



**HAL**  
open science

# Simulations avancées de turbulence pariétale à haut nombre de Reynolds sur des géométries curvilignes par une approche hybride RANS/LES

Romain Laraufie

► **To cite this version:**

Romain Laraufie. Simulations avancées de turbulence pariétale à haut nombre de Reynolds sur des géométries curvilignes par une approche hybride RANS/LES. Mécanique [physics.med-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT : 2012PAO66515 . tel-00831614

**HAL Id: tel-00831614**

**<https://theses.hal.science/tel-00831614>**

Submitted on 7 Jun 2013

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

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



École Doctorale SMAE

# Thèse de doctorat

Discipline : Mécanique

présentée par

**Romain Laraufie**

---

## **Simulations avancées de turbulence pariétale à haut nombre de Reynolds sur des géométries curvilignes par une approche hybride RANS/LES**

---

Soutenue le 6 décembre 2012 devant le jury composé de :

M. Sébastien	DECK	ONERA, Meudon	directeur
M. Jean-Paul	DUSSAUGE	CNRS/IUSTI, Marseille	examineur
M. Éric	LAMBALLAIS	Université de Poitiers	rapporteur
M. Régis	MARCHIANO	Université Paris VI	examineur
M. Pierre	SAGAUT	Université Paris VI	co-directeur
M. Michel	STANISLAS	École Centrale de Lille	rapporteur

ONERA - The French Aerospace Lab  
8 rue des Vertugadins  
92190 MEUDON

# Simulations avancées de turbulence pariétale à haut nombre de Reynolds sur des géométries curvilignes par une approche hybride RANS/LES

## Résumé

La capacité de simuler la dynamique de la couche limite turbulente représente aujourd'hui un enjeu important pour la prévision de l'aérodynamique instationnaire et de l'aéroacoustique des avions et des véhicules terrestres. Aussi, les travaux présentés dans ce manuscrit proposent une méthode originale de simulation de la dynamique des écoulements turbulents pariétaux, à haut nombre de Reynolds, sur des géométries curvilignes. L'approche ZDES, dans son mode « Wall Modelled Large Eddy Simulation », est ici retenue. Dans un premier temps, une méthode de réactivation turbulente, par combinaison de l'injection de turbulence synthétique et de l'application de termes de forçage, est développée afin de permettre une résolution WMLES locale des régions d'intérêt au sein d'une simulation majoritairement RANS. Puis l'étude des interactions entre la physique et la méthode de résolution numérique (ZDES), sur le cas d'une couche limite turbulente sans gradient de pression en développement spatial jusqu'à  $Re_\theta = 13\,000$ , a conduit à une généralisation des conditions d'emploi du mode WMLES de la ZDES. Des post-traitements instationnaires avancés ont permis de démontrer la capacité de la méthode à simuler la dynamique particulière de la zone externe à ces grands nombres de Reynolds. Enfin, les différentes méthodes développées au cours de cette étude ont été appliquées à la simulation d'une manche à air coudée de section rectangulaire. Cette nouvelle méthode a permis de simuler avec succès la dynamique multi-échelles de cet écoulement et des distortions dynamiques associées, pour un coût environ 50 fois inférieur à celui d'une approche LES classique.

## Mots-clés

Turbulence pariétale ; Haut nombre de Reynolds ; Condition d'entrée turbulente ; Termes sources ; Géométries complexes ; Hybride RANS/LES





# **Advanced near wall turbulence simulations on high Reynolds, curvilinear applications by means of a hybrid RANS/LES approach**

## **Abstract**

The ability to simulate the dynamics of turbulent boundary layers is essential for the prediction of the unsteady aerodynamic and aeroacoustic properties of both land and air vehicles. Therefore, the present work proposes an innovative method to simulate near wall flows, around curvilinear geometries at high Reynolds numbers. The “Wall Modelled Large Eddy Simulation” mode of the ZDES method is considered here. First of all, a turbulence reactivation method, based on the combination of a synthetic turbulence injection method and of a body forcing one, is developed in order to allow a local WMLES resolution of the regions of interest within an essentially RANS calculation. Therefore, the study of the interactions that exist between the physics and the ZDES numerical method, in the case of a zero pressure gradient turbulent boundary layer developing over a flat plate until  $Re_\theta = 13000$ , led to a generalization of the guide lines to use the WMLES mode of the ZDES. Advanced unsteady post-processing enabled to demonstrate the ability of the method to simulate the specific dynamics of the outer region at high Reynolds numbers. Finally, the various methods that have been developed during this study were applied to the simulation of a S-shaped duct of rectangular section. The multi-scale dynamic of this flow as well as its resulting distortions were successfully simulated thanks to this new method, for an overall cost reduction of about 50 times compared to a traditional LES approach.

## **Keywords**

Wall Turbulence; High Reynolds Number; Turbulent inflow condition; Sources terms; Complex geometries; Hybrid RANS/LES



# Table des matières

Notations	11
<b>I Introduction</b>	<b>13</b>
<b>II Bibliographie</b>	<b>21</b>
<b>1 Physique de la couche limite</b>	<b>23</b>
1.1 Équations générales de la mécanique des fluides . . . . .	25
1.1.1 Équations de conservation . . . . .	25
1.1.2 Fermeture du système . . . . .	25
1.1.3 Évolution statistique d'un écoulement turbulent incompressible . . . . .	26
1.2 Grandeurs et échelles caractéristiques . . . . .	29
1.2.1 Longueurs caractéristiques . . . . .	29
1.2.2 Grandeurs liées aux frottements . . . . .	30
1.3 Hypothèses et équations de la couche limite . . . . .	30
1.4 Description des champs statistiques . . . . .	32
1.4.1 Profil de vitesse moyenne . . . . .	32
1.4.2 Profil de grandeurs turbulentes . . . . .	36
1.5 Structures cohérentes . . . . .	38
1.5.1 Streaks . . . . .	39
1.5.2 Bursting Process . . . . .	40
1.5.3 Tourbillons Quasi-Longitudinaux (TQL) . . . . .	41
1.5.4 Processus auto-entretenu . . . . .	42
1.5.5 Hairpin . . . . .	43
1.6 Effets du nombre de Reynolds . . . . .	45
1.6.1 Super Structures . . . . .	47
1.6.2 Influence des Super Structures . . . . .	47
1.6.3 Interactions entre structures cohérentes . . . . .	50
<b>2 Méthodes hybrides RANS/LES</b>	<b>55</b>
2.1 Approche DES de 97 à nos jours . . . . .	57
2.1.1 la DES97 . . . . .	57
2.1.2 Évolutions de la stratégie automatique (DDES, IDDES,...) . . . . .	60

2.1.3	DES et « Zonalité » . . . . .	63
2.2	Utilisation des méthodes hybrides en turbulence pariétale . . . . .	71
2.2.1	Méthodes de génération d'entrées turbulentes . . . . .	74
2.2.2	Traitement à l'interface dans la direction normale à la paroi . . . . .	87

### **III Développement et application d'une stratégie pour l'utilisation de la ZDES en turbulence pariétale** **101**

<b>3</b>	<b>Développement d'un processus de réactivation de la turbulence dédié à un traitement local ZDES mode III d'un écoulement RANS</b>	<b>105</b>
3.1	Reconstruction des tensions de Reynolds à partir d'un champ moyen RANS-SA pour alimenter la SEM . . . . .	106
3.1.1	Hypothèse de turbulence isotrope . . . . .	106
3.1.2	Hypothèse de Wilcox . . . . .	107
3.1.3	Modèle de Marusic . . . . .	107
3.1.4	Comparaison entre les différentes modélisations pour une large plage de $Re_\theta$ . . . . .	108
3.2	Développement d'une méthode de forçage dynamique (The dynamic forcing method) pour une activation rapide de la turbulence pariétale en aval de la transition RANS/ZDES . . . . .	111
3.2.1	Formulation et justifications de la méthode . . . . .	111
3.2.2	Première démonstration de capacités . . . . .	116
3.2.3	Conclusion sur la mise en place théorique du processus de réactivation turbulente . . . . .	119
<b>4</b>	<b>Validation des méthodes numériques développées - Cas du développement spatial d'une couche limite sans gradient de pression à nombre de Reynolds modéré</b>	<b>123</b>
4.1	Présentation du cas test . . . . .	124
4.2	Étude de l'influence de la reconstruction des tensions de Reynolds sur la distance de transition générée par la SEM . . . . .	126
4.2.1	Bas nombre de Reynolds : $Re_{\theta_0} < 3\,000$ . . . . .	127
4.2.2	Haut nombre de Reynolds : $Re_{\theta_0} > 3\,000$ . . . . .	130
4.2.3	Recommandations pour une utilisation pratique du système global ( $R_{ij}$ +SEM) . . . . .	131
4.3	Paramétrisation et optimisation de la méthode de Forçage Dynamique . . . . .	133
4.3.1	Intensité du forçage . . . . .	134
4.3.2	Distance de forçage . . . . .	136
4.3.3	Conséquences du forçage dynamique sur le champ aérodynamique . . . . .	137
4.3.4	Effet des méthodes numériques sur le forçage . . . . .	140
4.3.5	Effet des conditions de l'écoulement sur le forçage . . . . .	142
4.3.6	Influence de la répartition des plans de forçage . . . . .	144
4.3.7	Forçage continu/discontinu . . . . .	144
4.3.8	Extension du Forçage Dynamique pour une méthode d'injection turbulente simplifiée - Cas du bruit blanc . . . . .	146

4.4	Conclusion sur l'aptitude d'un traitement ZDES mode III local au sein d'un calcul RANS . . . . .	149
<b>5</b>	<b>Étude du comportement de la ZDES à haut nombre de Reynolds</b>	<b>153</b>
5.1	Première approche : application directe de l'expérience bas Reynolds . . . . .	154
5.1.1	Présentation du cas d'étude . . . . .	154
5.1.2	Première modification du comportement de la ZDES à haut Reynolds . . . . .	155
5.2	Prise en compte de VLSM . . . . .	160
5.3	Mise en évidence et quantification des Supers Structures. . . . .	164
5.4	Nouveaux critères pour la transition ZDES . . . . .	170
5.5	Conclusion sur l'emploi de la ZDES à haut nombre de Reynolds . . . . .	180
<b>6</b>	<b>Utilisation de la ZDES sur une configuration 3D - Cas de la manche à air coudée S19</b>	<b>185</b>
6.1	Présentation du cas test . . . . .	186
6.1.1	Conditions d'essais . . . . .	186
6.1.2	Mise en place de la simulation ZDES . . . . .	187
6.2	Généralisation de la méthode de forçage dynamique pour un solveur multibloc, curviligne, massivement parallèle . . . . .	189
6.2.1	Formulation curviligne du forçage dynamique . . . . .	189
6.2.2	Stratégie d'intégration du forçage dynamique pour un solveur structuré, multibloc, dédié à un emploi massivement parallèle . . . . .	191
6.3	Validation de l'écoulement simulé moyen . . . . .	194
6.3.1	Réactivation de la turbulence de couche limite . . . . .	194
6.3.2	Zone de recirculation . . . . .	195
6.4	Dynamique de l'écoulement instationnaire . . . . .	200
6.5	Étude des distorsions dynamiques . . . . .	203
6.6	Conclusion sur la simulation ZDES de S19 . . . . .	206
<b>IV</b>	<b>Conclusions</b>	<b>207</b>
<b>V</b>	<b>Annexes</b>	<b>215</b>
<b>A</b>	<b>Adaptation du code de calcul FLU3M pour une architecture massivement parallèle</b>	<b>217</b>
A.1	Contexte . . . . .	217
A.2	Découpeur Automatique . . . . .	220
<b>B</b>	<b>Articles à comité de lecture</b>	<b>225</b>
B.1	Journal of Computational Physics (Published) . . . . .	225



# Notations

## Représentation d'une grandeur $\phi$

Symbole	Définition
$\vec{\phi}$	Vecteur $\phi$
$\Phi$	Matrice $\phi$
$\phi$	Valeur instantanée de $\phi$
$\bar{\phi}$	Composante moyenne de $\phi$ ( $\bar{\phi} = \phi - \phi'$ )
$\phi'$	Composante fluctuante de $\phi$ ( $\phi' = \phi - \bar{\phi}$ )
$\phi_0$	Valeur initiale de $\phi$

## Caractères grecs

$\rho$	Masse volumique	$kg.m^{-1}$
$\mu$	Viscosité dynamique	$Pa.s$
$\nu$	Viscosité cinématique ( $\nu = \mu/\rho$ )	$m^2.s^{-1}$
$\mu_t$	Viscosité dynamique turbulente	$Pa.s$
$\delta$	Épaisseur de la couche limite	m
$\theta$	Épaisseur de quantité de mouvement	m
$\tau_p$	Contrainte de cisaillement pariétale	$Pa$
$\tau$	Tenseur des contraintes	$Pa$
$\gamma$	Rapport des capacités massiques	



## Caractères latins

Symbole	Définition	Unité
$(x, y, z)$	Repère orthonormé global	
$(t, n, s)$	Repère orthonormé curviligne local	
$\vec{u}(u, v, w)$	Vecteur vitesse dans $(x, y, z)$	
$\vec{u}(u_t, u_n, u_s)$	Vecteur vitesse dans $(t, n, s)$	
$U_\infty$	Vitesse infinie amont	$m.s^{-1}$
$u_\tau$	Vitesse de frottement pariétale	$m.s^{-1}$
$r$	Constante spécifique des gaz parfaits	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$p$	Pression	$Pa$
$T$	Température	$K$
$t$	temps	$s$

## Grandeurs adimensionnées

$Re_x$	Nombre de Reynolds local, basé sur la distance depuis un point d'arrêt
$Re_L$	Nombre de Reynolds global
$Re_\tau$	Nombre de Reynolds basé sur $u_\tau$ et $\delta$
$Re_\theta$	Nombre de Reynolds basé sur $\theta$

## Acronymes

BB	<b>B</b> ruit <b>B</b> lanc
CPU	<b>C</b> entral <b>P</b> rocessing <b>U</b> nit
DDES	<b>D</b> elayed <b>D</b> etached <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation
DES	<b>D</b> etached <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation
DF	<b>D</b> ynamic <b>F</b> orcing method
DNS	<b>D</b> irect <b>N</b> umerical <b>S</b> imulation
GIS	<b>G</b> rid <b>I</b> nduced <b>S</b> eparation
IDDES	<b>I</b> mproved <b>D</b> elayed <b>D</b> etached <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation
LES	<b>L</b> arge <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation
LLM	<b>L</b> og- <b>L</b> ayer <b>M</b> ismatch
LSM	<b>L</b> arge <b>S</b> cale <b>M</b> otion
MSD	<b>M</b> odel <b>S</b> tress <b>D</b> epletion
RANS	<b>R</b> eynolds <b>A</b> veraged <b>N</b> avier <b>S</b> tokes equations
SA	modèle de turbulence de <b>S</b> pallart- <b>A</b> llmaras
SEM	<b>S</b> ynthetic <b>E</b> ddy <b>M</b> ethod
SK	<b>S</b> pille <b>K</b> ohoff et <b>K</b> altenbach forcing method
VLSM	<b>V</b> ery <b>L</b> arge <b>S</b> cale <b>M</b> otion
WMLES	<b>W</b> all <b>M</b> odeled <b>L</b> arge <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation
ZDES	<b>Z</b> onal <b>D</b> etached <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation

**Première partie**

**Introduction**



## Contexte de l'étude

Le besoin croissant d'amélioration des aéronefs, aussi bien du point de vue des performances aérodynamiques que de l'impact environnemental, se fait pressant dans un système, où les échanges s'effectuent à l'échelle mondiale, sous le contrôle d'agences de régulations intransigeantes. Cet état de fait impose donc l'amélioration continue de notre capacité de description des phénomènes physiques de notre environnement naturel, afin d'en maîtriser les mécanismes. Parmi eux, la dynamique de la couche limite turbulente a rapidement été identifiée comme un élément incontournable. La bonne capture de ce phénomène sur des surfaces curvilignes à haut nombre de Reynolds représente actuellement l'un des enjeux majeurs pour l'aérodynamique appliquée. L'amélioration des méthodes de calcul est l'une des voies à suivre pour atteindre cet objectif.

La simulation numérique d'écoulement de fluide, aussi appelée CFD, est en plein essor depuis l'avènement de l'ordinateur. Très vite, la résolution directe (DNS) des équations de la mécanique des fluides de Navier-Stokes s'est avérée inenvisageable. En effet, la grande disparité spatiale et temporelle des échelles observées dans les écoulements turbulents se heurte aux limites actuelles en terme de ressources informatiques. Cette constatation a contraint les différentes équipes de chercheurs au développement de méthodes numériques qui réduisent, à une plage plus courte et donc numériquement accessible, le spectre d'échelles physiques résolues. Dans ce cas, la prise en compte des échanges, de part et d'autre des bornes du problème réduit, s'effectue au travers d'un modèle. Le développement de méthodes numériques, qui associent une modélisation précise, à une capacité de filtrage en juste accord avec la physique étudiée et les moyens informatiques disponibles, est de fait un domaine d'intenses recherches.

L'approche (U)RANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes) est actuellement massivement utilisée dans l'industrie. Une modélisation complète du contenu turbulent de l'écoulement y est opérée. La granulométrie de la description est alors limitée aux échelles de l'ordre de grandeur de la géométrie étudiée. Son succès réside dans sa capacité à fournir des prévisions fiables du champ aérodynamique moyen à faible coût. Néanmoins, lorsque la dynamique de la turbulence est requise, une résolution de type LES (Large Eddy Simulation) est alors privilégiée. Cette approche se caractérise par une séparation des échelles turbulentes. Les grandes échelles, sources de production d'énergie, sont résolues, alors que les petites, en charge de la dissipation de celle-ci, sont modélisées. La LES est connue pour sa capacité de description de la dynamique des écoulements décollés à la fois fiable et accessible dans un contexte industriel. Cependant, en région de proche paroi, la production d'énergie turbulente étant détenue par des échelles seulement  $\sim 10$  fois plus grandes que celle de Kolmogorov, plus petite échelle dissipative, la résolution spatio-temporelle nécessaire à son emploi devient rapidement prohibitive. Le qualificatif de Quasi-DNS lui est d'ailleurs attribué et son emploi dans un cadre industriel à haut nombre de Reynolds en est impossible.

L'une des voies d'amélioration proposée, pour un meilleur ajustement de la part du modèle, repose sur l'emploi d'un filtrage hybride RANS/LES. L'idée de permettre une résolution LES des régions d'intérêt uniquement, se contentant d'une description RANS par ailleurs, est apparue à la fin des années 90. Cette approche a reçu dès lors un attrait grandissant à

mesure des démonstrations de faisabilité produites par différentes équipes de chercheurs à travers le monde. De nombreuses stratégies ont alors émergé mais celle qui a le plus retenu l'attention de la communauté scientifique est très probablement la Detached Eddy Simulation, proposée par Spalart *et al.* [149] en 1997, référée à DES97 dans ce manuscrit. Sur la base de l'équation de transport associée au modèle de turbulence de Spalart Allmaras, les auteurs montrent que la simple modification de l'échelle de longueur permet le passage vers un fonctionnement en mode modèle de sous-maille LES. Cependant, l'éventuelle apparition de phénomènes non physiques au niveau des couches limites (MSD, LLM, ...), restreint l'emploi de cette première formulation DES aux cas de décollements massifs, imposés par la géométrie. Un certain nombre de propositions, détaillées dans la partie 2.1, ont par la suite été produites afin d'étendre les capacités de bonne prévision de la DES97 à d'autres types d'écoulements. Cependant aucune formulation DES « universelle », capable de restituer avec le même degré de réalisme des mécanismes physiques différents, n'a émergé à ce jour.

La ZDES (Zonal Detached Eddy Simulation), présentée dans la partie 2.1.3, est la solution proposée par Deck [33] pour une généralisation de l'approche DES à tous types d'écoulements. Forcé de constater que dans un cadre industriel, les configurations étudiées présentent généralement des topologies d'écoulement différentes selon la région considérée, il propose de permettre l'emploi de différentes formulations DES, au sein d'une même simulation, en adoptant une stratégie zonale. Sur la base d'une résolution RANS, trois modes DES peuvent au besoin être activés par l'utilisateur, pour un traitement optimal des trois grandes classes de décollements identifiés par l'auteur (voir figure 2.6). Les modes I et II de la ZDES sont alors dédiés aux cas de décollements massifs, induits respectivement par une rupture de géométrie ou un gradient de pression sur une surface courbe. Dans ce cas, les instabilités liées aux décollements sont telles que la prise en compte de la dynamique de la couche limite turbulente en amont n'est pas nécessaire. Un traitement RANS de celle-ci est donc opéré, soit de manière explicite (mode I), soit par le biais d'une fonction de transition automatique (mode II). En revanche, dans le cas d'un écoulement de coin, de la présence d'un bulbe court ou d'une interaction onde de choc / couche limite par exemple, l'emploi du mode III de la ZDES se veut apporter une solution adaptée à la bonne prévision de ces phénomènes. En effet, lorsque les instabilités induites par la présence d'une paroi influent de manière notable sur la dynamique globale de l'écoulement ou que le modèle RANS est mis en défaut, l'emploi de ce troisième mode permet la résolution de la majeure partie de la dynamique de l'écoulement attaché. La couche limite turbulente est alors traitée en mode LES dans la zone externe, alors que le surcoût de cette approche dans la zone interne est maîtrisé par une résolution RANS. La qualification de mode Wall Modeled LES (WMLES) de la ZDES lui est donc donné.

La simulation numérique de la turbulence pariétale à haut nombre de Reynolds, sur des géométries 3D curvilignes, par l'approche ZDES est le cœur de ces travaux de thèse. Le mode III de la ZDES peut être vu comme un détournement de la philosophie originale de la DES97, selon laquelle les couches limites attachées sont traitées en RANS. Ainsi, les différents phénomènes non physiques (MSD, LLM, ...) observés lorsque cette condition n'est pas respectée doivent être enrayés. De plus, alors que le passage d'une résolution de type RANS vers une approche DES mode I ou II s'effectue par simple activation de celle-ci, dès lors que la discrétisation spatio-temporelle choisie y est adaptée, l'augmentation de la gamme d'échelles résolues

par le mode III, par rapport aux deux autres, impose davantage de contraintes. En effet, en plus d'une résolution spatio-temporelle plus fine, l'activation du mode III de la ZDES dans une région de couche limite développée, requiert, de même qu'en LES, l'ajout d'un processus de réactivation du contenu turbulent. La première application ZDES mode III, proposée par Deck *et al.* [34], a montré des aptitudes WMLES très prometteuses sur le cas d'une couche limite en développement spatial. Cependant ces auteurs relèvent des distances de transition bien supérieures à celles traditionnellement observées en LES pour une même condition d'entrée instationnaire. Une mesure de  $\sim 80$  épaisseurs de couche limite initiale est même mentionnée. De plus, Deck *et al.* [34] constatent que l'erreur de prévision du frottement dépend fortement des paramètres numériques de la simulation sans qu'aucune tendance monotone ne puisse être dégagée. L'absence de critères d'utilisation suffisants, due à une connaissance approximative des interactions entre la physique et cette méthode de résolution WMLES, rend l'utilisation du mode III de la ZDES impossible en pratique.

## Démarche

Les présents travaux de thèse proposent le développement d'une stratégie afin de permettre la prise en compte de la turbulence pariétale, par l'approche ZDES, en aérodynamique appliquée. Les écoulements à haut nombre de Reynolds sur des géométries curvilignes sont donc visés. Cette étude s'inscrit dans le cadre de la généralisation de la méthode ZDES à tous types d'écoulements. Son set de modes se veut en effet proposer, à terme, un balayage complet des niveaux de modélisation, depuis le RANS, jusqu'à la LES, sans compromis sur le réalisme des prévisions.

Trois grandes étapes peuvent être dégagées :

La première étape consiste à rendre possible une résolution locale de type WMLES au sein d'un écoulement RANS. Un processus de réactivation turbulente, dédié aux transitions RANS/ZDES mode III, est développé à cette fin. Celui-ci est réalisé par l'association de deux sous ensembles. Une méthode d'injection turbulente est en charge de l'enrichissement du champ RANS par un contenu fluctuant, lors de la transition RANS/ZDES mode III. Celle-ci s'accompagne d'une méthode d'accélération de convergence vers une couche limite pleinement développée. Sur la base de méthodologies existantes, un processus efficace, sera proposé. Une attention particulière est portée au respect des principes de la ZDES, telle que son aptitude à traiter des configurations 3D complexes.

La deuxième étape consiste à rendre fiable les prévisions produites par le mode III de la ZDES. À cette fin une vaste étude des interactions entre la physique et cette méthode de résolution numérique sur une large plage de nombre de Reynolds est entreprise. Le cas d'une couche limite turbulente sans gradient de pression, développée sur l'intervalle  $3\,450 \leq Re_\theta \leq 14\,000$ , est retenu pour cette étude. Plusieurs simulations sont effectuées afin de procéder à une identification des paramètres numériques pouvant mettre en péril le caractère prédictif de ce mode

ZDES. Puis, une analyse croisée des différents écoulements est réalisée, au moyen de méthodes de post-traitement avancées, afin d'en expliquer les causes. Les connaissances physiques, liées à la dynamique de la couche limite turbulente, accumulées au travers d'études numériques et expérimentales, sont largement mises à contribution. Enfin, la compréhension accrue des interactions entre physique et numérique, acquise au cours de cette étude, débouchera sur la définition de nouvelles lignes directrices plus générales quant à l'emploi du mode III de la ZDES.

Enfin, la réalisation d'une simulation numérique ZDES de l'écoulement interne de la manche à air coudée de section rectangulaire S19 est présentée. Cette géométrie, d'apparence simple, met en jeu des phénomènes physiques multi-échelles complexes. L'étude numérique qui lui est consacrée en 2008 à l'ONERA soulève l'extrême sévérité de cet écoulement face aux méthodes numériques déployées. Cette étude s'attache à la démonstration du gain, pour la ZDES, de disposer d'un mode WMLES pleinement fonctionnel. Celui-ci permettra en effet, une étude de la dynamique globale de cet écoulement interne, afin d'en caractériser les distorsions dynamiques, présentes au niveau du plan d'entrée compresseur.

Le mémoire est organisé en six chapitres :

**chapitre 1 :** Étude de la physique de la couche limite au travers d'une analyse critique de la littérature.

**chapitre 2 :** Présentation des méthodes hybrides RANS/LES. Rappel des enjeux et difficultés typiques de l'emploi d'un filtrage hybride. L'attention est plus particulièrement portée sur les méthodes de type Detached Eddy Simulation (DES).

**chapitre 3 :** Développement d'une stratégie de réactivation turbulente afin de rendre possible une résolution locale WMLES au sein d'un écoulement majoritairement RANS dans un contexte industriel.

**chapitre 4 :** Démonstration et Validation du processus de réactivation turbulente sur le cas d'une couche limite, sans gradient de pression, en développement spatial.

**chapitre 5 :** Étude des interactions entre la physique et la méthode de résolution ZDES mode III. Détermination de lignes directrices afin d'assurer le caractère prédictif de ce mode sur une large plage de nombre de Reynolds.

**chapitre 6 :** Réalisation de l'étude de l'écoulement interne de la manche à air coudée de section rectangulaire S19.





**Deuxième partie**

**Bibliographie**



# Chapitre 1

## Physique de la couche limite

Il est tout d'abord proposé d'étudier l'ensemble des phénomènes physiques générés lorsqu'un fluide s'écoule à la vitesse  $U_\infty$  le long d'une paroi. À cette fin, et ce sauf mention contraire, la convention suivante est adoptée dans ce manuscrit. Le repère orthonormé  $(x, y, z)$  est considéré. Il prend son origine à la paroi et ses trois composantes représentent respectivement, la direction de l'écoulement, la direction normale à la paroi et la direction transverse. L'écoulement est caractérisé par son vecteur vitesse  $\vec{u}(u, v, w)_{(x,y,z)}$ , sa densité  $\rho$ , sa pression  $p$  et sa viscosité dynamique  $\mu$  (on notera  $\nu = \mu/\rho$  sa viscosité cinématique).

C'est Ludwig Prandtl, qui, en 1905, introduit le concept de couche limite. Son hypothèse est que pour les fluides peu visqueux, les forces visqueuses sont négligeables dans le domaine considéré excepté près des parois où la condition d'adhérence doit être respectée. Cela génère dans la région de proche paroi des gradients de vitesse élevés et donc une contrainte de cisaillement pariétale  $\tau_p(x) = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}$  non négligeable.

Les écoulements les plus étudiés dans la littérature sont ceux le long d'une plaque plane, dans un canal plan ou un tube. La structure de la couche limite de ces trois types d'écoulement a souvent été considérée comme semblable, permettant ainsi aux auteurs de tirer des conclusions générales de leurs études, indépendamment du cas traité. Néanmoins, de récentes études ont montré des comportements différents de ces trois types d'écoulement. Par exemple, Monty *et al.* [103] en 2007, puis Bailey *et al.* [5] en 2008, notent une organisation, et une évolution, des structures cohérentes différentes au sein des couches limites selon l'écoulement considéré. Ces observations sont confirmées par l'analyse spectrale menée par Monty *et al.* [102], en 2009, qui relèvent des différences majeures, principalement localisées au niveau du sillage de la couche limite.

L'étude proposée se focalise sur le cas d'une couche limite en développement spatial. Cette configuration est préférée à celle du canal plan en raison de sa plus grande pertinence du point de vue applicatif. La couche limite se développe à partir du bord d'attaque et ne cesse de s'épaissir le long de la plaque. Il est courant de définir  $\delta(x)$ , l'évolution longitudinale de l'épaisseur de la couche limite, comme la distance à la paroi où la vitesse est égale à 99% de la vitesse de l'écoulement extérieur, et  $Re_x = U_\infty x/\nu$  le nombre de Reynolds local, basé sur la

distance au bord d'attaque.

La théorie de Prandtl permet de simplifier les équations de Navier Stokes, notamment en prenant en compte la prédominance des variations normales de la vitesse et de la pression sur celles longitudinales ou transversales. Cela a conduit à une solution analytique, proposée par Blasius, en régime stationnaire. Le lecteur pourra se référer aux ouvrages de Cousteix [26] et Kundu [76] pour une démonstration complète de cette solution. La solution de Blasius fournit une description de l'écoulement en excellent accord avec l'expérience tant que celui-ci est laminaire.

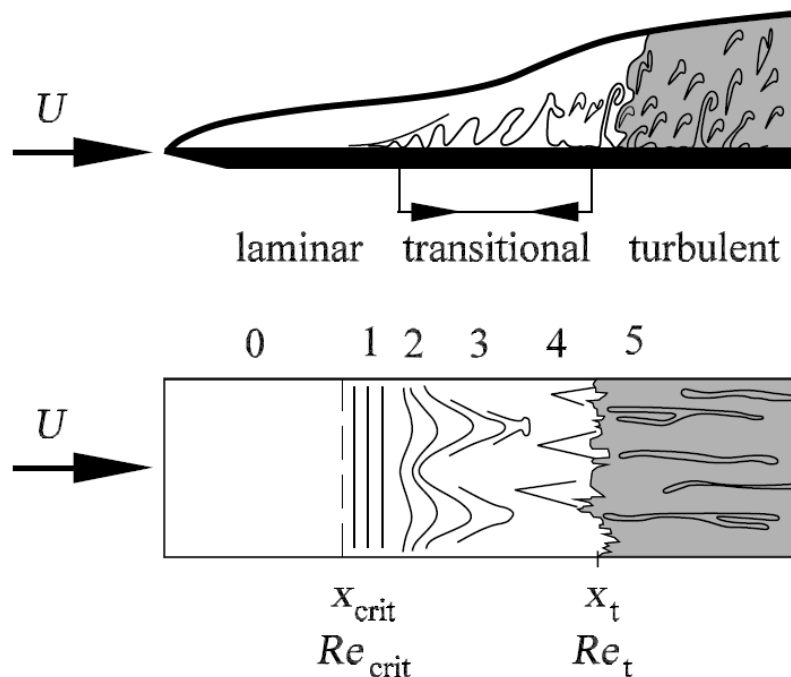


FIGURE 1.1 – Couche limite d'un écoulement longitudinal sur une plaque plane – Transition laminaire-turbulente. (extrait de Oertel [109])

Au-delà d'une certaine valeur du nombre de Reynolds, typiquement  $Re_x = 2\,300^1$ , l'écoulement devient instationnaire et la solution de Blasius n'est plus vérifiée. La figure 1.1 illustre cette transition où les états 0 et 5 sont respectivement les états stationnaire et turbulent alors que les phénomènes 1 à 4 correspondent aux régimes transitoires où l'on retrouve des phénomènes tels que les instabilités de Tollmien - Schlichting, la formation de structures tourbillonnaires 3D et la formation de petites zones turbulentes instationnaires, qui désorganisent en apparence les champs de vitesse et de pression.

1. Cette valeur est donnée à titre indicatif car le nombre de Reynolds de transition dépend significativement de la configuration et en particulier du taux de turbulence de l'écoulement extérieur

## 1.1 Équations générales de la mécanique des fluides

### 1.1.1 Équations de conservation

Les équations de Navier-Stokes, qui permettent la description d'un écoulement compressible, non pesant, d'un fluide newtonien, sont données par les expressions 1.1 a, b et c. Elles représentent respectivement la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1a)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (1.1b)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} ((\rho e + p)u_i) = \frac{\partial \tau_{ij} u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (1.1c)$$

Le système présenté ci-dessus est ouvert. En effet, il fait état de huit inconnues ( $\rho, u, v, w, p, \tau, \vec{q}$  et  $e$ ), pour cinq équations seulement. Les expressions du scalaire  $p$ , du tenseur  $\tau$  et du vecteur  $\vec{q}$  doivent donc être précisées.

### 1.1.2 Fermeture du système

#### Lois d'état

Pour un gaz caloriquement parfait, à chaleurs spécifiques constantes, de rapport  $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ , la pression est donnée par :

$$p = \rho r T \quad (1.2)$$

où  $T$  désigne la température et  $r$  représente le rapport de la constante universelle des gaz parfaits à la masse molaire du gaz considéré ( $r = \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{M}}$  avec  $\mathcal{R} = 8.345 \text{ J.mol}^{-1}.K^{-1}$ ). La pression peut également être exprimée en fonction de l'énergie interne  $e = c_v T$  par :

$$p = \rho(\gamma - 1)e \quad (1.3)$$

#### Lois de comportement

L'hypothèse de fluide newtonien conduit à l'expression du tenseur des contraintes  $\tau$  suivante :

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \eta \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (1.4)$$

où  $\mu$  et  $\eta$  représentent respectivement la viscosité dynamique et la viscosité de volume du fluide. L'hypothèse de Stokes permet finalement d'exprimer la viscosité de volume en fonction de celle dynamique au moyen de la relation :

$$\eta = -\frac{2}{3}\mu \quad (1.5)$$

Le tenseur des contraintes s'écrit finalement :

$$\tau_{ij} = \mu \left( \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (1.6)$$

Le vecteur de flux de chaleur est donné par la loi de Fourier :

$$q_i = -k \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (1.7)$$

où  $k$  désigne le coefficient de conductivité thermique, introduisant le nombre de Prandtl :

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} \quad (1.8)$$

Le flux de chaleur peut donc s'écrire :

$$q_i = -\frac{\mu c_p}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (1.9)$$

Finalement, la loi de Sutherland permet de lier la viscosité à la température :

$$\mu(T) = \mu_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + 110,4}{T + 110,4} \quad (1.10)$$

avec  $T_0 = 273,16K$  et  $\mu_0 = 1,711 \cdot 10^{-5} kg.m^{-1}.s^{-1}$

### 1.1.3 Évolution statistique d'un écoulement turbulent incompressible

Les équations de Navier Stokes dérivées ci-dessus (1.1) peuvent être simplifiées dans le cas d'un écoulement incompressible. Cette hypothèse sera considérée par la suite dans l'intégralité de l'étude de la structure de la couche limite. Sous cette condition, les équations de conservation de masse et de mouvement se réduisent à :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.11a)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.11b)$$

Dans le cas incompressible, la décomposition au sens de Reynolds consiste à décomposer toute grandeur instantanée  $\phi$  en une grandeur moyenne  $\bar{\phi}$  et une grandeur fluctuante  $\phi'$ , tel que :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (1.12)$$

Par convention,  $(\bar{\cdot})$  définit l'opérateur de moyenne au sens de Reynolds dont les règles de calcul dans le cas de deux variables  $f$  et  $g$  sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \overline{\bar{f}} &= \bar{f} \quad ; \quad \overline{f+g} = \bar{f} + \bar{g} \quad ; \quad \overline{f \cdot g} = \bar{f} \cdot \bar{g} \\ \overline{f \cdot g} &= \bar{f} \cdot \bar{g} + \overline{f'g'} \quad ; \quad \overline{\frac{\partial f}{\partial x}} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} \quad ; \quad \overline{\int f dx} = \int \bar{f} dx \end{aligned}$$

### Equations moyennes de Navier-Stokes

Les équations moyennes sont obtenues en introduisant la décomposition vue précédemment dans les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement (1.11) et en y appliquant l'opérateur de moyenne. Après développement et réduction, le système suivant est obtenu :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.13a)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.13b)$$

Il est remarquable que la forme générale des équations n'ait pas changé. Seul un nouveau terme est apparu. Le système n'est donc plus fermé. Ce terme,  $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ , appelé tenseur de Reynolds, est issu de la non linéarité des termes de convection des équations de conservation de la quantité de mouvement. Il représente le couplage entre le mouvement moyen et le mouvement turbulent. Par ailleurs, l'énergie cinétique turbulente est égale à la moitié de la trace du tenseur de Reynolds. Il est intéressant de dériver la formulation de l'énergie cinétique turbulente puisque cette grandeur fait état de l'intensité de la turbulence. Dans le but d'établir cette équation, il est premièrement proposé de dériver l'équation du mouvement fluctuant.

### Équation du mouvement fluctuant

L'équation du mouvement turbulent s'obtient par soustraction de l'équation du mouvement moyen à la formulation de la quantité de mouvement global : (1.11b)-(1.13). Après développement et réarrangement des différents termes, l'expression suivante est obtenue :

$$\rho \left( \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + u'_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( u'_i u'_k - \overline{u'_i u'_k} \right) \right) = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_k} \quad (1.14)$$

Cette équation correspond à l'information perdue lors du passage à la moyenne. Une interaction entre le champ moyen et le champ fluctuant existe et cette dernière est régie à chaque instant par l'ensemble des deux équations (1.13b) et (1.14)

De la même manière il est possible de dériver l'équation du mouvement fluctuant  $u'_j$  que l'on numérottera (1.14bis).



### Équation des tensions de Reynolds

Il a précédemment été montré que le passage à la moyenne des équations de conservation de la quantité de mouvement conduit à l'apparition d'un nouveau terme correspondant aux tensions de Reynolds. Il est possible de dériver l'équation des tensions de Reynolds grâce à la combinaison suivante : (1.14) \*  $u'_j$  + (1.14bis) \*  $u'_i$ . Après développement, la formulation suivante est obtenue, dont la signification des différents termes est précisée.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} = & - \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) && \text{Couplage avec le mouvement} \\
 & - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_k} && \text{Diffusion par agitation tur-} \\
 & - \frac{1}{\rho} \left( \overline{u'_i} \frac{\partial p'}{\partial x_j} + \overline{u'_j} \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) && \text{Corrélation avec la fluctua-} \\
 & + \nu \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k \partial x_k} && \text{Diffusion par agitation molé-} \\
 & - 2\nu \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right) \left( \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \right)} && \text{Pseudo-dissipation } \epsilon_{ij}
 \end{aligned}
 \tag{1.15}$$

Le lecteur est invité à noter que la non linéarité advective introduit une corrélation triple  $\overline{u'_i u'_j u'_k}$  de façon analogue à la corrélation double pour le mouvement moyen. Ce phénomène se produit à chaque fois qu'une équation de transport de la corrélation d'ordre n est dérivée. Par conséquence, le système d'équation reste toujours ouvert.

### Équation de l'énergie cinétique turbulente

La formulation de l'énergie cinétique turbulente est obtenue par contraction des indices  $i$  et  $j$  de l'expression des tensions de Reynolds (1.15).

$$\begin{aligned}
\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = & - \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} && \text{Couplage avec le mouvement moyen : } \mathbf{Production} \\
& - \frac{\partial \overline{k u'_k}}{\partial x_k} && \mathbf{Diffusion} \text{ par agitation turbulente} \\
& - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p' u'_i}}{\partial x_i} && \mathbf{Diffusion} \text{ par la pression} \\
& + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_k \partial x_k} && \mathbf{Diffusion} \text{ moléculaire} \\
& - \nu \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right) \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right) && \mathbf{Pseudo-dissipation } \bar{\epsilon}
\end{aligned} \tag{1.16}$$

## 1.2 Grandeurs et échelles caractéristiques

La couche limite se caractérise par différentes grandeurs intégrales et locales.

### 1.2.1 Longueurs caractéristiques

Les longueurs caractéristiques, ou épaisseurs intégrales incompressibles, sont définies à partir d'une intégrale du profil de vitesse moyen  $\bar{u}(y)$ .

L'épaisseur de déplacement,  $\delta_1$  (équation 1.17), représente la hauteur dont il faudrait déplacer la paroi pour obtenir un débit identique à celui d'un écoulement de fluide non-visqueux, c'est à dire avec une condition de glissement à la paroi. De la même manière, la perte de quantité de mouvement  $\delta_2$  ou  $\theta$  (équation 1.18) peut être définie.

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left( 1 - \frac{\bar{u}}{U_\infty} \right) dy \tag{1.17}$$

$$\delta_2 = \theta = \int_0^\delta \frac{\bar{u}}{U_\infty} \left( 1 - \frac{\bar{u}}{U_\infty} \right) dy \tag{1.18}$$

Le rapport  $H = \delta_1 / \theta^2$  est appelé facteur de forme et caractérise la forme du profil de vitesse dans la couche limite.

---

2.  $H = 2,5$  dans le cas laminaire et  $H = 1,4$  dans le cas turbulent

### 1.2.2 Grandeurs liées aux frottements

Trois grandeurs peuvent être utilisées pour caractériser le frottement pariétal, la contrainte pariétale  $\tau_p$ , la vitesse de frottement  $u_\tau$  et le coefficient de frottement  $C_f$ , dont les expressions sont données par les équations 1.19 a, b et c.

$$\tau_p = \rho u_\tau^2 = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 C_f \quad (1.19a)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} = U_\infty \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad (1.19b)$$

$$C_f = \frac{2\tau_p}{\rho U_\infty^2} = 2 \frac{u_\tau^2}{U_\infty^2} \quad (1.19c)$$

### 1.3 Hypothèses et équations de la couche limite

Les équations de couche limite de Prandtl peuvent être aisément dérivées à partir des équations de Navier Stokes en les adimensionnant et en appliquant le fait que  $\delta \ll L$ .  $L$  représente la dimension caractéristique du problème considéré, typiquement la longueur de la plaque. Schlichting [132] en présente la démonstration et aboutit au système suivant dans le cas d'un problème bidimensionnel :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.20a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.20b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (1.20c)$$

Puisque l'on s'intéresse à la partie turbulente de la couche limite, la décomposition de

Reynolds, vue dans la partie 1.1.3, est introduite. Les équations moyennées de couche limite s'écrivent donc :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (1.21a)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \underbrace{\left( \underbrace{\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}}_{\tau_v} - \underbrace{\rho \overline{u'v'}}_{\tau_t} \right)}_{\tau_0} \quad (1.21b)$$

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial y} = 0 \quad (1.21c)$$

Il apparaît ainsi que la contrainte apparente,  $\tau_0$ , est composée de deux parties distinctes. Le premier terme représente les contraintes visqueuses,  $\tau_v$ , et le deuxième, les contraintes turbulentes,  $\tau_t$ .

Dans le cas d'une couche limite pleinement développée sur une plaque plane, en région de très proche paroi, les termes de convection peuvent être négligés et  $\frac{\partial \bar{P}}{\partial x}$  est nul. L'équation (1.21b) peut donc être réduite à la formulation (1.22), qui met en avant l'importance de la contrainte apparente.

$$\frac{\partial}{\partial y} (\tau_v + \tau_t) = \frac{\partial \tau_0}{\partial y} = 0 \quad (1.22)$$

Une analyse des contributions de chacun des deux termes dans l'épaisseur de la couche limite révèle que, bien que la contrainte apparente soit asymptotiquement constante dans l'épaisseur, les contraintes turbulentes et visqueuses jouent des rôles alternés. En effet, le graphique 1.2 montre que, au niveau de la paroi,  $\tau_v$  est prépondérant. L'éloignement de la paroi s'accompagne d'une augmentation de la part de la contribution turbulente, au détriment de celle visqueuse.

Chassaing [19] explique que ce comportement empêche la mise en place d'une échelle caractéristique de longueur et de vitesse unique, qui permettrait de déterminer les temps caractéristiques de convection et de diffusion et d'en déduire des lois de comportement. La répartition suivante est généralement proposée :

**Échelles internes :** Ce sont les échelles de proche paroi où la viscosité contrôle l'écoulement.

La vitesse de frottement  $u_\tau$  et l'échelle de longueur  $l_v = \frac{\nu}{u_\tau}$  sont les grandeurs pertinentes pour la décrire. La distance adimensionnée est définie par  $y^+ = \frac{y}{l_v}$

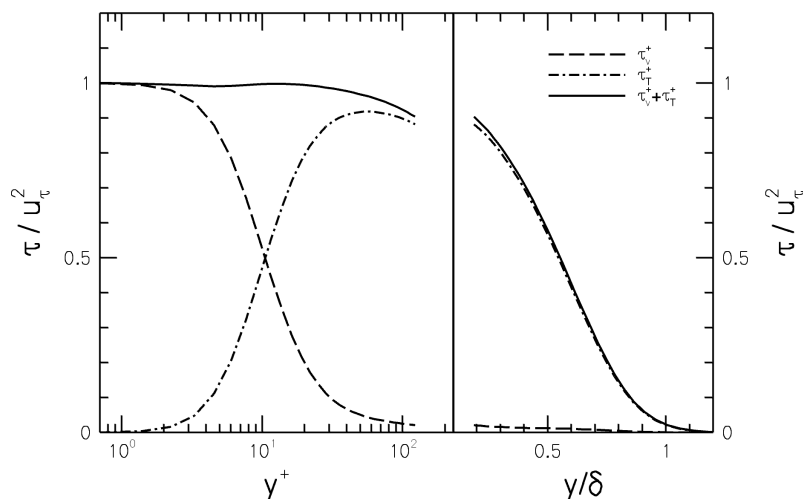


FIGURE 1.2 – Profils de la composante visqueuse ( $\tau_v$ ) et turbulente ( $\tau_t$ ) de la contrainte totale ( $\tau_0$ ) en fonction de la distance à la paroi, exprimés alternativement en unité interne et externe. (extrait de Pamiès [111])

**Échelles externes :** Aux abords de l'écoulement libre, les échelles doivent représenter les phénomènes d'advection. Les échelles adaptées sont donc l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  ainsi que la vitesse d'écoulement libre  $U_\infty$ . De même que pour la région interne, la distance adimensionnée se définit par  $\eta = \frac{y}{\delta}$

## 1.4 Description des champs statistiques

Les champs statistiques, tels que la vitesse moyenne ou les fluctuations de vitesse, permettent de mettre en avant les régions où les échanges d'énergie sont importants.

### 1.4.1 Profil de vitesse moyenne

Il a été précédemment vu que, dans le cas d'une plaque plane, l'équation de continuité dans la direction de l'écoulement se simplifie (voir équation 1.22). Lorsque le profil de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnelle,  $\bar{u}^+$ , est tracé pour différentes valeurs du nombre de Reynolds, illustré en figure 1.3, deux observations peuvent être faites.

**Premièrement**, cela souligne la grande difficulté de déterminer une loi de comportement valable dans l'ensemble de la couche limite. Une stratégie de découpage par régions est alors mise en place.

**Deuxièmement** , les profils sont similaires et indépendants du nombre de Reynolds dans la zone de proche paroi.

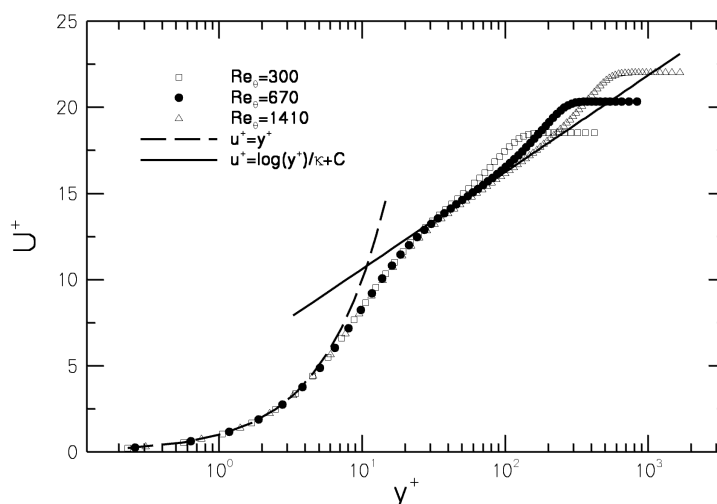


FIGURE 1.3 – Profils de vitesse de couche limite turbulente sur une plaque plane pour trois nombres de Reynolds différents, tracés en variables internes. (extrait de Pamiès [111])

La description analytique du profil de la vitesse moyenne longitudinale d'une couche limite de plaque plane s'effectue ainsi par morceau comme suit :

#### Sous couche visqueuse

La première région, depuis la paroi, est appelée sous couche visqueuse. Tel que son nom l'indique, l'écoulement est contrôlé par les contraintes visqueuses. Cette région est comprise entre la paroi et l'altitude  $y^+ = 3$  à  $7$  selon les publications. Dans cette zone, les contraintes turbulentes,  $\tau_t$ , sont négligeables en raison de la condition d'adhérence. L'équation de la vitesse peut ainsi être dérivée comme suit : à partir de l'équation (1.22), la substitution de la contrainte pariétale ( $\tau_p$ ) par la vitesse turbulente ( $u_\tau$ ) au moyen de la formule (1.19b), conduit à la formulation suivante :

$$\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = u_\tau^2 \quad (1.23)$$

ou encore

$$u^+ = y^+ \quad (1.24)$$

Le profil de la vitesse moyenne, exprimé en échelles internes, est donc linéaire dans la sous couche visqueuse.

### Zone tampon

La deuxième région se nomme la zone tampon et prend traditionnellement place dans l'intervalle  $3 - 7 \leq y^+ \leq 30$ . Néanmoins, de récentes études ([72]) montrent que l'influence de la sous-couche visqueuse s'étend jusqu'à  $Re_\tau^{1/2}$ , repoussant ainsi la limite haute de la zone tampon. Son rôle est de connecter la sous couche linéaire avec la zone logarithmique. Il n'est ici plus question de négliger ni les contraintes turbulentes ni les contraintes visqueuses qui jouent encore un rôle important (voir figure 1.2).

Le point de départ reste l'équation (1.22) dans laquelle l'hypothèse de Boussinesq est introduite. Cette hypothèse relie linéairement les contraintes visqueuses, ou tenseur de Reynolds, au taux de déformation, en introduisant la notion de viscosité turbulente  $\nu_t$ . Cela conduit à l'expression suivante :

$$\tau_p = -\rho \overline{u'v'} + \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \rho(\nu + \nu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (1.25)$$

En remplaçant la contrainte pariétale par la vitesse turbulente et en adimensionnalisant l'équation au moyen des échelles internes, l'équation (1.25) peut se réécrire sous la forme :

$$\left(1 + \frac{\nu_t}{\nu}\right) \frac{\partial \bar{u}^+}{\partial y^+} = 1 \quad (1.26)$$

Le rapport  $\frac{\nu_t}{\nu}$  doit être modélisé de manière à définir le profil moyen de la vitesse dans la zone tampon. Saez [123] présente les solutions proposées par Van Driest, Spalding et Deissler dans son mémoire de thèse :

✘ Fonction de Van Driest :

$$\begin{aligned} \frac{\nu_t}{\nu} &= (\kappa y^+) \left[1 - e^{-\frac{y^+}{A^+}}\right]^2 \frac{u^+}{y^+} \\ \frac{u^+}{y^+} &= \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\kappa^2 (y^+)^2 \left[1 - e^{-\frac{y^+}{A^+}}\right]^2}} \end{aligned} \quad (1.27)$$

où  $\kappa$  est la constante de Von Kármán, de l'ordre de 0.4 et  $A^+$  est une constante estimée expérimentalement à 26.

✘ Fonction de Spalding :

$$\frac{v_t}{\nu} = \kappa e^{-\kappa B} \left[ e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{(\kappa u^+)^2}{2} \right] \quad (1.28)$$

$$y^+ = u^+ + e^{-\kappa B} \left[ e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{(\kappa u^+)^2}{2} - \frac{(\kappa u^+)^3}{6} \right]$$

avec  $u^+|_{y^+ \rightarrow 0} = 0$ , ce qui permet d'écrire  $A = -e^{-\kappa B}$ . De plus  $e^{-\kappa B} \approx 0.1108$ ,  $B \approx 5,5$  et  $\kappa \approx 0.4$ .

✘ Fonction de Deissler

$$\frac{v_t}{\nu} = 0.012 u^+ y^+ \left( 1 - e^{-0.012 u^+ y^+} \right) \quad (1.29)$$

$$1 = \left[ 1 + 0.012 u^+ y^+ \left( 1 - e^{-0.012 u^+ y^+} \right) \right] \frac{\partial u^+}{\partial y^+}$$

Malheureusement aucune de ces solutions ne garantit une description exacte de la zone de recouvrement. Une divergence entre les différentes solutions proposées est même observée. Cela est d'autant plus ennuyeux que de forts échanges énergétiques prennent place dans cette région et seront présentés dans la suite du chapitre.

### Zone logarithmique

La troisième région, ou zone logarithmique, concerne à la fois la région interne et externe de la couche limite, et son étendue dépend du nombre de Reynolds selon  $Re_\tau^{1/2} \lesssim y \lesssim 0,2 \delta$ . C'est la raison pour laquelle elle peut être décrite à la fois en variables internes et externes.

Dans la partie interne, en utilisant les échelles internes, l'équation de la conservation de quantité de mouvement peut se réduire à :

$$y^+ \frac{\partial \bar{u}^+}{\partial y^+} = \kappa^{-1} \quad (1.30)$$

La loi logarithmique interne est obtenue par intégration et prend la forme suivante :

$$U^+ = \kappa^{-1} \ln(y^+) + C \quad (1.31)$$



avec  $C$ , une constante d'intégration évaluée expérimentalement aux alentours de 5.

Dans la partie externe, une équation équivalente à celle de la conservation de quantité de mouvement (1.30) peut être dérivée en variables externes, c'est à dire l'épaisseur de la couche limite ( $\delta(x)$ ) et la vitesse extérieure sous forme déficitaire ( $U_\infty - \bar{u}$ )

$$-\eta \frac{\partial(U_\infty - \bar{u})^+}{\partial\eta} = \kappa^{-1} \quad (1.32)$$

La loi logarithmique en variable externes est aussi obtenue par intégration et s'exprime comme suit :

$$\frac{U_\infty - \bar{u}}{u_\tau} = -\kappa^{-1} \ln(y/\delta) + B \quad (1.33)$$

### Zone de sillage

Passé une certaine distance de la paroi, typiquement  $\delta = 0.1 - 0.2$ , les mesures divergent de la loi logarithmique. Coles [22] propose en 1952 d'introduire une correction à cette loi qui se traduit par l'équation suivante :

$$\bar{u}^+ = \kappa^{-1} \ln(y^+) + \frac{\Pi}{\kappa} W(\eta) \quad (1.34)$$

Par la suite, par un souci de cohérence avec les échelles utilisées pour la description de la zone logarithmique externe, l'équation de la zone de sillage (1.34) a été redéfini :

$$\frac{U_\infty - \bar{u}}{u_\tau} = -\kappa^{-1} \ln(\eta) - \frac{\Pi}{\kappa} W(\eta) + 2 \frac{\Pi}{\kappa} \quad (1.35)$$

La fonction correctrice  $W(\eta)$ , appelée « terme de sillage », est donnée par Coles [22] comme  $W(\eta) = 2 \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\eta\right)$ . Concernant le « paramètre de sillage »  $\Pi$ , Coles [23], en 1962, révèle que d'après une étude expérimentale, ce paramètre est indépendant du nombre de Reynolds pour  $R_\theta > 6000$  et préconise une valeur comprise entre 0.55 et 0.60.

### 1.4.2 Profil de grandeurs turbulentes

Le caractère turbulent de l'écoulement se manifeste donc par l'ajout d'un terme de fluctuations, fortement corrélé, dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (1.21). Son étude se fait au travers du tenseur de Reynolds  $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$  dont la trace représente l'énergie

cinétique turbulente  $2\bar{k}$ . L'évolution de la composante  $\overline{u'v'}$ , dans l'épaisseur de la couche limite, a déjà été décrite dans la section (1.3) et l'étude du comportement des composantes normales ainsi que celui de l'énergie cinétique turbulente est proposée.

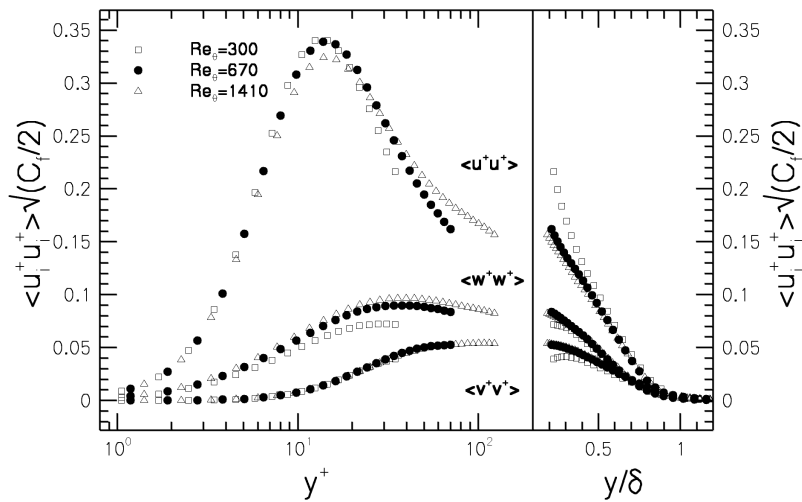


FIGURE 1.4 – Tensions de Reynolds normales pour trois nombres de Reynolds différents. L'adimensionnement mixte proposé par DeGraaf et Eaton [37] est retenu. (extrait de Pamiès [111])

La question de la détermination d'un adimensionnement pertinent des tensions de Reynolds, pouvant conduire à une formulation générale indépendante du régime considéré est un sujet qui fait toujours débat au sein de la communauté scientifique. Les grandeurs caractéristiques internes et externes ne conduisent en effet pas à ce résultat. L'adimensionnement mixte proposé par DeGraaf et Eaton [37], et utilisé sur la figure 1.4, tend à satisfaire au mieux ce critère d'unicité. Une combinaison de grandeurs caractéristiques internes et externes est donc utilisée. La dépendance des tensions de Reynolds, au nombre de Reynolds, est de plus prise en compte au travers du coefficient de frottement. Ce point sera discuté dans la partie 1.6.3.

L'observation de la figure 1.4 révèle que la principale contribution de l'énergie cinétique turbulente est la composante longitudinale  $\overline{u'^2}$ , suivie par la composante transverse  $\overline{w'^2}$  et finalement la composante verticale  $\overline{v'^2}$ . Cela met en avant la forte anisotropie qui règne au sein de l'écoulement dans la région de proche paroi. Selon Wilcox [166] la répartition des tensions suit les ratios  $\overline{u'^2} : \overline{v'^2} : \overline{w'^2} = 4 : 2 : 3$  dans la région logarithmique et une bonne partie de la zone déficitaire. Finalement, la figure 1.4 conduit à la conclusion que la région où l'énergie cinétique est à son maximum est la zone tampon.

En ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente, les hypothèses de couche limite appli-

quées à l'équation (1.16) conduisent à la formulation suivante :

$$\begin{aligned}
 0 = & \underbrace{-\bar{u} \frac{\partial k}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial k}{\partial y}}_{\text{Advection}} + \underbrace{\left( -\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)}_{\text{Production}} - \underbrace{\left( \frac{\partial \overline{v'k}}{\partial y} \right)}_{\text{Diff turbulente}} \\
 & - \underbrace{\left( \frac{\partial \overline{v'(p/\rho)}}{\partial y} \right)}_{\text{Diff par p}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 k}{\partial y^2}}_{\text{Diff visqueuse}} - \underbrace{\bar{\epsilon}}_{\text{Dissipation}}
 \end{aligned} \tag{1.36}$$

De même, ces hypothèses appliquées à l'équation (1.15) permettent de définir l'équation de  $\overline{u'v'}$ , principale contribution au terme de production de l'énergie cinétique :

$$\begin{aligned}
 0 = & \underbrace{-\bar{u} \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y}}_{\text{Advection}} + \underbrace{\left( -\overline{v'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)}_{\text{Production}} - \underbrace{\left( \frac{\partial \overline{u'v'^2}}{\partial y} \right)}_{\text{Diff turbulente}} \\
 & - \underbrace{\left( \frac{\partial \overline{u'(p/\rho)}}{\partial y} \right)}_{\text{Diff par p}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \overline{u'v'}}{\partial y^2}}_{\text{Diff visqueuse}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial \overline{u'}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v'}}{\partial x_k}}_{\text{Dissipation}}
 \end{aligned} \tag{1.37}$$

Une étude attentive des différents termes de l'équation d'énergie cinétique turbulente  $k$  (1.16) montre que le terme de production peut s'interpréter comme un couplage entre les tensions turbulentes et le gradient de la vitesse moyenne. Cela reflète un échange d'énergie entre le mouvement moyen et turbulent. Dans la pratique, c'est le mouvement moyen qui alimente le champ turbulent.

La figure 1.5 illustre le fait que, conformément à l'analyse précédente, cette production d'énergie turbulente prend place dans la zone tampon aux alentours de  $y^+ \approx 12$ . Il est de plus remarquable que dans la sous-couche visqueuse, une égalité existe entre Diffusion visqueuse et Dissipation. De même, une égalité entre Production et Dissipation apparaît dans la région logarithmique. Cette dernière traduit le fait que l'énergie apportée est dissipée localement.

## 1.5 Structures cohérentes

L'étude statistique de la couche limite permet classiquement de mettre en évidence les zones de production et de dissipation de la turbulence. Bien que ces informations soient très utiles

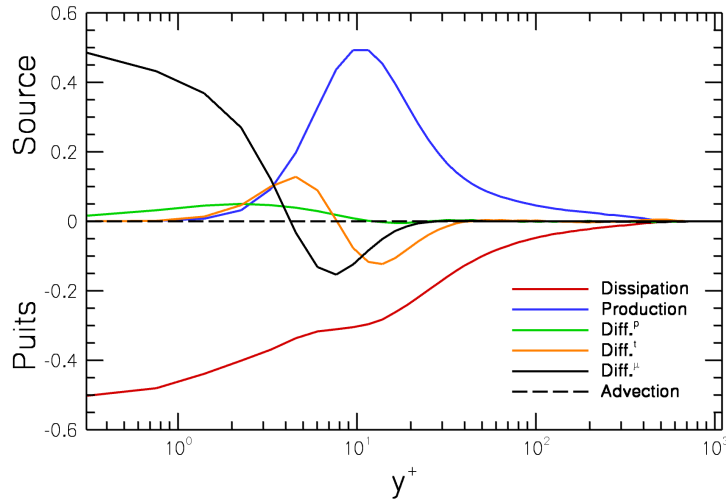


FIGURE 1.5 – Profils des termes de l'équation de bilan d'énergie cinétique turbulente. Tous les termes sont adimensionnés par  $u_\tau^4/\nu$  et tracés en fonction de la distance à la paroi exprimée en unités pariétales. (extrait de Pamiès [111])

dans le développement de modèles de turbulence, une étude approfondie est nécessaire pour comprendre les phénomènes physiques qui régissent ce comportement. Cette question, qui occupe la communauté scientifique depuis plus de 50 ans, et dont certains aspects restent encore inconnus de nos jours, fait l'objet de recherches intensives. Au cours de ces recherches, il a été mis en évidence un lien entre la production de turbulence et la présence de structures cohérentes au sein de la couche limite. Différents type de structures ont ainsi pu être identifiés.

### 1.5.1 Streaks

La première structure identifiée, qui se révéla par la suite, l'une des plus importantes, est le streak. Corrsin [25], en 1955, publie un article, basé sur les expériences conduites par Beatty, Ferrell et Richardson, dans lequel il met en évidence ces structures, notamment grâce à un cliché pris par F. Hama. Ces expériences font clairement apparaître une organisation du champ de vitesse longitudinale dans la sous couche visqueuse. Un découpage en bandes prend place dans la direction de l'écoulement, composées alternativement de fluide haute et basse vitesse. La dénomination « haute » et « basse » vitesse est faite en comparaison avec la vitesse moyenne de l'écoulement. Kline et al. [73] déterminent les dimensions caractéristiques de ces structures. Elles sont estimées à  $L_x = 1000^+$  de long et espacées de  $L_z = 80 - 100^+$ . Ils préciseront aussi que ces phénomènes ne sont plus observés au dessus de  $y = 40 - 50^+$ . La figure 1.6 met en évidence le comportement sinueux des streaks, présents dans la zone de proche paroi. Planton [113] ajoute que, bien que le terme « streaks » provienne originalement de visualisations telles que la photo 1.6, il est de nos jours associé à un profil de vitesse  $\bar{u}(y, z)$  qui oscille dans la direction transversale et qui est libre de tout tourbillon longitudinal.

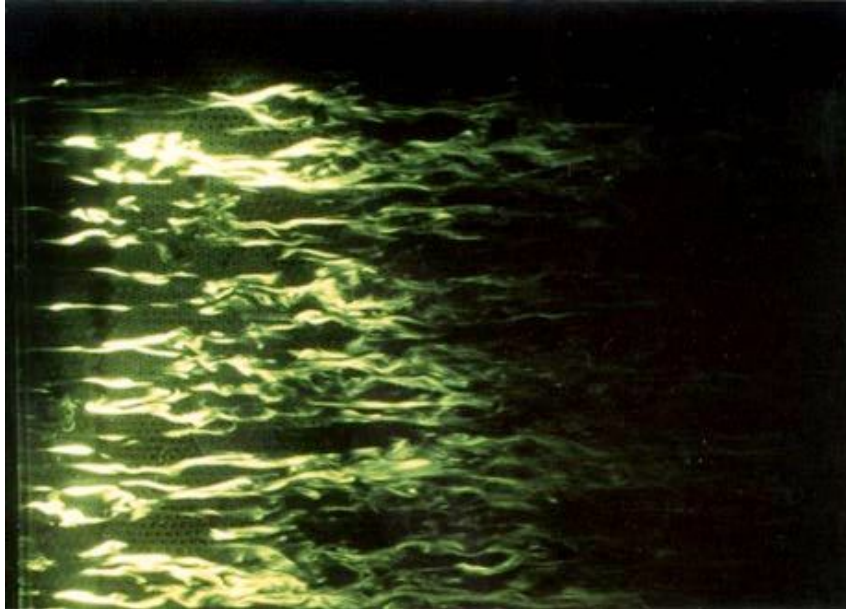


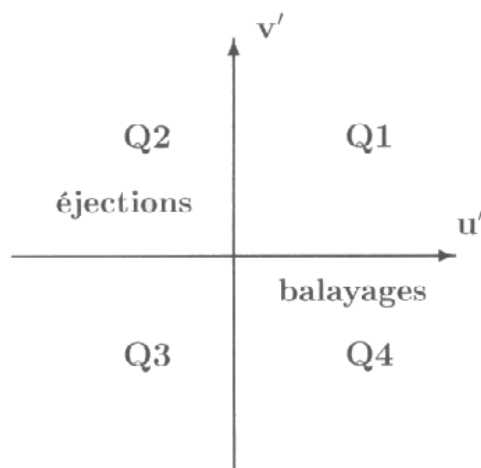
FIGURE 1.6 – Visualisation des Streaks basse vitesse dans un écoulement de plaque plane.

### 1.5.2 Bursting Process

Dans le même temps, Kline *et al.* [73] observent que les streaks basse vitesse, se soulèvent petit à petit, oscillent et finissent par éclater soudainement éjectant du fluide hors de la couche limite. Ce phénomène, appelé « bursting process », fut identifié comme le principal processus de création de turbulence. Par la suite, Bogard et Tiederman [13] montrent qu'un streak génère plusieurs éjections et redéfinissent le terme de burst process comme l'ensemble des éjections provenant du même streak. D'après leur estimation le burst process est ainsi responsable de 80% des contraintes de Reynolds. Finalement, Corino et Brodkey [24] complètent le cycle en introduisant la présence d'un balayage (sweep), par du fluide provenant de la région externe de la couche limite, après chaque éjection.

Au fil des années, ce phénomène, qui fut tout d'abord observé grâce à des visualisations bidimensionnelles, a ensuite été caractérisé par des méthodes d'échantillonnage conditionnel. Parmi les plus connues, la méthode des quadrants  $u'v'$ , introduite par Wallace *et al.* en 1972 [162] ou la méthode VITA (variable-interval time average) que l'on retrouve dans la publication de Blackwelder et Kaplan [12] en 1976, peuvent être citées.

La méthode des quadrants est basée sur la séparation des évènements suivant leur position dans le plan  $(u' - v')$  (voir figure 1.7). Cela permet de faire rapidement le rapport entre l'évènement enregistré et sa contribution à la production de turbulence. En effet, il a été montré que les évènements Q2 et Q4 sont producteurs de turbulence et sont principalement présents lors des deux étapes du bursting process. C'est la raison pour laquelle ils ont été respectivement

FIGURE 1.7 – Représentation des quadrants dans le plan  $(u', v')$  [111]

appelés éjection et balayage.

Concernant la méthode VITA, la détection est basée sur une comparaison entre la variance moyenne et une variance locale calculée sur un laps de temps court.

Cependant, chaque critère d'échantillonnage extrait un aspect différent de l'écoulement. Les résultats provenant des différentes méthodes sont donc difficilement comparables. Robinson [120] explique de plus qu'il est difficile de mettre en parallèle des événements détectés aux moyens des méthodes précédemment décrites avec ceux identifiés visuellement

### 1.5.3 Tourbillons Quasi-Longitudinaux (TQL)

Dans les années 70s, le fait que des mouvements tourbillonnaires soient responsables de la production de turbulence était quasi-consensuel. En 1979 les travaux de Blackwelder et Eckelmann [11] mettent en évidence la présence de Tourbillons Quasi-Longitudinaux (TQL), orientés dans la direction de l'écoulement. Ils sont décrits comme des paires de tourbillons contrarotatifs qui aspirent le fluide plus lent, de proche paroi, et conduisent à la formation de streaks basse vitesse. Ces phénomènes seraient donc directement liés aux événements d'éjection et de balayage. De nombreuses méthodes ont été mise en œuvre pour étudier les TQL mais il faudra attendre l'arrivée de la simulation numérique directe pour une étude plus poussée.

J. Jeong et al., en 1997, fournissent une description très précise de ces tourbillons en se basant sur des résultats de DNS. Ils caractérisent ainsi les TQL comme étant organisés en chaînes, longues de  $\Delta x = 600 - 1000^+$ , dont les maillons sont composés de paires de tourbillons contrarotatifs. Chaque TQL mesure aux alentours de  $200^+$ , avec un diamètre compris entre 10 et 40 unités de paroi. Par ailleurs, la figure 1.8 montre que le coté aval du tourbillon est surélevé et forme ainsi un angle d'environ  $9^\circ$  avec la paroi. De plus, une inclinaison de  $\pm 4^\circ$

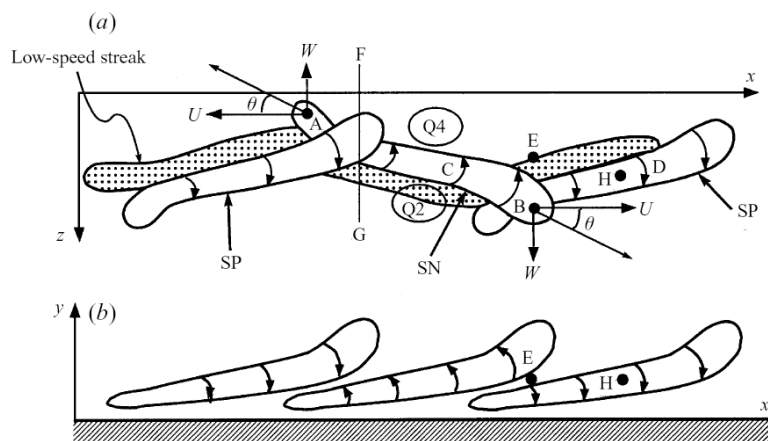


FIGURE 1.8 – quadrants

Modèle conceptuel d'un ensemble de tourbillons quasi-longitudinaux et de leur arrangement spatial : (a) vue de dessus ; (b) vue de côté (extrait de Jeong *et al.* [63])

est observée dans le plan  $(x, z)$ , selon leur sens de rotation par rapport à l'écoulement moyen.

Finalement, il est à noter que les événements Q2 et Q4 ont été trop rapidement assimilés à un éclatement puisqu'un TQL génère également ce type d'événements.

#### 1.5.4 Processus auto-entretenu

Robinson [121] explique que, suivant le bilan d'énergie de la figure 1.5, le processus par lequel la turbulence est produite, diffusée puis dissipée est continu. En d'autres termes, la couche limite « s'auto-maintient » et ne peut être altérée en l'absence de forts effets extérieurs. En 1999, Jimenez et Pinelli [65] avancent même que la zone comprise entre  $0 \leq y^+ \leq 60$  est énergiquement indépendante du reste de l'écoulement. Ils suggèrent donc que ce cycle auto-entretenu fasse intervenir les streaks et les TQL, présents dans cette zone.

La génération de streaks à partir des TQL, exposée dans la section précédente, paraît évidente, mais le mécanisme de formation des TQL est beaucoup plus controversé. En effet, deux mécanismes différents ont été mis en évidence et sont résumés dans la figure 1.9.

Le premier (W) fut tout d'abord observé par Smith *et al.*, en 1991, et étudié plus en détail par Brook et Hanratty, en 1993. Lorsqu'un TQL approche une paroi sans condition de glissement, il va induire un mouvement tourbillonnaire de sens opposé. Cette structure secondaire, déjà orientée dans le sens de l'écoulement, va pouvoir, dans certaines circonstances, décoller de la paroi et s'intensifier grâce au cisaillement présent dans cette région. Ce mécanisme dépend grandement de la condition d'adhérence à la paroi qui impose une vorticit   nulle. Cet enchaînement d'événements est essentiellement 2D.

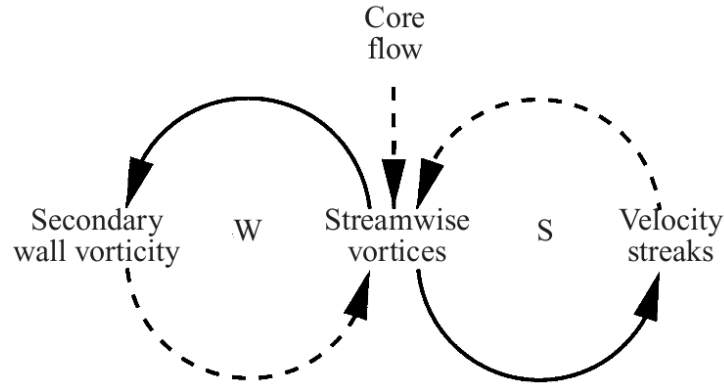


FIGURE 1.9 – Représentation schématique des mécanismes d’auto-entretien des structures de la couche interne (extrait de Jiménez et Pinelli [65])

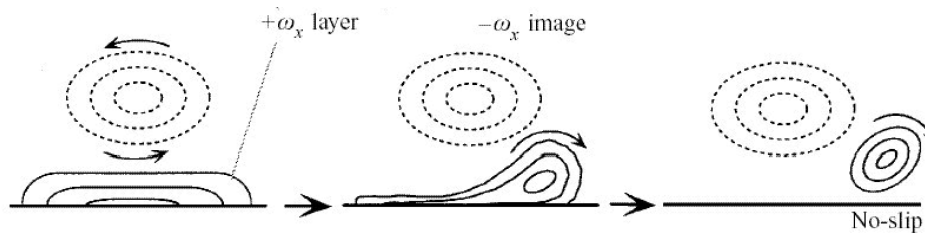


FIGURE 1.10 – Schéma du mécanisme d’enroulement de la vorticité longitudinale en deux dimensions dans le cas d’un tourbillon  $\omega_x < 0$  (extrait de Schoppa et Hussain [134])

Le second quant à lui, est basé sur les instabilités inflexionnelles intrinsèques aux streaks. L’hypothèse est qu’une paire de TQL génère un streak. Ce streak, de part sa relative instabilité, pourra éventuellement produire un tourbillon longitudinal.

L’étude de Jimenez et Pinelli [65] conduit à la conclusion que l’enchaînement W n’est pas prépondérant comparé au scénario S. Ils le démontrent en supprimant alternativement l’un et l’autre des mécanismes. Dans ce cas la turbulence ne survit pas sans génération de TQL induite par les streaks alors que l’absence du cycle W n’a que peu d’influence.

Le lecteur est invité à se référer à l’étude de Schoppa et Hussain [134] pour une description plus détaillée des différentes étapes et phénomènes qui conduisent à la formation d’un TQL à partir d’une instabilité au sein d’un streak.

### 1.5.5 Hairpin

La troisième structure identifiée au sein d’une couche limite turbulente est dénommée « hairpin » (épingle à cheveux), « horseshoe » (fer à cheval), « Arch » (arche) ou «  $\Omega$  », selon les



auteurs ainsi que le nombre de Reynolds considéré (voir figure 1.11). Ces phénomènes ont tout d'abord été étudiés par Theodorsen [157] en 1952, puis confirmés par les expériences de Head et Bandyopadhyay [56] ainsi que les simulations aux grandes échelles de Kim et Moin [70, 101] dans les années 80s.

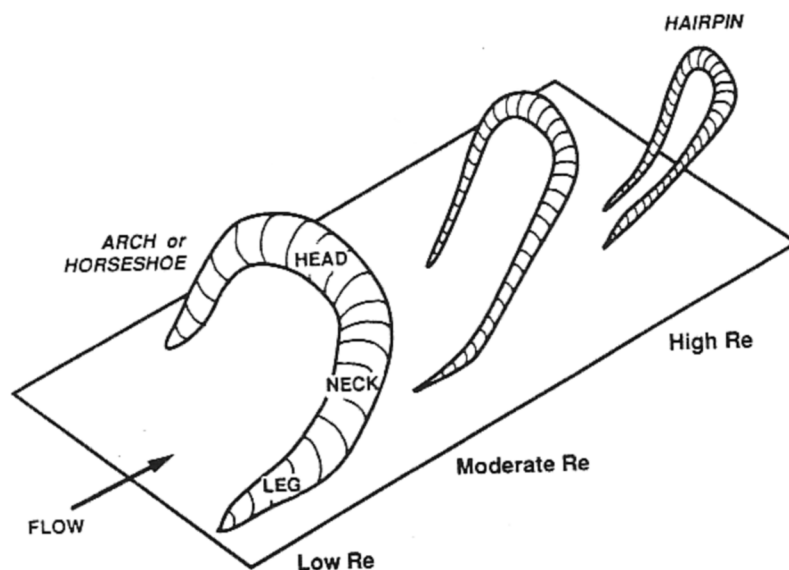


FIGURE 1.11 – Représentation des structures en épingle à cheveux pour différentes gammes de nombre de Reynolds (extrait de Robinson [120])

Robinson [120] décompose cette structure en trois parties distinctes (figure 1.12) : Les jambes, formées de 2 tourbillons quasi-longitudinaux contrarotatifs. La tête, formée d'un tourbillon transversal et la nuque, reliant le tout et orientée à  $45^\circ$  par rapport à la paroi. Cette géométrie, et principalement les jambes, assimilables à une paire de TQL, est donnée comme l'élément moteur de la formation des streaks. Cependant, Carlier et Stanislas [17] et Stanislas *et al.* [154] soulignent que les hairpins, tels qu'ils sont décrits par Robinson [120], ne sont présents qu'en région de très proche paroi ( $y \leq 100^+$  dans le cas d'une couche limite turbulence pour  $2\,680 \leq Re_\tau \leq 7\,164$ ). Les couches supérieures sont majoritairement peuplées de hairpins asymétriques, ou « cane ».

Selon les études de Head et Bandyopadhyay [56], les hairpins se déplacent majoritairement en groupe. Ils forment ainsi des trains orientés à environ  $18^\circ$  par rapport à la paroi et espacés d'une centaine d'unités de paroi. Une hiérarchie s'organise et veut qu'il y ait une évolution en terme de taille, du plus petit au plus gros, dans la direction de l'écoulement. Zhou *et al.* [170] notent que cette disposition est plus à même d'expliquer pourquoi les streaks peuvent s'étendre jusqu'à 1 000 unités de paroi alors que les TQL n'en mesurent qu'une centaine. Ils confirmeront d'ailleurs l'observation de Head et Bandyopadhyay [56] grâce à une simulation numérique directe. De plus, Zhou *et al.* [170] mettent en évidence l'auto-génération de paquets

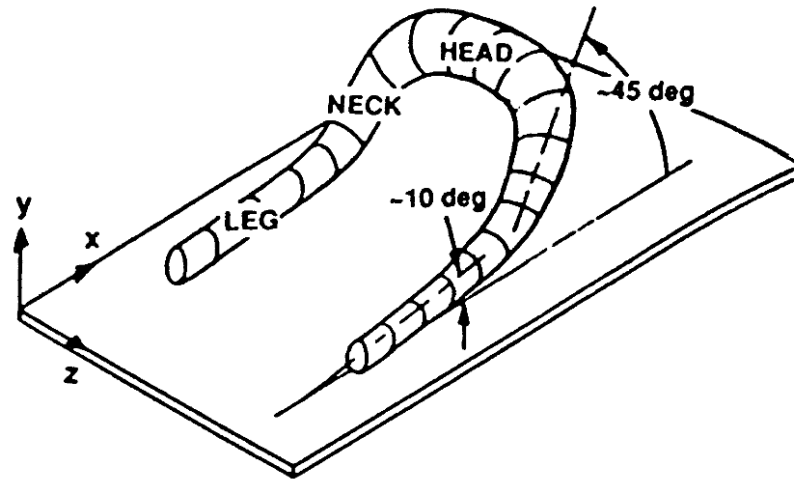


FIGURE 1.12 – Phénoménologie de la structure en épingle à cheveux. Trois parties : les jambes, la tête et le cou. (extrait de Robinson [121])

de hairpins à partir d'une structure seule.

Adrian *et al.* [2] proposent un modèle conceptuel innovant qui place le hairpin comme la structure principale de la couche limite à partir de laquelle une grande partie des observations précédentes peuvent être justifiées. Ils émettent l'hypothèse que l'intégralité de la couche limite est peuplée de paquets de hairpins. Ceux-ci prennent naissance dans la région de proche paroi et grossissent tout en se déplaçant verticalement à mesure qu'ils sont convectés par l'écoulement. Ces auteurs estiment l'angle entre la paroi et l'axe des paquets à environ  $14^\circ$ . La figure 1.13 illustre cette théorie dont les paquets de hairpins prendront par la suite la dénomination de « Large Scale Motion » (LSM). D'après eux, ce mécanisme explique pourquoi les streaks mesurent aux environs de 1 000 unités de paroi alors que les TQL sont de l'ordre d'une centaine d'unités de paroi de long. Un streak serait le résultat du passage d'un paquet de hairpins. Cela est aussi en accord avec la mise en évidence de streaks basse vitesse dans la région externe. La possibilité que les TQL soient en fait des hairpins asymétriques, ou « cane », en formation est aussi évoquée. En outre l'occurrence d'évènements Q2 à différentes altitudes est aussi expliquée et le bursting process de Kline *et al.* [73] est interprété comme le passage d'un paquet.

## 1.6 Effets du nombre de Reynolds

Vers le milieu des années 90s, l'effort de recherche consacré à la caractérisation et la compréhension des phénomènes physiques induits par l'écoulement d'un fluide près d'une paroi va s'intensifier. En effet, les travaux de Barenblatt *et al.* [7, 8] vont créer l'une des plus importantes controverses sur ce sujet, lorsque les auteurs suggèrent qu'une loi en puissance conviendrait mieux à la description du profil de vitesse moyen que la loi de Coles [22] (voir équation 1.35).

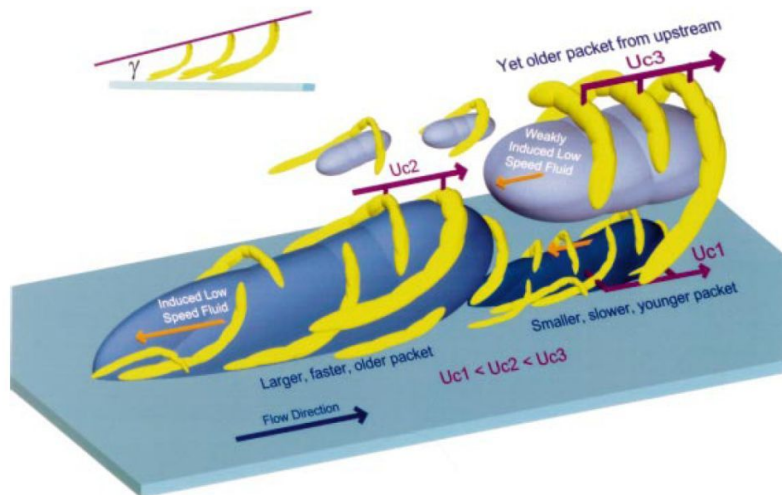


FIGURE 1.13 – Modèle conceptuel de Adrian *et al.* [2] expliquant la dynamique de la couche limite turbulente à partir de paquets de hairpins

Cette proposition, dont le débat est toujours d'actualité, a donné lieu à un regain d'intérêt de la part de la communauté scientifique pour les écoulements pariétaux. Des expériences novatrices font leur apparition, grâce notamment au développement de nouvelles installations capables d'atteindre de hauts nombres de Reynolds. Smits *et al.* [142] évoquent l'installation du « Princeton Superpipe » (Zagarola et Smits [168]), de la soufflerie « Minimum Turbulence Level » de KTH (Österlund [110]), du « National Diagnostic Facility » à l'institut de technologie de l'Illinois (Hites [57]), du « High Reynolds Number Boundary Layer Wind Tunnel » à l'université de Melbourne (Nickels *et al.* [106]) et du « Surface Layer Turbulence and Environmental Science Test » dans l'Utah (Metzger [98]). Cette dernière, capable de mesures de hautes fidélités de couches limites atmosphériques, a permis des études pour des nombres de Reynolds une à deux décades supérieures à ce qu'il est possible d'atteindre dans un laboratoire. Les avancées proposées par les expérimentateurs se retrouvent aussi du côté des simulations. Les DNS de Hoyas et Jiménez [58] et Schlatter *et al.* [129] font office de références et atteignent respectivement  $Re_\tau = 2\,003$  dans le cas d'écoulement de canal et  $Re_\tau \sim 1\,300$  ( $Re_\theta = 4\,300$ ) pour une couche limite en développement spatial. Il est à noter qu'un ordre de grandeur de différence sur le nombre de Reynolds atteint existe toujours entre ces simulations et les expériences citées, alors que la DNS effectuée par Schlatter *et al.* [129, 130] atteint les  $4 \cdot 10^9$  points et se heurte aux limites du calcul numérique.

Ces études ont démontré que la montée en Reynolds s'accompagne de modifications majeures sur l'organisation structurale de la couche limite turbulente. La présence d'une nouvelle catégorie de structures cohérentes de taille caractéristique plusieurs fois plus grande que l'épaisseur de couche limite, appelée « Very Large Scale Motion » (VLSM) ou « Super Structures », est mise à jour. Il en découle naturellement une modification du contenu spectral de

celle-ci et de la compréhension des mécanismes d'échanges d'énergies présents. Ces nouvelles données ont de plus permis d'aboutir à de nouvelles approches au regard de l'adimensionnement des grandeurs statistiques. Des revues très complètes de ces avancées sont proposées, entre autres, par Smits *et al.* [142] et Jiménez [64] dont les principaux résultats sont présentés dans la suite.

### 1.6.1 Super Structures

La présence de super structures dans la région externe de la couche limite a été rapportée par de nombreuses études (Kim et Adrian [71], Tomkins et Adrian [158], Guala *et al.* [51], Balakumar et Adrian [6], Hutchins et Marusic [60], Monty *et al.* [102]). Il est question de très longues régions basses vitesses qui serpentent et atteignent 10 à 15 épaisseurs de couche limite selon Hutchins et Marusic [60]. Dans le cas d'écoulements internes, Monty *et al.* [103] visualisent des VLSMs pouvant atteindre 30 fois le rayon ( $R$ ) de la conduite. Certaines études ont pu sous-estimer la taille caractéristique de ces structures ( $6\delta$  ou  $10 - 20R$ ). Smits *et al.* [142] l'explique par une incompatibilité entre la méthode de mesure utilisée et le caractère sinusoïdal des super structures. De plus, la localisation précise de ces événements au sein de la couche limite n'est à ce jour pas possible. Par exemple, l'étude menée par Monty *et al.* [102] montre que les Super Structures, présentes dans une couche limite turbulente, semblent être cantonnées à la région logarithmique. Néanmoins, Tutkun *et al.* [161] mettent en évidence la présence de structures allongées au dessus de l'épaisseur moyenne de la couche limite.

Les phénomènes qui conduisent à l'apparition des VLSMs restent également mal compris. D'un côté, Kim et Adrian [71] proposent que les Super Structures proviennent du pseudo alignement longitudinal des paquets de hairpins présentés par Adrian *et al.* [2], aussi dénommés « Large Scale Motion » (LSM), (voir figure 1.13). En revanche, Jiménez [64] souligne que selon Àlamo *et al.* [38], la durée de vie des VLSMs est bien supérieure à celle des LSMs. L'auteur suggère donc que ces derniers soient la conséquence des premiers, via un processus linéaire ou non-linéaire, et non le contraire.

### 1.6.2 Influence des Super Structures

L'interprétation de la dynamique des VLSMs divise la communauté scientifique, mais leur influence sur l'écoulement ne peut être contestée. L'analyse spectrale des fluctuations de vitesse indique que les Super Structures contribuent significativement à la production de l'énergie cinétique turbulente et des tensions de Reynolds. Balakumar et Adrian [6] rapportent que dans le cas d'écoulements de plaques planes ( $1476 \leq Re_\tau \leq 2395$ ), de canaux ( $531 \leq Re_\tau \leq 1584$ ) ainsi que de conduites ( $3815 \leq Re_\tau \leq 7959$ ), 40 à 65% de l'énergie cinétique turbulente et 30 à 50% de la contrainte de Reynolds de cisaillement sont générés par des événements de longueur caractéristique  $\lambda_x/\delta > 3$ . De plus, Marusic *et al.* [90] montrent que le pic de production d'énergie cinétique turbulente, classiquement observé dans la sous-couche visqueuse ( $y^+ \sim 14$ ) à bas Reynolds, n'est pas unique. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, une contribution de la zone logarithmique apparaît et vient même dépasser celle de la sous-couche visqueuse pour  $Re_\tau \gtrsim 4200$ . L'auteur explique que ce comportement était jusqu'ici dissimulé par la

représentation des profils de production d'énergie cinétique turbulente ( $P(z^+)$ ) en échelle semi logarithmique. Lorsque ce type d'échelle est utilisée, une visualisation de profils prémultipliés  $z^+P(z^+)$ , tel que présenté sur la figure 1.14, où une surface égale signifie une intégrale de la contribution égale, est plus pertinente.

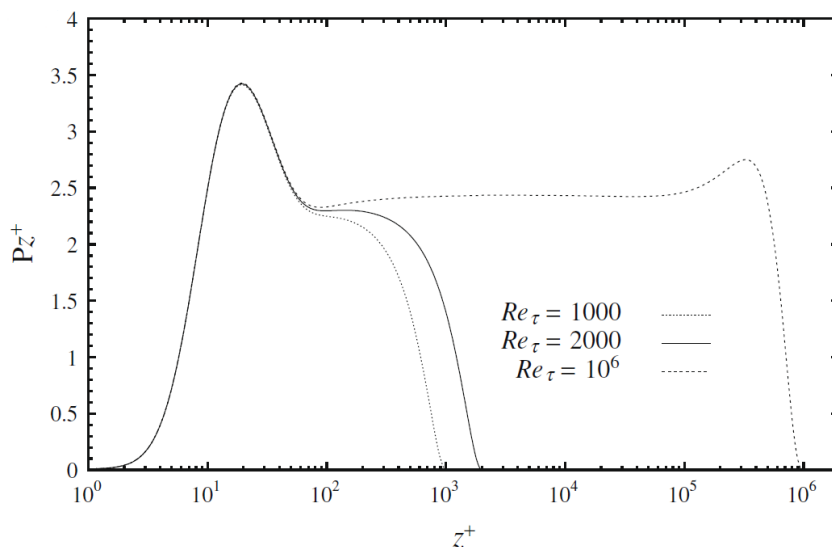


FIGURE 1.14 – Production énergie cinétique turbulente prémultipliée. Une loi de paroi pour la vitesse longitudinale et la distribution de la tension de Reynolds croisée donnée par Perry *et al.* [115] sont utilisées pour estimer  $P$ . (extrait de Marusic *et al.* [90])

Hutchins et Marusic [60] montrent que pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé, estimé par ceux-ci à  $Re_\tau = 1700$ , deux pics d'énergie apparaissent sur les spectres de fluctuation de vitesse dans la direction de l'écoulement (voir figure 1.15). Le premier est situé à 15 unités de paroi pour une longueur d'onde caractéristique de 1000 unités de paroi. Ce pic est la signature énergétique des structures de la sous-couche visqueuse, alternance de longues régions basse et haute vitesse (streaks), identifiées par Kline *et al.* [73]. Le second pic, quant à lui, est fixé aux alentours de 6% d'épaisseur de couche limite pour des longueurs d'ondes bien supérieures à  $\delta$ , typiquement  $\lambda_x \sim 6\delta$ . Ce pic est attribué par Hutchins et Marusic [60] aux VLSMs car, il est rappelé qu'une analyse spectrale en un point, réduit à  $\sim 6\delta$  l'estimation de l'échelle de longueur de ces structures, du fait de leur évolution sinusoidale en espace.

