIG. 2.1 Pale d'éolienne

Le rotor de 80 m de diamètre est placé à une hauteur qui varie de 60 m à 70 m

selon le type.

Le profil *NACA* 63 – 415 a été choisi pour faire les simulations en soufflerie et numériques parce que plusieurs données expérimentales sont disponibles (Bak et al., 2000) (Zahle et al., 2002) (Hochart, 2006).

## 2.2 Conditions de givrage

Les profils givrés que l'on utilisera pour faire les simulations numériques ont été obtenus dans la soufflerie du *Laboratoire International des Matériaux Antigivre (LIMA)*. Les essais ont été faits sur deux périodes : la période d'accumulation de glace sur le profil et la période d'analyse des performances aérodynamiques du profil givré.

Les conditions climatiques des simulations en souffleries ont été prélevées à la station météorologique située près du parc éolien de Murdochville. Pendant l'hiver et le printemps 2004 à 2005, la station a répertorié treize événements givrants dont cinq sévères qui pouvaient être nuisibles pour le parc éolien.

Les caractéristiques des deux brouillards givrants utilisés pendant les essais en soufflerie sont montrées à la table 2.1 , où  $LWC$  est la teneur en eau liquide,  $MVD$  est le diamètre volumétrique moyen des gouttelettes d'eau en surfusion,  $U_\infty$  et  $T_\infty$  sont la vitesse et la température de l'air et  $t$  est le temps de durée de l'évènement en heures.

TAB. 2.1 Caractéristiques des brouillards givrants prélevées au parc éolien de Murdochville

<i>Brouillard</i>	<i>LWC</i> <i>g/m<sup>3</sup></i>	<i>MVD</i> <i>μm</i>	<i>U<sub>∞</sub></i> <i>m/s</i>	<i>T<sub>∞</sub></i> <i>°C</i>	<i>t</i> <i>hr</i>
1	0.218	38.3	8.8	-1.4	6.0
2	0.242	40.5	4.2	-5.7	4.4

### 2.3 Les formes de glace

Le modèle du profil utilisé pour les simulations en soufflerie a une corde de 0.20 *m*. Donc les paramètres des brouillards givrants ainsi que la vitesse et l'angle d'attaque relatifs ont été mis à l'échelle. Les paramètres fixes de la mise en échelle sont la corde du profil de 0.20 *m* et le diamètre volumétrique des gouttelettes d'eau de 26.7  $\mu\text{m}$ . Ces deux paramètres sont limités par la capacité de la soufflerie utilisée.

Six profils givrés ont été obtenus simulant la vitesse et l'angle d'attaque relatifs de trois sections de la pale avec chaque brouillard givant. Les sections sont à un rayon d'environ 12, 23.5 et 35 mètres respectivement.

Les paramètres des simulations avec le brouillard givant 1 sont montrés à la table 2.2 où  $\alpha$  représente l'angle d'attaque relative. Les trois profils givrés obtenus avec le brouillard givant 1 sont montrés à la figure 2.2

TAB. 2.2 Paramètres d'essai du brouillard givant 1

<i>Profil</i>	<i>Rayon</i> <i>m</i>	$\alpha$ °	<i>LWC</i> <i>g/m<sup>3</sup></i>	<i>MVD</i> <i>μm</i>	<i>V<sub>rel</sub></i> <i>m/s</i>	<i>Temp</i> <i>°C</i>	<i>t</i> <i>min</i>
<i>P1</i>	11.9	13	0.37	27.6	19.9	-1.4	14.8
<i>P2</i>	23.4	13	0.48	27.6	38.0	-1.4	15.1
<i>P3</i>	34.8	13	0.48	27.6	56.0	-1.4	24.8

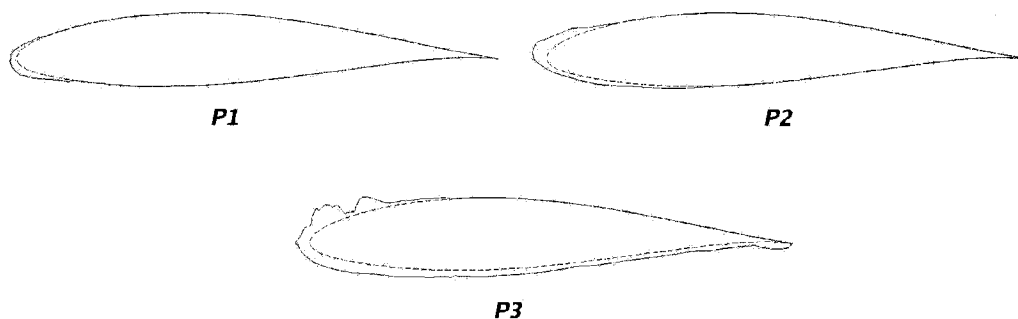


FIG. 2.2 Profils givrés obtenus avec le brouillard givrant 1

Les paramètres utilisés et les profils givrés obtenus sont montrés à la table 2.3 et à la figure 2.3 respectivement.

TAB. 2.3 Paramètres d'essai du brouillard givrant 2

<i>Profil</i>	<i>Rayon</i> <i>m</i>	$\alpha$ °	<i>LWC</i> <i>g/m<sup>3</sup></i>	<i>MVD</i> <i>μm</i>	<i>V<sub>rel</sub></i> <i>m/s</i>	<i>Temp</i> °C	<i>t</i> <i>min</i>
<i>P4</i>	11.8	3	0.37	27.6	18.7	-5.7	10.6
<i>P5</i>	23.3	7	0.48	27.6	36.7	-5.7	11.8
<i>P6</i>	35.0	9	0.48	27.6	55.0	-5.7	19.6

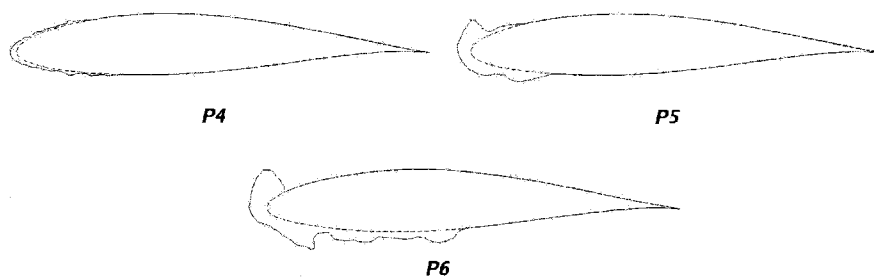


FIG. 2.3 Profils givrés obtenus avec le brouillard givrant 2

Les six profils givrés seront maillés sur *Gambit*. Ensuite, on fera les simulations sur *Fluent* prenant comme condition aux frontières la vitesse relative indiquée aux tables 2.2 et 2.3.



## CHAPITRE 3

### VALIDATION DES MODÈLES DE TURBULENCE

#### 3.1 Introduction

Un élément très important dans l'application de la *CFD* est la validation du programme de calcul. Pour ce faire, des données expérimentales sont utilisées afin de les confronter aux résultats numériques. Cette opération donne une idée de la qualité et de la précision des résultats que le programme de calcul est capable d'offrir. Dans le cas d'un profil givré, la validation donnera une référence pour juger la qualité des résultats dont on ne dispose que d'une faible quantité de données expérimentales.

On utilisera les données expérimentales obtenues par deux différents centres de recherche, les laboratoires *LIMA* et *RISO*. Ces deux organisations ont fait des expériences en soufflerie pour déterminer les coefficients de traînée et de portance d'un profil *NACA 63 – 415*. La distribution du coefficient de pression et le champ de vitesses reportés en 2 dimensions sont aussi disponibles.

On a reproduit les paramètres de ces expériences. Les conditions aux frontières, les dimensions du profil et le nombre de Reynolds ont été conservés dans toutes les simulations afin de confronter les résultats sous les mêmes bases. La validation nous servira aussi pour tester les 4 modèles de turbulence disponibles sous *Fluent* afin de choisir le plus adéquat.

La validation a été faite en deux parties. Dans la première partie on reproduit les expériences de l'institut *RISO* et on confronte les résultats du coefficient de pression. Dans la deuxième on reproduit celles du laboratoire *LIMA* et on confronte

les résultats du champ de vitesses.

La description du maillage et le traitement près de la paroi seront décrits d'abord puisqu'on utilisera le même maillage dans les deux validations.

## 3.2 Le maillage

### 3.2.1 Maillage de base

Le profil a été placé à l'intérieur d'un domaine dont les dimensions sont montrées à la figure 3.1. Dans celle-ci, le symbole  $c$  représente la corde du profil.

On s'est basé sur le travail de (Bhaskaran, 2002) pour définir les dimensions du domaine. Dans celui-ci, les frontières sont localisés suffisamment loin du profil pour minimiser leur influence sur la solution.

On note que toutes les simulations ont été faites en considérant un écoulement en régime incompressible. Cependant, le dimensionnement du maillage permet aussi d'effectuer des calculs en régime compressible

Les domaines autour des profils ont été maillés en appliquant *Gambit*, le module de maillage de *Fluent*. On a utilisé un maillage structuré avec des éléments quadrilatères pour tous les profils, propres ou givrés. La géométrie de base a une corde de 1000 *mm* maillé avec 312 noeuds sur chaque côté du profil. Le domaine a été maillé en utilisant 100 noeuds en haut, en aval et en bas du profil et 120 noeuds en amont. Ce maillage de base comporte 86 400 éléments.

Pour assurer une distance uniforme entre les parois du profil et le premier élément, on s'est servi de l'option pour traiter les couches limite disponible sur *Gambit*.

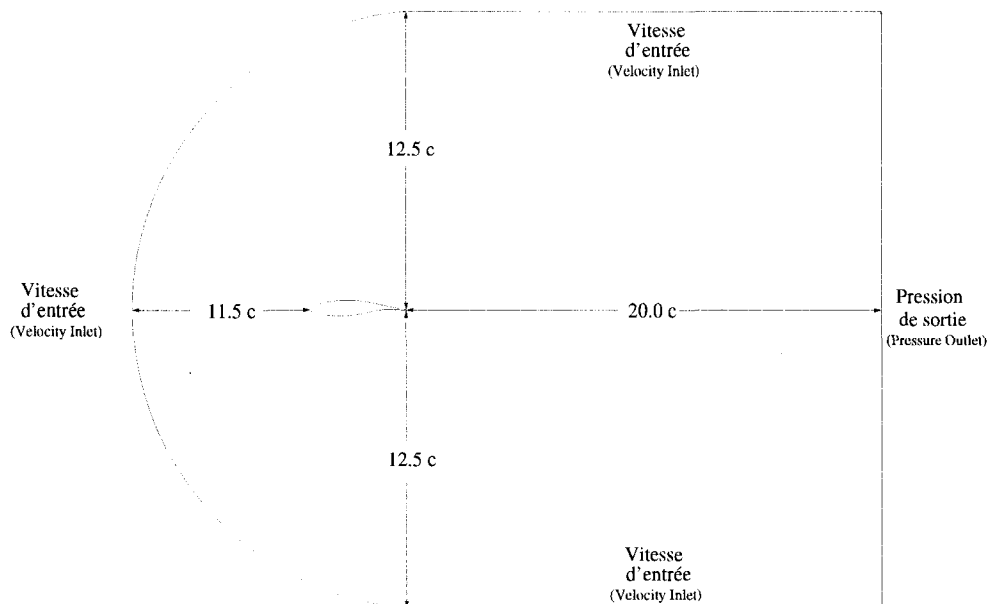


FIG. 3.1 Domain de calcul

Cette option permet de définir la distance désirée au premier noeud et le nombre d'éléments qui formeront la hauteur de la couche limite. Pour le maillage de base, la distance au premier noeud est de  $0.2 \text{ mm}$  et le nombre d'éléments dans la couche limite est de 4. La région de la couche limite a été maillée juste après avoir maillé le profil et avant de mailler le reste du domaine pour garantir l'uniformité de celle-ci. Les figures 3.2 et 3.3 illustrent le maillage de base utilisé.

Puisque *Fluent* utilise le système d'unités international, on a varié la taille de la géométrie de base pour obtenir la corde en mètres. Les deux longueurs de corde utilisées pour les simulations sont de  $0.20 \text{ m}$  et  $0.60 \text{ m}$

Les profils givrés avec de formes de glace abruptes comme celles des profils *P3*, *P5* et *P6* ont été plus difficiles à mailler. On a ainsi dû définir un sous-domaine près du profil pour éviter que les éléments proches à celui-ci ne s'aplatissent trop pour compromettre la convergence des simulations. Le rapport d'éclatement (*Skewness*) dans la majorité des éléments a été au dessus de 0.8 et il n'a jamais dépassé 0.9.

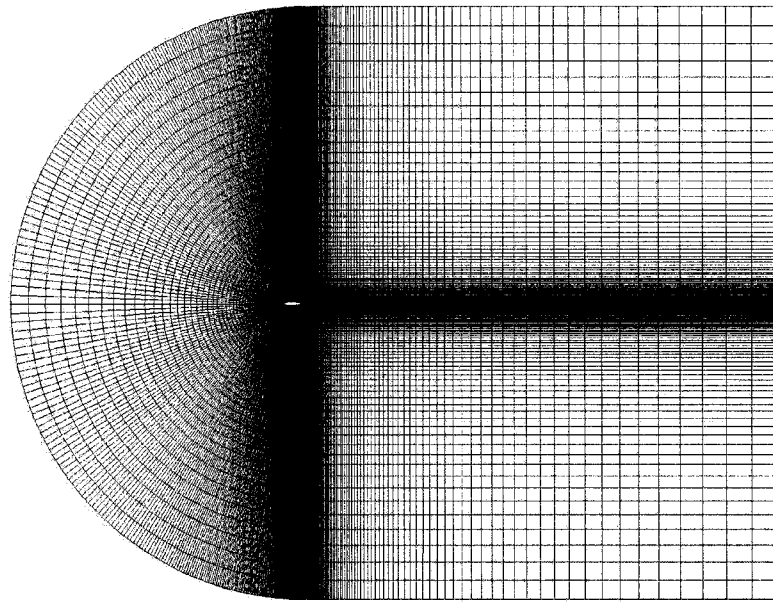


FIG. 3.2 Maillage de base

Le profil givré *P6* à été le plus difficile à mailler, figure 3.4, il a été nécessaire de commencer avec un maillage assez grossier sur *Gambit* (presque le quart des éléments employés sur les autres profils) et par la suite utiliser *Fluent* pour obtenir le nombre d'éléments égal au maillage de base. On a tiré avantage de la technique de raffinement de *Fluent* qui ne modifie pas le rapport d'aplatissement des éléments comme on le verra plus en détail à la section 4.2 de Raffinement.

On estime que la procédure utilisée pour mailler garantit une uniformité entre les mailles de tous les profils, c'est-à-dire, la taille et la quantité d'éléments sont très similaires.

### 3.2.2 Traitement près de la paroi

Les phénomènes près des parois ont une grande influence sur les solutions numériques, car c'est à cet endroit où les gradients de vitesse sont les plus forts. Évidemment, la turbulence est modifiée par la présence des parois. Tout près de la

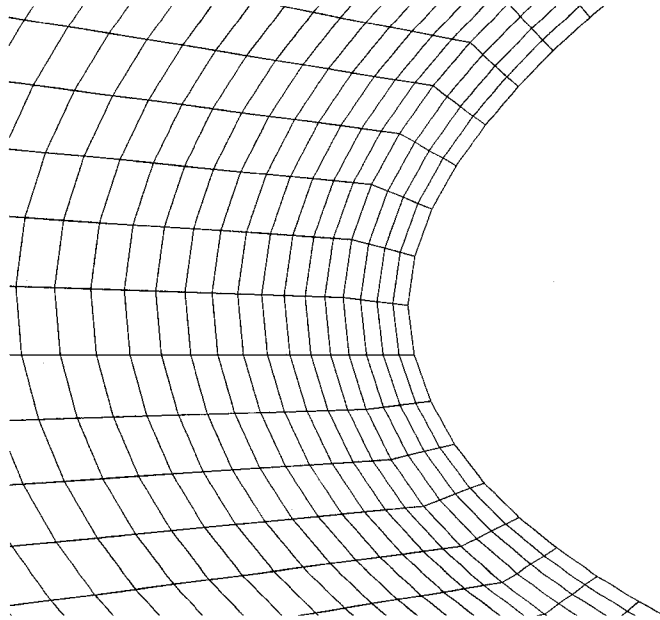


FIG. 3.3 Maillage de base près du profil

paroi, la viscosité moléculaire réduit les fluctuations de la vitesse moyenne tangentielle tandis que hors cette petite région la turbulence augmente dû à la production de celle-ci par les hauts gradients de la vitesse moyenne.

Les deux principales options disponibles sous *Fluent* pour modéliser l'écoulement près des parois sont : La *loi de la paroi* (*Walls Functions*) et la *loi de la paroi améliorée* (*EWT*). Les deux seront décrites brièvement dans les paragraphes suivants.

### 3.2.2.1 Loi de la paroi

Originellement, les modèles  $k - \epsilon$  *RNG* et *RSM* ont été développés pour des écoulements complètement turbulents et éloignés des parois. Pour élargir leur application aux zones proches des parois, ils utilisent la *loi de la paroi*. La figure 3.5, (Wilcox, 1993), représente le profil de vitesse d'une couche limite turbulente. On remarque les trois zones dont elle est composé : la sous-couche laminaire, la zone

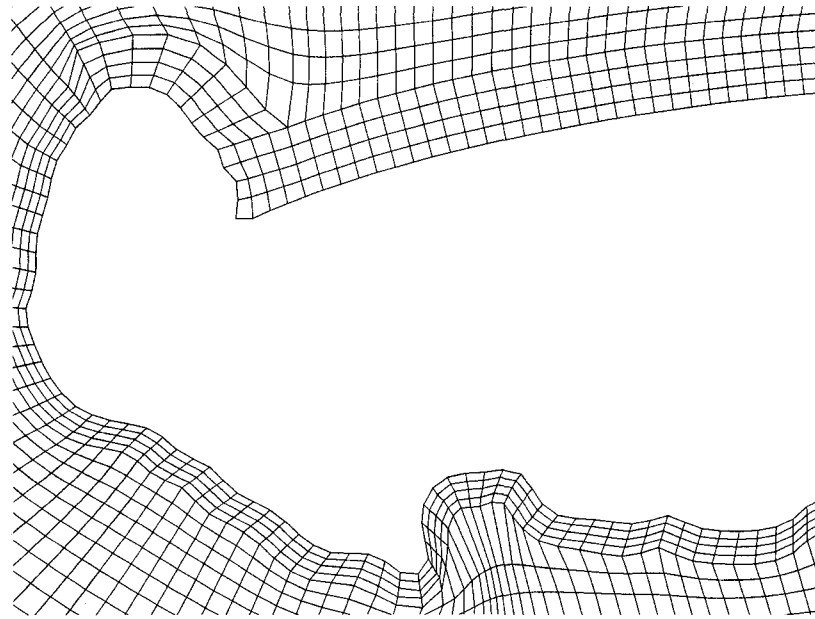


FIG. 3.4 Maillage de base du profil givré *P6*

logarithmique et la zone extérieure. La distance à la paroi  $y^+$  et la vitesse  $U^+$  sont définies aux équations 3.1 et 3.2 respectivement.

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (3.1)$$

$$U^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (3.2)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.3)$$

où  $\rho$  = densité  
 $u_\tau$  = vitesse de cisaillement  
 $\tau_w$  = cisaillement à la paroi  
 $y$  = distance normale à la paroi  
 $\mu$  = viscosité moléculaire

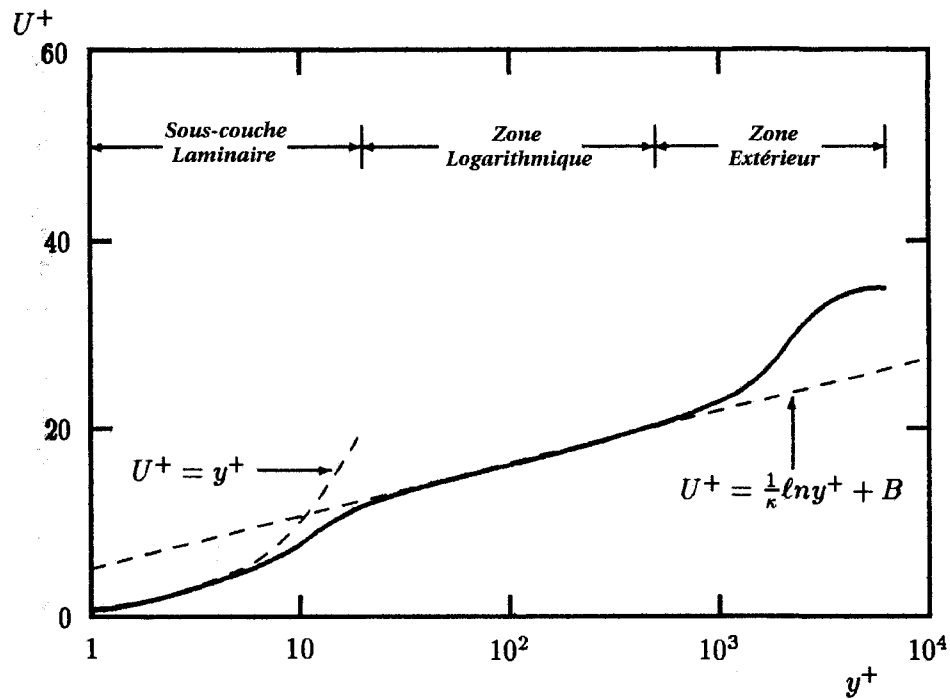


FIG. 3.5 Profil de vitesse d'une couche limite turbulente

À l'intérieur de la sous-couche laminaire ( $1 < y^+ < 5$ ) la viscosité moléculaire est beaucoup plus importante que la viscosité turbulente. Dans cette région, la vitesse adimensionnelle est égale à la distance adimensionnelle, c'est-à-dire

$$U^+ = y^+ \quad (3.4)$$

Dans la zone logarithmique ( $30 < y^+ < 300$ ), la viscosité turbulente et moléculaire ont la même importance. C'est dans cette région que la loi de la paroi définie par l'équation 3.5 est valide.

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + 5 \quad (3.5)$$

où  $\kappa$  est la constante de von Kàrmàn (= 0.4187)

Il faut remarquer la zone de transition ( $10 < y^+ < 30$ ) comprise entre la zone logarithmique et laminaire où aucune des deux formules 3.4 et 3.5 n'est valide.

Lorsque l'option *Wall Functions* est utilisée, *Fluent* recommande d'avoir une distance au centre du premier élément de  $y^+ = 30$  afin de placer ce point dans la zone logarithmique.

Les conditions limites sur les parois pour les variables  $k$  et  $\epsilon$  sont imposées en considérant que la production de  $k$  et le ratio de dissipation d'énergie sont en équilibre. L'équation de  $k$  est résolue dans tout le domaine et la condition limite sur la paroi est imposée par l'équation :

$$\frac{\partial k}{\partial \eta} = 0$$

où  $\eta$  indique la coordonnée dans la direction normale à la paroi

L'équation pour  $\epsilon$  n'est pas résolue pour les éléments placés sur les parois. Pour calculer ce paramètre, on applique l'équation 3.6.

$$\epsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y_P} \quad (3.6)$$

où  $C_\mu = 0.09$

$k$  = énergie cinétique turbulente

$y_P$  = distance au centre du premier élément



Le logiciel *Fluent* utilise la *loi de la paroi* définie par des échelles adimensionnelles différentes. En particulier, la distance  $y^*$  et la vitesse  $U^*$  ce qui mène aux les équations suivantes.

Pour la zone laminaire :

$$U^* = y^* \quad (3.7)$$

et pour la zone logarithmique :

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (3.8)$$

où :

$$U^* = \frac{UC_\mu^{1/4}k^{1/2}}{\tau_w/\rho} \quad (3.9)$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4}k^{1/2}y}{\mu} \quad (3.10)$$

où  $E = 9.793$

$U$  = vitesse moyenne de l'écoulement

$y$  = distance normale à la parois

Les valeurs  $y^+$  et  $y^*$  sont considérées identiques pour des couches limite turbulentes en équilibre. Cette approche permet de calculer  $\tau_w$  à partir de l'équation 3.9, une fois que l'on a calculé  $U^*$  avec l'équation 3.8. On remarque que  $y^*$ , nécessaire pour calculer  $U^*$ , n'est fonction que des variables connues ou calculées par *Fluent* à chaque itération.

### 3.2.3 Enhanced Wall Treatment

L'utilisation de cette option requiert d'un maillage fin près de la paroi pour permettre le calcul de la sous-couche laminaire. Dans cette région, la viscosité moléculaire devient plus importante que la viscosité turbulente et il est donc nécessaire d'atténuer la valeur de cette dernière. Pour y parvenir, *Fluent* se sert de l'approche du modèle à deux couches (*Two Layer Model*).

Dans cette approche le domaine est divisé en deux zones : une complètement turbulente et l'autre laminaire où la viscosité moléculaire est la plus importante. Le critère pour diviser le domaine est basé sur le nombre de Reynolds turbulent qui est défini par l'équation :

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (3.11)$$

où  $y$  représente la distance normale au profil. La zone est considérée laminaire si  $Re_y$  est compris entre 0 et 200. Au-delà de 200, la zone est considérée turbulente.

Dans la zone laminaire, le modèle à une équation de Wolfstein est appliqué et seulement les équations de la quantité de mouvement et de  $k$  sont résolues. Le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$  et la viscosité turbulente  $\mu_{t,2couches}$  sont calculés à partir des équations 3.12 et 3.14 respectivement.

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\epsilon} \quad (3.12)$$

L'échelle de longueur pour  $\epsilon$  est définie par :

$$l_\epsilon = y \kappa C_\mu^{-3/4} \left( 1 - e^{-\frac{Rey}{A_\epsilon}} \right) \quad (3.13)$$

La viscosité turbulente  $\mu_{t,2couches}$  est définie comme :

$$\mu_{t,2couches} = \rho C_\mu l_\mu \sqrt{k} \quad (3.14)$$

L'échelle de longueur pour  $\mu_{t,2couches}$  est définie par :

$$l_\mu = y \kappa C_\mu^{-3/4} \left( 1 - e^{-\frac{Rey}{A_\mu}} \right) \quad (3.15)$$

Les valeurs des constantes sont :  $A_\epsilon = 2\kappa C_\mu^{-3/4}$  et  $A_\mu = 70$ . Dans la zone turbulente,  $\mu_t$  est calculé avec l'équation propre à chaque modèle.

La viscosité turbulente calculée dans chaque zone est graduellement mélangée à la frontière des zones avec l'équation :

$$\mu_{t,EWT} = \lambda_\epsilon \mu_t + (1 - \lambda_\epsilon) \mu_{t,2couches} \quad (3.16)$$

où  $\lambda_\epsilon$  est la fonction qui mélange graduellement la viscosité turbulente de la zone turbulent  $\mu_t$  et de la zone laminaire  $\mu_{t,2couches}$ .  $\lambda_\epsilon$  est défini par :

$$\lambda_\epsilon = \frac{1}{2} \left[ 1 + \tanh \left( \frac{Re_y - Re_y^*}{A_\lambda} \right) \right] \quad (3.17)$$

où  $Re_y^* = 200$  est la valeur qui détermine le point de séparation entre zones laminaire et turbulente.

$\lambda_\epsilon$  prend la valeur *zéro* à la paroi et *un* loin de celle-ci. La constante  $A_\lambda$  détermine la largeur de la zone de mélange. Elle est définie par :

$$A_\lambda = \frac{|\Delta Re_y|}{\tanh(0.98)} \quad (3.18)$$

La constante  $A_\lambda$  a été déterminée afin qu'elle conduise à une valeur aux environs de 1 % de  $\lambda_\epsilon$  lorsque  $\Delta Re_y$  est entre 5 % et 20 % de  $Re_y^*$ .

Le but principal de cette équation est d'éviter des problèmes de convergence si les valeurs de  $\mu_{t,2couches}$  et de  $\mu_t$  sont très différentes. Des formules similaires à 3.16 et 3.17 sont utilisées pour traiter  $\epsilon$ .

Il est aussi nécessaire de compter avec une équation qui soit valable tout au long de la région près de la paroi. L'équation qui mélange les deux zones est définie par :

$$U^+ = e^\Gamma U_{lam}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} U_{turb}^+ \quad (3.19)$$

où la fonction de mélange est définie comme :

$$\Gamma = -\frac{a(y^+)^4}{1 + by^+} \quad (3.20)$$

avec  $a = 0.01$  et  $b = 5$ .

L'équation 3.19 garantit la validité de la *loi de la paroi* même si le  $y^+$  du premier élément tombe dans la région de transition, c'est-à-dire entre 3 et 10.

Les *lois de la paroi*, laminaire et logarithmique, ont aussi été modifiées pour tenir compte des gradients de pression, des effets thermiques et de la compressibilité. Puisque dans ce travail les simulations considèrent un écoulement en régime incompressible et sans transfert de chaleur, on montre l'équation avec les modifications qui tient seulement compte des effets des gradients de pression.

Si l'on dérive 3.19 par rapport à  $y^+$  on obtient :

$$\frac{dU^+}{dy^+} = e^\Gamma \frac{dU_{lam}^+}{dy^+} + e^{\frac{1}{\Gamma}} \frac{dU_{turb}^+}{dy^+} \quad (3.21)$$

À partir des approches de (White and Christoph, 1971) et (Huang et al., 199) qui ont défini la dérivée de la zone turbulente comme :

$$\frac{dU_{turb}^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa y^+} (S')^{\frac{1}{2}} \quad (3.22)$$

où  $S'$  prend la valeur de :

$$S' = \begin{cases} 1 + \alpha_\Gamma y^+ & \text{for } y^+ < y_s^+ \\ 1 + \alpha_\Gamma y_s^+ & \text{for } y^+ \geq y_s^+ \end{cases} \quad (3.23)$$

avec :

$$\alpha_\Gamma = \frac{\mu}{\rho^2(U^*)^2} \frac{dp}{dx} \quad (3.24)$$

La valeur de  $y_s^+$  correspond au point où on désire que la pente de la *loi de la paroi* demeure constante. Sa valeur par défaut est de 60. On remarque que si le coefficient  $\alpha_\Gamma$  était zéro, on aboutirait à la *loi de la paroi* traditionnelle définie par l'équation 3.8.

À la zone laminaire, l'équation différentielle est de la forme :

$$\frac{dU_{lam}^+}{dy^+} = 1 + \alpha_\Gamma y^+ \quad (3.25)$$

Intégrant on obtient :

$$U_{lam}^+ = y^+ \left( 1 + \frac{\alpha_\Gamma}{2} y^+ \right) \quad (3.26)$$

Lorsqu'on utilise l'option *EWT* pour les modèles *k - ε RNG* et *RSM*, *Fluent* applique la procédure suivante :

- Le domaine est divisé en deux zones, laminaire et turbulente, avec le critère de  $Re_y = 200$
- Dans la zone laminaire,  $\mu_t$  et  $\epsilon$  sont calculés au moyen des équations 3.14 et 3.12
- Les équations de transition pour  $\mu_t$  et pour  $\epsilon$  sont appliquées
- La valeur de  $y^*$  du premier élément est calculée.
- La valeur de  $U^*$  est déterminée avec l'équation 3.10 (*Fluent* utilise l'échelle de vitesse  $U^*$ ).
- la variable  $\tau_w$  est obtenue avec l'équation 3.9

Lorsqu'on veut utiliser l'option *EWT*, *Fluent* suggère d'utiliser un maillage fin près de la paroi pour bien résoudre la zone laminaire ( $Re_y < 200$ ). Il est aussi suggéré de placer le centre du premier élément à une distance  $y^+$  de moins de 5 si l'on veut résoudre la sous-couche laminaire

### 3.2.4 Le maillage près du profil

Les coefficients de traînée et de portance dépendent essentiellement des phénomènes ayant lieu à la proximité de la paroi. Il est donc crucial d'avoir une bonne approximation de l'écoulement dans cette région. On a considéré l'option *EWT* comme une alternative qui pourrait donner de meilleurs résultats puisque l'écoulement tout au long de la sous-couche laminaire est résolu.

L'option *EWT* est seulement disponible pour les modèles  $k - \epsilon$  *RNG* et *RSM* qui sont des modèles à *Haut nombre de Reynolds*. Par contre, les modèles *Spalart - Allmaras* et  $k - \omega$  *SST* ont été conçus pour atténuer la viscosité turbulente à la sous-couche laminaire et ils n'ont pas besoin d'un traitement spécial près des parois.

Le modèle *Spalart-Allmaras*, conçu comme un modèle à *Bas nombre de Reynolds*, est capable d'atténuer la viscosité turbulente dans la sous-couche laminaire si le maillage est assez fin. Par contre, il n'intègre pas une fonction de mélange pour la zone de transition. *Fluent* ainsi suggère d'utiliser soit un maillage très fin  $y^+ = 1$  ou soit grossier  $y^+ > 30$  afin de ne pas être dans la zone de transition.

Le modèle  $k - \omega$  *SST* est capable de fonctionner comme un modèle à *Haut nombre de Reynolds* ou à *Bas nombre de Reynolds*. C'est l'option *Transitional Flows* qui permet le passage entre les deux. Ce point sera traité à la section 3.3.4. Évidemment, si on veut utiliser l'option à *Bas nombre de Reynolds*, un maillage fin

est nécessaire. Dans ce cas, la suggestion de *Fluent* pour le maillage est de prendre les mêmes considérations que pour l'option *EWT*.

Afin de comparer les 4 modèles sur une même base, un seul maillage a été utilisé pour toutes les simulations. Le maillage est adapté dans le voisinage du profil pour obtenir une valeur de  $y^+$  de moins de 5. L'adaptation a été faite à partir du maillage de base avec l'option disponible sous *Fluent* utilisant le critère de  $y^+ < 4$ . La figure 3.6 montre le maillage adapté près de la paroi. Le nombre d'éléments obtenus est de 110 000 pour les profils givrés et de 106 000 pour les profils propres.

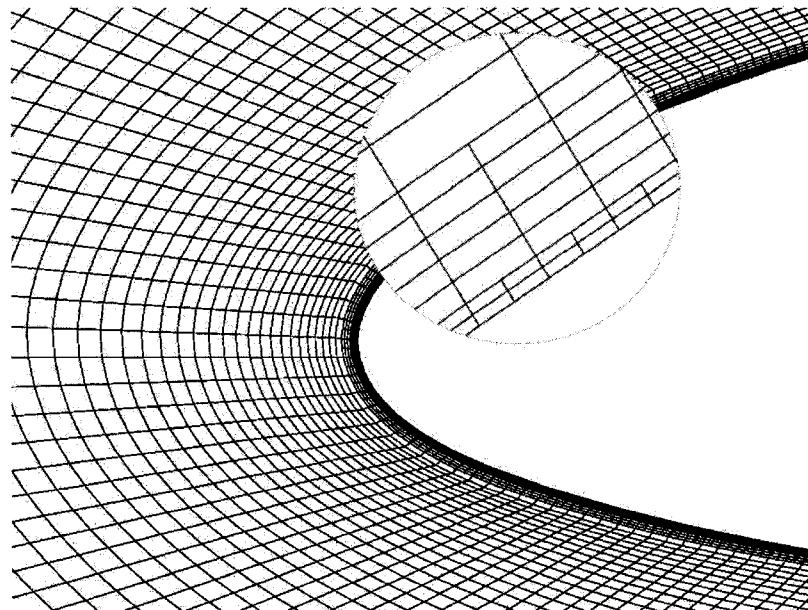


FIG. 3.6 Adaptation du maillage à la paroi

### 3.3 Comparaison avec les expériences du laboratoire *RISO*

#### 3.3.1 Données expérimentales du laboratoire *RISO*

Le laboratoire *RISO* de l'Université technologique du Danemark est un centre de recherche qui travaille dans plusieurs domaines comme l'énergie renouvelable et la



santé.

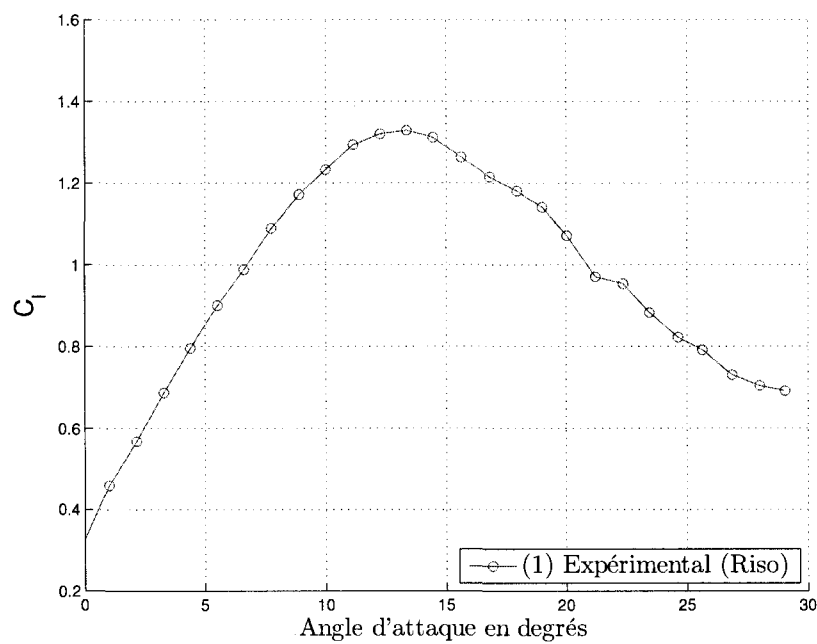
Dans ce laboratoire ont été effectués des essais en soufflerie pour déterminer les coefficients de traînée et de portance d'un profil *NACA 63 – 415* ainsi que la distribution du coefficient de pression (Bak et al., 2000). Ils ont utilisé une soufflerie *VELUX* avec les conditions suivantes :

Vitesse à l'infinie	=	40 m/s
Intensité de la turbulence	=	1 %
Corde du profil	=	0.6 m
Nombre de Reynolds	=	$1.6 \times 10^6$

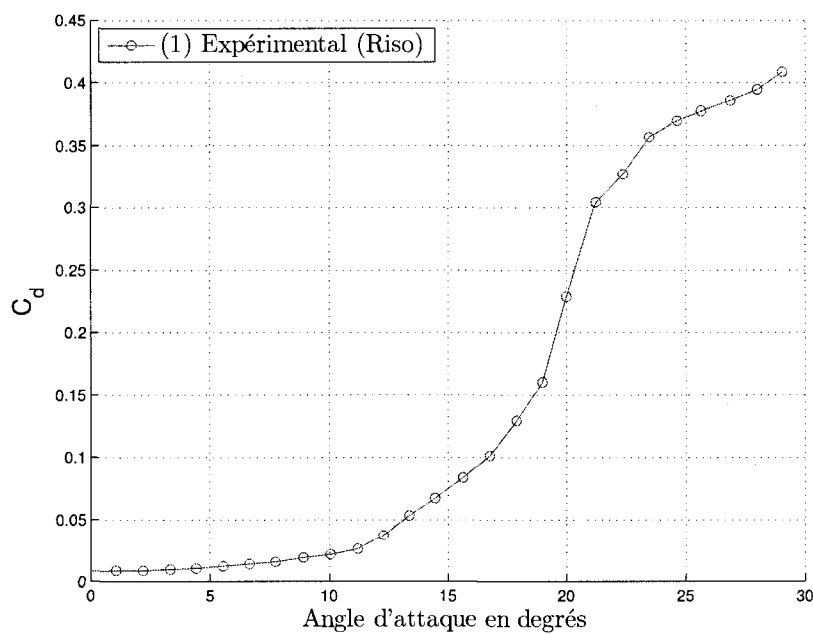
Les mesures du coefficient de pression ont été faites à l'aide de 62 trous distribués tout au long de la corde du profil où la pression statique a été mesurée. Les trous ont été placés en zigzag pour éviter des perturbations dans les mesures induites par le trou en amont. En aval du profil on a placé verticalement 53 senseurs séparés de 0.456 m pour mesurer la pression totale de l'écoulement. La distance des senseurs au profil a été de 0.7 de la corde.

Les coefficients de portance et de traînée ont été calculés à partir des contributions des forces totales de pression et de friction. Ces dernières ont été déterminées à partir des mesures de la pression faites sur et en aval du profil. La pression statique est intégrée au long du profil pour déterminer la force totale de la pression sur celui-ci. La force totale de friction est calculée en faisant une balance du *momentum* en amont et en aval de l'écoulement. L'attelage de senseurs de pression en aval du profil est utilisé pour le calcul de la quantité de mouvement en aval.

Les résultats des coefficients de portance et de traînée sont montrés au graphique 3.7 et à la table 3.1.



