

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

CALCUL ET DÉCOMPOSITION DE LA TRAÎNÉE EN RÉGIME TRANSSONIQUE
EN UTILISANT LES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES

MOHAMED GABR
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 2005



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-16785-4

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-16785-4

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 est intitulé :

CALCUL ET DÉCOMPOSITION DE LA TRAÎNÉE EN RÉGIME TRANSSONIQUE
EN UTILISANT LES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES

Présenté par : Gabr Mohamed

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise en Sciences Appliquées

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

M. VASSEUR Patrick, Ph.D., président

M. PARASCHIVOIU Ion, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. LAURENDEAU Eric, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. PRUD'HOMME Michel, Ph.D., membre

DÉDICACE

À mes chers parents

À tous mes amis

REMERCIEMENTS

Je désire tout d'abord, exprimer ma profonde gratitude et mes remerciements les plus chaleureux à mon directeur de recherche, le professeur Ion Paraschivoiu pour le choix de ce sujet pertinent, pour son support financier et pour son aide appréciable.

Je tiens à remercier mon codirecteur de recherche Monsieur Eric Laurendeau pour ses conseils fructueux tout au long de la recherche.

Je tiens à remercier également les professeurs Patrick Vasseur et Michel Prud'homme pour avoir bien voulu participer à notre jury.

Je désire finalement remercier mes amis et mes collègues de la Chaire Bombardier pour leurs aides, leurs encouragements et pour la bonne atmosphère de travail.

RÉSUMÉ

Le calcul de la traînée et de ses composantes avec une précision acceptable reste toujours un défi à surmonter pour les aérodynamiciens. Les énormes intérêts financiers en jeu dans la prédiction de la traînée, et par conséquent de sa réduction, en ont fait un domaine de recherche majeur.

Dans les vingt dernières années le calcul numérique s'est avéré une option fiable et plus économique que les essais en soufflerie sur des maquettes à échelle réduite. De plus l'approche numérique nous permet d'étudier les écoulements autour des corps d'une manière plus exhaustive. C'est dans ce contexte que se situe le sujet de cette étude qui explore les capacités et les limites du logiciel de CFD Fluent en terme de calcul et de décomposition de la traînée pour un écoulement visqueux réel.

L'objectif ultime de ce mémoire est donc d'étudier la traînée globale ainsi que ses composantes pour des cas tridimensionnels en régime transsonique en comparant plusieurs approches de calcul et de décomposition.

Les cas étudiés commencent par le cas le plus simple de la plaque plane et se termine par le cas 3D d'aile-fuselage DLR-F4, les validations des simulations sont effectuées selon les paramètres appropriés, par la suite des études de post traitement sont appliquées soit par des codes (UDF- user defined functions) soit par les fonctions propres de Fluent. Les résultats obtenus sont comparés avec les résultats expérimentaux. Les approches théoriques du calcul de la traînée et de ses composantes sont évaluées.

ABSTRACT

The drag prediction with an acceptable accuracy remains one of the main challenges for aerodynamicists. The great economic impact of the drag prediction, and consequently its reduction, does give it a major status among the aerodynamic research subjects.

In the last twenty years the numerical calculation had become a feasible option and more economic comparing to the wind tunnel experiments on models. Moreover, the numerical approach allows the study of the flow around models more exhaustively. In this context, this study explores the capacities and limits of the commercial CFD code Fluent in terms of calculating the drag in a real viscous flow.

The objective of this thesis is to study the global drag as well as its components in transonic regime for three-dimensional cases by comparing practically the different approaches of calculating and breaking down.

The studied cases start from the most simple i.e. flat plat and going to the 3D wing-body case of DLR F4, simulations are validated according to the appropriate parameters followed by post-treatment study done by codes (UDF-user defined function) or functions build by Fluent.

The results obtained are compared with experiments and the theoretical approaches for computing the drag and its components are evaluated.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS.....	v
RÉSUMÉ	vi
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES TABLEAUX	xv
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xvi
 CHAPITRE I: INTRODUCTION	 1
1.1. GÉNÉRALITÉS.....	1
1.2. DÉCOMPOSITION PHÉNOMÉNOLOGIQUE DE LA TRAÎNÉE	2
1.3. LES PONDÉRATIONS DES COMPOSANTES DE LA TRAÎNÉE	5
1.4. APPROCHES ET MÉTHODES DE RÉDUCTION DE LA TRAÎNÉE	7
1.5. BASE THÉORIQUE DU CALCUL DE LA TRAÎNÉE	9
1.6. PRÉDICTION DE LA TRAÎNÉE À PARTIR DES ESSAIS EN SOUFFLERIE.....	12
1.7. PRÉDICTION DE LA TRAÎNÉE À PARTIR DES CALCULS CFD	14
 CHAPITRE II : DESCRIPTION DE FLUENT.....	 17
2.1. RÉSOLUTEUR.....	17
2.2. ÉQUATIONS COUPLÉES VS DÉCOUPLÉES	18
2.3. CONDITIONS AUX LIMITES	19
2.3.1. PRESSURE FAR FIELD	19
2.3.2. PRESSURE OUTLET.....	20
2.3.3. SYMÉTRIQUE.....	20

2.4. MODÈLES DE TURBULENCE.....	20
2.4.1. SPALARAT-ALLMARAS.....	20
2.4.2. K- ϵ	21
2.4.3. TRAITEMENT À LA PAROI	23
CHAPITRE III : APPLICATIONS AUX CAS 2D	25
3.1. PLAQUE PLANE	25
3.1.1. DÉFINITION DU CAS.....	25
3.1.2. VALIDATION	27
3.1.3. TRAÎNÉE DE FROTTEMENT	29
3.2. LE PROFIL RAE 2822.....	29
3.2.1. DÉFINITION DU CAS.....	29
3.2.2. VALIDATION	30
3.2.3. DÉTERMINATION DES CONTOURS POUR L'ANALYSE 'CHAMP LOINTAIN'	33
3.2.4. FONCTIONS D'INTÉGRATION	34
3.2.5. COHÉRENCE CHAMPS PROCHE VS CHAMPS LOINTAIN.....	35
3.2.6. TRAÎNÉE DU SILLAGE (ENTROPIE).....	36
3.2.7. TRAÎNÉE DE CHOC	37
3.3. APPROCHE CELLULE PAR CELLULE.....	39
3.3.1. ÉQUATIONS	39
3.3.2. ALGORITHME DU FILTRAGE DES CELLULES	41
3.3.3. RÉSULTATS	42
CHAPITRE IV : APPLICATIONS AUX AILES	44
4.1. L'AILE ONERA M6.....	44
4.1.1. DÉFINITION DU CAS.....	44
4.1.2. VALIDATION	46

4.1.3. COHÉRENCE CHAMP LOINTAIN VS CHAMP PROCHE	49
4.1.4. TRAÎNÉE INDUITE.....	50
4.2. L'AILE XT.....	52
4.2.1. DÉFINITION DU CAS.....	52
4.2.2. VALIDATION	52
4.2.3. COHÉRENCE DE LA TRAÎNÉE CHAMP LOINTAIN VS CHAMP PROCHE	53
CHAPITRE V : APPLICATION A UNE CONFIGURATION AILE-FUSELAGE	56
5.1. DÉFINITION DU CAS	56
5.2. VALIDATION	57
5.3. COHÉRENCE DE LA TRAÎNÉE DE CHAMP PROCHE VS LA TRAÎNÉE DE CHAMP LOINTAINE	62
5.4. TRAÎNÉE INDUITE.....	66
CHAPITRE VI : CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS	68
6.1. MAILLAGE.....	68
6.2. POST-TRAITEMENT	69
6.2.1. CALCUL DES INTÉGRALES.....	69
6.2.2. CONSTRUCTION DES CONTOURS	69
6.3. PRÉCISION DE LA TRAÎNÉE GLOBALE.....	70
6.4. DÉCOMPOSITION DE LA TRAÎNÉE	70
6.4.1. TRAÎNÉE DE CHOC 2D.....	70
6.4.2. TRAÎNÉE VISQUEUSE.....	70
6.4.3. TRAÎNÉE INDUITE.....	71
6.4.4. TRAÎNÉE VISQUEUSE ET TRAÎNÉE DE CHOC EN 3D	71
ANNEXE.....	72

RÉFÉRENCES	76
------------------	----

LISTE DES FIGURES

<i>Figure 1-1 Répartition de la Trainée pour un avion de transport</i>	<i>5</i>
<i>Figure 1-2 Répartition de la traînée pour un avion d'affaire de type Falcon</i>	<i>6</i>
<i>Figure 1-3 Répartition de la traînée pour un avion Concorde.....</i>	<i>6</i>
<i>Figure 1-4 Approches champs proche vs champs lointain.....</i>	<i>10</i>
 <i>Figure 2-1 Traitement à la paroi</i>	 <i>23</i>
 <i>Figure 3-1 Maillage de la plaque plan</i>	 <i>26</i>
<i>Figure 3-2 Profils de vitesse parallèle</i>	<i>27</i>
<i>Figure 3-3 Profils de vitesse transversale</i>	<i>28</i>
<i>Figure 3-4 Profils de vitesse en régime turbulent.....</i>	<i>28</i>
<i>Figure 3-5 Maillage en “C” RAE2822</i>	<i>30</i>
<i>Figure 3-6 La Convergence</i>	<i>31</i>
<i>Figure 3-7 Coefficient de pression</i>	<i>31</i>
<i>Figure 3-8 Y+</i>	<i>32</i>
<i>Figure 3-9 bulle de séparation.....</i>	<i>33</i>
<i>Figure 3-10 Contours du champ lointain</i>	<i>34</i>
<i>Figure 3-11traînées de champ lointain (fonction Report).....</i>	<i>35</i>
<i>Figure 3-12 Traînée de champ lointain (fonction UDF).....</i>	<i>36</i>
<i>Figure 3-13 traînée du sillage.....</i>	<i>37</i>

<i>Figure 3-14 Iso Mach & un contour entourant l'onde de choc</i>	38
<i>Figure 3-15 Régions visqueuse, de choc et parasite</i>	40
<i>Figure 3-16 Cellules de la région visqueuse séparées (zone blanche)</i>	42
<i>Figure 4-1 Y^+</i>	45
<i>Figure 4-2 Maillage M6 et les plans (Trefftz) de l'ONERA</i>	46
<i>Figure 4-3 $\eta = 0.2$</i>	47
<i>Figure 4-4 $\eta = 0.44$</i>	47
<i>Figure 4-5 $\eta = 0.65$</i>	47
<i>Figure 4-6 $\eta = 0.8$</i>	48
<i>Figure 4-7 $\eta = 0.99$</i>	48
<i>Figure 4-8 Convergence</i>	48
<i>Figure 4-9 Analyse champs lointain</i>	50
<i>Figure 4-10 Décroissance de la traînée induite</i>	51
<i>Figure 4-11 Distribution de la portance de X_t</i>	53
<i>Figure 4-12 Champ lointain vs champ proche</i>	54
<i>Figure 5-1 Géométrie de DLR-F4</i>	56
<i>Figure 5-2 $\eta = 0.409$</i>	58
<i>Figure 5-3 $\eta = 0.636$</i>	58
<i>Figure 5-4 Polaire</i>	59
<i>Figure 5-5 Convergence $\alpha = 0$</i>	59

<i>Figure 5-6 $\eta = 0.185$</i>	<i>60</i>
<i>Figure 5-7 $\eta = 0.238$</i>	<i>60</i>
<i>Figure 5-8 $\eta = 0.331$</i>	<i>60</i>
<i>Figure 5-9 $\eta = 0.409$</i>	<i>61</i>
<i>Figure 5-10 $\eta = 0.512$</i>	<i>61</i>
<i>Figure 5-11 $\eta = 0.636$</i>	<i>61</i>
<i>Figure 5-12 $\eta = 0.844$</i>	<i>62</i>
<i>Figure 5-13 Surfaces d'intégration</i>	<i>63</i>
<i>Figure 5-14 Intégration de plan de Trefftz</i>	<i>64</i>
<i>Figure 5-15 Intégration avec fonction (Report)</i>	<i>64</i>
<i>Figure 5-16 Analyse champs lointain (UDF)</i>	<i>65</i>
<i>Figure 5-17 Trainée induite et sa correction</i>	<i>67</i>
<i>Figure ANNEXE-1 Géométrie des cellules.....</i>	<i>74</i>

LISTE DES TABLEAUX

<i>Tableau 3-1</i> <i>Trainées de la plaque</i>	<i>29</i>
<i>Tableau 4-1</i> <i>CD de l'Onera.....</i>	<i>51</i>
<i>Tableau 4-2</i> <i>CD,CL du Xt.....</i>	<i>55</i>
<i>Tableau 5-1</i> <i>CD de DLR-F4</i>	<i>65</i>

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

A	surface
a	vitesse du son
AR	allongement de l'aile
b	envergure de l'aile
C_d	coefficient de la traînée
C_p	coefficient de pression
D	force de la traînée
E	constante de la loi de la paroi = 9.793
M	nombre de Mach
N_{eq}	nombre d'équations
$n_{x,y,z}$	vecteurs unitaires aux sens x,y,z
p	pression (statique)
Re	nombre de Reynolds
R	constante des gaz parfaits
S_ϕ	Terme source de ϕ
s	entropie
T	température
t	temps
$\vec{U}$	vecteur de vitesse
u,v,w	composantes du vecteur vitesse sur x,y,z

V	volume
y, d	distance de la paroi
y^+	paramètre adimensionnel de la turbulence

SYMBOLES GRECS

α	angle d'incidence
γ	rapport des chaleurs spécifique
η	$y/(b/2)$
ρ	densité
τ	cisaillement
ϕ	variable inconnue
Γ	coefficient de diffusion
ϕ_p	variable d'une cellule
ϕ_{nb}	variable d'une cellule adjacente
α_{relax}	facteur de sous relaxation
Ω_{ij}	taux moyenne du tenseur rotationnel
∂_{ij}	delta de Kronecker
δ	épaisseur de la couche limite
κ	constante de Von Karman =0.4187

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Ce chapitre introduit les différents types de traînées, leurs origines physiques, ainsi que les approches adoptés pour les réduire.

Une section est dédiée à élaborer la base théorique du calcul de la traînée avec les deux approches utilisées au sein de cette étude (champ proche et champ lointain).

Ensuite une revue bibliographique est présentée montrant une synthèse des travaux sur les plans expérimentaux et numériques de la prédiction de la traînée.

1.1. Généralités

La traînée aérodynamique se définit comme la force de résistance que subit un corps se déplaçant dans un fluide. Le calcul précis de cette force s'avère primordial lors de la conception d'un avion à cause de son impact direct sur la consommation de carburant. C'est après la crise pétrolière de 1973 que les chercheurs en aéronautique se sont rendus compte de l'importance de l'aspect financier de ce sujet.

En terme de précision de la traînée globale, les aérodynamiciens cherchent une précision idéale d'un « point », soit un coefficient de traînée de 0.0001, sachant que la précision expérimentale est de quatre points (± 0.0004). Les simulations numériques, moins coûteuse que les essais de souffleries, ont une précision inférieure de ± 0.0021 selon le (Drag Prediction Workshop) de 2003 [4].

Par contre les simulations numériques surpassent les essais expérimentaux par la possibilité d'analyser le champ de l'écoulement d'une façon plus exhaustive.

Cette possibilité permet aux aérodynamiciens de décomposer la traînée selon les propriétés physique qui la déclenche, car contrairement à la force de la portance qui est due juste aux effets non visqueux de l'écoulement, plusieurs propriétés physiques contribuent à la formation de la traînée.

1.2. Décomposition phénoménologique de la traînée

Pour améliorer la précision de la prédiction de la traînée une décomposition de cette force selon les composantes physiques est une tâche essentielle.

- A - effets visqueux :
 - 1-Traînée de frottement
 - 2-Traînée de pression visqueuse
- B - effets non visqueux :
 - 1 -Traînée induite
 - 2 -Traînée de choc

La traînée de frottement

C'est la composante de la traînée la plus importante. Quant un corps se déplace dans un fluide un gradient de vitesse normale à la paroi se forme, allant de la vitesse de

l'écoulement non perturbé du champ lointain jusqu'à la vitesse zéro à la paroi. C'est en fonction de la pente de ce profil de vitesse que la force du frottement (dite de cisaillement) varie. En régime turbulent, la pente du profil de vitesse est plus prononcée comparée au régime laminaire, par conséquent la force de frottement que subit un corps dans un écoulement turbulent est plus importante.