Il est ici possible d'expliquer la raison pour laquelle seules les études à nombre de Reynolds suffisamment élevé ont permis de constater la présence des Super Structures. Les deux pics internes et externes présents sur la figure 1.15 s'adimensionnent respectivement en échelles interne et externe. Cela signifie que pour un nombre de Reynolds petit les structures responsables de l'un et de l'autre peuvent être de dimension égale. Hutchins et Marusic [60] démontrent que ceci se produit lorsque :

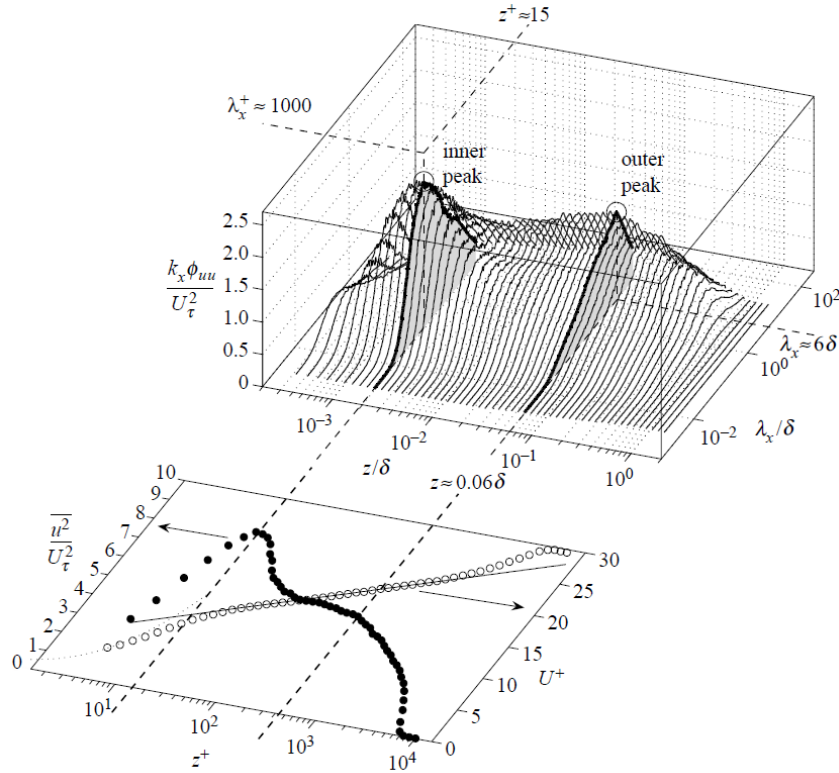


FIGURE 1.15 – Spectrogramme de la fluctuation de vitesse longitudinale pour  $Re_\tau = 7\,200$  (haut) et profils de vitesse longitudinale (○) et de tension de Reynolds normale longitudinale (●) (bas). (extrait de Hutchins et Marusic [60])

$$6\delta = \frac{1000\nu}{u_\tau} \tag{1.38}$$

donnant

$$Re_{\tau_{crit}} = \left( \frac{\delta u_\tau}{\nu} \right) = \frac{1000}{6} \approx 167 \tag{1.39}$$

Dans le cas de  $Re_{\tau_{crit}}$ , les structures responsables du second pic à haut Reynolds sont localisées à  $0,6 Re_{\tau_{crit}} = 10^+$  de la paroi, assimilable au  $15^+$  traditionnellement observées pour le premier pic. Les deux types d'évènements sont donc, de surcroît, localisés au même endroit.

Hutchins et Marusic [60] concluent qu'une séparation des échelles s'effectue à mesure que la couche limite se développe. Ils proposent que le nombre de Reynolds soit considéré comme suffisant, pour mettre en évidence cette séparation d'échelle, si une décade existe entre les longueurs d'onde des pics interne et externe, soit :

$$Re_{\tau_{dec}} > \frac{1000}{6} \cdot 10 \approx 1700 \quad (1.40)$$

La caractérisation de cette séparation des échelles internes et externes, aux travers de modifications de grandeurs statistiques, peut être observée sur un grand nombre d'entre elles. Une liste exhaustive de celles-ci est à la disposition du lecteur dans la revue de Smits *et al.* [142]. L'effort de synthèse de ces auteurs permet ainsi de converger vers une évaluation de la valeur du nombre de Reynolds à partir duquel la présence des VLSMs est perceptible lors de l'analyse du champ aérodynamique. Le terme « Haut Nombre de Reynolds » est alors retenu et prend place pour  $Re_{\tau} \approx 4000$ .

### 1.6.3 Interactions entre structures cohérentes

Une part importante de l'effort de recherche a aussi été d'apporter des éléments de réponse au regard des interactions entre les différentes structures qui peuplent la couche limite turbulente.

Tout d'abord, il est rappelé que Jiménez et Pinelli [65] ont montré que la région comprise entre  $0 \leq y^+ \leq 60$  bénéficie d'un processus auto-entretenu conduisant à la formation de TQLs par les streaks et vice versa. Néanmoins, la conclusion de ces auteurs, quant à l'indépendance énergétique de cette région, est remise en cause par les travaux de différents groupes ([1, 58–60]). L'analyse de données DNS leurs permet de relever l'empreinte de la dynamique externe sur la région interne de la couche limite. Une étude plus précise menée par Mathis *et al.* [96] confirme cette effet. Les auteurs notent une modulation du cycle de proche paroi imposée par des événements de grandes longueurs d'ondes en provenance de couches supérieures. Ainsi, les fluctuations de vitesse de proche paroi sont plus fortes en dessous des régions de haute vitesse. Ces résultats suggèrent que les structures cohérentes de la zone externe influent largement sur le comportement de la turbulence de très proche paroi.

De même, des études numériques, menées par Flores et Jiménez [42, 43] montrent que la région logarithmique peut être simulée de manière isolée, sans décroissance du contenu turbulent. De plus, les auteurs montrent qu'une réduction du domaine de calcul se traduit par une restriction des différentes structures selon les dimensions de celui-ci, mais que les phénomènes observés s'auto-entretiennent. Ces travaux suggèrent que la dynamique de la zone externe est indépendante de celles des petites échelles de proche paroi.

Les études précédemment citées montrent bien que malgré une aptitude d'auto-maintien d'une grande partie des phénomènes des zones interne et externe, indépendamment l'une de l'autre, des échanges existent. L'hypothèse d'une scission nette, qui a conduit à la proposition de l'adimensionnement mixte de DeGraaff et Eaton [37], présenté sur la figure 1.4, ne peut donc pas être retenue.

Marusic *et al.* [90] proposent donc de décomposer le signal de fluctuation de vitesse selon que la contribution provienne des petites échelles ou des grandes. Cela se traduit par l'application d'un simple filtre dont la longueur d'onde de coupure est prise égale à  $\delta$ . Les auteurs

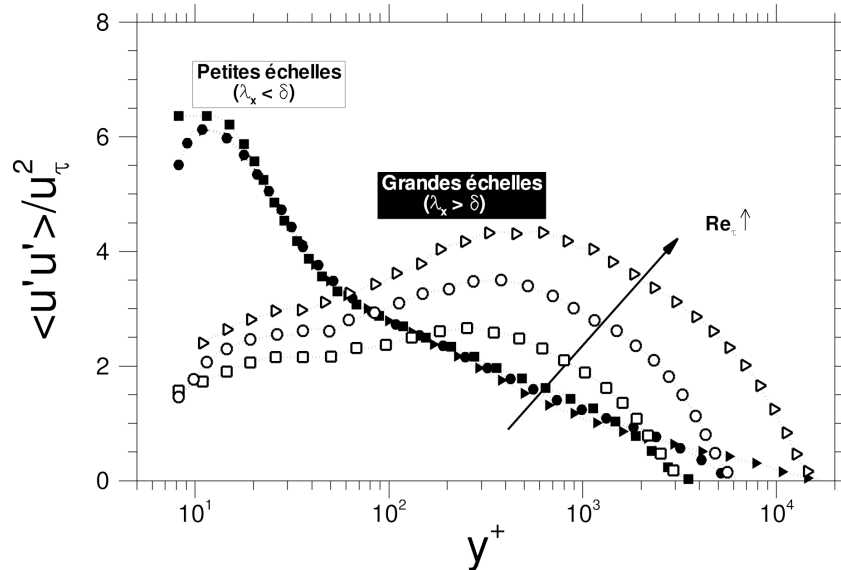


FIGURE 1.16 – Décomposition du profil de la tension de Reynolds normale longitudinale selon les contributions petites et grandes échelles pour  $Re_\tau = 3\,900$ ,  $7\,300$  et  $19\,000$ . (adapté de Marusic *et al.* [90])

précisent que cette décomposition se justifie à condition que la séparation des échelles soit suffisante, c'est à dire que le nombre de Reynolds soit suffisamment grand. La figure 1.16 illustre cette approche pour une gamme de nombre de Reynolds de  $Re_\tau = 3\,900$  à  $Re_\tau = 19\,000$  et un adimensionnement en échelles internes est retenu comme proposé par Marusic *et al.* [90]. La part de tension de Reynolds normale longitudinale, ainsi adimensionnée, générée par les « petites échelles » ( $\lambda_x < \delta$ ) semble être indépendante du nombre de Reynolds dans la majorité de la couche limite. À l'inverse, la part des grandes échelles augmente avec le nombre de Reynolds. Il est tout de même à noter que les courbes de la contribution des grandes échelles semblent être similaires, au moins graphiquement. Ce comportement, s'il se maintient sur une plage de Reynolds plus large, peut conduire à la définition d'une loi d'évolution générale.

De manière à compléter la démonstration de la pertinence de cette approche, les distributions de la tension de Reynolds normale décomposée sont tracées sur la figure 1.17. Cette décomposition en composantes petites et grandes échelles est présentée adimensionnée respectivement en échelles internes et externes. La tension totale  $y$  est de plus ajoutée pour comparaison. La figure de droite illustre bien la dépendance de  $\overline{u'^2}^+$  au nombre de Reynolds dans la zone interne, et plus particulièrement en ce qui concerne l'amplitude du pic, responsable d'un grand nombre de débat, est entièrement dû à l'influence des structures externes sur la dynamique de la région interne ([96]). De plus, cette influence est croissante avec le nombre de Reynolds.

La contribution des grandes échelles est plus délicate à analyser, puisqu'aucun des deux adimensionnement, échelles internes ou externes, ne permet de faire ressortir une indépen-



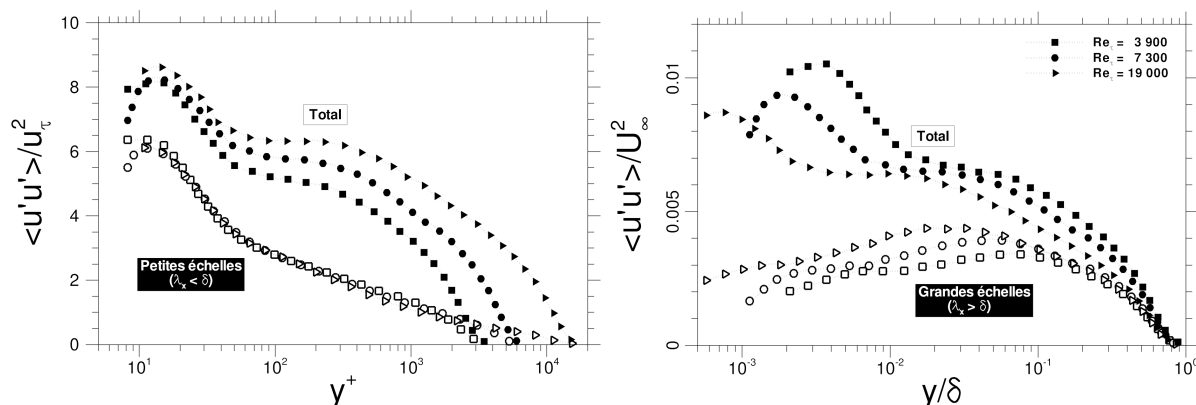


FIGURE 1.17 – Décomposition petites et grandes échelles de  $\overline{u'u'}$ , adimensionnée respectivement en échelles internes et externes. (adapté de Marusic *et al.* [90])

dance aussi marquée au nombre de Reynolds. Néanmoins, la figure 1.17 (droite) montre que les différentes distributions viennent collapser pour  $y \gtrsim 0,1\delta$  alors que des variations existent sur les distributions totales. Une formulation analytique de la tension de Reynolds normale longitudinale indépendante du nombre de Reynolds peut donc être dérivée pour 90% de la couche limite.

La décomposition proposée par Marusic *et al.* [90] permet ainsi une bonne visualisation de cette superposition des deux modes, et notamment l'influence des grandes échelles jusqu'à la paroi. Cette découverte vient corroborer les propos de Morrison (voir revue [142]), qui en 2001, suggère, à partir de l'observation d'une couche limite atmosphérique, qu'une influence de la zone externe sur la zone interne devient de plus en plus importante avec l'accroissement du nombre de Reynolds. Ceci s'additionne à la dynamique imposée par la zone interne sur la zone externe, dominante à bas nombre de Reynolds.

Type	Donnée Géométrique	Zone de Présence
TQL (chaînes)	Diamètre	$10^+ - 40^+$
	Longueur ( $x$ )	$100^+ - 200^+$
	Orientation par rapport à la paroi	axe de $9^\circ$ / plan ( $x, y$ ) axe de $\pm 4^\circ$ / plan ( $x, y$ )
Streaks (unitaire)	Longueur ( $x$ )	$1\ 000^+$
	Largeur ( $z$ )	$50^+$
	Espacement ( $z$ )	$100^+$
Hairpins (unitaire)	Jambes :	axe de $10^\circ$ / plan ( $x, z$ )
	Cou :	axe de $45^\circ$ / plan ( $x, z$ )
LSM	Alignement hairpins :	axe de $14 - 18^\circ$ / plan ( $x, z$ )
	Longueur ( $x$ )	$2 - 3\ \delta$
VLSM	Longueur ( $x$ )	$10 - 15\ \delta$
		Zone logarithmique et de sillage
Sous Couche Visqueuse	Zone Tampon	Zone Logarithmique
$0^+$	$3 - 7^+$	$0, 2\ \delta$
	$Re_\tau^{1/2}$	$\delta$



## Chapitre 2

# Méthodes hybrides RANS/LES

La simulation numérique des écoulements turbulents s'est rapidement démocratisée dans le processus de conception des avions, depuis l'avènement des supercalculateurs. Malgré l'augmentation linéaire de la puissance des moyens de calcul, conjecturée par Moore en 1975, le coût prohibitif, d'une résolution directe d'un écoulement turbulent (DNS),  $\text{Coût} \propto Re_L^3$  [125], nécessite de recourir à des méthodes de modélisation de la turbulence.

Ainsi, différentes familles de méthodes sont apparues, permettant d'obtenir un compromis entre coût et degré de modélisation, en accord avec le type d'étude effectuée (voir figure 2.1). L'idée principale est d'effectuer une dissociation des échelles de la turbulence, permettant d'isoler celles qui sont d'un intérêt majeur pour l'application traitée de celles qui peuvent rester non résolues et dont l'influence ne sera prise en compte qu'au travers d'un modèle mathématique.

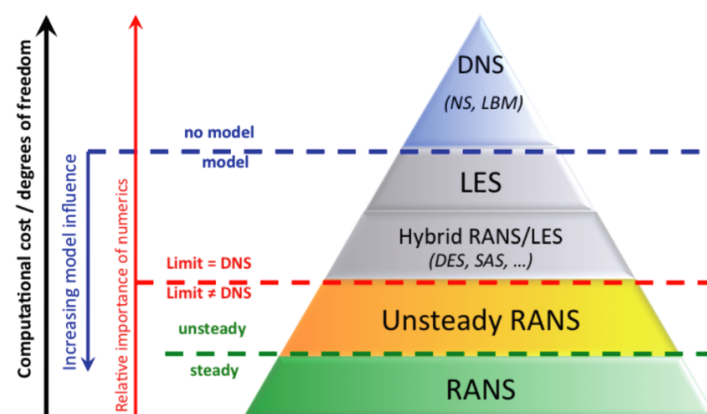


FIGURE 2.1 – Classification des approches turbulentes selon leur niveau de modélisation (adapté de Sagaut *et al.* [125])

La simulation des écoulements turbulents en aérodynamique appliquée s'effectue traditionnellement par une approche RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes), basée sur la ré-

solution des équations de Navier Stokes moyennées en temps. Le champ turbulent est donc entièrement modélisé. Le succès de cette approche réside dans sa capacité de bonne prévision du champ aérodynamique moyen, autour d'une géométrie ne présentant pas de décollement massif, avec une précision suffisante d'un point de vue ingénieur. De plus, les coûts et temps de simulation requis sont en accord avec les contraintes industrielles. De nos jours, l'approche RANS, ainsi que son extension instationnaire appelée URANS, reste massivement utilisée durant la phase de conception, pour des études d'optimisation par exemple, ou pour effectuer des couplages multidisciplinaires, avec la mécanique du vol, l'optique ou encore l'interaction fluide-structure...

Néanmoins, l'approche RANS montre rapidement ses limites, principalement lorsque des phénomènes de recirculations complexes sont présents dans l'écoulement.

Une solution est le recours à l'approche LES (Large Eddy Simulation). Cette méthode est basée sur la décomposition des échelles turbulentes selon leur taille et se traduit par l'application d'un filtre passe-bas aux équations de Navier Stokes. Les grandes échelles, responsables du transport d'énergie, sont résolues alors, que les petites, principalement en charge de la dissipation sont modélisées. De nos jours, les prévisions de champs aérodynamiques turbulents, en présence de larges structures tourbillonnaires, issues d'un calcul LES, sont communément acceptées comme fiables et précises (voir revue par Sagaut et Deck [124]). Néanmoins, l'utilisation de cette approche en aérodynamique appliquée reste marginale de par ses exigences en terme de résolution spatiale et temporelle dans les régions de proche paroi. En effet, une résolution de  $\Delta x = O(50^+)$ ,  $\Delta y_{paroi} = O(1^+)$ ,  $\Delta z = O(15^+)$ , est requise respectivement dans les directions longitudinale, normale à la paroi et transversale de l'écoulement. Sous de telles contraintes et en tenant compte de l'évolution des moyens de calcul, Spalart [144] ne prévoit pas la possibilité d'effectuer une LES d'un avion complet avant l'horizon 2045.

Le besoin constant d'amélioration des performances aérodynamiques globales des avions, ainsi que les exigences des agences de réglementations, en terme de sécurité et d'environnement, a naturellement conduit à l'apparition des méthodes hybrides RANS/LES. L'idée consiste à tirer partie des avantages de ces deux approches, RANS et LES, et par là même de repousser leurs limites respectives. C'est ainsi que les régions d'intérêt sont traitées en mode LES, permettant la bonne prévision de phénomènes instationnaires complexes, alors que le coût global est maintenu abordable du point de vue industriel, grâce au RANS. Depuis lors, de très nombreuses stratégies d'hybridation ont fait leur apparition. Pour une présentation détaillée de cette multitude de stratégies, le lecteur est invité à se référer, par exemple, aux revues effectuées par Sagaut *et al.* [125] ou Fröhlich et Von Terzi [44].

Les différentes méthodes hybrides RANS/LES sont catégorisées dans la littérature autour de deux caractéristiques majeures. Tout d'abord, une distinction nette est faite entre les méthodes zonales et non-zonales. Cependant, ce qualificatif « zonal » est souvent interprété de manière différente dans la littérature, pouvant porter à confusion. De ce fait, et ce tout au long de ce manuscrit, une méthode sera définie comme zonale, si elle nécessite une intervention explicite de l'utilisateur quant à la définition des différentes méthodes de résolution, en fonction des régions du calcul. A l'inverse, une méthode non-zonale, aussi appelée automatique, sera appliquée à l'ensemble du calcul. La transition entre le RANS et la LES s'effectue alors de ma-

nière automatique selon un critère pouvant être basé sur la résolution du maillage, le champ aérodynamique, ...

Hanjalić *et al.* [55] proposent de plus le terme « *seamless* », pouvant être traduit par homogène. Une stratégie est définie comme « *seamless* » si un unique modèle de turbulence est utilisé dans tout l'écoulement, se réduisant à un modèle de sous-maille dans les zones LES.

L'approche qui a probablement attiré le plus l'attention de la communauté scientifique est la DES (Detached Eddy Simulation), proposée par Spalart en 1997 lors de la 1<sup>ère</sup> conférence AFSOR [149]. Cette méthode est celle sur laquelle reposent les travaux de cette thèse, présentés par la suite. Une description détaillée de l'évolution de la DES depuis 1997 à nos jours est donc proposée.

## 2.1 Approche DES de 97 à nos jours

La Detached Eddy Simulation fait partie des ces méthodes qui ont été développées pour résoudre le challenge que sont les écoulements massivement décollés à haut nombre de Reynolds, rencontrés dans les domaines du transport aérien ou terrestre. L'engouement que connaît actuellement cette méthode est principalement dû à son apparente simplicité permettant cependant une restitution fidèle d'écoulements complexes (voir référence [145]).

### 2.1.1 la DES97

L'idée première est de résoudre en RANS les couches limites attachées et en LES les zones décollées. Pour ce faire, Spalart propose en 1997 [149] une approche « *seamless* » et automatique, couramment appelée DES97, basée sur le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras (SA) [147]. Seules les caractéristiques du modèle SA nécessaires à la compréhension de la DES sont présentées et le lecteur est invité à se reporter à la référence [149] pour une démonstration complète. Le modèle est basé sur l'équation de transport de la pseudo-viscosité  $\tilde{\nu}$  définie comme suit<sup>1</sup> :

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = \underbrace{c_{b1}\tilde{S}\tilde{\nu}}_{\text{production}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma}(\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu}) + c_{b2}(\nabla\tilde{\nu})^2)}_{\text{diffusion}} - \underbrace{c_{w1}f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d_w}\right)^2}_{\text{destruction}} \quad (2.1)$$

La viscosité turbulente  $\nu_t = f_{v1}\tilde{\nu}$  est obtenue grâce à la fonction  $f_{v1}$ , donnée par :

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \quad \text{avec} \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (2.2)$$

$\tilde{S}$  s'exprime, à partir de la vorticité  $S = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ , et le tenseur de rotation moyen  $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} - u_{j,i})$ , comme suit :

1. Les termes liés à la transition turbulente ont été omis par souci de clarté

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d_w^2} f_{v2} \quad \text{avec} \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (2.3)$$

où  $d_w$  désigne la distance à la paroi.

Les fonctions  $f_{v1}$ ,  $f_{v2}$  et  $f_w$  sont des corrections dédiées aux régions de proche paroi. Le rôle de la fonction  $f_{v1}$  est d'assurer  $\tilde{\nu} = \kappa u_\tau y$  de la zone logarithmique à la paroi. De la même façon  $f_{v2}$  est définie de manière à ce que le comportement  $\tilde{S} = u_\tau / \kappa y$  dans la zone log soit maintenu jusqu'à la paroi.  $f_w$  est conçue de sorte à accélérer la destruction de  $\nu_t$  en dehors de la couche limite.

Il est important de noter que la distance à la paroi la plus proche ( $d_w$ ) apparaît dans le terme de production. Sous l'hypothèse d'équilibre entre production et dissipation, la pseudo-viscosité turbulente ( $\tilde{\nu}$ ) est proportionnelle au taux de déformation local ( $\tilde{S}$ ) selon :

$$\tilde{\nu} \propto \tilde{S} d_w^2 \quad (2.4)$$

Spalart *et al.*[149] proposent donc de remplacer la distance à la paroi par une nouvelle échelle de longueur qui reflète l'actuelle capacité de résolution, des structures turbulentes, du maillage considéré. L'introduction de l'échelle de longueur  $\tilde{d}$ , définie par l'équation 2.5, est donc le concept fondamental de la DES97. Ainsi, sous l'hypothèse d'équilibre entre production et dissipation,  $\nu_t \propto S \Delta_{\max}^2$  et adopte la forme du modèle de sous-maille de Smagorinsky. La fonction  $\Psi$ , absente de la formulation de 1997, est apparue en 2006 [148] de manière à compenser l'activation inopportune de termes de destruction du modèle SA en mode LES.

$$\tilde{d}_{DES97} = \min(d_w, C_{DES} \Psi \Delta_{\max}) \quad \text{avec} \quad \Delta_{\max} = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (2.5)$$

et  $C_{DES} = 0.65$

Cependant, alors que l'idée annoncée était de traiter les couches limites attachées en RANS et les régions décollées en LES, la fonction de transition proposée par Spalart pour passer d'une résolution RANS à une résolution LES est uniquement fonction de la résolution locale du maillage et non du champ aérodynamique. De manière à satisfaire les besoins en résolution de maillage tout en limitant les coûts, il est usuel de définir des mailles allongées dans la direction de l'écoulement ( $\Delta x$ ). Cela implique que le seul et unique moyen d'obtenir le comportement souhaité de la DES97 est de définir son maillage tel que :

$$\Delta x = \frac{\delta}{C_{DES}} \quad (2.6)$$

En effet toute autre résolution conduira inévitablement aux situations illustrées par la figure 2.2. De plus, au delà de la difficulté liée à la nécessité d'appréhender la solution du calcul lors de la phase de prétraitement, il s'avère que la situation  $\delta > C_{DES} \Delta x$  est inévitable dans le cas de maillages structurés. En effet, les dimensions des cellules requises, pour une

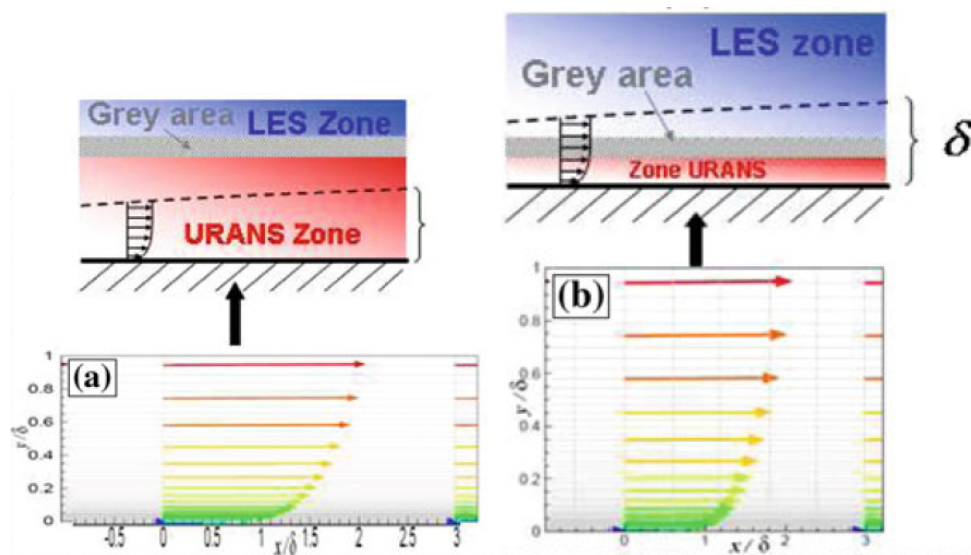


FIGURE 2.2 – Principales dérives entre théorie et pratique de la DES97 –  $\delta < C_{DES}\Delta x$  (gauche) et  $\delta > C_{DES}\Delta x$  (droite) (adapté de Deck [33])

résolution LES en dehors de la couche limite, se retrouvent transmises jusqu'à la paroi. Dans ce cas, la DES97 fonctionne alors comme une « *Wall Modeled Large Eddy Simulation* » (WMLES) et subit les problèmes inhérents à ce type d'approche, « *Modeled Stress Depletion* » (MSD), « *Log Layer Mismatch* » (LLM), qui seront détaillés dans le paragraphe 2.2. En pratique, au niveau de la transition RANS/LES, la diminution des contraintes turbulentes modélisées n'est pas compensée par les contraintes turbulentes résolues. Cette diminution de la contrainte totale (MSD) peut se traduire par une anticipation du point de décollement de la couche limite sur une paroi courbe. Ce phénomène, communément appelé « *Grid Induce Separation* » (GIS) a été mis en évidence par Deck [30] en 2002 et plus particulièrement par Menter et Kuntz [97] en 2004 (voir figure 2.3). Le GIS est une conséquence directe du phénomène de MSD, qui se traduit par une décroissance de l'énergie cinétique turbulente pouvant conduire à une relaminarisation de la couche limite turbulente. Celle-ci se retrouvant donc moins à même de résister à un éventuel gradient de pression adverse.

Il est tout de même à noter que cette limite de la DES97 se rencontre uniquement lorsque le développement de couches limites turbulentes est présent dans le calcul. Les phénomènes de décollement massif, liés à une rupture de géométrie, sont eux mieux décrits par cette formulation. Par exemple les études novatrices de l'écoulement autour d'une configuration NACA-0012 à fort angle d'incidence [135] ou de celui d'un train d'atterrissage simplifié [155] entre 1999 et 2001, peuvent être mentionnées.

Depuis lors, de nombreuses propositions ont été formulées pour étendre le rayon d'action de la DES97 et permettre la prise en compte de couches limites attachées. Le principal enjeu étant encore jusqu'à récemment d'assurer une résolution RANS de la couche limite. On distinguera deux stratégies, la première consiste à conserver le caractère non-zonal de la version



DES originale et de développer des fonctions automatiques de transition qui tiennent compte de l'état de l'écoulement. Alors que d'autres équipes se sont dirigées vers une stratégie zonale permettant à l'utilisateur de spécifier clairement les régions du calcul qu'il souhaite résoudre en RANS.

### 2.1.2 Évolutions de la stratégie automatique (DDES, IDDES,...)

L'une des premières tentatives pour traiter les maillages ambigus (voir figure 2.2) revient à Menter et Kuntz [97]. Partant des travaux de Travin *et al.* [160], concernant l'adaptation de la DES aux modèles de turbulence à deux équations, et plus particulièrement au modèle SST, Menter et Kuntz [97] proposent, en 2002, d'utiliser les fonction  $F_2$  et  $F_1$  du modèle de turbulence SST pour détecter la présence d'une couche limite au sein d'un calcul. Ainsi, la formulation DES97 peut être court-circuitée en présence de couches limites et une résolution RANS est imposée.

Cette stratégie, faisant appel à une fonction de protection, ou « *shield function* » a par la suite été reprise et étendue à tout modèle de turbulence par Spalart *et al.* [148] en 2006. La nouvelle échelle de longueur  $\tilde{d}_{DDES}$  est définie par l'équation 2.7.

$$\tilde{d}_{DDES} = d_w - f_d \max(0, d_w - C_{DES} \Delta_{\max}) \quad (2.7)$$

$$f_d = 1 - \tanh([8 r_d]^3) \quad (2.8)$$

$$r_d = \frac{v_t + \nu}{\sqrt{\bar{u}_{i,j} \bar{u}_{i,j}} k^2 d_w^2} \quad (2.9)$$

La fonction  $f_d$  (équation 2.8), conçue pour prendre la valeur 1 en dehors de la couche limite et rapidement tendre vers 0 au travers de celle-ci, est fonction du ratio (au carré),  $r_d$  (équation 2.9), entre l'échelle de longueur du modèle et la distance à la paroi. La définition du ratio  $r_d$  proposée par Spalart *et al.* [148] permet ainsi d'introduire le concept de fonction de protection à d'autres modèles de turbulence que le modèle SA, originalement choisi. Il est à noter que les valeurs 8 et 3 de l'équation 2.8 ont été déterminées de manière à assurer une résolution RANS de la couche limite même avec  $\Delta_{\max} \ll \delta$ , tout en limitant l'étendue de la zone de transition vers la LES dans les régions concernées.

Cette modification peut paraître simple, mais va permettre d'étendre les capacités de l'approche DES aux décollements dus à un gradient de pression sur une surface courbe par exemple. Ainsi, le décollement prématuré donné par la DES97 (voir figure 2.3), sur un profil d'aile à faible angle d'incidence ( $\alpha = 13.3^\circ$ ), causé par l'incompatibilité entre la résolution du maillage et l'épaisseur de couche limite locale, se voit complètement endigué par la DDES sur la figure 2.4.

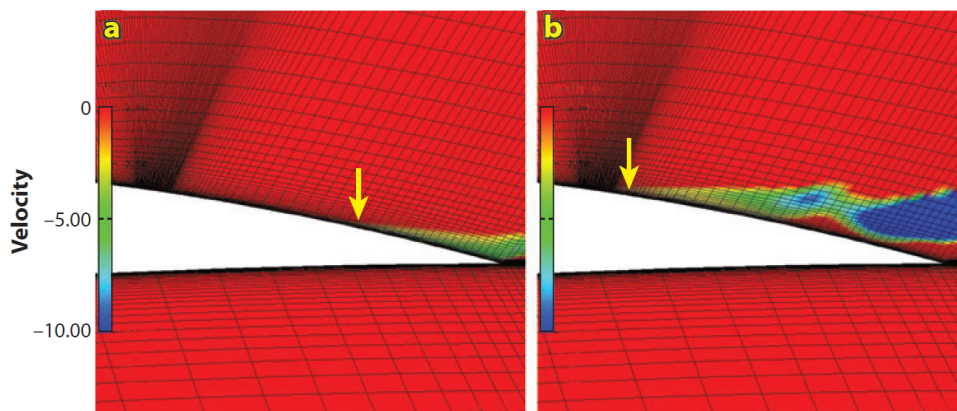


FIGURE 2.3 – Mise en évidence du phénomène de « *Grid Induced Separation* »(GIS) sur une aile à faible incidence. RANS (gauche) et DES97 (droite). (tiré de Menter et Kuntz [97])

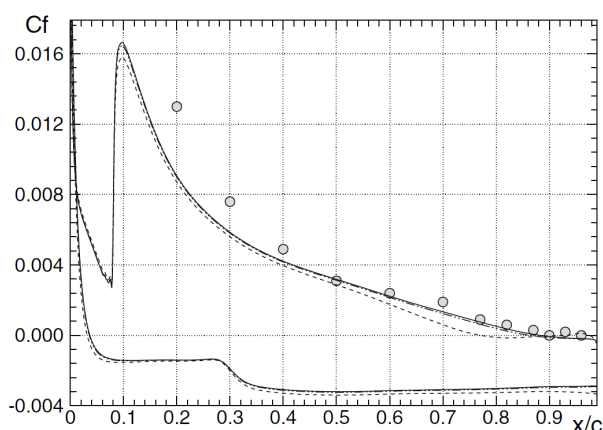


FIGURE 2.4 – Effet de la fonction de protection  $f_d$  sur la prévision des décollements liés à un gradient de pression sur une surface courbe (profil d'aile). — RANS ; - - - DES97 ; - - - DDES ;  $\circ$  Exp. (tiré de Spalart *et al.* [148])

L'IDDES (« *Improved Delayed DES* ») proposée par Shur *et al.* [137] se veut encore plus ambitieuse. Il est ici proposé une méthode non-zonale capable, selon l'état de l'écoulement et la résolution locale, de recourir à une approche DDES ou WMLES. Ainsi, la méthode sera autorisée à positionner la zone de transition RANS/LES à l'intérieur de la couche limite s'il est jugé que la résolution locale du maillage est suffisante pour résoudre les structures tourbillonnaires en mode LES. Dans le cas contraire, la fonction de protection de la DDES prendra le relais de manière à empêcher la présence de MSD. L'objectif annoncé est de pouvoir couvrir l'intégralité de la plage des niveaux de modélisation depuis le RANS jusqu'à la LES complète (voir figure 2.1).

Les principales modifications apportées au modèle peuvent être résumées par une modification du filtre LES, jusque là  $\Delta_{\max}$ , ainsi qu'une transition plus rapide entre les échelles de

longueurs RANS et LES que celle des formulations DES97 et DDES. Cette méthode repose sur de nombreux capteurs de différentes régions de la couche limite ainsi que des fonctions de transition basées à la fois sur des considérations physiques et des ajustements empiriques.

La nouvelle définition du filtre LES (voir équation 2.10), dont  $C_w = 0,15$  est une constante fixée empiriquement, a pour but de pallier à un problème purement LES. Shur *et al.* [137] rappellent ici la non unicité de la constante de Smagorinsky selon que l'écoulement soit en région de proche paroi ou libre. Il apparaît donc naturel de définir  $\Delta_{IDDES}$  non seulement fonction de la taille de maille locale, mais aussi selon la distance à la paroi. Finalement, pour une valeur  $C_{DES}$  donnée, le comportement du  $\tilde{d}_{LES} = C_{DES}\Psi\Delta_{IDDES}$ , assimilable à la constante de Smagorinsky (voir équation 2.4), varie.

$$\Delta_{IDDES} = \min[\max(C_w d_w, C_w \Delta_{\max}, \Delta_y), \Delta_{\max}] \quad (2.10)$$

La nouvelle fonction de transition entre les échelles de longueurs RANS ( $d_w$ ) et LES ( $C_{DES}\Psi\Delta_{IDDES}$ ) est formulée de la manière suivante :

$$\tilde{d}_{IDDES} = \tilde{f}_d(1 + f_e)d_w + (1 - \tilde{f}_d)C_{DES}\Psi\Delta_{IDDES} \quad (2.11)$$

La fonction de protection  $f_d$  de la DDES est donc redéfinie selon l'équation 2.12 et permet de combiner à la fois l'approche DDES et WMLES. Le mode WMLES est ainsi contrôlé par la fonction  $f_B$ , prenant la valeur 1 près des parois pour une résolution RANS et 0 loin de celles-ci, afin de déclencher l'échelle de longueur LES. Il est à noter que cette fonction ne dépend que de la construction du maillage, ou, plus précisément, du rapport de la distance à la paroi sur la dimension maximum de la cellule. L'unique recours à  $f_B$  ne permet donc pas de résoudre le problème de MSD ou LLM imputé à la DES97

$$\begin{aligned} \tilde{f}_d &= \max((1 - f_{dt}), f_B) \\ f_{dt} &= 1 - \tanh[(8r_{dt})^3] \\ f_B &= \min(2e^{-9\alpha^2}, 1) \\ \alpha &= 0,25 - d_w / \Delta_{\max} \end{aligned} \quad (2.12)$$

La prise en compte de l'état de l'écoulement, nécessaire à juger de la capacité du maillage à résoudre les structures tourbillonnaires au sein des couches limites en mode LES, se fait à l'aide de la fonction  $f_e$  (2.13). Cette fonction, basée à la fois sur des considérations géométriques ( $f_{e1}$ ) et physiques ( $f_{e2}$ ), permet le réhaussement de la phase RANS en mode WMLES. Elle se veut être la solution contre l'apparition de MSD et LLM.

$$\begin{aligned}
f_e &= \max((f_{e1} - 1), 0) \Psi f_{e2} \\
f_{e1} &= \begin{cases} 2e^{-11,09\alpha^2} & \text{si } \alpha \geq 0 \\ 2e^{-9,0\alpha^2} & \text{si } \alpha < 0 \end{cases} \\
f_{e2} &= 1 - \max(f_t, f_l) \\
f_t &= \tanh((c_t^2 r_{dt})^3) \\
f_l &= \tanh((c_l^2 r_{dl})^3)
\end{aligned} \tag{2.13}$$

$f_{e2}$  est donc un senseur, de la sous couche visqueuse et de la région logarithmique modélisée, au travers, respectivement, de  $r_{dl}$  et  $r_{dt}$  (équation 2.14). Il est rappelé que le senseur de la couche limite modélisée complète, utilisé pour la DDES, est  $r_d = r_{dl} + r_{dt}$ . Les paramètres  $c_t$  et  $c_l$  sont des constantes, dépendantes du modèle de turbulence utilisé, définies de sorte que  $f_{e2}$  soit égale à 0 si  $f_t$  ou  $f_l$  sont proches de l'unité. Shur *et al.* [137] recommandent  $c_l = 3,55$  et  $c_t = 1,63$  pour le modèle de Spalart Allmaras et  $c_l = 5,0$  et  $c_t = 1,87$  pour le modèle SST de Menter qu'ils utilisent.

$$\begin{aligned}
r_{dt} &= \frac{\nu_t}{\max(\sqrt{U_{i,j} U_{i,j}}, 10^{-10}) \kappa^2 d_w^2} \\
r_{dl} &= \frac{\nu}{\max(\sqrt{U_{i,j} U_{i,j}}, 10^{-10}) \kappa^2 d_w^2}
\end{aligned} \tag{2.14}$$

L'IDDES est une approche relativement jeune et seulement peu d'études sont actuellement disponibles. Shur *et al.* [137], mais aussi Mockett [100] présentent l'IDDES sur des cas académiques, comme un canal plan, ou plus complexes (rampe et hydrofoil), mais aucune amélioration majeure n'est mise en évidence comparée à la DDES. Mockett [100] qualifie cette approche de prometteuse. Néanmoins, il souligne que la faculté de l'IDDES de passer automatiquement de la DDES à la WMLES peut conduire à des situations de transitions multiples ou même continues d'une résolution à une autre. Cette situation est d'autant plus dommageable que le passage d'une couche limite traitée en RANS (DDES) vers une résolution de type WMLES nécessite un traitement spécifique à l'interface et induit une distance d'adaptation non exploitable (voir partie 2.2.1).

### 2.1.3 DES et « Zonalité »

#### Vers une approche zonale de la DES

L'une des premières solutions apportées au problème de transition au sein des couches limites de la phase RANS vers la phase LES de la DES97, consiste à forcer manuellement une résolution RANS dans les régions de proche paroi. Cette action, qui demande une intervention

explicite de l'utilisateur, ampute la DES97 de son caractère automatique. On parlera alors de « Zonal Detached Eddy Simulation », ou zonal DES. Deck [31, 32] propose donc de permettre à l'utilisateur de sélectionner individuellement les régions RANS et celles DES.

Une approche zonale supprime ainsi toute ambiguïté de transition liée à la mise en défaut de fonctions automatiques non universelles. De plus, Deck [31, 32] montre que cette stratégie permet une réduction de coût du calcul beaucoup plus grande que lorsqu'une méthode automatique est utilisée. La figure 2.5 montre la stratégie de calcul mise en œuvre pour le calcul d'un profil transsonique et d'une configuration hypersustentée. Seules les régions jugées d'intérêt par l'auteur, pour son étude, sont traitées en DES, alors que de larges zones RANS sont définies dans les régions où l'écoulement est attaché. Ces régions RANS, qui s'étendent de la paroi au bord du calcul, vont ainsi réduire significativement le nombre de cellules d'un maillage structuré. En effet, la présence d'une phase LES, même uniquement en dehors de la couche limite, demande localement une résolution plus fine, qui se propage jusqu'à la paroi, générant ainsi une sur-discrétisation de la phase RANS. Dans un deuxième temps, il est ainsi possible d'effectuer un calcul 2D du champ lointain, réduisant d'autant plus le besoin en nombre de points.

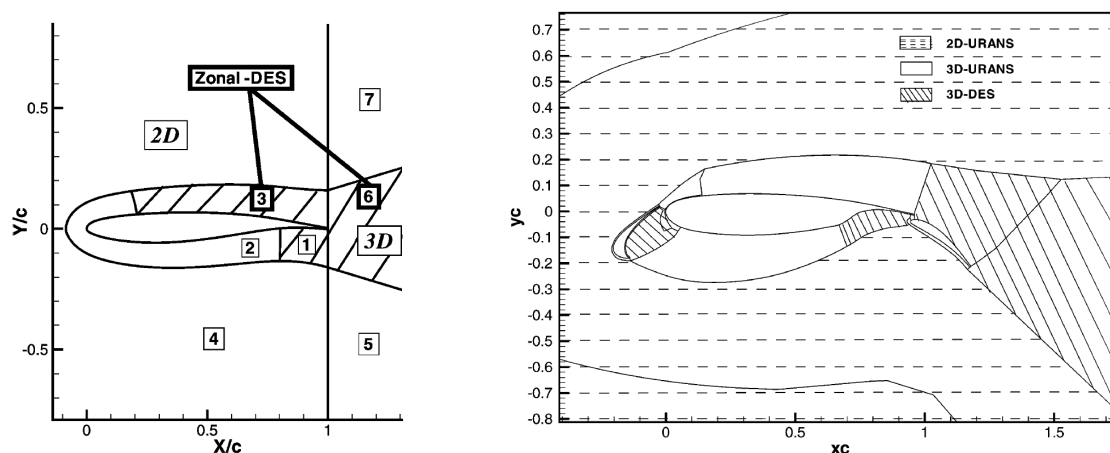


FIGURE 2.5 – Stratégie Zonale RANS/DES vue par Deck [31, 32] en 2005

Malgré l'apparente efficacité de cette approche, l'assurance du traitement RANS des couches limites nécessite une connaissance, relativement précise, a priori, de l'écoulement traité. Ce point est vu par beaucoup d'auteurs ([146]) comme une limitation majeure, ne rendant pas viable la DES zonale pour des applications industrielles complexes. Néanmoins, cette limitation ne provient pas de l'introduction d'une stratégie zonale, mais de la part trop importante que l'intervention manuelle a prise sur celle automatique, fondement de la DES.

### Extension et Généralisation : la « ZDES »

Deck en 2011 propose de faire cohabiter zonalité et automatisme au sein d'une même méthode de manière à tirer partie des avantages des deux approches, jusque là déclarés anta-

gonistes. En effet, à l'instar de la première proposition de DES zonale [31, 32], il propose non seulement de permettre à l'utilisateur de spécifier les régions RANS et celles en DES mais aussi de pouvoir recourir à différentes formulations DES au sein d'un même calcul. L'aspect zonal n'est donc plus opposé à celui automatique, mais se situe à un niveau supérieur permettant de faire cohabiter des méthodes à transition RANS/LES automatiques ou non. Le nom de ZDES est donné à cette méthode que Deck qualifie de « généralisée ».

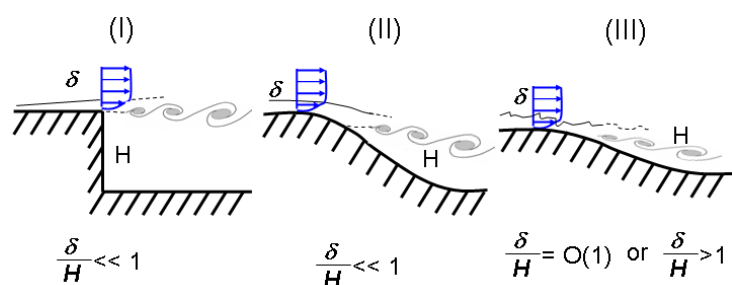


FIGURE 2.6 – Classification des écoulements. I : séparation fixée par la géométrie, II : séparation induite par un gradient de pression sur une surface courbe, III : séparation fortement influencée par la dynamique de la turbulence de la couche limite. (extrait de Deck [33])

L'idée première vient de la constatation qu'aucune des différentes propositions faites pour améliorer la DES97, (voir [31, 32, 97, 137, 148]), ne surclasse en tout point les autres. Toutes ont une capacité de prévision tantôt meilleure, tantôt moins bonne, selon les phénomènes physiques mis en jeu. Trois types de décollement sont donc identifiés pour lesquels une formulation DES particulière sera attribuée. La figure 2.6 illustre cette classification. Les écoulements de type (I) concernent les décollements massifs, imposés par une rupture de géométrie. La catégorie (II) regroupe les décollements dus à un gradient de pression adverse sur une surface courbe dont le point de décollement est a priori inconnu. Finalement, le mode (III) concerne les décollements pour lesquels la dynamique de la turbulence de la couche limite joue un rôle important.

$$\tilde{d}_{ZDES} = \begin{cases} d_w & \text{si } ides = 0 \\ \tilde{d}_{DES}^I & \text{si } ides = 1 \text{ et } imode = 1 \\ \tilde{d}_{DES}^{II} & \text{si } ides = 1 \text{ et } imode = 2 \\ \tilde{d}_{DES}^{III} & \text{si } ides = 1 \text{ et } imode = 3 \end{cases} \quad (2.15)$$

La ZDES [33] comporte donc quatre modes, un RANS et trois DES, que l'utilisateur active de manière zonale, au moyen de deux senseurs,  $ides$  et  $imode$ , qui pilotent la définition du  $\tilde{d}_{ZDES}$  (voir équation 2.15). Il est à noter que pour chacun de ces modes, bien qu'inspirés des travaux de différentes équipes, des modifications ont été apportées de manière à améliorer leur capacité de prévision, spécifiquement dédiée à leur catégorie respective. Deck propose tout d'abord de

recourir à différentes échelles de sous-maille en mode LES. Ces échelles sont définies sur des critères géométriques ( $\Delta_{\max}$  et  $\Delta_{vol}$ ) mais aussi en tenant compte de l'état local de l'écoulement en utilisant le  $\Delta_{\omega}$  proposé par Chauvet *et al.* [20].  $\Delta_{vol}$ , déjà présent dans la formulation de 2005 [31, 32], mais aussi  $\Delta_{\omega}$ , permettent, selon l'auteur, de réduire le délai au développement des instabilités des écoulements cisailés libres, lorsque les cellules du maillage sont anisotropes. La référence [33] démontre clairement le retard au développement des instabilités d'une couche de mélange lorsque la définition originale de  $\Delta = \Delta_{\max}$  est utilisée. Il est aussi mentionné que pour un maillage isotrope,  $\Delta_{\max} = \Delta_{vol} = \Delta_{\omega}$

$$\Delta = \begin{cases} \Delta_{\max} & = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \\ \Delta_{vol} & = \sqrt{\Delta x \Delta y \Delta z} \\ \Delta_{\omega} & = \sqrt{\bar{S}_{\omega}} \end{cases} \quad (2.16)$$

avec  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ , les dimensions locales de la cellule et  $\bar{S}_{\omega}$  la surface moyenne du plan normal à  $\vec{\omega}$ , inclus dans la cellule.

La définition de l'échelle de longueur du mode (I) de la ZDES,  $\tilde{d}_{DES}^I$ , est celle de la DES97. En effet, il est rappelé que la première formulation DES proposée par Spalart [149] a été principalement développée pour des écoulements massivement décollés, fixé par une rupture de géométrie, tel qu'un profil d'aile à forte incidence [135]. Néanmoins, l'échelle de sous-maille LES recommandée est modifiée, comme définie par l'équation 2.18. De plus, Deck [33] choisit de supprimer les fonctions de proche paroi du modèle de turbulence SA. Ainsi, et ce uniquement lorsque  $\tilde{d}_{DES}^I$  est retenu, ces fonctions sont explicitement forcées à prendre les valeurs  $f_{v1} = 1, f_{v2} = 0$  et  $f_w = 1$  dans la phase LES. L'objectif est double. Tout d'abord, et ce de même que la fonction  $\Psi$  de l'équation 2.5, cela empêche que les fonctions d'amortissement du modèle interprètent les faibles valeurs de viscosité turbulente, typiques des régions résolues en mode LES, comme une proximité de la paroi. Cela entraînerait une rapide chute non-linéaire de la viscosité de sous-maille. Deuxièmement, le terme source de l'équation 2.1 est plus raide.

Ces modifications ont pour but de permettre un développement plus rapide des instabilités de la couche de mélange liées au décollement comme illustré dans la référence [33].

$$\tilde{d}_{DES}^I = \min(d_w, C_{DES} \Delta_{DES}^I) \quad (2.17)$$

$$\Delta_{DES}^I = \Delta_{vol} \quad \text{ou} \quad \Delta_{\omega} \quad (2.18)$$

Le mode (II), quant à lui, hérite de la fonction de protection  $f_d$  de la DDES (2.8), permettant ainsi de traiter les décollements dus à un gradient de pression sur une surface courbe dont le point de décollement est a priori inconnu. Une utilisation directe des échelles de longueur LES basées sur  $\Delta_{vol}$  ou  $\Delta_{\omega}$  n'est pas possible dans ce cas car elles ont tendance à réduire la viscosité turbulente et perturber la fonction de protection. Il est donc décidé, d'après la proposition de

Riou *et al.* [119], de définir une valeur seuil de  $f_d$ , appelé  $f_{d0} = [0,75 ; 0,99]$ , permettant ainsi d'alterner entre  $\Delta_{\max}$ , nécessaire à la pleine efficacité de la fonction de protection, et  $\Delta_{vol}$  ou  $\Delta_{\omega}$ . La valeur optimale de  $f_d = 0.8$  a été évaluée sur le cas d'une couche limite en développement spatial au dessus d'une plaque plane dans la référence [119].

$$\tilde{d}_{DES}^{II} = d_w - f_d \max(0, d_w - C_{DES} \Delta_{DES}^{II}) \quad (2.19)$$

$$\Delta_{DES}^{II} = \begin{cases} \Delta_{\max} & \text{si } f_d \leq f_{d0} \\ \Delta_{DES}^I & \text{si } f_d > f_{d0} \end{cases} \quad (2.20)$$

Finalement, le mode (III) (eq. 2.21) est, de même que pour l'IDDES, une utilisation non-naturelle de la DES. En effet, dans ce cas la phase RANS est réduite à un modèle de proche paroi et la transition RANS/LES, dans la direction normale à la paroi, s'effectue au sein des couches limites. On peut donc qualifier, cette dernière fonction, de mode WMLES de la ZDES. À l'instar de l'IDDES, l'étendue du modèle de proche paroi RANS est indiquée par l'utilisateur au travers de la variable  $d_w^{prescribed}$ . Au dessus de cette limite, le mode (I) de la ZDES prend le relais. Il est à noter que dans le cas d'un maillage structuré, l'anisotropie incontournable des mailles, dans la région de proche paroi, assure généralement le déclenchement de la phase LES du mode (I).

$$\tilde{d}_{DES}^{III} = \begin{cases} \tilde{d}_{DES}^I & \text{si } d_w > d_w^{prescribed} \\ d_w & \text{si } d_w \leq d_w^{prescribed} \end{cases} \quad (2.21)$$

Ce dernier mode est encore jeune et peu d'études existent le concernant. De plus, tous les problèmes classiques liés à une approche WMLES, qui seront détaillés dans le paragraphe 2.2, font leur apparition. Néanmoins, l'étude menée par Deck *et al.* [34] souligne le comportement prometteur de ce mode. Il est en effet montré la capacité de bonne prévision de ce mode lorsque  $d_w^{prescribed}$  est correctement positionné et qu'une injection turbulente réaliste est effectuée au niveau de la transition RANS / ZDES mode (III), dans la direction de l'écoulement. De plus lorsqu'une résolution de maillage typiquement LES est utilisée, cette même référence établit que la ZDES fonctionne comme un modèle de sous-maille, donnant des résultats en accords avec ceux issus d'une LES classique, qui utilisent le modèle de Smagorinsky.

La ZDES est qualifiée de méthode généralisée puisqu'elle se veut, au même titre que l'IDDES, capable de couvrir le spectre complet des niveaux de modélisation de la turbulence, depuis le RANS, jusqu'à la LES. De plus cette méthode zonale introduit la juste quantité d'automatisme pour être industriellement viable. Son caractère zonal, lui, est utilisé de manière à offrir une plus grande maîtrise à l'utilisateur tout en optimisant les coûts calculs grâce à la possibilité de fixer des zones en pur RANS.



Configuration	Type Écoulement	Ref	$M_\infty$	$\alpha(^{\circ})$	$L(m)$	$Re_L \times 10^6$	$N_{xyz} \times 10^6$	validation
Profil Supercritique (2D)	II	[31]	0,73	3,5	0,23	3	4	1-2-3-4
Profil Hypersustenté (2D)	I, II et III	[32]	0,16	9	0,5	1,7	7,5	2-3
Culot Franc Supersonique (axi)	I	[139]	2,46	0	$3,175 \cdot 10^{-2}$	2,9	5 à 13,5	2-3
Culot Franc Supersonique (axi)	I	[140]	2,46	0	$3,175 \cdot 10^{-2}$	2,9	21	2-3-4-(5)
Projectile (axi)	I	[138]	0,5 à 1,5	0	0,1	3,3 à 4,4	8	2-(3)-(4)
Arrière Corps (axi)	I	[36]	0,7	0	0,1	1,1	8,3	(1)-2-3-4-5
Arrière Corps (axi)	I	[164]	0,7	0	0,1	1,1	12	(1)-2-3-4-5
Arrière Corps (axi)	I	[40]	0,7	0	0,1	1,1	12	(1)-2-3-4-5
Arrière Corps de Lanceur (3D)	I	[35]	0,7	0	0,1	1,1	9	(1)-2-3-4-5
Avion Civil (3D)	II	[15]	0,82	4,2	0,34	2,8	10	2-3-4
Jet Propulsif (3D)	I	[20]	1	0	$4,4 \cdot 10^{-2}$	0,2	11	2-(3)
Aile / Nacelle / Jet (3D)	I et II	[16]	0,84	0	0,44	6	40	2-3
CL Plaque Plane (2D)	III	[34]	0,2	0	0,45	2,1	0,5 à 15	2-3-(4)
Couche de Mélange (2D)	III	[33]	0,07	0	1	1,8	19	1-2-4
Marche (2D)	II	[33]	0,1	0	$3,5 \cdot 10^{-2}$	0,04	4	1-2-3-(4)
Profil Hypersustenté (2D)	I, II et III	[33]	0,15	6	0,6	2,09	12,5	(2)-(3)

TABLE 2.1 – Applications ZDES présentées accompagnées de leurs degré de validation. La classification des niveaux de validation adoptée est celle proposée par Sagaut et Deck [124] selon laquelle : 1. forces intégrales, 2. et 3. statistiques du premier et second ordre, 4. analyse spectrale en un point, 5. analyse spectrale en deux points. (·) signifie que l'information est donnée mais non comparée à une référence expérimentale ou DNS. L'angle d'attaque est noté  $\alpha$  et  $L$  est la longueur de référence.

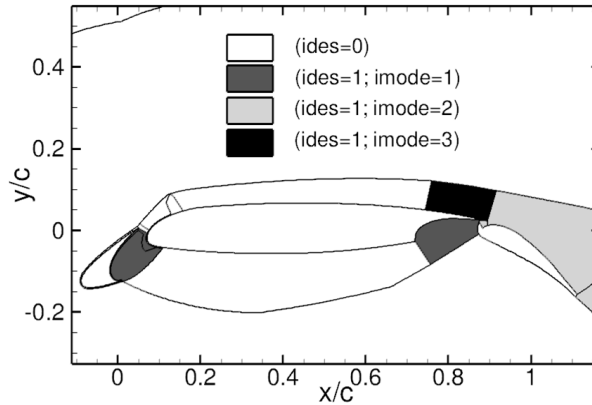


FIGURE 2.7 – Application de la ZDES [33] sur une configuration hypersustentée (S. Deck)

La figure 2.7 illustre le principe de la ZDES puisque les trois types de décollement, définis sur la figure 2.6, y sont présents. Tout d'abord, le mode DES (I) est utilisé au niveau du logement volet et du bec. Cela permet l'apparition d'instabilités dès la cassure géométrique. L'extrados est traité en mode DES (II), de manière à capturer automatiquement le décollement sur le volet. Ensuite, la région du bord de fuite du corps central, d'épaisseur bien inférieure à celle de la couche limite, nécessite le recours au mode DES (III). Finalement, les régions d'écoulement attaché sont traitées en mode RANS. Cela permet à la fois de limiter les erreurs de prévision des coefficients aérodynamiques, ainsi que le maintien d'un coût calcul abordable.

## Points clefs :

- ➔ Introduction des méthodes hybrides RANS/LES afin d'optimiser le rapport coût calcul / niveau d'information turbulente
- ➔ Formulations RANS et LES formellement identiques, mais reflètent une physique modélisée très différente
- ➔ Approche DES basée sur la réduction d'un modèle de turbulence RANS à un modèle de sous-maille par modification de l'échelle de longueur caractéristique.
- ➔ Principales différences entre les approches DES reposent sur :
  - ▮ Le passage du mode RANS au mode LES
  - ▮ La définition de la fonction de transition :  $\tilde{d}$
  - ▮ La définition de l'échelle de longueur LES :  $\Delta$
- ➔ Fin de la scission entre approches zonales et automatiques. Qualificatif zonal, de plus haut niveau, englobe les méthodes de transitions automatique et/ou manuelle.

## 2.2 Utilisation des méthodes hybrides en turbulence pariétale

L'utilisation des méthodes hybrides RANS/LES en turbulence pariétale connaît un essor grandissant. Il est ainsi question d'une approche communément appelée Wall Modeled LES (WMLES). La stratégie adoptée consiste à résoudre la majeure partie de la couche limite, zone externe ( $> 0.1\delta$ ) en mode LES alors qu'un traitement RANS sera appliqué à la zone interne ( $< 0.1\delta$ ). Cette stratégie s'explique par la différence des coûts de résolution de ces deux régions en LES, illustrée par la figure 2.8. Une estimation de ceux-ci est fournie dans le tableau 2.2 et peut être trouvée dans différentes références [18, 21, 144]. L'idée de base est le besoin d'une résolution précise des échelles intégrales du mouvement pour la LES.

	Profil $RA = b/c$		$Re_\delta$ fixé	
	Chapman [18]	Choi <i>et al.</i> [21]	Chapman [18]	Choi <i>et al.</i> [21]
zone interne ( $y/\delta < 0,1$ )	$\propto Re_c^{1,8}$	$\propto Re_c^{1,857}$	$\propto (Re_x - Re_{x_0})^{1,8}$	$\propto (Re_x - Re_{x_0})^{1,857}$
zone externe ( $y/\delta > 0,1$ )	$\propto Re_c^{0,4}$	$\propto Re_c$	Indépendant du Reynolds	

TABLE 2.2 – Estimation de l'évolution du besoin de discrétisation ( $N_x N_y N_z$ ) pour la résolution des zones interne et externe de la couche limite. Cas d'un profil de rapport d'aspect  $RA = b/c$  et de l'étude d'une couche limite pour un Reynolds donné.

Dans la région externe de la couche limite, l'échelle intégrale est proportionnelle à son épaisseur  $\delta$ . Cela signifie que le nombre de points requis, par épaisseur de couche limite ( $n_x, n_y, n_z$ ), dans les trois directions de l'espace, est fixe. Afin d'évaluer le nombre de points nécessaire pour calculer l'écoulement autour d'une aile, Chapman [18] avance le raisonnement suivant :

Tout d'abord, les trois relations suivantes sont considérées pour le développement spatial d'une couche limite. Soit, la loi de distribution de vitesse en puissance un septième (eq : 2.22), la loi empirique, déterminée expérimentalement, reliant le coefficient de frottement au nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite (eq : 2.23) et l'équation globale de quantité de mouvement (eq : 2.24) (voir références [26, 132]).

$$\frac{U}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\left(\frac{1}{7}\right)} \quad (2.22)$$

$$Cf = 0,045 Re_\delta^{-1/4} \quad (2.23)$$

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{Cf}{2} \quad (2.24)$$

Ceci conduit après intégration à la relation suivante :

$$\frac{\delta}{x} = 0.37 Re_x^{-0.2} \quad (2.25)$$

L'épaisseur de la couche limite sur un profil d'aile varie significativement entre le bord d'attaque et le bord de fuite ( $\delta_{\max}$ ). Aussi, Chapman [18] approxime l'épaisseur moyenne de couche limite par  $\bar{\delta} \approx 0,6 \delta_{\max}$ . Dans ce cas, la dimension moyenne des cellules du maillage est définie par  $\bar{\Delta}_{(x,y,z)} = \bar{\delta}/n_{(x,y,z)}$ . Si on considère le cas d'un profil d'aile de corde  $c$ , d'envergure  $b$  et de rapport d'aspect  $RA = b/c$ , le nombre de points nécessaires ( $N_x, N_y, N_z$ ), respectivement dans la direction de l'écoulement, la direction normale à la paroi et la direction transverse, peut s'exprimer comme :

$$\left. \begin{aligned} N_x &= \frac{c}{\bar{\Delta}_x} = \frac{c n_x}{\bar{\delta}} = 4,5 n_x Re_c^{0.2} \\ N_y &= \frac{b}{\bar{\Delta}_y} = n_y \\ N_z &= \frac{b}{\bar{\Delta}_z} = RA \frac{c}{\bar{\Delta}_z} = 4,5 RA n_z Re_c^{0.2} \end{aligned} \right\} N_x N_y N_z \propto Re_c^{0.4} \quad (2.26)$$

Il est à noter que Choi et Moin [21] ont récemment proposé la dérivation exacte de  $N_x N_y N_z(n_x, n_y, n_z, c, b, Re_c)$ . L'approximation faite par Chapman sur l'épaisseur moyenne de couche limite est ainsi remplacée par sa formule exacte. De plus, une correction de la loi empirique 2.23 est apportée pour la prise en compte des hauts nombres de Reynolds ( $Re_{x_0} \sim 10^6 < Re_x < 10^9$ ). Les auteurs obtiennent ainsi la formulation générale suivante :

$$N_x N_y N_z = 54,7 RA n_x n_y n_z Re_c^{2/7} \left[ \left( \frac{Re_c}{Re_{x_0}} \right)^{5/7} - 1 \right] \propto Re_c \quad (2.27)$$

Finalement, dans le cas où l'intérêt est porté uniquement sur un nombre de Reynolds donné, le domaine de calcul est défini par  $N_x N_y N_z = \alpha n_x \beta n_y \gamma n_z$  avec  $\alpha, \beta, \gamma$  les dimensions exprimées en fonction de l'épaisseur de couche limite. Ainsi, la résolution requise dans la zone externe de la couche limite devient indépendante du nombre de Reynolds.

Au regard du nombre de points nécessaires dans un volume de calcul  $\delta^3$ , Chapman propose  $n_x n_y n_z = 2\,500$  répartis selon  $n_x = 10$ ,  $n_y = 25$  et  $n_z = 10$ . De plus, Choi et Moin notent que dans la plus part des WMLES présentes dans la littérature,  $n_x n_y n_z = [1\,200; 33\,000]$  ( $n_x = [5; 32]$ ,  $n_y = [16; 32]$ ,  $n_z = [15; 32]$ ).

La région interne de la couche limite est peuplée de structures cohérentes dont les longueurs caractéristiques s'expriment en unité de paroi. De plus, une distribution uniforme est considérée dans la direction de l'écoulement et celle transverse alors qu'une répartition non-uniforme est requise selon la normale à la paroi allant de  $\Delta y = 1^+$  à la paroi à  $\Delta y = \delta/n_y$  au niveau de la zone externe de la couche limite.  $N_y \approx 30$  est couramment utilisé pour la résolution de la zone

interne de la couche limite (voir référence [75]). De ce fait, si un volume  $dx dy dz$  est considéré, sa discrétisation s'exprime comme suit :

$$d(N_x N_y N_z) = \frac{dx}{\Delta x} N_y \frac{dz}{\Delta z} \quad (2.28)$$

$$= \frac{N_y}{\Delta x^+ \Delta z^+} \frac{\tau_p dx dz}{\rho v^2} \quad (2.29)$$

Le nombre total de points de maillage pour discrétiser la région interne sur l'ensemble du domaine est donc donné par :

$$N_x N_y N_z = \frac{N_y}{\Delta x^+ \Delta z^+} \frac{\int_{x_0}^c \int_0^b \tau_p dz dx}{\rho v^2} \quad (2.30)$$

Sachant que le coefficient de frottement peut s'exprimer comme  $C_f \rho_\infty U_\infty^2 L_x L_z = 2 \int_0^{L_x} \int_0^{L_z} \tau_p dz dx$  les estimations suivantes peuvent être faites :

$$N_x N_y N_z = 0,0375 \frac{N_y c b Re_c^{9/5}}{\Delta x^+ \Delta z^+ c^2} \propto Re_c^{1,8} \quad (\text{Chapman [18]})$$

$$N_x N_y N_z = 0,016 \frac{N_y}{\Delta x^+ \Delta z^+} RA Re_c^{13/7} \left[ 1 - \left( \frac{Re_{x_0}}{Re_c} \right)^{6/7} \right] \propto Re_c^{1,857} \quad (\text{Choi et Moin [21]}) \quad (2.31)$$

Finalement, et ce, bien que les estimations de coût diffèrent d'un auteur à l'autre, selon les hypothèses formulées par chacun, il apparaît clairement que le besoin en discrétisation d'une LES résolue est quasiment entièrement pilotée par la zone interne. La figure 2.8 montre que, pour un faible nombre de Reynolds,  $Re_L = 10^4$ , 50% des ressources de calcul seront attribuées à 10% du domaine de calcul. Lorsque le nombre de Reynolds atteint des valeurs réalistes du point de vue de l'application ( $Re_L \sim 10^6 - 10^7$ ), la résolution de la région interne de la couche limite requiert plus de 99% de la puissance de calcul mise en jeu. Le recours à une approche WMLES a donc pour objectif à la fois la prise en compte de la majeure partie de la dynamique de la turbulence de la couche limite ( $0,9\delta$ ), tout en réduisant significativement le coût global au moyen d'une résolution RANS en très proche paroi.

L'approche WMLES implique néanmoins la gestion de deux points particulièrement critiques, pouvant compromettre la bonne prévision du phénomène considéré. Tout d'abord, une attention particulière doit être portée sur l'injection du contenu turbulent au sein des couches limites en entrée de la région WMLES. De même que pour une LES, le contenu turbulent doit être réactivé dans la phase LES, et ce, le plus rapidement possible, pour éviter une décroissance de l'énergie cinétique turbulente, pouvant conduire à la relaminarisation de l'écoulement. Le

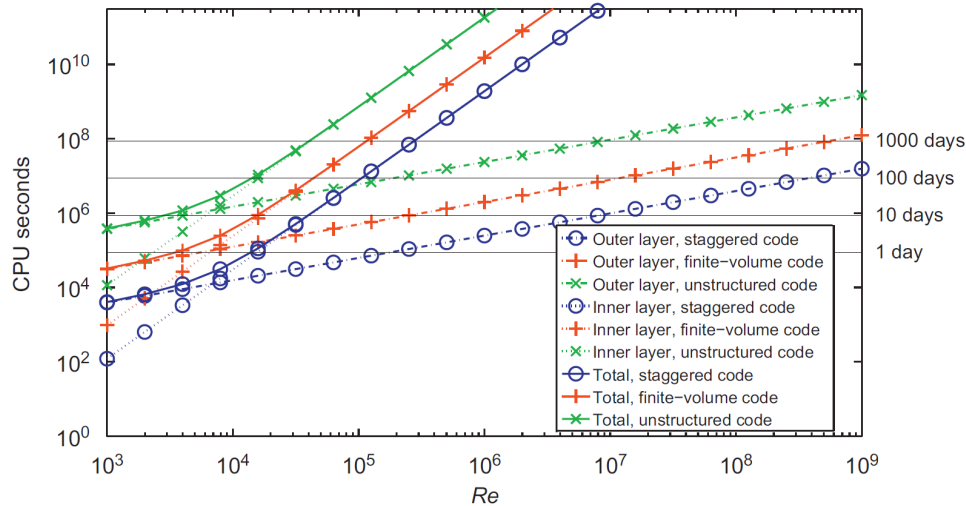


FIGURE 2.8 – Évolution du coût CPU du calcul LES des régions interne, externe et totale d’une couche limite sur une plaque plane (extrait de Piomelli [116], d’après Chapman [18])

deuxième point est entièrement dû à la topologie de l’approche, faisant cohabiter RANS et LES au sein des couches limites. La localisation de la transition de l’un vers l’autre, ainsi que des éventuels traitements annexes requis, font l’objet d’actives recherches au vu de leurs impacts sur la description de l’écoulement en région de proche paroi.

### 2.2.1 Méthodes de génération d’entrées turbulentes

Au même titre que les méthodes de résolution instationnaires de type LES, les conditions d’entrée instationnaires sont basées sur la décomposition du champ en une composante moyenne et fluctuante. Ainsi le problème se réduit à la superposition d’une condition stationnaire classique et d’un contenu fluctuant de moyenne nulle. Il est à noter que le contenu fluctuant requis diffère radicalement selon que l’écoulement soit libre ou de proche paroi. En effet, la physique complexe de la couche limite, vue précédemment dans la partie 1, nécessite des traitements spécifiques, basés à la fois sur des grandeurs statistiques, mais aussi sur le contenu structural de celle-ci. Une analyse critique des différentes méthodes existantes a été faite par Keating *et al.* [68] en 2004 et plus récemment par Tabor et Baba-Ahmadi [156].

Selon Tabor et Baba-Ahmadi [156] les qualités que chacune des méthodes de génération turbulente doivent viser sont :

- ✗ couvrir l’intégralité de la gamme des échelles résolues (temps et espace)
- ✗ être compatible avec les équations de Navier-Stokes
- ✗ respecter les statistiques du premier et second ordre
- ✗ respecter l’information de phase
- ✗ être aisément paramétrable (intensité turbulente, échelles de longueurs, etc. . .)
- ✗ être facilement programmable

✗ être adaptable à de nouvelles conditions physiques.

Toutes ces qualités ne sont ni d'importance, ni de difficulté de mise en œuvre égales. En pratique, la majorité des méthodes proposées reproduisent correctement la variance, mais assez peu proposent d'y introduire de l'information d'ordre élevé, comme des corrélations spatiotemporelles ou une distribution spectrale. D'autres, en revanche privilégieront l'aspect structurel, au détriment des statistiques.

Différentes familles de méthodes existent qu'il est proposé de passer en revue. Une attention particulière sera portée aux méthodes utiles pour la bonne compréhension de ces travaux de thèse. Le lecteur est invité à se référer aux revues [68, 156] pour une liste plus exhaustive des approches existantes.

### Bases de données / calculs précurseurs

La première approche consiste à générer une base de données au moyen d'une simulation effectuée au préalable. Au cours de cette simulation, le champ aérodynamique est stocké en temps dans un plan normal à l'écoulement, pour être finalement réintroduit comme condition d'entrée du calcul souhaité. Une modification de cette base de données doit être effectuée pour l'adapter au cas traité. Cela passe par une remise à l'échelle des données instationnaires pour reproduire un profil de vitesse et des intensités turbulentes cibles.

Schlüter *et al.* [133] proposent d'utiliser un calcul RANS, considérant l'hypothèse de turbulence isotrope ( $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} = \frac{2}{3}k$ ), pour déterminer les grandeurs caractéristiques cibles et effectuent la remise à l'échelle suivante :

$$u_i(t) = U_i^{RANS} + (u_i^{BD}(t) - U_i^{BD}) \frac{\sqrt{\overline{u_i'^2}^{RANS}}}{\sqrt{\overline{u_i'^2}^{BD}}} \quad (2.32)$$

où les exposants RANS et respectivement BD indiquent que la quantité est extraite du calcul RANS ou du précurseur. Cette méthode est particulièrement intéressante car les fluctuations turbulentes ainsi obtenues possèdent un très grand nombre des qualités souhaitées, énumérées précédemment. De plus, il est à noter que le calcul précurseur peut être effectué sur un cas géométriquement simplifié et à des Reynolds différents. Yao *et al.* [167] ont donc tiré parti de ces qualités pour effectuer la DNS d'un écoulement de culot rectangulaire en 2001. Plus récemment, Shur *et al.* [137] ont eu recours au calcul précurseur pour étudier l'écoulement au niveau du bord de fuite d'un profil, au moyen d'une approche WMLES. Dans leur étude, le calcul précurseur, qui concerne le développement spatial d'une couche limite sur une plaque plane, est effectué en parallèle de celui du profil, limitant ainsi le besoin en stockage.

Cette méthode a donc su démontrer son efficacité sur des cas géométriquement simples du point de vue aéronautique. Néanmoins, la principale limitation est le surcoût en terme de



stockage, ou de calcul, qu'elle nécessite. De plus Keating *et al.* [68] soulignent que les conséquences d'une remise à l'échelle excessive, due à une grande différence entre le cas traité et la base de données, ont été très peu étudiées.

### Méthodes de recyclage

Initialement, une solution au problème de stockage consiste à s'inspirer des conditions de périodicité stationnaire, traditionnellement utilisées dans les calculs RANS. Pour ce faire, une remise à l'échelle du plan extrait est nécessaire, de manière à tenir compte de l'épaississement de la couche limite. Cette approche a permis, entre autres, à Spalart [143] de réaliser une DNS de couche limite en développement spatial sur une plaque plane dès 1988. Pour tenir compte de l'évolution de la couche limite, il introduit des termes sources dans les équations de Navier-Stokes, de manière à les considérer dans un référentiel autosimilaire.

Par la suite, la méthode de recyclage de Lund *et al.* [86] est préférée et largement plébiscitée pour ses qualités de simplicité et de coût. L'idée consiste à extraire le champ aérodynamique dans un plan, quelques épaisseurs de couche limite en aval de l'entrée et de le réintroduire en entrée. Ils proposent de plus une séparation en deux des données extraites, en zones interne et externe de la couche limite, de manière à tenir compte des différentes lois établies dans ces régions. Cette méthode a été utilisée avec succès de nombreuses fois et adaptée à diverses conditions d'écoulement [126].

Différentes propositions ont été formulées de manière à améliorer le processus de Lund *et al.* [86]. Les modifications ne s'appliquent pas au fondement même du recyclage, mais à la méthode de remise à l'échelle. Il peut être cité Ferrante and Elghobashi [41] qui ont utilisé la méthode de remise à l'échelle de Le *et al.* [81]. L'information liée aux tensions de Reynolds et aux spectres d'énergie a ainsi pu être conservée. En 2006, Spalart *et al.* [150] proposent une version simplifiée de la formulation de Lund *et al.* [86]. Pour ce faire, ils mettent en avant deux faits : le premier est que la réactivation turbulente est bien plus rapide dans la zone interne de la couche limite que dans celle externe. Le deuxième est que si le plan de recyclage est suffisamment proche de l'entrée, l'effet d'une séparation en deux zones, proposé par Lund *et al.* [86], disparaît. Il est donc proposé une formulation simplifiée limitant ainsi la présence de formules empiriques complexes, initialement présentes.

De plus, Shur *et al.* [136] étendent en 2008, les capacités de la méthode de recyclage, permettant ainsi de traiter des écoulements avec gradient de pression, non pris en compte par les précédentes versions. Leur approche est dédiée à la transition RANS/LES dans la direction de l'écoulement. Pour ce faire, ils génèrent une surface de recouvrement dans laquelle les deux résolutions RANS et LES sont opérées simultanément. Cette zone de recouvrement correspond à la région de recyclage, ce qui limite le besoin de remise à l'échelle à la partie fluctuante de la phase LES uniquement. En effet, le champ moyen peut être directement obtenu à partir de la phase RANS. La remise à l'échelle de la partie moyenne du champ LES, telle que proposée par Lund *et al.* [86], fortement basée sur des lois d'adimensionnement dédiées aux couches limites sans gradient de pression, n'est plus nécessaire. Cette modification a ainsi permis à Shur *et*

al. [136] de régénérer une couche limite turbulente sur un profil d'aile, présenté en figure 2.9 avec succès.

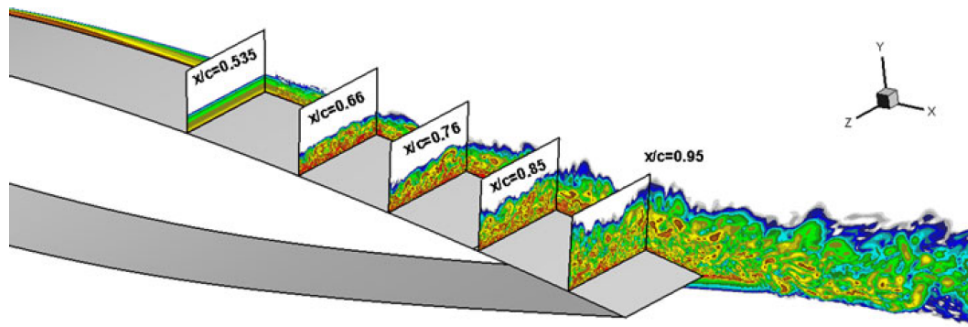


FIGURE 2.9 – Champ instantané de vitesse – Mise en évidence de la réactivation turbulente rapide sur une surface courbe avec gradient de pression. (tiré de Shur *et al.* [136])

La principale critique faite au recyclage [34, 68, 107] est d'introduire une fréquence non physique dans l'écoulement, qui dépend de la distance de recyclage ( $x_r - x_0$ ) et de la vitesse locale de convection des structures ( $c(y)$ ), telle que (voir figure 2.10) :

$$f_r(y) = \frac{c(y)}{(x_r - x_0)} \quad (2.33)$$

Ce phénomène a récemment été étudié par Morgan *et al.* [104]. La solution proposée consiste à déphaser le plan de recyclage par rapport au plan d'entrée, soit par une translation ou par une réflexion du plan recyclé, tirant parti du caractère homogène de la direction transverse. Quatre scénarios sont étudiés : translation fixe ou variable et rotation fixe ou variable. Ils concluent que les quatre scénarios permettent d'éviter la basse fréquence, liée au processus de recyclage, mise en évidence par [34, 68, 107]. Néanmoins, les versions à déphasage variable génèrent des distances de transition deux fois plus courtes que les deux autres. Ceci au prix d'une légère perturbation acoustique.

La méthode de recyclage est de nos jours bien maîtrisée et toujours couramment utilisée, grâce à sa capacité de réactivation d'une turbulence pariétale pleinement développée, et ce sur une courte distance d'adaptation. Néanmoins, cette approche nécessite toujours un champ turbulent pour initialiser le processus. De plus, elle requiert la présence d'une direction homogène au sein de l'écoulement considéré. Son utilisation sur des configurations industrielles complexes est donc très limitée.

### Génération Synthétique de Turbulence

Une alternative au recyclage est la génération synthétique de turbulence. Cette approche repose sur l'injection de fluctuations turbulentes, créées à partir de données statistiques d'ordre élevé et de séquences aléatoires. Le principal atout de cette approche est de générer les fluctuations turbulentes à partir d'informations statistiques locales. Par exemple, la restriction

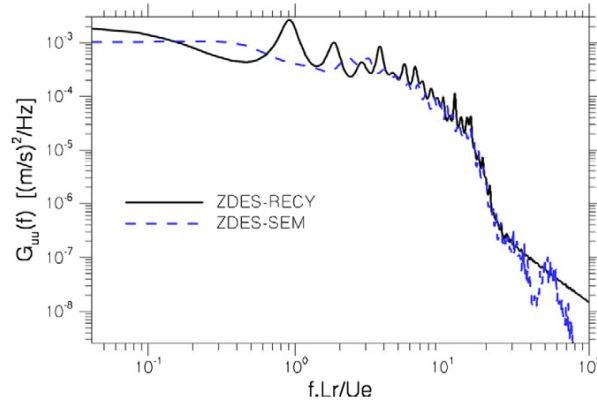


FIGURE 2.10 – Distribution spectrale de puissance de la vitesse longitudinale – Comparaison recyclage (RECY) et SEM (tiré de Deck *et al.* [34])

aux écoulements qui possèdent une direction homogène, imposée par le recyclage, n'est plus nécessaire.

En première approche, l'utilisation d'un simple bruit blanc, dont l'amplitude est définie à partir du taux de turbulence, peut être envisagé. Pour ce faire, Lund *et al.* [86] proposent une technique qui permet d'attribuer des intensités turbulentes à un signal aléatoire. Il s'agit pour ce faire de reconstruire le signal centré  $u_i$ , comme une combinaison linéaire de trois signaux stochastiques ( $\tilde{u}_i, i=1\dots 3$ ) et de  $\mathbf{R}$ , le tenseur de corrélations croisées de vitesse souhaité, tel que :

$$\overline{u'_i u'_j} = \mathbf{R} \quad (2.34)$$

Ils montrent que pour un signal stochastique de moyenne nulle ( $\overline{\tilde{u}_i} = 0$ ), de variance unité ( $\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_i} = 1$ ) et de covariance nulle ( $\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} = \delta_{ij}$ ), le signal  $u_i$  qui respecte l'équation 2.34 s'écrit :

$$u_i = \sum_j A_{ij} \tilde{u}_j \quad (2.35)$$

avec  $\mathbf{A}$ , la décomposition de Cholesky de la matrice  $\mathbf{R}$  ( $\mathbf{R} = \mathbf{A}^T \mathbf{A}$ ) qui s'écrit :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \sqrt{R_{11}} & 0 & 0 \\ R_{21}/A_{11} & \sqrt{R_{22} - A_{21}^2} & 0 \\ R_{31}/A_{11} & \frac{R_{32} - A_{21}A_{31}}{A_{22}} & \sqrt{R_{33} - A_{31}^2 - A_{32}^2} \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

Cette approche est décrite par Tabor et Baba-Ahmadi [156] comme inappropriée, car le champ ainsi obtenu ne possède que très peu des qualités requises, établies précédemment. En particulier l'absence de corrélation spatiale ou temporelle le rend incapable de survivre

aux solveurs Navier-Stokes. En effet des études comparatives [3, 95], entre un simple bruit blanc et une information plus réaliste, ont montré que les fluctuations non physiques issues du bruit blanc sont rapidement dissipées, ce qui génère une décroissance du taux de turbulence, pouvant conduire à une relaminarisation de la couche limite (voir figure 2.11).

Un certain nombre d'améliorations possibles ont été proposées par la suite. Par exemple, Le *et al.* [81], mais aussi Ferrante et Elghobashi [41] tirent parti de la méthode proposée par Lee *et al.* [82] pour imposer le spectre d'énergie cinétique turbulente. Le *et al.* [81] concluent néanmoins qu'en l'absence de prise en compte des informations de phase de la turbulence, le taux de turbulence tend à chuter rapidement. Un écoulement pleinement développé ne peut être obtenu qu'après une « longue » distance d'adaptation.

Les fluctuations turbulentes peuvent aussi être représentées par une décomposition en modes de Fourier (voir Kraichnan [74]). L'utilisation de fonctions périodiques induit une cohérence spatiale au travers du plan d'injection turbulente, un peu trop même selon Tabor et Baba-Ahmadi [156]. Puis une extension à la turbulence anisotrope fut proposée par Smirnov *et al.* [141], suivi de Batten *et al.* [9]. Ces derniers proposent de prendre en compte à la fois les moments d'ordre deux ( $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$ ) mais aussi une échelle de longueur ( $L$ ) et de temps ( $\tau$ ).

Sandham *et al.* [128] introduisent un peu plus de réalisme physique, d'un point de vue structurel, et décomposent la couche limite en quatre zones, imposant dans chacune, des échelles de longueur et de temps en accord avec le type de structures cohérentes physiquement présentes. De plus, la vitesse transverse est reconstituée de manière à respecter une condition de divergence nulle et un bruit blanc est ajouté aux perturbations pour diminuer la périodicité induite par les fonctions sinusoïdales. Un plus grand réalisme est même apporté par Perry et Marusic [88, 114], qui montrent que les tensions de Reynolds et le profil de vitesse d'un canal plan peuvent être précisément reproduit par superposition de structures tourbillonnaires de type hairpin.

Une autre philosophie est la Synthetic Eddy Method (SEM), proposée par Jarrin *et al.* [61], qui consiste à générer le contenu turbulent par superposition de structures cohérentes, positionnées aléatoirement dans le temps et l'espace. Le signal ainsi obtenu est traité au moyen de la méthode de Lund *et al.* [86], vue précédemment, de manière à prescrire les tensions de Reynolds. Le signal de vitesse turbulente est alors construit selon :

$$u'_i = \sum_{j=1}^3 A_{ij} \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \varepsilon_j^k f_{\sigma(x)}(x - x^k) \quad (2.37)$$

avec  $\varepsilon_j^k f_{\sigma(x)}$  leur intensité respective,  $A_{ij}$  la décomposition de Cholesky du tenseur de Reynolds et  $f_{\sigma(x)}(x - x^k)$  la distribution de vitesse du tourbillon localisé en  $x^k$ . De plus, la mise à jour de la position du tourbillon d'une itération à l'autre s'effectue au moyen de l'hypothèse de Taylor, en fixant la vitesse de convection des structures  $\vec{u}_c$ .

Pamiès *et al.* [112] proposent une extension de la SEM en tenant compte de l'inhomogénéité des échelles au sein d'une couche limite. Une subdivision du plan d'entrée est donc effectuée

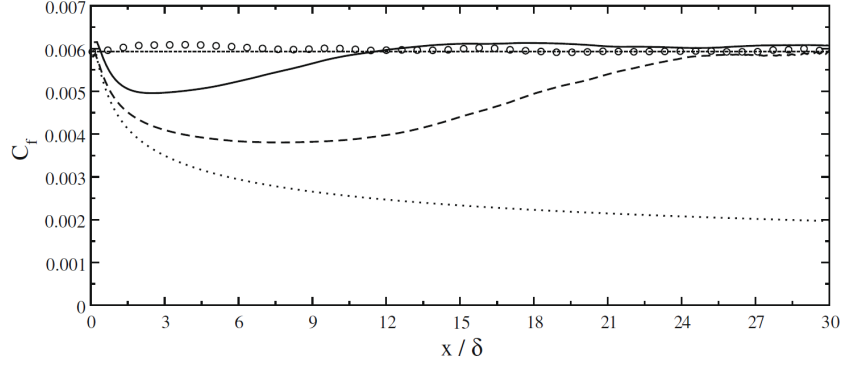


FIGURE 2.11 – Coefficient de frottement de la LES d’un écoulement de canal à  $Re_\tau = 395$  – Conditions d’entrée générées par un calcul précurseur LES ( $\circ$ ), la SEM de Jarrin *et al.* [61] (—), la méthode de Batten *et al.* [9] (---) et un bruit blanc ( $\cdot\cdot\cdot$ ) (extrait de Jarrin *et al.* [62])

et des paramètres différents de la SEM sont attribués à chaque zone. Une superposition de ces plans (p) permet de plus d’affecter à une même région plusieurs types de structures, de tailles et vitesse de convection différentes. De plus, ils proposent différentes fonctions de formes, de manière à obtenir un plus grand réalisme physique, au vu des différentes structures cohérentes, qui peuplent la couche limite. Ils distinguent donc la zone de très proche paroi, peuplée de tourbillons quasi-longitudinaux, la région logarithmique, lieu du développement de tourbillons en fer à cheval et la zone externe où les tourbillons gaussiens et isotropes, déjà présents dans la formulation de Jarrin, sont utilisés. Le signal  $\tilde{u}_j$  est alors généré selon l’équation suivante avant d’être introduit dans l’équation 2.35 :

$$\tilde{u}_j(t, y, z) = \sum_{p=1}^P \frac{1}{\sqrt{N(p)}} \sum_{k=1}^{N(p)} \varepsilon_k \underbrace{\Xi_{jp} \left( \frac{t - t_k - l_p^t}{l_p^t} \right)}_{\tilde{t}} \underbrace{\Phi_{jp} \left( \frac{y - y_k}{l_p^y} \right)}_{\tilde{y}} \underbrace{\Psi_{jp} \left( \frac{z - z_k}{l_p^z} \right)}_{\tilde{z}} \quad (2.38)$$

$$g_{ip}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z})$$

où  $g_{ip}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z})$  est la fonction de forme à support compact sur  $[-1; 1]^3$ . Par souci de simplicité cette fonction est exprimée comme le produit de fonctions monodimensionnelles  $\Xi_{jp}$ ,  $\Phi_{jp}$  et  $\Psi_{jp}$ , à support compact sur  $[-1; 1]$ , et où  $\tilde{t}$ ,  $\tilde{y}$  et  $\tilde{z}$  sont les variables réduites correspondantes au temps, à la direction normale et à la direction transverse, respectivement. De cette manière, une échelle de temps ( $l_p^t$ ), ainsi que les échelles de longueurs normale ( $l_p^y$ ) et transverse ( $l_p^z$ ) peuvent être affectées aux structures d’un mode sans changer l’expression de la fonction de forme.

Les modifications introduites par Pamiès *et al.* [112] permettent une réduction significative de la distance de transition dans le cas d’un calcul LES, illustré par la figure 2.12. Il est bon de noter que jusqu’ici, l’une des principale limites des méthodes de génération synthétique de turbulence était leur besoin de distance de transition bien supérieure à celles induites par le recyclage. La formulation SEM proposée par Pamiès *et al.* [112] permet à la fois des performances, en terme de distance d’adaptation, similaires à celles du recyclage, et une flexibilité d’utilisation bien supérieure, rendant son application possible, au moins théoriquement, sur

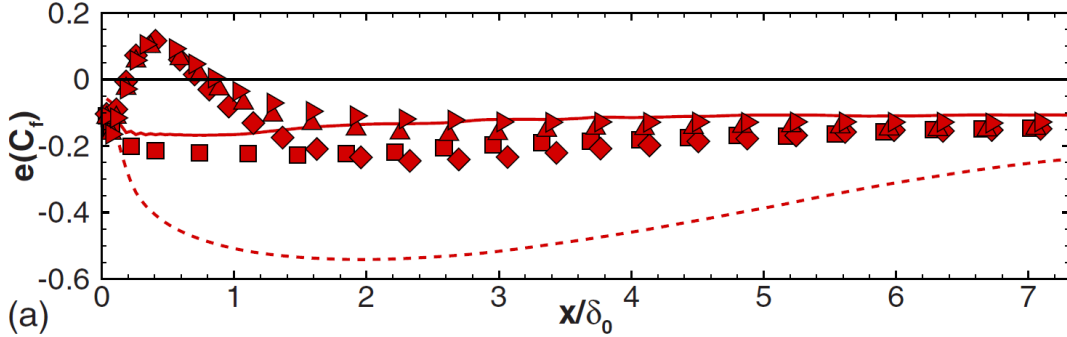


FIGURE 2.12 – Erreur sur le coefficient de frottement du calcul LES du développement d'une couche limite sur une plaque plane – Conditions d'entrées générées par une méthode de recyclage (—), la SEM de Jarrin *et al.* [61] (---) et la SEM de Pamiès *et al.* [112] (symboles) avec plusieurs stratégies de répartition des structures. (tiré de Pamiès *et al.* [112])

des géométries industrielles complexes.

L'adaptation de cette méthode aux approches WMLES et plus particulièrement à la ZDES [33] est présentée par Deck *et al.* [34]. Un traitement spécifique dans chacune des deux phases RANS et LES, de la viscosité turbulente, est en effet nécessaire. Ils proposent de reconstruire celle-ci à partir du champ de vitesse synthétisé comme suit :

$$v_t = \begin{cases} l^2 D^2 \bar{S}^t & \text{si } L_{RANS} \\ (C_s \Delta)^2 S(t) & \text{si } L_{LES} \end{cases} \quad (2.39)$$

avec  $C_s = 0,1$ , la constante de Smagorinsky,  $S(t)$  et  $\bar{S}$ , la norme du vecteur de vortacité, respectivement calculé à partir du champ synthétique donné par l'équation 2.38 et à partir du champ moyen imposé.