(a) Portance



(b) Traînée

FIG. 3.7 Profil *NACA* 63 – 415 propre

TAB. 3.1  $C_l$  et  $C_d$  du profil *NACA 63-415* à  $Re = 1.6 \times 10^6$ 

<i>Angle</i> d'incidence	Portance	Traînée
0°	0.32770	0.00790
2°	0.55450	0.00870
4°	0.55450	0.01010
6°	0.93950	0.01300
8°	1.10950	0.01640
10°	1.23430	0.02180
12°	1.31710	0.03410
14°	1.32280	0.06160
16°	1.24710	0.08900
18°	1.17900	0.13150
20°	1.07500	0.22920
22°	0.95930	0.32110
24°	0.84920	0.36530
26°	0.77450	0.38040
28°	0.70410	0.39470

### 3.3.2 Modèle *Spalart – Allmaras*

Le modèle *Spalart – Allmaras* est le plus simple des quatre modèles évalués puisqu'il n'ajoute qu'une seule équation de transport au système. L'équation modélise d'une façon empirique le transport, la diffusion, la production  $G_\nu$  et la destruction  $Y_\nu$  de la variable  $\tilde{\nu}$ . La variable peut être considérée comme la viscosité cinématique turbulente puisqu'elle prend une valeur égale à cette dernière sauf près des parois. L'équation de  $\tilde{\nu}$  est définie sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\tilde{\nu}U_i) = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho\tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2}\rho \left( \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_\nu + S_{\tilde{\nu}} \quad (3.27)$$

où  $\tilde{\nu}$  = variable propre du modèle *Spalart – Allmaras*

$G_\nu$  = terme de production de  $\tilde{\nu}$

$Y_\nu$  = terme de dissipation de  $\tilde{\nu}$

$S_{\tilde{\nu}}$  = terme source de  $\tilde{\nu}$

$\sigma_{\tilde{\nu}} = 2/3$

$C_{b2} = 0.622$

La viscosité turbulente est alors calculée à partir de la variable  $\tilde{\nu}$

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1} \quad (3.28)$$

où la fonction qui atténue la viscosité près des parois est définie comme :

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \quad (3.29)$$

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (3.30)$$

où  $\nu$  = viscosité cinématique

$C_{v1} = 7.1$

On remarque que la valeur de  $f_{v1}$  tend vers 1 lorsque le ratio  $\tilde{\nu}/\nu$  augmente, c'est-à-dire loin des parois.

Le terme de production est modélisé sous la forme suivante :

$$G_\nu = C_{b1} \rho \tilde{S} \tilde{\nu} \quad (3.31)$$

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 y^2} f_{v2} \quad (3.32)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (3.33)$$

où  $S$  = mesure scalaire du tenseur de déformations  
 $\kappa$  = constante de von Kármán (= 0.4187)  
 $C_{b1}$  = 0.1355  
 $y$  = distance à la paroi

Sous *Fluent*, il y a deux approches pour définir la mesure scalaire du tenseur de déformations  $S$ . La première est celle proposé par Spalart et Allmaras qui est basé uniquement sur la vorticité.

$$S = |\Omega_{ij}| \quad (3.34)$$

où

$$|\Omega_{ij}| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (3.35)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.36)$$

$\Omega_{ij}$  est le tenseur de la moyenne du ratio de rotation.

La deuxième approche a été proposée par (Dacles-Mariani et al., 1995). Cette approche tient compte aussi des effets du tenseur de contraintes. Les deux effets sont combinés dans l'équation suivante.

$$S = |\Omega_{ij}| + C_{prod} \min(0, |S_{ij}| - |\Omega_{ij}|) \quad (3.37)$$

$$|S_{ij}| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (3.38)$$

où  $C_{prod} = 2.0$  et le terme  $S_{ij}$  représente le ratio des contraintes moyennes, il est défini par :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.39)$$

L'équation 3.37 montre que si la vorticité est plus importante que le tenseur de contraintes, le terme de production est réduit ainsi que la viscosité turbulente. Si le tenseur de contraintes est plus important que la vorticité, alors l'approche sera équivalente à celle proposée originellement par Spalart et Allmaras. Les deux approches ont été évaluées pour déterminer laquelle est la plus appropriée pour notre problème. Les résultats sont montrés aux tables 3.2, 3.3 et à la figure 3.8.

Le terme de destruction est celui qui amortit la viscosité turbulente près de la paroi. Il est défini par :

$$Y_\nu = C_{w1}\rho f_w \left( \frac{\tilde{\nu}}{y} \right)^2 \quad (3.40)$$

$$f_w = g \left[ \frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{\frac{1}{6}} \quad (3.41)$$

$$g = r + C_{w2} (r^6 - r) \quad (3.42)$$

$$r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}\kappa^2 y^2} \quad (3.43)$$

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{(1 + C_{b2})}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \quad (3.44)$$

où  $C_{w2} = 0.3$

$$C_{w3} = 2.0$$

On remarque que le terme  $S$  a aussi un effet sur le calcul de la dissipation : elle augmente lorsque la production est réduite.

Les figures 3.8 a et b montrent les coefficients de traînée et de portance obtenus avec les deux différentes approches de calcul du terme  $S$ . Ces options sont nommées sur *Fluent* : *Vorticity-Based Production* et *Strain/Vorticity-Based Production*. Les tables 3.2 et 3.3 montrent les valeurs numériques des graphiques.

TAB. 3.2 Modèle *Spalart – Allmaras* option *Vorticity-Based Production*

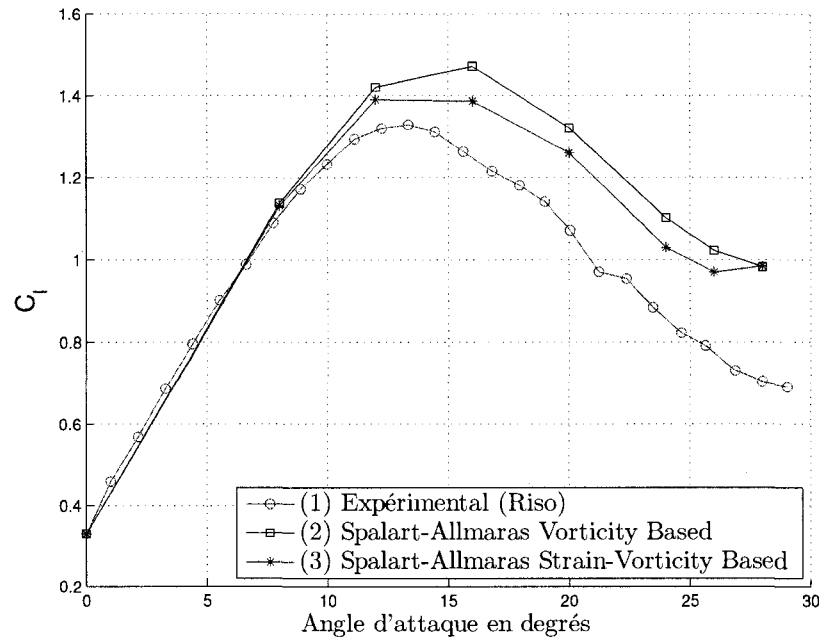
<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Traînée</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Convergence</i>	<i>Oscillations de coefficients en %</i>
0°	0.329770	0.63	0.019145	142.34	oui	–
8°	1.136900	2.47	0.038472	134.59	oui	–
12°	1.421300	7.91	0.062305	82.71	oui	–
16°	1.472100	18.04	0.107980	21.33	oui	–
20°	1.321900	22.97	0.195610	-14.66	oui	–
24°	1.101938	29.76	0.369895	1.26	non	126.0
26°	1.023064	32.09	0.415524	9.23	non	140.0
28°	0.982960	39.61	0.481760	22.44	non	75.0

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

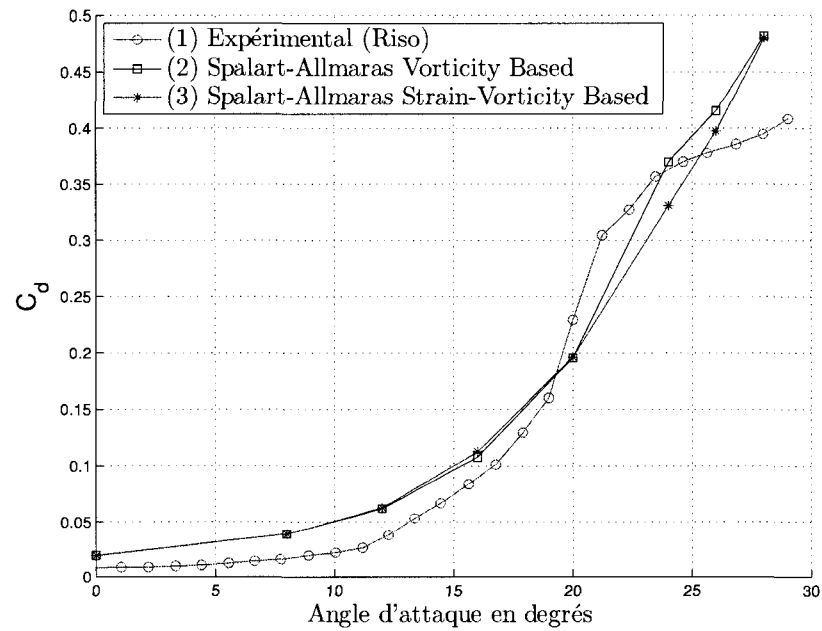
À faibles angles d'attaque, les résultats des deux approches sont très similaires.

À 16° on remarque une certaine différence qui se maintient jusqu'à 26°. Cette différence indique que la vorticité est plus importante dans ces cas et la viscosité turbulente est amortie davantage.

À 28° les deux approches donnent presque le même résultat, cela indique que pour cet angle d'attaque la vorticité devient moins importante que le tenseur de



(a) Portance



(b) Trainée

FIG. 3.8 Modèle Spalart- Allmaras



TAB. 3.3 Modèle *Spalart – Allmaras* option *Strain/Vorticity-Based Production*

<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Traînée</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Convergence</i>	<i>Oscillations de coefficients en %</i>
0°	0.329220	0.46	0.018968	140.10	oui	–
8°	1.130700	1.91	0.038472	134.59	oui	–
12°	1.390900	5.60	0.063032	84.84	oui	–
16°	1.387300	11.24	0.112620	26.54	oui	–
20°	1.260600	17.27	0.196240	-14.38	oui	–
24°	1.030276	21.32	0.330708	-9.47	non	80.0
26°	0.970000	25.24	0.397300	4.44	non	81.0
28°	0.984800	39.87	0.479900	21.97	non	15.0

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

contraintes et le terme de production est le même pour les deux approches.

L'effet d'ajouter moins de viscosité turbulente est reflété sur la courbe de portance par une diminution de celle-ci puisque l'écoulement décroche plus vite. La traînée est aussi diminuée puisque le cisaillement à la paroi est plus faible.

### 3.3.3 Modèle $k - \epsilon$ RNG

$k - \epsilon$  RNG est un modèle à deux équations développé pour des écoulements complètement turbulents. Le modèle ajoute deux équations de transport pour résoudre l'énergie cinétique turbulente  $k$  et la moyenne de la dissipation d'énergie  $\epsilon$  permettant de déterminer les échelles de vitesse et de longueur.

*Fluent* compte avec deux variantes additionnelles au  $k - \epsilon$  *Standard* : le *RNG* et le *Realizable*. Le modèle *Standard* est un modèle à *Haut nombre de Reynolds* et certainement il ne simulerait pas la sous-couche visqueuse correctement. On a alors choisi la variante *RNG* pour l'appliquer à notre problème.

Le modèle  $k - \epsilon$  *RNG* a été développé en utilisant la théorie statistique nommée *RNG (Renormalization Group Theory)*. Cette technique a amélioré les performances du modèle *Standard* en lui permettant de mieux prédire l'écoulement près des parois.

Les deux variables que le modèle utilise sont définies par les équations 3.45 et 3.46.

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_{ii}{}^2} \quad (3.45)$$

$$\epsilon = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad (3.46)$$

- où
- $k$  = énergie cinétique turbulente
  - $\epsilon$  = dissipation de  $k$
  - $\nu$  = viscosité cinématique
  - $u'_{ii}$  = termes de la diagonale du tenseur de Reynolds
  - $u'_i$  = fluctuation de la vitesse

Les équations de transport dont le modèle est composé sont présentées ci-dessous.

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente est définie par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \epsilon + S_k \quad (3.47)$$

Le terme de production d'énergie turbulente est le même pour les trois variantes.

Il est définie par :

$$G_k = \mu_t |S_{ij}|^2 \quad (3.48)$$

où  $|S_{ij}|$  représente le module du tenseur de contraintes défini par l'équation 3.38,  $\mu_t$  est la viscosité turbulente et  $S_k$  est le terme source de  $k$ .

L'équation de la dissipation d'énergie est défini par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\epsilon U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha_\epsilon \mu_{eff} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{2\epsilon}^* \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon \quad (3.49)$$

avec

$$C_{2\epsilon}^* = C_{2\epsilon} + \frac{C_\mu \eta_\epsilon^3 \left(1 - \frac{\eta_\epsilon}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \eta_\epsilon^3} \quad (3.50)$$

$$\eta_\epsilon = S \frac{k}{\epsilon} \quad (3.51)$$

où  $C_{1\epsilon} = 1.42$

$C_{2\epsilon} = 1.68$

$\beta = 0.012$

$\eta_0 = 4.38$

$C_\mu = 0.09$

$S_\epsilon =$  terme source de  $\epsilon$

$\alpha_k =$  inverse du nombre de Prandtl effectif pour  $k$

$\alpha_\epsilon =$  inverse du nombre de Prandtl pour  $\epsilon$

$\mu_{eff} =$  viscosité effective

C'est le deuxième terme du coefficient  $C_{2\epsilon}^*$  qui permet au modèle d'ajuster la viscosité turbulente lors de la présence des parois. Si sa valeur est négative,  $\eta_\epsilon/\eta_0 < 1$ , la dissipation d'énergie est augmentée,  $k$  est diminué ainsi que la viscosité turbulente. Cela arrive lorsque la valeur de  $S$  augmente comme c'est le cas près des parois. Dans la couche logarithmique  $\eta_\epsilon \approx 3.0$  ce qui donne une valeur approximativement égale à celle utilisée au modèle *Standard*. Les deux circonstances mentionnées auparavant donnent un aperçu de la capacité de ce modèle à s'adapter selon la zone près ou loin des parois.

Le coefficient  $\alpha_k$ , l'inverse du nombre de Prandtl effectif, est calculé avec une équation obtenue analytiquement à partir de la théorie *RNG*.

$$\left| \frac{\alpha_k - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha_k - 2.3929}{\alpha_0 - 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu}{\mu_{eff}} \quad (3.52)$$

Avec la constante  $\alpha_0 = 1$ , dans les zones turbulentes  $\mu_{eff} \gg \mu$  et la valeur du coefficient  $\alpha_k$  est approximativement de 1.393. Une équation similaire est utilisée pour calculer  $\alpha_\epsilon$ .

Le calcul de la viscosité effective est fait à partir d'une équation différentielle issue aussi de la procédure de la *RNG*.

$$\left( \frac{\rho^2 k}{\sqrt{\epsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\tilde{\nu}}{\sqrt{\tilde{\nu}^3 - 1 + C_\nu}} d\tilde{\nu} \quad (3.53)$$

avec :

$$\tilde{\nu} = \frac{\mu_{eff}}{\mu} \quad (3.54)$$

$$C_\nu \approx 100$$

Cette équation permet d'avoir une meilleure approximation de la viscosité effective

puisqu'elle tient compte des effets près de la paroi.

Sous *Fluent*, l'option par défaut pour calculer la viscosité effective est l'équation 3.55 définie pour des écoulements à *Haut nombre de Reynolds*.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.55)$$

*Fluent* ne spécifie pas si les coefficients de diffusion des équations 3.47 et 3.49 sont conservés lorsque  $\mu_{eff}$  est calculé à partir de l'équation 3.55 ou bien s'il prend les coefficients des équations de  $k$  et de  $\epsilon$  du modèle *Standard*.

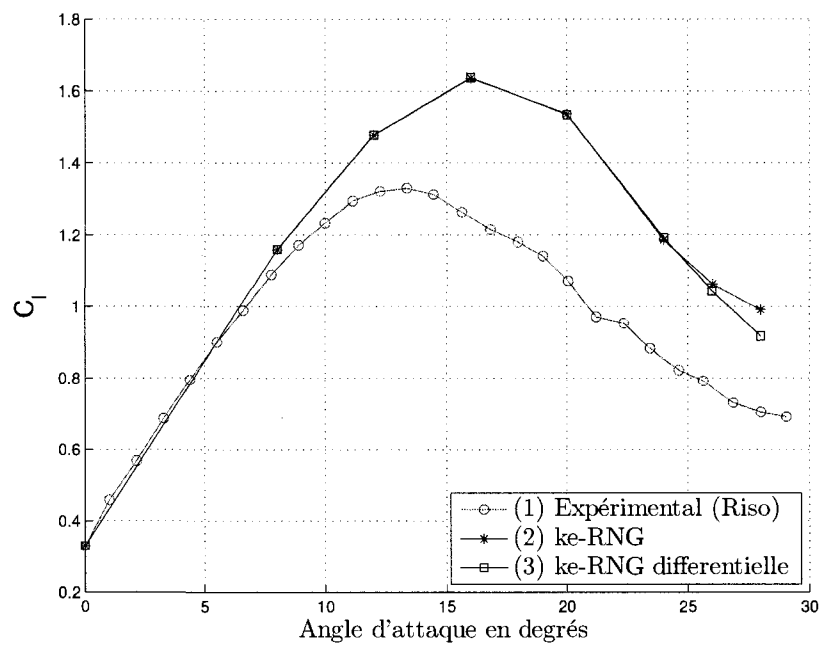
Les deux approches pour calculer la viscosité effective ont été testées. Les figures 3.9 a et b montrent les coefficients de portance et de traînée obtenus. Les tables 3.4 et 3.5 montrent les valeurs numériques.

TAB. 3.4 Modèle  $k - \epsilon$  *RNG* option équation 3.55

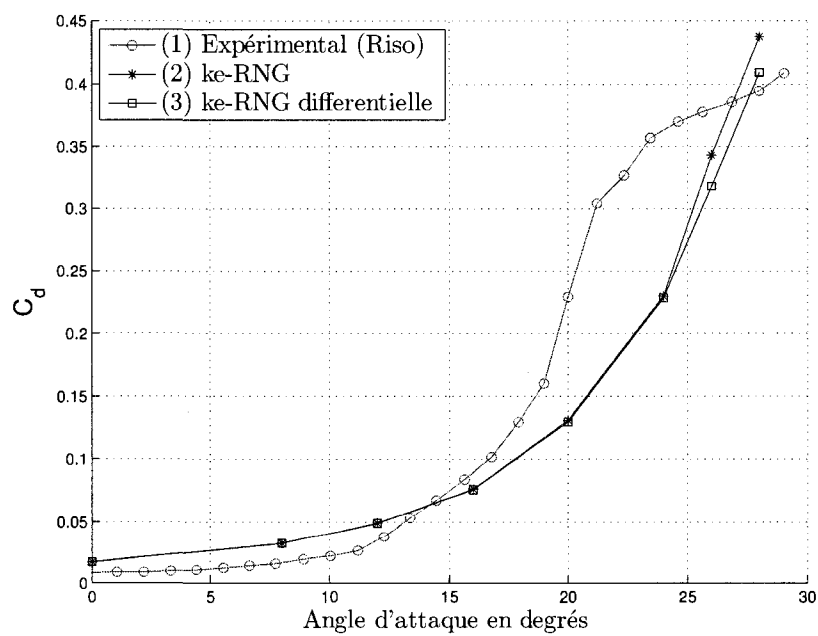
Angle d'attaque	Portance	Erreur <sup>1</sup> en %	Traînée	Erreur <sup>1</sup> en %	Convergence	Oscillations de coefficients en %
0°	0.329270	0.48	0.016854	113.34	oui	–
8°	1.159600	4.52	0.032234	96.55	oui	–
12°	1.478000	12.22	0.049090	43.96	oui	–
16°	1.635500	31.14	0.076320	-14.25	oui	–
20°	1.537200	43.00	0.130800	-42.93	non	3.0
24°	1.186500	39.72	0.229850	-37.08	oui	–
26°	1.062200	37.15	0.343300	-9.75	non	110.0
28°	0.990500	40.68	0.437600	11.22	non	180.0

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

Les deux tests ont donné presque les mêmes résultats sauf à des angles élevés, 26° et 28°, où la portance a été légèrement améliorée et de même que la traînée.



(a) Portance



(b) Traînée

FIG. 3.9 Modèle  $k - \epsilon$  RNG

TAB. 3.5 Modèle  $k - \epsilon$  RNG option équation différentielle

<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Trainée</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Convergence</i>	<i>Oscillations de coefficients en %</i>
0°	0.329930	0.68	0.016789	112.52	oui	–
8°	1.160000	4.55	0.032148	96.02	oui	–
12°	1.478900	12.28	0.048923	43.47	oui	–
16°	1.637500	31.30	0.075952	-14.66	oui	–
20°	1.535100	42.80	0.129570	-43.47	non	2.0
24°	1.192500	40.43	0.228340	-37.49	oui	–
26°	1.043100	34.68	0.318230	-16.34	non	150.0
28°	0.917620	30.33	0.409120	3.98	non	190.0

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

Apparemment les deux équations pour calculer la viscosité turbulente donnent les mêmes résultats pour les conditions du cas testé.

On a décidé de prendre les résultats obtenus avec l'équation 3.53 pour faire la comparaison des modèles.

### 3.3.4 Modèle $k - \omega$

Le modèle  $k - \omega$  ajoute deux équations au système d'équations *RANS* : une pour calculer l'énergie cinétique turbulente et une autre pour le ratio de dissipation spécifique d'énergie  $\omega$ , défini comme le ratio entre la dissipation et l'énergie cinétique turbulent  $\epsilon/k$ .

Deux variantes de ce modèle sont offertes : le *Standard* et le *SST* (*Shear Stress Transport*). La version *SST* combine les modèles  $k - \omega$  et  $k - \epsilon$ . Près de la paroi, l'écoulement est calculé avec le modèle  $k - \omega$  et loin d'elle avec le modèle  $k - \epsilon$ . Le domaine est alors divisé en deux régions. Les équations du modèle  $k - \epsilon$  ont

été transformées en des équations basées sur les variables  $k$  et  $\omega$  et un terme de diffusion croisée a aussi été ajouté au modèle  $k - \omega$  *SST* afin de combiner les deux modèles.

On a choisi la version *SST* du  $k - \omega$  parce qu'on a considéré qu'elle aurait une meilleure performance pour la prédiction de l'écoulement près et loin des parois.

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente est définie par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (3.56)$$

Le terme de dissipation de  $k$  est défini par :

$$Y_k = \rho \beta_i^* k \omega \quad (3.57)$$

Le terme  $\tilde{G}_k$  représente la production d'énergie cinétique turbulente, il est défini par :

$$\tilde{G}_k = \min(G_k, 10 \rho \beta_i^* k \omega) \quad (3.58)$$

Le terme  $G_k$  est calculé de la même façon que le terme de production d'énergie cinétique turbulente dans le modèle  $k - \epsilon$  *RNG* avec l'équation 3.48.

$$\beta_i^* = \beta_\infty^* \left( \frac{\frac{4}{15} + \left( \frac{Re_t}{Re_\beta} \right)^4}{1 + \left( \frac{Re_t}{Re_\beta} \right)^4} \right) \quad (3.59)$$



$$Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad (3.60)$$

$$\begin{aligned} \text{où } Re_\beta &= 8.0 \\ \beta_\infty^* &= 0.09 \end{aligned}$$

La deuxième équation du modèle modèle  $k - \omega$  SST est celle du ratio de la dissipation d'énergie turbulente par rapport à l'énergie cinétique turbulente.

$$\omega = \frac{\epsilon}{k} \quad (3.61)$$

Elle est définie comme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (3.62)$$

Le terme de production de la variable  $\omega$  est défini comme :

$$G_\omega = \frac{\alpha_\omega}{\nu_t} G_k \quad (3.63)$$

avec :

$$\alpha_\omega = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left( \frac{\alpha_1 + \frac{Re_t}{Re_\omega}}{1 + \frac{Re_t}{Re_\omega}} \right) \quad (3.64)$$

$$\alpha_\infty = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad (3.65)$$

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{w,1} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (3.66)$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{w,2} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (3.67)$$

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left( \frac{\alpha_0^* + \frac{Re_t}{Re_k}}{1 + \frac{Re_t}{Re_k}} \right) \quad (3.68)$$

$$\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3} \quad (3.69)$$

Le terme de dissipation de  $\omega$  est défini comme :

$$Y_\omega = \rho \beta_i \omega^2 \quad (3.70)$$

avec :

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (3.71)$$

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad (3.72)$$

$$\Phi_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{w,2} D_\omega^+ y^2} \right] \quad (3.73)$$

$$D_\omega^+ = \max \left[ 2\rho \frac{1}{\sigma_{w,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (3.74)$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (3.75)$$

$$\Phi_2^2 = \max \left[ 2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right] \quad (3.76)$$

Le terme  $D_\omega^+$  est la partie positive du terme de diffusion croisée défini comme :

$$D_\omega = 2(1 - F_1)\rho\sigma_{w,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.77)$$

Les termes de diffusion effective pour  $k$  et  $\omega$  sont calculés avec les équations suivantes :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (3.78)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (3.79)$$

où la viscosité turbulente est calculée avec l'équation :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[ \frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{\alpha_1 \omega} \right]} \quad (3.80)$$

et les nombres de Prandtl turbulents sont calculés par les équations :

$$\sigma_k = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{k,1}} + \frac{(1 - F_1)}{\sigma_{k,2}}} \quad (3.81)$$

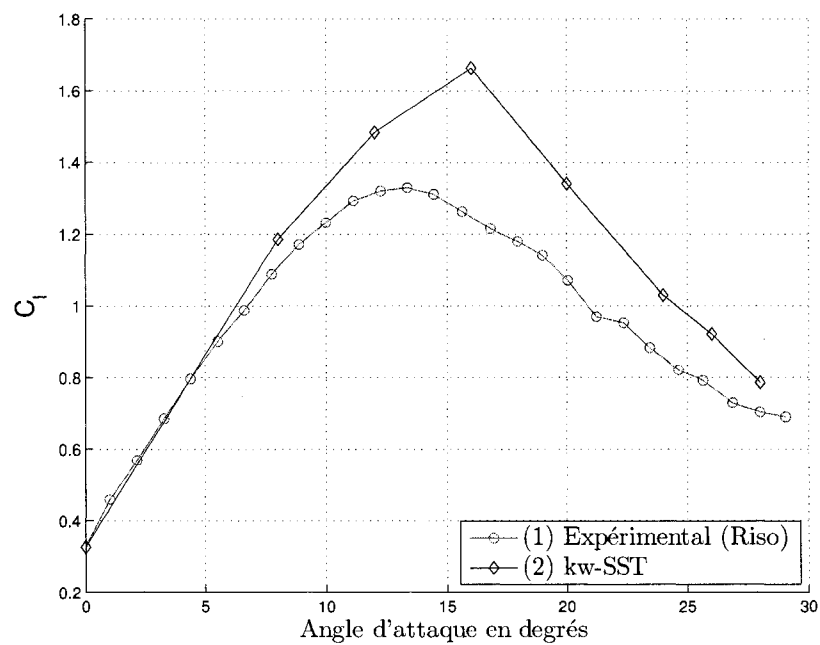
$$\sigma_\omega = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{\omega,1}} + \frac{(1 - F_1)}{\sigma_{\omega,2}}} \quad (3.82)$$

Les valeurs des constantes sont :

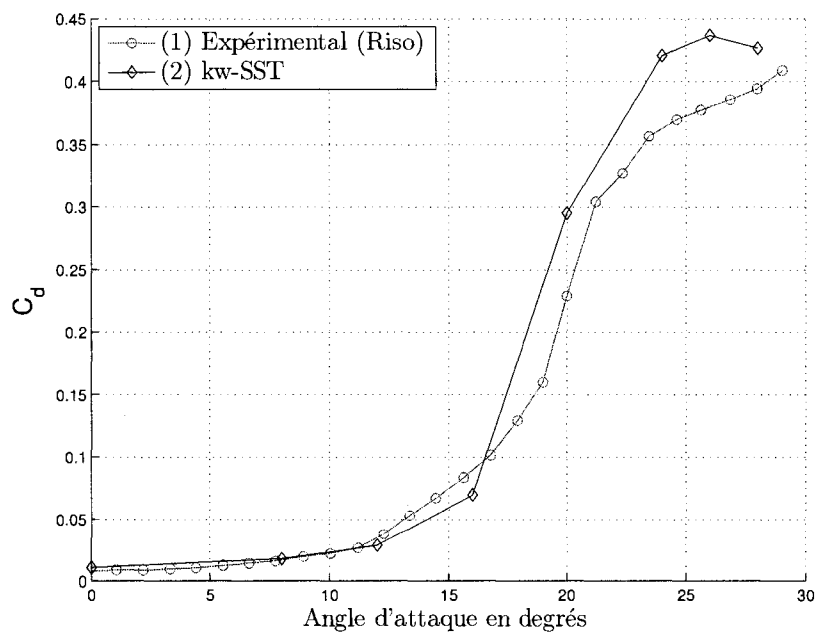
$$\begin{array}{llll} Re_k & = 6.0 & Re_\omega & = 2.95 & Re_\beta & = 8.0 \\ \alpha_1 & = 1/9 & \alpha_\infty^* & = 1.0 & \beta_{i,1} & = 0.0750 \\ \beta_{i,2} & = 0.0828 & \sigma_{k,1} & = 1.176 & \sigma_{k,2} & = 1.0 \\ \sigma_{\omega,1} & = 2.0 & \sigma_{\omega,2} & = 1.168 & & \end{array}$$

Les résultats sont montrés à la figure 3.10 et à la table 3.6

La courbe de portance montre que le modèle a surprédict la valeur maximale et les résultats varient plutôt brusquement. Par contre la courbe de la traînée est plus souple et elle suit mieux celle des résultats expérimentaux.



(a) Portance



(b) Trainée

FIG. 3.10 Modèle  $k-\omega$  SST

TAB. 3.6 Modèle  $k - \omega$  SST

Angle d'attaque	Portance	Erreur <sup>1</sup> en %	Traînée	Erreur <sup>1</sup> en %	Convergence	Oscillations de coefficients en %
0°	0.327020	-0.21	0.010436	32.10	oui	–
8°	1.185300	6.83	0.017387	6.02	oui	–
12°	1.483100	12.60	0.028229	-17.22	oui	–
16°	1.662200	33.29	0.069754	-21.62	non	5.0
20°	1.340300	24.68	0.295000	28.71	non	220.0
24°	1.029870	21.28	0.420097	15.00	non	168.0
26°	0.921043	18.92	0.436380	14.72	non	180.0
28°	0.785018	11.49	0.425917	8.25	non	140.0

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

### 3.3.5 Modèle RSM

Le modèle *RSM* (*Reynolds Stress Model*) est le plus élaboré des quatre modèles. Il résout une équation de transport pour chaque terme du tenseur de contraintes de Reynolds afin de clore le système. Pour les cas bidimensionnel, il ajoute donc 4 équations. L'équation de transport pour le tenseur de Reynolds est définie comme :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho U_k \overline{u'_i u'_j}) = & \\
 -D_{T,ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right] & \\
 -\rho \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) + \phi_{ij} - \epsilon_{ij} + S_{RMS} & \quad (3.83)
 \end{aligned}$$

Les termes non développés à l'équation précédente ont besoin d'être modélisés. Ils sont discutés par la suite.

Le terme de diffusion turbulente est défini comme :

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + p(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j) \right] \quad (3.84)$$

Il est modélisé sous la forme suivante :

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right) \quad (3.85)$$

où la viscosité turbulente est calculée de la même façon que dans le modèle  $k - \epsilon$  *RNG* avec l'équation 3.55 sauf que à l'équation 3.85 la valeur de la constante varie un peu,  $\sigma_k = 0.82$ .

Le terme de contraintes de pression est défini comme :

$$\phi_{ij} = p \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad (3.86)$$

Pour ce terme *Fluent* offre trois choix : le modèle *Linéaire*, le modèle à *Bas Reynolds* et le modèle *Quadratique*. Le modèle le plus approprié pour le maillage utilisé est le modèle à *Bas Reynolds* mais on a eu des difficultés à faire converger les simulations. On a donc opté pour le modèle *Linéaire*.

Lors de la discrétisation, il est décomposé en trois parties,

$$\phi_{i,j} = \phi_{i,j,1} + \phi_{i,j,2} + \phi_{i,j,w} \quad (3.87)$$

Le premier est nommé le terme des contraintes de pression lent. Il est modélisé

sous la forme suivante :

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \rho \frac{\epsilon}{k} \left[ \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right] \quad (3.88)$$

Le deuxième est nommé le terme des contraintes de pression rapide. Il a été modélisé sous la forme suivante :

$$\phi_{ij,2} = -C_2 \left[ (P_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left( \frac{P_{kk}}{2} - \frac{C_{kk}}{2} \right) \right] \quad (3.89)$$

où le terme de convection est défini par :

$$C_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u'_i u'_j}) \quad (3.90)$$

et le terme de production de contraintes dus à la pression est défini par :

$$P_{ij} = -\rho \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (3.91)$$

Le troisième est nommé le terme de la réflexion des parois. Il est chargé de la redistribution de contraintes normales près des parois en atténuant les contraintes normales aux parois et en augmentent celles du cisaillement. Sa modélisation est sous la forme :

$$\begin{aligned} \phi_{ij,w} = & C'_1 \frac{\epsilon}{k} \left( \overline{u'_k u'_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{2}{3} \overline{u'_i u'_k} n_j n_k - \frac{2}{3} \overline{u'_j u'_k} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_\ell \epsilon y} \\ & + C'_2 \left( \phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{2}{3} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{2}{3} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_\ell \epsilon y} \end{aligned} \quad (3.92)$$



avec

$$C_\ell = \frac{C_\mu^{3/4}}{\kappa} \quad (3.93)$$

Le vecteur unitaire normal à la paroi est défini comme :  $\hat{n} = (n_1, n_2, n_3)$  et les valeurs des constantes sont :

$$\begin{aligned} C_1 &= 1.8 & C_2 &= 0.60 & C'_1 &= 0.5 \\ C_\mu &= 0.09 & C'_2 &= 0.3 \end{aligned}$$

$\delta_{ij}$  est la delta de Kronecker qui prend une valeur de 0 si  $i \neq j$  et de 1 si  $i = j$ .

La valeur de l'énergie turbulente est nécessaire pour le calcul de plusieurs termes des équations du tenseur de contraintes de Reynolds. L'équation de  $k$  est tirée à partir de l'équation 3.83 en faisant  $i = j$ . En arrangeant les termes, on obtient l'équation suivante, qui est très similaire à celle du modèle  $k - \epsilon$  RNG :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2} P_{ii} - \rho \epsilon + S_k \quad (3.94)$$

*Fluent* résout l'équation de l'énergie turbulente mais elle n'est utilisée que pour fixer les conditions aux frontières du tenseur de contraintes de Reynolds même si elle est résolue partout dans le domaine. Lorsque  $k$  est utilisée dans des termes du modèle, elle est calculée à partir des valeurs de la diagonale du tenseur de Reynolds avec l'équation :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$$

On a aussi l'option des équations basées sur la vitesse de cisaillement à la paroi

pour définir les conditions aux frontières du tenseur de Reynolds.

$$\frac{\overline{u_\tau'^2}}{u_\tau^2} = 5.1, \quad \frac{\overline{u_\eta'^2}}{u_\tau^2} = 1.0, \quad \frac{\overline{u_\lambda'^2}}{u_\tau^2} = 2.3, \quad \frac{\overline{u_\tau' u_\eta'}}{u_\tau^2} = 1.0 \quad (3.95)$$

où  $u_\tau$  est la vitesse de cisaillement et les termes  $u_\tau'$ ,  $u_\eta'$  et  $u_\lambda'$  sont les composante du tenseur de contraintes de Reynolds référencés aux coordonnées normale, tangente et binormale ( $\tau$ ,  $\eta$ ,  $\lambda$ ).

Pour les simulations avec ce modèle, on a utilisé l'option demandant que *Fluent* utilise les équations basées sur  $k$  calculée avec l'équation 3.94.

$$\frac{\overline{u_\tau'^2}}{k} = 1.098, \quad \frac{\overline{u_\eta'^2}}{k} = 0.247, \quad \frac{\overline{u_\lambda'^2}}{k} = 0.655, \quad \frac{\overline{u_\tau' u_\eta'}}{k} = 0.255 \quad (3.96)$$

Le terme du ratio de disipation :

$$\epsilon_{ij} = -2\mu \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \quad (3.97)$$

est modélisé sous forme suivante :

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} (\rho \epsilon) \quad (3.98)$$

où la valeur scalaire du ratio de dissipation est calculée à partir de l'équation de transport qui est très similaire à celle utilisée dans le modèle  $k - \epsilon$  *RNG* .

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{1}{2} P_{ii} \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon \quad (3.99)$$

$$C_{\epsilon 1} = 1.44 \quad C_{\epsilon 2} = 1.92 \quad \sigma_{\epsilon} = 1.0$$

La viscosité turbulente est calculée avec la même équation que celle du modèle  $k - \epsilon$  RNG

$$\mu_t = \rho C_{\mu} \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.100)$$

Les résultats sont montrés à la figure 3.11 et à la table 3.7

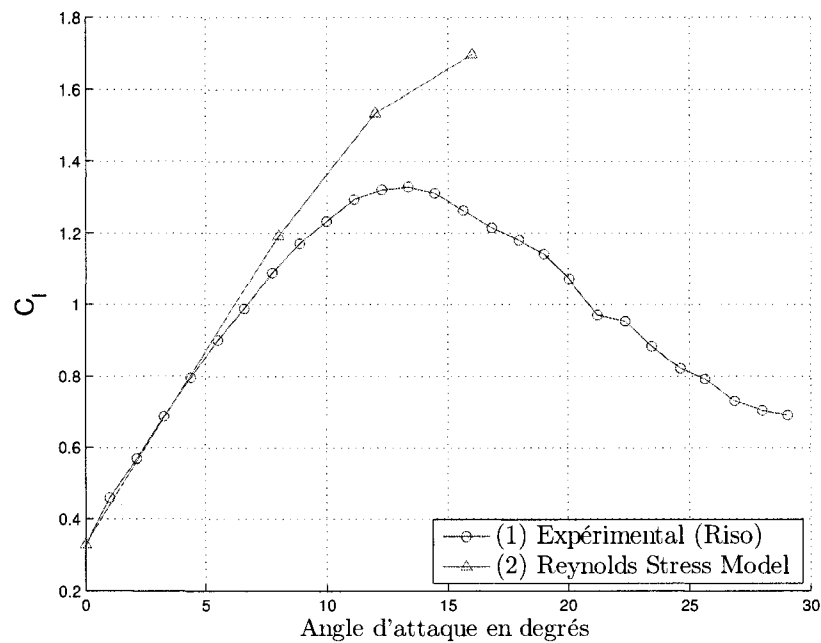
TAB. 3.7 Modèle RSM

Angle d'attaque	Portance	Erreur <sup>1</sup> en %	Traînée	Erreur <sup>1</sup> en %	Convergence	Oscillations de coefficients en %
0°	0.330280	0.79	0.0124	57.23	oui	–
8°	1.192400	7.47	0.0203	23.62	oui	–
12°	1.535200	16.56	0.0309	-9.44	oui	–
16°	1.697300	36.10	0.0543	-39.00	non	1.0
20°	–	–	–	–	Diverge	–
24°	–	–	–	–	Diverge	–
26°	–	–	–	–	Diverge	–
28°	–	–	–	–	Diverge	–

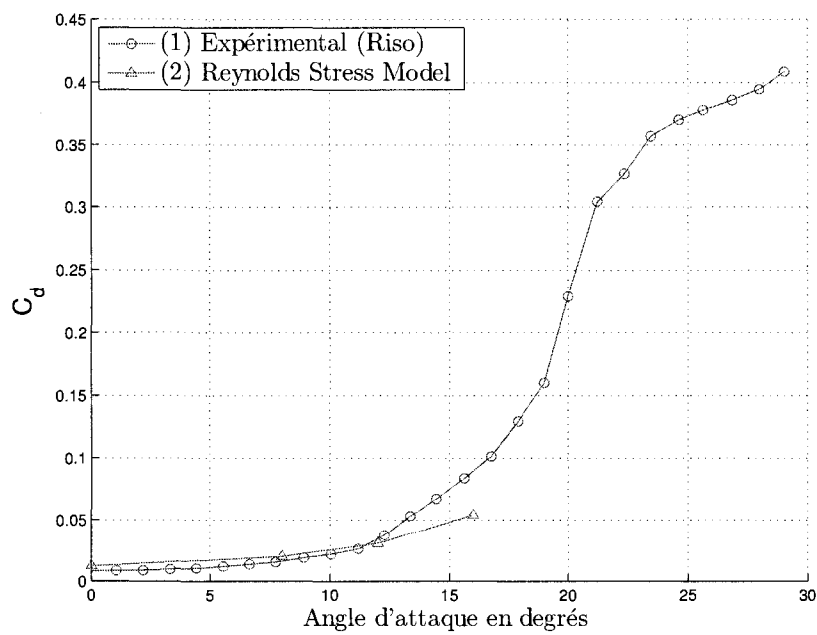
<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

Les simulations faites à des angles d'attaque de plus de 16° ont définitivement divergé. Plusieurs essais, comme la réduction des coefficients de sous relaxation, ont été faits afin d'éviter la divergence, mais souvent sans succès. On présente alors seulement les résultats qui n'ont pas divergé.