Traînée de pression

Si la composante de la traînée de frottement est due à l'influence du champ de vitesse sur un corps, c'est la traînée de pression qui est la conséquence de la résultante du champ de pression autour du corps. La résultante de l'intégrale du champ de pression autour de l'aile a une composante normale à la vitesse non perturbée, la portance, et une composante parallèle, la traînée de pression. On peut décomposer cette force en trois parties :

Traînée de pression visqueuse

En simulant un écoulement parfait autour d'un profil, c'est-à-dire à une vitesse non nulle à la paroi, on obtient un champ de pression qui donne la portance avec une précision acceptable. Ce champ de pression diffère de celui prédit lors d'une simulation

de fluide parfait due à la présence de la couche limite non considérée dans l'approche fluide parfait. Cette différence entre les deux champs engendre la traînée de pression visqueuse.

Traînée de choc

Quand l'écoulement passe par un rétrécissement, sa vitesse augmente pour garder la continuité constante. Si cette augmentation est assez importante pour que la vitesse dépasse la limite de la vitesse du son une onde de choc se forme. L'effet nuisible de ce choc se manifeste dans une perte d'énergie calorifique.

Traînée induite

La différence entre la surpression sur l'intrados et la sous-pression sur l'extrados engendre un écoulement transversal au bout de l'aile qui s'oppose à la vitesse d'avancement de l'avion. Plus cette différence augmente, plus la portance augmente et plus cette composante de traînée augmente, d'où le nom de traînée induite par la portance. On peut voir l'effet de l'écoulement transversal au bout de l'aile en remarquant les tourbillons qui se forment lors du décollage d'un avion, là où la portance est à son maximum.

1.3. Les pondérations des composantes de la traînée

La répartition des composantes de la traînée est l'un des objectifs principaux des concepteurs d'avions. Cette répartition diffère selon les types d'avion dépendamment de plusieurs facteurs comme le nombre de Mach, la géométrie, la surface mouillée etc.

Sur les figures suivantes, les répartitions de trois types d'avion sont montrées . Pour un avion de transport en régime transsonique la traînée de frottement est dominante et représente 45% de la traînée totale. La traînée induite est au même ordre soit de 40%.

Dans le cas d'un avion d'affaire de type Falcon qui est caractérisé par une faible masse nécessitant une moindre portance, la traînée induite ne représente que 15%. En plus le petit nombre de Reynolds a pour effet d'augmenter la traînée de frottement à 60% de la traînée totale.

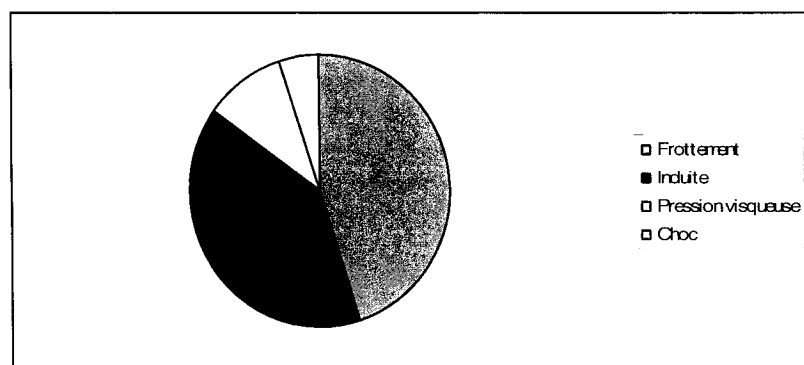


Figure 1-1 Répartition de la traînée pour un avion de transport

Pour l'avion Concorde, la répartition des composantes de la traînée est complètement différente à cause du régime supersonique et de sa géométrie d'aile Delta . On remarque la composante de frottement qui diminue à 30% à cause du nombre de Reynolds très élevé mais d'autre part la traînée de choc augmente à 20% et la traînée induite va jusqu'à 40%.

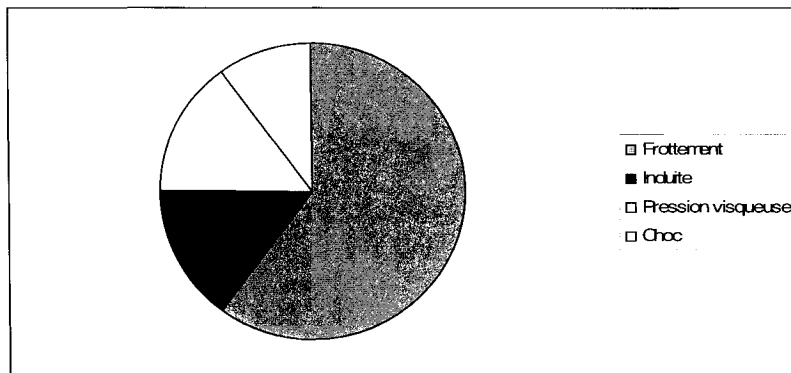


Figure 1-2 Répartition de la traînée pour un avion d'affaire de type Falcon

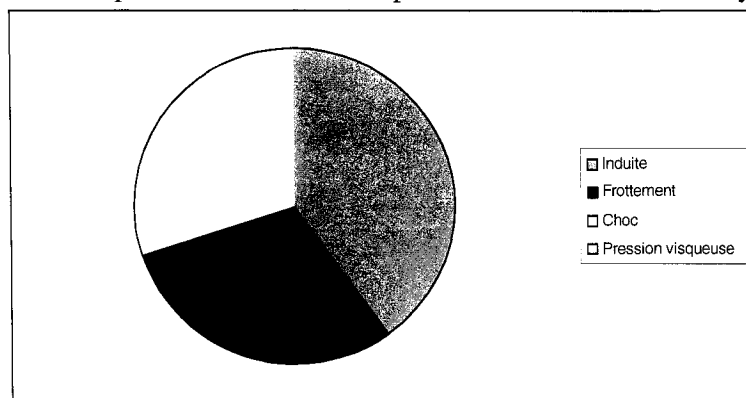


Figure 1-3 Répartition de la traînée pour un avion Concorde

1.4. Approches et méthodes de réduction de la traînée

Une fois que la traînée et ses composantes sont prédites avec une précision acceptable, les aérodynamiciens vont essayer de réduire au maximum les différentes traînées.

Réduction de la traînée de frottement

Réduire la traînée de frottement, qui constitue la partie la plus importante de la traînée globale, est une tâche fastidieuse vu qu'elle est liée à la surface mouillée du corps. L'une des approches adoptées pour réduire cette composante est d'étendre le régime laminaire au maximum étant donné que le cisaillement laminaire est moindre que celui du régime turbulent.

Une première méthode consiste à aspirer l'écoulement laminaire afin d'accélérer l'écoulement adjacent à la paroi ce qui le rend plus stable et moins vulnérable à la transition.

Une deuxième méthode relativement récente consiste à revêtir la 'peau' du corps avec des rainures (riblets) longitudinales ou avec une paroi dentelée ce qui a l'avantage de canaliser l'écoulement et de le rendre par conséquent plus stable. L'explication physique de ce phénomène est un sujet de recherche très actif en ce moment. A noter que cette technique se retrouve dans la nature sur la peau des requins qui est constituée par des

écailles dures appelées denticules et qui maintiennent l'écoulement laminaire sur son corps.

Réduction de la traînée de pression visqueuse

Dans les trois exemples de répartition de la traînée montrés précédemment on constate que la composante de pression visqueuse est quasi constante et va de 10 à 15%.

Ceci est dû à sa nature liée à l'épaisseur de la couche limite qui croît au fur et à mesure qu'on avance dans l'écoulement. Les chercheurs se contentent donc d'éviter le décollement de l'écoulement qui a un effet très important sur la croissance de cette composante.

Réduction de la traînée induite

C'est l'une des composantes où l'on a eu le plus grand succès en terme de réduction. Étant donné sa nature non visqueuse on a pu l'explorer dès les premières recherches en science aérodynamique. Prandtl a constaté que l'aile elliptique constitue la forme idéale pour avoir une traînée induite minimale, et ceci d'après la théorie linéaire du calcul de la portance.

Les chercheurs ont adopté des dispositifs de bout d'aile qui affaiblissent l'écoulement transversal local, soit en le prévenant par des barrières (Winglets) soit en le cassant par des turbines à vorticité. Une autre approche théoriquement acceptable est d'augmenter l'allongement de l'aile mais elle est pratiquement non réaliste à cause des contraintes structurales.

Réduction de la traînée de choc

Cette traînée est très sensible aux modifications locales de la géométrie. Pour cette raison un léger changement de courbure locale (une bosse) peut réduire considérablement cette composante, une deuxième technique est de réduire la force de l'onde en obtenant deux ou trois petites ondes au lieu d'une unique onde de choc de forte intensité.

1.5. Base théorique du calcul de la traînée

Les deux approches connues dans la littérature pour calculer la traînée sont l'analyse du champ proche et l'analyse du champ lointain. La première, qui est la plus intuitive, étudie l'influence de l'écoulement sur le corps en évaluant les champs de pression et de

cisaillement directement sur le corps en question. La deuxième étudie l'influence du corps sur l'écoulement. C'est donc l'approche du champ lointain qui est la plus riche en information en terme des changements des propriétés physique de l'écoulement.

A noter que le terme de champ lointain n'implique pas que la surface d'intégration soit très loin du corps, en fait ce terme a été choisi pour le différencier de l'approche du champ proche. Comme on le verra plus tard la surface de champ lointain pourra être située à une distance de moins d'une corde du bord de fuite dans des conditions particulières.

On considère un profil d'aile dans un volume de contrôle S_{lointain} avec un écoulement de vitesse U_{∞} (figure 1.4).

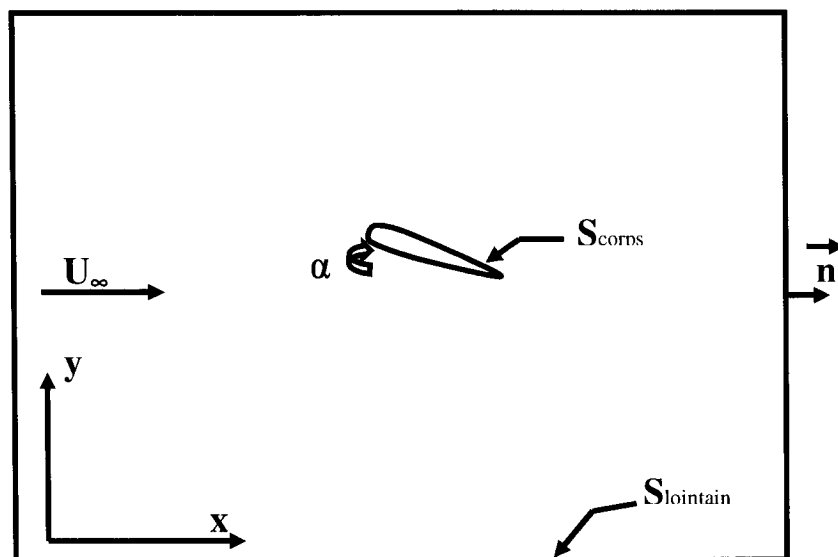


Figure 1-4 Approche champs proche vs champs lointain

L'intégration de la force normale et tangentielle autour d'une surface d'un corps (S_{corps}) donne la force aérodynamique totale exercée sur ce corps, on aura donc

$$D_{\text{Scorps}} = \iint_{S_{\text{corps}}} (-pn + \tau : n) dS \quad (1.1)$$

$$\tau = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

On déduit la force de la traînée en séparant la composante de la force totale en direction de U_{∞} , cette expression est nommée aussi la traînée de champs proche

$$D_{\text{Scorps}} = \iint_{S_{\text{corps}}} (-pn_x + \tau_{xx}n_x + \tau_{xy}n_y + \tau_{xz}n_z) dA \quad (1.3)$$

L'autre approche pour calculer la traînée est de considérer l'écoulement d'un point de vue du fluide, en d'autres termes on étudie l'influence qu'a le corps sur le fluide. Cette approche est nommée approche du champ lointain dans la littérature. Le bilan de quantité de mouvement est exprimé par l'équation :

$$\sum D = \iint_{S_{\text{lointain}}} \rho U (\vec{U} \cdot \vec{n}) dA \quad (1.4)$$

$$\vec{U} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k} \quad \vec{n} = n_x\hat{i} + n_y\hat{j} + n_z\hat{k}$$

La surface d'intégration dans cette approche est une surface fermée qui entoure le corps (figure 1.4) et le vecteur $\vec{n}$ est le vecteur unitaire normal à la surface et pointant vers l'extérieur. On peut exprimer le coté gauche de l'équation comme la force totale

qu'exerce le corps sur le fluide et qui est égale à la somme de la pression du fluide en S_{lointain} , $-D_{\text{Scorps}}$, et à la viscosité en S_{lointain} . On aura donc

$$\sum D = -D_{\text{Scorps}} + \iint_{S_{\text{lointain}}} -pndA + \iint_{S_{\text{lointain}}} \tau : ndA \quad (1.5)$$

En combinant (1.4) et (1.5) on aura

$$D = - \iint_{S_{\text{lointain}}} [pn_x + \rho u(\vec{U} \cdot \vec{n})]dA + \iint_{S_{\text{lointain}}} (\tau_{xx}n_x + \tau_{xy}n_y + \tau_{xz}n_z)dA \quad (1.6)$$

En choisissant S_{lointain} à une position suffisamment éloignée du corps, de l'ordre de plus de 2 fois la corde du profil, on pourrait négliger le terme de viscosité. On obtient donc l'expression finale de la traînée de champ lointain

$$D = - \iint_{S_{\text{lointain}}} [pn_x + \rho u(\vec{U} \cdot \vec{n})]dA \quad (1.7)$$

1.6. Prédiction de la traînée à partir des essais en soufflerie

L'histoire de la prédiction de la traînée commence naturellement avant l'ère numérique. C'était à partir des essais en vol et en soufflerie qu'on mesurait les forces aérodynamiques, dont la force de traînée. Ensuite les aérodynamiciens ont éprouvé un besoin de calculer les différentes composantes de cette force afin de les réduire.

En 1925 Betz [1] arrive à séparer la traînée visqueuse de la traînée totale. Il calcule cette force en fonction de la perte de pression dans le sillage du profil, celle-ci pouvait être mesurée à partir de mesures prises en aval de la maquette. C'était donc la première

tentative d'extraction d'une composante de la traînée du champ lointain avec des hypothèses restrictives comme l'incompressibilité.

En 1973 E.C. Maskell[2] parvient à trouver une formule pour calculer la traînée induite en mesurant l'énergie cinétique transversale au sillage avec une hypothèse impliquant que l'écoulement n'est qu'un ensemble de sources et des tourbillons en superposition. De plus il améliora la formule de Betz de la traînée visqueuse sans cependant contourner l'hypothèse d'incompressibilité, ce qui la limite à des basses vitesses.

Dans les années qui suivent les chercheurs se penchent sur la décomposition phénoménologique de la traînée à partir des sondages d'écoulement, en 1985 Lockheed et l'institut de technologie de Géorgie[3] [4] ont amélioré les travaux de Betz et Maskell pour rendre les sondages plus pratique à exécuter.

Au milieu des années 90, Boeing publia un article [5] sur l'extraction de la traînée à partir des sondages surtout la traînée induite d'après la formule de Maskell à basses vitesses.

En 1996 Cummings et al, [6] publia un article faisant la liaison entre la CFD et la pratique en approfondissant la théorie de Maskell.

En 1999 Boeing publia pour la première fois deux articles [7] [8] sur l'extraction de la composante de choc à partir des sondages et sur le traitement des configurations motorisées.

1.7. Prédiction de la traînée à partir des calculs CFD

Avec le commencement de l'ère numérique en 1970, l'approche par écoulement potentiel dominait les recherches en mécanique de fluide. Murman et Cole [9] publièrent un article basé sur la méthode des singularités, la traînée induite étant la première à être explorée numériquement en imposant la position de la nappe tourbillonnaire en aval du corps.

Au début des années 1980, les codes Euler prennent la relève et le calcul de la traînée induite et la traînée de choc ne posent pas un grand défi aux aérodynamiciens [10] [11]. Par contre d'autres problèmes surgissent comme l'entropie non physique qui se forme aux points de stagnation, la sensibilité du calcul aux conditions aux limites imposés aux bords du domaine, la richesse du maillage (nombre totale de noeuds), la répartition des nœuds autour du corps et finalement la taille du domaine qui répond à la question suivante : quelle distance minimum entre le corps et les limites asymptotique du domaine faut il respecter pour obtenir une précision adéquate de la traînée ?