Le modèle d'échelles mixtes de Michel *et al.* [99] (voir aussi [26]) est utilisé pour définir  $l$  tel que l'équation 2.40 le présente. Son utilisation repose sur son aptitude à décrire l'intégralité de la couche limite. Ainsi,  $l \approx \kappa d_w$  dans la zone interne et  $l \approx 0,085\delta$  dans la zone externe. La fonction d'amortissement  $D$ , est ici une adaptation de la formulation de Michel *et al.* [99], dont la modification n'altère que très peu le profil de viscosité turbulente (voir [34]).

$$l = 0,085 \delta_0 \tanh \left( \frac{\kappa}{0,085} \frac{d_w}{\delta_0} \right) \quad (2.40)$$

$$D = 1 - \exp \left( \frac{-d_w^+}{26} \right)$$

Finalement, les même auteurs proposent de recouvrir la pseudo-viscosité, nécessaire à l'utilisation du modèle turbulent de Spalart-Allmaras, à partir de celle turbulente en résolvant le

polynôme du quatrième ordre suivant. La méthode de Ferrari, explicitée dans [34], permet de résoudre explicitement l'équation suivante.

$$(\rho\bar{v})^4 - \mu_t(\rho\bar{v})^3 - \mu^3\mu_t c_{v1}^3 = 0 \quad c_{v1} = 7.1 \quad (2.41)$$

La méthode SEM se voit donc être aujourd'hui un outil complet et flexible. D'autres méthodes qui entrent dans la classe des méthodes de génération synthétique de turbulence existent et le lecteur est invité à se reporter aux références [68, 156] pour une liste plus exhaustive.

### Méthodes de forçage

La caractéristique commune aux trois familles précédentes est que leur action est limitée au plan d'entrée de la région LES ou WMLES. De plus, il apparaît que la distance de transition minimale, induite par les méthodes les plus performantes, de ces trois catégories, semble atteindre une limite. Spille-Kohoff et Kaltenbach [152] proposent donc en 2001 de ne plus focaliser l'intervention sur l'interface, mais de venir corriger graduellement, au sein de l'écoulement, l'injection turbulente imparfaite placée à l'entrée.

Spille-Kohoff et Kaltenbach [152] proposent de combiner plusieurs approches pour minimiser la distance de réactivation de la turbulence dans la couche limite, comme illustré dans la figure 2.13. Tout d'abord, le champ instantané imposé à l'entrée est synthétisé tel que Le *et al.* [81] le proposent. Ainsi, le spectre d'énergie peut être spécifié. De plus, les tensions de Reynolds sont extraites et remises à l'échelle à partir de la station de recyclage. Finalement, une méthode basée sur l'introduction d'un terme de forçage, au sein de la couche limite, dans la direction normale à la paroi, est introduite dans l'intervalle pour amplifier les fluctuations de vitesse dans cette direction. L'objectif est d'atteindre le profil de tensions de Reynolds souhaité au niveau de la station de recyclage. Pour cela, une remise à l'échelle est aussi effectuée, et les profils de tensions objectifs sont appliqués localement aux différents plans de forçage. Le forçage est effectué via l'introduction d'un terme source, homogène à une accélération, dans les équations de quantité de mouvement.

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_j \bar{U}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \delta_{i2} f \quad (2.42)$$

Cette approche se justifie par l'observation suivante : Dans le cas d'une couche limite incompressible, le terme de production dominant, dans l'équation de la tension croisée  $-\rho \overline{u'v'}$ , est :

$$P_{-\rho \overline{u'v'}} = -\overline{v'v'} \frac{d\bar{U}}{dy} \quad (2.43)$$

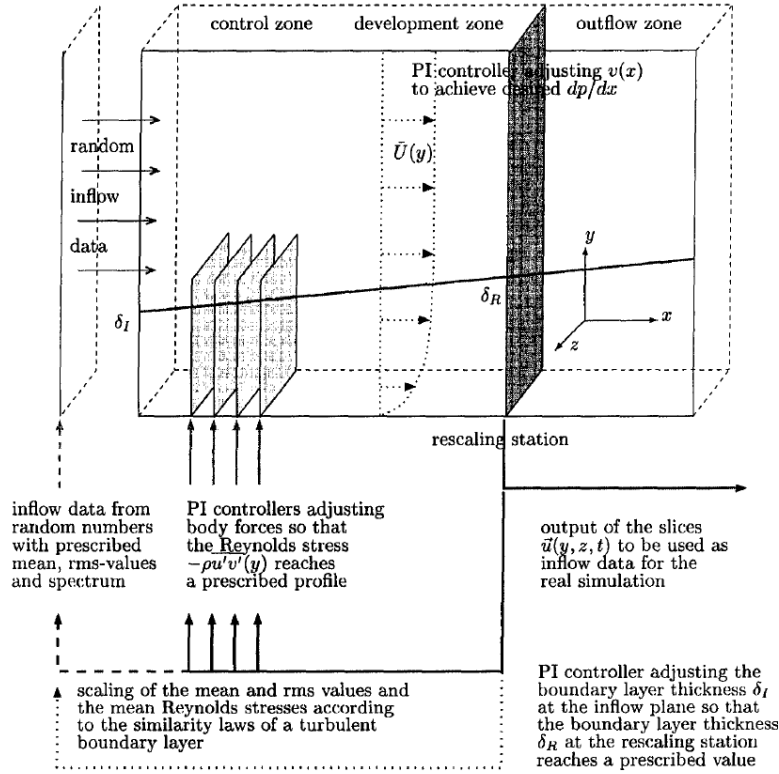


FIGURE 2.13 – Schéma de mise en œuvre de la méthode de forçage contrôlé proposée par Spille-Kohoff et Kaltenbach [152].

L'amplitude de la force à appliquer est ajustée au moyen d'un contrôleur Proportionnel Intégral (PI), basé sur l'erreur entre la tension de Reynolds croisée de l'écoulement  $(-\rho \overline{u'v'}^{z,t}(x_0, y, t))$  et la tension cible  $(g(x_0, y, t))$ . Les forces de volume agissent donc simultanément dans des plans normaux à la direction de l'écoulement, espacés de  $O(1)\delta$ . La notation  $\overline{(\quad)}^{z,t}$  est utilisée pour représenter la moyenne en temps et en envergure.

$$e(x_0, y, t) = -\rho \overline{u'v'}^{z,t}(x_0, y, t) - g(x_0, y, t) \quad (2.44)$$

Spille-Kohoff et Kaltenbach [152] recommandent une période de  $O(10)\delta/U_\infty$  pour la moyenne temporelle. Le contrôleur s'exprime finalement comme la somme entre l'erreur (2.44) et l'intégrale de celle-ci au cours du temps. Le second terme est introduit dans le but d'éviter les pics trop importants qui pourraient rendre le système instable. De plus, il a déjà été montré, en électronique par exemple, qu'un contrôleur proportionnel seul approche de manière très rapide l'objectif, mais ne l'atteint jamais. La partie intégrale du contrôleur est dédiée à donner de l'inertie au système de manière à compléter le trajet. Les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  sont donc des constantes qui pilotent le juste compromis entre réactivité et stabilité du système.



$$r(x_0, y, t) = \alpha e(x_0, y, t) + \beta \int_0^t e(x_0, y, t') dt' \quad (2.45)$$

Le terme de forçage prend donc la forme suivante :

$$f(x_0, y, z, t) = r(x_0, y, t)[v(x_0, y, z, t) - \bar{V}^{z,t}(x_0, y, t)] \quad (2.46)$$

De manière à éviter les éventuels sauts non physiques des tensions de cisaillement, Spille-Kohoff et Kaltenbach [152] imposent des contraintes quant à l'application ou non de la force de volume selon l'état instantané de l'écoulement. Le forçage sera actif si et seulement si  $|u'| < 0,6 U_\infty$ ,  $|v'| < 0,4 U_\infty$  et  $u'v' < 0$ . Ces seuils sont définis d'après des constatations effectuées sur un écoulement de type canal plan (voir Keating et al [68]). De plus, dans le but de concentrer l'action sur les événements les plus énergétiques, un quatrième critère est imposé :  $|u'v'| > 0,0015 U_\infty^2$ .

La méthode de forçage contrôlé a été par la suite étudiée plus particulièrement par Keating et son équipe [66, 68, 69]. Tout d'abord, ils proposent une simplification de sa mise en œuvre de façon à supprimer le recours aux méthodes de remise à l'échelle héritées de Lund *et al.* [86]. Un calcul RANS est donc utilisé pour fournir la tension de Reynolds croisée de référence et le calcul de l'erreur prend la forme :

$$e(x_0, y, t) = (-\rho \overline{u'v'^{z,t}}(x_0, y, t)_{LES}) - (-\rho \overline{u'v'^{z,t}}(x_0, y)_{RANS}) \quad (2.47)$$

De plus, ils proposent d'introduire le concept de moyenne glissante, pour le calcul de la tension de Reynolds croisée LES au cours de la simulation.  $-\rho \overline{u'v'^{z,t}}(x_0, y, t)_{LES}$  est donc moyennée sur une fenêtre exponentielle de manière à tenir compte de son évolution au cours du calcul, sans besoin de stocker l'information à tous les pas de temps. L'expression suivante est adoptée :

$$-\rho \overline{u'v'^{z,t}}(t + \Delta t) = \frac{\Delta t}{T_{avg}} (-\rho \overline{u'v'^z}(t + \Delta t)) + \left(1 - \frac{\Delta t}{T_{avg}}\right) (-\rho \overline{u'v'^{z,t}}(t)) \quad (2.48)$$

avec  $T_{avg} = 2 \delta / U_\infty$  la taille de la fenêtre considérée.

Finalement, une méthode de génération synthétique de turbulence plus évoluée que celle initialement utilisée, est retenue : la méthode de Batten *et al.* [9]. Il est rappelé que cette approche assure la prise en compte de l'anisotropie de l'écoulement dans la région de proche paroi, en plus des caractéristiques exhibées par celle de Le *et al.* [81].

Une étude comparative est menée entre condition d'entrée synthétique avec et sans forçage contrôlé et recyclage par Keating *et al.* [68] en 2004.

Publication	Configuration	Simulation	Injection Turbulente	Distance de Transition
Spille-Kohoff et Kaltenbach (2001) [152]	Plaque Plane SGP	LES $\Delta x = 98^+$ $\Delta y_w = 1,2^+$ $\Delta z = 36^+$	Turb. Synth. [81] et Recyclage [86]	$\sim 4 \delta_0$
Keating et Piomelli (2004) [66]	1. Canal Plan 2. Plaque Plane SGP	LES $\Delta x = 51,7^+$ $\Delta y = [0,6^+; 33,7^+]$ $\Delta z = 19,7^+$	Turb. Synth. [9]	1. $\sim 15 \delta$ 2. $\sim 15 \delta$
Keating et al. (2004) [68]	Canal Plan	LES $\Delta x = 51,7^+$ $\Delta y = [0,6^+; 33,7^+]$ $\Delta z = 19,7^+$	Turb. Synth. [9]	$\sim 15 \delta$
Keating et al. (2006) [69]	Plaque Plane 1. Sans GP 2. GP Favorable 3. GP Adverse	Zonal RANS/LES $\Delta x = 1,25\delta_{10}$ $\Delta y_w \approx 1^+$ $\Delta z = 0,385\delta_{10}$	Turb. Synth. [9]	1. $\sim 34 \delta_{10}$ 2. $\sim 43 \delta_{10}$ 3. $\sim 40 \delta_{10}$
Zhang et al. (2010) [169]	Profil Hypersustenté	Zonal RANS/LES $\Delta x = [200^+; 300^+]$ $\Delta y_{\min} \approx 2^+$ $\Delta z \approx 20^+$	aucune	$\sim 20 \delta_{bf}$
Roidl et al. (2011) [122]	Plaque plane SGP	LES $\Delta x \approx 21^+$ $\Delta y_w \approx 1^+$ $\Delta z \approx 11^+$	1. Turb. Synth. [9] 2. Turb. Synth. [61]	1. $\sim 5\delta_0$ 2. $\sim 5\delta_0$
Roidl et al. (2011) [122]	Profil Supercritique	Zonal RANS/LES $\Delta x \approx 35^+$ $\Delta y_w \approx 1^+$ $\Delta z \approx 20^+$	Turb. Synth. [61]	n.c.
Glatzer et al. (2011) [50]	Arrière Corps de Lanceur	Zonal RANS/LES $\Delta x = 50^+$ $\Delta r_w = 1^+$ $\Delta \phi_w = 40^+$	Turb. Synth. [61]	n.c.

TABLE 2.3 – Études ayant recours à la méthode de Spille-Kohoff et Kaltenbach [152] de 2001 à nos jours. Les différentes distances de transition observées sont exprimées en fonction de l'épaisseur de couche limite locale ( $\delta$ ), en entrée ( $\delta_0$ ), au niveau du bord de fuite ( $\delta_{bf}$ ) ou de l'épaisseur de déplacement en entrée ( $\delta_{10}$ ).

Ils mettent tout d'abord en évidence que le recyclage permet une réactivation turbulente beaucoup plus rapide que la génération synthétique de turbulence proposée par Batten. Néanmoins, l'ajout de la méthode de forçage contrôlé en aval de l'entrée synthétique permet une réduction de cette distance de transition. Elle est alors comparable à celle engendrée par la méthode de recyclage. Il est donc possible dès 2001, d'obtenir une méthode d'injection turbulente aussi efficace que le recyclage, mais sans les limitations imposées par celui-ci.

De plus, ils montrent que lorsque le couplage, turbulence synthétique et forçage contrôlé, est effectué, la dépendance des résultats à la qualité de l'information statistique du second ordre, nécessaire à la méthode de Batten, se voit être quasiment nul. Ainsi des distances de transition très similaires sont obtenues même avec un tenseur de Reynolds grossièrement approximé à  $\overline{u'_i u'_i} = \frac{2}{3}k$ , avec  $k$  l'énergie cinétique turbulente. Cette dernière conclusion laisse entrevoir la possibilité d'une approche zonale RANS/LES, la phase RANS pouvant ainsi fournir toutes les informations nécessaires pour la réactivation turbulente.

Cette idée est donc largement étudiée par le même groupe d'auteurs en 2006 [69] sur le

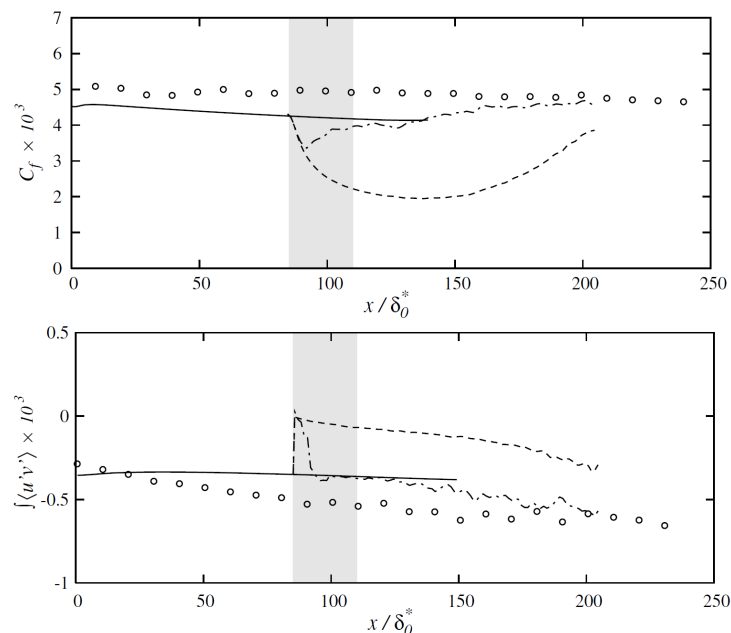


FIGURE 2.14 – Influence du forçage contrôlé sur la distance de recouvrement turbulent lors d’une transition RANS/LES dans la direction de l’écoulement. Coefficient de frottement  $C_f$  (haut) et intégrale de la tension de Reynolds croisée  $\int \langle u'v' \rangle$  (bas) en fonction de la distance longitudinale exprimée en épaisseurs de déplacement initiales ( $\delta_0^*$ ). ( $\circ$ ) LES; (—) RANS-SA; (---) RANS/LES turbulence synthétique seule; (- · -) RANS/LES turbulence synthétique + forçage contrôlé (tiré de Keating *et al.* [69]).

cas d’une couche limite en développement spatial sans gradient de pression, mais aussi avec un gradient favorable et adverse. L’injection turbulente est donc dédiée à alimenter une LES, à partir d’une résolution amont RANS. Une zone de recouvrement est utilisée pour mettre en œuvre le forçage contrôlé. Il est donc question d’une étude RANS/LES dans laquelle la transition prend place dans la direction de l’écoulement. Dans les trois cas étudiés, Keating *et al.* [69] parviennent à réactiver la turbulence de la couche limite en 30 à 40 épaisseurs de déplacement initiales ( $\delta_{10}$ ), et ce, grâce au forçage. Ils constatent ainsi que celui-ci est essentiel pour éviter une relaminarisation de la couche limite (voir figure 2.14).

Keating *et al.* [68, 69] annonçaient dès 2004 vouloir appliquer la méthode de forçage contrôlé pour le calcul RANS/LES d’un profil, donnant les lignes directrices à suivre ainsi qu’un exemple de topologie du calcul. Il faudra attendre 2010 pour que l’équipe de Meinke et Schröder, de l’Université de Aachen, en Allemagne, franchisse le pas et propose cette approche sur différentes applications. Zhang *et al.* [169] étudie ainsi un profil hypersustenté, suivi par Roidl *et al.* [122] sur le cas d’un profil supercritique, illustré sur la figure 2.15. À cette occasion, ils démontrent qu’un gain non négligeable, en terme de distance de transition peut être obtenu en substituant la méthode de génération turbulente de Batten *et al.* [9], jusque là utilisée, par la SEM de Jarrin *et al.* [61]. Finalement, un arrière corps de lanceur est étudié par Glazer *et al.* [50].

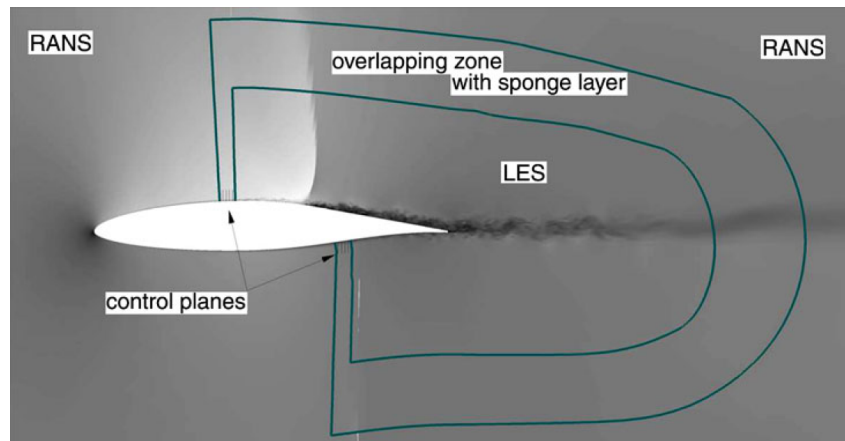


FIGURE 2.15 – Couplage RANS/LES pour le calcul d'un profil supercritique (tiré de Roidl *et al.* [122])

Les auteurs des différentes applications citées précédemment parviennent à injecter un contenu turbulent au niveau de la transition RANS/LES. Cependant on regrettera un manque de comparaisons quantitatives avec des données pouvant faire office de référence. De plus la mise en œuvre du système d'injection turbulente et de forçage contrôlé est très peu développée. Aucune information n'est fournie quant à leurs paramétrisations respectives.

Finalement, l'attention du lecteur est attirée sur le fait qu'au début des travaux de thèse, en 2009, seules les études de Keating *et al.* [66, 68, 69] étaient publiées et ont pu servir de référence. De plus, pour l'ensemble des références citées dans le tableau 2.3, le système de génération synthétique de turbulence est dédié à une zone purement LES. En effet, les approches zonales RANS/LES de ces mêmes études consistent en la transition d'une résolution RANS vers une résolution LES dans la direction de l'écoulement.

Par ailleurs, le concept d'introduction de termes sources dans les équations de Navier Stokes afin de favoriser les transitions entre RANS et LES se démocratise. De Laage De Meux [29] généralise ainsi la méthode de forçage de Lundgren [87], premièrement dédiée au cas de turbulence homogène isotrope à l'équilibre, afin de traiter une couche limite. Il propose ainsi la méthode ALF (« Anisotropic Linear Forcing »). D'autres auteurs proposent, par ce biais, de favoriser les transitions RANS/LES dans la direction normale à la paroi lorsque celles-ci prennent place au sein de la couche limite. Cette stratégie, qualifiée d'« active » dans ce manuscrit est détaillée dans la partie suivante.

### 2.2.2 Traitement à l'interface dans la direction normale à la paroi

La gestion de l'interface RANS/LES dans la direction normale à la paroi est un point très critique lors de la mise en œuvre d'une simulation de type WMLES. En effet, un équilibre subtil faisant intervenir, localement et de manière instantanée, un grand nombre de variables physiques et numériques, doit être trouvé. La résolution du maillage, les méthodes numé-

riques mises en jeu, les différents évènements physiques de l'écoulement, ainsi qu'un éventuel enrichissement turbulent, sont traditionnellement les principaux paramètres considérés dans les études passées. Une formulation WMLES généralisée à tous types d'écoulement, prenant en compte tous les paramètres physiques et numériques mis en jeu à l'interface, n'est à ce jour pas disponible dans la littérature. Les différentes propositions, dont certaines vont être mentionnées par la suite, considèrent un nombre limité d'entre eux. De plus, au delà de la difficulté liée à la prise en compte de plusieurs paramètres à la fois, physiques et numériques, une identification claire et définitive de ceux-ci n'a pas non plus été établie.

Les différentes solutions proposées dans la littérature peuvent être classées en deux catégories. Les approches passives ont pour objectif de déterminer le positionnement optimal de l'interface selon la capacité ou non, des méthodes numériques, de décrire les structures tourbillonnaires, au vu de la résolution locale du maillage. Dans ce cas, le positionnement est tout à fait critique et a une forte influence sur la qualité de la description de l'écoulement considéré. Une autre approche consiste à enrichir artificiellement le contenu turbulent à l'interface et ainsi endiguer les éventuelles relaxations de celui-ci. La sensibilité du système, à une transition prématurée vers la phase LES, dans la direction normale à la paroi, alors que la taille de maille et les méthodes numériques ne permettent pas une résolution des structures turbulentes locales, est ainsi fortement réduite. On parle alors d'une approche active.

L'objectif commun à ces deux approches est d'empêcher l'apparition de phénomènes non physiques au sein de l'écoulement, communément dénommés dans la littérature « Modeled Stress Depletion »(MSD) ou « Log Layer Mismatch »(LLM). Le MSD est typique d'une transition prématurée vers la phase LES dans la direction normale à la paroi, alors que la résolution des structures turbulentes est impossible au vu de la taille de maille locale. Il en découle une décroissance de l'intensité turbulente, qui rend la couche limite moins à même de résister au gradient de pression adverse. Cela se traduit le plus souvent par une mauvaise prévision du point de décollement de la couche limite sur une surface courbe (GIS pour Grid Induced Separation). De plus, il a pu être rapporté un non alignement des zones logarithmiques du profil de vitesse des phases RANS et LES, appelé Log Layer Mismatch. De ce fait, un saut de vitesse est présent au niveau de la transition (voir figure 2.16). Ce phénomène a pour principale conséquence une erreur sur le frottement de l'ordre de 15% selon [54].

### Approches passives

L'une des approches les plus simplistes est probablement la DES97, présentée dans la partie 2.1. La fonction de transition  $\tilde{d}_{DES97}$  (eq. 2.5) est ici purement basée sur des paramètres géométriques que sont la taille de maille et la distance à la paroi. Aucune considération quant à la physique locale de l'écoulement n'est donc faite. Ce découplage entre physique et numérique rend la DES97 inapte au traitement de la turbulence pariétale. En effet, l'étude de Deck *et al.* [34] montre que si une échelle de sous maille,  $\Delta_{vol} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ , et une résolution de maillage,  $\Delta x = [50^+; 200^+]$  et  $\Delta z = [100^+; 200^+]$ , en accord avec la dynamique de la zone externe de la couche limite, sont considérées, la zone de transition se retrouve alors profondément enfouie dans la zone interne ( $< 0,02 \delta$ ). La présence de LLM est donc constatée. Nikitin *et al.* [108], quant à eux, définissent l'échelle de sous-maille,  $\Delta_{max} = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ , et la

résolution de maillage,  $\Delta x = \Delta z \sim 0,1 \delta$ , de sorte que la transition RANS/LES s'effectue au niveau de la zone externe de la couche limite ( $\sim 0,1\delta$ ). Le surplus de viscosité numérique induit par l'échelle de longueur  $\Delta_{\max}$  par rapport à  $\Delta_{vol}$ , ainsi que la résolution de maillage pouvant atteindre 8 000 unités de paroi, rendent impossible une capture fine de la dynamique de la zone externe de la couche limite. Cela conduit naturellement à la présence de LLM sur les profils de vitesse présentés sur la figure 2.16

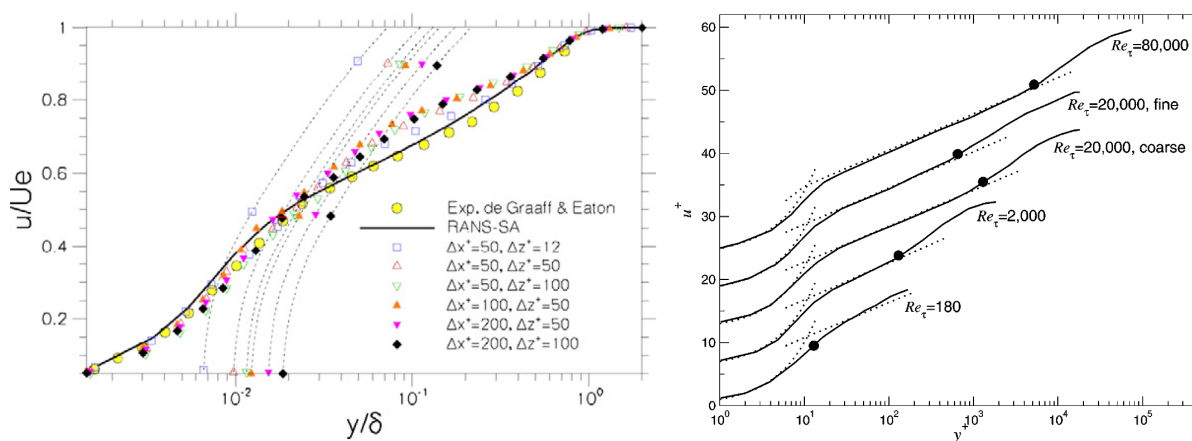


FIGURE 2.16 – Mise en évidence du LLM sur des profils de vitesse de calculs hybrides RANS/LES ayant recours à la fonction de transfert de la DES97. Transition symbolisée par les lignes transversales à gauche et les point à droite. Numériques adéquats induisent une transition prématurée (gauche) (tiré de Deck *et al.* [34]). Transition adéquate au détriment des numériques (droite) (tiré de Nikitin *et al.* [108])

Speziale propose en 1998 [151] une approche RANS/LES différente dont la fonction de transition tient compte à la fois de l'aspect physique et numérique. Sa formulation se veut capable de passer de la DNS au RANS en passant par la LES. Elle est nommée « Very Large Eddy Simulation » (VLES). Dans cette approche les tensions de sous-maille ( $\tau_{ij}^S$ ) sont exprimées en fonction des tensions de Reynolds RANS ( $\tau_{ij}^R$ ), remises à l'échelle au moyen de la fonction  $\alpha$ , voir équation 2.49, selon que la résolution locale de maillage permette ou non la résolution des échelles turbulentes.

$$\tau_{ij}^S = \alpha \tau_{ij}^R \quad \text{et} \quad \alpha = [1 - \exp(-\beta \Delta / \eta)]^n \quad (2.49)$$

Speziale [151] limite sa proposition à la forme du facteur de remise à l'échelle  $\alpha$  comme une fonction de la résolution du maillage ( $\Delta$ ) et l'échelle de Kolmogorov ( $\eta$ ). Aucune spécification n'est donnée pour les constantes  $\beta$  et  $n$ . Cette approche a par la suite été reprise et adaptée par différents groupe de chercheurs. Parmi eux, les travaux de Batten *et al.* [9], Liu *et al.* [84], ou bien Befeno et Schiestel [10] peuvent être mentionnés et ont permis de démontrer le potentiel de l'idée de Speziale [151] sur des cas simples comme complexes. Il est important de noter

que cette formulation n'est en rien dédiée au traitement de la turbulence pariétale, puisque la transition peut s'opérer dans n'importe quelle région de l'écoulement où la résolution est suffisante pour permettre une LES ou DNS.

Le manque de critères généraux quant à la localisation de la transition RANS/LES dans une approche WMLES, encore pointé du doigt en 2009 par Sánchez-Rocha et Menon [127], pousse Deck [31, 33] à abandonner l'approche automatique au profit d'une approche manuelle. Le mode III de la ZDES, présenté dans la partie 2.1.3, a donc été introduit dans le but de pouvoir spécifier une distance minimale en dessous de laquelle, le fonctionnement en mode RANS est assuré. La transition naturelle de la fonction de transfert DES97, jugée prématurée dans la référence [34] peut ainsi être optimisée par l'utilisateur. De ce fait, cette approche permet de considérer à la fois l'aspect physique et numérique dans son hybridation, mais de façon manuelle. Une large étude paramétrique est effectuée de manière à étudier les effets de la hauteur de transition, conjointement avec ceux liés à la résolution du maillage, pour des paramètres physiques fixés. L'étude se porte sur le développement spatial d'une couche limite sur une plaque plane et le point de mesure considéré est pris pour  $Re_\theta = 2\,900$ , soit  $Re_\tau = \delta^+ = 1\,000$ . La gamme de résolution considérée est  $\Delta x = [50^+ ; 200^+]$  et  $\Delta z = [12^+ ; 100^+]$ , associée à des hauteurs de transition allant de  $8^+$ , sur la résolution la plus fine, typiquement LES, où aucune prescription sur la hauteur minimale de transition n'est faite, à  $d_w^{prescribed} = 200^+$ .

Deux critères principaux sont retenus, l'erreur sur le coefficient de frottement et celle sur la tension croisée  $\overline{u'v'}$ , pour attester de la qualité des résultats obtenus, sur les différentes configurations. La figure 2.17 résume les différents résultats présentés par les auteurs. Tout d'abord, il y apparaît clairement que les méthodes numériques utilisées (schéma de résolution en temps et en espace, formulation ZDES, échelle de longueur LES, ...) sont tout à fait capables de capturer la dynamique de la turbulence de la couche limite sur une résolution de maillage de type LES ( $\Delta x = 50^+$ ,  $\Delta z = 12^+$ ). Dans ce cas la quasi totalité de la couche limite est résolue en mode LES ( $y > 8^+$ ) et une erreur inférieure à 5% est constatée à la fois sur le frottement et sur la tension croisée. Deuxièmement, lorsque des résolutions de maillage plus grossières sont considérées, l'augmentation de la hauteur de transition naturelle au moyen du paramètre  $d_w^{prescribed}$  est toujours accompagnée d'une diminution de l'erreur sur le frottement. Il est ainsi constaté qu'une erreur  $E_{cf} \leq 10\%$  peut être obtenue sur les trois résolutions de maillage considérées, rendant l'approche viable en pratique. Néanmoins, Deck *et al.* [34] concluent qu'aucune tendance monotone n'a pu être dégagée. En effet, et ce, bien que les auteurs présentent la configuration  $\Delta x = 100^+$ ,  $\Delta z = 50^+$  avec  $d_w^{prescribed} = 100^+$  comme optimale sur leur cas d'étude, il est malheureusement impossible d'établir de lignes de conduite, nécessaires à une utilisation de cette approche dans le cas général.

La branche WMLES de l'IDDES de Shur *et al.* [137], présentée au paragraphe 2.1.2, est l'une des rares formulations WMLES dont le passage de la phase RANS vers celle LES s'effectue automatiquement sur la base de considérations numériques et physiques. En effet, de manière à se prémunir de la transition prématurée constatée sur les études DES97, la fonction  $f_e$  (eq. 2.13), aussi appelée  $f_{restore}$  par Mockett sur la figure 2.19, est chargée de réactiver la phase RANS

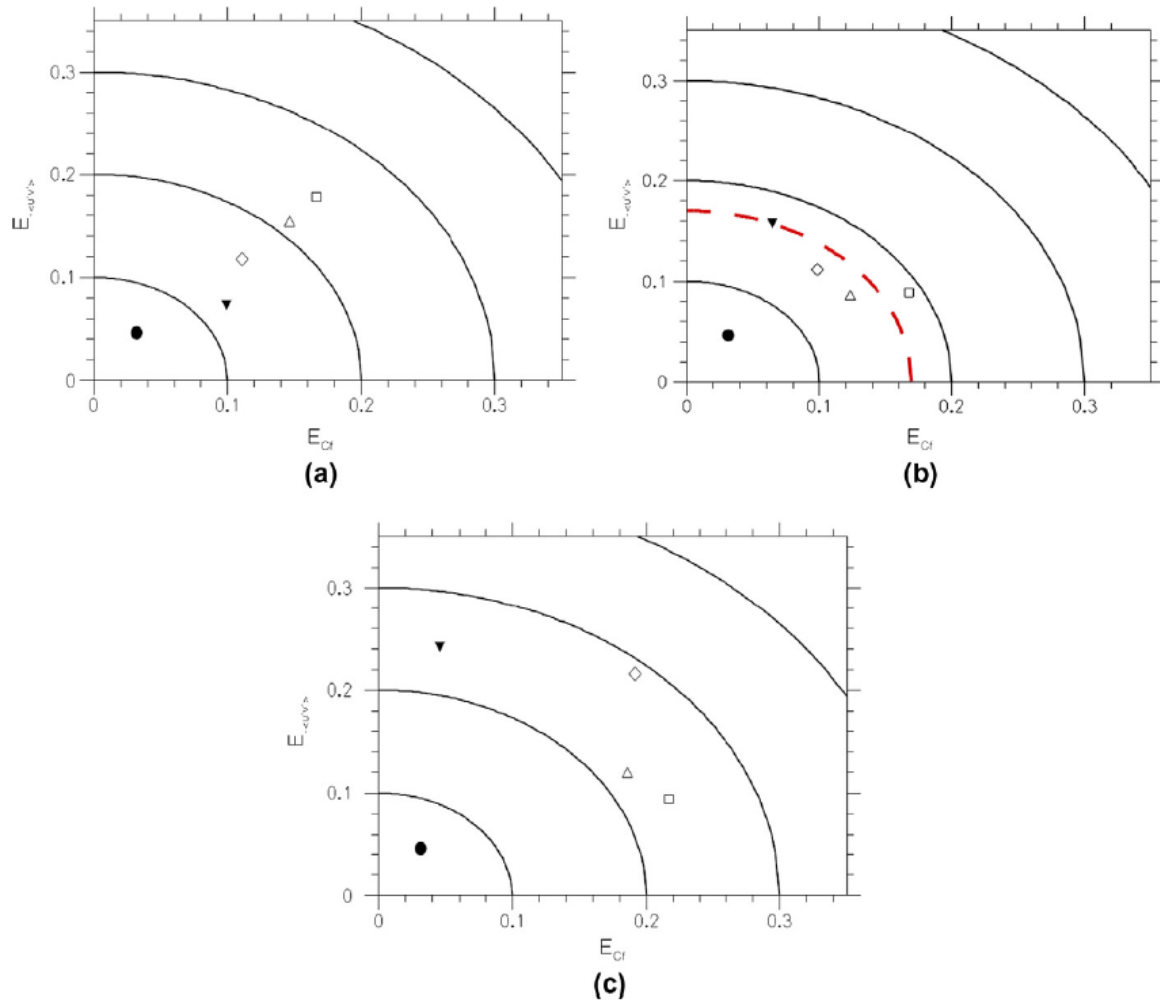


FIGURE 2.17 – Mise en évidence de l’effet de la hauteur de transition RANS/LES, conjointement avec la résolution de maillage, pour le cas d’une couche limite à  $Re_\theta = 2900$ . (a)  $\Delta x = 50^+$ ,  $\Delta z = 50^+$ ; (b)  $\Delta x = 100^+$ ,  $\Delta z = 50^+$ ; (c)  $\Delta x = 200^+$ ,  $\Delta z = 100^+$ .  $\square$  :  $d_w^{prescribed} = 0$ ,  $\Delta$  :  $d_w^{prescribed} = 50^+$ ,  $\blacktriangledown$  :  $d_w^{prescribed} = 100^+$ ,  $\diamond$  :  $d_w^{prescribed} = 200^+$ .  $\bullet$  : ZDES  $\Delta x = 50^+$ ;  $\Delta z = 12^+$  et  $d_w^{prescribed} = 0$  (tiré de Deck *et al.* [34])

dans les régions d’incompatibilité entre les échelles de longueurs physiques et numériques.

Cette modification par rapport à la fonction de transfert originale de la DES97, offre à l’IDDES une capacité accrue de prévision de la dynamique de la turbulence de la couche limite. La figure 2.18 (gauche) présente une comparaison des profils de vitesse longitudinale moyens obtenus par la DES97 et l’IDDES en mode WMLES, dans le cas d’un canal plan. Il apparaît clairement qu’une large zone grise prend place au sein du calcul DES97, induisant un LLM. Le profil IDDES est lui bien plus en accord avec la fonction de Reichardt. Mokett [100] note néanmoins qu’un petit LLM reste visible au niveau de la transition, située aux alentours



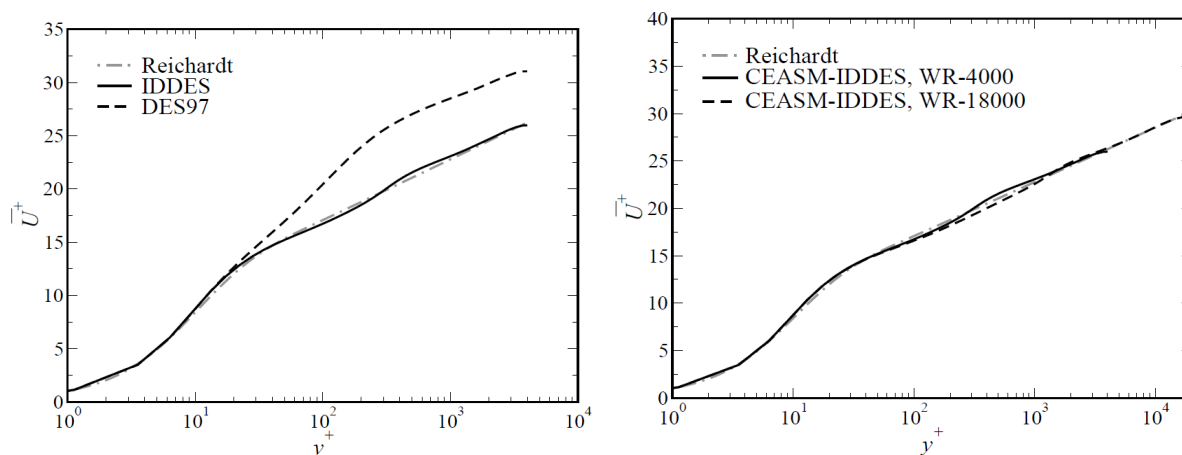


FIGURE 2.18 – Profils de vitesse longitudinale moyens d’un canal plan – Comparaison DES97 et IDDES (gauche) – IDDES pour deux stations :  $Re_\tau = 4\,000$  et  $Re_\tau = 18\,000$ . (tiré de Mockett [100])

de  $y = 300^+$ . De plus, L’IDDES offre, dans son mode WMLES, un comportement très peu sensible à l’augmentation du nombre de Reynolds (voir figure 2.18 droite).

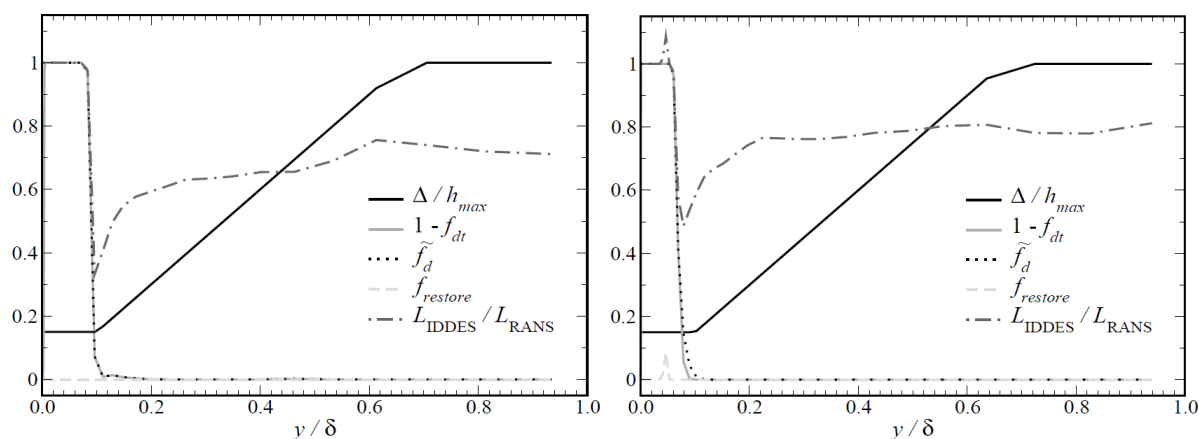


FIGURE 2.19 – Profils instantanés des différents termes de la fonction de transition de l’IDDES pour deux stations.  $Re_\tau = 4\,000$  (gauche) et  $Re_\tau = 18\,000$  (droite). (tiré de Mockett [100])

La figure 2.19 illustre le comportement de la fonction automatique de transfert qui conduit à l’évolution de l’échelle de longueur  $L_{IDDES}$  au sein de l’écoulement. Celle-ci ajuste la hauteur de transition au nombre de Reynolds et la situe à  $y/\delta \sim 0,1$ . Cette évolution en espace de la hauteur de transition est contraire à la proposition de Deck *et al.* [34], qui la fixe, lorsqu’ils traitent le développement spatial d’une couche limite sur une plaque plane.

Finalement, il est rappelé que l’IDDES est basée sur des considérations à la fois théoriques

et empiriques. Le degré d'empirisme, caché derrière la définition des différents capteurs qui pilotent la transition RANS/LES, fournit une formulation fonctionnelle, mais ne permet nullement d'expliquer les raisons physiques liées au positionnement de cette zone de transition au sein de la couche limite.

La présence de LLM est attribuée par Baggett [4] au délai de régénération du contenu turbulent de la phase LES au niveau de la transition. Ce retard s'accompagne de la présence de « très longues » structures cohérentes qualifiées de super structures ou « super streaks » par différents auteurs [4, 117]. De plus, l'idée qu'un tel comportement est inhérent à l'hybridation d'approches semblables d'un point de vue mathématique, mais théoriquement antagonistes, est consolidée par les travaux d' Hamba [53]. Il montre qu'un déplacement similaire de la zone logarithmique, du profil de vitesse longitudinal moyen, à l'interface est obtenu lorsqu'une inversion des phase RANS et LES est opérée (LES à la paroi et RANS au dessus). Une approche active, qui consiste à ajouter un traitement spécifique au niveau de la zone de transition, est donc envisagée.

### Approches actives

Une première approche est celle de Piomelli *et al.* [117] en 2003, qui tentent de supprimer l'effet de zone grise de la DES97 au moyen d'une méthode de forçage stochastique par rétrodiffusion ou « backscatter stochastic forcing method ». Il est question de l'introduction de termes sources dans les équations de quantité de mouvement. Ils prennent ainsi exemple sur Masson et Thomson [93] qui utilisèrent cette méthode comme modèle de turbulence LES. En effet, il a pu être montré que l'introduction de fluctuations aléatoires était nécessaire au transfert d'énergie de la partie modélisée vers celle résolue de la turbulence. Piomelli *et al.* [117] ont donc introduit l'idée du forçage dans une simulation de type DES d'un écoulement de canal turbulent en ajoutant un bruit blanc Gaussien au niveau de la transition. L'ajustement de l'amplitude du bruit blanc leur a permis de démontrer qu'il était possible de supprimer l'effet de LLM, ainsi que d'améliorer significativement les prévisions sur le frottement. Néanmoins, aucune directive n'a pu être formulée au regard de l'amplitude optimale du forçage à utiliser ou même permettant de justifier physiquement son application.

Au même moment, Hamba[53] étudie la possibilité de réduire le LLM au moyen de l'ajout d'un filtrage spatial. Une combinaison du modèle d'échelle mixte et du modèle RANS  $k - \epsilon$  est utilisée à cette fin. Il suggère qu'une variation spatiale rapide de la viscosité turbulente est responsable de la sous-estimation des fluctuations de vitesse résolue et du fort gradient de vitesse (LLM). De fait, l'auteur propose de définir deux types de composante de vitesse à l'interface, une classiquement filtré par la formulation LES et l'autre pour laquelle un filtrage spatial est effectué. Il en découle la résolution de deux équations de continuité à l'interface. Le cas d'un canal plan est ainsi traité avec succès, mais l'échelle de longueur du filtrage additionnel doit, de même que l'amplitude du forçage de Piomelli *et al.* [117], être déterminée empiriquement.

Dans le même registre, les travaux de Davidson et Dahlström [28] peuvent être cités. Ils calculent un écoulement de canal ainsi que celui au travers d'un diffuseur asymétrique plan par une approche RANS/LES avec une équation de transport sur l'énergie cinétique. Les

auteurs ont aussi recours à l'introduction de termes sources, qu'ils extraient d'une base de données DNS.

Le besoin d'optimisation manuelle au cas par cas des approches proposées jusqu'ici les rend difficilement applicables en pratique. Voici la raison pour laquelle Keating et Piomelli [67] étendent les travaux concernant le forçage stochastique par rétrodiffusion. Ils proposent ainsi une méthode d'adaptation automatique du terme de forçage et introduisent, pour cela, des considérations physiques jusqu'ici manquantes. Ils soutiennent qu'au niveau de la zone de transition, la tension de Reynolds croisée devrait rapidement devenir supérieure à celle modélisée. Ils basent ainsi leur définition de l'amplitude du forçage ( $f(y)$ ) sur l'écart entre  $\overline{u'v'}_{res}$  et  $\overline{u'v'}_{mod}$  et aboutissent à la formulation suivante :

$$f^n(y) = A^n \frac{(\lambda y)^2}{1 + (\lambda y)^4} \quad (2.50)$$

$$A^n = \max(A^{n-1} + \alpha \epsilon, 0) \quad (2.51)$$

$$\epsilon = \int_{y_{switch}}^{y_{v_t/v_{max}}} \left( -\overline{v_t} \frac{dU}{dy} - \overline{u'v'} \right) dy \quad (2.52)$$

avec  $y_{switch}$  la hauteur de transition naturelle issue de la fonction de transition utilisée et  $y_{v_t/v_{max}}$  la position du maximum du ratio des viscosités turbulente sur laminaire, identifié comme étant la zone d'application du forçage. Le paramètre  $\alpha$  est utilisé pour régler la sensibilité du contrôleur.

Keating et Piomelli [67] appliquent avec succès cette approche au cas de l'écoulement d'un canal plan. L'effet du forçage apparaît immédiatement sur les distributions de tensions de Reynolds de la figure 2.20 (B) comparées au cas sans forçage (A). La zone de transition se voit réduite et le développement des tensions de la phase LES est accéléré. De plus, il est montré que la sensibilité du système à la résolution du maillage, et donc à la position de la zone de transition, est fortement diminuée lorsque le forçage est activé (voir figure 2.20 (C)).

Néanmoins, et ce malgré les succès de cette méthode, certaines limitations subsistent. En effet, un processus de moyenne est nécessaire pour le calcul du terme d'erreur. Cette moyenne calculée majoritairement de manière spatiale dans le cas du canal plan nécessite une durée d'acquisition bien plus grande si l'écoulement ne dispose pas de direction homogène. Keating et Piomelli [67] notent que lorsqu'une couche limite en développement spatial est considérée, un retard apparaît entre l'état de l'écoulement instantané et le forçage effectif. Ils proposent d'intégrer ce retard dans la définition de  $f(y)$  et étudient son effet. Malheureusement, ils ne parviennent pas à une conclusion claire quant à la façon de l'estimer a priori. Celui-ci étant probablement lié à la fenêtre utilisée pour le calcul des statistiques, elle-même dépendante de l'écoulement considéré.

Une proposition similaire de forçage en boucle fermée est étudiée par Larsson *et al.* [80]. La principale différence avec les travaux de Keating et Piomelli [67] se situe au niveau de la définition du terme d'erreur. En effet, les auteurs argumentent que lors d'un calcul hybride

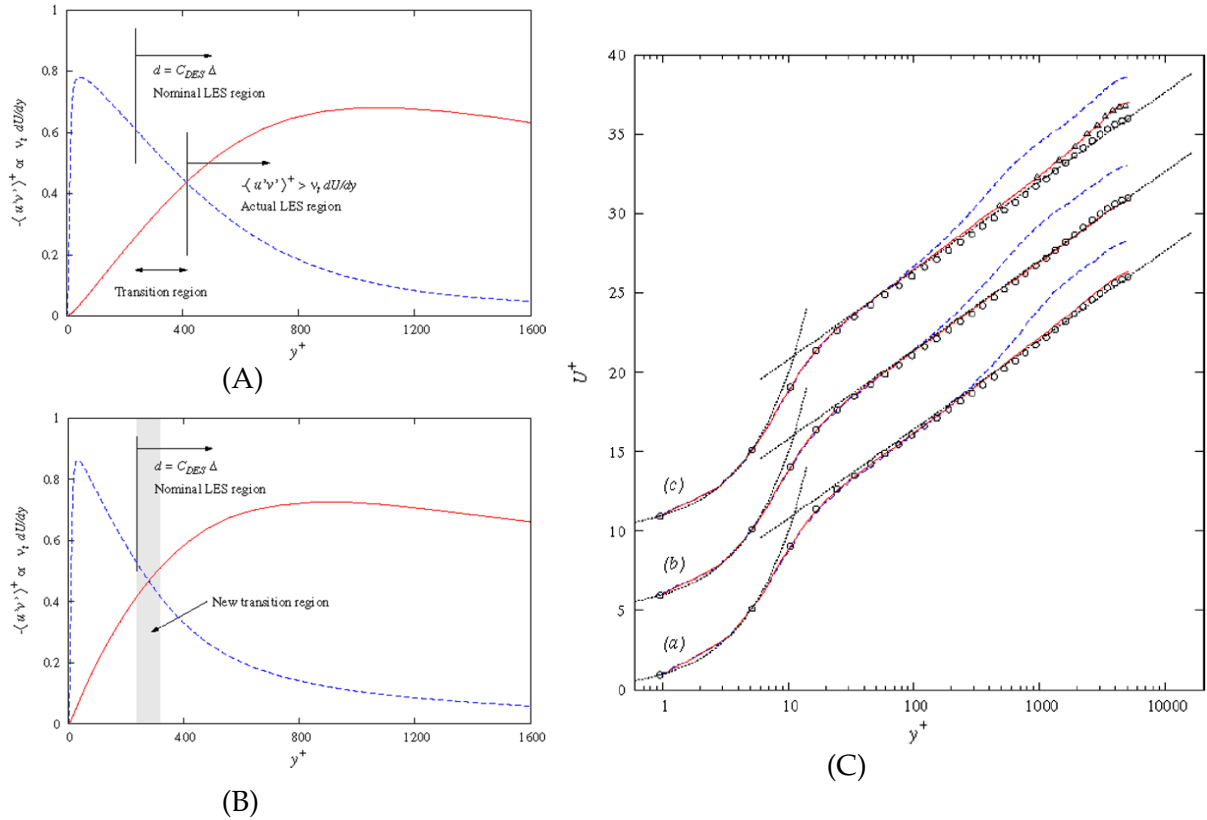


FIGURE 2.20 – Effet de la méthode de forçage stochastique par rétrodiffusion. Cas d'un écoulement de canal plan à  $Re_\tau = 5\,000$ . Tensions de Reynolds croisées résolues (—) et modélisées (---) avec (A) et sans (B) application du forçage. Profils de vitesse longitudinale moyens (C) pour (a)  $\Delta y = 0.1\delta$ , (b)  $\Delta y = 0.075\delta$ , (c)  $\Delta y = 0.05\delta$ , (---) DES sans forçage, (—) DES avec forçage,  $\circ$  RANS-SA,  $\triangle$  Exp. Comte-Bellot. (tiré de Keating et Piomelli [67])

RANS/LES, le défaut majoritairement observé concerne le décalage de la zone logarithmique du profil de vitesse au niveau de la transition (LLM). Ils estiment donc qu'il serait plus judicieux d'exprimer le terme d'erreur en fonction de l'écart du profil de vitesse longitudinale moyen à un profil objectif. Cette référence ne pouvant être connue a priori, Larsson *et al.* [80] proposent un processus de reconstruction de celui-ci à partir de la solution RANS de proche paroi. Les auteurs font donc l'hypothèse qu'une région de la zone RANS, lorsqu'elle est éloignée de l'interface, est suffisamment bien décrite pour qu'un profil logarithmique de référence puisse en être extrapolé comme suit :

$$\bar{u}_{ref}(y^+) = \bar{u}(y_{ref}^+) + \frac{u_\tau}{\kappa} \ln \left( \frac{y^+}{y_{ref}^+} \right) \quad (2.53)$$

avec  $30 \lesssim y_{ref}^+ \lesssim 70$ , la position du point de référence RANS qui doit à la fois appartenir à la zone logarithmique et être éloignée de la zone de transition, et  $y_{ref}^+ \leq y^+ \leq 0,3 \delta^+$ .

Puis l'erreur effective est définie comme la moyenne de l'écart, adimensionnée par  $U_\infty$  entre  $\bar{u}$  et  $\bar{u}_{ref}$  sur un intervalle  $[y_l ; y_h]$  qui reste à définir. Finalement, un contrôleur de type proportionnel intégral (PI) est utilisé pour déterminer l'amplitude du forçage ( $A$ ) à appliquer en fonction de l'erreur ( $\epsilon$ )

$$A^n = \alpha \epsilon^n + \beta \frac{U_\infty}{\delta} \Delta t \sum_{i=1}^n \epsilon^i \quad (2.54)$$

$$\epsilon^n = \frac{1}{U_\infty (y_h - y_l)} \int_{y_l}^{y_h} (U^n(y) - U_{ref}(y)) dy \quad (2.55)$$

Larsson *et al.* [80] appliquent avec succès leur méthode de forçage au cas d'un écoulement de canal à  $Re_\tau = 2000$ . Ils insistent sur le fait que le principal avantage de leur approche est la faible dépendance des résultats, en terme de LLM, aux valeurs des paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $y_h$  et  $y_l$ . Une variation plus importante reste à imputer à  $y_{ref}^+$  que Larsson *et al.* [80] recommandent de prendre aussi petit que possible dans la zone logarithmique ( $y_{ref}^+ = 50$ ).

Il est difficile de juger de la réelle amélioration qu'apporte l'approche de Larsson *et al.* [80] comparée à celle de Keating et Piomelli [67]. En effet, les limites du forçage proposé par Keating et Piomelli [67] apparaissent lorsque l'absence de direction homogène de l'écoulement nécessite une moyenne temporelle pour le calcul de l'erreur, induisant ainsi un retard entre le forçage et l'écoulement. Ce processus de moyenne est toujours requis dans la proposition de Larsson *et al.* [80] et la seule application au cas du canal plan de leur stratégie ne permet pas de statuer sur ce point. Finalement, on notera les similitudes entre les méthodes de forçage proposées ci-dessus, dédiées à supprimer le LLM et la condition d'entrée turbulente de Spille-Kohoff et Kaltenbach [152]. Il est rappelé que cette méthode, présentée au paragraphe 2.2.1, implique l'introduction de forces de volume dans les équations de quantité de mouvement, dans la direction normale à la paroi. Son intensité est déterminée au moyen d'un contrôleur PI basé sur l'erreur de la tension de Reynolds croisée  $u'v'$ .

Les études précédemment citées mettent clairement en évidence le bénéfice qu'un traitement spécifique de l'interface, par ajout de termes supplémentaires, aux équations de la quantité de mouvement, peut apporter à la résolution du problème d'apparition de phénomènes non physiques, lors d'une simulation de type WMLES. Néanmoins, le manque de justifications théoriques de ces méthodes fait cruellement défaut. Germano [49] initie le processus et formule les équations théoriques de vitesse filtrées, lors de l'utilisation d'une fonction de transfert RANS/LES. Il montre que différents termes supplémentaires font leur apparition dans les équations de Navier-Stokes et de continuité en raison de la non commutativité entre le filtre hybride et les dérivées spatiales. Ces termes sont rapidement supposés pouvant expliquer la nécessité d'ajouter un enrichissement fréquentiel au niveau de la transition RANS/LES. Cette théorie a ainsi récemment été étayée par les travaux de Rajamani et Kim [118]. Des calculs RANS et LES séparés, mais aussi hybrides, leur ont permis d'étudier l'intimité du filtre

hybride de Germano [49]. Ils concluent ainsi que les termes supplémentaires provenant du filtre hybride augmentent le transfert d'énergie de la phase RANS vers la phase LES, au même titre que l'ajout explicite d'un terme de forçage [53, 67, 80].

L'extension des travaux de Germano [49] est effectuée par Sánchez-Rocha et Menon [127] qui dérivent une formulation compressible des équations filtrées hybrides de Navier-Stokes. Leur cas d'étude concerne le développement spatial d'une couche limite sur une plaque plane dont le point de mesure est pris pour  $Re_\theta = 1\,430$ . Ils bénéficient ainsi des mesures expérimentales de DeGraaf et Eaton [37]. Les auteurs démontrent que les contributions supplémentaires issues de l'hybridation représentent les échelles turbulentes physiques qui ne sont pas directement prises en compte ni par le RANS, ni par la LES. De plus ils soulignent qu'un accès direct à ces contributions est impossible à partir du champ RANS/LES. Celles-ci doivent donc être modélisées ou spécifiées par avance. Sánchez-Rocha et Menon [127] évaluent les dites contributions hybrides a priori, à partir d'un calcul LES, de manière à mettre à jour leur rôle avec précision.

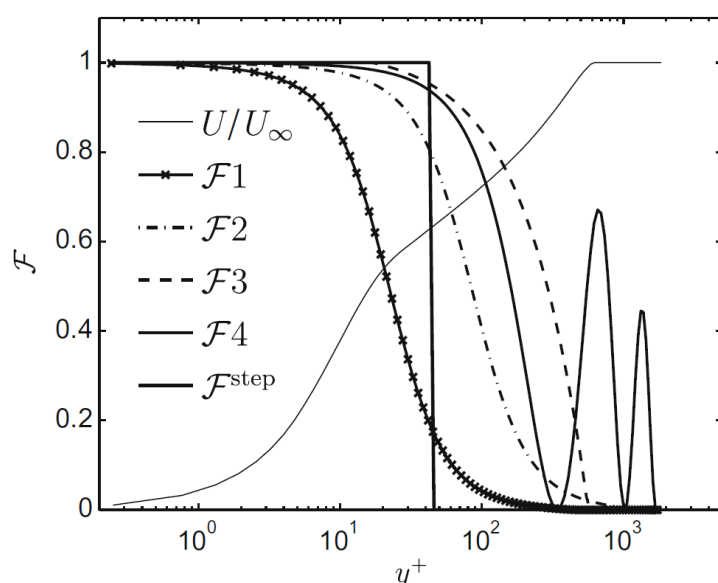


FIGURE 2.21 – Fonctions de transfert RANS/LES considérée par Sánchez-Rocha et Menon.

L'étude fournie par Sánchez-Rocha et Menon [127] est double. Il est montré à la fois l'effet de la fonction de transition hybride, et celui de l'ajout des termes supplémentaires, sur la qualité de l'écoulement.

Différentes fonctions de transition, tracées dans la figure 2.21, sont donc considérées, dont les hauteurs de coupure respectives balayent une large région de la couche limite ( $10^+ \lesssim y \lesssim 400^+$ ). De plus, des ruptures de pentes de douce à franche, dans le cas d'une simple approche zonale, sont retenues.

La figure 2.22 présente les profils de vitesse longitudinale moyens des différents résultats obtenus avec et sans termes additifs. Tout d'abord, la figure 2.22 montre que lorsque les

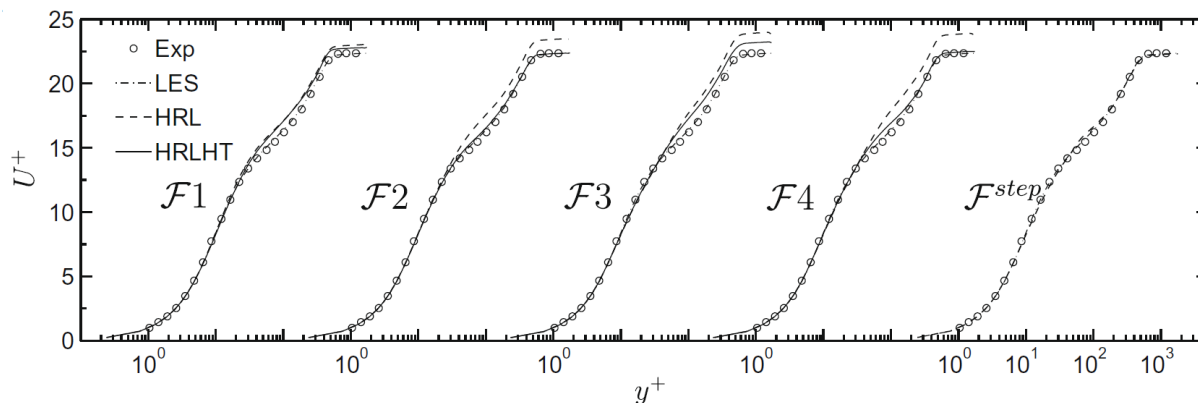


FIGURE 2.22 – Profils de vitesse longitudinale moyens. Étude à la fois de l’effet de la fonction de transition RANS/LES et de la prise en compte des termes hybrides (HT). (tiré de Sánchez-Rocha et Menon [127])

termes hybrides sont omis, l’écoulement est très sensible à la fonction de transfert utilisée et un LLM est constaté pour les filtres 2 à 4. Les auteurs insistent sur le fait que cette sensibilité est quasiment annulée par la prise en compte des termes additifs lors de la résolution des équations de Navier-Stokes. Cela conduit à une description de l’écoulement en très bon accord avec les différentes références considérées pour les 5 fonctions de transition. Un maximum de 7% d’erreur sur le frottement est de plus constaté. Finalement, les deux résultats précédents impliquent que pour une définition particulière de la fonction de transition, en accord à la fois avec la physique et les numériques mises en jeu, permettant ainsi une réactivation rapide du contenu turbulent LES, la contribution des termes hybrides peut être négligeable (voir cas  $F1$  et  $F_{step}$ ). Cette dernière remarque permettrait ainsi de s’affranchir de l’effort de modélisation de ces termes additifs, ainsi que des erreurs qu’il en découlerait.

Une étude similaire de l’influence des termes additionnels, issus de la formulation hybride, est effectuée par Hamba [54]. Il applique le filtrage hybride au calcul DNS d’un canal plan et peut ainsi directement accéder aux contributions des différents termes additifs. Dans le cas d’un filtrage hybride de type WMLES, il montre aussi une forte activité des termes additionnels au niveau de la transition RANS/LES. Leur contribution est d’autant plus marquée que la fonction de transfert choisie s’étend sur près de 20% de l’épaisseur de couche limite. Mais la principale valeur ajoutée, comparée aux travaux de Sánchez-Rocha et Menon [127], concerne l’étude d’une transition RANS/LES dans la direction de l’écoulement. Il est rappelé que, dans ce cas, l’usage veut que l’on ait recours à une méthode d’injection turbulente pour réactiver le contenu turbulent lors de la transition (voir paragraphe 2.2.1). Il est donc montré que les termes supplémentaires issus du filtrage hybride représentent une part 2 à 3 fois supérieure aux termes de production et dissipation de l’équation d’énergie. Les auteurs supposent ainsi que les méthodes d’injection turbulente vues précédemment n’ont pas pour but de compenser un déséquilibre entre les termes de production et de dissipation de l’équation d’énergie lié à la transition, mais de se substituer aux contributions, oubliées, des termes supplémentaires d’un

filtrage hybride.

Points clefs :

- ➔ WMLES : Seule alternative pour la prise en compte de la dynamique de la turbulence de la couche limite dans un cadre industriel à haut nombre de Reynolds.
- ➔ Aucune formulation WMLES universelle à ce jour.
- ➔ Deux points critiques majeurs lors d'un calcul WMLES.
  - ▮ L'injection de contenu turbulent pour une transition RANS/WMLES dans la direction de l'écoulement
  - ▮ La zone de transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi
    - ➔ Approche passive : Positionnement de la zone de transition en accord avec la physique et les numériques
    - ➔ Approche active : Enrichissement fréquentiel pour augmenter le transfert d'énergie de la phase RANS vers la phase LES
- ➔ Développement théorique du filtrage hybride des équation de N-S. font apparaître des termes supplémentaires. Le taux de contribution, qui varie suivant la physique et les numériques mises en jeu, justifie les deux approches, passive et active.





## **Troisième partie**

# **Développement et application d'une stratégie pour l'utilisation de la ZDES en turbulence pariétale**



L'analyse bibliographique précédente montre les enjeux à la fois économiques et scientifiques que représente la capacité de traiter localement un écoulement en WMLES. Il est rappelé que l'approche RANS montre rapidement ses limites lorsque l'écoulement n'est plus attaché, alors que le principal obstacle à l'utilisation de la LES dans un cadre industriel est son coût. La méthode ZDES, décrite dans la partie 2.1.3, est l'une des réponses proposées par l'ONERA dans cette quête de capture de la dynamique de la turbulence d'écoulements complexes en aérodynamique appliquée. La mise en place d'une stratégie pour l'utilisation du mode III de la ZDES est le cœur de cette étude.

Le mode III de la ZDES, aussi qualifié de mode WMLES, est encore jeune et très peu d'études lui ont été consacrées. Il requiert de plus une intervention bien plus fine de la part de l'utilisateur que les deux autres. Son caractère WMLES ne lui permet pas d'être simplement activé sans que des traitements supplémentaires ne soient effectués. Il est rappelé qu'au niveau de la transition vers une résolution de type WMLES, dans la direction de l'écoulement, l'injection d'un contenu turbulent au sein de la couche limite est indispensable pour prévenir tout risque de relaminarisation (voir partie 2.2.1). De plus, le manque de critères universels quant à la position de la transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi rend impossible l'introduction d'une définition automatique de celle-ci. La stratégie mise en place impose à l'utilisateur d'en fixer l'altitude.

L'étude menée Deck *et al.* [34] permet de quantifier le degré de criticité de ces deux points dans la mise en œuvre du mode III, localement, au sein d'un calcul d'aérodynamique appliquée. L'activation du contenu turbulent de la couche limite prend ainsi la première place. La qualité de celui-ci, jugée sur la distance de transition qu'il génère pour le redéveloppement d'une couche limite pleinement turbulente, va déterminer s'il est possible ou non d'introduire une zone WMLES. La référence [34] montre que, pour une méthode de génération synthétique considérée, cette distance augmente lorsque la résolution de maillage diminue. Celle-ci peut atteindre  $80 \delta_0$  pour une résolution de  $\Delta x = 200^+$ ,  $\Delta z = 100^+$ , et rend impossible l'utilisation de ce mode dans un cadre industriel.

Une fois l'introduction du mode III de la ZDES rendue possible pour des résolutions de maillage en accord avec les critères industriels, le positionnement de la transition dans la direction normale à la paroi est aussi un paramètre qui demande une attention particulière. La capacité de bonne prévision du champ aérodynamique en dépend. Deck *et al.* [34] notent qu'aucune tendance monotone ne peut être établie entre la localisation de cette transition RANS/LES et différents critères d'erreur. L'absence de ligne directrice de bonnes pratiques fait donc cruellement défaut.

Les travaux de thèse présentés ici se déroulent selon une approche progressive. Une stratégie d'activation turbulente est tout d'abord développée pour rendre possible l'introduction de la ZDES mode III dans un cadre industriel. Puis la détermination de critères de positionnement de la zone de transition est effectuée. Cette étape est déterminante pour faire évoluer la formulation WMLES vers une approche plus souple et accessible au plus grand nombre. Finalement, les différentes avancées de ces travaux sont illustrées dans l'étude d'une manche à air coude

104

de section rectangulaire.

## Chapitre 3

# Développement d'un processus de réactivation de la turbulence dédié à un traitement local ZDES mode III d'un écoulement RANS

La première étape vers l'utilisation du mode III de la ZDES en aérodynamique appliquée consiste à définir une stratégie permettant les raccords RANS/WMLES dans la direction de l'écoulement.

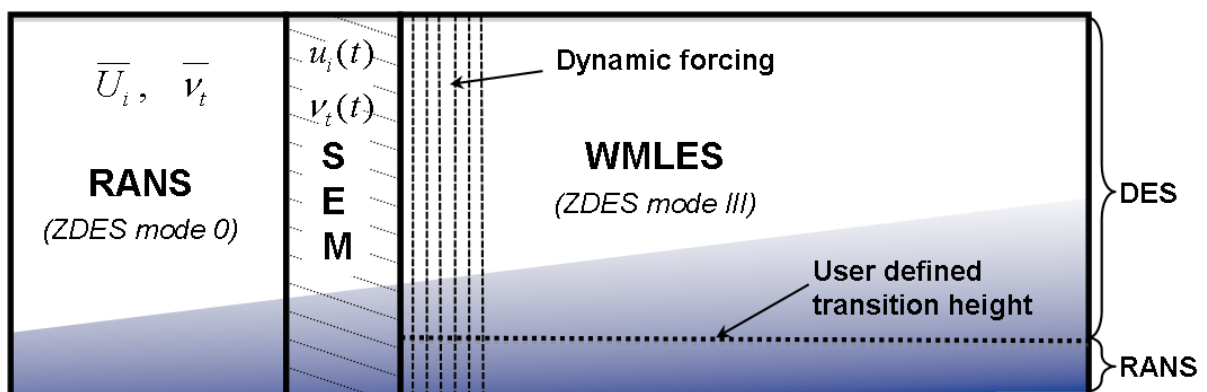


FIGURE 3.1 – Stratégie de résolution locale de la turbulence pariétale en ZDES

La stratégie proposée est schématisée sur la figure 3.1. Sa base repose sur la méthode de génération synthétique turbulente SEM, décrite au paragraphe 2.2.1. La formulation adaptée au mode III de la ZDES, utilisée par Deck *et al.* [34], est plus particulièrement considérée. Il est rappelé que la grande force de cette méthode est l'important degré de réalisme, du point de vue de l'organisation structurale de la couche limite, qu'il est possible d'introduire. Différentes strates recouvrantes peuvent ainsi être définies, contenant des structures tourbillonnaires de forme, dimensions caractéristiques et vitesse de convection différentes. Les informations re-

quises par la SEM pour son fonctionnement, jusqu'ici généralement extraites d'un calcul LES préliminaire, doivent pouvoir être générées à partir d'un champ RANS-SA. Cette étape est abordée dans la partie suivante.

Une méthode de forçage dynamique est de plus intégrée au système de génération synthétique de turbulence. Cette seconde étape, dont l'action est localisée dans le champ, a pour objectif d'accélérer le développement de la turbulence synthétique, vers un état pleinement physique, dans un cadre WMLES. Une formulation novatrice, qui reprend le concept d'action par ajout de forces de volume aux équations de quantité de mouvement, présentée dans la partie 2.2.1, est développée puis étudiée.

Ce système d'activation turbulente, dédié aux transitions RANS/WMLES dans la direction de l'écoulement, est finalement étudié sur le cas d'une couche limite en développement spatial au dessus d'une plaque plane. Un cas canonique simple, mais numériquement très exigeant. L'importance de la base documentaire qui lui est consacrée, produite depuis plus de 50 ans, ainsi que sa pertinence du point de vue applicatif, ont motivé ce choix.

### 3.1 Reconstruction des tensions de Reynolds à partir d'un champ moyen RANS-SA pour alimenter la SEM

La SEM, de même qu'un grand nombre d'autres méthodes de génération synthétique de la turbulence, requiert la spécification de tensions de Reynolds objectifs. Ces dernières servent à la fois à déterminer le taux de turbulence à injecter ainsi que de rendre compte du caractère anisotrope de la turbulence de proche paroi. Au vue de la stratégie présentée ci-dessus, il est donc nécessaire de reconstruire ces tensions à partir d'un champ moyen RANS-SA. Différentes stratégies sont donc considérées et caractérisées sur la base de données expérimentales et DNS.

#### 3.1.1 Hypothèse de turbulence isotrope

La première approche considérée, utilisée par Keating *et al.* [69], se base sur l'hypothèse simpliste de turbulence isotrope. Les différents termes normaux du tenseur de Reynolds s'expriment donc simplement en fonction de l'énergie cinétique turbulente comme suit :

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} = \frac{1}{3} 2k \quad (3.1)$$

Le modèle de turbulence SA ne donne pas un accès direct à l'énergie cinétique turbulente. Celle-ci est donc exprimée au moyen de l'approximation de Bradshaw *et al.* [14]. Ces auteurs montrent en 1967 que pour un large panel d'écoulements, le rapport entre la tension de Reynolds croisée  $\overline{u'v'}$  et  $k$  est quasiment identique. Les mesures effectuées par Townsend [159] corroborent l'annonce de Bradshaw *et al.* [14] et le ratio est fixé à  $\sim 0,3$  pour les couches limites, les sillages et les couches de mélange.

$$-\overline{u'v'} = 0.3 k \quad (3.2)$$

Enfin, l'hypothèse de Boussinesq (eq : 3.3) permet l'accès à la tension de Reynolds croisée modélisée au travers d'un champs RANS-SA, disponible au niveau du plan d'injection turbulente.

$$-\overline{u'v'} = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \quad (3.3)$$

L'hypothèse de turbulence isotrope a permis, à Keating *et al.* [68, 69], la réalisation d'une transition RANS/LES dans la direction de l'écoulement. Les tensions de Reynolds ainsi reconstruites, à partir d'un champ moyen RANS, ont servi dans leur cas à alimenter la méthode de génération turbulente de Batten *et al.* [9]. Malgré le succès de l'étude de ces auteurs, la faible qualité des tensions de Reynolds ainsi générées (voir figure 3.2), ainsi que le manque de consistance théorique liée à l'hypothèse formulée, au vu de la physique de la couche limite présentée dans la partie 1.4.2, ont motivé la recherche d'autres méthodes.

### 3.1.2 Hypothèse de Wilcox

Une amélioration de la stratégie proposée par Keating *et al.* [68] peut aisément être réalisée en considérant les observations faites par Wilcox [166]. Cet auteur montre que l'équation 3.4 permet une bonne approximation des distributions de tensions de Reynolds dans la zone logarithmique et une bonne partie du sillage d'une couche limite turbulente sans gradient de pression.

$$\overline{u'^2} = \frac{4}{9} 2k ; \overline{v'^2} = \frac{2}{9} 2k ; \overline{w'^2} = \frac{1}{3} 2k \quad (3.4)$$

La simple redistribution de l'énergie cinétique turbulente sur les tensions normales de Reynolds, proposée par Wilcox [166], permet de conserver la simplicité et le faible effort de calcul exhibé par la première approche. L'anisotropie de la turbulence de proche paroi est de plus retrouvée.

### 3.1.3 Modèle de Marusic

La dernière méthode considérée repose sur les travaux de l'équipe de Perry et Marusic [77, 89, 91, 115].

L'accès à la tension croisée  $\overline{u'v'}$  s'effectue par intégration de l'équation de quantité de mouvement 1.21b. Une expression analytique de la vitesse longitudinale moyenne, sur le modèle de l'équation 1.35, est utilisée. La contrainte turbulente  $-\tau_t = \overline{u'v'}$  est finalement obtenue par soustraction de la contrainte visqueuse ( $\tau_v$ ) à celle totale ( $\tau_0$ ). Le lecteur est de plus invité à consulter cette référence pour une description théorique complète de la dérivation de ces expressions.

$$\overline{u'v'} = -\frac{\tau_0}{\rho} + \frac{\tau_v}{\rho} \quad (3.5)$$

avec



$$\frac{\tau_0}{\tau_p} = f_1 \left( \frac{y}{\delta}, \Pi, \frac{U_\infty}{u_\tau} \right) + g_1 \left( \frac{y}{\delta}, \Pi, \frac{U_\infty}{u_\tau} \right) \zeta + g_2 \left( \frac{y}{\delta}, \Pi, \frac{U_\infty}{u_\tau} \right) \beta \quad (3.6)$$

$$\tau_v = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3.7)$$

Perry *et al.* [115] expliquent que les fonctions analytiques  $f_1$ ,  $g_1$  et  $g_2$  sont connues de manière universelle et que leur forme précise dépend de l'expression analytique du profil de vitesse longitudinale choisie. De plus, cette formulation est valable pour une couche limite turbulente de gradient de pression quelconque, en équilibre ou non, grâce aux fonctions  $g_1$  et  $g_2$ , dépendant du paramètre de gradient de pression de Clauser  $\beta$  et du paramètre de non équilibre  $\zeta$ . L'expression de la contrainte totale se réduit donc à la fonction  $f_1$  dans le cas d'une couche limite en équilibre sans gradient de pression. C'est celle qui sera considérée pour cette étude.

Les tensions de Reynolds normales sont construites sur la base de considérations à la fois physiques et empiriques [77, 89, 91]. Tout d'abord, la description de la région externe repose sur l'hypothèse des tourbillons attachés de Townsend [159] (« the attached eddy hypothesis »), valable au niveau de la région logarithmique. Une correction est de plus introduite pour tenir compte de la déviation liée au sillage ( $W_{g_i}$ ) et aux effets visqueux de proche paroi ( $V_{g_i}$ ). Finalement une calibration est effectuée, basée sur des données expérimentales prises pour une large plage de nombre de Reynolds ( $Re_\tau = [735 ; 13500]$ ). La région interne est décrite par une fonction universelle ( $f_{I_i}$ ), à laquelle un terme de correction est appliqué ( $f_{T_i}$ ). Cette correction, fonction du nombre de Reynolds, permet de prendre en compte les modifications de la dynamique de la zone interne, imposées par la région externe de la couche limite (voir partie 1.6.3). La jonction entre les deux régions s'effectue au moyen d'une interpolation polynomiale cubique.

$$\overline{u_i' u_i'^+} = \begin{cases} f_{I_i}(y^+) f_{T_i}(y^+, \delta^+) & \text{pour } y^+ \leq y_{inner}^+ (= 30^+) \\ f_{O_i}(y^+, \delta^+) & \text{pour } y^+ \geq y_{outer}^+ (= 150^+) \\ \text{Interpolation cubique} & \text{pour } y_{inner}^+ < y^+ < y_{outer}^+ \end{cases} \quad (3.8)$$

Le modèle des tensions normales de Reynolds ainsi proposé est conçu pour un nombre de Reynolds suffisamment grand, soit  $Re_\theta \gtrsim 3000$ . En dessous de cette limite, d'importants écarts apparaissent entre le modèle et les données expérimentales de DeGraaff et Eaton [37]. La partie externe de la formulation tend même à diverger près de la limite haute de la couche limite. Cela explique la présence des ruptures de courbes de la figure 3.2, tracées en pointillé.

### 3.1.4 Comparaison entre les différentes modélisations pour une large plage de $Re_\theta$

Les différentes méthodes de reconstruction sont confrontées sur la figure 3.2. Deux types de données sont prises pour référence. Les distributions expérimentales de DeGraaff et Eaton

[37] et les DNS de Schlatter *et al.* [129, 131]. Il est ainsi possible de comparer la fidélité de prévision de chacun des trois modèles sur une plage de nombre de Reynolds allant jusqu'à  $Re_\theta = 31\,000$  pour les tensions croisée et normales dans les directions de l'écoulement et normale à la paroi. La troisième composante normale ne peut être jugée que sur une gamme réduite ( $Re_{\theta_{\max}} = 4\,060$ ), faute de mesure expérimentale dans cette direction.

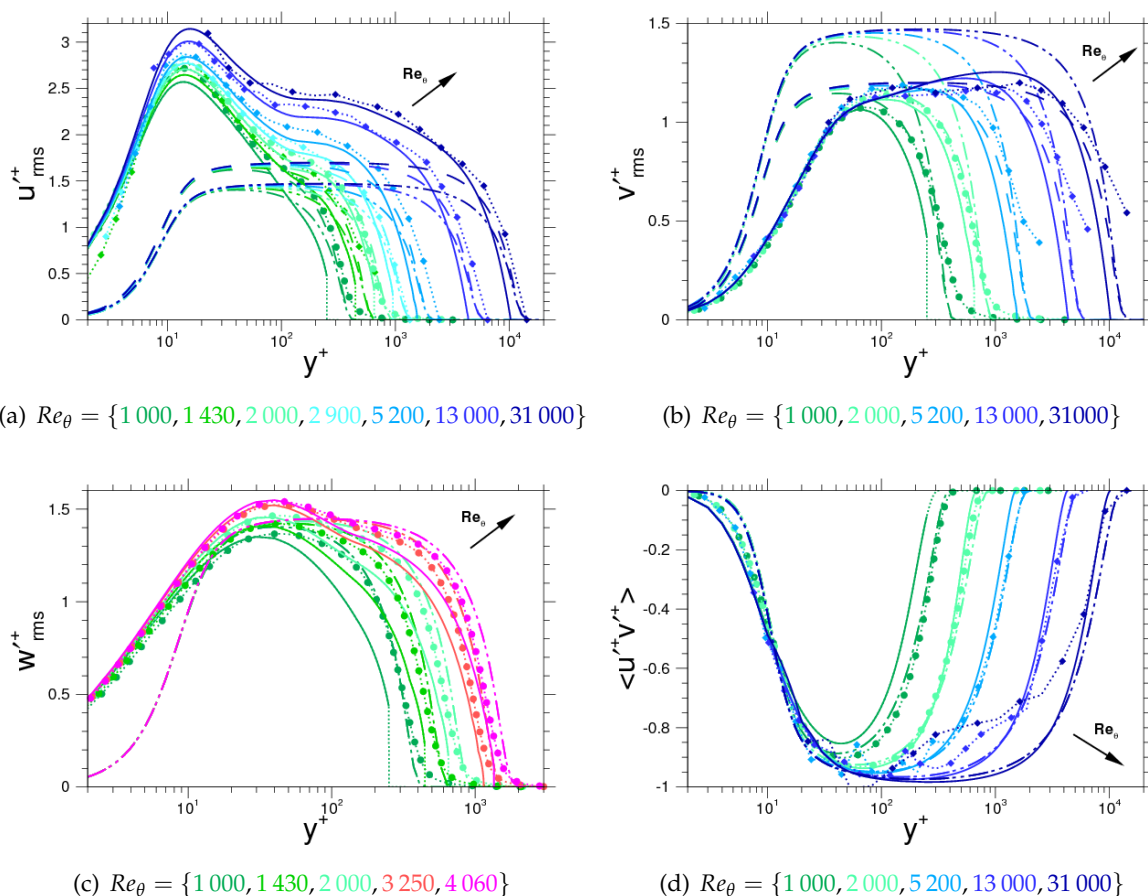


FIGURE 3.2 — ··· Turbulence isotrope, — Hypothèse de Wilcox, — Modèle de Marusic *et al.*, ···■·· DeGraaff et Eaton [37], ···●·· Schlatter *et al.* [129, 131]

Un examen attentif de la figure 3.2 révèle trois points clefs qui conduisent aux recommandations d'utilisation a priori suivantes :

Tout d'abord, il apparaît clairement que le recours à l'hypothèse de Wilcox conduit à une bien meilleure description des différentes tensions normales que lorsque la turbulence est considérée isotrope en proche paroi. Les tensions  $\overline{v'v'}$  et  $\overline{w'w'}$  sont particulièrement bien décrites sur toute la gamme de nombre de Reynolds considérée pour  $y \gtrsim 100^+$ . En revanche, une plage de Reynolds bien plus restreinte ( $Re_\theta \lesssim 3\,000$ ) permet un bon accord entre l'approximation  $\overline{u'u'}$  de Wilcox et les données de référence. Cependant, la modélisation de Wilcox de la

tension  $\overline{w'w'}$  semble diverger des données de référence à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Ce comportement ne peut être confirmé de par la faible plage de Reynolds couverte. De plus, et ce de même que pour les deux autres tensions normales, la région de très proche paroi de  $\overline{u'u'}$  souffre d'un manque de réalisme.

Deuxièmement, lorsqu'une description soignée de la région de très proche paroi est requise, la modélisation des tensions de Reynolds proposée par Marusic *et al.* [77, 89, 91] devient nécessaire. La décomposition en deux régions, proposée par ces auteurs, permet entre autre de tenir compte de l'évolution de l'intensité turbulente dans chacune d'elles en fonction du nombre de Reynolds. Il est néanmoins rappelé que cette approche n'est valide que pour  $Re_\theta \gtrsim 3\,000$  et qu'une baisse de la qualité de description est effectivement constatée sur la figure 3.2 en dessous de cette valeur.

Finalement, les deux approches, Boussinesq et Perry *et al.* [115], fournissent des résultats très proches du point de vue de la tension  $\overline{u'v'}$ . Une légère sous évaluation des niveaux de la région externe de la couche limite peut être imputée au modèle de Perry *et al.* [115]. Il est de plus important de noter que les écarts importants entre les modèles et l'expérience, qui prennent place à haut nombre de Reynolds, au niveau de la zone logarithmique, peuvent être attribués à la fois aux modèles, mais aussi à une erreur de précision des moyens expérimentaux.

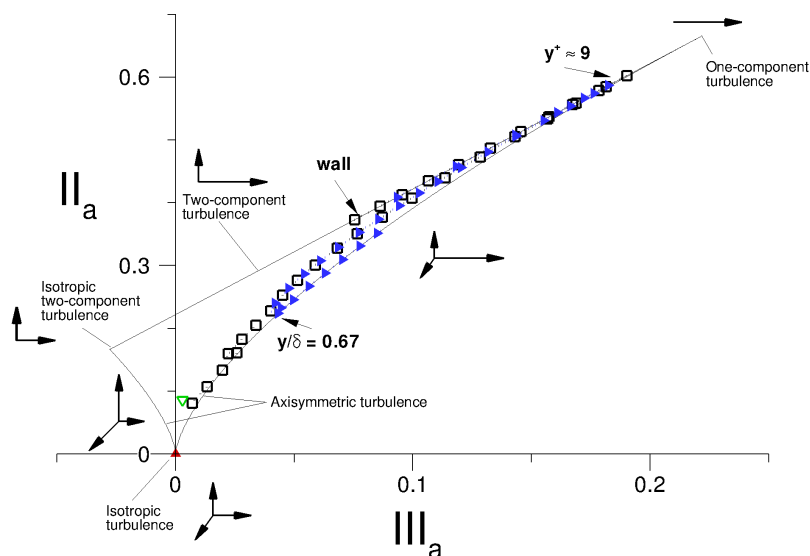


FIGURE 3.3 – Carte d'anisotropie[45, 85] pour  $Re_\theta = 4\,060$ . États limites de la turbulence —,  $\cdot\cdot\blacktriangle\cdot\cdot$  Turbulence isotrope,  $\cdot\cdot\blacktriangledown\cdot\cdot$  Wilcox,  $\cdot\cdot\blacktriangleright\cdot\cdot$  Marusic,  $\cdot\cdot\square\cdot\cdot$  DNS.

L'analyse d'anisotropie de la turbulence proposée par Lumley et Newman [85], plus récemment utilisée par Frohnapfel *et al.* [45], contribue à la qualification des différentes méthodes de modélisation des tensions de Reynolds. L'application de cette représentation aux trois méthodes de reconstruction, ainsi qu'aux données DNS de Schlatter *et al.* [129, 131], est présentée sur la figure 3.3. Les modélisations définies à partir d'homothéties de la distribution d'énergie

### 3.2. DÉVELOPPEMENT D'UNE MÉTHODE DE FORÇAGE DYNAMIQUE (THE DYNAMIC FORCING METHOD)

cinétique turbulente produisent naturellement un point unique. Cet état unique est en désaccord avec les travaux de Frohnapfel *et al.* [45] et les données DNS. La formulation empirique de Marusic *et al.* [77, 89, 91] est bien plus riche du point de vue de ses états d'anisotropie au travers de la couche limite. Un très bon accord avec la référence DNS peut ainsi être constaté depuis la paroi jusqu'à  $\sim 68\%$  de  $\delta$ . Puis le taux d'anisotropie constaté croit de nouveau au lieu de diminuer peu à peu pour atteindre un état isotrope à la sortie de la couche limite, comportement prévu à la fois par les données DNS et par l'étude de Frohnapfel *et al.* [45]. Le modèle de Wilcox assure de ce fait un état d'anisotropie bien meilleur que celui de Marusic dans la région haute de la couche limite.

La confrontation des trois méthodes de reconstruction des tensions de Reynolds aux données expérimentales et DNS précédentes permet d'établir des recommandations d'utilisation a priori, c'est à dire basées uniquement sur la qualité des profils obtenus, sans tenir compte de leur interaction respective avec la SEM.

Tout d'abord, la simple redistribution de l'énergie cinétique turbulente proposée par Wilcox est bien supérieure à l'hypothèse de turbulence isotrope. Une très bonne description de la région externe ( $y \gtrsim 100^+$ ) est ainsi obtenue pour une gamme de Reynolds limitée à  $Re_\theta \lesssim 3\,000$ . Cette approche est donc tout à fait justifiée dans le cadre de simulations de type WMLES, où la région de proche paroi est traitée en RANS. Aucune génération synthétique de turbulence n'est donc requise dans cette zone.

Lorsque la transition RANS/ZDES intervient pour  $Re_\theta \gtrsim 3\,000$ , les formulations empiriques proposées par l'équipe de Marusic et Perry exhibent des atouts majeurs. L'augmentation du niveau de  $\overline{u'u'}$  dans la zone externe de la couche limite en fonction du nombre de Reynolds est prise en compte. De plus, la région interne est elle aussi particulièrement bien décrite. L'emploi de cette méthode se justifie donc aussi bien dans un cadre WMLES que pour une résolution de type LES.

Les trois méthodes présentées permettent donc l'introduction d'une méthode de génération synthétique de turbulence de type SEM au sein d'un écoulement. Une transition RANS/WMLES dans la direction de l'écoulement est donc théoriquement possible. Néanmoins, la SEM devenant rapidement inapte à la réactivation turbulente lorsque la taille de maille augmente, un traitement additionnel est nécessaire pour une transition rapide, vers une couche limite turbulente pleinement développée, sur une gamme plus large de résolutions.

## 3.2 Développement d'une méthode de forçage dynamique (The dynamic forcing method) pour une activation rapide de la turbulence pariétale en aval de la transition RANS/ZDES

### 3.2.1 Formulation et justifications de la méthode

La quasi totalité des méthodes d'injection de turbulence limitent leur action au plan d'entrée du domaine de calcul considéré. Cette stratégie est la plus naturelle. En effet, l'incapacité

de reconstruire un champ turbulent pleinement physique, due à une connaissance limitée des différents mécanismes qui régissent l'organisation structurelle et énergétique d'une couche limite turbulente, incite à réduire au maximum toutes actions extérieures. L'étude bibliographique, présentée dans la partie 2.2.1, montre que plusieurs évolutions clefs, des approches dont l'action est focalisée sur le plan interface, ont permis de réduire drastiquement la distance de transition. Cependant, un apogée semble être atteint et les améliorations les plus récentes requièrent des formulations lourdes, complexes et coûteuses, pour un gain de plus en plus faible.

Il a donc été décidé de ne plus limiter l'action de la méthode de génération synthétique de turbulence à une simple action en entrée du domaine, mais de venir agir directement au sein de celui-ci. Une action précise, ciblée et qui contraint le moins possible l'écoulement est souhaitée. L'introduction d'une force de rappel, sous forme de termes sources dans les équations de quantité de mouvement, est l'approche retenue. Ce forçage dynamique et auto adaptatif a pour rôle de stimuler les différents événements turbulents issus de la SEM. En effet, alors que la SEM tend à introduire des tourbillons en bon accord avec la physique, différents phénomènes de dissipation, physique et numérique, ralentissent leur développement.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \delta_{i2} f \quad (3.9)$$

La méthode de stimulation turbulente proposée repose sur les travaux de Spille-Kohoff et Kaltenbach, présentés dans la partie 2.2.1. L'approche défendue par ces auteurs est dédiée à la stimulation de l'énergie cinétique turbulente. Il est rappelé que lors d'une transition RANS/WMLES dans la direction de l'écoulement, une décroissance de l'énergie cinétique turbulente prend place, pouvant conduire à une relaminarisation de la couche limite turbulente. Un accès direct à cette quantité au travers des équations de Navier Stokes est impossible. Spille-Kohoff et Kaltenbach optent alors pour un contrôle de celle-ci au travers de son terme de production. Sous les hypothèses de couche limite, l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente 1.36 montre que la production de cette quantité est définie comme :

$$P_k = -\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3.10)$$

Cela implique qu'une augmentation de la tension de Reynolds de cisaillement conduit directement à une augmentation de  $k$ . Suivant le même raisonnement, et après étude de l'équation de transport de  $-\overline{u'v'}$  (eq. 1.37), il apparaît qu'une stimulation de la tension de Reynolds normale à la paroi est le point d'entrée pour une action sur l'énergie cinétique turbulente (voir eq. 3.11). Ainsi, il est conjecturé que la stimulation de  $\overline{v'v'}$  peut être effectuée par ajout d'une force de volume dans l'équation de quantité de mouvement dans la direction normale à la paroi (voir equation 3.9).

$$P_{-\overline{u'v'}} = -\overline{v'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3.11)$$

Cependant, le simple ajout d'un terme de forçage arbitraire ne suffit pas. Un contrôle en boucle fermée est effectué afin de rendre l'approche flexible et auto adaptative par rapport à l'état instantané de l'écoulement. Le terme de forçage  $f(x_0, y, z, t)$  est donc défini proportionnel à la fluctuation de vitesse instantanée dans la direction normale à la paroi et est contrôlé par la fonction  $r(x_0, y, t)$ , faisant état de l'écoulement.

$$f(x_0, y, z, t) = r(x_0, y, t)[v(x_0, y, z, t) - \bar{v}^{z,t}(x_0, y, t)] \quad (3.12)$$

Cette théorie, défendue par Spille-Kohoff et Kaltenbach [152], est conservée dans son intégralité. Cependant, plusieurs modifications sur sa mise en œuvre sont effectuées de manière à améliorer les capacités de stimulation du système. Il est rappelé que l'étude de Keating et Piomelli [67], présentée dans la partie 2.2.2, met en avant la présence d'un retard entre l'action du terme de forçage et les événements turbulents instantanés présents dans l'écoulement. Une analyse de la formulation originale permet d'en identifier plusieurs sources.

Tout d'abord, la plus sévère est probablement due à l'utilisation de grandeurs statistiques, les tensions de Reynolds, pour définir l'amplitude instantanée du forçage à introduire. Ce problème est commun à toutes les méthodes synthétiques de turbulence car la quantification d'un bon état de turbulence pariétale n'est à ce jour possible qu'au travers de grandeurs statistiques. Toute qualification instantanée de l'écoulement de proche paroi est impossible, faute de maîtrise instationnaire de la physique de la couche limite. Cependant, les conditions d'application du terme de forçage, présentées par la suite, définies à partir du champ instantané sont employées entre autres pour limiter la contrainte imposée à l'écoulement.

$$e(x_0, y, t) = (\rho \overline{v'^2}_{RANS}(x_0, y, t)) - (\rho \overline{v'^2}_{ZDES}(x_0, y, t)) \quad (3.13)$$

La définition du terme d'erreur est de plus à mettre en cause. Il est en effet rappelé que la formulation originale de Spille-Kohoff et Kaltenbach se base sur l'erreur de  $-\overline{u'v'}$  entre la simulation et une valeur objectif. Ce choix est motivé par le fait qu'un simple calcul RANS à une ou deux équations de transport peut fournir le  $-\overline{u'v'}$  objectif. De ce fait, la stimulation de  $\overline{v'^2}$  est régie par l'évolution de  $\overline{u'v'}$ , la première grandeur étant la principale source de production de la deuxième. Néanmoins, la communication entre ces deux variables, au travers d'une équation de transport, induit inévitablement un retard qui tend à réduire sensiblement la réactivité du système.

La proposition faite est de redéfinir le terme d'erreur (voir équation 3.13). Ainsi le taux d'injection de fluctuations dans la direction normale à la paroi est régi par l'erreur sur sa propre tension de Reynolds. Toute latence additionnelle est donc supprimée. Cependant, cette action n'est pas sans conséquence puisqu'un accès direct à la tension de Reynolds normale  $\overline{v'^2}$  n'est pas possible à partir d'une modélisation RANS à une ou deux équations de transport. Celle-ci doit être modélisée. La formulation basée sur l'approximation de Wilcox, vue dans la partie précédente (eq. 3.4), est retenue.

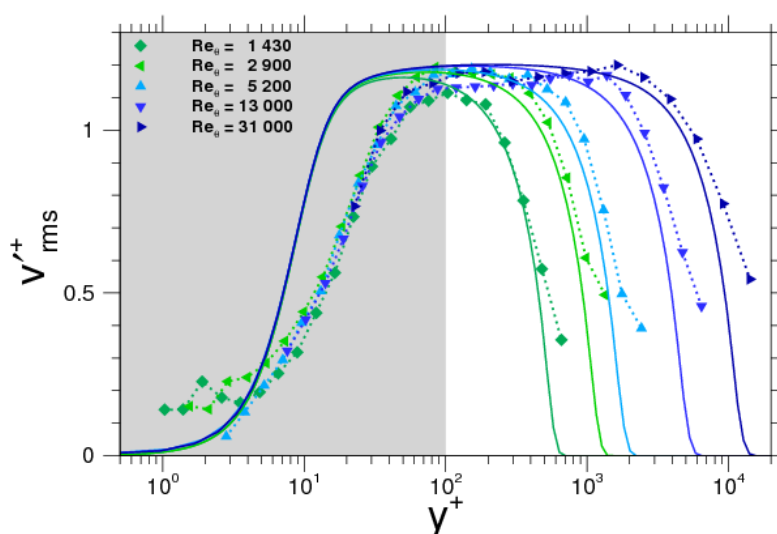


FIGURE 3.4 – Modélisation de la tension de Reynolds dans la direction normale à la paroi à partir d'un champ RANS-SA. Expériences de Degraaff et Eaton [37] (symboles) versus approximation de Wilcox [166] (lignes) pour une large plage de Reynolds.

La figure 3.4 rappelle la pertinence de cette modélisation de  $\overline{v'^2}$  pour une couche limite en évolution spatiale sans gradient de pression et ce, surtout dans un contexte WMLES. Un très bon accord avec l'expérience est obtenu sur une large plage de nombre de Reynolds ( $Re_\theta = [1\ 430 ; 31\ 000]$ ) pour une altitude supérieure à  $100^+$ .

Finalement, le recours à un processus de contrôle de type Proportionnel/Intégral ou « PI » ajoute un effet de retard supplémentaire. Les deux composantes, proportionnelle et intégrale, permettent un contrôle en tenant compte respectivement des événements présents et passés. La contribution de la partie intégrale du contrôleur, tel que Spille-Kohoff et Kaltenbach le suggèrent, est un acteur supplémentaire du déphasage observé entre le forçage et l'écoulement.

Il est rappelé que le but de la partie intégrale est de donner de l'inertie au système de contrôle. En effet, en électronique par exemple, la simple utilisation du terme P ne permet pas d'atteindre l'objectif fixé. Idéalement, plus celui-ci se rapproche, plus l'erreur diminue et la composante proportionnelle tend vers zéro quand la fonction tend vers l'objectif. Dans

la pratique, l'intensité électrique, devenue trop faible, provoque une coupure du système de commande avant que l'objectif ne soit atteint. Dans ce cas, la contribution intégrale prend le relais. De ce fait, une oscillation autour de la valeur souhaitée prend place et tend à se stabiliser.

Deux arguments militent pour la suppression de la composante intégrale. Le premier est que tout phénomène d'inertie est antagoniste à la recherche de réactivité maximale du système. Le second est qu'une stratégie de contrôle PI est destinée, comme son nom l'indique, au contrôle. Dans le cas présent, toute tentative de « contrôle » à proprement parler des phénomènes de turbulence pariétale, et ce, à partir de données statistiques, serait tout à fait irréaliste. L'action entreprise ici est simplement d'orienter le développement de la turbulence en minimisant l'intervention extérieure. La méthode de forçage contrôlé de Spille-Kohoff et Kaltenbach [152] est donc réduite à un simple forçage dynamique dont le « contrôleur » prend la forme suivante :

$$r(x_0, y, t) = \alpha e(x_0, y, t) \quad (3.14)$$

où  $\alpha$  est un paramètre à déterminer qui pilote l'intensité du forçage à appliquer. Ce paramètre est homogène à  $\alpha \equiv [m s kg^{-1}]$  et peut être adimensionné par  $1/(\rho U_\infty \delta_0)$ .

L'emploi d'une approche de calcul des statistiques, au travers d'une fenêtre exponentielle glissante, est de plus retenu. Cette méthode, déjà utilisée par Keating et son équipe [66, 68, 69] assure une plus grande sensibilité des statistiques à un événement présent que ne le permet un calcul linéaire traditionnel. Le calcul de la tension de Reynolds résolue dans la direction normale à la paroi s'écrit :

$$\overline{v'^2}^{z,t}(t + \Delta t) = \frac{\Delta t}{T_{avg}} \overline{v'^2}^{z,t}(t + \Delta t) + \left(1 - \frac{\Delta t}{T_{avg}}\right) \overline{v'^2}^{z,t}(t) \quad (3.15)$$

avec  $T_{avg} = 2 \delta / U_\infty$ , la taille de la fenêtre considérée, proposée par cette même équipe.

Finalement, les conditions d'application du terme de forçage, énoncées par Spille-Kohoff et Kaltenbach, sont conservées. Elles jouent deux rôles distincts. Tout d'abord, le forçage dynamique sera appliqué si et seulement si  $u'v' < 0$  et  $|u'v'| > 0,0015 U_\infty^2$ . Cette condition permet de focaliser l'action du forçage sur les événements turbulents les plus importants. Cela permet de plus une relaxation du champ au travers des équations de Navier Stokes. Un forçage continu rapprocherait la méthode du côté du contrôle et serait à l'encontre des objectifs fixés. De plus, deux critères, définis à partir d'un écoulement de canal, permettent de prévenir toute surproduction de tension de cisaillement. Le forçage n'est effectif que si  $|u'| < 0,6 U_\infty$  et  $|v'| < 0,4 U_\infty$ .



### 3.2.2 Première démonstration de capacités

Il est tout d'abord proposé de confronter la nouvelle formulation d'activation turbulente par ajout de termes sources, présentée ci-dessus, à la formulation originale proposée par Spille-Kohoff et Kaltenbach. Le cas test choisi est une couche limite en développement spatial au dessus d'une plaque plane sans gradient de pression, et plus particulièrement la configuration  $C_1-R_1$ , décrite dans la partie 4.1.

L'étude bibliographique consacrée au forçage par ajout de forces de volume, et plus particulièrement le résumé des études passées du tableau 2.3, montrent que ce type d'approche n'a, à ce jour, été employée que dans un cadre LES. Lorsqu'une résolution de maillage plus lâche est retenue pour une simulation de type WMLES, des modifications du comportement de la méthode de forçage par ajout de termes sources sont tout d'abord à signaler. En effet, les différentes configurations utilisées dans les références [66–68, 152], qui comprennent l'introduction de trois ou quatre plans de forçage et une intensité de forçage  $O(1)$ , ne parviennent pas à modifier le champ aérodynamique WMLES de manière notable. Le nombre de plans de forçage, ainsi que l'intensité de ceux-ci, a dû être sensiblement augmenté avant d'observer un effet significatif du forçage sur l'écoulement. De plus, la partie intégrale du contrôleur de la formulation originale est supprimée ( $\beta = 0$ ). Ce terme, dont l'utilité première dans ce cas est un effet stabilisateur, n'est ici, pas essentiel. De plus, son retrait permet une comparaison quantitative des deux formulations à iso paramètres.

L'étude comparative entre les deux formulations, nouvelle et originale, est effectuée en considérant les paramètres suivants. Le forçage est appliqué de façon continue sur une distance de  $7,23 \delta_0$  depuis l'entrée, soit 50 plans uniformément répartis. La valeur du paramètre  $\alpha$  par plan est fixée à  $\alpha_p = 1\,000$ . Il est rappelé que ce paramètre est homogène à  $\alpha \equiv [m\ s\ kg^{-1}]$  et peut donc être adimensionné par  $1/(\rho U_\infty \delta_0)$ . Cela conduit à  $\alpha_p \cdot (\rho U_\infty \delta_0) = 319$ . Il est important de noter que ce jeu de paramètres n'est pas optimal, et a pour seul but de comparer la capacité de réactivation turbulente de chacune des approches.

Le critère de convergence retenu est basé sur la distribution du coefficient de frottement dans la direction de l'écoulement. Cette grandeur intégrale, utilisée dans la majorité des études présentées dans la partie 2.2, est le reflet direct de l'intensité turbulente d'un écoulement. L'identité FIK, proposée par Fukagata *et al.* [46] en 2002, démontre en effet que le coefficient de frottement peut être exprimé comme une fonction linéaire de l'intégrale de la tension de Reynolds de cisaillement ( $\overline{u'v'}$ ). Les données expérimentales de DeGraaff et Eaton [37] ainsi qu'un calcul RANS-SA sont pris pour références. Il est rappelé que les modèles RANS et plus particulièrement celui de Spalart Allmaras sont particulièrement adaptés à la description des écoulement attachés.

La figure 3.5 révèle clairement que la nouvelle formulation, dont le contrôle du forçage est directement effectué à partir de l'erreur sur la tension de Reynolds normale  $\overline{v'v'}$ , permet une réactivation du contenu turbulent bien plus rapide que celle proposée par Spille-Kohoff et Kaltenbach. Ainsi, dans le cas présent, une réduction de la distance de transition est observée dans le cas où la méthode de forçage dynamique proposée ci-dessus est employée. La méthode

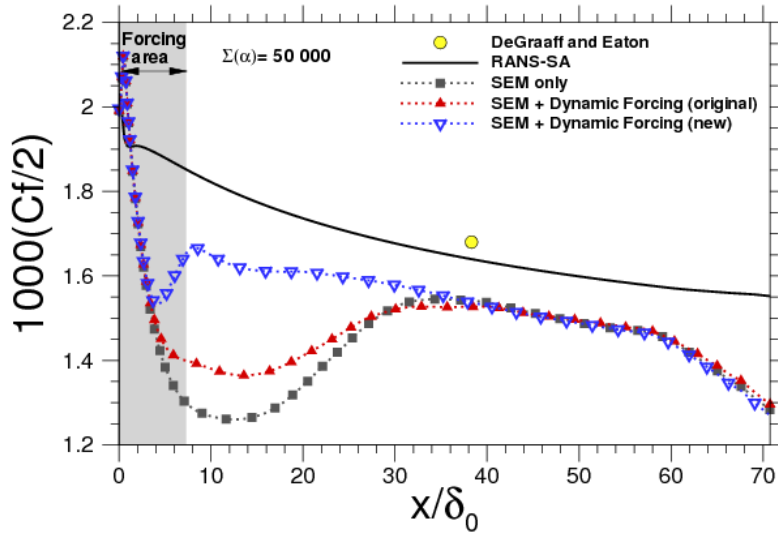


FIGURE 3.5 – Comparaison des deux versions d’activation turbulente par ajout de termes sources sur l’évolution longitudinale du coefficient de frottement.  $\alpha_p = 1000$ ,  $\beta_p = 0$ ; Forçage continu sur  $7.23 \delta_0$  depuis l’entrée. Configuration  $C_1-R_1$

originale permet de limiter la décroissance turbulente induite par la SEM mais une zone de transition commensurable au cas sans forçage subsiste. Lorsque convergence est atteinte, un écart entre les différentes distributions ZDES mode III et à la fois le RANS et l’expérience peut être noté. La méthode de forçage dynamique n’est pas dédiée à la suppression de cette erreur. En effet, il a été vu que cette erreur, inhérente à toute formulation WMLES, est liée à la méthode de résolution et non à la condition de génération synthétique de turbulence considérée. Lors du développement d’une méthode de génération synthétique de turbulence, il est de plus souhaitable que cette dernière n’interfère pas avec l’écoulement en aval de son application. La partie 4.3.3 est plus particulièrement consacrée à la démonstration de cette caractéristique essentielle.

Le champ turbulent instantané, des différents calculs ZDES, est caractérisé par les figures 3.6 et 3.7. L’effet du forçage dynamique sur les structures turbulentes est mis en évidence au moyen d’une isosurface de critère  $Q$ . Le critère  $Q$ , défini comme le second invariant du tenseur des gradients de vitesse, représente le ratio entre taux de rotation et de cisaillement. Une valeur positive du critère  $Q$ , défini comme suit, permet une visualisation des structures tourbillonnaires.

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) = -\frac{1}{2}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i} > 0 \quad (3.16)$$

Il apparaît clairement sur la figure 3.6 que l’introduction d’une zone de forçage conduit à une apparition de structures turbulentes bien plus proche de l’entrée que dans le cas où la SEM est seule en charge de l’activation turbulente. De plus, une fois le contenu turbulent en

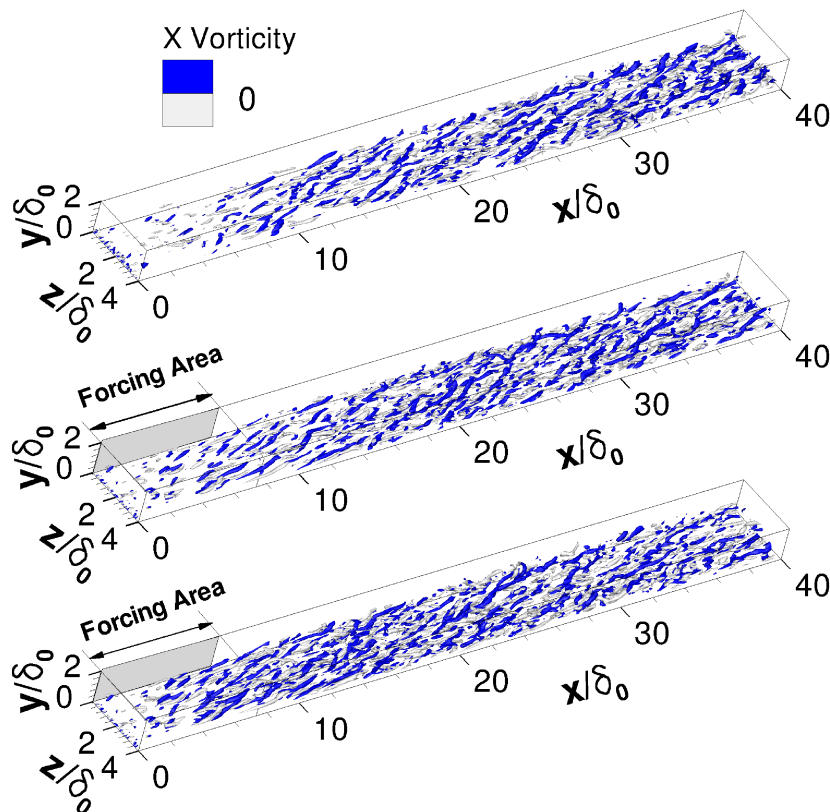


FIGURE 3.6 – Isosurface de critère  $Q$  ( $Q U_\infty^2 / \delta_0^2 = 0.15$ ) coloré par la vorticité selon  $x$  pour les trois cas ZDES – Sans forçage (haut) et avec forçage dont formulation originale (milieu) et nouvelle formulation (bas). Configuration  $C_1-R_1$

place, celui-ci se maintient jusqu'à la sortie du domaine de calcul. La différence entre les deux calculs avec forçage dynamique se situe sur l'aptitude de la méthode à orienter les différentes structures cohérentes, issues de la SEM, vers un état de turbulence pleinement développée. Ainsi une apparition bien plus rapide du contenu turbulent peut être observée lorsque la nouvelle formulation est utilisée.

L'effet direct du forçage sur la composante normale à la paroi de la vitesse est de plus illustré par la figure 3.7. Il est rappelé que la méthode de forçage dynamique est conçue pour doper les fluctuations de vitesse dans cette direction. Celles-ci le sont légèrement dans le cas de l'emploi de la méthode originale mais de façon insuffisante au vu des différences sur le champ entre la sortie de la zone de forçage et la région de turbulence pleinement développée. En revanche, lorsque la nouvelle formulation est considérée, l'écoulement est qualitativement bien plus en accord avec les régions de turbulence pleinement développée, dès la fin du forçage.

Dans le reste de ce manuscrit, seule la nouvelle formulation proposée ci-dessus sera considérée.

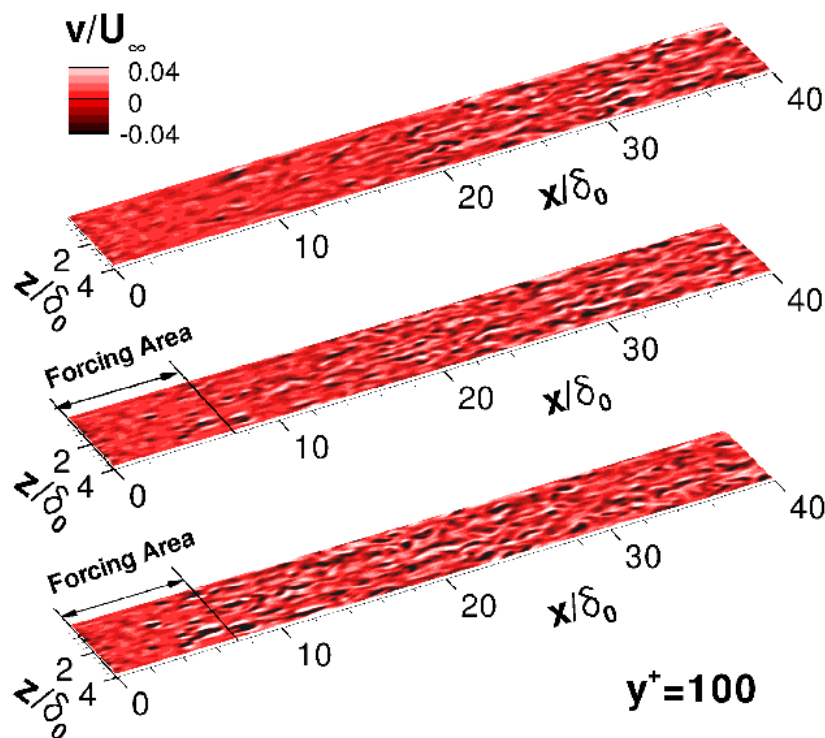


FIGURE 3.7 – Coupe dans le plan  $(x, z)$ , pris pour  $y = 100^+$ , de la vitesse normale à la paroi instantanée pour les trois cas ZDES – Sans forçage (haut) et avec forçage dont formulation originale (milieu) et nouvelle formulation (bas). Configuration  $C_1-R_1$

### 3.2.3 Conclusion sur la mise en place théorique du processus de réactivation turbulente

La méthode ZDES, proposée par Deck [33], est en constante évolution. Ainsi, depuis la première version formulée en 2005 [31], différentes améliorations ont permis le traitement d'écoulements de complexité croissante. Le cas d'un décollement massif, impliquant une dynamique tourbillonnaire d'amplitude bien supérieure à celle de la turbulence de proche paroi, a tout d'abord été traité. Deux modes ZDES lui sont consacrés, selon que le décollement soit imposé par une rupture de géométrie (mode I), ou qu'il soit dû à un gradient de pression sur une surface courbe (mode II). Ces deux modes, pour lesquels la turbulence de proche paroi est entièrement modélisée, sont aujourd'hui bien maîtrisés et utilisés dans un cadre industriel. Finalement, le mode III de la ZDES a récemment été proposé de sorte que la dynamique de la turbulence de couche limite puisse être prise en compte. La ZDES devient ainsi une méthode de résolution hybride RANS/LES globale, permettant la couverture de tous les degrés de modélisation, depuis le RANS pur, jusqu'à la LES. Ce dernier mode ZDES est destiné à la bonne prévision d'événements de type bulbes courts, interactions onde de choc/couche limite ..., pour lesquels la dynamique de la turbulence de proche paroi ne peut être négligée.

Le mode III de la ZDES, aussi qualifié de mode WMLES, hérite de ce fait de certaines des

contraintes liées à une résolution LES, même partielle, de la couche limite turbulente. Ainsi, un emploi local de ce mode requiert l'injection d'un contenu turbulent lors de la transition RANS/WMLES dans la direction de l'écoulement. De plus les particularités de l'approche WMLES, par rapport à une LES complète, notamment en terme de résolution de maillage, ne permettent pas une application directe des stratégies dédiées aux simulations LES. Un processus de réactivation de la turbulence, spécifique à l'emploi du mode III de la ZDES en aval d'une résolution RANS de l'écoulement, a donc été développé. Ces différentes étapes sont résumées sur la figure 3.1.

Le processus repose sur l'emploi de la méthode de génération synthétique de turbulence SEM, premièrement développée dans un contexte purement LES par Jarrin *et al.* [61] et modifiée par Pamiès *et al.* [112] pour un plus grand réalisme de la turbulence ainsi synthétisée. Enfin, une adaptation proposée par Deck *et al.* [34] a permis son extension aux approches WMLES. Cependant, la SEM requiert, pour son bon fonctionnement, un certain nombre de données d'entrée telles que, les grandeurs conservatives de l'écoulement moyen, mais aussi les tensions de Reynolds associées. Plusieurs méthodes de reconstruction de ces tensions de Reynolds à partir d'un champ RANS ont été proposées et qualifiées, à partir de données expérimentales et DNS. Deux modes de fonctionnement ressortent pour un emploi WMLES. La méthode de reconstruction  $M_2$ , basée sur les observations de Wilcox [166], offre une bonne description de la région externe de la couche limite ( $y > 100^+$ ) lorsque celle-ci est faiblement développée ( $Re_\theta \lesssim 3\,000$ ). Puis les formulations empiriques proposées par l'équipe de Marusic et Perry [77, 89, 91, 115] ( $M_3$ ) prennent le relais à plus haut nombre de Reynolds.  $M_3$  offre de plus une reconstruction des différentes composantes du tenseur de Reynolds en bon accord avec les références expérimentales et DNS jusqu'à la paroi (voir figure 3.2). L'emploi de la condition SEM, de manière autonome, devient donc possible lors du passage d'une résolution RANS vers le mode III de la ZDES. Cependant la forte dégradation des capacités de cette approche lorsqu'une résolution de maillage typiquement WMLES est employée (voir référence [34]) demande l'ajout d'un dopage des fluctuations pour une convergence plus rapide vers un état pleinement turbulent.

La méthode de forçage dynamique a été développée à cet effet. Les fondements de cette approche reposent sur les travaux de Spille-Kohoff et Kaltenbach [152] qui proposent le dopage de l'énergie cinétique turbulente par ajout de forces de volumes aux équations de transport de quantité de mouvement. Une stimulation de la fluctuation de vitesse dans la direction normale à la paroi permet en effet une action sur la tension de Reynolds de cisaillement, au travers de son équation de transport. Cette dernière étant elle même contribution principale de la production d'énergie cinétique turbulente sous les hypothèses de couche limite. Plusieurs modifications de la méthode de forçage contrôlé de Spille-Kohoff et Kaltenbach [152] ont été proposées afin d'augmenter la réactivité du système aux événements turbulents. L'utilisation directe de la tension  $\overline{v'^2}$  comme objectif, notamment grâce aux observations de Wilcox [166], ainsi que l'abandon de la partie intégrale du contrôleur PI originalement utilisé, sont les principales modifications effectuées. Cette nouvelle formulation, réduite à un simple forçage dynamique, a permis une amélioration notable de la capacité de réactivation turbulente de cette approche (voir figure 3.5).

À ce stade de ces travaux de thèse, les outils nécessaires à l'introduction discrète d'une zone de résolution ZDES mode III au sein d'une simulation RANS sont bien identifiés. Une étude de leur fonctionnement respectif, par rapport aux autres paramètres physiques et numériques de la simulation, est entreprise.

Points clefs :

- ➔ La résolution ZDES mode III discrète au sein d'une simulation RANS requiert la mise en œuvre d'un processus de réactivation du contenu turbulent de la couche limite.
- ➔ Les différentes étapes de la stratégie développée sont :
  - ▮ Au niveau de la transition RANS/ZDES mode III :
    - ➔ Extraction du champ moyen RANS-SA
    - ➔ Reconstruction des tensions de Reynolds
    - ➔ Application de la SEM
  - ▮ En aval de la transition RANS/ZDES mode III :
    - ➔ Application de la méthode de forçage dynamique
- ➔ Trois méthodes de reconstruction des tensions de Reynolds sont proposées

Méthodes :	Degré de réalisme
• Hypothèse de turbulence isotrope	Faible
• Approximation de Wilcox	Élevé ( $Re_\theta \lesssim 3\,000$ et $100^+ < y < \delta$ )
• Formulations de Marusic <i>et al.</i>	Élevé ( $Re_\theta \gtrsim 3\,000$ et $0 < y < \delta$ )

- ➔ Développement d'une méthode forçage dynamique sur la base de la méthode de forçage contrôlé de Spille-Kohoff et Kaltenbach
  - ▮ But : Dopage de l'énergie cinétique turbulente.
  - ▮ Action : Stimulation de la fluctuation de vitesse dans la direction normale à la paroi ( $v'$ ) par ajout de termes sources aux équation de transport de quantité de mouvement.
  - ▮ Améliorations proposées pour une plus grande réactivité du système :
    - ➔ Utilisation directe d'une tension  $\overline{v'^2}$  objectif au sein du contrôleur au lieu de  $\overline{u'v'}$
    - ➔ Suppression de la partie intégrale du contrôleur PI

## Chapitre 4

# Validation des méthodes numériques développées - Cas du développement spatial d'une couche limite sans gradient de pression à nombre de Reynolds modéré

Les formulations des différentes méthodes numériques, basées sur des fondements théoriques et physiques, nécessaires à l'utilisation du mode III de la ZDES ont été présentées dans le chapitre précédent. Il est ici proposé d'étudier leur comportement lors de leur mise en œuvre sur un cas test simple, mais numériquement très exigeant. L'étude d'une couche limite en développement spatial au dessus d'une plaque plane sans gradient de pression est retenue. Cet écoulement est à la fois très bien documenté, et pertinent d'un point de vue applicatif. Ainsi, les différents enseignements acquis lors du déploiement des méthodes numériques proposées au chapitre précédent, sur ce cas d'étude, sont voués à la détermination de lignes directrices claires. L'objectif visé est de rendre l'introduction locale du mode III de la ZDES au sein d'un calcul RANS viable et accessible au plus grand nombre.

Une présentation complète du cas d'étude est tout d'abord proposée. Les paramètres physiques et numériques des différentes configurations nécessaires à cette étude comportementale détaillée du mode III de la ZDES ainsi que des méthodes annexes nécessaires à son utilisation sont passées en revue. Puis les aptitudes des trois méthodes de reconstruction des tensions de Reynolds, à partir d'un champ RANS-SA, proposées dans la partie 3.1, à alimenter une condition d'entrée de type SEM sont évaluées. Il est rappelé que cette phase est primordiale pour la réalisation d'une transition RANS/ZDES mode III dans la direction de l'écoulement. Enfin, les points de fonctionnement de la méthode de forçage dynamique, dédiée à la réduction de la distance de réactivation turbulente requise par la stratégie de transition RANS/ZDES retenue, sont présentés. Les différentes réactions de la méthode de forçage dynamique, fonction des paramètres physiques et numériques de la simulation, sont mises à jour. Une étude décorélée de la reconstruction  $R_{ij}$  et du forçage est effectuée afin de tirer des conclusions claires quant à



leurs modes de fonctionnement respectifs.

## 4.1 Présentation du cas test

Le cas d'une couche limite sans gradient de pression (CL-SGP) en évolution spatiale est premièrement retenue pour l'application et la validation des différentes méthodes numériques présentées précédemment. Ce choix est motivé à la fois par l'importante documentation acquise sur ce sujet depuis plus de 50 ans, ainsi que sa pertinence du point de vue de l'application en aérodynamique.

Des conditions physiques similaires à celles employées dans la référence [34] sont conservées. Il est rappelé que ces travaux de thèse prennent leur origine dans la continuité de ceux des auteurs de cette référence. Les conditions infinies amonts de vitesse, pression températures sont respectivement prises égales à  $U_\infty = 70 \text{ m s}^{-1}$ ,  $P_\infty = 99\,120 \text{ Pa}$  et  $T = 287 \text{ K}$ . Cela implique un nombre de Reynolds par mètre égal à  $Re = 4,72 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ .

La démonstration des capacités du mode III de la ZDES sur ce cas d'étude nécessite plusieurs configurations ( $C_{[1-3]}$ ) ainsi que différentes résolutions de maillage ( $R_{[0-2]}$ ). Les deux premières configurations ( $C_{[1-2]}$ ) sont dédiées à l'étude de la stratégie de génération de turbulence proposée dans la partie 3. Leurs domaines de calcul sont donc définis spécifiquement à cet effet. Les critères  $L_y = 10 \delta_0$  et  $L_z = 4 \delta_0$ , utilisés dans les études passées, sont retenus ici pour dimensionner le domaine de calcul. La longueur  $L_x$  est elle cas dépendante. Elle est définie en trois étapes, de manière similaire pour les configurations  $C_{[1-2]}$ . Une zone de transition est tout d'abord définie suffisamment longue pour permettre la réactivation d'une couche limite turbulente pleinement développée. Puis la zone dite « utile » prend place et doit contenir les différents points de mesures considérés correspondant aux expériences de DeGraaff et Eaton [37]. Ceux-ci prennent place respectivement à  $Re_\theta = 2\,900$  et  $Re_\theta = 5\,200$  pour les cas  $C_1$  et  $C_2$ . Face au nombre important de simulations nécessaires au bon déroulement de cette étude, la zone utile est prise la plus courte possible pour respecter les contraintes liées aux ressources informatiques. Enfin, une région de relaxation est ajoutée sur les 12 derniers  $\delta_0$ . Cette zone, caractérisée par un relâchement de la résolution du maillage dans la direction de l'écoulement, a pour but la diminution progressive des fluctuations turbulentes et permet ainsi d'éviter un éventuel phénomène de réflexion d'ondes au niveau de la condition limite de sortie.

La troisième configuration est dédiée à l'étude du comportement de la ZDES mode III à haut nombre de Reynolds ( $Re_\theta > 10\,000$ ). La zone utile de cette dernière est définie beaucoup plus longue ( $Re_\theta \approx [5\,000 ; 14\,000]$ ). Deux raisons motivent ce choix. En premier lieu, au vue des modifications physiques de la structure de la couche limite attendues, il est souhaité que la transition vers cet état « haut Reynolds » soit résolue et non à la charge de la méthode de génération de turbulence. De plus, la présence d'une zone utile couvrant une large plage de nombre de Reynolds permettra l'étude du positionnement de la transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi (voir partie 5). Une zone de réactivation turbulente et de décroissance de celle-ci sont respectivement placées en amont et aval de la zone utile, de façon similaire aux cas

$C_1$  et  $C_2$ . Les critères de dimension du domaine de calcul dans les directions normale à la paroi et transverse sont eux modifiés. En effet l'épaisseur de couche limite en entrée n'est plus une dimension caractéristique pertinente de dimensionnement, dû à l'important accroissement de la distance séparant l'entrée du dernier point de mesure ( $\Delta L > 250 \delta_0$ ). De fait, l'épaisseur de couche limite au dernier point de mesure ( $Re_\theta = 13\,000$ ) est considérée. Le domaine de calcul se caractérise donc par les dimensions suivantes :  $L_y = 10 \delta_{(Re_\theta=13\,000)}$  et  $L_z = 4 \delta_{(Re_\theta=13\,000)}$ , dans les directions normale à la paroi et transverse de l'écoulement.

Cas	Entrée	$\delta_0$	$u_{\tau_0}$
$C_1$	$Re_{\theta_0} = 1\,750$	3.80 mm	$2.96 \text{ m s}^{-1}$
$C_2$	$Re_{\theta_0} = 4\,100$	7.90 mm	$2.75 \text{ m s}^{-1}$
$C_3$	$Re_{\theta_0} = 3\,450$	5.93 mm	$2.78 \text{ m s}^{-1}$

TABLE 4.1 – Conditions d'entrée des différentes configurations utilisées au cours de l'étude

Les différents maillages employés sont structurés à pas fixe dans les directions de l'écoulement et transverse, pour les zones d'activation turbulente et utile. La contrainte de résolution dans la direction normale à la paroi impose une hauteur du premier point de calcul égale à l'échelle de longueur interne  $l_\nu$ . Une distribution géométrique ou exponentielle des nœuds est donc nécessaire dans cette direction. Néanmoins, une attention particulière est accordée au grandissement des mailles dans cette direction pris égal à 5 – 10%. Ainsi les différents maillages seront caractérisés par leur résolution ( $R_{[0-2]}$ ), exprimée en échelles internes, dans les directions  $x$  et  $z$  et résumée dans le tableau 4.2.  $R_0$  est une résolution typiquement LES, destinée à fournir une référence numérique. Les deux suivantes ( $R_{[1-2]}$ ) sont destinées à l'emploi d'une approche WMLES où la transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi est fixée par l'utilisateur grâce à l'approche ZDES. Il est important de noter que les coûts CPU par itération obtenus sont de  $1/8^{\text{ème}}$  pour  $R_1$  et  $1/32^{\text{ème}}$  pour  $R_2$  comparé à une résolution complète de la turbulence ( $R_0$ ). À cela s'ajoutent les gains en terme de nombre d'itérations nécessaires, puisque la vitesse de convection des plus petites structures résolues est bien plus élevée lorsque la région de très proche paroi est modélisée.

Les différentes simulations sont effectuées à l'aide du code de calcul FLU3M, développé à l'ONERA. Ce solveur résout les équations de Navier-Stokes sur maillages multi blocs structurés. Deux schémas numériques du second ordre sont considérés pour le calcul des flux : le schéma AUSM+P, proposé par Liou [83], et une version modifiée de celui-ci, dont la quantité de viscosité numérique induite est pilotée par un détecteur d'instabilités (« wiggle detector »). Ce dernier, proposé par Mary et Sagaut [92] prend la dénomination de schéma « Senseur » dans la suite du manuscrit. Le lecteur est invité à se référer aux deux références mentionnées pour une description théorique complète de ces approches. D'un point de vue pratique, le détecteur d'instabilités du schéma Senseur permet une meilleur gestion de la viscosité numérique introduite, et le rend bien plus adapté aux simulations de type WMLES que le AUSM+P. Néanmoins, cette modification impacte directement sa robustesse. Ainsi, son champ d'application est limité aux écoulements subsoniques. Sauf mention contraire, le schéma Senseur est celui

Nom	$Re_{\theta_0}$	$N_x N_y N_z$	$\Delta x$	$\Delta y_{wall}$	$\Delta z$
C <sub>1</sub> -R <sub>0</sub>	1 750	790 x 81 x 241	50 <sup>+</sup> / 0.074 $\delta_0$	1 <sup>+</sup>	12 <sup>+</sup> / 0.016 $\delta_0$
C <sub>1</sub> -R <sub>1</sub>	1 750	396 x 81 x 61	100 <sup>+</sup> / 0.147 $\delta_0$	1 <sup>+</sup>	50 <sup>+</sup> / 0.064 $\delta_0$
C <sub>1</sub> -R <sub>2</sub>	1 750	434 x 81 x 31	200 <sup>+</sup> / 0.295 $\delta_0$	1 <sup>+</sup>	100 <sup>+</sup> / 0.129 $\delta_0$
C <sub>2</sub> -R <sub>1</sub>	4 100	425 x 112 x 113	100 <sup>+</sup> / 0.071 $\delta_0$	1 <sup>+</sup>	50 <sup>+</sup> / 0.035 $\delta_0$
C <sub>2</sub> -R <sub>2</sub>	4 100	431 x 112 x 57	200 <sup>+</sup> / 0.142 $\delta_0$	1 <sup>+</sup>	100 <sup>+</sup> / 0.071 $\delta_0$
C <sub>3</sub> -R <sub>2</sub>	3 450	1 501 x 132 x 152	200 <sup>+</sup> / 0.212 $\delta_0$	1 <sup>+</sup>	100 <sup>+</sup> / 0.107 $\delta_0$

TABLE 4.2 – Dénomination et caractérisation des différents domaines de calcul utilisés au cours de l'étude

sélectionné par défaut au cours de ces travaux. L'intégration temporelle est effectuée grâce au schéma du second ordre de Gear. La discrétisation temporelle est cas dépendante mais définie de manière à ce que la valeur maximale du Courant-Friedrich-Levy (CFL), basé sur la vitesse acoustique ( $U + a$ ), n'excède pas 13 et quatre sous-itérations sont effectuées pour assurer une diminution des résidus d'un ordre de grandeur entre chaque pas physique.

## 4.2 Étude de l'influence de la reconstruction des tensions de Reynolds sur la distance de transition générée par la SEM

Trois différentes méthodes de reconstruction des tensions de Reynolds à partir d'un champ RANS-SA ont été proposées dans la partie 3.1. Il est rappelé que d'un point de vue théorique, deux modes de fonctionnement se dégagent. Les formules empiriques de Marusic ( $M_3$ ) permettent une excellente description des différentes tensions de Reynolds, depuis la paroi, jusqu'à la limite supérieure de la couche limite, pour  $Re_\theta > 3\,000$ . En dessous de cette limite, l'approximation de Wilcox ( $M_2$ ) offre une bonne alternative et permet une description précise de ces tensions pour  $y > 100^+$ . L'hypothèse de turbulence isotrope ( $M_1$ ) est, quant à elle, jugée trop minimaliste. Il est donc proposé de mettre en évidence l'influence de ces reconstructions sur le fonctionnement de la SEM en considérant deux configurations  $C_1$  et  $C_2$  et deux résolutions de maillage  $R_0$  et  $R_1$ .

Le critère de qualité des méthodes de reconstruction des tensions de Reynolds, au travers de la SEM, est la distance de transition, marquée par une zone de relaxation sur les distributions du coefficient de frottement. De plus une attention particulière est portée à l'état de l'écoulement une fois la turbulence pleinement réactivée. Plusieurs données de références sont utilisées à cet effet. Les données expérimentales de DeGraaff et Eaton, ainsi qu'un calcul RANS-SA permettent la caractérisation de l'écoulement convergé. De plus, un calcul ZDES, dont la SEM est alimentée par une simulation LES préliminaire ( $M_0$ ) est utilisée pour juger de la pertinence des différentes méthodes de reconstruction.

La norme présentée dans le tableau 4.2 est adoptée pour présenter les différents résultats de cette étude.

$M_0$	$M_1$ (3.1.1)	$M_2$ (3.1.2)	$M_3$ (3.1.3)	RANS	Exp [37]
■	▲	▽	▶	—	○

TABLE 4.3 – Symbolique utilisée pour les différentes visualisations

#### 4.2.1 Bas nombre de Reynolds : $Re_{\theta_0} < 3\,000$

##### Résolution typiquement WMLES

La configuration  $C_1$ - $R_1$ , déjà étudiée dans la référence [34], est premièrement considérée. Il est ici question d'une résolution de maillage typiquement WMLES et une hauteur de transition RANS/LES dans la direction normale de la paroi doit être fixée. La valeur  $d_w^{prescribed} = 100^+$ , définie comme optimale dans cette même référence, est retenue pour l'emploi du mode III de la ZDES.

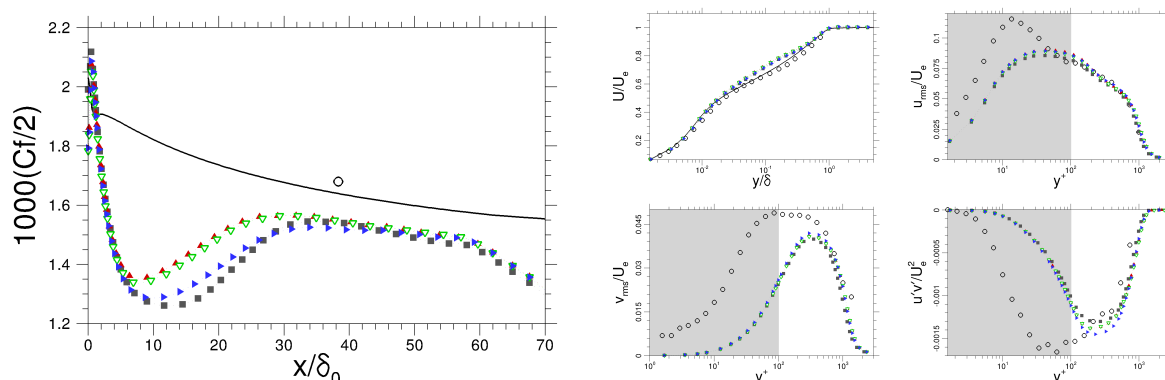


FIGURE 4.1 – Influence de la méthode de reconstruction des tensions de Reynolds sur la SEM pour une résolution WMLES à bas nombre de Reynolds ( $Re_{\theta_0} < 3\,000$ ) ( $C_1$ - $R_1$ ) – Coefficient de frottement (gauche) et grandeurs statistiques du premier et second ordre prises pour  $Re_{\theta} = 2\,900$  (droite)

Les différentes performances SEM, liées aux méthodes  $M_{[1-3]}$ , sont illustrées sur la figure 4.2.1. La première chose que le lecteur est invité à noter est que les différents écoulements turbulents ainsi générés tendent à converger vers le même état. En effet, les distributions de coefficient de frottement attestent d'une turbulence pleinement développée au delà de  $35\delta_0$  pour tous les calculs ZDES. De plus, les grandeurs statistiques du premier et second ordre, tracées pour  $Re_{\theta} = 2\,900$ , ne présentent aucune variation majeure pour les quatre simulations ZDES. Cette caractéristique est tout à fait remarquable et implique que la SEM est en mesure de

générer un écoulement pleinement turbulent en dépit de l'imposition de tensions de Reynolds cibles relativement dégradées dans le cas de l'hypothèse de turbulence isotrope. Il est à noter que la zone grisée correspond à la région de très proche paroi, résolue en RANS, ce qui justifie les larges écarts présents sur les tensions de Reynolds entre ZDES et données expérimentales.

La principale différence notable se situe au niveau de la distance de transition nécessaire à chacune des méthodes  $M_{[0-3]}$  pour redévelopper une couche limite pleinement développée. Il apparaît clairement que la reconstruction basée sur l'hypothèse de turbulence isotrope, ainsi que son évolution, qui tire parti de l'approximation de Wilcox, conduisent à une réactivation turbulente bien plus rapide que dans le cas où les formulations de Marusic sont utilisées. En effet, il peut être noté que  $\sim 30 \delta_0$  sont nécessaires aux cas  $M_1$  et  $M_2$  alors que  $M_3$  requiert  $\sim 45 \delta_0$ . Ce comportement est tout à fait en accord avec les conditions de fonctionnement émises a priori dans la partie 3.1.4. Les formules empiriques de Marusic sont en effet conçues pour  $Re_\theta > 3\,000$  alors que l'entrée de cette configuration prend place pour  $Re_{\theta_0} = 1\,750$ . En dessous de cette limite d'importantes erreurs sont relevées et ce notamment dans la région externe de la couche limite sur les distributions des tensions normales. De plus, les conditions sont ici optimales pour l'emploi de l'approximation de Wilcox puisque la hauteur de transition est fixée à  $100^+$ .

Cependant, il est surprenant, au vue de l'étude a priori, que des résultats similaires soient obtenus entre les méthodes  $M_1$  et  $M_2$ . Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour l'expliquer. Tout d'abord, les différentes distributions des deux approches tendent à se confondre à mesure que la limite supérieure de la couche limite s'approche. Une bonne description des régions hautes pourrait être un point clef pour de bonnes performances de la SEM. Dans un second temps, le lecteur est invité à noter que les distributions de tensions de Reynolds dans la direction normale à la paroi ( $\overline{v'v'}$ ), obtenues par  $M_1$ , sont supérieures à celles générées par  $M_2$ . Cela implique que les fluctuations de vitesse selon  $y$  sont dopées dans le cas de l'hypothèse de turbulence isotrope. De manière analogue à la méthode de forçage dynamique, ce dopage conduit à une augmentation de l'énergie cinétique turbulence et peut éventuellement compenser la faible amplitude des fluctuations injectées dans la direction de l'écoulement.

### Résolution typiquement LES

Deuxièmement, l'étude de l'effet d'une bonne description des tensions de Reynolds, dans la zone interne de la couche limite, sur la capacité de la SEM à réactiver le contenu turbulent d'une couche limite, est abordée. La même configuration que précédemment est utilisée mais avec une résolution typiquement LES ( $C_1$ - $R_0$ ). Ainsi, la spécification de la hauteur de transition RANS/LES peut être laissée flottante, à la charge de la formulation DES. Cette dernière vient se positionner très profondément au sein de la couche limite et prend place aux alentours de  $y \sim 7^+$ .

Seules les modélisations  $M_2$  et  $M_3$  sont considérées pour cette étude. En effet, au vue des résultats précédents et des conclusions théoriques émises sur les trois méthodes de reconstruction, l'emploi de l'hypothèse de turbulence isotrope semble être la moins pertinente dans

ce cas. De plus, l'augmentation substantielle du coût de simulation liée à cette résolution par rapport à la configuration  $C_1-R_1$  (x8) impose une restriction du nombre de calculs.

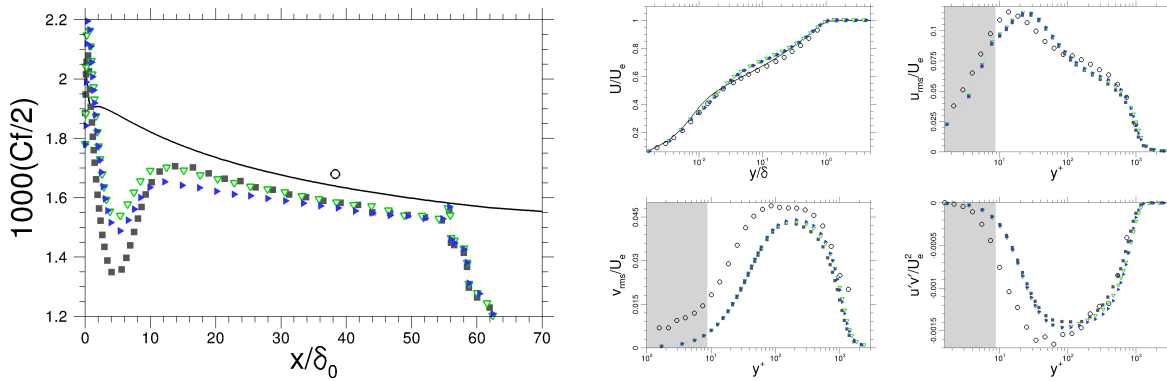


FIGURE 4.2 – Influence de la méthode de reconstruction des tensions de Reynolds sur la SEM pour une résolution typiquement LES à bas nombre de Reynolds ( $Re_{\theta_0} < 3\,000$ ) ( $C_1-R_0$ ) – Coefficient de frottement (gauche) et grandeurs statistiques du premier et second ordre prises pour  $Re_{\theta} = 2\,900$  (droite)

La figure 4.2.1 présente les résultats obtenus sur cette configuration dont la turbulence est résolue en mode LES pour  $y \gtrsim 7^+$ . Les différentes distributions de coefficients de frottement montrent que l'approximation de Wilcox permet, de même que précédemment, une réactivation turbulente bien plus rapide que lorsque les formules empiriques de Marusic alimentent la SEM en entrée. Il est de plus à noter que  $M_3$  induit un état transitoire de l'ordre de grandeur de celui obtenu sur la configuration  $C_1-R_1$  alors qu'une diminution de cette distance d' $\sim 70\%$  est constatée sur les cas  $M_0$  et  $M_2$ . Il est néanmoins important de souligner que les différentes méthodes de reconstruction considérées n'induisent aucune altération du champ turbulent après que convergence soit atteinte. En effet, un très bon accord est obtenu sur les grandeurs statistiques du premier et second ordre entre les méthodes  $M_0$ ,  $M_2$  et  $M_3$

La faible distance de transition induite par la SEM, dans le cas de l'approximation de Wilcox, similaire à la référence  $M_0$ , indique qu'une description fidèle des tensions de Reynolds dans la zone interne de la couche limite n'est pas essentielle. Ce comportement est d'autant plus remarquable qu'il permet d'étendre la plage d'utilisation de la méthode issue de l'approximation de Wilcox à tous types de résolution de maillage. Ainsi, les simulations dont la turbulence est résolue jusqu'à la paroi, pour un nombre de Reynolds  $Re_{\theta} < 3\,000$ , théoriquement permises par aucune des méthodes de reconstruction proposées, deviennent possibles.

Le surplus d'état transitoire dû aux formulations empiriques de Marusic montre de plus qu'une amélioration de la description des tensions de Reynolds en région de très proche paroi ne compense pas une description médiocre de la région externe de la couche limite. Ces deux observations semblent impliquer qu'une bonne description des tensions de Reynolds dans la région externe de la couche limite est déterminante pour permettre à la SEM une réactivation

rapide du contenu turbulent.

#### 4.2.2 Haut nombre de Reynolds : $Re_{\theta_0} > 3\,000$

La dernière configuration étudiée prend place dans la plage d'utilisation des formulations empiriques de Marusic ( $C_2-R_1$ ). Les conditions initiales sont prises pour  $Re_{\theta_0} = 4\,100$ . Cette position permet un bon compromis entre nombre de Reynolds suffisamment élevé et besoins en ressources informatiques pour mener l'étude. Cependant, cette même contrainte CPU impose une restriction des méthodes de reconstruction à l'approximation de Wilcox ( $M_2$ ) et aux formulations de Marusic ( $M_3$ ) et limite l'étude à une approche WMLES de résolution  $R_1$  pour laquelle la transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi est fixée à  $y = 100^+$ .

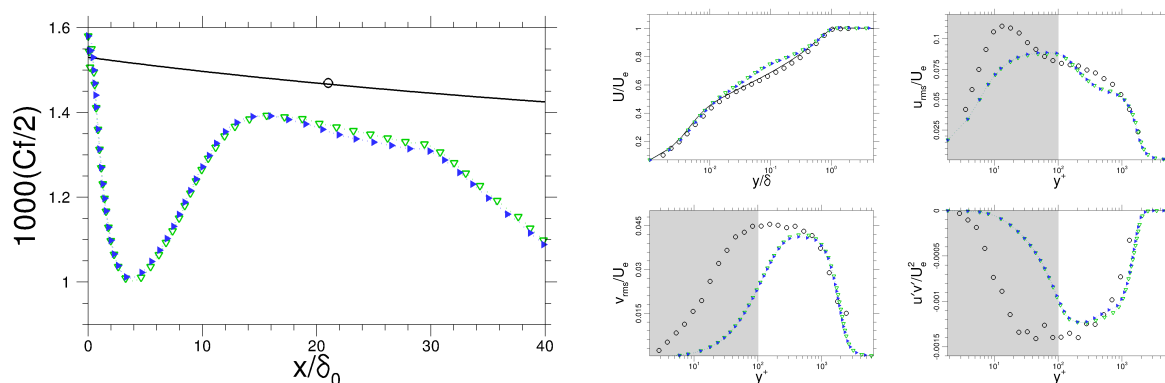


FIGURE 4.3 – Influence de la méthode de reconstruction des tensions de Reynolds sur la SEM pour une résolution WMLES à haut nombre de Reynolds ( $Re_{\theta_0} > 3\,000$ ) ( $C_2-R_1$ ) – Coefficient de frottement (gauche) et grandeurs statistiques du premier et second ordre prises pour  $Re_{\theta} = 5\,200$  (droite)

Les différents résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.2.2. Il peut être constaté que la génération de tensions de Reynolds proposée par l'équipe de Marusic est tout à fait apte à alimenter la SEM lorsqu'elle est employée dans sa plage d'utilisation théorique. Ainsi un état de turbulence pleinement convergé est obtenu rapidement en aval de la condition d'entrée SEM.

Il apparaît de plus que l'approximation de Wilcox induit des performances similaires de la SEM que  $M_3$ . Les statistiques du premier et second ordre attestent d'un état identique de l'écoulement turbulent après que convergence soit atteinte. Cette observation conforte l'idée qu'une bonne description de la région haute de la couche limite est essentielle au bon fonctionnement de la SEM. De plus, il est rappelé que le point de fonctionnement considéré,  $Re_{\theta_0} = 4\,100$ , n'est que faiblement supérieur à la limite d'utilisation théorique de cette approche. Une extension de celle-ci est donc à prévoir.

Les grandeurs statistiques du premier et second ordre relevées pour  $Re_{\theta} = 5\,200$  (voir figure

4.2.2) fournissent finalement une information quantitative quant à la pertinence du système global, qui associe la SEM à l'une des méthodes de reconstruction proposées. Un état similaire est donc obtenu indifféremment de la reconstruction employée. Ceci confirme l'aptitude de la reconstruction de Marusic, premièrement illustrée par le coefficient de frottement, à alimenter efficacement une condition d'entrée SEM lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment élevé.

#### 4.2.3 Recommandations pour une utilisation pratique du système global ( $R_{ij}$ +SEM)

		$Re_\theta < 3\,000$			$Re_\theta > 3\,000$			
		M <sub>1</sub>	M <sub>2</sub>	M <sub>3</sub>	M <sub>1</sub>	M <sub>2</sub>	M <sub>3</sub>	
$R_{ij}$ a priori	Zone Interne	$\overline{u'u'}$	–	–	+ / –	–	–	+
		$\overline{v'v'}$	–	–	+	–	–	+
		$\overline{w'w'}$	–	–	+	–	–	+
		$\overline{u'v'}$	+	+	+	+	+	+
	Zone Externe	$\overline{u'u'}$	+–	+	–	–	–	+
		$\overline{v'v'}$	–	+	–	–	+	+
		$\overline{w'w'}$	+	+	–	+	+	+–
		$\overline{u'v'}$	+	+	–	+	+	+
$R_{ij}$ + SEM	LES	/	+	–	/	/	/	
	WMLES	+	+	–	/	+–	+	

TABLE 4.4 – Résumé de la pertinence théorique des différentes méthodes de reconstruction des tensions de Reynolds (haut). Lignes directrices pour l'emploi, en pratique, du système de génération turbulente global ( $R_{ij}$  + SEM) (bas). ■ signifie recommandations de l'emploi du système ( $R_{ij}$  + SEM) en accord avec les observations théoriques. ■ représente les cas plausibles mais dont aucune conclusion définitive ne peut être émise dans cette étude.

L'étude des différentes méthodes de reconstruction des tensions de Reynolds, tout d'abord théorique (voir partie 3.1.4), puis combinées à une condition d'entrée turbulente de type SEM, conduit aux recommandations synthétisées dans le tableau 4.4.

Il est rappelé que la première méthode de reconstruction est basée sur l'hypothèse de



turbulence isotrope ( $M_1$ ) et a déjà été employée avec succès par Keating *et al.* [69] en 2006. La seconde ( $M_2$ ) peut être vue comme une évolution de la première dont l'anisotropie de la turbulence de l'écoulement de proche paroi est prise en compte grâce à l'approximation de Wilcox. Finalement  $M_3$  tire partie des formules empiriques de Marusic et son équipe. Les observations préliminaires, basées sur les distributions de tensions de Reynolds ainsi obtenues (voir figure 3.2), aboutissent à la détermination de deux régimes. Le premier, qualifié de bas Reynolds ( $Re_\theta \lesssim 3\,000$ ) donne l'avantage à l'approximation de Wilcox ( $M_2$ ), alors que les formules empiriques de Marusic ( $M_3$ ) se distinguent pour des Reynolds plus élevés.

L'étude du système de génération de turbulence dans son ensemble, comprenant l'association d'une méthode de reconstruction des  $R_{ij}$  et de la SEM, conduit à des recommandations d'utilisation en bon accord avec les observations préliminaires. Ainsi, l'approximation de Wilcox sera privilégiée pour une gamme de nombre de Reynolds  $Re_\theta \lesssim 3\,000$ . Une extension à des Reynolds supérieurs semble possible puisqu'une distance de transition similaire au cas  $M_3$  est relevée sur la configuration  $C_2-R_1$  ( $Re_{\theta_0} = 4\,100$ ). Néanmoins les écarts notables entre les  $R_{ij}$  ainsi reconstruits et les données expérimentales déconseillent l'utilisation de  $M_2$  à plus haut nombre de Reynolds. Les formulations empiriques de Marusic seront donc recommandées pour  $Re_\theta \gtrsim 3\,000$ .

La simulation d'une couche limite à haut nombre de Reynolds dont la turbulence est résolue jusqu'à la paroi n'a pas été effectuée au vue de l'importance des ressources informatiques requises. Il n'est donc pas possible de statuer fermement quant à l'utilisation de  $M_3$  sur ce type de configuration. Néanmoins, les lignes directrices proposées l'incluent pour plusieurs raisons. En premier lieu, une bonne description de la région interne de la couche limite est obtenue lors de l'emploi des formules empiriques de Marusic à haut nombre de Reynolds. De plus, il a été montré que l'une des caractéristiques essentielles requise, pour de bonnes performances de la SEM, est une description fidèle de la région externe de la couche limite. Ainsi, l'approximation de Wilcox est jugée apte à traiter la configuration  $C_1-R_0$ , dont la turbulence est résolue jusqu'à  $y \sim 7^+$ , en dépit d'une description peu physique des tensions de Reynolds en région de très proche paroi.

De même, bien que l'hypothèse de turbulence isotrope et l'approximation de Wilcox induise un comportement sensiblement identique de la SEM, en terme de distance de transition, l'amélioration théorique apportée par l'hypothèse de Wilcox, pour un coût et une complexité identiques, motive l'abandon de  $M_1$  au profit de  $M_2$ .

Cette étude rend ainsi possible l'introduction d'une transition RANS/ZDES mode III au sein d'un calcul. Il est donc proposé dans la suite d'étudier la méthode forçage dynamique afin de rendre cette transition viable en pratique. Le problème d'une distance de transition parfois excessive lorsque seule la SEM est en charge de la réactivation turbulente est donc traitée.

### 4.3 Paramétrisation et optimisation de la méthode de Forçage Dynamique

La méthode de forçage dynamique, proposée dans la partie 3.2, est l'approche retenue dans le but d'accélérer la réactivation turbulente d'une couche limite lors d'une transition RANS/ZDES mode III. Son action peut être assimilée à un amplificateur de turbulence. Elle délivre ainsi, au besoin, de l'énergie aux structures cohérentes issues de la SEM, de manière à accélérer leur développement vers un état physique, au travers des équations de Navier Stokes. L'utilisateur dispose de plusieurs paramètres pour optimiser son efficacité.

L'étude proposée dans cette partie consiste à analyser le comportement de la méthode de forçage dynamique, au regard de ses différents paramètres internes, mais aussi des paramètres physiques et numériques de la simulation. Cette démarche souhaite aboutir à un guide de bonnes pratiques permettant une utilisation aisée de cette approche, par le plus grand nombre, sur des cas divers et variés. De plus, cette étape est essentielle pour une implantation efficace de la méthode dans un code de calcul.

Les méthodes de forçage par introduction de termes sources (voir tableau 2.3) sont traditionnellement pilotées au moyen de trois paramètres : le nombre de plans, la distance entre les plans et les différents coefficients du contrôleur considéré. Néanmoins l'étude préliminaire suivante, sur la configuration C<sub>1</sub>-R<sub>1</sub>, remet en cause la stratégie adoptée par les auteurs cités dans le tableau 2.3. Il a tout d'abord été montré, dans la partie 3.2.2, que l'utilisation de la méthode de forçage dynamique dans un cadre WMLES nécessite une augmentation significative à la fois du nombre de plans de forçage et de l'intensité par plan,  $\alpha_p$ , afin de constater une réduction de la distance de transition. De plus l'indépendance de ces deux paramètres est remise en cause par la figure 4.4. En effet, des distributions de coefficient de frottement identiques sont obtenues lorsque les  $\sum_{p=1}^{np}(\alpha_p)$  sont égales, avec  $np$  le nombre de plans de forçage mis en jeu. Le nombre de plans de forçage et l'intensité du forçage par plan, traditionnellement considérés séparément, peuvent donc être rassemblés dans une classe de plus haut niveau, sous la dénomination d'intensité totale ou  $\sum(\alpha)$ .

De plus, la définition de paramétrage optimal, retenue dans cette thèse, est la suivante : « Le forçage est dit optimal si une turbulence pleinement développée est obtenue en sortie de sa région d'application ». Ceci se traduit tout d'abord par un niveau du coefficient de frottement en accord avec la valeur RANS objectif, en tenant compte de l'erreur liée à la méthode de résolution considérée dans la région convergée. En effet, la méthode de forçage dynamique n'est pas vouée à la diminution de cette erreur. Il est rappelé que la sous-évaluation du coefficient de frottement est liée à la fois à la méthode de résolution employée, à la discrétisation spatiale et aux méthodes numériques mises en jeu. Ainsi le respect de cette caractéristique, par une condition d'entrée turbulente, est souhaitable et rend l'approche indépendante des méthodes numériques employées. De plus, aucune relaxation ne doit prendre place à la sortie de la zone de forçage. Ce type de relaxation, typiquement présente sur la figure 4.4 pour les cas  $\sum(\alpha) = 50\,000$ , implique le besoin d'un second paramètre : la distance de forçage.

La démonstration de la capacité de la méthode de forçage dynamique s'effectue de la

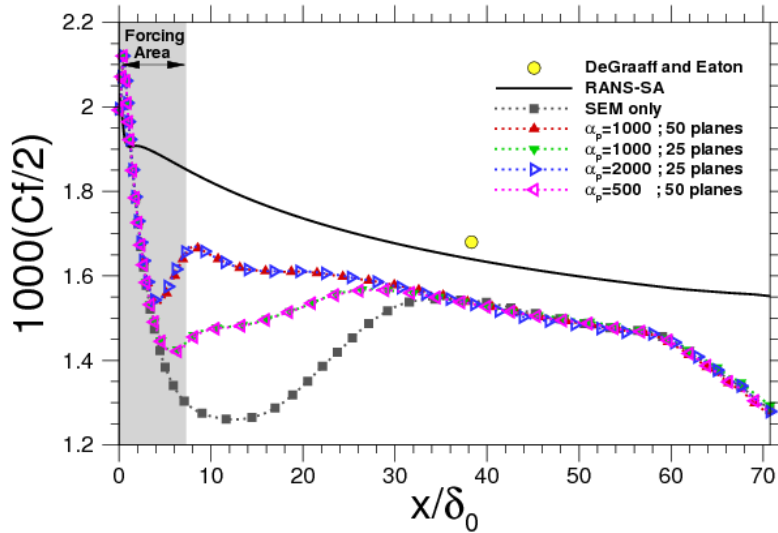


FIGURE 4.4 – Corrélation entre nombre de plan de forçage et son intensité par plan  $\alpha_p$

manière suivante. Tout d’abord, l’optimisation du forçage est effectuée pour une configuration et des numériques fixés. Puis une étude attentive du champ aérodynamique en aval du forçage est présentée. Enfin, l’influence respective du schéma numérique, de la résolution de maillage, du nombre de Reynolds, de la répartition spatiale de l’intensité du forçage et de la méthode de génération synthétique de turbulence est successivement abordée.

L’optimisation du paramétrage de la méthode est divisée en deux étapes. L’intensité du forçage est tout d’abord optimisée, puis la distance de forçage, et ce, de manière décorrélée. L’hypothèse d’indépendance entre ces deux paramètres est donc émise et sera justifiée par la suite. De plus, un forçage continu d’intensité équirépartie est opéré.

### 4.3.1 Intensité du forçage

L’optimisation de l’intensité de forçage passe par la détermination d’un état objectif. Dans le cas présent, le coefficient de frottement est traditionnellement utilisé pour juger de l’état de convergence du redéveloppement turbulent d’une couche limite. La valeur objectif du coefficient de frottement est donc définie en tenant compte de l’erreur sur le frottement induite par la méthode de résolution. Pour ce faire, l’approche retenue consiste à utiliser une distribution analytique de  $Cf(x)$ , à laquelle un décalage vertical est imposé, de manière à l’aligner avec la distribution de référence, après que convergence soit atteinte. Cette référence est un calcul similaire à l’exception que seule la SEM est en charge de la réactivation du contenu turbulent. La formule analytique de Michel est ici considérée et s’exprime comme suit :

$$Cf = 0,0368 Re_x^{-1/6} + C = 0,0172 Re_\theta^{-1/5} + C \quad (4.1)$$

Il est important de signaler au lecteur que l’attention est plus particulièrement portée sur l’étude de l’influence des différents paramètres, permettant la détermination d’une stratégie

d'optimisation efficace, que sur la détermination précise de l'optimum. De ce fait, une méthode graphique est adoptée.

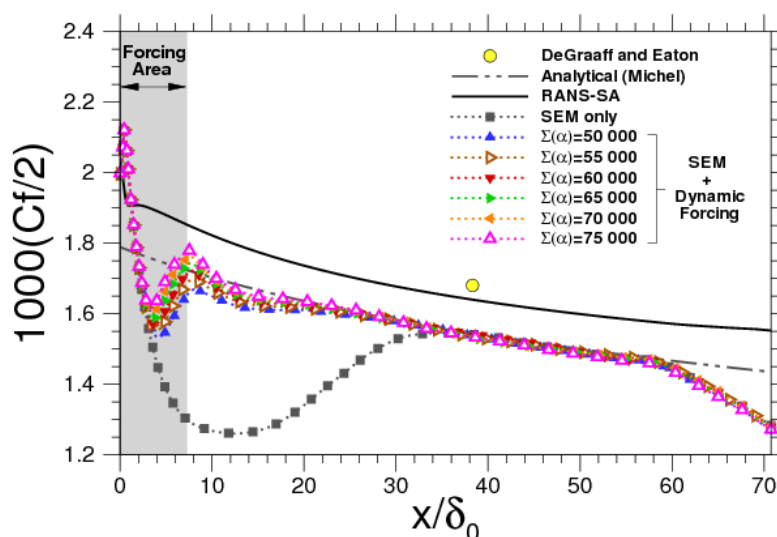


FIGURE 4.5 – Optimisation de l'intensité du forçage  $\Sigma(\alpha)$  basé sur le coefficient de frottement ( $C_1-R_1$ )

Le jeu de paramètres utilisé dans la partie 3.2.2, lors de la comparaison entre la formulation originale et la nouvelle proposée dans cette thèse, constitue le point de départ de cette étude. Il est rappelé que la configuration  $C_1-R_1$  est considérée et que le forçage est uniformément répartie sur  $7,23 \delta_0$  depuis l'application de la SEM. Une variation de l'intensité totale du forçage est effectuée sur l'intervalle  $\Sigma(\alpha) = [50\ 000 ; 75\ 000]$ , soit une augmentation de 50% par rapport à la valeur initiale. Les résultats ainsi obtenus sont présentés sur la figure 4.5.

Il apparaît que, selon nos attentes, plus la stimulation est grande, plus la valeur du coefficient de frottement en sortie de la zone de forçage est importante. Néanmoins, le niveau atteint par celui-ci ne semble pas être une fonction linéaire de l'intensité  $\Sigma(\alpha)$ . En effet une inflexion de la croissance du coefficient de frottement est présente lorsque celui-ci dépasse la valeur objectif. L'altitude du pic tend ainsi à converger vers une valeur unique à mesure que l'intensité augmente.

Au vue des résultats présentés en figure 4.5, une intensité totale de  $\Sigma(\alpha) = 60\ 000$  est identifiée comme optimale. Néanmoins, une zone de relaxation prend place à la sortie de la zone de forçage. La distance de forçage est donc trop courte et doit être étendue pour aboutir à la solution optimale.

### 4.3.2 Distance de forçage

L'étude de la Distance de forçage est effectuée sur la configuration  $C_1-R_1$ , en utilisant l'intensité de forçage précédemment définie comme optimale ( $\Sigma(\alpha) = 60\,000$ ). Puis une variation de la distance de forçage, comprise entre  $x/\delta_0 = 7,23$  et  $x/\delta_0 = 16$ , est effectuée.

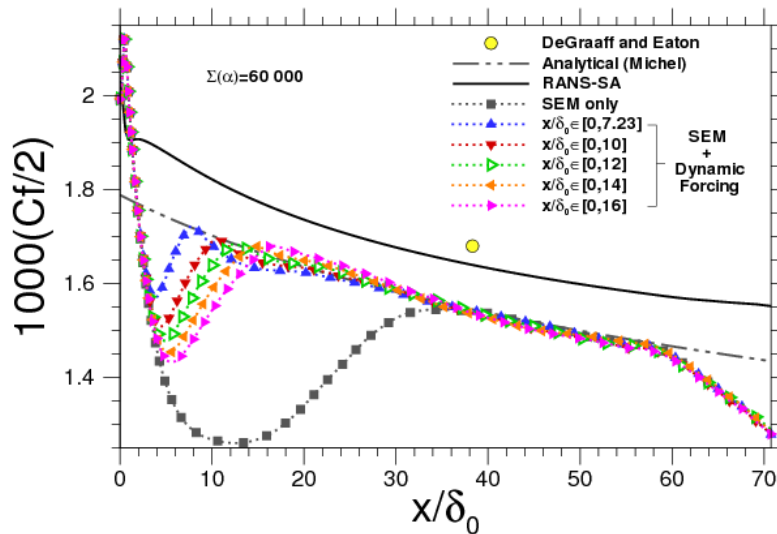


FIGURE 4.6 – Optimisation de la distance de forçage, basée sur le coefficient de frottement ( $C_1-R_1$ )

L'effet de la distance de forçage est illustré sur la figure 4.6. Ainsi, la relaxation du coefficient de frottement à la sortie de la zone de forçage tend à diminuer à mesure que la distance de stimulation augmente et finit par s'annuler. Une distance de forçage de  $12\delta_0$ , semble être optimale. Cette configuration est plus clairement représentée sur la figure 4.7. Au delà de cette limite une surestimation du coefficient de frottement est visible.

L'indépendance des deux paramètres de la méthode de forçage dynamique n'est donc vraie que pour une distance d'application inférieure à la distance optimale. Au delà de cette limite, les pics de coefficient de frottement ne suivent plus la courbe de valeurs cibles et la paramétrisation devient plus complexe.

Ces deux études paramétriques permettent ainsi d'identifier une méthode d'optimisation simple et efficace, qui implique un minimum de tests. En effet, l'indépendance avérée des deux paramètres, qui contrôlent le forçage dynamique, lorsque la distance de forçage est inférieure à celle optimale, conduit à la stratégie suivante :

**Étape 1 :** Détermination de l'intensité de forçage ( $\Sigma(\alpha)$ ) pour une distance de forçage suffisamment courte afin d'assurer l'indépendance des paramètres.

**Étape 2 :** Extension de la zone d'application du forçage jusqu'à la suppression de toute relaxation du profil de coefficient de frottement en sortie de celle-ci.

### 4.3.3 Conséquences du forçage dynamique sur le champ aérodynamique

Le processus d'optimisation de la méthode de forçage dynamique proposé ci-dessus a permis de converger rapidement vers la solution optimale présentée sur la figure 4.7. Il est rappelé que cette dernière se compose d'un forçage continu d'intensité  $\Sigma(\alpha) = 60\,000$ , équirépartie sur  $12\delta_0$  depuis l'injection turbulente SEM. La distance minimale séparant l'injection turbulente SEM d'un état de turbulence pleinement développée est donc très fortement réduite par l'ajout du forçage dynamique. Le lecteur peut constater sur la distribution du coefficient de frottement de la figure 4.7 que les  $\sim 35\delta_0$  nécessaires au redéveloppement de la turbulence de la couche limite, dans le cas où la SEM est seule en charge de l'activation turbulente, sont réduits à  $\sim 12\delta_0$  par l'introduction des plans de forçage. Une réduction de  $\sim 66\%$  de la distance de transition est ainsi obtenue.

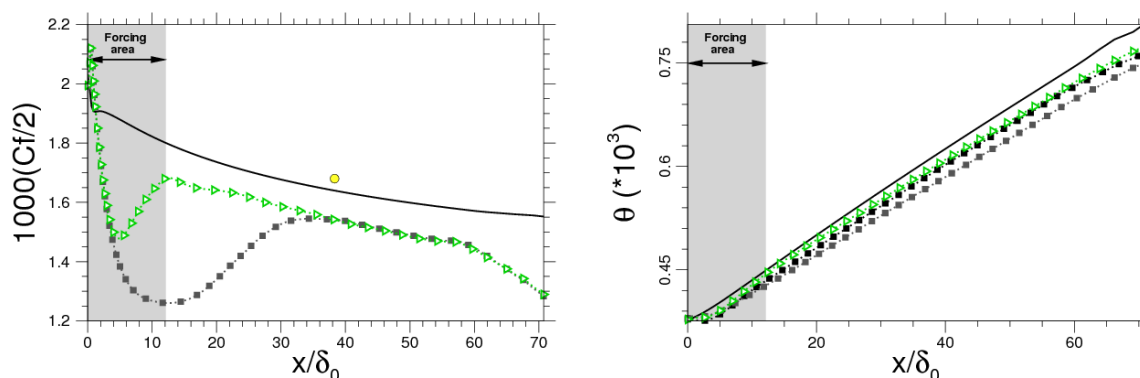


FIGURE 4.7 – Distribution de coefficient de frottement (gauche) et d'épaisseur de quantité de mouvement (droite) dans le cas d'un forçage optimal ( $\Sigma(\alpha) = 60\,000$  sur  $12\delta_0$ ), sur la configuration  $C_1-R_1$ . ● Expérience de DeGraaff et Eaton, — RANS-SA, ..■.. Référence numérique  $C_1-R_0$ , ..■.. SEM seule, ..▶.. SEM + Forçage dynamique

Les conséquences économiques d'une telle réduction de la distance de transition semblent évidentes. En effet celle-ci implique une diminution immédiate de la part des ressources numériques dédiées à la réactivation turbulente. Cependant, un effet positif sur l'écoulement en sortie de la zone de forçage se doit de plus d'être mentionné. La caractérisation de l'écoulement est effectuée dans la suite notamment grâce à une référence numérique ZDES. Cette dernière,  $C_1-R_0$ , est une simulation ZDES mode III, effectuée sur une résolution de maillage typiquement LES ( $\Delta x = 50^+$  et  $\Delta z = 12^+$ ). Ainsi, la résolution de la turbulence de la couche limite est effectuée jusqu'à  $y \sim 7^+$ . L'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  est une grandeur pertinente pour qualifier le bon développement d'une couche limite turbulente. En effet tout décalage de celle-ci par rapport à la position longitudinale physique  $x$  peut être interprété comme une modification de l'origine virtuelle de la couche limite. Ainsi la figure 4.7 illustre que dans le cas d'une réduction de la distance de transition « optimale », la distribution de  $\theta(x/\delta_0)$  est en excellent accord avec la référence numérique  $C_1-R_0$ . Néanmoins, un écart par rapport au RANS-SA reste présent.

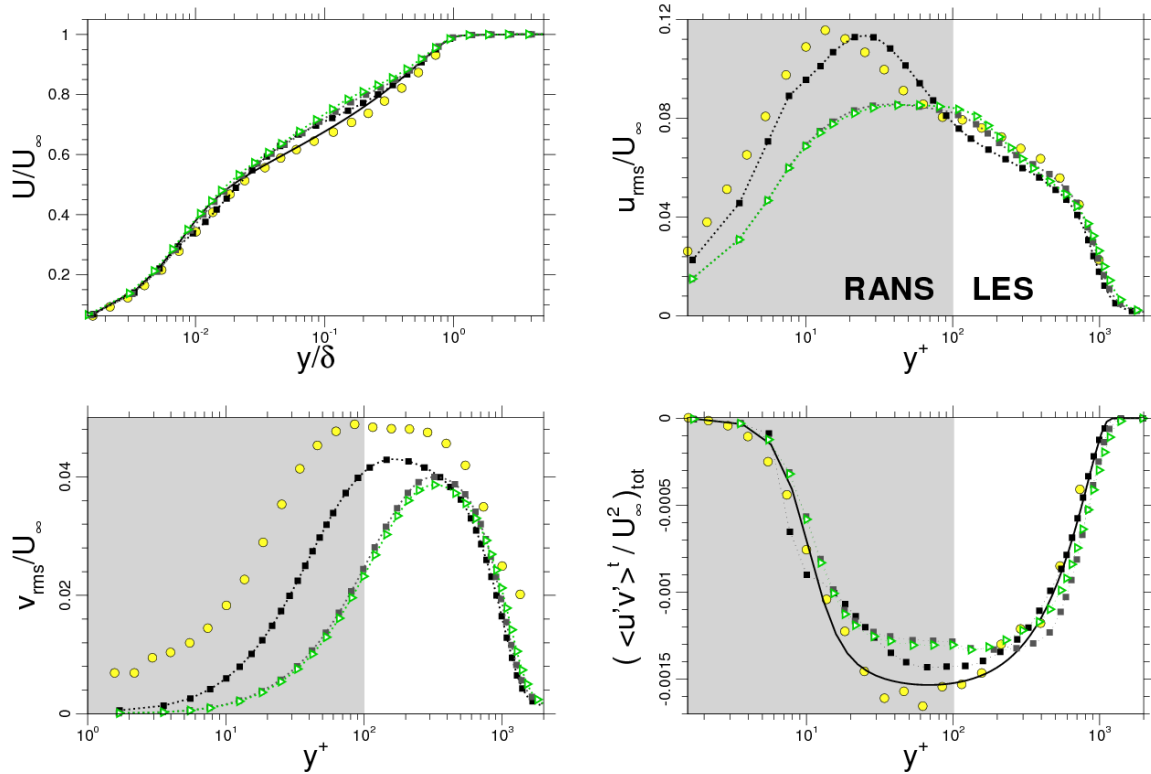


FIGURE 4.8 – Statistiques du premier et second ordre prises pour  $Re_\theta = 2900$  pour la configuration  $C_1-R_1$  : Vitesse longitudinale moyenne (en haut à gauche), Tension normale de Reynolds dans la direction de l'écoulement (en haut à droite), Tension normale de Reynolds dans la direction normale à la paroi (en bas à gauche) et Tension de Reynolds de cisaillement totale (résolue + modélisée) (en bas à droite). ● Expériences de DeGraaff et Eaton, — RANS-SA, ···■·· Référence numérique ( $C_1-R_0$ ), ···■·· SEM seule, ···▷·· SEM + Forçage Dynamique optimal

Les avantages, physiques et numériques, de l'emploi de la méthode de forçage dynamique sont donc clairement identifiés. Néanmoins, la condition essentielle, permettant de recommander cette approche en pratique, est que l'écoulement doit être libre de toute influence de celle-ci, en aval de son application. En d'autres termes, aucune empreinte caractéristique de la méthode de forçage dynamique ne doit être présente après convergence de l'écoulement turbulent. Plusieurs grandeurs caractéristiques sont donc considérées sur les figures 4.8 et 4.9 pour en attester. Le lecteur est invité à constater que dans la région convergée, les deux calculs ZDES mode III, effectués sur la configuration  $C_1-R_1$ , avec et sans forçage dynamique, présentent des comportements très similaires d'un point de vue statistique. Il est à noter que la partie grisée représente la part RANS de la résolution WMLES de la couche limite. Toute comparaison des tensions de Reynolds résolues, aux différentes données de références, n'est donc pas envisageable. Au dessus de cette limite, les distributions de  $\overline{u'u'}$  et  $\overline{u'v'}$  sont particulièrement bien décrites par l'approche WMLES. Une légère amélioration de la distribution de  $\overline{u'v'}$  peut même être notée dans cette région, lorsque le forçage dynamique est activé. Une

sous-estimation de la composante normale à la paroi du tenseur de Reynolds est cependant présente au niveau de la transition RANS/LES. Cette caractéristique est indépendante de la condition de génération turbulente utilisée et sera abordée plus profondément dans le chapitre 5.

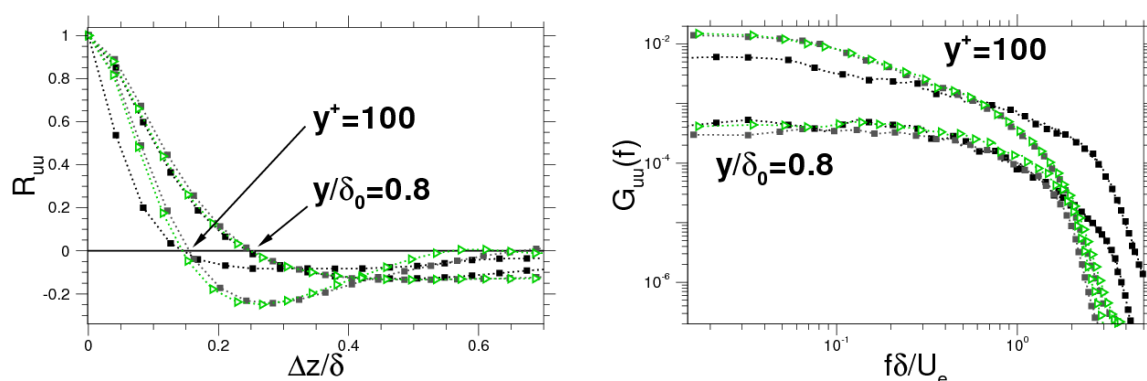


FIGURE 4.9 – Autocorrélations (gauche) et Distribution Spectrale de Puissance (DSP) (droite) de la vitesse dans la direction de l’écoulement pour  $Re_\theta = 2900$ .  $\cdots\blacksquare\cdots$  Référence Numérique  $C_1-R_0$ ,  $\cdots\blacksquare\cdots$  SEM seule,  $\cdots\blacktriangleright\cdots$  SEM + Forçage Dynamique optimal

Une analyse de plus haut niveau, au travers d’une étude spectrale de l’écoulement (voir figure 4.9), permet d’apporter une information supplémentaire sur la qualité de l’écoulement et de conforter les observations faites à partir des grandeurs statistiques. Les autocorrélations de la vitesse longitudinale, effectuées à deux altitudes au sein de la couche limite, sont traditionnellement utilisées pour déterminer les tailles caractéristiques des structures tourbillonnaires. Un très bon accord entre les deux calculs WMLES, avec et sans forçage, et la référence numérique est obtenu. Au niveau de la zone de transition RANS/LES des simulations WMLES, fixée à l’altitude  $y = 100^+$ , une cohérence légèrement supérieure par rapport à la référence numérique est visible. Ce phénomène peut être expliqué par la présence de super structures au niveau de la transition (voir bibliographie) lorsqu’une approche WMLES est adoptée. Ce phénomène se caractérise de plus par une surestimation de l’énergie des basses fréquences sur les distributions spectrales de puissances. Cependant, aucune différence notable entre les PSD des deux simulations  $C_1-R_1$ , avec et sans forçage, n’est à signaler. Une coupure fréquentielle plus basse que dans le cas de référence  $C_1-R_0$  peut tout de même être mentionnée.

Les différentes analyses proposées ci-dessus, opposent une simulation WMLES dont la SEM est seule en charge de la réactivation turbulente, avec celle pour laquelle un forçage dynamique, défini comme optimal, est introduit. Différents niveaux de validation sont considérés, 4 sur 6 selon [125]. Il apparaît que la méthode de forçage dynamique ne laisse aucune marque notable en aval de son application. Cette caractéristique est essentielle pour son utilisation en aérodynamique appliquée.

Les caractéristiques principales minimales de l’approche de forçage dynamique, proposée



dans cette thèse, sont maintenant bien identifiées. L'étude de l'influence d'autres paramètres de la simulation est effectuée dans la suite. Une bonne appréhension des réactions de cette méthode face à des conditions numériques et physiques diverses permettra son emploi dans un cadre industriel. Une liste non exhaustive de cas test est proposée et pourra être complétée à l'avenir.

#### 4.3.4 Effet des méthodes numériques sur le forçage

##### Schéma numérique

La réaction de la méthode forçage dynamique à une variation de la viscosité numérique introduite par le schéma de résolution est effectuée. Cette aspect d'une simulation numérique est bien connu comme étant déterminant sur la fiabilité des résultats obtenus (voir références [94, 105, 139, 153]). Pour cela, le schéma numérique Senseur [92], utilisé jusqu'ici est remplacé par le AUSM+(P) [83]. De plus la configuration  $C_1-R_1$  est retenue pour cette étude, ainsi que la paramétrisation optimale de la méthode de forçage déterminée précédemment ( $\Sigma(\alpha) = 60\,000$  équirépartie sur  $12\delta_0$ ).

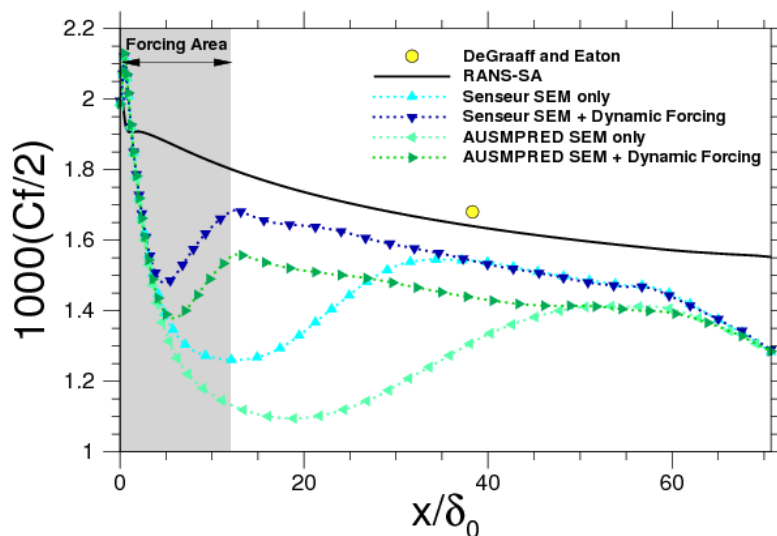


FIGURE 4.10 – Effet du schéma numérique sur la distance de transition et l'erreur sur le coefficient de frottement  $C_1-R_1$

Les distributions de coefficient de frottement obtenues sont présentées sur la figure 4.10. L'utilisation du schéma AUSM+(P), provoque une altération de la résolution de l'écoulement, qui se manifeste de deux façons sur la distribution du coefficient de frottement. Tout d'abord, une augmentation de l'erreur sur le frottement prend place dans la région convergée. De plus, un allongement significatif de la distance de transition est présent lorsque la SEM est seule en charge de la réactivation turbulente.

Il est tout à fait remarquable de constater que la méthode de forçage dynamique rend le choix du schéma numérique transparent du point de vue de la distance de transition, et ce, pour un paramétrage unique. Ainsi, l'emploi de la méthode de forçage dynamique permet dans le cas d'une résolution AUSM+(P) une réduction de la distance de transition de  $\sim 78\%$ . De plus, sa capacité d'adaptation aux numériques mis en jeu est clairement illustrée puisque le niveau du coefficient de frottement en sortie de forçage tient compte de l'erreur présente dans la région convergée.

La méthode de forçage dynamique montre une très grande flexibilité puisque l'influence du schéma numérique sur son comportement est nulle dans le cas présent.

### Discrétisation spatiale

La résolution du maillage est de plus l'un des paramètres les plus volatils puisque chaque cas d'étude implique des besoins différents d'un point de vue physique ainsi que de celui des limitations matérielles. Ainsi une bonne connaissance de l'influence de ce paramètre sur le comportement du forçage dynamique est incontournable.

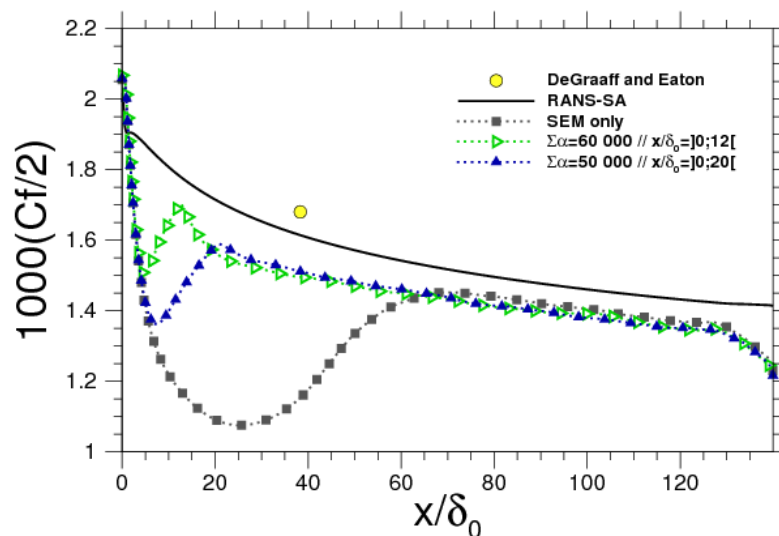


FIGURE 4.11 – Effet de la résolution de maillage sur la distance de transition et l'erreur sur le coefficient de frottement  $C_1$ - $R_2$

Une résolution de maillage deux fois plus lâche que précédemment, dans la direction de l'écoulement et en envergure ( $C_1$ - $R_2$ ), est retenue pour cette démonstration. À l'inverse du schéma numérique, les distributions de coefficients de frottement, en figure 4.11, montrent que les résultats obtenus ne satisfont pas entièrement nos attentes. En effet, lorsque le paramétrage défini comme optimal sur la configuration  $C_1$ - $R_1$  est utilisé, une relaxation du coefficient de frottement prend place à la sortie de la zone de forçage. De plus une légère surestimation de

l'intensité de forçage nécessaire peut être constatée.

L'application de la méthode d'optimisation précédemment exposée a permis en quelques tests d'aboutir au paramétrage optimal sur cette configuration. Ainsi, l'intensité de forçage est tout d'abord réduite, passant de  $\sum(\alpha) = 60\,000$  à  $\sum(\alpha) = 50\,000$ , puis la distance physique de forçage est allongée pour atteindre  $20\delta_0$ . Au vue de la nouvelle résolution du maillage, cela implique une diminution du nombre de plan de forçage ( $-13$ ) par rapport à la configuration  $C_1-R_1$ .

Il a été montré dans le cadre de l'étude sur le schéma numérique, que le forçage dynamique était indifférent à la quantité de viscosité numérique introduite. Ainsi, le besoin de recalibration du forçage lors d'une modification de la résolution du maillage peut être expliqué par une modification du champ turbulent généré par la SEM.

Finalement les observations effectuées lors de cette étude sont à nuancer. Il est vrai que le jeu de paramètres optimal de la configuration  $C_1-R_1$  doit être revu pour la configuration  $C_1-R_2$  au vue des contraintes que nous nous sommes fixées. Dans le cas où ces contraintes ne sont pas retenues, il est bon de noter que les deux jeux de paramètres conduisent à des distributions de coefficient de frottement semblables en aval de la zone de forçage optimale, soit  $x/\delta_0 \geq 20$ .

### Discretisation temporelle

L'effet de la discrétisation temporelle sur la paramétrisation de la méthode de forçage dynamique est de plus abordé. En effet, il a été vu précédemment que l'intensité de cette méthode est à considérer dans sa globalité. La capacité d'autorégulation de la méthode de forçage dynamique induite par le contrôleur doit donc être vérifiée. Pour un temps physique donné, un pas de temps divisé par deux implique une application des forces de volume de fréquence double.

La figure 4.12 confirme le bon fonctionnement du contrôleur. En effet, aucune différence notable ne peut être relevée entre les deux simulations ZDES mode III dans la zone de forçage. Une légère influence de la discrétisation temporelle peut être mentionnée lorsque l'écoulement est pleinement développé. En effet, l'erreur sur le frottement est très légèrement diminuée, mais ne justifie pas le surcoût ( $\times 2$ ) généré par la division par deux du pas de temps de la simulation.

### 4.3.5 Effet des conditions de l'écoulement sur le forçage

#### Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds permet de déterminer si deux écoulements partagent un même comportement physique en dépit des conditions de vitesse, pression ...de chacun. Ainsi, l'étude de la réaction de la méthode de forçage dynamique au nombre de Reynolds permet de caractériser son comportement face à une modification du régime physique de l'écoulement.

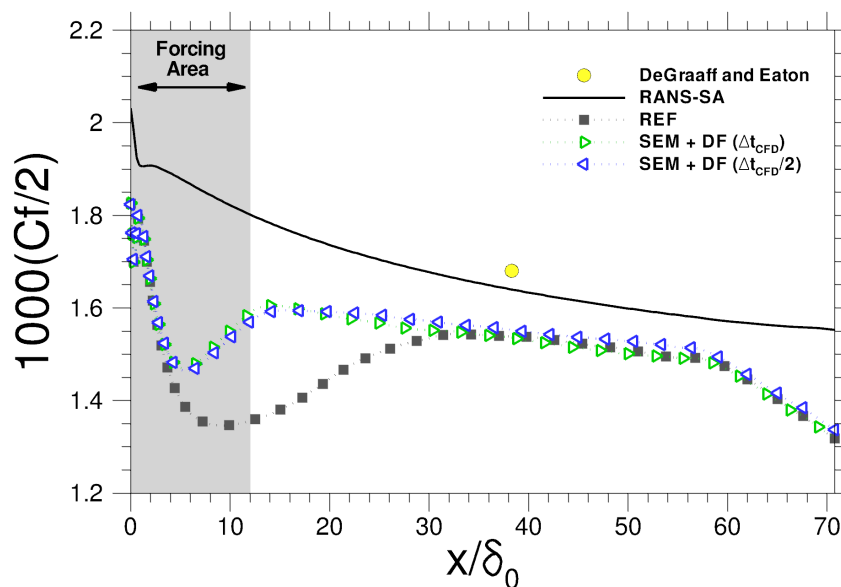


FIGURE 4.12 – Effet de la résolution temporelle sur la distance de transition et l’erreur sur le coefficient de frottement ( $\Sigma(\alpha) = 60\,000$  sur  $12\delta_0$  pour  $C_1$ - $R_1$ )

La configuration retenue pour cette étude est  $C_2$ - $R_2$  dont le nombre de Reynolds en entrée est fixé à  $Re_{\theta_0} = 4\,100$ . Ce choix est motivé par l’existence des mesures expérimentales de DeGraaff et Eaton [37] à  $Re_{\theta} = 5\,200$ . De plus une résolution de maillage identique à l’étude précédente ( $C_1$ - $R_2$ ), soit  $\Delta x = 200^+$  et  $\Delta z = 100^+$  est conservée de manière à limiter le besoin en ressources informatiques.

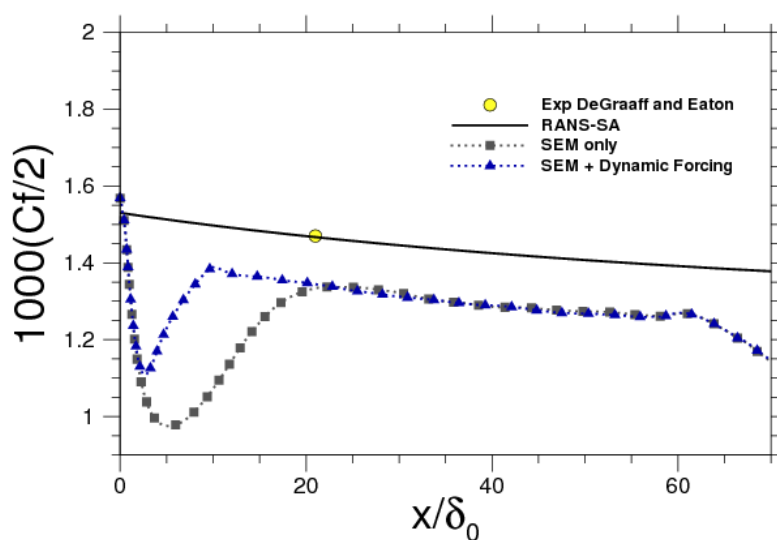


FIGURE 4.13 – Effet du nombre de Reynolds sur la distance de transition et l’erreur sur le coefficient de frottement  $C_2$ - $R_2$

Si l'attention est premièrement portée sur la simulation où la SEM est seule en charge de la réactivation turbulente, il apparaît que la distance de transition nécessaire, adimensionnée par l'épaisseur de couche limite d'entrée ( $\sim 23 \delta_0$ ), est de l'ordre de grandeur de celle obtenue dans le cas d'un forçage optimal à plus bas Reynolds pour une résolution de maillage identique ( $C_1-R_2$ ). Exprimer les distances de transition et, a fortiori, les distances de forçage, adimensionnées par l'épaisseur de couche limite d'entrée, ne semble donc pas être pertinent.

En effet, dans le cas du forçage dynamique, c'est la distance physique, et donc le nombre de plans de forçage pour une résolution donnée, qui est conservée. Ainsi la solution optimale obtenue sur la configuration  $C_2-R_2$  conserve le jeu de paramètres identifié sur la configuration  $C_1-R_2$ , soit une intensité de  $\Sigma(\alpha) = 50\,000$ , équirépartie sur 68 plans successifs.

Ainsi, la sensibilité de la méthode de forçage dynamique au nombre de Reynolds semble nulle. Cette caractéristique est un atout supplémentaire à ajouter à ceux déjà mis à jour qui démontrent le caractère flexible de la méthode.

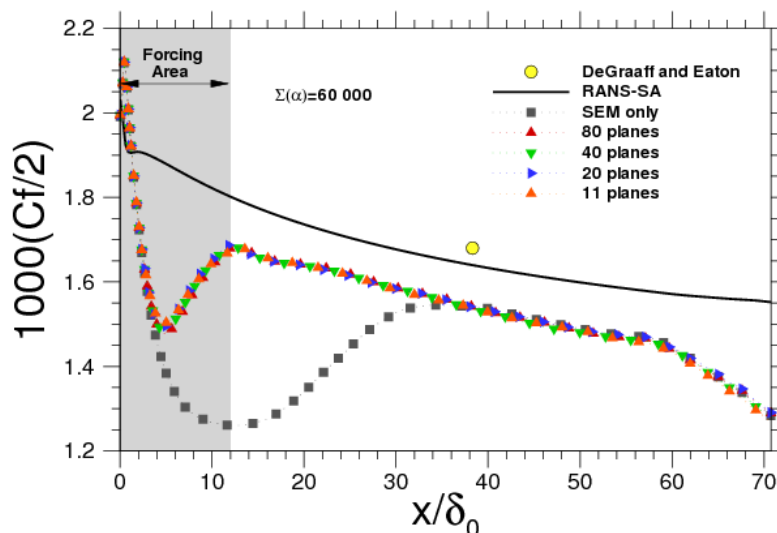
#### 4.3.6 Influence de la répartition des plans de forçage

Les différentes études proposées jusqu'ici reposent sur l'introduction d'un forçage continu et équiréparti le long de la région concernée. L'influence de la répartition de l'intensité de forçage est donc proposée et s'effectue en deux temps.

#### 4.3.7 Forçage continu/discontinu

Premièrement, une variation du nombre de plan de forçage est opérée sur la configuration  $C_1-R_1$ . L'intensité de forçage optimale  $\Sigma(\alpha) = 60\,000$  ainsi que la distance d'application de celui-ci  $12 \delta_0$  sont conservées tout au long de l'étude. Cela implique que selon le nombre de plan de forçage mis en jeu de façon équirépartie, c'est l'intensité du forçage par plan  $\alpha_p$  qui se voit modifiée.

La figure 4.14 expose les résultats de cette étude. La méthode de forçage dynamique démontre, une fois de plus, la très grande reproductivité, de son effet sur le champ aérodynamique, lorsque les paramètres  $\Sigma(\alpha)$  et distance de forçage sont conservés. En effet, des distributions de coefficient de frottement très similaires sont obtenues indifféremment que le forçage soit appliqué sur 11, 20, 40 ou 80 plans. Néanmoins une évolution légèrement moins lisse du coefficient de frottement apparaît lorsque seuls 11 plans sont introduits. Ceci atteste d'une intensité de forçage localement plus élevée que dans le cas d'un forçage continu (80 plans). Ainsi, bien qu'aucun souci de stabilité numérique ne soit à déplorer dans cette étude, un forçage continu est jugé préférable. Cependant, dans le cas où la zone de génération turbulente représenterait une part importante de la simulation, une application discontinu de celui-ci permettra d'en réduire le coût CPU.

FIGURE 4.14 – Effet de la répartition des plans forçage sur la distance de transition  $C_1-R_1$ 

### Répartition de l'intensité de forçage

Deuxièmement, il est maintenant clair que l'état de l'écoulement en sortie de la région d'application de la méthode de forçage dynamique est piloté par le paramètre  $\Sigma(\alpha)$ , peu importe la répartition de cette intensité au sein de la zone concernée. De plus, toutes les études précédentes présentent une forte décroissance du coefficient de frottement, en sortie de la condition d'entrée SEM, avant que cette tendance ne s'inverse. Ce comportement tend à émettre l'hypothèse qu'une plus grande intensité de forçage en entrée de zone, lorsque le champ turbulent est purement synthétique, qu'en sortie, lorsque celui-ci est proche d'être pleinement physique, pourrait améliorer le processus de régénération du contenu turbulent.

Ainsi, une fonction de répartition de l'intensité de forçage selon la distance à la condition d'injection SEM est introduite et s'exprime comme :

$$\alpha_p = (X - X_0)^\gamma \cdot \frac{\Delta x}{\Delta x_{\max}} \quad \text{avec} \quad \sum_{p=1}^{np} \alpha_p \text{ fixé} \quad (4.2)$$

où  $X$  désigne la position du plan le long d'une ligne de courant,  $X_0$  est la position du plan d'injection SEM,  $\Delta x$  est l'écart moyen d'un plan avec le précédent et le suivant,  $\Delta x_{\max}$  est l'écart moyen maximal et  $\gamma$  désigne un paramètre à déterminer qui pilote la répartition. Ainsi,  $\gamma = 0$  permet une répartition spatiale uniforme de l'intensité de forçage, alors qu'une valeur négative de  $\gamma$  décalera le barycentre du forçage vers l'entrée du domaine concerné.

L'introduction de  $(\Delta x / \Delta x_{\max})$  permet de tenir compte des inhomogénéités de maillage lorsque la répartition des plans de forçage est faite de manière indicielle, sur un maillage structuré par exemple. Si une répartition spatiale équidistante est opérée, faisant directement intervenir les dimensions physiques de l'espace, ce terme complémentaire devient inutile

$$(\Delta x / \Delta x_{\max} = 1).$$

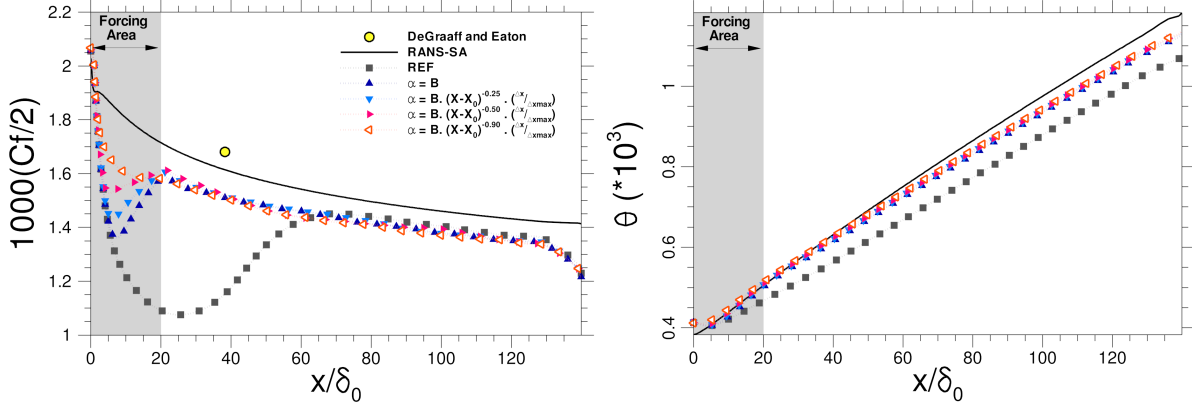


FIGURE 4.15 – Effet de la répartition de l’intensité du forçage sur la distance de transition  $C_1$ - $R_2$  – Coefficient de frottement (gauche) et épaisseur de quantité de mouvement (droite)

La figure 4.15 présente les résultats obtenus pour une plage de variations du paramètre de répartition  $\gamma = [-0,9 ; 0.]$ . Il est tout d’abord bon de noter que lorsque  $\gamma = 0$ , la distribution du coefficient de frottement, définie comme optimale sur  $C_2$ - $R_2$  (voir figure 4.11), est bien retrouvée. De plus, à mesure que  $\gamma$  diminue, et donc que le barycentre d’intensité de forçage se décale vers l’entrée de la zone de forçage, il apparaît que la décroissance de l’intensité turbulente, en sortie de la SEM, diminue et devient presque nulle lorsque  $\gamma = -0,9$ . Cette valeur permet en effet de rapidement converger vers le niveau de coefficient de frottement requis, et ce, au sein même de la zone de forçage.

La diminution de la relaxation turbulente, liée à une distribution non uniforme de l’intensité de forçage, devrait de plus impacter directement l’épaisseur de quantité de mouvement. En effet, le retard au développement turbulent semble être drastiquement réduit sur les distributions de coefficient de frottement. Cependant la diminution du paramètre  $\gamma$  ne s’accompagne que d’un très léger redressement de l’épaisseur de quantité de mouvement. Ainsi, l’emploi de la fonction de répartition 4.2 ne conduit qu’à une légère accélération de la convergence de la couche limite vers un état pleinement turbulent.

#### 4.3.8 Extension du Forçage Dynamique pour une méthode d’injection turbulente simplifiée - Cas du bruit blanc

La méthode de forçage dynamique a su démontrer son aptitude à accélérer drastiquement la convergence, vers un état pleinement physique, du champ turbulent, issu de la SEM. Cependant, la Synthetic Eddy Method est considérée comme une méthode « avancée » d’injection turbulente. L’étude bibliographique fournie dans la partie 2.2.1 montre en effet qu’un nombre très limité d’approches permet d’introduire autant d’informations physiques, aussi bien statistiques que structurales. Les approches moins performantes peuvent néanmoins présenter

certains avantages et notamment une mise en œuvre au sein d'une simulation souvent plus aisée que ne le permet la SEM. Il est donc intéressant de qualifier le comportement de la méthode de forçage dynamique lorsqu'une injection turbulente dégradée est employée. Il sera ainsi possible d'anticiper son comportement pour une large gamme de conditions d'injection turbulente.

L'approche la plus simpliste consiste en la superposition d'un simple bruit blanc au champ moyen. Cette méthode a le grand avantage de ne nécessiter qu'un effort limité, aussi bien lors de son introduction dans une simulation, que pour son implantation dans un code de calcul. De plus, les études passées montrent que l'écoulement ainsi obtenu est particulièrement dégradé puisque le risque de relaminarisation de celui-ci est très grand.

$$\vec{u}'(t) = \begin{pmatrix} 4.3 \\ 1.4 \\ 1.8 \end{pmatrix} \cdot \frac{U_\infty}{100} \cdot rnd(t) \quad (4.3)$$

La configuration C<sub>1</sub>-R<sub>1</sub> est retenue pour cette étude. L'injection de bruit blanc se fait au travers de l'utilisation d'une suite uniforme aléatoire  $rnd(t)$  qui se définit par  $rnd(t) = [-1; 1]$ , avec  $\overline{rnd} = 0$  et  $\sigma_{rnd}^2 = 1/3$ . Le champ de vitesse fluctuante est construit au travers de la formulation 4.3. Les intensités turbulentes, dans les trois directions de l'espace, sont fixées à 4,3 1,4 et 1,8, respectivement dans la direction de l'écoulement, celle normale à la paroi et transverse. Ces dernières prennent la valeur du maximum des tensions de Reynolds normales, connues a priori.

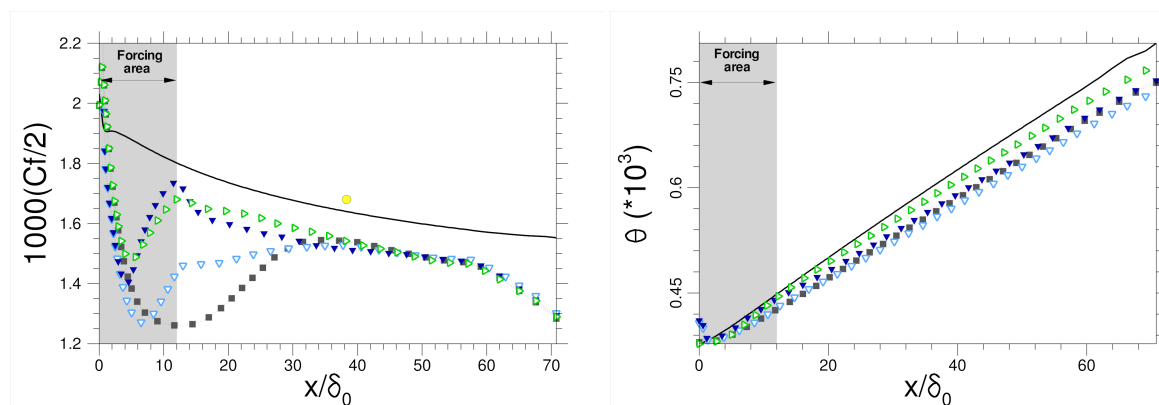


FIGURE 4.16 – Comparaison SEM vs. Bruit Blanc. Coefficient de frottement (gauche) et épaisseur de quantité de mouvement (droite). ● Expériences de DeGraaff et Eaton, — RANS-SA, ···■··· SEM seule, ···▷··· SEM + Forçage Dynamique ( $\Sigma(\alpha) = 60\,000$ ), ···▽··· Bruit Blanc + Forçage Dynamique ( $\Sigma(\alpha) = 60\,000$ ), ···▼··· Bruit Blanc + Forçage Dynamique ( $\Sigma(\alpha) = 125\,000$ )

Le lecteur est tout d'abord invité à noter sur la figure 4.16 que, dans le cas du bruit blanc, la méthode de forçage dynamique ne parvient pas à réactiver la turbulence au sein de l'écoulement avant la fin de la distance de forçage, lorsque les paramètres de forçage optimisés pour la SEM sont utilisés. En effet, l'intensité du forçage apparaît clairement insuffisante au vue des



faibles qualités physiques dont dispose le champ turbulent activé par bruit blanc. L'intensité de forçage doit donc être sensiblement augmentée et même doublée afin d'obtenir un niveau de turbulence correct en sortie de la zone de forçage. La distribution du coefficient de frottement ainsi obtenue ne satisfait pas les contraintes de perfection imposées précédemment, mais peut être jugée satisfaisante dans un cadre industriel, surtout au vue de la simplicité de l'injection turbulente effectuée. L'activation turbulente par introduction de bruit blanc présente un second avantage remarquable par rapport à la SEM. Il est rappelé que la SEM est une condition d'entrée turbulente et qu'aucune remontée d'information n'est possible lors de son emploi. En revanche, l'emploi du bruit blanc permet une circulation des informations du domaine RANS vers le WMLES et vice versa. Ce type d'approche est donc préférable lorsque l'on souhaite introduire localement une région WMLES au sein d'un calcul RANS.

Les distributions de quantité de mouvement montrent que la méthode bruit blanc + forçage dynamique génère un retard au développement de la couche limite légèrement supérieur au cas SEM + forçage dynamique. Le niveau de quantité de mouvement est ainsi ramené au niveau de celui obtenu dans le cas où seule la SEM est en charge de l'activation turbulente.

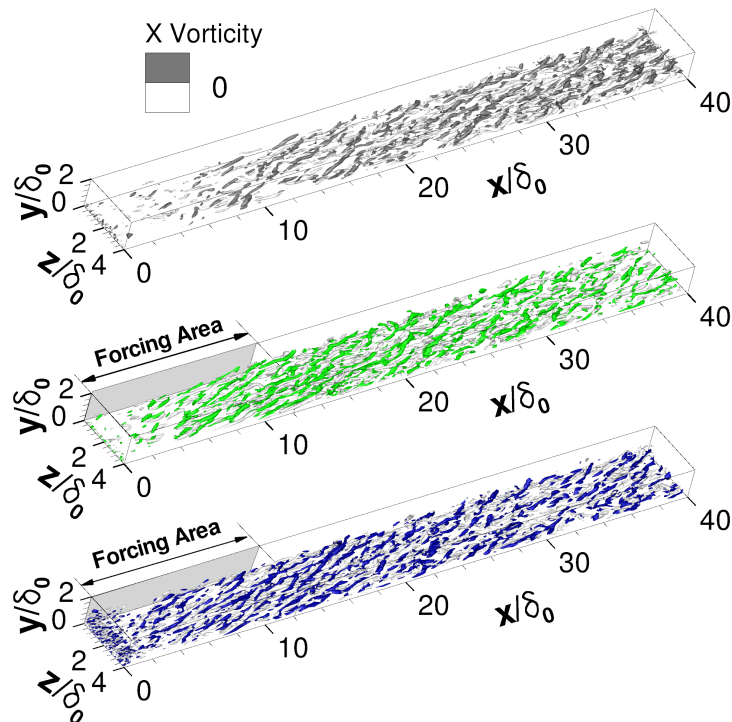


FIGURE 4.17 – Isosurfaces de critère  $Q$  ( $Q U_\infty^2 / \delta_0^2 = 0.15$ ) colorées par la vorticité longitudinale pour trois stratégies de génération synthétique de turbulence : SEM seule (haut), SEM + Forçage Dynamique ( $\Sigma(\alpha) = 60\ 000$ ) (milieu) et Bruit Blanc + Forçage Dynamique ( $\Sigma(\alpha) = 125\ 000$ ) (bas).

L'utilisation d'un bruit blanc comme condition d'injection turbulente permet de plus de mettre en avant la capacité de sélection de la méthode de forçage dynamique des événements

#### 4.4. CONCLUSION SUR L'APTITUDE D'UN TRAITEMENT ZDES MODE III LOCAL AU SEIN D'UN CALCUL

turbulents qui seront dopés au sein d'un champ fluctuant chaotique. En effet, si l'attention est portée sur les isosurfaces de critère  $Q$  de la figure 4.17, la seule action apparente de la méthode de forçage dynamique est le dopage des structures cohérentes issues de la SEM. Dans le cas du bruit blanc, l'effort de sélection des événements turbulents à doper, permettant le passage d'un champ bruité vers une couche limite turbulente, est clairement illustré

Cette dernière étude montre une fois de plus la grande flexibilité de la méthode de forçage dynamique. Cette caractéristique lui confère une très bonne reproductivité pour des conditions physiques et numériques différentes.

#### 4.4 Conclusion sur l'aptitude d'un traitement ZDES mode III local au sein d'un calcul RANS

L'étude des différentes méthodes numériques proposées dans la partie 3, nécessaires, lors de transition RANS/ZDES mode III, à la mise en œuvre du processus de réactivation de la turbulence de couche limite développée, a été présentée. Une attention particulière a été portée sur le comportement intrinsèque des méthodes, ainsi que leurs réactions vis-à-vis des différents paramètres physiques et numériques de la simulation.

En premier lieu, la possibilité d'obtention d'un contenu turbulent synthétique SEM, à partir d'un champ RANS-SA, a été démontrée. De plus, une distance de convergence, vers un état pleinement turbulent, similaire à celle obtenue lorsque la SEM est alimentée par un calcul LES précurseur a pu être mise en évidence par l'emploi de l'une ou l'autre des méthodes de reconstruction des  $R_{ij}$  proposées, selon le régime considéré. Deux principaux modes de fonctionnement sont identifiés. On privilégiera l'emploi de  $M_2$ , qui tire partie de l'approximation de Wilcox pour le traitement d'une couche limite faiblement développée  $Re_\theta \lesssim 4\,000$ . Puis les formules empiriques de Marusic, Perry et leur équipe ( $M_3$ ) proposent une bonne alternative à plus haut nombre de Reynolds. Ainsi, ces deux reconstructions permettent la réalisation d'une injection turbulente SEM indifféremment du taux de développement de la couche limite.

Puis, la méthode de forçage dynamique joue le rôle d'amplificateur de turbulence, afin d'accélérer la transition vers un état pleinement physique des structures tourbillonnaires synthétisées. Le pilotage de cette approche s'effectue au moyen de deux paramètres : l'intensité totale ( $\sum \alpha$ ) et la distance d'application depuis l'injection turbulente. L'indépendance de ces deux paramètres, pour une distance de forçage inférieure à l'optimum, a conduit à la détermination du processus d'optimisation en deux étapes suivant :

**Étape 1 :** Détermination de l'intensité de forçage ( $\sum(\alpha)$ ) pour une distance de forçage suffisamment courte afin d'assurer l'indépendance des paramètres.

**Étape 2 :** Extension de la zone d'application du forçage jusqu'à la suppression de toute relaxation du profil de coefficient de frottement en sortie de celle-ci.

De plus, la très grande flexibilité de la méthode de forçage dynamique face à son environnement doit être soulignée. En effet, pour un jeu de paramètres donnés, une adaptation

automatique de celle-ci, par rapport au schéma numérique employé, à la résolution temporelle ainsi qu'au nombre de Reynolds, a pu être constaté. Néanmoins, une modification de la résolution spatiale requiert un léger réajustement du paramétrage. Enfin, cette dernière conduit de plus à la convergence vers un état turbulent physique à partir d'une injection turbulente très dégradée. La démonstration de cette aptitude est faite au moyen d'un simple bruit blanc.

En conclusion, les enseignements tirés de cette étude ont abouti à la définition de lignes directrices, permettant la réalisation de transition RANS/ZDES mode III, au moyen du processus de réactivation turbulente proposé sur la figure 3.1. Ce processus unidirectionnel, dû à l'emploi de la SEM, peut de plus être transformé en véritable condition de raccord, au travers de laquelle les échanges sont bidirectionnels, au moyen d'une injection turbulente de type bruit blanc.

## Points clefs :

- ➔ Les reconstructions des tensions de Reynolds à partir d'un champ aérodynamique RANS-SA sont compatibles avec une condition d'entrée turbulente SEM, pour une large gamme de conditions physiques et numériques. Deux régimes avec recouvrement sont à distinguer
  - ➔  $Re_\theta \lesssim 4\,000$  : Approximation de Wilcox (3.1.2)
  - ➔  $Re_\theta \gtrsim 3\,000$  : Formules empiriques de Marusic *et al.*(3.1.3)
- ➔ La prédominance d'une bonne description de la région externe des tensions de Reynolds sur l'efficacité de la SEM permet de traiter des cas de résolution typiquement LES, indifféremment de la qualité de la reconstruction dans la région interne.
- ➔ La méthode de forçage dynamique permet une réduction drastique de la distance de transition induite par la SEM, comprise entre 50 et 78% sur les différentes configurations étudiées.
- ➔ Cette méthode présente une grande flexibilité d'utilisation car elle
  - ➔ est indépendante :
    - ➔ du Schéma Numérique
    - ➔ de la Résolution Temporelle
    - ➔ du Nombre de Reynolds ( $Re_\theta$ )
  - ➔ est faiblement dépendante :
    - ➔ de la Résolution Spatiale
  - ➔ dépend :
    - ➔ de la Méthode d'Injection Turbulente
- ➔ Le processus Bruit Blanc + Forçage Dynamique autorise les échanges d'informations des deux cotés de la transition RANS/WMLES alors que la SEM est monodirectionnelle. Une telle approche est requise dans le cas d'une résolution locale WMLES au sein d'un calcul RANS



## Chapitre 5

# Étude du comportement de la ZDES à haut nombre de Reynolds

Il est tout d'abord rappelé que le premier volet de ces travaux de thèse, présenté aux chapitres 3 et 4, a été consacré au développement d'une stratégie de réactivation du contenu turbulent d'une couche limite à partir d'un champ aérodynamique moyen. Cette étape est essentielle à un emploi local du mode III de la ZDES, afin d'assurer une bonne prévision de phénomènes physiques fortement influencés par la dynamique de la turbulence de la couche limite, et ce, en optimisant les coûts et temps de restitution des simulations. Les différentes études ainsi menées ont de plus renforcé les conclusions de Deck *et al.* [34] sur la pertinence mais aussi les capacités de la ZDES quant au traitement de problématiques qui impliquent la connaissance de la dynamique de la turbulence de proche paroi.

Cependant, il doit être souligné que ces différentes études ont été effectuées à nombre de Reynolds modéré ( $Re_\theta = O(10^3)$ ). Le nombre significatif de simulations nécessaires à l'exploration et à la démonstration des capacités du mode WMLES de la ZDES, ainsi que le besoin de données de référence expérimentales et DNS justifient naturellement ce choix.

Ce chapitre s'attache à l'étude du comportement de la ZDES lorsque le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement augmente et atteint le régime qualifié de haut nombre de Reynolds dans la partie bibliographique 1.6. Il est brièvement rappelé que de récentes études ont permis d'identifier de profondes modifications de la couche limite, tant du point de vue énergétique que structurel, lorsque  $Re_\theta \gtrsim O(10^4)$ . Bien que les mécanismes sous-jacents soient sujets à controverses, les effets sur la couche limite des différentes modifications induites par la montée en Reynolds ont pu être mises en évidence au travers de plusieurs études. De plus, le besoin de quantification des phénomènes haut Reynolds ont conduit à l'apparition de nouvelles méthodes de traitement des données.

La démarche entreprise dans ce chapitre consiste premièrement à valider le mode III de la ZDES à haut nombre de Reynolds notamment grâce aux méthodes de quantification des VLSM proposées dans la littérature. De plus, les différentes analyses effectuées participent au cadre plus général de l'étude du mode III de la ZDES. Les comportements ainsi mis à jour

seront autant d'informations supplémentaires permettant la définition de lignes directrices universelles quant à l'utilisation de ce mode en pratique.

## 5.1 Première approche : application directe de l'expérience bas Reynolds

### 5.1.1 Présentation du cas d'étude

De même que pour la validation des méthodes de réactivation turbulente, le cas d'étude retenu ici est le développement d'une couche limite sans gradient de pression sur une plaque plane. La configuration C<sub>3</sub>-R<sub>2</sub>, présentée dans la partie 4.1, est plus particulièrement retenue. Le choix des caractéristiques de ce domaine de calcul se justifie de la manière suivante :

Physiquement, les dimensions de la plaque doivent permettre le développement d'une couche limite turbulente sur une large plage de nombre de Reynolds. En effet, il est préférable que la condition d'entrée SEM se situe à nombre de Reynolds modéré,  $Re_{\theta_0} = 3\,450$ , régime pour lequel la génération synthétique de turbulence est bien maîtrisée. Ainsi, la couche limite turbulente haut Reynolds obtenue en sortie du domaine,  $Re_{\theta} \approx 14\,000$ , dépend de la seule capacité de la ZDES à appréhender les évolutions physiques lors de la transition du régime bas vers haut Reynolds et non d'un contenu synthétique imposé. De plus, un Reynolds maximum de  $Re_{\theta} \approx 14\,000$  atteint dans la zone utile permet de confronter la simulation ZDES à différentes références expérimentales : les grandeurs intégrales et statistiques du premier et second ordre de DeGraaff and Eaton [37], mais aussi les analyses spectrales proposées par Marusic *et al.* [90] et Mathis *et al.* [96].

Numériquement une résolution de maillage  $\Delta x = 200^+$ ,  $\Delta y_{wall} = 1^+$  et  $\Delta z = 100^+$  respectivement dans la direction de l'écoulement, normale à la paroi et transverse est employée. Un juste compromis est atteint entre capacité de résolution, attesté par les références [34, 78] à nombre de Reynolds modéré, et taille du maillage. Celui-ci est ainsi maintenu à  $\sim 30 \cdot 10^6$  cellules grâce au mode III de la ZDES, alors que  $O(10^9)$  cellules seraient nécessaires pour une résolution LES classique. L'activation turbulente en entrée du domaine est à la charge de la condition SEM seule dont les tensions de Reynolds objectifs sont reconstruites au moyen de l'approximation de Wilcox, vue dans la partie 3.1.2. Cette condition limite est en effet bien maîtrisée à nombre de Reynolds modéré et il est attendu que seule une faible proportion du domaine de calcul soit requise avant l'obtention d'une turbulence pleinement développée au vu de la grande dimension de celui-ci ( $L_x \sim 350 \delta_0$ ). Finalement, la transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi est fixée à  $d_w^{prescribed} = 100^+$ , position recommandée par la référence [34] et utilisée jusqu'ici dans ces travaux de thèse.

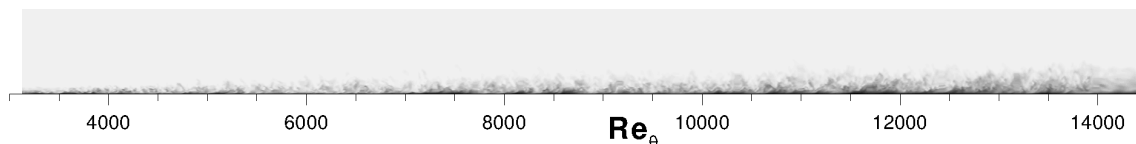


FIGURE 5.1 – Contour de vitesse longitudinale instantanée. Configuration  $C_3-R_2$ , avec  $d_w^{prescribed} \sim 0,1\delta$

### 5.1.2 Première modification du comportement de la ZDES à haut Reynolds

Une étude rapide des résultats sur la configuration  $C_3-R_2$ , avec  $d_w^{prescribed} = 100^+$ , basée principalement sur le coefficient de frottement (voir figure 5.2), conduit immédiatement à la remise en cause de la paramétrisation de la ZDES mode III à haut nombre de Reynolds par simple application des ligne directrices déterminées à nombre de Reynolds modéré. En effet, bien qu’une distance de transition suffisamment courte permette l’accès souhaitée du point de mesure de DeGraaff et Eaton situé à  $Re_\theta = 5\,200$ , l’erreur sur le coefficient de frottement,  $Err = 13\%$  pour  $Re_\theta = 10\,000$ , est bien supérieure au  $5 - 7\%$  usuellement obtenus à nombre de Reynolds modéré. De plus, la large plage de nombre de Reynolds couverte par  $C_3-R_2$  permet de visualiser une augmentation de cette erreur à mesure du développement de la couche limite.

Les études menées à nombre de Reynolds modérés ont permis l’identification de différents paramètres de la simulation qui influent sur l’erreur relative du frottement par rapport à une référence RANS-SA. Parmi eux, la résolution du maillage, la hauteur de transition fixée ( $d_w^{prescribed}$ ) et le schéma numérique sont principalement concernés. Dans le cas présent, un raffinement de maillage n’est pas souhaitable puisque la résolution actuelle représente déjà une contrainte importante dans un cadre industriel. De plus l’expérience montre que le schéma Senseur utilisé tend à minimiser cette erreur comparé à un AUSM+P classique (voir figure 4.10). Une modification de la hauteur de transition dans la direction normale à la paroi, contrôlée par le paramètre  $d_w^{prescribed}$ , est donc retenue comme première tentative d’amélioration des prévisions de la ZDES à haut nombre de Reynolds.

La référence [34] montre qu’une augmentation de la hauteur de transition s’accompagne d’une diminution de l’erreur sur le frottement. Ces auteurs expliquent ce comportement par l’augmentation de la part RANS dans la résolution de la couche limite turbulente. Il suggèrent donc que le modèle de turbulence prend petit à petit le pas sur la LES jusqu’à ce que la distribution de coefficient de frottement retrouve son amplitude RANS. Bien que l’objectif soit ici une diminution de l’erreur sur le coefficient de frottement, il est cependant intéressant de pouvoir confirmer la tendance mise en évidence à nombre de Reynolds modéré sur le cas présent haut Reynolds. La réalisation de deux nouvelles simulations est donc entreprise pour lesquelles une hauteur de transition respectivement multipliée et divisée par deux par rapport au calcul initial est appliquée.

L’effet de la hauteur de transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi est tout d’abord illustré par les grandeurs intégrales de la figure 5.2 où les trois configurations



$d_w^{prescribed} = \{50^+; 100^+; 200^+\}$  sont représentées. Les distributions de coefficient de frottement confirment premièrement l'étroite relation entre hauteur de transition RANS/LES et erreur sur le frottement. De plus les conclusions de la référence [34] s'étendent au cas haut Reynolds puisque l'augmentation de la part RANS s'accompagne d'une diminution de l'erreur sur le frottement. Cette dernière affiche 5,2% à  $Re_\theta = 10\,000$  pour  $d_w^{prescribed} = 200^+$ , valeur traditionnellement observée sur les cas bas Reynolds vus dans les chapitres précédents, pour des conditions numériques identiques mais une hauteur de transition RANS/LES fixée deux fois plus proche de la paroi ( $d_w^{prescribed} = 100^+$ ).

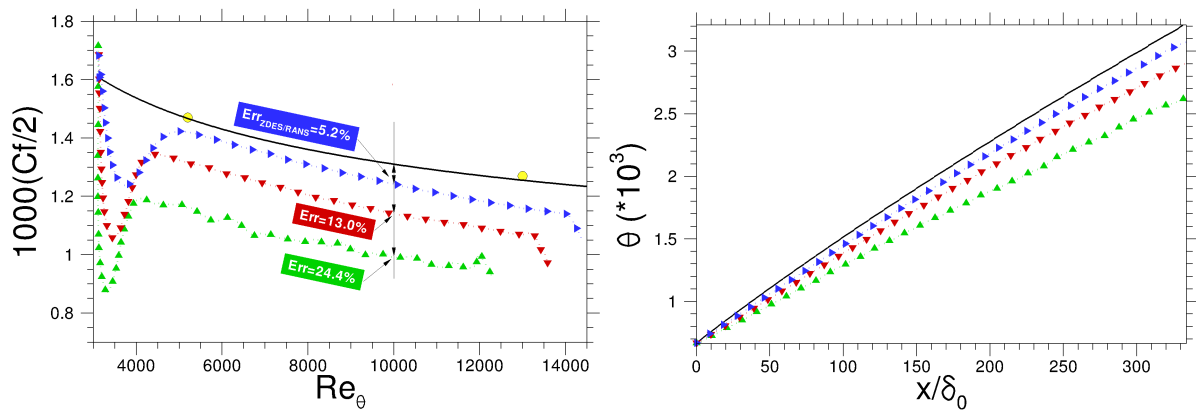


FIGURE 5.2 – Coefficient de frottement (gauche) et épaisseur de quantité de mouvement (droite) pour différentes hauteurs de transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi – ● Expérience de DeGraaff et Eaton, — RANS-SA, ● ZDES ( $d_w^{prescribed} = 50^+$ ), ▼ ZDES ( $d_w^{prescribed} = 100^+$ ), ▲ ZDES ( $d_w^{prescribed} = 200^+$ )

Une zone RANS de très proche paroi rehaussée est de plus bénéfique à l'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement ( $\theta$ ), témoin du décalage de l'origine virtuelle de la couche limite. Le lecteur est invité à noter que malgré une épaisseur de départ commune aux trois calculs ZDES, car fixée par la condition SEM, une augmentation progressive du retard au développement de la couche limite prend place au cours de son évolution longitudinale jusqu'à devenir prohibitive pour  $d_w^{prescribed} = 50^+$ . Un tel comportement de la ZDES sur ce dernier cas vient largement compromettre son caractère prédictif. L'absolue nécessité de lignes directrices générales pour la mise en œuvre du mode III en est d'autant plus renforcée.

L'identité FIK, proposée par Fukagata *et al.* [46] en 2002, décompose le coefficient de frottement et permet d'isoler les contributions turbulentes de celles laminares ou liées à l'in-homogénéité de l'écoulement. L'objectif de ces auteurs est de permettre un lien direct entre le frottement pariétal et les tensions de Reynolds afin d'étudier et de caractériser des stratégies de contrôle du frottement. Les différentes formulations proposées, sous des hypothèses propres aux écoulements de canaux, de conduites cylindriques ou de couches limites de plaques planes sans gradient de pression, résultent d'une intégration directe de l'équation de la quantité de mouvement dans la direction de l'écoulement. Une expression exacte est donc obtenue. La contribution turbulente ainsi définie à partir de la composante de cisaillement du tenseur

de Reynolds  $\overline{u'v'}$  peut à son tour être subdivisée en partie résolue issue de la LES et partie modélisée liée au modèle de turbulence RANS. L'expression 5.1 est finalement obtenue.

$$\begin{aligned}
Cf &= \frac{4 \left(1 - \frac{\delta_1}{\delta}\right)}{Re_\delta} & (a) \\
&+ \underbrace{2 \int_0^1 2 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right) \left(\frac{-\overline{u'v'}}{U_\infty^2}\right) d\left(\frac{y}{\delta}\right)}_{\text{contribution LES}} & (b) \\
&+ \underbrace{2 \int_0^1 2 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right) \left(\frac{v_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}\right)}{U_\infty^2}\right) d\left(\frac{y}{\delta}\right)}_{\text{contribution RANS}} & (c) \\
&- 2 \int_0^1 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \left(\frac{\partial \left(\frac{\bar{u}^2}{U_\infty^2}\right)}{\partial \left(\frac{x}{\delta}\right)} + \frac{\partial \left(\frac{\bar{u}\bar{v}}{U_\infty^2}\right)}{\partial \left(\frac{y}{\delta}\right)} - \frac{1}{Re_\delta} \frac{\partial^2 \left(\frac{\bar{u}}{U_\infty}\right)}{\partial \left(\frac{y}{\delta}\right)^2}\right) d\left(\frac{y}{\delta}\right) & (d)
\end{aligned} \tag{5.1}$$

L'application de cette méthode aux trois simulations ZDES mode III où  $d_w^{prescribed} = \{50^+; 100^+; 200^+\}$  conduit aux distributions de la figure 5.3. Par souci de clarté, seuls le coefficient de frottement total et ses composantes turbulentes résolues (b) et modélisées (c) sont tracés en fonction de  $Re_\theta$ . La première observation faite est la prédominance de la contribution résolue (LES) par rapport à celle modélisée (RANS). Cela s'explique naturellement par la faible proportion de la part RANS dans la résolution ZDES de la couche limite. En effet, dans la zone utile on relève par exemple une hauteur de transition de  $11,4\%_{(Re_\theta=5200)} \geq d_w^{prescribed}/\delta \geq 4,5\%_{(Re_\theta=13000)}$  pour  $d_w^{prescribed} = 200^+$ . La décroissance de cette proportion (voir figure 5.11) explique de plus la diminution observée de la part modélisée du coefficient de frottement à mesure du développement de la couche limite. Les distributions de composantes résolues du coefficient de frottement sont elles plus sujettes à discussion. En effet, il peut tout d'abord être noté que les niveaux de frottement pariétal résolu augmentent respectivement avec l'augmentation de la hauteur de transition  $d_w^{prescribed}$ , bien que la part de résolution LES de la couche limite diminue. L'hypothèse formulée par Deck *et al.* [34] selon laquelle la diminution de l'erreur sur le coefficient de frottement avec le rehaussement de la hauteur de transition RANS/LES s'explique uniquement par une convergence vers un comportement RANS est donc remise en question. Le mécanisme observé ici implique la combinaison entre l'augmentation de la part RANS, mais aussi l'augmentation de la capacité de résolution ZDES de la tension de cisaillement qu'il en résulte. Le second effet est d'ailleurs largement prédominant au passage de  $d_w^{prescribed} = 50^+$  à  $d_w^{prescribed} = 100^+$ . Il semble donc qu'à mesure d'une diminution de la part LES de la résolution ZDES de la couche limite, la composante résolue du terme turbulent de l'identité de FIK augmente et converge vers un maximum avant de redescendre naturellement vers zéro pour une résolution purement RANS.

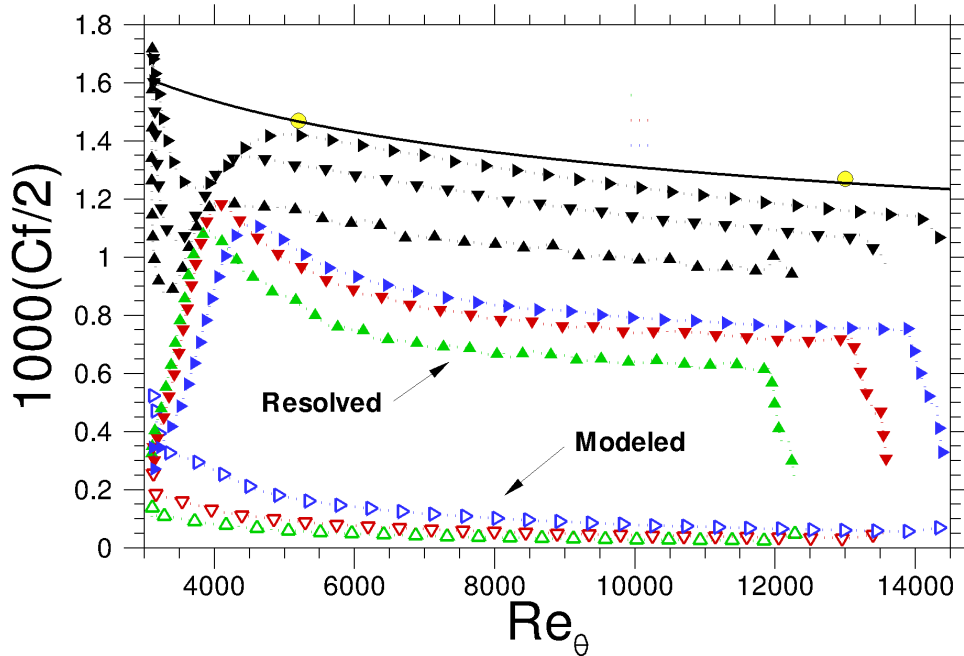


FIGURE 5.3 – Décomposition du coefficient de frottement (symboles pleins/noirs) en composante résolue (symboles pleins/colorés) et modélisée (symboles vides/colorés) d’après Fukagata *et al.* [46] – ● Expérience de DeGraaff et Eaton, — RANS-SA, ●▲ ZDES ( $d_w^{prescribed} = 50^+$ ), ●▼ ZDES ( $d_w^{prescribed} = 100^+$ ), ●► ZDES ( $d_w^{prescribed} = 200^+$ )

La décomposition de Fukagata *et al.* [46] illustre ainsi la notion de position optimale de la hauteur de transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi.

L’effet de la hauteur de transition sur la résolution ZDES mode III peut de plus être caractérisée grâce aux statistiques du premier et second ordre présentées sur la figure 5.4. Les données expérimentales de DeGraaff et Eaton [37] ainsi qu’une simulation RANS-SA sont prises comme références pour deux stations :  $Re_\theta = 5\,200$  et  $Re_\theta = 13\,000$ . La tendance globale observée sur le coefficient de frottement est conservée puisque l’augmentation de  $d_w^{prescribed}$  à 200 unités de paroi conduit en grande majorité à une amélioration de la prévision des grandeurs statistiques. L’effet de « Log Layer Mismatch » (LLM) est tout d’abord réduit et ce, aux deux Reynolds considérés. Il peut cependant être noté que l’amélioration obtenue pour  $d_w^{prescribed} = 200^+$  tend à se réduire à mesure du développement de la couche limite. Au regard des tensions de Reynolds, l’influence du paramètre  $d_w^{prescribed}$  n’est notable que sur  $u_{rms}$  et  $\overline{u'v'}$ . La composante normale du tenseur de Reynolds dans la direction normale à la paroi ne montre qu’une altération légère lors du rehaussement de  $d_w^{prescribed}$ , principalement localisée au niveau de la transition. Les distributions de tensions de cisaillement sont cohérentes aux observations faites à partir du coefficient de frottement. Ainsi une augmentation de cette grandeur peut être notée au passage de  $d_w^{prescribed} = 100^+$  à  $d_w^{prescribed} = 200^+$ , à la fois dans la zone RANS et LES, conduisant à une amélioration de cette grandeur pour  $Re_\theta = 13\,000$ . Une surévaluation de la partie résolue

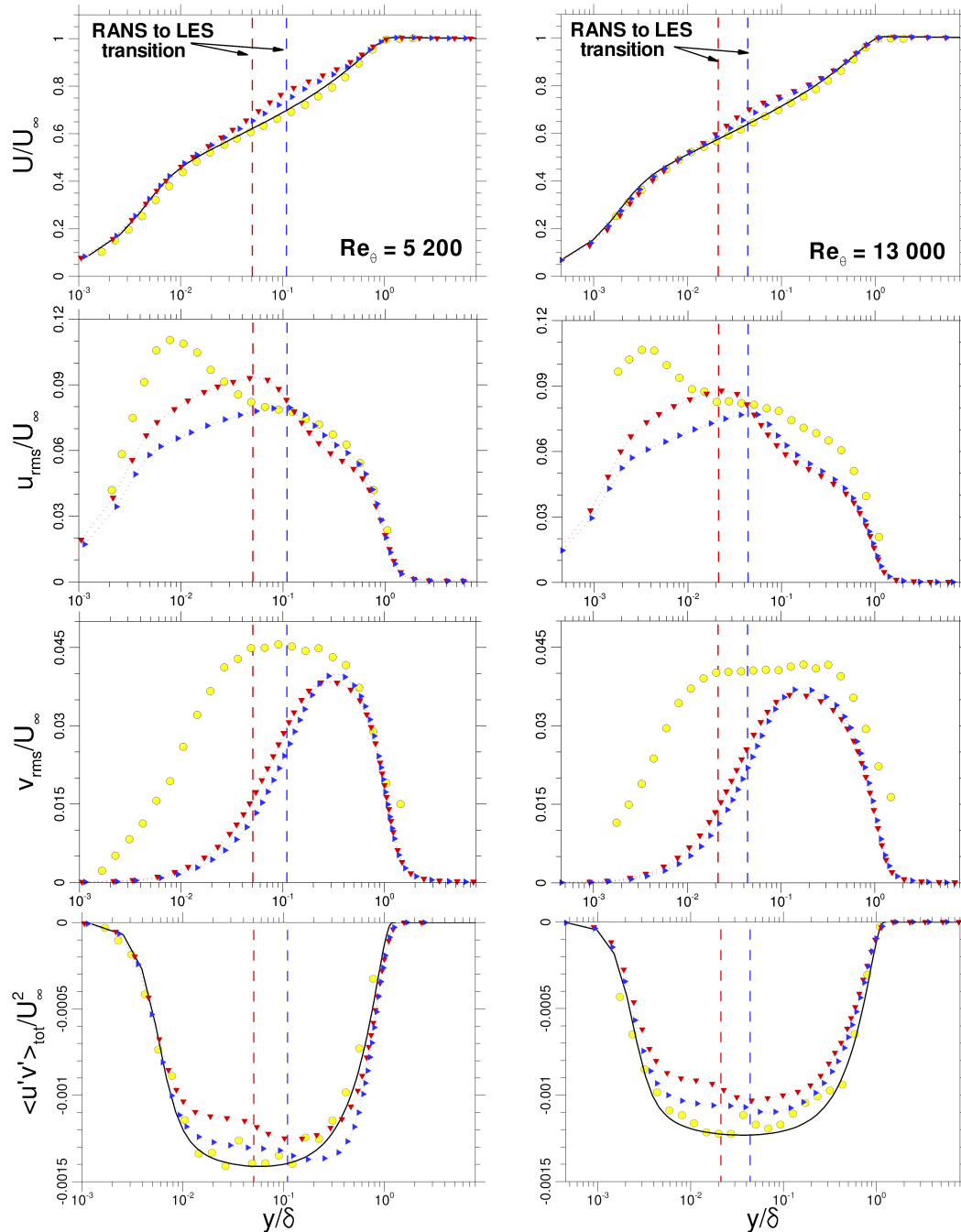


FIGURE 5.4 – Grandeurs statistiques du premier et second ordre prises pour  $Re_\theta = 5\,200$  (gauche) et  $Re_\theta = 13\,000$  (droite). La vitesse moyenne dans la direction de l'écoulement ainsi que les tensions de Reynolds dans la direction de l'écoulement, dans la direction normale à la paroi et de cisailment sont respectivement présentées du haut vers le bas – ● Expérience de DeGraaff et Eaton, — RANS-SA, ● ZDES ( $d_w^{prescribed} = 100^+$ ), ▲ ZDES ( $d_w^{prescribed} = 200^+$ )

de  $\overline{u'v'}$  est cependant à déplorer à nombre de Reynolds modéré ( $Re_\theta = 5\,200$ ). Finalement la sensibilité de  $u_{rms}$  à  $d_w^{prescribed}$  apparaît non négligeable. Les quatre courbes présentent un pic au niveau de la transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi. Pour les deux positions considérées, ce pic est d'autant plus haut que la transition est proche de la paroi. Cependant des résultats proches sont observés au dessus de  $y = 200^+$ , bien qu'une légère augmentation de cette composante du tenseur de Reynolds soit visible dans le cas  $d_w^{prescribed} = 200^+$ . Ainsi le lecteur est invité à noter qu'une excellente description de la région externe de la couche limite est obtenue à  $Re_\theta = 5\,200$ .

Les différentes grandeurs aérodynamiques considérées ci-dessus démontrent le besoin d'une augmentation de la hauteur de transition RANS/LES dans la direction de la paroi lorsque le nombre de Reynolds, basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement, augmente. Cette dernière se voit ainsi doublée afin d'obtenir une erreur sur le frottement pariétal acceptable par rapport à l'expérience acquise à nombre de Reynolds modéré. Cependant cette simple modification ne semble pas suffisante pour permettre à la ZDES d'appréhender les modifications physiques de la couche limite à haut nombre de Reynolds. Les pentes des coefficients de frottement issus des différents calculs ZDES sont différentes de la référence RANS sur la figure 5.2. Cette dérive est de plus insensible au paramètre  $d_w^{prescribed}$ . De plus, lorsque la transition RANS/LES est fixée à 200 unités de paroi, une excellente description de la tension  $u_{rms}$  est obtenue dans la région LES en dessous de la limite haut Reynolds ( $Re_\theta = 5\,200$ ), alors qu'une large sous-évaluation de celle-ci est observée pour  $Re_\theta = 13\,000$ . Les différentes mesures faites à bas et haut Reynolds orientent l'explication des écarts aux données de références par l'absence de VLSM au sein de l'écoulement ZDES à haut nombre de Reynolds. La figure 1.16, présentée lors de l'étude bibliographique, montre par exemple que l'augmentation du niveau de  $u_{rms}$ , dans la zone externe de la couche limite, observée à mesure du développement de celle-ci, est liée aux grandes échelles alors que la part des plus petites reste constante. Enfin, une baisse des niveaux de tension de cisaillement est constatée dans la zone externe de la couche limite entre  $Re_\theta = 5\,200$  et  $Re_\theta = 13\,000$  alors que des études attestent d'une augmentation de la production d'énergie cinétique turbulente en fonction de  $Re_\theta$ , dont  $\overline{u'v'}$  contribue majoritairement sous les hypothèses de couche limite.

Face à l'absence de marque des super structures, sur les différentes grandeurs statistiques de l'écoulement, l'action entreprise consiste à les injecter explicitement en spécifiant leur temps et longueurs caractéristiques dans la condition d'entrée SEM. Malgré l'hypothétique incapacité de la ZDES de générer ces structures cohérentes haut Reynolds, l'évaluation de son aptitude à les transporter pour converger vers une dynamique de couche limite  $Re_\theta = O(10^4)$  est visée.

## 5.2 Prise en compte de VLSM

La présence ou non de structures cohérentes semblables au VLSM à bas nombre de Reynolds est actuellement au cœur des débats de la communauté scientifique depuis la mise à jour des modifications de comportement de la couche limite turbulente en fonction du Reynolds. En effet, il a été vu dans la partie 1.6 que certains chercheurs attribuent la présence de VLSM au pseudo alignement de paquets de hairpins ou à des processus non-linéaires.

Cependant d'autres théories suggèrent la présence de ces larges structures depuis la transition laminaire-turbulent de la couche limite. Ces dernières défendent l'idée selon laquelle la faible épaisseur de couche limite rend la présence des Super Structures indétectable par les approches statistiques traditionnelles pour  $Re_\theta < O(10^4)$ , du fait de la surimposition des plus petites, dont la forte activité est bien identifiée aux alentours de  $y = 14^+$ . L'étude du comportement logarithmique du profil de vitesse longitudinale avait déjà conduit Townsend [159] à formuler cette hypothèse en 1976 et ce bien avant la mise en évidence des caractéristiques haut Reynolds de la couche limite turbulente. Il propose alors la théorie des tourbillons attachés (« attached eddy hypothesis ») selon laquelle les structures tourbillonnaires principales de l'écoulement ont des diamètres proportionnels à la distance entre leur centre et la paroi. Ces tourbillons sont de plus qualifiés par Townsend [159] d'inactifs car indétectables dans leur ensemble à cause de la superposition des échelles.

En l'absence de conclusions fermes quant à la présence de structures cohérentes similaires aux VLMS à faible nombre de Reynolds, l'injection de structures tourbillonnaires équivalentes, grâce à la condition limite SEM, à  $Re_\theta = 3\,450$  reste pertinente. De plus les résultats ainsi obtenus seront autant d'éléments supplémentaires en faveur de l'une ou l'autre des théories. Les Super Structures SEM sont définies de la manière suivante. La caractéristique la mieux identifiée est leur longueur dans la direction de l'écoulement. Celle-ci comprise physiquement entre  $10 - 15 \delta$  est prise comme  $L_x \sim 10 \delta$  du fait du faible Reynolds en entrée. Le diamètre est fixé à  $200^+$  car la formulation SEM utilisée ne permet pas une évolution en altitude de celui-ci, comme Townsend le propose. Finalement, celles-ci sont injectées sous forme de spot Gaussiens pour des altitudes de  $0,1 < y/\delta < 0,9$ .

Les différentes grandeurs intégrales de la figure 5.5 pour les deux calculs ZDES avec et sans injection de VLMS, où  $d_w^{prescribed}$  est fixé à  $200^+$ , ne permet pas d'identifier une influence majeure de l'ajout de ce type de structures en entrée du domaine, au delà de la distance de réactivation turbulente. En effet des distributions de coefficient de frottement et d'épaisseur de quantité de mouvement identiques peuvent être visualisées. La répartition des contributions turbulentes résolue et modélisée du frottement pariétal reste elle aussi inchangée. Cependant, une modification du comportement de l'écoulement dans la zone de transition peut être notée. En effet, la décroissance brusque du coefficient de frottement, accompagnant l'injection SEM, se voit réduite par la présence des structures tourbillonnaires assimilées aux VLMS et ce, malgré une distance de transition sensiblement identique.

L'injection des VLMS par la SEM peut être visualisée grâce à l'iso surface de critère Q de la figure 5.6. Bien que ce type de visualisation ne permette aucune quantification, cette dernière illustre bien les modifications structurelles induites par la présence des VLMS synthétiques. Ainsi, alors que de petits spots prennent naissance en entrée et grossissent petit à petit lorsque les modes SEM utilisés jusqu'ici sont considérés, de très longues structures marquent la présence du nouveau mode SEM. Ainsi, une organisation structurelle qualitativement différente de la turbulence est mise en place lorsque des structures tourbillonnaires assimilables aux VLMS sont injectées en entrée du domaine.

L'étude des grandeurs aérodynamiques intégrales montre un effet bénéfique de l'injection

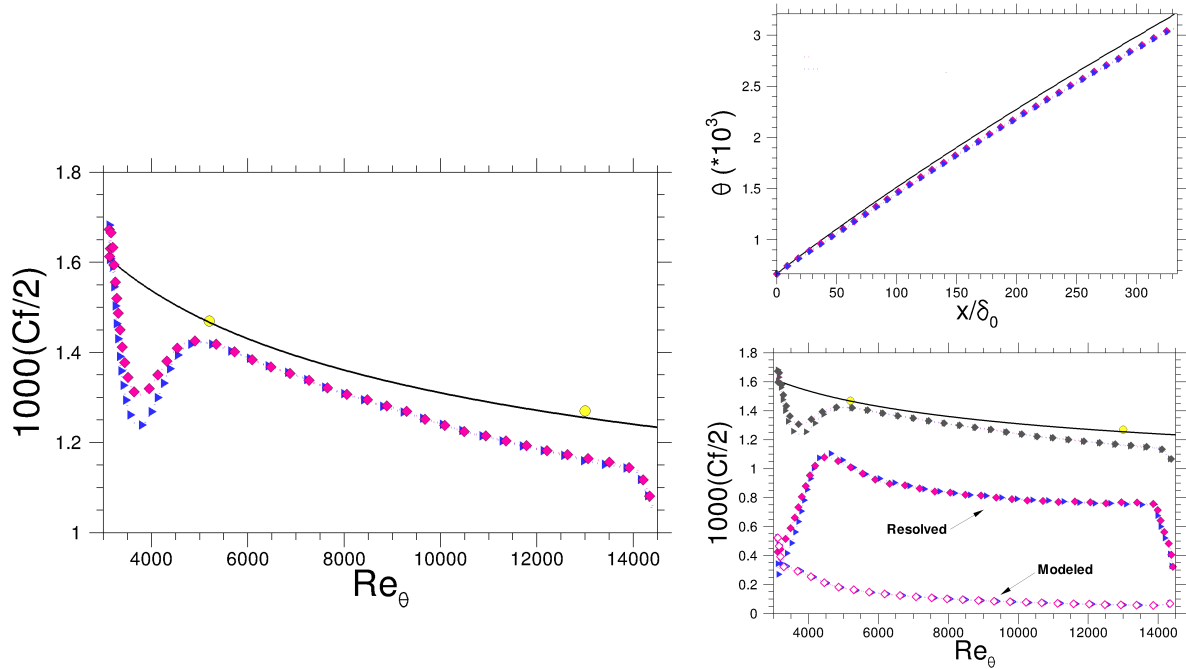


FIGURE 5.5 – Coefficient de frottement (gauche), épaisseur de quantité de mouvement (droite haut) et décomposition de FIK pour les simulation ZDES  $d_w^{prescribed} = 200^+$  – ● Expérience de DeGraaff et Eaton, — RANS-SA, ZDES ( $d_w^{prescribed} = 200^+$ ) : ● SEM sans VLSM et ◆ SEM avec VLSM

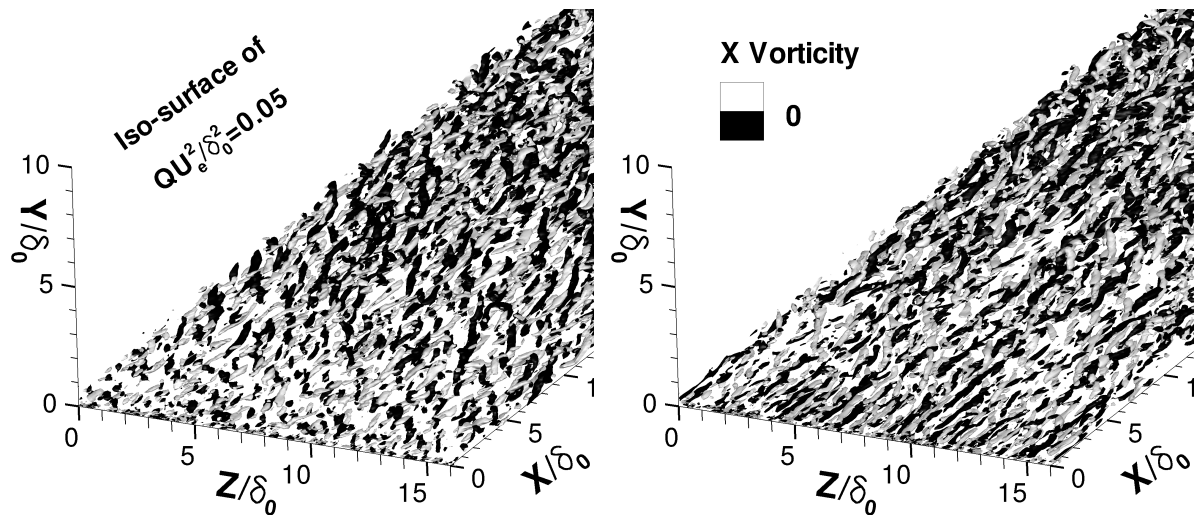


FIGURE 5.6 – Iso surfaces de critère  $QU_\infty^2 / \delta_0^2 = 0,05$  colorées par la vorticité longitudinale au niveau de l'injection turbulente SEM. Structures cohérentes typiquement bas Reynolds (gauche) et ajout des VLSM (droite)

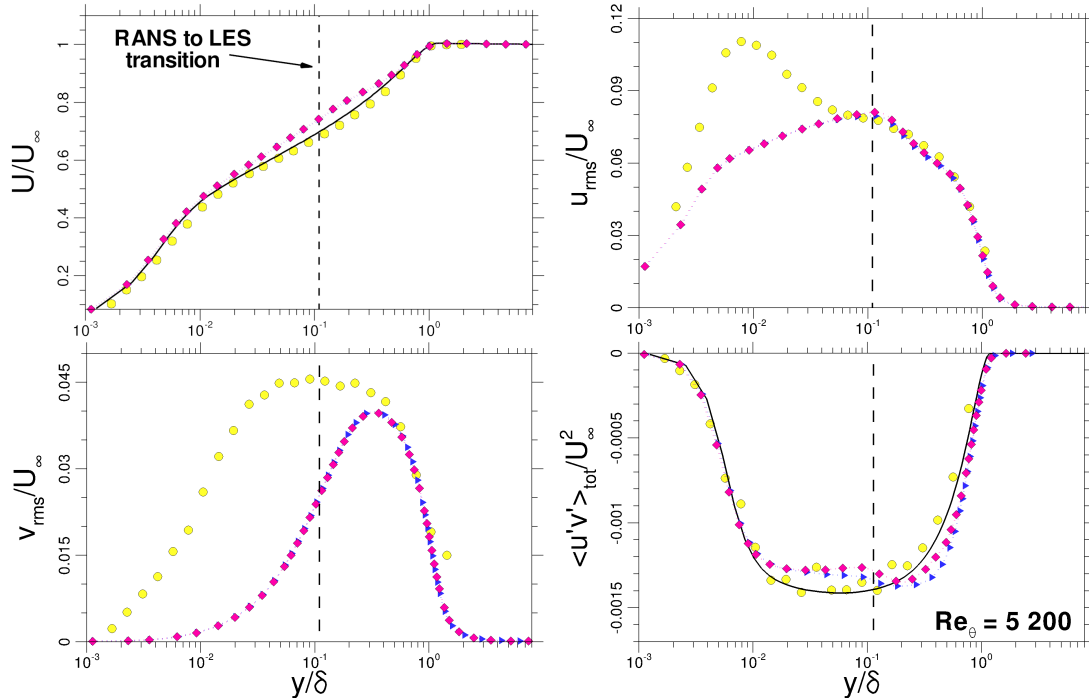


FIGURE 5.7 – Grandeurs statistiques du premier et second ordre, soit la vitesse longitudinale moyenne (haut gauche) et les tensions de Reynolds dans la direction de l'écoulement (haut droite), dans la direction normale à la paroi (bas gauche) et de cisaillement (bas droite). — ● — Expérience de DeGraaff et Eaton, — RANS-SA, ZDES ( $d_w^{prescribed} = 200^+$ ): ···▶··· SEM sans VLISM et ···◆··· SEM avec VLISM

de VLISM synthétiques, en dépit du fort degré d'empirisme de celles-ci. De plus, les grandeurs statistiques du premier et second ordre proposées en figure 5.7 attestent du peu d'influence de ce nouveau mode SEM sur l'écoulement lorsque la couche limite turbulente est pleinement réactivée. Une parfaite concordance entre les deux simulations ZDES est obtenue sur les profils de vitesse longitudinale moyenne et de tensions normales de Reynolds. Une légère amélioration de la composante de cisaillement  $\overline{u'v'}$  est néanmoins visible dans la zone LES.

Cette étude conduit à la constatation que l'introduction de structures cohérentes similaires aux VLISM, synthétisées par une méthode SEM, n'ont qu'une influence marginale sur la dynamique de la couche limite turbulente dans la zone utile. En effet, malgré de profondes modifications structurelles en entrée, visualisées sur la figure 5.6, les caractéristiques de l'écoulement convergé sont inchangées. L'augmentation continue de l'erreur sur la prévision du frottement à mesure du développement de la couche limite turbulente est de fait toujours à déplorer. Néanmoins, les différents post-traitements proposés soulignent l'effet positif de l'introduction des VLISM, ainsi synthétisées sur la région de redéveloppement vers un contenu pleinement turbulent. Ceux-ci ne permettent cependant pas une conclusion claire à savoir si la faible influence de l'injection de structures similaires aux VLISM est assimilable à la théorie des structures inactives de Townsend ou si ces dernières sont simplement dissipées par



l'approche ZDES. Des éléments de réponse à cette question sont proposés dans la section suivante où une analyse plus fine du contenu structurel et fréquentiel de la configuration sans injection de VLSM est entreprise, puisque l'écoulement ainsi obtenu ne satisfait pas nos attentes

### 5.3 Mise en évidence et quantification des Supers Structures.

Les différentes simulations ZDES de turbulence pariétale à haut nombre de Reynolds présentées ci-dessus illustrent la difficulté de capturer la dynamique de la turbulence de la couche limite pour de tels régimes. Une dégradation des capacités de prévision de l'approche WMLES est observée à mesure du développement de la couche limite. De plus, les différentes grandeurs statistiques étudiées tendent à orienter les explications d'un tel comportement vers une incapacité de la ZDES à reproduire les Supers Structures, typiques de la physique haut Reynolds de la couche limite. Cependant, une visualisation directe de la dynamique obtenue par simulation est nécessaire à la validation de cette première hypothèse. De plus, ce type de traitement de données, d'un niveau supérieur aux simples grandeurs statistiques du premier et second ordre selon Sagaut *et al.* [125], permet une meilleure identification des sources de divergence entre la physique et les numériques. Le cas de calcul considéré pour cette étude est celui dont la zone de transition  $d_w^{prescribed}$  est fixée à 200 unités de paroi sans injection de VLSM en entrée, leur présence à nombre de Reynolds modéré n'étant pas avérée.

Parmi les différentes méthodes de mise en évidence des VLSM proposées dans la littérature, la projection dans la direction normale à la paroi de distributions spectrales de puissances prémultipliées ( $k_x \Phi_{uu} / u_\tau^2$ ) en fonction de la longueur d'onde  $\lambda_x / \delta$  retient tout particulièrement notre attention. Cette représentation, vue sur la figure 1.15, a été largement utilisée dans les travaux de Kunkel, Marusic, Hutchins, Mathis... [59, 60, 90, 96]. Il est rappelé que lorsque le nombre de Reynolds est suffisant, cette représentation permet d'identifier deux pics distincts. Le premier, localisé aux alentours de  $y = 15^+$ , pour une longueur d'onde de  $\lambda_x = 1\,000^+$ , est associé au cycle de proche paroi, faisant intervenir les streaks et les tourbillons quasi longitudinaux (voir partie 1.5.4). Le second prend place vers  $y \approx 0,06\delta$  et cette contribution est attribuée à des structures de taille caractéristique  $\lambda_x \approx 6\delta$ . Ce second pic marque la présence de VLSM au sein de la couche limite et ce malgré une sous-évaluation de la longueur caractéristique de ceux-ci. En effet, le comportement sinusoïdal des Super Structures ne permet pas à une analyse spectrale en un point la mesure des  $10 - 15\delta$  de long de celles-ci. La présence d'une base de données expérimentales, ainsi que la décomposition en échelles de longueurs, permettant une quantification ainsi qu'une identification des éventuelles modifications de la dynamique de turbulence de couche limite, dues à l'approche ZDES, sont les principaux arguments qui motivent ce choix.

La stratégie mise en place consiste à une extraction temporelle de plans normaux à l'écoulement pour quatre positions, prises dans la zone utile du calcul ( $Re_\theta = \{5\,200, 6\,800, 11\,000, 13\,000\}$ ). L'évolution de l'organisation fréquentielle au sein de la couche limite en fonction du régime turbulent peut ainsi être visualisée. Les signaux en espace sont reconstruits à partir des extractions temporelles au moyen de l'hypothèse d'écoulement figé

formulée par Taylor en 1938. L'idée émise est que si la vitesse  $u$  d'un écoulement qui transporte des structures tourbillonnaires est bien supérieure aux fluctuations de vitesse  $u'$ , il est alors supposé que les variations de  $u$  en un point sont simplement dues au passage d'événements turbulents inchangés de vitesse de convection  $U_c$ . Townsend [159] formalise cette idée par

$$u(x, t) = u(x - U_c \tau, t + \tau) \quad (5.2)$$

pour des valeurs du délai  $\tau$  prises suffisamment petites. La validité de cette hypothèse au regard de la turbulence de couche limite est soutenue entre autre par Dennis et Nickels [39].

La détermination de la vitesse de convection moyenne des structures turbulentes est effectuée au moyen de la méthode présentée par Larchevêque dans la référence [79]. Les différentes étapes sont résumées sur la figure 5.8.

Pour une altitude donnée, il est tout d'abord nécessaire de calculer les coefficients d'auto-corrélation deux points deux temps de la vitesse longitudinale ( $R_{uu} \in [0; 1]$ ) pour différentes positions dans la direction de l'écoulement. Dans le cas présent cinq signaux temporels par altitude, uniformément répartis dans la direction de l'écoulement, sont extraits au cours de la simulation. Le coefficient de corrélation de deux signaux  $F$  et  $G$  de l'espace et du temps à moyenne d'ensemble  $\langle F \rangle$  et  $\langle G \rangle$  non nulle s'écrit formellement de la manière suivante :

$$R_{FG}(\vec{\xi}, \tau) = \frac{\langle F(\vec{x}, t) G(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) \rangle - \langle F(\vec{x}, t) \rangle \langle G(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\left[ \langle F(\vec{x}, t)^2 \rangle - \langle F(\vec{x}, t) \rangle^2 \right] \left[ \langle G(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau)^2 \rangle - \langle G(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) \rangle^2 \right]}} \quad (5.3)$$

De plus, Larchevêque note que la moyenne d'ensemble de  $F(x, y, z, t)$  doit être calculée selon l'équation suivante pour aboutir à un estimateur non biaisé de  $R_{FG}(\vec{\xi}, \tau)$  :

$$\langle F \rangle(y, z) \simeq \frac{1}{(n_x - 2m_x)(n_t - 2m_t)} \sum_{j=m_x+1}^{n_x-m_x} \sum_{k=m_t+1}^{n_t-m_t} F(x, y, z, k\Delta t) \quad (5.4)$$

avec  $m_t$  tel que  $m_t \Delta t = \tau$  et  $m_x$  étant égal à la séparation  $\vec{\xi} \cdot \vec{x}$  mesurée en indices de discrétisation suivant  $\vec{x}$ .

Les cinq autocorrélations  $R_{uu}$  obtenues entre les positions  $x_i$  et  $x_{i+j}$  avec  $j = [-2; 2]$  sont tracées sur la figure 5.8 [1] en fonction du délai (Lag) exprimé en seconde. Puis le retard associé au maximum du coefficient de corrélation est relevé pour chacune d'elle. Une interpolation polynomiale de la région des maxima est nécessaire afin d'en augmenter la précision et de compenser les potentielles erreurs liées à la discrétisation temporelle. Puis les différents retards ainsi relevés sont tracés en fonction de la distance entre les deux positions  $x_i$  et  $x_{i+j}$ . Dans le cas

présent, la discrétisation spatiale longitudinale est constante dans la zone utile de la simulation ( $\Delta_x = 1,264$  mm) et conduit à la figure 5.8 [2]. La droite qui approxime le nuage de point au sens des moindres carrés est calculée et si l'erreur de régression est faible, alors la pente de la droite peut être considérée comme la vitesse locale d'un processus convectif pour une altitude donnée [3]. Enfin, la répétition de cette méthode dans la direction normale à la paroi conduit à la détermination du profil de vitesse de convection présenté sur la figure 5.8.

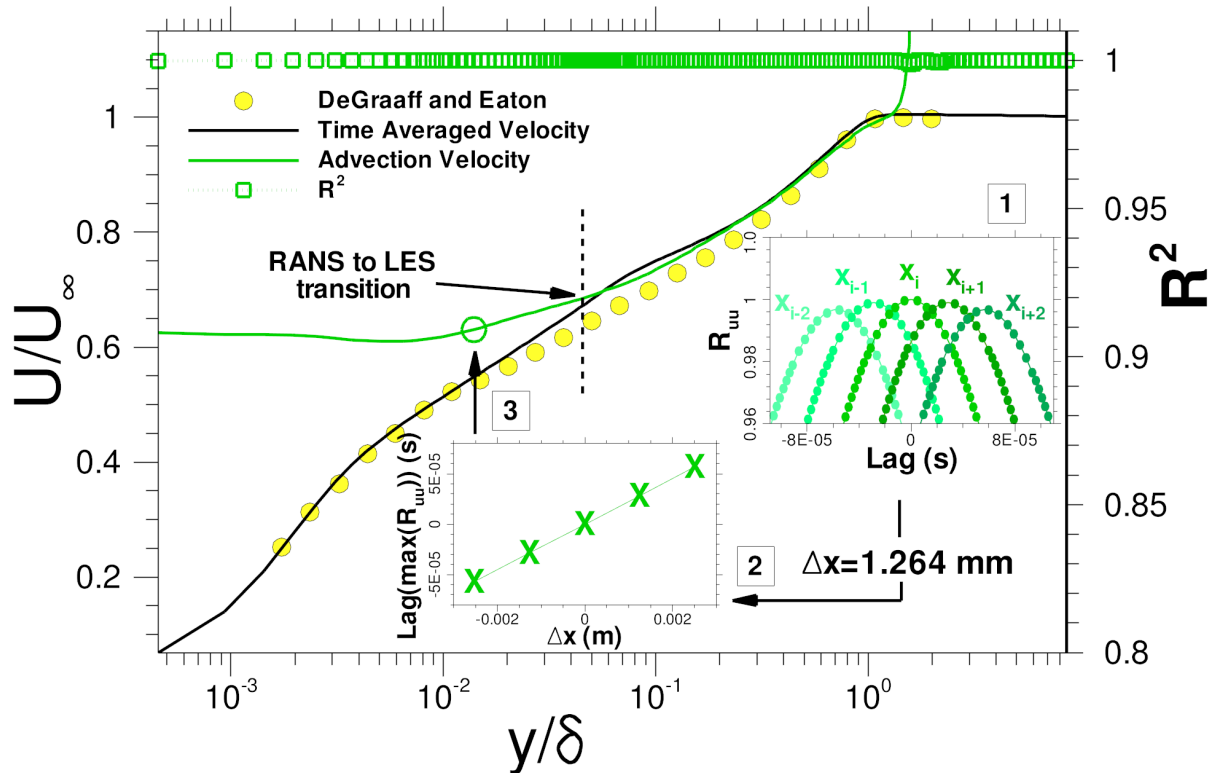


FIGURE 5.8 – Détermination de la vitesse de convection moyenne des structures turbulentes de la couche limite. Station prise à  $Re_\theta = 13\,000$

L'application de cette méthode de détermination de la vitesse de convection est à première vue bien adaptée à la présente simulation ZDES du développement d'une couche limite turbulente sans gradient de pression. En effet, il peut être noté qu'un coefficient de détermination  $R^2$  très proche de 1 est obtenu lors de la phase [3] dans la totalité de l'épaisseur de la couche limite. Le profil de  $U_c$  obtenu peut être divisé en trois zones. Depuis l'écoulement libre, la vitesse de convection tend vers l'infini, marque de l'absence de processus convectif de structures turbulentes. Puis,  $U_c$  décroît fortement et atteint la valeur de la vitesse moyenne  $\bar{u}$  au niveau de la limite haute de la couche limite. À partir de ce point, une bonne concordance entre les distributions de vitesses moyenne et de convection est observée dans la région LES. Une légère déviation est présente à l'approche de celle-ci, phénomène qui tend à réduire le LLM sur le profil de  $U_c$  par rapport à  $\bar{u}$ . Finalement une déviation entre les deux distributions prend place

depuis la transition RANS/LES et s'accroît jusqu'à la paroi.

Plusieurs caractéristiques importantes de l'écoulement ZDES peuvent être soulignées. Tout d'abord, la région RANS est perméable aux fluctuations de vitesse imposées par la région LES, puisqu'une vitesse de convection est relevée dans cette zone. De plus, le profil de vitesse de convection atteint un plateau à l'approche de la paroi. Ainsi, des événements turbulents de vitesse de convection similaire à ceux de la zone externe de la couche limite, résolue en LES, sont observés dans la zone interne RANS. L'approche ZDES, dont la zone RANS de très proche paroi filtre les petites structures tourbillonnaires, typiques de cette région, tend à supposer l'extension de l'influence des plus grosses, identifiées dans la région externe, jusqu'à la paroi. Cette observation tend à supporter la théorie des tourbillons attachés de Townsend [159]. Finalement, alors que la vitesse de convection des structures turbulentes de couche limite est traditionnellement prise égale à la vitesse longitudinale moyenne dans le cadre de simulations DNS ou LES, le filtrage hybride RANS/LES ne permet pas une telle assimilation de ces deux grandeurs.

Les différents profils de vitesse de convection ainsi calculés pour les quatre positions de mesures considérées permettent la conversion en espace des signaux temporels dans la direction de l'écoulement. Les signaux sont acquis à une fréquence de 417 kHz sur une durée de 96 ms, soit 40 000 échantillons au total. La période d'échantillonnage est volontairement surévaluée pour éviter tout risque de repliement lors du calcul des densités spectrales de puissance. Le traitement proposé conduit à un volume de données de 725 Go pour les quatre points de mesures ( $Re_\theta = \{5\,200, 6\,800, 11\,000, 13\,000\}$ ) sur la configuration C<sub>3</sub>-R<sub>2</sub>. Au vu de l'analyse de la vitesse de convection des structures turbulentes présentée ci-dessus, une valeur minimale de  $U_c/U_\infty = 0.6$  est relevée à la station  $Re_\theta = 13\,000$ . Ainsi, les structures turbulentes les plus lentes parcourent  $146 \delta_{Re_\theta=13\,000}$  durant l'acquisition. Celle-ci permet donc a priori de capturer la dynamique des VLSM de longueur caractéristique  $\lambda_x/\delta = 10 - 15$ .

La décomposition spectrale des signaux est effectuée par la méthode du périodogramme modifié proposée par Welch. Le lecteur est invité à se référer aux travaux de Welch [165] pour une description complète de cette méthode dont seuls les éléments nécessaires à l'étude sont brièvement rappelés. Cet auteur explique que l'approximation discrète de la transformée de Fourier continue a pour conséquence l'étalement de l'énergie d'une bande de fréquence jusqu'à des fréquences relativement éloignées en une succession de pics d'amplitudes décroissantes. La méthode proposée par Welch permet une diminution de cette erreur au prix d'une réduction de la résolution fréquentielle. Une procédure de fenêtrage moitié recouvrant est utilisée, conduisant naturellement à la division du signal original. Ainsi, pour un nombre de fenêtres  $n_f$ , le nombre d'échantillons par bloc ( $n_{e/bloc}$ ) est réduit à  $n_{e/bloc} = \frac{2n_e}{n_f+1}$  où  $n_e$  correspond au nombre total d'échantillons. Dans le cas présent, les données expérimentales, tirées des références [90, 96] et présentées sur la figure 5.9, montrent la présence d'énergie jusqu'à des longueurs d'ondes  $\lambda_x/\delta \approx 50$ . Sachant qu'à  $Re_\theta = 13\,000$ , position la plus limitante, la période d'échantillonnage permet aux structures les plus lentes de parcourir  $146 \delta_{Re_\theta=13\,000}$ , 5 blocs moitiés recouvrant au maximum peuvent être considérés pour l'application de la méthode de Welch. Cette valeur est donc retenue pour l'analyse.

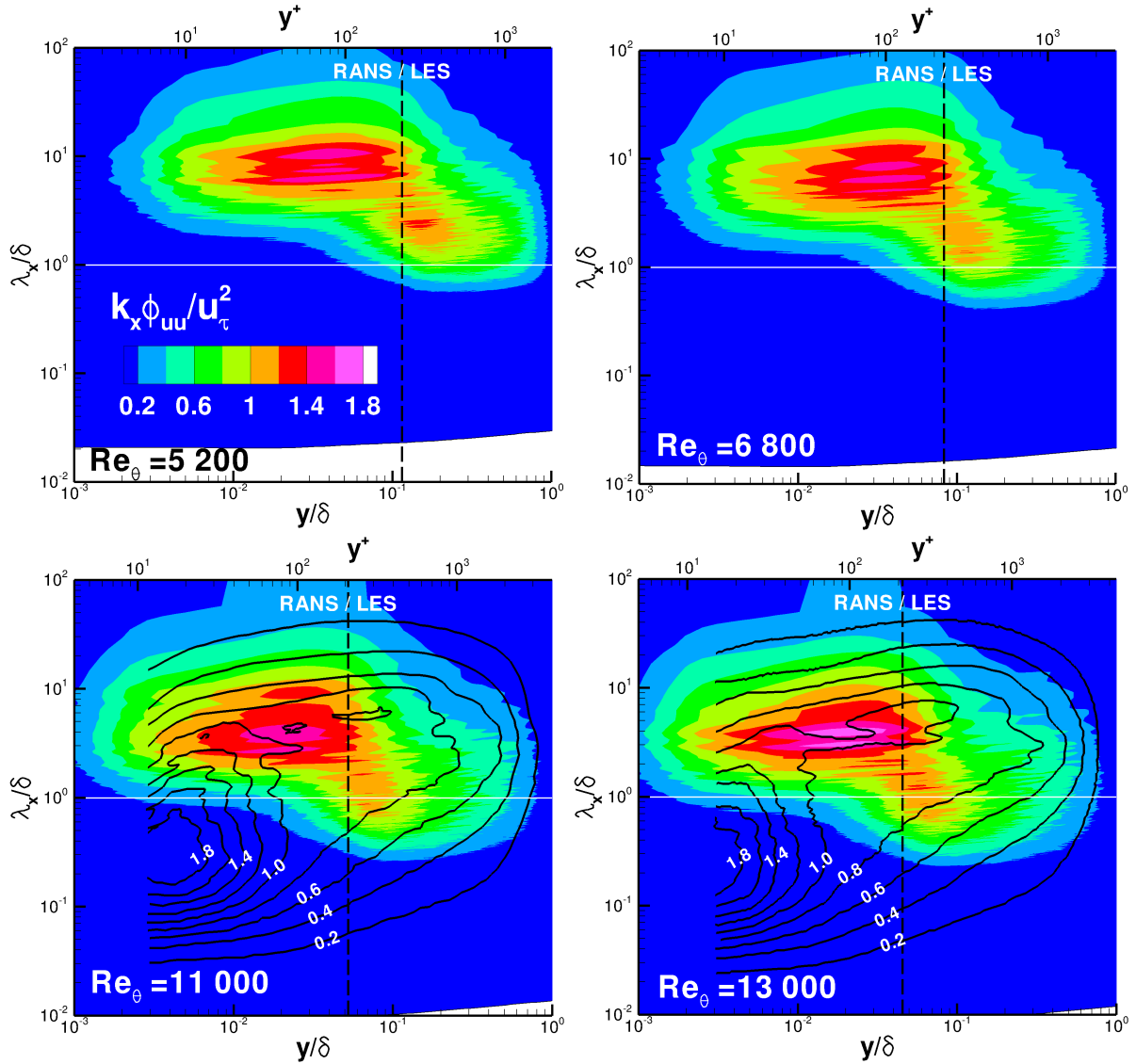


FIGURE 5.9 – Densités Spectrales de Puissance (DSP) de la vitesse fluctuante longitudinale pré-multipliées par le nombre d’onde en fonction de la longueur d’onde ( $k_x \Phi_{uu} / u_\tau^2 (\lambda_x / \delta)$ ) distribuées en fonction de la distance à la paroi. Simulation ZDES mode III avec  $d_w^{prescribed} = 200^+$  (couleur) et Expériences (lignes)

Le contour des densités spectrales de puissance de la fluctuation de vitesse dans la direction de l’écoulement pré-multipliées par le nombre d’onde en fonction de la longueur d’onde ( $k_x \Phi_{uu} / u_\tau^2 (\lambda_x / \delta)$ ) distribuées en fonction de la distance à la paroi, issues du calcul ZDES, est présenté sur la figure 5.9 pour les stations  $Re_\theta = \{5\,200, 6\,800, 11\,000, 13\,000\}$ . Les résultats expérimentaux de Mathis *et al.* [96] et Marusic *et al.* [90], respectivement pris pour  $Re_\tau = 2\,800$  et  $Re_\tau = 3\,900$  sont de plus ajoutés pour comparaison. Il est à noter que l’erreur sur le frottement pariétal, observé pour l’écoulement ZDES, rend la confrontation entre calcul et expérience, ba-

sée sur  $Re_\tau$ , non pertinente. Il est alors préférable d'exprimer les stations de mesure expérimentale en nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement au moyen de l'équation 5.5, proposée par Cousteix [26].

$$Re_\theta = \left( \frac{0,0172 U_\infty^2}{2 u_\tau^2} \right)^2 \quad (5.5)$$

Ainsi, les deux mesures expérimentales prisent pour  $Re_\tau = 2\,800$  et  $Re_\tau = 3\,900$  correspondent respectivement aux positions  $Re_\theta = 10\,000$  et  $Re_\theta = 13\,300$ . Ces dernières sont naturellement reportées sur les contours de  $k_x \Phi_{uu} / u_\tau^2 (\lambda_x / \delta)$  du calcul ZDES le plus proche : soit  $Re_\theta = 11\,000$  et  $Re_\theta = 13\,000$ .

L'examen de la figure 5.9 permet la mise à jour d'un grand nombre de caractéristiques essentielles de la dynamique de la turbulence pariétale, simulée par l'approche ZDES. En premier lieu il apparaît clairement que la majeure partie de l'énergie est contenue par des structures turbulentes de longueurs caractéristiques supérieures à l'épaisseur de couche limite, et ce, indifféremment de la zone interne et externe de la couche limite ou du point de mesure considéré. De plus, l'énergie est plus particulièrement concentrée dans la zone RANS, aux alentours de  $y^+ = 100$ . Il est remarquable de constater que l'intensité du pic d'énergie croît à mesure du développement de la couche limite en accord avec les observations expérimentales de Marusic *et al.*[90]. Cependant sa présence à  $Re_\theta = 6\,800$  et  $Re_\theta = 5\,200$ , ainsi qu'une altitude de positionnement fixée en échelle interne s'y oppose. Il est rappelé que ce pic externe est traditionnellement observé pour  $y/\delta = 0,6$ . Si l'hypothèse des structures inactives de Townsend est retenue, l'absence de petites échelles, typiques de la région de très proche paroi, dans la zone RANS, qui habituellement empêchent la détection des plus grosses par la présente analyse spectrale, peut expliquer la détection du pic d'énergie grandes échelles à  $Re_\theta = O(10^3)$ . Les plus petites échelles simulées apparaissent graduellement lors de la transition RANS/LES, avant l'apparition d'un second plateau, dû au filtrage LES. L'hypothèse selon laquelle des structures de grandes longueurs d'onde viennent marquer l'écoulement depuis la région logarithmique jusqu'à la paroi, formulée à partir de l'étude des profils de vitesse de convection longitudinale, se voit donc confirmée.

Si l'attention est plus particulièrement portée sur les stations haut Reynolds pour lesquelles nous disposons de données expérimentales, il apparaît que l'organisation structurale prévue par la ZDES est similaire à celle physiquement observée. En effet, la présence d'un pic d'énergie pour des échelles de longueurs proches de celles de l'expérience est obtenue. Cependant, sa localisation spatiale au sein de la couche limite, ainsi que son intensité diffèrent. L'expérience prévoit au niveau du pic de la région externe une intensité  $k_x \Phi_{uu} / u_\tau^2 (\lambda_x / \delta)$  de  $0,8 - 1$  et  $1 - 1,2$ , respectivement pour  $Re_\theta = 10\,000$  et  $Re_\theta = 13\,300$ , alors que des valeurs de  $1,4 - 1,6$  et  $1,6 - 1,8$  apparaissent dans le cas ZDES pour  $Re_\theta = 11\,000$  et  $Re_\theta = 13\,000$ . Une surestimation de l'énergie du pic grandes échelles de  $50 - 75\%$  est donc constatée dans l'écoulement simulé. De plus, celui-ci prend place bien plus proche de la paroi qu'il ne devrait. Cette déviation de la hauteur de localisation par rapport à l'expérience augmente à mesure du

développement de la couche limite turbulente.

Finalement, plusieurs enseignements peuvent être tirés de l'analyse spectrale de l'écoulement de proche paroi simulé par l'approche ZDES. Il est maintenant clair que cette méthode de résolution hybride RANS/LES produit naturellement une dynamique grandes échelles ( $\lambda_x/\delta > 1$ ), assimilable aux observations expérimentales à haut nombre de Reynolds. Ce comportement est de plus constaté sans qu'aucune injection explicite de structures similaires au VLSM ne soit imposée par la condition d'entrée instationnaire SEM. Il a d'ailleurs été vu précédemment que l'influence d'un tel mode SEM se limite uniquement à la zone de transition, qui s'étend de l'entrée du domaine de calcul, jusqu'à l'obtention d'une couche limite pleinement turbulente. Le pic d'énergie grandes échelles simulé ne suit cependant pas l'évolution montrée par Marusic *et al.*[90] à mesure du développement de la couche limite turbulente. En effet, l'altitude de celui-ci semble figée aux alentours de  $y = 100^+$  sur la plage de Reynolds  $5\,200 \leq Re_\theta \leq 13\,000$ , alors que l'expérience montre un déplacement spatial normal à la paroi qui s'adimensionne en échelles externes. La position  $y/\delta = 0,06$  est traditionnellement relevée. Ces observations soulèvent la question de l'influence de la hauteur de transition RANS/LES, fixée par le paramètre  $d_w^{prescribed}$ , sur la dynamique grandes échelles observée. Il est en effet rappelé que cette dernière prend la valeur  $d_w^{prescribed} = 200^+$  dans le cas présent. La grande influence de ce paramètre sur la description statistique d'un écoulement pariétal a en effet été démontrée à la fois pour des nombres de Reynolds modérés (référence [34]), mais aussi dans cette étude haut Reynolds (partie 5.1.2).

L'absence de positionnement optimal universel de la hauteur de transition RANS/LES, lorsque celle-ci est exprimée en unité de paroi, l'augmentation continue de l'erreur sur le frottement observée jusqu'ici, ainsi que le positionnement figé du pic d'énergie grandes échelles à mesure du développement de la couche limite sont autant d'arguments qui soutiennent le besoin d'une modification de la stratégie ZDES mode III vers une imposition variable de la hauteur de transition, fonction de l'épaisseur de couche limite. De plus, il a été vu dans la partie bibliographique 2.2.2 que la fonction de transition automatique RANS/LES de la branche WMLES de l'IDDES, proposée par Shur *et al.* [137], conduit à ce type de comportement bien qu'aucune justification physique ne soit clairement proposée. L'étude d'un canal plan proposée par Mockett [100] illustre et une zone de transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi située à  $y/\delta \approx 0,1$  pour  $Re_\tau = 4\,000$  et  $Re_\tau = 18\,000$  est observée sur la figure 2.18. L'étude de l'influence d'une imposition de la hauteur de transition variable à mesure du développement de la couche limite est donc entreprise.

## 5.4 Nouveaux critères pour la transition ZDES

Cette partie est consacrée à l'étude de l'influence de l'application d'une transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi variable, à mesure du développement de la couche limite turbulente. Actuellement, le mode III de la ZDES propose de fixer la hauteur de transition en échelle physique au travers de la variable  $d_w^{prescribed}$ . Cette dernière étant usuellement exprimée en unité de paroi au vu de la faible variation de la vitesse de frottement sur les plages de Reynolds considérées. Cette stratégie a tout d'abord été retenue pour sa simplicité

de mise en œuvre car seules des données géométriques, connues a priori, sont nécessaires à la détermination du passage de la résolution RANS à celle LES. Les différentes études précédentes soutiennent l'hypothèse selon laquelle une hauteur de transition variable, fonction de l'épaisseur locale de la couche limite serait plus à même de reproduire l'évolution physique de la dynamique de la couche limite turbulente à mesure de son développement. Cette simple évolution du mode III de la ZDES augmente cependant drastiquement sa complexité de mise en œuvre, puisque l'épaisseur de couche limite n'est a priori pas connue. Ainsi, une formulation générale de ce type d'approche, dédiée à une utilisation dans un cadre industriel, requiert une automatisation de la détection des couches limites au travers de capteurs, sur le modèle des approches IDDES et DDES présentées dans l'analyse bibliographique.

Les travaux de cette thèse ont pour objectif de déterminer les critères numériques permettant d'assurer un caractère prédictif de la simulation ZDES en turbulence pariétale. Cette identification a pour but de définir des lignes directrices générales de bonnes pratiques pour l'utilisateur. L'automatisation des différents paramètres de la simulation est une étape supplémentaire, afin de rendre la méthode de résolution à la fois viable pour des études sur des géométries complexes, mais aussi accessible au plus grand nombre. Dans le cas présent, l'évolution de la hauteur de transition  $d_w^{prescribed}$  est déterminée a priori, sur la base d'une simulation 2D-RANS. De plus, une approximation linéaire de l'évolution de l'épaisseur de la couche limite en fonction de la distance au point d'arrêt est retenue. Cette stratégie permet le juste compromis entre précision d'application et temps de mise en place au sein du code de calcul. En effet, une variation de  $d_w^{prescribed} / \delta$  de moins de 1% par rapport à la valeur objectif est observée a posteriori dans la zone utile du domaine de calcul (voir figure 5.11).

La configuration C<sub>3</sub>-R<sub>2</sub> est conservée pour cette étude. L'injection de structures cohérentes similaires aux VLSM par la condition d'entrée SEM est effectuée au vu de l'effet bénéfique précédemment observé dans la zone de réactivation turbulente, sans qu'aucune perturbation de l'écoulement ne soit révélée dans la zone utile. Il a de plus été vu que les structures grandes échelles  $\lambda_x / \delta > 1$  sont naturellement générées par l'approche ZDES. Finalement, une valeur objectif de  $d_w^{prescribed} / \delta = 0,1$  est retenue. Ce choix s'appuie tout d'abord sur les travaux de Mockett [100] qui montrent que cette valeur correspond à celle finalement obtenue par la fonction de transition automatique de l'IDDES. De plus, la valeur de  $d_w^{prescribed} = 100^+$  définie comme optimale par Deck *et al.* [34] pour  $Re_\theta = 2\,900$  et reprise aux chapitres précédents de ce manuscrit, peut aussi être exprimée comme  $d_w^{prescribed} / \delta_{(Re_\theta=2\,900)} = 0,094$ . Enfin, la bonne description statistique de l'écoulement simulé avec  $d_w^{prescribed} = 200^+$ , obtenue pour  $Re_\theta = 5\,200$  sur la figure 5.7, correspond à  $d_w^{prescribed} / \delta_{(Re_\theta=5\,200)} = 0,114$ .

Les résultats de la simulation sur la configuration C<sub>3</sub>-R<sub>2</sub> avec  $d_w^{prescribed} \approx 0,1\delta$  sont confrontés à ceux obtenus lorsque  $d_w^{prescribed} = 200^+$  dans la suite de cette partie. La figure 5.10 présente les distributions de coefficient de frottement ainsi que d'épaisseur de quantité de mouvement pour ces deux cas. Il peut tout d'abord être noté que le recours à une évolution linéaire de la hauteur de transition dans la direction de l'écoulement a un effet bénéfique sur la prévision du frottement pariétal. En effet, bien que l'erreur de celui-ci par rapport à la référence RANS



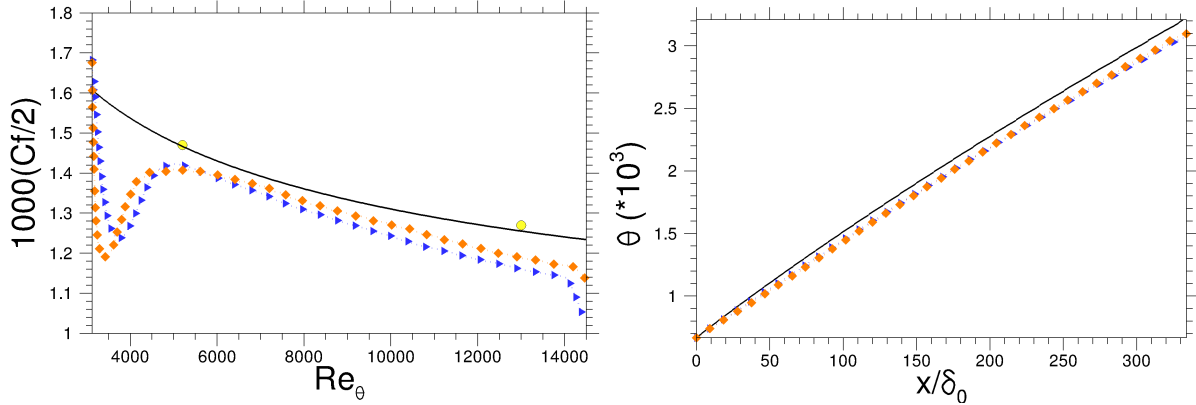


FIGURE 5.10 – Coefficient de frottement (gauche) et épaisseur de quantité de mouvement (droite) pour différentes hauteurs de transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi – ● Expérience de DeGraaff et Eaton, — RANS-SA, ● ZDES ( $d_w^{prescribed} = 200^+$ ), ◆ ZDES ( $d_w^{prescribed} \approx 0, 1\delta$ )

présente toujours une augmentation quasi continue à mesure du développement de la couche limite, une évolution plus lente de cette dernière dans la zone utile est visible sur la figure 5.11. Une distance de transition similaire est observée entre les deux simulations bien qu’une décroissance plus violente de l’intensité turbulente, suite à la condition SEM, soit visible lorsque  $d_w^{prescribed} \approx 0, 1\delta$ . Ce phénomène s’oppose aux observations faites précédemment sur l’emploi d’un mode « VLSM » dans la condition d’entrée SEM. Cependant, la figure 5.11 montre une hauteur de transition RANS/LES en entrée du calcul drastiquement différente entre les deux simulations, pouvant expliquer les différences de comportement lors de la réactivation turbulente. La distribution de quantité de mouvement se trouve insensible à l’emploi d’une hauteur de transition longitudinalement variable.

L’examen du ratio  $d_w^{prescribed} / \delta$  illustre les importantes modifications du filtre hybride dues à l’emploi d’une évolution linéaire de la hauteur de transition. En effet le lecteur est invité à noter que malgré un  $d_w^{prescribed}$  similaire dans les deux cas à la station  $Re_\theta = 5\,200$ , une rapide décroissance de la proportion RANS/LES est visible pour  $d_w^{prescribed} = 200^+$ . La part RANS devient donc de plus en plus fine et une valeur de  $d_w^{prescribed} / \delta = 0,045$  est relevée pour  $Re_\theta = 13\,000$ . La quantification de l’erreur sur le frottement pariétal, entre la ZDES mode III et la référence RANS, est l’un des arguments qui permet de rendre compte de la qualité globale de l’écoulement simulé. Cette dernière est maintenue inférieure à 5% dans la zone utile grâce à l’emploi de la fonction d’évolution de la hauteur de transition en fonction du développement de la couche limite et ce avec une résolution de maillage de  $\Delta_x = 200^+$  et  $\Delta_z = 100^+$ . À titre d’exemple, Deck *et al.* [34] rapportent une erreur de  $\sim 3\%$  sur leur simulation ZDES mode III, à nombre de Reynolds modéré, pour une résolution typiquement LES  $\Delta_x = 50^+$  et  $\Delta_z = 12^+$ , soit 32 fois plus dense.

L’examen des grandeurs statistiques du premier et second ordre de la figure 5.12 permet

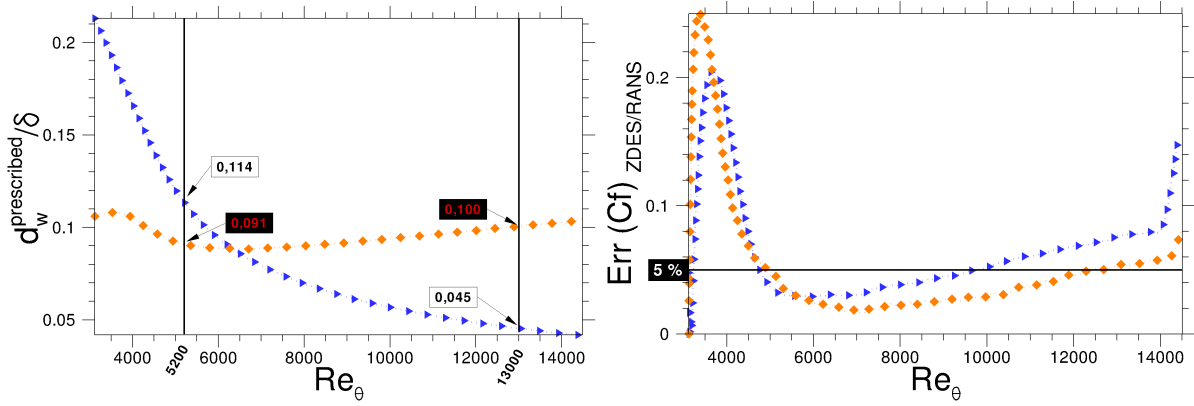


FIGURE 5.11 – Position de la transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi (gauche) et évolution de l’erreur sur le coefficient de frottement des calculs ZDES par rapport à la référence RANS-SA (droite) — RANS-SA,  $\blacktriangle$  ZDES ( $d_w^{\text{prescribed}} = 200^+$ ),  $\blacklozenge$  ZDES ( $d_w^{\text{prescribed}} \approx 0, 1\delta$ )

d’alimenter la réflexion sur la stratégie d’imposition de la transition RANS/LES à retenir. Tout d’abord, si une observation par station de mesure est entreprise, des résultats très similaires sont obtenus pour  $Re_\theta = 5\,200$  indifféremment de la définition de  $d_w^{\text{prescribed}}$ . En effet, seule une légère dégradation de la distribution de  $u_{rms}$  ainsi qu’une amélioration de la description de  $\overline{u'v'}$  sont visibles dans la zone externe de la couche limite au passage de  $d_w^{\text{prescribed}} = 200^+$  à  $d_w^{\text{prescribed}} \approx 0, 1\delta$ . Ce comportement peut être expliqué par la légère diminution de la hauteur de transition à cette station, liée au changement de stratégie d’application. Celle-ci passe donc de  $d_w^{\text{prescribed}}/\delta = 0, 114$  à  $0, 091$ , respectivement pour les cas  $d_w^{\text{prescribed}} = 200^+$  et  $d_w^{\text{prescribed}} \approx 0, 1\delta$ . Au regard de la tension de Reynolds de cisaillement, l’effet bénéfique de l’injection de structures grandes échelles en entrée, similaires au VLSM observées à haut nombre de Reynolds, a déjà été constaté sur la figure 5.7 pour cette même station de mesure. La similarité des résultats obtenus à  $Re_\theta = 5\,200$  pour les deux cas est tout à fait remarquable au vu de la grande disparité des hauteurs de transition  $d_w^{\text{prescribed}}/\delta$  depuis l’entrée du domaine (voir figure 5.11). L’hypothèse selon laquelle l’influence de la hauteur de transition RANS/LES sur la qualité de la description statistique de l’écoulement est majoritairement locale, indépendamment de son état amont, peut être émise.

À la position  $Re_\theta = 13\,000$ , une variation de hauteur de transition plus importante entre les deux simulations prend place. Dans ce cas, l’excellente description du profil de vitesse longitudinale est à noter lorsque  $d_w^{\text{prescribed}} = 0, 1$ . En effet, le traditionnel LLM observé au niveau du changement de méthode de résolution devient insignifiant. De plus, une amélioration de la tension de Reynolds de cisaillement est visible dans la partie RANS de cette même simulation. La tension normale  $u_{rms}$  n’atteint cependant pas l’objectif escompté, puisque le pic situé au niveau de la transition est sous-évalué, malgré une légère augmentation par rapport au calcul ZDES avec  $d_w^{\text{prescribed}} = 200^+$ . En dessous de cette limite, une diminution de la quantité de fluctuations de la vitesse résolue prend naturellement place due au filtrage

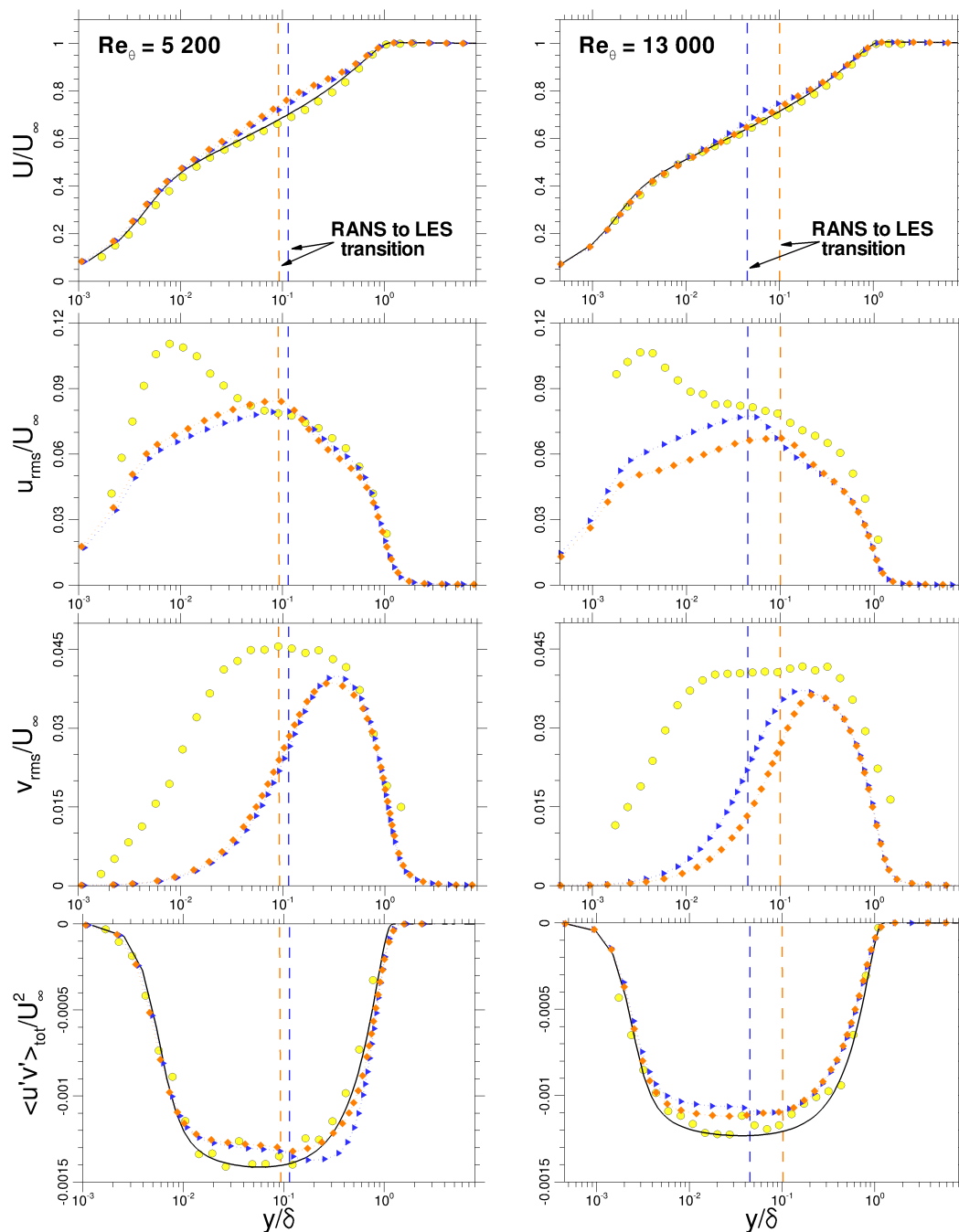


FIGURE 5.12 – Grandeurs statistiques du premier et second ordre prises pour  $Re_\theta = 5\,200$  (gauche) et  $Re_\theta = 13\,000$  (droite). La vitesse moyenne longitudinale ainsi que les tensions de Reynolds dans la direction de l'écoulement, dans la direction normale à la paroi et de cisaillement sont respectivement présentées du haut vers le bas – ● Expérience de DeGraaff et Eaton — RANS-SA, ● ZDES ( $d_w^{prescribed} = 200^+$ ), ● ZDES ( $d_w^{prescribed} \approx 0, 1\delta$ )

RANS pour les deux tensions normales considérées. Cependant, il peut être noté qu'un taux de résolution bien supérieur est obtenu au niveau du changement de méthode de résolution lorsque  $d_w^{prescribed} / \delta = 0,1$  comparé au cas  $d_w^{prescribed} / \delta = 0,045$ . Ainsi, une erreur moyenne inférieure est constatée dans la partie LES du calcul sur les grandeurs *rms*.

Les bénéfices de l'application d'une hauteur de transition variable, fonction du taux de développement de la couche limite, ne ressortent pas aussi clairement que nous aurions pu le souhaiter sur les grandeurs statistiques et ce bien qu'un certain nombre d'améliorations liées à son emploi aient été relevées. La principale déception reste vis-à-vis de  $u_{rms}$  à la seconde station de mesure. En effet, la quantité totale de tension normale de Reynolds se voit diminuée due à l'augmentation de la part RANS dans la simulation, alors que seule une infime amélioration apparaît dans la zone LES. Une étude plus approfondie de cette grandeur statistique est donc effectuée afin de tenter d'en expliquer le comportement.

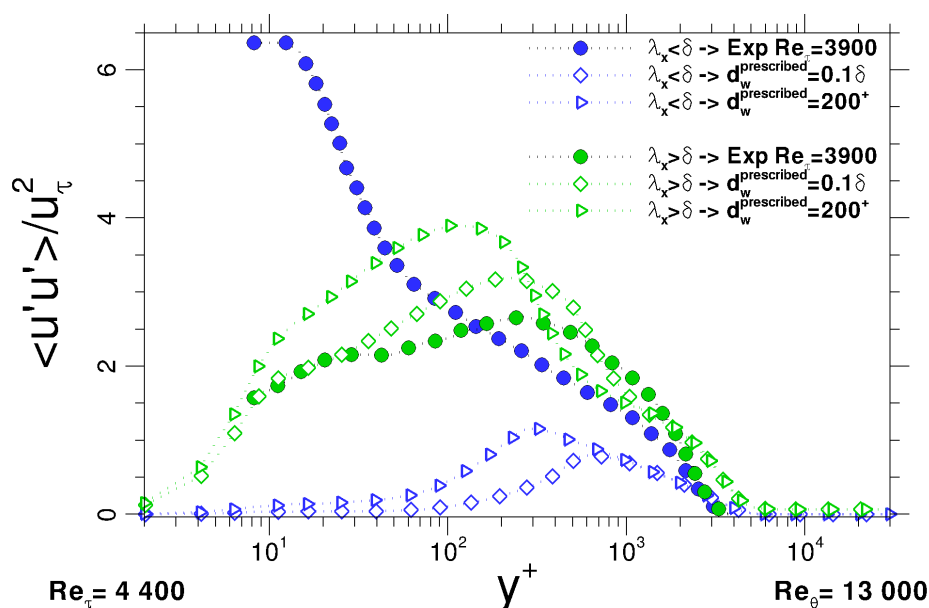


FIGURE 5.13 – Décomposition du profil de la tension normale de Reynolds dans la direction de l'écoulement en contributions petites et grandes échelles, comme proposée par Marusic *et al.* [90]

Sur le modèle de l'analyse proposée par Marusic *et al.* [90], le profil de tension normale de Reynolds longitudinale est décomposé en deux parties, selon que les contributions proviennent des grandes ou des petites échelles turbulentes. Il est ainsi possible de mettre en évidence la part de chacune des deux catégories de structures cohérentes au sein de l'intensité turbulente large bande. Pour ce faire, les densités spectrales de puissance sont calculées à toutes les altitudes de la couche limite pour une station de mesure donnée. Puis une intégration de celles-ci est effectuée sur les deux plages de longueurs d'ondes sélectionnées. La limite

entre petites et grandes échelles est prise pour  $\lambda_x = \delta$ . La figure 5.13 permet de comparer la dynamique simulée avec celle observée expérimentalement pour  $Re_\theta = 13\,000$ . Ce traitement du champ simulé permet de bien mieux mettre en évidence l'effet de la hauteur de transition sur la dynamique de la turbulence de proche paroi. En effet, à mesure que la transition se rapproche de la paroi ( $d_w^{prescribed}/\delta = 0,1$  vers  $d_w^{prescribed}/\delta = 0,045$ ), la part de la contribution des grandes échelles au niveau de la transition RANS/LES augmente drastiquement (+33%). Ainsi, un bien meilleur accord avec les données expérimentales est obtenu par l'approche à hauteur de transition variable, fonction de l'épaisseur de couche limite. Cependant, la hauteur de transition à cette station,  $d_w^{prescribed} = 0,1$ , semble toujours insuffisante. Concernant les petites échelles, leur contribution est naturellement nulle dans la partie RANS et augmente graduellement pour culminer au niveau de la transition RANS/LES. Dans la partie LES, la contribution des petites échelles, résolues par la ZDES, à la tension de Reynolds  $u_{rms}$  est bien inférieure aux observations expérimentales. Il apparaît donc clairement que la sous-évaluation de  $u_{rms}$ , observée dans la région LES à  $Re_\theta = 13\,000$  dans le cas  $d_w^{prescribed}/\delta = 0,1$  sur la figure 5.12, est la conséquence du filtrage LES des plus petites structures et non pas l'absence des plus grosses. De plus, le bon niveau observé aux alentours de la transition RANS/LES lorsque  $d_w^{prescribed}/\delta = 0,045$  est un artifice lié à une large surpopulation des grandes échelles  $\lambda_x > \delta$ . La qualification d'une méthode de résolution, pour laquelle une gamme d'échelles turbulentes est modélisée, sur la base de mesures expérimentales des grandeurs statistiques du second ordre, n'est donc pas toujours pertinente.

Il devient donc nécessaire de s'attarder sur l'étude du contenu fréquentiel de l'écoulement. Les densités spectrales de puissances prémultipliées par le nombre d'onde en fonction de la longueur d'onde ( $k_x \Phi_{uu}/u_\tau^2(\lambda_x/\delta)$ ) sont présentées sur la figure 5.13 pour les positions  $Re_\theta = \{5\,200, 6\,800, 11\,000, 13\,000\}$ . De même que précédemment, les données expérimentales prises pour  $Re_\theta = 10\,000$  et  $Re_\theta = 13\,300$  sont prises comme références pour comparaison. Tout d'abord, une très nette influence de la hauteur de transition RANS/LES apparaît lors de l'examen des figures 5.9 et 5.14 issues des simulations ZDES dont la hauteur de transition RANS/LES est respectivement définie comme  $d_w^{prescribed} = 100^+$  et  $d_w^{prescribed} \approx 0,1\delta$ . Le pic d'énergie grandes échelles ( $\lambda_x/\delta > 1$ ) reste présent aux quatre stations de mesures pour des longueurs d'ondes similaires  $\lambda_x/\delta \approx 8$ . Cependant, alors qu'une croissance de l'intensité prenait place à mesure du développement de la couche limite turbulente ZDES à  $d_w^{prescribed}$  fixe, une tendance inverse est observée lorsque  $d_w^{prescribed}$  varie en fonction de l'épaisseur de la couche limite. Ainsi, un bien meilleur accord avec l'expérience est obtenu à  $Re_\theta = O(10^4)$  sur la figure 5.14. En effet des valeurs de  $k_x \Phi_{uu}/u_\tau^2$  comprises entre  $1,2 - 1,4$  et  $1 - 1,2$  sont relevées au niveau du pic respectivement à  $Re_\theta = 11\,000$  et  $Re_\theta = 13\,000$ . Ces contours de DSP distribuées dans la direction normale à la paroi confortent les observations faites sur la figure 5.13. En effet, pour  $Re_\theta = 13\,000$  le passage de  $d_w^{prescribed}/\delta = 0,045$  à  $d_w^{prescribed}/\delta = 0,1$  n'a pas pour seul effet la diminution de la contribution grandes échelles totale au profil de  $u_{rms}$ . Le rehaussement de la hauteur de transition RANS/LES conduit de plus à une répartition spectrale de l'énergie turbulente en meilleur accord avec l'expérience.

La localisation spatiale du pic externe au sein de la couche limite semble de plus conditionné par le positionnement de la hauteur de transition RANS/LES. Lors de l'emploi d'un

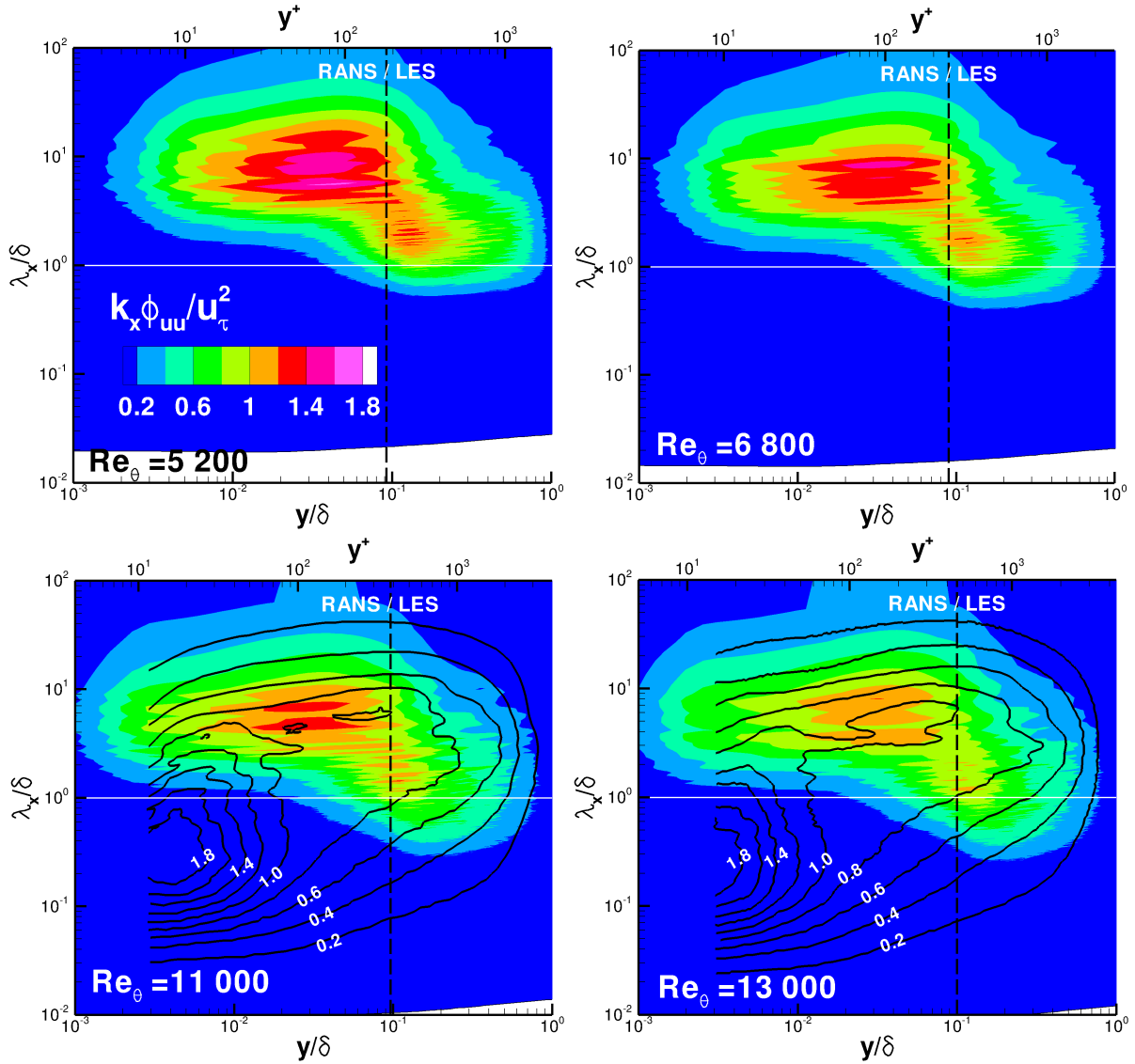


FIGURE 5.14 – Densités Spectrales de Puissance (DSP) de la vitesse fluctuante longitudinale prémultipliées par le nombre d’onde en fonction de la longueur d’onde ( $k_x \Phi_{uu} / u_\tau^2 (\lambda_x / \delta)$ ) distribuées en fonction de la distance à la paroi. Simulation ZDES mode III avec  $d_w^{prescribed} \approx 0,1\delta$  (couleur) et Expériences (lignes)

$d_w^{prescribed}$  variable, fonction de l’épaisseur de couche limite, la position du pic prend place pour  $y/\delta \approx 0,3$ . Bien que la nouvelle approche d’imposition de la transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi soit plus pertinente que l’originale, cette observation confirme la légère sous-estimation de la valeur retenue ( $d_w^{prescribed} / \delta \approx 0,1$ ). Les importantes modifications du contenu spectral observées pour  $Re_\theta = 13\,000$  entre  $d_w^{prescribed} / \delta = 0,045$  et  $d_w^{prescribed} / \delta = 0,1$ , aussi bien en terme de localisation que d’intensité du pic, laissent entrevoir

la notion de positionnement optimal de la hauteur de transition RANS/LES, permettant d'assurer le caractère prédictif d'une simulation ZDES mode III.

La simulation effectuée au moyen de la nouvelle définition de  $d_w^{prescribed}$  conduit donc à un écoulement structurellement plus sain, et ce, malgré la persévérance de variations par rapport à l'expérience des grandeurs intégrales et statistiques du premier et second ordre. Il est d'ailleurs rappelé que l'évolution longitudinale du coefficient de frottement souffre toujours d'une augmentation quasi continue de son erreur par rapport à la référence RANS-SA. Il est donc proposé d'étudier la relation qu'il existe entre le champ de vitesse et le frottement pariétal. Pour cela, les coefficients de corrélations deux point deux temps entre le coefficient de frottement et les trois composantes de la vitesse sont calculés pour  $Re_\theta = \{5\,200, 6\,800, 11\,000, 13\,000\}$ . Leur distribution dans la direction normale à la paroi sous forme de contour est présentée sur la figure 5.15.

Il peut tout d'abord être noté que chacune des composantes du champ de vitesse  $u$ ,  $v$  et  $w$ , respectivement dans les directions, de l'écoulement, normale à la paroi et transverse, a une influence directe sur le frottement pariétal mais de poids différent. La composante  $u$  exhibe le coefficient de corrélation le plus élevé, indifféremment du Reynolds considéré. Les contours de  $R_{cf,u}$  peuvent être décomposés en deux parties. Très proche de la paroi,  $y \lesssim 20^+$ , le maximum de corrélation est de retard nul. Puis une deuxième région d'intensité similaire à la première, mais dont le retard croît linéairement, prend place pour  $20^+ \lesssim y \lesssim 0,3\delta$ . L'évolution de cette seconde région semble être contrainte par la hauteur de transition RANS/LES. La localisation de la fin de la zone de maximum de corrélation,  $y/\delta \approx 0,3$ , n'est en effet pas sans rappeler la position du pic grandes échelles de  $k_x\Phi_{uu}/u_\tau^2$ , vu sur la figure 5.14. La connexion entre le paramètre  $d_w^{prescribed}$  et l'erreur sur le frottement pariétal, mise en évidence aussi bien à nombre de Reynolds modéré (voir référence [34]) que pour  $Re_\theta = O(10^4)$ , s'explique donc au travers du champ de vitesse dans la direction de l'écoulement.

Le coefficient de corrélation  $R_{cf,v}$  présente un comportement et une évolution, à mesure du développement de la couche limite, différent de  $R_{cf,u}$ . Deux zones d'influence maximum sont relevées pour lesquelles la norme du coefficient de corrélation présente une évolution croissante avec le nombre de Reynolds. La première s'étend sur  $10^+ \lesssim y \lesssim 100^+$ , alors que le second pic, de plus grande amplitude, se situe aux alentours de  $y = 200^+$ . Contrairement à  $R_{cf,u}$ , le positionnement de ces deux zones, fixe en unité de paroi, note l'indépendance du phénomène observé à la localisation de la hauteur de transition ZDES. L'examen de l'évolution du coefficient de corrélation entre le frottement pariétal et la vitesse transverse ( $R_{cf,w}$ ) en fonction du Reynolds conduit à la même conclusion. Dans ce cas, le pic de corrélation se situe aux alentours de  $y \approx 10^+$ . À l'inverse une diminution de  $R_{cf,w}$  est observée à mesure du développement de la couche limite turbulente. Ainsi, alors que l'influence de  $w$  sur le frottement domine à nombre de Reynolds modéré ( $Re_\theta < 10^4$ ) par rapport à  $v$ , l'écart entre les valeurs maximum de  $R_{cf,v}$  et  $R_{cf,w}$  diminue petit à petit avec la montée en Reynolds, jusqu'à ce qu'une inversion de tendance soit observée. Une influence supérieure de la composante de vitesse normale à la paroi, par rapport à celle transverse, sur le frottement pariétal, est finalement visible à la station  $Re_\theta = 13\,000$ .

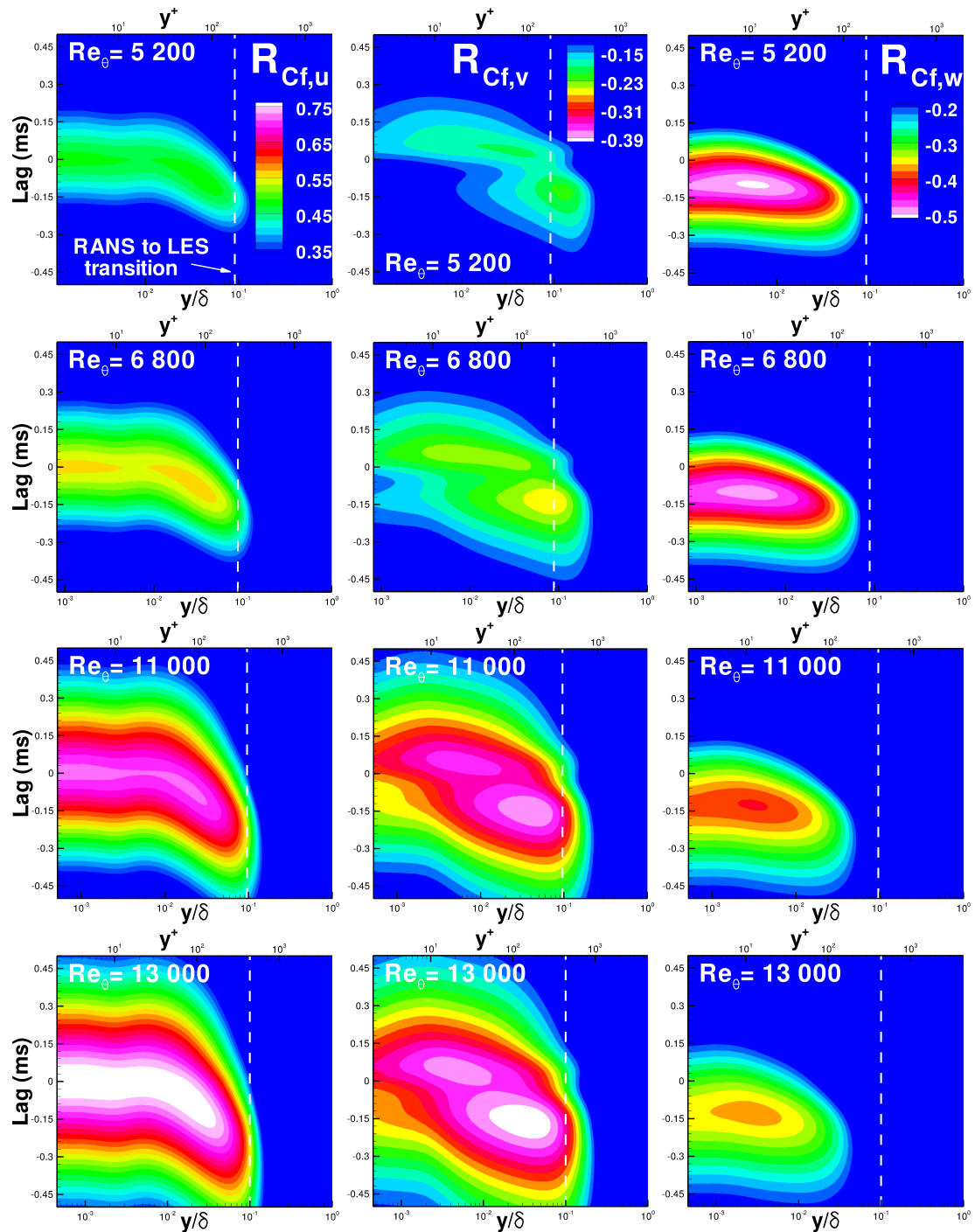


FIGURE 5.15 – Coefficients de corrélation entre le frottement et les différentes composantes de la vitesse. Mesures effectuées pour  $Re_\theta = \{5200, 6800, 11000, 13000\}$  Simulation ZDES mode III avec  $d_w^{prescribed} \approx 0,1\delta$



Au vu de l'évolution des quantités  $R_{cf,v}$  et  $R_{cf,w}$ , décrite ci-dessus, l'hypothèse selon laquelle le maillage serait en partie à l'origine de l'augmentation continue de l'erreur sur le frottement pariétal, illustrée sur la figure 5.11, peut être émise. En effet, la criticité de la résolution du maillage, et ce principalement dans la direction transverse à l'écoulement, sur les prévision ZDES mode III du frottement pariétal, a été clairement identifiée lors de l'étude de Deck *et al.* [34] à nombre de Reynolds modéré ( $Re_\theta = 2\,900$ ). Un effet de résolution similaire peut donc naturellement être attendu dans la direction normale à la paroi pour un régime haut Reynolds. Une intensification de celui-ci, fonction de  $Re_\theta$ , est même escompté. Cependant, il a été vu lors de la présentation des cas tests (partie 4.1) qu'une distribution uniforme de maille est effectuée dans les directions longitudinale et transverse de l'écoulement, alors que la contrainte  $\Delta_{y_{wall}} = 1^+$  impose le recours à une répartition géométrique des mailles dans la direction normale à la paroi. Sur la configuration C<sub>3</sub>-R<sub>2</sub>, considérée dans cette étude,  $\Delta_z = 100^+$  est fixe dans l'intégralité du domaine de calcul, alors qu'une augmentation de ( $\Delta_{y_{max}}$ ) au sein de la couche limite prend place à mesure de l'épaississement de celle-ci. Les plages de variation  $1^+ < \Delta_y < 92^+$  et  $1^+ < \Delta_y < 213^+$  peuvent être relevées pour  $y \leq \delta$ , respectivement aux stations de mesure  $Re_\theta = 5\,200$  et  $Re_\theta = 13\,000$ . Finalement, ce maillage conduit à une capacité de résolution à  $Re_\theta = 13\,000$  inférieure de  $v$  par rapport à  $w$ , alors que l'influence de la composante normale à la paroi de la vitesse sur le frottement pariétal est d'amplitude similaire à celle de la composante transverse pour  $Re_\theta = 5\,200$ . Cette analyse implique qu'un maillage respectant  $\Delta_y \leq \Delta_z$  au sein des couche limites serait plus adapté.

## 5.5 Conclusion sur l'emploi de la ZDES à haut nombre de Reynolds

Le développement de l'approche hybride ZDES est motivé par le besoin de simulations de haute fidélité, permettant l'étude de la dynamique d'un écoulement turbulent à haut nombre de Reynolds, à des fins industrielles. Cependant, lors de la première phase de validation du mode WMLES de la ZDES (voir référence [34]), seuls des cas tests à des nombres de Reynolds modérés  $Re_\theta = O(10^3)$  ont été considérés. Ceci se justifie à la fois par la quantité importante de simulations requise, ainsi que le besoin de données de références expérimentales et DNS. Cette première phase, dont les chapitres 3 et 4 font partie, a permis la démonstration de la pertinence de l'approche ZDES en turbulence pariétal pour ce type de régime turbulent. De plus, cette étape a contribué à une meilleure connaissance du comportement du mode III de la ZDES permettant la définition de lignes directrices quant à son emploi. Cependant l'extension de ces travaux à haut nombre de Reynolds  $Re_\theta = O(10^4)$  est nécessaire à la généralisation des recommandations d'emploi de cette approche afin d'en assurer le caractère prédictif en pratique. Les profondes modifications de l'organisation structurelle et énergétique de la couche limite à haut nombre de Reynolds, défini comme  $Re_\theta \gtrsim O(10^4)$ , rapportées dans la partie bibliographique, appuient d'autant plus la nécessité de ces travaux.

En premier lieu, une extension directe à haut nombre de Reynolds, de l'expérience acquise pour  $Re_\theta = O(10^3)$ , sur le cas du développement spatial d'une couche limite sans gradient de pression, est entreprise. Le cas test est conçu de sorte que la condition d'entrée turbulente prenne place dans une région bas Reynolds. L'évolution vers une dynamique haut Reynolds,

et notamment l'apparition des VLSM, se voit donc entièrement à la charge de l'approche ZDES. Son aptitude à reproduire cette dynamique de la turbulence pariétale est donc jugée. La première simulation présentée démontre immédiatement la non universalité des lignes directrices définies à bas nombre de Reynolds. En effet, de larges variations prennent place sur les grandeurs intégrales et statistiques du premier et second ordre par rapport aux références expérimentales et numériques. Cependant, bien que l'altitude de transition RANS/LES recommandée par Deck *et al.* [34] ( $d_w^{prescribed} \approx 100^+$ ) ne soit pas universelle, la forte influence de ce paramètre sur la prévision ZDES du frottement pariétale se conserve à haut nombre de Reynolds. Ainsi le rehaussement de cette dernière pour atteindre  $d_w^{prescribed} = 200^+$  conduit à un écoulement en bien meilleur accord avec l'expérience au niveau de la première station de mesure considérée ( $Re_\theta = 5\,200$ ). Néanmoins, une dégradation de celui-ci est observée à mesure du développement de la couche limite turbulente.

Cette irrégularité d'aptitude à retranscrire la physique de la couche limite turbulente est d'autant plus surprenante que la présence de structures à grand nombre d'ondes ( $\lambda_x/\delta > 1$ ) est détectée sur les contours de  $k_x\Phi_{uu}/u_\tau^2$  sans qu'une injection explicite de celles-ci, par la SEM, ne soit requise. Il est de plus montré que l'injection de structures cohérentes semblables aux VLSM, en entrée du domaine de calcul, affecte uniquement la zone de réactivation turbulente. L'altitude de transition RANS/LES, fixée en unité physique  $d_w^{prescribed}(m)$ , est mise en cause. Les contours de  $k_x\Phi_{uu}/u_\tau^2$  illustrent en effet la forte contrainte imposée par le changement de méthode de résolution sur la dynamique des structures à grand nombre d'ondes. Celles-ci, expérimentalement observées pour  $y = 0,6\delta$ , sont confinées à une altitude de  $y \approx 100^+$ . Ce phénomène conduit de plus à une importante surévaluation de leur quantité d'énergie.

La définition d'une hauteur de transition RANS/LES variable, fonction de l'épaisseur de couche limite, ( $d_w^{prescribed}(\delta)$ ), confirme l'influence de cette dernière sur l'organisation structurale et énergétique de la turbulence de proche paroi. En effet, alors que des résultats similaires au cas  $d_w^{prescribed} = 200^+$  sont obtenus à nombre de Reynolds modéré, un bien meilleur accord entre l'expérience et la simulation prend place à haut nombre de Reynolds  $Re_\theta = O(10^4)$ . L'énergie relevée, mais aussi l'altitude du pic externe de  $k_x\Phi_{uu}/u_\tau^2$ , démontrent en effet la pertinence de la nouvelle définition de  $d_w^{prescribed}$ . Cependant, il est à noter que la valeur  $d_w^{prescribed} \approx 0,1\delta$ , retenue pour cette étude, semble légèrement sous-évaluée.

Les tensions de Reynolds ne reflètent cependant pas les améliorations observées sur les contours de  $k_x\Phi_{uu}/u_\tau^2$  lors du passage de  $d_w^{prescribed} = 200^+$  à  $d_w^{prescribed} \approx 0,1\delta$ . La décomposition de la composante  $\overline{u'u'}$  du tenseur de Reynolds en contributions petites et grandes échelles permet d'en expliquer la cause. Le niveau de  $\overline{u'u'}$ , en bon accord avec l'expérience, au niveau de la transition RANS/LES à la station  $Re_\theta = 13\,000$ , est en effet conséquence de la surévaluation de l'énergie contenue par les structures de grandes longueurs d'ondes, lorsque  $d_w^{prescribed}$  est fixé à  $200^+$ . Cette observation souligne l'importance d'une analyse fréquentielle lors de la validation d'une simulation numérique de type WMLES.

En dépit des améliorations notables sur la description ZDES de la turbulence pariétale,

liées à l'emploi d'une hauteur de transition RANS/LES variable, l'erreur sur le frottement présente un accroissement continu à mesure du développement de la couche limite turbulente. Celle-ci reste néanmoins  $< 5\%$  par rapport à la référence RANS-SA. L'étude de la corrélation entre le coefficient de frottement et les différentes composantes du vecteur vitesse permet d'en identifier les causes. Cette analyse démontre tout d'abord que la forte influence du paramètre  $d_w^{prescribed}$ , sur la prévision du frottement pariétal, s'effectue au travers de la composante  $u$  de la vitesse, en accord avec les analyses spectrales précédentes. Au regard des deux autres composantes du vecteur vitesse, l'influence de  $w$  prédomine par rapport à  $v$  à nombre de Reynolds modéré  $Re_\theta = O(10^3)$  mais une inversion progressive de cette tendance est observée à mesure du développement de la couche limite turbulente. Le passage de l'une vers l'autre prend place aux alentours de  $Re_\theta \approx 11\,000$ . Ce phénomène corrobore tout d'abord l'observation de Deck *et al.* [34] selon laquelle la discrétisation spatiale dans la direction transverse de l'écoulement influe majoritairement, comparé aux autres directions, sur la prévision du frottement pariétal à nombre de Reynolds modéré. De plus il oriente l'explication de cette augmentation continue de l'erreur sur le frottement observée vers une résolution du maillage insuffisante dans la direction normale à la paroi. La répartition non uniforme des nœuds dans cette direction, incontournable pour satisfaire la condition  $y = 1^+$  à la paroi, génère de plus une dégradation continue de la capacité de résolution à mesure du développement de la couche limite turbulente, d'où l'augmentation de l'erreur obtenue.

Finalement, la présente étude permet de confirmer la pertinence de l'emploi du mode III de la ZDES pour le traitement de turbulence de proche paroi à haut nombre de Reynolds. En effet son aptitude à reproduire avec fidélité les particularités dynamiques de la turbulence à ce régime a été démontrée. Cependant, la criticité de la résolution de maillage et de l'altitude de transition RANS/LES, quant aux qualités prédictives de la ZDES, se voit renforcée. Une stratégie d'imposition de  $d_w^{prescribed}$  variable en fonction de l'épaisseur de la couche limite est donc recommandée. Le positionnement de celle-ci reste à affiner. De plus, des études complémentaires seront nécessaires pour une meilleur appréhension du comportement WMLES en fonction de la résolution de maillage et ainsi, aboutir à des recommandations claires quant à sa conception.

## Points clefs :

- ➔ Expérience bas Reynolds insuffisante pour assurer le caractère prédictif d'une simulation ZDES mode III à  $Re_\theta = O(10^4)$ .
  - Erreur sur la prévision du frottement pariétal anormalement élevée ( $\text{Err}_{(Re_\theta=10\,000)} = 13\%$ ) en constante augmentation.
  - Différences notables avec les données de référence sur les statistiques du premier et second ordre.
- ➔ Production naturelle du mode III de la ZDES de structures de grandes longueurs d'ondes, assimilables aux VLSM, mais fortement influencées par la prescription de  $d_w^{prescribed}$  (voir figures  $k_x \Phi_{uu} / u_\tau^2 (\lambda_x / \delta)$ ).
- ➔ Amélioration notable de la dynamique de la turbulence de proche paroi après redéfinition de  $d_w^{prescribed}$ .
  - Application de  $d_w^{prescribed}$  variable, fonction de  $\delta$  (approximation linéaire).
  - Structures de grandes longueurs d'ondes ZDES mode III en bon accord avec les VLSM observées expérimentalement à  $Re_\theta = O(10^4)$  pour  $d_w^{prescribed} = 0,1\delta$ .
  - $d_w^{prescribed} \approx 0,1\delta$  reste légèrement trop faible.
- ➔  $R_{Cf, u_i}$  expliquent l'influence observée de  $d_w^{prescribed}$  et de la résolution spatiale ( $\Delta_x \Delta_y \Delta_z$ ) sur l'erreur de prévision du frottement pariétal.
  - $d_w^{prescribed}$  agit sur le frottement au travers de la composante  $u$  de la vitesse.
  - Dépendance du frottement à  $\Delta_x \Delta_y \Delta_z$  s'effectue majoritairement au travers de  $w$  à bas Reynolds et se transfère progressivement sur la composante  $v$  à mesure du développement de la couche limite.
 

Cette observation :

    - corrobore la forte dépendance de l'erreur sur le Cf à la résolution dans la direction transverse de l'écoulement démontrée à nombre de Reynolds modéré.
    - suggère que l'augmentation continue de l'erreur sur le Cf obtenue dans cette étude est la conséquence d'une capacité de résolution  $\Delta_y$  insuffisante.



## Chapitre 6

# Utilisation de la ZDES sur une configuration 3D - Cas de la manche à air coudée S19

Les différents travaux amont, présentés aux chapitres précédents, ont permis d'élever le mode III de la ZDES vers un niveau de maturité suffisant pour en envisager l'emploi, en pratique, sur une configuration 3D complexe. Il est en effet rappelé qu'une résolution WMLES peut maintenant être localement utilisée grâce au processus de réactivation du contenu turbulent proposé au chapitre 3. De plus, l'étude du comportement de ce mode sur une large plage de nombre de Reynolds, présentée au chapitre 5, a permis une identification plus précise des critères de paramétrisation pour l'emploi de la ZDES en turbulence pariétale. De nouvelles lignes directrices plus générales ont ainsi émergées afin d'assurer le caractère prédictif de la ZDES.

L'aboutissement de ces présents travaux de thèse s'effectue au travers de la simulation de l'écoulement interne de la manche à air coudée de section rectangulaire S19. Cette géométrie, d'apparence simple, met en jeu des phénomènes physiques complexes étudiés expérimentalement en 2009 par Gardarin *et al.* [47, 48]. De plus, plusieurs études numériques de cette configuration ont été effectuées par l'ONERA dans le cadre du projet d'étude amont CACV (PEA-CACV). Une capture fine de la dynamique globale de cet écoulement, reste à ce jour un challenge qu'il est proposé de relever.

Pour des raisons de furtivité, mais aussi de facilité d'intégration, les entrées d'air d'aéronefs présentent de plus en plus des géométries coudées. Ces dernières sont plus compactes que des canaux droits et permettent ainsi une réduction de la masse totale de l'appareil et donc un potentiel gain de performance. De plus les parties mobiles du moteur se retrouvent masquées, rendant l'aéronef plus discret d'un point de vue électromagnétique. En effet, aucune détection directe n'est possible et les ondes radars se retrouvent piégées par les revêtements absorbants qui tapissent les parois de l'entrée d'air.

Cependant, le recours aux manches à air coudées n'est pas sans conséquences sur l'aéro-

dynamique interne. Le gradient de pression adverse, induit par la courbure, provoque généralement un décollement de la couche limite et une dynamique d'écoulement décollé/recollé prend place. Ce type d'écoulements, extensivement étudiés dans les références [27, 163], implique une multitude d'échelles physiques et conduit notamment à d'importants lâchés tourbillonnaires basses fréquences. Ceux-ci sont alors convectés vers le moteur et conduisent à la présence de distorsions statiques et dynamiques dans le plan d'entrée compresseur (PEC). Il en découle des conséquences néfastes à la fois sur les performances mais aussi la fiabilité du moteur. De fait, la bonne prévision des distorsions dynamiques est essentielle lors de la phase de conception, mais ne peut être obtenue qu'au prix d'une description juste de la dynamique instationnaire globale depuis l'entrée de la manche à air.

## 6.1 Présentation du cas test

### 6.1.1 Conditions d'essais

L'étude expérimentale de la manche à air coudée S19 a été effectuée par le Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale (DAFE) de l'ONERA. L'installation S19Ch, dont la veine d'essai est présentée sur la figure 6.1, est une soufflerie à retour dont les conditions de pression et de température amont correspondent aux conditions atmosphériques. La paroi inférieure, fixe, est une marche descendante courbe de hauteur  $H = 0,21 \text{ m}$ . Cette marche, longue de  $0,475 \text{ m}$ , est définie à partir d'un profil  $y = \sin(x) - x$ . Une courbure prononcée de la paroi est donc obtenue, ce qui induit un fort gradient de pression adverse. La paroi supérieure est elle déformable et permet de fait le contrôle de l'étendue du décollement. Celle-ci est définie de sorte que l'écoulement soit attaché sur la paroi haute. En amont de la courbure, la couche limite est développée sur une distance de  $L = 1 \text{ m}$  dans une conduite de section rectangulaire de hauteur  $h = 0,15 \text{ m}$  et de largeur  $l = 0,3 \text{ m}$  ( $h/l = 0,5$ ). Le repère de mesure prend son origine sur la paroi basse, au niveau du début de la courbure. Les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  représentent respectivement en ce point, la direction de l'écoulement, la direction normale à la paroi et la direction transverse. À la sortie du coude, la section est quasiment carrée de rapport  $h/l \geq 0,92$ . Une diminution progressive s'opère jusqu'à atteindre une valeur proche de  $0,66$  pour  $x = 1,8 \text{ m}$ . Finalement, une expansion brutale prend place pour  $x = 2 \text{ m}$ , soit très en aval de la zone d'intérêt.

La vitesse infinie amont du fluide à laquelle les essais ont été effectués est  $U_\infty = 30 \text{ m.s}^{-1}$  et la pression statique de l'écoulement amont est  $P = 99\,940 \text{ Pa}$ . Cela implique un nombre de Reynolds basé sur la hauteur de marche de  $Re_H = 4,1 \cdot 10^5$ . Cette vitesse est contrôlée au moyen d'une prise de pression réalisée au centre de la veine à la position  $x = -0,75 \text{ m}$ . La caractérisation de cet écoulement est effectuée au moyen de divers moyens métrologiques d'investigation. Ainsi, des mesures de pressions pariétales sur les parois haute et basse en milieu de veine sont effectuées. Des visualisations par enduit visqueux et tomoscopies sont de plus disponibles. L'écoulement en entrée de la veine est contrôlé par des mesures fines de turbulence au moyen d'une sonde à fil chaud. Un taux de turbulence de  $0,2\%$  est relevé. Enfin, les mesures du champ de vitesse tridimensionnel sont réalisées par Vélométrie Laser à Frange (VLF) et par Vélométrie par Image de Particules (PIV) dans de nombreuses sections

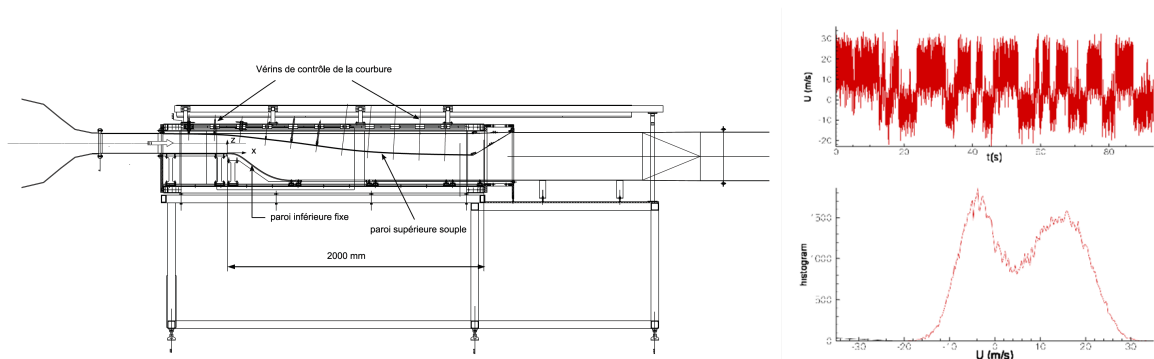


FIGURE 6.1 – Plan d’ensemble de la soufflerie S19 (gauche) et histogramme expérimental de la vitesse longitudinale à l’abscisse  $x = 0,45 \text{ m}$  ( $x/H = 2,14$ )

de la veine. L’importante base de données disponible fait de ce cas test un excellent candidat pour la démonstration de capacité de la ZDES mode III grâce à la possibilité d’une validation fine des résultats numériques qui est offerte.

Cependant, certaines limitations de compatibilité entre l’expérience et une simulation numérique instationnaire doivent être considérées. Il est bon de signaler que l’écoulement de la manche à air S19 présente des basculements transverses très basse fréquence, de l’ordre de  $0,1 \text{ Hz}$ . L’histogramme de la vitesse longitudinale mesurée à l’abscisse  $x/H = 0,24$  montre la présence de deux états (voir figure 6.1). En outre, l’examen du signal temporel montre que ces deux états ne sont pas équiprobables. Cette fréquence de battement est bien trop basse pour être numériquement accessible. En effet, les contraintes en terme de ressources informatiques limitent le temps d’acquisition du signal à  $O(10^{-1}) \text{ s}$  lors d’une simulation ZDES. Ainsi, les comparaisons entre simulation et expérience s’effectueront dans le plan de symétrie, sous l’hypothèse de deux états dissymétriques équiprobables.

### 6.1.2 Mise en place de la simulation ZDES

La simulation numérique ZDES de la configuration S19 est effectuée grâce au solveur FLU3M, présenté dans la partie 4.1. L’approche ZDES est particulièrement adaptée à la présente étude. Son caractère zonal permet en effet de focaliser les ressources informatiques sur la zone d’intérêt, i.e. depuis le début de la rampe, jusqu’au plan d’entrée compresseur ( $x/H = [0; 3,6]$ ) sans pour autant restreindre la simulation à cette région. La circulation globale de l’écoulement interne, comprenant le développement des couches limites depuis un point d’arrêt jusqu’à la relaxation de l’écoulement en aval du plan d’entrée compresseur (PEC), peut être simulée. La figure 6.2 illustre l’évolution du niveau de résolution dans la direction longitudinale. Trois régions distinctes peuvent être visualisées. Tout d’abord, une résolution RANS-SA ou mode 0 est en charge du développement des couches limites depuis l’entrée. Celle-ci est définie de sorte que l’épaisseur de couche limite atteigne  $\delta_{ref} = 0,02 \text{ m}$  à la position  $x = -0,025 \text{ m}$ , tel que les observations expérimentales le rapportent. Puis, une résolution plus fine, dédiée à une approche WMLES (mode III), est utilisée. Cette dernière prend place



suffisamment en amont de la rampe,  $x/H = -2,38$ , pour assurer la réactivation du contenu turbulent de la couche limite avant le décollement. Enfin, le mode II de la ZDES permet un relâchement du niveau de résolution en aval du PEC, la turbulence pariétale étant entièrement modélisée. Il est à noter que l'emploi d'un maillage structuré ne permet la diminution du nombre de points de maillage, comparé à une approche non zonale, que dans la direction de l'écoulement. Dans les deux autres directions, les nœuds sont projetés d'un bout à l'autre de la manche à air.

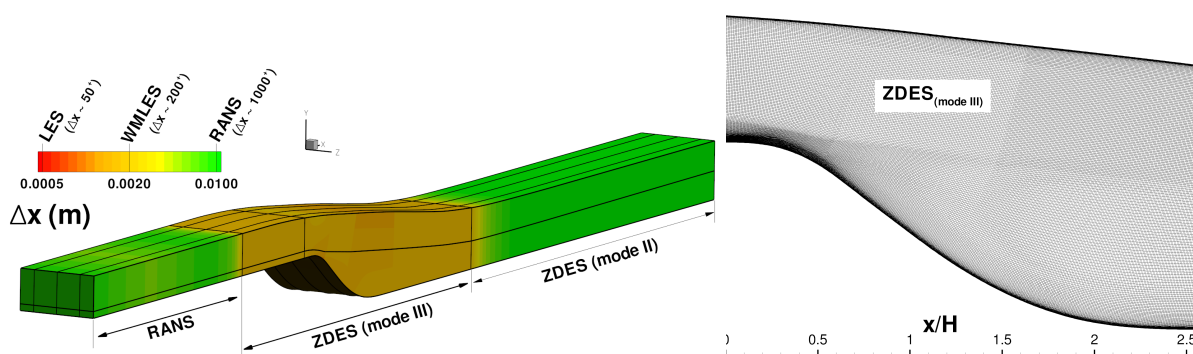


FIGURE 6.2 – Répartition de la densité de résolution selon  $x$  (gauche) et visualisation du maillage de la zone de décollement dans le plan de symétrie de S19 (droite)

Le maillage se compose de 32 blocs pour un volume de  $50 \cdot 10^6$  de cellules. 77% d'entre elles sont localisées dans la zone de résolution WMLES ( $x/H = [-2,38; 3,6]$ ). Une résolution isotrope de  $200^+$  dans les trois directions de l'espace est adoptée au centre de la veine dans la région du décollement, alors que la condition  $\Delta n_{wall} = 1^+$ , où  $\vec{n}$  est le vecteur normal à la paroi, est respectée. Une visualisation du maillage dans le plan de symétrie est présentée sur la figure 6.2. Il est important de noter qu'une résolution LES jusqu'à la paroi, même réduite à la région de la rampe est inenvisageable en pratique. Une telle tentative conduirait à un accroissement du nombre de cellules requises de  $O(10^2)$ . Le caractère subsonique de cet écoulement autorise l'emploi du schéma d'intégration spatiale Senseur du second ordre [92]. Le schéma de Gear est sélectionné pour l'intégration temporelle. Un pas de temps de  $1 \mu s$  est retenu et 5 sous itérations sont nécessaires pour assurer une décroissance des résidus d'un ordre de grandeur. Ce choix est considéré comme le juste compromis entre temps de restitution et capture de la dynamique de la turbulence de couche limite. À posteriori, un nombre de Courant Frederich Levis maximum, basé sur la vitesse acoustique ( $U_\infty + a$ ), de  $CFL \lesssim 20$  est relevé dans les régions WMLES de l'écoulement. Il est à noter que des valeurs plus élevées, pouvant atteindre  $CFL \sim 40$  prennent place en aval de la zone d'intérêt.

La simulation est divisée en deux grandes phases. Une première étape d'initialisation de l'écoulement est effectuée sur 3 traversées à vitesse infinie amont. Cette première phase permet d'une part la mise en place de la dynamique instationnaire de l'écoulement interne à partir d'un champ initial RANS-SA, mais aussi la stabilisation du processus de réactivation turbulente en entrée de la région ZDES mode III. Puis la phase d'acquisition des données statistiques et instationnaires est lancée sur 5 traversées de la configuration S19. Étant donné

## 6.2. GÉNÉRALISATION DE LA MÉTHODE DE FORÇAGE DYNAMIQUE POUR UN SOLVEUR MULTIBLO

une longueur  $L = 4,6 \text{ m}$  de l'ensemble du dispositif simulé, le pas de temps  $\Delta t_{CFD} = 10^{-6} \text{ s}$  et la vitesse infinie  $U_\infty = 30 \text{ m.s}^{-1}$ , un cumul de  $1,2 \cdot 10^6$  itérations est effectué sur 256 cœurs X5560 Nehalem du super calculateur Stelvio de l'ONERA. Une consommation CPU effective de 285 000 heures est finalement relevée, soit une performance moyenne du solveur FLU3M de  $O(3) \mu\text{s}$ /sous itération/cellule sur l'ensemble de l'étude.

La mise en œuvre de cette présente simulation a nécessité différents travaux de développement numérique au sein du solveur FLU3M. Une adaptation générale de ce code, initialement optimisé pour une architecture vectorielle faiblement parallèle, est premièrement entreprise afin de permettre son emploi sur une architecture massivement parallèle de super calculateur scalaire. Une méthode de répartition automatique de la charge de travail sur les différents processus exécutés, présentée en annexe A, est entre autres implantée. De plus la méthode de forçage dynamique est généralisée et optimisée comme suit, pour un emploi sur une configuration 3D curviligne.

### 6.2 Généralisation de la méthode de forçage dynamique pour un solveur multibloc, curviligne, massivement parallèle

La généralisation de la méthode de forçage dynamique, premièrement présentée sous les hypothèses de couche limite de plaque plane, à des géométries curvilignes dotées de topologies de maillage complexes est nécessaire pour sa mise en production. De plus, l'élaboration d'une stratégie d'implantation au sein de FLU3M, en bon accord avec les caractéristiques intrinsèques de celui-ci, est essentielle pour en limiter l'impact sur les performances générales du solveur. L'approche curviligne est premièrement abordée car elle est indépendante du solveur employé. Puis vient la stratégie d'implantation dans un code structuré multibloc massivement parallèle.

#### 6.2.1 Formulation curviligne du forçage dynamique

Le passage d'une formulation du forçage dynamique dédiée au développement spatial d'une couche limite sur une plaque plane vers des géométries 3D curvilignes s'effectue au travers de la définition d'un nouveau référentiel. Le repère orthonormé  $(\vec{t}, \vec{n}, \vec{s})$ , associé à la zone de forçage doit être déterminé en complément du repère géométrique  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ . Le vecteur  $\vec{n}$  représente la direction normale à la paroi,  $\vec{t}$  est pris comme la direction de l'écoulement moyen, perpendiculaire à  $\vec{n}$ , et  $\vec{s}$  complète le trièdre de sorte qu'il soit direct. L'expression du champ de vitesse, depuis un référentiel vers un autre, s'effectue grâce à la matrice Jacobienne tel que :

$$\vec{u}_{(\vec{t}, \vec{n}, \vec{s})} = \begin{pmatrix} t_x & t_y & t_z \\ n_x & n_y & n_z \\ s_x & s_y & s_z \end{pmatrix} \cdot \vec{u}_{(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})} \quad (6.1)$$

dont les différentes composantes sont :

$$\begin{pmatrix} t_x \\ t_y \\ t_z \end{pmatrix} = \vec{t}_{(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})} \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} = \vec{n}_{(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})} \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \\ s_z \end{pmatrix} = \vec{s}_{(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})} \quad (6.2)$$

De fait, l'action du terme de forçage ne se limite plus uniquement à la seconde équation de quantité de mouvement. Une répartition de celui-ci est effectuée sur les trois composantes et l'expressions 3.9 devient :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f n_i \quad (6.3)$$

avec

$$f(x, y, z, t) = r(x, y, z, t) \left[ (\vec{u} - \vec{u}^{s, temps}) \cdot \vec{n} \right] \quad (6.4)$$

et

$$r(x, y, z, t) = \alpha (\overline{\rho u_n^2}_{RANS}^{s, temps}(x, y, z, t)) - (\overline{\rho u_n^2}_{ZDES}^{s, temps}(x, y, z, t)) \quad (6.5)$$

La définition du référentiel associé à une région d'application du forçage dynamique nécessite donc deux informations : la localisation de la paroi qui lui est associée et la direction de l'écoulement moyen. Cependant, le système détient déjà ces deux paramètres, le premier au travers des conditions limites de la simulation et le second grâce au champ moyen objectif RANS-SA. L'effort de mise en œuvre de la simulation est donc inchangé du point de vue de l'utilisateur. En revanche, l'adaptation numérique nécessite la détermination du repère lié à la méthode de forçage dynamique, qui s'effectue dans le cas d'un maillage structuré de la manière suivante :

Tout d'abord, le vecteur  $\vec{n}$  est déterminé. À la paroi, le vecteur normal à la facette d'une cellule hexaédrique quelconque,  $\vec{n}_w$ , défini par les quatre nœuds A, B, C, D, du repère  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  s'écrit :

$$\vec{n}_w = \frac{1/2(\vec{AC} \wedge \vec{BD})}{\|1/2(\vec{AC} \wedge \vec{BD})\|} \quad (6.6)$$

Puis le champs de vecteurs normaux de la région de forçage est construit par simple extension de  $\vec{n}_w$  le long des lignes de maillage. La présence d'un écoulement attaché dans les zones de forçage permet d'émettre l'hypothèse selon laquelle la couche limite est suffisamment fine par rapport à la courbure de la géométrie pour justifier cette approximation.

Deuxièmement, le vecteur  $\vec{t}$  est calculé à partir du champ de vitesse  $\vec{u}_{RANS}$  de référence et de  $\vec{n}$ . Son expression est la suivante :

$$\vec{t} = \frac{\vec{u}_{RANS} - (\vec{u}_{RANS} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{n}}{\|\vec{u}_{RANS} - (\vec{u}_{RANS} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{n}\|} \quad (6.7)$$

Finalement,  $\vec{s} = \vec{t} \wedge \vec{n}$  complète le trièdre direct.

À partir de cette formulation générale de la méthode de forçage dynamique, la question de son intégration dans le solveur FLU3M est abordée.

### 6.2.2 Stratégie d'intégration du forçage dynamique pour un solveur structuré, multi-bloc, dédié à un emploi massivement parallèle

Il est premièrement important de rappeler qu'une région de forçage dynamique ne peut simplement être définie par l'utilisateur comme différentes entités distinctes et autonomes lorsque la subdivision du domaine de calcul en blocs de maillage ne permet pas un traitement global de la zone à stimuler. En effet, la fonction de répartition non uniforme de l'intensité de forçage, vue dans la partie 4.3.7, requiert la connaissance du domaine physique d'application dans son ensemble. La stratégie d'intégration de la méthode de forçage dynamique retenue se base sur la définition d'un domaine de forçage « fictif » ou « global », noyé au sein du maillage. Le domaine fictif est constitué de l'assemblage de portions de blocs de maillage, sélectionnés par l'utilisateur, selon l'étendue du traitement à effectuer. Cette approche est donc tout à fait compatible avec le caractère multi-blocs du solveur, lui-même fondement de l'évolution de FLU3M vers une architecture massivement-parallèle (voir annexe A).

Cependant, une définition indicielle d'un domaine global structuré, par assemblage de sous-domaines structurés, peut nécessiter un surdimensionnement de celui-ci dans le cas d'une incompatibilité entre la région physique et la topologie du maillage. Dans ce cas, il devient nécessaire de déterminer une hauteur physique limite d'application du forçage. Cette dernière peut être fixée par l'utilisateur lors de la déclaration du domaine global de forçage dynamique

Les différentes étapes algorithmiques sont résumées comme suit :

#### Carte de Commande

- ➔ Définition des Paramètres de la méthode
  - Intensité du forçage global  $\Sigma \alpha$
  - Fonction de répartition du forçage  $\gamma$  (voir équation 4.2)
  - Fenêtre d'acquisition des statistiques  $T_{avg}$  (voir équation 3.15)
  - Vitesse infinie amont (pour condition d'application)

- Limite physique de hauteur de forçage par rapport à la paroi
- ➔ Définition de la Région d'application
  - Dimensions du domaine global
  - Définition des sous-domaines associés au maillage
    - Dimensions
    - Orientation par rapport au domaine fictif
    - Position au sein du domaine fictif

### Initialisation de la simulation

- ➔ Processus Maitre : Initialisation sur le domaine global
  - Redéfinition des connexions entre domaine global et sous-domaines en accord avec la nouvelle organisation multi-bloc, due à l'emploi du découpeur automatique (voir annexes A)
    - Récupération des portions de maillage des sous-domaines
    - Réorientation et Assemblage des sous-domaines pour former le domaine global
    - Récupération du champ objectif RANS-SA associé
    - Calcul de la métrique ( $\vec{t}, \vec{n}, \vec{s} \dots$ )
    - Calcul du  $\overline{u_n'^2}_{RANS}{}^{s,temps}(x, y, z, t)$
    - Reprise éventuelle des statistiques internes ZDES ( $\overline{u_n'^2}_{ZDES}{}^{s,temps}(x, y, z, t)$ )
    - Calcul de la hauteur maximum d'application du forçage
    - Répartition de l'intensité de forçage au sein du domaine
    - Envoi des sous-domaines aux processus esclaves

### Boucle Itérative

- ➔ Processus Esclaves : Traitement autonome des sous-domaines
  - Calcul des statistiques internes ZDES
  - Calcul du terme de forçage  $f(x, y, z)$
  - Ajout du forçage aux équations de quantité de mouvement

### Sortie de la simulation

- ➔ Processus Maitre : Sortie du domaine global pour reprise

- Récupération des portions de statistiques internes des sous-domaines
- Réorientation et Assemblage des sous-domaines pour former le domaine global
- Écriture des statistiques internes ZDES du domaine global

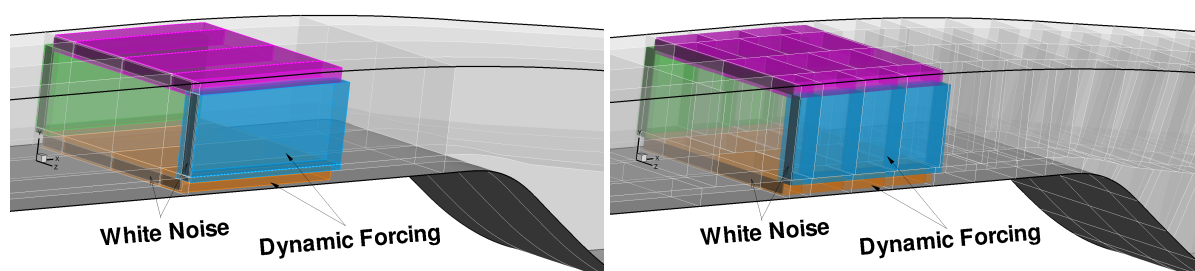


FIGURE 6.3 – Localisation du processus de réactivation turbulente sur le cas de la manche à air coudée S19. À gauche, configuration vue par l'utilisateur (32 blocs) et à droite celle vue par le solveur (264 blocs) lors d'une exécution sur 256 processeurs

La stratégie d'implantation de la méthode de forçage dynamique permet ainsi une utilisation aisée de celle-ci du point de vue de l'utilisateur, indépendamment de la répartition des blocs de maillage au sein du domaine de calcul et de fait de leur subdivision lors d'une exécution parallèle du solveur FLU3M. De plus, la formulation curviligne permet de traiter, au sein d'une même simulation, différentes parois d'orientations différentes, avec une numérique unique. La réactivation turbulente des couches limites sur les quatre parois de la manche à air S19 devient donc possible (voir figure 6.3).

La combinaison Bruit Blanc + Forçage Dynamique est retenue sur ce cas d'étude et ce, en dépit du peu d'expérience acquise, comparée à l'emploi d'une injection turbulente SEM. La capacité du bruit blanc de laisser circuler l'information librement, alors que la SEM, condition d'entrée instationnaire, impose nécessairement un champ monodirectionnel, représente un atout majeur pour cette étude. L'application du bruit blanc prend place à la position  $x/H = -2,38$  au sein de quatre volumes, hauts de 80% de l'épaisseur de couche limite locale et épais de 3 cellules. À cette position, le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement est  $Re_\tau = 1700$ . L'intensité du bruit blanc est définie à partir de l'estimation des tensions normales de Reynolds proposée par Marusic et son équipe et vue dans la partie 3.1.3. Le champ fluctuant suivant est finalement superposé au champ moyen RANS-SA simulé :

$$\vec{u}'_{(\vec{t}, \vec{n}, \vec{s})}(t) = \begin{pmatrix} 11,60 \\ 4,70 \\ 6,36 \end{pmatrix} \cdot \frac{U_\infty}{100} \cdot rnd(t) \quad (6.8)$$

Les quatre domaines de forçage dynamique fictifs sont directement connectés au bruit blanc et s'étendent sur une distance de  $1,28 H$ . Une légère optimisation de l'intensité de forçage est effectuée pour chacun d'eux, puisque la discrétisation spatiale dans la direction normale à la

paroi diffère selon la paroi considérée. Cependant un processus d'optimisation complet, tel qu'il a été formulé dans la partie 4.3.2, est jugé trop coûteux pour cette étude. Finalement, une intensité de forçage comprise entre  $\sum \alpha = 120\,000$  et  $\sum \alpha = 150\,000$  répartie selon une loi en  $x_t^{-0,9}$  est retenue. Le lecteur est invité à se référer à la figure 6.3 pour une visualisation des zones de forçage et d'ajout de bruit blanc au sein du domaine de calcul. Il est bon de préciser que la définition du processus de réactivation turbulente est réalisée sur la configuration 32 blocs (gauche). La stratégie d'implantation permet en revanche l'exécution de la simulation sur 256 processeurs, soit 264 blocs (droite), et ce, de façon transparente pour l'utilisateur.

### 6.3 Validation de l'écoulement simulé moyen

Cette section s'attache à la qualification de l'écoulement interne de S19, simulé au moyen du mode III de la ZDES, par rapport d'une part, aux données expérimentales, mais ainsi aux simulations numériques passées. Lors de la première étude numérique de S19, effectuée en 2008 dans le cadre du projet d'étude amont CACV de l'ONERA, plusieurs approches RANS, LES et hybrides ont été considérées. Les simulations RANS-SA et ZDES mode II sont sélectionnées pour illustrer l'intérêt d'une résolution ZDES mode III de la région du décollement de S19. En effet, seules ces approches ont à ce jour permis une simulation de la configuration dans son ensemble. Des conditions numériques très semblables sont employées lors de cette nouvelle simulation. Deux modifications sont cependant à noter. Tout d'abord, une sous-estimation de l'épaisseur des couche limite simulée à la position  $x = -0,286 H$ , par rapport à l'expérience, peut être observée sur les études de 2008. Un ajustement de la longueur de développement des couches limites est donc réalisé, sur la base d'une simulation RANS-SA, afin de respecter la valeur expérimentalement observée de  $\delta(x = -0,286 H) = 24,8 \text{ mm}$ . Deuxièmement, cet allongement de la configuration, ainsi que l'emploi du mode III de la ZDES conduisent à une augmentation du nombre de points du maillage. Celui-ci passe donc de  $16,5 \cdot 10^6$  points pour les simulations RANS-SA et ZDES mode II à  $50 \cdot 10^6$  pour la présente étude, soit 3 fois plus. Cependant, sur cette même période, l'augmentation des ressources informatiques utilisées pour ce cas ( $\sim \times 15$ ) permet une diminution significative du temps de restitution, à durée d'acquisition égale.

#### 6.3.1 Réactivation de la turbulence de couche limite

La première étape de validation de la présente simulation ZDES se situe nécessairement au niveau de la zone de réactivation turbulente. En effet, il est rappelé que le manque de contenu turbulent en région de proche paroi lors d'une résolution de type WMLES conduit inévitablement à une relaminarisation de l'écoulement. Les conséquences d'une telle situation seraient dramatiques sur la dynamique de la région d'intérêt.

Tout d'abord, le lecteur est invité à se reporter sur la partie gauche de la figure 6.4. Les contours de la composante instantanée selon  $x$  de la vitesse  $y$  sont présentés dans le plan de symétrie ainsi que dans deux sections transversales à l'écoulement, prisent respectivement en entrée et à la sortie de la zone de forçage. Dans le plan de symétrie, la transition instantanée

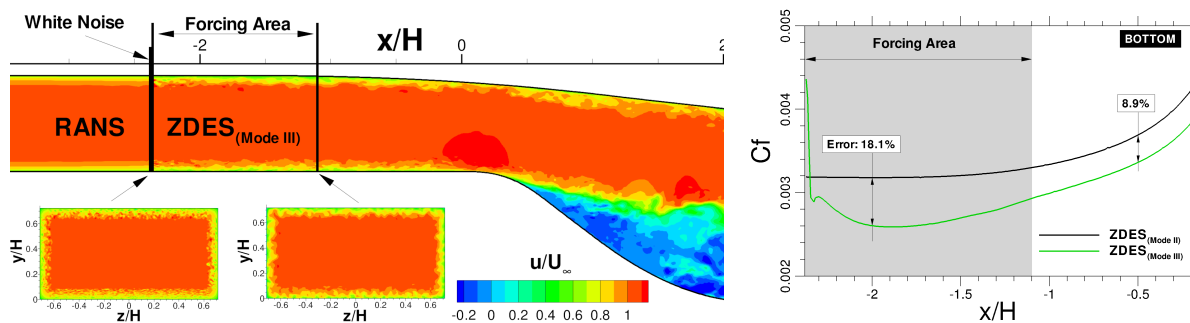


FIGURE 6.4 – Redéveloppement du contenu turbulent des quatre couches limites de S19. Champ de vitesse longitudinale instantané (gauche) et évolution du coefficient de frottement sur la paroi basse dans le plan de symétrie (droite)

entre une couche limite RANS-SA et WMLES est clairement visible. De plus, les deux visualisations transverses à l'écoulement illustrent la capacité de la méthode de forçage dynamique à faire converger un champ fluctuant bruité vers un état de turbulence de couche limite pleinement développée. De plus, le maintien de cet état en sortie de la zone de forçage est tout à fait remarquable. Cet aspect est quantitativement attesté par la distribution de coefficient de frottement. La référence numérique considérée sur cette courbe est la simulation ZDES mode II. Il est rappelé qu'une résolution RANS des couches limites attachées est assuré lors de son emploi. Ainsi, un comportement similaire à celui observé sur les couches limites de plaque plane peut être noté. L'intensité turbulente WMLES est graduellement dopée, après une chute liée à l'injection de bruit blanc, jusqu'à l'obtention de son niveau nominal. À la sortie du processus de réactivation turbulente, une erreur sur le coefficient de frottement de 8,9% est relevée. Ce phénomène prend place malgré une imposition de la hauteur de transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi de  $d_w^{prescribed} = 0,1 \delta_{(x=-0,286H)}$ , en accord avec les recommandations tirées de la partie 5. L'effet de résolution, pris égal à  $200^+$  dans les trois directions au centre de la veine peut en expliquer le phénomène, bien que cette erreur soit similaire à celle observée lors de notre étude d'une simple plaque plane à nombre de Reynolds modéré.

### 6.3.2 Zone de recirculation

Les contours de la composante moyenne de la vitesse selon  $x$  sont présentés dans le plan de symétrie pour les trois types de résolution numérique et l'expérience. Tout d'abord, l'incapacité de l'approche RANS-SA de restituer le bulbe de recirculation dans le plan médian peut être soulignée. Ce phénomène, imputé au modèle de turbulence de Spalart-Allmaras, a déjà été relevé lors de l'étude numérique de 2008. Les auteurs de cette étude expliquent que ce modèle de turbulence surestime largement les décollements de coin au niveau de la rampe. Ceci conduit à la formation de deux gros tourbillons symétriques de part et d'autre du plan  $(x, y)$  médian, qui induisent un recollement de l'écoulement au milieu de la conduite. De fait, la dynamique bimodale, avec basculement de droite à gauche, observée expérimentalement



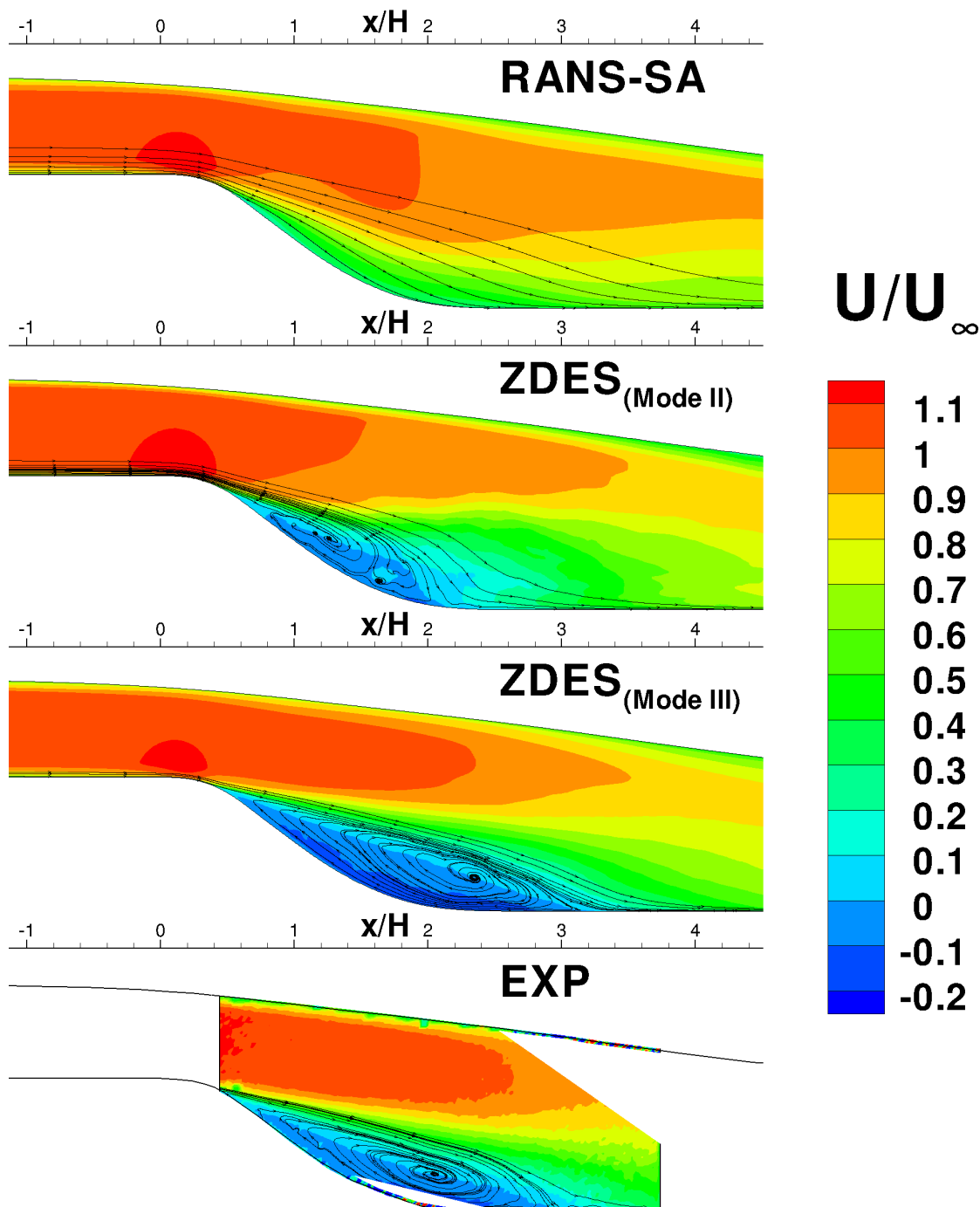


FIGURE 6.5 – Champ de vitesse longitudinale moyenne dans le plan de symétrie de l'écoulement. Les différentes sources sont, de haut en bas, les simulations RANS-SA, ZDES mode II et ZDES mode III et une mesure expérimentale PIV

n'est pas reproduite.

En revanche le recours au mode II de la ZDES, permet dès 2008, la restitution d'une dynamique interne de S19 en bien meilleur accord avec l'expérience. Il est rappelé que sa fonction de transition automatique permet à la fois d'assurer une résolution RANS des couches limites attachées, et de capturer le point de décollement tout en limitant le retard au développement des instabilités de la couche de mélange. Ainsi, l'effet artificiel de symétrie observé au sein de l'écoulement RANS-SA disparaît et un décollement prend place dans le plan médian. Celui-ci est cependant sous-estimé et un recollement à la position  $x = 2 H$  peut être relevé.

Enfin, le lecteur est invité à noter qu'une résolution de type WMLES de la zone de recirculation conduit à une description du champ moyen en excellent accord avec l'expérience. Le mode III de la ZDES permet en effet la restitution d'une dynamique d'écoulement décollé/recollé dont les point de décollement et de recollement correspondent aux observations expérimentales dans ce plan de coupe.

Dans la suite de la présentation, seules les simulations ZDES mode II et III seront considérées, au vu de la faible pertinence d'une approche RANS-SA sur ce cas test.

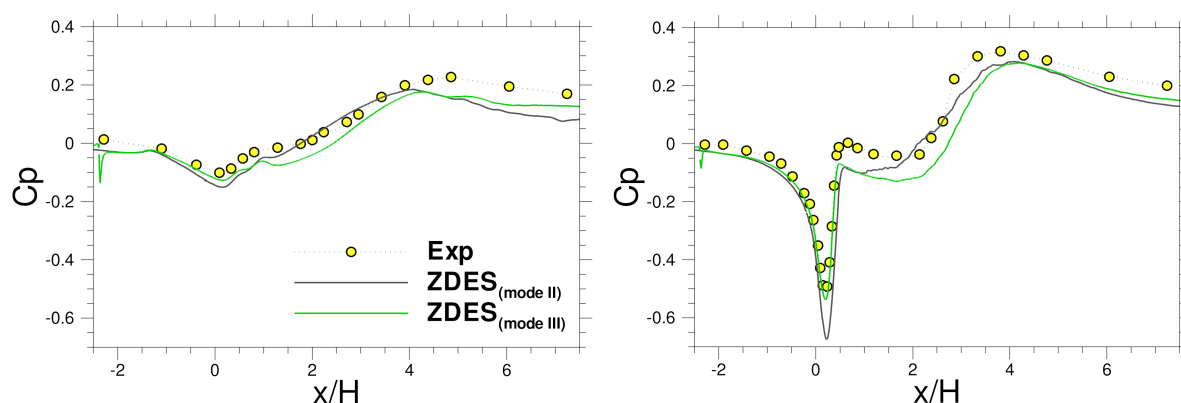


FIGURE 6.6 – Distribution de coefficient de pression dans le plan de symétrie. Paroi haute (gauche) et paroi basse (droite)

Les distributions de coefficient de pression de la figure 6.6 confrontent les résultats ZDES à l'expérience. En amont de la région du décollement, les deux modes produisent des résultats similaires, proches de l'expérience. Il est à noter que le petit pic présent sur les distributions ZDES mode III, à la position  $x = -2,38 H$ , correspond à l'introduction du bruit blanc dans le champ. Au niveau du décollement, le mode II surestime légèrement le pic de  $C_p$  bien que le point de décollement soit correctement prescrit. En aval de celui-ci, les distributions de coefficient de pression du mode III de la ZDES présentent une forme semblable aux distributions expérimentales bien qu'une erreur sur le niveau puisse être relevée. En effet, la contrepression  $P = 99\,985 Pa$  imposée en sortie du domaine de calcul, définie à partir d'une simulation RANS-SA à débit fixé, semble être sous-évaluée. Les différences de comportement entre le RANS et la ZDES vues ci-dessus expliquent la cause. Finalement, la tendance observée sur le champ

de vitesse moyen se conserve et le mode III de la ZDES permet une description du coefficient de pression en meilleur accord avec l'expérience que dans le cas d'une approche ZDES mode II. En particulier, le pic suivi du plateau sur la paroi basse dans la zone décollée sont mieux reproduits.

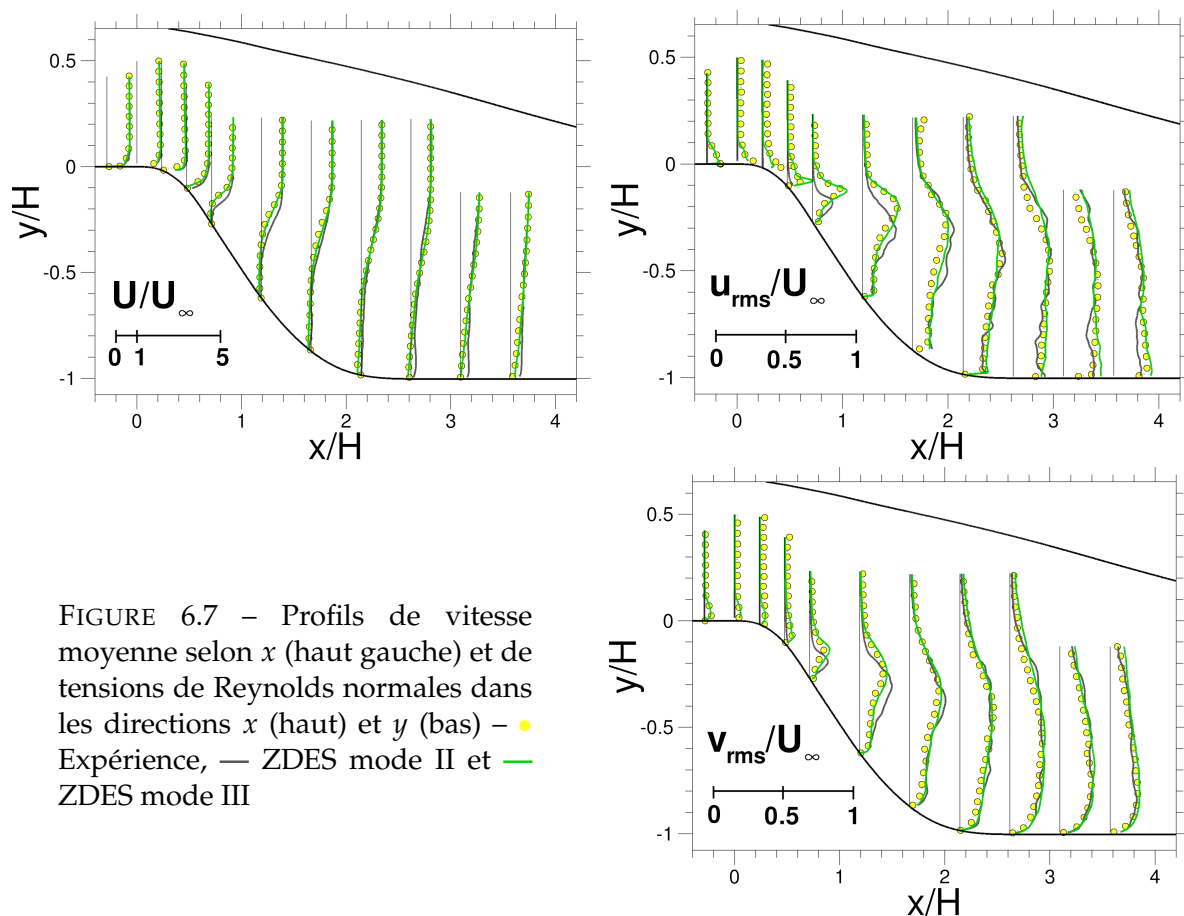


FIGURE 6.7 – Profils de vitesse moyenne selon  $x$  (haut gauche) et de tensions de Reynolds normales dans les directions  $x$  (haut) et  $y$  (bas) – ● Expérience, — ZDES mode II et — ZDES mode III

Ensuite, l'attention est portée sur les statistiques du premier et second ordre, dont des profils sont extraits dans le plan de symétrie (voir figure 6.3.2). Tout d'abord, en amont du décollement, le lecteur est invité à noter que le profil de vitesse moyenne selon  $x$  est correctement reproduit par les deux modes (II et III) de la ZDES. Cependant, seul le mode III permet l'accès aux tensions de Reynolds. Un bon accord avec les données expérimentales peut de plus être constaté. Ceci souligne la bonne qualité de l'écoulement pour lequel le processus de réactivation turbulente, qui combine un bruit blanc et la méthode de forçage dynamique, est employé.

Au niveau du décollement, les profils de distribution de la vitesse moyenne, issus de l'étude ZDES mode II, tendent à s'écarter de l'expérience alors que la simulation ZDES mode III reproduit le champ moyen avec un grand degré de réalisme. De plus, l'absence de prise en compte de la dynamique de la couche limite dans le cas du mode II est très dommageable à la

bonne prévision des tensions de Reynolds au niveau de la formation de la couche de mélange. En effet, une apparition rapide de l'empreinte des instabilités de la couche de mélange, pour les deux modes ZDES, permet une bonne description des tensions de Reynolds dans le bulbe de recirculation. Cependant l'absence de prise en compte de la dynamique de couche limite liée au mode II est clairement visible au dessus. Enfin, l'emploi du mode III de la ZDES conduit à des profils très proches de l'expérience.

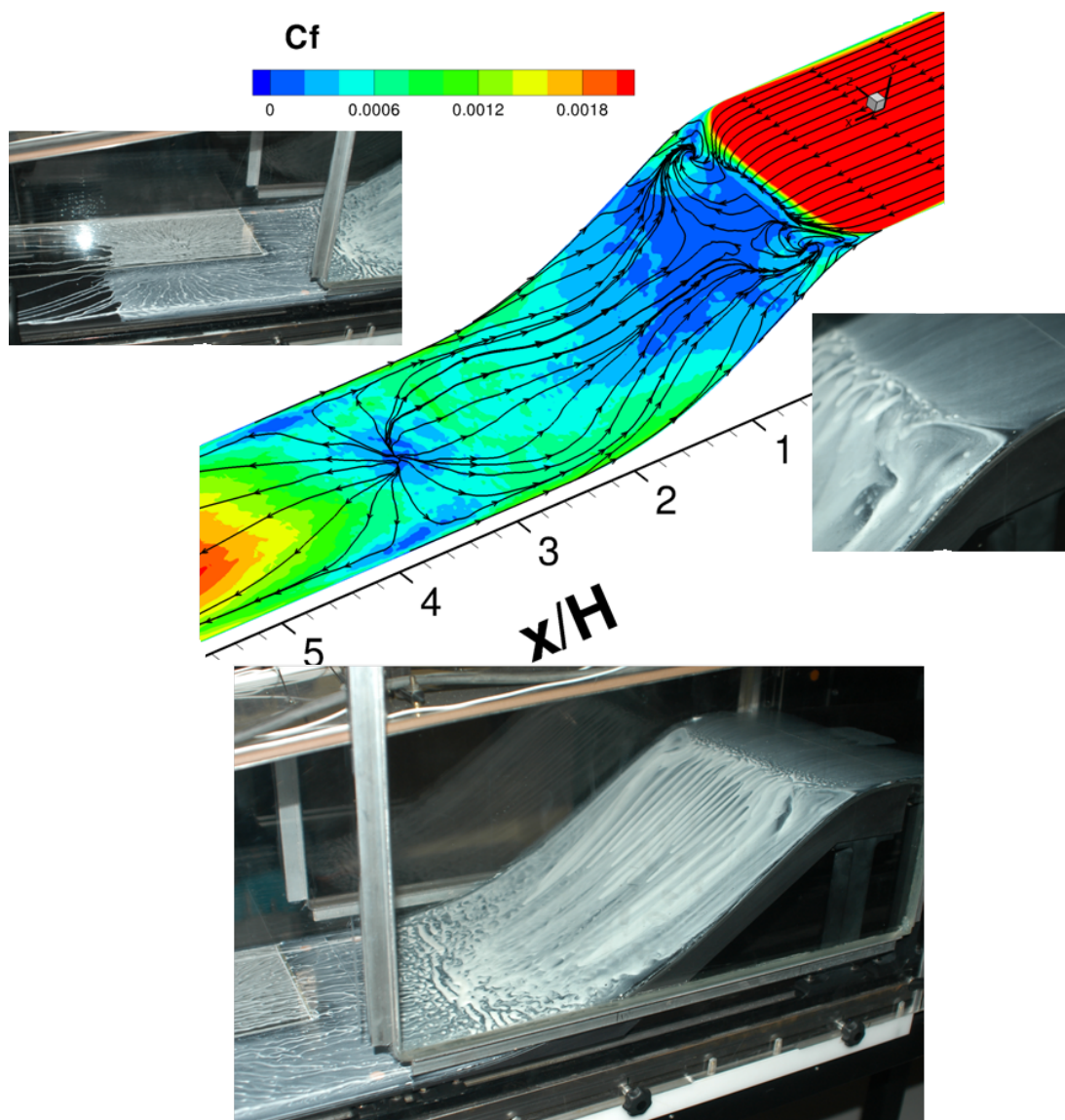


FIGURE 6.8 – Coefficient de frottement moyen et lignes de tension pariétale simulées par l'approche ZDES mode III comparés aux visualisations expérimentales par enduit visqueux

L'empreinte de l'écoulement sur la paroi basse de S19 est présentée sur la figure 6.8. Les contours de coefficient de frottement ainsi que les lignes de tension pariétales en permettent

la mise en évidence. Une comparaison qualitative entre la visualisation expérimentale par enduit visqueux et la simulation ZDES mode III est donc possible. Plusieurs caractéristiques communes peuvent être soulignées. Tout d'abord, les décollements de coin au niveau du début de la courbure  $y$  sont représentés. Leurs dimensions, largement surévaluées par l'approche RANS-SA, semblent ici être en bon accord avec l'expérience. De plus, la ligne de décollement peut être clairement identifiée. Il s'ensuit une large région de décollement, dont la marque de l'écoulement retour à la paroi est illustrée par les deux approches. L'une des particularités, liée au confinement de cet écoulement, comparé à un simple écoulement de marche descendante, est la présence d'un nœud de recollement, duquel les lignes de courant sont renvoyées vers les parois latérales et génèrent des lignes de fuites au niveau des coins.

Finalement, les différentes grandeurs statistiques considérées démontrent l'augmentation de potentiel de prévision d'une résolution de type WMLES de la zone de recirculation de S19, comparé à une approche hybride pour laquelle la turbulence de couche limite est entièrement modélisée. De plus, les éventuelles améliorations sur le champ statistique, liées à l'investissement dans une résolution plus fine de type LES, ne semblent pas évidentes, au vu du grand degré de fidélité de celui obtenu par emploi du mode III de la ZDES. La présente simulation numérique permet donc une étude de la dynamique de l'écoulement instationnaire

## 6.4 Dynamique de l'écoulement instationnaire

L'écoulement interne de la manche à air coudée S19 présente une organisation interne complexe qui implique un grand nombre d'échelles. La présence d'une dynamique d'écoulement décollé/recolé sur une paroi courbe, dans un environnement fortement confiné, en est l'une des sources. De plus, une section de conduite rectangulaire génère des phénomènes de recirculation de coin qui mettent en défaut l'approche classique RANS-SA. Ainsi, un écoulement bimodal avec basculement très basse fréquence  $\sim 0,1 \text{ Hz}$  est observé expérimentalement.

L'écoulement instantané se compose donc de deux zones de recirculation principales, qui prennent naissance au niveau des angles que forment la paroi basse avec celles latérales. La figure 6.9 permet la visualisation de la dissymétrie de l'écoulement instantané. L'une des deux zones de recirculation prédomine largement à l'inverse des prévisions RANS-SA. Ceci conduit à une accélération et un recollement de l'écoulement, décentré par rapport au plan médian. Le phénomène de battement très basse fréquence ( $\sim 0,1 \text{ Hz}$ ) est cependant hors d'atteinte avec les ressources informatiques actuelles.

Néanmoins, la plage de fréquences accessible par la simulation permet de mettre en évidence la grande variété d'échelles caractéristiques de la dynamique de l'écoulement au cours de son passage dans la manche à air coudée. Pour ce faire, une acquisition de différents signaux temporels est effectuée au cours de la simulation. Un grand nombre de capteurs discrets, mais aussi le champ dans le plan d'entrée compresseur sont donc stockés à la fréquence  $f_{\text{signal}} = 200 \text{ kHz}$ . Le suréchantillonnage est une pratique courante pour éviter tout risque de phénomène de repliement sur les spectres d'énergie. En effet, si l'énergie des fréquences atteintes les plus hautes est non négligeable, un phénomène de redistribution de celle-ci sur les plus petites prend place et fausse l'analyse. À posteriori, l'absence de ce phénomène de

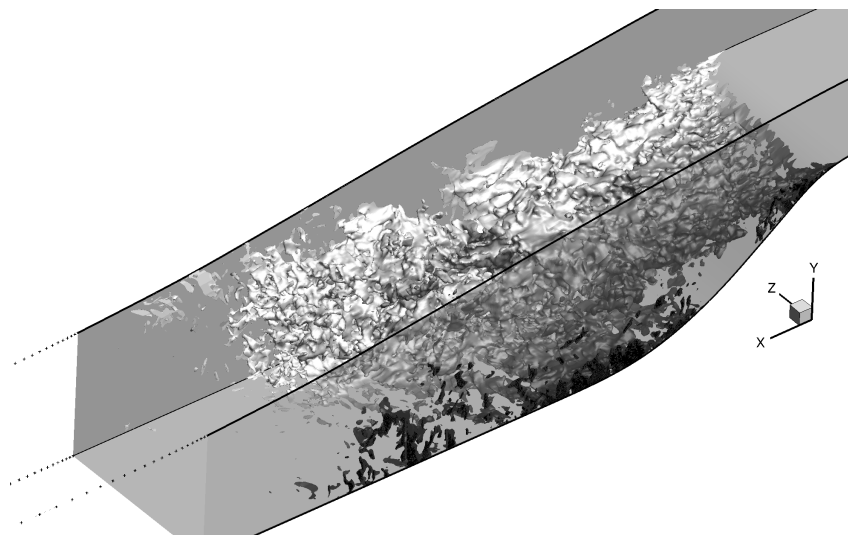


FIGURE 6.9 – Mise en évidence des zones de vitesses négatives selon  $x$  par une isosurface de  $u = -10^{-6}$ , coloré par la coordonnée transversale  $z$

repliement du signal est contrôlé.

Ce premier jeux de signaux est dédié à la mise en évidence de la dynamique de l'écoulement ainsi que des distorsions dynamiques par le calcul de densités spectrales de puissance. Le champ dans le plan médian est de plus stocké au cours du calcul, à une fréquence plus basse ( $f = 20 \text{ kHz}$ ), de sorte que l'évolution de celui-ci puisse être visualisée par strioscopie numérique. Une période d'acquisition de  $680 \text{ ms}$  est considérée, en accord avec les contraintes en terme de temps de restitution de la simulation.

Une grande part de la dynamique de l'écoulement turbulent de S19 peut être mis en évidence au travers de cinq signaux discrets, judicieusement placés (voir figure 6.10). Les densités spectrales de puissance de la vitesse selon  $x$  prémultipliées permettent ainsi d'identifier les échelles caractéristiques des structures les plus énergétiques tout au long du développement de l'écoulement. Le nombre de Strouhal retenu pour afficher les différents spectres est fonction de la hauteur de marche ( $St_H$ ). Cependant d'autres définitions pourraient être retenues au vu de la grande diversité des physiques rencontrées. Parmi elles, les nombres de Strouhal basés sur l'épaisseur de couche limite ( $St_\delta$ ) ou sur l'épaisseur de vorticité ( $St_{\delta_\omega}$ ) peuvent être cités.

En amont du point de décollement, le capteur  $C_1$  illustre la dynamique haute fréquence large bande, typique d'une couche limite turbulente. Il peut être vu que l'énergie est principalement détenue par une gamme de fréquences qui s'étend sur près d'une décade entre  $2 \lesssim St_H \lesssim 20$  ( $0,16 \lesssim St_\delta \lesssim 1,6$ ). Au alentours du point de décollement ( $C_2$ ), une harmonisation entre la dynamique de couche limite et celle de couche de mélange prend place. Ainsi, alors que la dynamique haute fréquence large bande persiste, l'instabilité de Kelvin Helmholtz, typique d'une couche de mélange, prend place. Cette instabilité, qui grossit à mesure du développement de la couche de mélange, prend petit à petit le pas sur la turbulence de

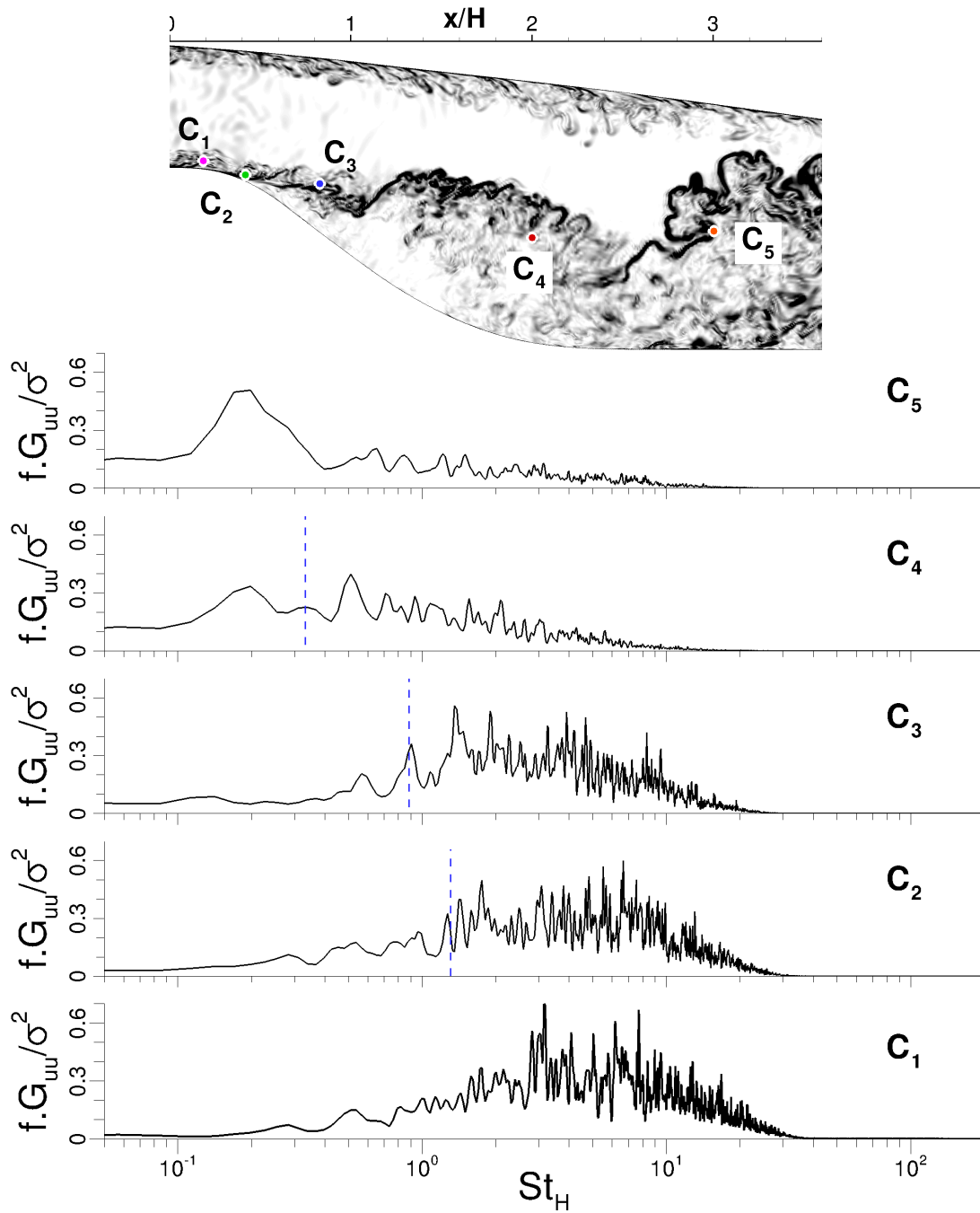


FIGURE 6.10 – Mise en évidence de la physique multi-échelles de l'écoulement de S19. Strioscopie et position des capteurs (haut) et densité spectrales de puissances des signaux de vitesse selon  $x$  (bas). (---)  $f = 0,135 \Delta U / \delta_\omega$  fréquence caractéristique de l'instabilité de Kelvin Helmholtz

couche limite entre les points  $C_2$  et  $C_4$ . Ce phénomène de transfert d'énergie illustre de plus l'intérêt lié à la prise en compte des mécanismes de couche limite par l'approche WMLES en amont du décollement. Un contenu fréquentiel bien plus riche que dans le cas d'une résolution ZDES mode II est garanti par l'emploi du mode III. Le mode de battement de la couche de mélange, identifié dans la littérature pour  $St_H = O(0,1)$ , ne peut être clairement identifié ici. Néanmoins, une légère contribution d'échelle caractéristique similaire peut être notée au point  $C_3$ . Finalement le développement de la couche de mélange conduit au phénomène de lâcher tourbillonnaire, phénomène basse fréquence de nombre de Strouhal  $St_H = O(0,2)$ . L'énergie détenue par ce mécanisme se fait pressentir en  $C_4$  et domine largement la dynamique globale en  $C_5$  avec un pic bien marqué à  $St_H = 0,2$ . Le lecteur est invité à se référer aux strioscopies numériques des figures 6.10 et 6.11 pour une visualisation directe des mécanismes discutés à partir de l'analyse spectrale.

La dynamique complexe de l'écoulement de la manche à air S19, abordée dans cette section, générée à la fois par sa section rectangulaire, la forte courbure de sa face inférieure et le confinement, conduit à la présence de distorsions statiques et dynamiques au niveau du plan d'entrée compresseur (PEC). La caractérisation et l'étude de celles-ci est donc proposée.

## 6.5 Étude des distorsions dynamiques

La caractérisation des distorsions dynamiques est un paramètre clef pour les motoristes, afin d'assurer le bon fonctionnement et la fiabilité de celui-ci en vol. Différents critères existent pour rendre compte de l'état de distorsion de l'écoulement. Cependant, ceux-ci, tel le DC60 par exemple, sont définis pour des sections circulaires et ne peuvent donc pas être appliqués ici. Aussi, dans la section  $\Sigma$  d'abscisse  $x/H = 3,6$ , dont les directions de maillage  $j$  et  $k$ , correspondent respectivement aux directions  $y$  et  $z$  du repère lié à la géométrie, deux critères sont utilisés :

$$D_1(t) = \frac{\min_k \left( \overline{P}_i^j(t) \right)_k}{\frac{1}{\Sigma} \int P_i(t) dS} \quad (6.9)$$

et

$$D_2(t) = \frac{\min_{\Sigma} P_i(t)}{\max_{\Sigma} P_i(t)} \quad (6.10)$$

Le premier critère  $D_1(t)$  est donc défini à partir d'une subdivision horizontale de la section. Cette approche s'inspire des critères de distorsions définis par couronne ou par cadrans (DC60) dans le cas de PEC de section circulaire. Le deuxième, pris comme le ratio entre le minimum et le maximum de Pression génératrice  $P_i$  est un traitement global plus versatile.

Les densités spectrales de puissance des signaux  $D_1(t)$  et  $D_2(t)$  sont présentés sur la figure 6.12. Il peut être noté que le critère  $D_2(t)$  présente une répartition de l'énergie sur une large



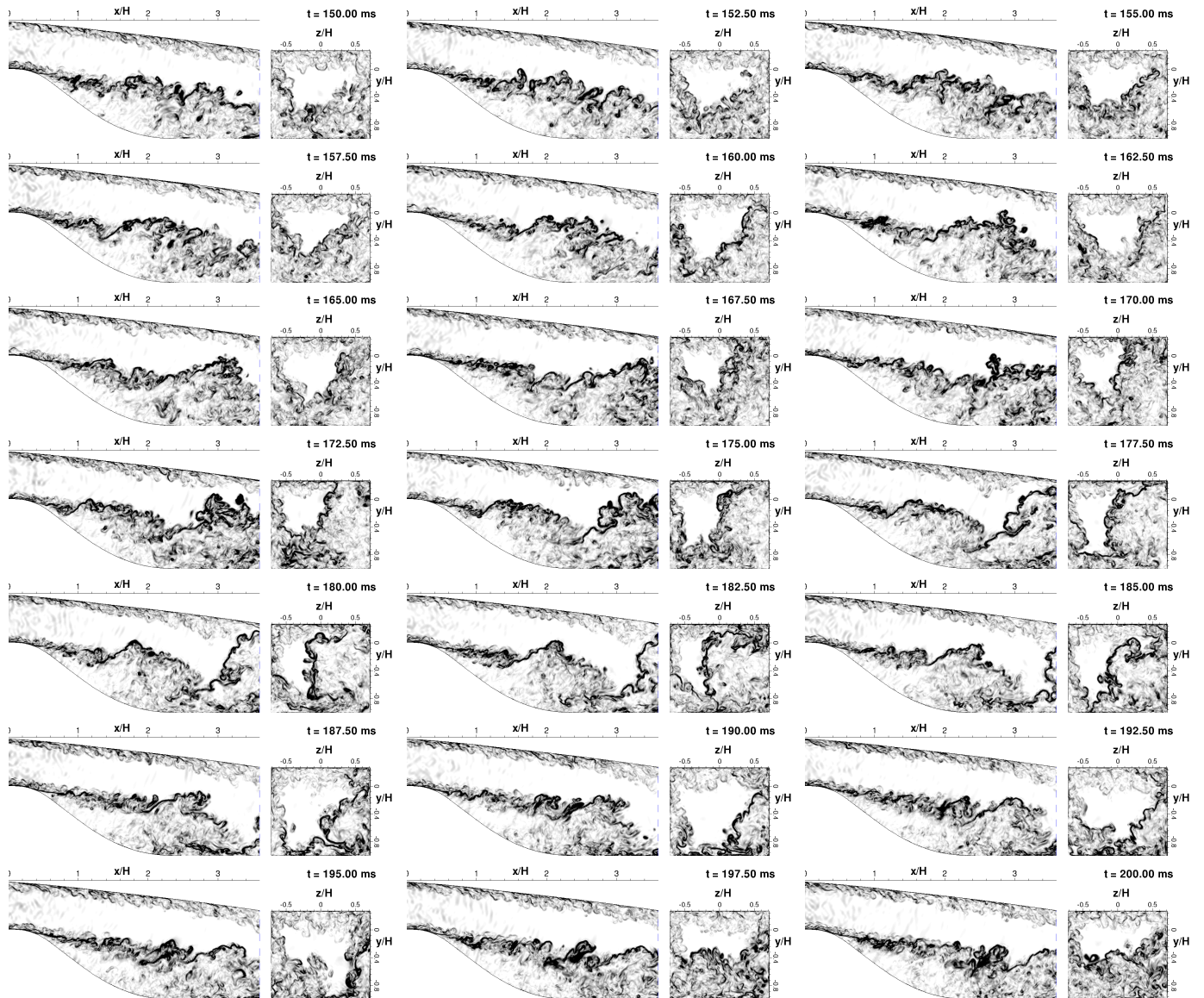


FIGURE 6.11 – Strioscopes numériques dans le plan de symétrie et dans le PEC (droite) prises pour différents instants

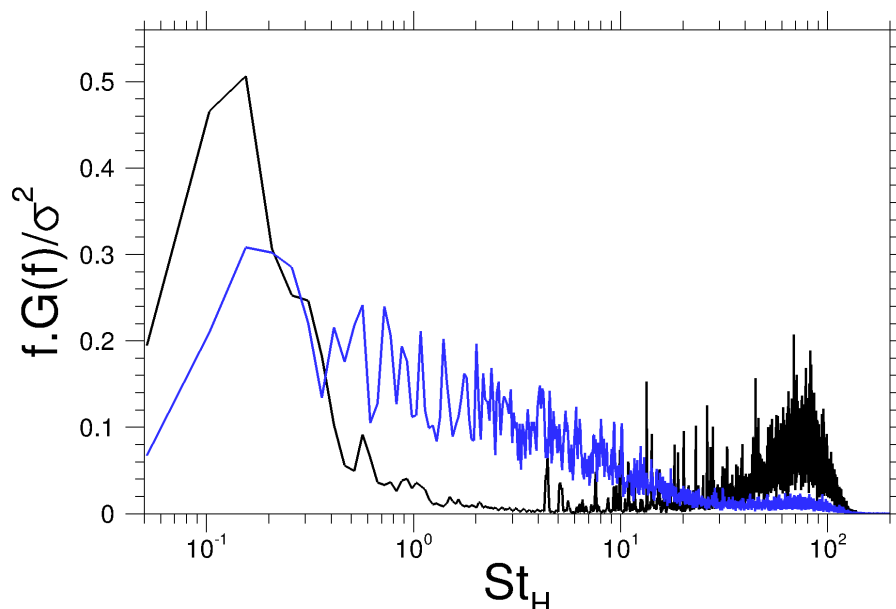


FIGURE 6.12 – Densité spectrale de puissance des critères de distorsions dynamiques  $D_1(t)$  (—) et  $D_2(t)$  (—)

plage de fréquences. Il est intéressant de noter que celle-ci, qui s'étend sur deux décades, couvre l'intégralité des plages d'échelles caractéristiques des structures turbulentes, identifiées sur la figure 6.10. Chacun des différents pics de la DSP de  $D_2(t)$  peut donc être interprété comme le passage d'une structure turbulente au travers du plan d'entrée compresseur. De plus, la contribution énergétique de chacune des échelles au critère  $D_2(t)$  peut être approximée par une fonction linéaire de la fréquence associée. Le critère  $D_1(t)$  présente quant à lui une fréquence caractéristique majeure, clairement marquée. L'emploi de la pression génératrice moyenne par ligne  $k$  provoque un filtrage des instationnarités turbulentes. De fait, l'attention est plus particulièrement portée sur les événements basses fréquences, déjà prédominant sur le critère  $D_2(t)$ .

Les événements qui ressortent des deux critères utilisés sont donc majoritairement basses fréquences pour un nombre de Strouhal  $St_H = O(0,2)$ . Cette valeur correspond au macro mouvement de lâcher tourbillonnaire, précédemment mis en évidence. De fait, une façon de limiter les distorsions dynamiques au sein de cet écoulement consiste à diminuer le macro mouvement de la bulle de recirculation. Pour ce faire, Gardarin [47, 48] propose un contrôle par ajout de générateur de vortex en amont du point de décollement. D'autres méthodes ont pu être étudiées sur le cas de configurations plus simples dont une liste exhaustive peut être trouvée dans les références [27, 163].

## 6.6 Conclusion sur la simulation ZDES de S19

La simulation numérique de la manche à air coudée S19 par l'approche ZDES a été présentée. L'aspect zonal de cette approche a permis la réalisation d'un calcul de grande fidélité de cet écoulement multi-échelles complexe, tout en limitant le nombre de cellules nécessaires, en accord avec les ressources informatiques actuelles.

La stratégie retenue consiste à une division en trois parties du domaine de calcul. Tout d'abord, le développement des couches limites sur les quatre parois de S19 est effectué en mode RANS-SA. Puis une résolution de type WMLES est activée au niveau de la zone de recirculation. Celle-ci tire partie intégrante des travaux de cette thèse du point de vue de la réactivation du contenu turbulent des couches limites et permet ainsi une capture fine de la dynamique de l'écoulement décollé/recollé, responsable des distorsions dynamiques observées dans le PEC. Enfin, une approche hybride RANS/LES pour laquelle la résolution des couches limites est assurée en RANS permet la relaxation de l'écoulement vers la sortie du domaine tout en limitant la résolution du maillage associé. De fait seulement  $50 \cdot 10^6$  cellules, dont 77% sont focalisées dans la seconde région, sont nécessaires à la restitution de l'écoulement instationnaire de S19.

Plusieurs travaux de développement numérique ont de plus été entrepris à l'initiative de cette étude. Tout d'abord, la puissance de calcul nécessaire ne pouvant être obtenue qu'au travers d'un super ordinateur massivement parallèle, une adaptation du solveur FLU3M pour ce type d'architecture a été menée. La notion privilégiée étant celle de transparence du point de vue de l'utilisateur, une automatisation des tâches supplémentaires liées au calcul massivement parallèle est effectuée. Un répartiteur de charge automatique, dont l'algorithmie générale est présentée dans l'annexe A, est donc intégré au solveur. De plus, les différents outils développés au cours de cette thèse, tel le processus de réactivation turbulente proposé dans la partie 3, initialement dédiés au cas d'une couche limite de plaque plane, ont été généralisés afin d'en assurer la mise en production dans un cadre industriel.

L'évolution que représente une résolution ZDES mode III de la région d'intérêt, depuis une description RANS-SA non physique, en passant par un état intermédiaire perfectible ZDES mode II, a clairement pu être identifiée lors de la caractérisation de l'écoulement moyen par rapport aux données expérimentales. Il apparaît donc que la prise en compte de la dynamique de la turbulence de couche limite, en amont du décollement, contribue à la bonne capture de la dynamique multi-échelles de cet écoulement interne. En effet, aucun retard au départ des instabilités de la couche de mélange n'est constaté et l'empreinte des instabilités de Kelvin Helmholtz est détectée dès les prémices du décollement. L'excellent degré de fidélité avec lequel la configuration S19 a pu être simulée et ce, dans son intégralité, a finalement permis l'étude des distorsions dynamiques dans le plan d'entrée compresseur. La contribution majeure des structures basses fréquences associées au lâcher tourbillonnaire a pu être identifiée. Le contrôle de ce macro mouvement, lié à la bulle de recirculation, est donc finalement la direction à suivre pour une réduction des distorsions dynamiques de l'écoulement au travers du plan d'entrée compresseur.

**Quatrième partie**

**Conclusions**



Les travaux présentés dans ce manuscrit souhaitent apporter des éléments de réponse au besoin de description des phénomènes liés aux écoulements pariétaux. La capture de la dynamique de la couche limite turbulente à haut nombre de Reynolds sur des géométries curvilignes a été l'objectif visé au cours de cette étude. De manière plus générale, ces travaux s'inscrivent dans le cadre du développement d'une méthode de simulation numérique généraliste, la ZDES. Cet objectif, poursuivi à l'ONERA depuis plusieurs années, souhaite proposer une solution de calcul scientifique adaptée au contexte économique et technologique du milieu aéronautique. Celui-ci nécessite la production de descriptions réalistes, indépendamment de l'écoulement considéré, pour lesquelles le juste compromis entre finesse de description et coût CPU est obtenu. Sur la base de la DES97, premièrement proposée par Spalart en 1997 [149], la ZDES tire partie des différentes voies d'améliorations proposées à travers le monde et les coordonne, via une stratégie zonale, afin d'optimiser la fiabilité des prévisions d'écoulements complexes à haut nombre de Reynolds, caractérisés par d'importantes variations d'échelles selon les régions concernées. Trois modes DES, destinés au traitement des trois types d'écoulements identifiés sur la figure 2.6, ont donc été proposés. Les modes I et II, destinés à la capture de décollements massifs, sont bien maîtrisés et actuellement en phase de production. L'étude et la viabilisation du mode III de la ZDES, dédié à la prise en compte de la turbulence pariétale à haut nombre de Reynolds, sur des surfaces curvilignes, a été le cœur de cette thèse. Une démarche progressive a permis la proposition de solutions technologiques innovantes, notamment développées grâce à une connaissance accrue des interactions entre physique et numérique lors d'une résolution de type WMLES, et validés à la fois sur le simple cas d'une couche limite en développement spatial mais aussi par l'étude de la manche à air coudée S19. Cette réalisation s'articule autour de trois axes majeurs, dont les points clefs sont rappelés ici.

## **Développement d'une stratégie pour l'activation locale d'une résolution WMLES.**

En premier lieu, l'activation locale d'une zone de résolution WMLES au sein d'une simulation majoritairement RANS nécessite la mise en œuvre d'une méthode de réactivation turbulente. La stratégie proposée consiste en l'association d'une méthode de génération synthétique de turbulence avec une méthode d'accélération de convergence. La Synthetic Eddy Method, premièrement retenue pour l'injection turbulente, requiert, de même qu'un grand nombre de générateurs de turbulence synthétique, la connaissance des grandeurs statistiques du premier et second ordre. Au niveau de la transition RANS/ZDES mode III, seul un champ RANS-SA est disponible. Le champ moyen peut aisément en être extrait mais le modèle de turbulence de Spalart Allmaras ne permet pas un accès direct aux tensions de Reynolds. Ces dernières, dont le rôle est de permettre l'injection de la juste intensité turbulente, dans le respect de l'état d'anisotropie de la turbulence pariétale, doivent être reconstruites par une méthode ad hoc. L'analyse de la littérature permet d'identifier trois approches possibles. La première propose une restitution des tensions normales de Reynolds, à partir de l'énergie cinétique turbulente, sur la base d'une hypothèse de turbulence isotrope. La seconde s'inspire des observations de Wilcox qui conduisent à une redistribution homothétique de l'énergie cinétique turbulente sur les trois composantes normales du tenseur de Reynolds. L'anisotropie de la turbulence de couche limite est donc respectée. Dans ces deux cas, la tension de cisaillement

est obtenue à partir de l'hypothèse de Boussinesq. Enfin, la dernière est tirée des travaux de l'équipe de Marusic et Perry. Sur la base de l'hypothèse des tourbillons attachés de Townsend, des formulations empiriques des différents termes du tenseur de Reynolds sont définies et ajustées à partir de mesures expérimentales. La caractérisation de ces trois méthodes conduit à la détermination de deux points de fonctionnement résumés dans le tableau 4.4. À faible nombre de Reynolds,  $Re_\theta \lesssim 4\,000$ , la seconde méthode de reconstruction, qui s'appuie sur les observations de Wilcox, est finalement recommandée. Celle-ci tire sa principale qualité de sa très grande simplicité. Lors d'une montée en nombre de Reynolds,  $Re_\theta \gtrsim 3\,000$ , les formulations empiriques de Marusic, Perry et leur équipe seront privilégiées. L'excellente restitution des différentes composantes du tenseur de Reynolds sur une large plage de Reynolds en est la principale force.

Une fois la transition du RANS vers la ZDES mode III devenue autonome, l'attention s'est plus particulièrement portée sur la réduction de la distance de transition, induite par une injection turbulente imparfaite. À cette fin, une intervention directe au sein de l'écoulement est jugée nécessaire. Celle-ci s'effectue par l'ajout d'un terme source aux équations de quantité de mouvement. En effet, le concept de réajustement de l'énergie cinétique turbulente proposé par Spille-Kohoff et Kaltenbach, lorsque celle-ci est déficitaire, est retenu. Il s'effectue par dopage des fluctuations de vitesse dans la direction normale à la paroi. La méthode de forçage dynamique, spécifiquement dédiée aux approches WMLES, est développée à cet effet. À partir des travaux de Spille-Kohoff et Kaltenbach ainsi que des observations faites sur son emploi lors de l'étude bibliographique, le manque de réactivité du système originalement proposé est identifié comme principale limitation. Une nouvelle formulation du terme de forçage est alors proposée. Celle-ci s'appuie en particulier sur la méthode de modélisation de la tension de Reynolds dans la direction normale à la paroi, développée à partir des observations de Wilcox. Cette formulation, d'expression très simple, a précédemment démontré une excellente capacité de description de la région externe de la couche limite, indépendamment du nombre de Reynolds. Son emploi est donc particulièrement adapté au contexte WMLES. Cette action, combinée à une simplification du processus de contrôle en boucle fermée, conduit à une réactivité accrue du système global aux événements turbulents. Une amélioration notable du processus de réactivation turbulente est finalement obtenue lors de l'utilisation de la nouvelle formulation. Puis une vaste étude de la méthode de forçage dynamique est entreprise afin de mieux en maîtriser les réactions par rapport à d'éventuelles modifications de son environnement physique et numérique. Il peut entre autre être noté que l'excellente aptitude de cette approche, permettant la convergence rapide d'un écoulement non physique vers une couche limite pleinement turbulente, autorise l'emploi d'une méthode d'injection turbulente simplifiée. Ainsi, la superposition d'un simple bruit blanc au champ moyen RANS-SA, remodelé au travers du forçage dynamique, suffit à la réactivation d'une couche limite turbulente. Cette caractéristique essentielle, permet l'extension du processus de réactivation turbulente, premièrement réduit à une simple injection monodirectionnelle, à une condition de raccord informatique. La circulation globale de l'écoulement est ainsi respectée. Enfin, des règles d'utilisation, assorties d'un processus d'optimisation sont finalement proposées, de sorte de rendre l'emploi de cet accélérateur de convergence viable en pratique.

L'activation locale d'une région WMLES au sein d'une simulation majoritairement RANS

est donc rendue techniquement possible lors de cette première phase. Cet objectif est atteint grâce à la combinaison d'un simple bruit blanc et de la méthode forçage dynamique, dont la contribution génère une diminution de la distance de transition comprise entre 50 et 78%.

## **Étude des interactions entre la physique et la méthode de résolution numériques WMLES, sur une large plage de Reynolds, pour une meilleur maîtrise des prévisions.**

Deuxièmement, le problème de la mauvaise maîtrise du degré de réalisme des prévisions WMLES, due aux connaissances limitées des interactions entre la physique et cette méthode de résolution numérique, est abordé. En effet, les différentes études disponibles au début de ces travaux de thèse sont focalisées sur une gamme de nombre de Reynolds limités ( $Re_\theta = O(10^3)$ ). À mesure du développement de la couche limite turbulente des modifications majeures de l'organisation structurale de celle-ci ont pu être observées expérimentalement. L'analyse bibliographique montre que ces phénomènes se traduisent entre autre par une modification de la répartition énergétique au sein de la couche limite lorsque le nombre de Reynolds est de l'ordre de  $Re_\theta = O(10^4)$ . L'apparition de grandes structures, très énergétiques (VLSM), de longueurs  $O(10)$  épaisseurs de couche limite est en effet révélée. L'étude d'une couche limite, sans gradient de pression, en développement spatial sur la large plage de Reynolds  $3\,450 \leq Re_\theta \leq 14\,000$  est donc menée. Son objectif est double. Il est premièrement essentiel d'un point de vue applicatif de rendre compte de la capacité du mode III de la ZDES de traiter des écoulements à haut nombre de Reynolds. Son aptitude à gérer les mécanismes qui conduisent à la dynamique Haut Reynolds de la turbulence pariétale a donc été étudiée. De plus, l'analyse de la description numérique produite par rapport aux connaissances physiques de la couche limite turbulente a pour but d'identifier les interactions physique/numérique qu'il en résulte. Ce second point souhaite aboutir à une meilleure maîtrise de la qualité de l'écoulement obtenu en proposant des lignes directrices plus générales quant au traitement de problèmes de turbulence pariétale par l'approche ZDES.

Il est rapidement constaté que les paramètres numériques, déduits des études à nombre de Reynolds modérés, ne permettent pas d'assurer le caractère prédictif d'une simulation ZDES mode III à  $Re_\theta = O(10^4)$ . Cet état de fait se caractérise entre autre par une augmentation constante de l'erreur sur le frottement à mesure du développement de la couche limite turbulente ( $Err_{(Re_\theta=10\,000)} = 13\%$ ), accompagnée d'une dégradation des statistiques du premier et second ordre. Différentes méthodes « avancées » de post-traitement, utilisées dans le cadre de la mise en lumière par l'expérience des modifications physiques liées à la montée en Reynolds, sont alors employées.

Les champs de  $k_x \Phi_{uu} / u_\tau^2 (\lambda_x / \delta)$ , calculés aux positions  $Re_\theta = [5\,200, 6\,800, 11\,000, 13\,000]$ , permettent d'en identifier l'une des causes. La présence de superstructures, assimilables aux VLSM observées expérimentalement, est relevée à toutes les positions. Cependant, les différentes simulations effectuées montrent que leur localisation est directement liée à la hauteur de transition RANS/LES dans la direction normale à la paroi, définie par le paramètre numérique



$d_w^{prescribed}$ . La définition de ce paramètre en échelle interne ( $l_v$ ), fixé à  $d_w^{prescribed} = 100^+$  sur la base de l'expérience acquise à nombre de Reynolds modéré, s'oppose donc à la localisation physique des VLSM exprimée en échelle externe ( $y \approx 0,06 \delta$ ). De plus une surestimation graduelle de l'énergie détenue par les superstructures est visualisée à mesure du développement du champ simulé lorsque  $d_w^{prescribed} = 100^+$ . Il a d'ailleurs été constaté que le juste niveau de tension  $\overline{u'u'}$  pouvait être obtenu à partir de ce champ non physique, via la présence de ces grosses structures. En revanche une dynamique de la couche limite en bien meilleur accord avec les données de références est obtenue lorsque la simulation est effectuée avec  $d_w^{prescribed} \approx 0,1 \delta$ . Une évolution du positionnement des superstructures fonction de l'épaisseur de couche limite et dont les niveaux d'énergie sont similaires à l'expérience est ainsi obtenue. Cependant, une croissance continue de l'erreur sur le frottement, mais de pente moindre, est toujours observée.

L'étude de la corrélation entre le coefficient de frottement et les différentes composantes du vecteur vitesse fournit des pistes pour en expliquer la cause. En effet, la forte corrélation entre le frottement et la composante longitudinale de la vitesse corrobore premièrement les observations faites quant à l'influence du paramètre  $d_w^{prescribed}$  sur la prévision du frottement. De plus, une diminution de la corrélation  $R_{Cf,w}$  accompagnée d'une augmentation de  $R_{Cf,v}$  est observée à mesure du développement de la couche limite. Ces deux tendances s'intersectent pour  $Re_\theta = O(10^4)$ . La mise en relation de cette information avec les observations faites à nombre de Reynolds modéré selon lesquelles la direction de discrétisation spatiale qui influe majoritairement sur la prévision du frottement est  $z$ , suggère que la persistance de l'augmentation continue de l'erreur sur le frottement obtenue est la conséquence d'une capacité de résolution insuffisante dans la direction normale à la paroi ( $y$ ). Cette explication prend tout son sens sachant que le besoin d'une distribution non uniforme de maille selon  $y$  conduit nécessairement à une dégradation continue de la résolution spatiale à mesure du développement de la couche limite. A titre d'exemple, avec le maillage employé, les plages de variation  $1^+ < \Delta_{y \leq \delta} < 92^+$  et  $1^+ < \Delta_{y \leq \delta} < 213^+$  peuvent être relevées, respectivement aux stations de mesure  $Re_\theta = 5\,200$  et  $Re_\theta = 13\,000$ , alors que  $\Delta_z = 100^+$  est fixe dans l'intégralité du domaine.

Cette seconde partie des travaux de thèse a donc permis des avancées quant à la compréhension des mécanismes d'interaction entre la physique et la méthode de résolution numérique ZDES mode III. Les différentes études expérimentales de couche limite en développement spatial, disponibles dans la littérature, ont largement contribué aux avancées réalisées. L'étude d'une couche limite sur une large plage de Reynolds a donc finalement conduit à l'identification de deux paramètres majeurs pouvant mettre en péril les capacités prédictives de la ZDES. La résolution spatiale et le paramètre  $d_w^{prescribed}$ . La connaissance accrue de leur influence sur l'écoulement simulé a finalement permis la détermination de lignes directrices plus générales que celles déduites à partir d'une étude paramétrique à nombre de Reynolds modéré.

**Mise en pratique : étude de la manche à air coudée de section rectangulaire S19.**

Le troisième volet de ces travaux de thèse a consisté en la mise en application de l'intégralité des avancées scientifiques produites au cours des deux premières phases, pour la simulation de l'écoulement interne de la manche à air coudée de section rectangulaire S19. La complexité de cet écoulement provient de la présence de phénomènes physiques d'échelles caractéristiques très différentes, identifiés expérimentalement. Ceux-ci s'étendent depuis un battement transversal très basse fréquence de la bulle de recirculation, mesuré à  $St_H = 7.10^{-4}$ , jusqu'à la dynamique large bande haute fréquence des couches limites turbulentes de l'ordre de  $St_H = O(10)$ . La capture du phénomène de battement transversal de période 10 s est à ce jour inaccessible par une simulation instationnaire. Cependant, l'étude de la dynamique de la zone de recirculation, dans son état instable droit ou gauche, afin d'identifier les sources des distorsions dynamiques présentes dans le plan d'entrée compresseur, peut être entreprise grâce à la méthode ZDES. Son caractère zonal a en effet permis de focaliser 77% des ressources informatiques sur 29% du domaine de calcul, afin de capturer finement la dynamique de la zone de recirculation sans pour autant négliger la circulation globale de l'écoulement dans la manche. L'écoulement est en effet premièrement développé depuis un point d'arrêt par une approche RANS. Puis une transition vers le mode III de la ZDES est opérée au niveau de la zone d'intérêt. Enfin, une résolution ZDES mode II est utilisée en aval du plan d'entrée compresseur, lorsque la discrétisation spatiale impose un traitement RANS des couches limites.

D'un point de vue méthodologique, il est tout d'abord constaté que des couches limites pleinement turbulentes sont rapidement réactivées, sur les quatre parois, en aval de la transition RANS/ZDES mode III. La stratégie retenue, qui associe un bruit blanc à la méthode de forçage dynamique, est donc tout à fait fonctionnelle dans un cadre applicatif. De plus, cette étude a conduit au développement d'une formulation générale de la méthode de forçage ainsi que d'une stratégie d'implantation efficace de celle-ci dans un solveur structuré, multi-blocs, massivement parallèle. Le niveau de maturité atteint par le processus de réactivation turbulente, d'un point de vue physique et numérique, permet donc d'envisager sa mise en production à court terme.

Au niveau de la méthode de résolution numérique, l'étude du champ moyen met en évidence la grande supériorité du mode III de la ZDES par rapport aux études passées, mettant en jeu des résolutions RANS et ZDES mode II de la région d'intérêt. Il est montré qu'une résolution RANS-SA, inadaptée aux écoulements de coin, produit une structure symétrique bilobée de la zone de recirculation qui est non physique. L'approche ZDES mode II permet elle, dès 2008, une restitution de la dynamique de recirculation observée expérimentalement. Cependant un recollement précoce de l'écoulement est obtenu. La résolution WMLES de la zone de recirculation conduit finalement à une prévision du champ moyen dans le plan de symétrie en excellent accord avec les mesures expérimentales. Cette grande fidélité de description s'étend de plus jusqu'aux tensions de Reynolds. Fort de la résolution des couches limites amonts, aucun retard au développement des instabilités ne peut être relevé au niveau du point de décollement. De plus, un contenu turbulent d'un très grand réalisme est obtenu dans la couche de mélange, depuis le décollement, jusqu'au rattachement de l'écoulement.

Enfin, la mise en évidence de la dynamique multi-échelle de la zone de recirculation a finalement pu être réalisée. En amont du décollement, la gamme large bande d'échelles hautes

fréquences qui détiennent l'énergie correspond à la dynamique de la turbulence pariétale ( $St_H = O(10)$ ). Puis, les instabilités de Kelvin-Helmholtz prennent place dès l'apparition de la couche de mélange. Celles-ci, dont la contribution au budget énergétique de l'écoulement est initialement similaire aux structures de la couche limite, s'intensifient progressivement. Enfin, le phénomène de lâcher tourbillonnaire, classiquement associé au développement d'une couche de mélange, est clairement identifié. Deux critères de distorsions dynamiques sont étudiés. La mise en relation de la dynamique de la zone de recirculation avec celle des distorsions dynamiques aboutit finalement à l'identification du macro mouvement de lâcher tourbillonnaire comme principale contribution aux distorsions dynamiques de l'écoulement au travers du plan d'entrée compresseur. La mise en place d'un processus de contrôle de la bulle est donc proposée comme voie d'amélioration.

Cette dernière partie illustre les avancées en terme de capacité de résolution numérique proposées au cours de ces travaux de thèse. L'étude de la manche à air coudée S19 démontre le fort potentiel du mode III de la ZDES et laisse entrevoir sa mise en production dans un avenir proche.

## Perspectives

Les suites de cette étude concernent principalement l'étude et la compréhension des mécanismes qui régissent les interactions entre la physique de la couche limite turbulente et la méthode de résolution WMLES. Les différentes études menées par les expérimentateurs seront un atout essentiel au bon déroulement de cette étape. Cette analyse incontournable a été initiée au cours de ces travaux mais nécessite d'être approfondie afin d'améliorer les capacités de prévision du mode III de la ZDES. Entre autre, le lien entre la résolution de maillage et l'erreur sur le frottement, suggérée par l'analyse des corrélations  $R_{C_f, \mu_i}$  doit être confirmé. De plus, seuls deux mécanismes, respectivement associés à la hauteur de transition RANS/LES et à la résolution du maillage, ont pu être mis en lumière. D'autres, liés à la discrétisation temporelle ou aux schémas d'intégration spatiale et temporelle par exemple, sont à envisager. En effet, seule la compréhension de l'intégralité des phénomènes qui régissent la restitution numérique d'un écoulement turbulent de proche paroi par l'approche WMLES peut amener la maîtrise complète de celle-ci. L'aboutissement de cet effort de recherche peut s'exprimer sous deux formes. La première est la détermination de critères généraux de mise en œuvre du mode III de la ZDES, associés à des lois permettant leur paramétrage. Une automatisation de cette étape peut même être espérée à terme. Il est ici question de l'approche passive, retenue dans ces travaux. La deuxième, appelée approche active dans la partie bibliographique, consiste à la mise en place d'un processus correctif de la description numérique imparfaite de l'écoulement. Cette stratégie conduit généralement à l'introduction de termes sources dans les équations de la quantité de mouvement. L'approche active cherche donc à compenser l'erreur causée par le filtrage hybride là où l'approche passive vise à la minimiser.

## **Cinquième partie**

### **Annexes**



## Annexe A

# Adaptation du code de calcul FLU3M pour une architecture massivement parallèle

### A.1 Contexte

FLU3M est un code de calculs d'aérodynamique développé à l'ONERA depuis 1987. Les choix architecturaux sont premièrement présentés en 1989, à Boston [52]. Dès lors, la résolution des équations de la mécanique des fluides sur un maillage multiblocs structuré est retenue. Ce code de calcul, dédié à la recherche aérospatiale, a permis l'étude et la mise au point de méthodes de simulations numériques novatrices, aujourd'hui utilisées dans les grands codes industriels. Un résumé exhaustif de celles-ci est bien au delà de ces présents travaux de thèse mais il est important de noter que les performances physiques et numériques de FLU3M, ainsi que son accessibilité, font encore aujourd'hui références. Le solveur FLU3M est un atout majeur pour la recherche en mécanique des fluides numériques de l'ONERA. Le développement de la méthode ZDES, étudiée aux cours de ces travaux de thèse, a d'ailleurs été effectué par ce biais.

La stratégie architecturale initiale de ce solveur est toujours très propice aux activités de recherche, et ce, aussi bien d'un point de vue physique que numérique. Cependant, la conservation de ses qualités, en terme de performances numériques, mais aussi d'aisance utilisateur, lors des différentes évolutions technologiques majeurs des moyens de calcul, ont pu nécessiter des adaptations de la chaîne de résolution (voir figure A.1).

La première intervient lorsque l'augmentation des besoins en ressources informatiques, conjointement avec l'atteinte d'une limite des fréquences d'horloge CPU, conduit à l'apparition des serveurs de calcul parallèles. La parallélisation de FLU3M est donc effectuée grâce au protocole de communication « Message Passing Interface »(MPI). La stratégie retenue tire partie de l'approche multibloc du solveur. Ainsi, une distribution des blocs du maillage sur les différents processus permet la conservation de l'algorithme globale de la boucle itérative. Seul un échange MPI des données aux interfaces des domaines traités par des processus différents doit être implémenté. Cette approche permet donc le maintien des performances CPU du cœur

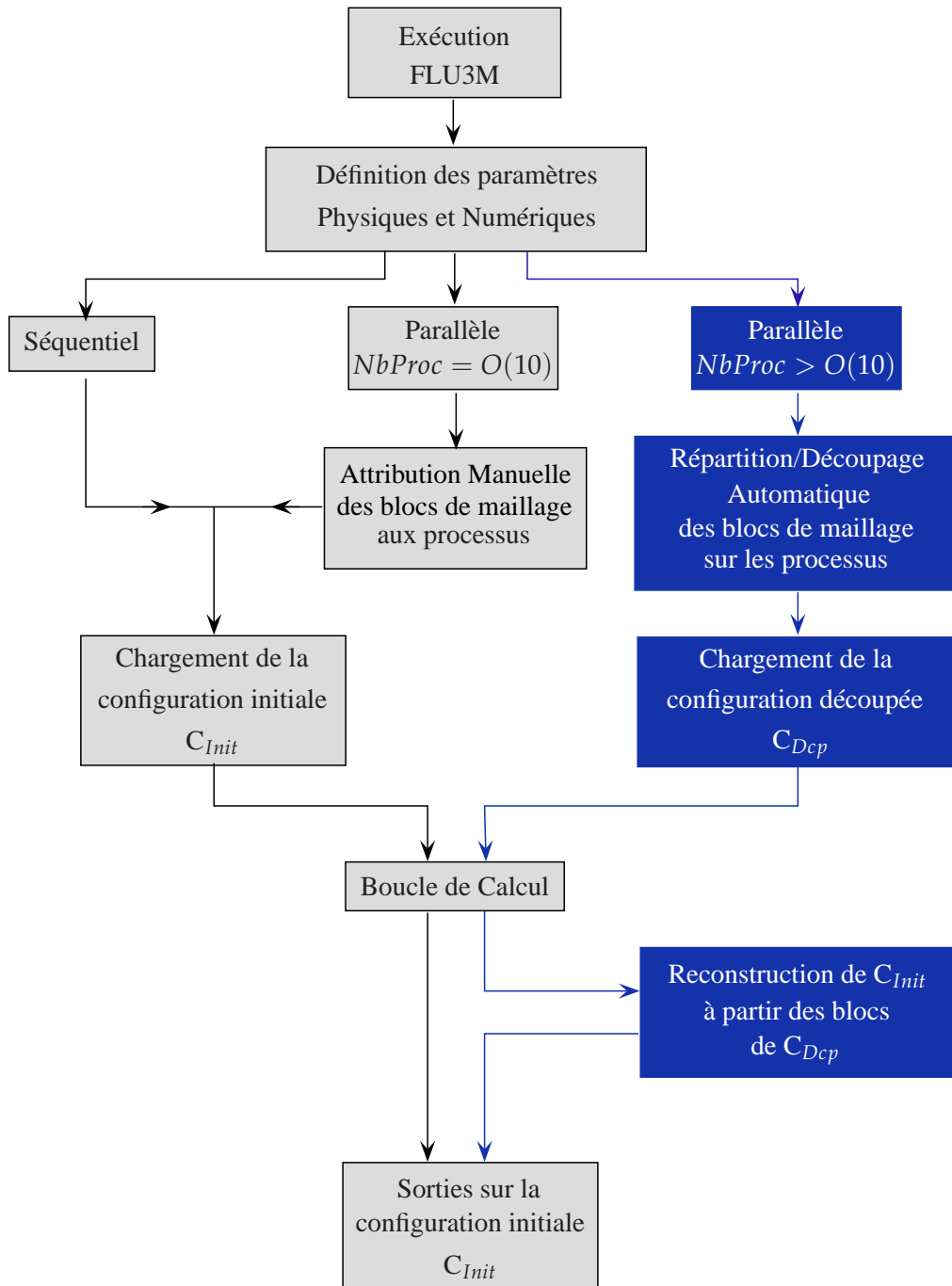


FIGURE A.1 – Résumé des trois modes d'exécution du code FLU3M : séquentiel, faiblement parallèle, massivement parallèle.  Modes existants avant la thèse.   Mode développé au cours de la thèse

de FLU3M sans qu'une refonte de celui-ci ne soit nécessaire.

Une répartition manuelle de la charge de calcul est retenue lors de ces premiers travaux de parallélisation. L'ajout de commandes spécifiques permet à l'utilisateur l'affectation des différents blocs de maillage aux processus exécutés. En effet, le faible taux de parallélisation initialement visé, impliquant un nombre de processeurs de l'ordre de la dizaine ( $NbProc = O(10)$ ), ne conduit pas à une dégradation notable des qualités du solveur en terme d'aisance utilisateur. L'utilisation de cette première version parallèle de FLU3M, largement mise à contribution dans le cadre d'activités de recherches et industrielles, a permis la réalisation d'études sur des maillages de  $\sim 10^8$  cellules, au moyen du calculateur NEC SX8 de l'ONERA.

Le second changement de technologie, vis à vis des moyens de calcul de l'ONERA, nécessitant une nouvelle adaptation pour la pérennisation du solveur FLU3M, est intervenu aux cours de ces travaux de thèse. Le remplacement des supercalculateurs vectoriels par une architecture scalaire marque en effet le début du « massivement parallèle ». La disparition des processeurs vectoriels, dédiés au calcul scientifique, oblige le retour vers les processeurs scalaires du grand public. La différence de performance entre ceux-ci, de l'ordre de 1 pour 10, ainsi que l'augmentation constante de demande en puissance de calcul, requièrent une multiplication massive du nombre de processeurs travaillant simultanément. La stratégie de répartition manuelle des tâches, longtemps effectuée sur  $\sim 10$  processeurs, devient non viable en pratique lorsque  $O(10^2 - 10^3)$  processeurs sont utilisés. Il est de plus à noter que sans rupture technologique, ce chiffre restera en constante augmentation.

La volonté de conserver le solveur FLU3M pour des activités de recherche, telles celles présentées dans ce manuscrit, a donc conduit au besoin de révision de son mode de fonctionnement parallèle. Cependant, l'efficacité démontrée de la parallélisation, basée sur le caractère multibloc du solveur, milite pour le maintien de cette approche. Ainsi, une subdivision du maillage en un plus grand nombre de blocs est la condition nécessaire à l'augmentation du nombre de processus. Dans le cas d'une approche manuelle, cette stratégie conduit non seulement à une augmentation notable du temps de paramétrisation du calcul, mais aussi à une augmentation non négligeable des difficultés de pré et post-traitement. Pour palier à ces difficultés, l'ajout dans FLU3M d'un processus automatique de répartition/découpe de la configuration de calcul a été entrepris. Cette troisième branche du diagramme, présentée en bleu sur la figure A.1, a pour objectif l'exécution massivement parallèle d'une simulation, configurée pour le calcul séquentiel, en réduisant au maximum l'intervention de l'utilisateur. Cela aboutit à la possibilité d'exécution d'un nombre de processus FLU3M quelconque, de chargement équilibré, indépendamment de la subdivision multi domaines du maillage imposée par l'utilisateur. Une telle fonctionnalité permet non seulement un accès aisé au massivement parallèle, mais supprime de plus les contraintes imposées par la stratégie manuelle lors de la conception du maillage. En effet, les subdivisions « artificielles » des blocs de maillage, uniquement dédiées à l'obtention d'un bon équilibrage de la charge de calcul sur les différents processus ne sont plus nécessaires. L'utilisateur peut alors concevoir son maillage à seule fin de faciliter le post-traitement de son cas d'étude.



## A.2 Découpeur Automatique

L'objectif de la stratégie mise en place est la transparence du point de vue utilisateur. De fait le degré d'automatisation de la procédure de répartition de charge du calcul est par défaut très élevé. Cependant, plusieurs options de découpe ont été ajoutées, de sorte que l'utilisateur puisse conserver un certain degré de contrôle s'il le souhaite. L'approche mise en place souhaite être à la fois accessible au plus grand nombre, tout en satisfaisant les utilisateurs les plus avertis.

Par défaut, si la répartition de charge requiert la découpe d'un bloc de maillage, cette dernière s'effectuera de manière à minimiser la surface de raccord et donc les communications MPI. La direction privilégiée du plan de découpe ( $\vec{l}_1$ ) correspond donc la direction  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$  ou  $\vec{k}$  du bloc qui comporte le plus grand nombre de cellules. Cependant, l'utilisateur dispose de trois outils de contrôle, s'il souhaite prendre la main. Tout d'abord il peut spécifier les directions dans lesquelles il autorise le découpage. Ensuite, il peut fixer un nombre minimum global de cellules ( $\min_{ijk}$ ) dans les trois directions ( $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$ ,  $\vec{k}$ ). Enfin, il peut demander qu'un pré-traitement soit effectué. Un processus de pré-découpe est alors déclenché dans les directions restantes ( $\vec{l}_i$ ), si ces dernières existent et dans le respect des autres contraintes de découpe imposées. En effet, une restriction imposée sur les directions de découpe en réduit le nombre. Ce processus, détaillé ci-dessous, permet grâce à un simple paramètre une harmonisation de la contrainte de chargement propre aux différents domaines, selon leurs dimensions respectives.

L'équilibrage de charge est un point clef lors de la conception d'un découpeur automatique. Il paraît évident que lorsque des configurations industrielles complexes sont considérées, il est quasiment impossible d'aboutir à un équilibre parfait. De ce fait, un paramètre de variabilité de charge est utilisé. Cette variable (*LoadVar*) spécifie le taux de variation de charge autorisé sur les différents processus. Par défaut, une optimisation de ce paramètre est effectuée.

Les différents paramètres du découpeur automatique peuvent être classifiés en deux catégories (voir ci-après). Le nombre de processus exécutés (*NbProc*), la restriction des directions de découpe, ainsi que le nombre de cellules minimum autorisé dans chacune d'elles sont des contraintes. Ces dernières pourront ainsi éventuellement dégrader le taux de variabilité de charge, voire même conduire à des processus vides. Cette dernière éventualité déclenchera l'arrêt de la simulation, précisant de plus le nombre maximal de processus qu'il est possible d'exécuter, au vu des contraintes imposées. En revanche, le préconditionnement joue le rôle de facilitateur afin d'augmenter le nombre maximal de processus comparé à un découpage monodirectionnel.

La qualité de la solution en terme de répartition de charge est donc liée à une subtile combinaison entre le nombre de processus demandés et les options de découpe imposées.

Les différentes étapes de l'algorithme proposé de Répartition/Découpe des différents blocs de maillage sur les processus de FLU3M sont les suivantes :

**Étape 1 :** Récupération des options de découpe

Contraintes	Aides
<ul style="list-style-type: none"> <li>➔ Nombre de Processus (<math>NbProc</math>)</li> <li>➔ Nombre de cellules mini (<math>\min_{ijk}</math>)</li> <li>➔ Directions de découpe autorisées (<math>\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}</math>)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>➔ Variabilité de charge (<math>LoadVar</math>)</li> <li>➔ Préconditionnement</li> </ul>

**Étape 2 :** Récupération des données géométriques de la configuration initiale ( $C_{Init}$ )

- ➔ Nombre de Domaines ( $NbBloc$ )
- ➔ Dimensions des domaines ( $n_{\vec{i}}, n_{\vec{j}}, n_{\vec{k}}$ )
- ➔ Conditions aux limites

**Étape 3 :** Détermination de la charge pour les différents processus

- ➔ Chargement Optimal  $DimProc = \left( \sum_{b=1}^{NbBloc} n_{\vec{i}_b} n_{\vec{j}_b} n_{\vec{k}_b} \right) / NbProc$
- ➔ Chargement Maximal  $DimProc_{max} = DimProc(1 + LoadVar)$
- ➔ Ordonnement des directions de découpe
  - $\vec{l}_{1_b}$  direction privilégiée (de plus grande dimension)
  - $\vec{l}_{2_b}$  seconde direction
  - $\vec{l}_{3_b}$  troisième direction (de plus petite dimension)

**Étape 4 :** Préconditionnement.

- ➔ Voir figure A.2

**Étape 5 :** Tri des domaines de  $C_{PreDcp}$  par difficulté de chargement décroissante.

- ➔ Calcul de l'unité minimale de chargement ( $uLoad_b$ )<sup>1</sup>(voir figure A.3)
- ➔ Trie des domaines par  $uLoad_b$  décroissants

**Étape 6 :** Répartition/Découpe de  $C_{PreDcp}$  sur les différents processus (configuration découpée  $C_{Dcp}$ )

---

1. L'unité minimale de chargement d'un domaine correspond au volume minimal qu'il est possible d'en découper, à partir de la configuration  $C_{PreDcp}$ , en respectant les différentes contraintes imposées. L'unité de chargement est le critère permettant d'évaluer le degré de contrainte associé au chargement d'un bloc.

➔ Voir figure A.4

**Étape 7 :** Actualisation des conditions limites pour  $C_{Dcp}$

Trois cas distincts :

➔ Conditions de Raccords sur  $C_{Init}$  :

Processus par identification de surfaces de chevauchement entre les sous-domaines des deux blocs initiaux concernés

➔ Conditions de Raccords générées par la découpe :

Processus par identifications des surfaces de chevauchement entre les sous-domaines d'un même bloc initial

➔ Conditions externes :

Actualisation indicielle et attribution aux sous domaines concernés du bloc initial

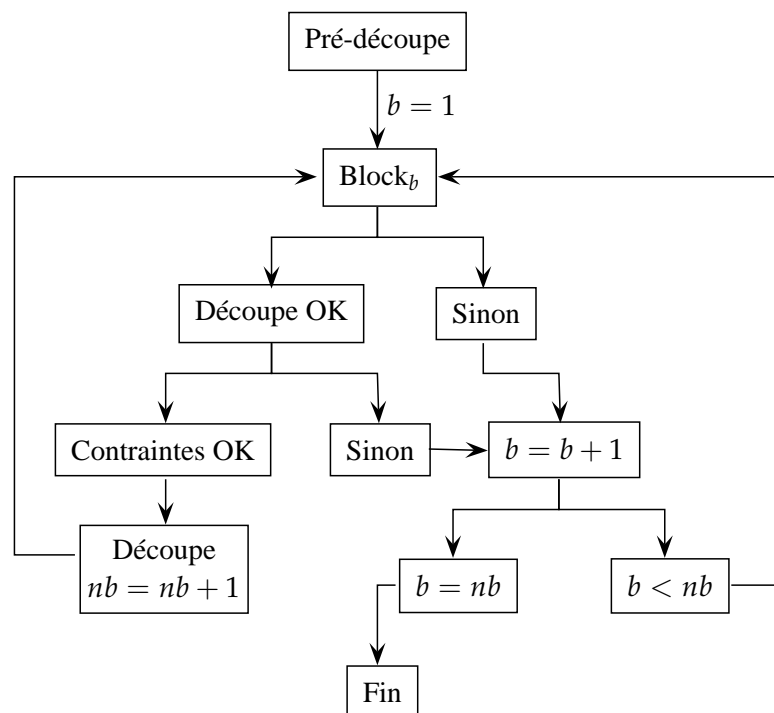


FIGURE A.2 – Algorithme de prétraitement pour une harmonisation de la contrainte de chargement ( $uLoad$ ) des différents domaines de la configuration  $C_{Init}$

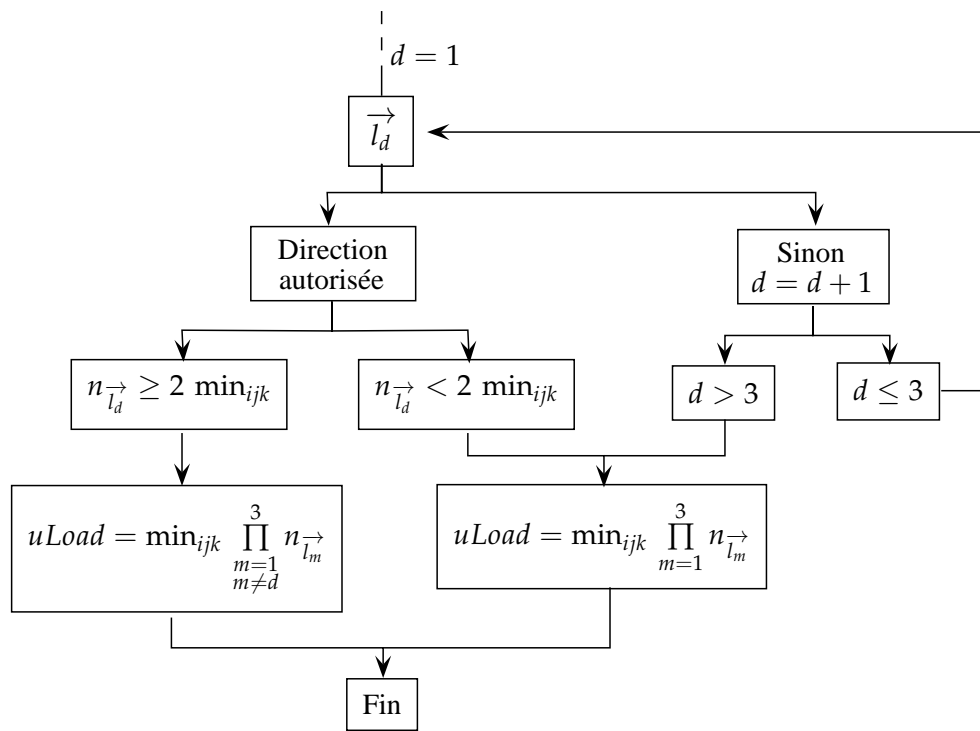


FIGURE A.3 – Algorithme de détermination de l'unité de chargement  $uLoad$

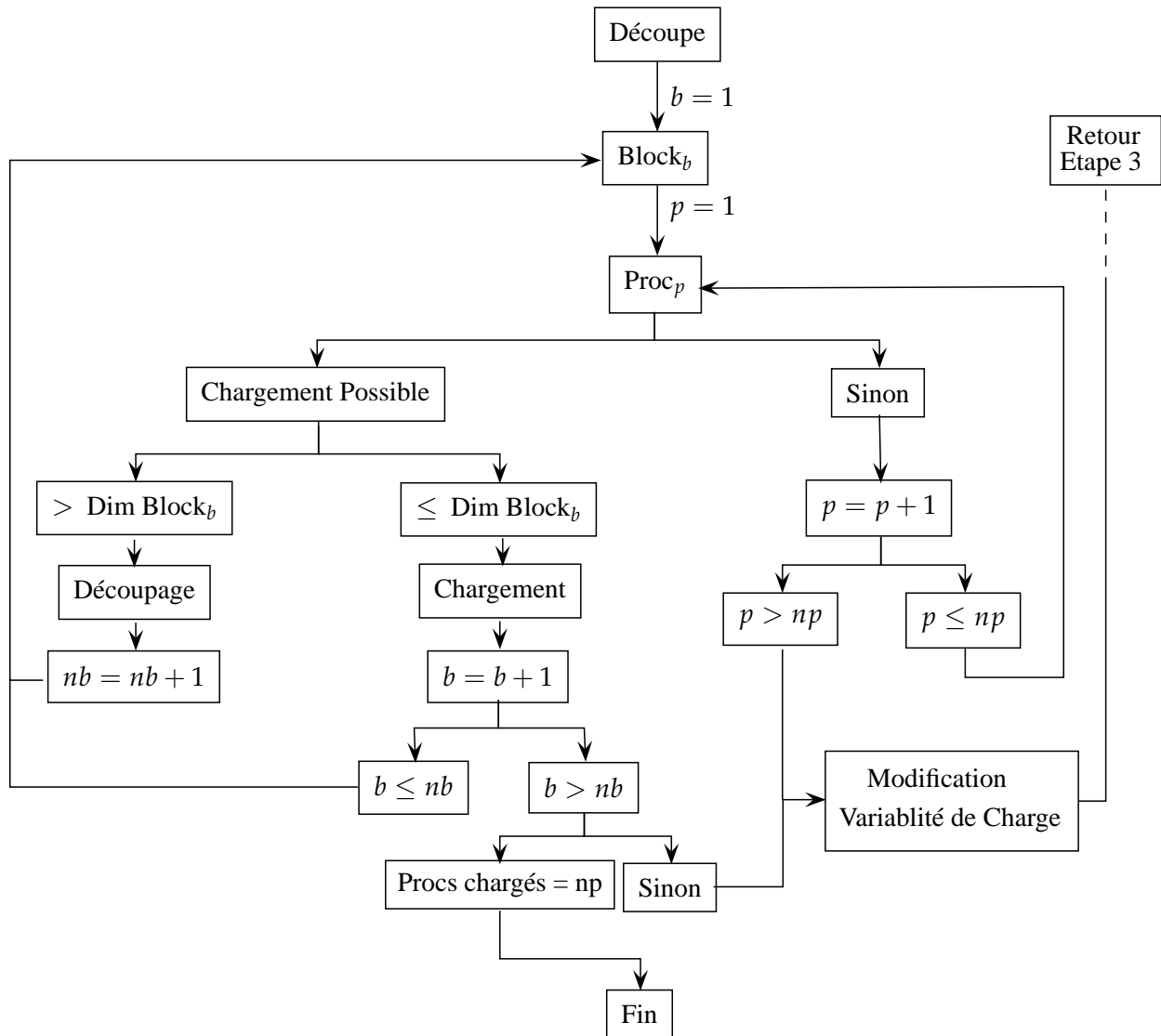
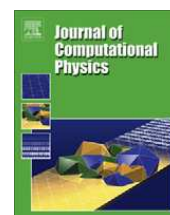


FIGURE A.4 – Algorithme de répartition de charge sur les différents processus exécutés :  $nb$  nombre de domaines de la configuration final  $C_{Dcp}$  et  $np$  le nombre de processus à charger

## **Annexe B**

# **Articles à comité de lecture**

### **B.1 Journal of Computational Physics (Published)**



# A dynamic forcing method for unsteady turbulent inflow conditions

Romain Laraufie<sup>a</sup>, Sébastien Deck<sup>a,\*</sup>, Pierre Sagaut<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Department of Applied Aerodynamics, ONERA – The French Aerospace Lab, F-92190 Meudon, France

<sup>b</sup> Institut Jean Le Rond d'Alembert, UMR 7190, Université Pierre et Marie Curie-Paris 6, 4 place Jussieu, case 162, 75252 Paris Cedex 5, France

## ARTICLE INFO

### Article history:

Received 31 January 2011

Received in revised form 14 June 2011

Accepted 15 August 2011

Available online 24 August 2011

### Keywords:

Inflow generation

Inflow boundary conditions

Boundary layer

Hybrid RANS/LES

## ABSTRACT

The present paper aims to provide an efficient and flexible method for the initialization of a zonal RANS/LES type calculation when the resolution of the near wall region is treated in RANS mode. Indeed, when part of the boundary layer must be resolved in LES mode, one generally experiences a very long transient state, which makes this approach inapplicable to industrial applications. The skillful combination of a Zonal Detached Eddy Simulation method (ZDES), a Synthetic Eddy Method (SEM) and a self-adaptative dynamic forcing approach enables this. The two former being taken as framework, while the latter, based on innovative considerations, is the purpose of the paper. The main strength of the dynamic forcing method comes from its local nature, enabling to treat geometrically complex applications.

A new definition of the dynamic forcing method, based on  $\overline{v'^2 t}$  error, is derived from the original one. It dramatically increases the efficiency of the inflow generation. Indeed, the dynamic forcing method allows to reduce the transition distance up to 76%, compared to the SEM inflow by itself, when a RANS/LES type resolution is employed. Thus the use of a synthetic turbulence generation method is now affordable for industrial applications both technically and economically. A particular attention is brought to the behavior and the parametrization of such an approach, with regards to the other simulation parameters. The authors will try to give all the information required to successfully apply the present strategy on a particular case.

© 2011 Elsevier Inc. All rights reserved.

## 1. Introduction

RANS and LES methods are acknowledged to be accurate and reliable when adequately employed within their scope of application. The RANS approach is based on the time averaged Navier–Stokes equations and dedicated to steady flow. LES methods are based on the turbulent scales decomposition of the aerodynamic field into large and small ones. The former being directly resolved while the effect of the latter is modeled. The main obstacle to practical use of LES on industrial flows involving attached boundary layers at high Reynolds numbers remains computational resources (see the review by Sagaut and Deck [1]).

Hybrid RANS–LES methods are becoming more and more attractive by bridging the gap between these two families. The main purpose is to take benefit of their respective advantages, namely computing efficiently a near wall flow in the case of the RANS approach and accounting for flow unsteadiness in the case of the LES one, while avoiding their drawbacks. Hybrid RANS–LES methods are particularly attractive for the manufacturers since they are making possible the calculation of complex configurations under current computational resources limitations. Nevertheless, they still need a few improvements,

\* Corresponding author. Tel.: +33 1 46 73 43 47; fax: +33 1 46 73 41 46.

E-mail addresses: [romain.laraufie@onera.fr](mailto:romain.laraufie@onera.fr) (R. Laraufie), [sebastien.deck@onera.fr](mailto:sebastien.deck@onera.fr) (S. Deck), [pierre.sagaut@upmc.fr](mailto:pierre.sagaut@upmc.fr) (P. Sagaut).

which are discussed in the present paper. They are mandatory when the overall flow physics is driven by the near wall turbulence, or more precisely when transition between RANS and LES resolutions takes place within the boundary layer.

The inflow condition problem is quickly raised when considering wall turbulence since the simulation has to be fed with turbulence content. It has indeed been shown that rapid turbulence decay, leading to possible boundary layer relaminarisation, results from imposing a steady field at the inlet of a wall bounded flow calculation. This issue, inherent to methods that intend to resolve the turbulent part of the flow, brings up the question: “How to generate a sufficiently accurate time dependent boundary layer flow field while taking into account both physical and economical constraints?”. A direct formulation is out of reach despite current knowledge of the boundary layer organization [2–5]. *Ad hoc* methods have then been derived. Reviews and hierarchical organizations of the various inflow generation methods can be found in the monograph by Sagaut et al. [6] or more recently by Tabor and Baba-Ahmadi [7].

Three main families seem to stand out according to Ref. [6]: databases generated by precursor simulations, recycling methods and synthetic turbulence. The main differences between them reside in the quality of the turbulence they generate, the computational distance, also called “adaptation distance”, required to obtain a well-behaved turbulence, the extra cost they generate, and last but not least, the complexity of implementation of the method and initialization of the calculation.

Precursor calculations or databases are well known to be an accurate way to initialize a simulation. However, this technique suffers from a heavy extra computational or storage load and is therefore restricted to simple cases. A boundary layer has indeed to be calculated from a stagnation point, which implies a limit in terms of attainable Reynolds number depending on one computational resources.

The second group is made up of recycling methods. They consist in extracting a plane, several boundary layer thicknesses ( $\delta$ ) downstream the inlet and reintroducing it at the inlet. The boundary layer growth has to be carefully taken into account. This strategy is not costly and has been widely used since it only requires a short adaptation distance. Pioneering studies such as the DNS up to  $Re_{\theta} = 1410$  carried out by Spalart [8] in 1988 were then possible. However, those methods have a number of drawbacks. First of all, the process has still to be initialized by a precursor calculation. Secondly, recycling methods are dedicated to canonical flat plate boundary layers where the span-wise direction is assumed to be homogeneous. The extension to more complex geometries faces considerable problems. Finally, spurious frequencies, due to the artificial periodicity, can be detected within the flow field. Nevertheless, several improvements of the original method have been proposed by Spalart et al. [9] for example or more recently by Morgan et al. [10].

Most of the expectations for industrial simulations rely on the synthetic turbulence generation methods. The strategy consists in superimposing fluctuating quantities on mean ones. Several approaches have been formulated from the simplest ones, based on the assumption that turbulence can be specified by using only low order statistics, to the more advanced ones, which account for both time and space correlations. Drawbacks of the recycling methods are avoided since the SEM methods only act on the boundary inlet. Spurious frequencies then vanish and complex geometries can be considered (see Ref. [11]). On top of that the level of information required to initialize the process is reduced to the aerodynamic mean field and the Reynolds stress tensor, which can be more easily built than a fully developed turbulent flow. However the limiting parameter is the adaptation distance, which is generally longer than in the case of the recycling approaches. Besides it has been shown by Deck et al. [12,31] that this adaptation distance depends on the grid resolution and that the very long transient can make wall modeled Large Eddy Simulation (WMLES) not applicable in practice. With a  $\Delta x^+ = 200$ ,  $\Delta y_{wall}^+ = 1$ ,  $\Delta z^+ = 100$  grid resolution, they showed that  $80\delta_0$  are required to reach a converged state.

Reducing at the most this wasted calculation distance becomes essential and will directly impact one capability to treat complex industrial applications. Spille-Kohoff and Kaltenbach [13] proposed in 2001 a method based on the introduction of source terms, in the framework of a close-loop control, in order to accelerate the adjustment process towards equilibrium turbulence. This approach enables to act directly within the flow field, carrying out real-time adjustments, and is compatible with the objective of treating complex 3D configurations. In addition, the relatively low effort required for the integration of such a method within an industrial code makes this approach all the more attractive. Table 1 summarizes the previous studies involving dynamic forcing and one can see that most of them were conducted by Keating et al. [14–16] on academic problems such as a zero pressure gradient turbulent boundary layer or a turbulent channel flow. More recently, Zhang et al. [17] used the dynamic forcing approach in the framework of a zonal RANS/LES high-lift configuration simulation. These references show the ability of the Spille-Kohoff and Kaltenbach’s method to get short enough adaptation distance in case of LES type calculation. The reader has to be aware that in the previous zonal RANS/LES studies [16,17] only a LES resolution in a wall resolved sense is considered when employing the dynamic forcing method without any near wall RANS treatment.

We are proposing here to study the applicability of the dynamic forcing method in a zonal RANS/LES context where part of the boundary layer is resolved by RANS (see setup in Fig. 1). This approach is dedicated to applications not affordable in fully LES mode while the overall flow physics is driven by near wall turbulence. The Spille-Kohoff and Kaltenbach [13] method will be combined with an advanced synthetic turbulence generation, more precisely an evolution of the Jarrin et al.’s [18] SEM (Synthetic Eddy Method) proposed by Pamiés et al. [19]. An improved version of the original Spille-Kohoff and Kaltenbach’s [13] method, based on innovative considerations, will then be derived and a complete behavior study, according to flow, numerical and internal dynamic forcing parameters, will be presented. The purpose of this paper is then twofold. On the one hand demonstrating the capabilities of the dynamic forcing method in the previously mentioned topic. On the other hand providing a complete study of this method with parametrization guide-lines.



**Table 1**

Past studies involving the dynamic forcing method with  $(\cdot)^+$  the wall unit,  $(\delta)$  the boundary layer thickness,  $(\delta_0)$  the boundary layer thickness located at the inflow and  $(\delta_{1_0})$  the displacement thickness located at the inflow.

Publication	Configuration	Simulation parameters	Transition distance based on the Cf
Spille Kohoff and Kaltenbach [13]	ZPG flat plate	LES $\Delta x = 98^+$ $\Delta y_{wall} = 1.2^+$ $\Delta z = 36^+$	$\sim 4\delta_0$
Keating and Piomelli [14]	1. Channel flow 2. ZPG flat plate	LES $\Delta x = 51.7^+$ $\Delta y = [0.6^+; 33.7^+]$ $\Delta z = 19.7^+$	1. $\sim 15\delta$ 2. $\sim 15\delta$
Keating et al. [15]	Channel flow	LES $\Delta x = 51.7^+$ $\Delta y = [0.6^+; 33.7^+]$ $\Delta z = 19.7^+$	$\sim 15\delta$
Keating et al. [16]	Flat plate 1. Zero PG 2. Favorable PG 3. Adverse PG	Zonal RANS/LES $\Delta x = 1.25\delta_{1_0}$ $\Delta y_{wall} \approx 1^+$ $\Delta z = 0.385\delta_{1_0}$	1. $\sim 60\delta_{1_0}$ 2. $\sim 50\delta_{1_0}$ 3. $\sim 40\delta_{1_0}$
Zhang et al. [16]	High-lift Configuration	zonal RANS/LES $\Delta x = [200^+; 300^+]$ $\Delta y_{wall} \approx 2^+$ $\Delta z \approx 20^+$	N.a.

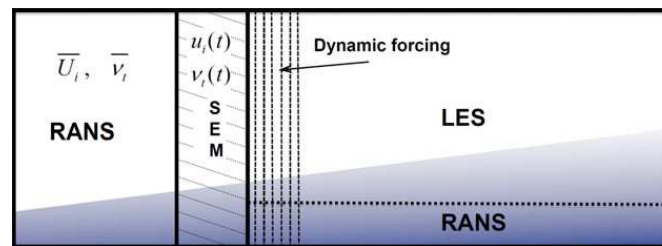


Fig. 1. Flow field computation strategy sketch of spatially developing boundary layers.

## 2. Numerical procedure

### 2.1. Test case

The most relevant test case to conduct the present study is a zero pressure gradient (ZPG) flat plate boundary layer. It is a well-documented fundamental case, while being relevant to industrial applications.

The free-stream velocity is  $U_\infty = 70 \text{ m s}^{-1}$ , the pressure is set to  $P_\infty = 99120 \text{ Pa}$ , the temperature equals  $287 \text{ K}$ , leading to a Reynolds number per meter  $Re = 4.72 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ . The inlet conditions are extracted from a RANS-SA (Spalart Allmaras turbulent model) simulation, initialized from a stagnation point. Two different stations will be used, the first one corresponding to  $Re_\theta = 1750$  (momentum thickness based Reynolds number) and the second one to  $Re_\theta = 4100$ . The various case dependent inlet parameters are presented in Table 2.

The computational domain size in the wall-normal and span-wise directions is respectively  $L_y = 10\delta_0$ ,  $L_z = 4\delta_0$ , and case dependent in the stream-wise direction. A cell stretching is always applied over the 12 last  $\delta_0$  in order to progressively damp the turbulent fluctuations. This is to ensure protection of the domain of interest from wave reflections.

$\Delta x \sim 50^+$  and  $\Delta z \sim 12^+$  are classical grid resolutions for LES simulations. In the frame of this study three different hybrid RANS/LES grid resolutions are used (see Table 3). The interface between RANS and LES is fixed at a wall distance  $d_w^+$  corresponding to 100 wall units thanks to the ZDES approach which will be briefly presented in the following.

**Table 2**

Inlet parameters for both initial  $Re_\theta$ ,  $\delta_0$  and  $u_{\tau_0}$  denote respectively the boundary layer thickness and the friction velocity at the inlet.

Inlet Cases	$\delta_0$	$u_{\tau_0}$
$Re_{\theta_0} = 1750$	3.8 mm	$2.96 \text{ m s}^{-1}$
$Re_{\theta_0} = 4100$	7.9 mm	$2.75 \text{ m s}^{-1}$

**Table 3**

Grids resolutions, in both wall unit  $(\cdot)^+$  and inlet boundary layer thickness unit  $(\delta_0)$ , for the two inlet Reynolds numbers considered in the study.

Grid name	G1	G2	G3
$Re_{\theta_0}$	1750	1750	4100
$N_x \times N_y \times N_z$	$396 \times 81 \times 61$	$434 \times 81 \times 31$	$431 \times 112 \times 57$
$\Delta x$	$100^+ / 0.147\delta_0$	$200^+ / 0.295\delta_0$	$200^+ / 0.142\delta_0$
$\Delta y_{wall}$	$1^+$	$1^+$	$1^+$
$\Delta z$	$50^+ / 0.064\delta_0$	$100^+ / 0.129\delta_0$	$100^+ / 0.071\delta_0$

## 2.2. Simulations

The present study is carried out thanks to the FLU3M code, developed by ONERA. It solves the compressible Navier–Stokes equations on multiblocks structured grids. Second order accurate numerical schemes in both time (Gear' scheme) and space (Liou's AUSM+(P) [20] scheme and modified AUSM+(P), using a wiggle detection, called Sensor scheme [21]) are employed.

The time step is grid dependent but is defined to ensure that the maximum Courant–Friedrich–Levy (CFL) based on the maximum acoustic velocity  $(U + a)$  be lower than 13. Four inner-iterations are performed between every physical time step. This enables a decrease of the inner-residuals of at least one order.

Each simulation can be divided into two different phases. The first one consists in developing the flow over the flat plate. The second one is dedicated to the statistics collect, carried out over a total of  $600\delta_0/U_\infty$  inertial times. The results will be plotted against both RANS-SA and experimental data, taken as references through this paper. A ZDES calculation with a LES resolution ( $\Delta x = 50^+ / 0.064\delta_0$ ,  $\Delta y_{wall} = 1^+$ ,  $\Delta z = 12^+ / 0.015\delta_0$ ) also will be used as a reference point for Reynolds stress tensor comparisons.

## 2.3. ZDES approach

The original DES model, due to Spalart et al. [22], referred to as DES97 in this article, was originally based on the Spalart–Allmaras RANS model, which solves a one-equation turbulence model for the eddy viscosity  $\tilde{\nu}$ :

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = \underbrace{c_{b1}\tilde{S}\tilde{\nu}}_{\text{production}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma}(\nabla \cdot ((v + \tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu}) + c_{b2}(\nabla\tilde{\nu})^2)}_{\text{diffusion}} - \underbrace{c_{w1}f_w\left(\frac{\tilde{\nu}}{d_w}\right)^2}_{\text{destruction}} \quad (1)$$

With  $d_w$ , the distance to the wall and  $v_t = f_{v1}\tilde{\nu}$ . Functions  $f_{v1}$ ,  $f_{v2}$  and  $f_w$  are near wall corrections. The two former ensure  $\tilde{\nu} = \kappa u_\tau y$  in the viscous layer, the log layer and in the buffer layer, and  $\tilde{S} = u_\tau / \kappa y$  in the log layer, while the latter was tuned in order to get a faster decaying behavior in the outer region of the boundary layer. The reader is invited to refer to Ref. [23] for a complete description of the turbulent model.

DES97 relies on a modification of the destruction term so that the RANS model is reduced to a LES subgrid-scale in detached flows. This is achieved through the rewrite of the wall distance, from  $d_w$  to  $\tilde{d}$ :

$$\tilde{d} = \min(d_w, C_{DES}\Delta) \quad (2)$$

where  $\Delta = \Delta_{max} = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$  is the characteristic mesh length and  $C_{DES} = 0.65$ . It has to be pointed out that the DES97 is a fully automatic approach, where the transition from RANS to LES is only mesh dependent.

Initially proposed in [24], and recently improved in [25], ZDES differs from DES97 [22] or DDES [26] inasmuch as with ZDES, the user has to select individually RANS and LES domains while standard DES is a non zonal approach. The present study only requires the use of the wall modeled LES branch of the ZDES approach, defined as mode III by Deck [25]. The following ZDES equations derivation will then be reduced to this third mode. In practice, the ZDES differs from DES97 in the definition of the ZDES length scale, the subgrid length scale and the treatment of the near wall functions in LES mode. For example, if a multi-domain mesh made of  $N$  blocks is considered, the sensor  $(A_{nd})_{1 \leq nd \leq N}$  is defined by the user as follow:

$$\begin{aligned} A_{nd} &= 0 \text{ if domain } nd \text{ is in RANS mode} \\ A_{nd} &= 1 \text{ if domain } nd \text{ is in DES mode} \end{aligned}$$

On top of that, a minimum wall distance  $d_w^{prescribed}$  is set up by the user in order to avoid automatic RANS to LES transition in the wall normal direction. The region below  $d_w^{prescribed}$  will then be resolved in RANS mode. This approach is advocated by Deck et al. [12], who points out that if the height of the RANS-LES interface is not prescribed, the error on the skin friction does not vary monotonically with the resolution. Conversely, fixing the interface height to 50 or 100 wall units brings an intuitive reduction of the error on the skin friction with the resolution. A second sensor is then defined as:

$$\begin{aligned} B_{nd} &= 0 \text{ if } d_w < d_w^{prescribed} \\ B_{nd} &= 1 \text{ if } d_w \geq d_w^{prescribed} \end{aligned}$$

These modifications lead to Eq. (3), which allows the user to specify both the resolution type (RANS or DES) from one block to another and the minimal boundary layer thickness to be resolved in RANS mode within a DES domain.

$$\begin{aligned}
 \tilde{d}_{ZDES}^{nd} &= (1 - A_{nd})d_w && \text{RANS domain} \\
 &+ A_{nd}B_{nd}\tilde{d} && \text{DES resolution} \\
 &+ A_{nd}(1 - B_{nd})d_w && \text{RANS resolution} \\
 &&& \text{within DES domain}
 \end{aligned} \tag{3}$$

Besides, the subgrid length scale is given by the cube root of the cell  $\Delta = \Delta_{vol} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$  and near-wall functions of the RANS model are disabled in LES mode:  $f_{v1} = 1, f_{v2} = 0, f_w = 1$ . These choices were made in order to promote a rapid switch from RANS to LES mode thus limiting the extent of the grey area responsible for the delay in the formation of instabilities in the free shear layers (see Refs. [27–30]).

#### 2.4. Synthetic Eddy Method (SEM)

As soon as part of the boundary layer is resolved in LES mode, a turbulent content has to be injected at the inlet of the domain in order to prevent from turbulence decay, which may lead to relaminarisation. As already pointed out, an adaptation of the Synthetic Eddy Method [18], proposed by Pamiès et al. [19], is adopted for this purpose, and only quickly recalled hereafter.

Inflow methods by means of synthetic turbulence are based on the assumption that turbulence can be represented by a superimposition of coherent structures and thus can be specified by using low order statistics. The basis of the original SEM [18] is to generate a velocity signal with prescribed first- and second-order moments in a three-dimensional virtual box. This is achieved by Eq. (4), after a Cholesky decomposition ( $A_{ij}(y)$ ) of a prescribed Reynolds stress tensor ( $R_{ij}(y)$ ) (Eq. (5)).

$$u_i(x, y, z, t) = \bar{U}_i^t(y) + \sum_j A_{ij} \tilde{u}_j(x, y, z, t) \quad i = 1, 2, 3 \tag{4}$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \sqrt{R_{11}} & 0 & 0 \\ R_{21}/A_{11} & \sqrt{R_{22} - A_{21}^2} & 0 \\ R_{31}/A_{11} & \frac{R_{32} - A_{21}A_{31}}{A_{22}} & \sqrt{R_{33} - A_{31}^2 - A_{32}^2} \end{pmatrix} \tag{5}$$

The instantaneous velocity component is then built-up with a time averaged part  $\bar{U}_i^t(y)$  and a centered random sequence with unit variance and zero covariance  $\tilde{u}_j(x, y, z, t)$ . The distinctive feature of the SEM is to define  $\tilde{u}_j(x, y, z, t)$  as a superimposition of turbulent Gaussian structures.

The contribution of Pamiès et al. [19] consists in taking into account the various coherent structures which populate turbulent boundary layers. Thus, one is able to specify the shape, the time scale as well as the length scale of the injected structures according to their altitude.

The SEM, firstly developed for LES, was adapted to ZDES simulation by Deck et al. [31], where a time-dependent eddy viscosity field is reconstructed at the inlet from the synthesized velocity field as follows:

$$\nu_t = \begin{cases} l^2 D^2 \bar{S}^t & \text{if } d_w < C_{DES} \Delta \\ (C_s \Delta)^2 S(t) & \text{if } d_w \geq C_{DES} \Delta \end{cases} \tag{6}$$

$C_s = 0.1$  is the Smagorinsky constant and  $S$  and  $\bar{S}^t$  denote respectively the magnitude of the instantaneous and time-averaged vorticity.  $l$  and  $D$  are respectively the mixing length and a modified version of the damping function proposed by Michel et al. [32].

$$\begin{aligned}
 l &= 0.085 \delta_0 \tanh\left(\frac{\kappa}{0.085} \frac{d_w}{\delta_0}\right) \\
 D &= 1 - \exp\left(\frac{-d_w^+}{26}\right)
 \end{aligned} \tag{7}$$

Finally, the pseudo eddy viscosity can be computed explicitly from the turbulent and molecular ones (respectively  $\mu_t$  and  $\mu$ ) thanks to the Spalart–Allmaras turbulence model. (see fourth order in  $\rho \tilde{\nu}$  polynomial Eq. (8))

$$(\rho \tilde{\nu})^4 - \mu_t (\rho \tilde{\nu})^3 - \mu^3 \mu_t c_{v1}^3 = 0 \quad c_{v1} = 7.1 \tag{8}$$

Note that a explicit solution for Eq. (8) is provided by Deck et al. [12].

### 3. The dynamic forcing method

#### 3.1. Methods

The main purpose in using ZDES type methods is to simulate flow in an industrial context, involving complex geometries. A body forces method was retained since it allows acting directly inside the flow and not only at the boundaries, and can therefore be employed, at least theoretically, over a large range of complex geometries. This method aims to supplement the SEM in order to speed-up the turbulence activation and then, to reduce the transition distance with typical WMLES grid resolution.

##### 3.1.1. Original method of Spille-Kohoff and Kaltenbach [13]

The approach developed by Spille-Kohoff and Kaltenbach [13] is based on the addition of a source term to the momentum equation in the wall normal direction. This forcing term is actually a specific force with units of acceleration (see Eq. (9)) and intends to amplify the shear stress production.

$$\frac{\partial \bar{U}_i^t}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_j^t \bar{U}_i^t}{\partial x_j} = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{U}_i^t}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}^t}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{u}_i^t \bar{u}_j^t}{\partial x_j} + \delta_{i2} f \quad (9)$$

It can indeed easily be shown that when the flat plate boundary layer hypothesis is assumed, the main contribution to the shear stress production is defined as:

$$P_{-\rho \bar{u}^t \bar{v}^t} = \bar{v}^t \bar{v}^t \frac{d\bar{U}^t}{dy} \quad (10)$$

The body force relies on the effective fluctuations in the wall normal direction, adjusted thanks to a PI (proportional and integral) controller (see Eq. (11)). For the formulation of the controller,  $r(x_0, y, t)$  (Eq. (12)), Spille-Kohoff and Kaltenbach [13] proposed to use the error between the actual shear stress,  $-\rho \bar{u}^t \bar{v}_{ZDES}^{z,t}(x_0, y, t)$ , and the target one,  $-\rho \bar{u}^t \bar{v}_{RANS}^{z,t}(x_0, y, t)$ , (Eq. (13)). The average process in both time and span-wise direction ( $^{z,t}$ ) aims to speed-up the convergence of the statistic when an homogeneous direction is present in the flow field. Otherwise, time average will be employed by itself ( $^t$ ). This strategy was adopted mainly because the target shear stress can easily be obtained from a RANS calculation. Moreover, the integral term, usually employed to reduced the steady state error, is introduced to avoid sudden jump, which could make the system unstable. The  $\alpha$  and  $\beta$  parameters can then be tuned to get the right compromise between stability and efficiency.

$$f(x_0, y, z, t) = r(x_0, y, t) [v(x_0, y, z, t) - \bar{V}^{z,t}(x_0, y, t)] \quad (11)$$

$$r(x_0, y, t) = \alpha e(x_0, y, t) + \beta \int_0^t e(x_0, y, t') dt' \quad (12)$$

$$e(x_0, y, t) = (-\rho \bar{u}^t \bar{v}_{RANS}^{z,t}(x_0, y, t)) - (-\rho \bar{u}^t \bar{v}_{ZDES}^{z,t}(x_0, y, t)) \quad (13)$$

The time averaging process is carried out using an exponential window as proposed by Keating et al. [14–16] in order to account for the flow evolution along time.

$$-\rho \bar{u}^t \bar{v}^{z,t}(t + \Delta t) = \frac{\Delta t}{T_{avg}} (-\rho \bar{u}^t \bar{v}^{z,t}) + \left(1 - \frac{\Delta t}{T_{avg}}\right) (-\rho \bar{u}^t \bar{v}^{z,t}(t)) \quad (14)$$

The window size is set up to  $T_{avg} = 2\delta_0/U_\infty$ . What is more, a spatial average in the span-wise direction is adopted in order to speed up the process and to keep the averaging window small, since a ZPG turbulent boundary layer over a flat plate is considered here. In case of 3D flow fields, the exponential windows has to be enlarged since no span-wise average is possible.

Finally, the following applications conditions aim either to focus the action on the more energetic events ( $|u' v' < 0| |u' v'| > 0,0015 U_\infty^2$ ), or to prevent from unrealistic large shear stress events ( $|u'| < 0,6 U_\infty, |v'| < 0,4 U_\infty$ ).

As already outlined in the introduction part the dynamic forcing methods derived by Spille-Kohoff and Kaltenbach [13] was employed quite successfully on fine grids. We are proposing here to derive a new formulation in order to improve its efficiency for coarser grid resolutions, which, as reminded in the introduction, are necessary to handle high Reynolds number complex flows.

##### 3.1.2. Dynamic forcing approach modifications

The dynamic forcing method aims to enhance the shear stress production by increasing the wall normal fluctuations. Using a controller taking the wall normal Reynolds stress error as inlet would seem to be more coherent and would allow a better reactivity of the self-adaptative dynamic process. That is the reason why it has been decided to redefine the controller (Eq. (16)), taking as parameter the error based on the wall-normal Reynolds stress (Eq. (15)).

$$e(x_0, y, t) = \rho \bar{v}_{RANS}^{2z,t}(x_0, y, t) - \rho \bar{v}_{ZDES}^{2z,t}(x_0, y, t) \quad (15)$$

$$r(x_0, y, t) = \alpha e(x_0, y, t) + \beta \int_0^t e(x_0, y, t') dt' \quad (16)$$

A reconstruction of the wall-normal Reynolds stress is then necessary from a time averaged flow field. Wilcox [33] proposed, based on experiments, to link the wall-normal Reynolds stress ( $\overline{v'^2}$ ) to the turbulent kinetic energy ( $k$ ) through Eq. (17). He showed that it provides good approximations through the log layer and the major part of the defect layer, in the case of a ZPG turbulent boundary layer (see Fig. 2).

$$\overline{v'^2} = \frac{2}{9} 2k \tag{17}$$

In our particular case, a RANS-SA calculation is taken as reference, which means that a direct access to the turbulent kinetic energy is not possible. However Bradshaw et al. [34] put forwards in 1967, that over a wide range of flows, the ratio between the Reynolds shear stress ( $-\overline{u'v'}$ ) and the turbulent kinetic energy was nearly the same. Measurements carried out by Townsend [35], confirmed this, and fixed the constant to  $\approx 0.3$  for boundary layers, wakes and mixing layers.

$$-\overline{u'v'} = 0.3k \tag{18}$$

Finally, Boussinesq's hypothesis (Eq. (19)) allows to link the Reynolds shear stress to the turbulent viscosity supplied by the RANS-SA calculation.

$$-\overline{u'v'} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{U}^t}{\partial y} + \frac{\partial \overline{V}^t}{\partial x} \right) \tag{19}$$

Fig. 2 shows that such a reconstruction makes sense especially in a hybrid RANS/LES context. One can indeed see that, in the region above  $y = 100^+$ , the curves stemming from the reconstruction are in good accordance with the experimental distributions over a wide range of Reynolds numbers.

### 3.2. Original vs new controller definition capabilities

The first part of the study, which concerns the dynamic forcing capabilities and the parameters calibration, is conducted on grid G1 ( $\Delta x = 100^+/0.147\delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 50^+/0.064\delta_0$ ).

First of all, it is worth to point out that the dynamic forcing method behaves quite differently when employed in a RANS/LES calculation with near wall RANS resolution from in the previous LES studies [13–16]. The LES configurations involving three or four planes [13–15] never succeeded to alter the flow field. The forcing distance and thereby the number of forcing planes have to be increased as well as the  $\alpha$  parameter value. The reader is reminded that this parameter controls the perturbations intensity while  $\beta$  is devoted to the system stability. Nevertheless, one has to be aware that the integral part of a PI control system accounts for the error history. This feature, usually wished in order to reduce the steady state error, will also inevitably increase the lag between a turbulent event and the dynamic forcing response. That is the reason why, with regards to the present application, namely turbulence activation, the role of the integral part should be minimized and limited to the system stabilization if necessary. The PI control theory is then wished to be reduced to a simple dynamic forcing system.

The comparison between original and new dynamic forcing formulations is then made using the following set of parameters. The body forces are continuously spread over a distance  $7.23\delta_0$  ( $n = 50$  grid cells in the stream-wise direction) from the inlet. The  $\alpha$  parameter by plane is set to  $\alpha_p = 1000$  and the system is stable enough so as not to need the integral part of the controller ( $\beta_p = 0$ ). This can also be expressed as  $\sum \alpha = \sum_{p=1}^n \alpha_p = 50,000$ . The interest of the latter formulation will be discussed in the following parts. Note that  $\alpha \equiv [\text{m s kg}^{-1}]$  and can then be non-dimensionalised by  $1/(\rho U_\infty \delta_0)$ , leading to  $\sum \alpha \cdot (\rho U_\infty \delta_0) = 16,000$ .

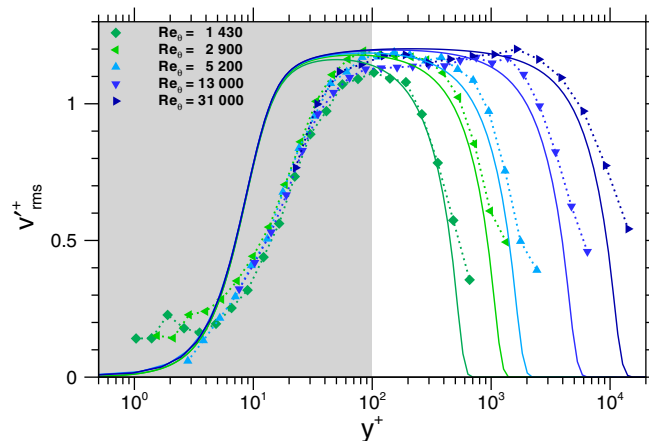


Fig. 2. Wall normal Reynolds stress reconstruction vs. DeGraaff and Eaton's [36] experimental results over a wide range of Reynolds numbers. Symbols: experiments, lines: reconstructions. The grey area, below the RANS/LES interface  $y = 100^+$  is treated in RANS mode.

This first attempt only aims to demonstrate the differences of behavior between both controllers with a non-optimum set of parameters. Fig. 3 illustrates the effects of both dynamic forcing methods, in terms of friction coefficient correction, directly linked to the turbulent intensity. The FIK identity, presented by Fukagata et al. [37] in 2002, defines the friction coefficient as a linear function of the Reynolds shear stress integral. With the same set of parameters, the new formulation enables a much quicker turbulence reactivation than in the case of the original one, leading to a reduced transition distance. It is also worth pointing out the fact that the offset between the ZDES calculations and the reference ones remains the same when equilibrium is reached. This phenomenon is inherent to the use of coarse grid resolution and the dynamic forcing is not supposed to make it vanish. It also means that despite a shorter transition length, the dynamic forcing method does not introduce major modifications within the flow field. This behavior will be more deeply illustrated and discussed afterwards.

The main characteristics of the instantaneous flow field are presented in Figs. 4 and 5. They respectively show a positive iso-value of the  $Q$  criterion to evidence the turbulent structures and maps of the instantaneous wall normal velocity are displayed in order to highlight the direct effect of the dynamic forcing method. Fig. 4 defines as vortex tubes the regions where the second invariant of velocity gradient tensor  $Q$  is positive:

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) = -\frac{1}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} > 0 \tag{20}$$

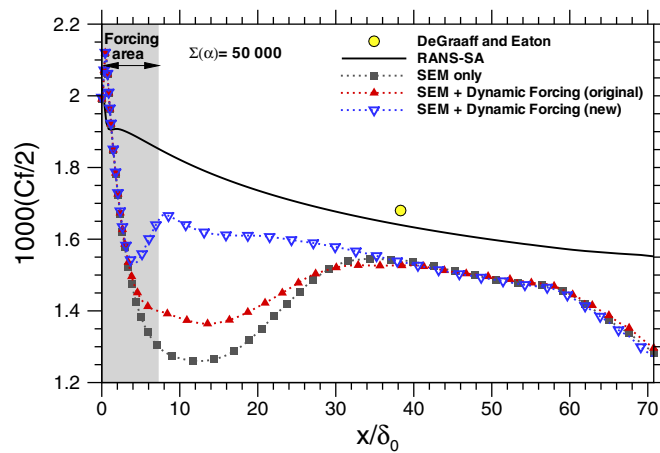


Fig. 3. Original method versus new one;  $\alpha_p = 1000$ ,  $\beta_p = 0$ ; continuous forcing over  $7.23\delta_0$  from the inlet. ( $\Delta x = 100^+/0.147\delta_0$ ,  $\Delta y_{wall} = 1^+$ ,  $\Delta z = 50^+/0.064\delta_0$ ).

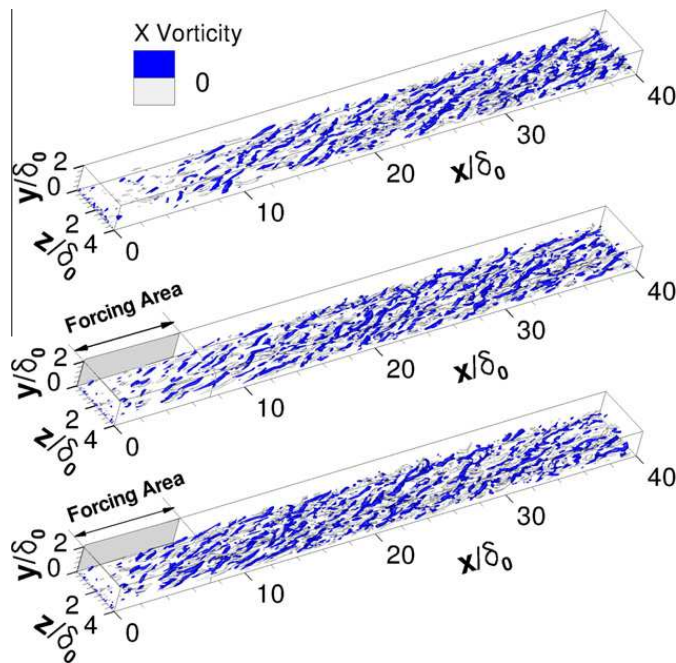
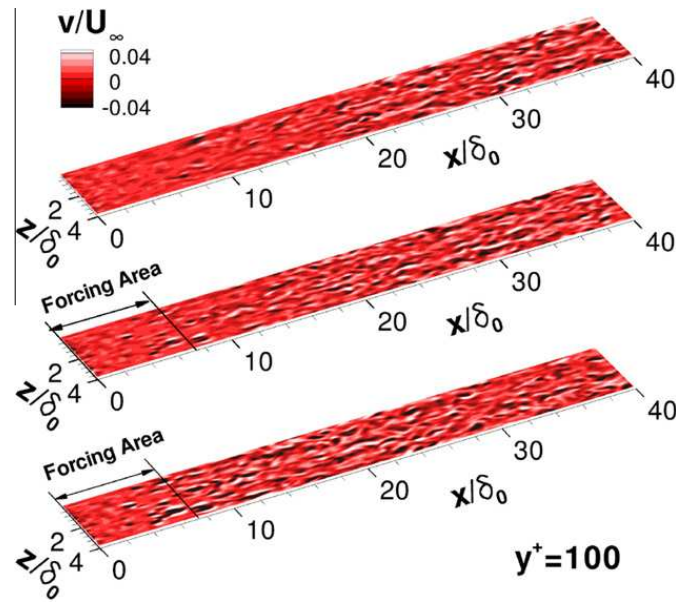


Fig. 4. Isosurface of  $Q$  criterion ( $QU_{\infty}^2/\delta_0^2 = 0.15$ ) colored by the stream-wise vorticity for the three different cases – the case without dynamic forcing (top), the case using original version of the dynamic forcing method (middle) and the case where the new formulation is employed (bottom). ( $\Delta x = 100^+/0.147\delta_0$ ,  $\Delta y_{wall} = 1^+$ ,  $\Delta z = 50^+/0.064\delta_0$ ).





**Fig. 5.** Contours of the instantaneous wall normal velocity for the three different cases – the case without dynamic forcing (top), the case using original version of the dynamic forcing method (middle) and the case where the new formulation is employed (bottom). ( $\Delta x = 100^+ / 0.147 \delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 50^+ / 0.064 \delta_0$ ).

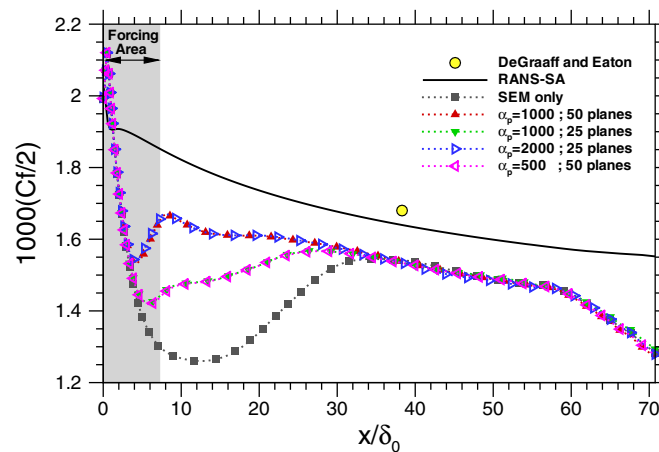
where  $S_{ij}$  and  $\Omega_{ij}$  are respectively the symmetric and antisymmetric components of  $\nabla u$ .

Fig. 4 shows that without any forcing the coherent structures development is clearly delayed. One can indeed see the structures appearing much closer to the inlet when a forcing is applied ( $\sim 2\delta_0$ ) than when no forcing is applied ( $\sim 6\delta_0$ ). This demonstrates the efficiency of the strategy, which consists in enhancing the fluctuating part of the wall normal velocity by introducing body forces within the momentum equations. The modified dynamic forcing approach based on a new controller formulation is clearly more efficient than the original one. A heavy population of coherent structures appears almost instantaneously when the new controller definition is activated. This phenomenon can be seen as a much better reactivity of the controller to the flow field evolution than the original one. As pointed out by Keating and Piomelli [38], controlling the wall normal fluctuation enhancement through the shear stress error necessarily leads to a delay between the current flow field state and the forcing. With the new formulation, the wall normal velocity, presented on Fig. 5 is directly altered by the dynamic forcing approach. Note that the locations of the maximum and minimum values of the normal velocity are almost the same within the active area.

From now on only the new formulation of the controller will be considered.

### 3.3. Method parameters influence study

Several parameters have to be defined when a Spille-Kohoff and Kaltenbach [13] type method is employed.



**Fig. 6.** Correlation between the number of planes and the  $\alpha_p$  value for a given forcing area. ( $\Delta x = 100^+ / 0.147 \delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 50^+ / 0.064 \delta_0$ ).

First of all, as already said, the  $\beta$  parameter is taken equal to zero since the process is stable enough in a RANS/LES context. Secondly, Fig. 6 puts forwards a correlation between the number of involved planes and the value of the  $\alpha_p$  parameter. Starting from a configuration with 50 planes and  $\alpha_p = 1000$ , then dividing by two the number of planes (25 planes) and keeping  $\alpha_p = 1000$  or dividing by two the  $\alpha_p$  ( $\alpha_p = 500$ ) and keeping the same number of planes (50 planes) will have exactly the same effect on the friction coefficient evolution.

This behavior involves that these two parameters can be put together in a higher level family which is the sum of the  $\alpha_p$  over the number of planes ( $\Sigma\alpha$ ), as previously defined. The friction coefficient evolution remains unchanged on Fig. 6 when the sum of the  $\alpha_p$  over the number of planes is the same, namely  $\Sigma\alpha = 50,000$  (or  $\Sigma\alpha \cdot (\rho U_\infty \delta_0) = 16,000$ ) and  $\Sigma\alpha = 25,000$  (or  $\Sigma\alpha \cdot (\rho U_\infty \delta_0) = 8000$ ). This is also illustrated on Fig. 9 where a wider number of planes intervals are investigated. This reduction in the number of parameters will dramatically reduce the number of required setup within the optimization process.

### 3.4. Parameters optimization: study and guidelines

We are proposing to optimize the dynamic forcing process parameters, based on the Cf distribution. The objective is to set the analytical Michel's formulation of the friction coefficient evolution in the case of the developing ZPG boundary layer (see Eq. (21)), where an offset, C, is added to match the ZDES distribution, when turbulence equilibrium is naturally reached. It has indeed already be pointed out that the grid resolution considered ( $\Delta x = 100^+ / 0.147 \delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 50^+ / 0.064 \delta_0$ ) generates an error on the friction coefficient and that the dynamic forcing method is not supposed to make it vanish. Conversely the dynamic forcing method is expected to follow the natural calculations trends in order to be applicable on a wide range of both physical and numerical configurations.

$$Cf = 0.0368 * Re_x^{-1/6} + C = 0.0172 * Re_\theta^{-1/5} + C \quad (21)$$

The objective is to find the right parameters combination, which will drive the friction coefficient to the objective value but that the friction can sustain by itself as well. The independence between the overall forcing distance and the  $\Sigma\alpha$  is assumed in order to reduce the number of cases. In addition, following the previous conclusion, a continuous forcing is used in order to get the smoothest friction coefficient distribution.

One has to be aware that more importance is given in providing guidelines through the optimization process, as well as revealing dynamic forcing method behavior, than getting high accurate parameters values. That is the reason why the different "optimal" values are determined on chart without involving any cost function.

#### 3.4.1. Alpha parameter

First of all, the optimal  $\Sigma\alpha$  is looked for, as illustrated in Fig. 7. Six calculations were carried out with  $\Sigma\alpha$  varying from  $\Sigma\alpha = 50,000$  (or  $\Sigma\alpha \cdot (\rho U_\infty \delta_0) = 16,000$ ) to  $\Sigma\alpha = 75,000$  (or  $\Sigma\alpha \cdot (\rho U_\infty \delta_0) = 24,000$ ), which corresponds to an increase of 50% of the reference value, and the forcing area is fixed to  $x/\delta_0 = [0, 7.23]$ .

Fig. 7 shows as expected that the stronger the stimulation, the higher the friction coefficient peak at the end of the forcing area. But this increase does not appear to be a linear function of the  $\Sigma\alpha$ . A closer look in this region reveals an inflection point of the curves slope when these ones cross the analytical distribution. This leads to a reduction of the variation of the peak altitude as a function of the  $\Sigma\alpha$  parameter.

Despite the difference of behavior in the forcing zone, it may be noted that all cases converge towards the no dynamic forcing solution.

Based on these results,  $\Sigma\alpha = 60,000$  (or  $\Sigma\alpha \cdot (\rho U_\infty \delta_0) = 19,000$ ) can be defined as "optimal", since the Cf correction enables in this case to match Michel's curve. However, one can see that a relaxation takes place at the end of the forcing area for

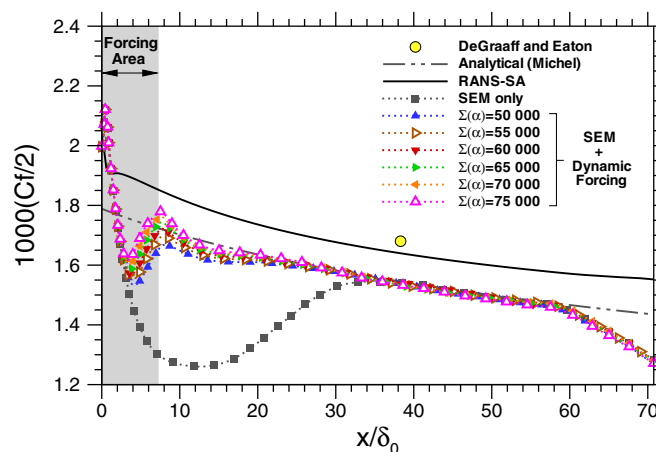


Fig. 7.  $\Sigma(\alpha)$  optimization based on the friction coefficient. ( $\Delta x = 100^+ / 0.147 \delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 50^+ / 0.064 \delta_0$ ).



every configuration. This phenomenon implies that the active zone is not long enough to allow a self-sustainable friction coefficient distribution.

### 3.4.2. Forcing distance

We are now proposing to increase the dynamic forcing area in order to reduce at the most Cf relaxation. The forcing is still continuous, taking place over several distances, from  $x/\delta_0 = [0,7.23]$  to  $x/\delta_0 = [0,16]$ , while  $\Sigma\alpha = 60,000$  (or  $\Sigma\alpha \cdot (\rho U_\infty \delta_0) = 19,000$ ) and remains constant (see Fig. 8).

When increasing the forcing distance, one can see that the friction coefficient peak is shifted along the objective curve until reaching the optimum point, located around  $x/\delta_0 = 12$ . This validates the assumption of the independence between the overall forcing distance and the  $\Sigma\alpha$ . The reader will indeed see that if the forcing area extends beyond  $x/\delta_0 = 12$ , the peak overshoots the objective value. Furthermore one may notice an interesting correspondence between the forcing point leading to a self-sustainable Cf distribution and the minimum of the curve where no dynamic forcing is employed. This location originally indicated the point of auto-regeneration of the turbulence. This could also explain the overshoot since this auto-regeneration process has a tendency to enhance the dynamic forcing effect.

### 3.4.3. Continuous/discontinuous forcing

The effect of the involved planes number, when both the forcing distance and  $\Sigma\alpha$  are fixed, is more carefully investigated hereafter.

Fig. 9 enforces the behavior previously highlighted in Fig. 6. Enlarging the distance between the various planes has only a weak effect on the results, when a specified overall forcing area and  $\Sigma\alpha$  are fixed. However, when the number of planes is decreased, the friction coefficient curve reveals some oscillations mainly due to the fact that the forcing is focused on few locations instead of being continuously spread over the active zone. Trying to get smooth results and to enhance the system stability is the motivation to introduce a continuous planes distribution.

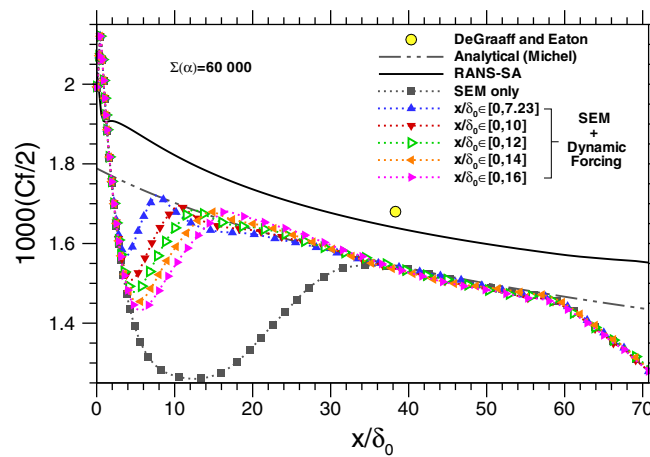


Fig. 8. Dynamic forcing distance optimization based on the friction coefficient. ( $\Delta x = 100^+ / 0.147\delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 50^+ / 0.064\delta_0$ ).

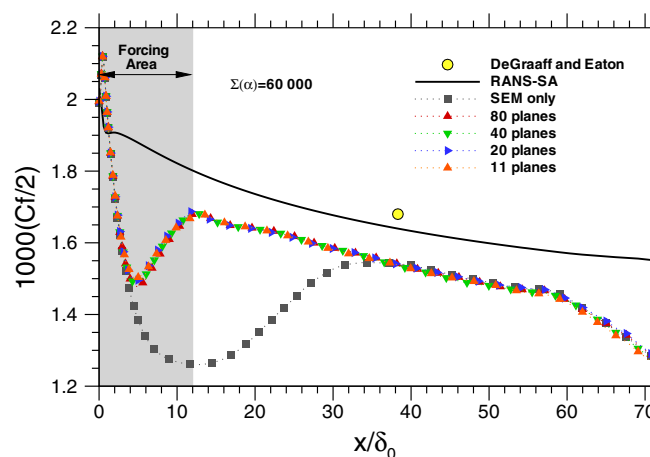


Fig. 9. Number of forcing planes influence study based on the friction coefficient. ( $\Delta x = 100^+ / 0.147\delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 50^+ / 0.064\delta_0$ ).

3.5. Turbulence state downstream of the inflow generation

The main strength of the dynamic forcing method resides in its local nature, enabling to treat geometrically complex applications. It is then essential to make sure that the inflow condition does not leave any spurious mark within the turbulence downstream of the active zone. The “optimal” solution previously defined is considered (see Fig. 10) and 4 levels of validation are presented, according to Sagaut and Deck classification [1].

First of all, both friction coefficient and momentum thickness evolution along the flat plate are displayed on Fig. 10. As already pointed out an offset is always present between the ZDES friction coefficient curves and the references. This error is a well-known grid resolution issue (see [12]) and can not be attributed to the inflow condition. On the other hand, the turbulence activation speed-up (~65% based on the friction coefficient), which results from the dynamic forcing activation, leads to an overall correction of the boundary layer development delay. It can be indeed noticed on the momentum thickness chart that when the SEM is in charge of developing the turbulent content of the boundary layer by itself, a grid coarsening results in a development delay. This delay is fully removed by the dynamic forcing, leading to a perfect accordance between the “optimized” solution on grid G1 ( $\Delta x = 100^+ / 0.147 \delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+$  and  $\Delta z = 50^+ / 0.064 \delta_0$ ) and the numerical reference ( $\Delta x = 50^+ / 0.064 \delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 12^+ / 0.015 \delta_0$ ).

Secondly, first and second order statistics, taken at  $Re_\theta = 2900$  are presented on Fig. 11. Results from a finer mesh ( $\Delta x = 50^+ / 0.064 \delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 12^+ / 0.015 \delta_0$ ), where the SEM alone triggers the turbulence content, are added in order to have a numerical reference for the Reynolds stresses. The stream-wise mean velocity profiles chart (top left) reveals a very good matching between the various calculations involving or not an active dynamic area upstream the checking point. As stated in Ref. [12], this results shows that ZDES amounts to LES with a plausible one-equation subgrid scale model acting as wall-modeling.

With regards to the Reynolds stresses, it is important to keep in mind that only the region above  $y^+ = 100$ , i.e. the LES region, has to be taken into consideration for the resolved normal shear stresses plots (top left and bottom right). It is nevertheless interesting to notice that the RANS to LES transition area does not act as turbulence barrier and is permissible to fluctuations since no sudden jump of the RMS quantities is noticed. One can also see that the Reynolds stresses do not expe-

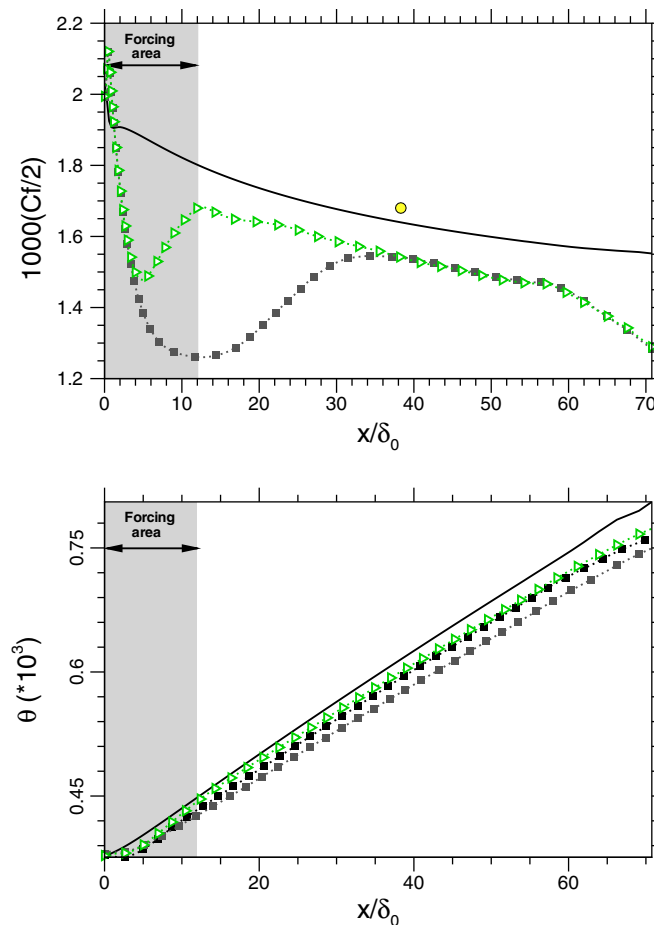
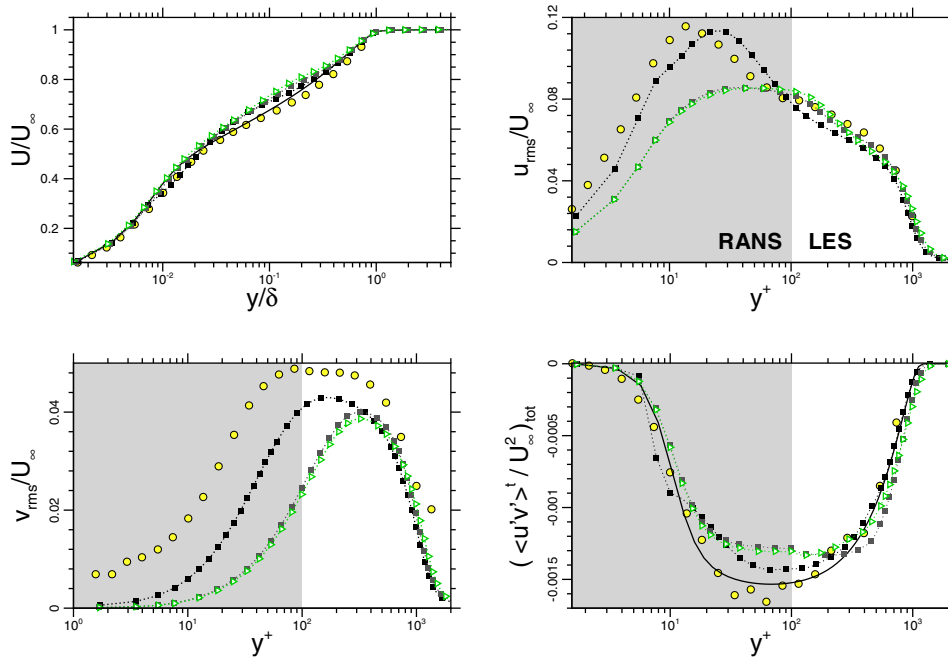


Fig. 10. Friction coefficient (top) and momentum thickness (bottom) for the “Optimized” solution on mesh  $\Delta x = 100^+ / 0.147 \delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+$  and  $\Delta z = 50^+ / 0.064 \delta_0 - \Sigma \alpha = 60,000$  (or  $\Sigma \alpha \cdot (\rho U_\infty \delta_0) = 19,000$ ) with a continuous forcing area over  $12 \delta_0$ . ● DeGraaff and Eaton experimental data - RANS-SA, .. Numerical reference ( $\Delta x = 50^+ / 0.064 \delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 12^+ / 0.015 \delta_0$ ), - - SEM only, ··· SEM + dynamic forcing.



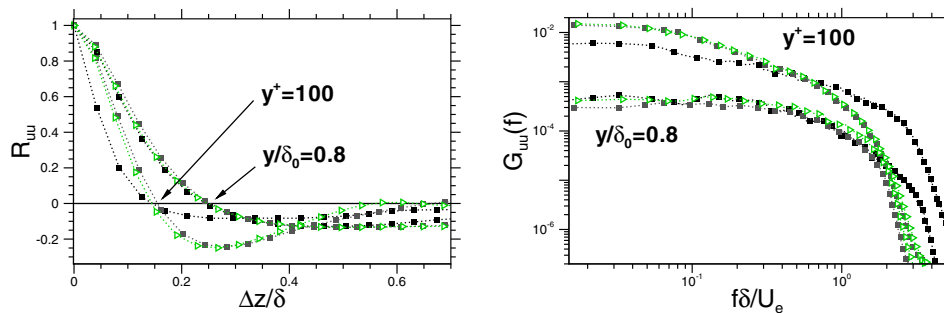
**Fig. 11.** First and second order statistics taken at  $Re_\theta = 2900$ , namely stream-wise time averaged velocity profiles (top left), stream-wise Reynolds stresses (resolved part) (top right), wall normal Reynolds stresses (resolved part) (bottom left) and total shear stresses (resolved + modeled parts) (bottom right) ● DeGraaff and Eaton experimental data – RANS-SA, ◻ numerical reference ( $\Delta x = 50^+ / 0.064\delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 12^+ / 0.015\delta_0$ ), ◻ SEM only, ◻ SEM + dynamic forcing.

rience any noticeable modification of the turbulent content when the dynamic forcing is activated. It appears clearly that despite the discrepancies due to both numeric and grid resolutions these quantities are not affected by the inflow. The reader is also invited to notice that only on the Reynolds shear stress plot (bottom right), in the outer part of the boundary layer, the results using the dynamic forcing slightly diverge from the not dynamic ones, putting right the small imperfection in this area.

The last relevant quantities to be checked for the turbulence quality are the span-wise two-point autocorrelations as well as the power spectral density of the stream-wise velocity plotted on Fig. 12. The first ones attest to the coherent structures sizes ( $R_{uu} = 0$  location) while the former puts forwards the decomposition of the overall energy in frequencies. Two different locations are presented, one at  $y^+ = 100$ , where the transition between RANS and LES resolutions takes place, and the second one at  $y/\delta_0 = 0.8$ .

The two-point autocorrelation analysis shows that neither the grid resolution, nor the forcing area addition, modifies the size of the turbulent structures inside the boundary layer. If we focus on the power spectral density distributions, spectra exhibit the classical broadband aspect according to which the large scales (low frequencies) mainly contribute to the energy before cascading to smaller scales (high frequencies). On top of that, one of the main advantages of resorting to a Synthetic Eddy Method is illustrated here since no unphysical frequency, footprint of most recycling type methods, is present on the chart. One will nevertheless notice that the cut-off frequencies are dependent on the grid resolution.

To conclude the present analysis on the turbulence state downstream the inflow condition, it has to be stressed that none of the considered quantities revealed any alteration of the turbulence content. The overall boundary layer flow physics is preserved and only the numerical methods associated to the grid resolution are responsible for the differences with the data taken as references.



**Fig. 12.** Span-wise two-point autocorrelations (left) and power spectral density of the stream-wise velocity (right) for  $Re_\theta = 2900$ . ◻ numerical reference ( $\Delta x = 50^+ / 0.064\delta_0, \Delta y_{wall} = 1^+, \Delta z = 12^+ / 0.015\delta_0$ ), ◻ SEM only, ◻ SEM + dynamic forcing.

### 3.6. Dynamic forcing method parameters evolution with simulation conditions

Spille-Kohoff and Kaltenbach type methods involve the setup of both the forcing distance and the forcing intensity. The evolution of these parameters must be carefully studied and compared with the numerical ones before applying the dynamic forcing method adequately.

#### 3.6.1. Numerical scheme

The influence of the spatial numerical scheme on the simulation quality is a well known issue (see Refs. [39–42]). Fig. 13 puts forwards the capabilities of the dynamic forcing method combined with two different schemes: the Sensor one, which has been used until now, and the classical AUSM+(P) one. In all cases, the grid resolution is  $\Delta x = 100^+ / 0.147 \delta_0$ ,  $\Delta y_{wall} = 1^+$ ,  $\Delta z = 50^+ / 0.064 \delta_0$ , and the transition from RANS to LES is set up to  $y^+ = 100$  (G1). What is more, the turbulent inflow, which comes from the SEM, is exactly the same for every calculations. With regards to the dynamic forcing parameters, “optimal” ones, as defined in the previous part, are used in every simulations

Focusing on the results which do not involve the dynamic forcing method, it can be seen that from the Sensor [21] case to the AUSM+(P) [20] one, the required transition distance increases dramatically and that the error on the friction coefficient, once convergence is reached, is also more important. These effects, and more particularly the extra adaptation distance, prevent from the use of the AUSM+(P) numerical scheme, while its better intrinsic stability is often wished. Fig. 13 illustrates that resorting to the dynamic forcing method fully eliminates the second issue, reducing the adaptation distance from  $50 \delta_0$  to  $12 \delta_0$ .

The numerical scheme study leads to two interesting conclusions. A unique set of parameters will lead to the expected solution regardless of the employed numerical scheme. Besides, the dynamic forcing method, as defined in this paper, seems to be influenced by the numerical dissipation exactly in the same way as the overall flow field. Contrary to what has been assumed previously, the active zone does not have to be extended until self regeneration of the turbulence (defined at the minimum of the  $C_f$  location) in order to enable self-sustainability of the turbulence. This last point makes it possible to get transition distance even shorter than expected.

#### 3.6.2. Grid resolution

The grid coarsening effects also deserve a particular attention due to its relevance to practical applications. Fig. 14 presents the results calculated on a twice as coarse grid (referenced as G2 in Table 3) in the stream-wise and span-wise direction, as the previously employed one. A resolution of  $\Delta x = 200^+ / 0.295 \delta_0$ ,  $\Delta y_{wall} = 1^+$  and  $\Delta z = 100^+ / 0.129 \delta_0$ , with a transition still fixed to  $y^+ = 100$  is then considered.

The friction coefficient reveal that the result does not completely fulfill our expectations when using the dynamic forcing method parameters defined as “optimal” on the finer mesh ( $\Sigma \alpha = 60,000 // x / \delta_0 = ]0; 12[ \Rightarrow 81$  planes). Indeed a relaxation takes place at the end of the active zone and the forcing intensity is a bit too high.

Following the optimization procedure presented previously, only a few tests were required in order to define the “optimal” set of forcing parameters for this particular grid resolution. They are:  $\Sigma \alpha = 50,000$  (or  $\Sigma \alpha \cdot (\rho U_\infty \delta_0) = 16,000 // x / \delta_0 = ]0; 20[ \Rightarrow 68$  planes). One can indeed see, on Fig. 14, that the  $C_f$  distribution, generated by the calculation using this second set of parameters, does not reveal any relaxation or overshoot.

Coarsening the mesh leads to an increase of the distance based on the inlet boundary layer thickness ( $+8 \delta_0$ ) but a decrease of the number of grid cells in the active zone ( $-13$  planes) before self-sustainability of the turbulence, accompanied by a decrease of the required forcing intensity. As the numerical dissipation does not modify the combination of “optimal” parameters, this behavior can be explained by the grid resolution dependence of the turbulence content at the inlet provided

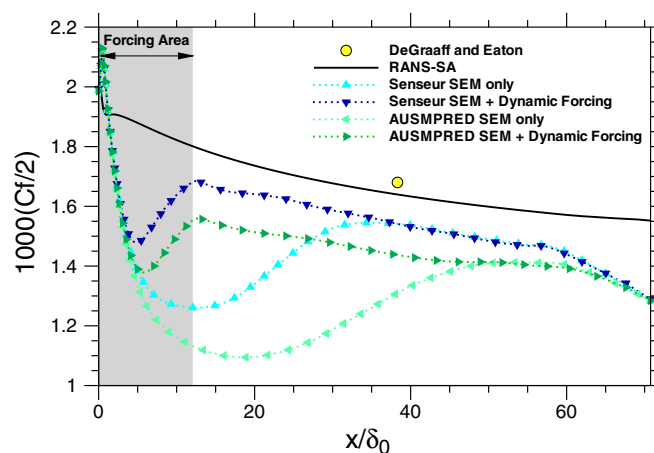


Fig. 13. Numerical scheme effect on both the convergence distance and the friction coefficient accuracy. ( $\Delta x = 100^+ / 0.147 \delta_0$ ,  $\Delta y_{wall} = 1^+$ ,  $\Delta z = 50^+ / 0.064 \delta_0$ ).

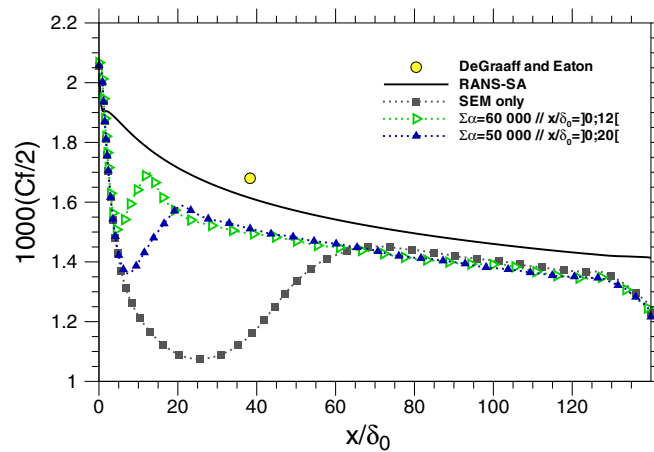


Fig. 14. Friction coefficient distribution with  $Re_{\theta_0} = 1750$  and  $\Delta x = 200^+ / 0.295\delta_0$ ,  $\Delta y_{wall} = 1^+$  and  $\Delta z = 100^+ / 0.129\delta_0$ .

by SEM. The smallest resolved scales on the fine mesh, in charge of the turbulence dissipation vanish, leading to the observed decrease of the required forcing intensity. On the other hand, this lack of turbulent content is also responsible for the increase of the development distance.

Nevertheless, one has to keep in mind that the objective of getting friction coefficient distributions free of overshoot and relaxation is a restriction imposed by the authors. If these constraints are not imposed, both sets of parameters lead to a very close solution downstream the longest forcing area, here  $x/\delta_0 \geq 20$ .

### 3.6.3. Reynolds number based on the momentum thickness

The last dependencies study between calculation parameters and forcing ones concerns the inlet Reynolds number based on the momentum thickness. Every results previously presented were set with an inlet Reynolds number based on the momentum thickness  $Re_{\theta_0} = 1750$ . Fig. 15 shows friction coefficient results from calculations, carried out on G3 grid (see Table 3), in which the inlet Reynolds number is set to  $Re_{\theta_0} = 4100$ . This value was chosen in order to take as reference the measurement point of DeGraaff and Eaton [36], at  $Re_{\theta_0} = 5200$ . The same resolution as G2 grid, in wall unit, namely  $\Delta x = 200^+$ ,  $\Delta y_{wall} = 1^+$  and  $\Delta z = 100^+$ , is considered in order to comply with computational resources limitations.

First of all, if only the cases without forcing are considered, from Figs. 14 and 15, one can notice that the recovery distance, based on the inlet boundary layer thickness, decreases dramatically, and reaches  $x/\delta_0 \sim 23$  when the inlet Reynolds number based on the momentum thickness is increased. This phenomenon even makes the adaptation distance of the order of the “optimal” forcing distance, previously defined on the same grid resolution.

This leads to the conclusion that making dimensionless the adaptation distance and then the required forcing distance by the inlet boundary layer thickness is not relevant. In this case, the quantity, which is conserved, is the physical forcing distance, directly connected to the number of planes since a continuous forcing is used and the grid resolution remains the same. This behavior is illustrated in Fig. 15, where both the same intensity and the same number of planes as for the grid resolution study where employed, namely  $\Sigma\alpha = 50,000 // 68$  active planes. It can then be concluded, that the dynamic forcing method parameters are not sensitive to the inlet Reynolds number  $Re_{\theta_0}$ .

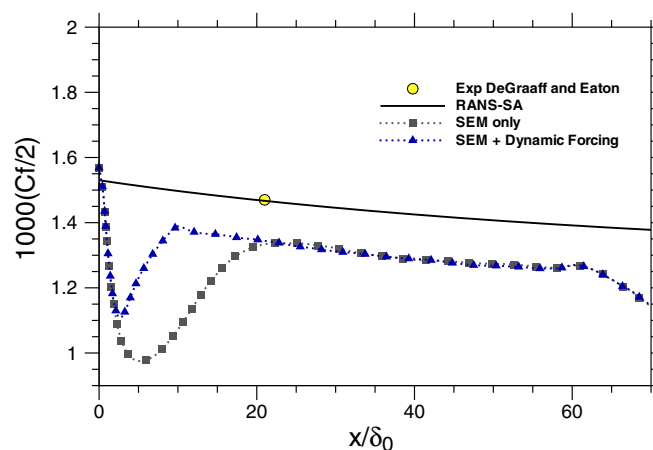


Fig. 15. Friction coefficient distribution with  $Re_{\theta_0} = 4100$  and  $\Delta x = 200^+ / 0.142\delta_0$ ,  $\Delta y_{wall} = 1^+$  and  $\Delta z = 100^+ / 0.071\delta_0$ .

#### 4. Conclusion

The present paper aims to provide an efficient and flexible method for the initialization of a RANS/LES type calculation when the resolution of the near wall turbulence is turned in RANS mode. This is achieved thanks to the skillful combination of three main ingredients: a Zonal Detached Eddy Simulation type resolution method [12], a Synthetic Eddy Method [19] and a dynamic forcing approach. The two former being taken as framework, while the latter, based on innovative considerations, is the purpose of the paper. The SEM developed by Pamiès et al. [19], in charge of the injection of coherent structures at the inlet of the computational domain, offers the great advantage, among others, to be applicable to a wide range of complex industrial applications. For example, it does not require any homogeneous direction in the flow field like recycling methods do. On the other hand, the adaptation distance, which is required to get a well behaved turbulent boundary layer, dramatically limits its application from an economical point of view, when a RANS/LES type resolution is employed. Transition distance shortening is then achieved thanks to a highly efficient dynamic forcing method, on the footsteps of the one developed by Spille-Kohoff and Kaltenbach [13]. The main strength of the dynamic forcing method resides in its local nature, enabling to treat geometrically complex applications.

First of all, a complete description of the dynamic forcing approach is provided. In addition, the modifications brought to the controller part, leading to non negligible improvements in terms of efficiency, are also fully explained. It is also shown that a controller based on the wall normal Reynolds stress error is much more efficient than the original one based on the Reynolds shear stress. The Wilcox's wall normal Reynolds stress model [33] making this approach feasible using a one equation turbulence model RANS solution. Then, a comparison of both the new and the original controller, on an evolving ZPG turbulent boundary layer over a flat plate, illustrates the extra capability of the new version.

Secondly, a particular attention was paid to the various parameters effects. As soon as the parameters dependencies were put forwards, it follows that only two parameters are required to drive the overall process. The first one, defined as  $\Sigma\alpha$ , controls the intensity of the forcing, while the second one, called the forcing distance or active zone, ensures self-sustainability of the boundary layer turbulent content downstream its application. On top of that, by taking advantage of the independence between both controlling parameters in the region upstream the turbulence self-sustaining point, it was possible to establish a rapid optimization procedure, based on the friction coefficient distribution.

Step 1. First the intensity ( $\alpha$ ) is defined using a short enough forcing distance in order to make sure to be in the independence zone.

Step 2. Secondly, the forcing area is shifted until no more relaxation is present on the friction coefficient distribution.

Then, a careful study of the turbulence state downstream the inflow condition was carried out. This approach aims to certify that the generation of a turbulent inflow, by means of both the SEM and the dynamic forcing method, does not leave any spurious marks within the flow field. This was checked looking at the time averaged aerodynamic field and Reynolds stresses. Moreover a spectral analysis showed the energy distribution in frequencies as well as the coherent structures sizes not altered by the forcing method.

Afterwards, the effects of the numerical specifications on the dynamic forcing parameters were investigated. The three main classes of calculation parameters were taken into account, namely the numerical scheme, the inlet Reynolds number based on the momentum thickness, as well as the grid resolution. This study reveals no sensitivity of the "optimal" dynamic forcing parameters with respect to the two formers, while the latter slightly shifts the optimum. However, Fig. 14 illustrates that, when both the optimal forcing parameters set of the fine and coarse grid are employed on the coarse mesh, a very good matching between the results are got downstream the turbulent self-sustainability point. This study then enforces the benefits of resorting to such an approach, since the dynamic forcing method is not only easily parameterized but also adaptable to numerical modifications as well.

Finally, through the present paper, a decrease of the transition distance by 64% to 76% were achieved, compared to the SEM inflow by itself, depending on the considered configuration, when a RANS/LES type resolution is employed, which makes now conceivable the use of a synthetic turbulence generation type method for industrial applications both technically and economically.

#### Acknowledgments

The authors are greatly indebted to their colleagues MM. Duveau and Guillen for fruitful discussions with regards to the development as well as the implementation of the dynamic forcing method within the FLU3M code. The authors wish also to thank all the people involved in the past and present evolutions of the FLU3M code. The authors would like to thank the reviewers for their constructive remarks and valuable advise, which lead to a deeper and more clear presentation of the dynamic forcing approach.

#### References

- [1] P. Sagaut, S. Deck, Large eddy simulation for aerodynamics: status and perspectives, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical Physical and Engineering Sciences* 367 (2009) 2849–2860.

- [2] J.C. Klewicki, Reynolds number dependence, scaling, and dynamics of turbulent boundary layers, *Journal of Fluids Engineering* 132 (2010) 094001.
- [3] I. Marusic, B.J. McKeon, P.A. Monkewitz, H.M. Nagib, A.J. Smits, K.R. Sreenivasan, Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers: recent advances and key issues, *Physics of Fluids* 22 (2010) 065103.
- [4] R.L. Panton, Overview of the self-sustaining mechanisms of wall turbulence, *Progress in Aerospace Sciences* 37 (2001) 341–383.
- [5] S.K. Robinson, Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Annual Review of Fluid Mechanics* 23 (1991) 601–639.
- [6] P. Sagaut, S. Deck, M. Terracol, *Multiscale and Multiresolution Approaches in Turbulence*, Imperial College Press, 2006.
- [7] G.R. Tabor, M.H. Baba-Ahmadi, Inlet conditions for large eddy simulation: a review, *Computers & Fluids* 39 (2010) 553–567.
- [8] P.R. Spalart, Direct simulation of a turbulent boundary layer up to  $Re_\theta = 1410$ , *Journal of Fluid Mechanics* 187 (1988) 61–98.
- [9] P.R. Spalart, M. Strelets, A. Travin, Direct numerical simulation of large-eddy-break-up devices in a boundary layer, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27 (2006) 902–910.
- [10] B. Morgan, S. Kawai, S.K. Lele, Large-eddy simulation of an oblique shock impinging on a turbulent boundary layer, in: 40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, vol. 4467, American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [11] F. Gand, S. Deck, V. Brunet, P. Sagaut, Flow dynamics past a simplified wing body junction, *Physics of Fluids* 22 (2010) 115111.
- [12] S. Deck, P.-E. Weiss, M. Pamiés, E. Garnier, Zonal detached eddy simulation of a spatially developing flat plate turbulent boundary layer, *Computers & Fluids* 48 (2011) 1–15.
- [13] A. Spille-Kohoff, H.-J. Kaltenbach, Generation of turbulent inflow data with a prescribed shear-stress profile, in: C. Liu, L. Sakell, T. Beutner (Eds.), *DNS/LES Progress and Challenges*, Third AFOSR International Conference, Arlington, Texas, 2001, pp. 319–326.
- [14] A. Keating, U. Piomelli, Synthetic generation of inflow velocities for large-eddy simulation, in: 34th AIAA Fluid Dynamic Conference and Exhibit, vol. 2547, American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [15] A. Keating, U. Piomelli, E. Balaras, H.-J. Kaltenbach, A priori and a posteriori tests of inflow conditions for large-eddy simulation, *Physics of Fluids* 16 (2004) 4696–4712.
- [16] A. Keating, G.D. Prisco, U. Piomelli, Interface conditions for hybrid RANS/LES calculations, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27 (2006) 777–788 (Special issue of the 6th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements – ETMM6).
- [17] Q. Zhang, W. Schröder, M. Meinke, A zonal RANS-LES method to determine the flow over a high-lift configuration, *Computers & Fluids* 39 (2010) 1241–1253.
- [18] N. Jarrin, R. Prosser, J.-C. Uribe, S. Benhamadouche, D. Laurence, Reconstruction of turbulent fluctuations for hybrid RANS/LES simulations using a synthetic-eddy method, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009) 435–442.
- [19] M. Pamiés, P.-E. Weiss, E. Garnier, S. Deck, P. Sagaut, Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows, *Physics of Fluids* 21 (2009) 045103.
- [20] M.-S. Liou, A sequel to AUSM: AUSM+, *Journal of Computational Physics* 129 (1996) 364–382.
- [21] I. Mary, P. Sagaut, Large eddy simulation of flow around an airfoil near stall, *AIAA Journal* 40 (2002) 1139–1145.
- [22] P.R. Spalart, W. Jou, M. Strelets, S. Allmaras, Comment on the feasibility of LES for wings and on a hybrid RANS/LES approach, in: 1st AFSOR International Conference on DNS/LES, 1998, Ruston, pp. 137–147.
- [23] P.R. Spalart, S. Allmaras, A one equation turbulence model for aerodynamic flows, *La Recherche Aérospatiale* 1 (1994) 5–21.
- [24] S. Deck, Zonal-detached-eddy simulation of the flow around a high-lift configuration, *AIAA Journal* 43 (2005) 2372–2384.
- [25] S. Deck, Recent improvements of the zonal detached eddy simulation (ZDES) formulation, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, submitted to publication.
- [26] P.R. Spalart, S. Deck, M. Shur, K. Squires, M. Strelets, A. Travin, A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 20 (2006) 181–195.
- [27] N. Chauvet, S. Deck, L. Jacquin, Zonal detached eddy simulation of a controlled propulsive jet, *AIAA Journal* 45 (2007) 2458–2473.
- [28] S. Deck, P. Thorigny, Unsteadiness of an axisymmetric separating-reattaching flow: Numerical investigation, *Physics of Fluids* 19 (2007) 065103.
- [29] F. Simon, S. Deck, P. Guillen, P. Sagaut, A. Merlen, Numerical simulation of the compressible mixing layer past an axisymmetric trailing edge, *Journal of Fluid Mechanics* 591 (2007) 215–253.
- [30] P.-E. Weiss, S. Deck, J.-C. Robinet, P. Sagaut, On the dynamics of axisymmetric turbulent separating/reattaching flows, *Physics of Fluids* 21 (2009) 075103.
- [31] S. Deck, P.-E. Weiss, M. Pamiés, E. Garnier, On the use of stimulated detached eddy simulation (sdes) for spatially developing boundary layers, in: S.-H. Peng, W. Haase (Eds.), *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, vol. 97, Springer, Berlin / Heidelberg, 2008, pp. 67–76.
- [32] R. Michel, C. Quémard, R. Durant, Application d'un schéma de longueur de mélange à l'étude des couches limites turbulentes d'équilibre, *Technical Report*, ONERA, 1969. Note Technique No. 154.
- [33] D.C. Wilcox, *Turbulence modeling for CFD*, Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries, vol. 1, 2006.
- [34] P. Bradshaw, D. Ferriss, N. Atwell, Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation, *Journal of Fluid Mechanics* 28 (1967) 593–616.
- [35] A.A. Townsend, *The Structure of Turbulent Shear Flow*, Cambridge University Press, Cambridge, 1976.
- [36] D.B. DeGraaff, J.K. Eaton, Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics* 422 (2000) 319–346.
- [37] K. Fukagata, K. Iwamoto, N. Kasagi, Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows, *Physics of Fluids* 14 (2002) L73–L76.
- [38] A. Keating, U. Piomelli, A dynamic stochastic forcing method as a wall-layer model for large-eddy simulation, *Journal of Turbulence* 7 (2006).
- [39] J. Mathew, R. Lechner, H. Foysi, J. Sesterhenn, R. Friedrich, An explicit filtering method for large eddy simulation of compressible flows, *Physics of Fluids* 15 (2003) 2279–2289.
- [40] M. Mossi, P. Sagaut, Numerical investigation of fully developed channel flow using shock-capturing schemes, *Computers & Fluids* 32 (2003) 249–274.
- [41] E.T. Spyropoulos, G.A. Blaisdell, Large-eddy simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary-layer flow, *AIAA Journal* 36 (1998) 1983–1990.
- [42] F. Simon, S. Deck, P. Guillen, P. Sagaut, Reynolds-averaged Navier–Stokes/large-eddy simulations of supersonic base flow, *AIAA Journal* 44 (2006) 2578–2590.



# Bibliographie

- [1] ABE, H., KAWAMURA, H., AND CHOI, H. Very large-scale structures and their effects on the wall shear-stress fluctuations in a turbulent channel flow up to  $re_\tau = 640$ . *Journal of Fluids Engineering* 126, 5 (2004), 835–843.
- [2] ADRIAN, R., MEINHART, C., AND C.D.TOMKINS. Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 422 (2000), 1–54.
- [3] AIDER, J.-L., AND DANET, A. Large-eddy simulation study of upstream boundary conditions influence upon a backward-facing step flow. *Comptes Rendus Mécanique* 334, 7 (2006), 447 – 453.
- [4] BAGGETT, J. S. On the feasibility of merging les with rans for the near-wall region of attached turbulent flows. *Annual Research Briefs* (1998), 267–77. Center for Turbulence Research.
- [5] BAILEY, S. C. C., HULTMARK, M., SMITS, A. J., AND SCHULTZ, M. P. Azimuthal structure of turbulence in high reynolds number pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics* 615 (2008), 121–138.
- [6] BALAKUMAR, B., AND ADRIAN, R. Large- and very-large-scale motions in channel and boundary-layer flows. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 365, 1852 (2007), 665–681.
- [7] BARENBLATT, G. I. Scaling laws for fully developed turbulent shear flows. part 1. basic hypotheses and analysis. *Journal of Fluid Mechanics* 248 (1993), 513–520.
- [8] BARENBLATT, G. I., CHORIN, A. J., HALD, O. H., AND PROSTOKISHIN, V. M. Structure of the zero-pressure-gradient turbulent boundary layer. *Proceedings of the National Academy of Sciences* 94, 15 (1997), 7817–7819.
- [9] BATTEN, P., GOLDBERG, U., AND CHAKRAVARTHY, S. Interfacing statistical turbulence closures with large-eddy simulation. *AIAA Journal* 42, 3 (2004), 485–492.
- [10] BEFENO, I., AND SCHIESTEL, R. Non-equilibrium mixing of turbulence scales using a continuous hybrid rans/les approach : Application to the shearless mixing layer. *Flow, Turbulence and Combustion* 78 (2007), 129–151. 10.1007/s10494-006-9055-1.
- [11] BLACKWELDER, R., AND ECKELMANN, H. Streamwise vortices associated with the bursting phenomena. *Journal of Fluid Mechanics* 94, 3 (1979), 577–594.



- [12] BLACKWELDER, R., AND KAPLAN, R. On the wall structure of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 76 (1976), 89–112.
- [13] BOGARD, D., AND TIEDERMAN, W. Characteristics of ejections in turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* 179, 1 (1987).
- [14] BRADSHAW, P., FERRISS, D., AND ATWELL, N. Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation. *Journal of Fluid Mechanics* 28, 3 (1967), 593–616.
- [15] BRUNET, V., AND DECK, S. Zonal-detached eddy simulation of transonic buffet on a civil aircraft type configuration. In *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*, S.-H. Peng and W. Haase, Eds., vol. 97 of *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*. Springer Berlin / Heidelberg, 2008, pp. 182–191.
- [16] BRUNET, V., AND DECK, S. Zonal-detached eddy simulation of a civil aircraft engine jet configuration. In *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling*, S.-H. Peng, P. Doerffer, and W. Haase, Eds., vol. 111 of *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*. Springer Berlin / Heidelberg, 2010, pp. 147–156.
- [17] CARLIER, J., AND STANISLAS, M. Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry. *Journal of Fluid Mechanics* 535 (2005), 143–188.
- [18] CHAPMAN, D. R. Computational aerodynamics development and outlook. *AIAA Journal* 17 (1979), 1293–1313.
- [19] CHASSAING, P. *Turbulence en Mécanique des Fluides : Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*, 2ème ed. 2000.
- [20] CHAUVET, N., DECK, S., AND JACQUIN, L. Zonal detached eddy simulation of a controlled propulsive jet. *AIAA Journal* 45, 10 (2007), 2458–2473.
- [21] CHOI, H., AND MOIN, P. Grid-point requirements for large eddy simulation : Chapman's estimates revisited. *Physics of Fluids* 24, 1 (2012), 011702.
- [22] COLES, D. The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 1 (1956), 191–226.
- [23] COLES, D. The turbulent boundary layer in a compressible fluid. Tech. Rep. R-403-PR, The Rand Corporation, Santa Monica, California, 1962.
- [24] CORINO, E., AND BRODKEY, R. A visual investigation of the wall region in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics* 37 (1969).
- [25] CORRSIN, S. Some current problems in turbulent shear flows. In *Symposium (1st) on Naval Hydrodynamics, National Research Council publication* (1955), F. Sherman, Ed., vol. 515.
- [26] COUSTEIX, J. *Turbulence et couche limite - Aérodynamique*. 1989.
- [27] DANDOIS, J. *Contrôle des décollements par jet synthétique*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2007.

- [28] DAVIDSON, L., AND DAHLSTRÖM, S. Hybrid les-rans : An approach to make les applicable at high reynolds number. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 19, 6 (2005), 415–427.
- [29] DE LAAGE DE MEUX, B. *Modélisation des écoulements turbulents en rotation et en présence de transferts thermiques par approche hybride RANS/LES zonale*. PhD thesis, 2012.
- [30] DECK, S. *Simulation numérique des charges latérales instationnaires sur des configurations de lanceur*. PhD thesis, Université d’Orléan, 2002.
- [31] DECK, S. Numerical simulation fo transonic buffet over a supercritical airfoil. *AIAA Journal* 43, 7 (July 2005).
- [32] DECK, S. Zonal-detached-eddy simulation of the flow around a high-lift configuration. *AIAA Journal* 43, 11 (2005), 2372–2384.
- [33] DECK, S. Recent improvements in the zonal detached eddy simulation (zdes) formulation. *In Press : Theoretical and Computational Fluid Dynamics* (2011). DOI :10.1007/s00162-011-0240-z.
- [34] DECK, S., ÉLIE WEISS, P., PAMIÈS, M., AND GARNIER, E. Zonal detached eddy simulation of a spatially developing flat plate turbulent boundary layer. *Computers & Fluids* 48, 1 (2011), 1 – 15.
- [35] DECK, S., THÉPOT, R., AND THORIGNY, P. Zonal detached eddy simulation of flow induced unsteady side-loads over launcher configurations. In *2<sup>nd</sup> European Conference For Aerospace Science* (Brussels, Belgium, July 1-6 2007).
- [36] DECK, S., AND THORIGNY, P. Unsteadiness of an axisymmetric separating-reattaching flow : Numerical investigation. *Physics of Fluids* 19, 6 (2007), 065103.
- [37] DEGRAAFF, D. B., AND EATON, J. K. Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 422 (2000), 319–46.
- [38] DEL ÀLAMO, J. C., JINÉNEZ, J., ZANDONADE, P., AND MOSER, R. D. Self-similar vortex clusters in the turbulent logarithmic region. *Journal of Fluid Mechanics* 561 (2006), 329–358.
- [39] DENNIS, D. J. C., AND NICKELS, T. B. On the limitations of taylor’s hypothesis in constructing long structures in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 614 (2008), 197–206.
- [40] ÉLIE WEISS, P., AND DECK, S. Control of the antisymmetric mode ( $m = 1$ ) for high reynolds axisymmetric turbulent separating/reattaching flows. *Physics of Fluids* 23, 9 (2011), 095102.
- [41] FERRANTE, A., AND ELGHOBASHI, S. A robust method for generating inflow conditions for direct simulations of spatially-developing turbulent boundary layers. *Journal of Computational Physics* 198, 1 (2004), 372 – 387.

- [42] FLORES, O., AND JIMÉNEZ, J. Effect of wall-boundary disturbances on turbulent channel flows. *Journal of Fluid Mechanics* 566 (2006), 357–376.
- [43] FLORES, O., JIMÉNEZ, J., AND DEL ÁLAMO, J. C. Vorticity organization in the outer layer of turbulent channels with disturbed walls. *Journal of Fluid Mechanics* 591 (2007), 145–154.
- [44] FRÖHLICH, J., AND VON TERZI, D. Hybrid les/rans methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences* 44, 5 (2008), 349 – 377.
- [45] FROHNAPFEL, B., LAMMERS, P., JOVANOVIĆ, J., AND DURST, F. Interpretation of the mechanism associated with turbulent drag reduction in terms of anisotropy invariants. *Journal of Fluid Mechanics* 577 (2007), 457–466.
- [46] FUKAGATA, K., IWAMOTO, K., AND KASAGI, N. Contribution of reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows. *Physics of Fluids* 14, 11 (2002), L73–L76.
- [47] GARDARIN, B. *Contrôle par générateurs de vortex d'un écoulement turbulent décollé*. PhD thesis, École Polytechnique, 2009.
- [48] GARDARIN, B., JACQUIN, L., AND GEFFROY, P. Flow separation control with vortex generators. No. AIAA-2008-3773, 4th Flow Control Conference.
- [49] GERMANO, M. Properties of the hybrid rans/les filter. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 17 (2004), 225–231. 10.1007/s00162-004-0116-6.
- [50] GLATZER, C., MEISS, J.-H., MEIKE, M., AND SCHRÖDER, W. Numerical investigation of the nearwake of generic space launcher systems at transonic and supersonic flows. In *4th European Conference For Aerospace Science* (Saint Petersburg, Russia, July 4-8 2011).
- [51] GUALA, M., HOMMEMA, S. E., AND ADRIAN, R. J. Large-scale and very-large-scale motions in turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics* 554 (2006), 521–542.
- [52] GUILLEN, P., AND DORMIEUX, M. Design of a 3d multidomain euler code. In *International seminar on supercomputing* (Boston, October 3-5 1989).
- [53] HAMBAL, F. A hybrid rans/les simulation of turbulent channel flow. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 16 (2003), 387–403. 10.1007/s00162-003-0089-x.
- [54] HAMBAL, F. Analysis of filtered navier–stokes equation for hybrid rans/les simulation. *Physics of Fluids* 23, 1 (2011), 015108.
- [55] HANJALIĆ, K., HADŽIABDIĆ, M., TEMMERMAN, L., AND LESCHZINER, M. Merging les and rans strategies : zonal or seamless coupling? In *Friedrich et al. Direct and Large-Eddy Simulation*. V. Kluwer, Netherlands, 2004, pp. 451–464.
- [56] HEAD, M., AND P.BANDYOPADHYAY. New aspects of turbulent boundary-layer structure. *Journal of Fluid Mechanics* 107 (1981), 297.
- [57] HITES, M. H. *Scaling of high-Reynolds number turbulent boundary layers in the National Diagnostic Facility*. PhD thesis, Illinois Institute of Technology, United States – Illinois, 1997.

- [58] HOYAS, S., AND JIMÉNEZ, J. Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to  $re_\tau = 2\,003$ . *Physics of Fluids* 18, 1 (2006), 011702.
- [59] HUTCHINS, N., AND MARUSIC, I. Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 579 (2007), 1–28.
- [60] HUTCHINS, N., AND MARUSIC, I. Large-scale influences in near-wall turbulence. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 365, 1852 (2007), 647–664.
- [61] JARRIN, N., BENHAMADOUCHE, S., LAURENCE, D., AND PROSSER, R. A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27, 4 (2006), 585 – 593. Special Issue of The Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena - 2005.
- [62] JARRIN, N., PROSSER, R., URIBE, J.-C., BENHAMADOUCHE, S., AND LAURENCE, D. Reconstruction of turbulent fluctuations for hybrid rans/les simulations using a synthetic-eddy method. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30, 3 (2009), 435 – 442.
- [63] JEONG, J., HUSSAIN, F., SCHOPPA, W., AND KIM, J. Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* 332 (1997), 185–214.
- [64] JIMÉNEZ, J. Cascades in wall-bounded turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics* 44, 1 (2012), 27–45.
- [65] JIMENEZ, J., AND PINELLI, A. The autonomous cycle of near-wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 389 (1999), 335–359.
- [66] KEATING, A., AND PIOMELLI, U. Synthetic generation of inflow velocities for large-eddy simulation. In *American Institute of Aeronautics and Astronautics* (28 Jun - 1 Jul 2004), no. 2547, 34th AIAA Fluid Dynamic Conference and Exhibit.
- [67] KEATING, A., AND PIOMELLI, U. A dynamic stochastic forcing method as a wall-layer model for large-eddy simulation. *Journal of Turbulence* 7, 12 (January 2006).
- [68] KEATING, A., PIOMELLI, U., BALARAS, E., AND KALTENBACH, H.-J. A priori and a posteriori tests of inflow conditions for large-eddy simulation. *Physics of Fluids* 16, 12 (2004), 4696–4712.
- [69] KEATING, A., PRISCO, G. D., AND PIOMELLI, U. Interface conditions for hybrid rans/les calculations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27, 5 (2006), 777 – 788. Special issue of the 6th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements - ETMM6.
- [70] KIM, J., AND MOIN, P. The structure of the vorticity field in turbulent channel flow. part 2. study of ensemble-averaged fields. *Journal of Fluid Mechanics* 162 (1986), 339.
- [71] KIM, K. C., AND ADRIAN, R. J. Very large-scale motion in the outer layer. *Physics of Fluids* 11, 2 (1999), 417–422.

- [72] KLEWICKI, J., FIFE, P., AND WEI, T. On the logarithmic mean profile. *Journal of Fluid Mechanics* 638 (2009), 73–93.
- [73] KLINE, S., REYNOLDS, W., SCHRAUB, F., AND RUNSTADLER, P. The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 30 (1967), 741–73.
- [74] KRAICHNAN, R. H. Diffusion by a random velocity field. *Physics of Fluids* 13, 1 (1970), 22–31.
- [75] KRAVCHENKO, A., MOIN, P., AND MOSER, R. Zonal embedded grids for numerical simulations of wall-bounded turbulent flows. *Journal of Computational Physics* 127, 2 (1996), 412 – 423.
- [76] KUNDU, P. K., AND COHEN, I. M. *Fluid Mechanics*, 2nd ed. Academic press, 2002.
- [77] KUNKEL, G., AND MARUSIC, I. Study of the near-wall-turbulent region of the high-reynolds-number boundary layer using an atmospheric flow. *Journal of Fluid Mechanics* 548 (2006), 375–402.
- [78] LARAUFIE, R., DECK, S., AND SAGAUT, P. A dynamic forcing method for unsteady turbulent inflow conditions. *Journal of Computational Physics* 230, 23 (2011), 8647 – 8663.
- [79] LARCHEVÊQUE, L. *Simulation des grandes échelles de l'écoulement au-dessus d'une cavité*. PhD thesis, Université Paris VI, Pierre et Marie Curie, 2003.
- [80] LARSSON, J., LIEN, F. S., AND YEE, E. Feedback-controlled forcing in hybrid les/rans. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 20, 10 (2006), 687–699.
- [81] LE, H., MOIN, P., AND KIM, J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics* 330 (1997), 349–374.
- [82] LEE, S., LELE, S. K., AND MOIN, P. Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of Taylor's hypothesis in compressible flow. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* 4, 7 (1992), 1521–1530.
- [83] LIOU, M.-S. A sequel to ausm : Ausm+. *Journal of Computational Physics* 129, 2 (1996), 364 – 382.
- [84] LIU, N.-S., AND SHIH, T.-H. Turbulence modeling for very large-eddy simulation. *AIAA Journal* 44 (2006), 687–697.
- [85] LUMLEY, J., AND NEWMAN, G. The return to isotropy of homogeneous turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 82 (1977), 161–178.
- [86] LUND, T. S., WU, X., AND SQUIRES, K. D. Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *Journal of Computational Physics* 140, 2 (1998), 233 – 258.
- [87] LUNDGREN, T. S. Linearly forced isotropic turbulence. *Center of Turbulence Research Annual Research Briefs* (2003), 461–473.

- [88] MARUSIC, I. On the role of large-scale structures in wall turbulence. *Physics of Fluids* 13, 3 (2001), 735–743.
- [89] MARUSIC, I., AND KUNKEL, G. J. Streamwise turbulence intensity formulation for flat-plate boundary layers. *Physics of Fluids* 15, 8 (2003), 2461–2464.
- [90] MARUSIC, I., MATHIS, R., AND HUTCHINS, N. High reynolds number effects in wall turbulence. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 31, 3 (2010), 418 – 428. Sixth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena.
- [91] MARUSIC, I., UDDIN, A. K. M., AND PERRY, A. E. Similarity law for the streamwise turbulence intensity in zero-pressure-gradient turbulent boundary layers. *Physics of Fluids* 9, 12 (1997), 3718–3726.
- [92] MARY, I., AND SAGAUT, P. Large eddy simulation of flow around an airfoil near stall. *AIAA Journal* 40, 6 (2002), 1139–1145.
- [93] MASON, P. J., AND THOMSON, D. J. Stochastic backscatter in large-eddy simulations of boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 242 (1992), 51–78.
- [94] MATHEW, J., LECHNER, R., FOYSI, H., SESTERHENN, J., AND FRIEDRICH, R. An explicit filtering method for large eddy simulation of compressible flows. *Physics of Fluids* 15, 8 (2003), 2279–2289.
- [95] MATHEY, F., COKLJAT, D., BERTOGLIO, J. P., AND SERGENT, E. Assessment of the vortex method for large eddy simulation inlet condtions. *Progress in Computational Fluid Dynamics* 6, 1-3/2006 (2006), 58–67.
- [96] MATHIS, R., HUTCHINS, N., AND MARUSIC, I. Large-scale amplitude modulation of the small-scale structures in turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 628 (2009), 311–337.
- [97] MENTER, F. R., AND KUNTZ, M. Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles. In *Symposium on the aerodynamics of heavy vehicles : trucks, buses and train (2-6 Dec. 2002)*, J. R. R. McCallen, F. Browand, Ed. Springer, Monterey, USA, 2004.
- [98] METZGER, M. M. *Scalar dispersion in high Reynolds number turbulent boundary layers*. PhD thesis, Univ. Utah, 2002.
- [99] MICHEL, R., QUÉMARD, C., AND DURANT, R. Application d’un schéma de longueur de mélange à l’étude des couches limites turbulentes d’équilibre. Tech. Rep. 154, ONERA, 1969.
- [100] MOCKETT, C. *A comprehensive study of detached-eddy simulation*. PhD thesis, Institute of Fluid Mechanics and Engineering Acoustics, Technische Universität Berlin, 2009.
- [101] MOIN, P., AND KIM, J. The structure of the vorticity field in turbulent channel flow. part 1. analysis of instantaneous fields and statistical correlations. *Journal of Fluid Mechanics* 155 (1985), 441.

- [102] MONTY, J. P., HUTCHINS, N., NG, H. C. H., MARUSIC, I., AND CHONG, M. S. A comparison of turbulent pipe, channel and boundary layer flows. *Journal of Fluid Mechanics* 632 (2009), 431–442.
- [103] MONTY, J. P., STEWART, J. A., WILLIAMS, R. C., AND CHONG, M. S. Large-scale features in turbulent pipe and channel flows. *Journal of Fluid Mechanics* 589 (2007), 147–156.
- [104] MORGAN, B., LARSSON, J., KAWAI, S., AND LELE, S. Improving low-frequency characteristics of recycling/rescaling inflow turbulence generation. *AIAA Journal* 49, 3 (2011), 582–597.
- [105] MOSSI, M., AND SAGAUT, P. Numerical investigation of fully developed channel flow using shock-capturing schemes. *Computers & Fluids* 32, 2 (2003), 249 – 274.
- [106] NICKELS, T., MARUSIC, I., HAFEZ, S., HUTCHINS, N., AND CHONG, M. Some predictions of the attached eddy model for a high reynolds number boundary layer. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 365, 1852 (2007), 807–822.
- [107] NIKITIN, N. Spatial periodicity of spatially evolving turbulent flow caused by inflow boundary condition. *Physics of Fluids* 19, 9 (2007), 091703.
- [108] NIKITIN, N. V., NICOUD, F., WASISTHO, B., SQUIRES, K. D., AND SPALART, P. R. An approach to wall modeling in large-eddy simulations. *Physics of Fluids* 12, 7 (2000), 1629–1632.
- [109] OERTEL, H. *Prandtl's essentials of fluid mechanics*, 2<sup>nd</sup> edition ed. Applied mathematical sciences. Springer, 2004.
- [110] ÖSTERLUND, J. M. *Experiemental studies of zero pressure-gradient turbulent boundary layer*. PhD thesis, KTH, Stockholm, 1999.
- [111] PAMIÈS, M. *Contrôle d'une couche limite turbulente au moyen d'un micro-système distribué*. PhD thesis, Université de Lille 1, 2008.
- [112] PAMIÈS, M., WEISS, P.-E., GARNIER, E., DECK, S., AND SAGAUT, P. Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows. *Physics of Fluids* 21, 4 (2009), 045103.
- [113] PANTON, R. Overview of the self-sustaining mechanisms of wall turbulence. *Progress in Aerospace Sciences* 37 (2001), 341–383.
- [114] PERRY, A. E., AND MARUSIC, I. A wall-wake model for the turbulence structure of boundary layers. part 1. extension of the attached eddy hypothesis. *Journal of Fluid Mechanics* 298 (1995), 361–388.
- [115] PERRY, A. E., MARUSIC, I., AND JONES, M. B. On the streamwise evolution of turbulent boundary layers in arbitrary pressure gradients. *Journal of Fluid Mechanics* 461 (2002), 61–91.

- [116] PIOMELLI, U. Wall-layer models for large-eddy simulations. *Progress in Aerospace Sciences* 44, 6 (2008), 437 – 446. Large Eddy Simulation - Current Capabilities and Areas of Needed Research.
- [117] PIOMELLI, U., BALARAS, E., PASINATO, H., SQUIRES, K. D., AND SPALART, P. R. The inner–outer layer interface in large-eddy simulations with wall-layer models. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24, 4 (2003), 538 – 550. Selected Papers from the Fifth International Conference on Engineering Turbulence Modelling and Measurements.
- [118] RAJAMANI, B., AND KIM, J. A hybrid-filter approach to turbulence simulation. *Flow, Turbulence and Combustion* 85 (2010), 421–441.
- [119] RIOU, J., GARNIER, E., DECK, S., AND BASDEVANT, C. Improvement of delayed-detached eddy simulation applied to separated flow over missile fin. *AIAA Journal* 47, 2 (2009), 345–360.
- [120] ROBINSON, S. Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics* 23 (1991), 601–639.
- [121] ROBINSON, S. Kinematics of turbulent boundary layer structure. Tech. rep., NASA TM 103859, 1991.
- [122] ROIDL, B., MEINKE, M., AND SCHRÖDER, W. Numerical investigation of shock wave boundary-layer interaction using a zonal rans-les ansatz. In *High Performance Computing in Science and Engineering '10*, W. E. Nagel, D. B. Kröner, and M. M. Resch, Eds. Springer Berlin Heidelberg, 2011, pp. 369–383.
- [123] SAEZ, M. *Contribution à l'étude expérimentale de la convection mixte*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 20 octobre 1998.
- [124] SAGAUT, P., AND DECK, S. Large eddy simulation for aerodynamics : status and perspectives. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 367, 1899 (2009), 2849–2860.
- [125] SAGAUT, P., DECK, S., AND TERRACOL, M. *Multiscale and Multiresolution Approaches in Turbulence*. Imperial College Press, 2006.
- [126] SAGAUT, P., GARNIER, E., TROMEUR, E., LARCHEVÊQUE, L., AND LABOURASSE, E. Turbulent inflow conditions for large-eddy simulation of compressible wall-bounded flows. *AIAA Journal* 42, 3 (2004), 469.
- [127] SÁNCHEZ-ROCHA, M., AND MENON, S. The compressible hybrid rans/les formulation using an additive operator. *Journal of Computational Physics* 228, 6 (2009), 2037 – 2062.
- [128] SANDHAM, N., YAO, Y., AND LAWAL, A. Large-eddy simulation of transonic turbulent flow over a bump. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24, 4 (2003), 584 – 595. Selected Papers from the Fifth International Conference on Engineering Turbulence Modelling and Measurements.



- [129] SCHLATTER, P., LI, Q., BRETHOUWER, G., JOHANSSON, A. V., AND HENNINGSON, D. S. Simulations of spatially evolving turbulent boundary layers up to  $re_\theta = 4\,300$ . *International Journal of Heat and Fluid Flow* 31, 3 (2010), 251 – 261. Sixth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena.
- [130] SCHLATTER, P., AND ÖRLÜ, R. Assessment of direct numerical simulation data of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 659 (2010), 116–126.
- [131] SCHLATTER, P., ÖRLÜ, R., LI, Q., BRETHOUWER, G., FRANSSON, J., JOHANSSON, A., ALFREDSSON, P., AND HENNINGSON, D. Turbulent boundary layers up to  $Re_\theta = 2\,500$  studied through numerical simulation and experiments. *Physics of Fluids* 21 (2009), 051702.
- [132] SCHLICHTING, H. *Boundary-layer theory*. McGraw-Hill, 1955.
- [133] SCHLÜTER, J. U., PITSCH, H., AND MOIN, P. Les inflow condtions for coupling with reynolds averaged flow solvers. *AIAA Journal* 42, 3 (2004), 478.
- [134] SCHOPPA, W., AND HUSSAIN, F. Coherent structure generation in near-wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 453 (2002), 57–108.
- [135] SHUR, M., SPALART, P., STRELETS, M., AND TRAVIN, A. Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack. In *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 4*, W. Rodi and D. Laurence, Eds. Elsevier Science Ltd, Oxford, 1999, pp. 669–678.
- [136] SHUR, M., SPALART, P., STRELETS, M., AND TRAVIN, A. A rapid and accurate switch from rans to les in boundary layers using an overlap region. *Flow, Turbulence and Combustion* 86 (2011), 179–206.
- [137] SHUR, M. L., SPALART, P. R., STRELETS, M. K., AND TRAVIN, A. K. A hybrid rans-les approach with delayed-des and wall-modelled les capabilities. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29, 6 (2008), 1638 – 1649.
- [138] SIMON, F., DECK, S., GUILLEN, P., CAYZAC, R., AND MERLEN, A. Zonal-detached-eddy simulation of projectiles in the subsonic and transonic regimes. *AIAA Journal* 45, 7 (2007), 1606–1619.
- [139] SIMON, F., DECK, S., GUILLEN, P., AND SAGAUT, P. Reynolds-averaged navier-stokes/large-eddy simulations of supersonic base flow. *AIAA Journal* 44, 11 (2006), 2578 – 2590.
- [140] SIMON, F., DECK, S., GUILLEN, P., SAGAUT, P., AND MERLEN, A. Numerical simulation of the compressible mixing layer past an axisymmetric trailing edge. *Journal of Fluid Mechanics* 591 (2007), 215–253.
- [141] SMIRNOV, A., SHI, S., AND CELIK, I. Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling. *Journal of Fluids Engineering* 123, 2 (2001), 359–371.

- [142] SMITS, A. J., MCKEON, B. J., AND MARUSIC, I. High-reynolds number wall turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics* 43, 1 (2011), 353–375.
- [143] SPALART, P. R. Direct simulation of a turbulent boundary layer up to  $Re_\theta = 1\,410$ . *Journal of Fluid Mechanics* 187 (1988), 61–98.
- [144] SPALART, P. R. Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21, 3 (2000), 252 – 263.
- [145] SPALART, P. R. Young-person’s guide to detached-eddy simulation grids. CR 211032, NASA, July 2001.
- [146] SPALART, P. R. Detached-eddy simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics* 41, 1 (2009), 181–202.
- [147] SPALART, P. R., AND ALLMARAS, S. A one equation turbulence model for aerodynamic flows. *La Recherche Aéronautique* 1 (January 1994), 5–21.
- [148] SPALART, P. R., DECK, S., SHUR, M., SQUIRES, K., STRELETS, M., AND TRAVIN, A. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 20 (2006), 181–195.
- [149] SPALART, P. R., JOU, W., STRELETS, M., AND ALLMARAS, S. Comment on the feasibility of les for wings and on a hybrid rans/les approach. In *1st AFSOR International Conference on DNS/LES, 1998* (Ruston, 1998), pp. 137–147.
- [150] SPALART, P. R., STRELETS, M., AND TRAVIN, A. Direct numerical simulation of large-eddy-break-up devices in a boundary layer. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27, 5 (2006), 902 – 910.
- [151] SPEZIALE, C. Turbulence modeling for time-dependent rans and vles : A review. *AIAA Journal* 36 (1998), 173–184.
- [152] SPILLE-KOHOFF, A., AND KALTENBACH, H.-J. Generation of turbulent inflow data with a prescribed shear-stress profile. In *DNS/LES Progress and Challenges* (Arlington, Texas, 2001, october 2001), C. Liu, L. Sakell, and T. Beutner, Eds., Third AFOSR International Conference, pp. 319–326.
- [153] SPYROPOULOS, E. T., AND BLAISDELL, G. A. Large-eddy simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary-layer flow. *AIAA Journal* 36, 11 (November 1998), 1983–1990.
- [154] STANISLAS, M., PERRET, L., AND FOUCAUT, J.-M. Vortical structures in the turbulent boundary layer : a possible route to a universal representation. *Journal of Fluid Mechanics* 602 (2008), 327–382.
- [155] STRELETS, M. Detached eddy simulation of massively separated flows. *AIAA Paper 2001-0879* (2001).
- [156] TABOR, G., AND BABA-AHMADI, M. Inlet conditions for large eddy simulation : A review. *Computers & Fluids* 39, 4 (2010), 553 – 567.

- [157] THEORDORSEN, T. Mechanism of turbulence. In *Proceedings of the Second Midwestern Conference on Fluid Mechanics* (Ohio State University, Columbus, OH, 1952), p. 1.
- [158] TOMKINS, C. D., AND ADRIAN, R. J. Energetic spanwise modes in the logarithmic layer of a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 545 (2005), 141–162.
- [159] TOWNSEND, A. *The Structure of Turbulent Shear Flow*. Cambridge University Press, Cambridge, 1976.
- [160] TRAVIN, A., SHUR, M., STRELETS, M., AND SPALART, P. R. Physical and numerical upgrades in the detached-eddy simulation of complex turbulent flows. In *Advances in LES of Complex Flows*, R. Friedrich, W. Rodi. Kluwer acad., New York, 2000, pp. 239–54.
- [161] TUTKUN, M., GEORGE, W. K., DELVILLE, J., STANISLAS, M., JOHANSSON, P. B., FOUCAUT, J.-M., AND COUDERT, S. Two-point correlations in high reynolds number flat plate turbulent boundary layers. *Journal of Turbulence* 10, 21 (2009), 1–23.
- [162] WALLACE, J., ECKELMANN, H., AND BRODKEY, R. The wall region in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* 54, 1 (1972), 39–48.
- [163] WEISS, P.-E. *Simulation numérique et analyse physique d'un écoulement d'arrière-corps axisymétrique et application au contrôle des charges latérales*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2010.
- [164] WEISS, P.-E., DECK, S., ROBINET, J.-C., AND SAGAUT, P. On the dynamics of axisymmetric turbulent separating/reattaching flows. *Physics of Fluids* 21, 7 (2009), 075103.
- [165] WELCH, P. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra : A method beased on time averaging over short modified periodograms. *IEEE Trans. Audio. Electroacoustic AU-15*, 2 (1967), 70–73.
- [166] WILCOX, D. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, 2006.
- [167] YAO, Y., THOMAS, T., SANDHAM, N., AND WILLIAMS, J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a rectangular trailing edge. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 14 (2001), 337–358.
- [168] ZAGAROLA, M. V., AND SMITS, A. J. Mean-flow scaling of turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics* 373 (1998), 33–79.
- [169] ZHANG, Q., SCHR ODER, W., AND MEINKE, M. A zonal rans-les method to determine the flow over a high-lift configuration. *Computers & Fluids* 39, 7 (2010), 1241 – 1253.
- [170] ZHOU, J., ADRIAN, R., BALACHANDAR, S., AND KENDALL, T. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* 387 (1999), 353–396.