Le modèle a une tendance à prédire des valeurs hautes du coefficient de portance et plus bas pour ceux de la traînée. En plus, le temps de calcul a été sensiblement plus élevé en comparaison aux autres modèles.



(a) Portance



(b) Traînée

FIG. 3.11 Modèle *RSM*

### 3.3.6 Conclusions

Pour les simulations à des angles d'attaque entre  $0^\circ$  et  $16^\circ$  tous les modèles ont atteint le critère de convergence fixé à  $10^{-6}$ , sauf le modèle  $k - \omega SST$  qui a eu la difficulté à  $16^\circ$ . À des angles de plus de  $16^\circ$ , la convergence a été difficile à atteindre. Le résidu de la continuité a descendu de 2 à 4 ordres de grandeur ; cependant cela ne garantit pas la qualité des résultats comme on le verra dans la section 4.3.

Pour presque toutes les simulations faites à plus de  $16^\circ$  et même si elles ont atteint le critère de convergence, les coefficients de portance et de traînée ont oscillé suivant un patron variant avec l'angle d'attaque et le modèle. Les valeurs représentées aux graphiques sont la moyenne arithmétique de ceux-ci.

Dans la plage de  $0^\circ$  à  $16^\circ$ , le comportement des quatre modèles est très similaire. Par rapport à la portance, c'est le modèle *Spalart - Allmaras* qui la prédit le mieux. Par contre, il donne un coefficient de traînée plus élevé que les autres. Les quatre modèles ont prédit la valeur maximale de la portance à un angle plus élevé par rapport aux données expérimentales.

Les simulations faites à plus de  $16^\circ$  avec le modèle *RSM* ont divergé après quelques 2000 itérations. Ce modèle requiert plus de soins dans la fixation des paramètres à cause de sa complexité. Cependant les valeurs élevées de la portance et le temps élevé de calcul requis pour chaque simulation ont conduit à l'abandon des simulations à plus de  $16^\circ$ . On est persuadé que si on avait modifié certains paramètres comme les facteurs de sous-relaxation ou les modèles de discrétisations, les solutions auraient convergé mais la comparaison des résultats n'aurait pas été faite sur une même base.

Le comportement des modèles est différent à des angles de plus de  $16^\circ$ . Le modèle *Spalart - Allmaras* suit bien la courbe expérimentale de la portance quoique ses

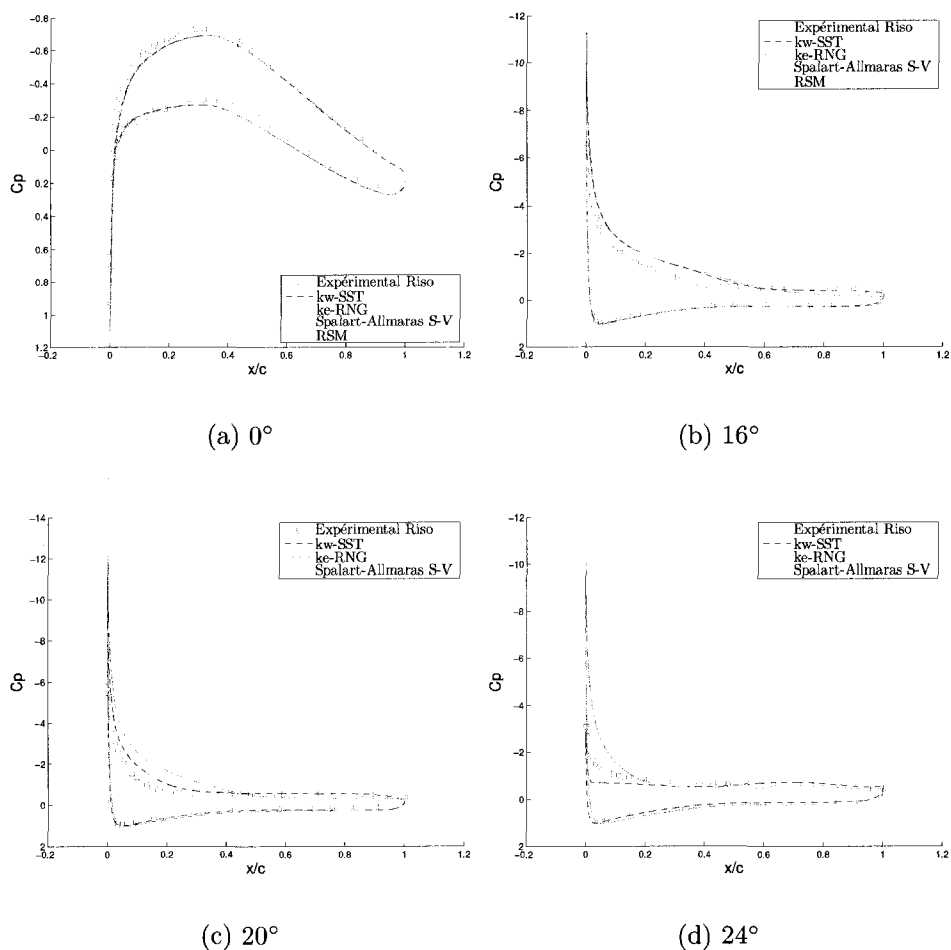


FIG. 3.12 Coefficient de pression

valeurs sont légèrement plus hautes. Le modèle  $k-\epsilon RNG$  aussi suit bien la courbe, mais ses valeurs sont au-dessus du modèle *Spalart – Allmaras*. Le modèle  $k-\omega SST$  a un comportement très différent des autres. Sa valeur maximale est la plus élevée des trois et à partir du maximum, la portance décroît presque linéairement. Néanmoins à partir de  $20^\circ$ , les résultats s'améliorent.

Du côté de la traînée, on remarque qu'en général les modèles *Spalart – Allmaras* et  $k-\epsilon RNG$  surprédisent cette valeur sauf entre  $20^\circ$  et  $24^\circ$ . Aussi, leurs courbes sont moins sensibles aux points d'inflexion de la courbe expérimentale. Le modèle

$k-\omega$  *SST* est plus sensible et il suit de manière acceptable la courbe expérimentale. À moins de  $20^\circ$  degrés, il donne de très bons résultats.

La figure 3.12 montre le coefficient de pression calculé numériquement confronté aux données expérimentales. En général, tous les modèles surprédisent la valeur minimale du  $C_p$ , surtout à des angles d'attaque élevées. Ce fait peut influencer les valeurs des coefficients, surtout celui de la portance. C'est le modèle *Spalart - Allmaras* qui obtient, en général, la valeur la plus proche de l'expérimentale. Par contre, la valeur la plus élevée a été calculée par le modèle *RSM*. Du côté de l'intrados, le  $C_p$  des quatre modèles colle parfaitement aux données expérimentales.

L'instabilité des zones de recirculation présentes à l'extrados à des angles de plus de  $16^\circ$ , rendent difficile la comparaison des  $C_p$ . Malgré cela, il est possible de remarquer vers le bord de fuite que la prédiction est assez bonne. On remarque que la prédiction du point de décrochement de l'écoulement varie selon le modèle, mais c'est le modèle *Spalart - Allmaras* qui le prédit le mieux.

La figure 3.13 montre les graphiques du coefficient de frottement  $C_f$ . On ne dispose pas des données expérimentales pour les confronter aux résultats numériques. Cependant on peut observer que le modèle  $k-\omega$  *SST* donne des valeurs légèrement plus faibles que le reste des modèles. Aussi, on remarque que le modèle *Spalart - Allmaras* donne les valeurs les plus élevées. Cela pourrait être une cause pour laquelle il ne donne pas de bons résultats de la traînée malgré sa bonne prédiction de la portance. On remarque aussi des oscillations marquées dans les courbes dues à l'influence du maillage, surtout à  $0^\circ$ .

En conclusion, le modèle *Spalart - Allmaras* donne de bons résultats pour la portance et des résultats moyens pour la traînée. Le modèle *RSM* est moins stable et il présente des problèmes de divergence pour des angles de plus de  $16^\circ$ . En plus,

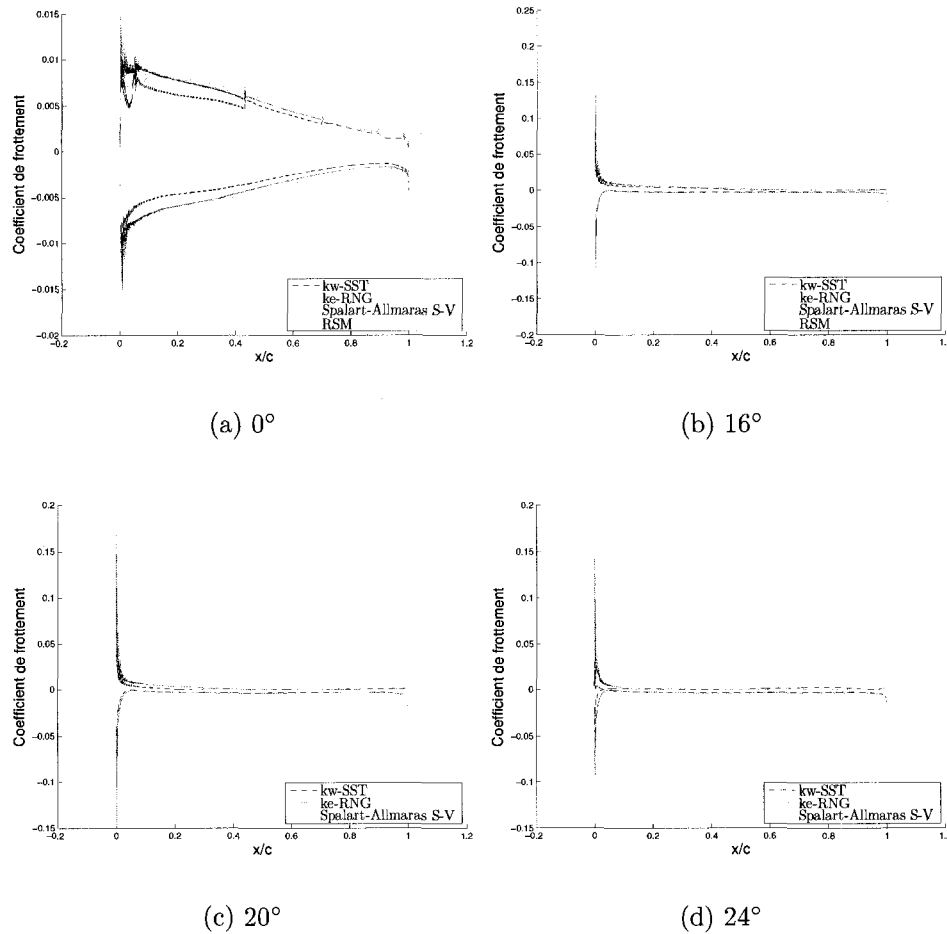


FIG. 3.13 Coefficient de frottement

il a prédit une valeur plus élevée de la portance. Le modèle  $k - \epsilon RNG$  donne des valeurs élevées de la portance et celles de la traînée ont un comportement similaire au modèle *Spalart - Allmaras*, bien que sa courbe de la portance est plus souple que celle du modèle  $k - \omega SST$ . Le modèle  $k - \omega SST$  donne de valeurs de portance qui varient brusquement au point maximal. Par contre, à faibles et à hauts angles d'attaque les résultats sont très satisfaisants. Du côté de la traînée, il donne de très bons résultats à de faibles angles d'attaque et sa courbe suit bien l'expérimental. La flexibilité de cette courbe nous indique une meilleure performance du modèle lors de la présence de zones de recirculation.



On a choisi le modèle  $k - \omega$  SST principalement pour sa performance dans les simulations à des angles d'attaque élevés avec des zones de recirculations puisqu'on s'attend à les avoir dans les simulations des profils givrés même à de faibles angles d'attaque.

TAB. 3.8 Portance (erreur<sup>1</sup> en %)

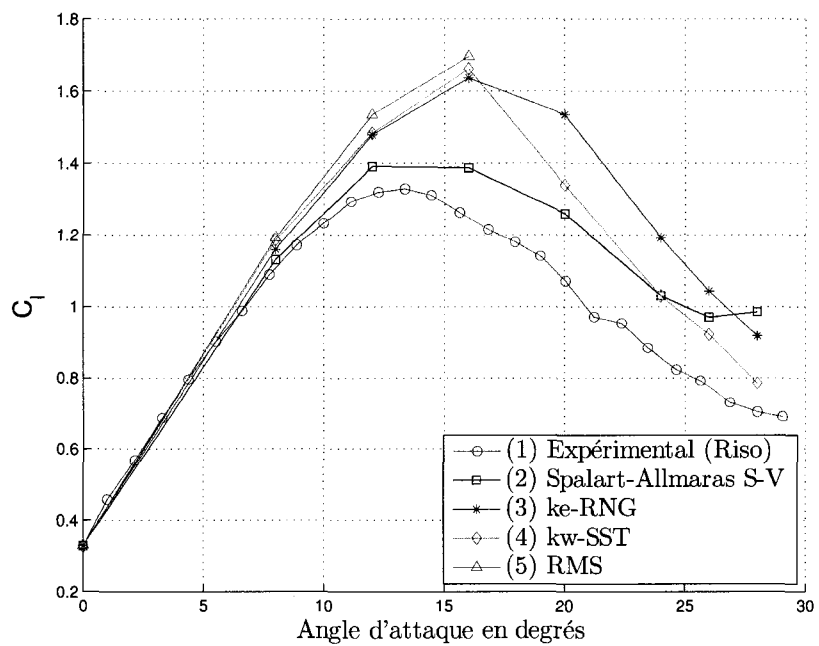
<i>Angle d'attaque</i>	<i>k-<math>\omega</math> SST</i>	<i>k-<math>\epsilon</math> RNG</i>	<i>Spalart Allmaras</i>	<i>RSM</i>
0°	-0.21	0.68	0.46	0.79
8°	6.83	4.55	1.91	7.47
12°	12.60	12.28	5.60	16.56
16°	33.29	31.30	11.24	36.10
20°	24.68	42.80	17.27	–
24°	21.28	40.43	21.32	–
26°	18.92	34.68	25.24	–
28°	11.49	30.33	39.87	–

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

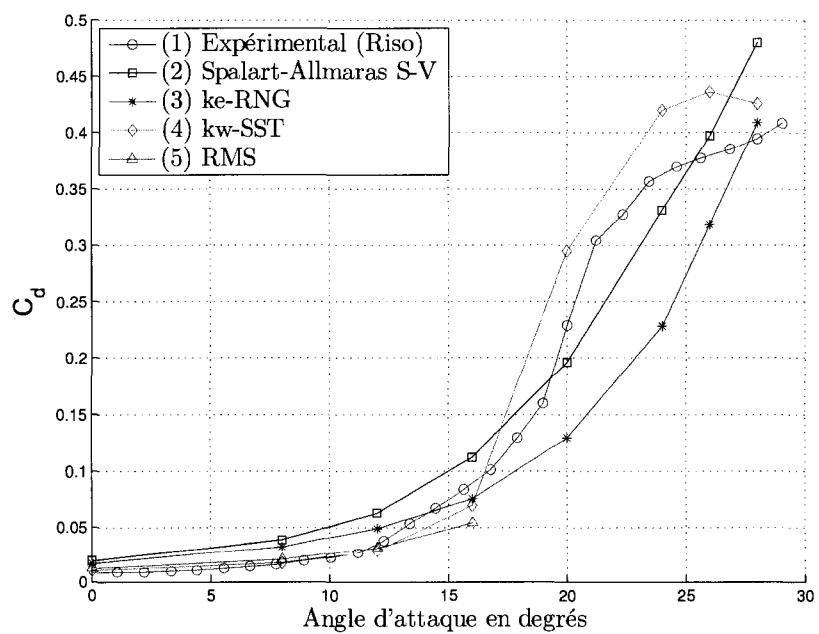
TAB. 3.9 Traînée (erreur<sup>1</sup> en %)

<i>Angle d'attaque</i>	<i>k-<math>\omega</math> SST</i>	<i>k-<math>\epsilon</math> RNG</i>	<i>Spalart Allmaras</i>	<i>RSM</i>
0°	32.10	112.52	140.10	57.23
8°	6.02	96.02	134.59	23.62
12°	-17.22	43.47	84.84	-9.44
16°	-21.62	-14.66	26.54	-39.00
20°	28.71	-43.47	-14.38	–
24°	15.00	-37.49	-9.47	–
26°	14.72	-16.34	4.44	–
28°	8.25	3.98	21.97	–

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1



(a) Portance



(b) Traînée

FIG. 3.14 Comparaison des coefficients de traînée et de portance des quatre modèles

### 3.4 Comparaison avec les expériences du *LIMA*

#### 3.4.1 Données expérimentales du *LIMA*

Au *LIMA* (*Labortoire International des Matériaux Antigivre*), des essais en souffleries ont été faits pour déterminer les coefficients de traînée et de portance d'un profil *NACA 63 – 415* (Hochart, 2006). Contrairement aux expériences du laboratoire *RISO*, la mesure des coefficients a été faite à l'aide d'une balance aérodynamique.

Ils ont aussi mesuré le champ de vitesses autour du profil. Les mesures ont été faites à l'aide d'anémomètres à fil chaud sur le profil à trois différents angles d'attaque :  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  et  $15^\circ$ . Les anémomètres ont été placés sur un plan  $x, y$ . Sur l'axe  $y$ , la première mesure a été prise à une distance verticale de  $1\text{ mm}$  du profil, les mesures subséquentes ont été prises par pas de  $1\text{ mm}$  et loin du profil par pas de  $5\text{ mm}$ . Dans la direction de l'axe  $x$  et près du bord d'attaque les mesures ont été prises à tous les  $5\text{ mm}$ , vers le bord de fuite la distance a été augmentée à  $10\text{ mm}$  et  $20\text{ mm}$ . Le modèle du profil utilisé, fabriqué à partir d'un bloc d'aluminium 6061 – *T6*, a les dimensions suivantes : corde de  $0.2\text{ m}$ ; largeur de  $0.5\text{ m}$  et épaisseur de  $30.10\text{ mm}$ . La capacité de la soufflerie a limité à  $30\text{ m/s}$  la vitesse relative des essais.

On s'est servi de ces résultats pour faire une deuxième évaluation des quatre modèles de turbulence, mais cette fois-ci on fera une comparaison des champs de vitesses calculés.

On a utilisé les mêmes paramètres fixés à la soufflerie du *LIMA*.

Vitesse à l'infinie	=	30 m/s
Intensité de la turbulence	=	1 %
Corde du profil	=	0.2 m
Nombre de Reynolds	=	$4.1 \times 10^5$

Les valeurs des coefficients  $C_l$  et  $C_d$  expérimentales obtenus au *LIMA* ainsi que les vitesses minimales et maximales mesurées avec les anémomètres sont montrés à la table 3.10. Il faut remarquer que l'anémomètre a été placé à une distance minimale de 1 mm du profil. Cependant, la vitesse maximale de tout le domaine peut se trouver à moins de 1 mm.

TAB. 3.10  $C_l$  et  $C_d$  du profil *NACA 63-415* à  $Re = 4.1 \times 10^5$

Angle d'incidence	Portance	Traînée	Vitesse maximale	Vitesse minimale
0°	0.17590	0.018588	35.8 m/s	17.0 m/s
10°	0.89270	0.057315	43.5 m/s	9.5 m/s
15°	0.93133	0.106884	46.5 m/s	3.8 m/s

#### 3.4.1.1 Modèle *Spalart – Allmaras*

Les figures 3.15c, 3.16c et 3.17c montrent les contours de vitesse. La table 3.11 montre les valeurs des coefficients  $C_l$  et  $C_d$ .

À ce nombre de Reynolds, le modèle n'a pas bien prédit les coefficients de traînée et de portance. Par contre, les valeurs maximales de la vitesses sont bien approchées.

TAB. 3.11 Coefficients  $C_l$  et  $C_d$  du modèle *Spalart – Allmaras*

<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>2</sup> en %</i>	<i>Traînée</i>	<i>Erreur<sup>2</sup> en %</i>	<i>Vitesse maximale</i>
0°	0.306250	74.10	0.028153	51.46	37.62
10°	1.213140	35.90	0.071121	24.09	57.19
15°	1.351130	45.08	0.129225	20.90	69.92

<sup>2</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du *LIMA* table 3.10

### 3.4.1.2 Modèle $k - \epsilon$ RNG

Les figures 3.15a, 3.16a et 3.17a montrent les contours de vitesse. La table 3.12 montre les valeurs des coefficients  $C_l$  et  $C_d$ .

TAB. 3.12 Coefficients  $C_l$  et  $C_d$  du modèle  $k - \epsilon$  RNG

<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>2</sup> en %</i>	<i>Traînée</i>	<i>Erreur<sup>2</sup> en %</i>	<i>Vitesse maximale</i>
0°	0.314000	78.51	0.024513	31.88	38.02
10°	1.264650	41.67	0.060834	6.14	59.40
15°	1.478630	58.77	0.103600	-3.07	75.13

<sup>2</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du *LIMA* table 3.10

La prédiction de la traînée à 10° et à 15° est très bonne, mais les valeurs de la portance restent élevées. Les vitesses maximales sont un peu plus basses que celles du modèle  $k - \omega$  SST .

### 3.4.1.3 Modèle $k - \omega$ SST

Les figures 3.15b, 3.16b et 3.17b montrent les contours de vitesse pour ce modèle. La table 3.13 montre les valeurs des coefficients  $C_l$  et  $C_d$ .

Les valeurs prédites de la traînée sont sous-estimées. Par contre, celles de la por-

TAB. 3.13 Coefficients  $C_l$  et  $C_d$  du modèle  $k - \omega SST$ 

<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>2</sup> en %</i>	<i>Traînée</i>	<i>Erreur<sup>2</sup> en %</i>	<i>Vitesse maximale</i>
0°	0.305110	73.46	0.012656	-31.91	38.66
10°	1.261710	41.34	0.028466	-50.33	62.21
15°	1.516510	62.83	0.083661	-21.73	85.12

<sup>2</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du *LIMA* table 3.10

tance sont surestimées. La vitesse maximale à 0° est bien approximée, pour le reste des simulations la valeur est surestimée.

#### 3.4.1.4 Modèle *RSM*

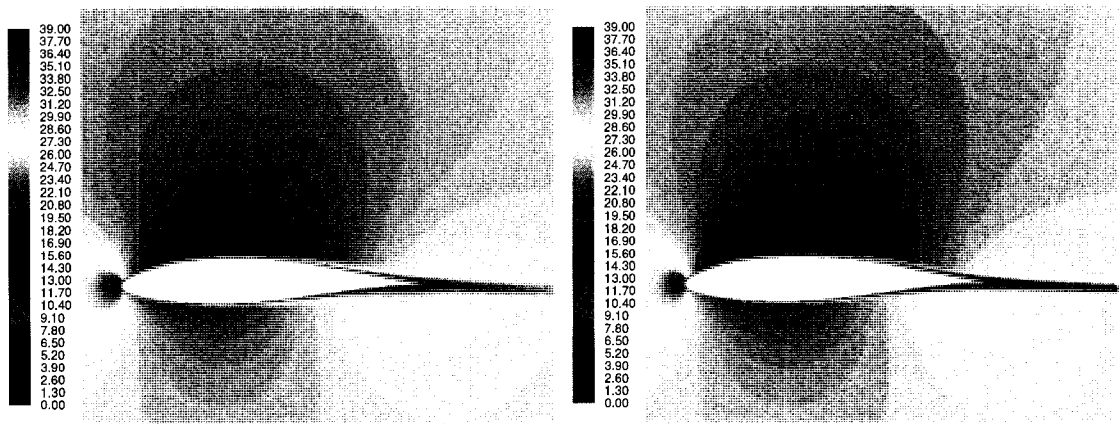
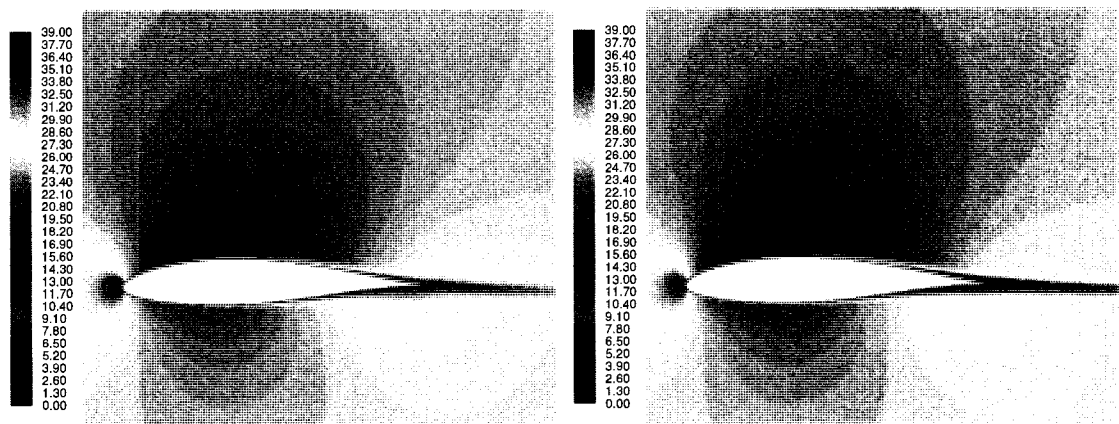
Les figures 3.15d, 3.16d et 3.17d montrent les contours de vitesse. La table 3.14 montre les valeurs des coefficients  $C_l$  et  $C_d$ .

TAB. 3.14 Coefficients  $C_l$  et  $C_d$  du modèle *RSM*

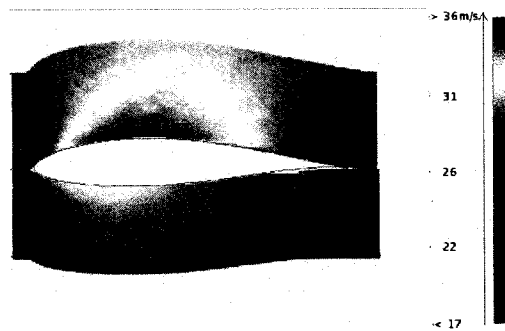
<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>2</sup> en %</i>	<i>Traînée</i>	<i>Erreur<sup>2</sup> en %</i>	<i>Vitesse maximale</i>
0°	0.305110	73.46	0.012656	-31.91	38.73
10°	1.329110	48.89	0.029175	-49.10	68.63
15°	1.544970	65.89	0.061499	-42.46	86.28

<sup>2</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du *LIMA* table 3.10

Les résultats avec ce modèle sont très similaires à ceux obtenus avec le modèle  $k - \omega SST$ .

(a)  $k - \epsilon$  RNG(b)  $k - \omega$  SST(c) *Spalart - Allmaras*

(d) RSM

(e) *Expérimental LIMA*FIG. 3.15 Champ de vitesses à un angle d'attaque de  $0^\circ$  ( en m/s)

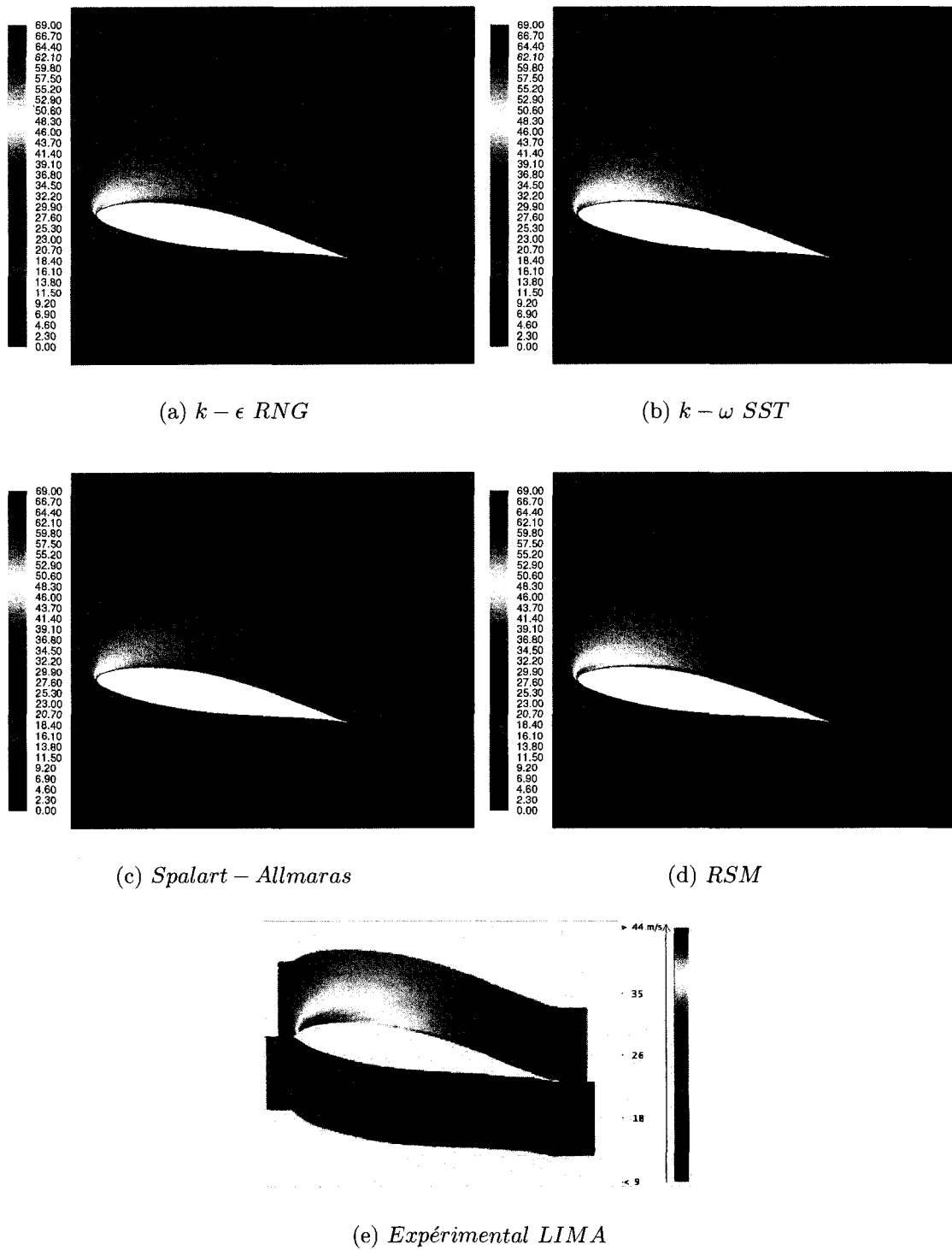


FIG. 3.16 Champ de vitesses à un angle d'attaque de  $10^\circ$  ( en m/s)



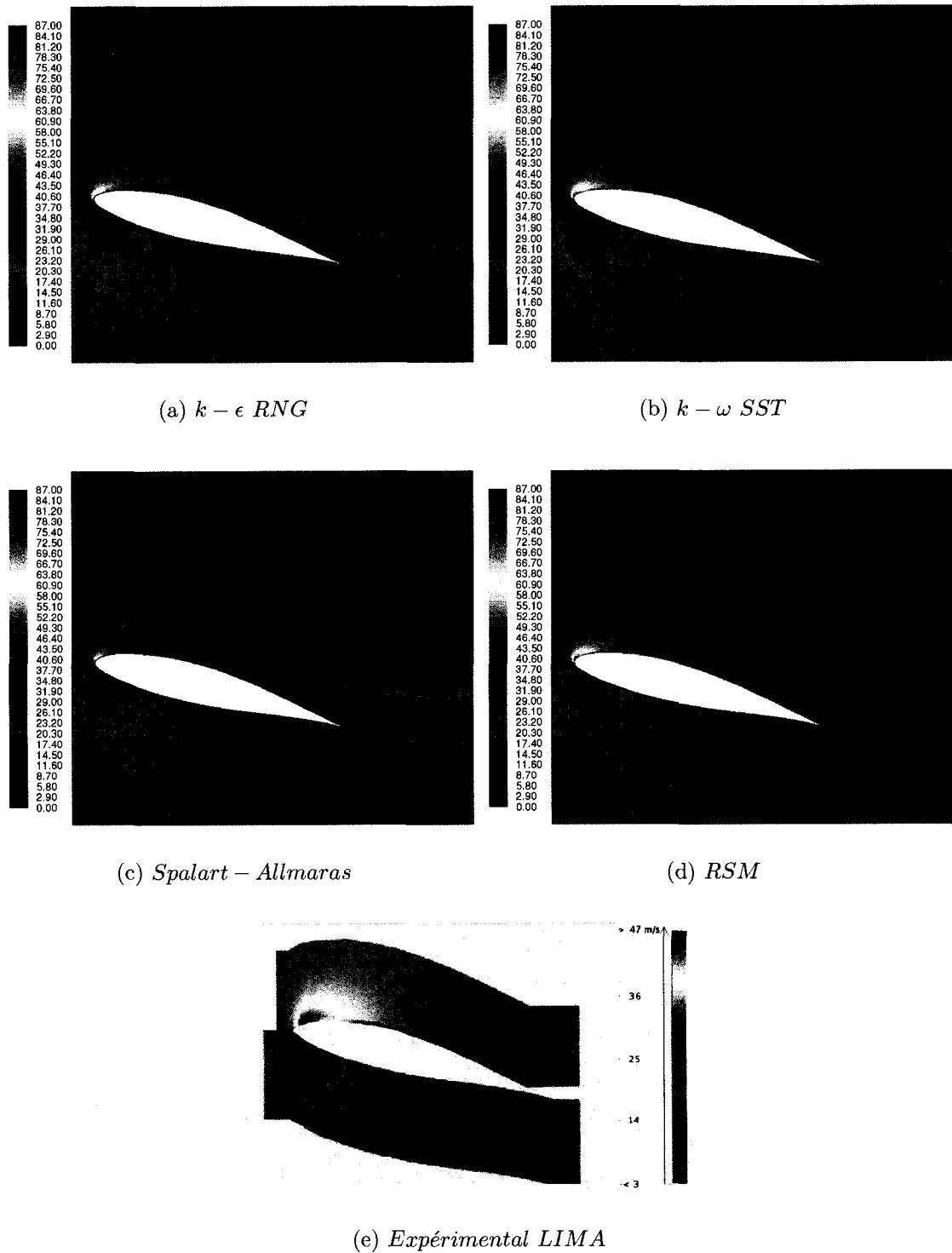


FIG. 3.17 Champ de vitesses à un angle d'attaque de  $15^\circ$  ( en m/s)

### 3.4.2 Épaisseur de la couche limite

Les coefficients de portance et de traînée sont directement liés à l'épaisseur de la couche limite. La forme courbée du profil complique son analyse puisqu'il est nécessaire d'avoir une référence normale et tangentielle à la surface.

On a analysé seulement l'épaisseur à l'extrados du profil. Pour y arriver, on a créé des lignes normales à la surface. La figure 3.18 montre la position des lignes sur le profil. La référence de celles-ci donne la distance sur l'axe défini par la corde, le bord d'attaque est considéré comme origine.

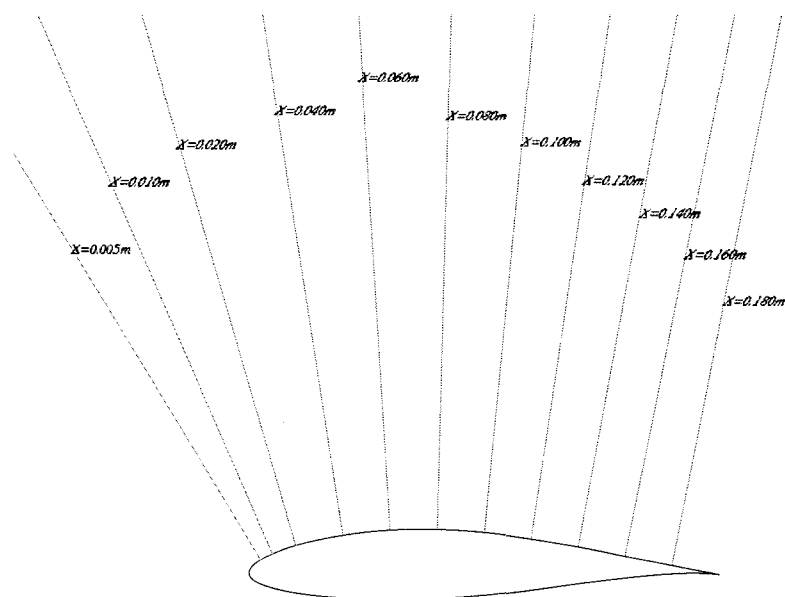


FIG. 3.18 Lignes normales à la surface

*Fluent* donne les composants du vecteur vitesse sur un système cartésien  $\{x, y\}$ . Pour obtenir les composants de la vitesse sur un système normal et tangentiel à la surface du profil  $\{\eta, \tau\}$ , on a développé un programme sur *Matlab*. Dans celui-ci on prend les valeurs de la vitesse  $U_x$  et  $U_y$  à chaque point de la ligne normale et on calcule les composants normale et tangentielle  $U_\eta$  et  $U_\tau$ .

L'écoulement accélère près du profil, à une certaine distance normale à la paroi la vitesse atteint son maximum est puis elle diminue graduellement jusqu'à la valeur de  $U_\infty$ .

L'épaisseur de la couche limite est définie comme la distance normale à la paroi où la composante tangentielle de la vitesse  $U_\tau$  a une valeur de  $0.99U_\infty$ . Afin de confronter les résultats numériques aux expérimentales de (Hochart, 2006), on a défini l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  comme la distance normale à la paroi où la composante tangentielle de la vitesse est maximale.

Les figures 3.19, 3.20 et 3.21 montrent les profils de vitesse tangentielle aux positions marquées à la figure 3.18. On remarque une ressemblance entre les modèles  $k - \epsilon RNG$  et *Spalart - Allmaras*. Les modèles  $k - \omega SST$  et *RSM* ont aussi de courbes qui se ressemblent. Les deux premières ont un comportement plus " laminaire " en comparaison aux deux autres.

À  $0^\circ$ , la ressemblance entre modèles est plus évident. Près du bord de fuite les courbes sont plus souples pour les modèles *Spalart - Allmaras* et  $k - \epsilon RNG$ .

À  $10^\circ$  on remarque que le modèle  $k - \omega SST$  prédit une séparation de la couche limite à une distance entre  $0.14 m$  et  $0.16 m$  de la corde. *Spalart - Allmaras* prédit la séparation entre  $0.16 m$  et  $0.18 m$ . Le reste de modèles ne prédisent pas une séparation de la couche limite.

À  $15^\circ$ , tous les modèles ont prédit une séparation de la couche limite, mais à différentes distances, voir table 3.15. Le modèle  $k - \omega SST$  prédit la distance la plus courte du bord d'attaque tandis que le *RSM* prédit la distance la plus longue.

La comparaison entre l'épaisseur de la couche limite expérimentale et numérique est montrée à la figure 3.22.