En même temps les chercheurs commencent à découvrir que la CFD pourrait être un outil efficace en terme de décomposition de la traînée par l'approche champs lointain [11], ainsi le calcul de la traînée par intégration sur un plan perpendiculaire à la vitesse non perturbée (plan de Trefftz) devient une application très utilisée.

Dans le même article [11], Sloof évoque la modélisation d'un écoulement visqueux au courant des premières tentatives de modélisation Navier Stokes, une tâche très difficile à l'époque qui poussait le chercheur à poser la question : 'Est-ce que prédire et minimiser la traînée est une mission impossible ?'

En 1988 se tient le premier colloque international sur la prédiction numérique de la traînée [12] qui a affirmé la difficulté d'obtenir une précision satisfaisante avec les équations de Navier Stokes ainsi que le coût élevé des calculs par rapport aux calculs effectués par le couplage Euler-couche limite.

Au début des années 90 les chercheurs [13] [14] [15] commencent à sentir l'importance du post-traitement comme un outil potentiel pour prédire et décomposer la traînée et qui pourrait remplacer la complexité des essais en soufflerie. Ils ont trouvé que les deux problèmes majeurs qui interviennent sont la traînée parasite et l'entropie fictive aux points de stagnation pour la traînée de choc, et la dérive de la traînée induite selon la

position du plan de l'intégration. Ces deux problèmes sont mis en évidence au sein de cette étude avec leurs corrections.

La présente étude continue donc ces travaux en se servant du logiciel commercial FLUENT en terme d'analyse de post-traitement de la traînée globale ainsi que pour sa décomposition, en mettant en évidence les problèmes évoqués précédemment et en comparant également les deux approches de champ proche et de champ lointain pour différentes configurations.

CHAPITRE II

DESCRIPTION DE FLUENT

L'objet de ce chapitre est de présenter une description du logiciel Fluent comprenant les différentes conditions aux limites, les équations des modèles de turbulence utilisés dans nos calculs, ainsi que le traitement adopté à la paroi.

2.1. Résolveur

L'équation à résoudre est l'équation générale de conservation (transport) [16]

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV}_{\text{Nonstationnaire}} + \underbrace{\oint_A \rho \phi U \cdot dA}_{\text{convection}} = \underbrace{\oint_A \Gamma \nabla \phi \cdot dA}_{\text{diffusion}} + \underbrace{\int_V S_\phi dV}_{\text{génération}} \quad (2.1)$$

ϕ prend la valeur 1 pour exprimer l'équation de continuité et les composantes de vitesse pour exprimer les équations de quantité de mouvement ainsi que la température pour exprimer l'équation de l'énergie.

Le domaine de calcul étant discrétisé en cellules (volumes de contrôle), l'équation de transport se discrétise en équation algébrique.

$$\frac{(\rho \phi_p)^{t+\Delta t} - (\rho \phi_p)^t}{\Delta t} \Delta V + \sum_{\text{faces}} \rho_f \phi_f U_f A_f = \sum_{\text{faces}} \Gamma_f (\nabla \phi)_{\perp, f} A_f + S_\phi \Delta V \quad (2.2)$$

Les variables régionales sont stockées au centre de chaque cellule, les valeurs des faces sont interpolées d'après les valeurs centrales. L'équation discrétisée peut être exprimée par

$$a_p \phi_p + \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} = b_p \quad (2.3)$$

Cette équation est résolue pour chaque volume de contrôle ce qui donne un système d'équations qui est résolu de façon itérative. Les coefficients a_p, a_{nb} sont constants pour chaque itération et sont calculés en fonction des variables de l'itération précédente.

Il existe deux modes pour résoudre les ϕ :

Explicite : en prenant ϕ_{nb} de l'itération précédente, on peut résoudre ϕ_p explicitement avec les schémas de Runge-Kutta.

Implicite : On résout ϕ_p et ϕ_{nb} avec les techniques des équations linéaires.

En général la linéarisation implicite donne des équations plus stables que la linéarisation explicite.

2.2. Équations couplées vs découplées

Le mode découplé (segragated) consiste à calculer chaque inconnue séparément, ainsi

a_p, a_{nb} sont des scalaires. La variable est actualisée à chaque itération selon

$$\phi_p = \phi_{p,ancien} + \alpha_{relax} \Delta \phi_p \quad (2.4)$$

La valeur de sous relaxation α_{relax} s'approche de l'unité quand la solution converge.

Pour le mode couplé (coupled) toutes les variables sont résolues simultanément, a_p, a_{nb} sont des matrices de dimension $N_{eq} \times N_{eq}$ et ϕ est un vecteur contenant les variables dépendantes $[p, u, v, w, T]^T$.

Les variables sont actualisées à chaque itération selon

$$\Delta t = (CFL) \Delta x / u \quad (2.5)$$

Lorsque la solution devient stable le pas de temps maximum Δt peut prendre des valeurs de plus en plus large. Ainsi on commence le calcul avec un petit nombre de Courant (CFL) que l'on augmente lorsque la solution converge.

2.3. Conditions aux limites

2.3.1. 'Pressure Far Field'

C'est le type de condition aux limites simulant un écoulement compressible non perturbé. La densité est calculée selon la loi des gaz parfaits

$$p = \rho RT \quad (2.6)$$

Le nombre de Mach, la pression statique et la température sont considérés comme donnés. A noter que les limites du domaine devront être positionnées assez loin du corps (jusqu'à 20 fois la corde du profil).

2.3.2. 'Pressure Outlet'

Cette condition est utilisée en régime subsonique, on impose une pression statique donnée, les autres variables sont extrapolées à partir de l'intérieur du domaine.

2.3.3. Symétrique

L'entité choisi comme symétrique se caractérise par :

- une vitesse normale nulle.
- un gradient nul à travers l'entité.

2.4. Modèles de turbulence

2.4.1. Spalarat-Allmaras

Ce modèle d'une équation a pour avantage de bien simuler la couche limite avec un gradient de pression défavorable et d'être plus économique en terme de temps et de mémoire. A partir de l'hypothèse de base d'un écoulement turbulent on sait que

$$U_i(t) \equiv U_i + u_i(t) \quad (2.7)$$

Les équations de Navier-Stokes moyennées (RANS)

$$\rho U_\kappa \frac{\partial U_i}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} \quad R_{ij} = -\rho \overline{u_i u_j} \quad (2.8)$$

L'hypothèse de Boussinesq (viscosité isentropique) implique que

$$R_{ij} = -\rho \frac{2}{3} k \delta_{ij} + \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.9)$$

La viscosité turbulente μ_t est indirectement résolue à partir d'une équation de transport de la viscosité modifié $\tilde{\nu}$, on aura donc

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} \left[\frac{(\tilde{\nu} / \nu)^3}{(\tilde{\nu} / \nu)^3 + c_{v1}^3} \right] \quad (2.10)$$

Pour déterminer $\tilde{\nu}$ on résout l'équation de transport suivante

$$\rho \frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = \underbrace{\rho c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu}}_{\text{Generation}} + \frac{1}{\rho_{\tilde{\nu}}} \underbrace{\left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right) + \rho c_{b2} \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right]}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{\rho c_{w1} f_w \frac{\tilde{\nu}}{d^2}}_{\text{Destruction}} \quad (2.11)$$

$$\tilde{S} \equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}$$

$$\underbrace{f_{v1}}_{\text{amortissement visqueux}} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \quad \chi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad g = r + C_{w2} (r^6 - r)$$

$$r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2}$$

$C_{b1}, C_{b2}, C_{w1}, C_{w2}, C_{w3}, C_{v1}, \sigma_{\tilde{\nu}}, \kappa$ étant des constantes empiriques.

2.4.2. k-ε

C'est le modèle le plus utilisé dans l'industrie, la viscosité turbulente est obtenue en fonction de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation à partir de

$$\mu_t \equiv \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.12)$$

Sachant que l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation sont

$$k \equiv \overline{u_i u_i} / 2 \quad \varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)} \quad (2.12-13)$$

Les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation sont

$$\underbrace{\rho U_i \frac{\partial k}{\partial x_i}}_{\text{Convection}} = \underbrace{\mu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i}}_{\text{Génération}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right]}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{\rho \varepsilon}_{\text{Destruction}} \quad (2.14)$$

$$\underbrace{\rho U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}}_{\text{Convection}} = \underbrace{C_{1\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \mu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_i}}_{\text{Génération}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu_t / \sigma_\varepsilon) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right]}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{C_{2\varepsilon} \rho \left(\frac{\varepsilon^2}{k} \right)}_{\text{Destruction}} \quad (2.15)$$

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$ étant des constantes empiriques.

2.4.3. Traitement à la paroi

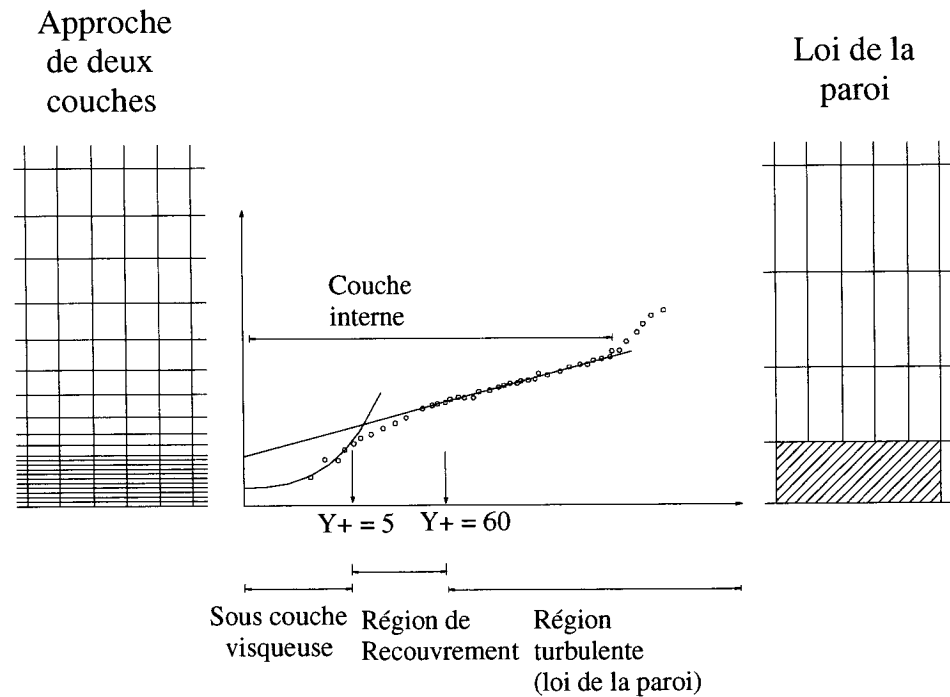


Figure 2-1 Traitement à la paroi

Pour capter le profil de vitesse à la paroi en régime turbulent on adopte deux approches de maillage, l'approche de double couche et l'approche de la loi de la paroi.

La première, étant fidèle à la physique du phénomène de turbulence, nécessite une densité de maillage considérable, dix nœuds au moins sont nécessaires dans la sous-couche visqueuse et dans la région de recouvrement (Figure 2-1). La deuxième approche se base sur l'approximation de la loi de paroi et a besoin de dix nœuds dans toute la couche limite ce qui est plus économique que la première approche mais moins fidèle à

la physique de l'écoulement. Le paramètre adimensionnel y^+ dépend entre autre du cisaillement à la paroi τ_w ainsi que de la distance du premier nœud adjacent à la paroi.

$$y^+ = \frac{y}{\nu} \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2.16)$$

L'approche de deux couches nécessite un maillage plus dense qui correspond à un y^+ de l'ordre de 1, tandis que pour l'approche de la loi de la paroi cette valeur pourrait être de l'ordre de 50 à 500.

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln E \left(\frac{\rho u_\tau y}{\mu} \right) \quad (2.17)$$

CHAPITRE III

APPLICATIONS AUX CAS 2D

Ce chapitre est dédié à l'analyse aux cas 2D : la plaque plane et le profil RAE2822. L'étude du cas de la plaque plane a pour objective de déterminer le maximum précision possible avec les calculs de Fluent. Par la suite on analyse le cas du profil RAE2822 d'une manière exhaustive en appliquant les deux approches montrées précédemment pour calculer la traînée global .On détermine ses différentes composantes avec la technique 'intégration sur contour' et la technique 'cellule par cellule' dans un deuxième temps.

3.1. Plaque plane

3.1.1. Définition du cas

Le cas de la plaque plane est le premier cas de validation pour tester la robustesse d'un schéma numérique ou des modèles de turbulence. De plus, bien que sa traînée globale se limite juste à la traînée de frottement il nous révèle les limites de précision qu'on prévoit pour les autres cas plus complexes quand la traînée de frottement n'est qu'une composante de la traînée globale.

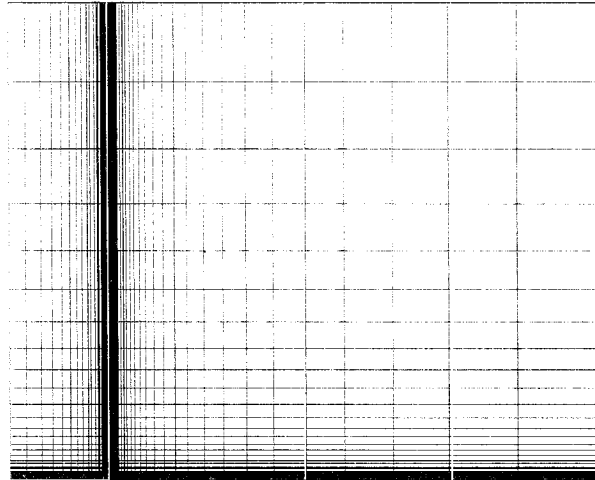


Figure 3-1 Maillage de la plaque plan

Un maillage structuré de 2400 cellules est construit. On a concentré les points au bord d'attaque avec une distribution exponentielle de 1.2. Les conditions aux limites adoptées sont (velocity inlet) pour l'entrée et (pressure outlet) pour les cotés de sortie et de l'infini. La distance entre l'entrée et le bord d'attaque est choisi comme (symmetry) et s'étend sur 0.1 mètre. La longueur totale de la plaque est de 0.5 mètre. La hauteur du domaine est égale à 20 fois l'épaisseur de la couche limite au bout de la plaque. Trois stations verticales sur la plaque sont positionnées à 0.1 m (début), 0.25 m (milieu) , et 0.5 m (fin) pour tracer les courbes des vitesses. Trois cas en régime laminaire et trois cas en régime turbulent sont simulés.

3.1.2. Validation

Pour les cas en régime laminaire le profil de Blasius est obtenu aux trois stations (figure 3.2) ainsi que la vitesse verticale (figure 3.3) qui montre une petite déviation de la théorie à la dernière station du domaine. Il est à noter que la longueur de la plaque plane est considérée comme longueur caractéristique du nombre de Reynolds.

$$Re = \rho \frac{U \cdot l}{\mu} \quad (3.1)$$

En cas turbulent le profil de vitesse turbulent montre une excellente concordance avec la théorie pour différentes concentrations de maillage à 10^{-5} , 10^{-6} et 10^{-7} mètre (figure 3.4).

Ces distances représentent la hauteur des cellules adjacentes à la plaque.

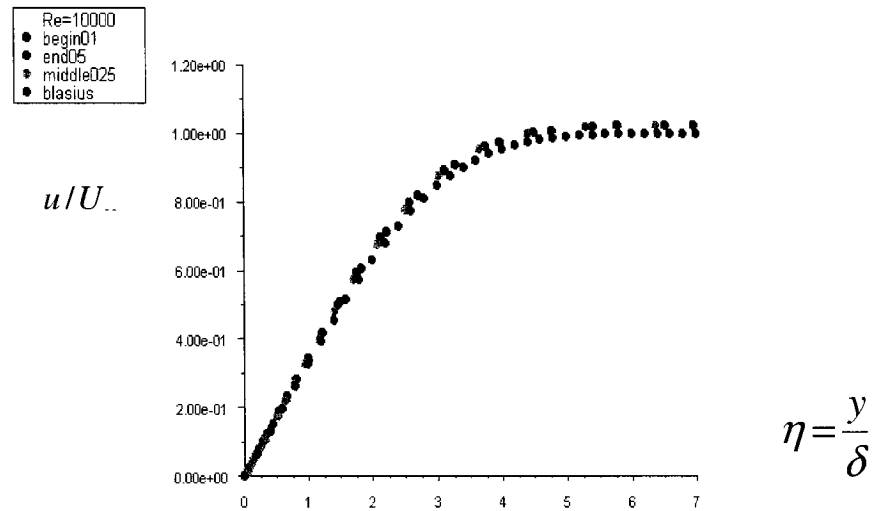


Figure 3-2 Profils de vitesse parallèle

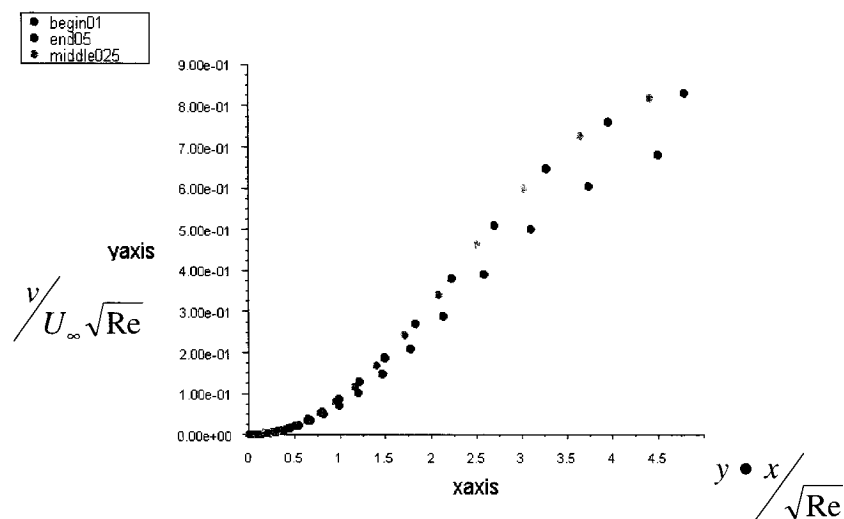


Figure 3-3 Profils de vitesse transversale

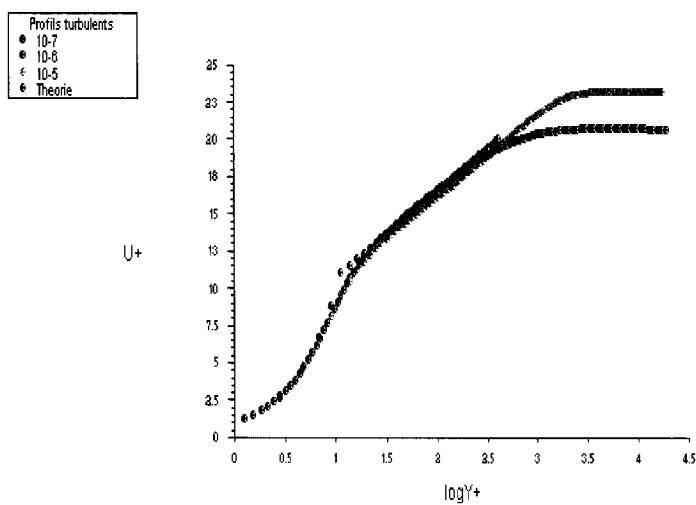


Figure 3-4 Profils de vitesse en régime turbulent

3.1.3. Traînée de frottement

Les valeurs des traînées obtenues sont comparées avec celles de la théorie (tableau 2.1).

En régime laminaire l'erreur diminue lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds (trois points à $Re=51.000$). En régime turbulent l'erreur moyenne est à deux unités de la théorie.

Re	10.000	34.000	51.000	$1.e^6$	$2.e^6$	$3.e^6$
Cd théorique	0.0131	0.0071	0.0058	0.0043	0.0039	0.0036
Cd calculé	0.0141	0.0075	0.0061	0.0044	0.0037	0.0031

Tableau 3-1 Traînées de la plaque

3.2. Le profil RAE 2822

3.2.1. Définition du cas

Le cas choisi est le cas 9[17] d'un profil transsonique RAE2822 qui a un Cd de 0.0168 pour un $Re = 6.10^6$, un angle d'attaque de 3.19° et $M = 0.73$.

Pour corriger l'interférence des parois lors de l'expérience une correction de l'angle d'incidence a été adoptée selon le projet d'EUROVAL [18]. L'angle d'incidence corrigé à utiliser dans les tests numériques est donc de 2.54° .

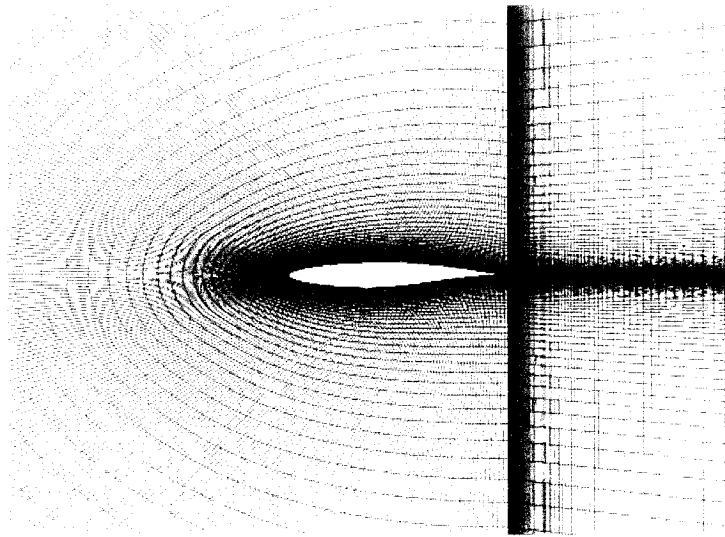


Figure 3-5 Maillage en “C” RAE2822

On utilise un maillage en ‘C’ structuré de 103.000 cellules dont les limites sont situées à 10 ou 15 fois la longueur de la corde. Pour la partie couche limite le premier nœud est situé à 10^{-6} mètre du profil et le facteur de croissance exponentiel est de 1.2.

Le modèle de turbulence SA à une équation est utilisé. Les bords du domaine ont une condition à la limite du type (Far Field), celle ci simule la pression à l’infini selon la loi de gaz parfait.

3.2.2. Validation

La simulation NS est effectuée en mode (coupled). La solution a convergé après 3000 itérations et la courbe de coefficient de pression (figure 3.7) montre un excellent accord

avec l'expérience [17].

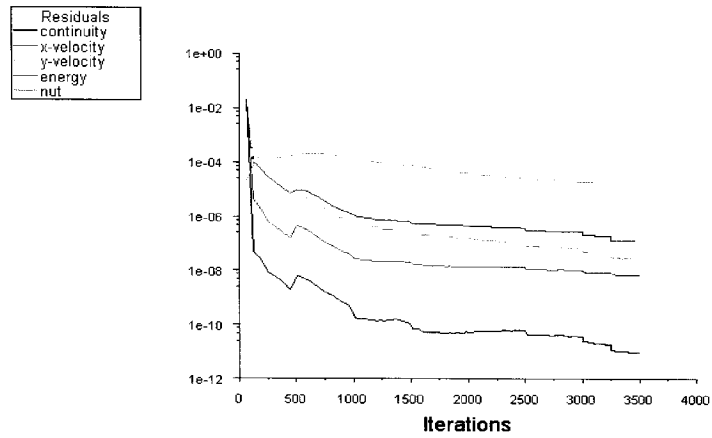


Figure 3-6 La convergence

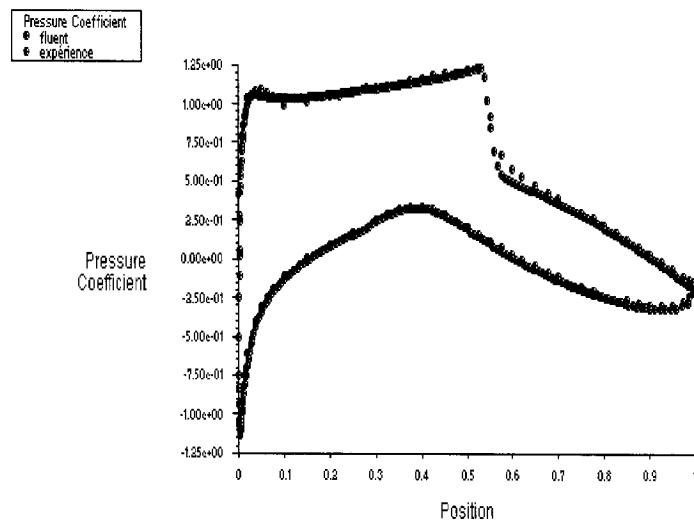


Figure 3-7 Coefficient de pression

Une hauteur de cellule adjacente à la paroi de 10^{-6} mètres donne une valeur de y^+ inférieure à 1, ce qui nous permet de capter le phénomène physique de la couche limite sans avoir recours à l'approximation de la loi de la paroi. Ce fait est illustré à la figure (3.9) montrant la bulle de séparation au pied de l'onde de choc.

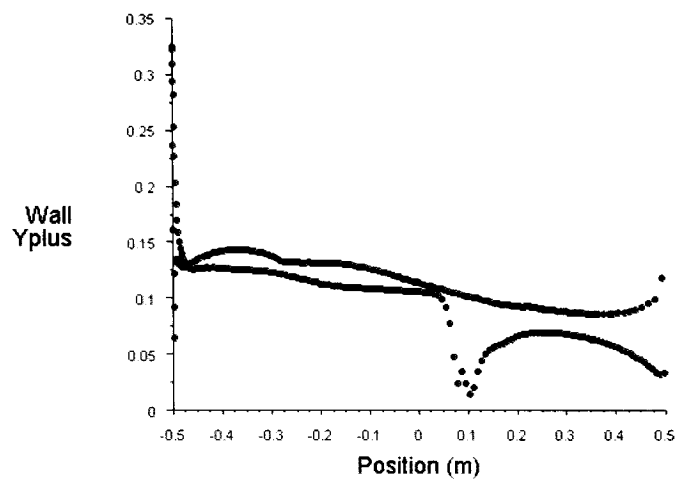


Figure 3-8 Y^+

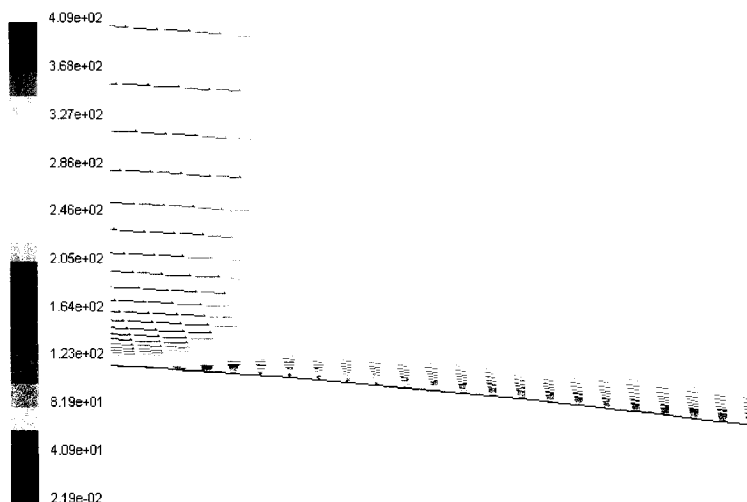


Figure 3-9 bulle de séparation

3.2.3. Détermination des contours pour l'analyse 'champ lointain'

Pour calculer l'intégrale

$$D_{\text{lointain}} = - \int_{S_{\text{lointain}}} ((p - p^{\infty})n_x + \rho u(\vec{U} \cdot \vec{n})) dA \quad (3.2)$$

on a construit six contours qui entourent le profil et qui suivent la topologie du maillage à des distances de 2, 4, 6, 8, 10 et 12 mètres du profil (figure 3.10). Grâce aux fonctions (adapt et separate) de post traitement de Fluent, il nous est possible de marquer des cellules en fonction d'un paramètre quelconque (cell wall distance). Avec cela on parvient à séparer les cellules choisies du domaine de calcul, ce qui donne deux domaines ainsi qu'une surface à l'interface séparant ces deux groupes de cellules.

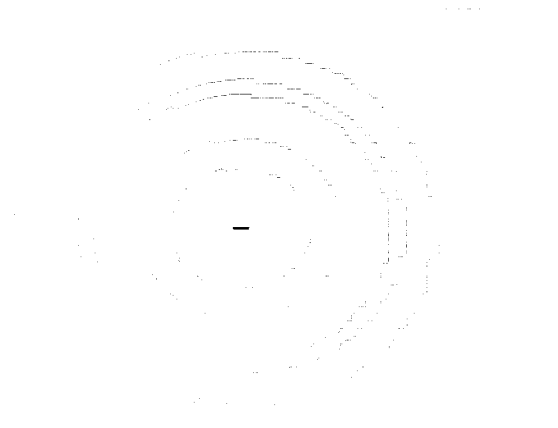


Figure 3-10 Contours du champ lointain

3.2.4. Fonctions d'intégration

Pour calculer les valeurs de l'intégrale il existe deux méthodes dans Fluent; soit en utilisant les fonctions de la librairie de Fluent (Report) soit par des fonctions UDF (user defined function) qui sont des fonctions écrites en langage C et qui recherchent les valeurs au centre de chaque face au moyen des macros du code source de Fluent.

Les paramètres calculés par Fluent sont stockés par défaut aux centres des cellules, seul le mode de calcul (Segregated) nous donne accès aux valeurs sur les faces. Or en régime compressible il est conseillé de d'utiliser le mode couplé à cause de la forte interaction de l'équation de l'énergie avec les équations du quantité de mouvements et de continuité. Donc pour les calculs effectués au sein de ce projet les valeurs aux centres

des faces sont obtenues au moyen d'une macro (Constructive Gradient) qui a pour rôle de calculer les valeurs sur les faces à partir des coordonnées du centre des cellules, du centre des faces et des valeurs stockées au centre des cellules adjacentes.

3.2.5. Cohérence champs proche vs champs lointain

La figure 3.11 montre le calcul effectué par les fonctions de Fluent (Report). La traînée totale est obtenue sur le contour de rayon 10m. En revanche avec la deuxième approche (figure 3.12), on obtient une valeur de traînée globale quasi constante de 0.0165, indépendamment de la position du contour, ce qui met en évidence la conservation du calcul.

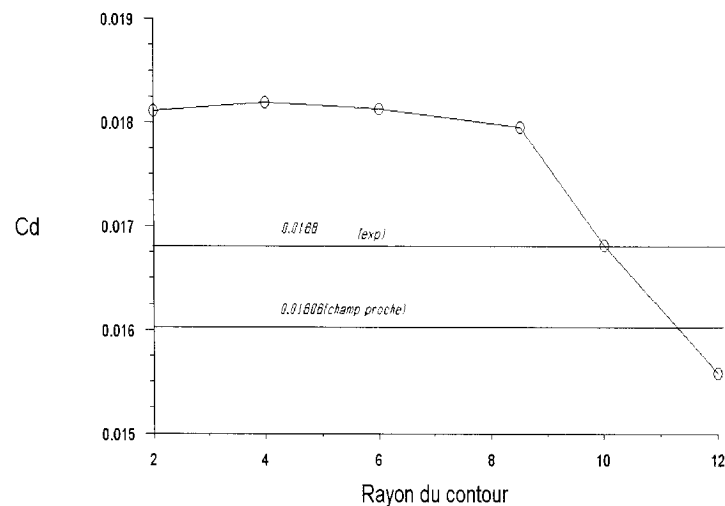


Figure 3-1 traînée de champ lointain (fonction 'report')

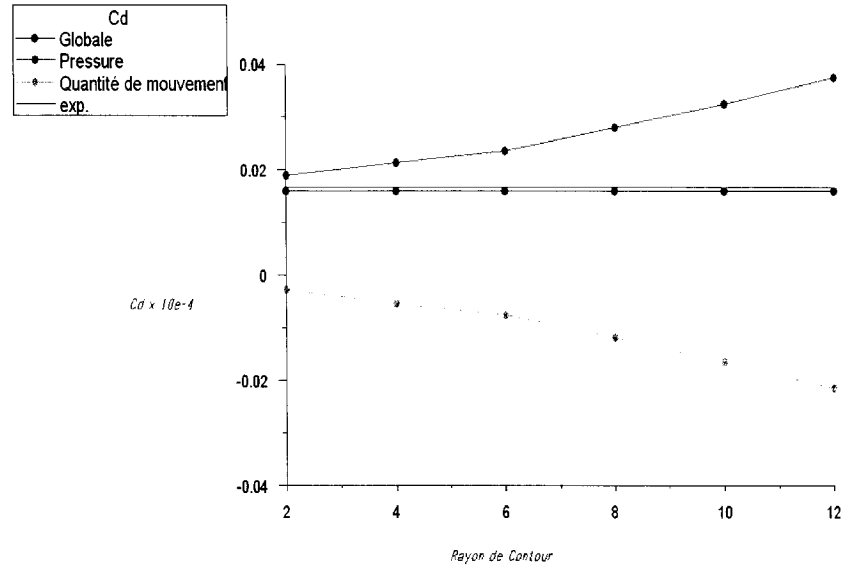


Figure 3-12 Traînée de champ lointain (fonction UDF)

3.2.6. Traînée du sillage (entropie)

Une autre méthode pour calculer la traînée globale est l'intégrale

$$D_{sillage} = \frac{p_{\infty}}{R} \int_{S_{sortie}} \Delta s dA \quad (3.3)$$

représentant la traînée globale en fonction de l'entropie du sillage et qui est calculée sur des surfaces à l'aval du profil (Trefftz plan), figure (3.13). La traînée expérimentale est obtenue à une distance de 0.6m de bord de fuite, en ce déplaçant plus loin du profil la traînée chute rapidement à cause de la dissipation physique et numérique. A noter que

cette intégrale est calculée avec la première méthode, soit la fonction de Report.