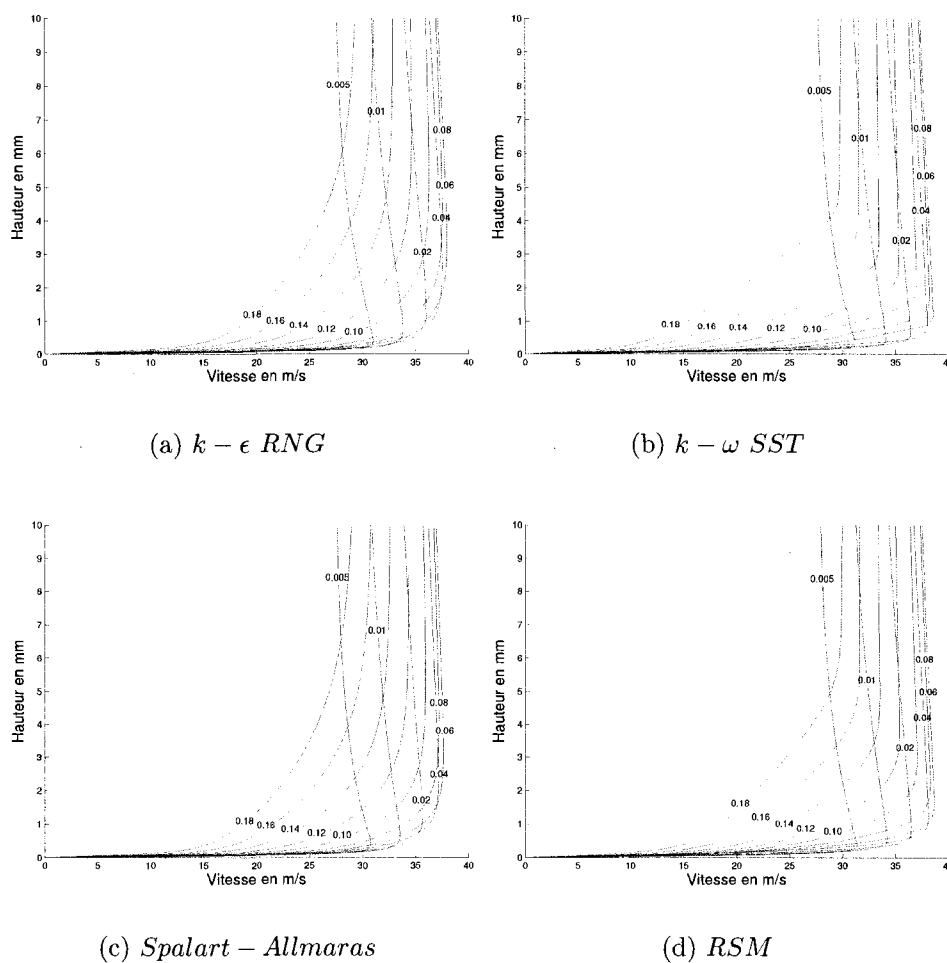


FIG. 3.19 Profil de vitesse tangentielle à un angle d'attaque de  $0^\circ$

Les résultats à la position  $X = 0.18 \text{ m}$  ne sont pas montrés parce que la distance de la vitesse maximale est trop grande. De plus, les hypothèses de la couche limite ne tiennent plus.

*Fluent* n'a pas un modèle de transition pour la couche limite. On s'attend donc à avoir une prédiction erronée de la partie laminaire.

Le modèle  $k - \omega$  SST donne aux premiers deux angles d'attaque une approximation

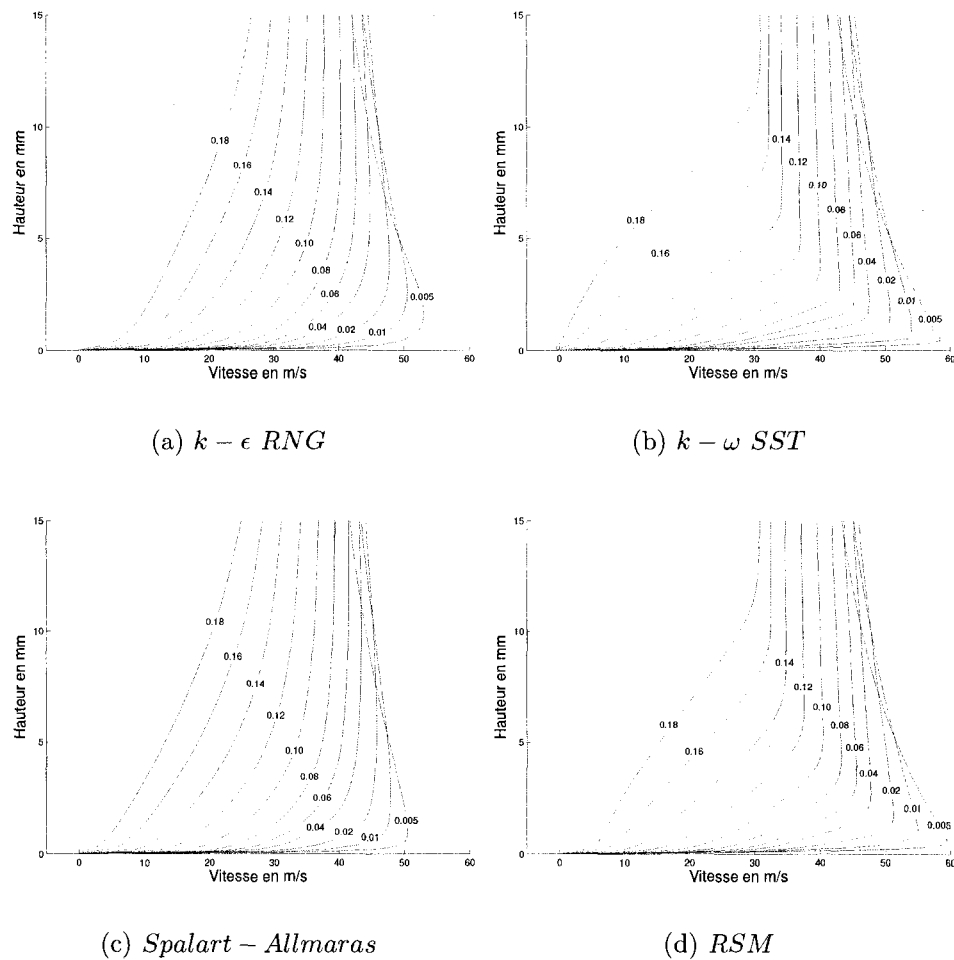


FIG. 3.20 Profil de vitesse tangentielle à un angle d'attaque de  $10^\circ$

moyenne. Par contre, à  $15^\circ$ , il donne une bonne approximation. Ce fait nous laisse penser qu'il a une bonne performance dans des cas avec décrochage.

Le modèle  $k - \epsilon$  RNG donne des valeurs plus élevées pour les trois angles d'attaque. *Spalart - Allmaras* et *RSM* donnent des bonnes approximations à  $0^\circ$  et  $10^\circ$ .

Les figures 3.23, 3.24 et 3.25 montrent la courbe de la vitesse adimensionnelle versus la distance à la paroi adimensionnelle, les cercles rouges représentent les lois

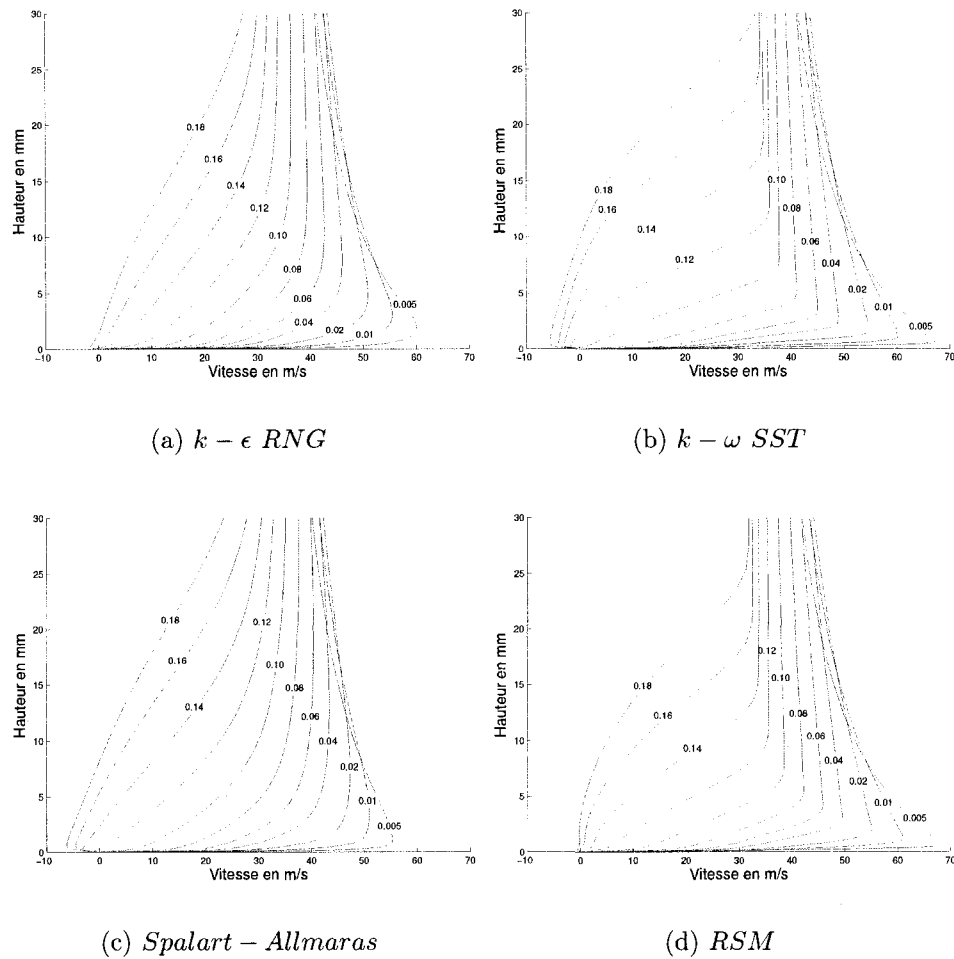


FIG. 3.21 Profil de vitesse tangentielle à un angle d'attaque de  $15^\circ$

de paroi laminaire et logarithmique. On les a placés seulement comme une référence puisque les conditions de l'écoulement, gradient de pression adverse et courbure de la surface, ne correspondent pas aux hypothèses de la couche limite. Les quatre modèles donnent des courbes très similaires près du profil, dans la zone laminaire et dans la zone de transition entre les deux lois. C'est à la zone logarithmique où on peut remarquer des différences entre les modèles. À cette zone, le modèle  $k-\omega$  SST donne des valeurs plus élevées en comparaison avec les autres modèles. Le modèle  $k-\omega$  SST prédit des valeurs les plus basses du coefficient de friction, fait qui

TAB. 3.15 Distance de séparation de la couche limite ( $15^\circ$ )

Modèle	Distance entre :
$k - \epsilon$ <i>RNG</i>	0.12 <i>m</i> et 0.14 <i>m</i>
$k - \omega$ <i>SST</i>	0.08 <i>m</i> et 0.10 <i>m</i>
<i>RSM</i>	0.14 <i>m</i> et 0.16 <i>m</i>
<i>Spalart - Allmaras</i>	0.10 <i>m</i> et 0.12 <i>m</i>

influence la vitesse  $U^+$  puisqu'elle est adimensionnée avec la vitesse de frottement qui dépend du cisaillement à la paroi  $\tau_w$ . Il faut remarquer le comportement très similaire des modèles  $k - \epsilon$  *RNG* et *Spalart - Allmaras*, sauf à un angle de  $15^\circ$ .

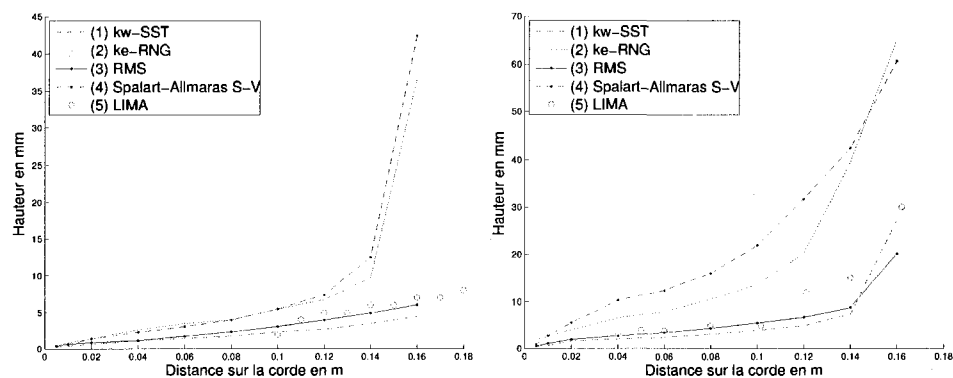
Aux figures 3.26 et 3.27, on a tracé les profils de vitesse tangentielle près du profil. On remarque que le rayon de courbure de la courbe de vitesse est plus grand pour les modèles  $k - \omega$  *SST* et *Spalart - Allmaras*. Par contre, le rayon est plus petit pour les modèles  $k - \omega$  *SST* et *RSM*.

Pour tous les modèles, la vitesse tangentielle a une tendance à converger vers une valeur après avoir atteint son maximum.

### 3.4.3 Conclusions

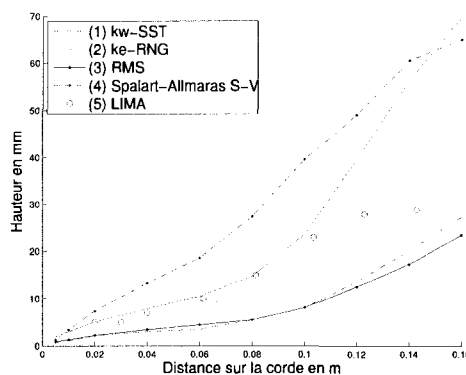
Les résultats obtenus pour les quatre modèles diffèrent de ceux obtenus à un nombre de Reynolds de  $6 \times 10^6$ . Ici, c'est le modèle  $k - \epsilon$  *RNG* qui a obtenu les valeurs de traînée les plus proches des valeurs expérimentales. Pourtant, si l'on compare les figures 3.14 et 3.28, on remarque que les modèles se comportent de manière similaire dans les deux cas.

Il faut remarquer que les résultats expérimentaux proviennent de deux laboratoires différents avec de méthodes différentes pour mesurer les coefficients, ce qui pourrait



(a) Angle d'attaque de 0°

(b) Angle d'attaque de 10°



(c) Angle d'attaque de 15°

FIG. 3.22 Épaisseur de la couche limite

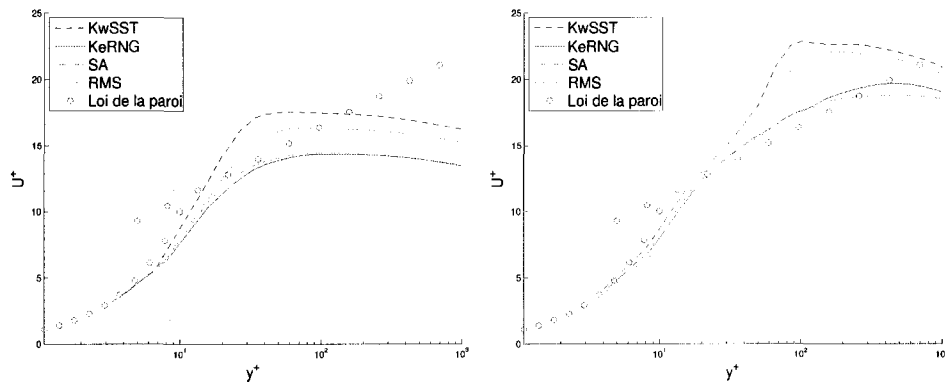
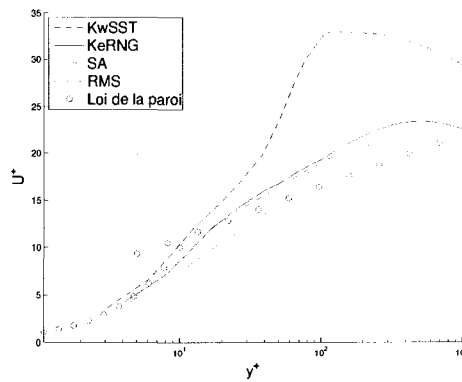
donner des résultats avec des précisions différentes.

Les tables 3.16 et 3.17 montrent l'erreur en % pour chaque modèle.

À 0°, l'erreur absolue des 4 modèles est très élevée pour les deux coefficients. Par contre, leurs champs de vitesses, montrés à la figure 3.15, sont très similaires entre eux et à l'expérimental.

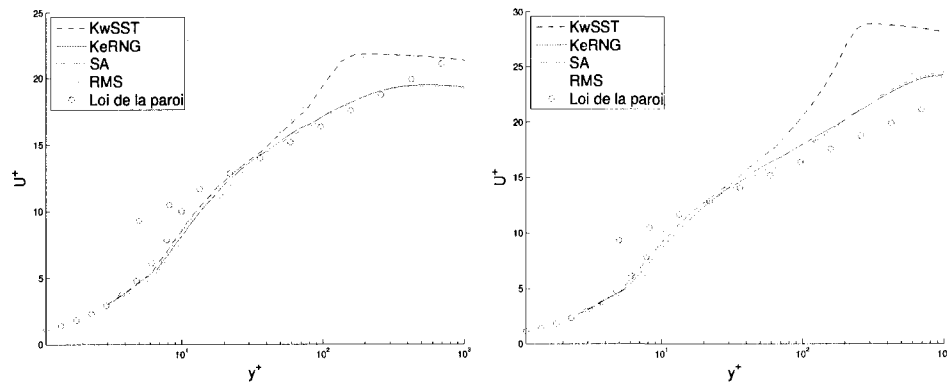
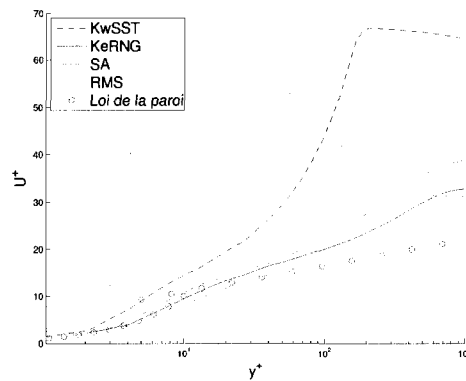
À 10°, les quatre modèles trouvent une valeur de la portance très similaire, mais



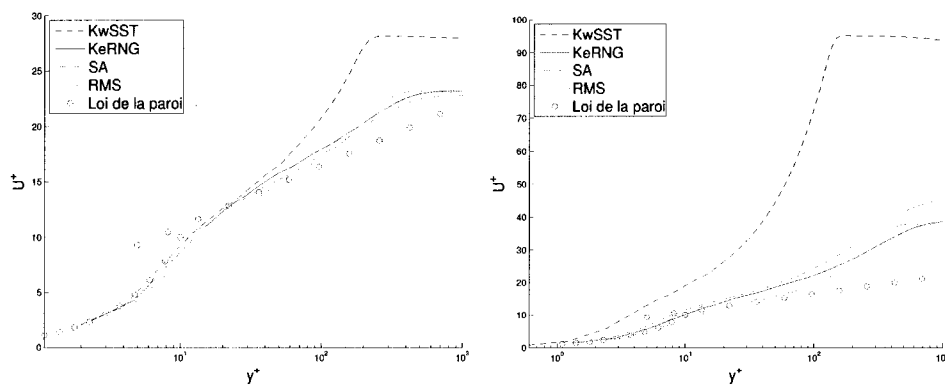
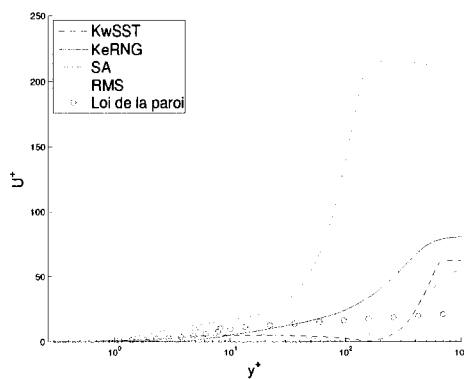
(a) Angle d'attaque de  $0^\circ$ (b) Angle d'attaque de  $10^\circ$ (c) Angle d'attaque de  $15^\circ$ FIG. 3.23 Position  $X = 0.01$ 

c'est le modèle  $k - \epsilon$  RNG qui prédit la meilleure valeur de la traînée. À la figure 3.16, on voit que le  $k - \omega$  SST prédit bien la zone de vitesses maximales au bord d'attaque. Il prédit aussi le point où la zone de basses vitesses commence, représentée en couleur magenta à la figure 3.16e.

À  $15^\circ$  le modèle *Spalart - Allmaras* a la meilleure prédiction de la portance, mais pour la traînée c'est encore le modèle  $k - \epsilon$  RNG qui a la meilleure valeur. Du côté des contours de vitesses, tous les modèles ont prédit des vitesses maximales plus

(a) Angle d'attaque de  $0^\circ$ (b) Angle d'attaque de  $10^\circ$ (c) Angle d'attaque de  $15^\circ$ FIG. 3.24 Position  $X = 0.08$ 

hautes que l'expérimental. Le modèle *Spalart – Allmaras* a une bonne approximation du champ de vitesses, même la trace du sillage est bien représentée. Il faut remarquer que le modèle  $k - \omega$  *SST* a représenté le tourbillon dans le sillage.

(a) Angle d'attaque de  $0^\circ$ (b) Angle d'attaque de  $10^\circ$ (c) Angle d'attaque de  $15^\circ$ FIG. 3.25 Position  $X = 0.14$ TAB. 3.16 Traînée (erreur<sup>2</sup> en %)

Angle d'attaque	$k-\omega$ SST	$k-\epsilon$ RNG	Spalart Allmaras	RSM
$0^\circ$	73.46	78.51	74.10	73.46
$10^\circ$	41.34	41.67	35.90	48.89
$15^\circ$	62.83	58.77	45.08	65.89

<sup>2</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du LIMA table 3.10

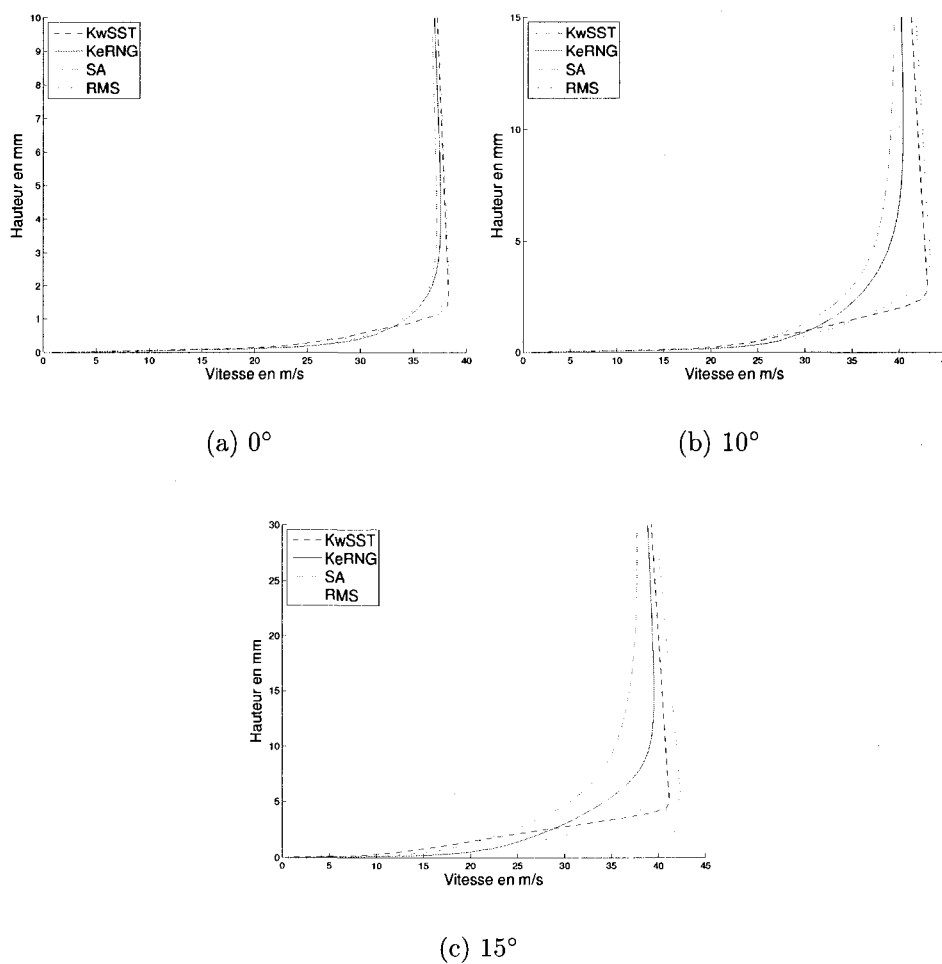


FIG. 3.26 Profils de vitesse tangentielle à la position  $X = 0.08$

TAB. 3.17 Portance (erreur<sup>2</sup> en %)

Angle d'attaque	$k-\omega$ SST	$k-\epsilon$ RNG	Spalart Allmaras	RSM
$0^\circ$	-31.91	31.88	51.46	-31.91
$10^\circ$	-50.33	6.14	24.09	-49.10
$15^\circ$	-21.73	-3.07	20.90	-42.46

<sup>2</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du LIMA table 3.10

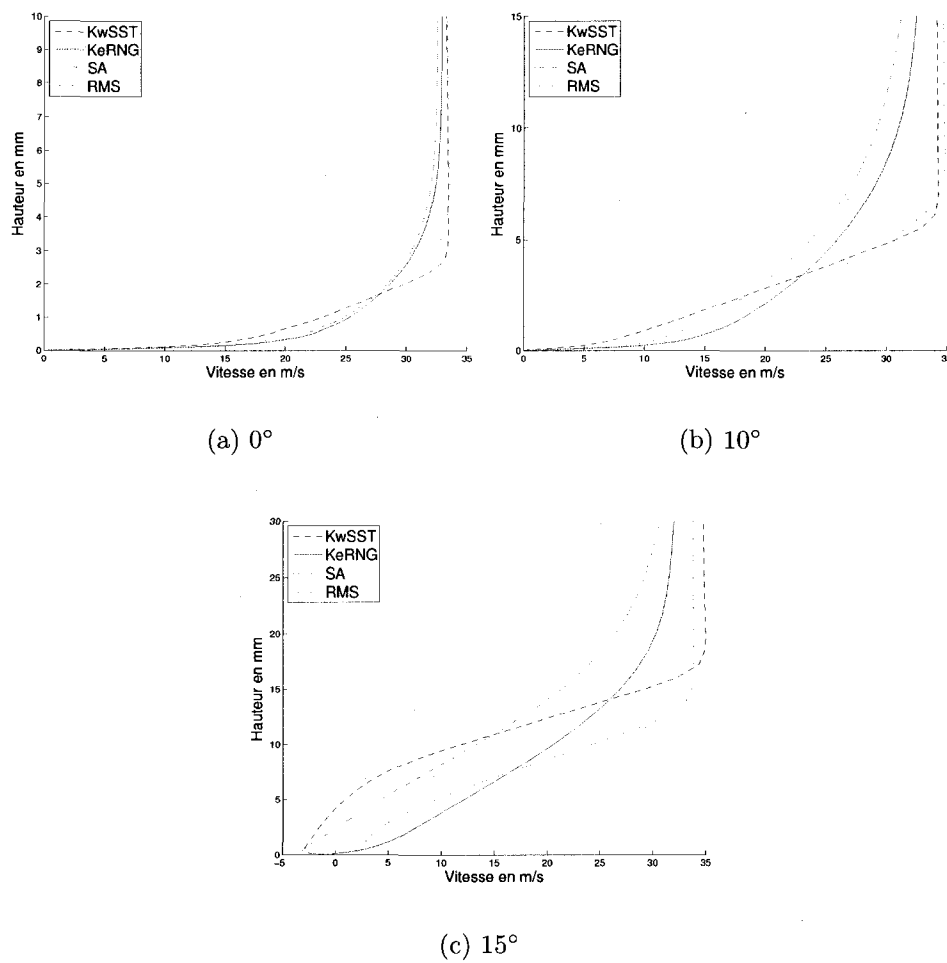
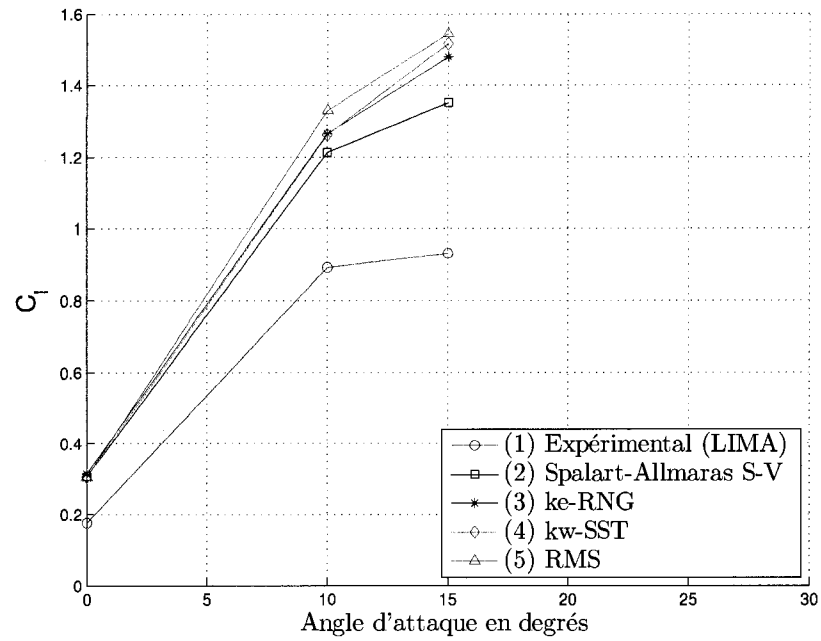
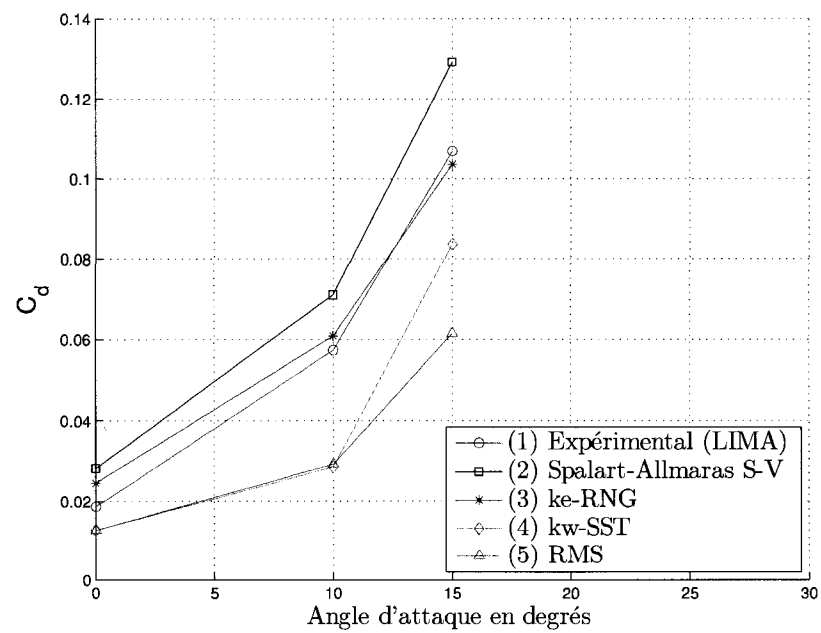


FIG. 3.27 Profils de vitesse tangentielle à la position  $X = 0.14$



(a) Portance



(b) Traînée

FIG. 3.28 Comparaison des coefficients de traînée et de portance des quatre modèles

## CHAPITRE 4

### ANALYSE DES SIMULATIONS

#### 4.1 Coefficients de traînée et de portance

##### 4.1.1 Introduction

Les quatre modèles analysés ont surpris la valeur minimale du coefficient de pression à l'extrados du profil. On s'est posé alors la question si cette caractéristique pouvait être la cause des valeurs élevées de  $C_l$  et de  $C_d$ . Une façon de déceler le problème est de calculer séparément la contribution sur chaque coefficient des forces de pression et de friction.

Les forces qui agissent sur un objet qui se déplace dans un fluide sont : la force de traînée  $\mathcal{T}$  qui s'oppose au déplacement et la force de portance  $\mathcal{P}$  qui "pousse" l'objet dans la direction perpendiculaire au déplacement. Ces forces peuvent être décrites en termes des contraintes à l'interface solide-fluide : le cisaillement à la paroi  $\tau_w$  dû aux effets visqueux et la contrainte normale due à la pression  $p$ .

La définition des coefficients de traînée et de portance est donnée par le quotient entre la force de traînée, ou de portance, et une force caractéristique.

$$C_l = \frac{\mathcal{P}}{\frac{1}{2}\rho U_{rel}^2 A} \quad (4.1)$$

$$C_d = \frac{\mathcal{T}}{\frac{1}{2}\rho U_{rel}^2 A} \quad (4.2)$$

où  $\rho$  = densité

$U_{rel}$  = vitesse relative de l'écoulement

$A$  = aire de référence, considérée comme une section de largeur unitaire et de longueur d'une corde  $c$

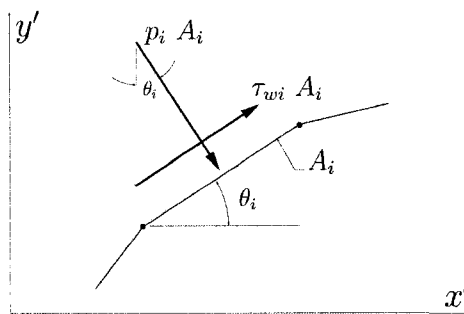


FIG. 4.1 Forces de pression et de friction

Les forces de traînée et de portance sont calculées en intégrant la contribution de la force de pression et de la force de friction sur tout le périmètre du profil. Dans l'univers numérique, on peut les calculer en additionnant la contribution des forces sur chaque élément du domaine. Ceci est illustré à la figure 4.1.

$$\mathcal{P} = \sum_{i=1}^n [-(p_i A_i) \cos \theta_i + (\tau_{wi} A_i) \sin \theta_i] \quad (4.3)$$

$$\mathcal{T} = \sum_{i=1}^n [(p_i A_i) \sin \theta_i + (\tau_{wi} A_i) \cos \theta_i] \quad (4.4)$$

où  $p_i$  = pression à l'élément  $i$

$\tau_{wi}$  = cisaillement à l'élément  $i$

$\theta_i$  = angle formé entre la direction d'écoulement et l'élément  $i$

$A_i$  = aire de l'élément  $i$



$n$  = nombre d'éléments sur le profil

Les coefficients  $C_l$  et  $C_d$  doivent être calculés dans un système de référence parallèle et perpendiculaire à la direction de déplacement de l'objet. Cependant, les simulations ont été faites en considérant un système où le profil est fixe sur l'axe  $x$  et la direction de l'écoulement à l'entrée détermine l'angle d'incidence, figure 4.2. Pour remédier à cet inconvénient, un programme sur *Matlab* a été développé pour recalculer les coefficients considérant la transformation entre le système cartésien et le système relatif.

Le programme prend de *Fluent* les composants du vecteur de surface, la valeur du cisaillement à la paroi et la valeur de la pression relative de chaque élément. Ces données sont ensuite transformées dans le système  $x', y'$  (parallèle et perpendiculaire à l'écoulement) pour calculer les coefficients sur l'intrados et l'extrados.

Le programme calcule séparément la contribution des forces de pression et de friction afin de déterminer l'influence de la surprédiction de la pression minimale sur les résultats. Les résultats détaillés des coefficients sont présentés à la section gauche des tables 4.1 et 4.2 sous la colonne nommée *Fluent*.

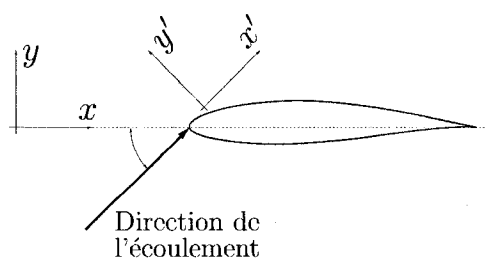


FIG. 4.2 Axes de référence

Dans une deuxième étape, le programme utilise les valeurs expérimentales du co-

efficient de pression pour calculer la distribution expérimentale de la pression sur le profil. Finalement, en combinant les valeurs expérimentales de la pression et la distribution du cisaillement numérique, le programme recalcule les coefficients  $C_l$  et  $C_d$ . Les résultats détaillés sont montrés à la section droite des tables sous la colonne nommée "Pression expérimentale".

#### 4.1.2 Résultats

La table 4.1 montre les résultats obtenus à un angle d'attaque de  $0^\circ$ . On remarque que la portance augmente légèrement, la traînée par contre diminue substantiellement, son erreur passe de positive à négative (de surprédiction à sousprédiction). À la figure 3.12, on observe qu'au bord de fuite *Fluent* a prédit une zone de pression positive au lieu d'une quantité négative comme dans les données expérimentales. Cela a provoqué un changement de signe de la contribution de la pression à l'extrados et en conséquence une diminution de la traînée.

La table 4.2 illustre les résultats à un angle d'attaque de  $16^\circ$ . On remarque que la valeur des deux coefficients s'approche plus des valeurs expérimentales. Il faut remarquer que à la table 3.6, on montre les valeurs moyennes des coefficients, contrairement à la table 4.2 dans laquelle on présente les valeurs obtenues à la dernière itération de la simulation. Cela permet d'expliquer la légère différence entre les valeurs des tables.

#### 4.1.3 Conclusions

La contribution de la force de pression à la valeur du coefficient de portance est beaucoup plus importante que celle de la force de friction. Du côté de la traînée, la contribution de la force de pression est aussi très importante sauf lorsque les

TAB. 4.1 Contribution des forces de pression et de friction, modèle  $k - \omega$  SST à  $0^\circ$

<i>Portance</i>						
	<i>Fluent</i>			<i>Pression expérimentale</i>		
	<i>Force de Pression</i>	<i>Force de Friction</i>	<i>Total</i>	<i>Force de Pression</i>	<i>Force de Friction</i>	<i>Total</i>
Intrados	-0.050029	-0.000226	-0.050255	-0.079268	-0.000226	-0.079494
Extrados	0.376962	0.000330	0.377292	0.420193	0.000330	0.420523
Total	0.326932	0.000104	0.327036	0.340924	0.000104	0.341029
	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>		-0.21	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>		-4.07

<i>Trainée</i>						
	<i>Fluent</i>			<i>Pression expérimentale</i>		
	<i>Force de Pression</i>	<i>Force de Friction</i>	<i>Total</i>	<i>Force de Pression</i>	<i>Force de Friction</i>	<i>Total</i>
Intrados	0.0016942	0.003315	0.0050099	0.0027623	0.0033156	0.0060780
Extrados	0.0010305	0.004394	0.0054253	-0.0068577	0.0043948	-0.0024629
Total	0.0027248	0.007710	0.0104353	-0.0040954	0.0077104	0.0036150
	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>		32.10	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>		-54.24

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

TAB. 4.2 Contribution des forces de pression et de friction, modèle  $k - \omega$  SST à  $16^\circ$

<i>Portance</i>						
	<i>Fluent</i>			<i>Pression expérimentale</i>		
	<i>Force de Pression</i>	<i>Force de Friction</i>	<i>Total</i>	<i>Force de Pression</i>	<i>Force de Friction</i>	<i>Total</i>
Intrados	0.370266	0.000272	0.370539	0.30296	0.000272	0.303234
Extrados	1.299338	0.000939	1.300278	1.03494	0.000939	1.035888
Total	1.669604	0.001212	1.670817	1.33791	0.001212	1.339123
	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>		33.97	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>		7.38

<i>Trainée</i>						
	<i>Fluent</i>			<i>Pression expérimentale</i>		
	<i>Force de Pression</i>	<i>Force de Friction</i>	<i>Total</i>	<i>Force de Pression</i>	<i>Force de Friction</i>	<i>Total</i>
Intrados	0.0793179	0.002039	0.0813575	0.0692824	0.002039	0.0713220
Extrados	-0.0113619	0.002485	-0.0088759	0.0117187	0.002485	0.0142046
Total	0.0679560	0.004525	0.0724815	0.0810012	0.004525	0.0855266
	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>		-18.56	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>		-3.90

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

contributions des forces de pression et de friction sont du même ordre. Le signe négatif de l'erreur indique que le cisaillement à la paroi a été sous-prédict surtout à un angle d'attaque de  $0^\circ$ .

On peut déduire qu'une bonne prédiction de la pression autour du profil donne de meilleurs résultats des coefficients. Cependant pour mener une analyse plus approfondie, des données expérimentales de la distribution de  $\tau_w$  sont nécessaires.

## 4.2 Raffinement du maillage

### 4.2.1 Introduction

Pour analyser l'influence du maillage sur les simulations, on a utilisé la fonction disponible sur *Fluent* pour adapter le maillage. Différents critères d'adaptation, tels que les gradients des propriétés, par exemple, sont disponibles.

La fonction de raffinement divise les éléments rectangulaires en quatre éléments " fils ". Les nouveaux noeuds sont placés au centre des arêtes de l'élément de base et donc, le ratio d'aplatissement des " fils " est égal à celui de l'élément de base. La figure 4.3 montre la procédure de raffinement. On a limité à deux le nombre de générations qui peuvent être raffinées, c'est-à-dire les " petits-fils " des éléments du maillage de base ne seront pas raffinés. Autrement, les éléments près des parois deviendraient trop petits. De plus, un niveau de raffinement de deux augmente de 16 fois le nombre d'éléments du maillage de base, quantité qui paraît suffisante pour mener l'analyse.

Les maillages de base composés d'éléments rectangulaires ne peuvent pas être déraffinés et les éléments raffinés sont rétablis seulement si les quatre fils sont marqués pour être déraffinés.