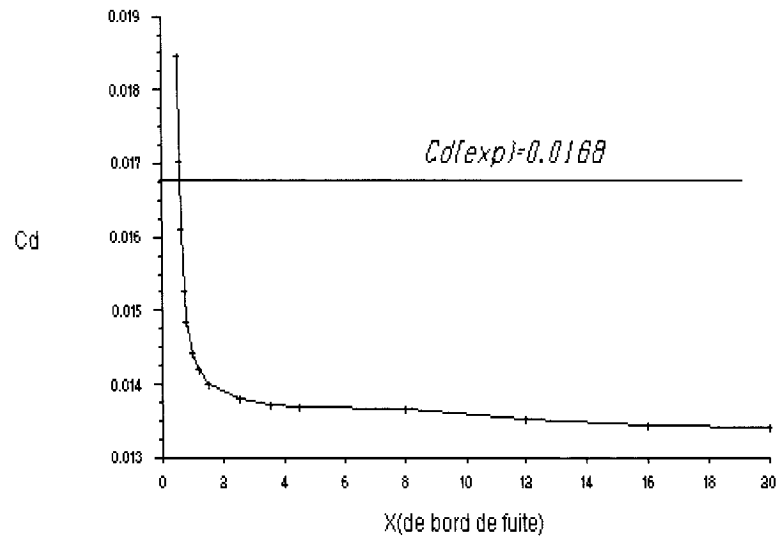


Figure 3-13 traînée du sillage

3.2.7. Traînée de choc

Pour capter la traînée de choc du champ lointain on utilise la même intégrale

$$D_{choc} = \frac{p_{\infty}}{R} \int_{Schoc} \Delta s dA \quad (3.4)$$

mais cette fois ci on effectue l'intégrale sur une surface entourant le choc. On suit les mêmes étapes adoptées pour construire les contours du champ lointain mais en changeant le paramètre de marquage. Le paramètre choisi dans ce cas ci est donc le gradient de pression, figure (3.14). Ce seuil de filtrage est choisi pour que seule les

cellules du choc soient marquées. Si l'on augmente la tolérance du choix, c'est-à-dire si on élargit la plage du gradient de pression, on obtient des cellules au bord d'attaque. Or l'idée d'effectuer l'intégrale sur une surface entourant juste le choc est d'exclure l'entropie fictive qui se trouve dans la région de bord d'attaque, d'où l'importance de la tolérance du choix. On remarque que la surface du contour ne touche pas le profil contrairement aux solutions non visqueuses où la condition de non glissement provoque un choc accolé au profil.

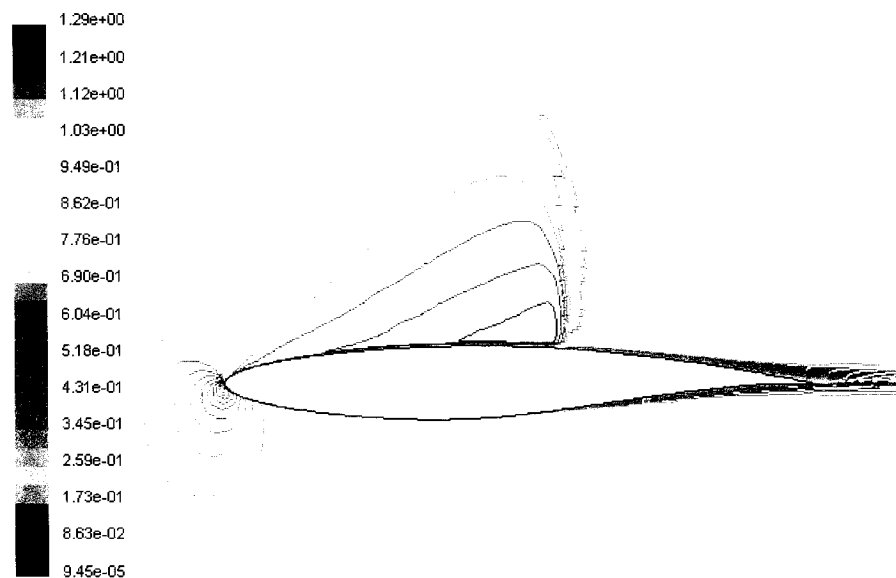


Figure 3-14 Iso Mach & un contour entourant l'onde de choc

La traînée de choc résultante est de 0.007102 soit 42.2% de la traînée globale. On

remarquera que la traînée de choc calculée par Van Dam [19] en régime non visqueux est de 0.0048, soit 29% de la traînée expérimentale.

3.3. Approche cellule par cellule

3.3.1. Équations

Dans son article Tongnacini[20] montre qu'on peut calculer les différentes composantes de la traînée en fonction du flux de l'entropie qui traverse les faces de chaque cellule à partir de l'équation suivante

$$D_{\Delta s} = U_{\infty} \int_A (\rho g U) dA \quad (3.5)$$

$$g = \frac{1}{\gamma M_{\infty}^2} \frac{\Delta s}{R} + \frac{1 + (\gamma - 1) M_{\infty}^2}{2 \gamma^2 M_{\infty}^4} \frac{\Delta s^2}{R} \quad (3.6)$$

La traînée totale est décomposée en traînées visqueuse, de choc et parasite respectivement

$$D_{\Delta s} = D_v + D_w + D_{sp} \quad (3.7)$$

La dernière est due à la dissipation artificielle causée par la viscosité numérique implantée dans le schéma de résolution et à la qualité du maillage. C'est donc à l'aide de cette approche détaillée qu'on pourra calculer cette erreur et l'éliminer de la traînée totale. Cette entropie non physique peut être négative ce qui donne alors une poussée

fictive. C'est ce que l'on retrouve lorsqu'un schéma central est adopté comme avec Fluent. Comme le mentionne Tognacini [20] on trouve cette poussée artificielle dans la région du choc, aux bords de la couche limite et aux limites du champ lointain.

D'une façon plus détaillée on peut exprimer l'équation (3.5) comme

$$D_v = U_\infty \sum_{j=1}^{N_v} \int_{S_j} n \cdot \rho g U dS_j, D_w = U_\infty \sum_{j=1}^{N_w} \int_{S_j} n \cdot \rho g U dS_j, D_{sp} = U_\infty \sum_{j=1}^{N_{sp}} \int_{S_j} n \cdot \rho g U dS_j \quad (3.8)$$

On note N_v , N_w et N_{sp} les nombres des cellules appartenantes à la région visqueuse, à celle du choc et à la région parasite (figure 3.15) et S_j la face de la cellule j .

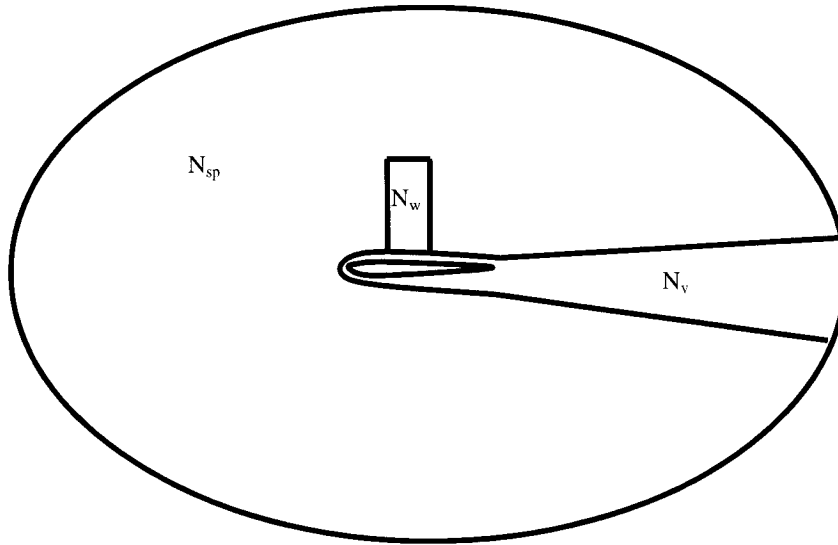


Figure 3-15 Régions visqueuse, de choc et parasite

3.3.2. Algorithme du filtrage des cellules

3.3.2.1. Région du choc

Pour séparer les cellules du choc on a adopté le critère choisit par Tognacini[20], qui se calcule par l'expression suivante basée sur le gradient de pression.

$$F_{shoc} = \frac{\vec{U} \cdot \nabla p}{a|\nabla p|} \quad (3.9)$$

Ce terme est négatif en zone d'expansion et positif en zone de compression. Lorsque $F_{shoc} > 1$, on capte les cellules qui avoisinent l'onde de choc.

3.3.2.2. Région visqueuse

En ce qui concerne la zone de couche limite et du sillage on se sert de son caractère très turbulent pour la filtrer des autres cellules du domaine, d'où la viscosité turbulente qui intervient dans la fonction

$$F_v = \frac{\mu_l + \mu_t}{\mu_l} \quad (3.10)$$

Cette valeur est maximale dans le sillage et dans la couche limite et est égale à 1 aux

bords du domaine où la viscosité turbulente est nulle. La zone visqueuse est choisie de la sorte que

$$F_v > K_{bl} \cdot F_{v\infty} \quad (3.11)$$

où $K_{bl} = 1.1$ est une valeur typique et $F_{v\infty}$ est la valeur de F_v hors de la couche limite. Dans notre simulation $F_{v\infty}$ vaut 8.5. La figure (3.16) illustre les cellules visqueuses de la couche limite et du sillage après leur séparation du domaine.

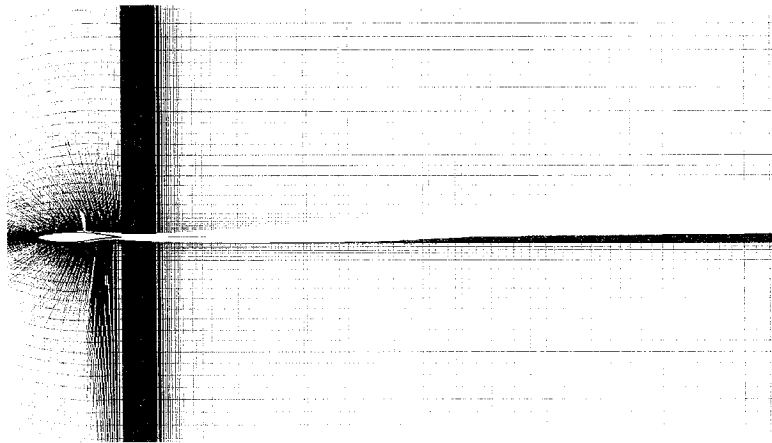


Figure 3-16 Cellules de la région visqueuse séparées (zone blanche)

3.3.3. Résultats

Avec l'approche (cellule par cellule) on a obtenu une traînée de choc de 59.3 points soit 35% de la traînée totale, ce qui est plus proche de la valeur obtenue par Van Dam [19]

(29%). La traînée visqueuse qui était impossible à obtenir par l'approche des intégrales des contours, a pu être dans ce cas ci déterminée égale à 92 points. La traînée parasite est de -22 points.

On remarque que la traînée totale de 151.3 points est sous estimée par rapport à l'approche champs proche, ce qui correspond aux résultats de Tognacini[20].

CHAPITRE IV

APPLICATIONS AUX AILES

Dans ce chapitre on analyse l'aile ONERAM6 et l'aile Xt en terme de la traînée globale. Aux cas 3D une nouvelle composante intervient tel que la traînée induite qui nécessite un traitement particulier. On met en évidence le problème des valeurs décroissants de la traînée induite en aval du corps, ce problème qui a été constaté par plusieurs chercheurs comme Van Dam [19]. On adopte la correction connue dans la littérature sous le nom de correction d'Oswatitisch qui rend le calcul de cette composante indépendant de la position du plan d'intégration.

4.1. L'aile ONERA M6

4.1.1. Définition du cas

Le premier cas tridimensionnel étudié est celui de l'aile ONERA M6 [21] qui est fréquemment utilisé pour valider les simulations transsoniques à un Mach élevé de 0.84 , un nombre de Reynolds de $11.72 \cdot 10^6$ et un angle d'incidence de 3.06° . Ce cas se caractérise par une forte onde de choc à l'extrémité de l'aile ayant la forme d'un lambda. Un maillage structuré en 'C' de 772.848 cellules est utilisé avec une hauteur de première cellule adjacente à l'aile de $1e^{-5}$ mètre. Cette distance donne un y^+ relativement large comparé au cas 2d précédent (figure 4.1).

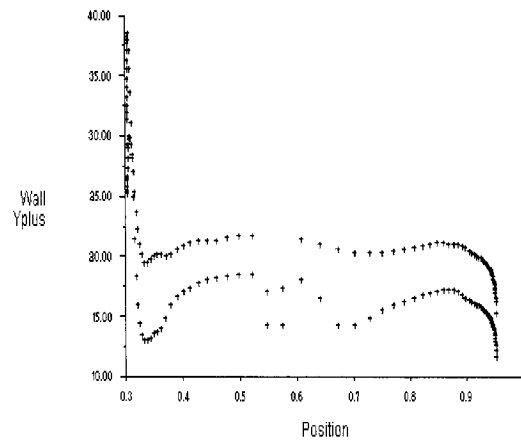


Figure 4-1 Y^+

Avec le mailleur GAMBIT on a éprouvé de la difficulté à mailler le bout de l'aile en respectant l'arrondissement de son extrémité et c'est pour cette raison qu'on a choisi l'option d'une extrémité plane. Le modèle de turbulence S.A. a été utilisé pour cette simulation avec le mode couplé. La Figure (4.2) montre l'aile et le maillage du plan de symétrie avec trois plans de Trefftz en aval sur lesquels on effectuera nos intégrations.

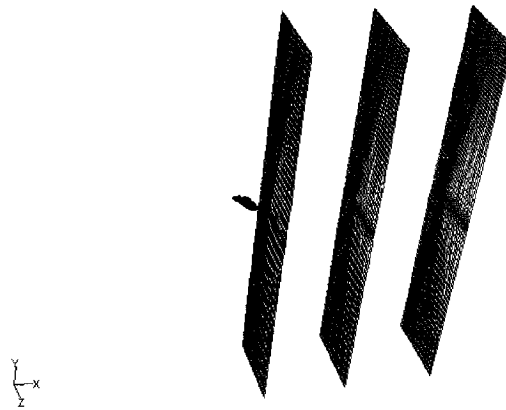
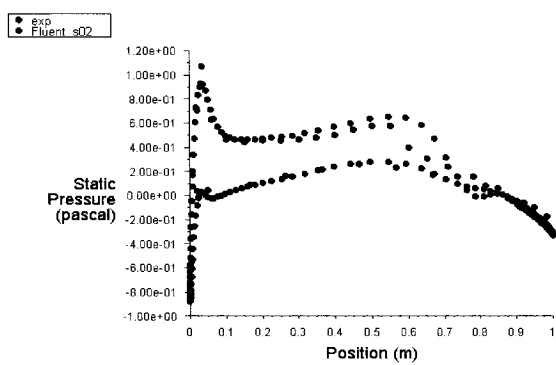
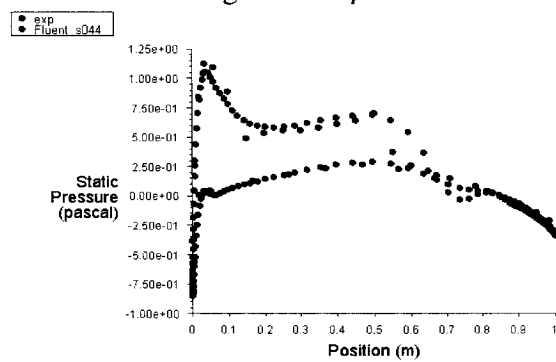
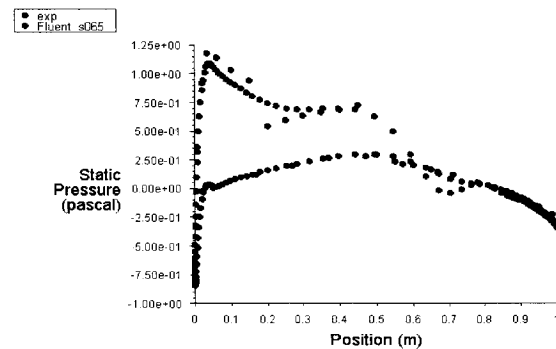


Figure 4-2 Maillage M6 et les plans (Trefftz) de l'ONERA

4.1.2. Validation

On a tracé les courbes de pression sur six stations le long de l'envergure de l'aile. Les figures (4.3) à (4.7) montrent une concordance acceptable avec l'expérience [21]. En fait le choc à la station $\eta = 0.65$ n'est pas parfaitement capté ce qui est le cas dans presque tous les codes cités dans la littérature. La Figure (4.8) montre une convergence parfaite après 1400 itérations.

Figure 4-3 $\eta = 0.2$ Figure 4-4 $\eta = 0.44$ Figure 4-5 $\eta = 0.65$

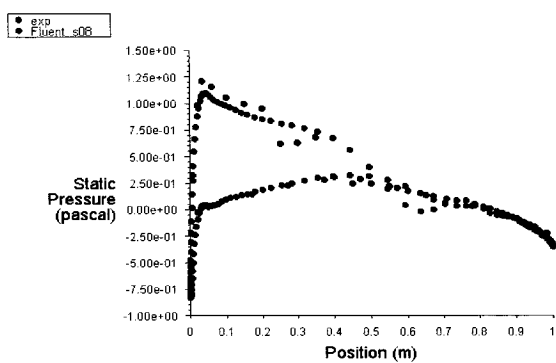
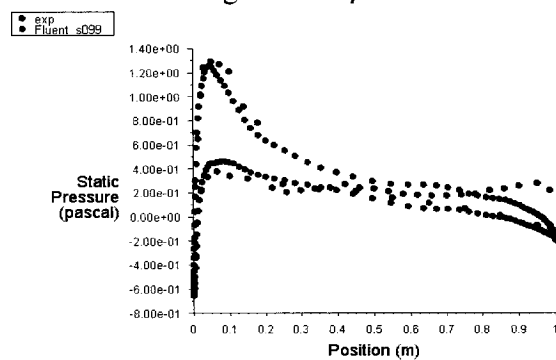
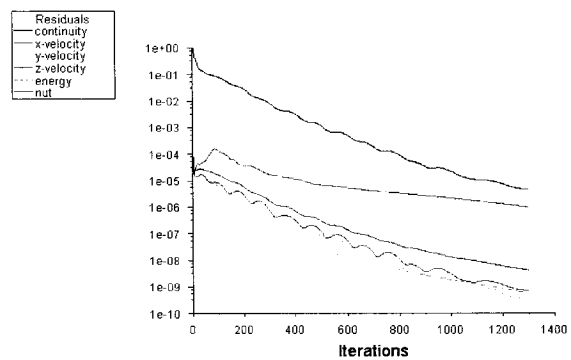
Figure 4-6 $\eta = 0.8$ Figure 4-7 $\eta = 0.99$ 

Figure 4-8 Convergence

4.1.3. Cohérence champ lointain vs champ proche

Pour les calculs de la traînée globale au champ lointain on a testé une deuxième approche d'analyse de champ lointain, celle de la traînée réversible dite traînée induite

$$D_i = \frac{\rho_\infty}{2} (v^2 + u^2) dA \quad (4.1)$$

et la traînée irréversible dite traînée d'entropie

$$D_{sillage} = \frac{p^\infty}{R} \int_{S_{sortie}} \Delta s dA . \quad (4.2)$$

Celle-ci est la somme de la traînée de choc et la traînée de visqueuse, qui sont les deux phénomènes qui modifient l'entropie dans le domaine.

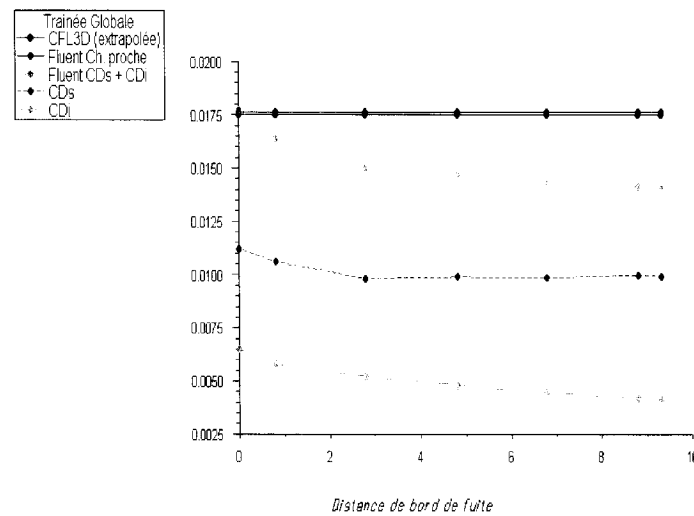


Figure 4-9 Analyse champs lointain

Ces intégrales sont effectuées sur des plans de Trefftz en aval dès le bord de fuite jusqu'à la limite du domaine. On remarque qu'on obtient une valeur proche de celle de la traînée du champ proche lorsque l'on est situé très près de bord de fuite (tableau 4.1). Le problème de la décroissance de la traînée induite en aval est discuté en plus de détail dans la prochaine section.

4.1.4. Traînée induite

Dans son article, Van Dam [19] discute de ce problème purement numérique en simulant la même géométrie de l'aile ONERA dans un écoulement non visqueux. La figure (4.11) montre une décroissance de la courbe de la traînée induite. On remarque

que ce problème se répète même dans les simulations non visqueuses ce qui n'est pas surprenant du à la nature non visqueuse de cette composante de la traînée. Afin de mieux cerner le problème on a cherché une géométrie où la traînée globale se compose uniquement de la traînée induite, ce qui est le cas de la géométrie de l'aile Xt.

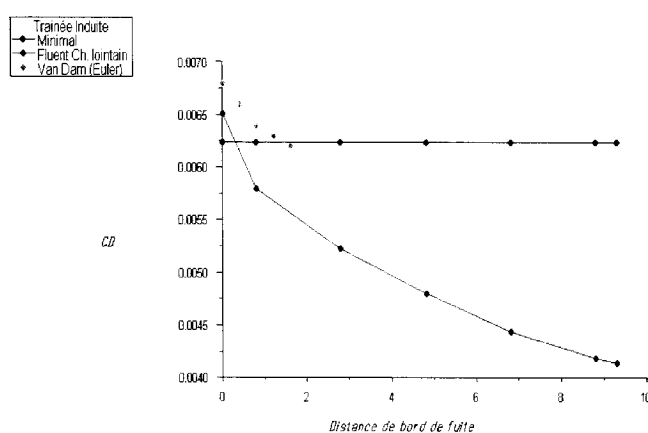


Figure 4-10 Décroissance de la traînée induite

	Globale Fluent ch.p	Globale Fluent ch.l	Globale CFL3D	Induite Fluent	Induite V. Dam (euler)	Induite Minimal
CD	0.0176	0.0177	0.0175	0.0065	0.0068	0.0062

Tableau 4-1 CD de l'Onera

4.2. L'aile Xt

4.2.1. Définition du cas

L'aile Xt=1 [19] est une aile elliptique conçue pour les études sur la traînée induite et qui est formée à partir d'un profil NACA0012 et d'un allongement $AR=7$.

Un maillage structuré en 'C' de 714.728 cellules est utilisé, le bout de l'aile est coupé à $\eta = y/(b/2) = 0.999$ pour éviter les difficultés numériques d'une épaisseur nulle à l'extrémité. La simulation est lancée en régime non visqueux pour un nombre de Mach=0.2 et un angle d'incidence de 4° . Pour un faible nombre de Mach il n'existe pas d'onde de choc donc on est certain que la traînée totale est seulement due à la traînée induite.

4.2.2. Validation

Le calcul est validé en traçant la distribution portance le long de l'envergure de l'aile. L'allure de la portance devrait suivre une courbe elliptique d'après la théorie linéaire de Prandtl. La figure (4.11) montre une courbe de portance très proche de la courbe théorique [19].

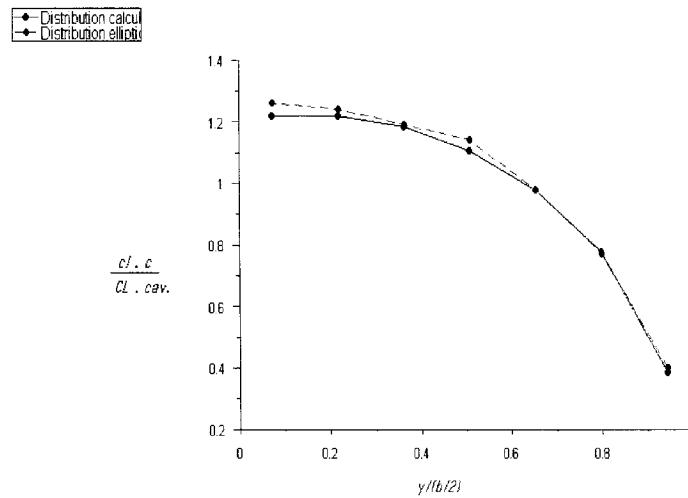


Figure 4-11 Distribution de la portance de X_t

4.2.3. Cohérence de la traînée champ lointain vs champ proche

Sur des plans de Trefftz en aval de l'aile on effectue la même intégrale D_i et on obtient une courbe de traînée qui décroît lorsque l'on s'éloigne du bord de fuite. Pour régler ce problème purement numérique on a adopté la correction d'Oswatitisch

$$D_w = \left(\frac{T_\infty}{V_\infty} \right) \iint \Delta S \rho_\infty (\vec{U} \cdot \vec{n}) dA \quad (4.3)$$

Cette correction calcule la traînée numérique fictive qui est en fait soustraite de la traînée induite physique en aval de l'aile. On remarque sur la figure (4.12) que la traînée induite corrigée avec la correction d'Oswatitisch procure une traînée quasi égale à la

valeur théorique en aval de l'aile, ce qui met en évidence l'efficacité de la correction. On remarque aussi que dans ce cas la traînée du champ lointain surpasse en terme de précision la traînée déterminée au champs proche effectué par intégration sur le corps (tableau 4.2).

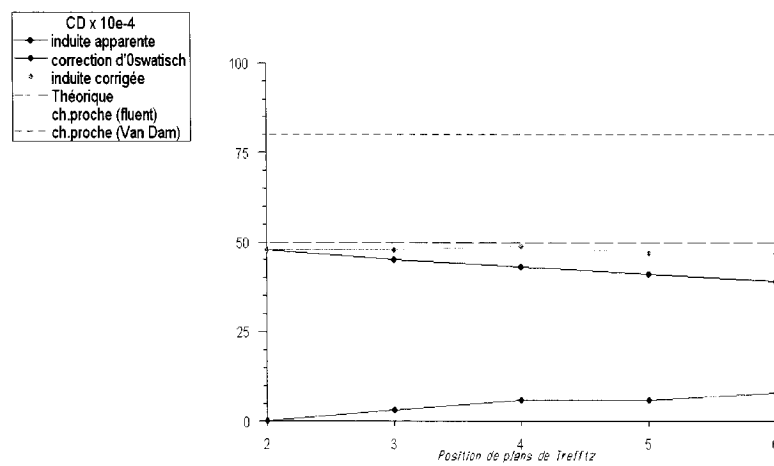


Figure 4-12 Champ lointain vs champ proche

	Fluent	V.Dam	V.Dam	Induite	Induite
	Ch. P.	Ch.p	Ch.l.(intégration)	Corrigée	(théorique)
CD	0.0085	0.0080	0.0075	0.0050	0.0050

	Fluent	V.Dam
CL	0.33273	0.3482

Tableau 4-2 CD,CL du Xt

CHAPITRE V

APPLICATION A UNE CONFIGURATION AILE-FUSELAGE

Au dernier chapitre on analyse l'aile fuselage DLR-F4 en terme de la traînée global avec l'approche champs lointain sur des différents contours. Ensuite on analyse la traînée induite en mettant en évidence le problème des valeurs arbitraires évoqué au chapitre précédent et l'efficacité de la correction avec la formule d'Oswatitisch.

5.1. Définition du cas

La configuration DLR-F4[22], est le cas classique utilisé pour prédire la traînée en régime transsonique (figure 5.1). Un maillage structuré développé par la compagnie Lockheed Martin est utilisé. Le nombre total de cellules est de 1.798.464, dont 31.392 cellules constituent la peau. La première distance de cellules est de 10^{-4} mètre.

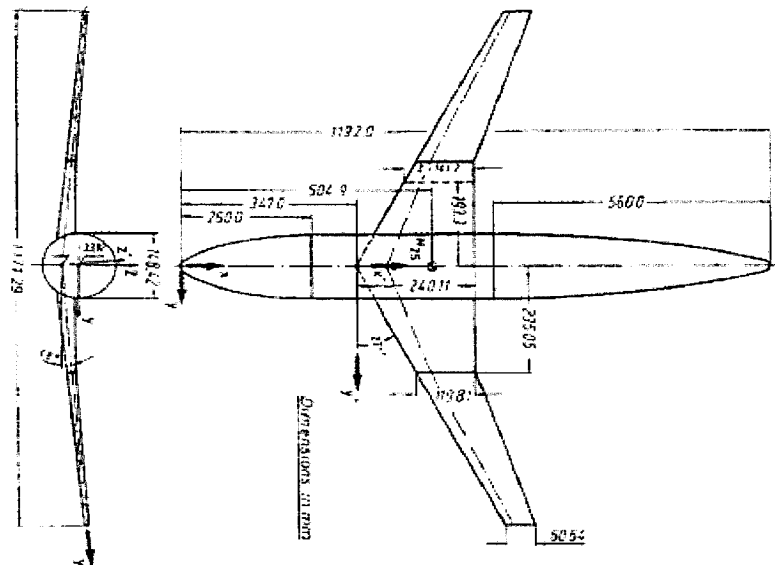


Figure 5-1 Géométrie de DLR-F4

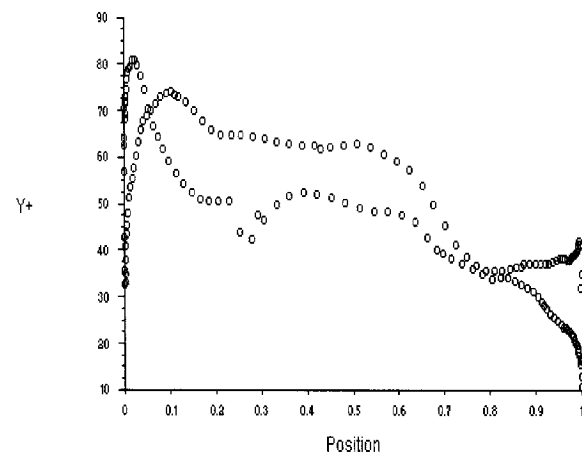
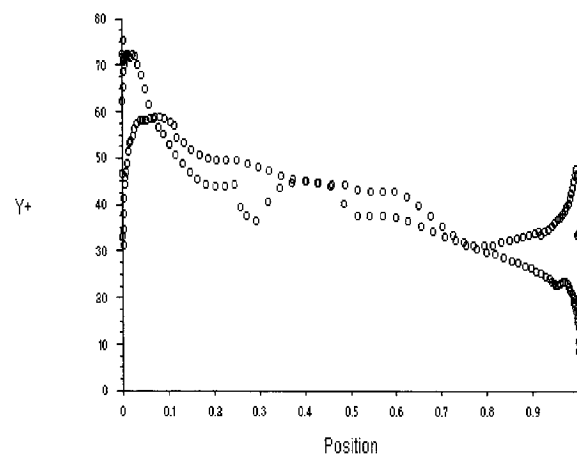
5.2. Validation

Plusieurs modèles de turbulence sont testés comme $k-\omega$, Sapallart Almaras et $k-\varepsilon$. Seul le dernier modèle permet d'atteindre une solution convergente. À noter que les essais en souffleries ne sont pas en régime turbulent sur la totalité du corps, la transition étant encouragée à 15% de l'extrados et à 25% de l'intrados. Pourtant l'approximation d'un régime entièrement turbulent est fréquemment considéré dans la littérature pour ce cas.