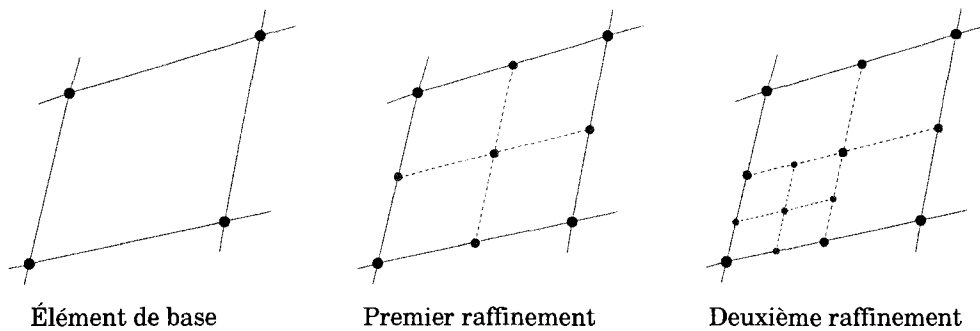


FIG. 4.3 Raffinement d'un élément

Dans les modèles de turbulence, la production d'énergie cinétique turbulente  $k$  est fonction des gradients de vitesse. En plus, aux bords de fuite et d'attaque du profil les gradients de vitesse sont élevés. Puisque le problème à l'étude est fortement lié à la vitesse, on a décidé de raffiner le maillage par rapport aux gradients de celle-ci.

En supposant que l'erreur sera plus grande dans les régions à hauts gradients, on pourra donc se servir de la norme Euclidienne du gradient de la variable sélectionné pour mener l'adaptation. La norme multipliée par une longueur caractéristique donne un indicateur de l'erreur et en conséquence un critère pour raffiner le maillage. La fonction en 2D est définie par :

$$|e_i| = \left( A_i^{\frac{w}{2}} \right) |\nabla\phi| \quad (4.5)$$

où  $|e_i|$  est un indicateur de l'erreur,  $A_i$  représente l'aire de l'élément,  $|\nabla\phi|$  est la norme Euclidienne du gradient de  $\phi$  et  $w$  est le facteur qui détermine le poids de la longueur caractéristique ( $1 < w < 0$ ).

### 4.2.2 Résultats

La figure 4.4 montre le maillage du cas à  $12^\circ$  raffiné avec 209 000 éléments. Les principales zones adaptées sont le bord d'attaque, le sillage et les alentours du profil.

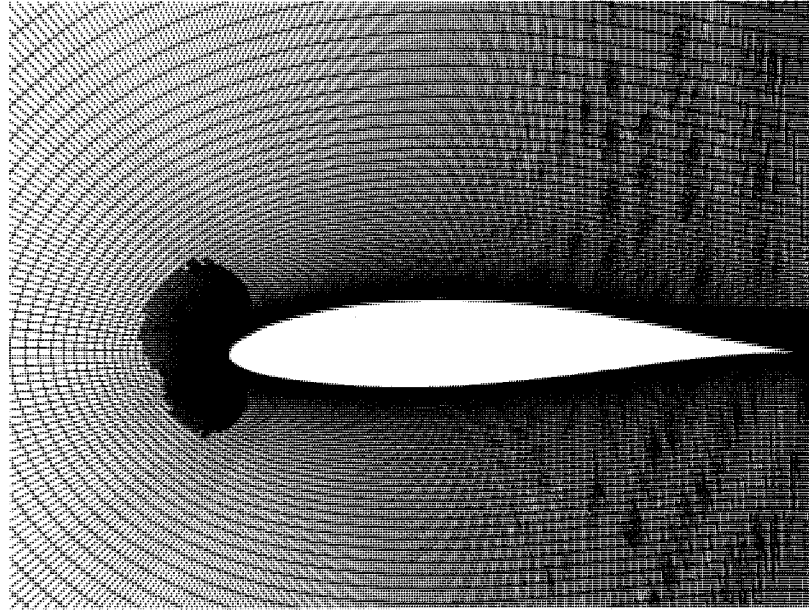


FIG. 4.4 Maillage raffiné avec 209 000 éléments cas à  $12^\circ$

Les tables 4.3, 4.4, 4.5 et 4.6 montrent les résultats obtenus. La première colonne représente le nombre d'éléments après le raffinement et la première ligne montre les résultats obtenus avec le maillage de base. Les figures 4.5, 4.6, 4.7 et 4.8 montrent graphiquement les résultats.

### 4.2.3 Conclusions

Le raffinement du maillage a eu peu d'impact sur les valeurs des coefficients. On constate que l'erreur n'a pas été réduite de façon importante et même dans certains cas, elle a augmenté.

Le nombre d'éléments du maillage a doublé et même triplé dans le cas à  $12^\circ$ . De

TAB. 4.3 Angle d'attaque à  $0^\circ$  modèle  $k - \omega$  SST

Éléments	Portance	Erreur <sup>1</sup> %	Trainée	Erreur <sup>1</sup> %
106088	0.32702	-0.21	0.010436	32.10
127232	0.32828	0.18	0.010428	32.00
143228	0.32829	0.18	0.010426	31.97
143249	0.32829	0.18	0.010426	31.97
197288	0.32748	-0.07	0.010515	33.10

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

TAB. 4.4 Angle d'attaque à  $8^\circ$  modèle  $k - \omega$  SST

Éléments	Portance	Erreur <sup>1</sup> %	Trainée	Erreur <sup>1</sup> %
106088	1.18530	6.83	0.017387	6.02
128156	1.18890	7.16	0.017035	3.87
144461	1.18890	7.16	0.017039	3.90
144644	1.18890	7.16	0.017039	3.90
204344	1.18820	7.09	0.017047	3.95

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

TAB. 4.5 Angle d'attaque à  $12^\circ$  modèle  $k - \omega$  SST

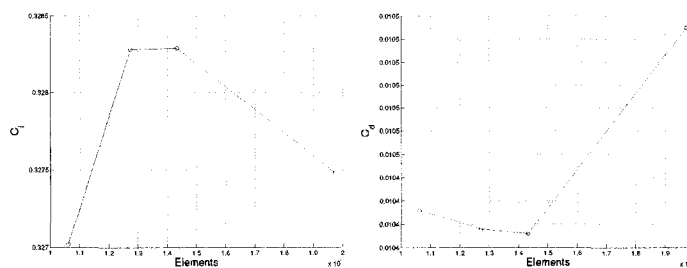
Éléments	Portance	Erreur <sup>1</sup> %	Trainée	Erreur <sup>1</sup> %
106088	1.48310	12.60	0.028229	-17.22
130838	1.49995	13.88	0.026604	-21.98
150686	1.49978	13.87	0.026603	-21.99
151034	1.49978	13.87	0.026602	-21.99
209993	1.50783	14.48	0.026523	-22.22
323327	1.50750	14.46	0.025869	-24.14

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

TAB. 4.6 Angle d'attaque à  $14^\circ$  modèle  $k - \omega$  SST

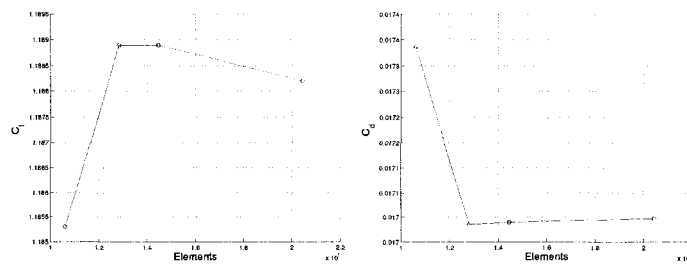
Éléments	Portance	Erreur <sup>1</sup> %	Trainée	Erreur <sup>1</sup> %
106088	1.57090	18.76	0.043200	-29.87
131624	1.59500	20.58	0.039548	-35.80
155564	1.61584	22.15	0.039856	-35.30
157607	1.62225	22.64	0.040190	-34.76

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1



(a) Portance

(b) Trainée

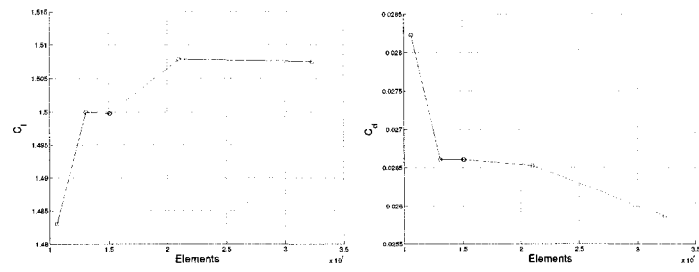
FIG. 4.5 Raffinement modèle  $k - \omega$  SST à  $0^\circ$ 

(a) Portance

(b) Trainée

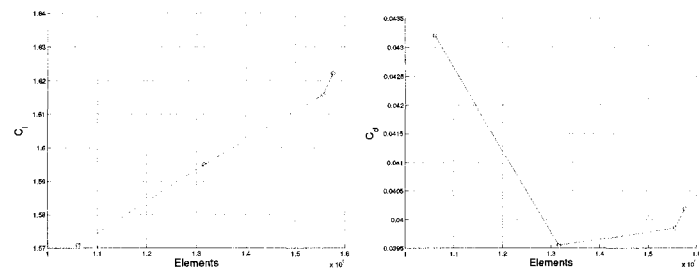
FIG. 4.6 Raffinement modèle  $k - \omega$  SST à  $8^\circ$





(a) Portance

(b) Traînée

FIG. 4.7 Raffinement modèle  $k - \omega$  SST à  $12^\circ$ 

(a) Portance

(b) Traînée

FIG. 4.8 Raffinement modèle  $k - \omega$  SST à  $14^\circ$

plus, le temps de calcul a augmenté considérablement.

Lors des simulations, on a décidé de ne pas raffiner le maillage puisque le coût informatique s'avérait trop élevé par rapport à une faible amélioration des résultats. On rappelle que les valeurs des coefficients sont plus influencées par les phénomènes près des parois et que un raffinement dans cette région avait déjà été fait pour adapter la valeur de  $y^+$ .

### 4.3 Analyse de la convergence

Le résidu de l'équation de la continuité pour le modèle basé sur la pression est défini par :

$$R^c = \sum_{i=1}^{N_{\text{éléments}}} |\text{variation de masse à l'élément } i| \quad (4.6)$$

La variation de la masse dans un élément peut être positive (création) ou négative (destruction). Le résidu est mis à l'échelle avec la valeur maximale trouvée dans les cinq premières itérations.

$$\frac{R_{\text{itération } N}^c}{R_{\text{itération } 5}^c} \quad (4.7)$$

De cette façon, le résidu sur la continuité est d'ordre  $O(1)$  au début des itérations.

Pour l'équation de la continuité, *Fluent* recommande comme critère de convergence une réduction du résidu d'au moins de trois ordres de grandeur. Ce critère est cependant trop vague puisqu'il dépend du point de départ. Si par chance on démarre le calcul ayant une bonne approximation, il sera difficile d'atteindre le critère. Par

contre, si l'approximation initiale est loin de la solution, on satisfera rapidement ce critère, sans pourtant avoir une bonne solution.

Dans nos simulations, le critère de convergence a été fixé en  $10^{-7}$  pour tous les résidus.

De toutes les solutions calculées à un angle de plus de  $20^\circ$ , la vaste majorité n'a pas atteint le critère de convergence. Tel qu'illustré à la figure 4.9, les résidus ont oscillé de façon périodique. L'amplitude et le patron d'oscillation varient d'un cas à l'autre. Cependant, on peut distinguer deux patrons de comportement. Pour le premier, les oscillations ont une petite amplitude et sont de forme sinusoïdale, figures 4.9 a, c et f. Dans le deuxième cas, les oscillations ont une grande amplitude et montrent une forme aléatoire, figures 4.9b, d. La plupart des solutions qui ont oscillé sont du deuxième type.

Si la solution n'atteint pas le critère de convergence et même si le résidu est descendu de trois ordres de grandeur, la fiabilité des résultats n'est pas garantie. Afin de trouver un moyen pour évaluer leur qualité, on a utilisé la fonction *mass imbalance* qui est disponible sur *Fluent*.

La forme discrète de l'équation de continuité en régime stationnaire a la forme :

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho U_{nf} A_f = 0 \quad (4.8)$$

où  $\rho$  = densité

$U_{nf}$  = vitesse normale à la face de l'élément

$A_f$  = aire de la face de l'élément

$N_{faces}$  = nombre de faces de l'élément

La fonction pour calculer le ratio de création ou de destruction de masse ( *mass imbalance* ) est définie par l'équation 4.8.

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho U_{nf} A_f = mass\ imbalance \quad (4.9)$$

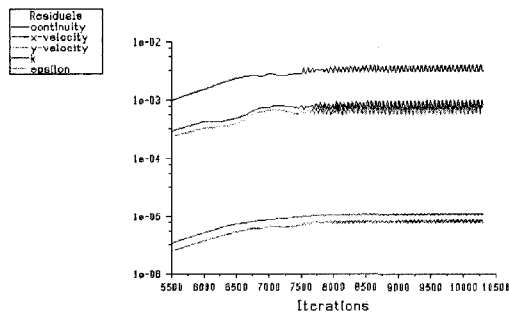
Puisque *Fluent* donne seulement la valeur du *mass imbalance* sur chaque élément, on a défini une *Fonction définie par l'utilisateur* pour calculer, en pourcentage, combien de masse a été créée ou détruite par rapport à la masse contenue dans l'élément. On a appelé ce paramètre le *ratio mass imbalance*.

$$ratio\ mass\ imbalance = 100 \times \frac{\sum_f^{N_{faces}} \rho U_{nf} A_f}{Masse\ de\ l'élément} \quad (4.10)$$

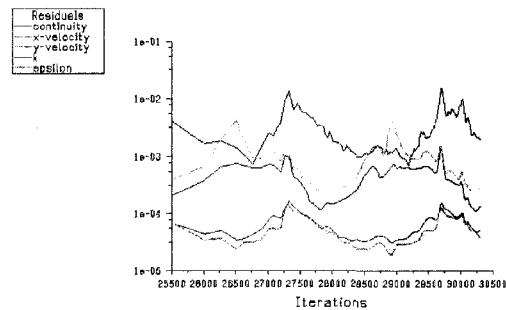
La valeur de cette fonction est très faible pour les solutions qui ont convergé, de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $10^{-3}$ . Par contre, pour les solutions que n'ont pas convergé sa valeur est monté jusqu'à  $10^5$ .

Pour mieux comprendre le comportement ainsi que la qualité de la solution, on a fait un suivi de la valeurs maximale, minimale et de la moyenne quadratique du *ratio mass imbalance*. Cette dernière est définie par :

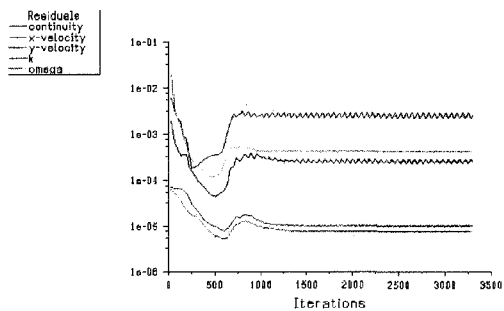
$$moyenne\ quadratique = \sqrt{\frac{\sum_{\text{élément} = 1}^{N_{éléments}} (ratio\ mass\ imbalance)^2}{N_{éléments}}} \quad (4.11)$$



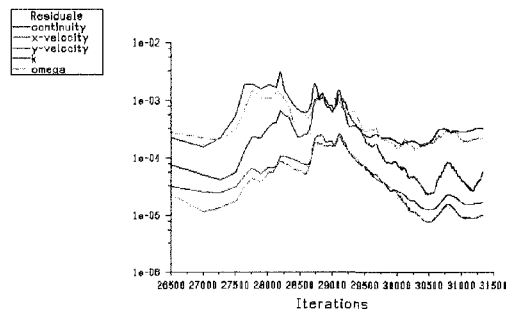
(a)  $k - \epsilon$  RNG à  $20^\circ$



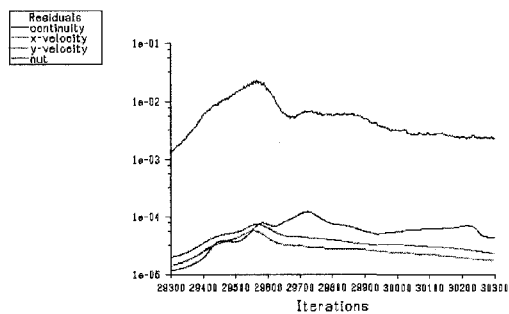
(b)  $k - \epsilon$  RNG à  $28^\circ$



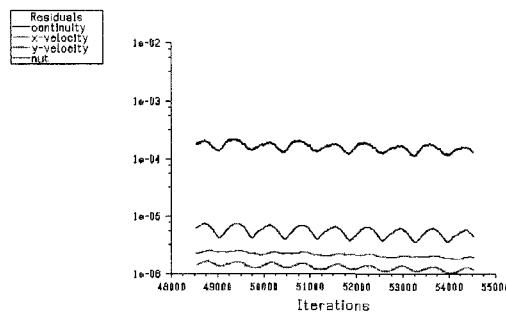
(c)  $k - \omega$  SST à  $16^\circ$



(d)  $k - \omega$  SST à  $26^\circ$



(e) *Spalart - Allmaras* à  $24^\circ$



(f) *Spalart - Allmaras* à  $28^\circ$

FIG. 4.9 Résidus

### 4.3.1 Analyse du cas : $k - \omega$ SST à $26^\circ$

La figure 4.11 montre les courbes du comportement du *ratio mass imbalance*, des résidus et des coefficients  $C_i$  et  $C_d$ .

On a fait tourner le cas pendant presque 16 000 itérations. Aux figures 4.11 c et d, on remarque que la période des oscillations est de 10 000 itérations (de l'itération 31 000 à la 41 000). On remarque aussi que les pics des coefficients et les pics de la moyenne du *ratio mass imbalance* ont lieu presque au même moment.

À la figure 4.10 on voit les contours du *ratio mass imbalance*. Les zones qui ne sont pas colorées indiquent qu'elles sont en dehors de la plage de  $-1\%$  à  $1\%$ . C'est-à-dire, à ces éléments, il y a eu une création ou une destruction de masse de plus de  $1\%$  par rapport à sa masse.

La figure 4.10a montre les contours du *ratio mass imbalance* lorsque la valeur de la moyenne quadratique est à son maximum, et la figure 4.10b lorsque celle-ci est à son minimum.

Les figures 4.10c et d montrent les contours lorsque la solution a atteint le maximum de création et de destruction de masse dans un élément, au moins.

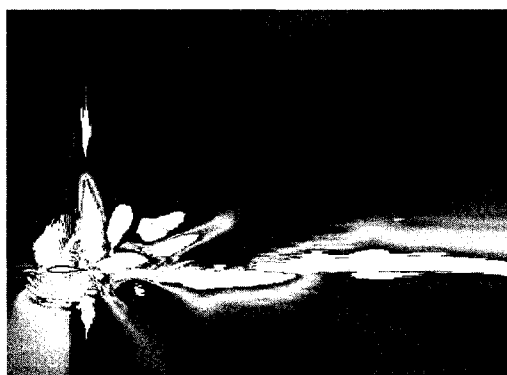
Il est probable que la meilleure approximation de la simulation est celle où la moyenne quadratique est à son minimum. Néanmoins, il y a une quantité élevée d'éléments qui sont en dehors de la plage de  $1\%$ .

La table 4.7 montre les résultats détaillés à quatre différentes itérations de la simulation, lorsque celle-ci est atteinte : la valeur de la moyenne minimale, la moyenne maximale, la création maximale et la destruction maximale.

La dernière colonne donne le bilan du flux à travers les frontières. On constate que

TAB. 4.7 *ratio mass imbalance cas  $k - \omega$  SST à  $26^\circ$* 

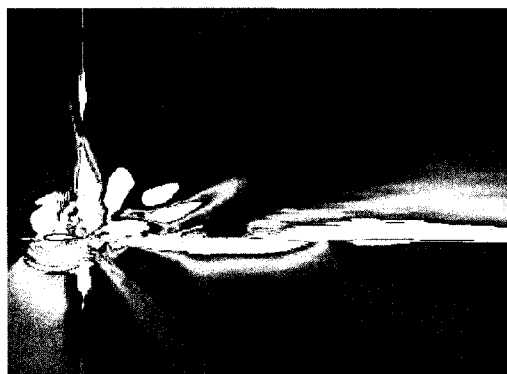
	Moyenne quadratique	Valeur maximale Création	Valeur maximale Destruction	Bilan du flux
Moyenne minimale	<b>36</b> %	704 %	-465 %	0.00035 kg/s
Moyenne maximale	<b>9 106</b> %	306 408 %	-106 135 %	-0.00781 kg/s
Création maximale	8 908 %	<b>319 550</b> %	-116 585 %	-0.00988 kg/s
Destruction maximale	8 170 %	33 716 %	<b>-210 444</b> %	-0.01451 kg/s



(a) Moyenne maximale 9 106%



(b) Moyenne minimale 36%

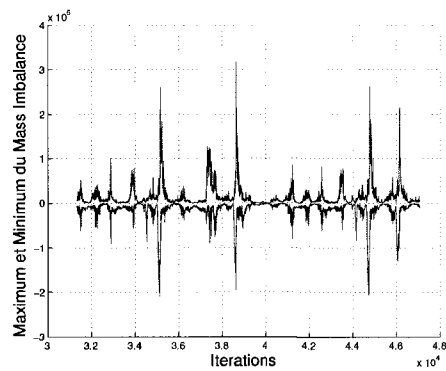


(c) Maximum création 320 000%

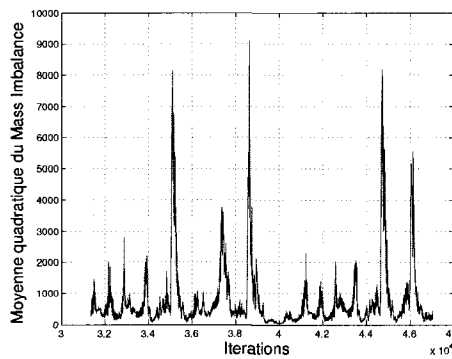


(d) Maximum destruction -210 500%

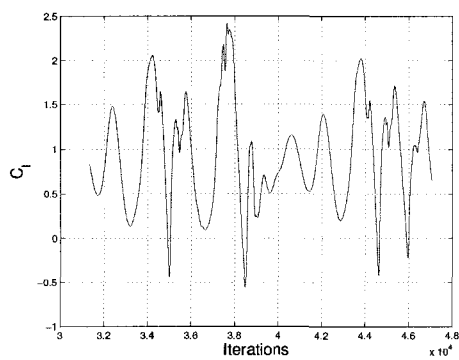
FIG. 4.10 Contours de *Mass Imbalance*  $26^\circ$   $k - \omega$  SST



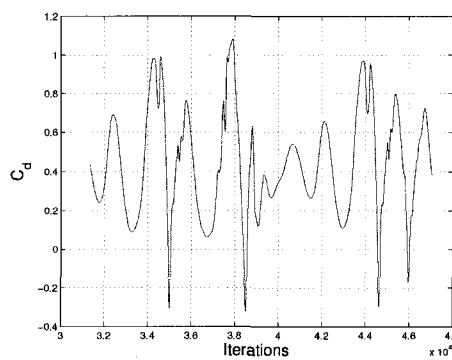
(a) Maximum et minimum



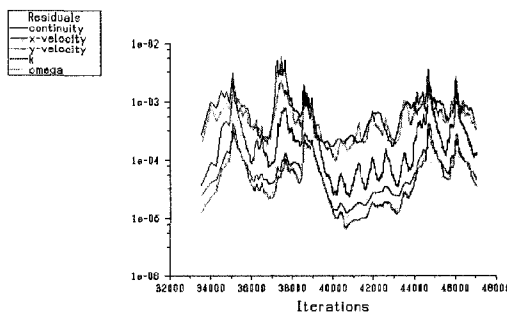
(b) Moyenne quadratique



(c) Portance



(d) Traînée



(e) Résidus

FIG. 4.11 Mass Imbalance  $26^\circ k - \omega SST$



sa valeur demeure faible par rapport au flux de **919 kg/s** qui traverse le domaine, même lorsque le *ratio mass imbalance* atteint sa valeur maximale. On conclut que pour la présente étude, le bilan du flux n'est pas un indicateur fiable de convergence.

#### 4.3.2 Analyse du cas : $k - \omega$ SST à $16^\circ$

La figure 4.13 montre les graphiques du comportement du *ratio mass imbalance*. On a fait évoluer la solution pendant 316 itérations. La fréquence des oscillations est de 60 itérations. Dans ce cas, les valeurs minimales de création coïncident avec les valeurs maximales de destruction, l'inverse est aussi valide.

La figure 4.12 montre les contours du *ratio mass imbalance*. Dans ce cas, l'ampleur des zones est à peu près la même pour les quatre conditions. Néanmoins, la grandeur des valeurs maximales est plus basse que celles du cas à  $26^\circ$ .

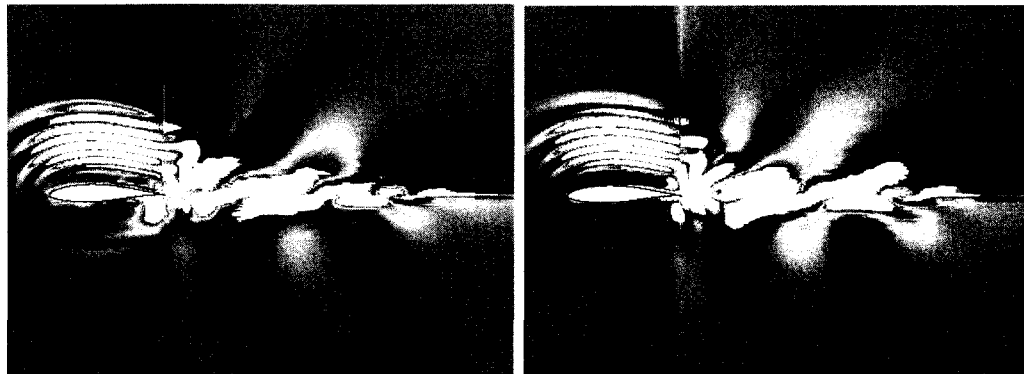
À la table 4.8, on voit aussi que le bilan du flux est un ordre de grandeur plus bas.

TAB. 4.8 *ratio mass imbalance* cas  $k - \omega$  SST à  $16^\circ$

	Moyenne quadratique	Valeur maximale Création	Valeur maximale Destruction	Bilan du flux
Moyenne minimale	<b>38</b> %	1 197 %	-1 046 %	0.00043 kg/s
Moyenne maximale	<b>252</b> %	5 611 %	-442 %	-0.00010 kg/s
Création maximale	126 %	<b>8 490</b> %	-916 %	0.00024 kg/s
Destruction maximale	209 %	2 095 %	<b>-9 292</b> %	-0.00026 kg/s

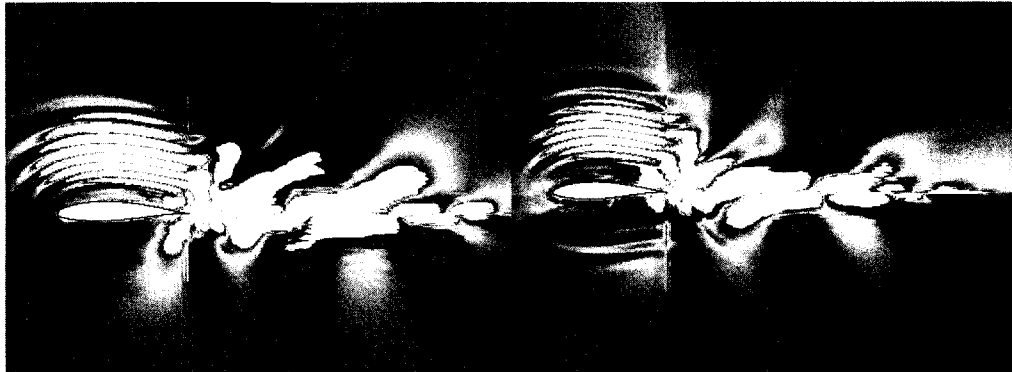
#### 4.3.3 Conclusion

Pour un angle d'attaque de  $26^\circ$ , on trouve une grande quantité d'éléments ayant une création - destruction de masse de plus de 1 %. Également, les valeurs moyennes sont plus élevées par rapport au cas à  $16^\circ$ . Dans les deux cas, le résidu de l'équation



(a) Moyenne maximale 252%

(b) Moyenne minimale 38%



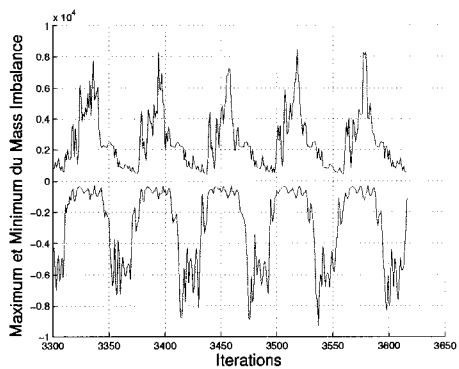
(c) Maximum création 8 490%

(d) Maximum destruction -9 292%

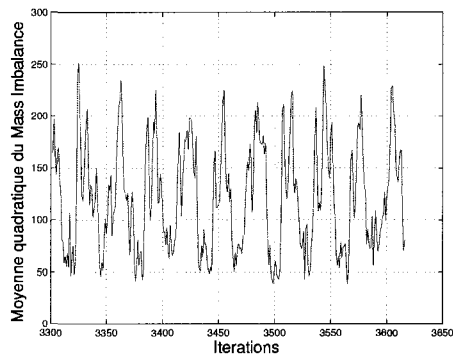
FIG. 4.12 Contours de *Mass Imbalance*  $16^\circ$   $k - \omega$  SST

de continuité n'a pas descendu en dessous du seuil de  $10^{-4}$ . Cependant, celui du profil à  $26^\circ$  a oscillé plus. Pour les deux cas, on remarque une étroite relation entre l'amplitude des oscillations des coefficients et les valeurs du *ratio mass imbalance*.

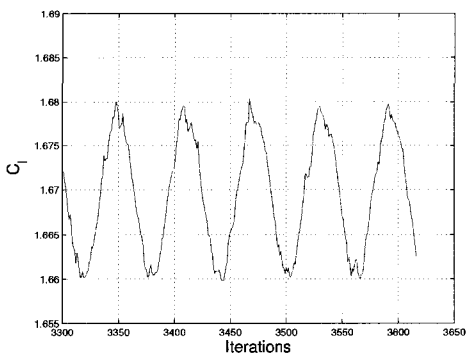
Il est clair que les instabilités de l'écoulement après le décrochage de la couche limite empêchent la convergence des calculs en régime stationnaire. Cependant, les simulations effectuées en régime stationnaire ont produit des résultats acceptables. Une explication de ce comportement est que la valeur du *ratio mass imbalance* reste constante et relativement faible en comparaison aux valeurs extrêmes qui



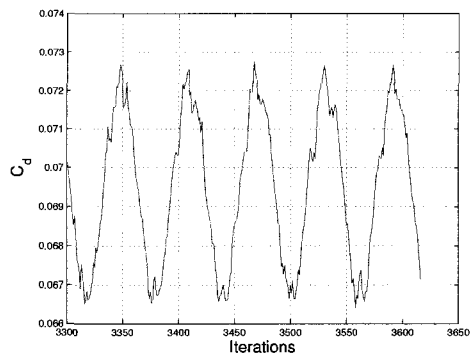
(a) Maximum et minimum



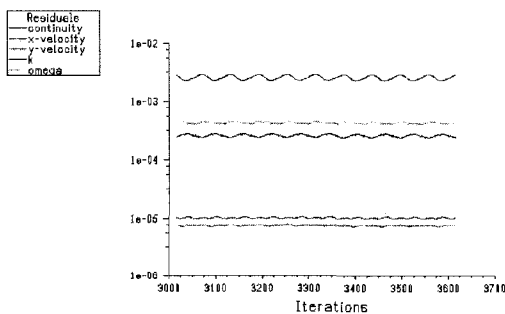
(b) Moyenne quadratique



(c) Portance



(d) Traînée



(e) Résiduels

FIG. 4.13 Mass Imbalance 16°  $k - \omega$  SST

arrivent pendant de courtes périodes. Cela pourrait être la raison pour laquelle les moyennes des coefficients obtenus sont très proches des valeurs expérimentales pour des simulations qui n'ont pas atteint le critère de convergence.

## 4.4 Sous-relaxation

### 4.4.1 Introduction

Suivant la procédure décrite par Patankar (Patankar, 1980), l'équation discrète du transport d'un scalaire peut être représenté par :

$$a_p \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (4.12)$$

- où
- $\phi$  = variable transportée
  - $a$  = coefficients de la variable transportée
  - $b$  = partie constante de l'équation
  - $p$  = indice qui indique l'élément en question
  - $nb$  = indice qui fait référence aux éléments voisin de  $p$

À chaque itération, *Fluent* effectue la mise à jour de la valeur de la variable calculée en additionnant seulement une fraction du changement. La variation de la variable est défini comme la différence entre la valeur calculée et celle de l'itération précédente. Des facteurs de sous-relaxation déterminent la quantité à ajouter pour actualiser la valeur de la variable.

$$\phi_{n+1} = \phi_n + \alpha_R(\phi_{n+1} - \phi_n) \quad (4.13)$$

où  $\alpha_R$  représente le facteur de sous-relaxation. Les indices  $n$  et  $n+1$  indiquent les valeurs de la variable  $\phi$  à l'itération précédente et présente.

En général, la réduction des facteurs de sous-relaxation freine la convergence de la solution tandis que leur augmentation l'accélère. Dans certains cas, réduire la valeur des facteurs permet de garantir la convergence de la simulation.

En plus des quantités par défaut du facteur de sous-relaxation, on a testé deux autres valeurs, montrées à la table 4.9.

TAB. 4.9 Facteurs de sous-relaxation

	Cas 1	Cas 2	Cas 3
Pression	0.3	0.2	0.05
Momentum	0.7	0.5	0.2
Énergie cinétique turbulente $k$	0.8	0.5	0.2
Ratio de dissipation d'énergie turbulente $\omega$	0.8	0.5	0.2

On a fait les tests utilisant le modèle  $k - \omega$  SST à deux angles différents. Premièrement, on a fait des test avec les valeurs par défaut des coefficients de sous-relaxation : à  $14^\circ$  les résidus et les coefficients  $C_l$  et  $C_d$  ont oscillé faiblement, à  $26^\circ$  ils ont oscillé avec grande amplitude. Ces deux cas extrêmes nous permettront d'apprécier mieux les effets de la sous-relaxation dans les simulations.

#### 4.4.2 Simulation à $14^\circ$ $k - \omega$ SST

La figure 4.14 montre les courbes des coefficients  $C_l$  et  $C_d$ . La figure 4.15 montre l'évolution des résidus.

On remarque que la courbe des résidus s'est étirée, c'est-à-dire, au fur et à mesure que l'on réduit les facteurs de sous-relaxation, les valeurs minimales ont lieu quelques itérations plus tard. Il faut remarquer que le résidu de la continuité est descendu plus bas avec les valeurs par défaut. Par contre, les résidus des autres variables sont descendus au même niveau dans les trois cas.

Les coefficients  $C_l$  et  $C_d$  se sont comportés de manière différente dans les trois cas. Leurs courbes sont plus lisses, l'amplitude des oscillations s'est réduite et la période a augmenté. La table 4.10 montre les valeurs moyennes des coefficients.

TAB. 4.10 Coefficients de portance et de traînée  $14^\circ$   $k - \omega$  SST

<i>Cas</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur</i> <sup>1</sup> <i>en %</i>	<i>Traînée</i>	<i>Erreur</i> <sup>1</sup> <i>en %</i>	<i>Oscillations</i> <i>en %</i>
1	1.570820	18.75	0.043200	-29.87	2.0
2	1.548590	17.07	0.041975	-31.86	2.5
3	1.542692	16.62	0.041874	-32.02	1.0

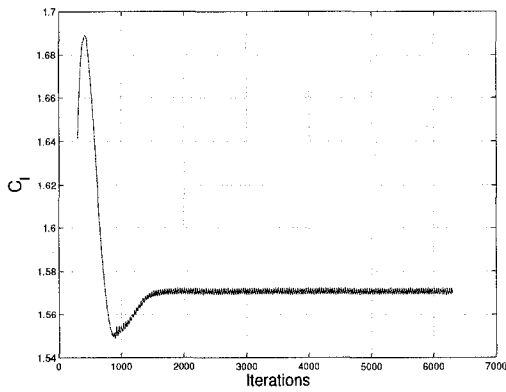
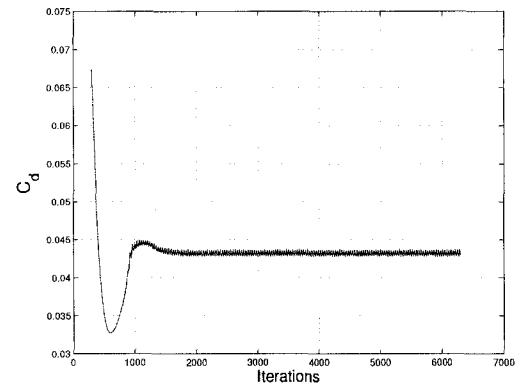
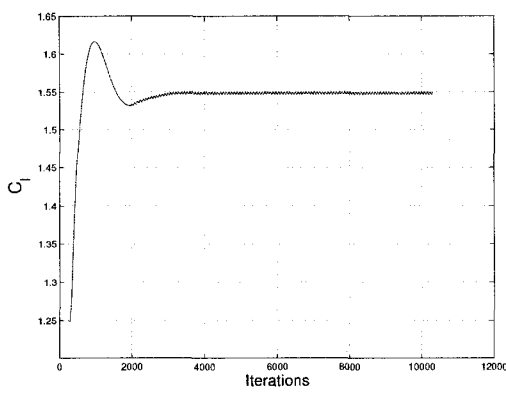
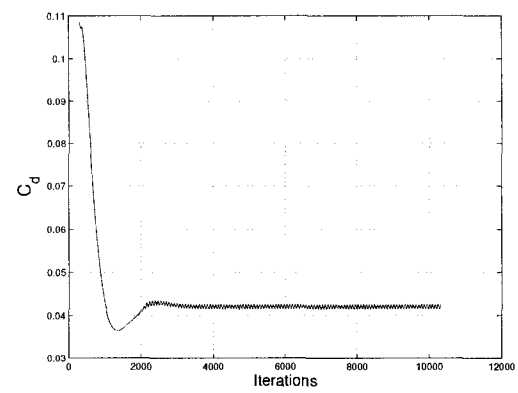
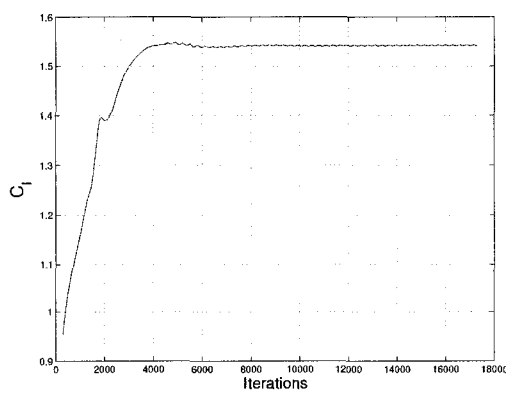
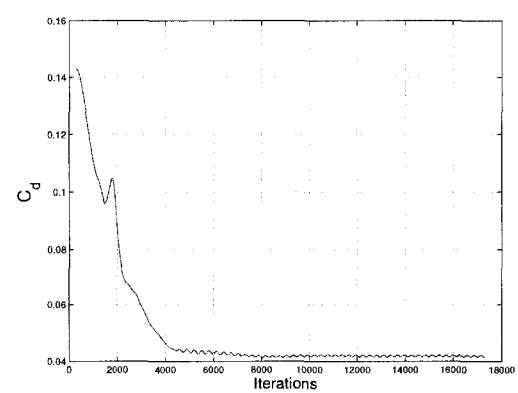
<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

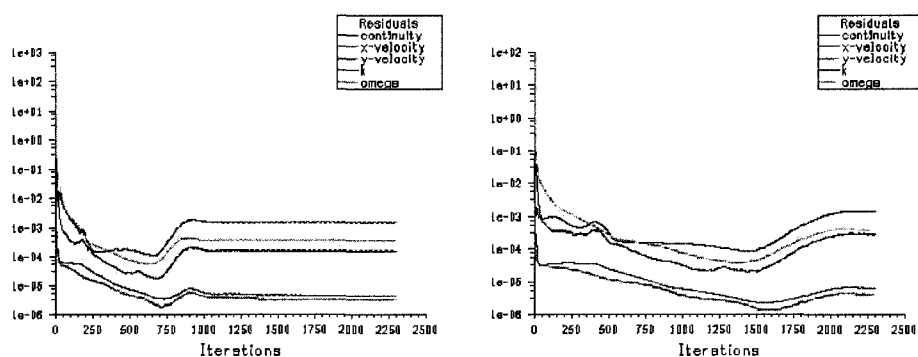
On remarque que l'erreur n'a pas été réduite substantiellement et que seule l'amplitude des oscillations a diminué. Bien que l'on n'a pas mesuré la période des oscillations, on remarque clairement à la figure 4.14 qu'elle a augmenté pour le cas numéro 3.

#### 4.4.3 Simulation à $26^\circ$ $k - \omega$ SST

La figure 4.16 montre les courbes des coefficients  $C_l$  et  $C_d$ . La figure 4.17 montre l'évolution des résidus.

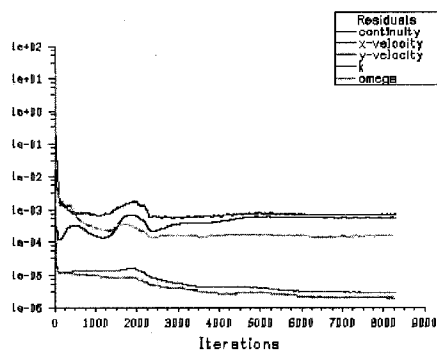
Le comportement des simulations est très similaire au cas précédent. La simulation a été ralentie avec la réduction des facteurs de sous-relaxation. Encore une fois

(a)  $C_l$  Cas 1(b)  $C_d$  Cas 1(c)  $C_l$  Cas 2(d)  $C_d$  Cas 2(e)  $C_l$  Cas 3(f)  $C_d$  Cas 3FIG. 4.14 Coefficients  $C_l$  et  $C_d$  à  $14^\circ$   $k - \omega$  SST



(a) Cas 1 à 2 300 itérations

(b) Cas 2 à 3 300 itérations



(c) Cas 3 à 8 300 itérations

FIG. 4.15 Résidus à  $14^\circ$ 

le résidu de la continuité est moins descendu pour des petites valeurs de sous-relaxation.

La table 4.11 montre les valeurs moyennes des coefficients. Pour le cas 2, on remarque une réduction importante de l'erreur, mais l'amplitude des oscillations reste élevée. À cet angle, les oscillations des coefficients s'avèrent irrégulières et ce n'est pas évident de faire le choix du point de départ pour calculer la moyenne, ceci contrairement au cas à  $14^\circ$  où les oscillations des coefficients se stabilisent après un certain nombre d'itérations. Cela pourrait expliquer la réduction de l'erreur puisque



TAB. 4.11 Coefficients de portance et de traînée 26°  $k - \omega$  SST

<i>Cas</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur</i> <sup>1</sup> <i>en %</i>	<i>Traînée</i>	<i>Erreur</i> <sup>1</sup> <i>en %</i>	<i>Oscillations</i> <i>en %</i>
1	0.912393	17.80	0.431389	13.40	170.0
2	0.825539	6.59	0.397685	4.54	180.0
3	0.880467	13.68	0.427323	12.34	160.0

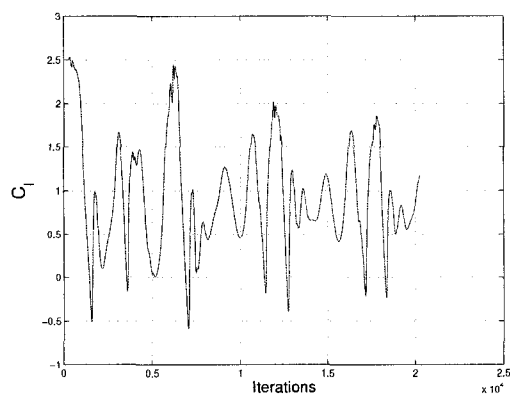
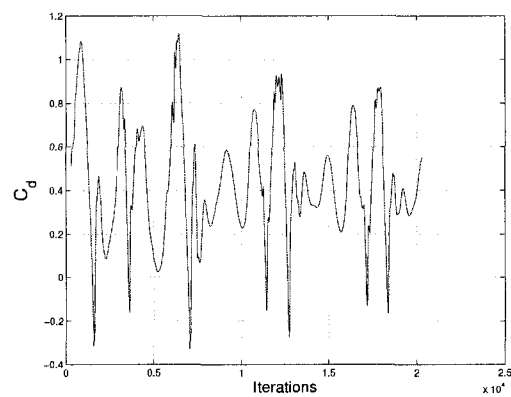
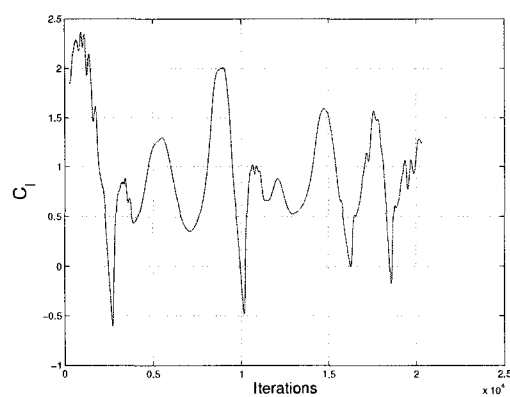
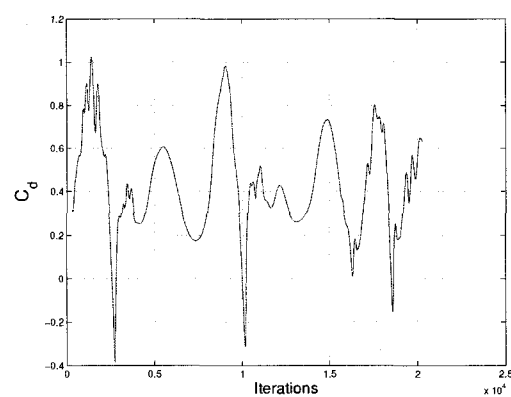
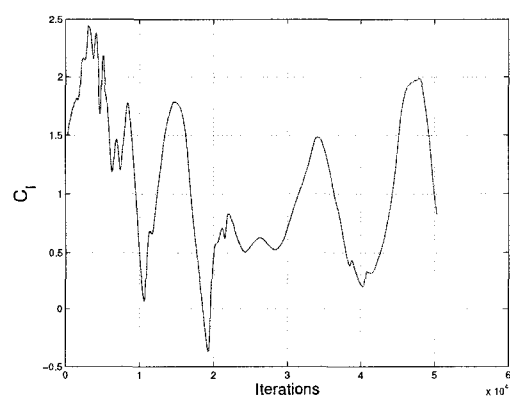
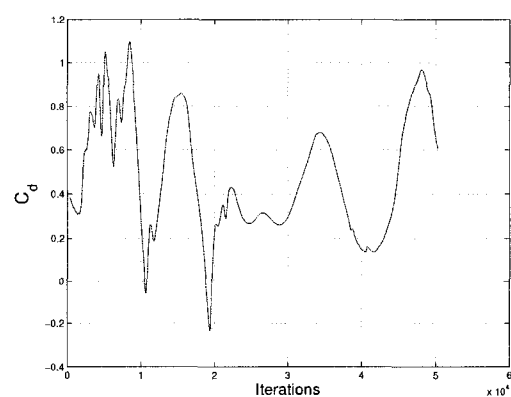
<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

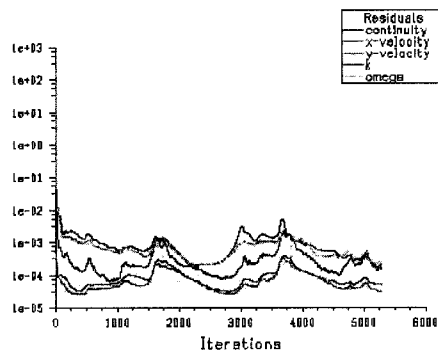
le troisième cas a été arrêté après 50 000 itérations tandis que le deuxième a été arrêté à 20 000 itérations, ce qui possiblement, n'a pas été suffisant.

#### 4.4.4 Conclusion

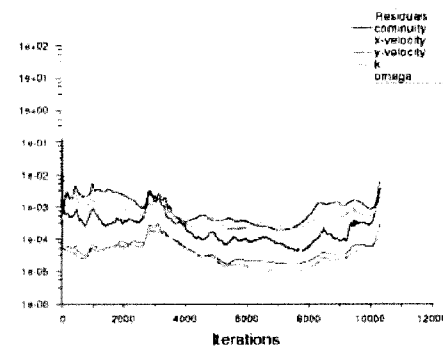
La réduction des facteurs de sous-relaxation a peu d'effet sur les simulations réalisées. Les coefficients de portance et de traînée restent à peu près les mêmes. Par contre, le temps de calcul a fortement augmenté. L'amélioration de l'erreur pour le cas 2 à 26° est due à l'assouplissement des courbes des coefficients et non à une amélioration de la convergence des résidus.

Dans notre problème traitant d'un écoulement incompressible, la réduction des facteurs de sous-relaxation n'a pas une influence importante sur la convergence des simulations. Alors, on a décidé de garder les valeurs par défaut pour le reste de simulations.

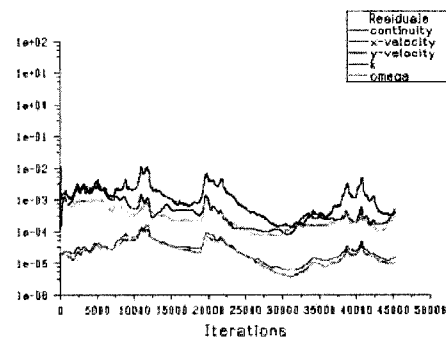
(a)  $C_l$  Cas 1(b)  $C_d$  Cas 1(c)  $C_l$  Cas 2(d)  $C_d$  Cas 2(e)  $C_l$  Cas 3(f)  $C_d$  Cas 3FIG. 4.16 Coefficients  $C_l$  et  $C_d$  à  $26^\circ$   $k - \omega$  SST



(a) Cas 1 à 5 300 itérations



(b) Cas 2 à 10 300 itérations



(c) Cas 3 à 40 300 itérations

FIG. 4.17 Résidus à  $26^\circ$

## CHAPITRE 5

### SIMULATIONS EN RÉGIME TRANSITOIRE

#### 5.1 Modèles de turbulence en régime transitoire

##### 5.1.1 Introduction

Les simulations en régime transitoire ont été réalisées en utilisant une discrétisation de premier ordre pour la variation de la variable transportée dans le temps.

Alors l'équation :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F(\phi) \quad (5.1)$$

est discretisé sous la forme :

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi) \quad (5.2)$$

où  $F(\phi)$  représente la discrétisation spatiale de la variable  $\phi$ ,  $\Delta t$  un incrément de temps,  $^n$  indique la valeur de la variable au temps  $t$  et  $^{n+1}$  indique la valeur de la variable au temps  $t + \Delta t$ .

La sélection du pas de temps a été basée sur un temps caractéristique propre de l'écoulement. Il est défini comme le temps nécessaire à une particule pour parcourir une distance égale à la corde du profil.

$$t_c = \frac{c}{U_R} \quad (5.3)$$

où  $c$  représente la corde du profil et  $U_R$  représente la vitesse relative de l'écoulement.

Pour notre problème à un nombre de Reynolds de  $1.6 \times 10^6$ , le temps caractéristique est de 0.015 seconde. Cependant, le temps de calcul est trop long pour que le code puisse capturer correctement la physique de l'écoulement. Alors, on a décidé de tester deux pas du temps  $t_p$  : un de 0.002 seconde ( 13% du  $t_c$ ) et le deuxième qui est de 0.0005 seconde (3.3% du  $t_c$ ). Les tests seront faits seulement pour les simulations dont les coefficients  $C_l$  et  $C_d$  ont oscillé et aussi pour celles qui n'ont pas convergé.

On a pris les simulations en régime stationnaire comme point de départ pour faire les simulations avec le premier pas du temps. Par la suite, on a utilisé ces dernières pour relancer les simulations avec le deuxième pas du temps.

Suivant les recommandations faites dans le manuel de *Fluent* pour les simulations en régime transitoire, on a utilisé le modèle de couplage vitesse - pression *PISO* au lieu du modèle *SIMPLE* utilisé pour les cas en régime stationnaire.

On confrontera les résultats obtenus avec les deux régimes, stationnaire et transitoire, avec les valeurs expérimentales de *RISO*.

### 5.1.2 Modèle *Spalart – Allmaras*

Pour le modèle *Spalart – Allmaras*, figure 5.1, les valeurs obtenues avec les deux pas de temps et en régime stationnaire sont presque les mêmes sauf à un angle de  $26^\circ$  où la valeur des coefficients a augmenté considérablement. Cependant, les

TAB. 5.1 Modèle *Spalart – Allmaras* Transitoire ( $t_p = 0.002s$ )

<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Trainée</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Oscillations de coefficients en %</i>
20°	1.260600	17.27	0.196200	-14.40	–
24°	1.058400	24.63	0.339720	-7.00	–
26°	1.083200	39.86	0.461900	21.42	10.0
28°	0.991550	40.83	0.483550	22.89	–

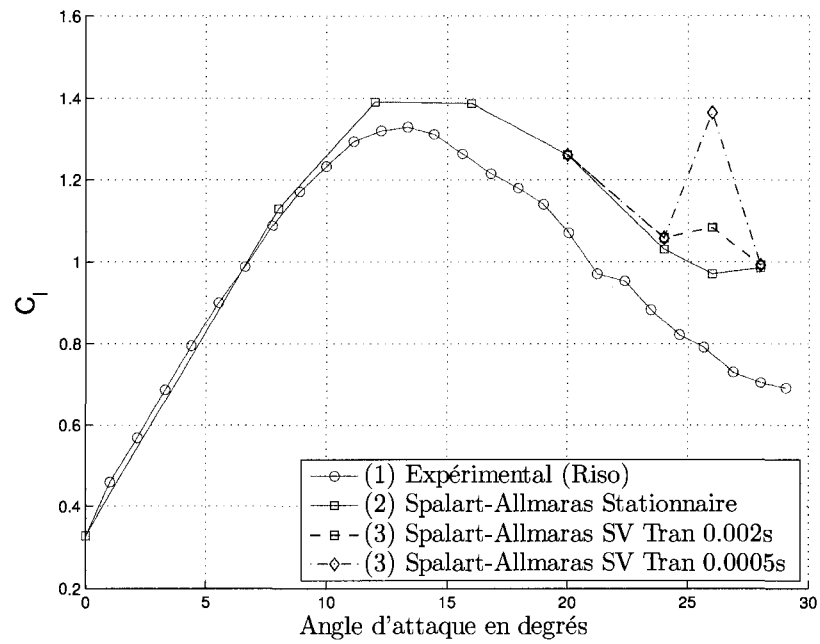
<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

TAB. 5.2 Modèle *Spalart – Allmaras* Transitoire ( $t_p = 0.0005s$ )

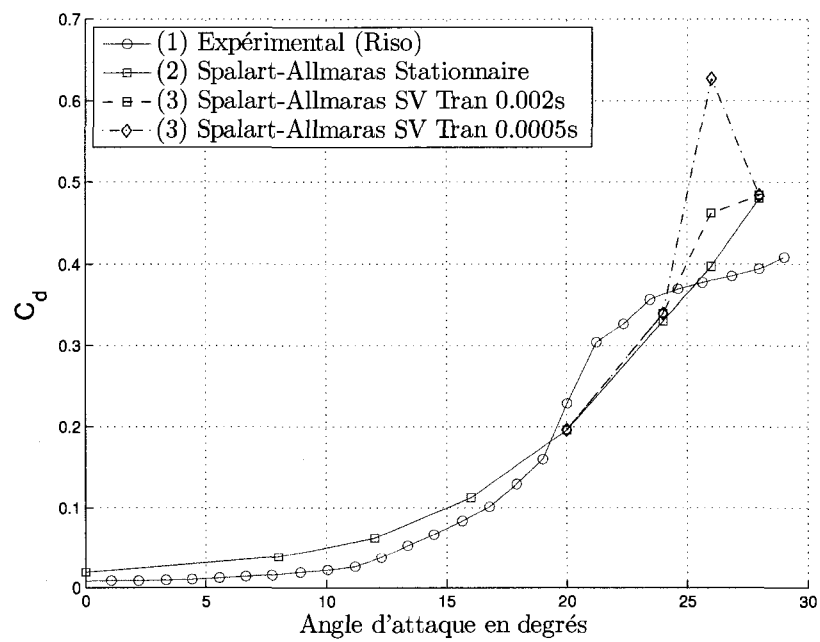
<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Trainée</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Oscillations de coefficients en %</i>
20°	1.260652	17.27	0.196247	-14.38	–
24°	1.058349	24.63	0.339703	-7.01	–
26°	1.364432	76.17	0.626966	64.82	30.0
28°	0.991553	40.83	0.483554	22.89	–

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

instabilités ont été capturées. Le modèle n'a pas prédit des instabilités pour le reste des simulations. On remarque à partir des résultats des tables 5.1 et 5.2 une étroite relation entre la magnitude des oscillations et l'incrément des valeurs des coefficients.



(a) Portance



(b) Trainée

FIG. 5.1 Modèle *Spalart - Allmaras*

### 5.1.3 Modèle $k - \epsilon$ RNG

TAB. 5.3 Modèle  $k - \epsilon$  RNG Transitoire ( $t_p = 0.002s$ )

<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Traînée</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Oscillations de coefficients en %</i>
20°	1.518875	41.29	0.128212	-44.06	–
24°	1.192417	40.42	0.228344	-37.49	–
26°	1.009677	30.37	0.302185	-20.56	–
28°	1.232140	75.00	0.566769	44.04	22.0

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

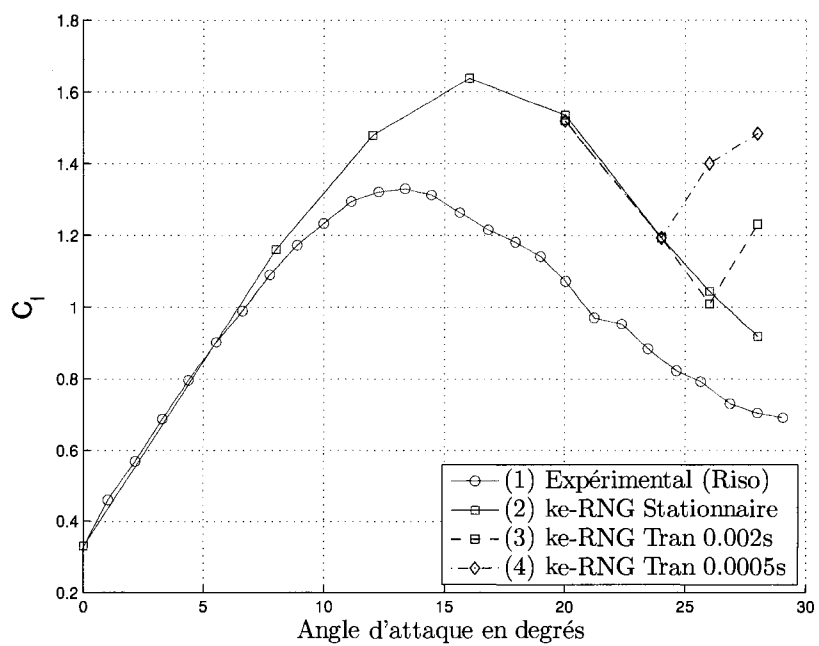
TAB. 5.4 Modèle  $k - \epsilon$  RNG Transitoire ( $t_p = 0.0005s$ )

<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Traînée</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Oscillations de coefficients en %</i>
20°	1.518786	41.28	0.128223	-44.06	–
24°	1.192374	40.41	0.228349	-37.49	–
26°	1.400149	80.78	0.532714	40.04	10.0
28°	1.484157	110.79	0.740295	88.15	30

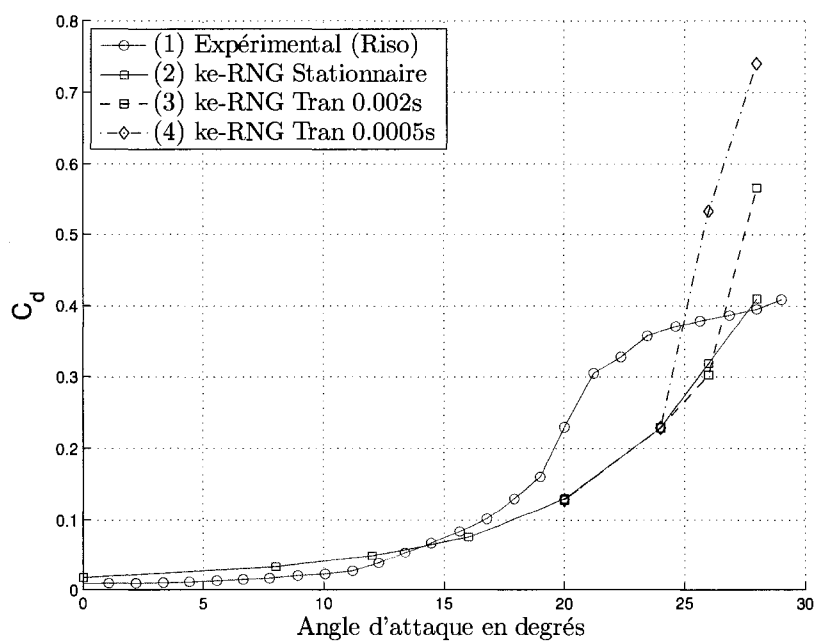
<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

Le comportement du modèle  $k - \epsilon$  RNG est un peu différent de celui du modèle *Spalart – Allmaras*. Tel qu'illustré à la figure 5.2, les simulations avec un pas de temps de 0.002 s ont donné des valeurs similaires à celles obtenues en régime stationnaire sauf à un angle d'attaque de 28° où le modèle a prédit des oscillations. Pour un pas de temps de 0.0005 s les oscillations ont été prédites plus tôt à un angle de 26°. On remarque aussi la relation entre l'incrément des oscillations et la sur prédiction des valeurs de coefficients.





(a) Portance



(b) Trainée

FIG. 5.2 Modèle  $k - \epsilon$  RNG

#### 5.1.4 Modèle $k - \omega$ SST

Pour cette analyse, on a ajouté à la courbe en régime stationnaire plus de points aux alentours du point maximal de la courbe de portance, figure 5.3. Cela nous a permis de connaître avec plus de précision le point de portance maximale qui se trouve à  $18^\circ$ . Néanmoins, la variation brusque avant et après ce point s'est maintenue. Le pic à ce point ne se reflète pas sur la courbe de traînée. Les simulations en régime transitoire ont amélioré considérablement la courbe de portance entre  $16^\circ$  et  $20^\circ$ . Par contre, l'erreur sur la traînée a augmentée ou bien elle a changée de positive à négative.

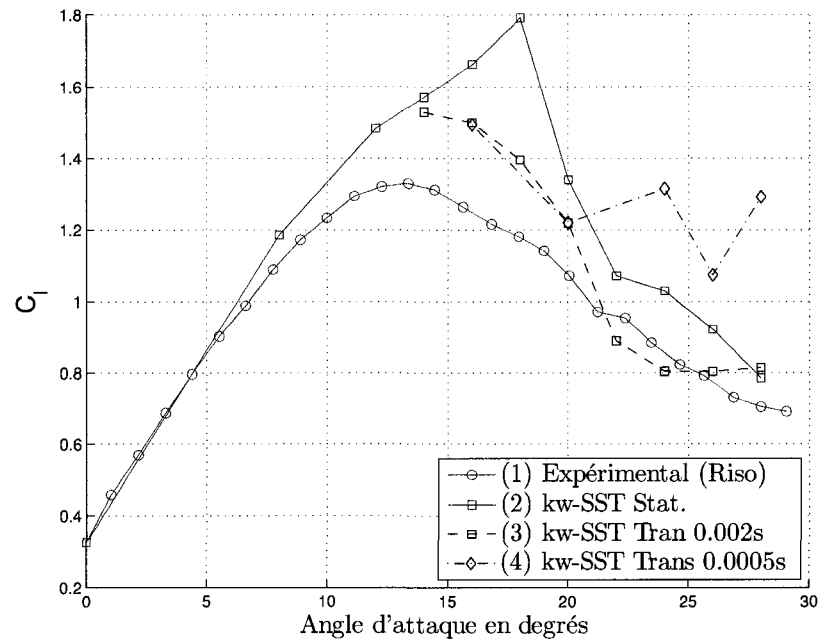
Les simulations en régime transitoire ont donné presque les mêmes résultats jusqu'à un angle de  $20^\circ$  où les simulations avec un pas de temps de  $0.0005$  s ont prédit des coefficients plus élevés ainsi que des oscillations de ceux-ci.

Il faut remarquer que le modèle n'a pas prédit des oscillations des coefficients avec un pas de  $0.002$  s pour aucun des angles testés.

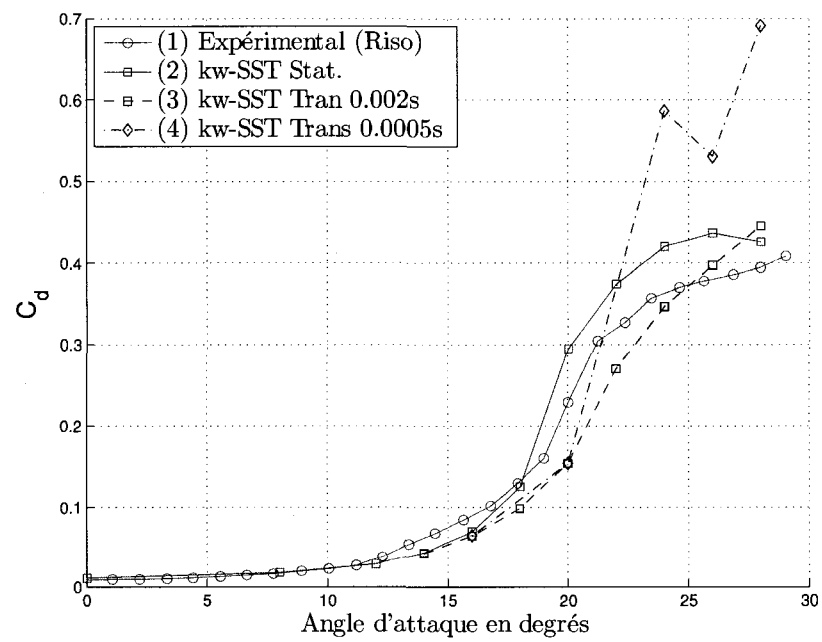
TAB. 5.5 Modèle  $k - \omega$  SST Transitoire ( $t_p = 0.002s$ )

Angle d'attaque	Portance	Erreur <sup>1</sup> en %	Traînée	Erreur <sup>1</sup> en %	Oscillations de coefficients en %
$14^\circ$	1.528500	15.55	0.042191	-31.51	—
$16^\circ$	1.499300	20.22	0.064337	-27.71	—
$18^\circ$	1.395800	18.39	0.098831	-24.84	—
$20^\circ$	1.219900	13.48	0.154000	-32.81	—
$22^\circ$	0.889200	-7.31	0.270700	-15.70	—
$24^\circ$	0.804150	-5.30	0.346990	-5.01	—
$26^\circ$	0.803317	3.72	0.397340	4.45	—
$28^\circ$	0.814080	15.62	0.445140	13.13	—

<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1



(a) Portance



(b) Traînée

FIG. 5.3 Modèle  $k-\omega$  SST

TAB. 5.6 Modèle  $k - \omega$  SST Transitoire ( $t_p = 0.0005s$ )

<i>Angle d'attaque</i>	<i>Portance</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Trainée</i>	<i>Erreur<sup>1</sup> en %</i>	<i>Oscillations de coefficients en %</i>
16°	1.493547	19.76	0.064819	-27.17	–
20°	1.219914	13.48	0.154004	-32.81	–
24°	1.315304	54.89	0.586425	60.53	12.0
26°	1.073677	38.63	0.530286	39.40	23.0
28°	1.264292	79.56	0.673874	71.26	13.0

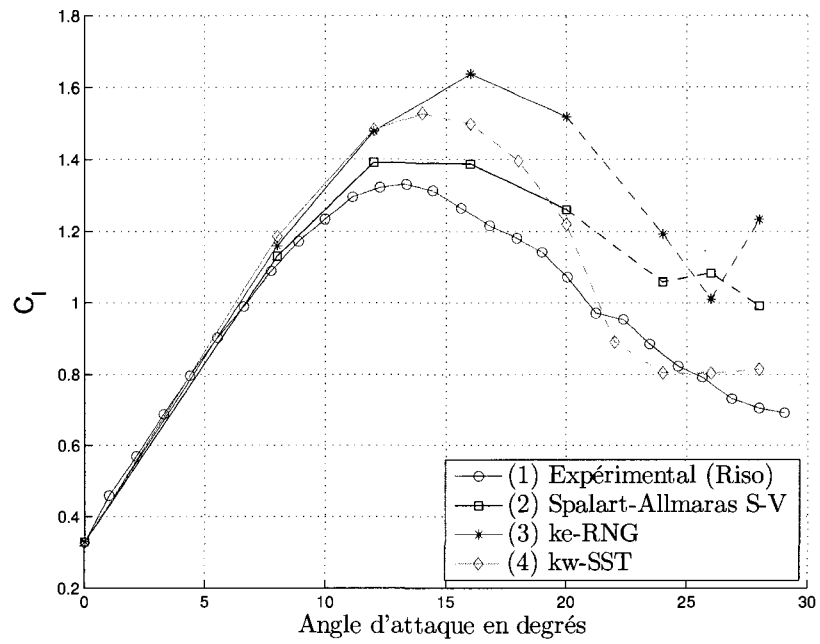
<sup>1</sup> Par rapport aux valeurs expérimentales du RISO table 3.1

### 5.1.5 Comparaison des trois modèles

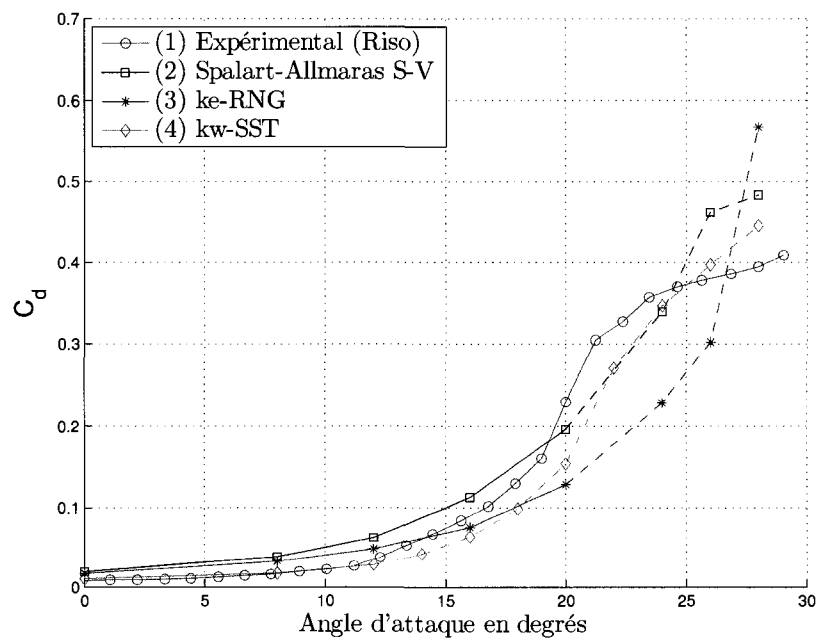
Pour faire la comparaison entre les différents modèles, on a collé les points obtenus en régime stationnaire, ligne solide, aux points en régime transitoire, ligne pointillée.

La figure 5.4 montre la comparaison des trois modèles à un pas de temps de 0.002 s, on remarque que la courbe de portance du modèle  $k - \omega$  SST est la plus proche des résultats expérimentaux. De plus, sa courbe de trainée suit bien l'expérimentale. Les modèles *Spalart - Allmaras* et  $k - \omega$  SST ont donné presque les mêmes résultats que ceux en régime stationnaire, sauf aux points où ils ont prédit des oscillations des coefficients.

La figure 5.5 montre les résultats obtenus avec un pas de temps de 0.0005 s. Les trois modèles ont sur prédit les valeurs des coefficients lorsque ceux-ci ont oscillé. Contrairement aux résultats précédents, le modèle  $k - \omega$  SST a prédit des oscillations dans toutes les simulations à plus de 20°.

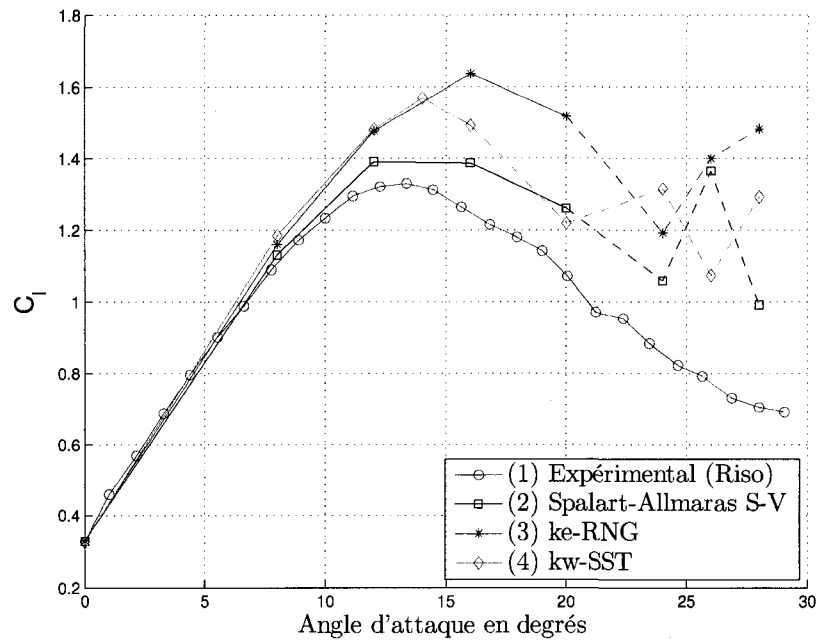


(a) Portance

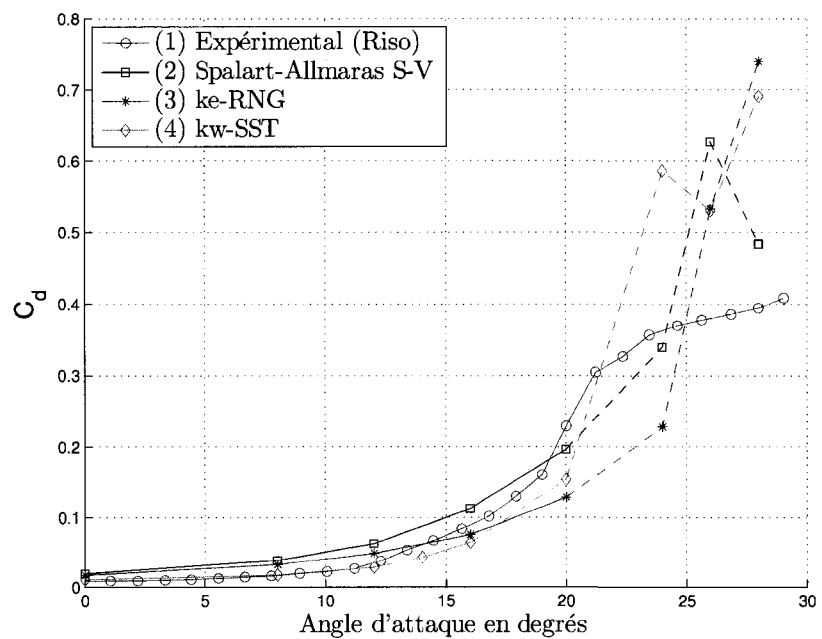


(b) Trainée

FIG. 5.4 Comparaison des trois modèles à  $t_p = 0.002 s$

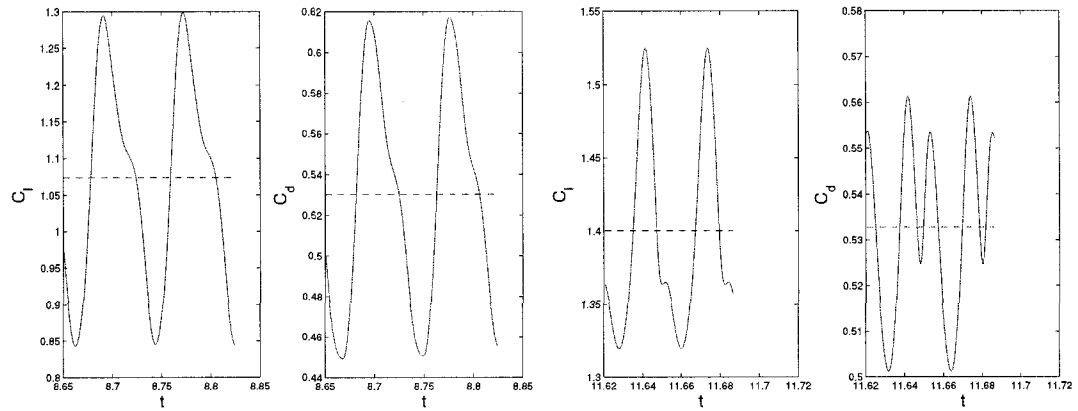
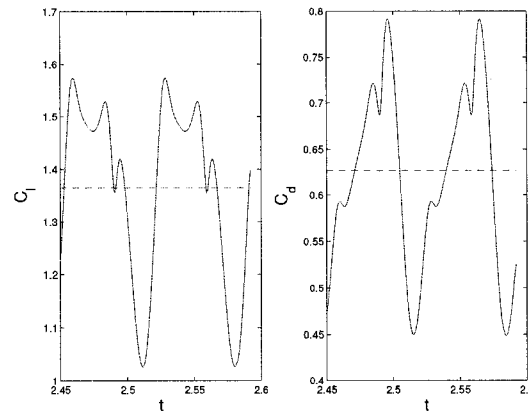


(a) Portance



(b) Trainée

FIG. 5.5 Comparaison des trois modèles à  $t_p = 0.0005 s$

(a) Modèle  $k - \omega$  SST(b) Modèle  $k - \epsilon$  RNG(c) Modèle *Spalart - Allmaras*FIG. 5.6 Comparaison des coefficients à  $26^\circ$  ( $t_p = 0.0005$  s)

La figure 5.6 montre les courbes des coefficients  $C_l$  et  $C_d$  à  $26^\circ$  pendant les 2 derniers cycles, le pas du temps est de  $0.0005$  s. Afin d'avoir un point de comparaison, on s'est servi du nombre de Strouhal  $S_t$  qui est défini comme :

$$S_t = \frac{f c \sin \alpha}{U_R} \quad (5.4)$$

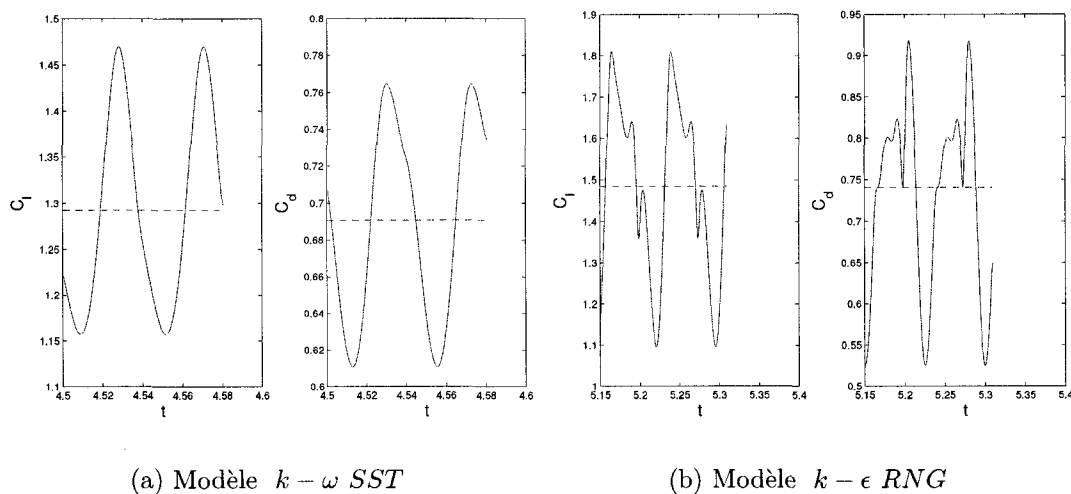


FIG. 5.7 Comparaison des coefficients à  $28^\circ$  ( $t_p = 0.0005$  s)

où  $f$  représente la fréquence des oscillations et  $(c \sin \alpha)$  est la projection du profil en direction perpendiculaire à l'écoulement.

Le nombre adimensionnel de Strouhal est utilisé dans l'analyse de problèmes de dynamique de fluides en régime transitoires impliquant des oscillations. Il relie les forces d'inertie dues aux instabilités et la force d'inertie due à la vitesse.

Des valeurs du nombre de Strouhal entre 0.20 et 0.35 pour des profils *NACA0015*, *NACA0025* et *NACA0035* à un Reynolds de  $5 \times 10^5$  et  $1.3 \times 10^6$  sont répertoriées par (Sarraf et al., 2000). Il faut remarquer que ces profils sont symétriques contrairement à celui que l'on utilise. Il est probable que le nombre de Strouhal du *NACA 63 - 415* à  $Re = 1.6 \times 10^6$  diffère de cette valeur. Mais on s'en sert juste pour encadrer nos résultats.

On tire de la figure 5.6 la table suivante :



<i>Modèle</i>	<i>fréquence</i>	$S_t$
$k - \omega$ <i>SST</i>	11.76 1/s	0.077
$k - \epsilon$ <i>RNG</i>	29.41 1/s	0.193
<i>Spalart - Allmaras</i>	14.72 1/s	0.096

La fréquence du modèle  $k - \epsilon$  *RNG* est le double des deux autres modèles. On remarque des figures 5.6 et 5.7 que la courbe du modèle  $k - \omega$  *SST* est plus lisse que les autres. Les modèles *Spalart - Allmaras* et  $k - \epsilon$  *RNG* reflètent plus fortement sur les courbes l'instant où les tourbillons sont lâchés. Ceci est surtout évident pour le modèle *Spalart - Allmaras*.

À la figure 5.7, on montre les courbes des coefficients pour un angle de  $28^\circ$  et un pas de temps de 0.0005 s. La courbe du *Spalart - Allmaras* n'est pas montrée puisqu'il a prédit des valeurs constantes pour les coefficients.

On tire de la figure 5.7 la table suivante :

<i>Modèle</i>	<i>fréquence</i>	$S_t$
$k - \omega$ <i>SST</i>	22.72 1/s	0.159
$k - \epsilon$ <i>RNG</i>	13.33 1/s	0.093

À  $28^\circ$  les choses se sont inversées. Les valeurs plus hautes correspondent au  $k - \omega$  *SST*. Cependant, la courbe des coefficients garde sa souplesse en comparaison au modèle  $k - \epsilon$  *RNG*.

Pour les deux angles analysés, le nombre de Strouhal a été considérablement au-dessus des valeurs de la référence. Cependant, on ne dispose pas des données expérimentales pour valider les résultats obtenus.

### 5.1.6 Conclusion

Après avoir analysé les quatre modèles en régime transitoire, on détermine que c'est le modèle  $k - \omega SST$  qui a une meilleure performance pour résoudre l'écoulement autour du profil  $NACA 63 - 415$ . Les valeurs des coefficients calculés en régime stationnaire et en régime transitoire à un temps de 0.0005 nous donnent deux paramètres pour déterminer la marge d'erreur des simulations. Le coefficient de la portance a été sur prédit dans toutes les simulations et on s'attend à ce que cette tendance se maintienne pour les simulations des profils givrés. Déterminer la magnitude de l'erreur sera plus difficile pour le coefficient de traînée parce que les valeurs calculées ont varié de signe en divers point de la courbe.

L'erreur sera déterminée à partir de la valeur maximale trouvée dans les courbes de traînée et de portance. Pour la portance l'erreur sera toujours positive et pour la traînée sera positive et négative.

## CHAPITRE 6

### CALCUL DES COEFFICIENTS DE TRAÎNÉE ET DE PORTANCE DES PROFILS GIVRÉS

#### 6.1 Introduction

Les conditions climatiques de deux brouillards givrants, relevées dans le parc éolien de Murdochville en Gaspésie, ont été reproduites dans la soufflerie réfrigérée du *LIMA* afin de déterminer les formes des dépôts de glace accumulés sur la pale et les coefficients  $C_l$  et  $C_d$ . Pour chaque condition ont été simulés les paramètres d'opération, la vitesse relative et l'angle d'attaque de trois différentes positions sur la pale. La figure 6.1 montre la distance au moyeu des sections, les profils  $P1$ ,  $P2$  et  $P3$  correspondent à la première condition et les  $P4$ ,  $P5$  et  $P6$  à la deuxième.

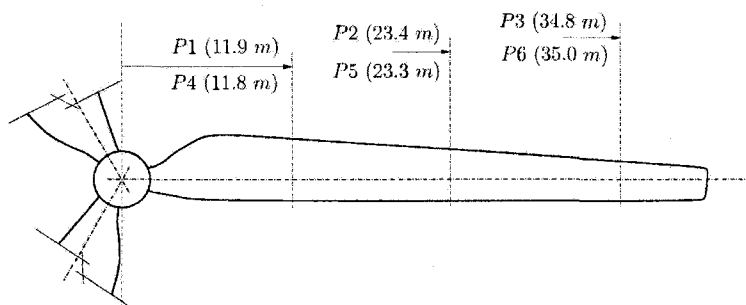


FIG. 6.1 Positions des sections sur la pale

La vitesse relative est calculée à partir de la vitesse du vent et de la vitesse tangentielle de la pale. L'angle d'attaque des simulations correspond à celui formé entre la ligne de la corde et la direction de la vitesse relative. Cependant, la pale utilisée pour les simulations est construite avec un angle de gauchissement. Donc, la valeur de l'angle de pas est différente à chaque section dû au gauchissement de la pale,

(voir figure 6.2). La position du profil par rapport à la direction de rotation de la pale fait diminuer l'importance des coefficients  $C_l$  et  $C_d$  calculés, puisqu'ils sont référencés à la direction relative de l'écoulement. Alors, on fera une transformation de coordonnées pour les calculer sur les directions tangentielle et axiale par rapport à la rotation de la pale, figure 6.3. Le coefficient tangentiel  $C_\theta$  donne la magnitude de la force qui fait tourner la pale et le coefficient axial  $C_z$  donne la magnitude de la force qui la fléchit.

Les simulations numériques ont été faites en considérant l'air à une température de  $15^\circ C$  avec une densité de  $\rho = 1.225 \text{ kg/m}^3$ . Par contre, les simulations en soufflerie ont été faites avec les températures propres à chaque événement. Donc, il y aura une petite différence entre le nombre de Reynolds numérique et expérimental. On considère qu'elle n'aura pas d'influence sur la confrontation de données.

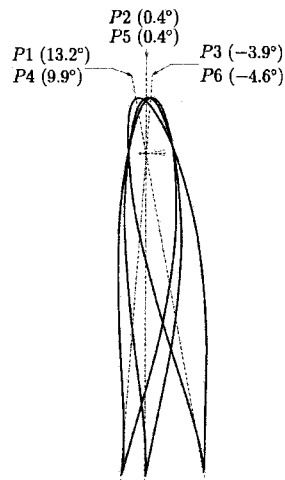


FIG. 6.2 Angle de pas des sections

## 6.2 Brouillard givrant 1

Les conditions climatiques de cet événement sont : une teneur en eau de  $0.218 \text{ gr/m}^3$ , une température de  $-1.4^\circ C$  et une vitesse du vent de  $8.8 \text{ m/s}$ .

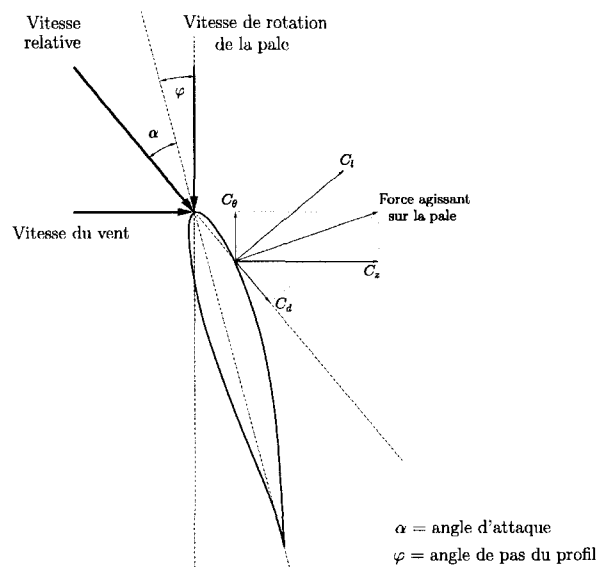


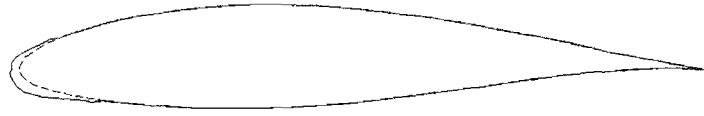
FIG. 6.3 Position de la pale par rapport à l'écoulement

La densité de l'air à cette température est de  $\rho = 1.292 \text{ kg/m}^3$ , 5.4 % plus élevé à celle des simulations numériques. La glace accumulée est caractéristique des conditions humides, translucide et de haute densité (  $917 \text{ kg/m}^3$  ).

La vitesse relative et l'angle d'attaque des trois sections testées sont montrés à la table 6.1. La vitesse de rotation de l'éolienne est de 15 tours par minute.

TAB. 6.1 Paramètres d'essai pour le brouillard givrant 1

Profil	Rayon	$V_{rel}$	$\alpha$	$\varphi$	$C_l$	$C_d$
P1	11.9 m	19.9 m/s	13°	13.24°	0.697	0.0679
P2	23.4 m	38.0 m/s	13°	0.39°	0.658	0.0903
P3	34.8 m	56.0 m/s	13°	-3.95°	0.553	0.1952

FIG. 6.4 Profil givré *P1*

### 6.2.1 Profil givré *P1*

La figure 6.4 montre le contour de la glace accumulée sur le profil. La forme est lisse et épouse bien le profil. À cette section, la vitesse relative est la plus faible des trois. Le nombre de Reynolds expérimental est de  $Re = 2.97 \times 10^5$ .

La figure 6.5 et la table 6.2 montrent les courbes et les valeurs des coefficients  $C_l$  et  $C_d$  calculées numériquement en régime stationnaire et transitoire. Les courbes ont un comportement similaire à celui des courbes du profil propre. On voit une surprédiction des coefficients par rapport à la valeur expérimentale dont on dispose. Apparemment, la faible accumulation de glace et sa forme lisse n'ont pas d'impact important sur l'aérodynamique du profil. De l'analyse du profil propre, on a appris qu'en régime stationnaire, le code a une tendance à surprédire la valeur des coefficients à des angles près du décrochage de la couche limite. Par contre en régime transitoire la surprédiction est après le décrochage.

Pour former les courbes que l'on utilisera pour l'analyse à la fin de la section, on prend comme base les courbes en régime stationnaire et on remplace les valeurs aux angles de  $12^\circ$  et  $16^\circ$  calculées en régime transitoire.

On remarque qu'à des angles d'attaque de  $20^\circ$  et plus, l'oscillation des coefficients est faible et même la plupart des simulations ont convergé contrairement au profil propre à  $Re = 1.6 \times 10^6$ .

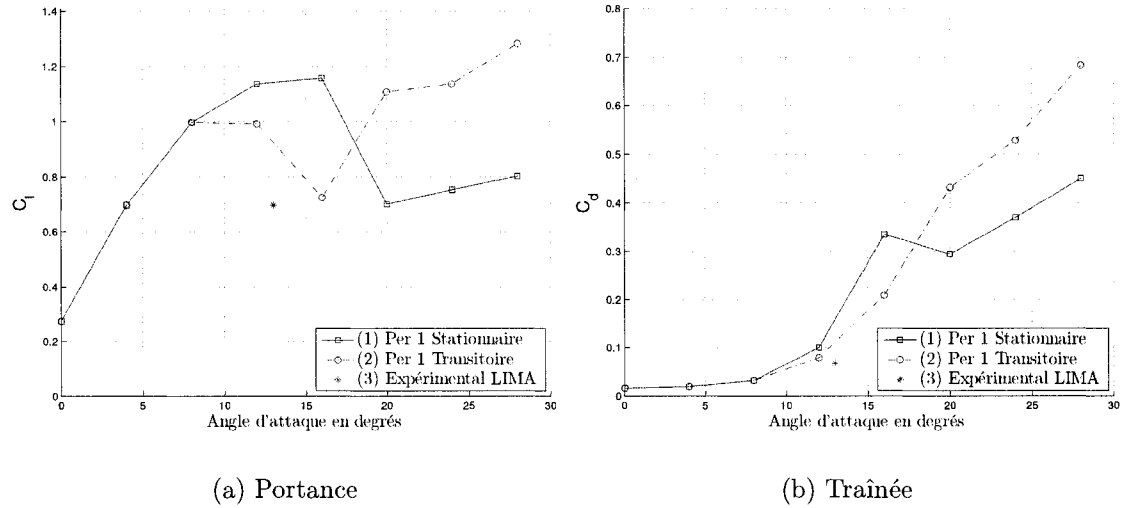


FIG. 6.5 Coefficients du profil givré P1

TAB. 6.2 Valeurs des coefficients du profil givré P1

Angle d'attaque	Régime Stationnaire				Régime Transitoire		
	Portance	Traînée	Osc %	Conv	Portance	Traînée	Osc %
0°	0.27281	0.016040	—	oui	0.27288	0.016010	—
4°	0.69861	0.019270	—	oui	0.69861	0.019270	—
8°	0.99652	0.032460	—	oui	0.99671	0.032450	—
12°	1.13674	0.100070	—	non	0.99051	0.079230	—
16°	1.15899	0.334730	82	non	0.72609	0.209220	—
20°	0.70061	0.293920	—	oui	1.10723	0.431320	10
24°	0.75318	0.369010	2	oui	1.13677	0.527960	10
28°	0.80389	0.450700	4	non	1.28502	0.683900	14

### 6.2.2 Profil givré $P2$



FIG. 6.6 Profil givré  $P2$

La figure 6.6 montre la glace accumulée sur le profil. L'épaisseur de la masse de glace est plus grande et d'une forme moins lisse que dans le cas précédent. On remarque que l'accumulation s'est étendue sur le profil surtout à l'intrados et une protubérance s'est formée sur le bord d'attaque. Le nombre de Reynolds expérimental pour cette section est de  $Re = 5.68 \times 10^5$ .

La figure 6.7 et la table 6.3 montrent les résultats obtenus. Il n'y a pas de grosse différence entre les valeurs du profil  $P1$  et  $P2$ . La valeur maximale en régime stationnaire du  $C_l$  est maintenant à  $12^\circ$ . En régime transitoire, la valeur a chuté considérablement à cet angle. Du côté du  $C_d$ , il se passe le contraire. Les changements sont plus brusques en régime stationnaire qu'en régime transitoire. On remarque à la table 6.3 qu'en régime transitoire, c'est précisément aux angles d'attaque de  $12^\circ$  et  $16^\circ$  que le critère de convergence n'a pas été atteint. La valeur expérimentale est aussi au-dessous des numériques et près de la courbe en transitoire.

On utilisera le même critère que dans le  $P1$  pour choisir les points de la courbe typique de ce profil.



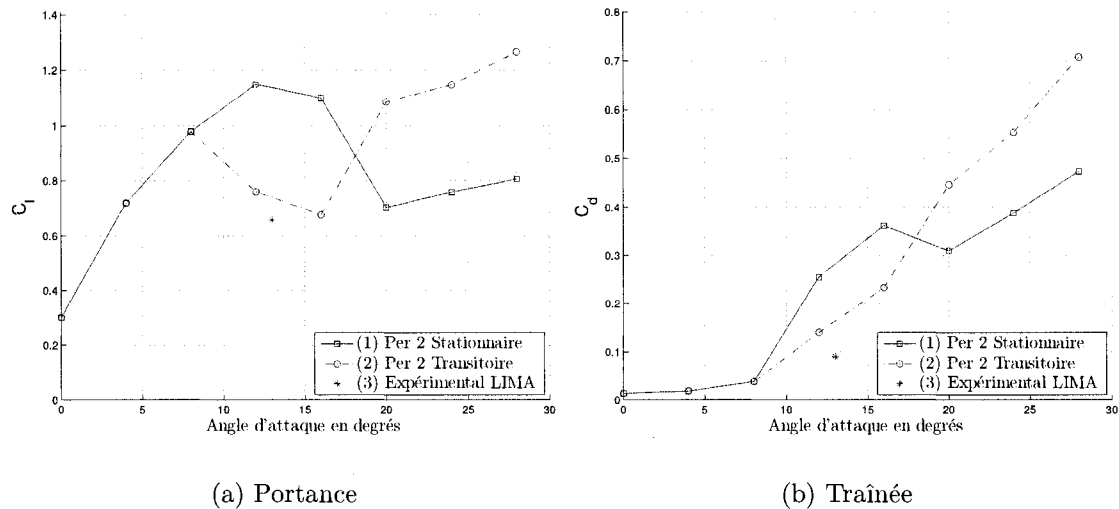


FIG. 6.7 Coefficients du profil givré P2

TAB. 6.3 Valeurs des coefficients du profil givré P2

Angle d'attaque	Régime Stationnaire				Régime Transitoire		
	Portance	Traînée	Osc %	Conv	Portance	Traînée	Osc %
0°	0.30108	0.013820	—	oui	0.30109	0.013820	—
4°	0.72021	0.019600	—	oui	0.72020	0.019600	—
8°	0.98044	0.038620	—	oui	0.98009	0.038640	—
12°	1.14852	0.254980	25	non	0.75990	0.139940	—
16°	1.10096	0.361960	117	non	0.67734	0.233120	—
20°	0.70401	0.309540	8	oui	1.08632	0.445330	10
24°	0.75886	0.387220	6	oui	1.14645	0.553680	10
28°	0.80648	0.473150	8	oui	1.26591	0.707410	13



FIG. 6.8 Profil givré P3

### 6.2.3 Profil givré $P3$

La figure 6.8 montre le profil givré à la position la plus éloignée du moyeu. L'intrados est complètement givré avec une petite extension sur le bord de fuite. L'épaisseur de la glace est encore plus grande au bord d'attaque et deux bosses se sont formées sur l'extrados près du bord d'attaque.

La figure 6.9 et la table 6.4 montrent les résultats obtenus. On remarque qu'aux angles d'attaque de  $0^\circ$  et  $4^\circ$ , le coefficient  $C_d$  augmente beaucoup plus que le  $C_l$ , si on les compare aux valeurs des profils précédents. À partir de  $4^\circ$ , on apprécie l'influence des cornes de glace sur le profil puisque le  $C_l$  chute et sa courbe devient presque linéaire. Le  $C_d$  augmente aussi cependant moins radicalement que le  $C_l$ .

Les simulations en stationnaire ont toutes convergé. Entre  $0^\circ$  et  $16^\circ$ , les coefficients sont très similaires à ceux calculés en régime transitoire. Après cette plage, les valeurs de simulations en régime transitoire sont plus élevées que celles en régime stationnaire, comme dans les cas précédents.

La valeur expérimentale du  $C_l$  se trouve au-dessus de la courbe numérique. On remarque à la table 6.1 que les expériences en soufflerie ne reflètent pas une chute importante du  $C_l$  pour le profil  $P3$ . Par contre, la prédiction numérique du  $C_d$  est, à notre avis, très bonne.

On prendra la courbe en régime stationnaire au complet pour l'analyse à la fin de la section.

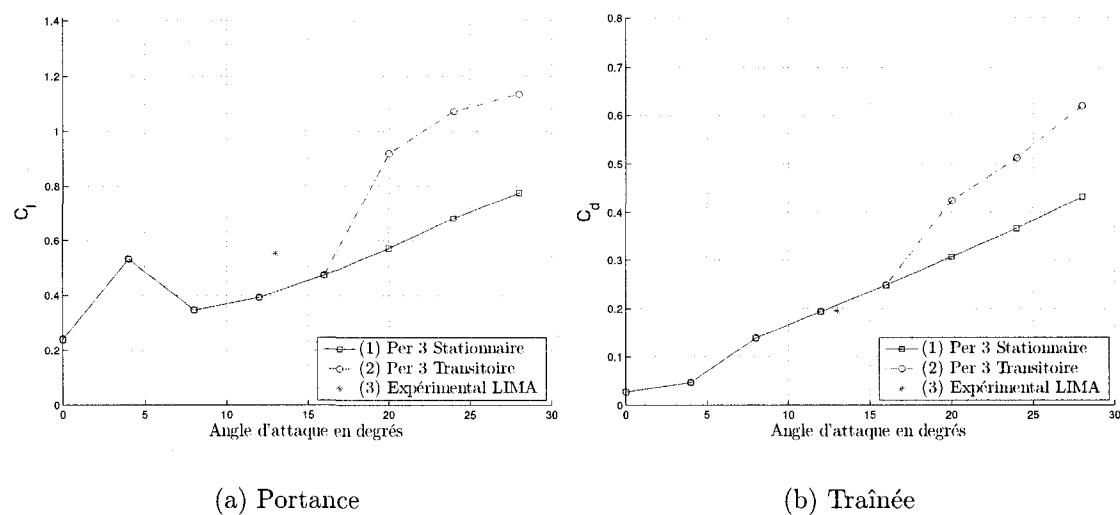


FIG. 6.9 Coefficients du profil givré P3

TAB. 6.4 Valeurs des coefficients du profil givré P3

Angle d'attaque	Régime Stationnaire				Régime Transitoire		
	Portance	Traînée	Osc %	Conv	Portance	Traînée	Osc %
0°	0.23971	0.026920	—	oui	0.23991	0.026930	—
4°	0.53274	0.047160	—	oui	0.53311	0.047150	—
8°	0.34725	0.139070	1	oui	0.34750	0.139110	—
12°	0.39262	0.193810	—	oui	0.39252	0.193790	—
16°	0.47421	0.248320	—	oui	0.47415	0.248300	—
20°	0.57208	0.307040	—	oui	0.91958	0.424500	14
24°	0.68283	0.365940	—	oui	1.07238	0.512490	13
28°	0.77663	0.432230	3	oui	1.13608	0.619780	12

### 6.2.4 Champ de vitesses

À la figure 6.10 sont montrés les contours de vitesse des trois profils givrés à un angle d'attaque de  $0^\circ$ . La givre sur le  $P1$  et  $P2$  ne perturbe presque pas l'écoulement. Par contre, sur le  $P3$ , les bosses provoquent le décrochage de l'écoulement qui arrive à se rattacher presque immédiatement. On remarque des zones de recirculation sur l'intrados dues aux irrégularités de la surface de la glace.

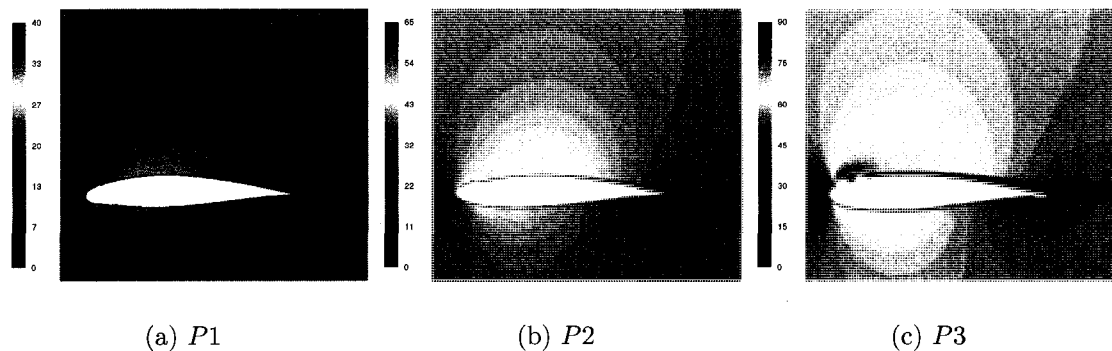


FIG. 6.10 Contours de vitesse à  $0^\circ$  (Brouillard givrant 1)

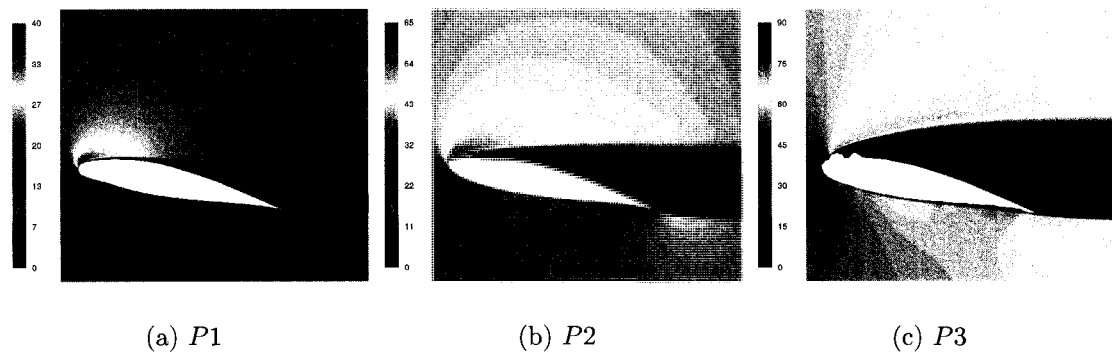


FIG. 6.11 Contours de vitesse à  $12^\circ$  (Brouillard givrant 1)

La figure 6.11 montre les contours de vitesse à un angle de  $12^\circ$ . Pour le  $P1$ , l'écoulement décroche peu avant la moitié de la corde. Pour les  $P2$  et  $P3$ , l'écoulement est complètement détaché à cause des bosses de glace. La zone de recirculation du  $P3$  est un peu plus large que celle du  $P2$ . La perte du portance

du profil  $P3$  est due à l'épaisseur de la glace accumulée sur l'intrados qui provoque l'accélération de l'écoulement à partir d'un tiers de la corde entraînant une perte de pression et en conséquence une diminution de la portance. La figure 6.12 montre les vecteurs de la force de pression qui agit sur les profils  $P2$  et  $P3$ . On voit clairement que la pression sur l'intrados de  $P3$  devient négative (suction), contrairement au  $P2$  où la force est faible, mais positive.

La figure 6.13 montre les contours de vitesse à un angle de  $24^\circ$ . On remarque que la largeur de la zone de recirculation des trois profils est à peu près la même. Ce qui explique la tendance des courbes des coefficients à converger vers une même valeur.

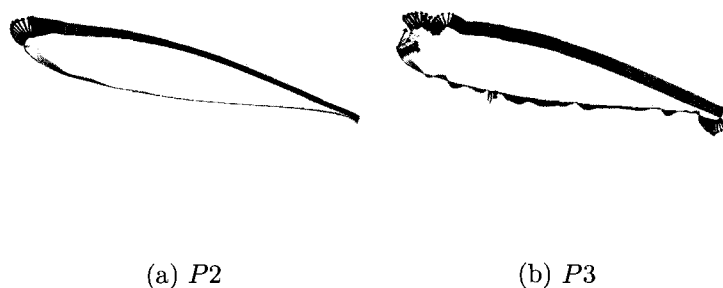


FIG. 6.12 Force de pression à  $12^\circ$  (Brouillard givrant 1)

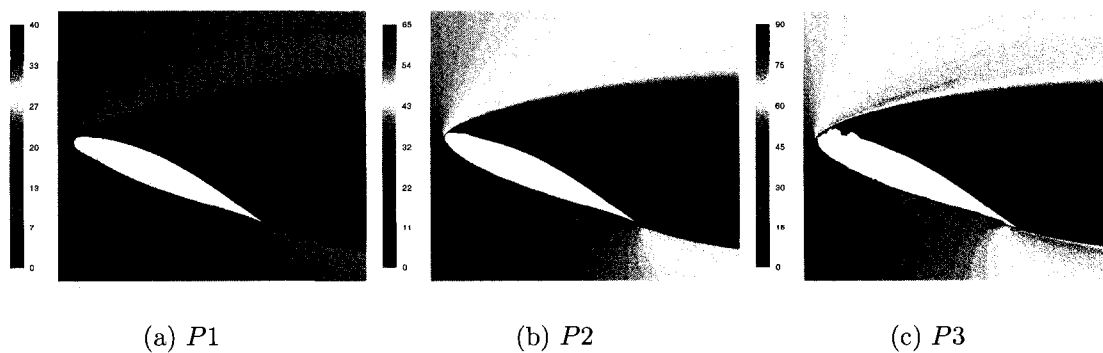


FIG. 6.13 Contours de vitesse à  $24^\circ$  (Brouillard givrant 1)

### 6.3 Brouillard givrant 2

Les conditions climatiques du brouillard givrant 2 sont : une teneur en eau de  $0.242 \text{ gr}/\text{m}^3$ , une température de  $-5.7^\circ\text{C}$  et une vitesse du vent de  $4.2 \text{ m}/\text{s}$ . La densité de l'air à cette température est de  $\rho = 1.313 \text{ kg}/\text{m}^3$ , 7.2 % plus élevée que celle des simulations numériques.

La glace accumulée est opaque avec une densité entre  $850 \text{ kg}/\text{m}^3$  et  $900 \text{ kg}/\text{m}^3$ . Ceci est une caractéristique des accumulations en régime sec en raison des bulles d'air qui restent emprisonnés, fait qui rend la glace opaque et moins dense que celle des régimes humides.

Les gouttelettes d'eau gèlent à l'impact ce qui donne des accumulations de glace plus importantes et de forme irrégulière avec des coins pointus et effilés.

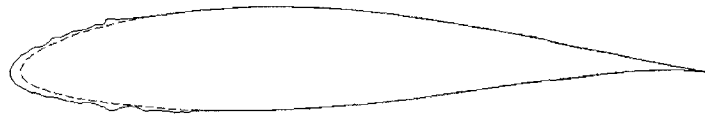
La vitesse relative et l'angle d'attaque pour les trois sections testées sont montrés à la table 6.5. La vitesse de rotation est la même que le cas précédent, 15 tours par minute.

TAB. 6.5 Paramètres d'essai pour le brouillard givrant 2

<i>Profil</i>	<i>Rayon</i>	<i>V<sub>rel</sub></i>	$\alpha$	$\varphi$	$C_l$	$C_d$
<i>P4</i>	11.8 m	18.7 m/s	3°	9.97°	0.227	0.0327
<i>P5</i>	23.3 m	36.7 m/s	7°	0.42°	0.491	0.0629
<i>P6</i>	35.0 m	55.0 m/s	9°	-4.62°	0.506	0.1304

#### 6.3.1 Profil givré P4

La figure 6.14 montre le contour de la glace pour ce profil. On remarque que le contour est moins lisse que sa contrepartie du brouillard givrant 1. On remarque

FIG. 6.14 Profil givré *P4*

aussi une certaine symétrie de la forme de la glace due au faible angle d'attaque de la simulation. Le nombre de Reynolds est de  $Re = 2.87 \times 10^5$ .

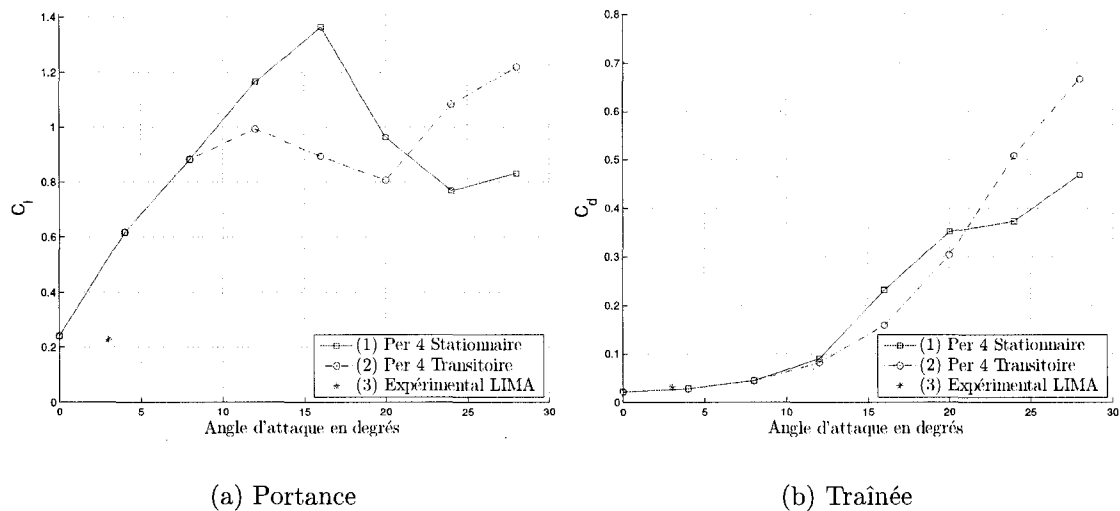
Les valeurs calculées sont montrées à la figure 6.15 et à la table 6.6. En régime stationnaire, les solutions ont seulement convergé à des angles de  $8^\circ$  et moins. En régime transitoire, *Fluent* a prédit l'oscillation des coefficients seulement pour les deux dernières simulations.

Par rapport aux données expérimentales, la prédiction de la traînée est très bonne contrairement à celle de la portance qui est très éloignée de l'expérimentale.

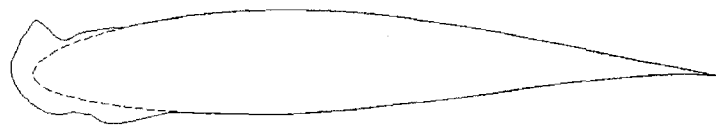
La courbe que l'on utilisera pour la comparaison sera composée principalement de celle en régime transitoire sauf les valeurs à  $12^\circ$ ,  $16^\circ$  et  $20^\circ$ .

TAB. 6.6 Valeurs des coefficients du profil givré *P4*

Angle d'attaque	Régime Stationnaire				Régime Transitoire		
	Portance	Traînée	Osc %	Conv	Portance	Traînée	Osc %
$0^\circ$	0.24057	0.022860	–	oui	0.24063	0.022850	–
$4^\circ$	0.61627	0.028830	–	oui	0.61627	0.028830	–
$8^\circ$	0.88245	0.045030	–	oui	0.88257	0.045030	–
$12^\circ$	1.16538	0.090090	1	non	0.99326	0.082150	–
$16^\circ$	1.36397	0.231450	29	non	0.89376	0.158500	–
$20^\circ$	0.96241	0.350700	99	non	0.80636	0.303640	–
$24^\circ$	0.76810	0.372950	19	non	1.08249	0.508760	9
$28^\circ$	0.83166	0.468850	29	non	1.21924	0.667050	14

FIG. 6.15 Coefficients du profil givré  $P4$ 

### 6.3.2 Profil givré $P5$

FIG. 6.16 Profil givré  $P5$ 

La figure 6.16 montre l'accumulation de glace sur le profil. La glace est plutôt concentrée au bord d'attaque et elle forme une corne sur l'extrados. Alors, on s'attend à ce que l'écoulement décroche même à  $0^\circ$ . Le nombre de Reynolds est de  $Re = 5.6 \times 10^5$ .

Les valeurs des coefficients sont montrés à la figure 6.17 et à la table 6.7. Les simulations à plus de  $20^\circ$  et à moins de  $8^\circ$  en régime stationnaire ont convergé. Apparemment, la corne formée sur l'extrados force l'écoulement à décrocher formant une seule zone de recirculation que *Fluent* est incapable de calculer aux angles



entre  $8^\circ$  et  $20^\circ$  en régime stationnaire. En régime transitoire, les coefficients ont oscillé à partir de  $12^\circ$  à peu près avec la même amplitude.

Les courbes stationnaire et transitoire ont conservé le même comportement. Cependant, cette fois-ci, la valeur expérimentale du  $C_l$  se trouve entre les deux courbes. Du côté du  $C_d$ , la valeur se trouve au-dessus de la courbe en régime transitoire.

On formera la courbe en remplaçant les valeurs à  $8^\circ$ ,  $12^\circ$  et  $16^\circ$  en régime transitoire sur la courbe en régime stationnaire.

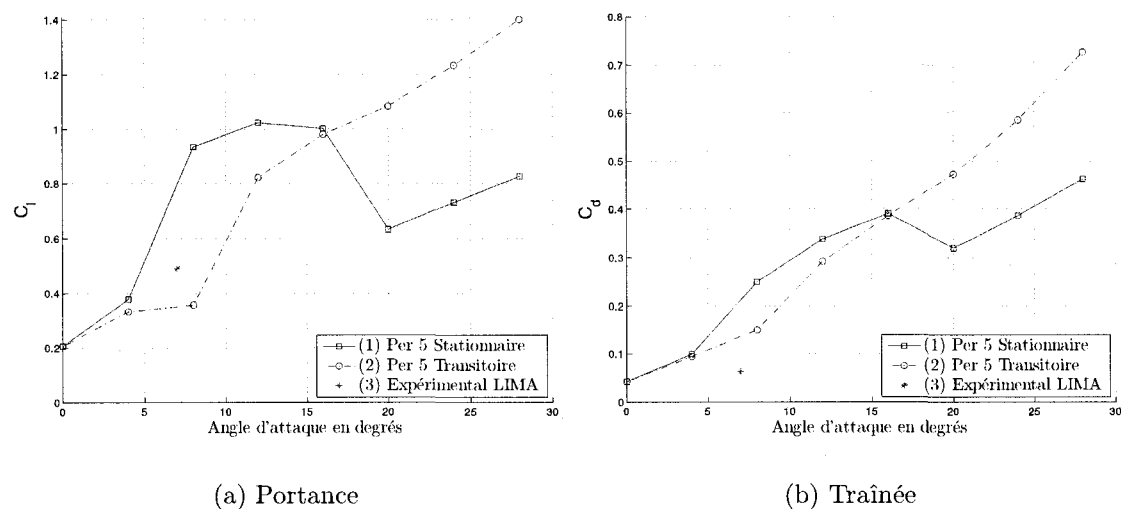


FIG. 6.17 Coefficients du profil givré  $P5$

### 6.3.3 Profil givré $P6$

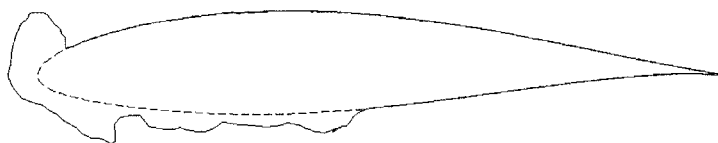


FIG. 6.18 Profil givré  $P6$

TAB. 6.7 Valeurs des coefficients du profil givré P5

Angle d'attaque	Régime Stationnaire				Régime Transitoire		
	Portance	Traînée	Osc %	Conv	Portance	Traînée	Osc %
0°	0.20564	0.042870	–	oui	0.20564	0.042870	–
4°	0.37776	0.099290	–	oui	0.33271	0.094530	–
8°	0.93551	0.249850	29	non	0.35716	0.149960	–
12°	1.02442	0.338830	57	non	0.82278	0.291940	12
16°	1.00228	0.390610	71	non	0.98076	0.386360	12
20°	0.63303	0.319910	4	oui	1.08374	0.472150	12
24°	0.73069	0.386610	–	oui	1.23486	0.585550	13
28°	0.82678	0.462820	4	oui	1.40141	0.727100	15

La figure 6.18 montre le profil givré P6 . La glace ne s'est accumulée que sur le bord d'attaque de l'extrados et sur la moitié frontale de l'intrados. Plusieurs crêtes de glace se sont formées à l'intrados et une corne plus haute est apparue sur l'extrados.

Les comportements des courbes des  $C_l$  et  $C_d$  sont très similaires à ceux du profil P5. Une chute de la portance dès les premiers angles est observée. Les courbes sont montrés à la figure 6.19 et les valeurs numériques à la table 6.8.

La valeur expérimentale de la traînée est proche de la courbe en régime transitoire. Cependant, les valeurs ne sont pas très fiables dû aux oscillations à grande amplitude des coefficients. Par contre, la portance est à proximité de celle en régime stationnaire.

Seule la simulation à 28° en régime stationnaire a convergé. L'amplitude des oscillations de coefficients a été grande dans presque tous les cas, ce qui indique que les résidus ont moins descendu. On considère que ce profil a été le plus difficile à simuler dû à la forme très irrégulière de la glace, surtout à l'intrados. La sélection des points n'est pas facile puisqu'en régime stationnaire, presque aucune simula-

tion n'a convergé. On remplacera seulement les valeurs à  $8^\circ$ ,  $12^\circ$  et  $16^\circ$  obtenus en régime stationnaire dans la courbe en régime transitoire.

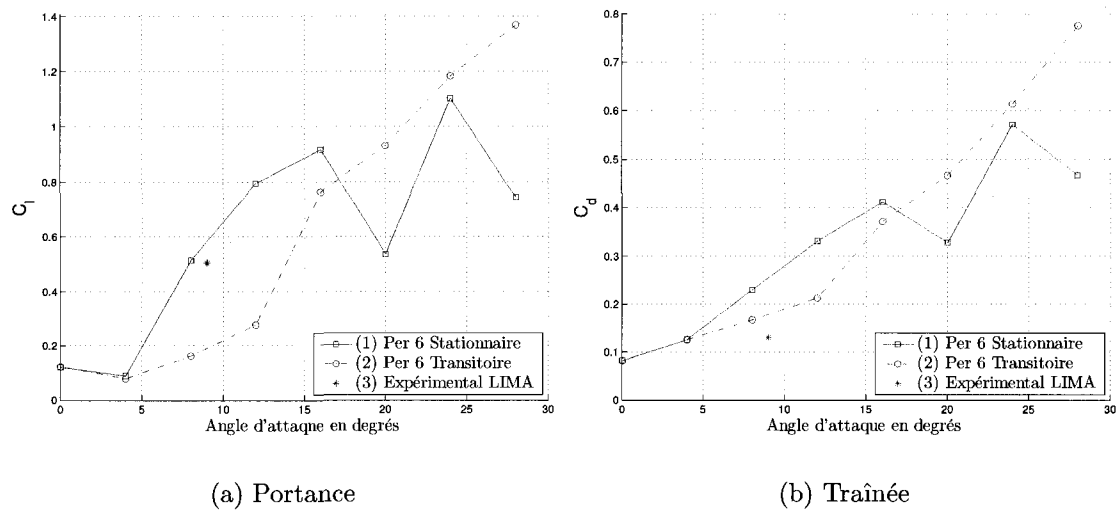


FIG. 6.19 Coefficients du profil givré  $P6$

### 6.3.4 Champ de vitesses

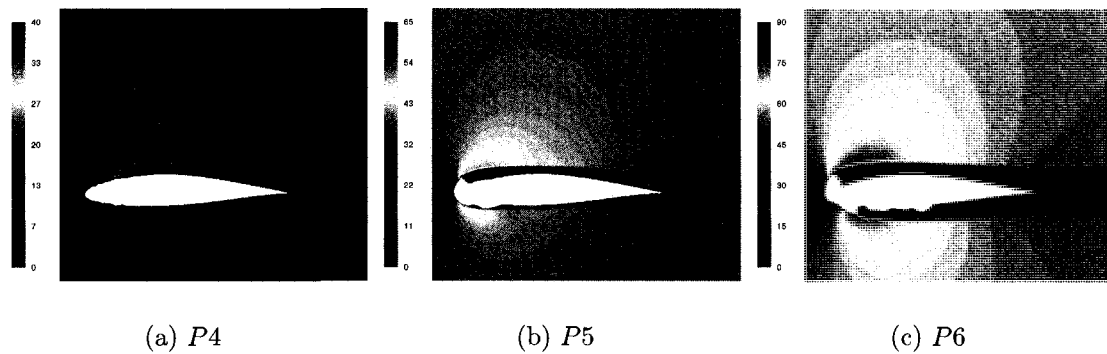


FIG. 6.20 Contours de vitesse à  $0^\circ$  (Brouillard givrant 2)

La figure 6.20 montre les trois profils du deuxième brouillard givrant à un angle de  $0^\circ$ . L'écoulement sur le profil  $P4$  ne décroche pas, mais il ralentit davantage près du bord de fuite contrairement au  $P1$ . Sur le  $P5$ , la bosse formée sur l'extrados

TAB. 6.8 Valeurs des coefficients du profil givré P6

Angle d'attaque	Régime Stationnaire				Régime Transitoire		
	Portance	Traînée	Osc %	Conv	Portance	Traînée	Osc %
0°	0.12075	0.082000	5	non	0.12321	0.081800	–
4°	0.08896	0.125580	6	non	0.07958	0.125620	–
8°	0.51492	0.230260	18	non	0.16272	0.167260	–
12°	0.79500	0.331230	27	non	0.27704	0.212900	–
16°	0.91756	0.412300	31	non	0.76297	0.371330	11
20°	0.53685	0.328000	7	non	0.93170	0.467430	11
24°	1.10246	0.571560	39	non	1.18358	0.613940	13
28°	0.74431	0.468100	–	oui	1.36991	0.775610	14

force le décrochage de l'écoulement qui arrive à se rattacher au profil. Du côté de l'intrados des zones de recirculation se sont formées dans les vallées de la glace. Les cornes au bord d'attaque du P6 provoquent le décrochage de l'écoulement sur les deux côtés, entraînant l'augmentation du  $C_d$  et une perte de portance.

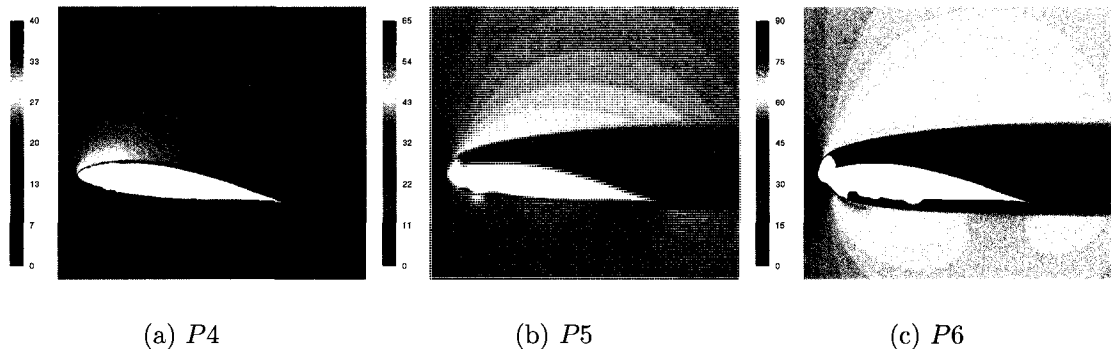


FIG. 6.21 Contours de vitesse à 8° (Brouillard givrant 2)

La figure 6.21 montre les trois profils du deuxième brouillard givrant à un angle de 8° qui est très proche de l'angle d'attaque des données expérimentales. Au P4 le détachement de la couche limite a lieu peu après la moitié la corde. Les zones de recirculation sur l'intrados du P5 ont rétréci à cause de l'angle d'attaque qui force le

fluide à se coller au profil. Cependant, il y a une réduction importante de pression, ce qui cause le faible  $C_l$ . Du côté de l'extrados, l'écoulement est complètement détaché avec une large zone de recirculation générée par la corne de glace. La glace accumulée sur le bord d'attaque du  $P6$  provoque le décrochage de l'écoulement sur les deux côtés du profil. Les zones de recirculation sur l'intrados se sont aussi rétrécies à cause de l'angle d'attaque, comme dans le cas du  $P5$ .

La figure 6.22 montre les contours de vitesse à un angle d'attaque de  $28^\circ$ . La zone de recirculation des trois profils est presque de la même grandeur même si les cornes des  $P5$  et  $P6$  arrivent à modifier légèrement la direction de l'écoulement. Les valeurs des coefficients à cet angle sont très similaires. On en déduit alors que la forme de la glace accumulée ne les influence pas. Cependant, sur l'intrados du profil  $P6$ , il y a toujours des zones de recirculation dans les vallées de glace. Par contre, la pression est presque partout positive grâce à l'angle d'incidence de l'écoulement.

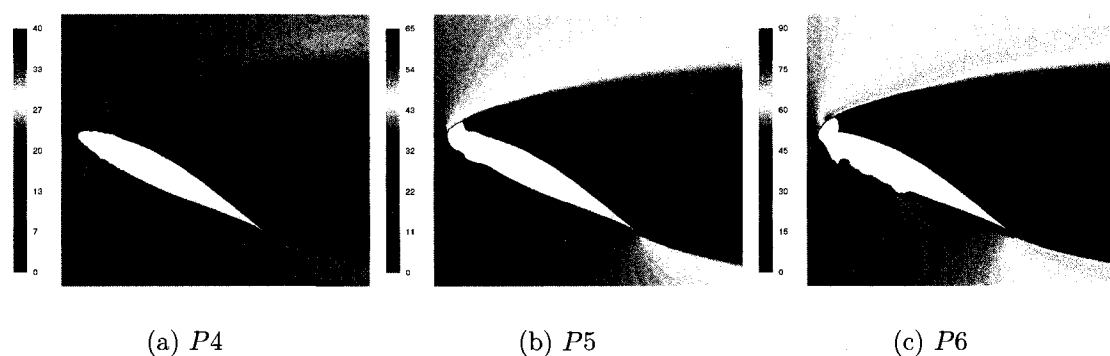
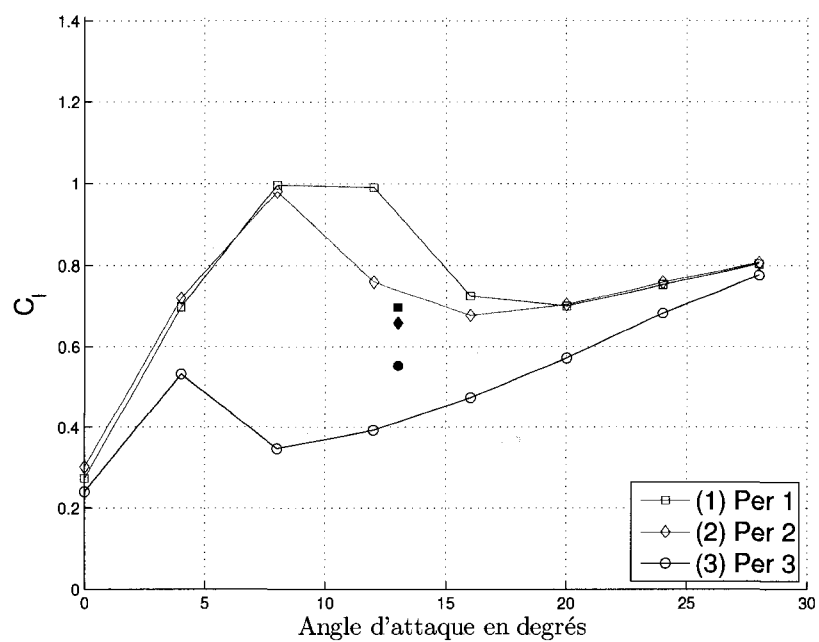


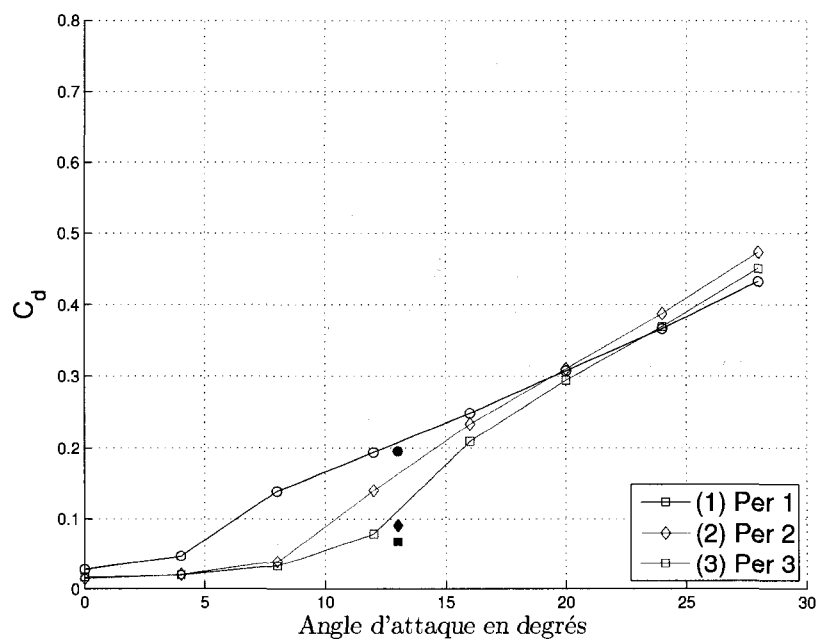
FIG. 6.22 Contours de vitesse à  $28^\circ$  (Brouillard givrant 2)

#### 6.4 Conclusions

La figure 6.23 montre la confrontation entre les coefficients des trois profils testés avec les conditions du brouillard givrant 1. Le comportement des courbes est sem-



(a) Portance



(b) Trainée

FIG. 6.23 Comparation des coefficients (Brouillard givrant 1)

blable à celui du profil propre. La tendance à prédire des valeurs élevées de la portance aux angles d'attaque élevés s'est aussi maintenue. La courbe de la traînée est plus raide que celle du profil propre, mais on remarque que la glace accumulée ne l'influence pas autant la traînée qu'elle le fait sur la portance.

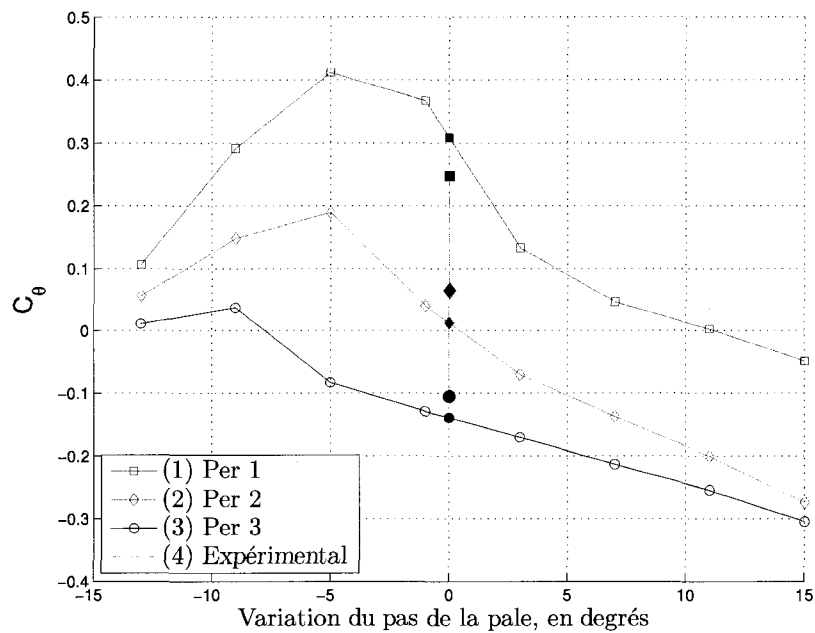
Les données expérimentales sont indiquées sur le graphique avec des symboles solides en couleur violette. La prédiction de la portance a été variable. Pour les  $P1$  et  $P2$ , *Fluent* a calculé une valeur supérieure. Pour le  $P3$ , la valeur a été sévèrement pénalisée. Apparemment, le décrochement qui arrive à de faibles angles d'attaque et la rugosité de l'intrados du  $P3$  en sont la cause.

*Fluent* a mieux prédit la traînée. Les valeurs expérimentales ne sont pas si éloignées des courbes comme le cas de la portance. La meilleure prédiction est celle du  $P3$ . On remarque que la meilleure prédiction de la traînée ne correspond pas au profil avec la meilleure prédiction de la portance. L'inverse est aussi vrai.

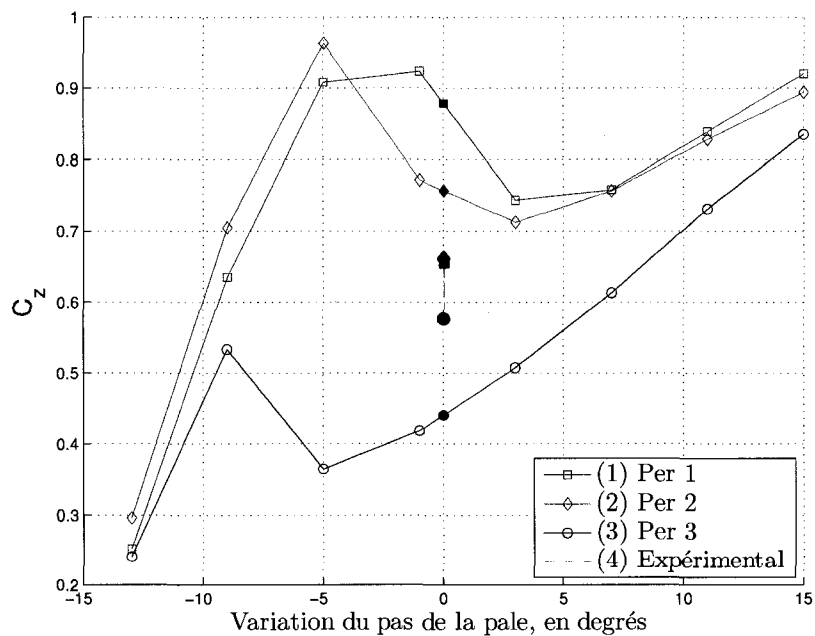
À partir de  $20^\circ$ , les deux courbes ont tendance à converger vers une même valeur. L'influence de la glace sur les propriétés aérodynamiques perd de son importance à angles d'attaque élevés et l'écoulement voit juste la projection du profil à la direction perpendiculaire à ceci.

On a fait une transformation de coordonnées des coefficients de portance et de traînée pour calculer leur contribution à la rotation de l'éolienne et au fléchissement de la pale (voir la figure 6.3 pour référence). Le coefficient de poussée  $C_\theta$  quantifie la force adimensionnée qui fait tourner la pale et le coefficient axial  $C_z$  (en direction axiale au plan formé par le balayage des pales) quantifie celle qui la fait fléchir.

Les courbes des coefficients sont montrées à la figure 6.24. Les valeurs sur l'axe des  $x$  indiquent la variation de l'angle de calage de la pale en référence au point d'opération simulée en la soufflerie.



(a) Coefficient de poussée



(b) Coefficient axial

FIG. 6.24 Comparation des coefficients (Brouillard givrant 1)



La prédiction du  $C_\theta$  est très bonne, les valeurs expérimentales (symboles violets) sont très proches des courbes calculées. Par contre, ceux du  $C_z$  sont loin des courbes. On en déduit que le  $C_l$  contribue plus au  $C_z$ .

De la courbe du  $C_\theta$ , on remarque qu'à un certain angle d'attaque la poussée devient négative, c'est-à-dire la force appliquée sur la pale a une direction contraire à la rotation de celle-ci. De plus, plus il y a de givre accumulé sur le profil, plus tôt cela arrive.

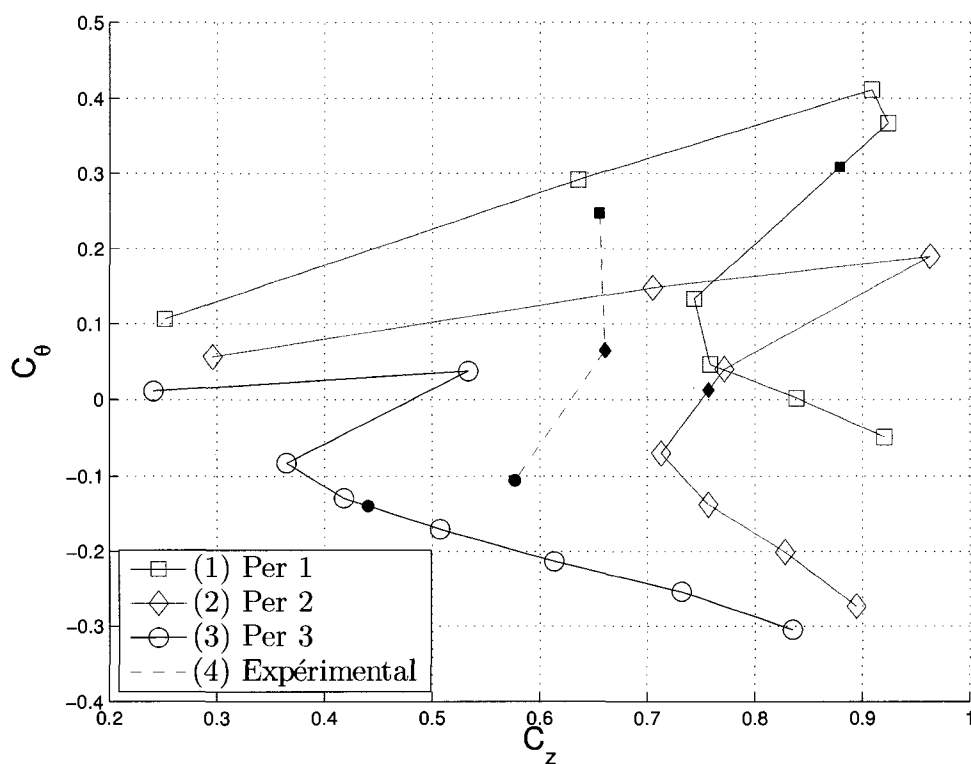


FIG. 6.25 Courbe polaire (Brouillard givrant 1)

La figure 6.25 montre la courbe polaire calculée à partir des coefficients  $C_\theta$  et  $C_z$ . Les points expérimentaux sont éloignés des courbes à cause de la mauvaise prédiction du coefficient de portance. D'après les courbes, le point de  $C_\theta$  maximale avec un fléchissement minimal se trouve à  $0^\circ$ . Si on considère la bonne prédiction du  $C_l$ , on remarque qu'il est possible d'opérer l'éolienne avec un  $C_\theta$  positif dans

les trois sections.

La figure 6.26 montre les courbes des coefficients des trois sections testés avec les conditions du brouillard givrant 2.

Des trois courbes, seulement celle du  $P5$  se comporte de façon "standard". Pour les deux autres, leur comportement est similaire à celui du  $P3$ .

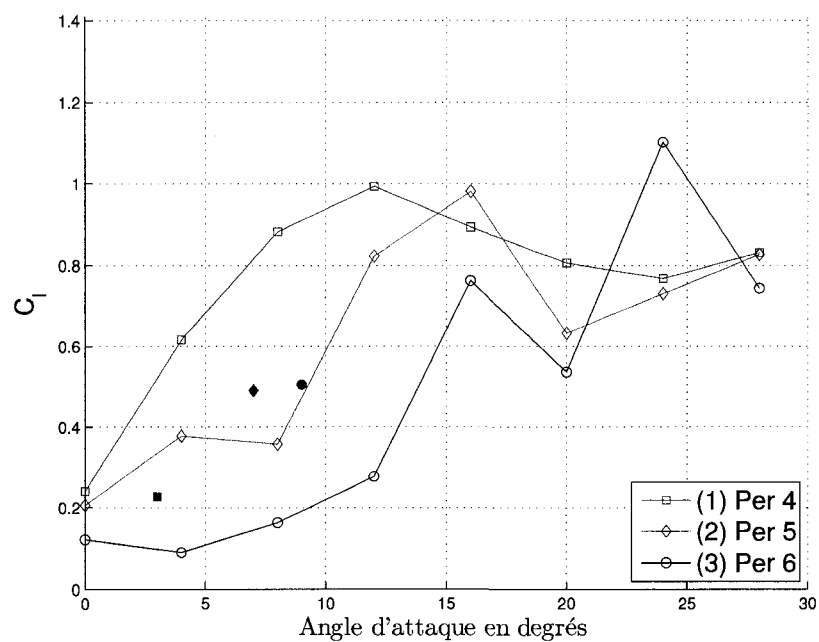
À part du coefficient de traînée du  $P4$ , la prédiction numérique des coefficients a été loin de valeurs expérimentales. Cependant, les prédictions suivent le même patron. Pour les profils avec décrochage à faibles angles d'attaque,  $P5$  et  $P6$ , la portance est sousprédite et à partir de  $20^\circ$ , les simulations tendent vers la même valeur.

La figure 6.27 montre les courbes de  $C_\theta$  et  $C_z$ . On remarque qu'uniquement la prédiction du  $P4$  s'approche de la valeur expérimentale. Les deux autres résultats sont loin de cette valeur. Pour les  $P5$  et  $P6$ , on remarque que le coefficient est négatif partout. Du côté du  $C_z$ , les valeurs expérimentales sont loin des courbes.

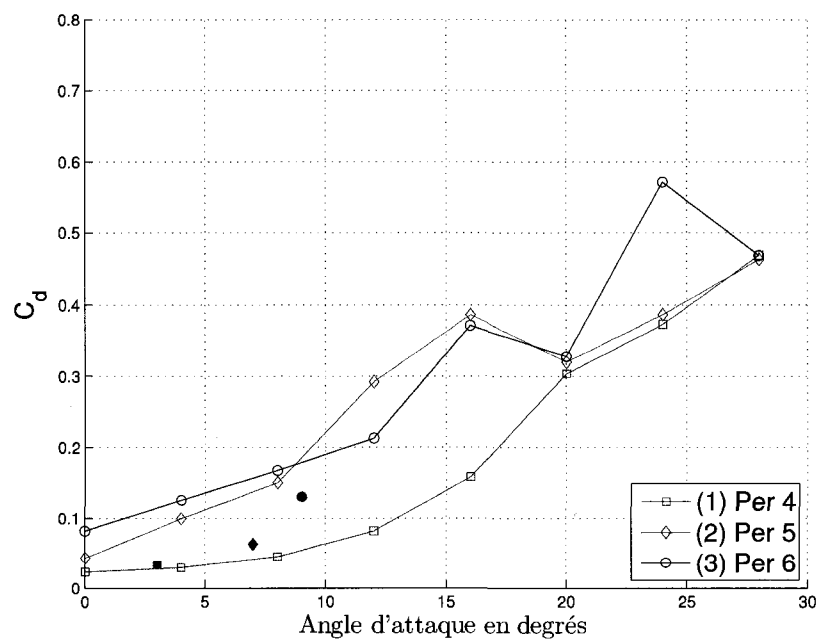
À la figure 6.28, on remarque qu'à toutes les sections des  $P5$  et  $P6$ , la contribution à la rotation de la pale est négative. Il n'y a pas un angle d'opération où la contribution soit positive pour les trois sections comme cela a été le cas dans la première condition climatique.

Il est difficile d'émettre un jugement critique et objectif sur les résultats obtenus puisqu'on ne dispose que d'une seule valeur expérimentale. Cependant pour les  $P1$ ,  $P2$  et  $P4$ , on considère que les résultats sont très bons. On s'attendait à ce que les valeurs et le comportement des courbes soient très similaires à ceux obtenus avec le profil propre.

Pour le  $P3$ , même si toutes simulations ont convergé et les courbes en régime

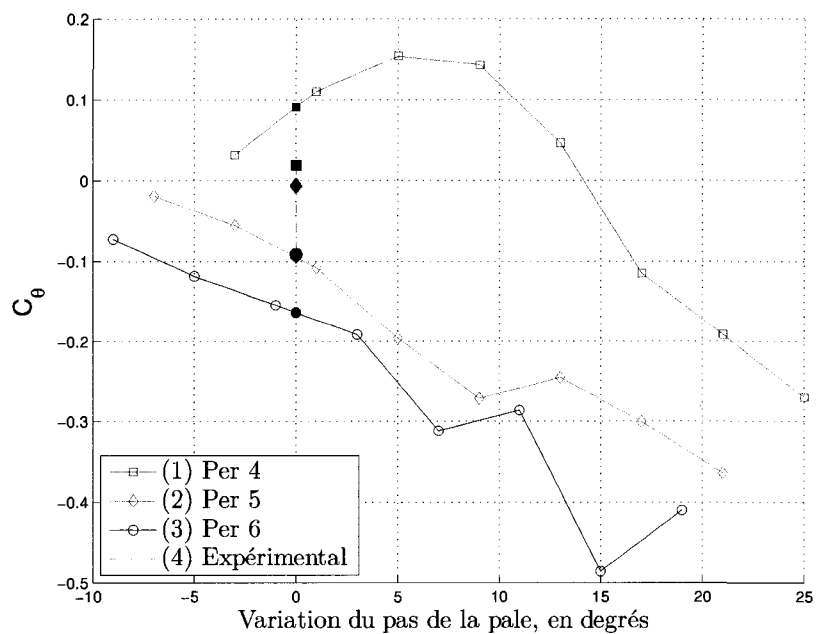


(a) Portance

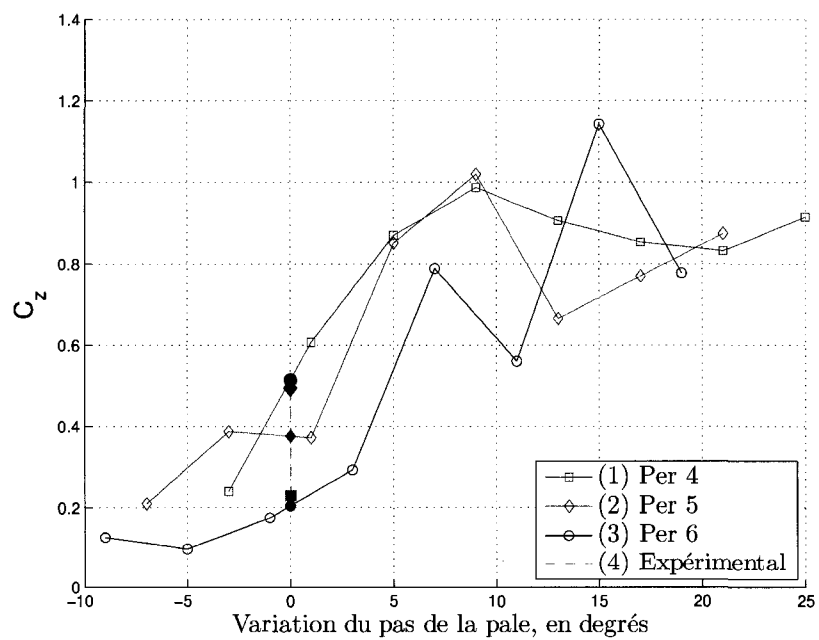


(b) Traînée

FIG. 6.26 Comparation des coefficients (Brouillard givrant 2)



(a) Coefficient de poussée



(b) Coefficient axial

FIG. 6.27 Comparation des coefficients (Brouillard givrant 2)

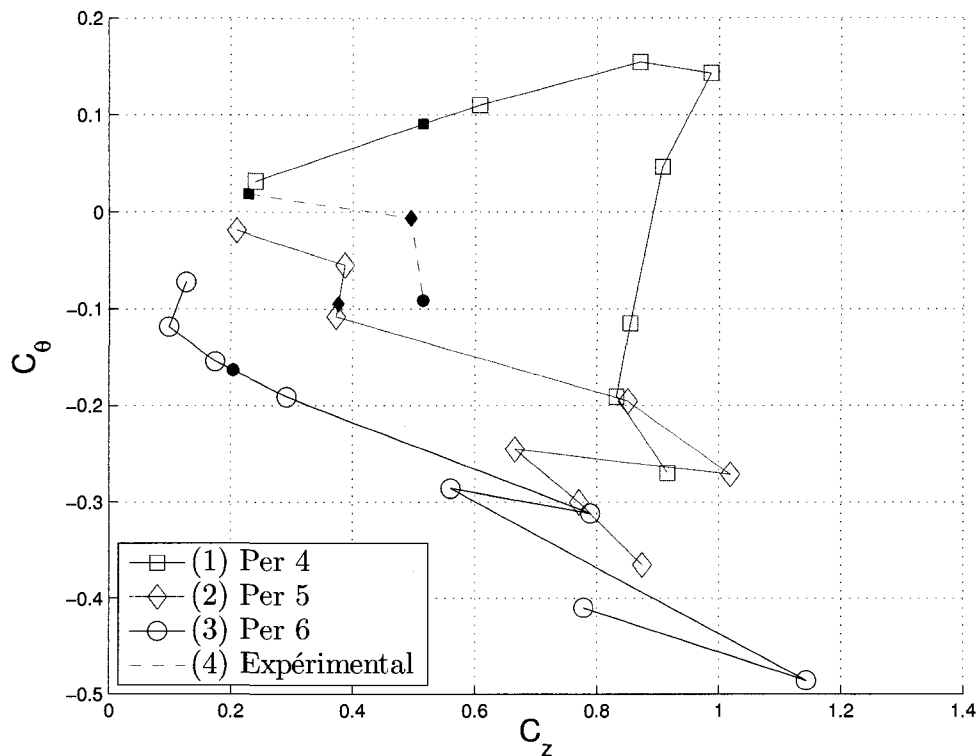


FIG. 6.28 Courbe polaire (Brouillard givrant 2)

stationnaire et transitoire se sont comportées comme on s'y attendait, la valeur de la portance a été sousprédite, contrairement à la tendance à la surprédire. *Fluent* l'a trop pénalisé par rapport aux valeurs expérimentales.

Pour les *P5* et *P6*, le comportement a été différent. Les simulations en régime transitoire et stationnaire ont donné des résultats très différents à faibles angles d'attaque. En régime transitoire, la prédiction des coefficients n'a pas été très bonne et les simulations en régime stationnaire n'ont pas convergé à l'angle d'attaque des données expérimentales.

D'un point de vue numérique, la glace accumulée sur l'intrados pénalise davantage la portance. Il est évident que *Fluent* a eu de la difficulté à résoudre l'écoulement des profils avec des formes de glace pointus au bord d'attaque. Le décrochage

induit à de faibles angles d'attaque par les cornes de glace rend le cas plus difficile à résoudre. Il est souhaitable d'avoir plus de données expérimentales afin de mener une étude approfondie du comportement de Fluent dans ces conditions.

## CHAPITRE 7

### CONCLUSION ET TRAVAUX FUTURS

Après avoir testé les quatre modèles de turbulence disponibles sur *Fluent*, on a choisi le modèle  $k - \omega$  *SST* pour faire les simulations des profils givrés. On l'a choisi parce qu'en général, le modèle a prédit assez bien les coefficients de portance et de traînée pour la plage entre  $0^\circ$  et  $8^\circ$  à  $Re = 1.6 \times 10^6$ . Du côté de la traînée, la prédiction a été variable, mais en général, le modèle a bien suivi la courbe expérimentale.

Le modèle  $k - \omega$  *SST* a quand même des faiblesses. La prédiction de la portance après  $8^\circ$  a été au-dessus de la courbe expérimentale. Les simulations en régime transitoire ont grandement réduit cet écart, mais, à partir de  $20^\circ$  la tendance s'est renversé. Le modèle n'a pas reflété la variation du nombre de Reynolds puisque les valeurs obtenues pendant la validation avec les expériences du *LIMA* à  $Re = 4.1 \times 10^5$  sont restées aux alentours des valeurs obtenus à  $Re = 1.6 \times 10^6$ . En théorie, ils devraient être légèrement plus bas.

Il faut remarquer qu'aucun des modèles n'a prédit correctement la portance pour des angles d'attaque à plus de  $8^\circ$ . En général leur comportement a été similaire à celui du modèle  $k - \omega$  *SST*. Cependant, la courbe de traînée a été mieux prédite par ce dernier.

La surprédiction des coefficients de portance et de traînée est en partie due au calcul trop élevé de la pression minimale, comme on l'a constaté à la section 4.1. Il semble que les modèles de turbulence n'arrivent pas à bien prédire le terme de viscosité turbulent à cet endroit qui est à proximité de la paroi et où les gradients

de vitesse sont plus importants dans la direction tangentielle.

Une autre cause possible est que *Fluent* ne dispose pas d'un modèle de transition pour la couche limite. En conséquence, la couche limite a été considérée comme turbulente tout au long du profil. *Fluent* donne l'option de définir une section de la couche limite comme laminaire, mais il faut d'abord calculer le point de transition. On est persuadé que l'implémentation de la zone laminaire aurait amélioré la prédiction des coefficients de portance et de traînée. Cependant, sur un profil givré le calcul du point de transition devient compliqué. De plus, l'efficacité de la prédiction serait limitée à cause des irrégularités de la surface qui forcent la transition, ceci même dans le cas des profils faiblement givrés.

Les simulations des profils givrés ont donné des courbes avec un comportement similaire à ceux du profil propre. C'est-à-dire, les valeurs de coefficients sont similaires en régime transitoire et stationnaire à faibles angles d'attaque; on observe une valeur plus élevée de la portance aux alentours du point maximal calculée en régime stationnaire; on voit une courbe plus lisse dans la même région pour sa contrepartie en régime transitoire; et finalement on remarque le renversement de cette tendance à partir d'un angle d'attaque d'environ  $20^\circ$ .

Les simulations faites avec les conditions du brouillard givrant 1 ont donné des résultats satisfaisants, quoique les courbes du *P3* ont été différentes de ce que l'on attendait. La plupart des simulations en régime stationnaire ont convergé et les coefficients ont oscillé faiblement. Pour les cas qui n'ont pas convergé, les simulations en régime transitoire ont donné des résultats réalistes.

La simulation de la deuxième condition givrante a été plus difficile à résoudre par *Fluent*. La convergence en régime stationnaire a été plus difficile à atteindre et les résultats en régime transitoire ont été en dessous des valeurs expérimentales.



Globalement, les résultats obtenus pour cette condition ne sont pas de la même qualité que le cas précédent. Il semble que les formes irrégulières avec des coins pointus, et le décrochage de la couche limite sur l'extrados à angles d'attaque faibles représentent un défi pour *Fluent*.

Les simulations des profils givrés *P3*, *P5* et *P6* ont prédit une chute drastique de la portance. Pourtant, l'incrément de la traînée n'est pas de la même proportion. On a analysé les résultats des simulations, principalement les champs de vitesse et de pression, et on a constaté qu'une perte importante de pression sur l'intrados était la cause d'une telle baisse drastique. Apparemment l'accumulation de glace sur l'intrados du profil modifie davantage ses propriétés aérodynamiques. Si on prend cette hypothèse comme vraie, donc le système de dégivrage serait plus efficace s'ils sont concentrés sur l'intrados du profil.

Les simulations bidimensionnelles du phénomène de la turbulence limite en bonne partie la performance des modèles puisque ceux-ci modélisent un phénomène qui est tridimensionnel. C'est-à-dire, on peut considérer la vitesse moyenne de la troisième dimension comme zéro, mais cela n'implique pas que sa vitesse instantanée soit de zéro.

Prenant comme base les paramètres fixés dans cette étude, on propose de faire des simulations tridimensionnelles afin de tester la capacité du modèle  $k-\omega$  *SST*. Cela permettrait aussi de tester d'autres modèles de turbulence seulement disponibles pour des simulations tridimensionnelles.

Du côté des conditions aux frontières, qui jouent un rôle important, on propose d'utiliser un domaine similaire à la zone d'essai de la soufflerie au lieu d'un domaine ouvert puisque les parois de la soufflerie modifient l'écoulement et en conséquence la valeur des coefficients. Ainsi la confrontation des résultats expérimentaux et

numériques serait sur un basse plus réaliste.

Du côté des profils givrés, la validation des résultats obtenus requiert plus de données expérimentales. Mais en attendant, on propose de simuler l'écoulement autour d'un profil demi givré, l'intrados propre et l'extrados givré, afin de valider l'hypothèse de ce que la glace accumulée sur l'intrados pénalise plus la portance.

Une simulation tridimensionnelle de la pale au complet considérant sa vitesse de rotation donnera un aperçu plus réel des forces agissant sur celle-ci puisque la simulation tiendrait compte, entre autres, de la force centrifuge qui retarde le décrochage de la couche limite.

## RÉFÉRENCES

- 3Ci Énergie Éolienne (2008). <http://www.3cienergie.com/fr/projets.html>.
- ACEE (2008). Association Canadienne de l'Énergie Éolienne [www.canwea.ca/french/production\\_stats\\_fr.cfm](http://www.canwea.ca/french/production_stats_fr.cfm).
- Bak, C., Fuglsang, P., Johansen, J., and Antoniou, I. (2000). Wind tunnel tests of the NACA 63-415 and a modified NACA 63-415 airfoil. *Riso National Laboratory*.
- Bhaskaran, R. (2002). Fluent tutorials : Flow over an Airfoil NACA 4412 . <http://courses.cit.cornell.edu/fluent/airfoil/index.htm>.
- Dacles-Mariani, J., Zilliac, G. G., Chow, J. S., and Bradshaw, P. (1995). Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field. *AIAA Journal*, **33(9)**, 1561–1568.
- Hochart, C. (2006). Simulation numérique et expérimentale de l'écoulement d'air et de l'accrétion de glace autour d'une palpe de éolienne. Master's thesis, Université du Québec à Rimouski.
- Huang, P., Bradshaw, P., and Coakley, T. (199.). Skin friction and velocity profile family for compressible turbulent boundary layers. *AIAA Journal*, **31(9)**, 1600–1604.
- Hydro-Québec (2008). [www.hydroquebec.com/comprendre/eolienne/parcs\\_eoliens.html](http://www.hydroquebec.com/comprendre/eolienne/parcs_eoliens.html).
- Info-énergie (2008). Le centre canadien d'information sur l'énergie. [www.centreinfo-energie.com/silos/wind/windEnvironment/windEnvironment-History.asp](http://www.centreinfo-energie.com/silos/wind/windEnvironment/windEnvironment-History.asp).
- Patankar, S. V. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, Washington, D.C.

Radio-Canada (2008). Éoliennes mythes et réalité. [www1.radio-canada.ca/-actualite/semaine\\_verte/2006/10/19/001-Eolienne10Questions\\_accueil.asp](http://www1.radio-canada.ca/-actualite/semaine_verte/2006/10/19/001-Eolienne10Questions_accueil.asp).

RNFQ (2008). (Ressources Naturelles et Faune Québec). [www.mrnf.gouv.qc.ca/-energie/eolien/index.jsp](http://www.mrnf.gouv.qc.ca/-energie/eolien/index.jsp).

Sarraf, C., Djeridi, H., and Billaf, J.-Y. (2000). Effets de l'épaisseur d'un profil NACA symétrique sur les performances et les caractéristiques de la couche limite turbulent. *Institut de recherche de l'école navale (IRENav)*.

White, F. and Christoph, G. (February 1971). A simple new analysis of compressible turbulent skin friction under arbitrary conditions. *Technical Report AFFDL-TR-70-133*.

Wilcox, D. (1993). *Turbulence Modeling for CFD*. Griffin Printing.

[www.info.gaspesie.com](http://www.info.gaspesie.com) (2008). Centre d'interprétation de l'énergie éolienne. [www.info-gaspesie.com/villages/haute\\_gaspesie/cap-chat/cirde.php](http://www.info-gaspesie.com/villages/haute_gaspesie/cap-chat/cirde.php).

Zahle, F., Sorensen, N. N., and Johansen, J. (2002). CFD study of a NACA 63-415 airfoil fitted with stall strips. *Riso National Laboratory, Riso-R-1320*.