En traçant les valeurs de y^+ on remarque qu'elles dépassent 30 sur la plupart de l'aile ce qui implique l'utilisation de la loi de la paroi pour le modèle de turbulence. Les figures (5.2) et (5.3) montrent les valeurs de y^+ sur deux stations différentes.

Pour tracer la polaire, on a simulé six cas, avec des angles d'incidence de -3° , -2° , -1° , 0° , 1° et 2° et un nombre de Mach de 0.75 ainsi qu'un nombre de Reynolds de 3 millions. La figure (5.4) montre la polaire obtenue; on y remarque une excellente concordance avec l'expérience. À noter que les cas des angles négatifs ont convergé plus difficilement à cause de la séparation prématurée de l'écoulement dans ces conditions.

Les courbes de pression obtenues pour un angle d'attaque nul aux différentes stations montrent une excellente concordance avec l'expérience[22]. (figures 5.6 à 5.12).

Figure 5-2 $\eta = 0.409$ Figure 5-3 $\eta = 0.636$

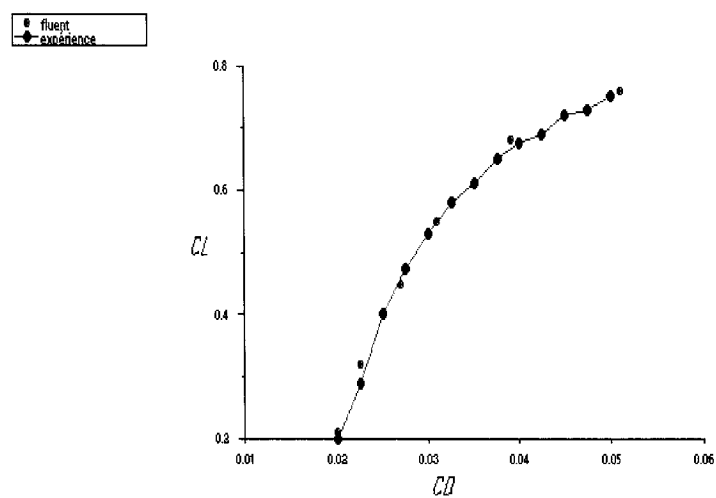
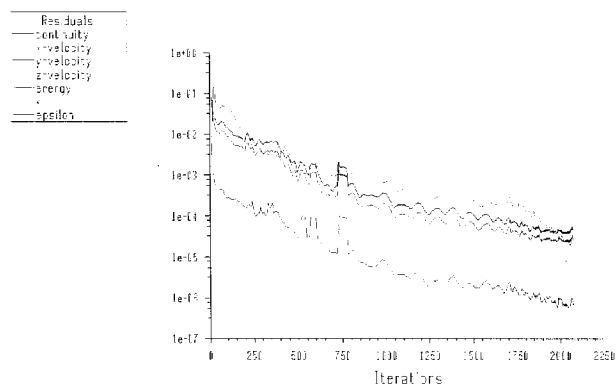
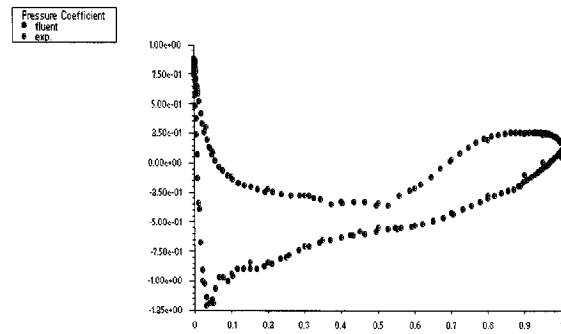
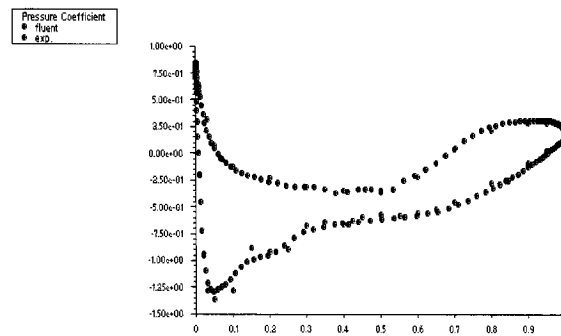
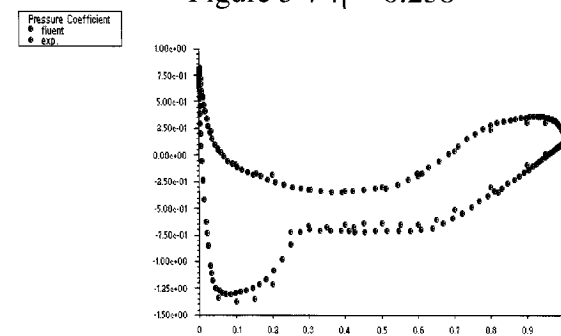
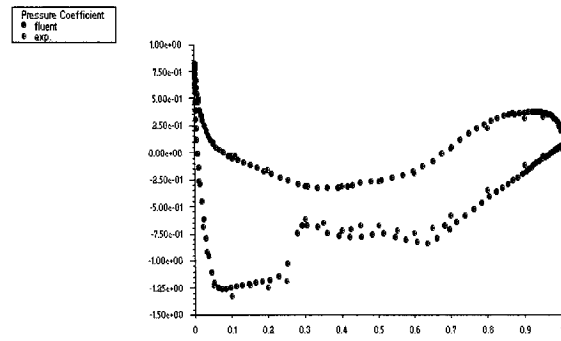
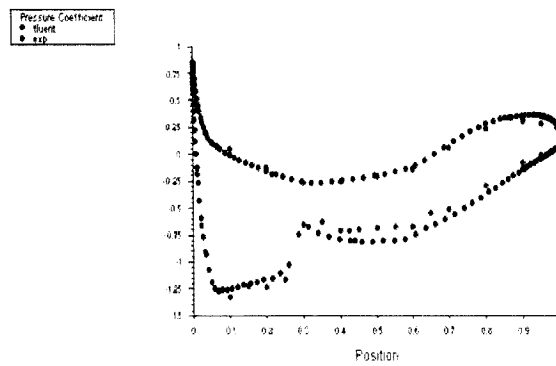
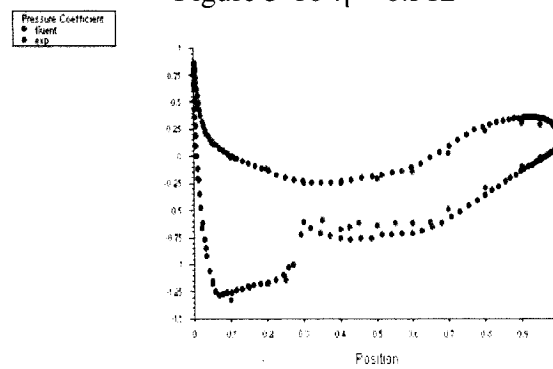
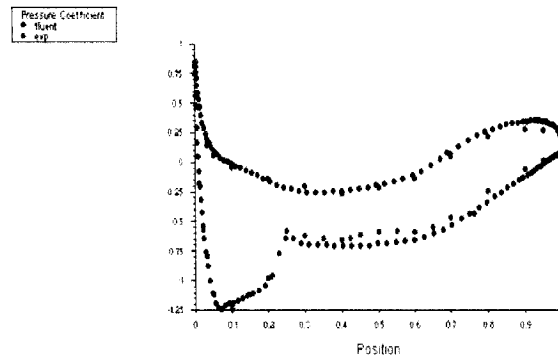


Figure 5-4 Polaire

Figure 5-5 Convergence $\alpha = 0$

Figure 5-6 $\eta = 0.185$ Figure 5-7 $\eta = 0.238$ Figure 5-8 $\eta = 0.331$

Figure 5-9 $\eta = 0.409$ Figure 5-10 $\eta = 0.512$ Figure 5-11 $\eta = 0.636$

Figure 5-12 $\eta = 0.844$

5.3. Cohérence de la traînée de champ proche vs la traînée de champ lointain

Pour calculer les intégrales de la traînée globale en analyse champ lointain on a construit 4 contours (surfaces) enveloppant le DLR-F4 (figure 5.13) en suivant les mêmes étapes adoptées pour le cas en deux dimensions. Comme on a montré précédemment pour le cas 2D, il existe deux approches pour effectuer des opérations de post-traitement dans FLUENT; soit en utilisant les fonctions d'intégration de la librairie (Report), soit en utilisant des fonctions UDF (user defined function) qui sont des fonctions écrites en C qu'on compile une fois qu'on a obtenu une solution convergente.

Les deux approches ont été testées. La première méthode, bien qu'elle donne une valeur acceptable au champ lointain, montre une traînée qui varie en fonction des rayons des contours ou des distances séparant les plan de Trefftz du corps (figure 5.14 et 5.15).

Ceci n'est pas théoriquement correct car dans un calcul conservatif les valeurs de la traînée globale devraient demeurer constantes partout dans le domaine.

En revanche la deuxième approche montre une traînée presque constante indépendamment du rayon de contour. La figure (5.16) montre le comportement des deux termes de la traînée, le terme de la pression et le terme de quantité de mouvement en l'aval du domaine. Les résultats sont comparés avec des résultats obtenus avec d'autres logiciels (tableau 5.1).

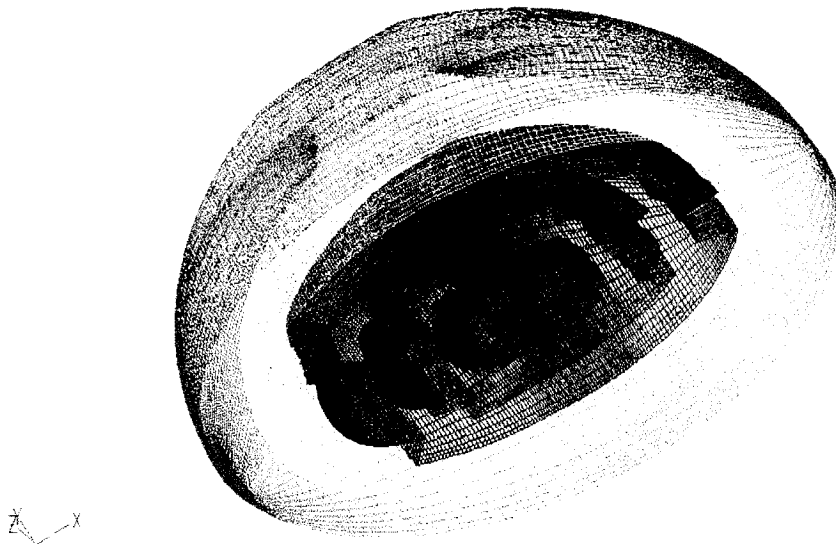


Figure 5-13 Surfaces d'intégration

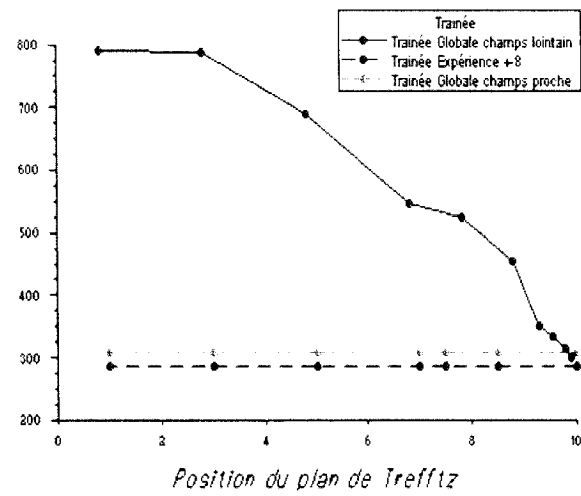


Figure 5-14 Intégration de plan de Trefftz

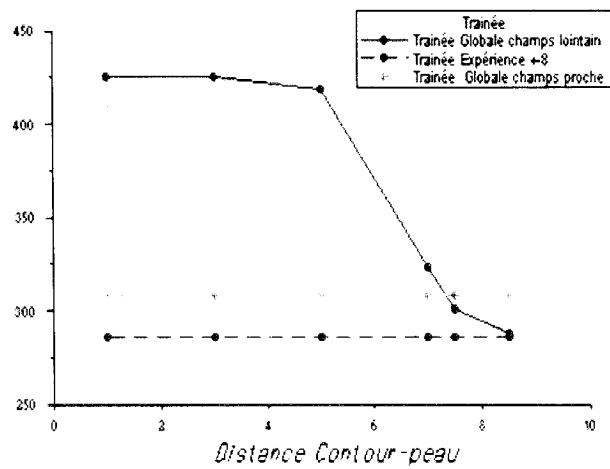


Figure 5-15 Intégration avec fonction (Report)

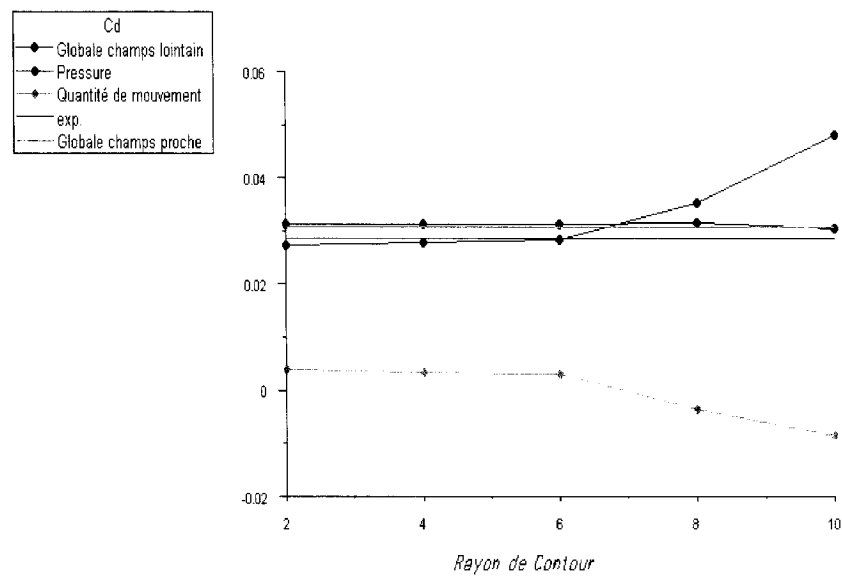


Figure 5-16 Analyse champs lointain (UDF)

	CL	CD x 10 ⁻⁴
Expérience	0.48	286 ± 8
Fluent ch.p/ ch.l (Trefftz, cont., cont.UDF)	0.5642	<u>308.6</u> 300.26, 288.14, <u>305.62</u>
Over Flow[24]	0.532	309.6
CFL3D[24]	0.535	313.0

Tableau 5-1 CD de DLR-F4

5.4. Traînée induite

Dans le cas précédent de l'aile X_t , on a constaté que bien que les valeurs de la traînée induite diminuent lorsque l'on s'éloigne en aval, on obtient la bonne valeur pour la traînée induite juste au bord de fuite avant que la dissipation numérique fausse les valeurs. Dans le cas d'une configuration aile-fuselage le problème est plus compliqué à cause de la présence du fuselage. De plus si on positionne le plan de Trefftz à la queue du fuselage on sait que la dissipation numérique aura déjà pris son effet entre le bord de fuite de l'aile et la queue du fuselage. Il est donc presque impossible d'obtenir la bonne traînée sans avoir recours à la correction d'Oswatitsch.

En positionnant les plans de Trefftz en aval du fuselage on obtient une courbe de traînée induite décroissante tandis que la correction d'Oswatitsch[23], qui commence par une valeur relativement élevée, augmente continuellement en aval du corps (figure 5.18). En sommant les deux valeurs physique et numérique on obtient une courbe quasi constante dont la valeur moyenne est de 91.8 unités soit 30 % de la traînée globale. La littérature [24] donne une valeur de 99 unités, soit 32% de la traînée globale.

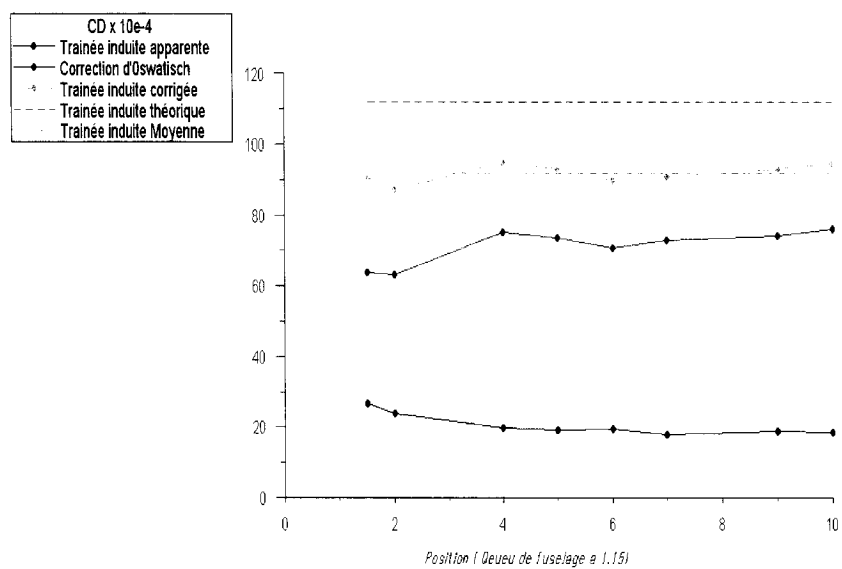


Figure 5-17 Trainée induite et sa correction

CHAPITRE VI

CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS

L'objectif principal de cette étude était de mettre en évidence, de quantifier et d'expliquer les procédés de calcul de la traînée globale ainsi que de ses composantes en effectuant des analyses de post-traitement sur des cas validés par l'expérience.

Pour aboutir à cet objectif on s'est servi du logiciel commercial FLUENT et du mailleur GAMBIT.

Une étude comparative est aussi menée entre l'approche champs proches et champs lointains pour différentes configurations en 2D et en 3D. D'une façon plus détaillée on peut citer les conclusions tirés de cette étude comme suit :

6.1. Maillage

Bien que l'approximation de la loi de la paroi donne des résultats acceptables en terme de distribution de pression, un maillage concentré ($y^+ \cong 1$) est indispensable pour améliorer la précision du calcul de la traînée. Cette tâche est relativement facile en deux dimensions avec le mailleur Gambit mais devient difficile pour le cas de l'aile ONERA M6 tandis qu'elle s'est avérée impossible pour le cas d'aile-fuselage DLR-F4 et c'est pour cela qu'on a eu recours au maillage de la compagnie Lockheed Martin. Donc pour

des géométries complexes un mailleur plus robuste aurait été plus efficace en terme de temps et de qualité des résultats obtenus.

6.2. Post-traitement

6.2.1. Calcul des intégrales

On a montré que dans FLUENT il est possible d'utiliser deux options pour effectuer les intégrations. La première est la fonction REPORT qui calcule entre autres les intégrales et les flux, et la deuxième méthode utilise des fonctions en 'C' (UDF) construites par l'utilisateur. Une comparaison des résultats des deux méthodes a démontré la fiabilité de la deuxième méthode en terme de précision et de conformité à la théorie, ce qui n'est pas étonnant car elle calcule ses valeurs en utilisant les macros originales du code source sans approximation.

Par contre, il y a des cas où la première méthode montre une fiabilité acceptable en effectuant les opérations sur les plans de Trefftz pour calculer la composante de la traînée induite par exemple.

6.2.2. Construction des contours

En ce qui concerne les opérations effectuées sur la topologie du maillage, les fonctions

de post-traitement de FLUENT montrent une flexibilité et une efficacité satisfaisantes.

Grâce à elles il est possible de séparer les cellules et de former des contours selon des critères prédéterminés, par exemple le gradient de pression comme critère pour construire un contour entourant le choc.

6.3. Précision de la traînée globale

Cette étude confirme la conclusion déduite dans des simulations non visqueuses que l'approche champ lointain n'est pas plus précise comparée à l'approche champ proche, bien que le contraire soit généralement admis.

6.4. Décomposition de la traînée

6.4.1. Traînée de choc 2D

La séparation de la traînée de choc est effectuée pour un profil transsonique. La technique cellule par cellule donne une valeur très proche de celle trouvée dans la littérature, ce qui met en évidence l'efficacité de cette technique vis-à-vis de la technique d'intégration sur les contours.

6.4.2. Traînée visqueuse

La technique d'intégration sur les contours donne des résultats très erronés, c'est

seulement en appliquant la technique cellule par cellule qu'on a pu séparer la traînée visqueuse de la traînée globale. Ce fait est attribué à la complexité de la topologie d'un contour qui enveloppe la région visqueuse, tandis que la deuxième technique s'applique directement à travers sur les cellules formant le contour.

6.4.3. Traînée induite

La séparation de la traînée induite pour les cas 3D analysés montre des valeurs conformes à celles qui sont publiées. La croissance de l'entropie fictive en aval du corps est mise en évidence et est corrigée par la correction d'Oswatitsch pour l'aile Xt et le DLR-F4.

6.4.4. Traînée visqueuse et traînée de choc en 3D

En utilisant la première technique d'intégration sur les contours, les valeurs obtenues sont loin des valeurs publiées et cela est probablement dû à la complexité et à la non continuité des surfaces d'intégration en 3D.

Pour résoudre ce problème, on doit utiliser la seconde technique d'intégration cellules par cellules. Les flux sont calculés à travers chaque face des cellules choisies. Cette approche, qui était faisable et réussie dans le cas 2D, est très difficile à réaliser pour les cas 3D à cause de la taille importante de mémoire exigée pour effectuer les boucles sur les millions de cellules, ce qui n'est pas disponible pour le moment.

ANNEXE

Fonctions de Poste traitements

Les UDF (user defined function) sont écrites en langage C. En plus des structures de données conventionnelles (integer, double) il existe des autres structures propres à Fluent qui devront être définies au début des fonctions :

cell_t : pour définir les cellules.

face_t : pour définir les faces.

Thread : pour définir un groupement de données (cellules ou faces).

Domain : c'est le niveau le plus général de données qui assemble les nœuds, les faces et les cellules du maillage.

Macros des UDF

Macros pour appeler les paramètres

C_DP(c,t) : vecteur du gradient de pression.

C_U(c,t) , C_V(c,t) , C_W(c,t) : les composantes de vitesse au centre des cellules.

C_P(c,t) : la pression au centre des cellules.

F_P(f,t) : la pression au centre des faces.

$F_U(f,t)$, $F_V(f,t)$, $F_W(f,t)$: les composantes de vitesse au centre des faces.

Macros de la géométrie

`INTERIOR_FACE_GEOMETRY(f,tf,A,ds,es,A_by_es,dr0,dr1)` retourne les variables suivantes pour la face f :

$A[ND_ND]$: vecteur unitaire normal à la surface.

ds : distance entre les centres des cellules.

$es[ND_ND]$: vecteur unitaire de ds .

A_by_es : rapport de $A.A$ sur $A.es$

$dr0[ND_ND]$: le vecteur qui connecte le centre de cellule $C0$ avec le centre de la face, figure suivante.

$dr1[ND_ND]$: le vecteur qui connecte le centre de cellule $C1$ avec le centre de la face, figure suivante.

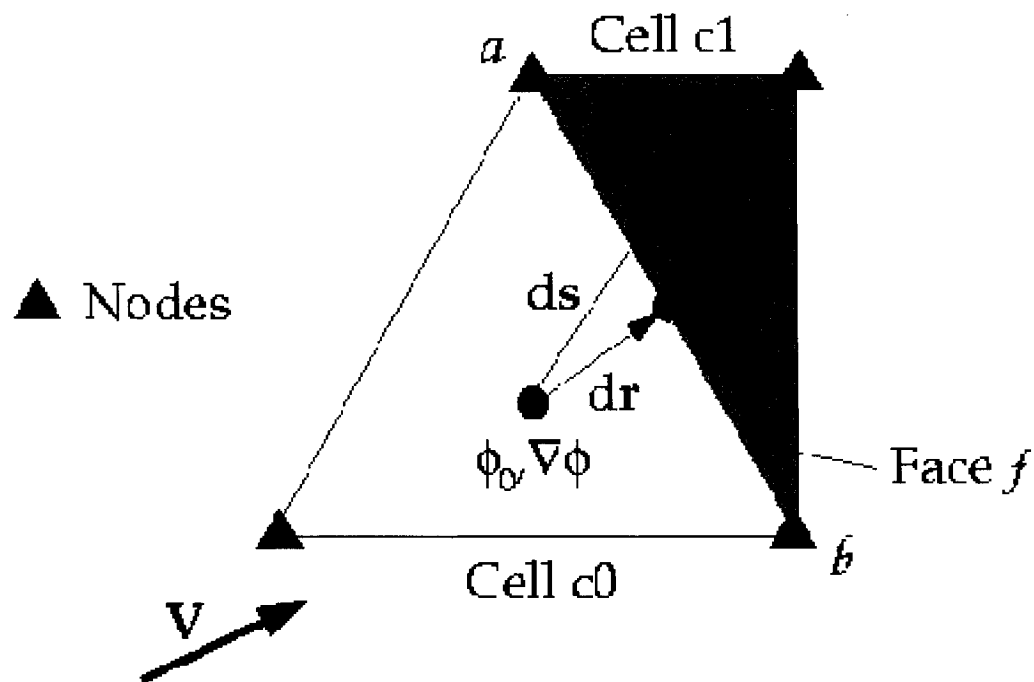


Figure ANNEXE-1 Géométrie des cellules

Macros des bouclesBoucle sur les cellules:

```
Domain *domain;
```

```
Thread *c_thread;
```

```
thread_loop_c(c_thread, domain) /*loops over all cell threads in domain*/
```

```
{
```

```
}
```

Boucle sur les faces :

```
Thread *f_thread;
```

```
Domain *domain;
```

```
thread_loop_f(f_thread, domain)/* loops over all face threads in a domain*/
```

```
{
```

```
}
```

Boucle sur les faces d'une cellule :

```
face_t f;
```

```
Thread *tf;
```

```
int n;          /* compteur local des faces */
```

```
c_face_loop(c, t, n)
```

```
{
```

```
.
```

```
.f = C_FACE(c,t,n); /* compteur globale des faces */
```

```
tf = C_FACE_THREAD(c,t,n);
```

```
.
```

```
}
```

RÉFÉRENCES

- [1] BETZ A.,(1925). Ein Verfahren zur direkten Ermittlung des Profilwiderstandes
Zeittschrift fur Flugtechnik und Motorluftschiffahrt,vol.3.

- [2] MASKELL E.C., (1973). Progress towards a method for the measurement of the
components of the drag of a wing of finite span, RAE Technical Report 72232.

- [3] HACKETT J.E., SUGAVANAM A., (1985). Recent developments in three-
dimensional wake analysis, AGARD-R-723, Aircraft drag prediction and reduction.

- [4] BRUNE G.W., BOGATAJ P.W, (1990). Induced drag of a simple wing from wake
measurements, Article SAE 901934.

- [5] BRUNE G.W., (1994).Quantitative low speed wake surveys, Journal of Aircraft,
col.31,no2,pp.249-255,03-04/1994.

- [6] CUMMINGS R.M., GILES M.B., SCHRINIVAS G.N., (1996). Analysis of the
elements of drag in three-dimensional viscous and inviscid flows. Article AIAA 96-
2482, 06/1996.

- [7] KUSUNOSE K., CROWDER J.P., WATZLAVICK R.L., (1999). Wave drag extraction from profile drag based on wake-integral method. Article AIAA 99-16180, 01/1999.
- [8] KUSUNOSE K., CROWDER J.P., MILLER G.D., (2000). Installed powered engine effects on drag using a wake-integral method. Article AIAA 2000-2400.
- [9] MURMAN E.M., COLE J.D., (1974). Calculation of plane steady transonic flows AIAA Journal, vol.12, pp. 626-633.
- [10] YU N.J., CHEN H.C., SAMANT S.S., RUBBERT P.E., (1983). Inviscid drag calculations for transonic flows. Article AIAA 83-1928.
- [11] SLOOF J.W., (1985). Computational drag analyses and minimisation; mission impossible? AGARD Report n°723, addendum 1.
- [12] AGARD Report 256, (1988). Technical status review on drag prediction and analysis from computational fluid dynamics: state of the art, 05/1988.

[13] VAN DER VOOREN J.,SLOOF J.W., (1992). CFD-based drag prediction; state-of-the-art, theory, prospects. Publication technique NLR TP 90247 U, 09/1992.

[14] NIKFETRAT K.,VAN DAM C.P.,VIJGEN P.M.H.W.,CHANG I.C., (1992). Prediction of drag at subsonic and transonic speeds using Euler methods, Article AIAA 92-0169, 01/1992

[15] VAN DAM C.P., NIKFETRAT K., WONG K.,VIGEN P.M.H.W, (1995). Drag prediction at subsonic and transonic speeds using Euler methods, Journal of Aircraft, vol.32, n°4,pp.839-845,07-08/1995.

[16] FLUENT 6.1 Documentation

[17] COOK P.H., MCDONALD M.A., FIRMIN M.C.P., (1979). Aerofoil RAE 2822 - Pressure Distributions, and Boundary Layer and Wake Measurements, *Experimental Data Base for Computer Program Assessment*, AGARD Report AR 138.

- [18] HAASE W., BRADSMA F., ELSHOLZI E., LESCHZINER M., & SCHWAMBORN D. ,(1993). EUROVAL-an European Initiative on Validation of CFD Codes. Notes on Numerical Fluid Mechanics, Volume 42, Vieweg.
- [19] VAN DAM, (1999). Recent Experience with Different Methods of Drag Prediction. Progress in Aerospace Sciences 35(1999) 751-798.
- [20] TOGNACINI R., (2003). Methods For Drag Decomposition, Thrust-Drag Bookkeeping From CFD Calculations, DECONINCK H., SERMEUS K., VAN DAM C., (2003). CFD-Based Aircraft Drag Prediction and Reduction. Lecture Series, Von Karman Institute for Fluid Dynamics.
- [21] SCHMITT V. and CHARPIN F.,(1979).Pressure Distributions on the ONERA-M6 Wing at Transonic Mach Numbers, Experimental Data Base for Computer Program Assessment, Report of the Fluid Dynamics Panel Working Group 4,AGARD AR 138.
- [22] REDEKER G., MULLER R., ASHILL P.R., ELSENAAR A., and SCHMITT V., (July1988). Experiments on the DLR-F4 Wing Body Configuration in Several European Wind Tunnels,” Tech. Rep. AGARD CP-429.

[23] SCHMITT V., DESTARAC D., (1998). Recent Progress in Drag Prediction and Reduction for Civil Transport Aircraft at ONERA. 36th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. January 12-15, 1998 / Reno, NV.

[24] AMANT S., (2002). Calcul et Décomposition de la Trainée Aérodynamique des Avions de Transport à Partir de Calculs Numériques et d'Essais en Soufflerie. Thèse de Doctorat. École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.

[25] VEILLEUX C., (1997). Prédiction de la Traînée des Profils Aérodynamique et des Ailes Opérant en Régime transsonique, Basée sur la Solution des Équations d'Euler. Mémoire de Maîtrise ès Sciences Appliquées (Génie Mécanique). École Polytechnique de Montréal.

[26] LEE-RAUCH E.M., BUNNING P.G., MORISSON J.H., PARK M.A., RIVERS S.M., RUMSAY C.L., NASA Langley Center Hampton, Virginia, (2003). CFD Sensitivity Analysis of a Drag Prediction Workshop Wing/Body Transport Configuration. 21st AIAA applied Aerodynamics conference. June 23-26, 2003 Orlando, FL.

[27] BOURDIN P., (2003). Etude Théorique et Numérique des Effets d'Extrémité de Voilure sur la Traînée Induite, Thèse de Doctorat. Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique.