

N° d'ordre : 4217

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE 1

présentée par

Mathieu Pamiès

pour obtenir le titre de

Docteur

Spécialité : Mécanique

**Contrôle d'une couche limite turbulente au
moyen d'un micro-système distribué.**

soutenue le jeudi 9 octobre 2008

devant la commission d'examen formée de :

M. Jean-Pierre	BERTOGLIO	<i>Rapporteur</i>
M. Jean-Paul	BONNET	<i>Invité</i>
M. Lionel	BUCHAILLOT	<i>Directeur de thèse</i>
M. Pierre	COMTE	<i>Rapporteur</i>
M. Eric	GARNIER	<i>Examineur</i>
M. Alain	MERLEN	<i>Directeur de thèse</i>
M. Pierre	SAGAUT	<i>Directeur de thèse</i>
M. Sedat	TARDU	<i>Examineur</i>
M. José-Eduardo	WEISFREID	<i>Examineur</i>

à ma fille, Madeleine.

[...]

*Heureux celui qui peut d'une aile vigoureuse
S'élaner vers les champs lumineux et sereins !*

*Celui dont les penses, comme des alouettes,
Vers les cieux le matin prennent un libre essor,
– Qui plane sur la vie et comprend sans effort
Le langage des fleurs et des choses muettes !*

Charles Baudelaire, *Élévation, Spleen et Idéal*

Table des matières

Table des matières	5
Remerciements	9
Introduction	11
1 Turbulence pariétale	15
1.1 Turbulence et couche limite	15
1.1.1 Grandeurs caractéristiques	16
1.1.2 Equations de couche limite	17
1.1.3 Profils de vitesse moyenne	19
1.1.4 Grandeurs turbulentes	20
1.2 Mouvements organisés	22
1.2.1 Région interne	23
1.2.2 Région externe	30
1.3 Pistes pour le contrôle du frottement	36
1.3.1 Interaction paroi-turbulence	36
1.3.2 Objectif physique	38
2 Contrôle de la turbulence pariétale	39
2.1 Introduction au contrôle des écoulements	39
2.2 Quelques définitions	39
2.3 Classifications	40
2.3.1 Dépense énergétique	41
2.3.2 Localisation et étendue du dispositif de contrôle	41
2.3.3 Cible du dispositif de contrôle	42
2.3.4 Organisation du chapitre	42
2.4 Stratégies passives ou prédéterminées	43
2.4.1 Modifications uniformes	43
2.4.2 Modifications transverses	47
2.4.3 Modifications longitudinales	53
2.4.4 Contrôle localisé non-sélectif	55
2.5 Vers une stratégie réactive réaliste	57
2.5.1 Simulation numérique du contrôle réactif	57
2.5.2 Contrôle localisé sélectif	63
2.5.3 Contrôle distribué	67
2.6 Conclusions	71
2.6.1 Compréhension physique de la réduction de frottement	72
2.6.2 Nombre de Reynolds	72

2.6.3	Actionneurs et senseurs	74
2.6.4	Paramètres du contrôle	74
2.6.5	Axes d'étude	75
3	Modélisation et simulation de la turbulence	77
3.1	Équations de Navier-Stokes pour un fluide compressible	77
3.2	La simulation des grandes échelles	79
3.3	Filtrage	80
3.3.1	Définition	80
3.3.2	Propriétés	80
3.3.3	Filtrage inhomogène	81
3.3.4	Filtrage pondéré par la masse volumique	81
3.3.5	Filtrage implicite	81
3.4	Équations de Navier-Stokes filtrées	82
3.5	Fermeture des équations	83
3.5.1	Équation de la quantité de mouvement	84
3.5.2	Équation de l'énergie	87
3.5.3	Formulation vectorielle	87
3.6	Méthode des volumes finis	87
3.7	Discrétisation spatiale	88
3.7.1	Discrétisation des flux visqueux	88
3.7.2	Discrétisation des flux convectifs	89
3.8	Intégration temporelle	91
3.8.1	Choix du pas de temps en méthode implicite	91
3.8.2	Schéma implicite	92
3.9	Conditions aux limites	94
3.9.1	Expression des conditions aux limites	94
3.9.2	Mise en œuvre numérique	95
3.10	Maillage mobile et déformable : la formulation ALE	96
3.10.1	Théorème de transport	97
3.10.2	Lois de conservation géométriques	98
3.10.3	Lois de conservation Euleriennes	98
3.10.4	Formulation ALE	98
3.10.5	Remarques sur l'utilisation d'un maillage déformable	99
4	Simulation spatiale d'une couche limite turbulente	101
4.1	Introduction	101
4.1.1	Domaine de calcul et discrétisation	101
4.1.2	Simulation spatiale et simulation temporelle	101
4.1.3	Schéma numérique	102
4.1.4	Modélisation de la turbulence	102
4.1.5	Origine du coût CPU de la simulation	103
4.1.6	Organisation du chapitre	104
4.2	Conditions d'entrée pour les écoulements pariétaux	104
4.2.1	Méthodes de recyclage	104
4.2.2	Calcul précurseur	107
4.2.3	Turbulence synthétique	108
4.2.4	Critères de choix	111
4.3	Description du cas test	113

4.4	Méthode de recyclage et de remise à l'échelle	114
4.4.1	Traitement des variables thermodynamiques	114
4.4.2	Influence du profil moyen de vitesse	114
4.4.3	Conséquences pour la remise à l'échelle	117
4.4.4	Influence de la périodicité induite par le recyclage	119
4.4.5	Limitation de l'effet de la périodicité	121
4.4.6	Bilan des modifications	124
4.5	Génération synthétique de structures turbulentes : la Synthetic-Eddy-Method .	124
4.5.1	Formulation	125
4.5.2	Paramétrage de la méthode pour une LES de couche limite turbulente .	129
4.5.3	Simulations	134
4.5.4	Résultats	136
4.5.5	Bilan de la méthode	144
4.6	Conclusions	145
5	Stratégies de contrôle actif du frottement	147
5.1	Méthode numérique	147
5.2	Stratégies de contrôle actif	148
5.2.1	Le contrôle en opposition (OPPO)	148
5.2.2	Le Blowing-Only Opposition Control (BOOC)	151
5.2.3	Le contrôle CFCUT	152
5.3	Analyse de l'écoulement de proche-paroi. Approche probabiliste	153
5.3.1	Coefficient de frottement	154
5.3.2	Structure de l'écoulement de proche-paroi	157
5.4	Analyse des effets du contrôle sur l'écoulement moyen	161
5.4.1	Coefficient de frottement et bilan énergétique	162
5.4.2	Intensités turbulentes	166
5.4.3	Persistance des effets du contrôle	166
5.4.4	Modification de l'anisotropie	169
5.5	Conclusions	172
6	Contrôle actif à l'aide d'un microsysteme distribué	175
6.1	Introduction	175
6.2	Méthode et outils numériques	175
6.2.1	Modélisation du microsysteme d'actionnement	175
6.2.2	Choix du nombre de Reynolds et du nombre de Mach	178
6.2.3	Domaine de calcul	178
6.2.4	Contrôleur distribué	179
6.2.5	A propos des post-traitements	181
6.2.6	Validation de la simulation numérique directe	182
6.3	Effet d'un actionneur unique	184
6.3.1	Phase d'extrusion	185
6.3.2	Phase d'effacement	188
6.3.3	Conclusions sur l'effet d'un actionneur unique	192
6.4	Effet du contrôle sur la force de frottement	192
6.5	Contrôle en opposition classique : réponse de l'écoulement	195
6.5.1	Vitesse moyenne et tensions de Reynolds	195
6.5.2	Intensité des composantes de la vortacité	195
6.5.3	Modifications des structures tourbillonnaires	196

6.5.4	Bilan d'énergie cinétique turbulente	197
6.5.5	Anisotropie de l'écoulement contrôlé	198
6.5.6	Conclusions à propos du contrôle en opposition classique	199
6.6	Contrôle en opposition par micro-système distribué	199
6.6.1	Analyse conditionnelle de l'effort de traînée	200
6.6.2	Modifications des structures tourbillonnaires	202
6.6.3	Perturbations induites sur le champ moyen de vitesse et de vortacité	203
6.6.4	Intensité des fluctuations de vortacité	206
6.6.5	Intensité des fluctuations de vitesse	206
6.6.6	Équilibres énergétiques	208
6.6.7	Anisotropie de l'écoulement au-dessus d'un actionneur	210
6.7	Discussion	213
6.8	Conclusions	215
	Conclusions et perspectives	217
A	Analyse conditionnelle de l'écoulement	221
B	Analyse conditionnelle de l'anisotropie	235
C	Article concernant la génération synthétique de turbulence en entrée d'une simulation de couche limite turbulente	243
D	Article concernant le contrôle de couche limite turbulente par contrôle en opposition en mode soufflage seul	261
	Bibliographie	267

Ce travail a été réalisé au sein du Département d'Aérodynamique Appliquée (DAAP) de l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA) grâce au financement de ce même office. Dans ce contexte, je souhaiterais tout d'abord souligner le confort associé à la conduite de travaux de thèse à l'ONERA et tout particulièrement au Département d'Aérodynamique Appliquée. Les moyens mis à la disposition du doctorant, tant en termes de bureautique que de calcul scientifique, sont exceptionnels. Ils témoignent de la confiance que la direction de l'ONERA place en chacun des doctorants et de l'importance qu'elle accorde à la recherche. Pour toutes ces raisons, je remercie vivement l'actuel directeur du DAAP, Patrick Champigny, Jean-Jacques Thibert, son prédécesseur ainsi que Philippe Guillen, chargé de mission informatique.

L'exploitation intelligente de ces ressources n'aurait pas été possible sans l'encadrement de qualité dont j'ai bénéficié. Mes travaux doivent énormément à Eric Garnier, qui a su me guider, me canaliser, me motiver, m'apprendre, bref ... me comprendre. Son expérience et sa juste vision des choses sont toujours intervenues au bon moment pour m'aider à surmonter les épreuves que représente la réalisation d'une thèse. En outre, il m'a permis de travailler dans les meilleures conditions sur un sujet qui m'a passionné.

L'environnement de travail au DAAP a également été très stimulant grâce à une équipe toujours très disponible et très qualifiée. Je pense tout particulièrement à l'unité MHL (Missiles Hypersonique et Lanceurs) au sein de laquelle ma thèse a été hébergée. Je remercie mes collègues pour leur gentillesse et leur soutien. Parmi eux, je souhaite témoigner toute ma gratitude à Sébastien Deck pour ses éclairages scientifiques et sa profonde gentillesse. J'adresse enfin un grand merci à tous mes compagnons thésards et post-docs, Franck, Julien, Nicolas, Simon, Jacques et Pierre-Élie qui ont su me remonter le moral dans les moments difficiles et partager mon enthousiasme dans les bons moments.

Je tiens ensuite à remercier l'ensemble des membres du Jury, et plus particulièrement Pierre Comte et Jean-Pierre Bertoglio, qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail. J'adresse mes plus vifs remerciements à mes directeurs de thèse Alain Merlen, Pierre Sagaut et Lionel Buchaillot, qui ont, par leurs expériences différentes mais complémentaires, permis d'élargir la portée scientifique de ce travail.

Merci à mes amis et ma famille qui étaient autant de pauses rafraichissantes au cours de cette longue traversée du désert qu'est la thèse. Je ne saurai trouver de mots assez forts pour remercier celle qui est devenue ma femme au milieu de ces trois ans. Elle n'a jamais perdu confiance en moi, m'a toujours soutenu, m'a toujours permis de me reposer sur elle malgré son travail prenant. Grâce à elle, j'ai eu le bonheur et la joie de devenir père pendant la période de rédaction. Ma fille a certainement inspiré certains passages de ce mémoire, qui lui est entièrement dédié.

Introduction

Dans un contexte de hausse du prix du carburant, il devient crucial pour les industries de transport, civiles ou militaires, de réduire la consommation d'énergie de leurs véhicules. Dans les applications aéronautiques, les efforts pour atteindre cet objectif se concentrent notamment sur la traînée de frottement, qui est souvent une composante majeure de la traînée totale. Cette composante provient du caractère visqueux du fluide, qui adhère aux parois en mouvement et s'oppose ainsi à leur déplacement. La région dans laquelle le fluide passe de l'état d'adhérence à celui de l'écoulement extérieur est appelée la couche limite. En fonction du nombre de Reynolds local, la couche limite peut passer d'un état laminaire à un état turbulent, pour lequel le frottement est beaucoup plus élevé. La manipulation de cette turbulence, appelée pariétale, offre des perspectives particulièrement intéressantes car le frottement peut être théoriquement réduit à son équivalent laminaire, ce qui représenterait un gain énergétique considérable.

Pour étudier la couche limite turbulente et son contrôle, des formes simples comme la plaque plane, le canal plan ou la conduite à section circulaire sont généralement considérées, que ce soit numériquement ou expérimentalement. Les premières expériences de contrôle étant basées sur une vision moyenne de la couche limite, elles utilisaient des modifications de type global telles que l'injection, l'aspiration, la rugosité ou la porosité. Une grande partie d'entre elles ont été résumées en 1979 dans le livre de Schlichting [178]. Ce n'est qu'à partir du milieu des années 1960 qu'une manipulation plus fine a été envisagée. En effet, des analyses statistiques de données expérimentales ont alors révélé la présence dans la couche limite de mouvements de fluide organisés [113, 38, 14]. Ceux-ci font notamment intervenir des structures tourbillonnaires cohérentes, dont les échelles caractéristiques de temps et de longueur sont fonction croissante de la distance à la paroi et fonction décroissante du nombre de Reynolds de l'écoulement. Le lien entre ces structures et le frottement turbulent a rapidement été établi. Ainsi, alimentée par nombre de visions idéalisées de la turbulence pariétale – les *modèles conceptuels* –, l'idée d'un contrôle capable d'influencer sélectivement ces structures a commencé à émerger et à occuper les équipes de recherche.

Cependant, la démonstration expérimentale de ce type de contrôle se heurte encore aujourd'hui à deux principales difficultés. En premier lieu, les échelles spatio-temporelles des structures évoquées ci-dessus restent difficilement atteignables, que ce soit par la simulation numérique ou bien lors d'expériences en soufflerie. La conséquence directe est que les chercheurs augmentent artificiellement ces échelles en considérant des écoulements à faible nombre de Reynolds, à peine turbulents et de fait moins chaotiques, ou en choisissant des couches limites très épaisses (sur le grand lac salé du désert de l'Utah [119], par exemple). En découle un manque de réalisme et de représentativité des résultats obtenus, qui diminue la portée de leur extrapolation à des cas industriels. En second lieu, la recherche sur le contrôle actif de la turbulence pariétale souffre du large fossé qui sépare les travaux académiques des exigences industrielles

(voir notamment l'introduction de Morrison & Bonnet [146]). L'industriel est contraint par des horizons applicatifs à court terme et investit plus volontiers dans les technologies qu'il trouve suffisamment mûres. Du côté de la recherche académique, les objectifs sont beaucoup plus fondamentaux pour le moment. Il s'agit de comprendre pas à pas les phénomènes physiques complexes qui sont associés au contrôle actif de la turbulence pariétale. Dans le domaine particulier de la simulation numérique, cet objectif se traduit généralement par des hypothèses simplificatrices, qui diminuent d'autant la portée applicative des résultats. Les chercheurs s'attachent généralement à réduire le modèle physique de l'écoulement, en linéarisant les équations de Navier-Stokes [108, 13], en les décomposant en modes propres [135] (POD pour *Proper Orthogonal Decomposition*), ou encore en filtrant ses modes de Fourier. En outre, les aspects associés au réalisme du contrôleur, comme la modélisation de l'actionneur, du senseur ou de l'électronique de commande sont la plupart du temps mis de côté. L'expérimentation de ces techniques est néanmoins proposée en postulant que les échelles physiques nécessaires à leur mise en œuvre pratique seront atteignables dans un futur proche, notamment grâce aux récentes avancées dans le domaine des technologies MEMS (*micro-electro-mechanical systems*).

Toutefois, les difficultés qu'éprouvent les projets issus de la recherche académique pour se connecter avec les exigences industrielles (et inversement!), n'empêchent pas le développement et le succès de solutions visant à combler ce manque de réalisme. La plus efficace consiste à promouvoir des synergies entre les domaines de la mécanique de fluides, de la micro-électronique et du contrôle, qui sont les trois grandes disciplines nécessaires pour mettre en place un contrôle actif de la turbulence pariétale. L'exemple le plus abouti est celui de l'équipe de Nobuhide Kasagi à l'Université de Tokyo. Leurs travaux ont permis la démonstration expérimentale d'un microsystème de contrôle du frottement sur une couche limite turbulente de canal plan à $Re_\tau = 150$. Les développements de la stratégie de contrôle, de l'électronique de commande et du microsystème MEMS ont été menés en parallèle par différents chercheurs et doctorants aux champs de compétences complémentaires [60, 144, 208, 190, 205]. Les expériences de l'équipe de Kenneth Breuer à la Brown University résultent également d'un mariage réussi entre mécanique des fluides et théorie du contrôle, en faisant notamment usage de filtres digitaux adaptatifs [168, 201] pour réduire les fluctuations turbulentes (-30%) en aval d'un contrôleur de type jet synthétique. Côté numérique, une autre solution consiste à axer la recherche académique sur des modélisations plus réalistes des actionneurs. C'est le parti adopté par Carlson & Lumley [20], avec les moyens numériques alors à leur disposition. Ces auteurs ont simulé et enregistré les modifications engendrées sur la turbulence lors d'une déformation de paroi localisée, dont la forme se rapproche de celle d'un actionneur réaliste. Enfin, la poursuite de l'étude théorique des couches limites contrôlées est indispensable pour balayer la totalité du champ des possibles en matière de stratégies de contrôle. Bewley *et al.* [13] préconisent à ce sujet d'orienter les recherches de manière à répondre à trois questions primordiales :

1. Quels sont les bénéfices énergétiques auxquels on peut s'attendre, dans l'hypothèse où des réseaux adéquats de microactionneurs et de microsenseurs sont disponibles ?
2. Où et comment le contrôle doit-il s'appliquer ?
3. Quelle complexité prévoir pour l'algorithme de contrôle ? En particulier, une boucle fermée est-elle toujours nécessaire ?

À l'image des solutions évoquées ci-dessus, le sujet des travaux de thèse présentés dans ce mémoire est justement né d'une potentielle synergie entre mécanique des fluides numérique

à l'ONERA, technologies MEMS à l'IEMN¹ et savoir-faire expérimental au LML² et à l'ONERA. L'augmentation des performances de calcul à l'ONERA ainsi que les perspectives offertes par la simulation des grandes échelles d'une part, et la possibilité de fabriquer, à l'IEMN, un microsystème d'actionnement et de mesure capable d'influencer les structures tourbillonnaires de proche-paroi d'autre part, ont motivé le lancement d'un projet, financé par la DGA³, visant la démonstration expérimentale d'un contrôle de couche limite turbulente. Au sein de ce projet, les travaux exposés ici ont eu pour objectif de simuler numériquement une version réaliste d'un contrôle actif du frottement dans une couche limite turbulente. Il convient de préciser que la fabrication du microsystème mentionné ci-dessus est actuellement en cours et que les expériences prévues en soufflerie n'ont pas encore eu lieu. En conséquence, les aspects du projet en lien avec la démonstration expérimentale ne sont que rarement évoqués, à la mesure de leur connexion avec les résultats contenus dans ce mémoire. Ils constituent néanmoins la motivation première de ces travaux et matérialisent l'objectif de réalisme imposé aux simulations numériques.

En effet, le mémoire s'articule principalement autour de la question du réalisme. En particulier, le sujet a été décomposé suivant trois axes d'étude, pour lesquels les mêmes desseins d'augmentation du réalisme et d'extension de la portée applicative ont été suivis.

La première étape concerne la méthodologie numérique et s'attache à permettre la simulation d'une couche limite turbulente à des nombres de Reynolds plus proches des conditions qui intéresseraient les industriels. En d'autres termes, il s'agit de réduire le coût de telles simulations pour un nombre de Reynolds fixé. Cette idée est développée dans le chapitre § 4 pour une couche limite turbulente en développement spatial. Alors que dans la littérature la plupart des simulations de contrôle se déroulent à des nombres de Reynolds inférieurs à $Re_\tau = 700$, celui qui a été choisi pour développer la méthodologie de simulation est proche de $Re_\tau = 1000$. En outre, les travaux se concentrent sur les conditions d'entrées, auxquelles peut être imputable un part non négligeable du coût CPU de la simulation. Le chapitre § 4 relate notamment le développement d'une nouvelle condition d'entrée basée sur la génération synthétique de turbulence et qui a fait l'objet d'un article soumis au journal *Physics of Fluids* [153] retranscrit dans l'annexe § C.

Le deuxième axe d'étude concerne le réalisme des stratégies permettant le contrôle du frottement turbulent. Les actions visant à augmenter celui-ci sont exposées dans le chapitre § 5. Dans un premier temps, l'objectif est d'adapter la technique du contrôle en opposition [26], choisie pour sa simplicité d'implémentation et ses bonnes performances, à la couche limite en développement spatial du chapitre § 4. Les travaux ont ensuite consisté à en proposer des modifications pour augmenter son applicabilité. Deux voies en particulier ont été sélectionnées qui consistent d'une part en l'accroissement de ses performances en termes de réduction de frottement et d'autre part à n'utiliser que de l'information pariétale, plus accessible lors d'expériences en soufflerie. Les résultats associés à la première de ces deux voies d'amélioration ont été valorisés dans un article scientifique, paru dans la revue *Physics of Fluids* [152] et retranscrit dans l'annexe § D.

Au cours de la troisième et dernière étape, le réalisme du système de contrôle est pris en compte. Il s'agit de simuler un microsystème d'actionnement qui soit capable d'influencer sélectivement les structures turbulentes de proche-paroi et qui soit le plus réaliste possible, compte-tenu des ressources informatiques disponibles. Dans le cadre du projet mentionné plus haut, la collaboration avec l'IEMN a permis une modélisation de ce microsystème aussi proche

1. Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie - UMR CNRS 8520

2. Laboratoire de Mécanique de Lille - UMR CNRS 8107

3. Délégation Générale pour l'Armement

de la réalité que possible. Comme dans le chapitre § 5, le contrôle en opposition a été choisi pour évaluer le microsysteme ainsi créé. Les résultats obtenus dans ce chapitre § 6 font également l'objet d'un article scientifique, actuellement en cours de préparation [154].

Les chapitres § 4, § 5 et § 6 constituent le cœur de la démarche adoptée au cours de ce travail de thèse. Ils sont précédés de trois chapitres aidant à la compréhension globale de celle-ci. Le chapitre § 1, tout d'abord, résume l'état des connaissances sur les phénomènes physiques gouvernant la turbulence pariétale. L'accent est notamment mis sur la définition et l'historique du concept de structure cohérente, repris tout au long du mémoire. Le chapitre § 2 fournit ensuite un état de l'art des techniques de contrôle de couche limite turbulente axées sur la manipulation du frottement. La classification adoptée s'inspire de celle de Gad-el-Hak [70], elle-même basée sur le coût énergétique du contrôle. Enfin, le chapitre § 3 présente tous les aspects liés à la résolution numérique des équations de Navier-Stokes à l'aide du code FLU3M de l'ONERA.

Chapitre 1

Turbulence pariétale

1.1 Turbulence et couche limite

La turbulence pariétale désigne l'ensemble des manifestations de la turbulence pour des écoulements pariétaux, c'est-à-dire conditionnés par la présence d'une paroi. De manière générale, l'étude amont de ces phénomènes se restreint à des configurations simples où le fluide s'écoule tangentiellement à une paroi plane. Les plus rencontrées sont l'écoulement de fluide le long d'une plaque plane, dans un canal plan ou dans un tube. Dans le cadre de cette thèse, on s'intéressera plus particulièrement au premier cas. Considérons donc une plaque plane, plongée dans un écoulement uniforme de vitesse U_∞ . Pour décrire ce dernier, nous choisirons un des repères les plus répandus dans la littérature. Il a pour origine un point de la paroi, l'axe des abscisses x est parallèle à la direction de l'écoulement et orientée suivant son sens, l'axe des ordonnées y est normal à la paroi et celui de la direction transverse z complète le repère de manière orthogonale et directe. Le fluide est supposé incompressible de densité ρ et de viscosité dynamique μ (on notera $\nu = \mu/\rho$ sa viscosité cinématique). Sa vitesse est donnée suivant les composantes x , y et z par $\vec{u} = (u, v, w)$. Le nombre de Reynolds local, à une distance x du bord d'attaque, $Re_x = U_\infty x/\nu$ mesure le rapport entre les forces d'inertie et celles associées aux contraintes visqueuses. Si Re_x est suffisamment élevé, l'influence de la viscosité est confinée dans une fine couche de fluide recouvrant la paroi. L'existence de cette couche provient de l'adhérence du fluide à la paroi. Les forces de frottement ainsi générées en ralentissent localement le mouvement. En d'autres termes, la quantité de mouvement induite par l'écoulement extérieur diffuse à travers le fluide pour s'annuler à la paroi. Il s'agit du concept de couche limite introduit par Prandtl¹ au début du vingtième siècle. Cette couche limite, qui naît au bord d'attaque de la plaque plane, se développe le long de celle-ci en s'épaississant. On appelle $\delta(x)$ l'évolution longitudinale de son épaisseur, définie comme la distance de la paroi à laquelle la vitesse vaut 99% de sa valeur maximale. Le schéma 1.1 fournit un aperçu du phénomène d'épaississement. La contrainte de cisaillement pariétal $\tau_p(x) = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}$, non négligeable en raison de l'importance des gradients de vitesse locaux, évolue également en fonction de la distance au bord d'attaque x . Une analyse dimensionnelle simple permet d'estimer $\delta(x)$ et $\tau_p(x)$. Le lecteur pourra se reporter à Cousteix [39] pour plus de détails. Celui-ci fait notamment intervenir l'hypothèse de bidimensionalité de l'écoulement et celle de la prédominance des variations normales de la vitesse et de la pression par rapport à leurs variations transverses ou longitudinales. Ces hypothèses mènent aux équations de couche limite de Prandtl, pour

1. cité dans Schlichting [178], Prandtl, L. : Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. *Proc. 3rd Intern. Math. Congr.* Heidelberg 1904, 484–491.

lesquelles Blasius a proposé² une résolution analytique en régime stationnaire, en excellent accord avec l'expérience [178]. Dans cette solution, la vitesse est parallèle à la paroi et varie uniquement en fonction de la distance à celle-ci. L'écoulement est donc pleinement caractérisé par le profil de vitesse $U(y)$. Il s'agit du régime laminaire.

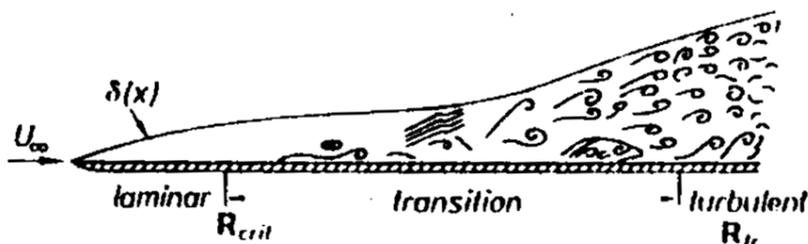


FIGURE 1.1 – Schéma idéalisé des différents régimes d'une couche limite de plaque plane à incidence nulle. (tiré de Schlichting [178]).

Au delà d'une certaine valeur du nombre de Reynolds local, l'hypothèse de stationnarité n'est plus valable. L'écoulement devient instable et la solution de Blasius n'est plus observée. L'écoulement subit une transition d'un état laminaire vers un état turbulent, caractérisé en moyenne par un profil de vitesse plus aplati, un frottement pariétal plus important et un épaississement plus rapide. En outre, la turbulence se manifeste par l'apparition de mouvements de fluide tridimensionnels et instationnaires, désorganisant en apparence les champs de vitesse et de pression (voir le schéma de la figure 1.1). La description de ces phénomènes peut alors se faire avec les moyens classiques d'analyse de la turbulence, comme la décomposition en partie moyenne et partie fluctuante, les analyses corrélatoires ou spectrales, etc. Une présentation détaillée de ces méthodes peut-être trouvée dans le livre de Chassaing [23].

1.1.1 Grandeurs caractéristiques

Comme précisé ci-dessus, l'état de la couche limite turbulente de plaque plane dépend de l'histoire de son développement. Pour décrire cet état, on a généralement recours à plusieurs grandeurs, qui seront utilisées par la suite. Elles sont présentées dans cette section. Les parties moyenne et fluctuantes d'une variable ϕ seront désignées respectivement par $\Phi = \bar{\phi}$ et $\phi' = \phi - \Phi$.

Les **épaisseurs intégrales incompressibles** sont des échelles de longueur construites à partir d'une intégrale du profil de vitesse moyenne $U(y)$. On utilise habituellement les épaisseurs de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement θ :

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \quad (1.1)$$

$$\theta = \int_0^\delta \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \quad (1.2)$$

Le produit $U_\infty \delta_1$ représente la perte de débit due à la présence de la couche limite. δ_1 est donc la quantité dont il faudrait déplacer la paroi pour que le débit réel dans la couche limite soit le même que celui d'un écoulement fictif de fluide parfait prenant place entre $z = \delta_1$ et $z = \delta$. Le

² cité dans Schlichting [178], Blasius, H. : Grenzschichten in Flüssigkeiten mit kleiner Reibung. *Z. Math. Phys.* **56**, 1–36 (1908)

rapport $H = \delta_1/\theta$ est appelé le **facteur de forme**. Il caractérise la forme du profil de vitesse dans la couche limite. Des **nombre de Reynolds** peuvent ensuite être construits à partir de ces dimensions, de la vitesse de l'écoulement infiniment loin de la paroi U_∞ et de la viscosité cinématique du fluide considéré ν :

$$Re_\delta = \frac{U_\infty \delta}{\nu} \quad Re_{\delta_1} = \frac{U_\infty \delta_1}{\nu} \quad Re_\theta = \frac{U_\infty \theta}{\nu} \quad (1.3)$$

Enfin, l'état local de la couche limite est caractérisé par son **coefficient de frottement**, qui s'écrit en fonction de la contrainte pariétale $\tau_p(x)$ comme

$$C_f(x) = \frac{\tau_p(x)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (1.4)$$

L'évolution longitudinale de quelques unes de ces grandeurs est représentée sur la figure 1.2 pour une couche limite turbulente de plaque plane à Mach 0,1 sous conditions normales de température et de pression. Le nombre de Reynolds basé sur la quantité de mouvement étant une fonction strictement croissante de la distance x , il est souvent utilisé comme abscisse, ce qui est le cas ici. Le frottement est, pour sa part, une fonction décroissante de cette distance.

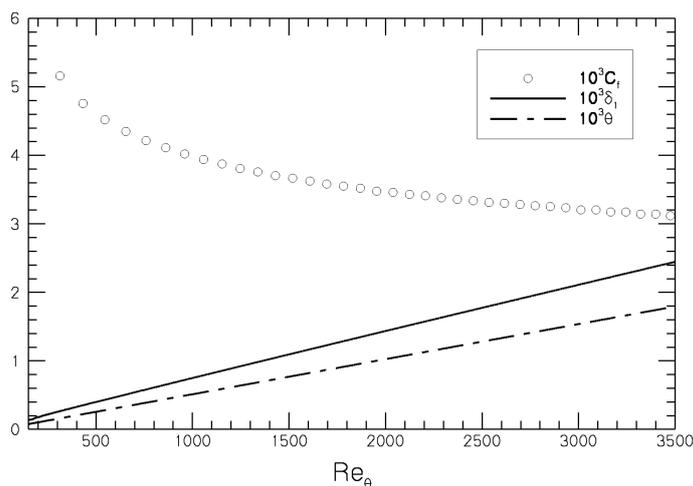


FIGURE 1.2 – Evolution longitudinale du coefficient de frottement (C_f) et des épaisseurs de quantité de mouvement (θ) et de déplacement (δ_1) pour une couche limite turbulente de plaque plane à Mach 0,1.

1.1.2 Equations de couche limite

En tenant compte des hypothèses de couche limite dans les équations de Navier-Stokes, on obtient les équations de couche limite de Prandtl :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.5a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.5b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (1.5c)$$

Puis, en leur appliquant la décomposition moyenne-fluctuation $(u,v,w) = (U+u',V+v',W+w')$, on obtient pour le mouvement moyen l'équation ($\bar{\cdot}$ est l'opération de moyenne) :

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} \right) \quad (1.6)$$

L'équation (1.6) fait apparaître dans le dernier terme une contrainte apparente τ_0 , composée de deux parties, les contraintes visqueuses $\tau_\nu = \mu \frac{\partial U}{\partial y}$ et les contraintes turbulentes $\tau_t = -\overline{\rho u'v'}$. Dans une couche limite de plaque plane, ces termes revêtent une importance particulière, puisque, par définition, les effets d'inertie peuvent y être négligés et que $\frac{\partial P}{\partial x}$ est nul. Dans ces conditions, l'équation (1.6) se réduit alors à :

$$\frac{\partial}{\partial y} (\tau_\nu + \tau_t) = \frac{\partial \tau_0}{\partial y} = 0 \quad (1.7)$$

On peut donc supposer la contrainte totale τ_0 constante dans l'épaisseur de la couche limite, cette hypothèse étant asymptotiquement vérifiée à la paroi. τ_0 est homogène au produit d'une densité par une vitesse au carré. Cette dernière, caractéristique des effets visqueux pariétaux, est appelée **vitesse de frottement** :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (1.8)$$

L'analyse du comportement de τ_ν et τ_t en fonction de y montre qu'à proximité de la paroi, le terme visqueux est prépondérant. La situation s'inverse avec l'éloignement de la paroi et à partir d'une certaine distance, c'est l'agitation turbulente qui est prédominante, pour finalement s'annuler à l'extérieur de la couche limite. Ainsi, il n'y a pas de mécanisme dominant sur toute l'épaisseur de la couche limite. En conséquence, il n'est pas possible de trouver une échelle unique de longueur et de vitesse, permettant d'estimer les temps caractéristiques d'advection et de diffusion et d'en déduire des lois de comportement [23]. On peut donc supposer l'existence de plusieurs régions, dans lesquelles les mécanismes prépondérants mis en jeu vont adapter leurs échelles de longueur caractéristiques. La répartition suivante est généralement proposée :

Echelles internes : À la paroi, ce sont les effets visqueux qui prédominent. La vitesse de frottement u_τ et une échelle de longueur "pariétale" $l_\nu = \frac{\nu}{u_\tau}$ sont les grandeurs pertinentes pour les décrire.

Echelles externes : À proximité de l'écoulement extérieur, les échelles doivent représenter les phénomènes d'advection de celui-ci. L'épaisseur de la couche limite δ et la vitesse extérieure U_e fournissent les échelles adéquates.

Echelles intermédiaires : Dans l'intervalle, ce sont les phénomènes d'agitation par la turbulence qui dominent. La distance à la paroi y et la vitesse de frottement u_τ sont généralement choisies.

On peut construire, à partir de ces échelles, deux adimensionnalisations des grandeurs, et notamment de la distance à la paroi³ : l'échelle "interne" $y^+ = yu_\tau/\nu$ et l'échelle "externe" $\eta = y/\delta$. La première est utilisée lorsque $\eta \ll 1$, c'est-à-dire pour la **région interne** de la couche limite. La deuxième est utilisée lorsque $y^+ \gg 1$, pour la **région externe** de la couche limite. Pour des nombres de Reynolds suffisamment grands, l'existence d'une région intermédiaire a été proposée⁴. Dans cette région, dite de **recouvrement**, $\eta \ll 1$ et $y^+ \gg 1$ sont vérifiés simultanément. Les deux adimensionnalisations peuvent alors être utilisées.

3. Les exposants '+' indiquent une adimensionnalisation par ν et u_τ . Les variables ainsi modifiées sont appelées grandeurs pariétales.

4. cité dans Schlichting [178] : Millikan, C. B. A. A critical discussion of turbulent flows in channels and circular tubes, *Proceedings of the Fifth International Congress of Applied Mechanics* 386-392 (1938)

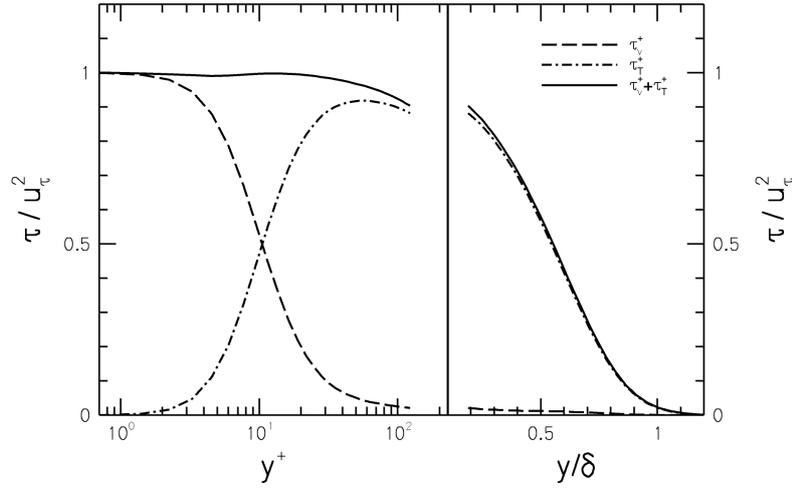


FIGURE 1.3 – Profils des composantes visqueuse (τ_ν) et turbulente (τ_t) de la contrainte totale (τ_0) en fonction de la distance à la paroi. Les profils ont été tracés en zone interne en fonction de $y^+ = yu_\tau/\nu$ et en zone externe en fonction de y/δ . Les données sont extraites d’une simulation numérique directe de Spalart [186]

Les profils de τ_ν et τ_t sont représentés sur la figure 1.3, où le découpage en régions interne et externe a été utilisé. On observe que celui-ci permet de séparer naturellement deux comportements différents des contraintes moyennes.

1.1.3 Profils de vitesse moyenne

Les échelles ainsi identifiées permettent aussi une estimation du gradient de vitesse moyenne $\frac{\partial U}{\partial y}$ dans chaque région et conduisent à la formulation de lois de vitesse moyenne.

- À la paroi, les contraintes turbulentes sont négligeables ($\tau_t(y=0) \approx 0$), en raison de la condition d’adhérence. On obtient un comportement linéaire de la vitesse à partir de l’équation (1.7) :

$$\nu \frac{\partial U}{\partial y} = u_\tau^2$$

soit

$$U^+ = y^+ \quad (1.9)$$

Cette équation est valable au sein d’une fine région appelée **sous-couche visqueuse**, qui s’étend de la paroi jusqu’à $y^+ \approx 7$. DeGraff & Eaton [51] montrent à l’aide de résultats expérimentaux que cette équation est très bien vérifiée en dessous de $y^+ = 4$.

- Plus loin de la paroi, les effets visqueux deviennent négligeables et la turbulence l’emporte. Une analyse dimensionnelle à partir des remarques du paragraphe précédent donne :

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \kappa^{-1} \frac{u_\tau}{y} \quad (1.10)$$

soit encore en utilisant les échelles internes :

$$y^+ \frac{\partial U^+}{\partial y^+} = \kappa^{-1} \quad (1.11)$$

On obtient, en intégrant, une loi logarithmique pour la vitesse.

$$U^+ = \kappa^{-1} \ln(y^+) + C \quad (1.12)$$

κ est la constante de von Kármán, proche de 0,4. C est une constante d'intégration proche de 5. Cette loi est reconnue comme une description universelle de la zone interne de la couche limite turbulente de plaque plane. Elle est couramment utilisée expérimentalement pour déterminer le frottement. Son domaine de validité s'étend de $y^+ = 50$ à $y/\delta = 0,2$ [51]. La loi logarithmique (1.12) se raccorde avec la loi linéaire (1.9) dans une région appelée **zone tampon**.

- Conformément aux remarques du paragraphe précédent, la couche limite peut comporter dans certains cas une zone de recouvrement où échelles internes et échelles externes peuvent être utilisées. Dans ce cadre, on peut réécrire l'équation (1.10) en utilisant les échelles externes, c'est-à-dire l'épaisseur de couche limite $\delta(x)$ et la vitesse extérieure (sous forme déficitaire $(U_e - U)$) :

$$-\eta \frac{\partial(U_e - U)^+}{\partial \eta} = \kappa^{-1} \quad (1.13)$$

On obtient également une loi logarithmique, exprimée sous une forme déficitaire en fonction des variables externes :

$$\frac{U_e - U}{u_\tau} = -\kappa^{-1} \ln(y/\delta) + B \quad (1.14)$$

Elle a le même domaine de validité que la loi logarithmique précédente ($y^+ \geq 50$ à $y/\delta \leq 0,2$) appelée **zone logarithmique**.

- À partir d'une certaine distance de la paroi, la région externe peut être mal décrite par la loi (1.12). Elle peut être corrigée par l'addition d'un terme, dit de sillage⁵, qui la complète sur la région $[0,2\delta - \delta]$ par analogie avec les écoulements de sillage :

$$U^+ = \kappa^{-1} \ln(y^+) + \frac{2\Pi}{\kappa} \sin^2\left(\frac{\pi y}{2\delta}\right) \quad (1.15)$$

où Π est une constante.

Une comparaison de ces lois de vitesse avec les résultats de simulations numériques directes de Spalart [186] à différentes stations est proposée sur la figure 1.4. Les données numériques sont en bon accord avec les lois linéaire et logarithmique, illustrant l'universalité de celles-ci. Notons cependant que, lorsque l'adimensionnement en variables internes est utilisé, le domaine de validité de la loi logarithmique varie en fonction du nombre de Reynolds.

1.1.4 Grandeurs turbulentes

D'après l'équation (1.6), la turbulence se manifeste en moyenne par un mouvement fluctuant fortement corrélé. Son étude se fait par l'intermédiaire du **tenseur de Reynolds** $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$. Le comportement de la contrainte turbulente $\overline{u'v'}$ a déjà été décrit au paragraphe 1.1.2. Parmi les autres termes de ce tenseur, les tensions de Reynolds normales ($\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $\overline{w'^2}$), dont la somme mesure l'énergie cinétique turbulente $2\overline{k'}$, ont un comportement remarquable. Leur évolution est représentée sur la figure 1.5. Comme préconisé par DeGraff & Eaton [51], l'utilisation

⁵. cité dans DeGraff & Eaton [51], Coles, D. : The law of the wake in the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **1**, 191-226 (1956)

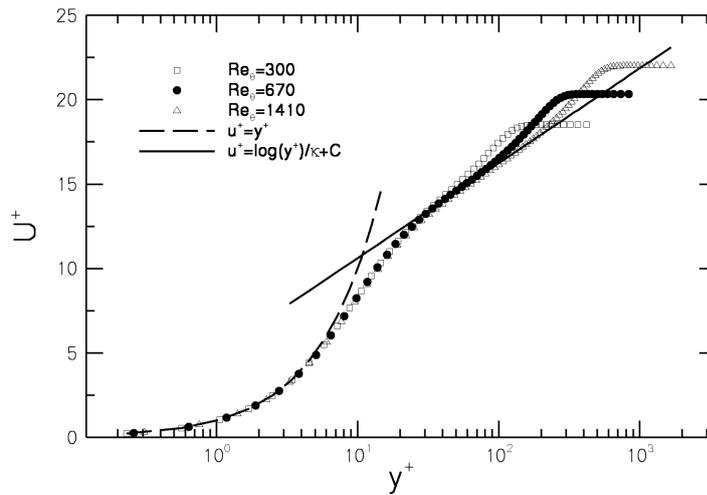


FIGURE 1.4 – Profils de vitesse en couche limite turbulente de plaque plane pour trois nombres de Reynolds différents, tracés en variables internes. Les lois linéaire et logarithmique ont été ajoutées. Les données sont extraites des simulations numériques directes de Spalart [186]

d'adimensionnement mixte, c'est-à-dire faisant intervenir u_τ et U_e , permet la superposition des données extraites de différentes stations de la couche limite. On constate tout d'abord que le maximum d'énergie cinétique est contenu dans la zone tampon. La principale contribution en est la tension longitudinale $\overline{u'^2}$, témoin de la forte anisotropie de l'écoulement au voisinage de la paroi. La composante transverse $\overline{w'^2}$ est la seconde contribution à $\overline{k'}$ et la composante verticale est systématiquement inférieure aux deux autres.

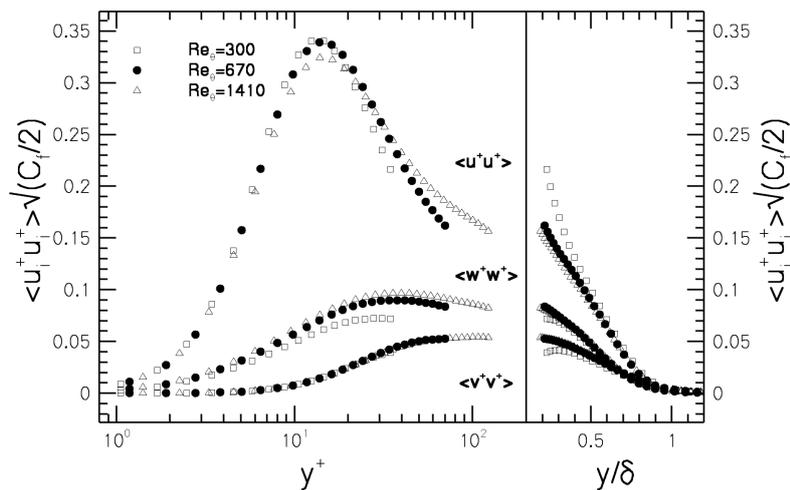


FIGURE 1.5 – Tensions de Reynolds normales pour trois nombres de Reynolds différents, adimensionnées par les grandeurs mixtes de DeGraff & Eaton [51]. Les profils ont de plus été séparés en partie interne (échelle logarithmique) et partie externe (échelle linéaire). Les données sont extraites de simulations numériques directes de Spalart [186]

L'équation-bilan pour l'énergie cinétique turbulente est obtenue par manipulation des équations de Navier-Stokes. Elle fait apparaître plusieurs termes, par ailleurs représentés sur la

figure 1.6 :

$$0 = \underbrace{-U \frac{\partial k'}{\partial x} - V \frac{\partial k'}{\partial y}}_{\text{Advection}} + \underbrace{\left(-\overline{u'v'} \frac{\partial U}{\partial y} \right)}_{\text{Production}} - \underbrace{\left(\frac{\partial \overline{v'k'}}{\partial y} \right)}_{\text{Diffusion turbulente}} - \underbrace{\left(\frac{\partial \overline{v'(p/\rho)}}{\partial y} \right)}_{\text{Diffusion par p}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 k'}{\partial y^2}}_{\text{Diffusion visqueuse}} - \underbrace{\overline{\epsilon}}_{\text{Dissipation}} \quad (1.16)$$

Le terme de production s'écrit comme un "couplage" entre les tensions turbulentes et le gradient de vitesse moyenne. Il représente donc un échange d'énergie entre mouvements moyen et turbulent. Dans une couche limite turbulente, ce terme est majoritairement positif et traduit le fait que la turbulence extrait de l'énergie du mouvement moyen pour la convertir en fluctuations de vitesse. Ce "centre producteur" d'énergie est situé aux environs de $y^+ \approx 12$. On observe sur la figure 1.6, que l'énergie ainsi générée n'est pas totalement dissipée, et qu'une partie est convertie en diffusions turbulente et visqueuse. En deçà, dans la sous-couche visqueuse, l'équilibre énergétique se traduit par l'égalité des termes de diffusion visqueuse et de dissipation. Enfin, dans le reste de la couche-limite, l'équilibre dominant (production = dissipation) traduit que l'énergie apportée par le mouvement moyen est dissipée localement.

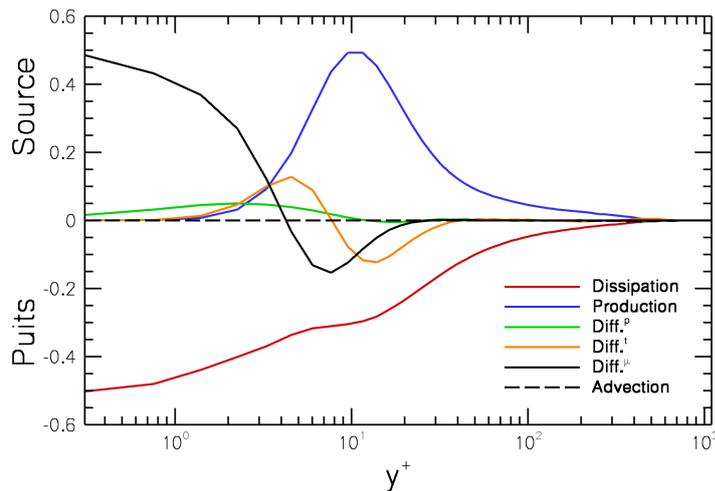


FIGURE 1.6 – Profils des termes de l'équation de bilan d'énergie cinétique turbulente. Tous les termes sont adimensionnés par u_τ^4/ν et tracés en fonction de la distance à la paroi exprimée en unités pariétales. Les données sont extraites des simulations numériques directes de Spalart [186]

1.2 Mouvements organisés

L'analyse des bilans d'énergie cinétique turbulente a montré que cette dernière est extraite de l'écoulement moyen et convertie en fluctuations turbulentes, puis dissipée par action visqueuse. La question primordiale de savoir comment cette turbulence est générée a occupé la communauté des mécaniciens des fluides depuis plus de 50 ans. Les nombreuses études la concernant ont conduit à la découverte de la présence de mouvements organisés ou **structures cohérentes** et à la mise en évidence de leur lien avec la production de turbulence. Robinson [171] propose dans sa revue une définition générale d'une structure cohérente :

Il s'agit d'une région de l'écoulement au sein de laquelle au moins une variable fondamentale (une composante de la vitesse, la densité, la température, ...) présente

une corrélation significative avec elle-même ou une autre variable dans un intervalle de temps ou d'espace significativement plus grand que les échelles locales les plus petites.

Par ailleurs, Robinson [171] précise que la nature des structures cohérentes observées varie en fonction de la distance à la paroi. Il convient donc de distinguer région interne et région externe.

1.2.1 Région interne

Le maximum de production de turbulence se trouvant dans la région interne, cette dernière a été l'objet de nombreuses investigations. Un bref résumé historique est proposé ci-après. L'approche chronologique a été préférée ici car le vocabulaire et les idées actuelles concernant la production de turbulence sont majoritairement héritées de ce passé proche.

1.2.1.1 Streaks

À partir d'observations d'écoulements de liquides, Kim *et al.* [107] et Corino & Brodkey [38], notamment, ont identifié une relative organisation du champ de vitesse longitudinal dans la sous-couche visqueuse. Ce dernier est structuré en bandes de fluide très allongées dans la direction de l'écoulement, appelées *streaks*. Ces bandes comportent alternativement du fluide haute et basse vitesse. Un rapide consensus s'est établi concernant l'espacement moyen entre deux streaks de même nature, mesuré à $\lambda_s^+ \approx 100$. La figure 1.7 représente l'agencement en streaks de la zone proche-paroi. On peut observer le comportement sinueux de ceux-ci dans la direction de l'écoulement.

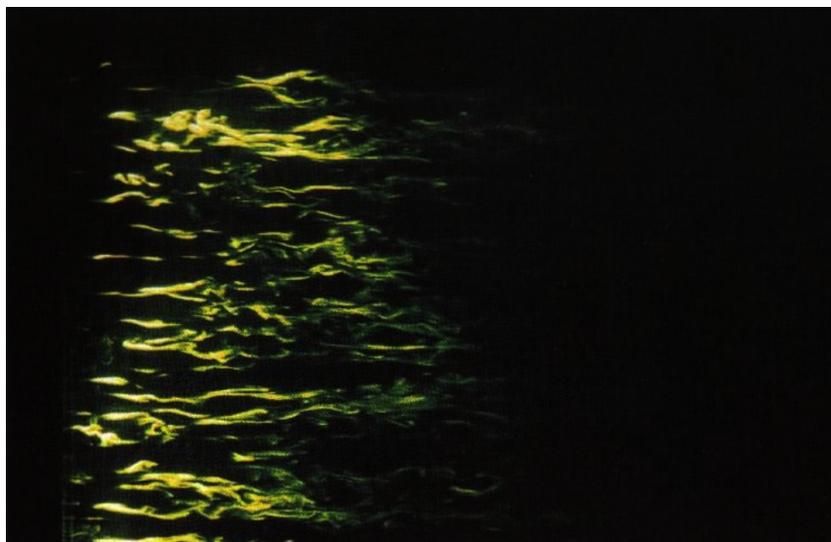


FIGURE 1.7 – Vue de dessus d'un écoulement de plaque plane dans l'eau à $Re_\theta = 725$. Les streaks basse-vitesse sont visualisés grâce à une injection de colorant fluorescent éclairé par un laser. L'écoulement va de la gauche vers la droite. (tiré de Gad-el-Hak [70]).

1.2.1.2 Bursting Process

Lors des premières observations [107], ces oscillations des streaks basse-vitesse ont été décrites comme faisant partie d'un processus responsable de la production de turbulence. Il s'agit du *bursting process*. Kline *et al.* [113] le décrivent comme le passage d'un état d'écoulement

relativement calme vers un état turbulent plus chaotique et aléatoire. Le signal de vitesse de la figure 1.8 montre que le burst est caractérisé par une augmentation de l'amplitude des fluctuations. Selon Kline *et al.* [113] les étapes en sont : le soulèvement d'un streak, son oscillation, son éclatement violent, accompagné d'une éjection de fluide vers l'extérieur de la couche limite. Corino & Brodkey [38] ont également observé à la suite d'une éjection un nettoyage de la zone par du fluide rapide en provenance de couches supérieures, appelé "balayage" (*sweep*, en anglais).

Ce phénomène, d'abord observé à partir de visualisations bidimensionnelles, a ensuite été caractérisé par des méthodes d'échantillonnage conditionnel. Lu & Willmarth [136] proposent de séparer les événements suivant leur position dans le plan $(u' - v')$. Cette décomposition en quadrants, illustrée sur la figure 1.9, permet de faire le lien entre les événements enregistrés et leur contribution à la production de turbulence. En effet, les quadrants $Q2$ ($u' < 0$ et $v' > 0$) et $Q4$ ($u' > 0$ et $v' < 0$) correspondent à des mouvements producteurs de turbulence ($u'v' < 0$). Les auteurs ont montré une forte occurrence des événements $Q2$ et $Q4$ lors de deux des étapes du *bursting process*. Par analogie avec celui-ci et parce qu'il est responsable d'une grande production de turbulence [107], ces quadrants ont été appelés respectivement **éjections** et **balayages**. Plus tard, Blackwelder & Kaplan [15] proposent un nouveau critère de détection (VITA⁶) illustré sur la figure 1.10 et basé sur la comparaison entre la variance moyenne et une variance locale calculée sur un court laps de temps. Leurs moyennes conditionnelles corroborent la présence d'événements $Q2$ et $Q4$ lors de phénomènes à grande variance VITA. Pourtant, comme en conviennent les auteurs, leur méthode comporte un certain degré de subjectivité à travers le choix des paramètres, et le lien entre détection et événements ne peut pas être clairement établi. De la même manière, les interprétations des observations bidimensionnelles semblent avoir conduit trop rapidement à une vision du bursting process comme un mécanisme violent, fortement intermittent, faisant intervenir des mouvements de fluide à grande échelle.

1.2.1.3 Tourbillons quasi-longitudinaux (TQL)

En effet, les études subséquentes ont rapidement mis en évidence dans la région de proche paroi la présence de tourbillons quasi-longitudinaux (TQL). Les TQL sont des structures cohérentes, dont la vorticité est quasi-alignée avec la direction de l'écoulement. Blackwelder & Eckelman [14] ont montré qu'ils sont associés à la majorité de la production de turbulence dans cette zone, à travers les  v nements d'éjection et de balayage qu'ils induisent. Ensuite, l'arrivée de la simulation numérique directe (DNS ou *Direct Numerical Simulation*) et la possibilité de visualiser ces structures en 3 dimensions ont permis une avancée significative. Dès lors, les éléments ayant conduit à la théorie du bursting process ont pu être réinterprétés. La revue de Robinson [171] résume notamment les progrès en la matière. Les enregistrements de *burst* correspondent plus probablement au passage d'un TQL au niveau d'un capteur. Les  v nements $Q2$ ( jection) et $Q4$ (balayage) sont associés à ces tourbillons et disposés de part et d'autres de ceux-ci (voir la figure 1.11) plutôt que consécutivement en temps. Les DNS de Bernard *et al.* [9] et Brooke & Hanratty [17] montrent que les TQL peuplent densément la zone tampon, et qu'ils sont souvent observés par paire de tourbillons contrarotatifs.

6. *Variable Time Interval Average*, technique selon laquelle une quantité fluctuante $Q(t)$ est moyennée localement sur une durée T :

$$\widehat{Q}(t, T) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} Q(s) ds$$

Ensuite, la variance VITA de la variable $\widehat{var} = \widehat{Q}^2 - \widehat{Q}^2$ est comparée à une fonction de sa variance totale $kQ_{r.m.s.}^2$, où k est un paramètre de sensibilité réglable.

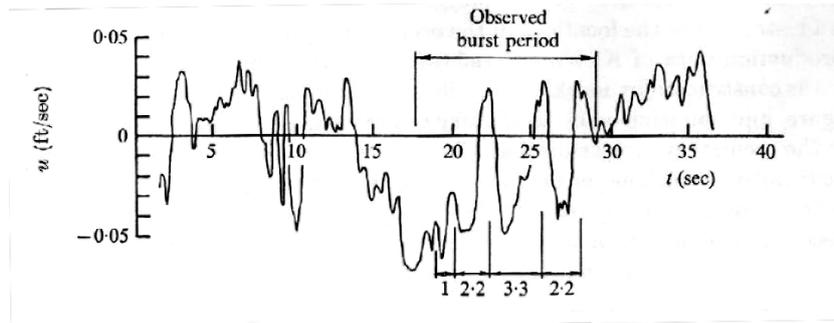


FIGURE 1.8 – Exemple d'échantillonnage de vitesse longitudinale comportant des évènements de type burst. Le signal provient d'un capteur de type fil chaud positionné juste au-dessus de la sous-couche visqueuse. (tiré de Kim *et al.* [107])

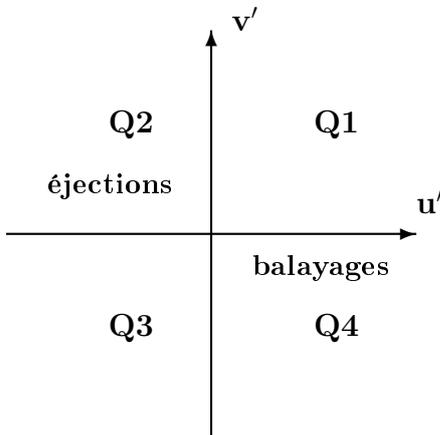


FIGURE 1.9 – Représentation des quadrants dans le plan (u', v')

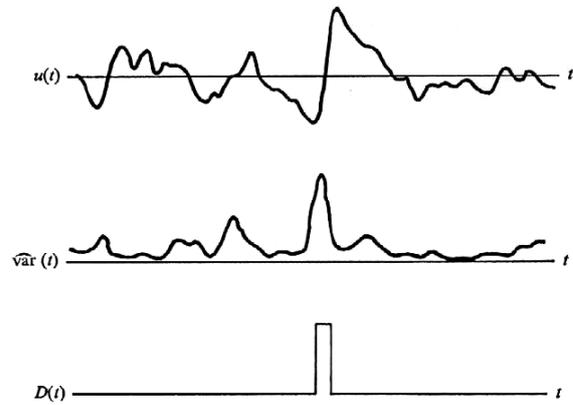


FIGURE 1.10 – Schéma du processus de détection basé sur la technique Variable Time Interval Average. (tiré de Blackwelder & Kaplan [15])

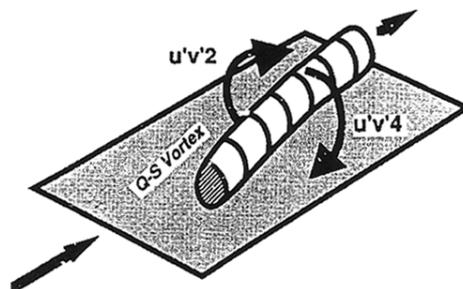


FIGURE 1.11 – Génération d'évènements Q2 et Q4 à partir d'un tourbillon quasi-longitudinal de proche paroi. (tiré de Robinson [171])

Jeong *et al.* [94] en font une description très précise sur la base de simulations numériques directes. Les tourbillons s'étendent en moyenne sur 200 unités de paroi et sont inclinés par rapport à la paroi d'un angle moyen de 9° . Leur diamètre peut varier de 10 à 40 unités de paroi. Ils sont également inclinés dans la direction transverse selon leur sens de rotation : les tourbillons possédant une vorticité longitudinale (ω_x) positive (resp. négative) sont inclinés d'un angle de $+4^\circ$ (resp. -4°). Par ailleurs, Jeong *et al.* [94] observent que les TQL sont organisés en longues chaînes ($600 < \Delta x^+ < 1000$), dont les maillons ont des sens de rotation alternés. Un schéma de cet arrangement relatif est proposé figure 1.12.

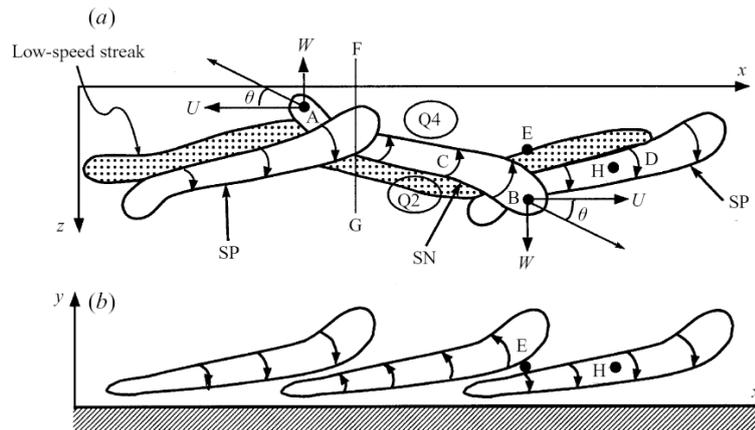


FIGURE 1.12 – Modèle conceptuel d'un ensemble de tourbillons quasi-longitudinaux et de leur arrangement spatial : (a) vue de dessus ; (b) vue de côté. (tiré de Jeong *et al.* [94])

1.2.1.4 Processus de création des streaks

Dès les travaux de Blackwelder & Eckelman [14], un lien entre les tourbillons quasi-longitudinaux et les streaks a été mis en évidence. Ces derniers ont décrit un processus par lequel les TQL sont responsables de la création de streaks, par l'advection du gradient de vitesse moyenne. Ce processus est illustré sur la figure 1.13, dont les données sont issues d'une simulation numérique directe réalisée au cours de cette thèse. Le champ de vitesse longitudinale est modifié par la présence de deux tourbillons quasi-longitudinaux contrarotatifs. Du fluide lent est soulevé de la paroi entre les deux TQL (repère A de la figure 1.13a)), créant ainsi un streak basse-vitesse. À l'opposé, du fluide rapide est plaqué sur la paroi à l'extérieur des deux structures (repère B de la figure 1.13a)), créant un streak haute-vitesse. Le déficit (resp. l'excès) de vitesse longitudinale est clairement illustré sur la figure 1.13b). Notons que la concomitance entre les TQL d'un soulèvement ($v' > 0$) et d'un ralentissement ($u' < 0$) correspond à un événement Q2 (ou éjection). De même, à l'extérieur de la paire de TQL coexistent une accélération ($u' > 0$) et un plaquage de fluide ($v' < 0$), ce qui correspond à un événement Q4 (ou balayage). La création de streaks par une paire de TQL est donc un processus contribuant à la production de turbulence.

1.2.1.5 Génération de frottement turbulent

La figure 1.13c) montre de plus que ce processus altère localement la contrainte de cisaillement pariétale. Un streak basse-vitesse (resp. haute-vitesse) correspond à une diminution (resp. une augmentation) de frottement. Dans un modèle bidimensionnel de ce processus, Orlandi & Jimenez [149] observent une prépondérance des balayages par rapport aux éjections.

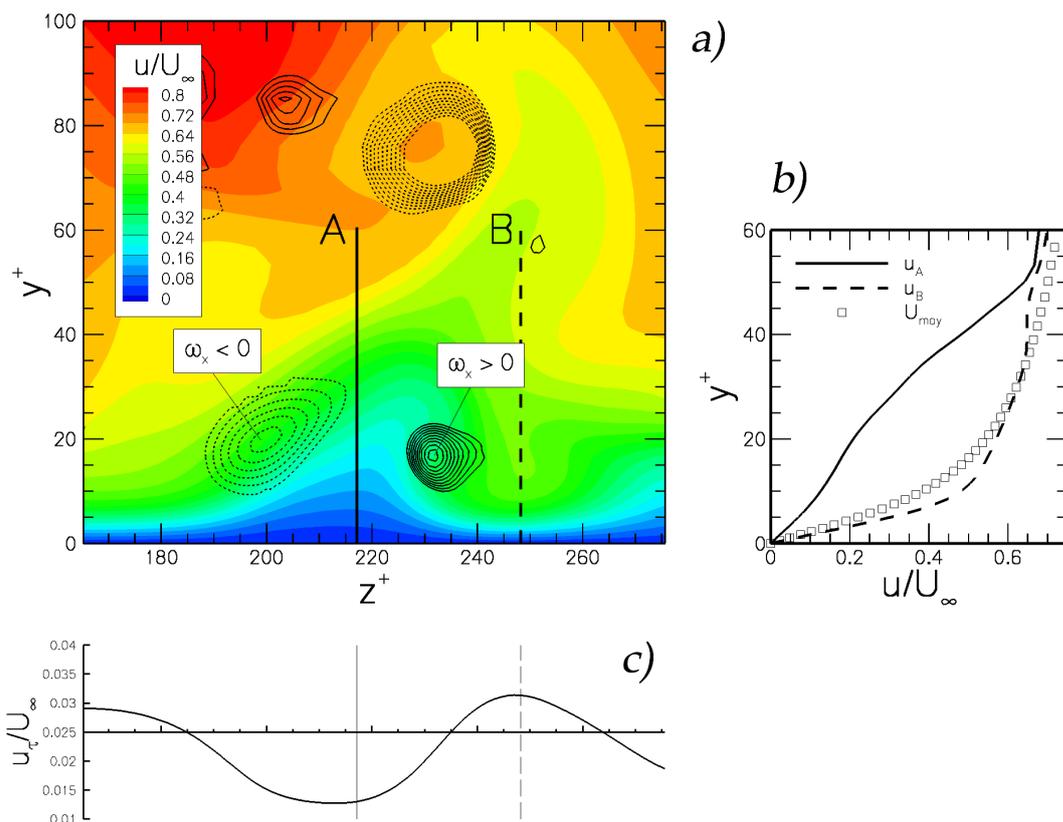


FIGURE 1.13 – Illustration de la formation de streak au moyen d’une simulation numérique directe. a) Agrandissement d’un plan transverse à l’écoulement. Les niveaux de la vitesse longitudinale sont représentés en contours colorés. Les structures turbulentes sont mises en évidence par des isolignes de critère Q positif, pondéré par le signe de la vorticité longitudinale ($\max(0, Q) \cdot \text{sign}(\omega_x)$). Deux structures de sens de rotation alternés sont isolées. b) Comparaison des profils de vitesse instantanés sur les lignes A et B de a) avec le profil moyen local. c) Profil transverse de la vitesse de frottement à la même station que a).

Ils montrent ainsi que ces phénomènes contribuent à accroître en moyenne le cisaillement local, avec pour conséquence directe une augmentation globale de frottement. Ils suggèrent également que cet effet explique que l'écoulement frotte plus en régime turbulent qu'en régime laminaire.

1.2.1.6 Cycle auto-entretenu

L'observation du bilan de l'équation d'énergie sur la figure 1.6 montre que 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 [171]. Jiménez & Pinelli [96] vont plus loin et montrent que la zone où cette turbulence est produite ($0 \leq y^+ \leq 60$) est énergétiquement indépendante du reste de l'écoulement. Elle est donc le lieu d'un cycle auto-entretenu, par lequel la turbulence se régénère. Les mêmes auteurs suggèrent que ce cycle fasse intervenir les structures identifiées dans cette zone, à savoir les streaks et les TQL. Le mécanisme de création de streaks par les TQL, exposé au paragraphe précédent et largement reconnu, en explique une partie. Pour explorer les autres parties de ce cycle, Panton [156] et Schoppa & Hussain [180] proposent de séparer les mécanismes en deux groupes. Si celui-ci fait intervenir la régénération d'une structure, c'est-à-dire la création d'une ou plusieurs structures de même nature, ils parlent de **mécanismes auto-similaires**. Au contraire, s'il contient la génération de nouveaux types de structures (après un éclatement de la structure initiale), les auteurs postulent qu'il est basé sur une **instabilité**.

1.2.1.7 Régénération auto-similaire des TQL

Pour expliquer la régénération des TQL, un mécanisme d'induction directe est exposé par Jiménez & Pinelli [96]. Il avait déjà été observé par Brooke & Hanratty [17] et Bernard *et al.* [9] dans leurs simulations numériques. L'évènement clé de ce scénario est la formation de vorticités secondaires à la paroi, qui, dans le cas d'un tourbillon longitudinal (une distribution longitudinale de ω_x), est due à la condition d'adhérence transverse $w = 0$. En effet, lorsqu'un tourbillon longitudinal s'approche d'une paroi, la condition d'adhérence transverse crée sur la paroi une couche de vorticités de signe opposé (figure 1.14). Cette nappe de vorticités, qui est déjà longitudinale, quitte la paroi sous l'induction du premier tourbillon. Elle est alors étirée et intensifiée par le cisaillement moyen et forme un nouveau tourbillon longitudinal. Ce mécanisme est notamment en accord avec les chaînes de TQL de signes de rotation alternés observées par Jeong *et al.* [94] et schématisées sur la figure 1.12.

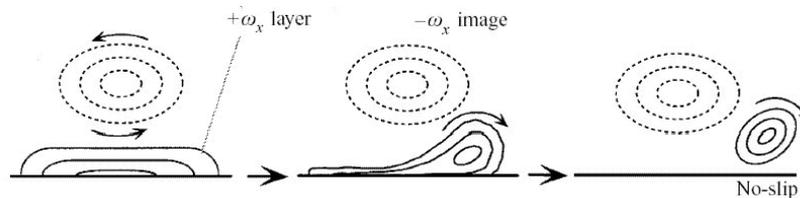


FIGURE 1.14 – Schéma du mécanisme d'enroulement de la vorticités longitudinale en deux dimensions dans le cas d'un tourbillon $\omega_x < 0$ (tiré de Schoppa & Hussain [180])

Pour mesurer l'importance de ce scénario de régénération, un des auteurs [96] rapporte avoir réalisé des simulations numériques dans lesquelles le phénomène "moteur" de celui-ci est supprimé. En effet, la condition d'adhérence transverse est remplacée par une condition de contrainte nulle ($\frac{\partial w}{\partial z} = 0$). Ses résultats ont montré que ce mécanisme n'était pas prépondérant ;

le principal effet de la condition d'adhérence étant la limitation de l'intensité des tourbillons quasi-longitudinaux par dissipation visqueuse.

1.2.1.8 Instabilité des streaks

Les mécanismes basés sur une instabilité des streaks avaient déjà été largement suggérées lors d'observations expérimentales [113, 107]. Les auteurs observaient lors de l'évolution sinuée d'un streak basse-vitesse des profils de vitesses instantanés inflexionnels ($u(y)$ et $u(z)$). Par analogie avec une instabilité de couche de cisaillement⁷, ils proposent que ces profils s'enroulent pour créer des tourbillons. Robinson [171] fait cependant remarquer que la théorie de stabilité linéaire locale et non visqueuse postule des profils bidimensionnels et stationnaires comme champ de base, ce qui n'est pas le cas dans ces interprétations.

Pourtant, la preuve que les streaks sont bien impliqués dans la génération des TQL est apportée par Jiménez & Pinelli [96], la suppression artificielle des streaks dans leurs simulations conduisant à la disparition des TQL.

Pour observer plus précisément l'interaction de ces deux structures et les instabilités éventuellement en jeu, Hamilton *et al.* [81], puis Schoppa & Hussain [180] utilisent le concept d'unité minimale d'écoulement⁸ proposé par Jimenez & Moin [95]. Les premiers observent la dynamique des structures turbulentes dans un écoulement minimal de Couette plan. Ils mettent en évidence un cycle complet de régénération, représenté sur la figure 1.15. À l'aide d'une étude de stabilité, ils montrent que l'écoulement de base associé à un streak basse-vitesse ($U(y,z)$) est linéairement instable. Les perturbations les plus amplifiées correspondent au mode fondamental en x , c'est-à-dire de type sinusoïdal. Cette instabilité du streak conduit, sur des temps assez courts, à son éclatement. Pour comprendre la fermeture du cycle (i.e. de quelle façon un écoulement inhomogène en x régénère un écoulement homogène en x), ils étudient, grâce aux équations régissant les perturbations, la contribution de différents modes de Fourier $k_x \neq 0$ au mode homogène $k_x = 0$. Ils mettent en évidence un mécanisme expliquant la formation de tourbillons longitudinaux par des interactions **non-linéaires** complexes entre modes de Fourier. Le lecteur intéressé pourra consulter Waleffe [198] pour plus de détails sur ces résultats.

Ces observations sont confirmées dans une certaine mesure par les travaux de Schoppa & Hussain [180]. Cependant, ces derniers montrent que la naissance de l'instabilité des streaks est pilotée par la vorticité normale maximale de l'écoulement de base $\Omega_{y,\max}$, représentative de la "force" d'un streak. En réalisant des statistiques sur cette force dans un canal plan, ils montrent qu'une faible partie seulement des streaks est instables. En effet, ils sont en majorité linéairement stables. Le fait que les streaks soient instables à des perturbations *normales* ne peut donc pas expliquer de manière satisfaisante le phénomène d'auto-entretien. Ils montrent alors que le scénario le plus réaliste est celui de croissance transitoire du streak (STG pour *streak transient growth*), représenté sur la figure 1.16 et basé sur la notion de croissance transitoire de perturbations *non-normales*. Cette dernière mène à des taux d'amplifications très supérieurs

7. D'après le critère de Rayleigh, si un profil bidimensionnel contient un point d'inflexion, alors il peut être instable. C'est une condition nécessaire mais pas suffisante. Le théorème de Fj rtoft précise de plus que le point d'inflexion y_0 d'un profil $U(y)$ tel que $U_0 = U(y_0)$ doit vérifier la condition suivante pour être effectivement instable :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \cdot (U - U_0) \leq 0$$

8. Une unité minimale d'écoulement (*minimal flow unit*) correspond à la plus petite boite de calcul dans laquelle la turbulence peut survivre. Les conditions aux limites sont périodiques dans les directions longitudinale et transverse. Dans ce type d'unité est simulé un seul ensemble de structures cohérentes : un couple de streaks haute et basse vitesse et une paire de tourbillons quasi-longitudinaux.

à ceux annoncés par l'analyse de stabilité basée sur les modes normaux, sur des temps beaucoup plus courts. Par ailleurs, beaucoup de streaks pourtant identifiés comme stables à des perturbations "normales" sont concernés par le STG. Durant la croissance transitoire, les perturbations atteignent plus facilement le régime non-linéaire et enclenchent alors un mécanisme de régénération de tourbillon. Plus précisément, l'éclatement non-linéaire du streak par STG produit sur un de ses flancs une nappe de vorticité longitudinale. Celle-ci est ensuite étirée par le cisaillement longitudinal $\frac{\partial u}{\partial x}$ (crée par la sinuosité du streak) pour former un tourbillon très similaire aux TQL identifiés par Jeong *et al.* [94]. Dans leur analyse de stabilité, Schoppa & Hussain [180] choisissent une perturbation de la forme :

$$w(x,y) = W \sin(\alpha x) \left(y e^{-\eta y^2} \right) \quad (1.17)$$

Le choix de la vitesse transverse provient de l'analyse de données numériques, selon lesquelles un streak basse-vitesse ($u' < 0$) contient une alternance de zones $w' > 0$ et $w' < 0$. Les quadrants $Q2(u,w)$ et $Q3(u,w)$, dont l'amplitude est suffisamment élevée pour enclencher les mécanismes non-linéaires, sont donc une indication de l'occurrence d'un mécanisme STG.

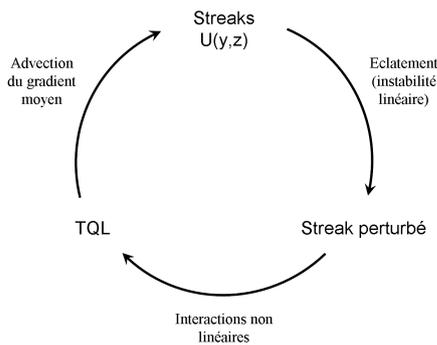


FIGURE 1.15 – Cycle auto-entretenu de la turbulence pariétale, d'après les travaux de Hamilton *et al.* [81].

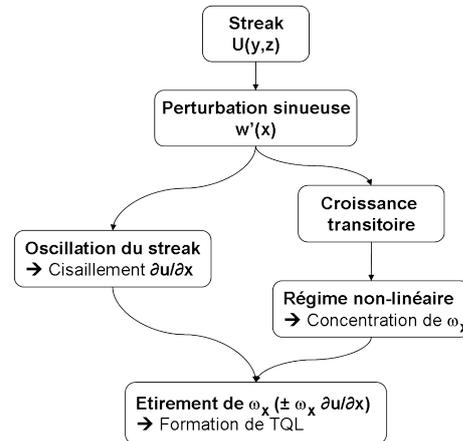


FIGURE 1.16 – Génération de tourbillons quasi-longitudinaux à partir d'un streak basse-vitesse par le mécanisme de *streak transient growth* proposé par Schoppa & Hussain [180].

Enfin, les précédents mécanismes proposés, comme la régénération par vorticité pariétale secondaire (figure 1.14), l'enroulement des couches de vorticité (*vortex roll-up*), sont méthodiquement écartés par Schoppa & Hussain [180]. Leur mécanisme est à ce jour le seul candidat expliquant de manière réaliste le cycle de régénération de la turbulence. Certains aspects en sont apparemment critiquables [199], mais l'acuité de reproduction par le STG de la physique de proche-paroi est frappante.

1.2.2 Région externe

Bien que n'étant pas responsable de la majorité de la production de turbulence, les phénomènes ayant lieu dans la région externe contribuent pour plus de 40% aux tensions de Reynolds. Le grand nombre d'études expérimentales et numériques sur le sujet traduit l'intérêt porté à cette région. En particulier, d'importants efforts ont été consacrés à l'identification de structures cohérentes, à l'instar de celles de la zone interne.

1.2.2.1 Observations expérimentales

Les premières observations expérimentales ont été réalisées en injectant de la fumée dans la couche limite, puis en l'illuminant dans un plan. Les images ainsi obtenues ont montré l'existence de larges (de l'ordre de δ) gonflements et creux au sommet de la couche limite, d'abord interprétés comme étant dus à la présence de tourbillons transverses. Par ailleurs, de grandes valeurs instantanées des tensions de Reynolds sont enregistrées à proximité de ces structures. Ce fait suggère un modèle de tourbillon en forme d'arche, capable de générer des fluctuations de $u'v'$ plus importantes qu'un simple vortex transverse [2]. De tels tourbillons semblent d'ailleurs exister, puisque Robinson [171] rapporte l'observation de structures tourbillonnaires en forme d'arche, de fer à cheval (*horseshoe*), d'épingle à cheveux (*hairpin*) ou de Λ . Ce même auteur propose de décrire cette structure comme une paire de tourbillons contra-rotatifs préférentiellement inclinés de 45° par rapport à la paroi (les **jambes**), reliés dans leur partie supérieure par un tourbillon transverse (la **tête**). La partie entre la tête et les jambes est appelée le cou. Il rappelle par ailleurs que la taille et la forme de cette structure évoluent fortement en fonction du nombre de Reynolds (figure 1.17), ce qui explique la diversité des observations.

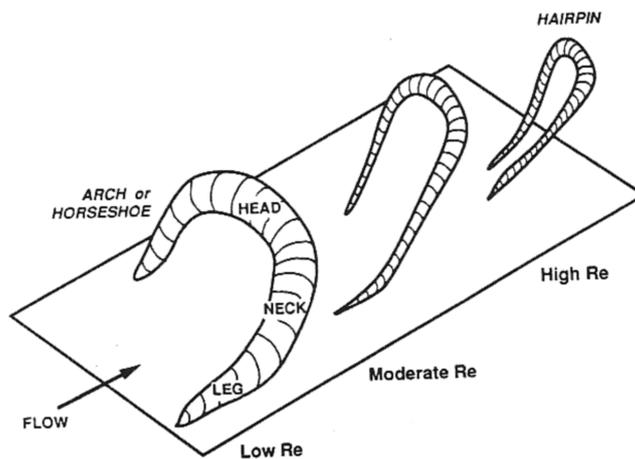


FIGURE 1.17 – Schéma et description d'une structure en forme d'arche. Evolution de sa forme en fonction du nombre de Reynolds. (tiré de Robinson [171])

Par la suite, les expériences de Head & Bandyopadhyay [83] ont permis de détecter sur des images bidimensionnelles des structures dont la signature est proche de celle d'un hairpin. Des visualisations de leur écoulement sont présentées sur la figure 1.18 pour trois stations de la couche limite. Leur étude montre que les structures observées ont bien les caractéristiques exposées ci-dessus. L'inclinaison de 45° est aussi retrouvée par Ganapathisubramani *et al.* [73] à partir d'une analyse de l'orientation préférentielle du vecteur vorticité sur des plans PIV⁹. Par ailleurs, Head & Bandyopadhyay [83] observent que les événements interprétés comme le passage de têtes de hairpins produisent un alignement de motifs similaires, alignés sur un plan incliné de 12° par rapport à la paroi. Ces résultats leur permettent de suggérer l'existence de paquets de hairpins qui croissent régulièrement en fonction du temps sur cet axe. Ceci est notamment confirmé par les post-traitements sur base d'ondelettes de Camussi & Di Felice [18], qui retrouvent à bas nombre de Reynolds la signature de paquets cohérents sur un plan incliné de 13° . Leur méthode ne leur a pas permis de faire les mêmes observations à plus grand nombre de Reynolds. Christensen & Adrian [34] mesurent pour ce dernier cas (à $Re_\tau = 1734$)

9. Particule Image Velocimetry

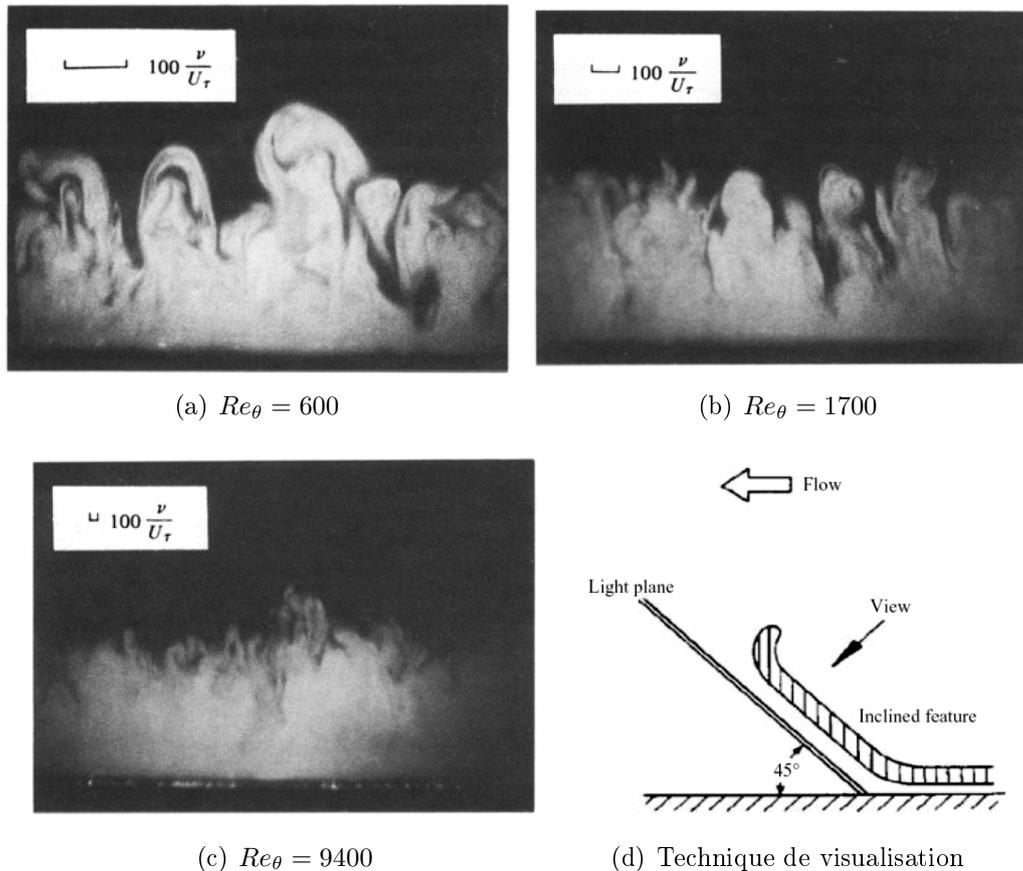


FIGURE 1.18 – Visualisations d'écoulement par Head & Bandyopadhyay [83], montrant l'existence de structures vorticales en forme d'arche et leur dépendance au nombre de Reynolds. Les images sont obtenues en illuminant l'écoulement dans un plan incliné de 45° dans le sens de l'écoulement, comme décrit sur la figure (d).

une inclinaison de 16° . Ce phénomène, au premier abord surprenant, est expliqué par les auteurs grâce au modèle conceptuel développé auparavant par Adrian *et al.* [2] et exposé ci-dessous.

1.2.2.2 Le paradigme du hairpin

Les hairpins sont aussi observés dans les simulations numériques directes, dont le nombre de Reynolds est généralement faible. Ceux-ci sont plutôt rares, et parfois identifiés en configuration asymétrique (une seule jambe). L'appellation "canne" est alors utilisée [171]. Une approche de détection originale a été utilisée par Zhou *et al.* [209]. Elle consiste en l'extraction de structures turbulentes par estimation stochastique linéaire. Leur but est de trouver le champ de vitesse le plus représentatif d'un évènement donné. Ils choisissent d'extraire des données de Kim *et al.* [109] la meilleure approximation de l'écoulement autour d'un évènement $Q2$. Ils purent faire varier la force et l'altitude de cet évènement. À partir d'une certaine altitude ($y^+ = 100$), la structure extraite ressemble clairement à un hairpin. L'injection de leur hairpin dans un écoulement uniforme utilisant un profil de vitesse turbulent a permis la mise en évidence de mécanismes de régénération de ces hairpins. Si le hairpin de départ est suffisamment intense, il génère des structures secondaires, et évolue vers un paquet cohérent de hairpin. Ce mécanisme, identifié en s'affranchissant de l'influence d'autres phénomènes, est proposé par les auteurs pour expliquer la formation de paquets cohérents mentionnés plus haut. À partir de ces conclusions, et de données PIV à trois nombres de Reynolds différents ($Re_\theta = 930, 2370$ et 6845), Adrian

et al. [2] mettent au point un modèle conceptuel, capable d'expliquer une grande partie des phénomènes précédemment observés. Ce que les auteurs appellent le **paradigme du hairpin** est représenté sur la figure 1.19. Il propose que la couche limite turbulente soit densément peuplée de hairpins de différentes tailles. Ils sont préférentiellement organisés en paquets dont l'importance dépend de leur âge : de petits paquets naissent en proche-paroi et se déplacent vers l'extérieur de la couche limite en croissant en taille. La possibilité que les jambes de gros hairpins s'étirent, se détachent de ceux-ci et créent des tourbillons quasi-longitudinaux est aussi évoquée. Outre ce mécanisme, leur modèle permet d'expliquer l'occurrence d'évènements $Q2$ à différentes altitudes et la présence de tourbillons transverses en zone externe (des têtes de gros hairpins). Le bursting process de Kline *et al.* [113] est aussi interprété comme le passage d'un paquet de hairpins. Enfin, la présence de gros hairpins en zone externe peut expliquer les longues zones de déficit de vitesse longitudinale, observées par Hutchins & Marusic [86] (superstructures) dans une couche limite atmosphérique et par Kawamura *et al.* [101], Abe *et al.* [1] dans des simulations numériques.

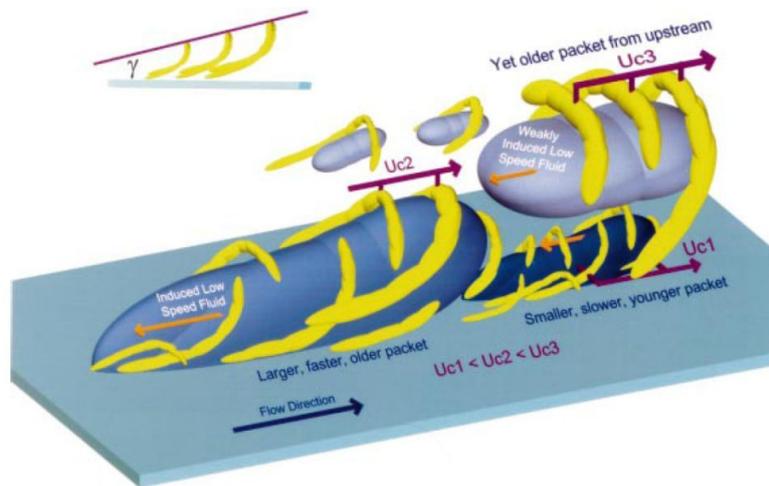


FIGURE 1.19 – Modèle conceptuel d'Adrian *et al.* [2] expliquant la dynamique de la couche limite turbulente à partir de paquets de hairpins.

Ce paradigme est appuyé par nombre de preuves statistiques, issues de simulations numériques à bas nombre de Reynolds ou d'expériences. Récemment, Carlier & Stanislas [19] ont analysé des plans PIV issues d'expériences à haut nombre de Reynolds ($Re_\theta \leq 19000$). Ils ont détecté, au moyen d'un critère adapté, les zones de l'écoulement qui ressemblent le plus à un tourbillon longitudinal. Ainsi, ils collectent des statistiques sur la position, le nombre, la taille, la vitesse de convection et l'intensité de telles structures. Ils identifient des structures qui semblent plus proches de cannes, que de hairpins. Leurs propriétés sont toutefois similaires. Comme dans le paradigme du hairpin, leurs structures proviennent de la région de proche paroi à une hauteur de $y^+ = 25$, puis évoluent et sont convectées à la vitesse moyenne locale. La forme originelle des cannes correspond aux tourbillons quasi-longitudinaux de cette région. Ensuite, et contrairement aux résultats de Christensen & Adrian [34], ils trouvent que la taille de ces structures ainsi que leur circulation sont globalement invariantes à travers la couche limite lorsqu'elles sont exprimées en unités de paroi. Dans la région logarithmique, le rayon moyen des structures (r_0^+) est compris entre 20 et 30 unités de paroi, et la circulation ($\Gamma_0^+/2\pi$) entre 80 et 150. Carlier & Stanislas [19] concluent donc dans leur cas à une croissance et un déplacement vertical des structures plutôt lents. Ceci suggère que l'évolution auto-similaire des paquets de hairpins, décrite par Zhou *et al.* [209], n'est peut-être pas le mécanisme adéquat, et

que la question doit rester ouverte. D'autres arguments et preuves de cette contradiction sont évoqués dans la discussion de Carlier & Stanislas [19].

1.2.2.3 Clusters de tourbillons

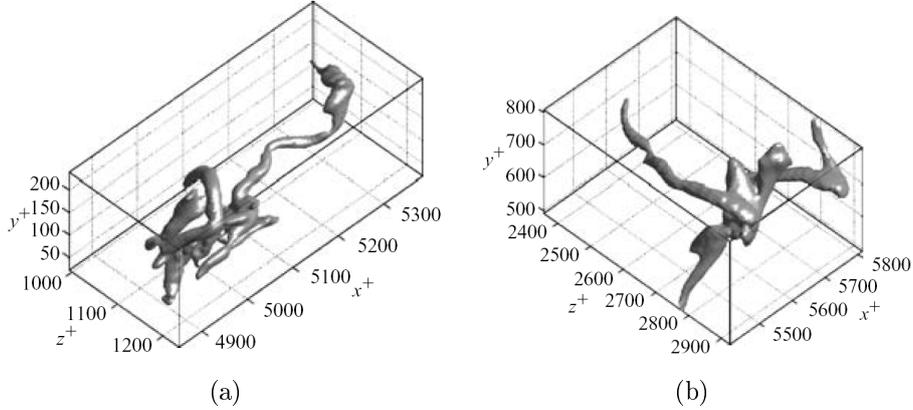


FIGURE 1.20 – Clusters de tourbillons représentatifs des deux classes identifiées par del Álamo *et al.* [52] (a) cluster attaché à la paroi, (b) cluster détaché de la paroi.

Une réponse possible est apportée par del Álamo *et al.* [52] à partir de simulations numériques. Comme ils le font remarquer, les précédentes conclusions sont issues soit de photographies bidimensionnelles, soit de mesures PIV dans des plans. Leur interprétation dans le cadre de mécanismes tridimensionnels doit donc être prudente. Del Álamo *et al.* [52] proposent aussi une approche systématique de la détection de structures, mais autant que possible éloignée de visions subjectives. Grâce à un critère non-uniforme¹⁰ basé sur le déterminant du tenseur $\nabla \mathbf{u}$, ils extraient de données numériques des agglomérats de structures qu'ils appellent **vortex clusters**. Lorsqu'ils sont identifiés par l'altitude de leur point le plus haut et celle de leur point le plus bas, les clusters peuvent être clairement classés en deux groupes :

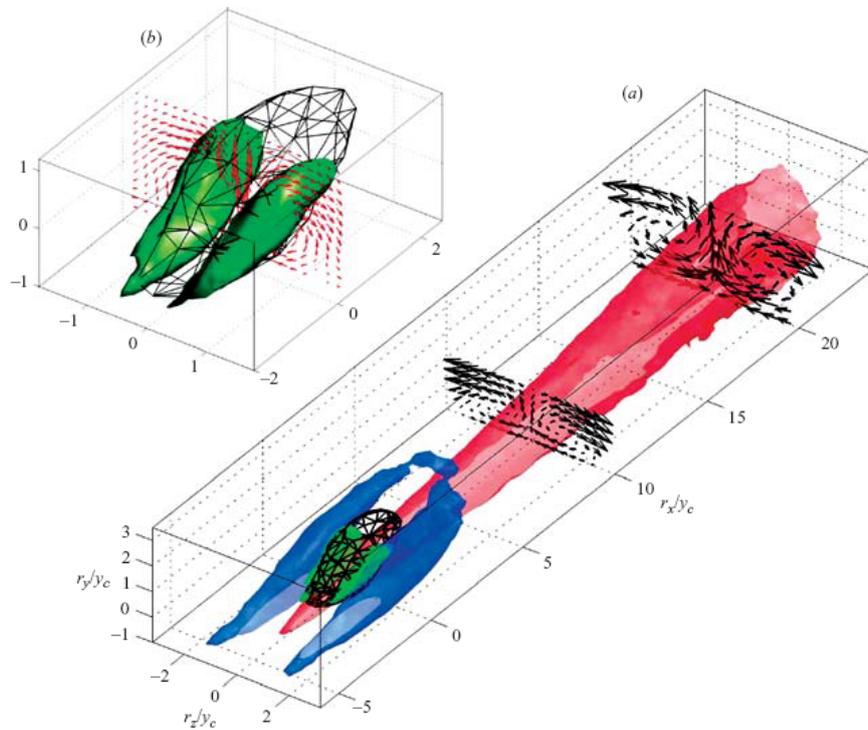
- ceux dont l'altitude minimale est "éloignée" de la paroi ($y_{\min}^+ > 20$). Ce sont les clusters détachés de la paroi (*wall-detached clusters*), dont un individu est représenté sur la figure 1.20(b).
- ceux dont l'altitude minimale est "proche" de la paroi ($y_{\min}^+ < 20$). Ces clusters sont attachés à la paroi. Parmi ceux-ci, beaucoup ont une altitude maximale élevée ($y_{\max}^+ > 100$) et peuvent attester d'une activité dans la zone externe. Ils sont appelés les grands clusters attachés (*tall attached clusters*). Un individu représentatif est proposé sur la figure 1.20(a).

Les auteurs précisent que les clusters ne peuvent pas être classés visuellement et que peu d'entre eux ressemblent clairement à un hairpin. Ils doivent être analysés statistiquement. D'abord, les clusters détachés sont globalement homogènes et isotropes. Leur moyenne d'ensemble exhibe un long sillage de fluctuations de vitesse longitudinale négative. Ensuite, la localisation et la taille des clusters attachés dépendent linéairement de la distance à la paroi. Cette classe de cluster est donc auto-similaire. Les relations entre les dimensions du cluster

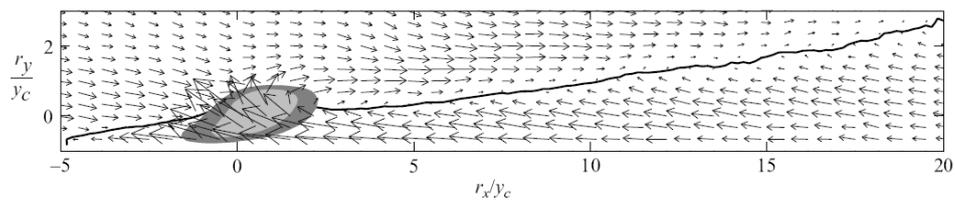
10. Selon la méthode de del Álamo *et al.* [52], un point \mathbf{x} appartient à un vortex si

$$D(\mathbf{x}) > \alpha D_{\text{r.m.s.}}(y)$$

où D est le déterminant du tenseur des gradients de vitesse. La valeur du paramètre α est choisie pour optimiser le volume des tourbillons détectés.



(a) Iso-surfaces de vitesse longitudinale $u' < 0$ en rouge et $u' > 0$ en bleu. En vert, iso-surface du déterminant du tenseur gradient de vitesse. À gauche, agrandissement de la structure tourbillonnaire verte. Les champs de vecteurs projetés dans des plans transverse sont également représentés.



(b) Champ de vitesse fluctuante $(u') - (v)$ dans un plan vertical médian.

FIGURE 1.21 – Moyennes d'ensemble des clusters de tourbillons attachés à la paroi. (tiré de del Álamo *et al.* [52])

$(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z)$ et l'altitude de leur centre y_c sont :

$$\Delta_x \approx 6y_c \quad \Delta_y \approx 2y_c \quad \Delta_z \approx 3y_c \quad (1.18)$$

La moyenne d'ensemble d'un cluster attaché est représentée sur la figure 1.21. Elle consiste en un évènement d'éjection, relativement fort, entouré de 2 tourbillons contra-rotatifs inclinés. Elle présente de fortes similarités avec la signature d'un hairpin. La paire de tourbillons est par ailleurs précédée d'un sillage de faible vitesse longitudinale. Les auteurs proposent enfin l'existence d'un cycle de régénération entre les clusters et le sillage. Ce cycle ferait intervenir une instabilité de type Kelvin-Helmholtz des couches de cisaillement présentes autour du sillage.

1.3 Pistes pour le contrôle du frottement

1.3.1 Interaction paroi-turbulence

Les précédentes études attestent qu'il existe une interaction forte entre la turbulence et la paroi. Les traces mesurables d'une telle interaction sont la contrainte pariétale σ_p , qui peut se décomposer en un terme de pression et un terme de cisaillement, d'origine visqueuse. Ainsi, la pression pariétale p_w , le cisaillement pariétal longitudinal $\tau_x = \mu \frac{\partial u}{\partial y}|_{y=0}$ et transverse $\tau_z = \mu \frac{\partial w}{\partial y}|_{y=0}$ représentent une véritable empreinte des fluctuations turbulentes de l'écoulement. Elles sont appelées grandeurs pariétales.

Bewley & Protas [11] analysent la possibilité de reconstruire le champ en proche-paroi à partir de la seule donnée de ces variables et de leurs dérivées. Ils utilisent pour cela une estimation des variables cinématiques (vitesse et vorticité) en séries de Taylor tronquées. Les équations de Navier-Stokes leur permettent d'exprimer les coefficients de celles-ci en fonction des grandeurs pariétales. Les effets d'une vitesse de transpiration ou d'une force volumique sont pris en compte. Par exemple, pour $u_w = v_w = w_w = 0$, la vitesse verticale dans le champ peut s'écrire :

$$v(y) = \frac{-y^2}{2} \left(\frac{\partial \tau_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_z}{\partial z} \right) - \frac{y^3}{6\nu} \left(\frac{\partial^2 p_w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_w}{\partial z^2} \right) + O(y^4) \quad (1.19)$$

Cette équation atteste que les grandeurs pariétales et le champ de vitesse sont très liées. La reconstruction du champ est très satisfaisante à $y^+ = 3$, mais inutilisable à $y^+ = 10$. Par ailleurs, le champ reconstruit varie beaucoup en fonction du nombre de termes utilisés dans la série de Taylor. Les auteurs évoquent la possibilité d'utiliser un algorithme itératif d'estimation du champ sur le plan $y^+ = 3(1+k)$ en fonction des données du plan $y^+ = 3k$, sans montrer cependant de résultats. Sans pour autant reconstituer de manière exacte le champ au-dessus de la paroi, cette approche montre que la présence de structures turbulentes dans cette région altère les grandeurs pariétales. Cet effet a déjà été mentionné au paragraphe 1.2.1.5. Kravchenko *et al.* [117] explorent plus avant ce lien au moyen de corrélations deux-points entre le cisaillement longitudinal τ_x et la vorticité longitudinale ω_x (caractéristique de la présence de tourbillons quasi-longitudinaux). Leurs données sont extraites d'une DNS à $Re_\tau = 180$, et ils observent le coefficient de corrélation :

$$R(r_x, y, r_z) = \left\langle \frac{\partial u}{\partial y}|_{y=0}(x, z) \omega_x(x + r_x, y, z + r_z) \right\rangle_{x, z, t} \quad (1.20)$$

Ce dernier prend la forme de deux structures allongées dans la direction longitudinale en aval de l'origine ($x = 0, z = 0$). Elles sont symétriques par rapport au plan médian ($x - y$) et

inclinées dans les deux plans $(x - y)$ et $(x - z)$. De plus, les maximums de corrélation sont obtenus pour :

$$r_x^+ = 90 \quad y^+ = 20 \quad r_z^+ = \pm 18 \quad (1.21)$$

Une analyse conditionnelle montre que les événements de sur-frottement élevé sont associés à des structures plus intenses et plus proches de la paroi. Kravchenko *et al.* [117] précisent que le maximum de corrélation correspond très certainement à l'emplacement le plus probable des centres des tourbillons longitudinaux. Donc, en tenant compte de leur inclinaison naturelle dans le plan $(x - y)$, ainsi que de leur longueur¹¹, on en déduit que le vortex est bien présent directement au-dessus du point $(x = 0, z = 0)$.

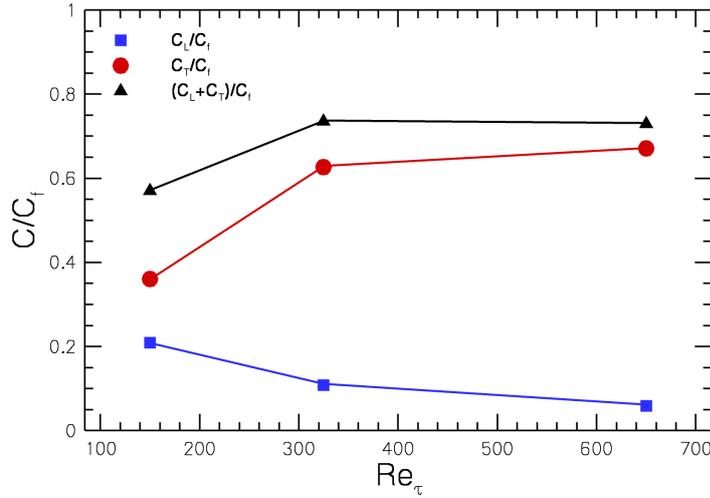


FIGURE 1.22 – Contributions au coefficient de frottement selon la formule de Fukagata *et al.* [69] appliquée aux données de Spalart [186]. C_L représente les effets de débit, et C_T est la contribution des tensions de Reynolds.

Enfin, une preuve formelle du lien entre frottement et turbulence est apportée Fukagata *et al.* [69]. L'équation de conservation du moment longitudinal est moyennée, puis intégrée trois fois dans la direction normale. Les contributions aux coefficients de frottement apparaissent alors suivant trois termes principaux :

$$C_f(x) = \underbrace{\frac{4}{Re_\delta} \int_0^1 U dy}_{C_L} + \underbrace{4 \int_0^1 (1-y) (-\overline{u'v'}) dy}_{C_T} - \underbrace{2 \int_0^1 (1-y)^2 I_x dy}_{C_I} \quad (1.22)$$

où vitesses et longueurs ont été adimensionnées par U_∞ et δ . Le terme I_x contient les termes exprimant l'inhomogénéité de l'écoulement dans la direction x , c'est-à-dire qu'ils sont liés au phénomène d'épaississement :

$$I_x = \frac{\partial \overline{uu}}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} - \frac{1}{Re_\delta} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \quad (1.23)$$

Le terme principal en est $I_x \approx U \frac{\partial V}{\partial y}$. La figure 1.22 montre la contribution des deux premiers termes au frottement total pour les simulations de Spalart [186] à trois nombres de Reynolds différents. Le premier terme (C_L) représente la contribution due à la forme du profil de vitesse,

11. voir la section 1.2.1.3

c'est-à-dire au débit à travers la couche limite. Le deuxième terme (C_T) rend compte de la turbulence, à travers une intégrale des tensions de Reynolds. Les données pour le troisième terme (C_I) ne sont pas disponibles. La part due à la turbulence est majoritaire et s'élève à plus de 60% lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment élevé.

1.3.2 Objectif physique

Globalement, les études ci-dessus montrent que le champ des grandeurs pariétales est déterminé par la forme et l'intensité des structures turbulentes de proche-paroi. Dans le cadre d'un contrôle dont l'objectif est une modification du frottement, ou plus généralement des grandeurs pariétales, il est raisonnable de penser qu'une altération de celles-ci aura l'effet escompté. En particulier, le fait qu'un cycle auto-entretenu existe¹², montre la voie vers trois approches pour un tel contrôle :

1. Comme le proposent Schoppa & Hussain [180], un forçage volumique global de la zone auto-entretenu représente une solution directe pour modifier durablement le cycle de régénération.
2. Un contrôle ciblé sur les tourbillons semble aussi intéressant, soit en les écartant de la paroi, de manière à réduire les fluctuations de frottement, ou bien en les détruisant, pour interrompre le cycle et la production de turbulence associée.
3. Enfin, la stabilisation ou la suppression des streaks basse-vitesse semble également permettre une interruption du cycle de régénération.

Bien que la formule (1.22-1.23) ne prenne pas en compte l'application d'un contrôle¹³, on peut estimer les gains attendus juste après l'arrêt du contrôle grâce à la figure 1.22. La suppression de la turbulence permettrait de réduire potentiellement le frottement d'au moins 60%, ce qui représente un gain considérable.

12. voir les paragraphes 1.2.1.6 et 1.2.1.8

13. Cette extension est toutefois proposée par Fukagata *et al.* [69] pour un contrôle en opposition (à flux de masse nul) dans un canal plan.

Chapitre 2

Contrôle de la turbulence pariétale

2.1 Introduction au contrôle des écoulements

Au croisement entre science et technologie, le contrôle des écoulements est un domaine de recherche multidisciplinaire dont l'activité n'a cessé de croître depuis que Prandtl a introduit le concept de couche limite au début du XX^{ème} siècle. Son but est de détourner un écoulement de son état naturel pour lui faire adopter une configuration donnée.

La possibilité pour l'homme de manipuler un écoulement, de manière passive ou active, est de la plus grande importance dans le domaine des transports. Le contrôle pourrait permettre de réduire le coût annuel en carburant de quelques milliards de dollars, que les transports soient terrestres, maritimes, ou aériens. Il pourra donner naissance à des processus industriels plus compétitifs et plus respectueux de l'environnement. C'est pourquoi ce sujet est certainement un des plus étudiés dans le domaine de la mécanique des fluides. Les champs d'actions du contrôle y couvrent la plupart des grands axes de recherches : retard/déclenchement de la transition, suppression/provocation d'un décollement, augmentation/suppression de la turbulence, etc. Pourtant, lorsque l'écoulement à contrôler est turbulent, la tâche peut se révéler être un challenge de taille. La complexité associée à la turbulence fait que les grandes aspirations du contrôle restent souvent insatisfaites. En particulier, la suppression brutale de la turbulence est toujours possible, mais nécessite souvent un apport d'énergie considérable. Pour cette raison, le vrai défi du contrôle réside dans l'optimisation des dépenses énergétiques pour atteindre le but recherché.

Comme pour la section précédente, nous nous restreindrons au cas des couches limites. Pour celles-ci les objectifs du contrôle peuvent être le retard de la transition, le recul d'un décollement, l'augmentation de la portance, la réduction de la traînée, ou encore l'accélération du transfert de chaleur et la réduction du bruit. Notons que ceux-ci ne sont pas nécessairement exclusifs. Par exemple, en évitant un décollement à l'extrados d'un profil d'aile, on augmente la portance et la traînée de forme est réduite. Mais en général, l'ingénieur devra toujours faire des compromis pour mettre en place une technique de contrôle.

2.2 Quelques définitions

Avant de décrire plus avant l'application du contrôle à la turbulence pariétale, il convient de définir certains termes, pour éviter de les utiliser de manière ambiguë. Le point de départ est la définition même du contrôle, citée au paragraphe précédent :

Son but est de détourner un écoulement de son état naturel pour lui faire adopter une configuration donnée.

Tout d'abord, il faut définir le **système** à contrôler. Dans notre cas, il s'agit de l'écoulement de couche limite turbulente. Parler de son **état** naturel suppose qu'on est capable de le caractériser. Pour ce faire, de l'information est extraite du système à l'aide de **senseurs** : il s'agit de la **mesure**. Ensuite, pour être capable de détourner ce système de son état naturel, l'utilisateur réalise généralement une **action**, qui se matérialise au sein d'un ou plusieurs **actionneurs**, ou encore **dispositif de contrôle**. Enfin, le contrôle n'existerait pas sans **objectif** clairement exprimé, c'est-à-dire sans une idée de la configuration finale qu'on veut faire adopter au système. En particulier, l'expression de cet objectif sert à établir le lien entre la mesure et l'action, appelé l'**algorithme** ou encore la **loi de contrôle**. Pour désigner l'ensemble { objectif - action - mesure - algorithme }, on parle généralement de **stratégie** ou de **méthode** de contrôle. Le sous-ensemble { mesure - algorithme - action } est appelé **contrôleur**.

A ce niveau de l'étude, les notions précédentes doivent être perçues comme très générales. Elles peuvent tout aussi bien correspondre à un contrôle en temps réel, où l'action et la mesure sont mises à jour à tout instant par l'intermédiaire de la loi de contrôle, qu'à un contrôle hors-ligne, où la mesure est un résultat d'une simulation, et où les paramètres de l'action (ou la forme du dispositif) sont actualisés avant de réaliser une autre simulation.

2.3 Classifications

Il existe de nombreuses méthodes de contrôle des couches limites et peut-être autant de façons de les classifier. Le travail le plus abouti dans ce domaine est celui de Gad-el-Hak [70]. Il mentionne deux grandes classifications. La première s'intéresse à la dépense énergétique de la stratégie de contrôle (section 2.3.1), la seconde à la localisation et à l'étendue du dispositif de contrôle (section 2.3.2). À partir d'observations de Pollard [160] sur la cible de la stratégie, une troisième classification est ensuite proposée (section 2.3.3).

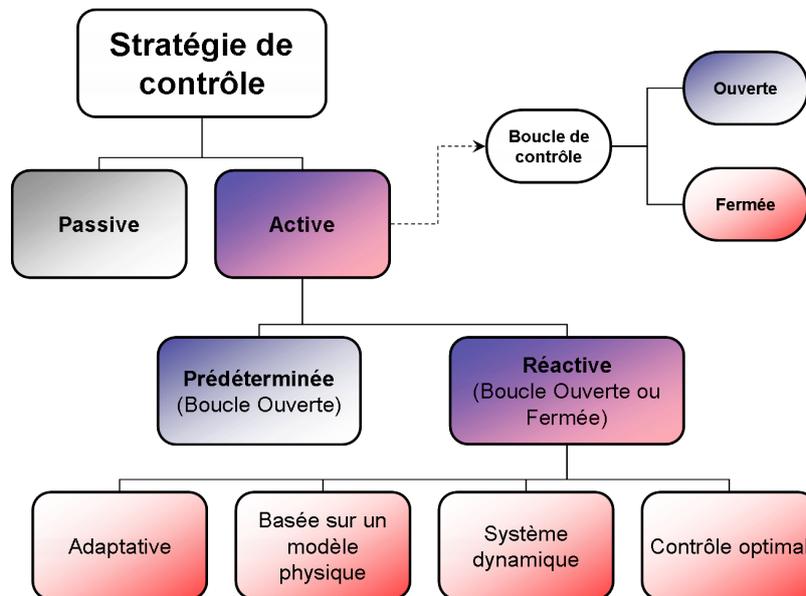


FIGURE 2.1 – Classification des stratégies de contrôle d'écoulement. Celles-ci sont d'abord séparées sur un critère énergétique en stratégies passives ou actives. Les dernières sont ensuite classées en fonction du type d'algorithme par lequel elles influent sur l'écoulement. Les boucles de contrôle possibles sont aussi indiquées en couleur (bleu pour boucle ouverte, rouge pour boucle fermée). (inspiré de Gad-el-Hak [70]).

2.3.1 Dépense énergétique

Gad-el-Hak [70] s'est intéressé à la dépense d'énergie d'un dispositif de contrôle. De ce point de vue, celui-ci peut soit être **passif** et n'introduire aucune énergie dans l'écoulement, ou en revanche être **actif**. Dans ce dernier cas, il peut soit fonctionner de manière **prédéterminée** soit être **réactif** à l'écoulement. Un contrôle actif prédéterminé, qu'il soit stationnaire ou instationnaire, n'inclut pas de dispositif de mesure, ses paramètres de fonctionnement sont réglés *a priori*. À l'opposé, un système réactif adapte son action à l'état de l'écoulement. Ses paramètres sont alors continuellement ajustés en fonction de mesures diverses.

Il existe deux types de contrôle réactif, qui se distinguent par la manière dont sont reliées l'action et la mesure, c'est-à-dire la **boucle de contrôle**. Celle-ci est **ouverte** dans le cas où la mesure n'est pas perturbée par l'action et se trouve en amont du dispositif de contrôle. Elle influence alors directement les paramètres de l'action. La boucle est **fermée** si l'action est conditionnée par une comparaison entre l'état après contrôle et celui avant contrôle. Ces différentes stratégies de contrôle sont représentées sur la figure 2.1. Plusieurs types de stratégies de contrôle réactives en boucle fermée sont identifiées par Moin & Bewley¹. Ils sont obtenus en mesurant à quel point la stratégie est basée sur les équations de l'écoulement.

- Les *systèmes adaptatifs*, d'abord, tentent de développer des modèles réduits ou des contrôleurs sans considérer la physique de l'écoulement. Un exemple typique de système adaptatif est le réseau de neurone.
- Les auteurs mentionnent ensuite les boucles fermées qui sont *basées sur un modèle physique*. L'exemple canonique dans ce domaine est le contrôle en opposition de Choi *et al.* [26]. Dans cette étude, il est proposé d'imposer à la paroi une distribution de vitesse verticale capable de diminuer la force des tourbillons quasi-longitudinaux de proche paroi. Leur méthode prend en compte la physique de l'écoulement de proche-paroi pour obtenir une réduction de l'intensité turbulente.
- D'autres stratégies en boucle fermée utilisent la *théorie des systèmes dynamiques non linéaires*. La méthode OGY (Ott, Grébogy et Yorke), par exemple, peut être utilisée pour stabiliser une orbite instable, suffisamment proche de la trajectoire empruntée par le système. Cette orbite est alors un attracteur potentiellement intéressant pour un objectif de contrôle donné. Un seul auteur (Keefe [103]) l'utilise numériquement pour réduire le frottement dans une couche limite. En conséquence, ce type de contrôle ne sera pas plus détaillé par la suite.
- Enfin, la théorie du *contrôle optimal* peut être appliquée directement aux équations de Navier-Stokes, de manière à minimiser une fonction de coût donnée. Cette catégorie est sans doute l'approche la plus mathématiquement rigoureuse au problème du contrôle des écoulements.

2.3.2 Localisation et étendue du dispositif de contrôle

La deuxième classification de Gad-el-Hak [70] s'intéresse à la localisation du dispositif de contrôle. Dans le cas d'un écoulement de couche limite, celui-ci peut se trouver soit à la paroi, soit dans le champ. En outre, le caractère localisé de la modification peut être pris en compte. Lorsque l'étendue du dispositif de contrôle est sensiblement plus grande que l'épaisseur de couche limite, on dira que la méthode est globale. Il s'agit par un exemple d'une modification de l'état de surface ou encore d'une oscillation de toute la paroi. Lorsque le contrôle est concentré dans un espace sensiblement plus petit que δ , on dira que la méthode est localisée.

1. Moin, P. and Bewley, T. : Feedback Control of Turbulence *Appl. Mech. Rev.* **47** pp. S3-S13

2.3.3 Cible du dispositif de contrôle

Une troisième classification, inspirée d'observations de Pollard [160], est à présent proposée. Dans sa revue, Pollard [160] différencie les stratégies qui utilisent une *interférence sélective avec la turbulence pariétale*. Il les oppose par exemple au contrôle par oscillations transverses de la paroi, dont on conçoit aisément le caractère non-sélectif. À partir de ces constatations, il est proposé de distinguer les dispositifs de contrôle suivant qu'ils s'intéressent à une modification entière de l'écoulement, ou qu'ils ne ciblent que certaines sous-parties de celui-ci, de manière **sélective**.

Les contrôleurs à action sélective sont par exemple capables d'identifier les structures cohérentes de la couche limite évoquées au chapitre précédent et de les contrôler spécifiquement. En effet, ces méthodes incluent souvent une boucle de contrôle, ouverte ou fermée. En référence à la deuxième classification, notons qu'une méthode sélective est par essence localisée puisqu'elle s'intéresse au contrôle d'une sous-partie du système.

À l'opposé se trouvent les méthodes non sélectives. Les dispositifs qui utilisent ces méthodes ne sont pas conçus *a priori* pour interagir sélectivement avec certaines échelles de la turbulence. Ils s'intéressent à l'écoulement dans son ensemble. Généralement, cette catégorie regroupe des stratégies passives ou actives prédéterminées, sans boucle de contrôle.

2.3.4 Organisation du chapitre

La suite de ce chapitre propose une revue des différentes stratégies disponibles pour contrôler la turbulence en proche paroi. La classification à base énergétique de Gad-el-Hak [70] a d'abord été utilisée pour distinguer deux grands groupes de méthodes : les **stratégies passives et prédéterminées**, d'une part, et les **stratégies réactives**, de l'autre. En effet, la mise en place des secondes est singulièrement plus complexe que celle des premières et nécessite une description particulière.

Les stratégies passives et prédéterminées sont de plusieurs types et peuvent être classées suivant la direction privilégiée par le dispositif de contrôle qu'elles utilisent :

- le dispositif dispense une action **uniforme** en espace et en temps ;
- les perturbations induites par le contrôle privilégient les directions **transverses** ou **longitudinales** ;
- l'action ne comporte pas de direction privilégiée particulière, et n'est pas uniforme non plus, elle est alors **localisée**.

Dans le cas de travaux concernant les stratégies réactives à l'écoulement, l'objectif généralement poursuivi est la conception d'un contrôleur pariétal distribué, autonome et robuste. En soit, cet objectif est extrêmement ambitieux. Pour l'atteindre, les équipes de recherche abordent le problème sous plusieurs angles. La question de l'algorithme de contrôle est d'abord la plus traitée, principalement grâce à la simulation numérique. Les chercheurs s'intéressent ensuite à l'effet unitaire d'un actionneur sur l'écoulement. Avec les définitions adoptées ci-dessus, ce type de contrôle est qualifié de localisé et de sélectif. Enfin, la démonstration d'un contrôleur distribué est plus rarement proposée.

2.4 Stratégies passives ou prédéterminées

2.4.1 Modifications uniformes

2.4.1.1 Rugosité

La rugosité d'une paroi est depuis longtemps connue pour influencer le frottement pariétal. Pour une plaque plane à nombre de Reynolds élevé (10^6), des augmentations de l'ordre de 50% peuvent être constatées. Schlichting [178] montre que cette augmentation dépend de l'échelle caractéristique k de cette rugosité et du nombre de Reynolds local de l'écoulement. Il précise d'abord que la rugosité n'a pas d'influence lorsque l'écoulement est laminaire (branche (a) sur la figure 2.2). En régime turbulent, il identifie en fonction du paramètre k^+ trois régimes de rugosité.

- Si $k^+ \leq 5$, la paroi est dite lisse, et la rugosité n'influence pas le frottement. Celui-ci ne dépend que du nombre de Reynolds Re (branche (b) sur la figure 2.2).
- Si $k^+ \geq 70$, la paroi est dite rugueuse (branche (d) sur la figure 2.2). La rugosité induit alors une force de traînée proportionnelle au carré de la vitesse (analogue à une traînée de forme) et le coefficient de frottement ne dépend plus du nombre de Reynolds, mais uniquement de la rugosité relative k/δ , où δ est l'épaisseur de couche limite. Plus celle-ci est élevée, plus le frottement est important.
- Enfin, pour $5 \leq k^+ \leq 70$, le régime est transitionnel (branche (c) sur la figure 2.2), et le frottement dépend alors des deux paramètres précités (k/δ et Re).

Le long d'une plaque plane de rugosité k constante, la couche limite s'épaississant, la rugosité relative k/δ baisse. Par ailleurs, la vitesse de frottement u_τ diminuant, le paramètre k^+ est progressivement réduit. Une transition vers un régime lisse, associée à une diminution de frottement, peut alors être observée.

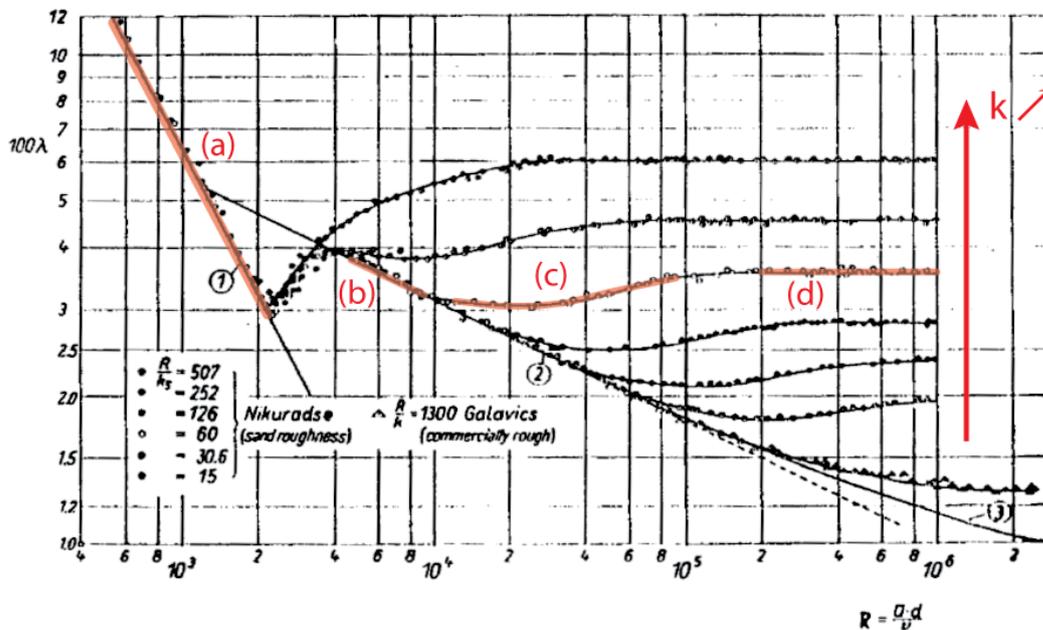


FIGURE 2.2 – Effet de la rugosité sur λ , le coefficient de résistance dans un tuyau, en fonction du nombre de Reynolds (tiré de Schlichting [178]).

2.4.1.2 Aspiration/Soufflage pariétal

Une deuxième manière de jouer sur le frottement à grande échelle consiste en l'imposition d'une vitesse pariétale uniforme. On parle d'aspiration ou de succion dans le cas d'une vitesse négative, et d'injection ou soufflage dans le cas d'une vitesse positive. Ce contrôle peut être étudié expérimentalement à l'aide de parois poreuses, ou numériquement à l'aide d'une modification des conditions aux limites. Schlichting [178] rapporte les résultats d'expériences de Rotta² pour des coefficients de vitesse (c_Q , rapport entre la vitesse pariétale v_w et la vitesse de l'écoulement amont U_∞) variant de $-0,005$ à $+0,005$. L'effet principal enregistré est la modification du taux de croissance de l'épaisseur de quantité de mouvement $\frac{\partial\theta}{\partial x}$, contenue dans l'équation intégrée de la conservation du moment :

$$\frac{\partial\theta}{\partial x} = \frac{c_f}{2} + \frac{v_w}{U_\infty} + \frac{1}{\rho U_\infty^2} \int_0^\delta \frac{\partial P}{\partial x} dy \quad (2.1)$$

L'injection (resp. l'aspiration) la faisant croître plus vite (resp. plus lentement). Concomitamment, le frottement pariétal est augmenté pour une aspiration et diminué pour un soufflage.

Antonia *et al.* [4] ont observé expérimentalement l'effet d'une aspiration uniforme à $c_Q = -0,003$ sur une couche limite turbulente dans l'air et dans l'eau. À partir d'une analyse des signaux de température, ils ont été capables de relier l'aspiration à une modification des propriétés instantanées de la turbulence. En particulier, de précédentes études ont apporté la preuve qu'un refroidissement ($\frac{\partial T}{\partial t} \leq 0$) apparaissait après un événement $Q4$ et avant un événement $Q2$. À l'opposé un réchauffement ($\frac{\partial T}{\partial t} \geq 0$) se situe après un événement $Q2$ et avant un événement $Q4$. Les augmentations et diminutions locales de la température sont donc très liées à la production de turbulence. Leurs moyennes conditionnelles (utilisant la technique VITA, voir la note 6) montrent que l'aspiration augmente la vitesse de convection des refroidissements par rapport à celle des réchauffements. Il semble par ailleurs que celle-ci réduise la fréquence moyenne d'apparitions de ces événements, ainsi que le nombre d'oscillations et d'éclatements de streaks basse-vitesse. Ils concluent donc à un effet stabilisant. L'avancement des connaissances sur l'instabilité des streaks à cette date ne permet cependant pas de faire le lien si clairement entre la visualisation d'éclatements et une stabilisation des streaks.

Sur la base de simulations numériques, Sumitani & Kasagi [189] analysent plus précisément l'effet de l'aspiration ainsi que celui du soufflage. Ils retrouvent dans les deux cas les résultats annoncés par Schlichting [178] concernant le frottement et observent de plus la modification des structures cohérentes de proche-paroi et l'effet du contrôle sur les budgets des tensions de Reynolds $\overline{u'_i u'_j}$. Globalement, l'injection a tendance à activer la turbulence en renforçant les structures turbulentes et en augmentant l'amplitude des termes de production. En revanche, l'aspiration supprime la turbulence en diminuant l'intensité des structures turbulentes et en abaissant l'amplitude des termes de bilan. En particulier, ils observent que le terme de transfert d'énergie de $\overline{u'^2}$ vers $\overline{v'^2}$ est particulièrement important dans le cas du soufflage et plutôt faible dans le cas d'une aspiration, par rapport à la courbe de référence.

Chung & Sung [35] réalisent des simulations dans les mêmes conditions ($c_Q = \pm 0,00344$) et observent cette fois la réponse spatiale de l'écoulement. L'évolution du frottement en fonction de x est reportée sur la figure 2.3. Sur cette courbe, ils identifient 4 différentes étapes. Juste après le début du contrôle, le C_f subit une rapide évolution (zone I) dans les deux cas (augmentation dans le cas d'une aspiration et diminution dans le cas d'une injection). Pour l'aspiration, le C_f décroît ensuite très légèrement jusqu'à la fin du canal (zones II, III et IV). En revanche, pour le soufflage, il exhibe une légère bosse (zones II et III) puis se stabilise à

2. Rotta J. C. : Control of turbulent boundary layers by uniform injection or suction of fluid. (1970) Dt. Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt, ed. by H. Blenk and W. Schultz, Braunschweig, 1971, pp. 91–104

une valeur constante. Asymptotiquement, le frottement est augmenté de 20% pour l'aspiration et diminué de 15% pour l'injection (zone IV). Les auteurs expliquent le comportement du cas soufflage en le reliant aux structures turbulentes. Celles-ci sont d'abord écartées de la paroi sans modification (zone I), puis s'adaptent progressivement à la nouvelle condition de paroi (zones II et III), pour atteindre un état convergé (zone IV). L'aspiration n'atteint pas de valeur stable, et produit une réponse beaucoup plus lente.

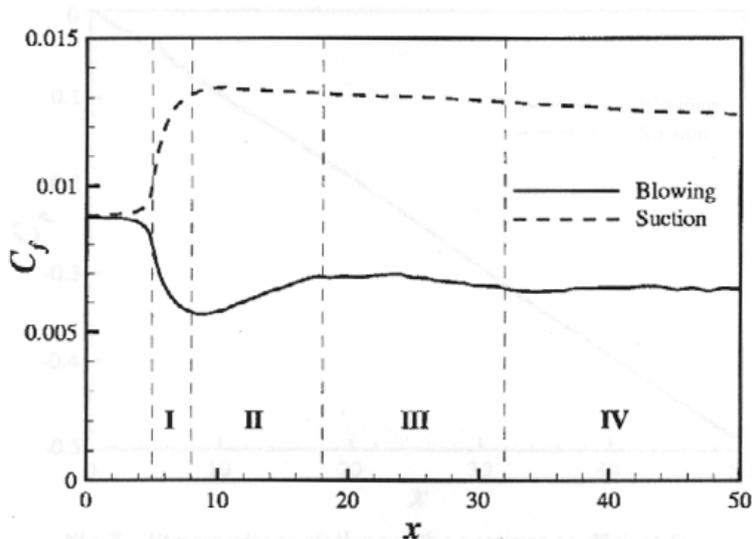


FIGURE 2.3 – Evolution longitudinale du coefficient de frottement sur les deux parois d'un canal plan, soumises à une aspiration et à une injection uniformes (tiré de Chung & Sung [35]).

Chung *et al.* [36] étendent ces interprétations aux bilans énergétiques puis au tenseur d'anisotropie. Ils retrouvent les résultats de Sumitani & Kasagi [189], à savoir une augmentation (resp. diminution) du transfert inter-composante pour le soufflage (resp. aspiration). Enfin, ils observent que l'aspiration a tendance à augmenter la région de turbulence bicomposante³ en proche-paroi dans la zone I, puis la région de turbulence axisymétrique dans les zones II, III et IV. Le soufflage, lui, donne lieu à un épaissement de la région de turbulence bicomposante. Globalement le contrôle augmente l'anisotropie au voisinage de la paroi.

Enfin, il est intéressant de citer les travaux de Hwang [87] et de son équipe sur la technique de microsoufflage (*microblowing technique* ou MBT par la suite). La technique consiste en l'utilisation de parois poreuses en soufflage, mais à des vitesses très faibles, ce qui permet d'éviter d'augmenter trop la sensibilité à des décollements. Le principe en est représenté sur la figure 2.4. Leurs expériences ont montré des réductions de frottement pouvant atteindre 60% en subsonique (Mach 0,3), et 80% en supersonique (Mach 1,9). Notons que le soufflage pariétal induit généralement une augmentation de la traînée de pression, ce qui pénalise les grandes réductions de frottement suscitées. Hwang [87] rapporte 2,2% de réduction pour la traînée totale au nombre de Mach de 0,3. Il précise par ailleurs que le frottement d'une plaque poreuse est plus difficile à réduire en raison de la rugosité effective de celle-ci. Les micro-trous génèrent en l'absence de soufflage une rugosité qui peut augmenter le frottement jusqu'à deux fois sa valeur pour une plaque lisse. Il préconise de sélectionner des plaques à rugosité effective faible (moins de 20% d'augmentation de C_f). L'auteur identifie trois principaux paramètres jouant sur l'efficacité du MBT : le nombre de Reynolds de l'écoulement dans le trou (basé sur la vitesse de soufflage et le diamètre du trou), le rapport d'aspect du trou (épaisseur de la

3. Ces notions sont rappelées dans la figure 2.33

plaque sur diamètre du trou) et la porosité de la plaque (rapport de la surface trouée sur la surface totale). Les optima pour ces trois paramètres sont respectivement 400, 6 et 13 – 23%. Notons cependant que la réduction de frottement n'est pas observée à tous les nombres de Reynolds testés et qu'aucun bilan d'énergie précis n'est présenté.

De plus, le microsoufflage augmente généralement la traînée de pression, ce qui impose une autre optimisation des paramètres. Cet autre optimum résulte en des réductions de traînée totale de l'ordre de 2,2% à Mach 0,3.

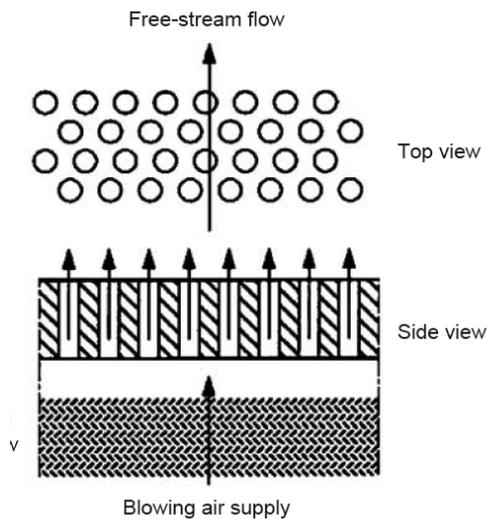


FIGURE 2.4 – Principe de fonctionnement de la technique de micro-soufflage (*microblowing technique*) de Hwang [87].

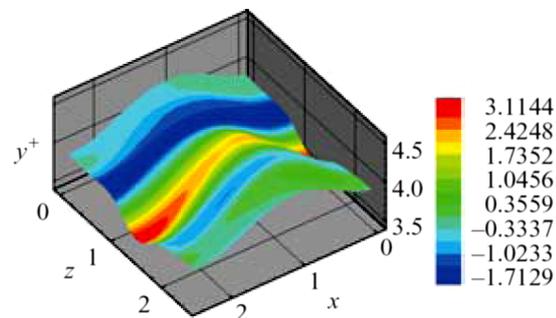


FIGURE 2.5 – Cliché instantané de la paroi flexible de Xu *et al.* [204]. Le champ de vitesse longitudinale est représenté sur la paroi en déformation.

2.4.1.3 Paroi flexible

Dans le domaine de la réduction de frottement, les parois flexibles (*compliant wall*) sont surtout utilisées pour retarder la transition vers la turbulence [45] et ainsi augmenter la région de frottement laminaire. Davies & Carpenter [45] montrent que les ondes induites par l'écoulement sur la surface flexible peuvent, pour certains paramètres, avoir un effet fortement stabilisant sur les ondes de Tollmien-Schlichting, et ainsi retarder l'apparition de la turbulence. L'utilisation de surfaces flexibles pour obtenir une réduction de frottement turbulent a également mobilisé les groupes de recherche. Il a été supposé qu'une surface flexible pouvait être capable d'interagir avec les structures turbulentes de proche-paroi et de diminuer leur intensité. Cependant, il n'existe pas à ce jour de démonstration expérimentale validée par des groupes différents. En fonction des matériaux employés et des réalisations, les réductions de frottement annoncées varient de 5 % à 17 %. Dans certains cas, l'intensité des fluctuations turbulentes en aval de la surface flexible ont pu être réduites de 19 %. Le lecteur pourra se reporter au résumé de Choi [30] présentant les résultats obtenus en Europe de manière plus exhaustive.

Les récents travaux numériques de Xu *et al.* [204] explorent l'interaction entre une unité minimale d'écoulement [95] (voir la note 8) et une paroi flexible purement élastique. La figure 2.5 en montre un cliché instantané. Leur modèle simplifié ne donne pas lieu à des modifications notables, ni sur l'écoulement instantané, ni sur les propriétés moyennes. En transformant l'équation régissant le mouvement de la surface en une fonction de transfert entre la pression pariétale et la vitesse verticale de celle-ci, ils montrent que ces deux variables sont obligatoirement en

phase. Par ailleurs, les auteurs obtiennent 12 % de réduction de frottement en inversant cette phase artificiellement, c'est-à-dire en utilisant une paroi "anti-flexible". Ce résultat suggère qu'une réduction de frottement n'est possible que si la paroi s'oppose aux mouvements de fluides induits par la turbulence. Les auteurs précisent que leur modèle concerne une surface élastique libre, et qu'une telle relation entre la pression et la vitesse peut être obtenue avec une paroi fixée à ses extrémités, les ondes générées par la turbulence pouvant alors se réfléchir sur les bords et occasionner la phase adéquate.

2.4.2 Modifications transverses

Des modifications transverses de l'écoulement peuvent être induites par l'utilisation de méthodes de contrôle passives (les *riblets*) ou actives (oscillations transverses, ondes progressives transverses de vitesse ou de déformation). En fonction du choix des paramètres, ces méthodes sont connues pour occasionner soit des réductions, soit des augmentations de frottement. Les études les concernant sont résumées ci-après.

2.4.2.1 Riblets

Les riblets sont des micro-reliefs, de la taille de la sous-couche visqueuse, alignés parallèlement à la direction de l'écoulement et répartis régulièrement dans la direction transverse. Leur section peut être de multiples formes (carré, triangulaire, semicirculaire, etc.). La figure 2.6 en montre un exemple triangulaire.

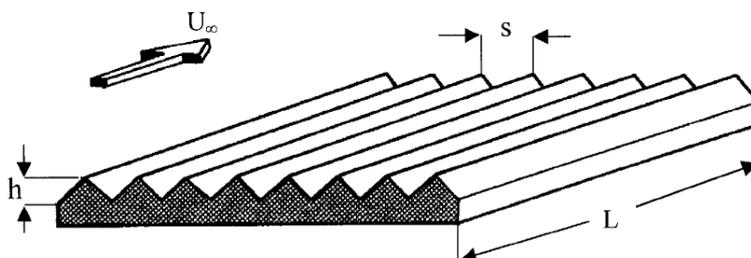


FIGURE 2.6 – Représentation schématique de riblets. Les dimensions caractéristiques sont la hauteur h , l'espacement transverse s et la longueur L . (tiré de Viswanath [196])

La simplicité de ce dispositif a permis des applications pratiques très rapides : dans le domaine hydrodynamique, d'abord, en aviron (1984), en voile (1987), et en natation (2000) ; puis dans le domaine aérodynamique, où une réduction nette de 2% (calculée à partir de la consommation de carburant) a été obtenue en plaçant des riblets sur le fuselage et les ailes d'un Airbus (1989). Les configurations expérimentales réalistes ont reçu une attention particulière à l'Onera, grâce aux travaux de Coustols [40] et Coustols & Cousteix [41], dans lesquels les performances des riblets sont analysées pour les régimes transsonique et supersonique. Afin que la réduction soit optimale, il convient que l'épaisseur des riblets soit comprise dans l'intervalle $h^+ = 8 - 15$, et que leur espacement transverse soit de $s^+ = 15$. Avec ces paramètres, certaines études sur plaque plane montrent des réductions de l'ordre de 10%. En particulier, Choi *et al.* [25] obtiennent dans leur DNS une réduction de 5 – 6% avec des riblets triangulaires caractérisés par $s^+ = 20$. Choi [29] réalise des expériences avec des riblets de taille $(s^+; h^+) = (20; 13)$ et trouve une réduction de frottement de 3%. Ce dernier observe également une modification de la structure de la turbulence au-dessus de riblets. Il propose que l'arrangement transverse des riblets contribue à restreindre les mouvements des TQL dans cette direction. Partant du principe

que les déplacements transverses des TQL sont liés aux bursts, il conclut à une stabilisation des TQL. Choi *et al.* [25] observent que les fluctuations turbulentes des composantes normale et transverse sont réduites au-dessus du sommet des riblets. Ce fait accrédite le mécanisme selon lequel les riblets restreignent les mouvements de fluide induits par les TQL, réduisant ainsi leur intensité. Choi *et al.* [25] proposent enfin qu'il y ait une réduction de la surface directement en interaction avec les TQL (figure 2.7). Si les riblets sont légèrement moins larges que les TQL, les seules zones soumises à l'influence des balayages en sont les sommets, les vallées restant protégées de ces mouvements de fluide (figures 2.7(b) et 2.8). En revanche, si l'espace entre deux riblets est assez grand pour qu'un TQL puisse s'y loger (figure 2.7(a)), une grande partie de la vallée sera soumise à des forts gradients pariétaux et conduira à une augmentation de frottement.

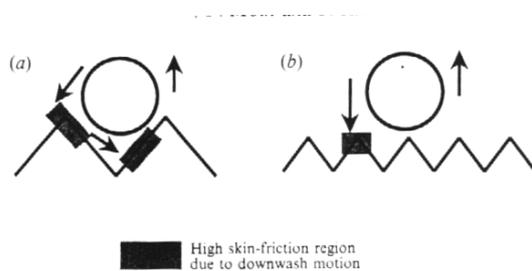


FIGURE 2.7 – Mécanisme expliquant le lien entre réduction de frottement et taille des riblets. (tiré de Choi *et al.* [25]).

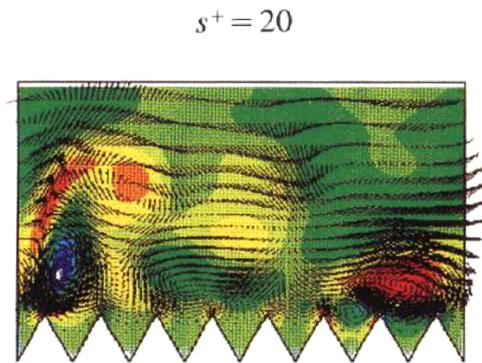


FIGURE 2.8 – Coupe transverse de l'écoulement au-dessus de riblets (tiré de Choi *et al.* [25]).

Récemment, Frohnapfel *et al.* [65] ont réalisé des expériences dans un canal plan dont une des parois a été striée. Il s'agit donc de riblets "inversés", pour lesquels les creux sont moins larges que les sommets. Ils observent des réductions de frottement pour une valeur bien précise de la profondeur des riblets, égale à $h^+ = 0,8$. La réduction varie de 17% à 25% en fonction de la hauteur de canal et des expériences. La performance de ces riblets inversés n'est donc pas adaptée aux variations éventuelles du nombre de Reynolds dans des écoulements en développement spatial. De plus, la condition $h^+ = 0,8$ peut engendrer des difficultés de fabrication pour des nombres de Reynolds élevés, pour lesquelles l'unité de paroi est très faible. Enfin, une autre modification du principe des riblets est proposée par Peet *et al.* [159]. Ces auteurs montrent une amélioration de 50% (soit 7,4% au lieu de 5,4%) sur la réduction de frottement lorsque des riblets oscillants dans la direction longitudinale sont utilisés. Deux longueurs d'ondes ($\lambda^+ = 580$ et $\lambda^+ = 1080$) sont testées dans une DNS de canal plan à $Re_\tau = 180$ pour les paramètres $s^+ = 21$ et $h^+ = 18$. Seul le deuxième cas permet d'améliorer les résultats.

2.4.2.2 Oscillations transverses

Les études concernant l'effet des oscillations transverses sur la turbulence pariétale sont nombreuses et les champs d'investigation couvrent les écoulements de canal plan et de tuyau à section circulaire qu'ils soient expérimentaux ou simulés numériquement. Globalement, le

contrôle revient à imposer à la paroi une vitesse transverse (ou orthoradiale) de la forme :

$$W(t) = A \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (2.2)$$

Les différents objectifs suivis par les équipes de recherche à ce sujet peuvent être classés comme suit :

- Observation des effets du contrôle ;
- Optimisation des paramètres pour une réduction de frottement maximale, ou une économie d'énergie maximale ;
- Mise en évidence du mécanisme physique de réduction de frottement.

Effets des oscillations transverses La plupart des études, qu'elles soient numériques ou expérimentales, s'accordent à dire que pour des fréquences d'oscillations assez élevées ($T^+ < 150$), les oscillations de paroi réduisent le frottement ainsi que l'intensité des quantités turbulentes. La réduction est d'autant plus grande que la vitesse des oscillations l'est. Les réductions obtenues expérimentalement [33, 32, 120, 89] sont toujours plus faibles que celles annoncées par le calcul [162, 202, 57, 28, 163, 99]. Les premières sont de l'ordre de 25% et les secondes plus proches de 40%. Quadrio & Ricco [162] attribuent cette différence à la non prise en compte du transitoire dans les simulations numériques. Cet effet étant spatial dans les expériences, il intervient nécessairement dans le calcul de la force de frottement exercée sur la plaque. Une méthodologie numérique temporelle, comme c'est en général le cas dans les DNS, écarte volontairement le transitoire temporel, d'où la différence constatée.

Optimisation des paramètres La recherche des paramètres optimisant cette réduction de frottement a particulièrement avancé avec Jung *et al.* [99] puis Quadrio & Ricco [162]. Les premiers montrent que le champ instantané de vitesse transverse est très proche de celui généré par des couches de Stokes alternées⁴. Ils proposent que l'optimum de réduction de frottement est atteint lorsque l'interaction des couches de Stokes avec l'écoulement est maximal. Ils formalisent cette interaction par deux paramètres : la profondeur de pénétration y_d^+ et l'accélération des couches de Stokes a^+ à une altitude donnée \bar{y}^+ . Ils introduisent le paramètre $S^+ = a^+ y_d^+ / A^+$ et parviennent à trouver une loi simple du type $D_r = a S^{+2} + b S^+$ (avec $a > 0$ et $b > 0$) sur laquelle les résultats expérimentaux s'alignent. Cette loi indique qu'une maximisation de ce paramètre conduira à la réduction de frottement la plus forte. Quadrio & Ricco [162] poursuivent l'analyse en cherchant de manière systématique le maximum de la fonction $S^+(T^+, A^+)$, le paramètre A^+ étant fixé. A l'aide de simulations numériques directes de canal plan à $Re_\tau = 200$, les auteurs trouvent que celui-ci ne dépend que de l'altitude \bar{y}^+ . La période optimale T_{opt}^+ ne dépend donc pas de l'amplitude des oscillations de vitesse. Par ailleurs, ils montrent que la réduction de frottement réalisée par le contrôle est une fonction linéaire croissante de S^+ . Les paramètres optimaux de leurs calculs sont $T_{\text{opt}}^+ = 100$ et $A^+ = 27$. Ils donnent 45% de réduction. En

4. Les couches de Stokes alternées sont la solution au deuxième problème de Stokes, exposé par exemple dans Schlichting [178], pp. 93–95. Il s'agit de l'équation linéarisée gouvernant l'écoulement créé par une plaque oscillante sur un fluide au repos. Pour la composante transverse, il s'écrit :

$$\frac{\partial W^+}{\partial t^+} = \frac{\partial^2 W^+}{\partial y^{+2}} \quad (2.3)$$

avec les conditions aux limites $W^+(y^+ = 0, t^+) = A^+ \sin(2\pi t^+ / T^+)$ et $W^+(y^+ \rightarrow \infty, t^+) = 0$. La solution en est une onde progressive atténuée en y^+ par une enveloppe exponentiellement décroissante, de paramètre $\sqrt{T^+ / \pi}$.

incluant la notion de coût énergétique du contrôle, ces paramètres deviennent $T_{\text{opt}}^+ = 125$ et $A^+ = 4,5$ pour une économie de puissance de 7,3%, ce qui correspond à une réduction de frottement de 17%. Il convient de préciser à ce propos que le bilan énergétique proposé par Quadrio & Ricco [162] ne prend pas en compte la totalité de la puissance nécessaire pour mettre la plaque en mouvement (ils ne considèrent – sciemment – que l’énergie nécessaire pour contrer l’effort d’origine visqueuse due à la présence du fluide). Or, la mise en oscillation d’une plaque d’épaisseur et de masse non nulles peut se révéler extrêmement coûteuse en pratique, en particulier lorsque les vitesses considérées sont grandes, ce qui limite le champ d’applicabilité de ce type de méthode.

Mécanisme physique Comme le proposent Choi *et al.* [33], les couches de Stokes semblent être fortement impliquées dans le mécanisme de réduction de frottement. Ces auteurs observent plus précisément le profil de vitesse moyenne. Comme représenté sur la figure 2.9, la zone logarithmique est décalée vers le haut et le gradient moyen est réduit dans la sous-couche visqueuse. Ils corrélerent cet effet avec la production de vorticité transverse négative, par transfert depuis la vorticité longitudinale contenue dans les tourbillons quasi-longitudinaux. Un phénomène clé de ce mécanisme est que la production se fait toujours dans le même sens (figure 2.10). En effet, les TQL sont affectés différemment en fonction de leur sens de rotation. Cet effet est bien documenté par Le *et al.* [121] pour un mouvement de paroi continu, dans la direction transverse. Au final, la production de vorticité transverse négative a lieu aussi bien pour un déplacement à droite (figure 2.10(a)) que pour un déplacement à gauche (figure 2.10(b)). Ce mécanisme est aussi observé dans un tuyau oscillant autour de son axe, dans les simulations de Quadrio & Sibilla [163], Fig. 3. Un tel transfert contribue à diminuer la vorticité longitudinale, et permet une réduction de l’intensité des TQL. Ce mécanisme semble assez universel, car il est aussi observé dans les simulations de Yoon *et al.* [207], qui utilisent un principe de contrôle similaire mais sans mouvements de paroi. Ces derniers génèrent dans un canal vertical des mouvements transverses alternés en utilisant une modulation de la flottabilité par des bandes transverses chaudes et froides. Ils retrouvent des profils de vitesse transverse très similaires à ceux des oscillations de paroi, exhibant ces mêmes productions de vorticité transverse négative. Les effets de réduction de frottement et des tensions de Reynolds sont aussi retrouvés.

Dhanak & Si [53], à partir d’un modèle bidimensionnel simplifié, observent un autre mécanisme. Ils affirment que les oscillations déforment les structures de manière à augmenter leur interaction avec la paroi. Celle-ci est tellement forte que les TQL sont rapidement détruits et le cycle de régénération interrompu. Dhanak & Si [53] rapportent également un effet important sur les streaks. Les zones de fluide rapide et celles de fluide lent étant mélangées par l’effet de la vorticité, les streaks sont progressivement distordus. Xu & Huang [202] notent, à ce sujet, un important transfert d’énergie intercomposante en provenance des fluctuations longitudinales, ce qui valide la thèse du mélange. En conséquence, Dhanak & Si [53] notent une réduction du transport de quantité de mouvement dans la direction normale à la paroi, et un impact direct sur les tensions de Reynolds et le frottement. Iuso *et al.* [89] appuient ces observations par une analyse statistique des streaks basse-vitesse contrôlés expérimentalement par oscillations transverses. Ils enregistrent une diminution de leur force et une augmentation de leur espace-temps, largeur et oscillations. Ils invoquent un processus de coalescence des streaks (proches des distorsions de Dhanak & Si [53]) et une diminution subséquente du nombre de streak instables. Il est probable que les deux effets (sur les streaks et sur les TQL) soient concomitants et mènent tous deux à l’interruption du cycle de régénération de la turbulence.

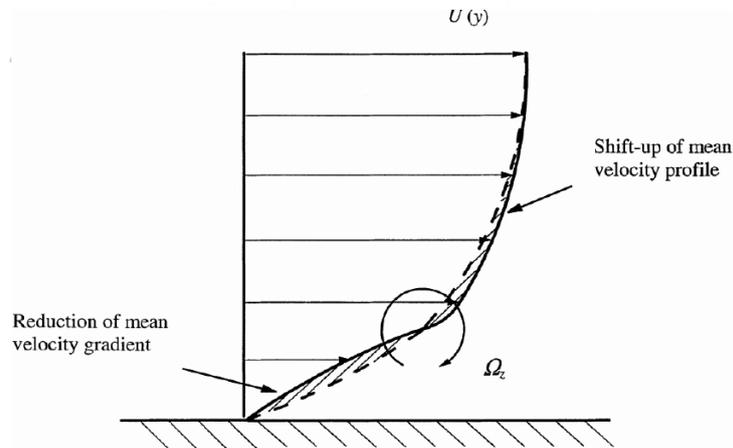


FIGURE 2.9 – Modèle conceptuel expliquant la réduction de frottement par une création de vorticité transverse négative, dans le cas d'un contrôle par oscillations transverses de la paroi. (tiré de Choi [31]).

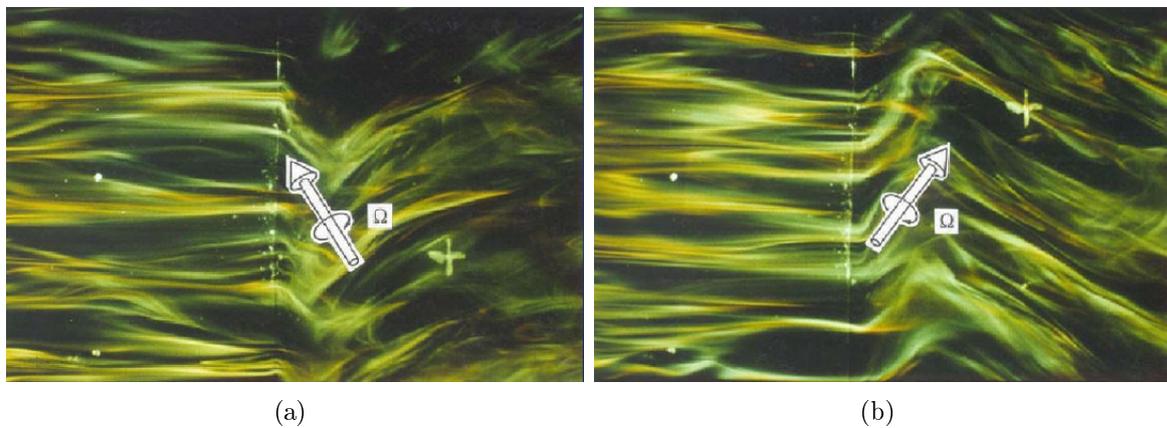


FIGURE 2.10 – Observation de la redistribution de la vorticité longitudinale des tourbillons quasi-longitudinaux en fonction du sens de l'oscillation de paroi. Ces clichés instantanés sont tirés d'expériences de Choi [31], l'écoulement va de la gauche vers la droite et le champ de vitesse longitudinale est mis en évidence par des injections de fumée. (a) À $t/T = 2k\pi + 1$, l'amplitude d'oscillation atteint un maximum à droite, le contrôle a redirigé les structures à vorticité négative dans la direction transverse. (b) À $t/T = 2k\pi$, l'amplitude d'oscillation atteint un maximum à gauche, le contrôle a redirigé les structures à vorticité positive dans la direction transverse. La contribution à la vorticité transverse est donc toujours négative.

Application aux forces de volume Il est possible de générer des modifications transverses de l'écoulement en utilisant un forçage volumique très proche de la paroi. Ce genre de force peut être réalisée expérimentalement dans un écoulement conducteur avec une force magnétique de Lorentz, du type :

$$F_z = I \exp(-y/\Delta) \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (2.4)$$

Du *et al.* [56] et Berger *et al.* [8] obtiennent respectivement 35% et 40% de réduction de frottement pour une période optimale de $T^+ = 100$. Les paramètres optimaux de Berger *et al.* [8] correspondent à une vitesse transverse équivalente de $W_{eq}^+ = StT^+/(2\pi Re_\tau) = 10$, où St est le nombre de Stuart, représentant l'amplitude adimensionnée de la force de Lorentz. Pang *et al.* [155] constatent jusqu'à 40% de réduction de frottement pour une amplitude de vitesse équivalente comprise entre 10 et 15 et une profondeur de pénétration de $\Delta^+ \approx 12$. Ces paramètres optimaux (T^+ et W_{eq}^+) sont très proches de ceux des oscillations transverses. En effet, Pang *et al.* [155] montrent qu'un mécanisme physique similaire est impliqué.

Une autre manière de générer des forces de volumes oscillantes dans la direction transverse est d'utiliser des actionneurs à plasma. Jukes *et al.* [97] ont montré qu'une courte décharge appliquée entre deux électrodes séparées par un diélectrique, pouvait générer localement un champ électrique capable de mettre en mouvement les particules d'air au sein d'un plasma. Le sens de ce champ électrique, et avec lui le signe de la vitesse induite, dépend de la position relative des deux électrodes. Ainsi, les auteurs proposent d'agencer transversalement un ensemble d'électrodes de manière à pouvoir générer alternativement une vitesse transverse positive et négative. La figure 2.11 montre l'effet d'un tel contrôle sur un écoulement au repos. Les électrodes bleues sont d'abord adressées pour générer un mouvement vers la droite, puis les rouges sont utilisées pour induire la vitesse opposée. Jukes *et al.* [98] observent expérimentalement jusqu'à 45% de réduction de frottement lorsqu'un tel dispositif est utilisé dans un écoulement d'air basse-vitesse à $Re_\tau = 380$. La réduction est uniquement observée pour un espacement transverse des électrodes inférieur à $s^+ = 20$, et pour une période d'actionnement inférieure à $T^+ = 100$. La période optimale étant de $T^+ = 16$. Les auteurs proposent que les paires de tourbillons générées par le plasma (voir la figure 2.11) affaiblissent fortement voire annulent les TQL, naturellement présents au même endroit. Ce dispositif de contrôle est novateur et potentiellement très intéressant. Toutefois, sa consommation d'énergie est pour le moment excessive et le bilan de puissance est fortement pénalisé : $P_{sav}/P_{plasma} \approx 10^{-4}$. Grâce à la perspective d'améliorations du matériel, les auteurs pensent toutefois pouvoir améliorer ces résultats.

2.4.2.3 Ondes progressives transverses

Du *et al.* [56] observent un mécanisme de réduction de frottement similaire à celui des oscillations transverses lorsqu'une onde progressive transverse est appliquée. Ce contrôle s'apparente à un forçage volumique de l'écoulement dans une fine couche de fluide pariétal. Il est de la forme :

$$F_z = I \exp(-y/\Delta) \sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda_z} - \frac{2\pi t}{T}\right) \quad (2.5)$$

Ce genre de force peut également être générée expérimentalement dans un écoulement conducteur avec une force magnétique de Lorentz. Du *et al.* [56] obtiennent numériquement 30% de réduction de frottement. Les auteurs étudient de manière systématique l'influence de chaque paramètre du contrôle. Ils montrent que la réduction de frottement est d'autant plus grande que la longueur d'onde λ_z est élevée et qu'une réduction optimale est obtenue lorsque la relation (2.6) est vérifiée. Ils proposent une constante égale à 1 pour leur nombre de Reynolds

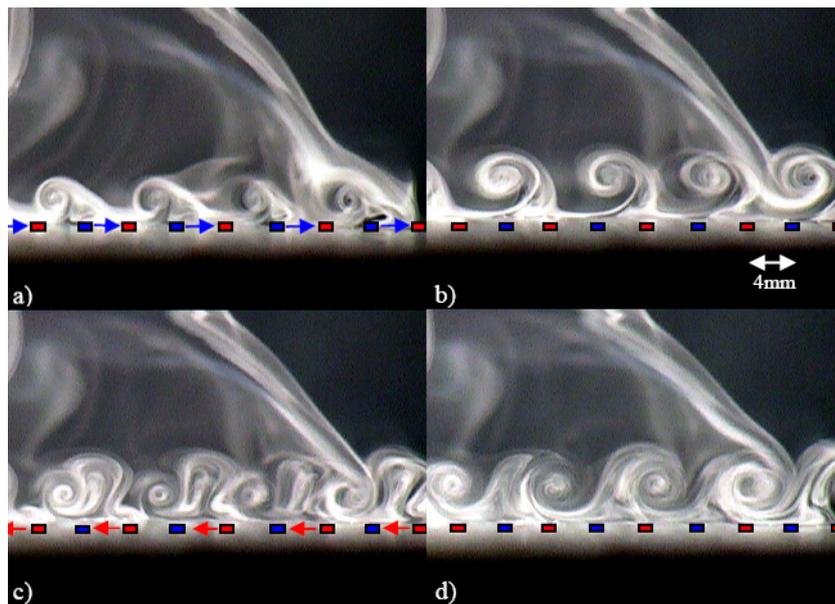


FIGURE 2.11 – Induction d'écoulement oscillant par des actionneurs à plasma, dans un environnement statique. (tiré de Jukes *et al.* [98]).

($Re_\tau = 150$).

$$I \times \Delta \times T^+ = cste \quad (2.6)$$

Les résultats expérimentaux ne remettent pas en cause l'efficacité théorique de la méthode, mais les réductions de frottement sont nettement plus faibles. Itoh *et al.* [88] obtiennent 7,5% pour une onde progressive. Comme l'avaient précisé Breuer *et al.* [16] pour une force oscillante ($\lambda_z \rightarrow \infty$), cette méthode de contrôle nécessite une grande quantité d'énergie car le rendement des actionneurs est très faible ($\approx 10^{-4}$), notamment en raison de la faible conductivité de l'eau salée. Ils concluent à la faible applicabilité pratique de ces ondes progressives.

2.4.3 Modifications longitudinales

2.4.3.1 Oscillations longitudinales

La réponse d'un écoulement à un forçage longitudinal (oscillations longitudinales, variations temporelles du gradient de pression $\frac{\partial P}{\partial x}$, etc.) a reçu par le passé beaucoup d'attention. Dans sa revue, Pollard [160] précise cependant que les grandeurs moyennes sont peu affectées par ce type de contrôle et qu'il n'existe pas de consensus global sur les effets induits.

2.4.3.2 Ondes stationnaires

Quadrio *et al.* [164] étudient l'effet d'une onde stationnaire de vitesse de transpiration sur un écoulement de canal plan. La composante normale de la vitesse est imposée à la paroi comme :

$$v_w(x) = A \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda_t}\right) \quad (2.7)$$

L'introduction de fluide respecte donc un flux de masse en moyenne nul (*zero-net-mass-flux*). À amplitude fixée $A^+ = 0,7$, les auteurs observent une augmentation de frottement pour les grandes longueurs d'ondes et une diminution pour les petites longueurs d'onde. À longueur d'onde fixée, une augmentation de l'amplitude amplifie cet effet. La plus grande réduction

obtenue par Quadrio *et al.* [164] est de 13% pour $A^+ = 4,7$ et $\lambda_t^+ = 226$. La réduction de frottement est obtenue par une action combinée d'injection de fluide sans fluctuation et d'aspiration de fluide turbulent. L'optimisation des paramètres provient d'une différence dans le temps de réponse de l'écoulement pour un soufflage et pour une aspiration. Chung *et al.* [36] avaient déjà remarqué que la réponse à un soufflage était beaucoup plus rapide que la réponse à une aspiration. Cette différence induit un retard de phase, durant lequel l'effet du soufflage persiste et minimise celui de l'aspiration. L'optimisation de la réduction de frottement consiste alors en un équilibre entre ce délai et la longueur de l'onde de contrôle.

2.4.3.3 Ondes progressives

Par analogie avec les ondes progressives transverses, des méthodes de contrôle par ondes progressives longitudinales ont été proposées. En particulier, Min *et al.* [143] analysent la réponse d'un écoulement de canal plan à une onde de vitesse pariétale de la forme :

$$v_w(x,t) = a \cos [\alpha(x - ct)] \quad (2.8)$$

Ils traitent successivement les cas des équations linéarisées, puis d'une couche limite bidimensionnelle puis d'une couche limite tridimensionnelle. Pour le cas linéaire et lorsque la vitesse de phase de l'onde c est positive, ils enregistrent d'importantes augmentations de frottement. En revanche, si elle est négative, ils constatent des réductions de frottement. L'optimum correspond à une longueur d'onde de $4\pi\delta$ et une vitesse de phase de $-2U_c$, où U_c est la vitesse au centre du canal. La réduction est d'autant plus grande que l'amplitude de l'onde de vitesse est élevée (30% pour $a = 0,1U_c$ et 70% pour $a = 0,25U_c$). L'originalité de leur contrôle est qu'il peut fournir des coefficients de frottement inférieurs à ceux du régime laminaire ("sous-laminaires") en générant des zones où les tensions de Reynolds sont positives⁵. Ceci est possible grâce à un déphasage de la fluctuation de vitesse longitudinale par rapport à la fluctuation normale. D'une part, ce déphasage détermine le signe des tensions de Reynolds, et d'autre part, il est du signe opposé à celui de la vitesse de phase de l'onde. Une onde progressive qui remonte l'écoulement génère donc des tensions positives, ce qui rend possible un frottement sous-laminaire. Min *et al.* [143] précisent que leur contrôle, quoique simple formellement, peut être difficile à implémenter en pratique. En particulier, ils ne rendent pas compte de l'influence de la périodicité longitudinale de leur simulation, qui tend à accumuler les effets du contrôle dans la solution finale. Par ailleurs, le même type de contrôle appliqué à un canal plan avec une déformation de paroi ne donne pas les mêmes résultats. Shen *et al.* [182] observent l'écoulement turbulent au dessus d'une paroi soumise à une onde progressive longitudinale de déformation, le rapport longueur d'onde/amplitude étant fixé à 8π . L'amplitude étant relativement importante, la modulation de la traînée totale est principalement due à la traînée de forme. Lorsque la vitesse de phase est négative, l'écoulement décolle localement, ce qui produit des augmentations de traînée importantes. En revanche, lorsque la vitesse de phase est positive, les décollements sont supprimés et la traînée de forme diminue. La traînée de frottement subit globalement une légère augmentation.

5. Bewley [10] conjecture que le frottement minimum atteignable dans un canal plan à débit constant contrôlé par une distribution de soufflage/aspiration à débit moyen nul est exactement celui de l'écoulement laminaire. Cette assertion provient de l'expression du frottement pour un tel écoulement, composée d'un terme laminaire et d'un terme turbulent s'exprimant comme une intégrale des tensions de Reynolds. Bewley [10] postule qu'un contrôle est au maximum capable d'annuler celles-ci.

2.4.4 Contrôle localisé non-sélectif

2.4.4.1 Aspiration/soufflage continu

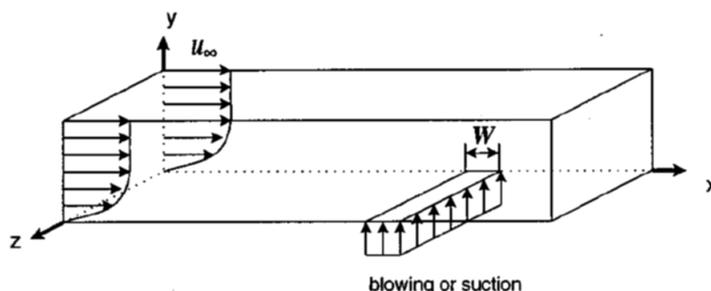


FIGURE 2.12 – Schéma du contrôle par vitesse de transpiration localisée (tiré de Park & Choi [157]).

À l'aide d'une DNS, Park & Choi [157] et Kim & Sung [110] étudient l'effet d'un tel contrôle appliqué sur une bande transverse de longueur L_{slot} . La configuration de l'écoulement est décrite sur la figure 2.12. L'intensité de la transpiration est caractérisée par la vitesse pariétale v_w ainsi que par le rapport entre le flux de quantité de mouvement de la transpiration et celui de la couche limite amont :

$$\sigma = \frac{v_w L_{\text{slot}}}{U_\infty \theta_{\text{slot}}} \quad (2.9)$$

où θ_{slot} est l'épaisseur de quantité de mouvement au niveau de la bande transverse. Les quantités testées par les différentes équipes sont reportées dans le tableau 2.1. Malgré leur vitesse relativement faible, Park & Choi [157] rapportent d'importantes modifications sur la turbulence. Par exemple, les effets sur l'épaississement de la couche limite, similaires à ceux reportés pour un contrôle global (voir la section 2.4.1.2), peuvent se ressentir jusqu'à 50 épaisseurs de déplacement en amont et de manière pérenne en aval. Dans le cas du soufflage (resp. de l'aspiration), le frottement est augmenté (resp. diminué) localement sur la bande contrôlée. Cet effet est d'autant plus grand que l'intensité de la transpiration est importante. L'intensité turbulente est globalement augmentée (resp. diminuée) en aval d'un soufflage (resp. d'une aspiration). Dans le cas d'un soufflage, les TQL sont écartés de la paroi et interagissent alors moins avec celle-ci. Les auteurs expliquent la diminution de frottement par ce mécanisme. Ensuite, les TQL se retrouvent dans une région moins soumise à la diffusion visqueuse, d'où leur intensification. Les auteurs montrent que celle-ci opère par les mécanismes d'étirement et de basculement de la vorticité. Dans le cas d'une aspiration, les TQL sont attirés dans une zone où la diffusion visqueuse est plus importante et donc disparaissent. Comme observé par Chung *et al.* [36] et Quadrio *et al.* [164] dans le cas d'un contrôle global, Park & Choi [157] signalent que la réponse de l'écoulement est plus lente pour une aspiration que pour un soufflage.

Des études expérimentales ont été réalisées dans des cas de soufflage [118, 80] et d'aspiration [5, 150], mais pour des σ relativement élevés, donnant lieu à des modifications importantes. Antonia *et al.* [5] obtiennent par exemple une relaminarisation pour $\sigma \leq -2,6$. Krogstad & Koutrakine [118] produisent les mêmes conclusions que Park & Choi [157] concernant le frottement et l'activité turbulente. Ils rapportent en outre que le soufflage ne modifie pas sensiblement l'anisotropie de la couche limite en aval.

	v_w	σ	σ^+
Park & Choi [157]	$\pm 0,0185$	$\pm 0,09$	± 45
	$\pm 0,0463$	$\pm 0,0225$	$\pm 11,25$
	$\pm 0,0925$	$\pm 0,45$	± 225
Kim & Sung [110]	$\pm 0,01242$		
	$\pm 0,02425$	$\pm 0,322$	± 117
	$\pm 0,0463$		
Kim & Sung [111]	$0,0263$	$0,14$	50
	$0,0246$	$0,064$	
	$0,0026$	$0,07$	189
Krogstad & Kourakine [118]	$0,0056$	$0,14$	378
	$0,0086$	$0,21$	567
		$-2,6$	-1510
Antonia <i>et al.</i> [5]		$-5,2$	-3020
		$-6,5$	-3780
Haddad <i>et al.</i> [80]	$0,03$	$0,22$	
	$0,05$	$0,36$	
	$0,08$	$0,58$	

TABLE 2.1 – Paramètres de soufflage/aspiration de différentes études. Le paramètre σ^+ , introduit par Kim & Sung [111] pour prendre en compte les effets de nombre de Reynolds, est défini par $\sigma^+ = v_w^+ L_{\text{slot}}^+ = \sigma \text{Re}_{\theta_{\text{slot}}}$

2.4.4.2 Aspiration/soufflage instationnaire

Afin d'augmenter la contrôlabilité et la prédictibilité d'un écoulement pariétal, Tardu [191] propose d'utiliser un forçage instationnaire de celui-ci. À travers une fine bande transverse (7×1212 unités de paroi, ou encore $0,016\delta \times 2,7\delta$), l'auteur impose une vitesse de soufflage oscillant de 0 à 5 fois la vitesse de frottement en fonction du temps.

$$v_w^+ = A^+ (1 + \sin(2\pi f^+ t^+)) \quad (2.10)$$

Il compare un tel écoulement avec un soufflage stationnaire et une couche limite non contrôlée. La fréquence du contrôle est le double de celle des éjections à $y^+ = 12$, soit $f^+ = 0,017$. Le soufflage instationnaire réduit plus le frottement que le soufflage stationnaire (-40% et -35% respectivement) par rapport au cas sans contrôle. Les intensités de la turbulence sont également plus importantes dans le cas instationnaire. Par ailleurs, Tardu [191] observe une relaminarisation temporaire de l'écoulement juste après le contrôle, témoin d'un forçage à relativement grande échelle. Pour cette raison, l'auteur se focalise sur le devenir des larges structures vorticales créées par le contrôle, plutôt que sur celui des structures cohérentes de proche-paroi. À l'aide d'une étude numérique détaillée, Kim & Sung [111] s'intéressent plus à ces dernières, et à l'effet d'un soufflage instationnaire à des amplitudes beaucoup plus faibles ($A^+ = 0,5$). Ils comparent également leurs résultats à un soufflage stationnaire, et retrouvent les résultats et les tendances reportées par Park & Choi [157]. L'ajout de l'instationnarité dans le contrôle ne change pas le frottement de manière significative. Le profil moyen de vitesse montre de plus peu de dépendance en fréquence. En revanche, l'intensité des fluctuations est augmentée par rapport au cas stationnaire, et diminue lorsque la fréquence augmente. L'optimum d'augmentation des fluctuations de vorticité est atteint pour $f^+ = 0,035$, soit 4 fois la fréquence des éjections.

2.4.4.3 Déformation de paroi

Les travaux de Segawa *et al.* [181] proposent une démonstration expérimentale des effets d'un actionneur original, dont le mode d'action est représenté sur la figure 2.13. Les expériences se déroulent dans un canal hydrodynamique à $Re_\tau = 250$ et les structures turbulentes sont observées par méthode PIV. Grâce à un mouvement prédéterminé, sous la forme d'une onde transverse, d'un battement d'ensemble ou alterné, cet actionneur génère des perturbations de la sous-couche visqueuse ($\Delta_{y,\max}^+ = 1,25$) de 400 unités de paroi de large. Pour les trois modes de déformation proposés, et pour plusieurs fréquences d'actionnement calées sur la fréquence de burst, les auteurs montrent des interactions avec les structures, potentiellement intéressantes pour la réduction de frottement. Cependant, aucune mesure ou effet sur celui-ci ne sont présentés.

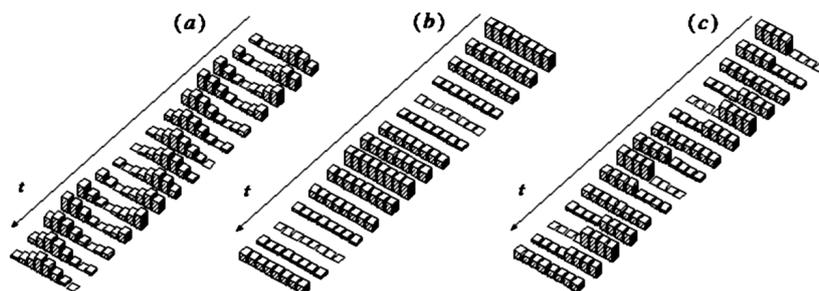


FIGURE 2.13 – Evolution temporelle de la forme de l'actionneur de Segawa *et al.* [181] pour trois modes d'actionnements différents : (a) Onde transverse, (b) Battement d'ensemble, (c) Battement alterné.

2.5 Vers une stratégie réactive réaliste

2.5.1 Simulation numérique du contrôle réactif

2.5.1.1 Contrôle en opposition

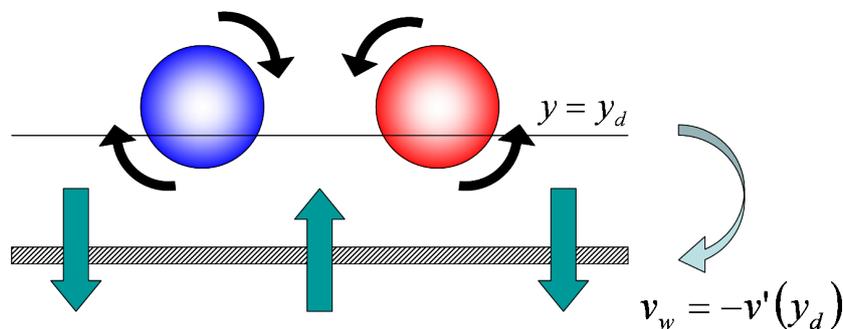


FIGURE 2.14 – Schéma de principe du contrôle en opposition. Les fluctuations de vitesse verticale dans un plan de détection $y = y_d$ sont réinjectées en opposition de phase à la paroi.

Les expériences numériques de contrôle de Choi *et al.* [26] font maintenant référence dans le domaine du contrôle des écoulements pariétaux. Les auteurs proposent une stratégie simple, en boucle fermée, visant à s'opposer aux évènements d'éjection et de balayage. Le principe

en est représenté sur la figure 2.14. Il s'agit d'imposer à la paroi une distribution de vitesse verticale en opposition de phase avec les fluctuations de vitesse dans un plan de détection $y = y_d$ (v -control). Lorsque le plan de détection est localisé à $y_d^+ = 10$, les auteurs observent 25% de réduction de frottement⁶.

Mécanisme de réduction de frottement À l'aide d'une unité minimale d'écoulement, Choi *et al.* [26] mettent en évidence deux mécanismes de réduction de frottement. Le premier procède des zones de soufflage, qui déplacent les régions de fort cisaillement vers l'intérieur de l'écoulement (au delà de $y^+ \approx 5$). Celles-ci n'interagissent plus avec la paroi et le frottement est localement diminué. L'évènement de balayage ($u' > 0$ et $v' < 0$), associé à ces zones de fort cisaillement, est par ailleurs atténué. Le second mécanisme influe sur le comportement des tourbillons secondaires générés à la paroi (voir la figure 1.14). La partie aspiration du contrôle en opposition empêche la couche de vorticité pariétale secondaire de se détacher et de former un nouveau tourbillon. Les auteurs concluent à un effet stabilisant. Enfin, ils notent que la structure générale de l'écoulement n'est pas modifiée, mais que la localisation moyenne des TQL est simplement décalée vers le haut, influant ainsi sur leur interaction avec la paroi. Cet effet est observé par Hammond *et al.* [82] à travers le concept de *mur virtuel*. Il s'agit d'un plan situé à mi-chemin entre la paroi et le plan de détection. Les auteurs observent que les fluctuations de vitesse verticale $v_{r.m.s.}$ s'y annulent, indiquant qu'il n'y a quasiment pas de transfert de fluide à travers ce plan.

Optimisation et dépendance au nombre de Reynolds La position du plan de détection ($y = y_d$) peut être optimisée pour obtenir la meilleure réduction de frottement. Choi *et al.* [26] montrent que le contrôle en opposition occasionne une augmentation de frottement si ce plan est positionné à $y_d^+ = 26$. Pour cette position, Hammond *et al.* [82] rapportent en effet l'inexistence d'un mur virtuel. Grâce à des simulations numériques directes et des simulations des grandes échelles, Chang *et al.* [22] analysent l'effet du nombre de Reynolds sur la position optimale $y_{d,opt}$. Celui-ci se rapproche de la paroi à mesure que le nombre de Reynolds augmente, passant de $y_{d,opt}^+ = 16,5$ pour $Re_\tau = 100$ à $y_{d,opt}^+ = 12,9$ pour $Re_\tau = 720$. Parallèlement, la réduction de frottement optimale diminue, ainsi que l'économie d'énergie réalisée par le contrôle.

Déclinaisons du principe Choi *et al.* [26] ont testé d'autres déclinaisons de ce principe. Ils obtiennent 30% de réduction de frottement avec un contrôle en opposition sur la composante transverse de la vitesse (w -control). Le même résultat est obtenu avec une combinaison de contrôle sur les composantes transverse et verticale (v - et w -control). Un contrôle basé sur la fluctuation de vitesse longitudinale (u' -control) donne une réduction de 10% lorsque la vitesse pariétale est *en phase* avec celle du plan de détection. Enfin, un développement en série de Taylor de $v(y)$ au voisinage de la paroi conduit les auteurs à sélectionner le terme $g_w = \left. \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} \right|_w$ comme estimateur pariétal de la vitesse verticale. Un contrôle en opposition basé sur ce critère ne donne que 6% de réduction, semblable aux performances des riblets, et donc peu intéressant. Fukagata & Kasagi [67] proposent de calibrer la vitesse pariétale verticale sur les fluctuations de vitesse longitudinale : $v_w = \alpha u'(y_d)$. Pour $\alpha = 0,15$, ils obtiennent une performance similaire

6. Choi *et al.* [26] utilisent une DNS de canal plan à flux de masse constant. La conservation de la masse impose

$$\int_{L_x} \int_{L_z} v(x,y,z) dx dz = 0 \quad \forall y$$

Ainsi, tout changement dans la force de frottement se manifestera à travers une modification du gradient de pression moyen, nécessaire pour générer l'écoulement à flux de masse constant.

à celle du contrôle en opposition classique (le v -control). Enfin, Choi *et al.* [26] explorent l'effet de plusieurs paramètres sur cette stratégie :

- La réduction de frottement apparaît proportionnelle à la surface couverte par le contrôle
- Un contrôle en opposition sur la base des seuls événements extrêmes de $v(y_d)$ donne des réductions de 20% pour $|v(y_d)| > v_{r.m.s.}$ et de 15% pour $|v(y_d)| > 2v_{r.m.s.}$. Ces deux cas de contrôle couvrent respectivement 25% et 5% de la surface de la paroi
- 10% de réduction de frottement sont obtenus lorsque les coefficients longitudinaux de Fourier sont filtrés de manière à ne conserver que le plus grand ($k_x = 0,5$)

Déformation de paroi Le contrôle en opposition a aussi été utilisé pour prescrire la vitesse de déformation de la paroi. Kang & Choi [100] obtiennent 13 – 17% de réduction de frottement. Afin d'éviter que la paroi n'intersecte le plan de détection, les auteurs ont limité son déplacement à 5 unités de paroi. La baisse de performance par rapport au cas avec une vitesse de transpiration provient vraisemblablement de cette limitation. Les auteurs précisent que la traînée de forme est négligeable et que l'effet du contrôle provient principalement de l'induction de vitesse par les déplacements de paroi. L'utilisation d'une méthode de transformation de coordonnées restreint cependant les auteurs à un petit canal à $Re_\tau = 140$. En utilisant une autre méthode de déformation (*immersed boundary condition*), Kellogg [104] étudie à $Re_\tau = 100$ l'influence de la limitation. Pour des déplacements maximums de 1, 2, 4 et 6 unités de paroi, la réduction de frottement évolue de 3,5% à 14,3%.

2.5.1.2 Flux de vortacité

Koumoutsakos [114] propose en 1997 un contrôle similaire au contrôle en opposition, mais basé sur le flux de vortacité pariétal :

$$-\left(\nu \frac{\partial \omega}{\partial y}\right)_w$$

Il remarque que celui-ci peut se déterminer complètement à partir des gradients de pression longitudinal et transverse, ainsi qu'avec la condition de continuité pour la vortacité ($\nabla \cdot \omega = 0$) :

$$\left(\nu \frac{\partial \omega_x}{\partial y}\right)_w = -\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}\right)_w \quad (2.11a)$$

$$-\left(\nu \frac{\partial \omega_z}{\partial y}\right)_w = -\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}\right)_w \quad (2.11b)$$

$$-\left(\frac{\partial \omega_y}{\partial y}\right)_w = \left(\frac{\partial \omega_x}{\partial x}\right)_w + \left(\frac{\partial \omega_z}{\partial z}\right)_w \quad (2.11c)$$

Ils précisent par ailleurs que le flux de vortacité pariétal peut être modifié par une distribution de puits et de sources de vortacité (q). Une distribution de soufflage et d'aspiration, ou une déformation de paroi, résultent éventuellement de telles sources. Le contrôle qu'ils proposent est alors conçu de manière à modifier l'intensité de ces sources en fonction d'une mesure du flux de vortacité $\frac{\partial \omega}{\partial y}$:

$$Bq^k + X^{k-1} = X^{k,des} \quad (2.12)$$

où X^{k-1} est le flux de vortacité à l'itération $k-1$, $X^{k,des}$, le flux de vortacité désiré pour l'itération k , q^k les intensités des sources de vortacité, et B une matrice les reliant au flux de vortacité qu'elles créent. Koumoutsakos [115] obtient 40% de réduction de frottement dans un canal plan à $Re_\tau = 180$ lorsque le contrôle travaille à annuler le flux de vortacité pariétal ($X^{k,des} = -X^{k-1}$).

2.5.1.3 Théorie du contrôle optimal

Contrôle optimal On considère un système physique donné, dont l'état est représenté par un vecteur \mathbf{x} . L'évolution de \mathbf{x} , lorsque soumis à un contrôle ϕ , est régit par l'équation (d'après Bewley *et al.* [12]) :

$$\dot{\mathbf{x}} = A\mathbf{x} + B_2\phi \quad (2.13)$$

avec les conditions initiales $\mathbf{x}(t=0) = \mathbf{x}(0)$. Le problème résolu par le contrôle optimal est le suivant : il s'agit de réguler une mesure de l'état d'un système en utilisant un actionnement le moins coûteux possible. Formellement, ce problème revient à minimiser une fonctionnelle de coût sur un temps T :

$$\mathcal{J} = \frac{1}{2T} \int_0^T (\|\mathbf{x}\|^2 + \ell^2 \|\phi\|^2) dt \quad (2.14)$$

où la norme $\|\cdot\|$ est la formalisation de la mesure et ℓ^2 rend compte du prix du contrôle. S'il est cher, ℓ sera grand et inversement. Le meilleur contrôle capable de résoudre ce problème correspond à un minimum de cette fonctionnelle et vérifie :

$$\frac{\mathcal{D}\mathcal{J}}{\mathcal{D}\phi} = 0 \quad (2.15)$$

Lorsque le système est non linéaire, la recherche de ce minimum est un objectif non-trivial, qui peut être résolu par plusieurs méthodes. Le lecteur intéressé pourra trouver une description des problèmes inhérents à cette étape dans l'article de Bewley *et al.* [13]. Ces auteurs montrent que l'efficacité des méthodes optimales dépend fortement du choix du paramètre T , appelé horizon d'optimisation. Par exemple, lorsque l'objectif est de réduire l'énergie turbulente dans un canal plan à $Re_\tau = 100$ avec une transpiration pariétale de flux moyen nul, seuls des horizons supérieurs à $T^+ = 25$ occasionnent une relaminarisation. La figure 2.15 montre que des réductions de frottement entre 20% et 40% sont pourtant obtenues pour des horizons plus faibles.

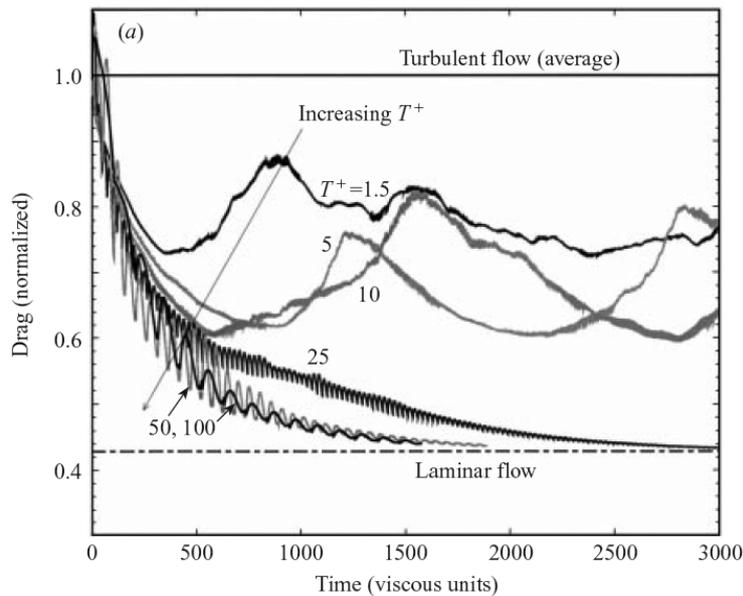


FIGURE 2.15 – Evolution temporelle du frottement dans un canal plan à $Re_\tau = 100$ contrôlé par une méthode optimale basée sur la minimisation de l'énergie turbulente. Effet de l'horizon d'optimisation. (tiré de Bewley *et al.* [13]).

Contrôle sub-optimal Pour contourner le problème du choix de l'horizon T , il a été proposé de minimiser la fonctionnelle de coût au sens *sub-optimal*, c'est-à-dire sur un très court laps de temps, comparable au pas de temps Δt des simulations numériques. Un tel choix ($T = \Delta t$) permet d'associer le problème sub-optimal à un schéma de discrétisation temporelle des équations du mouvement. Moyennant quelques approximations, la résolution linéarisée de ce système discret permet d'obtenir une loi de contrôle analytique. Précisons que cette solution dépend du schéma de discrétisation utilisé. Lee *et al.* [124] appliquent cette méthode dans un canal plan, avec pour objectif une minimisation du gradient de pression transverse, puis du cisaillement pariétal transverse. Ils obtiennent les lois de contrôle suivantes, exprimées dans l'espace de Fourier :

$$\hat{\phi} = C \frac{k_z^2}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}} \hat{p}_w \quad (2.16a)$$

$$\hat{\phi} = C \frac{ik_z}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}} \widehat{\frac{\partial w}{\partial y}} \Big|_w \quad (2.16b)$$

où k_x et k_z sont les nombres d'ondes longitudinal et transverse, p_w la pression pariétale et $i = \sqrt{-1}$. C est une constante permettant de régler l'intensité du contrôle. La première loi signifie que le contrôle doit être proportionnel à la dérivée seconde de la pression pariétale dans la direction transverse, dont les composantes à haut nombre d'onde sont réduites par $1/k = 1/\sqrt{k_x^2 + k_z^2}$. La deuxième signifie que le contrôle doit être proportionnel à la dérivée transverse du cisaillement pariétal transverse, filtré comme précédemment. Ces méthodes conduisent à des réductions de frottement de 16% et 20% respectivement. Le deuxième contrôle est très similaire à une expérience numérique de Choi *et al.* [26] basée sur le terme $g_w = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_w$, qui ne donnait que 7% de réduction (voir la section 2.5.1.1). Ceci indique que l'opération de filtrage des grands nombres d'onde est un facteur clé du contrôle sub-optimal. La démarche de Lee *et al.* [124] est appliquée avec succès sur un écoulement de tuyau par Xu *et al.* [203] à $Re_\tau = 150$, avec des réductions de 13% et 23% pour les lois (2.16a) et (2.16b) respectivement. Une approche sub-optimale visant la minimisation des tensions de Reynolds est exposée par Fukagata & Kasagi [68] pour un canal et pour un tuyau. Ils obtiennent jusqu'à 11,5% de réduction de frottement pour les amplitudes de contrôle les plus grandes ($\phi_{r.m.s.}^+ = 0,08$). La transcription dans l'espace physique d'une loi de contrôle sub-optimale consiste à trouver les poids W_{jk} tels que (exemple pour la loi de Lee *et al.* [124]) :

$$\phi(x,z) = C \sum_j \sum_k W_{jk} \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_w (x + j\Delta^c x, z + k\Delta^c z) \quad \text{et} \quad \hat{\phi} = C \frac{ik_z}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}} \widehat{\frac{\partial w}{\partial y}} \Big|_w \quad (2.17)$$

Un exemple de distribution des poids est montré sur la figure 2.16. Choi & Sung [27] observent l'effet de la résolution du contrôle ($\Delta^c x, \Delta^c z$) sur la réduction de frottement, selon le schéma 2.17. La résolution la plus grossière conduit à une augmentation de frottement, montrant à quel point la transcription d'une loi continue dans un espace discret est délicate et peut avoir de grandes conséquences sur la performance de la méthode.

2.5.1.4 Contrôle adaptatif

Les précédentes stratégies optimisent le contrôle avec l'aide directe des équations du mouvement. Il est également possible de l'optimiser en utilisant une méthode externe, qui n'est pas basée sur la physique du problème.

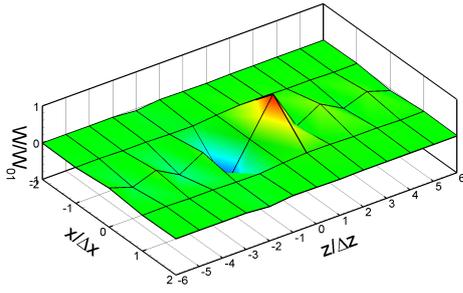


FIGURE 2.16 – Distribution des poids à partir de l'équation (2.17). Les W_{jk} sont adimensionnés par W_{01} . (tiré de Lee *et al.* [124]).

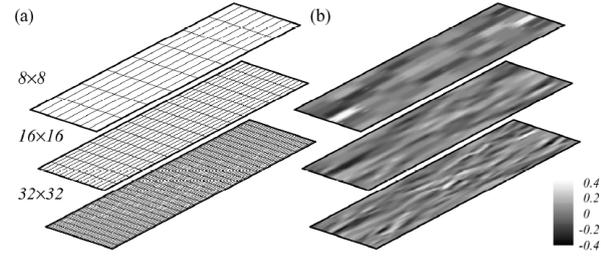


FIGURE 2.17 – (a) Schéma des différentes résolutions de contrôle testées. (b) Contours instantanés du champ de contrôle ϕ correspondant. (tiré de Choi & Sung [27]).

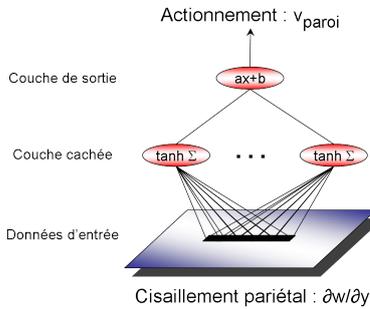


FIGURE 2.18 – Architecture du réseau de neurones utilisé par Lee *et al.* [123].

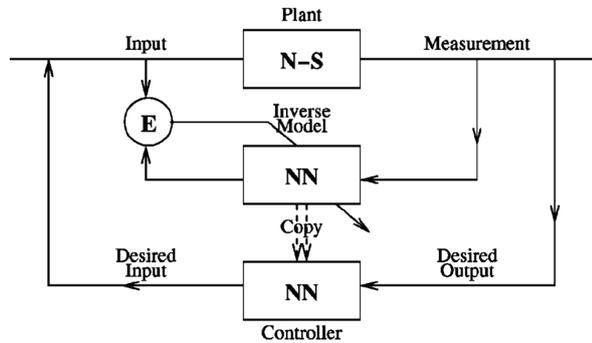


FIGURE 2.19 – Illustration de l'algorithme utilisé pour un entraînement du réseau de neurones pendant la simulation numérique. Les poids du contrôleur sont actualisés régulièrement par le résultat de l'apprentissage.

Réseau de neurones Lee *et al.* [123] utilisent par exemple un réseau de neurones. Le principe en est représenté sur la figure 2.18. Il s'agit d'entraîner le réseau à reproduire la vitesse du contrôle en opposition à partir de plusieurs mesures du cisaillement pariétal transverse. La sortie du réseau de neurones s'écrit alors :

$$v_w(x, z) = W_a \tanh \left(\sum_{k=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} W_k \left. \frac{\partial w}{\partial y} \right|_w (x, z + k\Delta z) - W_b \right) - W_c \quad (2.18)$$

où N est le nombre de points transverses utilisés par le contrôle, et les $(W_a, W_b, W_c, W_k, \dots)$ sont les poids du réseau. L'apprentissage du réseau est réalisé par une méthode de gradient conjugué sur un échantillon de couples $\left(v_w^{\text{des}}, \left. \frac{\partial w}{\partial y} \right|_w \right)$, de manière à minimiser cette fonction de coût :

$$\mathcal{J} = \frac{1}{2} \sum_S e^{\lambda |v_w^{\text{des}}|} (v_w^{\text{des}} - v_w^{\text{out}})^2 \quad (2.19)$$

qui représente une somme des carrés des erreurs commises par le réseau. La pondération par l'exponentielle permet de donner plus d'importance aux larges amplitudes de v_w^{des} . L'optimisation fournit alors les valeurs des poids $(W_a, W_b, W_c$ et les $W_k)$. Lee *et al.* [123] obtiennent 18% de

réduction de frottement dans un canal à $Re_\tau = 100$ lorsque l'entraînement est réalisé *off-line*, avant la simulation numérique, sur 10 poids. Ils fixent alors les W_k et réalisent l'entraînement *on-line* (pendant la simulation numérique, comme indiqué sur la figure 2.19) sur 4 poids :

$$v_w(x, z) = W_a \tanh(W_K g - W_b) - W_c \quad (2.20)$$

où $W_K g$ correspond à la combinaison linéaire à poids fixés obtenue pour l'entraînement *off-line*. La réduction de frottement est alors de 20%. Les poids correspondant aux biais (W_b et W_c) évoluent très peu durant la simulation. L'adaptation de la méthode concerne alors surtout les gains des différentes couches du réseau de neurones (W_a et W_K). La distribution transverse des W_k montre une très grande similitude avec la fonction $W_k = A \frac{1 - \cos(\pi k)}{k}$, qui se trouve être la transformée de Fourier inverse de la fonction $ik_z/|k_z|$. Les auteurs suggèrent une loi de contrôle de la forme $\widehat{v}_w = C \frac{ik_z}{|k_z|} \widehat{\frac{\partial w}{\partial y}} \Big|_w$, qui préfigure la loi sub-optimale (2.16b) obtenue par Lee *et al.* [124].

Algorithme génétique Morimoto *et al.* [144] proposent une optimisation du contrôle basée sur un algorithme génétique. Ils choisissent la loi de contrôle suivante :

$$v_w = C \sum_{n=-m}^m W_n \tau_w(z + n\Delta z) - \overline{v}_w \quad (2.21)$$

qui représente la vitesse de contrôle comme une combinaison linéaire du cisaillement pariétal à plusieurs stations transverses. Les poids W_n constituent un individu. Les individus sont sélectionnés sur leur capacité à réduire le frottement. Morimoto *et al.* [144] effectuent une recherche des meilleurs individus pour un canal plan à $Re_\tau = 100$ et pour $m = 3$. L'enchaînement des opérations d'optimisation est schématisé sur la figure 2.20. 200 générations suffisent pour converger. Les réductions de frottement sont alors proches de 10%. La corrélation entre la vitesse pariétale de contrôle et la vitesse verticale à $y^+ = 15$ se stabilise autour de $-0,3$ au cours de la simulation, suggérant que le contrôle ainsi mis au point mime un contrôle en opposition.

2.5.2 Contrôle localisé sélectif

Le contrôle sélectif rassemble les méthodes conçues pour interagir sélectivement avec les structures de proche-paroi de la couche limite turbulente. Ce contrôle présente l'intérêt de répartir l'action en temps et diminuer ainsi l'énergie nécessaire en comparaison avec une méthode non-sélective. Deux moyens d'action sont passés en revue, à savoir l'aspiration ou le soufflage, ou une déformation de la forme de la paroi.

2.5.2.1 Aspiration/soufflage

De telles méthodes ont été conçues très tôt dans l'histoire du contrôle pour la réduction de frottement. En 1987, Gad-el-Hak & Blackwelder [71] mettent au point une technique d'aspiration sélective des streaks basse-vitesse, afin de supprimer les événements de type burst et ainsi stabiliser la couche limite. Pour valider leur technique, les auteurs la testent sur des spots turbulents générés artificiellement. D'autres méthodes, similaires, sont testées directement sur des couches limites turbulentes.

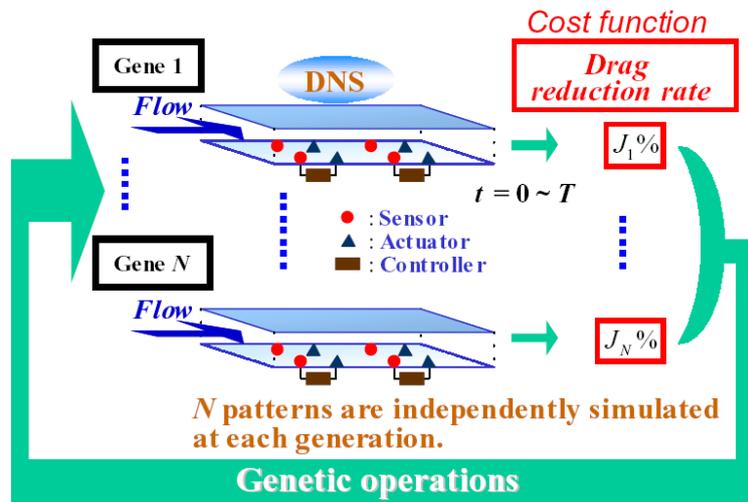


FIGURE 2.20 – Illustration de l’algorithme de contrôle basé sur un algorithme génétique. Chaque individu est testé indépendamment dans une simulation numérique pour évaluer la fonction de coût. Les meilleurs individus sont sélectionnés par l’algorithme génétique. (tiré de Morimoto *et al.* [144]).

Évaluation dans une couche limite laminaire avec des spots turbulents artificiels

Le générateur de burst de Gad-el-Hak & Blackwelder [71] consiste en une aspiration soudaine par deux trous séparés transversalement par 100 unités de paroi. Un tourbillon en fer à cheval est alors créé, avec une zone de basse-vitesse, dont les auteurs tentent de contrôler l’évolution instable. Une aspiration est appliquée 40 unités de paroi en aval, à travers une fente longitudinale longue de 1500 unités de paroi, et large d’1 unité de paroi. Les bursts et le contrôle sont enclenchés de manière périodique et les auteurs cherchent à optimiser la phase entre les deux, ainsi que l’intensité de l’aspiration. Ce type de contrôle sélectif a été appliqué à un écoulement laminaire, où les événements de bursts ont été supprimés et l’éclatement des structures retardé. Myose & Blackwelder [147] observent des résultats similaires pour le même type de contrôle appliqué à un écoulement soumis à une instabilité de Görtler. En revanche, Gad-el-Hak & Blackwelder [72] ne réussissent pas à appliquer une telle technique à un écoulement pleinement turbulent et proposent l’utilisation de l’aspiration continue.

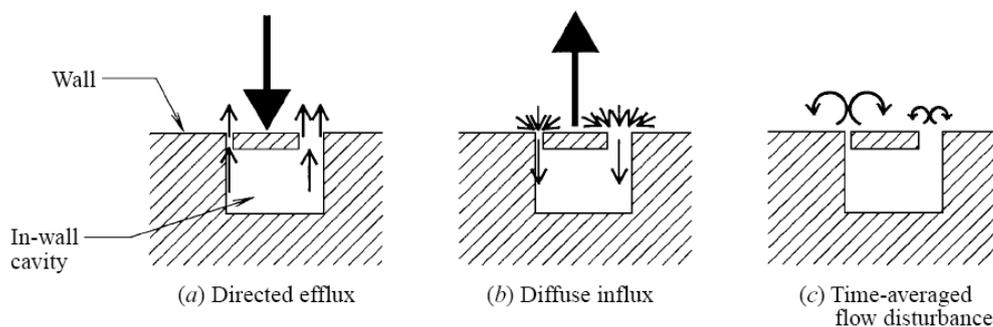


FIGURE 2.21 – Schéma de principe de l’actionneur utilisé par Jacobson & Reynolds [91]. Une paroi mobile se déplace dans une cavité, occasionnant des mouvements de fluides vers l’extérieur (a) ou vers l’intérieur (b) de celle-ci. La structure générée en moyenne est une paire de tourbillons contrarotatifs (c).

Jacobson & Reynolds [91] testent le même principe de contrôle sélectif sur des perturbations artificielles avec un actionneur plus évolué. Ce dernier, représenté sur la figure 2.21, n'injecte pas en moyenne de fluide, mais crée une paire de tourbillons contrarotatifs. Ils montrent que leur actionneur est d'abord capable de retarder la transition due à une perturbation grande échelle, puis qu'il peut être utilisé pour contrôler des streaks générés artificiellement dans une couche limite laminaire. Lorsqu'ils sont positionnés de manière à ralentir les streaks haute-vitesse, et à accélérer les streaks basse-vitesse, une réduction satisfaisante des gradients transverses de vitesse longitudinale est observée. Ceci laisse supposer que ce dispositif est efficace pour uniformiser le champ de vitesse proche-paroi et y réduire le frottement. Cependant, les auteurs restent très prudents sur ces conclusions, étant donné les différences fondamentales de comportement entre une couche limite turbulente et une couche limite laminaire.

Les travaux numériques de Lockerby *et al.* [133] sont une piste pour explorer ce type de contrôle à moindre coût. Les auteurs modélisent un écoulement de streaks à l'aide d'une formulation vitesse-vorticité des équations aux perturbations de Navier-Stokes. L'ajout d'une force de volume mimant les streaks leur fournit un système moins coûteux que la DNS pour expérimenter le contrôle. En particulier, ils observent l'effet de microjets sur la croissance de leurs streaks artificiels. Selon leurs résultats, si les microjets sont situés exactement sous un streak basse-vitesse, un soufflage (resp. une aspiration) peut alors être utilisé pour en augmenter (resp. en diminuer) l'intensité. Ils précisent cependant que l'action de microjets de faible amplitude peut être considérablement altérée par le champ de pression fluctuante, ce qui représente une faiblesse de la méthode.

Évaluation de l'aspiration/soufflage localisé dans une couche limite turbulente Kerho *et al.* [106] proposent une démonstration expérimentale d'un contrôle sélectif sur les streaks dans une couche limite turbulente de tunnel hydrodynamique à basse vitesse et à Reynolds $Re_\theta = 650$. Ils utilisent pour cela un actionneur conçu pour aspirer toute la surface d'un streak ($1000^+ \times 100^+$). La force de l'aspiration est caractérisée par le coefficient de succion $C_s = Q_{\text{slot}}/SU_\infty$, où Q_{slot} est le débit à travers la surface S de l'actionneur. Ce dernier est enclenché par l'ouverture d'une valve. La détection du passage d'un streak se fait grâce à un algorithme basé sur le cisaillement pariétal. Plusieurs critères de sensibilité sont testés, caractérisés par le pourcentage du temps où la valve est activée (%V). La figure 2.22 montre une aspiration de streak en cours. La réduction de frottement est calculée par différence entre l'épaisseur de quantité de mouvement amont et aval. Pour le plus faible taux d'aspiration ($C_s = 0,0005$), le contrôle réactif réduit plus le frottement que le contrôle continu (15% au lieu de 10%). En revanche, pour $C_s = 0,001$ et $C_s = 0,003$, l'inverse se produit (7% au lieu de 26%). L'augmentation de %V permet de réduire l'écart entre le contrôle continu et le contrôle réactif. Notons que l'incertitude sur la mesure du frottement équivaut à 5% sur l'échelle de réduction de frottement. Les résultats doivent donc être interprétés avec prudence. Les auteurs observent cependant une réduction des intensités turbulentes et une légère modification du profil de vitesse moyenne, contenue dans la région $y/\delta < 0,3$.

Rebbeck & Choi [169] proposent d'utiliser une configuration similaire, mais pour le contrôle en opposition des balayages. Leur actionneur, de type piston, injecte du fluide à grande vitesse (jusqu'à $v^+ \approx 8$) pendant une période de 10 unités de temps visqueux. Les auteurs n'ont d'abord pas utilisé de boucle de contrôle, et ont enregistré toutes les données de mesures amont et aval, et d'actionnement (voir la figure 2.23), pour des déclenchements arbitraires. Une moyenne conditionnelle *a posteriori* leur a permis de détecter les actionnements qui ont été efficaces. Ils enregistrent une diminution de l'intensité des événements détectés par la méthode VITA (les 'bursts'). En effet, leur actionneur génère une zone basse-vitesse qui peut potentiellement interagir avec la zone de survitesse apportée par le balayage. En supposant

que le frottement est lié à celle-ci, les auteurs suggèrent qu'une implémentation en boucle fermée de leur actionneur sera efficace. Rebbeck & Choi [170] montrent en 2006 une telle réalisation dans un écoulement à $Re_\theta = 786$ obtenu dans une soufflerie basse-vitesse ($U_\infty = 2$ m/s et $\delta = 84$ mm). Les intensités des balayages sont significativement réduits, indiquant une possible réduction de frottement.

Lee & Goldstein [125], enfin, construisent une simulation numérique directe à $Re_\tau = 119$ capable de simuler un réseau de microjets. Celui-ci consiste en une distribution transverse de fentes longitudinales, reliées à des cavités sous la paroi. Ces cavités sont séparées par une membrane (simulée par un champ de force) oscillante, permettant d'induire des mouvements de fluides opposés : une aspiration par une fente et un soufflage par la fente attenante (figure 2.24). La vitesse maximum (positive ou négative) du jet est de 3 fois la vitesse de frottement. La durée de l'actionnement est de 15 unités de temps visqueux. La vitesse du jet est couplée avec une mesure de la vitesse verticale au dessus de l'actionneur, sur le principe du contrôle en opposition (voir la section 2.5.1.1). Les différentes distributions transverse de tels actionneurs (4 larges ou 6 fins dans la direction transverse) donnent lieu à des augmentations de frottement de l'ordre de $4 \pm 6\%$. Les auteurs comparent ces valeurs à un contrôle en opposition appliqué sur une bande longitudinale couvrant 10% de la longueur du canal. Pour ce dernier cas, le frottement est augmenté de $12 \pm 6\%$. Leur contrôle distribué est donc équivalent à un contrôle en opposition couvrant une faible surface. Les auteurs précisent tout de même que des effets d'interaction avec l'autre paroi du canal peuvent être en jeu, ainsi qu'une faiblesse de leur temps de moyenne.

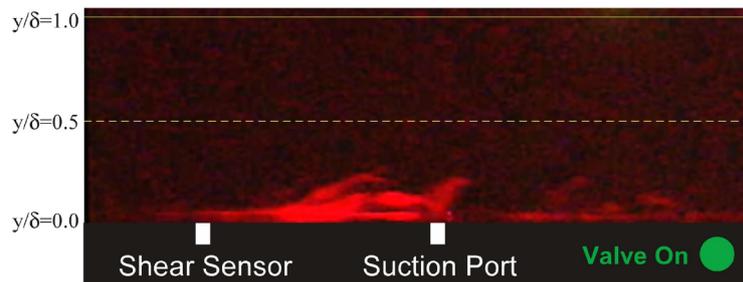


FIGURE 2.22 – Photo d'un streak basse-vitesse modifié par une aspiration pariétale. Le streak est visualisé par une injection de colorant légèrement en amont de la valve. (tiré de Kerho *et al.* [106]).

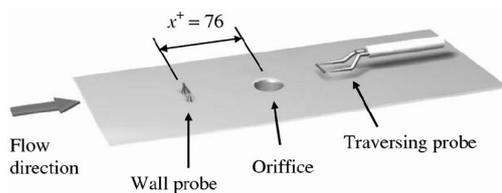


FIGURE 2.23 – Schéma du système de contrôle utilisé par Rebbeck & Choi [169].

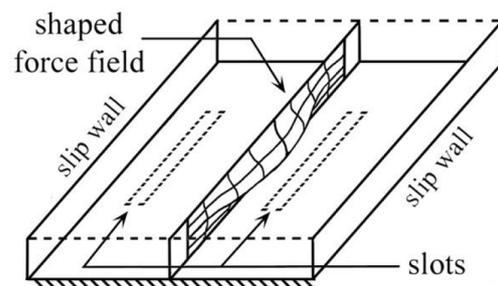


FIGURE 2.24 – Schéma du système de contrôle imaginé par Lee & Goldstein [125].

2.5.2.2 Déformation de paroi

La première étude concernant l'effet sur la turbulence pariétale d'une déformation de paroi locale est celle de Carlson & Lumley [20]. Les auteurs étudient d'abord l'effet de l'émergence d'une bosse dans un écoulement laminaire [21]. Le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la bosse et la vitesse locale est de 30. Avec l'apparition de la bosse, un point de stagnation se crée en amont et une zone de décollement se forme en aval, accompagné d'un phénomène de battement. Des structures tourbillonnaires identiques à celles se développant autour d'un obstacle stationnaire sont identifiées, mais sont dans ce cas amplifiées et étirées par la vitesse induite par le soulèvement de la bosse. Carlson & Lumley [20] utilisent ensuite ce concept de bosse dans un écoulement de turbulence maintenue (simulé dans l'unité minimale d'écoulement de Jimenez & Moin [95] ou MFU). Les profils de vitesse et de déplacement utilisés sont représentés sur la figure 2.25. La vitesse maximum est la vitesse de frottement et l'altitude finale de la bosse est de 12 unités de paroi, de manière à dépasser légèrement de la sous-couche visqueuse. Les auteurs s'intéressent à un cycle intermittent de frottement, correspondant au passage de la paire de TQL simulée par la MFU. Le temps de soulèvement correspond à 10% de ce cycle. L'objectif est alors de soulever la bosse sous un streak haute-vitesse, de manière à écarter le fluide rapide de la paroi en le contrant. Les auteurs choisissent de commencer à soulever la bosse **avant** que l'évènement de balayage n'arrive et observent une réduction de frottement de 2% par rapport au signal de référence. L'élévation de fluide rapide s'accompagne d'un remplacement de celui-ci par du fluide lent issu des régions adjacentes. Ceci mène à une augmentation de la quantité de fluide lent en proche-paroi et donc réduit le frottement. En outre, un soulèvement sous un streak basse-vitesse occasionne une augmentation de frottement de 2%. Carlson & Lumley [20] signalent également que le retrait de la bosse provoque une augmentation de frottement. Ils concluent que ce type d'actionnement est potentiellement intéressant pour le contrôle du frottement, à condition d'opérer un retrait lent et progressif pour éviter un effet contre-productif.

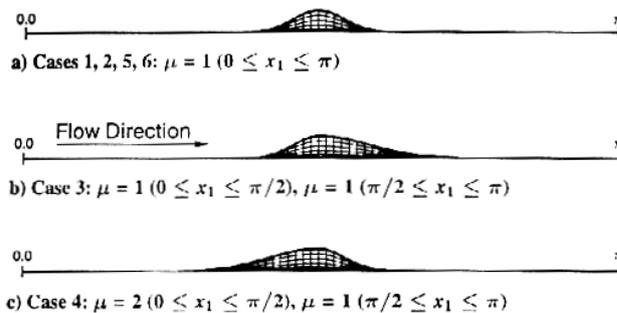


FIGURE 2.25 – Déformées correspondant aux différentes formes de bosses utilisées par Carlson & Lumley [20].

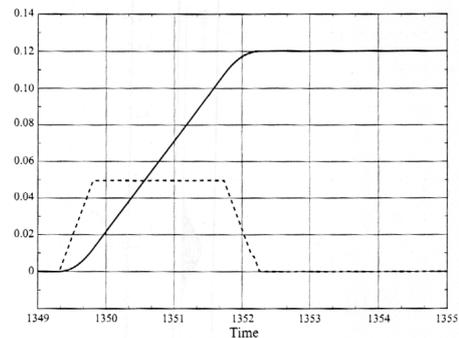


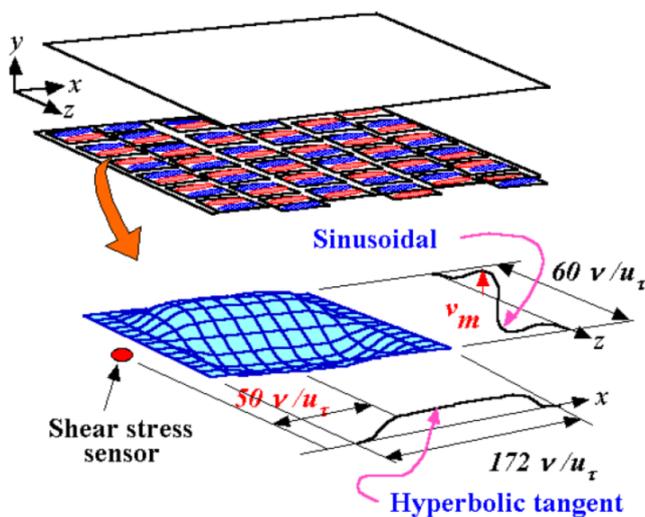
FIGURE 2.26 – Profil de vitesse (---) et de déplacement (—) lors du soulèvement de paroi utilisé par Carlson & Lumley [20].

2.5.3 Contrôle distribué

2.5.3.1 Un algorithme sélectif

Les travaux de Endo *et al.* [60] montrent une réalisation numérique d'un tel contrôle à $Re_\tau = 150$. Ils utilisent un actionneur un peu différent, cependant, qui se déforme suivant un

sinus dans la direction transverse, c'est-à-dire positivement et négativement, comme représenté sur la figure 2.27. Les auteurs identifient en fonction du signe de la dérivée transverse des composantes de la contrainte pariétale ($\frac{\partial \tau_u}{\partial z}$ et $\frac{\partial \tau_w}{\partial z}$) des événements caractérisant l'état transverse du streak basse-vitesse. L'occurrence de ces événements est représentée schématiquement sur la figure 2.28. Ils proposent de conditionner la déformation de paroi à la détection de ces événements. De cette manière, le doublet de déformation est adapté aux oscillations du streak basse-vitesse. L'implémentation de ce contrôle donne lieu à une réduction de frottement de 10% et un gain d'énergie. Les tensions de Reynolds et l'intensité des structures turbulentes sont diminuées par le contrôle. La même stratégie de contrôle est appliquée à un cas de canal plan à $Re_\tau = 300$ [59]. Les auteurs n'enregistrent pas d'effet sur le frottement. Ils soulignent que la taille des actionneurs n'avait pas été adaptée au nouveau nombre de Reynolds, et concluent que ce paramètre est important et qu'il implique d'autres expériences numériques.



	E1	E2	E3	E4
$\frac{\partial \tau_u}{\partial z}$	+	+	-	-
$\frac{\partial \tau_w}{\partial z}$	-	+	+	-

FIGURE 2.27 – Système de contrôle proposé par Endo *et al.* [60]. La forme de l'actionneur est gaussienne, modulée par un sinus, dans la direction transverse. Une fonction en tangente hyperbolique assure la transition avec la paroi fixe dans la direction longitudinale. Le capteur de frottement est situé 15 u.p. en amont de l'actionneur, soit 50 u.p. en amont de son centre. Le réseau d'actionneur est distribué sur la paroi à la manière d'un quinconce.

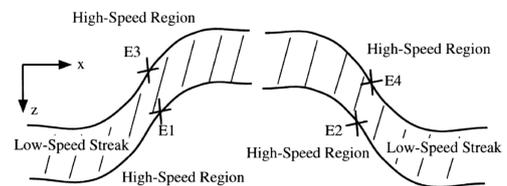


FIGURE 2.28 – Schéma et définition de la localisation des événements E_i , $i = 1 \dots 4$, caractérisant l'oscillation transverse du streak. (tiré de Endo *et al.* [60]).

2.5.3.2 Boucle adaptative

Les travaux exposés jusqu'ici montrent des contrôles localisés sélectifs assez complexes, dont la loi d'actionnement est basée sur la physique de la turbulence pariétale. Suzuki *et al.* [190] font une démonstration expérimentale d'un système de contrôle qui utilise une loi adaptative. Le principe en est le même que celui exposé par Morimoto *et al.* [144] (voir la section 2.5.1.4) et fait usage d'un algorithme génétique pour optimiser la relation entre les mesures de frottement et la déformation de l'actionneur. En particulier, c'est la tension d'actionnement qui est directement exprimée en fonction de la fluctuation de contrainte pariétale. L'enchaînement des opérations de contrôle est décrit sur la figure 2.29. L'actionneur utilisé a été développé par Yoshino *et al.* [208] puis Yamagami *et al.* [205]. Il s'agit d'un actionneur magnétique capable de produire un

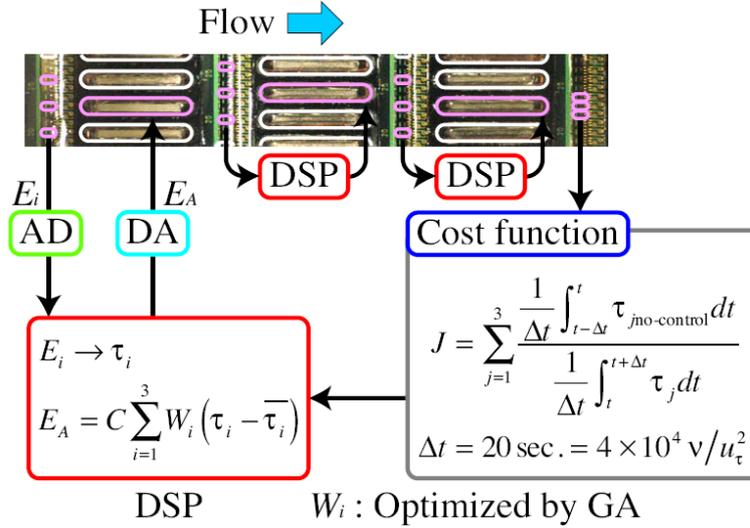


FIGURE 2.29 – Principe du contrôle de Suzuki *et al.* [190] basé sur les algorithmes génétiques. La tension récupérée sur les senseurs E_i est convertie en contrainte pariétale, puis combinée linéairement pour fournir la tension d'activation de l'actionneur en aval E_A . Les poids W_i de cette combinaison sont optimisés par un algorithme génétique, de manière à minimiser le frottement mesuré en aval des 3 rangées d'actionneurs.

déplacement vertical de $\pm 50 \mu m$ pour une résonance à 800 Hz et une alimentation de 10 volts pic-à-pic. Il est recouvert d'une membrane en silicone assurant la continuité du déplacement. L'actionneur est de plus très allongé dans la direction longitudinale (rapport d'aspect ≈ 5). D'après les informations communiquées par Suzuki *et al.* [190], la déformation la plus grande est de $\Delta H^+ \approx 0,55$ et est atteinte en un laps de temps de $\Delta T^+ \approx 0,625$. La vitesse induite est donc au maximum $\Delta V^+ \approx 0,88$, soit un peu plus de 6% de la vitesse extérieure. Avec ces paramètres, l'effet de l'actionneur est principalement du à la vitesse induite, qui, malgré sa faible valeur en unités de paroi, est suffisamment élevée par rapport aux grandeurs externes. Une réduction de frottement de $7 \pm 3\%$ est obtenue, où les 3% correspondent à l'incertitude estimée sur l'évaluation de la fonctionnelle de coût J . Les poids optimum sont obtenus après 100 générations et sont tous négatifs. Pour analyser l'effet d'une telle loi, Suzuki *et al.* [190] réalisent des moyennes de champs DNS du même cas [144] conditionnellement aux larges valeurs de $q = \frac{\partial E_A}{\partial t}$ (dérivée temporelle de la tension d'activation des actionneurs, analogue à la vitesse d'actionnement). Lorsque $q > q_{r.m.s.}$, le système mime un contrôle en opposition. En revanche, lorsque $q < -q_{r.m.s.}$, le système se rapproche plus d'un anti-contrôle en opposition. Les auteurs précisent que des analyses plus poussées sont nécessaires pour détailler ces observations.

Rathnasingham & Breuer [165, 166, 167, 168] proposent une autre approche au contrôle adaptatif, présentée sur la figure 2.30. Le principe de base est l'opération d'**identification du système**, réalisée par des filtres discrets à réponse finie (*Finite Impulse Response*). Il s'agit d'estimer la fonction de transfert H entre les signaux des senseurs S et ceux des points de contrôle C par un filtre \hat{H} . Ainsi l'estimation de la réponse du système s'écrit :

$$\hat{C} = \hat{H}S \quad (2.22)$$

La mesure exacte des signaux aux points de contrôle permet alors de trouver les poids du filtre \hat{H} , qui minimisent l'erreur commise $e = (\hat{C} - C)$. Les auteurs utilisent pour cela une méthode aux moindres carrés (figure 2.31) sur les poids d'un filtre de Wiener. La même opération peut être utilisée pour la fonction de transfert entre des signaux d'actionnements arbitraires A et la

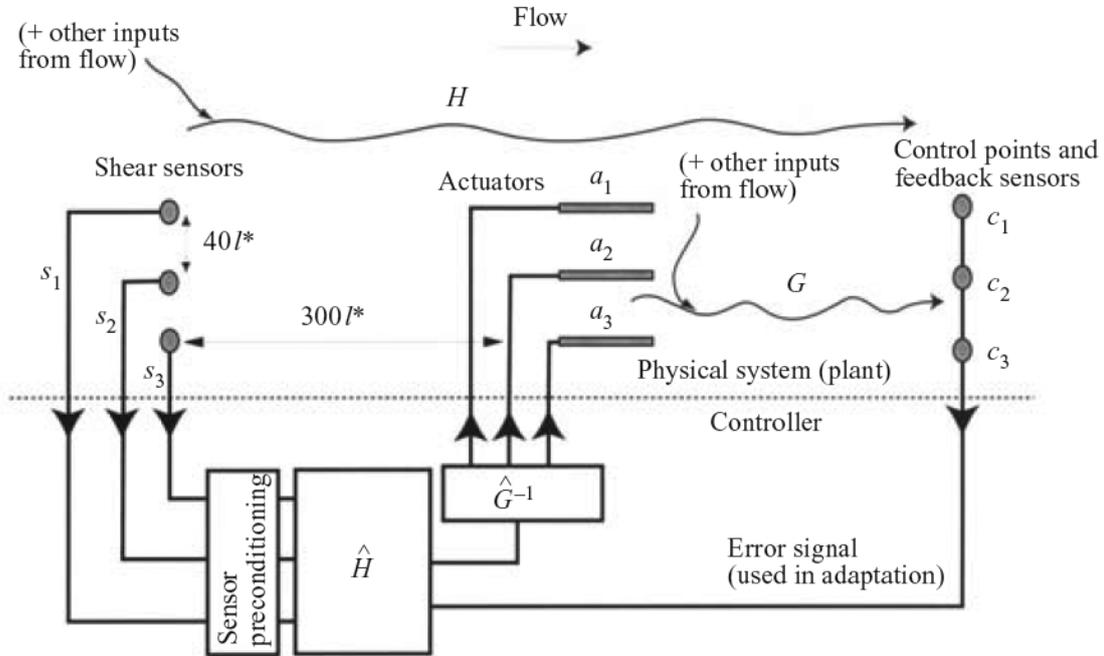


FIGURE 2.30 – Schéma de principe du contrôleur utilisé par Rathnasingham & Breuer [168], incluant les senseurs de détection (s_1, s_2, s_3), les actionneurs (a_1, a_2, a_3) et les senseurs de contrôle (c_1, c_2, c_3). Le diagramme se trouvant au dessus de la ligne pointillé représente le système physique, avec les fonctions de transfert H et G . La partie se situant en dessous correspond au contrôleur avec les estimées linéaires \hat{H} et \hat{G} de ces fonctions.

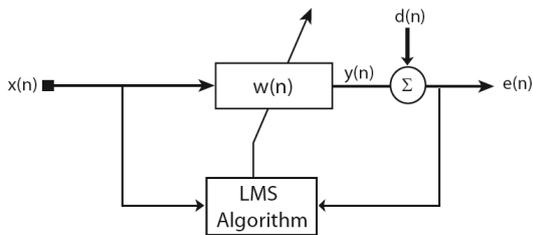


FIGURE 2.31 – Schéma d'un algorithme de contrôle LMS (*Least Mean Square*) pour un filtre à réponse finie ($y(n) = \sum_{k=0}^{n-1} a_k x(n-k)$). Les poids du filtre $w(n)$ sont actualisés par l'algorithme LMS de manière à minimiser l'erreur $e(n) = y(n) - d(n)$. (tiré de Wu & Breuer [201]).

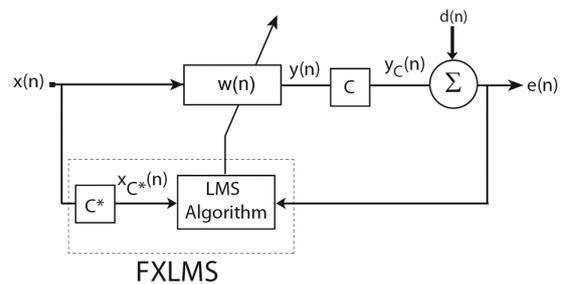


FIGURE 2.32 – Schéma d'un algorithme de contrôle FXLMS pour le même filtre. La sortie $y(n)$ et l'entrée $x(n)$ sont filtrées avant d'être utilisées par l'algorithme de minimisation LMS. (tiré de Wu & Breuer [201]).

réponse C du système. On obtient alors le filtre \hat{G} et l'estimation \hat{C}' de la réponse du système à l'actionnement. L'idée est ensuite de produire l'actionnement qui engendre une réponse \hat{C}' opposée à celle qui est estimée par le premier filtre \hat{H} :

$$\hat{C}' = -\hat{C} \quad \Rightarrow \quad A = -\hat{G}^{-1}\hat{H}S \quad (2.23)$$

Ainsi, le contrôleur sera conçu pour annuler la variable mesurée aux points de contrôle. Cependant, ce fonctionnement suppose un comportement linéaire du système entre la mesure et les points de contrôle, ce qui en pratique n'est pas vrai. Les auteurs se rapprochent d'un tel état en préconditionnant les signaux, de manière à ne conserver que la partie inter-corrélée des signaux. Le système prédit alors l'évolution de structures turbulentes à plus grande échelle, dont l'évolution sur un court laps de temps peut être approximée comme étant linéaire. Les auteurs obtiennent jusqu'à 30% de réduction des fluctuations de vitesse longitudinale dans une couche limite turbulente de plaque plane à $Re_\theta = 1960$.

Wu & Breuer [201] rappellent que la technique aux moindres carrés (ou LMS pour *Least Mean Square*) utilisée par Rathnasingham & Breuer [168] pour obtenir les poids optimaux des filtres, est très sensible à des changements extérieurs ou perturbations des mesures. Pour rendre ce système de contrôle plus robuste, il préconisent l'utilisation de la méthode FXLMS (*Filtered-X Least Mean Square*) pour laquelle la mesure, ainsi que la sortie du système sont filtrées avant d'être utilisées par l'algorithme de minimisation LMS (voir la figure 2.32). Cette opération permet de rendre l'estimation résistante à toute variation de phase entre l'entrée et la sortie. Les résultats de Wu & Breuer [201] ne concernent que des signaux harmoniques bruités, mais semblent être capables d'améliorer sensiblement la stratégie mise au point par Rathnasingham & Breuer [168].

2.6 Conclusions

Cette étude bibliographique a permis d'exposer une grande partie des stratégies existantes pour le contrôle de la couche limite turbulente. L'observation de ces méthodes dans leur ensemble montre que deux buts principaux sont poursuivis. Le premier consiste en une meilleure compréhension de la couche limite et des phénomènes associés à son contrôle (Objectif n°1). Des cas idéaux sont ainsi utilisés pour observer la réponse de l'écoulement à une action donnée. Le deuxième objectif suivi est la démonstration expérimentale véritable d'un dispositif de contrôle efficace (Objectif n°2). Dans ce cadre, la distinction entre les stratégies passives ou prédéterminées des stratégies réactives a été utile. En effet, pour les premières, la mise en place expérimentale peut se révéler relativement simple notamment en raison de l'absence d'une boucle de contrôle complexe. C'est par exemple le cas des riblets (§ 2.4.2.1) ou celui des oscillations transverses de la paroi (§ 2.4.2.2). De plus, ces stratégies contiennent généralement peu de paramètres à ajuster (fréquence, amplitude, dimensions, etc.), dont l'optimisation peut être réalisée hors-ligne. En revanche, lorsqu'il s'agit d'adapter une stratégie de contrôle réactive à l'écoulement, comme le contrôle en opposition (§ 2.5.1.1) ou le contrôle adaptatif de Rathnasingham & Breuer [168] (§ 2.5.3.2), la difficulté de coordonner l'action et la mesure dans un environnement bruité et chaotique fait que la démonstration expérimentale est beaucoup plus difficile et rare.

En outre, cette étude bibliographique permet d'identifier quelques points cruciaux des stratégies de contrôle :

- Pour la plupart d'entre elles, une étude (numérique) du **mécanisme physique** qui provoquera la réduction de frottement est réalisée au préalable. Elle permet aux auteurs

d'orienter les choix de certains paramètres comme le type d'actionneur, leur position, etc.

- En deuxième lieu, on constate que le choix du **nombre de Reynolds** de l'écoulement conditionne fortement les résultats et découle de plus de multiples compromis, entre représentativité de l'écoulement, coût de calcul, possibilité des souffleries, etc.
- Ensuite, les **actionneurs et les senseurs**, qui sont une composante majeure du système de contrôle, sont encore très différents selon que l'étude est numérique ou expérimentale. La validation ou l'extension des études numériques aux études expérimentales est de ce fait délicate.
- Enfin, les travaux concernant l'**algorithme de contrôle** exhibent deux principales approches : soit une construction semi-empirique à partir de considérations physiques, soit une optimisation pure au moyen d'algorithmes adaptatifs.

Ces quatre points sont développés succinctement ci-dessous. Ils ont par ailleurs aidé à construire la démarche qui a guidé les présents travaux de thèse. Celle-ci est exposée en détail à la fin de ce chapitre.

2.6.1 Compréhension physique de la réduction de frottement

Tout d'abord, la simulation numérique du contrôle représente un véritable laboratoire d'étude de la turbulence pariétale et de sa réaction à un dispositif donné. De ce point de vue, elle est souvent utilisée pour atteindre l'objectif n°1. De manière générale, lorsque la méthode réussit à réduire le frottement, on observe systématiquement une modification importante de la sous-couche visqueuse. C'est dans cette zone que sont ancrés les streaks. Elle correspond à la dernière barrière entre la turbulence et la paroi. Il paraît donc naturel qu'elle soit modifiée par un contrôle qui réussit à réduire le frottement. En particulier, le contrôle réussit à y homogénéiser le champ de vitesse, à le rendre moins turbulent. Ces effets sont observés pour les riblets (§ 2.4.2.1), entre lesquels le champ de vitesse est quasiment laminaire, pour une oscillation transverse (§ 2.4.2.2), où les streaks coalescent, et diminuent en intensité, en encore dans la région située sous le mur virtuel pour le contrôle en opposition (§ 2.5.1.1). De même, l'injection de masse à travers la paroi introduit du fluide sans fluctuations (§ 2.4.1.2 et § 2.4.3.2), moins turbulent. Frohnapfel *et al.* [66] interprètent cet effet en terme d'anisotropie de la turbulence (voir la figure 2.33). Ils montrent que pour certaines des stratégies les plus efficaces, la sous-couche visqueuse, qui comporte naturellement une turbulence bicomposante (u et w), passe en partie vers un état de turbulence axisymétrique, pour lequel les tensions de Reynolds $-\overline{u'v'}$ sont nulles. Cet effet est particulièrement bien représenté par le cas des riblets, illustré sur la figure 2.34. Toutes ces méthodes travaillent donc à réduire la corrélation entre les composantes de vitesse $-\overline{u'v'}$, et donc à réduire la production de turbulence $\left(-\overline{u'v'}\frac{\partial U}{\partial y}\right)$, au minimum dans la sous-couche visqueuse.

2.6.2 Nombre de Reynolds

Dans le domaine du contrôle de couche limite, rares sont les études, numériques ou expérimentales, qui ont été effectuées à des nombres de Reynolds élevés. Dans un cadre numérique, le choix d'un nombre de Reynolds relativement faible présente le double avantage d'un coût de calcul faible et d'une bonne résolution des structures turbulentes à contrôler. Cela permet en outre de réaliser un grand nombre de tests ou d'optimiser à moindre coût les paramètres du contrôle. Cependant, la question du devenir des résultats dans des cas d'écoulement plus réalistes, et plus proches des applications industrielles occupe une place importante dans les

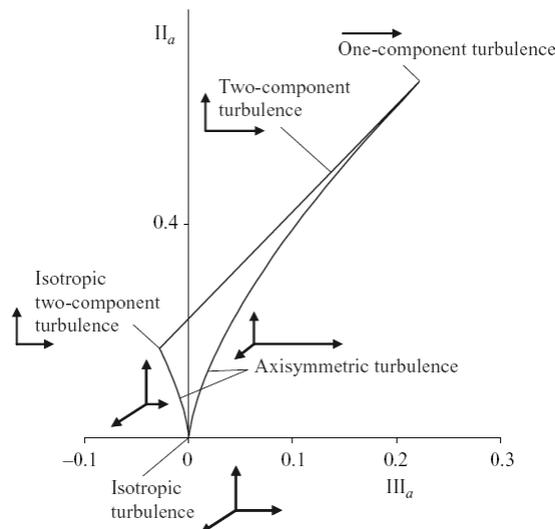


FIGURE 2.33 – Représentation des états limites d’une turbulence physiquement réalisable, en termes d’invariants anisotropiques. En notant $a_{ij} = \overline{u_i u_j} / k^2 - \frac{1}{3} \delta_{ij}$ le tenseur d’anisotropie, les deuxième et troisième invariants scalaires de a_{ij} s’écrivent $II_a = a_{ij} a_{ji}$ et $III_a = a_{ij} a_{jk} a_{ki}$. Une turbulence axisymétrique vérifie la relation $II_a = \frac{2}{3} \left(\frac{4}{3} |III_a| \right)^{2/3}$, représentée par les branches courbes dans le plan $(III_a - II_a)$. Un état bicomposante de la turbulence est caractérisé par la relation $II_a = \frac{2}{9} + 2III_a$, représentée par la branche linéaire sur le graphe. (tiré de Frohnafel *et al.* [66]).

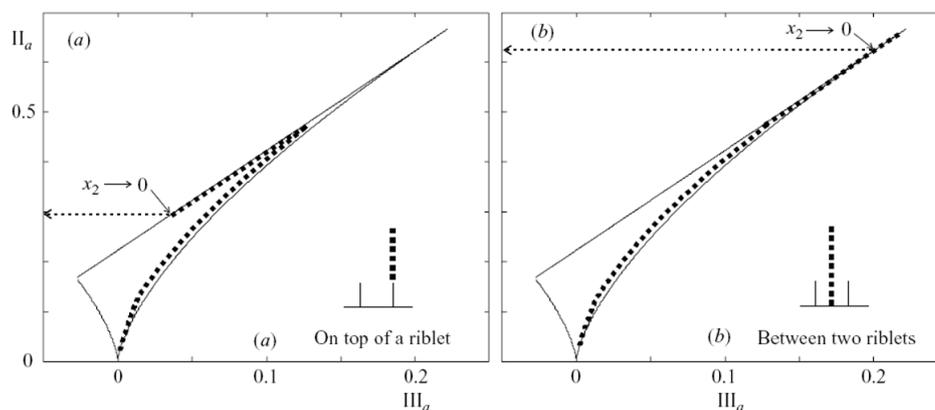


FIGURE 2.34 – Carte des invariants anisotropiques pour l’écoulement (a) au-dessus d’un riblet et (b) entre deux riblets adjacents. (tiré de Frohnafel *et al.* [66]).

études, sans pour autant être traitée en pratique. L’utilisation d’une modélisation de la turbulence de type LES (*Large-Eddy Simulation*) permet d’augmenter le nombre de Reynolds à coût équivalent. L’observation de l’effet d’une telle augmentation sur les résultats du contrôle est alors possible, comme le proposent les travaux de Chang *et al.* [22]⁷. Toutefois, l’étendue des régimes testés ($Re_\tau < 720$) est relativement faible. Iwamoto *et al.* [90] proposent une approche capable d’estimer la réduction de frottement à beaucoup plus haut nombre de Reynolds. Ils partent du principe qu’un contrôle actif efficace est capable de supprimer les fluctuations turbulentes dans une couche $0 \leq y \leq y_d$. En incluant cet effet dans l’expression du frottement de Dean [46], ils obtiennent une relation entre le nombre de Reynolds, la réduction de frottement

7. voir le paragraphe § 2.5.1.1

et ce paramètre y_d . À titre d'exemple, on peut alors estimer que 35% de réduction de frottement peuvent être obtenus à $Re_\tau = 10^5$ si la turbulence est totalement supprimée en dessous de $y_d^+ = 10$. Cette valeur était de 43% à $Re_\tau = 10^3$. Ceci suggère que l'efficacité d'une méthode de contrôle active peut être conservée dans une limite acceptable même à haut nombre de Reynolds.

2.6.3 Actionneurs et senseurs

Lorsque des simulations numériques sont utilisées, les opérations d'action et de mesure sont très souvent idéalisées. Elles miment alors un comportement continu et s'appliquent en tout point de l'espace et à tout instant. À titre d'exemple, les lois de contrôle issues de la théorie optimale ou du contrôle en opposition s'expriment naturellement dans l'espace de Fourier. Ce choix représente un avantage considérable pour comprendre les mécanismes associés aux effets du contrôle dans le cadre d'approches globales. En ce sens, une action et une mesure idéales sont plus adaptées pour atteindre l'objectif $n^\circ 1$, mais ne sont pas directement compatibles avec la recherche de l'objectif $n^\circ 2$. En effet, la prise en compte des limitations inhérentes à la présence de senseurs et d'actionneurs réels (localisation de l'action, fréquence d'acquisition de la mesure, temps de calcul de la loi de contrôle) peut être dramatique pour les résultats du cas idéal. Pourtant, elle est indispensable pour atteindre l'objectif $n^\circ 2$. Les études numériques mentionnent souvent que les progrès réalisés dans le domaine des microsystèmes électromécaniques (ou MEMS pour *Micro Electro-Mechanical System*) pourraient permettre d'extrapoler les résultats obtenus dans un cadre idéal à un cas expérimental. Et pour cause, des actionneurs [55] et des senseurs [78, 64, 172] de plus en plus résolus, en temps ou en espace, voient le jour et présentent un réel intérêt pour les applications de contrôle. Les revues de Ho & Tai [84] et Löfdahl & Gad-el-Hak [134] fournissent à ce sujet un état de l'avancement technologique. Ces progrès laissent effectivement penser qu'une mise en œuvre expérimentale des méthodes globales sera possible. Mais pour l'instant, les dispositifs de contrôle compatibles avec une démonstration expérimentale sont principalement testés dans le cadre d'approches locales.

2.6.4 Paramètres du contrôle

Les paramètres associés au dispositif de contrôle correspondent à l'ensemble des dimensions ou grandeurs que l'utilisateur doit régler, choisir ou adapter à son cas. Il peut s'agir de paramètres d'une loi mathématique ou bien de ceux d'une forme de dispositif. À la lumière de l'étude réalisée dans ce chapitre, on distingue deux manières différentes de les ajuster. La première est de nature semi-empirique : l'utilisateur a une idée *a priori* du mécanisme physique de réduction de frottement, et les paramètres sont définis à partir d'informations statistiques en lien avec ce mécanisme. Par exemple, la taille des riblets est calibrée sur celle des tourbillons quasi-longitudinaux, ou l'altitude du plan de détection du contrôle en opposition est proche de celle du maximum de production de turbulence. Ce genre de considérations fournit un premier réglage qui peut ensuite être optimisé hors-ligne en itérant sur des petits changements de ces paramètres. À l'opposé, la seconde possibilité est d'ajuster ces paramètres à l'aide d'algorithmes adaptatifs, comme les réseaux de neurones, les filtres LMS, ou les algorithmes génétiques, et d'en déduire *a posteriori* un mécanisme d'action physique. Ce type d'ajustement ne nécessite pas ou peu d'information physique comme point de départ. Les rares démonstrations expérimentales efficaces d'un contrôle du frottement en boucle fermée utilisent ces algorithmes purement adaptatifs, en raison de leur plus grande robustesse.

2.6.5 Axes d'étude

La démarche adoptée au cours de cette thèse s'articule autour des précédentes constatations.

Tout d'abord, il semble que le choix d'un nombre de Reynolds trop faible ait des effets qui augmentent artificiellement l'efficacité des stratégies de contrôle. La tendance à la baisse de cette efficacité lorsque le nombre de Reynolds augmente en est une preuve [22]. De plus, la décomposition analytique de Fukagata *et al.* [69] réalisée à la fin du premier chapitre, montre une répartition radicalement différente des contributions au frottement entre les nombres de Reynolds $Re_\tau = 150$ et $Re_\tau = 325$. La figure 1.22, représentant ces contributions, suggère donc qu'un écoulement au nombre de Reynolds $Re_\tau < 300$ pourrait ne pas avoir un comportement représentatif d'un écoulement raisonnablement turbulent. Or, les nombres de Reynolds de la plupart des simulations et expérimentations exposées dans ce chapitre se situent dans cet intervalle. L'objectif suivi dans le chapitre 4 vise à combler ce manque. Il s'agit de développer une méthodologie numérique permettant de réaliser des simulations de plaque plane à des nombres de Reynolds relativement plus élevés pour un coût égal ou inférieur. L'idée est de se concentrer sur les conditions d'entrées, qui sont une composante particulièrement importante du coût de calcul global.

Ensuite, en remarquant que beaucoup de démonstrations de contrôle en approche globale concernent des couches limites *temporelles*, l'idée est d'utiliser la méthode numérique du chapitre 4 pour évaluer des méthodes de contrôle existantes dans le cadre d'une couche limite *spatiale*. Notre choix s'est porté vers le contrôle en opposition de Choi *et al.* [26] en raison de sa simplicité d'implémentation et de ses très bonnes performances en terme de réduction de frottement. L'objectif a ensuite consisté à en proposer des améliorations, car cette méthode présente deux principaux désavantages : son efficacité diminue à mesure que le nombre de Reynolds augmente [22], et elle fait intervenir une mesure de vitesse dans l'écoulement. Pour ce faire, l'idée est de réaliser une analyse physique détaillée, guidée par la littérature, puis d'essayer d'une part d'augmenter l'efficacité de la méthode, et d'autre part de modifier l'algorithme de contrôle de manière à n'utiliser que de l'information pariétale, plus accessible.

Enfin, dans un troisième temps, il s'agit de mettre en place une simulation de contrôle qui utilise un dispositif d'actionnement réaliste, puis d'y évaluer les stratégies mises en évidence dans le chapitre 5. La première étape est donc de modéliser un actionneur réaliste capable d'agir sur les structures turbulentes. Ses propriétés seront ensuite ajustées pour permettre son intégration à une stratégie de contrôle. L'efficacité de telles techniques de contrôle sera comparée à celle des stratégies du chapitre 5.

Chapitre 3

Modélisation et simulation de la turbulence

L'ensemble des simulations présentées dans ce mémoire a été effectué avec le code FLU3M [79] développé à l'Onera. Ce code résout les équations de Navier-Stokes pour un fluide compressible sur des maillages structurés multiblocs. La discrétisation spatiale et la méthode d'intégration temporelle utilisées par FLU3M sont décrites dans ce chapitre. Dans ce code sont proposées trois grands types de modélisation de la turbulence : l'approche RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) avec le modèle de Spalart-Allmaras, l'approche "simulation des grandes échelles" (ou LES, pour *Large-Eddy Simulation*), et un certain nombre d'approches hybride RANS-LES de type DES (pour *Detached-Eddy Simulation*). Il est également possible de réaliser des simulations numériques directes (ou DNS, pour *Direct Numerical Simulation*) en choisissant de ne pas utiliser de modélisation de la turbulence. Au cours de cette thèse, l'approche LES a été principalement utilisée. Son formalisme est exposé dans la suite de ce chapitre. Des DNS ont également été réalisées pour les travaux du chapitre 6.

3.1 Équations de Navier-Stokes pour un fluide compressible

On suppose ici que le fluide étudié est un fluide newtonien compressible non pesant vérifiant l'hypothèse de Stokes ainsi que les lois des gaz parfaits et de conduction thermique de Fourier. Les équations de Navier-Stokes pour un tel fluide s'écrivent alors :

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (3.1)$$

Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad i = 1,2,3 \quad (3.2)$$

où le tenseur des contraintes visqueuses σ_{ij} est défini comme :

$$\sigma_{ij} = \mu(T)S_{ij} \quad (3.3)$$

avec S_{ij} les composantes du tenseur taux de déformation $\underline{\underline{S}}$:

$$S_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (3.4)$$

La viscosité dynamique est reliée à la température par la loi de Sutherland (valable entre 100 et 1900K) :

$$\frac{\mu(T)}{\mu_{ref}} = \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T + 110,4}{T_{ref} + 110,4} \quad (3.5)$$

où $\mu_{ref} = 1,711 \cdot 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ et $T_{ref} = 273,16 \text{ K}$ représentent les viscosité et température de référence pour l'air.

Conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie peut prendre de multiples formes. Une des plus répandues dans le cadre de calculs numériques d'écoulement compressibles est la forme faisant intervenir l'énergie totale ρE donnée par :

$$\rho E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u_i u_i \quad (3.6)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques. L'équation de conservation s'écrit alors :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [(\rho E + p) u_i] = \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} u_i) - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (3.7)$$

où le vecteur flux de chaleur est calculé comme :

$$q_i = -\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.8)$$

En introduisant le nombre de Prandtl $\mathcal{P}r$:

$$\mathcal{P}r = \frac{\mu C_p}{\kappa} \quad (3.9)$$

et en supposant celui-ci constant pour l'écoulement considéré, κ est donné par la relation :

$$\kappa(T) = \frac{\mu(T) C_p}{\mathcal{P}r} \quad \mathcal{P}r = 0,72 \quad (3.10)$$

Équation d'état

La loi d'état des gaz parfaits permet de fermer le système d'équations par la relation :

$$p = \rho R T \quad (3.11)$$

avec $R = 287,1 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$

3.2 La simulation des grandes échelles

Un écoulement turbulent est caractérisé par une gamme continue de structures tourbillonnaires de plus en plus petites, depuis une longueur caractéristique de la configuration étudiée jusqu'à l'échelle de Kolmogorov, imposée par la viscosité du fluide. Simuler un écoulement turbulent nécessite d'avoir une résolution spatiale et temporelle suffisante pour représenter tous les phénomènes mis en jeu. C'est l'approche retenue dans la simulation numérique directe (ou DNS, pour *Direct Numerical Simulation* en anglais), où les discrétisations spatiales et temporelles sont adaptées pour capter toutes les échelles de la turbulence. Cependant, les nombres de mailles nécessaires à de telles simulations sont de l'ordre du nombre de Reynolds à la puissance $9/4$ en turbulence homogène isotrope. En pratique, les DNS sont donc limitées par la capacité actuelle des calculateurs, c'est-à-dire à des nombres de Reynolds de l'ordre de quelques milliers. C'est pourquoi les industriels de l'aéronautique ont utilisé dans un premier temps des simulations où les effets de la turbulence sont traités par une approche moyennée : les simulations RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes). Cependant, ces dernières ne sont pas indiquées pour la simulation des instationnarités générées par les structures tourbillonnaires de proche-paroi. À mi-chemin entre la DNS, au coût souvent prohibitif, et les approches RANS se trouvent les méthodes basées sur la simulation des grandes échelles (ou LES, pour *Large-Eddy Simulation*).

L'idée de la LES est de réduire la taille des maillages en tirant parti de la large séparation d'échelles entre les structures tourbillonnaires comme schématisé sur la figure 3.1 :

- Les grosses structures qui contiennent la plus grande partie de l'énergie cinétique turbulente sont calculées.
- Les petites échelles supposées homogènes et isotropes qui jouent le rôle de dissipation de l'énergie sont modélisées.

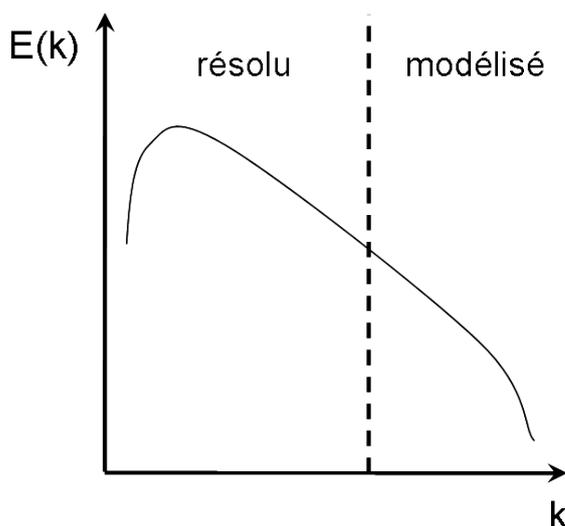


FIGURE 3.1 – Spectre d'énergie cinétique turbulente avec séparation d'échelles.

Le nombre de mailles alors nécessaire est de l'ordre du nombre de Reynolds à la puissance $3/2$. La séparation d'échelles est effectuée grâce à un filtrage passe-bas des équations de Navier-

Stokes pour supprimer les petites structures. La section § 3.3 présente la notion de filtrage. Son application aux équations de Navier-Stokes est ensuite exposée dans la section § 3.4.

3.3 Filtrage

3.3.1 Définition

Soit $\phi(\underline{\mathbf{x}}, t)$ une variable caractéristique de l'écoulement dans l'espace physique et $\hat{\phi}(\underline{\mathbf{k}}, \omega)$ sa transformée de Fourier dans l'espace spectral. L'opération de filtrage est réalisée par l'opérateur $G(\underline{\mathbf{x}}, t)$, qui s'interprète comme un filtre passe-haut en échelle (ou passe-bas en fréquence). Dans l'espace physique, il s'agit d'un produit de convolution :

$$\overline{\phi(\underline{\mathbf{x}}, t)} = \int_{\mathcal{R}^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\underline{\xi}, t) G(\underline{\mathbf{x}} - \underline{\xi}, t - \tau) d^3 \underline{\xi} d\tau \quad (3.12)$$

noté aussi symboliquement :

$$\overline{\phi(\underline{\mathbf{x}}, t)} = G(\underline{\mathbf{x}}, t) * \phi(\underline{\mathbf{x}}, t) \quad (3.13)$$

Dans l'espace spectral, on utilise la transformée de Fourier $\hat{G}(\underline{\mathbf{k}}, \omega)$ du noyau de convolution et le filtrage se résume alors à un produit :

$$\overline{\hat{\phi}(\underline{\mathbf{k}}, \omega)} = \hat{G}(\underline{\mathbf{k}}, \omega) \hat{\phi}(\underline{\mathbf{k}}, \omega) \quad (3.14)$$

Le filtre associé à G est dit homogène si l'échelle de coupure en espace, notée Δ , est constante et indépendante de l'espace.

3.3.2 Propriétés

Le noyau de convolution G doit vérifier les propriétés suivantes :

– conservation des constantes :

$$\bar{a} = a \Leftrightarrow \int_{\mathcal{R}^3} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\underline{\xi}, \tau) d^3 \underline{\xi} d\tau = 1 \quad (3.15)$$

– linéarité :

$$\overline{\phi + \psi} = \bar{\phi} + \bar{\psi} \quad (3.16)$$

– commutativité avec les opérateurs de dérivation :

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial s} = \bar{\frac{\partial \phi}{\partial s}}, \quad s = x_j, t \quad (3.17)$$

Parmi les opérateurs qui vérifient ces propriétés, on trouve les filtres (monodimensionnels) boîte, porte ou gaussien, dont les caractéristiques mathématiques sont décrites par Sagaut [174]. À l'aide d'un filtre ainsi défini, la séparation d'échelles est effectuée comme suit. La partie résolue ("grandes échelles") d'une grandeur physique ϕ est obtenue par application du filtre à ϕ . La partie non résolue, notée ϕ' , est définie par :

$$\phi' = \phi - \bar{\phi} \quad (3.18)$$

Il convient de noter que, contrairement à l'opérateur de moyenne utilisé pour les simulations RANS, l'opérateur de filtrage n'est pas un opérateur de Reynolds puisqu'il n'est pas idempotent :

$$\overline{\bar{\phi}} \neq \bar{\phi} \quad (3.19)$$

Le noyau de G est donc réduit au singleton $\{0\}$, ce qui rend l'opérateur G inversible sur son support. En d'autres termes, il n'y a pas de perte d'information lors de l'opération de filtrage. Une autre conséquence est que l'application du filtre à la partie non-résolue ne donne pas uniformément zéro :

$$\overline{\phi'} \neq 0 \quad (3.20)$$

3.3.3 Filtrage inhomogène

La simulation d'écoulements complexes nécessite souvent l'utilisation d'un filtrage inhomogène en espace. Au sein d'un écoulement pariétal, par exemple, la longueur de coupure du filtre doit diminuer à mesure qu'on se rapproche de la paroi. Or dans un tel cas, la propriété de commutation du filtre avec la dérivation (3.17) n'est pas vérifiée, et le filtrage introduit une erreur supplémentaire. Ghosal & Moin [77] montrent que celle-ci n'est pas bornée et proposent une nouvelle formulation pour laquelle elle est d'ordre 2 en Δ :

$$\overline{\frac{\partial \phi}{\partial x_i}} = \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial x_i} + O(\Delta^2) \quad (3.21)$$

Le filtre obtenu est alors dit "commutant d'ordre 2". En réalité, cette formulation n'est pas utilisée, et les travaux de Vasilyev *et al.* [195] concernant une classe de filtres commutants d'ordre élevé sont plutôt cités pour justifier de la possibilité d'utiliser un filtrage inhomogène. En outre, l'opération de filtrage à l'œuvre dans cette étude est implicitement réalisée par le maillage (cf § 3.3.5) et l'information sur l'ordre de l'erreur de commutation n'est pas disponible *a priori*.

3.3.4 Filtrage pondéré par la masse volumique

De manière analogue à l'opérateur de moyenne au sens de Reynolds, le filtrage défini précédemment est mal adapté aux équations de Navier-Stokes en régime compressible car il ajoute un nombre important de termes inconnus. Par similarité avec le changement de variable proposé par Favre *et al.* [62] pour les équations de Navier-Stokes en moyenne d'ensemble, un filtrage $(\tilde{\cdot})$ pondéré par la masse volumique est introduit :

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho \phi}}{\overline{\rho}} \quad (3.22)$$

La décomposition entre partie résolue et partie non-résolue s'écrit maintenant comme :

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad (3.23)$$

Rigoureusement, l'opérateur $(\tilde{\cdot})$ n'est pas un filtre comme défini au paragraphe 3.3.2, puisqu'il ne vérifie pas la propriété de commutation des dérivées (3.17). Cependant, par abus de notation, il est souvent référencé sous le nom de filtrage de Favre. En pratique, il s'agit plus d'un changement de variable, qui permet de donner aux équations de la LES compressible une forme similaire à celle des équations de Navier-Stokes compressibles originales.

3.3.5 Filtrage implicite

Dans la grande majorité des calculs LES, le filtrage est implicitement assuré par le maillage¹. Or, pour des raisons similaires à celles exposées au paragraphe 3.3.3, il est sou-

1. La composante temporelle du noyau de convolution $G(\mathbf{x}, t)$ se réduit alors à un Dirac. Par ailleurs, la composante spatiale est définie comme le produit tensoriel des noyaux de convolution dans chacune des trois directions.

vent nécessaire de définir un maillage inhomogène. Dans ce cas, la longueur de coupure varie avec la direction considérée. Suivant la proposition de Deardoff [47], Δ est en général calculée comme la racine cubique du produit des longueurs de coupure dans chacune des directions :

$$\Delta = \sqrt[3]{\Delta_{x_1}\Delta_{x_2}\Delta_{x_3}} \quad (3.24)$$

avec Δ_{x_1} , Δ_{x_2} et Δ_{x_3} les longueurs de coupure dans les directions \mathbf{x}_1 , \mathbf{x}_2 et \mathbf{x}_3 . D'après le théorème de Shannon, la longueur de coupure dans une direction est égale à $2\Delta_m$ avec Δ_m la dimension de la maille dans la direction considérée. La longueur de coupure finale du filtre considéré s'apparente donc au double de la racine cubique du volume de la maille.

$$\Delta_c = 2\Delta \quad (3.25)$$

Selon la décomposition (3.23), le terme non-résolu ϕ'' est donc la partie qui n'est pas capturée par le maillage. Pour cette raison, elle est appelée partie **sous-maille**.

3.4 Équations de Navier-Stokes filtrées

Les équations constitutives de la LES sont obtenues par filtrage homogène² des équations de Navier-Stokes (3.1), (3.2) et (3.7). Dans les équations présentées ci-dessous, les termes immédiatement calculables sont placés dans le membre de gauche et les termes sous-maille à modéliser sont placés dans le membre de droite.

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i) = 0 \quad (3.26)$$

Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tilde{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} = A_1 + A_2 \quad (3.27)$$

où les termes A_1 et A_2 s'écrivent :

$$A_1 = -\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.28)$$

$$A_2 = \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\sigma}_{ij} - \tilde{\sigma}_{ij}) \quad (3.29)$$

Le terme $\tau_{ij} = \bar{\rho}(\tilde{u}_i\tilde{u}_j - \tilde{u}_i\tilde{u}_j)$ est appelé tenseur sous-maille. Il provient de la non-linéarité du terme convectif.

Le terme A_2 provient de la non-linéarité du terme visqueux et de la non-commutativité du filtre de Favre avec les opérateurs de dérivation partielle. Il fait intervenir le tenseur $\tilde{\sigma}_{ij}$:

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \mu(\tilde{T}) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (3.30)$$

2. Pris homogène pour la simplicité de l'exposé. On pourra se reporter à Ghosal & Moin [77] pour un filtrage inhomogène appliqué à un fluide incompressible.

En ce qui concerne $\overline{\sigma_{ij}}$, il est couramment admis que comme pour les équations moyennées au sens de Reynolds, la partie déviatrice du tenseur des taux de déformation et la viscosité sont décorréliées ($\overline{\mu S} = \bar{\mu} \bar{S}$) :

$$\overline{\sigma_{ij}} = \bar{\mu} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (3.31)$$

Conservation de l'énergie

L'équation de l'énergie filtrée peut prendre de nombreuses formes selon les inconnues retenues (voir notamment Lesieur, Comte & Favre [130]). Celle qui est présentée ci-après est due à Vreman [197], qui introduit l'énergie calculable $\widehat{\rho E}$ définie par :

$$\widehat{\rho E} = \frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_i \quad (3.32)$$

L'équation de conservation de l'énergie s'obtient par la dérivation de l'expression précédente et en utilisant les équations (3.26) et (3.27) :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\widehat{\rho E}) + \frac{\partial}{\partial x_i} [(\widehat{\rho E} + \bar{p}) \tilde{u}_i] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{\sigma}_{ij} \tilde{u}_i) + \frac{\partial \tilde{q}_i}{\partial x_i} = -B_1 - B_2 - B_3 + B_4 + B_5 + B_6 - B_7 \quad (3.33)$$

avec :

$$\tilde{q}_i = -\kappa(\tilde{T}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \quad (3.34)$$

Les termes sous-maille B_1 à B_7 s'écrivent :

$$B_1 = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{p} \tilde{u}_i - \bar{p} \tilde{u}_i) \quad (3.35)$$

$$B_2 = \overline{p \frac{\partial u_i}{\partial x_i}} - \bar{p} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} \quad (3.36)$$

$$B_3 = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} \tilde{u}_i) \quad (3.37)$$

$$B_4 = \tau_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (3.38)$$

$$B_5 = \overline{\sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} - \overline{\sigma_{ij}} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (3.39)$$

$$B_6 = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\sigma_{ij} \tilde{u}_i} - \overline{\sigma_{ij}} \tilde{u}_i) \quad (3.40)$$

$$B_7 = \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{q}_i - \tilde{q}_i) \quad (3.41)$$

Pour pouvoir fermer les équations (3.27) et (3.33), il est nécessaire de modéliser les 9 termes sous-maille A_1 , A_2 et B_1 à B_7 . La modélisation de ces termes est exposée dans la section suivante.

3.5 Fermeture des équations

Une revue complète de l'importance relative des termes sous-maille des équations filtrées a été réalisée par Vreman [197] à partir de simulations numériques directes de couches de

mélange temporelles compressibles. Cette analyse a été confirmée par la suite par Lenormand *et al.* [129] dans le cas du canal plan, ce qui justifie son utilisation dans le cas présent. Cette classification, faite suivant la norme L_2 , comporte quatre catégories séparées chacune par un ordre de grandeur (cf. tableau 3.1).

Influence du terme	Terme
Grande	Convection
Moyenne	Diffusion, A_1, B_1, B_2, B_3
Petite	B_4, B_5
Négligeable	A_2, B_6, B_7

TABLE 3.1 – Classification des termes des équations filtrées (d’après Vreman [197]).

3.5.1 Équation de la quantité de mouvement

Le tableau 3.1 montre que la contribution terme du A_2 est négligeable devant celle du terme A_1 . Elle est donc négligée. Le terme A_1 constitue alors l’unique terme sous-maille présent dans les équations filtrées de la quantité de mouvement. Il a de ce fait donné lieu à l’élaboration de nombreux modèles.

3.5.1.1 Modélisation sous-maille

Sagaut [173] donne d’abord un cadre à la modélisation sous-maille en préconisant un certain nombre de contraintes réalistes que doit respecter un tel modèle :

- Conserver les propriétés fondamentales de l’équation de départ comme l’invariance galiléenne ;
- Être nul là où la solution exacte ne présente pas d’échelles sous-maille ;
- Induire un effet de même nature (dispersif ou dissipatif) que les termes modélisés ;
- Ne pas altérer la dynamique des échelles résolues ;
- Être d’un coût numérique acceptable ;
- Ne pas déstabiliser la simulation numérique ;
- Être réalisable de façon discrète (la discrétisation ne doit pas inhiber les effets théoriquement induits par le modèle) ;
- Respecter le second principe de la thermodynamique (pas d’anti-dissipation).

Ensuite, deux approches sont possibles, et définissent une classification en deux catégories introduite par Sagaut [173] :

Les modèles structurels tentent d’approcher la structure mathématique du tenseur sous-maille τ_{ij} . Pour cela, il faut estimer la forme des échelles non résolues, soit à partir de développements en série, soit plus généralement en extrapolant les caractéristiques des échelles résolues les plus fines au moyen de l’hypothèse de similarité d’échelles introduite par Bardina *et al.* [6]. Ces modélisations présentent généralement un haut niveau de corrélation avec le tenseur sous-maille exact obtenu à partir de DNS filtrées. Les modèles de type "déconvolution approchée" peuvent également être classés dans cette catégorie.

Les modèles fonctionnels tendent à reproduire l’action mécanique exercée par les échelles sous-maille sur les échelles résolues, au travers d’une représentation de la nature dispersive ou dissipative de $\partial\tau_{ij}/\partial x_i$. Ces modèles nécessitent une connaissance précise des mécanismes d’échange énergétique inter-échelle, avec comme hypothèse sous-jacente une

universalité des comportements des échelles sous-maille (et donc de leur indépendance vis-à-vis des échelles résolues). En conséquence, la théorie de la turbulence développée par Kolmogorov³ constitue le cadre naturel de formulation de cette modélisation.

Comme pour la plupart des LES existantes, c'est l'approche fonctionnelle qui est utilisée au cours de cette thèse.

Dans la théorie de Kolmogorov, le mécanisme de transfert d'énergie inter-échelles se présente de la manière suivante (cf. figure 3.1) :

- les grosses structures extraient de l'énergie cinétique de l'écoulement moyen ;
- le transfert d'énergie vers les plus petites échelles se fait par étirement tourbillonnaire ;
- aux plus petites échelles (échelle de Kolmogorov), l'énergie cinétique est dissipée sous forme de chaleur.

Par conséquent, l'action des petites échelles de la turbulence vis-à-vis des grosses structures est considérée comme essentiellement dissipative d'où l'idée d'introduire une viscosité sous-maille ν_{sm} pour modéliser la partie déviatrice du tenseur τ_{ij} du terme A_1 . De manière similaire à l'hypothèse de Boussinesq, utilisée pour fermer les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds, ν_{sm} est définie comme :

$$\tau_{ij}^d = \tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -\bar{\rho}\nu_{sm}\widetilde{S}_{ij} \quad (3.42)$$

3.5.1.2 Modèle d'échelles mixtes sélectif

Le modèle d'échelles mixtes, proposé par Sagaut [173] et Ta Phuoc et étendu aux écoulements compressibles par Lenormand *et al.* [129], utilise à la fois des informations en provenance des échelles résolues et de l'énergie cinétique à la coupure q_c :

$$\nu_{sm}^\alpha = C_m(\alpha) \left| \widetilde{S}(\underline{\mathbf{x}}, t) \right|^\alpha [q_c^2(\underline{\mathbf{x}}, t)]^{\frac{1-\alpha}{2}} \Delta_c^{1+\alpha} \quad (3.43)$$

avec α un paramètre, Δ_c la longueur de coupure et q_c l'énergie cinétique des plus petites échelles résolues, obtenue au moyen d'un filtre test (\cdot) de longueur de coupure $\check{\Delta} > \Delta$:

$$q_c^2(\underline{\mathbf{x}}, t) = \frac{1}{2} \left(\widetilde{u}_i - \check{u}_i \right) \left(\widetilde{u}_i - \check{u}_i \right) \quad (3.44)$$

Un filtre discret très simple est utilisé. En indiquant par $i+1$ (respectivement $i-1$) la cellule à droite (resp. à gauche) de la cellule i :

$$\check{u}_i \Big|_i = \frac{\widetilde{u}_i \Big|_{i-1} + 2\widetilde{u}_i \Big|_i + \widetilde{u}_i \Big|_{i+1}}{4} \quad (3.45)$$

Dans l'espace tridimensionnel, le filtre test est obtenu par une triple multiplication tensorielle du filtre (3.45). La longueur de coupure Δ_c est estimée au moyen de l'équation (3.25). Enfin, sur la base de tests *a posteriori*, le paramètre α est fixé à 0,5 et la valeur $C_m = 0,06$ est utilisée.

Fonction de sélection

Dans le cas d'écoulements transitionnels ou présentant des zones laminares ou des parois, le modèle d'échelles mixtes et de manière plus générale la majorité des modèles issus de la

3. A. N. Kolmogorov, 1941. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **32**(1). Traduction dans *Turbulence : classic papers on statistical theory*, 1961, éd. par S. K. Friedlander et L. Topper, pp. 151–154, Interscience Publisher, Inc., New-York.

modélisation fonctionnelle se révèlent trop dissipatifs. Afin de palier ce problème, le modèle précédent est couplé au senseur structurel proposé par David [44]. Celui-ci permet de faire tendre vers zéro la viscosité sous-maille dans les zones où elle n'est pas nécessaire. Ce senseur est basé sur des constatations issues de calculs DNS selon lesquelles, en turbulence homogène isotrope, la densité de probabilité des variations angulaires locales du vecteur vorticité est maximale autour de 20 degrés. David [44] propose d'identifier les zones turbulentes comme les zones où les variations angulaires locales de la vorticité sont supérieures ou égales à 20 degrés. L'idée est donc de calculer l'angle θ formé entre le vecteur vorticité instantané $\underline{\omega}$ et un vecteur vorticité moyen local obtenu à l'aide du filtre test (\cdot) défini précédemment. L'angle θ est alors donné par :

$$\theta = \arcsin \left(\frac{\|\underline{\tilde{\omega}} \wedge \underline{\omega}\|}{\|\underline{\tilde{\omega}}\| \cdot \|\underline{\omega}\|} \right) \quad (3.46)$$

Une grande valeur de θ signifie que la direction du vecteur vorticité varie beaucoup d'une maille à une autre ce que l'on interprète comme une caractéristique de la turbulence de petites échelles homogène isotrope. *A contrario*, une valeur de θ inférieure à 20° montre une tendance à l'alignement du vecteur vorticité avec son voisinage ce que l'on rencontre en régime laminaire ou au début de la transition lorsque la turbulence n'est pas développée. La viscosité sous-maille est multipliée par une fonction de sélection f_s qui est en fait un opérateur Booléen :

$$f_s = \begin{cases} 1 & \text{si } \theta \geq 20^\circ \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.47)$$

Sagaut & Troff [175] remarquent que la discontinuité de cette fonction peut entraîner des problèmes numériques et ils proposent d'utiliser plutôt :

$$f_s = \begin{cases} 1 & \text{si } \theta \geq 20^\circ \\ \left(\frac{\tan^2(\frac{\theta}{2})}{\tan^2(\frac{20^\circ}{2})} \right)^2 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.48)$$

Pour éviter d'utiliser une fonction trigonométrique coûteuse en temps de calcul (Eq. (3.46)), $\tan^2(\theta/2)$ est exprimé dans un premier temps en fonction de $\cos(\theta)$:

$$\tan^2(\theta/2) = \frac{1 - \cos(\theta)}{1 + \cos(\theta)} \quad (3.49)$$

En introduisant le vecteur vorticité fluctuante définie par $\underline{\omega}' = \underline{\omega} - \underline{\tilde{\omega}}$, le cosinus de θ peut s'obtenir à l'aide de la relation :

$$\|\underline{\omega}'\|^2 = \|\underline{\tilde{\omega}}\|^2 + \|\underline{\omega}\|^2 - 2\|\underline{\tilde{\omega}}\| \cdot \|\underline{\omega}\| \cdot \cos(\theta) \quad (3.50)$$

D'où la relation :

$$\tan^2(\theta/2) = \frac{2\|\underline{\tilde{\omega}}\| \cdot \|\underline{\omega}\| - \|\underline{\tilde{\omega}}\|^2 - \|\underline{\omega}\|^2 + \|\underline{\omega}'\|^2}{2\|\underline{\tilde{\omega}}\| \cdot \|\underline{\omega}\| + \|\underline{\tilde{\omega}}\|^2 + \|\underline{\omega}\|^2 - \|\underline{\omega}'\|^2} \quad (3.51)$$

Afin d'assurer le même niveau global de dissipation que le modèle de fonction de structure dans ses versions sélective et non sélective lors d'un calcul de turbulence homogène isotrope, David [44] multiplie la fonction de sélection par un facteur correctif de 1,65. L'expression complète de la viscosité sous-maille s'écrit maintenant :

$$\nu_{sm} = 0,1 \left| \tilde{S}(\underline{\mathbf{x}}, t) \right|^2 q_c^2(\underline{\mathbf{x}}, t) \Delta_c^{3/2} f_s \quad (3.52)$$

3.5.2 Équation de l'énergie

De même que pour l'équation de quantité de mouvement, la modélisation sous-maille de l'équation d'énergie tient compte de l'importance relative de ses termes, comme évaluée par Vreman [197]. D'après le tableau 3.1, les contributions des termes B_6 et B_7 sont négligeables. Le terme B_4 est également ignoré car il peut conduire à une dégradation des résultats en présence d'ondes de choc et parce que son influence est faible en régime subsonique. À l'initiative de Terracol [192] ou Lee [126], le terme B_5 est également négligé du fait de sa faible contribution et de l'incertitude sur sa modélisation. Le terme B_1 représente l'action de la turbulence sous-maille sur la conduction de la chaleur résolue et le terme B_2 est uniquement dû aux effets de compressibilité. En invoquant l'hypothèse d'incompressibilité des petites échelles, Erlebacher *et al.* [61] proposent de négliger le terme de sous-maille B_2 . Dans la formulation de Vreman [197], ce terme est modélisé implicitement dans la somme $B_1 + B_2$ en introduisant une conductivité thermique de sous-maille κ_{sm} :

$$B_1 + B_2 = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa_{sm} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \right) \quad (3.53)$$

où κ_{sm} est calculée à partir de la viscosité sous-maille ν_{sm} et du nombre de Prandtl sous-maille $\mathcal{P}r_{sm}$:

$$\kappa_{sm} = \frac{\bar{\rho} \nu_{sm} C_p}{\mathcal{P}r_{sm}} \quad (3.54)$$

avec $\mathcal{P}r_{sm}$ supposé constant égal à $\mathcal{P}r$: $\mathcal{P}r_{sm} = 0,72$. De la même manière que pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement, la contribution du terme B_3 est modélisée à l'aide de la viscosité sous-maille :

$$B_3 = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} \tilde{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} \nu_{sm} \widetilde{S}_{ij} \tilde{u}_i \right] \quad (3.55)$$

3.5.3 Formulation vectorielle

Après simplification des équations filtrées, les équations (3.26), (3.27) et (3.33) peuvent s'écrire sous forme vectorielle comme :

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial \mathbf{F}_i^\nu}{\partial x_i} = 0 \quad (3.56)$$

avec \mathbf{W} , \mathbf{F}_i et \mathbf{F}_i^ν les vecteurs des variables conservatives, des flux convectifs et des flux visqueux définis par :

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \tilde{u}_1 \\ \bar{\rho} \tilde{u}_2 \\ \bar{\rho} \tilde{u}_3 \\ \bar{\rho} \tilde{E} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_i = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \tilde{u}_i \\ \bar{\rho} \tilde{u}_1 \tilde{u}_i + p \delta_{1i} \\ \bar{\rho} \tilde{u}_2 \tilde{u}_i + p \delta_{2i} \\ \bar{\rho} \tilde{u}_3 \tilde{u}_i + p \delta_{3i} \\ (\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_i \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_i^\nu = \begin{pmatrix} 0 \\ (\mu + \mu_{sm}) \widetilde{S}_{1i} \\ (\mu + \mu_{sm}) \widetilde{S}_{2i} \\ (\mu + \mu_{sm}) \widetilde{S}_{3i} \\ (\mu + \mu_{sm}) \widetilde{S}_{ij} \tilde{u}_j + (\kappa + \kappa_{sm}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (3.57)$$

3.6 Méthode des volumes finis

Afin d'obtenir une forme intégrale des équations de conservation à discrétiser, le système matriciel (3.56) est intégré sur un volume Ω de frontière S et de normale $\underline{\mathbf{n}}$. En utilisant le

théorème d'Ostrogradski, il vient :

$$\iiint_{\Omega} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} d\Omega + \iint_S (\mathbf{F}_i - \mathbf{F}_i^\nu) n_i dS = \mathbf{0} \quad (3.58)$$

Supposons maintenant que le domaine de calcul est constitué d'un ensemble de cellules hexaédriques de volume Ω_{ijk} et de type *cell-center*. Ceci signifie que les valeurs du vecteur \mathbf{W} sont supposées constantes sur l'ensemble de la cellule ijk , et que les valeurs des flux visqueux \mathbf{F}_{ijk}^ν et des flux convectifs \mathbf{F}_{ijk} sont constantes sur chacune des 6 facettes de la cellule ijk . Compte-tenu de ces hypothèses, l'équation (3.58) s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Omega_{ijk} \mathbf{W}_{ijk}) + \sum_{l=1}^6 (\mathbf{F}_{ijk} - \mathbf{F}_{ijk}^\nu) S_l = 0 \quad (3.59)$$

où les S_l ($l = 1 \dots 6$) sont les surfaces des facettes de la cellule. Par la suite, on utilisera les notations $\mathbf{F}_{ijk,l}$ et $\mathbf{F}_{ijk,l}^\nu$ qui contiennent implicitement le produit scalaire de la densité de flux avec la facette indiquée l . Afin d'en faciliter la lecture, l'exposé des méthodes de discrétisation spatiale sera limité à un cas unidimensionnel. L'extension à un espace à trois dimensions est ensuite obtenu par un triple produit tensoriel. En indiquant par $i + 1/2$ et $i - 1/2$ les grandeurs aux interfaces droite et gauche de la cellule suivant la direction x , l'équation (3.59) devient :

$$\left(x \Big|_{i+\frac{1}{2}} - x \Big|_{i-\frac{1}{2}} \right) \frac{\partial (\mathbf{W} \Big|_i)}{\partial t} + \left(\mathbf{F}_x \Big|_{i+\frac{1}{2}} - \mathbf{F}_x^\nu \Big|_{i+\frac{1}{2}} \right) - \left(\mathbf{F}_x \Big|_{i-\frac{1}{2}} - \mathbf{F}_x^\nu \Big|_{i-\frac{1}{2}} \right) = \mathbf{0} \quad (3.60)$$

En supposant de plus, le maillage cartésien, on pose $\Delta x = x \Big|_{i+\frac{1}{2}} - x \Big|_{i-\frac{1}{2}}$. La discrétisation consiste alors à évaluer les flux convectifs $\mathbf{F}_x \Big|_l$ et visqueux $\mathbf{F}_x^\nu \Big|_l$ aux interfaces $l = i + 1/2$ et $l = i - 1/2$, ce qui est proposé dans la section suivante.

3.7 Discrétisation spatiale

3.7.1 Discrétisation des flux visqueux

Les flux visqueux, par nature dissipatifs, ne posent en général pas de problème numérique particulier. Ils sont discrétisés à l'aide d'un schéma centré précis à l'ordre deux qui s'écrit :

$$\mathbf{F}_x^\nu \Big|_{i+\frac{1}{2}} = \frac{\mathbf{F}_x^\nu \Big|_i + \mathbf{F}_x^\nu \Big|_{i+1}}{2} \quad (3.61)$$

$$\mathbf{F}_x^\nu \Big|_{i-\frac{1}{2}} = \frac{\mathbf{F}_x^\nu \Big|_{i-1} + \mathbf{F}_x^\nu \Big|_i}{2} \quad (3.62)$$

Le flux visqueux à l'interface est donc la moyenne arithmétique des flux au centre des cellules de part et d'autre de l'interface. Dans les flux visqueux interviennent donc des gradients au centre des cellules. Ces gradients pour une variable A sont évalués à partir du théorème d'Ostrogradski :

$$\frac{\partial A}{\partial x} \Big|_i \simeq \frac{1}{\Omega_{ijk}} \iiint_{\Omega} \frac{\partial A}{\partial x} d\Omega = \frac{1}{\Omega_{ijk}} \iint_S \mathbf{F}_x^\nu n dS = \frac{A \Big|_{i+\frac{1}{2}} - A \Big|_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta x} \quad (3.63)$$

où la variable A à l'interface $i + 1/2$ est donnée par $A \Big|_{i+\frac{1}{2}} = (A \Big|_{i+1} - A \Big|_i) / 2$. Au final, le flux visqueux à travers l'interface d'une cellule est donc évalué sur un stencil de 5 points. Dans les cas où la viscosité totale ($\mu + \mu_{sm}$) ou la conductivité thermique totale ($\kappa + \kappa_{sm}$) varie peu sur le stencil considéré, cette formule conduit à un découplage entre les cellules paires et les cellules impaires. Un tel phénomène peut alors induire des oscillations numériques un point sur deux. Ce problème est alors résolu en recouplant les cellules paires et impaires lors de calcul des gradients aux interfaces. Cette opération est détaillée dans la section § 3.9.2.

3.7.2 Discrétisation des flux convectifs

Les flux convectifs, du fait de leur non-linéarité, subissent un traitement plus complexe. Le schéma spatial permettant de les estimer à une interface a été choisi de manière à simuler efficacement le plus grand ensemble des écoulements rencontrés à l'Onera. Ce choix, ainsi que l'expression de ce schéma sont décrits dans le paragraphe § 3.7.2.2. Les calculs effectués durant cette thèse ont utilisé en majorité une version centrée de ce schéma, moins dissipative, stabilisée par un traitement particulier, formalisé au paragraphe § 3.7.2.3. Enfin, la mise en œuvre de ces schémas nécessite une reconstruction des variables conservatives de part et d'autre de l'interface. Cette opération est d'abord explicitée au paragraphe § 3.7.2.1.

3.7.2.1 Reconstruction des variables conservatives

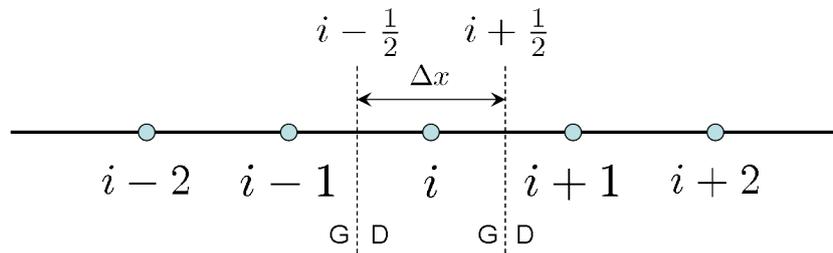


FIGURE 3.2 – Position relative des cellules et des interfaces pour une discrétisation 1D.

Tout d'abord, les variables conservatives doivent être estimées de part et d'autre des interfaces. Pour une grandeur donnée A , on cherche donc à reconstruire ses valeurs à droite et à gauche des interfaces $i - \frac{1}{2}$ et $i + \frac{1}{2}$, comme schématisé sur la figure 3.2. Pour cela, le schéma de reconstruction MUSCL (pour *Monotonic Upstream Schemes for Conservation Laws*) dû à Van Leer [194] est utilisé. L'évolution de A est supposée parabolique par morceaux autour de x_i :

$$A(x) = a(x - x_i)^2 + b(x - x_i) + c$$

où les constantes a , b et c sont choisies de manière à satisfaire les contraintes :

$$\frac{1}{\Delta x} \int_{-3\Delta x/2}^{-\Delta x/2} A(x) dx = A]_{j-1}$$

$$\frac{1}{\Delta x} \int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2} A(x) dx = A]_j$$

$$\frac{1}{\Delta x} \int_{\Delta x/2}^{3\Delta x/2} A(x) dx = A]_{j+1}$$

Ces équations mènent aux formules de reconstruction suivantes, précises à l'ordre 3 :

$$A]_{i+1/2}^G = -\frac{1}{6}A]_{i-1} + \frac{5}{6}A]_i + \frac{2}{6}A]_{i+1} \quad (3.64a)$$

$$A]_{i+1/2}^D = \frac{2}{6}A]_i + \frac{5}{6}A]_{i+1} - \frac{1}{6}A]_{i+2} \quad (3.64b)$$

$$A]_{i-1/2}^G = -\frac{1}{6}A]_{i-2} + \frac{5}{6}A]_{i-1} + \frac{2}{6}A]_i \quad (3.64c)$$

$$A]_{i-1/2}^D = \frac{2}{6}A]_{i-1} + \frac{5}{6}A]_i - \frac{1}{6}A]_{i+1} \quad (3.64d)$$

3.7.2.2 Forme générale du schéma spatial

Pour obtenir une valeur unique du flux à l'interface $i + 1/2$ à partir des variables conservatives à gauche et à droite de celle-ci, il faut résoudre un problème de Riemann à l'aide d'un solveur approché. Les solveurs basés sur des schémas décentrés appartiennent généralement à deux familles : les schémas du type *Flux Difference Splitting* (FDS) (Roe, Osher...) et les schémas du type *Flux Vector Splitting* (FVS) (Van Leer...). Les schémas FVS sont généralement plus robustes dans le cas d'ondes de choc et de détente de forte intensité mais leur précision est souvent moindre. Les schémas FVS de la famille AUSM (*Advection Upstream Splitting Method*) ont suscité un grand intérêt car ils ont permis de simuler une grande variété d'écoulements (turbulents, réactifs, hypersoniques...). En effet, les modifications introduites par Liou [131] dans le schéma AUSM pour former le schéma AUSM+ ont permis à ce schéma FVS d'avoir la précision des schémas FDS dans le traitement de la discontinuité de contact et la robustesse des schémas FVS dans le cas d'ondes de choc ou de détente. Le schéma AUSM+ de Liou [131] est construit sur la séparation des flux convectifs en un terme convectif ($\underline{\mathbf{F}}^c$) et un terme de pression ($\underline{\mathbf{P}}$) à l'interface des cellules. Le flux convectif se décompose alors comme suit :

$$\underline{\mathbf{F}}]_{i+\frac{1}{2}} = \underline{\mathbf{F}}^c]_{i+\frac{1}{2}} + \underline{\mathbf{P}}]_{i+\frac{1}{2}} \quad (3.65)$$

Le schéma AUSM+(P) développé par Edwards & Liou [58] permet, par rapport au schéma AUSM+, d'assurer le couplage vitesse/pression et une bonne précision en régime incompressible. Les modifications n'affectent que les interfaces où le nombre de Mach se trouve inférieur à 0,5. Une version simplifiée sans capture de choc développée par Mary & Sagaut [141] a été retenue dans ce travail pour discrétiser les flux convectifs. Dans le cas monodimensionnel, le vecteur des variables de calcul $\underline{\mathbf{Q}}$ est défini comme :

$$\underline{\mathbf{Q}} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \tilde{u}_1 \\ \widehat{\rho E} + \bar{p} \end{pmatrix} \quad (3.66)$$

Le flux convectif s'écrit alors au moyen de la formule suivante dans laquelle les états gauche et droite sont estimés au moyen des équations (3.64a-3.64b) (les $_{i+\frac{1}{2}}$ sont omis par soucis de clarté) :

$$\underline{\mathbf{F}}] = \frac{[U_1]}{2} (\underline{\mathbf{Q}}]_G + \underline{\mathbf{Q}}]_D) - \Phi]_{\max(U_{1 \text{ int}}, C_1 U_{ref})} (\underline{\mathbf{Q}}]_G - \underline{\mathbf{Q}}]_D) + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ p]_G + p]_D \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.67)$$

où $[U_1]$ est une grandeur de la dimension d'une vitesse qui règle la dissipation du schéma :

$$[U_1] = \frac{1}{2}(u_1]_G + u_1]_D) - C_2 \frac{p]_G - p]_D}{\rho_{ref} U_{ref}} \quad (3.68)$$

$U_{1 \text{ int}}$ est la vitesse normale à l'interface :

$$U_{1 \text{ int}} = \frac{u_1]_G + u_1]_D}{2} - \max(0, 1 - 2M_{1 \text{ int}}) C_2 \frac{p]_G - p]_D}{\rho_{ref} U_{ref}} \quad (3.69)$$

où $M_{1 \text{ int}}$ est défini par :

$$M_{1 \text{ int}} = \frac{u_1]_G + u_1]_D}{2c} \quad (3.70)$$

Les valeurs des constantes C_1 et C_2 sont choisies d'après les travaux de Mary [140] pour limiter la dissipation du schéma :

$$C_1 = C_2 = 0,04 \quad (3.71)$$

3.7.2.3 Différenciation des schémas décentré et centré avec senseur

Les schémas décentré et centré ne diffèrent ici que par la définition de la variable Φ dans l'équation (3.67). Dans le cas du schéma décentré, la variable Φ est uniformément fixée à 1. Dans le cas du schéma centré avec senseur, la valeur de Φ est ajustée localement en scrutant la présence d'oscillations paire/impair inhérentes aux schémas purement centrés. Si le champ sur la cellule i est régulier, le senseur Φ est égal à 0. Au contraire, si au moins une des variables conservatives présente un comportement oscillant, le senseur est fixé à 1 pour les interfaces $i - 1/2$ et $i + 1/2$. Le formalisme d'un tel senseur est le suivant [141] :

$$\mathcal{H}(A)]_i = \begin{cases} -1 & \text{si} & (A]_{i+2} - A]_{i+1})(A]_{i+1} - A]_i) < 0 \\ 1 & \text{sinon} & \end{cases} \quad (3.72)$$

$$\Psi_{Q_k} = \begin{cases} 1 & \text{si} & \mathcal{H}(Q_k)]_i + \mathcal{H}(Q_k)]_{i+1} < 0 & \text{ou} & \mathcal{H}(Q_k)]_i + \mathcal{H}(Q_k)]_{i-1} < 0 \\ 0 & \text{sinon} & \end{cases} \quad (3.73)$$

Enfin, le senseur Φ vaut :

$$\Phi]_{i+1/2} = \Phi]_{i-1/2} = \max_k (\Psi_{Q_k}) \quad (3.74)$$

3.8 Intégration temporelle

Les schémas d'intégration temporelle utilisés traditionnellement en LES sont de type explicite afin de s'affranchir de la dissipation et de la dispersion d'un schéma en temps implicite. Toutefois, dans le cas de simulations instationnaires où des phénomènes à relative basse fréquence sont présents, le pas de temps imposé par la condition de stabilité d'un schéma explicite est trop petit pour permettre de simuler des écoulements sur des temps longs. Il apparaît alors comme nécessaire d'avoir recours à des schémas d'intégration temporelle implicites inconditionnellement stables. En effet, ce choix peut donner lieu à des gains importants en temps de calcul. Dans notre cas, une LES avec un schéma implicite peut prendre jusqu'à 5 fois moins de temps⁴ que la même simulation en intégration explicite.

3.8.1 Choix du pas de temps en méthode implicite

Lorsque le schéma est inconditionnellement stable, il n'existe pas de critère de stabilité purement relié au schéma temporel. Outre la volonté de réduire le coût CPU de la simulation, le choix du pas de temps répond alors à deux besoins différents.

D'une part, celui-ci doit représenter correctement la physique instationnaire de l'écoulement que l'on veut simuler. Ceci implique une limite supérieure pour le pas de temps. Il doit être sensiblement plus petit que les plus petites échelles temporelles que l'on veut capter. Choi & Moin [24] réalisent une DNS incompressible de canal plan avec une méthode implicite et plusieurs pas de temps. Afin de ne pas occasionner de relaminarisation d'origine numérique, ils préconisent que le pas de temps soit sensiblement plus petit que l'échelle de Kolmogorov τ_η .

4. Ce chiffre est obtenu en comparant la méthode numérique utilisée dans le code FLU3M et un schéma d'intégration de type Runge-Kutta d'ordre 3. On suppose que le surcoût de la méthode implicite par rapport à la méthode explicite est de l'ordre de 30%. Le nombre de CFL maximal par sous-itération observé dans nos LES est de 3,75 et l'équivalent pour la méthode RK3 respectant le critère de stabilité CFL = $\sqrt{3}$ est de 0,57. Le gain par sous-itération est donc $G = 3,75 / (0,57 \times 1,3) \approx 5$.

Celle-ci peut être estimée en unités de paroi grâce à la formule :

$$\tau_{\eta}^{+} = \sqrt{\frac{1}{|\varepsilon^{+}|}} \quad (3.75)$$

où ε mesure la dissipation de l'écoulement. D'autre part, le schéma temporel résultant doit être stable. Dans les travaux de Daude [43], le critère

$$\frac{CFL_{\max}}{N_{\text{ssite}}} \leq 4$$

a permis d'obtenir des résultats optimaux dans le cas de LES.

Les paramètres retenus dans les présents travaux sont résumés dans le tableau 3.2. Les deux critères exposés ci-dessus sont vérifiés, ce qui permet de réaliser des simulations instationnaires sur des temps relativement longs à un coût optimisé.

	LES	DNS
$CFL_{\max}/N_{\text{ssite}}$	3,75	2
$\Delta t^{+}/\tau_{\eta}^{+}$	0,028	0,013

TABLE 3.2 – Paramètres du schéma d'intégration temporelle pour les deux types de simulations entrepris durant ces travaux.

3.8.2 Schéma implicite

Le schéma implicite utilisé est le schéma Euler rétrograde du second ordre proposé par Gear [76]. La dérivée à l'instant $n\Delta t$ du vecteur variable conservative $\underline{\mathbf{W}}$ s'écrit :

$$\left(\frac{\partial \underline{\mathbf{W}}}{\partial t}\right)_{ijk}^n \simeq \frac{\frac{3}{2}(\underline{\mathbf{W}})_{ijk}^{n+1} - 2(\underline{\mathbf{W}})_{ijk}^n + \frac{1}{2}(\underline{\mathbf{W}})_{ijk}^{n-1}}{\Delta t} \quad (3.76)$$

Du fait du caractère implicite recherché, les flux convectifs et visqueux sont considérés à l'instant $(n+1)\Delta t$. En combinant l'équation précédente avec l'équation (3.59), le système à résoudre s'écrit en unidimensionnel sous la forme "delta" comme :

$$\frac{3}{2}\Delta(\underline{\mathbf{W}})_{ijk}^{n+1} - \frac{1}{2}\Delta(\underline{\mathbf{W}})_{ijk}^n + \frac{\Delta t}{\Omega_{ijk}} \left(\sum_{l=1}^6 (\underline{\mathbf{F}} - \underline{\mathbf{F}}^{\nu})_{ijk,l} \right)^{n+1} = 0 \quad (3.77)$$

où $\Delta(\underline{\mathbf{W}})_{ijk}^{n+1} = (\underline{\mathbf{W}})_{ijk}^{n+1} - (\underline{\mathbf{W}})_{ijk}^n$. La formulation implicite en temps repose sur une linéarisation des flux numériques à l'interface l du volume Ω_{ijk} :

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{F}}_{ijk,l}(\underline{\mathbf{W}}^{n+1}, \underline{\mathbf{n}}^{n+1}) &= \underline{\mathbf{F}}_{ijk,l}(\underline{\mathbf{W}}^n, \underline{\mathbf{n}}^{n+1}) + \left(\frac{\partial \underline{\mathbf{F}}}{\partial \underline{\mathbf{W}}}\right)_{ijk,l}(\underline{\mathbf{W}}^n, \underline{\mathbf{n}}^{n+1}) \Delta(\underline{\mathbf{W}})_{ijk,l}^{n+1} + O(\Delta t^2) \\ \underline{\mathbf{F}}_{ijk,l}^{\nu}(\underline{\mathbf{W}}^{n+1}, \underline{\mathbf{n}}^{n+1}) &= \underline{\mathbf{F}}_{ijk,l}^{\nu}(\underline{\mathbf{W}}^n, \underline{\mathbf{n}}^{n+1}) + \left(\frac{\partial \underline{\mathbf{F}}^{\nu}}{\partial \underline{\mathbf{W}}}\right)_{ijk,l}(\underline{\mathbf{W}}^n, \underline{\mathbf{n}}^{n+1}) \Delta(\underline{\mathbf{W}})_{ijk,l}^{n+1} + O(\Delta t^2) \end{aligned} \quad (3.78)$$

où $\Delta(\underline{\mathbf{W}})_{ijk,l}^{n+1}$ est le produit scalaire de $\Delta(\underline{\mathbf{W}})_{ijk}^{n+1}$ par $S_l \underline{\mathbf{n}}_l^{n+1}$.

On notera par la suite $\left(\frac{\partial \underline{\mathbf{F}}}{\partial \underline{\mathbf{W}}}\right)_{ijk,l}^n$ et $\left(\frac{\partial \underline{\mathbf{F}}^{\nu}}{\partial \underline{\mathbf{W}}}\right)_{ijk,l}^n$ les matrices jacobiennes précédentes dans la mesure où tous les termes intervenant dans leur construction sont connus, y compris $\underline{\mathbf{n}}^{n+1}$ car

le mouvement du maillage est une donnée du problème. En injectant les relations (3.78) dans l'équation (3.77), on obtient :

$$\frac{3}{2}\Delta\mathbf{W}_{ijk}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\Omega_{ijk}} \sum_{l=1}^6 \left[\left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{W}} - \frac{\partial \mathbf{F}^\nu}{\partial \mathbf{W}} \right)_{ijk,l}^n \Delta\mathbf{W}_{ijk,l}^{n+1} \right] = \frac{1}{2}\Delta\mathbf{W}_{ijk}^n - \frac{\Delta t}{\Omega_{ijk}} \sum_{l=1}^6 (\mathbf{F} - \mathbf{F}^\nu)_{ijk,l}^n \quad (3.79)$$

Le calcul des matrices jacobiennes des flux convectifs et visqueux est coûteux et conduit à une matrice mal conditionnée qui rend la résolution délicate. C'est pourquoi des expressions approchées des matrices jacobiennes des flux sont utilisées afin de simplifier les calculs [158] :

- La matrice jacobienne des flux visqueux est simplifiée par la méthode de Coakley [37]
- La matrice jacobienne des flux convectifs est simplifiée par une approche LCI (*Linearized Conservative Implicit*) construite par Yee [206] et couplée à un renforcement de la diagonale selon la méthode de Jameson & Turkel [92].

À cause des diverses simplifications (linéarisation approchée des matrices jacobiennes, factorisation de l'opérateur implicite), il est nécessaire d'incorporer un algorithme de sous-itérations afin de retrouver un ordre 2 en temps. Cet algorithme s'écrit :

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2}\Delta\mathbf{W}_{ijk}^{n+1,p+1} + \frac{\Delta t}{\Omega_{ijk}} \sum_{l=1}^6 \left[\left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{W}} - \frac{\partial \mathbf{F}^\nu}{\partial \mathbf{W}} \right)_{ijk,l}^{n+1,p} \Delta\mathbf{W}_{ijk,l}^{n+1,p+1} \right] \\ & = \frac{3}{2}\mathbf{W}_{ijk}^n - \frac{3}{2}\mathbf{W}_{ijk}^{n+1,p} - \frac{1}{2}\Delta\mathbf{W}_{ijk}^n - \frac{\Delta t}{\Omega_{ijk}} \sum_{l=1}^6 (\mathbf{F} - \mathbf{F}^\nu)_{ijk,l}^{n+1,p} \end{aligned} \quad (3.80)$$

Le processus converge lorsque $\Delta\mathbf{W}^{n+1,p+1} \rightarrow 0$ et on a alors $\mathbf{W}^{n+1} = \mathbf{W}^{n+1,p+1} \simeq \mathbf{W}^{n+1,p}$. En réinjectant cette égalité dans l'équation (3.80), on retrouve l'expression (3.79). La résolution de l'équation (3.80) est effectuée au moyen d'une factorisation LU présentée ci-dessous.

Pour simplifier la présentation, notons \mathcal{J} la différentielle du bilan des flux convectifs et diffusifs et \mathcal{R} le résidu explicite. Le système (3.80) peut alors s'écrire sous la forme :

$$\left(\frac{3}{2} \frac{\Omega}{\Delta t} I + \mathcal{J} \right) \Delta W^{n+1} = -\mathcal{R} \quad (3.81)$$

Notons maintenant \mathcal{L} , \mathcal{D} , \mathcal{U} les parties strictement inférieure, diagonale et supérieure de la matrice implicite globale (leurs expressions sont détaillées dans Pechier [158]). Le système (3.81) s'écrit alors :

$$(\mathcal{L} + \mathcal{D} + \mathcal{U})\Delta W^{n+1} = -\mathcal{R} \quad (3.82)$$

La résolution du système (3.82) est approchée en introduisant une décomposition incomplète du type Gauss-Seidel symétrique :

$$\mathcal{L} + \mathcal{D} + \mathcal{U} \simeq (\mathcal{L} + \mathcal{D})\mathcal{D}^{-1}(\mathcal{D} + \mathcal{U}) \quad (3.83)$$

La résolution du système (3.83) à la sous-itération p s'effectue en trois étapes :

$$\begin{aligned} (\mathcal{L} + \mathcal{D})\Delta W^* &= -\mathcal{R} \\ \mathcal{D}^{-1}\Delta W^{**} &= \Delta W^* \\ (\mathcal{U} + \mathcal{D})\Delta W^{n,p+1} &= \Delta W^{**} \end{aligned} \quad (3.84)$$

La deuxième étape est une simple multiplication par une matrice diagonale qu'on peut écrire $\Delta W^{**} = \mathcal{D}\Delta W^*$. L'avantage de la méthode LU est qu'elle est facilement vectorisable par balayage sur des plans " $i + j + k = \text{constante}$ ". En pratique, plutôt que de fixer un seuil de convergence pour arrêter le processus de sous-itérations, on préfère fixer le nombre de sous-itérations pour éviter un calcul trop long dû parfois à une vitesse de convergence trop lente.

L'ordre de grandeur des résidus est alors vérifié *a posteriori*. Le nombre de sous-itérations de convergence est alors fixé de façon à ce que les résidus $R(\mathbf{W})^{n+1,p}$, définis dans l'équation (3.85) perdent au moins un ordre de grandeur en norme L_2 .

$$R(\mathbf{W})^{n+1,p} = \left[\frac{1}{n_i \times n_j \times n_k} \sum_{i,j,k} \left(\frac{\frac{3}{2}\mathbf{W}_{ijk}^n - \frac{3}{2}\mathbf{W}_{ijk}^{n+1,p} + \frac{1}{2}\Delta\mathbf{W}_{ijk}^n}{\Delta t} - \frac{1}{\Omega_{ijk}} \sum_{l=1}^6 (\mathbf{F} - \mathbf{F}^\nu)_{ijk,l}^{n+1,p} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.85)$$

où n_i , n_j , n_k sont les nombres de mailles dans chaque direction. 4 sous-itérations suffisent à remplir cette condition dans l'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire.

3.9 Conditions aux limites

Le traitement des conditions aux limites permet de respecter la physique du problème et de préciser les conditions génératrices de l'écoulement. Il comprend généralement deux volets. Il s'agit d'une part de *connaître* la valeur ou l'équation qui permet d'imposer les grandeurs à la frontière, et d'autre part de définir *comment* sont fixées ces grandeurs.

3.9.1 Expression des conditions aux limites

La résolution du premier volet dépend du type de condition aux limites considéré. Dans le cas d'un écoulement turbulent de plaque plane, on distingue la génération de données d'entrée instationnaires, le traitement de la paroi, et celui des frontières perméables introduites artificiellement pour borner le domaine de calcul. La figure 3.3 en propose une illustration. D'autres conditions aux limites, comme les conditions de raccord informatique sont utilisées dans le calcul. Elles assurent notamment le transfert d'information entre les différents blocs et permettent la spécification de condition de périodicité dans la direction transverse. Le traitement de ces dernières n'a pas fait l'objet de développements et ne fait pas non plus appel à des considérations physiques. Il ne sera donc pas détaillé dans ce mémoire.

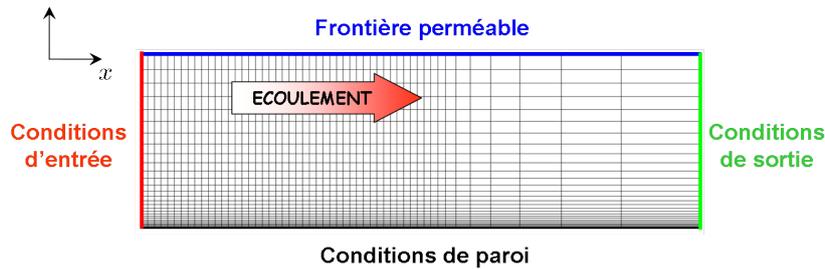


FIGURE 3.3 – Schéma du domaine de calcul et des conditions aux limites associées aux différentes frontières.

3.9.1.1 Condition d'entrée

La condition d'entrée est un point crucial pour la justesse et la réduction du coût d'une telle simulation. Elle fait l'objet d'une analyse approfondie dans le chapitre suivant. Pour sa mise en œuvre numérique, détaillée plus loin, on considérera comme connu le vecteur des variables d'état sur l'interface d'entrée.

3.9.1.2 Condition de paroi

Pour le traitement des parois matérielles, l'hypothèse d'**adiabaticité** est retenue. Elle s'exprime par la nullité à l'interface pariétale du gradient normal de température. Par ailleurs, pour traiter les cas de contrôle de la couche limite, on se réserve la possibilité d'imposer une vitesse de transpiration non-nulle dans la direction normale. Ainsi, la condition de paroi s'exprime à l'interface :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\text{int}} = 0 \quad \underline{\mathbf{u}}|_{\text{int}} = \underline{\mathbf{u}}_p \quad (3.86)$$

Dans le cas d'une condition d'adhérence, le vecteur vitesse imposé $\underline{\mathbf{u}}_p$ est uniformément nul.

3.9.1.3 Conditions de frontière à l'infini

Selon les études évoquées au chapitre 1, la phénoménologie de la turbulence pariétale est contenue intégralement dans la couche limite. Pour éviter d'éventuelles modifications dues au traitement numérique des conditions aux limites correspondant aux frontières du domaine de calcul, celles-ci sont éloignées du domaine d'intérêt. Pour cette raison, le sommet du domaine est positionné à une distance de la paroi équivalente à 4 épaisseurs de couche limite initiales. Les variables pour cette interface sont traitées par la théorie des caractéristiques. Dans cette méthode, le champ des variables d'état est d'abord exprimé à l'interface comme une moyenne de l'état "externe" (l'écoulement libre imposé) et de l'état "interne" (l'écoulement sur la dernière cellule réelle). Il est ensuite interprété en termes d'ondes se propageant à travers la frontière à des vitesses de convection positives ou négatives. Suivant le sens de cette propagation, l'état interne, ou externe, est retenu pour évaluer l'état à la frontière. Le lecteur intéressé pourra consulter les travaux de Pechier [158] pour plus de détails.

Ensuite, et comme illustré sur la figure 3.3, la condition de sortie dans la direction de l'écoulement est également éloignée du domaine d'intérêt, notamment grâce à un étirement progressif du maillage dans la direction longitudinale. Pour cette raison, les variations dans cette direction sont très faibles, et une condition "inactive" a été retenue pour cette interface. Le champ associé à l'état interne est simplement récopié sur l'état externe.

3.9.2 Mise en œuvre numérique

Le second volet du traitement des conditions aux limites consiste en la mise en œuvre numérique des relations évoquées dans les paragraphes précédents. Dans le code FLU3M, une discrétisation de type "cell-center" est utilisée. Dans ce cas, toutes les conditions aux limites sont traitées en imposant les flux aux interfaces. Pour cela, il est utile de définir une rangée supplémentaire de cellules, appelées cellules fictives, et situées autour du domaine réel de calcul. Le principe en est représenté sur la figure 3.4.

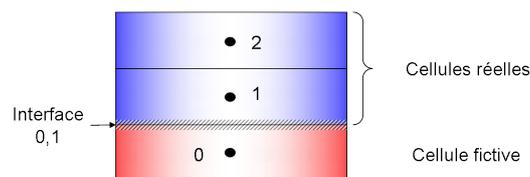


FIGURE 3.4 – Notations utilisées pour le traitement des conditions aux limites utilisant une cellule fictive.

Dans la section § 3.7, on a vu que d'une part le calcul des flux visqueux requérait la connaissance des gradients aux centres des cellules et d'autre part le calcul des flux convectifs nécessitait une estimation des états à gauche et à droite de l'interface. On désire donc imposer ces grandeurs au niveau de l'interface limite. Pour cela, quatre opérations sont successivement réalisées :

1. La cellule fictive est dans un premier temps remplie de manière à satisfaire une condition donnée (C). Lorsque la condition (C) est une condition de Dirichlet, pour laquelle $\phi]_{1,0}$ est donnée, la valeur de ϕ dans la cellule fictive est fixée par extrapolation à l'ordre 1 :

$$\phi]_{1,0} = \frac{\phi]_0 + \phi]_1}{2} \Rightarrow \phi]_0 = 2\phi]_{1,0} - \phi]_1 \quad (3.87)$$

Pour une condition (C) de Neumann, on impose $\phi]_{1,0} = \phi]_1$, d'où :

$$\phi]_0 = \phi]_1 \quad (3.88)$$

2. Après calcul des gradients dans le domaine réel, les gradients dans les cellules fictives sont estimés par une extrapolation à partir des cellules réelles adjacentes. La forme générale de cette extrapolation est :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_0 = \alpha_1 \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_1 + \alpha_2 \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_2 \quad (3.89)$$

Les coefficients α_i sont choisis dans le tableau 3.3 pour deux degrés de précision. L'extrapolation à l'ordre 0 est utilisée pour toutes les frontières autres que pariétales. En effet, dans ses travaux, Deck [48] précise que l'utilisation d'un faible degré de précision à la paroi pour les variables turbulentes mène à des oscillations un point sur deux, déjà évoquées dans le paragraphe § 3.7.1. Une extrapolation à l'ordre 1 est donc retenue pour les gradients de vitesse, le gradient de température étant extrapolé à l'ordre 0.

	α_1	α_2
ordre 0	1	0
ordre 1	2	-1

TABLE 3.3 – Coefficients d'extrapolation

3. Les états de part et d'autre de l'interface sont ensuite calculés à l'aide des relations (3.64a-3.64b).
4. La précédente technique fournit *a priori* un état erroné à l'interface 0 – 1. Il convient alors d'"écraser" cet état par une estimation plus satisfaisante, en utilisant la moyenne entre l'état dans la cellule fictive 0 et celui dans la cellule réelle 1 (équation (3.87)). Cette opération est réalisée dans un quatrième temps pour satisfaire la condition (C).

On dispose donc à la fin de ces opérations d'une estimation des états de part et d'autre de l'interface limite, ainsi que des gradients dans chacune des cellules fictives.

3.10 Maillage mobile et déformable : la formulation ALE

Dans cette méthode, on cherche à garder les avantages de la description Lagrangienne au sein d'une simulation de mécanique des fluides. Dans ce cas, les noeuds (éléments de discrétisation spatiale) de la paroi sont autorisés à se déplacer au cours du temps. Cette opération

nous permettra d'imposer une déformation de la paroi. Afin de conserver la précision au niveau de l'interface, il va être nécessaire de déformer en conséquence le maillage du domaine fluide. Notons que le déplacement des noeuds du fluide ne correspond pas nécessairement au déplacement des particules de fluide (la plupart du temps, ce n'est pas le cas). Ainsi, la description n'est ni Lagrangienne, ni Eulérienne. On utilisera donc une formulation hybride des équations du mouvement, qui combine description lagrangienne et description eulérienne, c'est la méthode dite **Arbitrary Lagrangian-Eulerian** (ALE), exposée dans cette section.

3.10.1 Théorème de transport

Le point de départ de la méthode ALE est le théorème de transport, qui exprime la dérivée temporelle d'une intégrale sur un volume de contrôle qui dépend du temps. Soit $f(\underline{\mathbf{x}}, t)$ une fonction scalaire ou vectorielle, définie sur un volume arbitraire Ω_t . Ω_t est délimité par la surface S_t , pour laquelle on définit localement une normale $\underline{\mathbf{n}}$ et une vitesse de déformation $\underline{\mathbf{V}}$. On cherche à calculer la grandeur

$$\dot{I} = \frac{d}{dt} \int_{\Omega_t} f(\underline{\mathbf{x}}, t) d\Omega$$

En dessinant les domaines Ω_t et Ω_{t+dt} , on peut isoler les deux contributions suivantes au calcul de \dot{I} :

- les points géométriques appartenant à $\Omega_t \cap \Omega_{t+dt}$ (le domaine rayé sur la figure 3.5), dont la contribution est

$$\frac{\partial f}{\partial t} d\Omega dt$$

- et les points géométriques appartenant à $\Omega_t \cup \Omega_{t+dt} - \Omega_t \cap \Omega_{t+dt}$, c'est-à-dire approximativement le volume créé par l'extrusion de S_t par $V dt$. La contribution de chaque petite surface $d\Sigma$ de S_t est donc

$$f(\underline{\mathbf{V}} \cdot \underline{\mathbf{n}}) d\Sigma dt$$

Ce sont tous les points qui sont apparus ($\underline{\mathbf{V}} \cdot \underline{\mathbf{n}} > 0$) ou qui ont disparu ($\underline{\mathbf{V}} \cdot \underline{\mathbf{n}} < 0$) du fait du mouvement de la frontière de Ω_t entre les instants t et $t + dt$ (voir la figure 3.5).

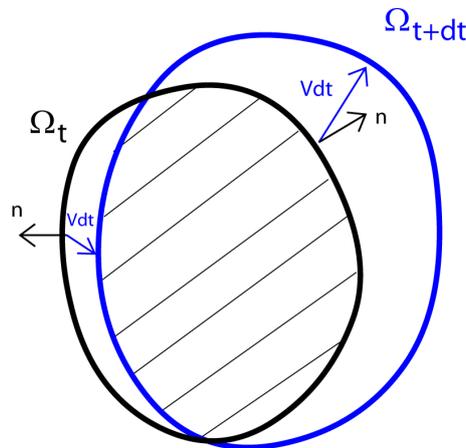


FIGURE 3.5 – Schéma d'évolution du domaine Ω_t entre les instants t et $t + dt$

En intégrant sur tous les points, on obtient :

$$\dot{I} = \int_{\Omega_t} \frac{\partial f}{\partial t} d\Omega + \int_{S_t} f(\underline{\mathbf{V}} \cdot \underline{\mathbf{n}}) d\Sigma \quad (3.90)$$

3.10.2 Lois de conservation géométriques

Sous peine d'affecter la solution, les propriétés géométriques des cellules en mouvement doivent vérifier des identités, exprimant la conservation de la cohérence géométrique du maillage au cours du temps. La première loi est que l'intégrale de surface d'un volume fermé doit être nulle :

$$\int_{S_t} \underline{\mathbf{n}} d\Sigma = 0 \quad (3.91)$$

La deuxième loi exprime la conservation d'une constante ($f = 1$) lors d'une translation arbitraire du volume Ω_t , baigné dans un fluide immobile. La vitesse dans le repère relatif est donc $\underline{\mathbf{V}} = \underline{\mathbf{0}} - \underline{\mathbf{V}}^e$ et l'équation (3.90) s'écrit alors :

$$\dot{\mathcal{I}} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad 0 = \frac{\partial \Omega_t}{\partial t} + \int_{S_t} \underline{\mathbf{V}}^e \cdot \underline{\mathbf{n}} d\Sigma \quad (3.92)$$

Elle traduit également que la variation de volume de la cellule Ω_t est égale au volume balayé par la surface S_t pendant l'intervalle de temps considéré.

3.10.3 Lois de conservation Euleriennes

Si on écrit la loi (3.90) pour un volume géométrique fixe qui, à l'instant t , coïncide avec un volume matériel Ω , alors la vitesse $\underline{\mathbf{V}}$ correspond à celle des particules de fluide de Ω , on a alors les relations :

$$\begin{aligned} \dot{\mathcal{I}} &= \frac{d}{dt} \int_{\Omega} f(\underline{\mathbf{x}}, t) d\Omega = \frac{d}{dt} \int_{\Omega_t} f(\underline{\mathbf{x}}, t) d\Omega \\ &= \int_{\Omega_t} \frac{\partial f}{\partial t} d\Omega + \int_{S_t} f(\underline{\mathbf{V}} \cdot \underline{\mathbf{n}}) d\Sigma \end{aligned} \quad (3.93)$$

Cette équation permet d'exprimer la conservation de la masse, du moment et de l'énergie d'un fluide, comme explicitées au début de ce chapitre.

3.10.4 Formulation ALE

Considérons à présent que le précédent volume géométrique se déplace à la vitesse $\underline{\mathbf{V}}^e$. Le théorème de transport est applicable seulement dans le repère relatif (lié au volume géométrique), dans lequel on a bien un domaine géométrique fixe, qui coïncide à l'instant t avec le volume matériel Ω . Si $\underline{\mathbf{V}}$ est le champ de vitesse recherché, c'est-à-dire celui qui est exprimé dans le repère absolu, alors on a :

$$\dot{\mathcal{I}} = \int_{\Omega_t} \frac{\partial f}{\partial t} d\Omega + \int_{S_t} f(\underline{\mathbf{V}} - \underline{\mathbf{V}}^e) \cdot \underline{\mathbf{n}} d\Sigma \quad (3.94)$$

$\underline{\mathbf{V}}_e$ est une vitesse qui est choisie arbitrairement, et on remarque de plus que

- si $\underline{\mathbf{V}}^e = \underline{\mathbf{0}}$, on retrouve l'équation (3.93), c'est-à-dire la formulation eulérienne,
- si $\underline{\mathbf{V}}^e = \underline{\mathbf{V}}$, le volume géométrique est un volume matériel, qui se déplace avec le fluide.

On retrouve donc la formulation langrangienne.

La prise en compte du déplacement du maillage se traduit donc par l'apparition d'un terme supplémentaire dans les flux convectifs. Ce terme, dit flux d'entraînement, s'exprime comme

suit :

$$\underline{\mathbf{F}}_i^e = \begin{pmatrix} \overline{\rho} \widetilde{V}_i^e \\ \overline{\rho} \widetilde{u}_1 \widetilde{V}_i^e + p \delta_{1i} \\ \overline{\rho} \widetilde{u}_2 \widetilde{V}_i^e + p \delta_{2i} \\ \overline{\rho} \widetilde{u}_3 \widetilde{V}_i^e + p \delta_{3i} \\ (\overline{\rho E} + \overline{p}) \widetilde{V}_i^e \end{pmatrix} \quad (3.95)$$

L'équation (3.58) est alors modifiée ainsi :

$$\iiint_{\Omega_t} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} d\Omega + \iint_{S_t} (\underline{\mathbf{F}}_i - \underline{\mathbf{F}}_i^e - \underline{\mathbf{F}}_i^\nu) n_i dS = \mathbf{0} \quad (3.96)$$

3.10.5 Remarques sur l'utilisation d'un maillage déformable

Comme le suggèrent les équations (3.59-3.60), l'intégration temporelle de la formulation ALE (3.96) n'est pas triviale. Elle fait intervenir des étapes supplémentaires liés à l'estimation des dérivées temporelles du volume des mailles. Le détail de ces opérations n'est pas précisé ici et reste à expliciter.

Par ailleurs, il convient de noter que, lorsque le maillage se déforme et si une modélisation LES est utilisée, une erreur de commutation entre dérivée temporelle et filtre sous-maille apparaît. Ce terme doit être évalué et modélisé s'il n'est pas négligeable. Une telle opération n'a pas été nécessaire dans notre cas puisque la formulation ALE n'a été utilisée que dans le cadre de simulations numériques directes.

Chapitre 4

Simulation spatiale d'une couche limite turbulente

L'objectif de ce chapitre est d'obtenir une méthode numérique efficace pour simuler des applications de contrôle de la couche limite turbulente en développement spatial. Cette méthode est basée sur le code FLU3M, présenté au chapitre précédent.

4.1 Introduction

De manière générale, la simulation des écoulements de paroi en régime turbulent présente de nombreuses difficultés, dont les principales sont explicitées ci-après.

4.1.1 Domaine de calcul et discrétisation

Tout d'abord, comme en témoigne la figure 1.6, la production de turbulence – et donc le phénomène initiateur de la turbulence pariétale – est principalement assurée dans un très proche voisinage de la paroi. Or, les échelles de la turbulence deviennent de plus en plus petites à mesure que l'on s'approche de celle-ci. Ainsi, capter correctement les échelles porteuses d'énergie impose de sévères restrictions sur les discrétisations spatiale et temporelle de la simulation. Par ailleurs, la taille minimale du domaine de calcul est choisie pour permettre le développement des échelles les plus grandes de la turbulence pariétale. On postule généralement que la taille des plus grandes structures dans la direction transverse est de l'ordre de δ et que celle des structures les plus grandes dans la direction longitudinale est de 1000 unités de paroi (ce qui est souvent moins contraignant que la longueur souhaitée pour l'étude). En accord avec le théorème de Shannon, les dimensions du domaine de calcul sont alors choisies au moins deux fois plus grandes que ces restrictions.

4.1.2 Simulation spatiale et simulation temporelle

Selon le type d'écoulement pariétal, on distingue deux principales approches de simulation :

- la simulation temporelle est utilisée pour les écoulements internes provoqués par un gradient de pression uniforme, comme dans un canal plan ou dans un tube. La direction de l'écoulement étant une direction d'homogénéité, une condition de périodicité est utilisée. L'approche temporelle cherche à obtenir un état stabilisé du débit de fluide en ajustant à chaque instant le gradient de pression moteur de l'écoulement. Cette

approche est très souvent utilisée pour les simulations de contrôle du frottement, dont l'efficacité se traduit alors par une chute de ce gradient de pression moteur¹. Dans la plupart des cas, cependant, elle ne représente aucun écoulement réel, car les nombres de Reynolds basés sur la hauteur du canal, ou le rayon du tube, sont souvent très faibles par rapport à ceux d'une conduite réelle ou même d'un pipeline. Ce genre d'approche sert avant tout à améliorer la compréhension de la physique de la turbulence pariétale.

- la simulation spatiale est utilisée pour les couches limites dont les propriétés moyennes évoluent en fonction de la direction d'écoulement. C'est le cas des couches limites en développement spatial, rencontrées sur la plupart des applications aérodynamiques. En particulier, le cas de la couche limite de plaque plane sans gradient de pression (*zero pressure gradient boundary layer*) est souvent choisi dans un premier temps pour s'affranchir des effets de gradients de pression. La prise en compte du développement spatial permet l'observation de l'évolution des propriétés statistiques dans la direction de l'écoulement et offre la possibilité de comparer les calculs numériques avec des résultats expérimentaux de configurations réalistes.

4.1.3 Schéma numérique

Dans ce contexte, la maîtrise du schéma numérique, à travers la précision des schémas spatial et temporel, apparaît un paramètre important. Les aspects concernant la précision du schéma d'intégration temporelle ont déjà été abordé au chapitre précédent, dans le paragraphe § 3.8. Ils expriment que le choix du pas de temps et du nombre de sous-itérations de l'algorithme implicite résulte d'un compromis entre la capture de la physique instationnaire et le temps total de calcul.

Également mentionné dans le paragraphe § 3.8, le problème de la dissipation numérique introduite par le schéma résulte aussi d'un compromis entre ordre de précision et coût algorithmique. L'utilisation dans FLU3M de schémas précis à l'ordre 2 rend le calcul plus robuste et plus rapide, ce qui, dans un contexte industriel, a permis la réalisation à l'Onera de nombreux calculs dans des conditions d'écoulements relativement extrêmes. Dans notre cas, on se laisse la possibilité de diminuer la dissipation d'origine numérique en optant pour le schéma partiellement centré décrit au paragraphe § 3.7.2.3.

4.1.4 Modélisation de la turbulence

Enfin, malgré tous les choix visant à limiter le coût CPU d'une telle simulation tout en maximisant sa portée applicative, la simulation directe des équations de Navier-Stokes peut se révéler prohibitive. Le tableau 4.1 fournit une estimation du nombre de mailles ainsi que du coup CPU associé à une DNS de couche limite turbulente à un nombre de Reynolds relativement élevé. Dans un tel cas, les tailles de mailles et le pas de temps sont ajustés de manière à capter l'ensemble des échelles de la turbulence pariétale. Le résultat en est une simulation à très grand nombre de maille et d'une durée importante.

La comparaison avec une méthodologie LES est proposée dans le même tableau. Les tailles de mailles et le pas de temps sont maintenant fixés de manière à résoudre uniquement les

1. voir la note 6 du chapitre § 2

	DNS	LES
Re_τ	1100	1100
Δx^+	10	50
Δz^+	4	17
N_{maillles}	60 720 200	2 838 000
CFL_{max}	4	15
T^+	11 000	11 000
Temps CPU (h)	15 743	195

TABLE 4.1 – Comparaison des coûts de calculs pour les approches DNS et LES, dans le cas d’une couche limite turbulente à un nombre de Mach de 0,1 dans les conditions normales de température et de pression. L’estimation est réalisée pour un domaine d’une longueur de $10\delta_0$ et d’une largeur de $2\delta_0$. Elle postule que dix traversées de domaine à la vitesse de convection des échelles les plus lentes ($\sim 10u_\tau$) sont nécessaires pour l’obtention de moyennes et de variances convergées. Le temps CPU final est calculé à partir des données disponibles sur la performance du code FLU3M sur le calculateur vectoriel de l’Onera.

Type de routine	Part du coût CPU
Intégration temporelle	54,75%
Schéma spatial	37,23%
Appel, adressage	2,88%
Modèle (LES)	2,18%
Conditions aux limites	1,25%
Moyenne	0,83%
Sorties	0,65%

TABLE 4.2 – Décomposition par type d’opération informatique du coût CPU total d’un calcul de contrôle d’une couche limite turbulente en LES.

échelles responsables de la production de la turbulence. Le reste du spectre est pris en compte par le modèle sous-maille (voir le paragraphe § 3.2). L’économie réalisée est substantielle.

4.1.5 Origine du coût CPU de la simulation

Ces choix numériques étant fixés, le coût CPU total d’une simulation de contrôle de la couche limite turbulente est décomposé *a posteriori* selon le type de routine appelée. Une telle décomposition est présentée dans le tableau 4.2. Les parts les plus importantes sont liées aux opérations d’estimation des flux et de leur intégration par le schéma implicite. Or, le coût de ces opérations dépend principalement du nombre de mailles du domaine discrétisé. Une économie sur le coût CPU d’une telle simulation concernera donc essentiellement le nombre de points, c’est-à-dire la longueur du domaine de calcul (les tailles de mailles et la largeur étant fixées).

Dans le cadre de l’approche spatiale, cette longueur est fortement impactée par le type de condition d’entrée retenu. En effet, cette condition aux limites est un des aspects les plus délicats du calcul, puisqu’il s’agit d’y imposer un champ de la même nature que le résultat attendu de la simulation, c’est-à-dire des données turbulentes instationnaires. De plus, ce champ n’est généralement pas adapté à la physique et aux propriétés statistiques locales de l’écoulement. Il subit alors une adaptation progressive dans la direction de l’écoulement. Ce

phénomène se traduit par la nécessité d'ajouter au domaine de calcul la longueur correspondant à cette adaptation en amont du phénomène à simuler. Pour la simulation du tableau 4.2, cette longueur d'adaptation équivaut à 8 fois l'épaisseur de couche limite initiale, ce qui représente 48% du coût CPU total.

4.1.6 Organisation du chapitre

Les actions exposées dans ce chapitre ont eu pour but de réduire cette distance d'adaptation, afin d'abaisser le coût CPU global de telles simulations. Elles concernent exclusivement des travaux visant l'amélioration des conditions d'entrées. Dans un premier temps, une revue des méthodes existantes est réalisée (§ 4.2). Dans un deuxième temps, la condition d'entrée de recyclage et de remise à l'échelle (§ 4.4), utilisée à l'Onera avant cette thèse et donnant des résultats satisfaisants, est présentée. Ses avantages et inconvénients sont analysés et quelques améliorations sont proposées. Les faiblesses inhérentes aux méthodes de recyclage nous ont conduit dans un troisième temps à considérer les méthodes de génération de turbulence synthétique (§ 4.5).

4.2 Conditions d'entrée pour les écoulements pariétaux

La totalité des méthodes utilisées dans la littérature pour générer une condition d'entrée turbulente se basent sur la décomposition en partie moyenne et fluctuante. De cette manière, le problème se réduit à la génération de fluctuations turbulentes de moyenne nulle. La superposition d'un profil moyen et de ces fluctuations permettra alors d'imposer le bon comportement moyen en entrée du domaine.

Selon les cas, les méthodes produisent ensuite des fluctuations plus ou moins adaptées à la physique locale de l'écoulement. Pour la majorité, leur variance est correctement reproduite, mais assez peu proposent d'y introduire de l'information d'ordre plus élevé, comme des corrélations spatiotemporelles ou une distribution spectrale. Pour ces dernières, en effet, l'opération peut se révéler très difficile voire très coûteuse. Pourtant, plus le signal d'entrée contiendra ce type d'information, plus il sera réaliste et moins il sera éloigné des propriétés statistiques locales de l'écoulement. En définitive, les méthodes les plus efficaces seront celles qui réussiront à introduire le plus d'information structurelle pour un coût CPU raisonnable.

Une revue des méthodes existantes en 2004 a été proposée par Keating *et al.* [102]. Selon leurs travaux, celles-ci peuvent être classées en trois groupes suivant la nature de l'opération utilisée pour générer les fluctuations turbulentes : les méthodes de recyclage, l'utilisation d'un calcul précurseur, et les méthodes synthétiques.

4.2.1 Méthodes de recyclage

Les méthodes de recyclage reposent sur une condition de périodicité dans la direction de l'écoulement. Le signal turbulent est extrait au niveau de la sortie du domaine de calcul. Il est ensuite modifié de manière à tenir compte de l'évolution longitudinale de la couche limite, puis réintroduit en entrée. Dans les premières méthodes de recyclage proposées [185, 186], les modifications avaient lieu dans un volume dédié, situé après le domaine de calcul. Elles consistaient en l'ajout d'un terme source permettant de désépaissir la couche limite jusqu'à atteindre les propriétés moyennes désirées pour l'entrée. De cette manière, la condition de

périodicité était conservée dans la direction longitudinale et permettait de conserver le bénéfice d'une résolution par méthode spectrale. Par la suite, la méthode de Lund *et al.* [138], plus simple et moins coûteuse, a été préférée. Elle consiste en une modification analytique du signal turbulent extrait à partir d'un plan transverse à l'écoulement, puis à sa réintroduction en entrée du domaine de calcul. Cette dernière technique a été utilisée de nombreuses fois depuis et adaptée à diverses conditions d'écoulement [75, 176, 184]. L'idée de base est de remettre à l'échelle le signal de vitesse en tenant compte des lois d'échelles classiquement utilisées pour les couches limites turbulentes. En particulier, les régions interne et externe subissent un traitement différent, faisant intervenir soit les échelles internes (ν et u_τ) ou les échelles externes (δ et U_∞). Par la suite, on utilisera les exposants *in* et *out* pour désigner des quantités relevant des régions internes et externes respectivement. Les grandeurs extraites de la station de recyclage seront indicées *recy* et les grandeurs imposées en entrée du domaine seront indicées *inlt*. Le problème résolu par Lund *et al.* [138] est la spécification en entrée d'un signal de vitesse $u_i(x_{\text{inlt}}, y, z, t)$ décomposé en partie moyenne et partie fluctuante :

$$u_i(x_{\text{inlt}}, y, z, t) = U_i(x_{\text{inlt}}, y) + u'_i(x_{\text{inlt}}, y, z, t) \quad (4.1)$$

Le champ moyen est décomposé en partie interne et partie externe selon :

$$U_i(y) = U^{\text{in}}(y)(1 - W_{4;0,2}(\eta)) + U^{\text{out}}(y)W_{4;0,2}(\eta) \quad (4.2)$$

avec

$$U^{\text{in}}(y^+) = u_\tau f_1(y^+) \quad (4.3)$$

$$U^{\text{out}}(\eta) = U_\infty - u_\tau f_2(\eta) \quad (4.4)$$

où y^+ et η sont définis comme dans le paragraphe § 1.1.2. $W_{\alpha;b}$ est une fonction de pondération qui permet de séparer les zones internes et externes :

$$W_{\alpha;b}(\eta) = \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left[\frac{\alpha(\eta - b)}{(1 - 2b)\eta + b} \right] / \tanh(\alpha) \right) \quad (4.5)$$

Les paramètres $\alpha = 4$ et $b = 0,2$ garantissent que cette fonction soit nulle en 0, vale 0,5 en $\eta = b$ et vale 1 en $\eta = 1$. Le choix de $b = 0,2$ correspond à la limite de validité de la loi logarithmique. Les fonctions f_1 et f_2 sont supposées être universelles, ce qui permet d'obtenir les relations suivantes :

$$U_{\text{inlt}}^{\text{in}}(y_{\text{inlt}}^+) = \beta U_{\text{recy}}^{\text{in}}(y_{\text{recy}}^+) \quad (4.6)$$

$$U_{\text{inlt}}^{\text{out}}(\eta_{\text{inlt}}) = \beta U_{\text{recy}}^{\text{out}}(\eta_{\text{recy}}) + (1 - \beta)U_\infty \quad (4.7)$$

où

$$\beta = \frac{u_{\tau,\text{inlt}}}{u_{\tau,\text{recy}}} \quad (4.8)$$

Les fluctuations de vitesse sont décomposées suivant un raisonnement similaire, où les fonctions g_i et h_i sont également supposées universelles :

$$(u'_i)^{\text{in}}(x, y^+, z, t) = u_\tau g_i(x, y^+, z, t) \quad (4.9)$$

$$(u'_i)^{\text{out}}(x, \eta, z, t) = u_\tau h_i(x, \eta, z, t) \quad (4.10)$$

qui conduit à :

$$(u'_i)_{\text{inlt}}^{\text{in}}(y_{\text{inlt}}^+, z, t) = \beta (u'_i)_{\text{recy}}^{\text{in}}(y_{\text{recy}}^+, z, t) \quad (4.11a)$$

$$(u'_i)_{\text{inlt}}^{\text{out}}(\eta_{\text{inlt}}, z, t) = \beta (u'_i)_{\text{recy}}^{\text{out}}(\eta_{\text{recy}}, z, t) \quad (4.11b)$$

et enfin :

$$u'_i(x_{\text{inlt}}, y, z, t) = (u'_i)_{\text{inlt}}^{\text{in}}(y_{\text{inlt}}^+, z, t)(1 - W_{4;0,2}(\eta_{\text{inlt}})) + (u'_i)_{\text{inlt}}^{\text{out}}(y_{\text{inlt}}^+, z, t)W_{4;0,2}(\eta_{\text{inlt}}) \quad (4.12)$$

Ces équations permettent de reconstruire le champ de vitesse total en entrée du domaine en fonction du champ de vitesse à l'abscisse de recyclage. Elles imposent tout de même la connaissance de δ et u_τ à ces deux stations, de manière à pouvoir calculer y_{inlt}^+ , y_{recy}^+ , η_{inlt} et η_{recy} . Lund *et al.* [138] proposent de plus d'estimer le rapport β des vitesses de frottement à partir des épaisseurs de quantité de mouvement :

$$\beta = \frac{u_{\tau, \text{inlt}}}{u_{\tau, \text{recy}}} = \left(\frac{\theta_{\text{recy}}}{\theta_{\text{inlt}}} \right)^{\frac{1}{2(n-1)}} \quad \text{avec } n = 5 \quad (4.13)$$

Cette relation est obtenue grâce aux lois de similitudes proposées par Schlichting [178] sur la base d'un profil de vitesse en puissance.

Les travaux de thèse de Tromeur [193] concernant la simulation spatiale d'une couche limite turbulente en régime compressible l'ont conduit à proposer quelques modifications de la méthode de Lund *et al.* [138]. Il constate, sur des statistiques de long terme, une dérive temporelle du profil moyen en entrée lors de son recyclage et de sa remise à l'échelle. En particulier, les épaisseurs intégrales sont de plus en plus sous-estimées à mesure que la simulation avance. Il propose en conséquence de fixer le profil moyen en entrée, et de redéfinir le facteur de remise à l'échelle à partir des épaisseurs de couche limite, plus stables en temps :

$$\beta = \left(\frac{\delta_{\text{recy}}}{\delta_{\text{inlt}}} \right)^{\frac{1}{2(n-1)}} \quad \text{avec } n = 5 \quad (4.14)$$

Comme le rappellent Spalart *et al.* [184], les conditions initiales pour de telles simulations sont d'une grande importance. Par exemple, si l'écoulement contient au départ des perturbations aléatoires, sans contenu fréquentiel adéquat, elles risquent fortement de se dissiper et de conduire à une relaminarisation. Ces derniers auteurs proposent de positionner dans un premier temps le plan de recyclage "loin" du plan d'entrée, en ajoutant éventuellement à la longueur du domaine. Ceci permet à la turbulence de s'établir, et contribue à "remplir" le domaine avec des fluctuations réalistes. Une fois les statistiques de l'écoulement convergées, le plan de recyclage peut être rapproché de l'entrée pour réduire le coût de simulation. Selon les expériences numériques de Liu & Pletcher [132], il existe en effet une période transitoire non négligeable pendant laquelle les statistiques de l'écoulement au niveau du plan de recyclage sont incorrectes, ce qui peut conduire à une relaminarisation. Cette période est due au temps nécessaire aux structures turbulentes pour adopter une évolution longitudinale correcte. Pour contourner ce problème, les auteurs proposent une procédure de positionnement dynamique du plan de recyclage selon :

$$X(t) = X(0) + \min(X_\infty - X(0), \alpha U_\infty \max(0, (t - t_0))) \quad (4.15)$$

où X est la position du plan de recyclage, X_∞ sa position finale désirée, αU_∞ la vitesse de convection du plan, et t_0 l'instant à partir duquel la turbulence générée en entrée atteint

l'abscisse $X(0)$. Cette procédure permet au plan de recyclage d'accompagner l'évolution longitudinale des structures turbulentes et lui évite d'être positionné au départ dans une zone où les propriétés statistiques en sont incorrectes. Toujours pour éviter des propriétés statistiques incorrectes entre le plan de recyclage et celui de l'entrée, Spille-Kohoff & Kaltenbach [188] proposent de coupler une technique de recyclage avec une méthode permettant de dopper la turbulence au niveau de plans de contrôle. Un terme source est ajouté à l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans la direction verticale de manière à générer des fluctuations de v , un des moteurs de la production de tensions de Reynolds ($u'v'$). Le terme source (f) est composé du produit de la fluctuation de vitesse longitudinale par le gain d'un contrôleur PI (*Proportional-Integral*) calculé sur l'erreur entre les tensions de Reynolds réelles ($\overline{u'v'}$) et prescrites (g) :

$$f(x_0, y, z, t) = r(y, t)u'(x_0, y, z, t) \quad (4.16)$$

où

$$r(y, t) = \alpha e(y, t) + \beta \int_0^t e(y, t') dt' \quad \text{et} \quad e(y, t) = \overline{u'v'}(x_0, y, t) - g(x_0, y) \quad (4.17)$$

A l'heure actuelle, les méthodes de recyclage et de remise à l'échelle représentent la solution la plus sûre et la plus robuste au problème des conditions d'entrées turbulentes. Elle permettent de contrôler les profils de frottement et d'épaississement avec une précision satisfaisante et pour un coût algorithmique très faible. En revanche, leur utilisation nécessite la présence dans l'écoulement considéré d'une région d'équilibre, où les lois d'échelles universelles peuvent être appliquées. Cette condition se traduit souvent par l'ajout d'un domaine dédié aux conditions d'entrée, et donc par une augmentation du coût CPU de la simulation. Un second problème réside dans le caractère périodique de la simulation. Ainsi que l'ont remarqué Spille-Kohoff & Kaltenbach [188], Keating *et al.* [102] ou Nikitin [148], les méthodes de recyclage introduisent dans l'écoulement une fréquence non physique égale à :

$$f_r(y) = \frac{c(y)}{(x_r - x_0)} \quad (4.18)$$

où $c(y)$ est la vitesse de convection locale de la turbulence (qui peut être différente suivant la variable observée), x_r la station de recyclage et x_0 l'abscisse du plan d'entrée. La présence de cette périodicité peut se révéler problématique si la fréquence correspondante est proche de celle d'un phénomène physique que l'on veut étudier en aval.

4.2.2 Calcul précurseur

Le recours à un calcul précurseur, stocké au préalable dans une base de donnée, permet une spécification de données turbulentes à un degré de réalisme raisonnable. Il s'agit de remettre à l'échelle un ensemble de données instationnaires pour reproduire un profil de vitesse et des intensités turbulentes cibles, obtenues par exemple à partir d'une simulation RANS. Schlüter *et al.* [179] proposent la remise à l'échelle suivante :

$$u_i(t) = U_i^{\text{RANS}}(t) + [u_i^{\text{DB}}(t) - U_i^{\text{DB}}] \frac{u_{(i), \text{r.m.s.}}^{\text{RANS}}(t)}{u_{(i), \text{r.m.s.}}^{\text{DB}}} \quad (4.19)$$

où les exposants RANS (resp. DB) indiquent que la quantité est extraite de la simulation RANS (resp. du calcul précurseur). Cette méthode est particulièrement intéressante lorsque l'écoulement que l'on désire simuler ne comporte pas de zone d'équilibre où une technique de recyclage et de remise à l'échelle aurait pu être utilisée. De ce point de vue, elle est adaptable à

tous types d'écoulements, indépendamment du nombre de Reynolds. Cependant, la technique du calcul précurseur nécessite l'accès à d'importantes capacités de stockage, et implique de coûteuses opérations de relecture durant la simulation.

4.2.3 Turbulence synthétique

Le dernier groupe rassemble les méthodes synthétiques, pour lesquelles un signal turbulent instationnaire est recréé à partir de données statistiques d'ordre élevé et de séquences aléatoires. On distingue les méthodes suivant qu'elles permettent de reproduire les intensités turbulentes, le spectre d'énergie, ou les moments d'ordre plus élevés.

Lund, Wu & Squires [138] ont proposé une technique permettant d'attribuer des intensités turbulentes à un signal aléatoire. Ils résolvent pour celà le problème suivant : Soit \mathbf{R} le tenseur de corrélations croisées de vitesse que l'on souhaite reproduire à l'aide de trois variables stochastiques \tilde{u}_i ($i = 1 \dots 3$). Il s'agit de construire un signal centré u_i comme combinaison linéaire de ces variables tel que

$$\langle u_i u_j \rangle = R_{ij}$$

Une condition suffisante pour que cette relation soit vérifiée est que chaque variable stochastique soit de moyenne nulle ($\langle \tilde{u}_i \rangle = 0$) de variance unité et de covariance nulle ($\langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle = \delta_{ij}$), et que la combinaison linéaire de celles-ci soit la décomposition de Cholesky de la matrice \mathbf{R} (à valeurs réelles), telle que $\mathbf{R} = \mathbf{A}^T \mathbf{A}$:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \sqrt{R_{11}} & 0 & 0 \\ R_{21}/A_{11} & \sqrt{R_{22} - A_{21}^2} & 0 \\ R_{31}/A_{11} & \frac{R_{32} - A_{21}A_{31}}{A_{22}} & \sqrt{R_{33} - A_{31}^2 - A_{32}^2} \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

Finalement, le signal $u_i = \sum_j A_{ij} \tilde{u}_j$ est solution du problème.

Pour aller plus loin, Klein, Sadiki & Janicka [112] proposent de reconstruire la fonction de structure de chaque composante en utilisant des filtres digitaux. Pour la composante longitudinale et pour un maillage régulier de pas Δx , celle-ci s'écrit :

$$R_{uu}(k\Delta x) = \frac{\overline{u_m u_{m+k}}}{\overline{u_m u_m}} \quad (4.21)$$

Elle peut être soit calculée, soit définie analytiquement à partir d'une échelle de longueur L ($R(r) = \exp\left(-\frac{\pi r^2}{4L^2}\right)$). En décomposant u_m au moyen d'une série discrète r_n , centrée, de variance unité et de covariance nulle :

$$u_m = \sum_{n=-N}^N b_n r_{m+n} \quad (4.22)$$

les auteurs obtiennent une expression de $R_{uu}(k\Delta x)$ en fonction des seuls coefficients b_k :

$$\frac{\overline{u_m u_{m+k}}}{\overline{u_m u_m}} = \sum_{j=-N+k}^N b_j b_{j-k} \bigg/ \sum_{j=-N}^N b_j^2 \quad (4.23)$$

Les travaux de Klein *et al.* [112] ont ensuite consisté à inverser cette précédente relation. Leur méthode a été utilisée avec succès par di Mare, Klein, Jones & Janicka [54] lors d'une LES de

couche limite turbulente.

Lee, Lele & Moin [127] ont mis au point une technique permettant d'imposer un spectre d'énergie cinétique turbulente donné. Elle a ensuite été utilisée, entre autres, par Le *et al.* [122] pour simuler un écoulement de marche descendante ou par Ferrante & Elghobashi [63] comme condition initiale pour la méthode de recyclage de Lund *et al.* [138]. En supposant que le spectre d'énergie cinétique turbulente $E(k)$ est fourni, soit analytiquement, soit par un calcul précurseur, on désire reconstruire le coefficient de Fourier $\hat{u}(\mathbf{k}, t)$. La méthode fait intervenir une extrapolation du spectre monodimensionnel $E(k)$ à un spectre tridimensionnel $\hat{E}(\mathbf{k})$. Elle propose ensuite d'inverser la relation

$$\hat{E}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \langle \hat{u}^*(\mathbf{k}, t) \hat{u}(\mathbf{k}, t) \rangle \quad (4.24)$$

Cette opération est réalisée en attribuant une phase aléatoire $\Phi_i(\mathbf{k}, t)$ à la quantité $\left[2\hat{E}(\mathbf{k})\right]^{1/2}$:

$$\hat{u}(\mathbf{k}, t) = \left[2\hat{E}(\mathbf{k})\right]^{1/2} \exp^{i\Phi_i(\mathbf{k}, t)} \quad (4.25)$$

Le signal de vitesse dans le plan d'entrée et à l'instant t est obtenu après une transformée de Fourier inverse bidimensionnelle. Les auteurs proposent également d'imposer des profils d'intensités turbulentes pour éviter une décroissance spatiale de l'énergie due à une sous-estimation des tensions croisées $\langle u'v' \rangle$, responsables de la production de la turbulence. L'échelle de longueur dans la direction de l'écoulement (ou de manière équivalente, leur durée) est pilotée par l'actualisation de la phase $\Phi_i(\mathbf{k}, t)$, réalisée par nombre d'onde tous les N pas de temps selon :

$$\Phi_i(\mathbf{k}, t) = \Phi_i(\mathbf{k}, t - N\Delta t) + \Delta\Phi_i$$

où $\Delta\Phi_i$ est choisie aléatoirement dans l'intervalle $[-\pi/10; \pi/10]$.

Une autre possibilité consiste à générer un champ de vitesse tridimensionnel à partir d'une somme de modes de Fourier. Celle-ci se base sur les travaux de Kraichnan [116] et a été étendue à une turbulence anisotrope par Smirnov *et al.* [183]. Batten *et al.* [7] proposent d'utiliser une version simplifiée des travaux de Smirnov *et al.* [183]. Leur méthode permet la spécification de conditions d'entrée turbulentes respectant des moments d'ordre deux donnés ($R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$), pour une échelle de longueur L et une échelle de temps τ également données. La formule de construction s'écrit :

$$\tilde{u}_i(x_j, t) = A_{ki} \sqrt{\frac{2}{N}} \sum_{n=1}^N \left[p_i^n \cos(\hat{d}_j^n \hat{x}_j + \omega^n \hat{t}) + q_i^n \sin(\hat{d}_j^n \hat{x}_j + \omega^n \hat{t}) \right] \quad (4.26)$$

où

$$\hat{x}_j = \frac{2\pi x_j}{L} \quad \hat{t} = \frac{2\pi t}{\tau} \quad \hat{d}_j^n = d_j^n \frac{V}{c^n}, \quad V = \frac{L}{\tau} \quad (4.27)$$

$$c^n = \sqrt{\frac{3\overline{u'_i u'_m} d_i^n d_m^n}{2d_k^n d_k^n}}, \quad p_i^n = \epsilon_{ijk} \eta_j^n d_k^n, \quad q_i^n = \epsilon_{ijk} \xi_j^n d_k^n \quad (4.28)$$

$$\eta_i^n, \xi_i^n = N(0, 1), \quad \omega^n = N(1, 1), \quad d_i^n = N\left(0, \frac{1}{2}\right) \quad (4.29)$$

Dans les précédentes équations, A_{ij} est la décomposition de Cholesky de R_{ij} et $N(\phi, \psi)$ représente une distribution normale de moyenne ϕ et d'écart-type ψ . L'anisotropie spatiale de

vitesse est imposée à travers l'échelle de vitesse c^n . Les auteurs précisent que cette méthode est sensée reproduire, au bout d'un temps long, les moments d'ordre deux de la vitesse ainsi qu'une distribution d'échelles de longueur et d'échelle de temps réaliste.

Basée sur une idée similaire, la méthode développée par Sandham, Yao & Lawal [177] construit le signal de vitesse en entrée de la simulation suivant une superposition de modes, mais qui sont cette fois définis dans l'espace physique. Ces modes sont sinusoïdaux et tentent de reproduire les structures turbulentes habituellement identifiées dans les écoulements pariétaux turbulents : les streaks de la région interne, et les mouvements cohérents tridimensionnels de la région externe. Sandham *et al.* [177] proposent d'utiliser un mode ($j = 0$) pour créer les perturbations dans la zone interne :

$$u_{\text{inner}} = c_{1,0} y^+ \exp^{-y^+/y_{p,0}^+} \sin(\omega_0 t) \cos(\beta_0 z + \phi_0) \quad (4.30)$$

$$v_{\text{inner}} = c_{2,0} (y^+)^2 \exp^{-(y^+/y_{p,0}^+)^2} \sin(\omega_0 t) \cos(\beta_0 z + \phi_0) \quad (4.31)$$

et trois modes ($j = 1 \dots 3$) pour les perturbations externes :

$$u_{\text{outer}} = \sum_{j=1}^3 c_{1,j} y/y_{p,j} \exp^{-y/y_{p,j}} \sin(\omega_j t) \cos(\beta_j z + \phi_j) \quad (4.32)$$

$$v_{\text{outer}} = \sum_{j=1}^3 c_{2,j} (y/y_{p,j})^2 \exp^{-(y/y_{p,j})^2} \sin(\omega_j t) \cos(\beta_j z + \phi_j) \quad (4.33)$$

La vitesse transverse est reconstituée de manière à respecter une condition de divergence nulle. Un bruit blanc à 4% de la vitesse externe est ajouté aux perturbations pour diminuer la périodicité induite par les fonctions sinusoïdales.

La méthode proposée par Jarrin *et al.* [93] tente, à l'instar de celle de Sandham *et al.* [177], d'imposer des échelles de temps et d'espace adéquates en entrée du domaine. Son originalité est d'utiliser pour cela une superposition de structures turbulentes positionnées aléatoirement en temps et en espace. Un tel signal est ensuite couplé à une prescription de moments d'ordre deux grâce à la technique introduite par Lund *et al.* [138] et présentée au début de cette section. Le signal de vitesse turbulente est alors construit selon :

$$u'_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{j=1}^3 A_{ij} \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \varepsilon_{jk} f_j(\mathbf{x} - \mathbf{x}_k(t)) \quad (4.34)$$

où le tenseur \mathbf{A} est la décomposition de Cholesky d'un tenseur de Reynolds prescrit, les ε_{jk} sont des variables aléatoires indépendantes valant 1 ou -1 , N le nombre de structures turbulentes et f_j une fonction normalisée permettant de spécifier un champ de vitesse donné. $\mathbf{x}_k(t)$ est la position du centre de la structure k , convecté à une vitesse donnée suivant l'hypothèse de Taylor.

Dans l'ensemble, les méthodes de génération de turbulence synthétique permettent l'imposition d'une distribution d'échelles de temps et d'espace avec un bon degré de réalisme, compte tenu du peu d'information statistique qu'elles utilisent. De plus, elles ont une architecture en boucle ouverte (sans rétroaction). On peut donc les intégrer directement comme condition d'entrée, à une certaine distance en amont du phénomène à étudier, sans avoir besoin d'initialiser l'écoulement. Cette distance traduit alors la capacité de la méthode à produire

une turbulence dotée de bonnes informations statistiques et instantanées. Malheureusement et comme le précisent Keating *et al.* [102], même les plus complexes procédures de synthétisation peuvent conduire à de grandes distances d'adaptation, supérieures à celles des méthodes de recyclage. Pourtant, la plupart des méthodes synthétiques sont plus intéressantes que ces dernières, puisqu'elles n'induisent pas de périodicité non-physique. De ce point de vue, les séquences aléatoires qui constituent la base des procédures de synthétisation leur fournissent un avantage comparatif conséquent. Ensuite, il convient de distinguer les méthodes en fonction de leur degré d'empirisme. La méthode de Sandham *et al.* [177], par exemple, implique le réglage de nombreux paramètres pour chaque mode, sensés mimer "au mieux" le comportement instantané de l'écoulement. A l'opposé, la méthode de Klein *et al.* [112] relève d'une approche probabiliste dont le seul réglage *a priori* est le choix d'une échelle de corrélation pour chaque composante de vitesse. Enfin, une attention particulière doit être portée au coût algorithmique des procédures de synthétisation, indépendamment de la longueur d'adaptation. Par exemple, les techniques basées sur la prescription d'un spectre d'énergie impliquent à chaque pas de temps le calcul d'un grand nombre de transformées de Fourier et peuvent se révéler d'un coût prohibitif.

4.2.4 Critères de choix

Le choix d'une condition d'entrée résulte donc d'un arbitrage complexe, dont les paramètres peuvent être regroupés comme suit :

- La **distance d'adaptation** pilote directement la taille du domaine dédié aux conditions d'entrée. Elle dépend d'une part de la capacité de la condition d'entrée à générer une turbulence de bonne qualité et d'autre part du critère que l'utilisateur se donne pour juger de cette qualité.
- L'**intégrabilité** de la condition d'entrée à une simulation donnée fournit une mesure des contraintes liées à l'implémentation de la condition au sein de l'écoulement simulé, comme la nécessité de présence d'une zone d'équilibre, l'utilisation d'une procédure d'initialisation, la compatibilité de la méthode avec les fréquences de la physique à étudier, etc. La possibilité d'inclure des effets de gradients de pression ou de compressibilité rentre aussi en ligne de compte.
- Le **degré d'empirisme** indique la quantité d'informations que l'utilisateur doit fournir *priori* ou régler *a posteriori*. Il dépend de l'ordre des statistiques nécessaires, de la possibilité de les modéliser analytiquement, et du nombre de paramètres de la méthode que l'utilisateur doit ajuster à son cas.
- Le **coût algorithmique** de la procédure intervient dans le choix lorsqu'il n'est plus négligeable par rapport au surcoût lié à la distance d'adaptation.

Une appréciation des méthodes présentées dans le paragraphe précédent en fonction de ces critères est proposée dans le tableau 4.3 ci-après.

	Distance d'adaptation	Intégrabilité	Empirisme	Coût CPU
Recyclage				
Spalart [186]	+	-	+	-
Lund <i>et al.</i> [138]	+	-	+	+
Liu & Pletcher [132]	+	+	-	-
Spille-Kohoff & Kaltenbach [188]	+	+	-	+
Base de données				
Schlüter <i>et al.</i> [179]	-	+	+	-
Lund <i>et al.</i> [138]	-	+	+	+
Klein <i>et al.</i> [112]	-	+	+	-
Lee <i>et al.</i> [127]	-	+	+	-
Turbulence synthétique				
Smirnov <i>et al.</i> [183]	-	+	+	-
Batten <i>et al.</i> [7]	-	+	+	-
Sandham <i>et al.</i> [177]	-	-	-	+
Jarrin <i>et al.</i> [93]	-	+	-	-
Méthodes hybrides				
Keating <i>et al.</i> [102] (= [7] + [188])	+	+	+	-
Ferrante & Elghobashi [63] (= [138]+[127])	+	-	+	-

TABLE 4.3 – Tableau comparatif des performances des conditions d'entrées analysées dans ce chapitre. Le symbole '+' signifie que la méthode est particulièrement performante pour le critère concerné. Le symbole '-', au contraire traduit que le critère constitue un désavantage pour la méthode.

4.3 Description du cas test

On se propose dans la suite de ce chapitre d'évaluer deux méthodes de génération de conditions d'entrée et d'en proposer éventuellement des améliorations. La simulation choisie dans le cadre de ces évaluations est une LES de couche limite turbulente en développement spatial, à un nombre de Mach proche de 0,1 et aux conditions normales de température et de pression, exposées dans le tableau 4.4.

Mach	P_{ref}	T_{ref}	ρ_{ref}
0,09	100700 Pa	300 K	1,125 kg/m ³

TABLE 4.4 – Paramètres de référence des simulations réalisées dans ce chapitre.

Le domaine est construit selon les critères identifiées dans l'introduction de ce chapitre. La largeur du domaine est fixée à $2\delta_0$ pour permettre le développement de structures turbulentes dont la taille est de l'ordre de δ_0 . Sa hauteur est de $4\delta_0$ et sa longueur dépend de la simulation. L'utilisation d'un formalisme LES permet une discrétisation plus grossière que pour une méthodologie DNS. Les tailles de mailles valent $\Delta x^+ = 50$ et $\Delta z^+ = 17$ en valeur nominale. Les valeurs effectives peuvent varier en fonction de la simulation et seront précisées le cas échéant. Le maillage de la direction normale est obtenu en étirant progressivement les cellules depuis $\Delta y_{\text{min}}^+ = 1$ jusqu'à $\Delta y_{\text{max}}^+ = 150$ avec une loi en tangente hyperbolique et en respectant des taux de croissance inférieurs à 6%. Le domaine de calcul et le maillage d'un plan médian ($x-y$) sont représentés sur la figure 4.1.

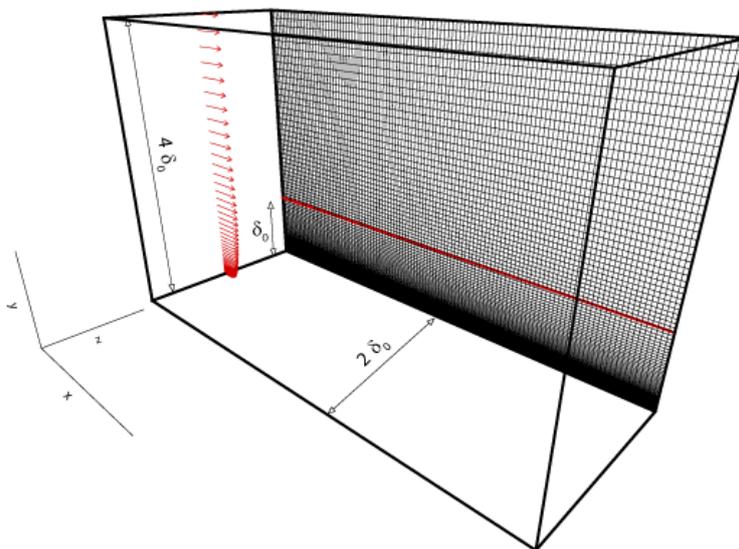


FIGURE 4.1 – Maillage et dimensions du domaine de calcul en fonction de l'épaisseur de couche limite initiale δ_0 . Le profil moyen imposé a été ajouté sous forme de vecteurs dans le plan d'entrée. La ligne rouge représente l'évolution longitudinale de l'épaisseur de couche limite.

4.4 Méthode de recyclage et de remise à l'échelle

La méthode employée à l'Onera avant la présente étude est basée sur celle de Lund *et al.* [138]. Elle a d'abord été utilisée par Garnier [75], puis étendue aux écoulements compressibles par Tromeur [193]. Comme il a été mentionné plus haut, les travaux de Tromeur [193] ont également recommandé de fixer le profil moyen du plan d'entrée, afin d'éviter des dérives des statistiques. La méthode est donc identique à celle de équations (4.6), (4.7) et (4.12) en fixant le profil moyen et en utilisant le coefficient de remise à l'échelle basé sur l'épaisseur conventionnelle de la couche limite (équation (4.14)). Par ailleurs, précisons que l'épaisseur de couche limite ainsi que la vitesse de frottement, nécessaires à l'évaluation du coefficient de remise à l'échelle et des coordonnées η et y^+ , sont calculées à partir du profil moyen de vitesse dans le plan d'extraction. Ce dernier est obtenu à partir d'une moyenne spatiale dans la direction transverse et d'une moyenne temporelle glissante. Pour éviter un éventuel battement temporel, la fenêtre de moyenne est fixée à $0,5(x_{\text{recy}} - x_{\text{inlt}})/U_\infty$, ce qui correspond à la moitié du temps nécessaire pour parcourir le domaine de calcul à la vitesse U_∞ .

4.4.1 Traitement des variables thermodynamiques

Les travaux de Tromeur [193] concernaient le régime supersonique et nécessitaient un traitement adapté pour les variables thermodynamiques. Cet auteur a choisi de remettre à l'échelle les fluctuations de densité et de température et d'en déduire les fluctuations de pression. Dans notre cas, le régime étant quasi-incompressible, les fluctuations des variables thermodynamiques sont très faibles. Plusieurs essais ont d'abord été réalisés pour déterminer lesquelles d'entre elles devaient être remises à l'échelle et lesquelles seraient extrapolées. La stratégie permettant de minimiser le rapport $(\rho_{\text{max}} - \rho_{\text{min}})/\rho_{\text{moy}}$ consiste à annuler les fluctuations de densité et de température ($\rho' = T' = 0$) et à remettre à l'échelle celles de la pression.

Avec un tel choix cependant, les premières simulations exhibaient des ondes de pression se propageant à la vitesse du son c entre le plan d'entrée et le plan de recyclage. La figure 4.2 montre un signal de fluctuation de pression pariétale enregistré au niveau du plan d'entrée. Il contient principalement deux fréquences :

$$f_{r1} = \frac{c}{x_r - x_0} \text{ et } f_{r2} = \frac{f_{r1}}{10}$$

On peut également observer sur la figure 4.2 que ces ondes sont amplifiées au cours du temps, ce qui peut rapidement mener à des erreurs numériques importantes. Pour s'affranchir d'un tel problème, la décision d'imposer la pression à sa valeur de référence en entrée a été prise. De cette manière, les ondes acoustiques disparaissent. Cet effet a été vérifié sur la même simulation et peut être observé sur la figure 4.2. Ce choix d'ordre pratique ne paraît pas non plus aberrant d'un point de vue physique, étant donné le régime quasi-incompressible de ces simulations, ainsi que l'absence d'un gradient de pression dans la direction de l'écoulement.

4.4.2 Influence du profil moyen de vitesse

Compte-tenu de ces modifications, plusieurs types de profils moyens ont ensuite été testés. Ils sont représentés sur la figure 4.3 et leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 4.5.

A l'origine, les premières simulations de recyclage réalisées au cours de cette thèse utilisaient un profil créé par une simulation RANS avec le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras. Dans un tel cas, l'évolution longitudinale du coefficient de frottement (proposée sur la figure 4.5) exhibe une chute conséquente au début du domaine de calcul, puis celui-ci converge vers une

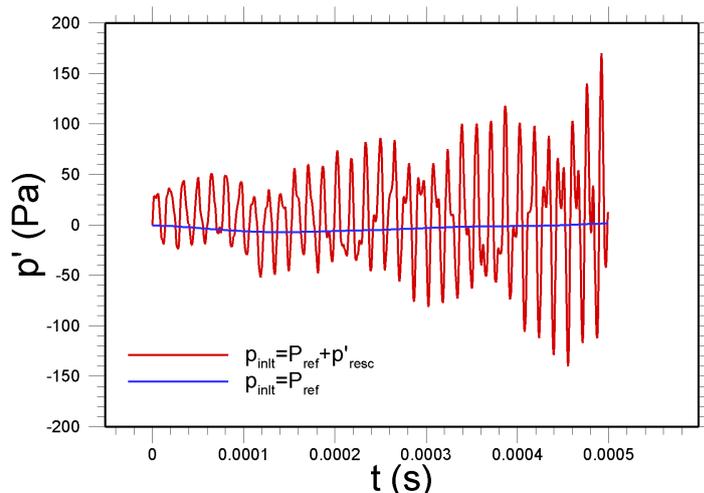


FIGURE 4.2 – Signal de temporel de pression pariétale fluctuante en entrée d'une simulation LES traitée avec la méthode de Lund *et al.* [138]. En rouge : signal de pression remis à l'échelle ; en bleu : pression de référence imposée.

Nom	Origine	δ (mm)	δ_1 (mm)	θ (mm)	u_τ (m/s)	$y^+ = 1$ (μm)
PLR	LES "rescalé"	13	2,24	1,6	1,3	12
PR	RANS	15	2,27	1,66	1,28	12,3
PL	LES	16,3	2,4	1,77	1,2	13

TABLE 4.5 – Paramètres liés au profil moyen de vitesse en entrée.

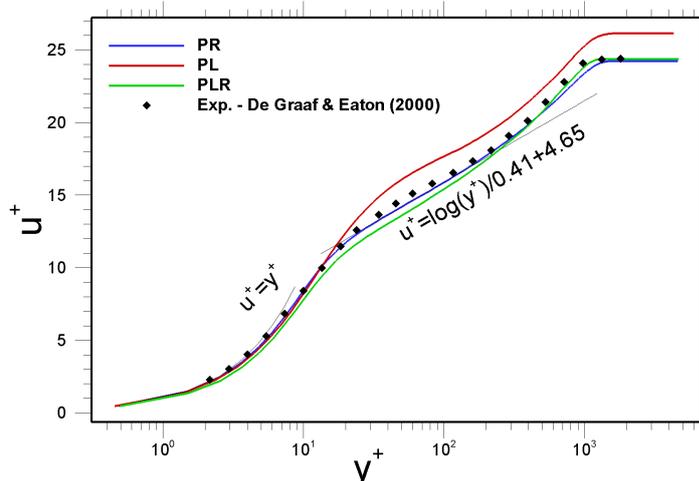


FIGURE 4.3 – Profils moyens de vitesse utilisés au cours de cette étude. Comparaison avec les données expérimentales de DeGraaf & Eaton [51] obtenues à $Re_\theta = 2900$ ($Re_\tau = 1020$).

valeur inférieure d'environ 10% à celle d'une simulation RANS. Ce phénomène a d'abord été interprété comme une incompatibilité entre la forme du profil RANS et celle des profils moyens calculés par la LES, induisant une relaxation au cours d'un transitoire spatial. La première idée a donc été de modifier un profil extrait de la simulation LES de manière à lui

attribuer les caractéristiques du profil RANS. Il s'agit du profil PLR, qui est obtenu à l'aide des relations (4.2-4.4) et de deux facteurs de remise à l'échelle différents pour les régions internes et externes. La figure 4.4 montre que son utilisation ne résout pas le problème de la chute de frottement. La deuxième idée a consisté à extraire le profil moyen PL d'une simulation LES, nourrie avec un profil RANS donné (PR), et de le réutiliser de manière brute en entrée d'une seconde simulation. Comme le montre la figure 4.5, la chute est beaucoup moins brusque dans ce dernier cas. De plus, le coefficient de frottement converge vers la même courbe dans les deux cas, qui correspond à une sous-estimation de 10%.

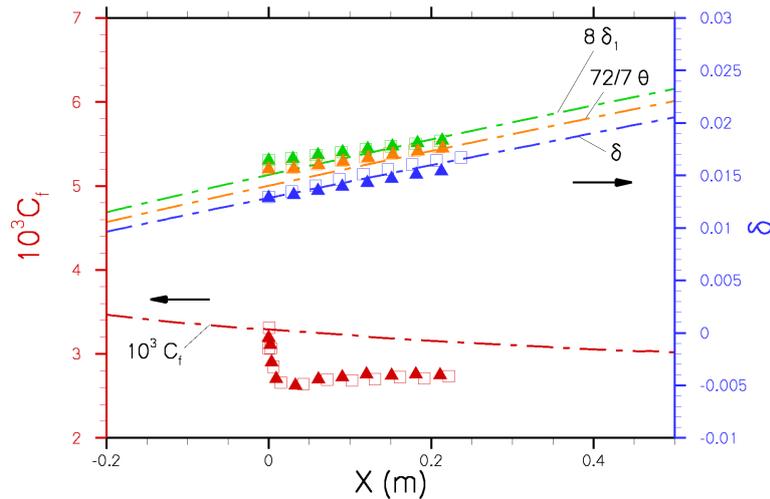


FIGURE 4.4 – Evolutions du coefficient de frottement et des épaisseurs conventionnelle et intégrales de couche limite. *En tiret-point* : calcul RANS utilisant le modèle de Spalart-Allmaras ; *en symboles* : calcul LES nourri avec le profil PLR : (Δ) recyclage sur $9\delta_0$; (\square) recyclage sur $5\delta_0$.

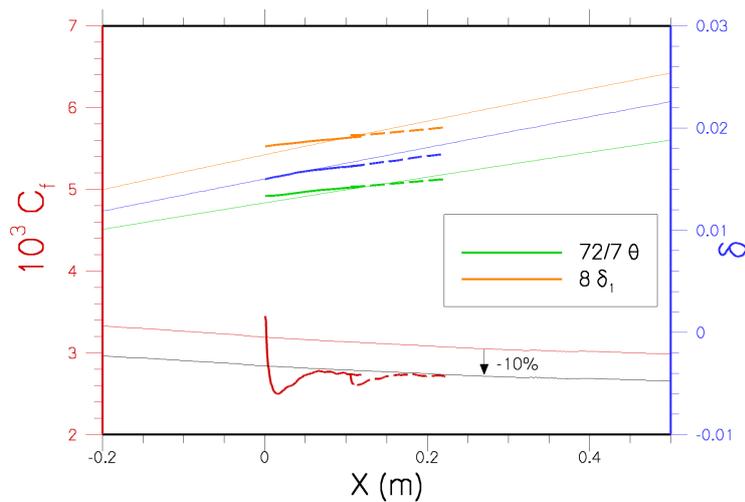


FIGURE 4.5 – Evolutions du coefficient de frottement et des épaisseurs conventionnelle et intégrales de couche limite. *En trait fin* : calcul RANS utilisant le modèle de Spalart-Allmaras ; *en trait plein épais* : calcul LES nourri avec le profil PR ; *en trait épais en pointillé* : calcul LES nourri avec le profil PL.

Le phénomène d'épaississement de la couche limite est beaucoup moins sensible au type de profil moyen imposé. La figure 4.5, par exemple, montre que les simulations LES reproduisent correctement le comportement prévu par la simulation RANS quel que soit le profil utilisé en entrée. En particulier, l'épaisseur conventionnelle δ , et les épaisseurs intégrales δ_1 et θ se situent à moins de 5% d'erreur. Le lecteur pourra noter que les courbes correspondant aux épaisseurs de quantité de mouvement et de déplacement ont été rapprochées de celle de δ en utilisant les estimations formulées par Schlichting [178] à partir d'un profil de vitesse moyenne en puissance. En revanche, la simulation utilisant le profil PLR surestime largement les épaisseurs intégrales en entrée. Celles-ci relaxent ensuite vers des valeurs plus proches de celles du RANS. Cet effet est probablement dû au traitement de remise à l'échelle appliqué au profil moyen PLR. Comme le montre la figure 4.3, celui-ci affecte sensiblement la forme de ce dernier.

Enfin, la figure 4.4 propose d'évaluer l'effet de la position du plan de recyclage. Deux distances, $5\delta_0$ et $9\delta_0$, ont été testées pour ce cas. Le coefficient de frottement, ainsi que les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement ne sont pas affectées par cette variation. En revanche, l'évolution de l'épaisseur de couche limite est légèrement modifiée. Le meilleur taux d'épaississement est reproduit dans le cas de la distance de recyclage la plus courte. L'autre distance induit un épaississement plus faible, mais se situant à moins de 5% d'erreur.

4.4.3 Conséquences pour la remise à l'échelle

Le paragraphe précédent a permis de mettre en évidence la présence de zones de transition significatives en entrée du domaine de calcul. Ces zones affectent principalement le coefficient de frottement, qui évolue de la valeur initiale imposée par le profil moyen vers la valeur calculée par la simulation LES. L'amplitude de ces ajustements est d'autant plus importante que les propriétés du profil moyen sont éloignées de celles qui sont calculées par la LES. C'est le cas par exemple lorsque les profils PR et PLR sont utilisés. Dans un tel cas, et comme le suggère la courbe de frottement de la figure 4.5, les états de la couche limite en entrée et à la fin du domaine de calcul sont fondamentalement différents, et ils ne respectent pas les mêmes lois d'échelle. En particulier, l'hypothèse selon laquelle le profil moyen peut s'écrire en région interne à l'aide d'une fonction universelle (équation (4.3)) n'est pas vérifiée. Des tests supplémentaires sont donc nécessaires pour connaître l'influence d'une telle erreur sur le résultat. Les remarques ci-dessus nous ont conduit à tester trois stratégies de remise à l'échelle différentes, exposées dans le tableau 4.6. L'idée de base de ces stratégies est d'introduire deux facteurs de remise à l'échelle β^{in} et β^{out} pour différencier le traitement des régions interne et externe, respectivement. Ceux-ci sont alors choisis parmi les deux définitions suivantes :

$$\beta_1 = \left(\frac{\delta_{\text{resc}}}{\delta_{\text{profil}}} \right)^{1/8} \quad (4.35)$$

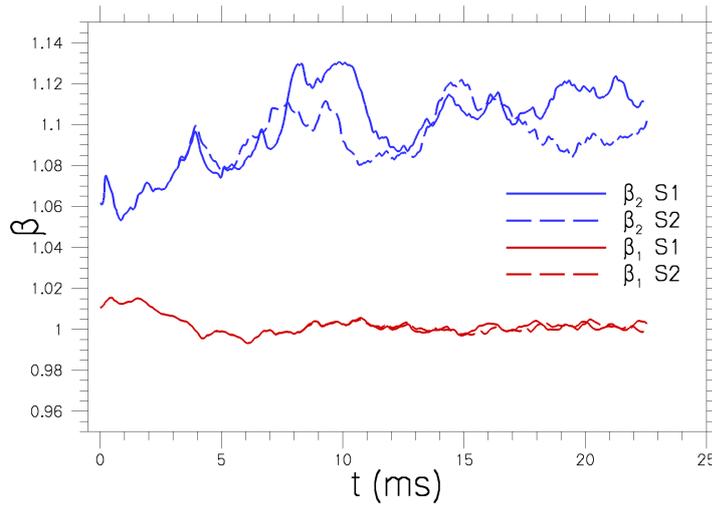
$$\beta_2 = \frac{u_{\tau, \text{profil}}}{u_{\tau, \text{resc}}} \quad (4.36)$$

La stratégie S1 est la stratégie initiale, la S2 utilise une remise à l'échelle différente pour chaque région et la S3 propose d'utiliser la remise à l'échelle en variable externe uniquement sur toute l'épaisseur de la couche limite, ainsi que préconisé par Spalart, Strelets & Travin [184]. Ces trois stratégies ont été appliquées au cas test avec le profil PLR.

La figure 4.6 représente l'évolution des facteurs β_1 et β_2 pour les stratégies S1 et S2. Ces courbes montrent tout d'abord l'inconsistance de la remise à l'échelle dans le cadre de l'utilisation du profil PLR, puisque $\beta_1 \neq \beta_2$. Cette observation justifie *a posteriori* les tests réalisés

Stratégie	Remise à l'échelle		$u_{\tau, \text{inlt}}$
	Région interne (β^{in})	Région externe (β^{out})	
S1	β_1	β_1	$\beta_1 u_{\tau, \text{resc}}$
S2	β_2	β_1	$u_{\tau, \text{profil}}$
S3	/	β_1	/

TABLE 4.6 – Stratégies de remise à l'échelle.

FIGURE 4.6 – Evolution temporelle des coefficients de remise à l'échelle β_1 et β_2 dans le cas des stratégies S1 et S2

dans cette partie. En second lieu, on constate que le facteur β_1 est beaucoup plus stable que β_2 . Ceci est du à la présence de la puissance $1/8$ dans l'expression de β_1 . En conséquence, une stratégie utilisant un facteur de remise à l'échelle basé sur les grandeurs internes nécessiterait une augmentation de la durée de moyenne glissante, pour stabiliser l'évolution de β_2 .

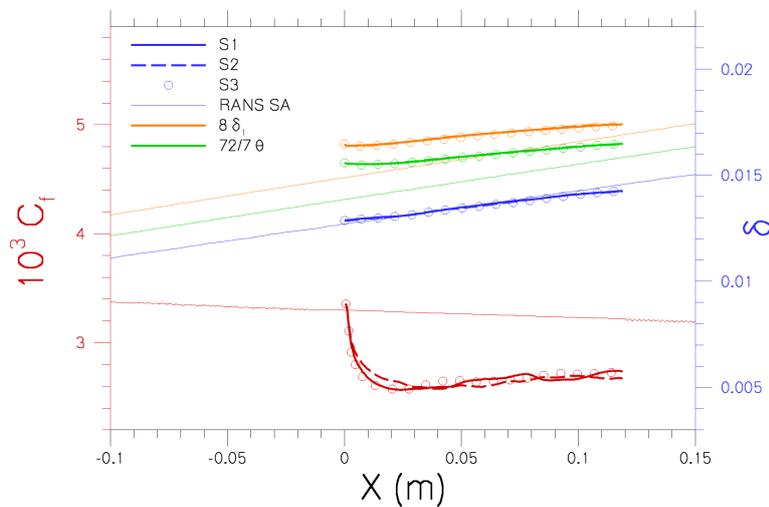


FIGURE 4.7 – Influence de la stratégie de remise à l'échelle sur le coefficient de frottement et les épaisseurs de couche limite.

Une telle vérification n'a pas été entreprise, car les résultats correspondant aux 3 stratégies, représentés sur la figure 4.7, n'exhibent que peu de différences. En particulier, l'évolution longitudinale de l'épaissement est identique, et les niveaux du coefficient de frottement à la sortie du domaine sont comparables. L'utilisation de la stratégie S2 permet pourtant de diminuer légèrement l'amplitude de la chute initiale de frottement, mais n'a pas d'incidence notable sur la valeur finale de celui-ci. La figure 4.7 montre en outre que l'utilisation de la stratégie S3 donne sensiblement les mêmes résultats que pour la stratégie S1. Ceci suggère que la complexité associée au traitement différencié des zones interne et externe n'est pas strictement nécessaire dans le cadre choisi pour cette étude et que l'utilisation de la stratégie S3, plus simple, est très satisfaisante pour la génération de données turbulentes pour la LES.

4.4.4 Influence de la périodicité induite par le recyclage

Spalart *et al.* [184] proposent dans leur étude de diminuer au maximum la longueur de la zone de recyclage permettant de fournir les conditions d'entrées. Ce choix représente effectivement un gain conséquent en termes de coût informatique, mais comporte le désavantage d'augmenter la répétitivité non-physique de l'écoulement. Pour illustrer ce phénomène, une isosurface du critère Q , adimensionné à l'aide de sa variance locale, est proposée sur la figure 4.8. Ce type de critère permet de mettre en évidence les structures tourbillonnaires sur toute l'épaisseur de la couche limite quelsoit leur intensité. On note sur cette figure la répartition d'un même ensemble de structures tourbillonnaires

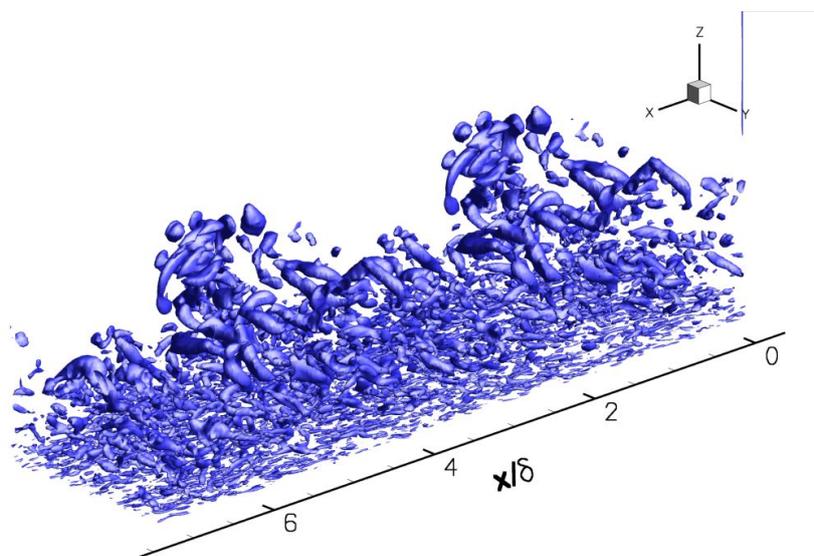


FIGURE 4.8 – Mise en évidence de la répétitivité de la turbulence introduite par une méthode de Lund *et al.* [138]. Isosurface du critère $Q^* = Q/Q_{r.m.s.}(y) = 3$. Le plan d'extraction est positionné à la station $x/\delta = 3,7$.

Outre la précédente preuve qualitative de la présence dans l'écoulement d'une fréquence non physique, une analyse spectrale de signaux de vitesse à différentes altitudes, proposée sur la figure 4.9, apporte une vision plus quantitative. Le tracé de la densité spectrale de puissance prémultipliée permet d'évaluer la contribution d'une bande de fréquence à l'énergie du signal sur un graphe logarithmique [49] selon :

$$\sigma^2 = \int G(f)df = \int fG(f)d(\log(f))$$

L'ensemble des signaux révèle une contribution importante de la partie basse fréquence du spectre. De plus, cette participation à l'énergie du signal se fait à différentes fréquences suivant la localisation du capteur. Ainsi, les signaux situés dans la zone tampon exhibent un pic à 336 Hz. Ce pic peut être interprété en termes de vitesse de convection à l'aide de la formule 4.18. Il correspond à une vitesse de $15u_\tau$. De la même manière, les capteurs les plus éloignés de la paroi comportent un premier pic à 480 Hz, trace d'une vitesse de convection de $0,8U_\infty$.

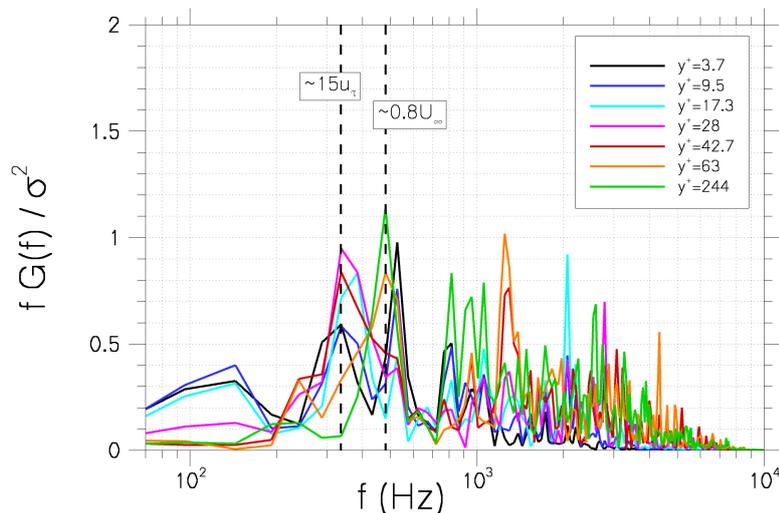


FIGURE 4.9 – Densité spectrale de puissance prémultipliée de signaux de vitesse longitudinale extraits à différentes altitudes. Les autospectres sont calculés sur des signaux de 36 ms en utilisant une résolution fréquentielle de 48 Hz.

Cette distribution des vitesses de convection de la turbulence en fonction de la distance à la paroi est en très bon accord avec les corrélations spatiotemporelles de Quadrio & Luchini [161], dont un des résultat est reporté sur la figure 4.10. En particulier, la plus faible vitesse de convection qui règne dans la partie inférieure de la zone logarithmique ($15u_\tau$) est bien présente dans nos simulations LES au voisinage de la paroi. De même, la vitesse de convection de la région externe ($0,8U_\infty$), déjà observée numériquement [161] et expérimentalement [2], est bien reproduite.

La répartition spectrale de l'énergie par composante de vitesse est ensuite analysée sur la figure 4.11 pour un signal extrait à $y^+ = 28$, au sein de la zone tampon. Le lecteur pourra tout d'abord noter que la relation d'ordre entre les niveaux d'énergie contenue dans chacune des composantes ($u_{r.m.s.} > w_{r.m.s.} > v_{r.m.s.}$) est bien reproduite sur les spectres. Ensuite, une fréquence particulière, dont le pic est le plus marqué, a été extraite du spectre des composantes longitudinales et transverses. Ces deux fréquences correspondent à une vitesse proche de $15u_\tau$. Toutefois, la fréquence f_w est plus élevée que f_u , attestant que les phénomènes contenus dans la composante transverse sont convectés plus rapidement que ceux de la composante longitudinale. Ce fait remarquable était déjà mis en évidence dans les travaux de Quadrio & Luchini [161], comme on peut l'observer sur la figure 4.10. Par ailleurs, selon cette dernière figure, la vitesse de propagation de la composante normale devrait être proche de celle de la composante transverse. Or, aucune fréquence n'est observée sur la densité spectrale de puissance de v dans cette zone. On ne distingue pas pour cette composante et pour cette altitude de pics se démarquant clairement du reste du spectre. Pour cette raison et par mesure de prudence, aucune interprétation n'est formulée pour v .

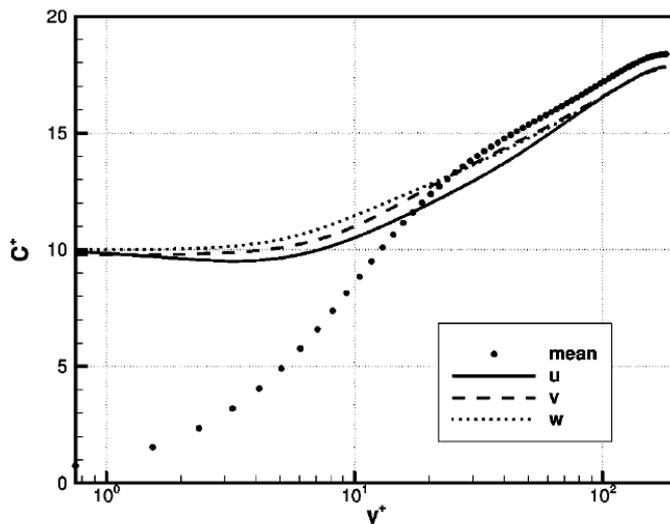


FIGURE 4.10 – Vitesse de propagation dans un canal plan pour chacune des composantes de vitesse. Comparaison avec la vitesse moyenne. (tiré de Quadrio & Luchini [161]).

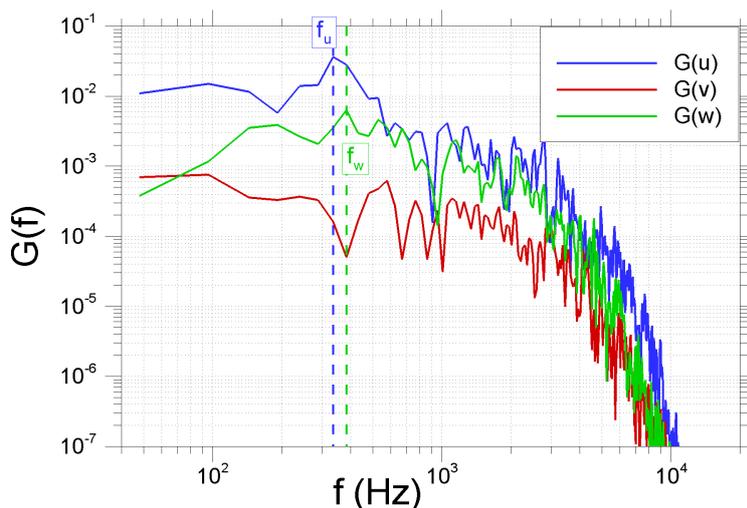


FIGURE 4.11 – Analyse spectrale de signaux de vitesse extraits à l'altitude $y^+ = 28$. La méthode utilisée est la même que pour la figure 4.9.

L'ensemble de ces observations montre que la périodicité introduite par la méthode de recyclage produit un effet néfaste tant au niveau qualitatif que quantitatif. En particulier, il se traduit par l'apparition dans le spectre de la turbulence de fréquences non physiques, qui dépendent directement de la vitesse de convection locale des phénomènes turbulents. L'étude précédente montre également que ces fréquences sont très bien prédites par la formule 4.18, ce qui permet d'évaluer *a priori* la bande de fréquence affectée par la méthode de recyclage.

4.4.5 Limitation de l'effet de la périodicité

Lorsque la bande de fréquence impactée par les fréquences non physiques dues au recyclage touche au phénomène physique que l'on veut observer, il est nécessaire de modifier la méthode

d'imposition des conditions d'entrée. Deux alternatives se présentent alors pour l'utilisateur. Il peut :

- augmenter la taille du domaine dédié aux conditions d'entrée et éloigner le plus possible le plan d'extraction du plan d'entrée. De cette manière, la distance $x_r - x_0$ est augmentée et la fréquence sensiblement diminuée
- ajouter un décalage transverse entre le plan d'extraction et le plan d'entrée, comme il l'est proposé dans les travaux de Spalart *et al.* [184]

La première solution contribue à augmenter le coût CPU de la simulation et n'est donc pas souhaitable. L'effet de la deuxième solution sur le champ de vitesse est représenté sur la figure 4.12.

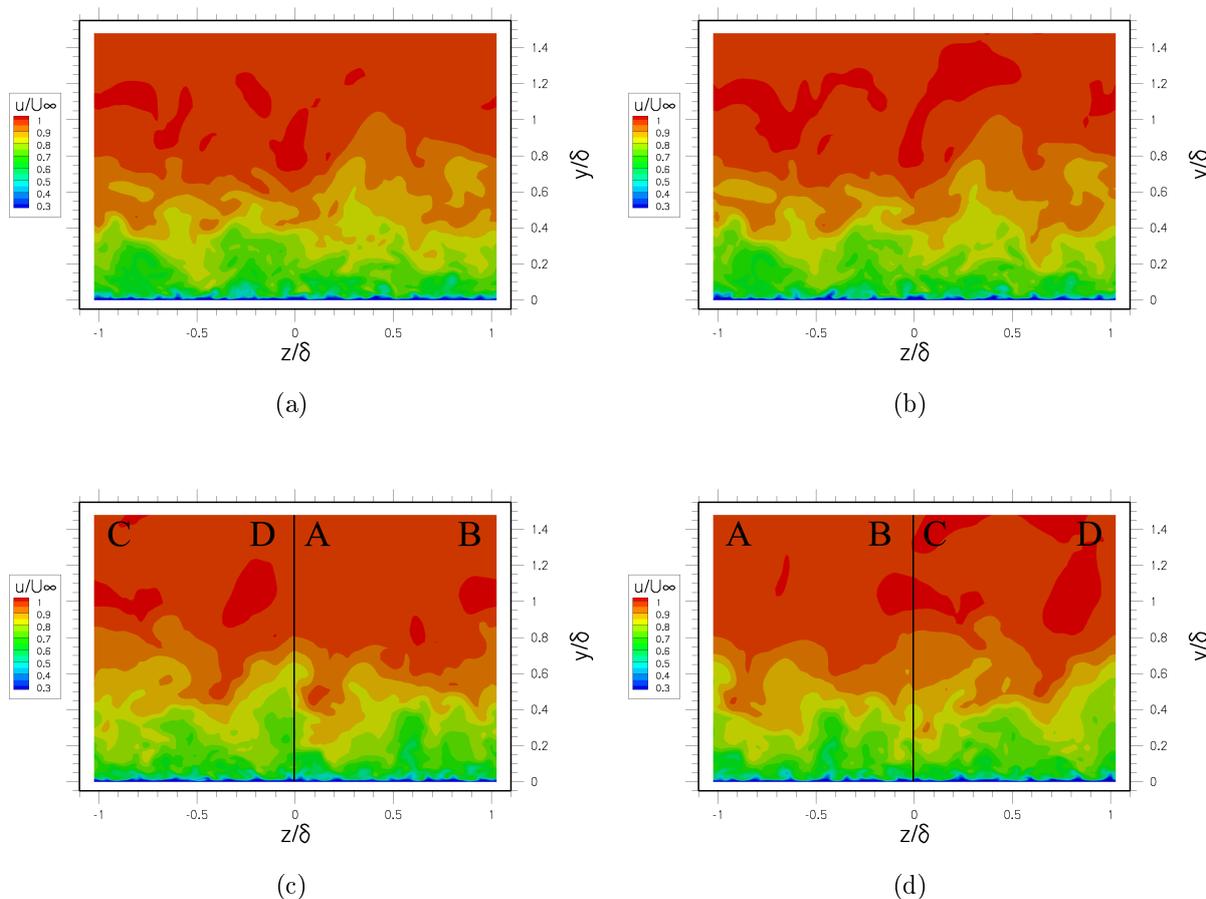


FIGURE 4.12 – Effet de l'ajout d'un décalage transverse entre le plan d'extraction et le plan d'entrée sur le champ de vitesse longitudinale. (a-c) plan d'entrée ; (b-d) plan d'extraction ; (a-b) sans décalage transverse ; (c-d) avec un décalage de $L_z/2$. Les lettres majuscules illustrent le réarrangement des demi-plans entre le plan d'extraction et le plan d'entrée.

A la suite des opérations de remise à l'échelle, le champ de vitesse dans le plan d'entrée est modifié comme suit :

$$u_{\text{inlt}}^{\text{NEW}}(y, z, t) = u_{\text{inlt}}\left(y, z + \frac{L_z}{2}, t\right) \quad (4.37)$$

Grâce à la condition aux limites de périodicité dans la direction transverse, le champ imposé en entrée est continu dans cette même direction. De cette manière, le temps nécessaire pour qu'un point du maillage voie la même structure turbulente est multiplié par deux. La fréquence de recyclage est donc divisée par deux. De plus, les structures turbulentes ont deux fois plus de

temps pour éventuellement être modifiées par diffusion visqueuse ou turbulente, voire même disparaître par éclatement ou dissipation, ce qui augmente les chances d'atténuer les effets de la périodicité dans la direction de l'écoulement.

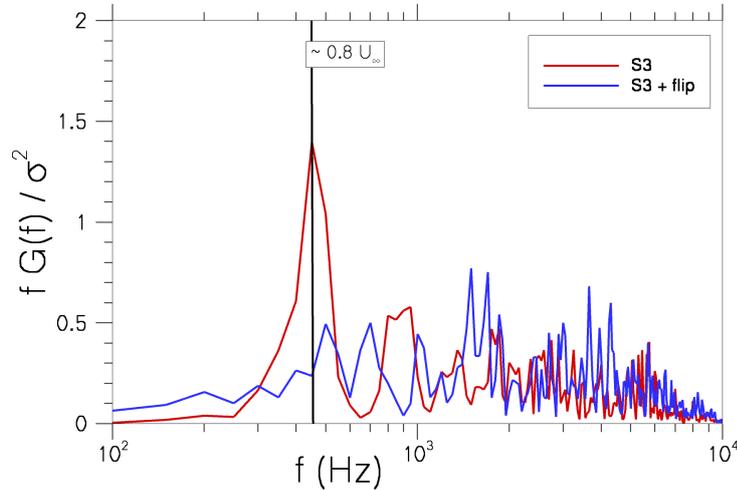


FIGURE 4.13 – Effet de l'ajout d'un décalage transverse sur la densité spectrale de puissance de la composante longitudinale de la vitesse. Les signaux proviennent d'un capteur situé à une altitude de $0,2\delta_0$ et ont une durée de 50 ms. Une résolution fréquentielle de 50 Hz a été utilisée pour calculer les spectres.

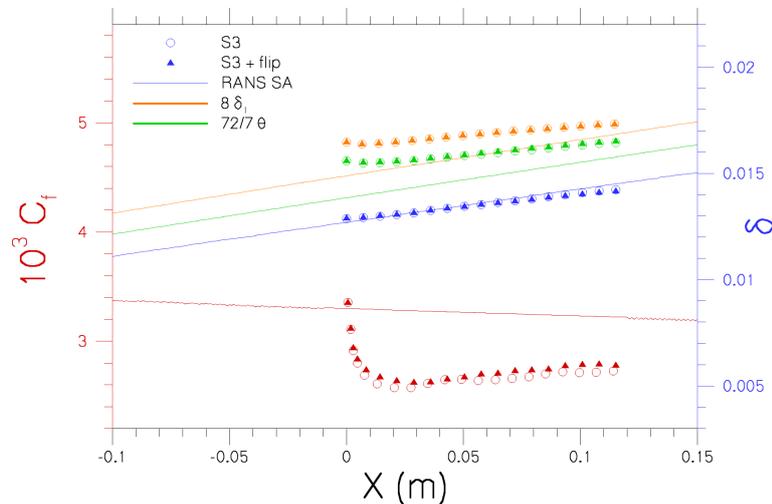


FIGURE 4.14 – Influence de l'ajout d'un décalage transverse dans la méthode de recyclage. Evolution longitudinale du coefficient de frottement et des épaisseurs de couche limite.

La figure 4.13 permet d'en juger grâce à des densités spectrales de puissance de la vitesse longitudinale au sommet de la zone logarithmique. Le décalage transverse a pour effet de diminuer radicalement la contribution non physique des conditions d'entrée au spectre d'énergie. De plus, cet effet bénéfique n'altère pas les propriétés statistiques de la couche limite turbulente, comme le prouve la figure 4.14. Le coefficient de frottement et les épaisseurs de couche limite y sont quasiment superposés avec ceux de la stratégie S3. Ces deux arguments militent pour l'uti-

lisation d'une telle stratégie de recyclage, qui semble plus simple et qui permet de s'affranchir de manière satisfaisante des phénomènes non physiques introduits par la périodicité.

4.4.6 Bilan des modifications

L'analyse de la condition d'entrée de type recyclage et remise à l'échelle a conduit à la proposition de plusieurs modifications. Celles-ci concernent d'une part les opérations de remise à l'échelle ainsi que le choix du profil moyen, et d'autre part l'atténuation de la périodicité non physique introduite par la méthode. En limitant l'impact des fréquences non physiques, ces modifications ont permis d'augmenter son intégrabilité, puisqu'elle peut maintenant être utilisée pour un panel d'applications plus large, à distance d'adaptation égale. Toutefois, la présence d'un transitoire spatial dans l'évolution du coefficient de frottement implique que la distance d'adaptation ne peut être réduite en deçà d'une certaine limite. Par ailleurs, cette méthode nécessite toujours la présence dans l'écoulement d'une région d'équilibre, où les lois de remise à l'échelle peuvent être appliquées.

Ce bilan permet d'explicitier deux principaux besoins quant à une nouvelle condition d'entrée turbulente : la suppression de la périodicité non physique et celle de la restriction concernant la présence d'une région d'équilibre. Parmi les méthodes exposées au début de ce chapitre, les méthodes synthétiques représentent de bons candidats pour répondre à ces besoins, grâce à leur base aléatoire et à l'absence de recyclage de l'information turbulente. Notre choix s'est porté sur la méthode proposée par Jarrin *et al.* [93] pour des simulations de canal plan, en raison des nombreuses perspectives de développement qu'elle offre. La section suivante expose les travaux réalisés dans le but d'adapter cette méthode aux simulations spatiales de couche limite turbulente.

4.5 Génération synthétique de structures turbulentes : la Synthetic-Eddy-Method

La Synthetic-Eddy-Method (ou SEM, ci-après), présentée au début de ce chapitre (§ 4.2.3), est d'abord inspirée des travaux de Mathey, Cokljat, Bertoglio & Sergent [142]. Ceux-ci ont consisté à adapter la méthode des vortex à l'imposition de données turbulentes en entrée d'une simulation. La circulation ainsi que la taille des tourbillons synthétisés par leur méthode sont calculées à partir d'une distribution d'énergie cinétique turbulente $k(y,z)$ et de taux de dissipation $\varepsilon(y,z)$ dans le plan d'entrée. La SEM de Jarrin *et al.* [93] étend le formalisme de cette méthode à des formes de tourbillons quelconques. Par ailleurs, elle permet de reproduire une distribution de fluctuations turbulentes, ce qui est plus précis et plus général qu'un seul profil de k .

Pourtant, les résultats présentés par Jarrin *et al.* [93] en termes de distance d'adaptation ne sont satisfaisants que lorsque la taille des structures turbulentes introduites par la SEM est ajustée en utilisant le rapport $k^{3/2}/\varepsilon$, comme dans les travaux de Mathey *et al.* [142]. Dans un tel cas, leur méthode tente de mimer statistiquement la distribution des échelles turbulentes classiquement observée dans une couche limite en fonction de la distance à la paroi. Celle-ci est illustrée sur la figure 4.15, où sont représentées les contours de critère Q' dans un plan transverse à l'écoulement. Le lecteur pourra noter que la taille des structures turbulentes augmente à mesure que l'on s'éloigne de la paroi. Par ailleurs, la SEM telle que proposée par Jarrin *et al.* [93] n'utilise que des structures de vitesse turbulente dont les composantes sont décorréélées et varient comme une fonction gaussienne du rayon. Au contraire des travaux de Mathey *et al.* [142], de telles structures ne comportent pas *a priori* d'information sur la vorticité.

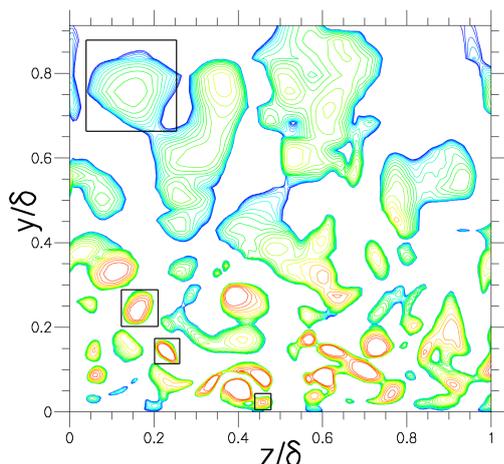


FIGURE 4.15 – Isocontours du critère $Q' = Q(\delta^2/U_\infty^2)$ dans un plan transverse à l'écoulement extrait d'une simulation DNS. Les lignes vont de 0,1 à 5 en échelle logarithmique.

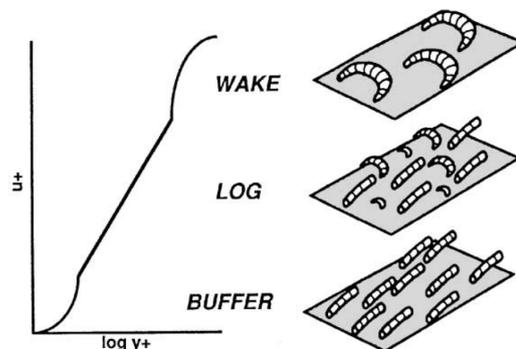


FIGURE 4.16 – Schéma de la distribution des différentes structures turbulentes d'une couche limite en fonction de la distance à la paroi. (tiré de Robinson [171]).

De plus, aucune de ces deux méthodes ne propose de faire varier la forme des structures turbulentes en fonction de l'altitude. Or, l'étude bibliographique du chapitre § 1 a montré que des tourbillons radicalement différents peuplaient les différentes régions de la couche limite. Cette inhomogénéité de forme est rappelée schématiquement sur la figure 4.16, extraite des travaux de Robinson [171] sur les structures cohérentes de la couche limite turbulente. Nous avons donc identifié trois pistes d'améliorations de la SEM, qui seront suivies dans la suite de cette étude. Il s'agit pour une telle méthode d'inclure des informations concernant :

1. les échelles caractéristiques ;
2. la forme des structures turbulentes ;
3. le champ de vitesse et la vorticité liés à chaque structure.

4.5.1 Formulation

4.5.1.1 Décomposition en modes

Dans un premier temps, la formulation originale de la méthode (  quation (4.34)) est adaptée pour tenir compte de l'inhomogénéité des échelles de la turbulence dans la direction normale. Le plan d'entrée est alors divisé en P zones, schématisées sur la figure 4.17. L'idée est ensuite d'appliquer une SEM sur chaque zone séparément, en utilisant des paramètres différents. En particulier, le signal aléatoire normalisé \tilde{u}_j , nécessaire pour l'application de la matrice de Cholesky (  quation (4.20)) est obtenu comme une somme sur les P zones :

$$\tilde{u}_j = \sum_{p=1}^P \tilde{v}_{jp} \quad (4.38)$$

où chaque \tilde{v}_{jp} correspond à un signal aléatoire normalisé, ayant un support compact sur la $p^{\text{ième}}$ zone. Le champ \tilde{v}_{jp} $j = 1,2,3$ définit alors un mode.

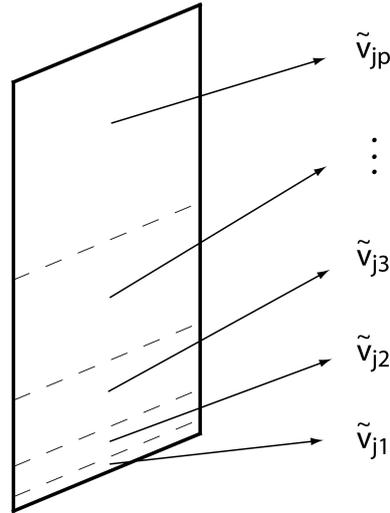


FIGURE 4.17 – Partitionnement du plan d'entrée en plusieurs modes.

4.5.1.2 Equation d'un mode

En accord avec la décomposition (4.38), le signal \tilde{u}_j est alors généré selon l'équation (4.39), qui s'inspire principalement de la formule (4.34).

$$\tilde{u}_j(t, y, z) = \sum_{p=1}^P \frac{1}{\sqrt{N(p)}} \sum_{k=1}^{N(p)} \varepsilon_k \underbrace{\Xi_{jp} \left(\frac{t - t_k - \ell_p^t}{\ell_p^t} \right) \Phi_{jp} \left(\frac{y - y_k}{\ell_p^y} \right) \Psi_{jp} \left(\frac{z - z_k}{\ell_p^z} \right)}_{g_{jp}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z})} \quad (4.39)$$

Dans cette équation, chaque mode p est défini comme une superposition de $N(p)$ structures turbulentes. Chacune d'entre elles est introduite aléatoirement dans le plan d'entrée en utilisant la position de son centre (y_k, z_k) , ainsi qu'un instant d'apparition aléatoire t_k . La méthode lui attribue également un signe ε_k , qui vaut aléatoirement ± 1 , et qui peut s'apparenter à un sens de rotation. Chaque mode contient une forme donnée de structure turbulente qui est définie par la fonction de forme g_{jp} , à support compact sur $[-1, 1]^3$. Par souci de simplicité, cette fonction est exprimée comme un produit de fonctions monodimensionnelles $\Xi_{jp}(\tilde{t})$, $\Phi_{jp}(\tilde{y})$ et $\Psi_{jp}(\tilde{z})$, à support compact sur $[-1, 1]$, et où \tilde{t} , \tilde{y} , \tilde{z} sont les variables réduites correspondant au temps, à la direction normale et à la direction transverse, respectivement. Elles sont définies comme suit :

$$\tilde{t} = \frac{t - t_k - \ell_p^t}{\ell_p^t} \quad \tilde{y} = \frac{y - y_k}{\ell_p^y} \quad \tilde{z} = \frac{z - z_k}{\ell_p^z} \quad (4.40)$$

De cette manière, une échelle de temps (ℓ_p^t) , ainsi que les échelles de longueur 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.

4.5.1.3 Convection des structures

Dans l'équation (4.39), \tilde{u}_j est exprimé directement en fonction du temps t . Dans la méthode originale, les structures turbulentes étaient définies à l'aide des trois coordonnées spatiales, puis leur centre était convecté grâce à l'hypothèse de Taylor. Dans la présente formulation, cette hypothèse est implicitement contenue dans le choix de remplacer la coordonnée longitudinale

par le temps. Si x_k est l'abscisse du centre d'une structure au temps t_0 et x sa position à l'instant t , le changement de variable suivant est utilisé :

$$\frac{x - x_k}{\ell_p^x} = \frac{c_p(t - t_0)}{\ell_p^x} = \frac{t - t_0}{\ell_p^t} \quad (4.41)$$

où l'échelle de temps caractéristique de la structure ℓ_p^t est obtenue à partir de l'échelle de longueur ℓ_p^x et de la vitesse de convection c_p par :

$$\ell_p^t = \ell_p^x / c_p$$

4.5.1.4 Régénération des structures

A mesure que le temps t de la simulation avance, les structures traversent progressivement la surface du plan d'entrée, comme schématisé sur la figure 4.18. L'instant t_k étant défini comme l'instant d'apparition, l'instant t_0 , utilisé dans le changement de variable ci-dessus, vaut donc $t_0 = t_k + \ell_p^t$. Ainsi, une fois que $\tilde{t} = (t - t_k - \ell_p^t) / \ell_p^t = 1$, la structure est entièrement passée à travers le plan d'entrée. Une nouvelle structure est alors générée en choisissant aléatoirement un nouveau temps d'apparition et une nouvelle location selon

$$(t_k, y_k, z_k) \in [t; t + \ell_p^t] \times [y_p^{\text{low}}; y_p^{\text{up}}] \times [-L_z/2; L_z/2]$$

où $y_p^{\text{up}} - y_p^{\text{low}}$ est l'étendue normale du mode p et L_z est la largeur du domaine.

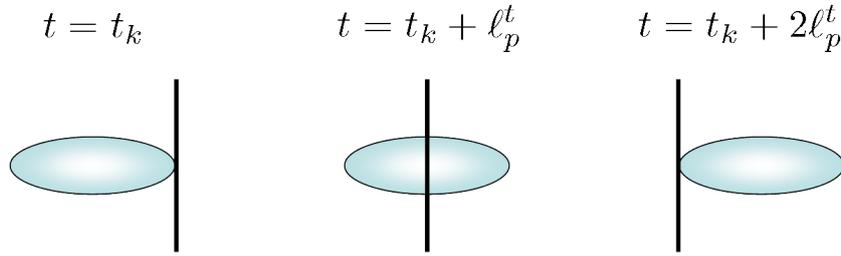


FIGURE 4.18 – Schéma de la convection d'une structure à travers le plan d'entrée à trois instants différents : apparition, passage et disparition.

4.5.1.5 Nombre de structures

Le nombre de structures par mode $N(p)$ peut être ajusté de manière à ce que la surface de chaque mode soit statistiquement entièrement recouverte [93] :

$$N(p) \approx \frac{S_p}{S_S} \quad (4.42)$$

où S_p est la surface du mode ($S_p = L_z \times (y_p^{\text{up}} - y_p^{\text{low}})$) et S_S est la surface mouillée d'une structure de ce mode ($S_S = 4\ell_y\ell_z$).

4.5.1.6 A propos des fonctions de forme

Il est nécessaire de rappeler ici que, pour imposer des profils de fluctuations turbulentes réalistes, la SEM utilise la formule 4.20. Ceci impose certaines conditions sur le signal aléatoire \tilde{u}_i . Il doit notamment être centré, de variance unité et de covariance nulle :

$$\langle \tilde{u}_j \rangle = 0 \quad (4.43a)$$

$$\langle \tilde{u}_j^2 \rangle = 1 \quad (4.43b)$$

$$\langle \tilde{u}_j \tilde{u}_k \rangle_{j \neq k} = 0 \quad (4.43c)$$

où l'opération de moyenne concerne les deux directions d'espace et le temps. La première condition (4.43a) est assurée au bout d'un temps long par la présence du signe aléatoire ε_k . La troisième condition (4.43c) nécessite que les signaux correspondant à chacune des composantes de vitesse soit décorrélés. Dans la méthode de Jarrin *et al.* [93], cette propriété est assurée par l'adjonction d'un signe aléatoire ε_j à la composante j de chaque structure générée. Or, un des objectifs de cette méthode est de pouvoir appliquer un champ de vitesse correspondant à une vorticité donnée, ce qui n'est pas possible si les composantes de vitesse sont d  corr  l  es. En conséquence, les signes ε_j seront parfois forcés à 1 ($\varepsilon_j = 1, \forall j$) de manière à garder le contrôle sur le champ de vitesse généré à l'aide de la structure. Dans un tel cas, le terme $\langle \tilde{u}_j \tilde{u}_k \rangle_{j \neq k}$ est non-nul. Le terme des tensions de Reynolds est alors artificiellement surestimé :

$$\begin{aligned} \langle u'_1 u'_2 \rangle &= \langle (A_{21} \tilde{u}_1 + A_{22} \tilde{u}_2) A_{11} \tilde{u}_1 \rangle \\ &= R_{21} \underbrace{\langle \tilde{u}_1 \tilde{u}_1 \rangle}_{=1} + \sqrt{R_{11} R_{22} - R_{21}^2} \langle \tilde{u}_1 \tilde{u}_2 \rangle \end{aligned} \quad (4.44)$$

Les tensions de Reynolds interviennent notamment comme terme de production dans l'équation-bilan pour la fluctuation longitudinale de la vitesse $\langle u'^2 \rangle$. Ce choix occasionne donc des fluctuations de u plus intenses en entrée du domaine. Une observation *a posteriori* montre que ce surplus d'énergie est absorbé par l'écoulement sur une distance de l'ordre de δ_0 . En outre, ce phénomène est analysé plus avant à la lumière des résultats dans la section à 4.5.4. Enfin, on peut montrer que la deuxième condition (4.43b) est vérifiée si et seulement si la fonction de forme est normalisée par la relation suivante :

$$\frac{1}{2^3} \int_{[-1;1]^3} (g_{jp}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}))^2 d\tilde{t} d\tilde{y} d\tilde{z} = 1 \quad (4.45)$$

Le lecteur peut noter qu'à travers cette condition, la répartition de l'énergie sur le compact $[-1; 1]^3$ influence directement les extrema globaux de la fonction g_{jp} . De fait, dans le cas d'une fonction de forme dont l'énergie est répartie de manière uniforme dans $[-1; 1]^3$, il est possible que la normalisation 4.45 impose un extremum inférieur à 1. Une telle fonction de forme g  n  rera alors un signal de vitesse dont les valeurs seront toujours inférieures à l'écart-type pr  scrit, et donc déficitaire en énergie. Ce fait remarquable peut être illustré en considérant une fonction gaussienne, d'une seule variable, dont la répartition est pilotée par un paramètre d'échelle σ :

$$\Xi(\tilde{t}) = A(\sigma) e^{-\frac{\tilde{t}^2}{2\sigma^2}} \quad (4.46)$$

Le facteur de normalisation $A(\sigma)$ s'écrit :

$$A(\sigma) = \frac{1}{\sqrt{\sigma \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\sigma}\right)}} \quad (4.47)$$

où erf est la fonction d'erreur de Gauss. Il est représenté en fonction de σ sur la figure 4.20. La fonction gaussienne résultante est représentée sur la figure 4.19 pour deux valeurs de σ différentes.

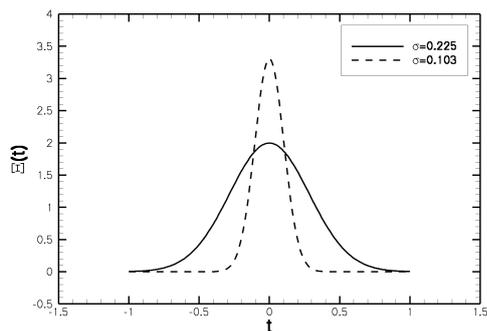


FIGURE 4.19 – Fonctions gaussiennes normalisées par la condition 4.45 pour deux différentes valeurs du paramètre d'échelle.

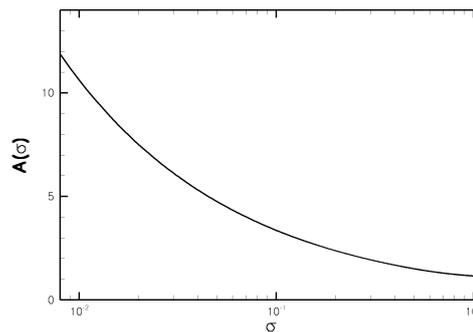


FIGURE 4.20 – Graphe semi-logarithmique du facteur normalisant $A(\sigma)$ pour une fonction gaussienne.

Plusieurs valeurs de σ ont été testées au cours de cette étude. Les résultats ont montré que des longueurs d'adaptation plus faibles pouvaient être obtenues avec de faibles valeurs de σ . Toutefois, ces cas exhibaient également d'importants gradients de vitesse au niveau du plan d'entrée. Ces gradients peuvent aisément mener à des instabilités numériques, dont l'intensité dépend du schéma utilisé. Pour éviter d'avoir à utiliser des schémas numériques dont la dissipation est grande, il est nécessaire de limiter l'amplitude de ces gradients non physiques. Pour cette raison, la plus petite valeur de σ utilisée est fixée à 0,1.

4.5.2 Paramétrage de la méthode pour une LES de couche limite turbulente

Le méthode exposée ci-dessus est capable de générer un signal composé de structures turbulentes positionnées aléatoirement dans le plan d'entrée, et dont les tailles et le champ de vitesse sont réglables par l'utilisateur. L'étape suivante consiste donc à définir tous ces paramètres de manière à ce que le signal de vitesse soit le plus réaliste possible. Pour ce faire, les résultats du chapitre § 1 concernant les structures cohérentes de la couche limite turbulente sont utilisés. De plus, trois régions sont distinguées : la région de proche-paroi, la région logarithmique et la région de sillage.

4.5.2.1 Région de proche-paroi

Dans cette région, la présence de tourbillons quasi-longitudinaux (TQL) fait l'objet d'un large consensus. L'idée poursuivie dans ce paragraphe est donc d'extraire de la littérature assez d'informations pour définir un premier mode $p = 1$ représentatif de ces structures. Leurs propriétés ont déjà été décrites dans le paragraphe § 1.2.1.3 à partir des travaux de Jeong *et al.* [94]. Ils peuplent la zone comprise entre la paroi et $y^+ = 60$, leur longueur est de 200 unités de parois et leur diamètre peut varier de 10 à 40 unités de paroi. On peut lire sur la figure 4.10 leur vitesse de convection, qui est proche de $c^+ = 15$ dans cette région. Ces premières informations permettent de définir des échelles caractéristiques pour le mode $p = 1$, résumées dans le tableau 4.7. Par la suite, l'ensemble de ces valeurs sera appelé STEL (pour *Streamwise ELongated*).

L'altitude minimale du centre d'une telle structure est égale à sa taille caractéristique dans la direction normale, de manière à ce que son point le plus bas reste au-dessus de la paroi. Cette dernière taille caractéristique est fixée à 20 unités de paroi afin de rapprocher le plus

Name	$(y_1^{\text{low}})^+$	$(y_1^{\text{up}})^+$	$(\ell_1^x)^+$	$(\ell_1^y)^+$	$(\ell_1^z)^+$	c_1^+
STEL	20	60	100	20	60	15

TABLE 4.7 – Echelles caractéristiques associées à une structure turbulente quasi-longitudinale STEL (pour *Streamwise ELongated*).

possible le centre de la structure de la position du maximum de production d'énergie cinétique turbulente. Des tailles plus petites permettrait de l'atteindre, mais seraient alors inconsistantes avec les tailles des structures dans la partie haute du mode. La taille de la structure dans la direction transverse $(\ell_1^y)^+$ est fixée à 60 unités de paroi, c'est-à-dire trois fois plus que $(\ell_1^x)^+$. Ce choix est contraint par la taille des mailles dans cette direction, qui ne suffirait pas pour décrire une structure de 20 unités de parois de large. Enfin, l'échelle de temps caractéristique de STEL peut s'obtenir à partir de ℓ_1^x par la relation :

$$2\ell_1^t = 2\ell_1^x/c_1 = 200^+/15^+ \approx 14^+$$

En outre, Jeong *et al.* [94] ont réalisé des moyennes du champ de vitesse conditionnellement à la présence d'un TQL. Elles sont représentées dans la partie supérieure des figures 4.21 et 4.22. Ces résultats donnent un deuxième type d'information sur les TQL, à savoir le champ de vitesse qui les représente le plus probablement. Celui-ci est utilisé pour définir une fonction de forme g_{j1} , capable de générer le champ de vitesse associé à tourbillon longitudinal.

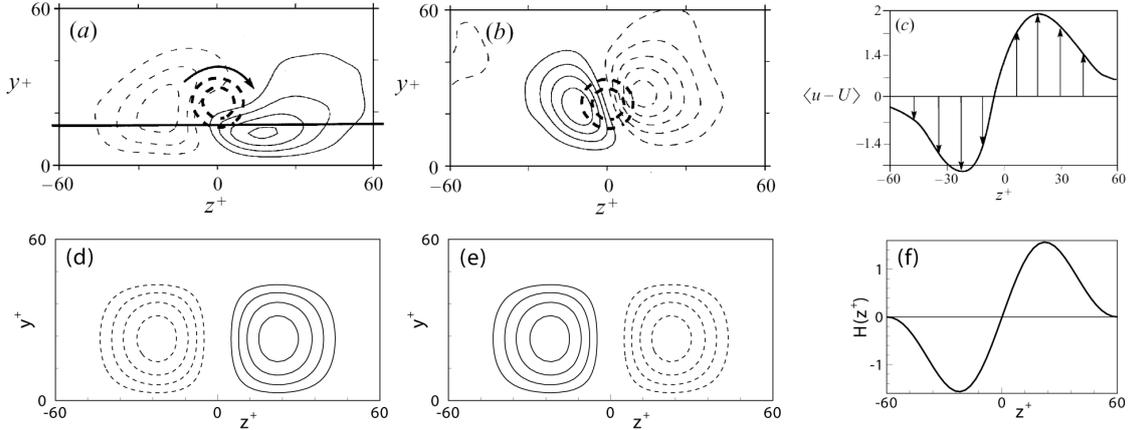


FIGURE 4.21 – Représentation du champ de vitesse associé à la présence d'un TQL. Extrait des résultats de Jeong *et al.* [94] (haut) et calculé à partir de la fonction de forme g_{j1} (bas) pour une structure STEL localisée en $y^+ = 23$ et $z^+ = 0$: (a) $\langle u' \rangle$, les niveaux vont de $-2,60$ à $2,96$ et sont espacés de $0,7$; (b) $\langle v' \rangle$, les niveaux vont de $-1,10$ à $0,978$ et sont espacés de $0,2$; (c) profil de $\langle u' \rangle$ le long de la droite $y^+ = 15$; (d) $g_{1p}(0, \tilde{y}, \tilde{z})$; (e) $g_{2p}(0, \tilde{y}, \tilde{z})$; (f) $H(\tilde{z})$. Dans (d) et (e) les contours en pointillé correspondent à des valeurs négatives et les contours pleins à des valeurs positives de la fonction de forme normalisée.

Cette fonction de forme est définie par les équations (4.48). Les figures 4.21 et 4.22 proposent également une comparaison entre les champs obtenus par Jeong *et al.* [94] et ceux calculés à partir des équations (4.48) suivantes :

$$g_{1p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = G(\tilde{t})G(\tilde{y})H(\tilde{z}) \quad (4.48a)$$

$$g_{2p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = -G(\tilde{t})G(\tilde{y})H(\tilde{z}) \quad (4.48b)$$

$$g_{3p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = G(\tilde{t})H(\tilde{y})G(\tilde{z}) \quad (4.48c)$$

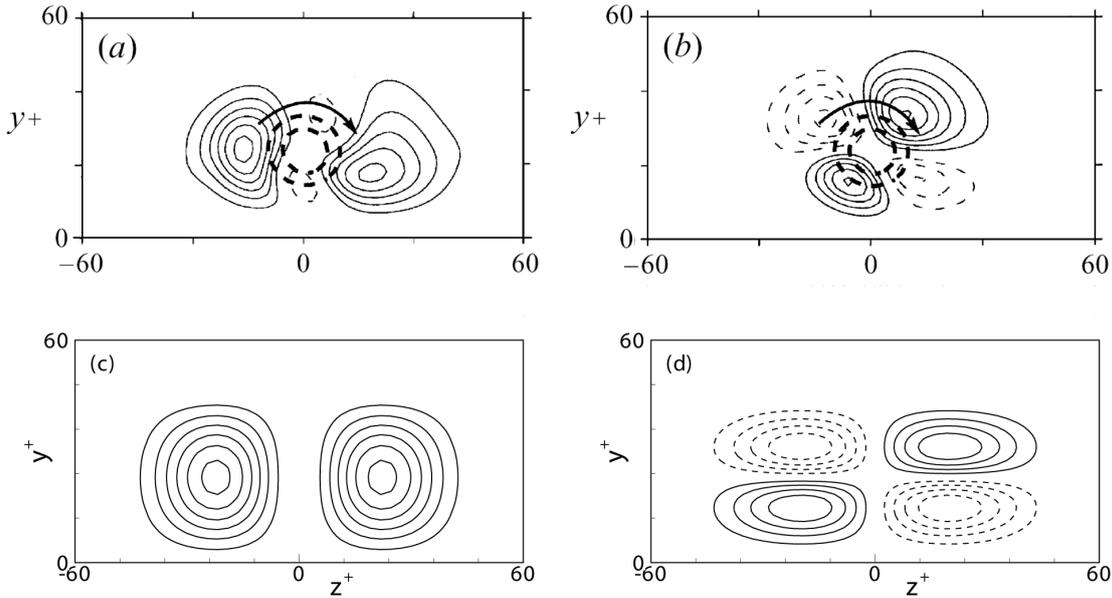


FIGURE 4.22 – Représentation des tensions de Reynolds associées à la présence d’un TQL. Extrait des résultats de Jeong *et al.* [94] (haut) et calculé à partir de la fonction de forme g_{j1} (bas) pour une structure STEL localisée en $y^+ = 23$ et $z^+ = 0$: (a) $-\langle u' \rangle \langle v' \rangle$, les niveaux vont de $-0,868$ à $1,22$ et sont espacés de $0,2$; (b) $-\langle v' \rangle \langle w' \rangle$, les niveaux vont de $-1,3$ à $4,23$ et sont espacés de $0,7$; (c) $-g_{1p}(0, \tilde{y}, \tilde{z}) \cdot g_{2p}(0, \tilde{y}, \tilde{z})$; (d) $-g_{2p}(0, \tilde{y}, \tilde{z}) \cdot g_{3p}(0, \tilde{y}, \tilde{z})$. Dans (c) et (d) les contours en pointillé correspondent à des valeurs négatives et les contours pleins à des valeurs positives de la fonction de forme normalisée.

où G est une fonction gaussienne, normalisée à l’aide l’équation (4.45)) et H est définie par $H(\xi) = \frac{1 - \cos(2\pi\xi)}{2\pi\xi\sqrt{C}}$, où $C = 1/2 \int_{[-1,1]} (H(\xi))^2 d\xi \approx 0,214$ permet de la normaliser selon la même condition (4.45). La fonction H a été choisie pour modéliser analytiquement la courbe $u'(z^+, 15)$ de la figure 4.21(c). Les dépendances temporelle et verticale sont supposées gaussiennes. Les autres fonctions g_{2p} and g_{3p} sont extrapolées visuellement en utilisant les résultats de la figure 4.22.

Dans les équations (4.48), on peut constater que $g_{1p} = -g_{2p}$. Cette relation a été suggérée par les moyennes d’ensemble de Jeong *et al.* [94] de la figure 4.21(a-b). En outre, elle présente l’avantage de conserver l’aspect de la fonction de forme lors de l’application de la matrice de Cholesky, selon l’équation (4.20). En effet, grâce aux ordres de grandeurs des tensions de Reynolds pour une couche limite, on peut estimer que les termes prépondérants de cette matrice sont les termes diagonaux A_{ii} et le terme croisé A_{21} . Ainsi, les composantes longitudinale et transverse de la fonction de forme seront directement multipliées par A_{11} et A_{33} , respectivement. En revanche, la fluctuation de vitesse verticale générée par cette méthode est une combinaison linéaire de g_{2p} et g_{1p} : $A_{22}g_{2p} + A_{21}g_{1p}$ qui se réduit à $(A_{22} - A_{21})g_{2p}$ dans notre cas. Ceci permet à l’utilisateur de contrôler précisément la forme du champ de vitesse généré par ce mode. La dénomination JHSK (pour Jeong, Hussain, Schoppa & Kim [94]) sera utilisé par la suite pour se référer à cette fonction de forme. Au final, si les échelles caractéristiques et les fonctions de forme sont modifiées selon le tableau 4.7 et les équations (4.48), la méthode peut être utilisée pour générer les tourbillons quasi-longitudinaux de la zone tampon. Une représentation de ces structures telles que produites par la méthode est proposée sur la figure 4.23(a) en utilisant une iso-surface de critère Q .

4.5.2.2 Région logarithmique et région de sillage

En ce qui concerne la région logarithmique de la couche limite, une analyse comme celle de Jeong *et al.* [94] est beaucoup plus difficile à mettre en place. Comme l'ont précisé del Álamo *et al.* [52], cette région est peuplée de nombreux clusters de tourbillons, qui ne peuvent généralement pas être décrit visuellement, mais dont la moyenne d'ensemble correspond à un tourbillon en épingle à cheveux². Dans la présente étude, l'option d'introduire en entrée des structures tourbillonnaires représentatives d'une moyenne a été préférée, en raison de sa simplicité. En particulier, on peut décomposer un tourbillon en épingle à cheveux en plusieurs parties : ses jambes, son cou et sa tête³. Les jambes sont des tourbillons de même nature que les TQL, mais inclinés dans le plan $(x - y)$, et connectés dans leur partie supérieure par une tête, que l'on peut décrire comme un tourbillon transverse.

A partir de ces informations et des observations du chapitre 1, on peut définir un ensemble de tailles caractéristiques pour chacune des deux parties de ce tourbillon en épingle à cheveux, dans le but de construire un mode $p = 2$ adapté à la région logarithmique.

Name	$(y_2^{\text{low}})^+$	$(y_2^{\text{up}})^+$	$(\ell_2^x)^+$	$(\ell_2^y)^+$	$(\ell_2^z)^+$	c_2^+
LEGS	60	$0,5\delta^+$	120	60	60	15
HEAD	60	$0,5\delta^+$	60	60	120	15

TABLE 4.8 – Echelles caractéristiques associées à des structures turbulentes en forme de jambes ou de têtes de tourbillons en épingle à cheveux.

Pour assurer la continuité du champ de vitesse global, l'altitude la plus basse pour les centres des structures du mode $p = 2$ correspond à l'altitude la plus haute du mode 1. Cette dimension fixe également la taille du mode 2 dans la direction verticale. En ce qui concerne les jambes, le rapport d'aspect dans la direction de l'écoulement est doublé par rapport aux autres directions, afin de modéliser l'allongement de celles-ci dans cette direction :

$$\ell_2^x/\ell_2^y = 2 \text{ et } \ell_2^z/\ell_2^y = 1$$

Pour ce qui est des têtes, la direction transverse est cette fois privilégiée :

$$\ell_2^x/\ell_2^y = 1 \text{ et } \ell_2^z/\ell_2^y = 2$$

La vitesse de convection de ces structures est identique à celle du mode 1, car elles prennent leur origine dans la région interne et sont supposées obéir aux lois d'échelles de cette région. L'altitude la plus haute pour ce mode est fixée à la moitié de l'épaisseur de couche limite, ce qui signifie que la dynamique de la région logarithmique est implicitement étendue à une bonne partie de la région externe. Ce choix provient des propriétés de croissance auto-similaire des tourbillons en épingle à cheveux, qui servent notamment de fondements au paradigme du hairpin⁴ de Adrian *et al.* [2], et selon lesquelles on peut observer leurs traces jusqu'au sommet de la couche limite turbulente, c'est-à-dire bien au-delà de la zone logarithmique.

Plusieurs combinaisons de ces paramètres peuvent être imaginées : il est possible de concevoir un mode composé de jambes uniquement, ou de têtes uniquement, ou encore d'une superposition des deux. C'est cette dernière possibilité, plus réaliste, qui est retenue ici. Le mode 2 est alors scindé en deux sous-modes, le mode $2a$, constitué de jambes de hairpins, couvre

2. Voir la section 1.2.2 pour plus de détails concernant les structures de cette région

3. Voir la figure 1.17

4. Voir la section 1.2.2.2 et la figure 1.19

la région $60 < y^+ < 0,4\delta^+$, et le mode $2b$, constitué de têtes de hairpins, couvre la région $0,4\delta^+ < y^+ < 0,5\delta^+$.

Enfin, il convient de définir les fonctions de forme de ce mode, pour qu'elles correspondent au champ de vitesse induit par un hairpin. Par souci de simplicité, les jambes sont modélisées avec la même fonction de forme que le mode 1. L'inclinaison de celles-ci est obtenue grâce à la spécification des rapports d'aspects entre directions, précédemment évoqués. La structure tourbillonnaire qui en résulte est représentée sur la figure 4.23(b). Pour définir la vitesse associée à un tête de hairpin, l'idée a été d'utiliser les fonctions qui composent les précédentes fonctions de forme (H et G) pour construire un champ de vitesse possédant une vorticité transverse. Le résultat est contenu dans les équations (4.49), appelées TRANS (pour transverse) par la suite.

$$g_{1p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = -G(\tilde{t})H(\tilde{y})G(\tilde{z}) \quad (4.49a)$$

$$g_{2p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \tilde{t}G(\tilde{t})G(\tilde{y})G(\tilde{z}) \quad (4.49b)$$

$$g_{3p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = G(\tilde{t})G(\tilde{y})\tilde{z}G(\tilde{z}) \quad (4.49c)$$

Dans ces équations, certaines fonctions gaussiennes ont été rendues impaires grâce à l'adjonction d'un terme \tilde{t} ou \tilde{z} . Cette opération présente l'avantage de ne pas modifier le facteur adimensionnant de G . Par ailleurs, il a été vérifié que la forme du champ de vitesse des équations TRANS n'était pas radicalement modifiée par l'application de la matrice de Cholesky dans l'équation 4.20, et qu'elles contenaient toujours une vorticité transverse après cette opération. La structure correspondant aux équations TRANS et aux tailles du tableau 4.8 est finalement représentée à l'aide d'un critère Q sur la figure 4.23(c).

Enfin, le reste de la couche limite ne comportant pas de structures tourbillonnaires clairement identifiées et identifiables, il est rempli grâce aux tourbillons gaussiens et isotropes déjà utilisés dans la méthode de Jarrin *et al.* [93]. Ces derniers sont définis à l'aide des équations (4.50) et des échelles caractéristiques résumées dans le tableau 4.9.

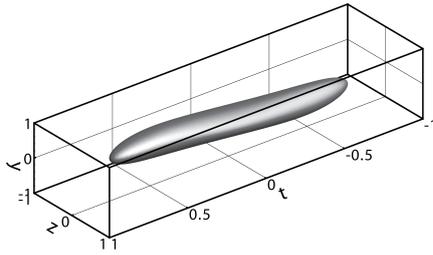
$$g_{jp}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \varepsilon_j G(\tilde{t})G(\tilde{y})G(\tilde{z}) \quad j = 1, 2, 3 \quad (4.50)$$

Name	y_p^{low}	y_p^{up}	$\ell_p^x = \ell_p^y = \ell_p^z$	c_p
WAKE3	$0,5\delta$	$0,8\delta$	$0,1\delta$	$0,8U_\infty$
WAKE4	$0,8\delta$	$1,5\delta$	$0,15\delta$	$0,8U_\infty$

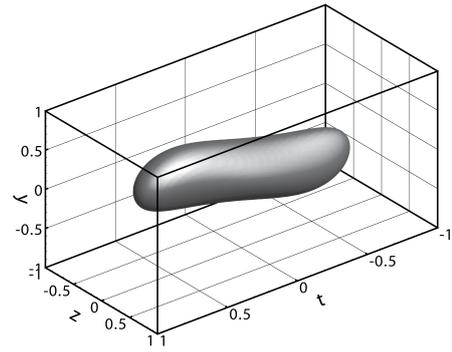
TABLE 4.9 – Echelles caractéristiques associées à des structures turbulentes isotropes servant à peupler la région externe de la couche limite turbulente.

Comme aucune information particulière de vitesse n'est imposée, il n'est pas nécessaire de corrélérer artificiellement les composantes de la fonction de forme. Pour cette raison, un signe aléatoire est alloué à chacune d'entre elles pour chaque nouvelle structure. Par ailleurs, le rapport d'aspect est imposé à 1 dans toutes les directions pour que les structures soient isotropes. Les tailles et la vitesse de celles-ci sont exprimées en variables externes. La vitesse de convection de $0,8U_\infty$ est choisie en accord avec les mesures de Adrian *et al.* [2] ou des résultats⁵ de simulations de Quadrio & Luchini [161]. L'utilisation de deux modes $p = 3$ et $p = 4$ permet de rendre compte de l'inhomogénéité d'échelle dans la direction normale. Les tailles sont choisies arbitrairement à partir des résultats instantanés de nos simulations DNS, représentés par exemple sur la figure 4.15.

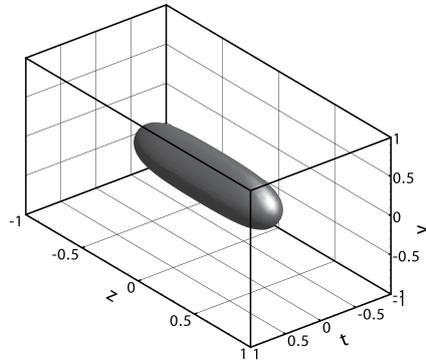
5. Voir la figure 4.10



(a) STEL-JHSK : Les tailles proviennent du tableau 4.7 et le champ de vitesse est spécifié selon les équations (4.48).



(b) LEGS-JHSK : Les tailles proviennent de la ligne 1 du tableau 4.8 et le champ de vitesse est spécifié selon les équations (4.48).



(c) HEAD-TRANS : Les tailles proviennent de la ligne 2 du tableau 4.8 et le champ de vitesse est spécifié selon les équations (4.49).

FIGURE 4.23 – Représentation des fonctions de formes dans le cas où les tailles et le champ de vitesse sont spécifiés. Les figures représentent une iso-surface du critère Q , calculé en utilisant les fonctions g_{1p} , g_{2p} , g_{3p} comme composantes longitudinale, normale et transverse de la vitesse. Les rapports d'aspect entre les axes ont été ajustés aux tailles des tableaux 4.7 et 4.8.

4.5.3 Simulations

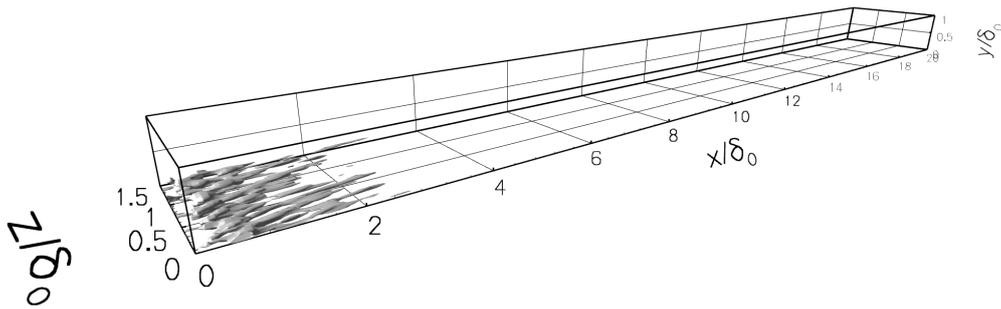
Afin de pouvoir observer les effets d'un maximum de paramètres, les modifications proposées dans le paragraphe précédent sont ajoutées progressivement à la méthode originale. Le point de départ est celui de Jarrin *et al.* [93], c'est-à-dire la prescription d'un seul mode, gaussien, dont la taille caractéristique est identique dans les trois directions. Cette simulation sera notée SEM0. Les simulations sont ensuite conçues de manière à inclure la séparation en modes. Pour recouvrir l'intégralité de la couche limite, on définit 4 modes, dont un pour la zone tampon, un pour la zone logarithmique et deux pour couvrir la région externe. Les tailles sont adaptées à chaque mode en utilisant les tableaux 4.7, 4.8 et 4.9.

Des tests *a priori* ont été réalisés par Weiss [200] pour déterminer l'influence de chacun de ces modes. Il est apparu lors de ces travaux que la spécification du seul mode de la zone tampon conduisait rapidement à une relaminarisation de la couche limite (figure 4.24(a)). Au

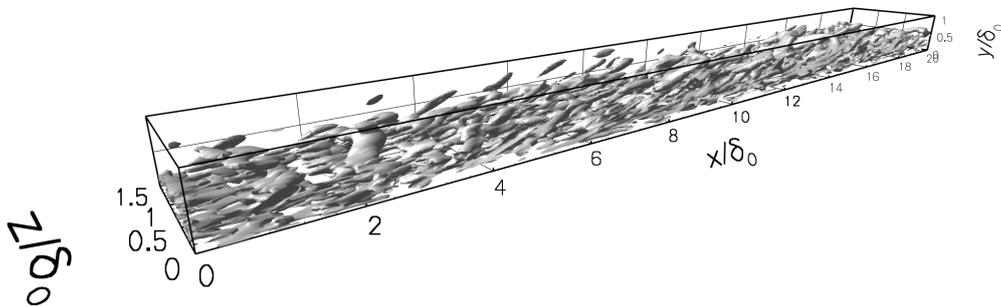
Nom	Tailles - Fonctions de forme				Symbole
	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4	
RECY	Méthode de recyclage et de remise à l'échelle				—
SEM0	SEM originelle - Structures gaussiennes - $L = 0,15\delta_0$				--
SEM1	STEL-GAUSS	LEGS-GAUSS	WAKE3-GAUSS	WAKE4-GAUSS	□
SEM2	STEL-JHSK	LEGS-GAUSS	WAKE3-GAUSS	WAKE4-GAUSS	◇
SEM3	STEL-JHSK	LEGS-JHSK	WAKE3-GAUSS	WAKE4-GAUSS	△
SEM4	STEL-JHSK	2a : LEGS-JHSK 2b : HEAD-TRANS	WAKE3-GAUSS	WAKE4-GAUSS	▷

TABLE 4.10 – Description des paramètres utilisés pour les différentes simulations. Les tailles (STEL, LEGS or HEAD, WAKE3 and WAKE4) sont définies dans les tableaux 4.7, 4.8 et 4.9, et les fonctions de formes (JHSK, TRANS ou GAUSS) correspondent aux équations (4.48), (4.49) et (4.50).

moins les deux premiers modes sont nécessaires pour que la turbulence introduite en entrée ne disparaisse pas, les résultats les plus réalistes étant obtenus avec l'ensemble des 4 modes (figure 4.24(b)).



(a)



(b)

FIGURE 4.24 – Structures turbulentes introduites par la SEM, dans le cas du seul mode 1 (a), et des modes 1 à 4 (b).

En ce qui concerne les fonctions de formes, la forme gaussienne de la méthode originale est d'abord conservée, ce qui constitue la simulation SEM1. Puis les fonctions de forme contenant

l'information de vorticité sont progressivement ajoutées. La forme JHSK est prescrite pour le mode 1 des simulations SEM2, SEM3 et SEM4, et pour le mode 2 des simulations SEM3 et SEM4. Enfin, la fonction de forme TRANS est ajoutée dans la partie sup erieure du mode 2 pour la simulation SEM4, ainsi qu'il l'a été mentionné plus haut. Le réglage des modes pour chaque simulation est rappellé sur le tableau 4.10.

Les performances de la méthode synthétique proposée dans ce chapitre sont comparées à celles de la méthode de recyclage et de remise à l'échelle qui utilise la stratégie S3 avec un décalage transverse⁶. Une LES du même cas a été réalisée *a priori* pour fournir le profil moyen de vitesse, les tensions de Reynolds et la condition initiale pour l'ensemble des simulations de tableau 4.10.

4.5.4 Résultats

4.5.4.1 Coefficient de frottement, épaisseurs de couche limite et facteur de forme

Les conditions d'entrée sont tout d'abord jugées sur leur capacité à reproduire un profil de vitesse moyenne adéquat. Le coefficient de frottement permet d'évaluer celui-ci dans un proche voisinage de la paroi, et le facteur de forme renseigne sur son aspect général. L'évolution de l'épaisseur de couche limite nous informe enfin sur la qualité de son épaississement. Ces grandeurs sont représentées sur la figure 4.25.

Les lois de référence pour le coefficient de frottement et l'épaisseur de couche limite sont extraites des travaux de Schlichting [178]. Elles sont obtenues en postulant un profil en puissance pour la vitesse ($U/U_\infty = (y/\delta)^{1/n}$) :

$$\frac{1}{2}C_f^S(x) = 0,0225 \left(\frac{U_\infty \delta(x)}{\nu} \right)^{-1/4} \quad (4.51)$$

et

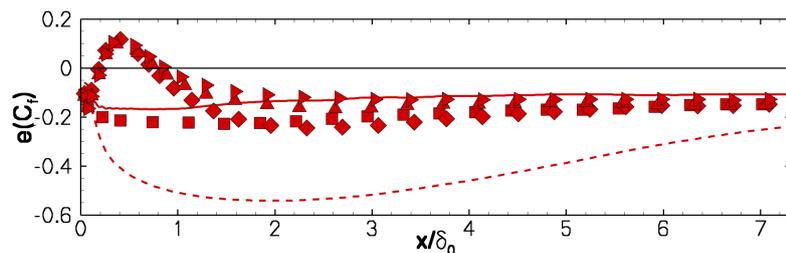
$$\delta(x) = 0,37x \left(\frac{U_\infty x}{\nu} \right)^{-1/5} \quad (4.52)$$

L'écart du coefficient de frottement à sa valeur de référence est mesuré par la fonction d'erreur suivante :

$$e(C_f) = \frac{C_f(x) - C_f^S(x)}{C_f^S(x)} \quad (4.53)$$

Remarquons tout d'abord que la simulation RECY exhibe le même comportement que lors des tests de la section § 4.4. Elle converge en sortie de domaine vers un état qui sous-estime le frottement d'environ 10%. Une valeur stabilisée de l'erreur, proche de -12%, est également atteinte par les cas SEM1   SEM4 à partir de la station $5,5\delta_0$. En revanche, le cas SEM0 n'atteint pas d'état convergé dans les limites du domaine de calcul. Contrairement aux cas SEM1   SEM4, ce dernier subit une importante chute initiale de frottement, vraisemblablement due à l'absence de petites échelles au voisinage de la paroi. Cette grandeur augmente ensuite graduellement et semble converger vers la courbe du cas RECY. Bien qu'une comparaison directe de nos résultats avec ceux de Jarrin *et al.* [93] ne soit pas possible, étant donné les différences dans la méthode numérique, on peut mentionner qu'un tel comportement y était déjà présent. Une distance équivalente à 18 demi-hauteurs de canal était nécessaire pour que le coefficient de frottement retrouve la valeur de référence, après une chute initiale similaire.

6. Voir le tableau 4.6 et la section § 4.4.5.



(a) Evolution longitudinale de l'erreur commise sur le coefficient de frottement

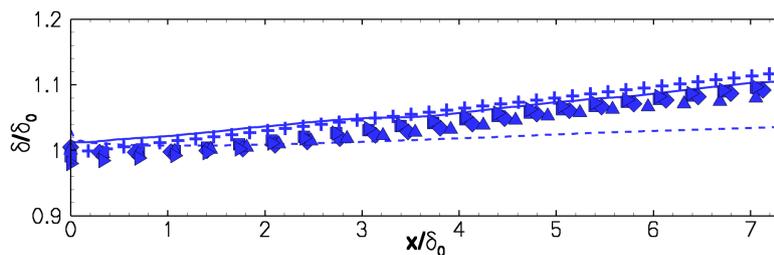
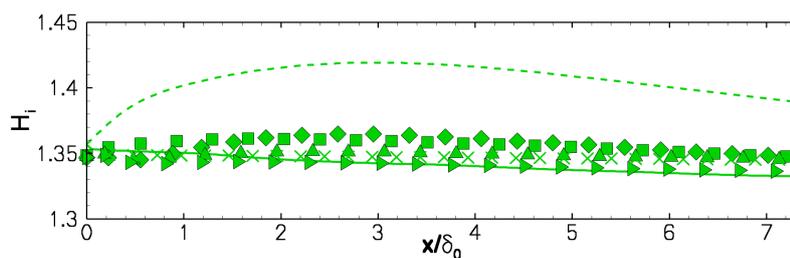
(b) Epaisseur conventionnelle de couche limite δ_{99} (c) Facteur de forme H_i

FIGURE 4.25 – Comparaison des différentes méthodes en termes de (a) coefficient de frottement, (b) d'épaisseur de couche limite et de (c) facteur de forme. Les lignes et les symboles sont définis dans le tableau 4.10. La fonction d'erreur pour le coefficient de frottement provient de l'équation 4.53. L'épaississement de référence (+) est obtenu à partir de l'équation 4.52. L'évolution de référence pour le facteur de forme (\times) provient d'une simulation RANS du même cas utilisant le modèle de Spalart-Allmaras

En revanche, les cas SEM1 à SEM4 produisent un coefficient de frottement assez peu éloigné de la référence, et ce dès $x/\delta_0 = 2$. Ceci suggère que d'une part la séparation du plan d'entrée en plusieurs modes et d'autre part l'addition de réalisme dans ces même modes vont dans le sens de la réduction de la distance d'adaptation. Les effets de chaque mode sont par ailleurs clairement observables sur la figure 4.25(a). En particulier, on en distingue deux types. Le premier concerne l'addition de la fonction de forme JHSK dans le mode 1 pour les simulations SEM2, SEM3 et SEM4. Comparés au cas SEM1, ces dernières exhibent toutes la même augmentation temporaire de frottement juste après l'entrée du domaine. Celle-ci peut être interprétée en termes de tensions de Reynolds, dont Fukagata *et al.* [69] ont montré l'influence directe sur le frottement. En effet, comme précisé dans la section § 4.5.1.6, la condition (4.43c) de covariance nulle n'est pas vérifiée dans le cas de la fonction de forme JHSK. Ceci occasionne une surestimation du terme croisé $\overline{u'v'}$ des tensions de Reynolds. Ainsi, selon la formule (1.22) de Fukagata *et al.* [69], cette surestimation, totalement artificielle, est donc très probablement

à l'origine de l'augmentation initiale du coefficient de frottement. Les différents cas relaxent ensuite progressivement vers des valeurs différentes en fonction du contenu des modes. Il s'agit du deuxième type d'effet observable sur la courbe de frottement. Chaque addition de réalisme dans le mode 2 correspond à une meilleure estimation du coefficient de frottement. La meilleure est obtenue pour le cas SEM4, pour lequel une évolution correcte est atteinte dès $x/\delta_0 = 2$. Il n'est pas surprenant que le mode 2 puisse influencer le coefficient de frottement, car le point le plus bas de ses structures peut aller jusqu'à la paroi.

Les évolutions longitudinales de l'épaisseur de couche limite et du facteur de forme montrent que moins de 5% d'erreur sont commises dans tous les cas de simulations, sauf pour le cas SEM0. Ce dernier surestime largement le facteur de forme $H = \delta_1/\theta$ sur l'ensemble du domaine de calcul. Cette surestimation est due quasi-exclusivement à une sous-estimation de θ (non montrée), provenant elle-même du déficit de frottement – à travers l'équation (2.1). Par ailleurs, l'épaississement de la couche limite est également sous-estimé. Précisons que l'observation d'un tel effet n'était pas possible dans les travaux de Jarrin *et al.* [93], du fait de l'utilisation d'un canal plan. Il apparaît pourtant ici que leur méthode n'est pas capable de reproduire correctement le développement spatial de la couche limite.

4.5.4.2 Intensités turbulentes

Les performances des conditions d'entrée sont maintenant analysées du point de vue des intensités turbulentes, dont l'évolution longitudinale est représentée sur la figure 4.26. Les profils de u_{rms}^+ , v_{rms}^+ , w_{rms}^+ et $-\overline{u'v'}^+$ y sont donnés en variables internes à différentes abscisses du domaine de calcul. La simulation RECY, qui réalise pour l'instant la meilleure estimation de ces grandeurs, tiendra lieu de référence.

Tout d'abord, on peut constater que les cas correspondants à la nouvelle formulation SEM (SEM1 à SEM4) réussissent à reproduire le profil de ces intensités avant la fin du domaine de calcul et avec une bonne précision. Les différences les plus grandes avec la référence sont observées en entrée du domaine, puis elles disparaissent progressivement à mesure que l'on approche de la sortie. Dans le cas SEM0, ces différences sont plus importantes que dans les autres cas, et elles persistent en fin de domaine. Toutefois, les intensités pour ce cas tendent à se rapprocher de la référence, au cours d'un processus qui semble être plus rapide dans la région interne que dans la région externe. Cet effet s'observe particulièrement bien sur les profils de v_{rms}^+ du cas SEM0, pour lequel l'écart à la référence se comble progressivement depuis la sous-couche visqueuse vers l'extérieur de la couche limite. En sortie du domaine, le profil de v_{rms}^+ pour SEM0 et pour RECY sont superposés en dessous de $y^+ = 100$. En revanche, les sous-estimations de v_{rms}^+ dans la région $y^+ = 400$ se conservent le long du domaine de calcul.

Bien que les cas SEM1 à SEM4 mènent à des profils très similaires en sortie de domaine, ils ne suivent pas le même trajet. En particulier, une analyse plus poussée des intensités à la station $x/\delta_0 = 1$ permet d'extraire les différences entre chaque méthode. D'abord, on constate que le profil de u_{rms}^+ est très proche d'un cas à l'autre, les différences s'observent donc plutôt sur les autres composantes et les tensions croisées. Plus précisément, une inhomogénéité verticale, dont on peut prouver le lien avec la séparation du signal en modes, est présente au départ de la simulation. Les cas SEM1 et SEM2 donnent quasiment les mêmes résultats, eux-mêmes différents de ceux des cas SEM3 et SEM4. Ceci suggère que ce sont les modifications du mode 2 qui influencent le plus les résultats. En effet, et comme c'était le cas pour le coefficient de frottement, chaque ajout de réalisme dans le mode 2 permet de rapprocher les intensités turbulentes de la référence. La région $40 < y^+ < 500$ du profil de v_{rms}^+

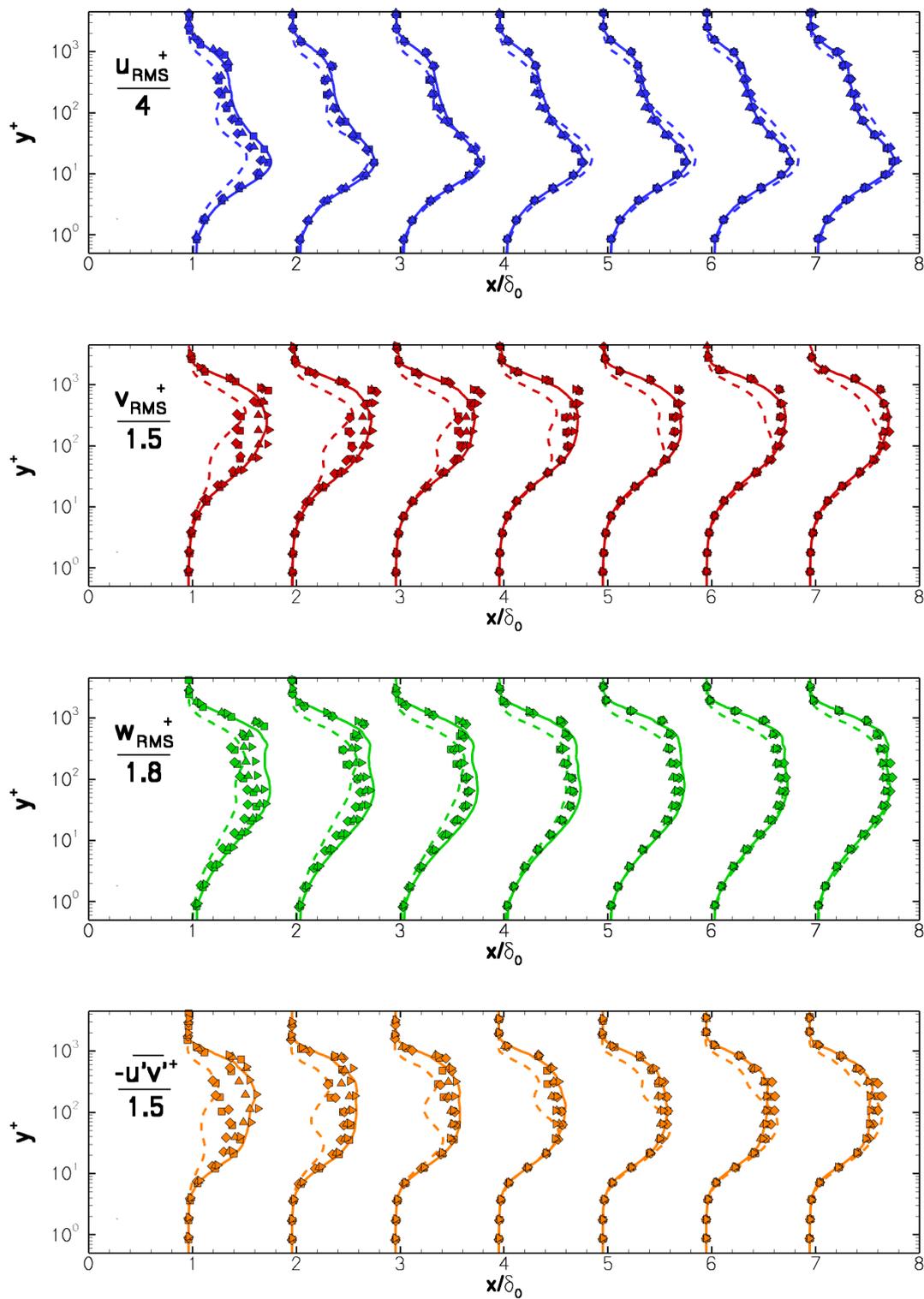


FIGURE 4.26 – Comparaison des différentes méthodes en termes d'intensités turbulentes. Un adimensionnement en variables de paroi, basé sur la vitesse de frottement locale, est retenu. Les lignes et les symboles sont définis dans le tableau 4.10.

à $x/\delta_0 = 1$ en est particulièrement représentative. Bien que ces effets ne modifient pas l'aspect final des profils, ils fournissent un point de départ intéressant pour de futures améliorations de la méthode.

Une analyse plus quantitative de ces profils est ensuite réalisée en évaluant l'intégrale de l'erreur commise par les conditions synthétiques. Celle-ci est calculée grâce aux formules ci-après, proposées à l'origine par Keating *et al.* [102], et représentée sur la figure 4.27 pour l'énergie cinétique turbulente et pour les tensions de Reynolds.

$$e_k(x) = \frac{\int_0^\delta |k_*(x,y) - k(x,y)| dy}{\int_0^\delta k_*(x,y) dy} \quad (4.54)$$

$$e_{u'v'}(x) = \frac{1}{\delta} \frac{\int_0^\delta |\overline{u'v'}_*(x,y) - \overline{u'v'}(x,y)| dy}{\max_y(|\overline{u'v'}_*(x,y)|)} \quad (4.55)$$

où k_* et $\overline{u'v'}_*$ correspondent respectivement à l'énergie cinétique turbulente et aux tensions de Reynolds du cas RECY.

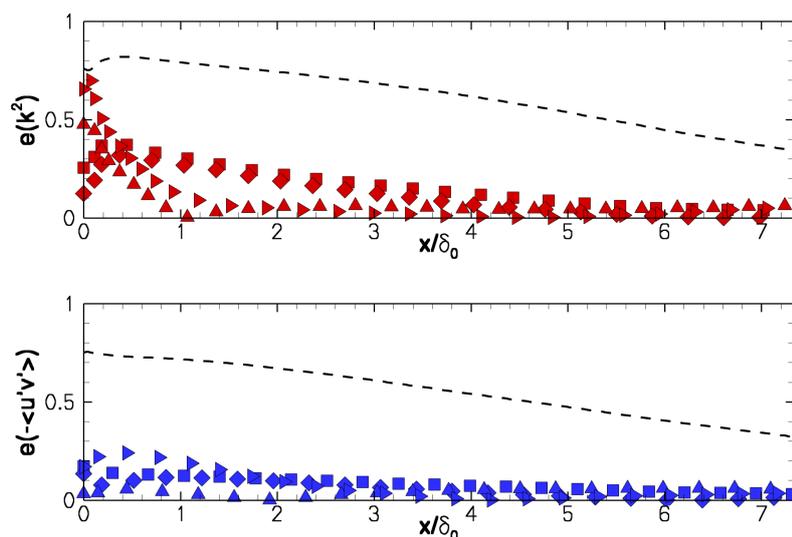


FIGURE 4.27 – Erreur intégrale sur l'énergie cinétique turbulente (haut) et sur les tensions de Reynolds (bas) entre les cas de turbulence synthétique et le cas de référence. Les définitions des erreurs sont données par les équations (4.54) et (4.55) ; les lignes et symboles sont définis dans le tableau 4.10.

La figure 4.27 montre que l'erreur sur les tensions de Reynolds chute sous les 10% dès $x/\delta_0 = 3$ pour les cas SEM1 à SEM4, alors que celle qui correspond au cas SEM0 reste au-dessus de 30% sur l'ensemble du domaine de calcul. Les courbes de l'erreur sur l'énergie cinétique turbulente présentent le même comportement général et montrent en outre que les cas SEM3 et SEM4 atteignent une erreur faible beaucoup plus rapidement que les cas SEM1 et SEM2. C'est une autre preuve que l'ajout de la fonction de forme LEGS-JSHK au mode 2 permet d'atteindre une turbulence réaliste plus rapidement. Notamment, les tensions de Reynolds sont prédites par le réglage SEM4 avec moins de 10% d'erreur de l'entrée jusqu'à la sortie du domaine.

4.5.4.3 Aspect instantané de la turbulence

Le jugement de ces méthodes synthétiques ne saurait se faire sans une observation de l'aspect visuel du contenu turbulent qu'elles génèrent. Sur la figure 4.28, les structures cohérentes introduites dans le cas SEM4 sont comparées à celle du cas RECY à l'aide d'une isosurface de critère $Q' = QU_\infty^2/\delta^2$. On n'observe plus de différence notable à partir de $x/\delta_0 = 1$. Avant cette station, il est encore possible de distinguer les structures brutes générées par la SEM, car les processus de diffusion par la viscosité ou par la turbulence n'ont pas encore eu le temps d'agir pour les modifier.

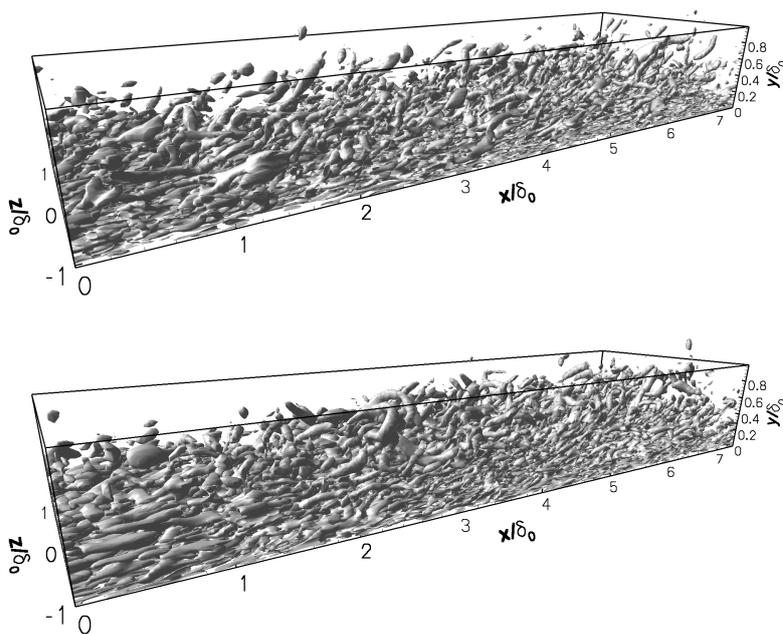


FIGURE 4.28 – Isosurfaces $Q' = 1$ du critère Q adimensionné pour les cas RECY (haut) et SEM4 (bas).

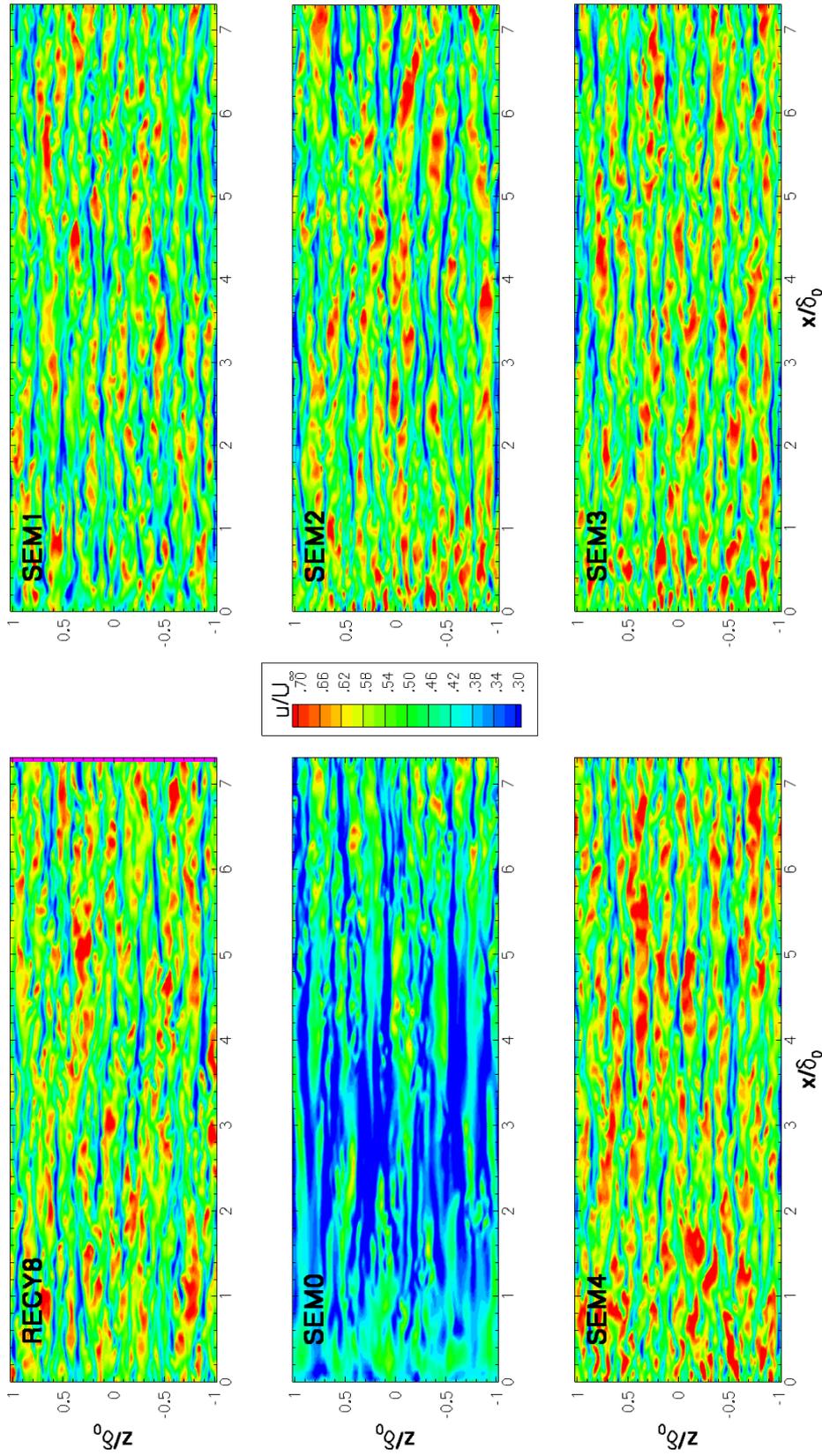


FIGURE 4.29 – Comparaison de la vitesse longitudinale produite par les différentes méthodes sur des plans parallèles à la paroi ($y_{\text{REF}}^+ = 15$)

Cette adaptation relativement rapide des structures turbulentes est également mise en évidence sur la figure 4.30. Les contours de la composante longitudinale de la vitesse sont représentés dans des plans orthogonaux à la direction de l'écoulement. Les champs de la station $x/\delta_0 = 4$ des cas RECY (Fig. 4.30(a)) et SEM4 (Fig. 4.30(c)) montrent d'importantes similarités. Leur comparaison avec le plan d'entrée de la simulation SEM4 (Fig. 4.30(b)) suggère que c'est le haut degré initial de réalisme de cette méthode qui aide à diminuer autant la distance d'adaptation de la turbulence.

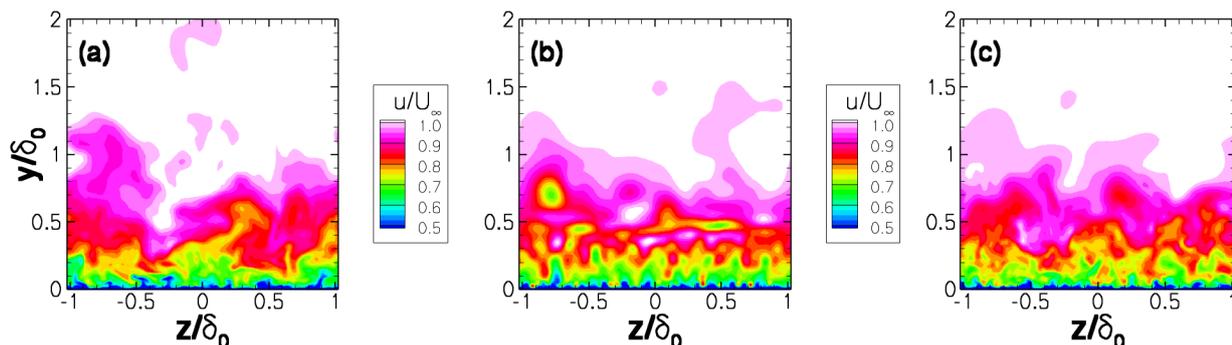


FIGURE 4.30 – Comparaison du champ instantané de la composante longitudinale de la vitesse pour les méthode SEM4 et RECY. (a) RECY, $x/\delta_0 = 4$; (b) SEM4, $x/\delta_0 = 0$; (c) SEM4, $x/\delta_0 = 4$

Ainsi, l'observation, sur la figure 4.29, du champ de la composante longitudinale de la vitesse sur des plans $y^+ = 15$ montre-t-elle que les streaks haute et basse vitesse sont présents dès l'entrée du domaine pour les cas SEM1 à SEM4. La dynamique de la région de proche-paroi semble donc correctement enclenchée pour ces derniers. Le plan correspondant au cas SEM0 montre que l'arrangement en streak apparaît progressivement le long du domaine, mais à des tailles et intensités encore inférieures à celles du cas RECY. Par ailleurs, on constate l'apparition de survitesses en entrée du domaine pour les cas SEM2 à SEM4. Il s'agit de l'effet de l'addition de la fonction de forme JHSK dans le mode 2, qui en surestimant les tensions croisées, occasionne un surproduction de fluctuations turbulentes.

Enfin, dans le but d'analyser les structures turbulentes introduites par la méthode originelle SEM0, une isosurface de critère Q' a été calculée. La figure 4.31 montre que la même isovaleur $Q' = 1$ ne met en évidence que des petits tourbillons, situés dans la région proche-paroi et n'apparaissant qu'en fin de domaine. Cette figure souligne l'augmentation progressive de la production de turbulence dans cette région, et l'inadaptation initiale de cette méthode. Pour pouvoir observer les structures effectivement introduites par la méthode SEM0, l'isovaleur doit être réduite d'un ordre de grandeur. L'isosurface obtenue est également proposée dans la figure 4.31. On peut remarquer que les tourbillons gaussiens isotropes ne ressemblent en rien à des structures tourbillonnaires classiquement rencontrées dans des écoulements pariétaux. Dans les travaux de Jarrin *et al.* [93], il a été proposé que ces grosses structures éclatent progressivement et forment les petites échelles adéquates de la turbulence pariétale, responsables du frottement. La figure 4.31 suggère au contraire que ce sont les petites échelles progressivement créées à la paroi qui diffusent vers l'extérieur de la couche limite et interagissent alors avec les grosses structures de la méthode SEM0. On peut émettre l'hypothèse qu'un processus de mélange turbulent (d'interaction entre échelles) permet de générer la gamme attendue d'échelles turbulentes.

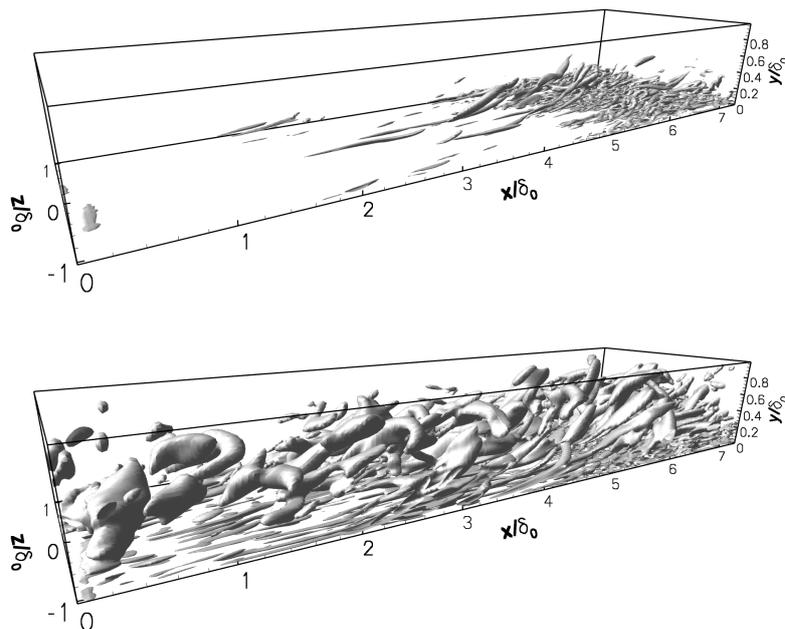


FIGURE 4.31 – Isosurfaces $Q' = 1$ (haut) et $Q' = 0,1$ (bas) du critère Q adimensionné pour la méthode SEM originelle (cas SEM0).

4.5.5 Bilan de la méthode

Dans cette section ont été proposées plusieurs extensions de la méthode initiale de Jarrin *et al.* [93]. D'abord, l'intérêt d'introduire dans la couche limite une **inhomogénéité d'échelles turbulentes** et une **inhomogénéité de forme** a été clairement souligné par la comparaison entre les cas SEM1 et SEM0. Ensuite, l'**ajout de réalisme** grâce à un champ de vitesse adapté à la dynamique locale de la turbulence a permis d'améliorer encore les résultats, déjà très proches de la référence. En particulier, l'utilisation des fonctions de forme JHSK ou TRANS surestime les tensions de Reynolds croisées en entrée du domaine. Cet effet permet de stimuler la production de turbulence de manière artificielle. De plus, grâce à l'utilisation de fonctions de forme qui miment les tourbillons les plus énergétiques de chaque région, ce sont les mécanismes naturels de production de la turbulence qui sont dopés. La SEM apparaît donc plus efficace qu'un ajout transversalement uniforme de turbulence comme dans la méthode de Spille-Kohoff & Kaltenbach [188], par exemple. Elle permet, entre autres, d'enclencher plus rapidement le cycle de régénération de la turbulence⁷ et occasionne des distances d'adaptations plus faibles.

Toutefois, il convient de préciser que les précédents résultats sont obtenus dans le cadre d'une méthode numérique donnée et à un nombre de Reynolds donné. Il n'est pas impossible que des écoulements pariétaux différents ou simulés différemment nécessitent un autre réglage de la méthode. Une couche limite turbulente à plus haut nombre de Reynolds, par exemple, dont la zone logarithmique sera beaucoup plus étendue, devra comporter plus de modes. A l'inverse, une couche limite à faible nombre de Reynolds, avec une zone logarithmique de très faible étendue, pourra en comporter moins. De ce point de vue, des travaux futurs pourront concerner une automatisation du découpage et du paramétrage des modes en fonction de ce nombre.

7. décrit au paragraphe § 1.2.1.6

4.6 Conclusions

Les travaux exposés dans ce chapitre ont permis de mettre au point une méthodologie pour la simulation d'une couche limite turbulente en développement spatial. De manière générale, on a montré que le paramètre dimensionnant principal pour le coût CPU du calcul était le nombre de cellules total. En particulier, la part du domaine consacrée à l'imposition des conditions d'entrée turbulentes pouvait être conséquente et augmenter significativement le coût de ces simulations spatiales, par rapport à celui de simulations temporelles. De ce point de vue, diverses actions ont été entreprises pour diminuer ce nombre en évaluant et en améliorant deux types de méthode de génération de turbulence : une méthode de recyclage et de remise à l'échelle, et une méthode de synthétisation de turbulence. Pour la première, l'impact des formules de remise à l'échelle sur l'écoulement lorsque le profil moyen de vitesse est imposé en entrée a été mesuré, ce qui a conduit à une simplification de celles-ci. Par ailleurs, il a été montré que l'ajout d'un décalage transverse entre le plan d'extraction et le plan d'entrée permettait de limiter la périodicité non physique de telles méthodes tout en ne modifiant pas les propriétés statistiques de l'écoulement. De ce point de vue, la méthode résultante est plus intégrable, car son champ d'application est plus vaste. En revanche, la distance d'adaptation n'a pas été réduite et une région d'équilibre au sein de l'écoulement est toujours nécessaire pour positionner la zone de recyclage. Ces dernières remarques ont motivé le développement de la deuxième méthode, qui permet de s'en affranchir. En particulier, trois extensions de la méthode (inhomogénéité d'échelles, de forme et ajout de réalisme) de Jarrin *et al.* [93] ont permis d'en augmenter les performances en termes de distance d'adaptation. Une méthodologie de simulation moins coûteuse est donc disponible dans le cas test choisi ici.

Chapitre 5

Stratégies de contrôle actif du frottement

Les travaux exposés dans ce chapitre concernent la simulation numérique de stratégies de contrôle actif du frottement dans une couche limite turbulente en développement spatial. L'objectif poursuivi est de dégager un mécanisme de réduction du frottement turbulent, qui puisse être facilement transposable à un cas expérimental. Pour obtenir une telle stratégie de contrôle, l'idée est de sélectionner une méthode parmi celles du chapitre 2, puis d'en proposer des modifications permettant son application pratique.

Ainsi qu'il l'a été mentionné à la fin du chapitre 2 (§ 2.6.5), le contrôle en opposition¹ est pris comme point de départ de ces travaux. En effet, il s'agit d'une stratégie simple, donc facile à mettre en œuvre numériquement, et qui permet de réduire efficacement le frottement turbulent d'un canal plan ou d'une conduite à section circulaire. On se propose dans un premier temps d'évaluer ses performances dans une couche limite turbulente en développement spatial, ce qui n'a pas été fait auparavant. Les méthodologies de simulation identifiées au chapitre 3 sont utilisées dans cette optique. Dans le même temps, une analyse physique poussée est réalisée pour trouver des pistes d'améliorations de cette stratégie. Une fois conçues, les stratégies améliorées sont évaluées à leur tour dans une couche limite en développement spatial. En particulier, deux séries de simulations sont réalisées. La première concerne un domaine réduit comportant 4,5 millions de cellules et permettant le stockage et l'analyse de données instationnaires volumiques. La deuxième concerne un domaine plus long, de 8,7 millions de cellules, pour lequel les statistiques de base – moments d'ordre 1 et 2 pour la vitesse – ont uniquement été analysées.

5.1 Méthode numérique

La couche limite de plaque plane est simulée grâce au code FLU3M dont les caractéristiques ont été décrites au chapitre 3. Le domaine de calcul est représenté sur la figure 5.1. Il a été séparé en 4 blocs de taille identique (environ 2 millions de cellules). En entrée de domaine, les blocs **A** et **B** se situent à des abscisses négatives. Ils sont consacrés à l'établissement de la turbulence par les conditions d'entrée. Les travaux de ce chapitre ayant été entrepris avant la mise au point des conditions d'entrées synthétiques (§ 4.5), une méthodologie utilisant une condition d'entrée de recyclage et de remise à l'échelle est retenue. Les blocs **C** et **D**, positionnés à des abscisses positives, sont consacrés à la mise en place du contrôle et à l'observation de ses effets. Comme précisé en introduction, plusieurs séries de simulations vont être réalisées. Leur paramètres en sont décrits dans le tableau 5.1.

1. voir aussi la synthèse bibliographique le concernant au paragraphe § 2.5.1.1

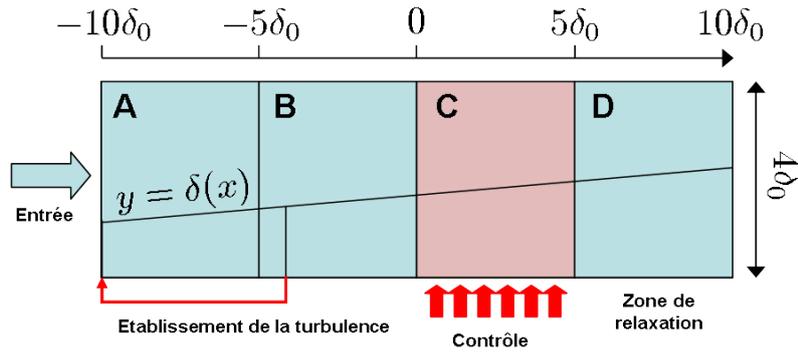


FIGURE 5.1 – Représentation schématique et dimensions du domaine de calcul.

Simulation	Blocs				Schéma spatial	Profil de vitesse	Plan d'extraction
	A	B	C	D			
K1	×	×			AUSM+(P)	PLR	$x = 0$
K2	×	×	×	×	SENSEUR	PLR	$x = 0$
K3	×	×	×	×	SENSEUR	PLR	$x = -4\delta_0$

TABLE 5.1 – Paramètres utilisés pour les simulations de contrôle. Le schéma spatial fait référence aux considérations du paragraphe § 3.7.2.3. Le profil de vitesse PLR est représenté sur la figure 4.3 et ses propriétés sont rappelées dans le tableau 4.5.

Afin de limiter le coût de telles simulations, et permettre la réalisation de plusieurs séries de tests, la modélisation de la turbulence de type LES, décrite au chapitre 3, est choisie. Enfin, le contrôle sera implémenté par une condition aux limites de transpiration (équation (3.87)), à l'instar des nombreuses études déjà présentées sur le sujet.

5.2 Stratégies de contrôle actif

5.2.1 Le contrôle en opposition (OPPO)

Le principe du contrôle en opposition est d'imposer à la paroi une vitesse verticale opposée à celle qui règne dans l'écoulement à une certaine altitude y_d :

$$v(x, y = 0, z, t) = -v(x, y_d, z, t) \quad (5.1)$$

La figure 5.2 représente la vitesse pariétale qui en résulte. On peut y identifier un motif en particulier, qui consiste en deux zones moyennes de vitesse opposée allongées dans la direction de l'écoulement. Celui-ci correspond à la vitesse induite dans cette région par les tourbillons quasi-longitudinaux (TQL), identifiés au chapitre 1. La figure 5.2 contient également l'évolution longitudinale de la vitesse pariétale moyenne et r.m.s. Après une rapide adaptation, ces deux grandeurs se stabilisent à des valeurs constantes. En particulier, la vitesse moyenne peut être considérée comme nulle. Cette observation justifie *a posteriori* l'utilisation dans l'équation (5.1) de la vitesse brute et non de la fluctuation de vitesse, comme préconisé par Choi *et al.* [26]. En effet, nos simulations concernant une couche limite spatiale, il n'est pas nécessaire d'imposer un débit moyen strictement nul à la paroi, contrairement au cas de

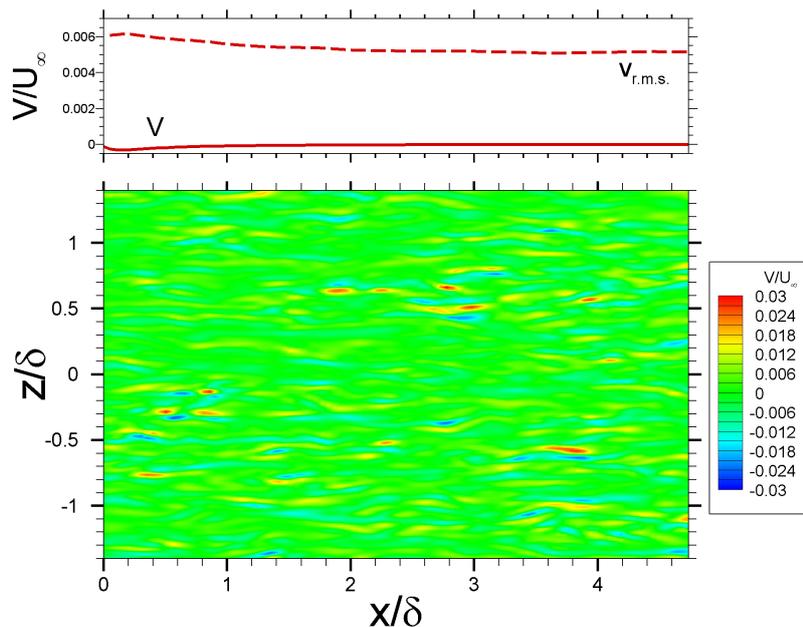


FIGURE 5.2 – Champ instantané de vitesse verticale à la paroi pour un contrôle en opposition. Les évolutions longitudinales de la vitesse moyenne à la paroi et de sa valeur r.m.s. sont reportées dans la partie supérieure de la figure.

couches limites temporelles².

Le lien suggéré entre la loi de contrôle (5.1) et les TQL est visible plus clairement sur la figure 5.3. Les TQL sont mis en évidence par des contours de critère Q positif, pondérés par le signe de la vorticité longitudinale. La vitesse pariétale imposée par le contrôle, représentée par des vecteurs vitesses rouges, s’oppose à la vitesse induite par les TQL. En comparant le champ de vitesse longitudinale de la figure 1.13 avec celui de la figure 5.3, on constate que le contrôle en opposition a pour effet d’homogénéiser cette grandeur dans un proche voisinage de la paroi. Ainsi que l’avaient remarqué Choi *et al.* [26], les zones de fort cisaillement habituellement présentes dans la sous-couche visqueuse sont repoussées à des altitudes supérieures. Ce phénomène correspond à la création d’un mur virtuel qui protège la paroi des influences de ces zones. La vitesse longitudinale entre ce mur virtuel et la paroi est en moyenne plus faible et plus homogène, ce qui a pour conséquence de réduire le frottement.

Dans le but de mieux comprendre comment sont reliées l’imposition d’une vitesse pariétale et la réduction de frottement, des densités de probabilité jointes du frottement et de la vitesse du contrôle en opposition (composante verticale à $y^+ = 12$) ont été calculées à partir des données de la simulation K1³. Si X et Y sont deux variables aléatoires, leur densité de probabilité jointe est la fonction $p_{X,Y}(x,y)$ telle que

$$\mathbb{P}(x \leq X \leq x + dx, y \leq Y \leq y + dy) = p_{X,Y}(x,y) dx dy$$

Elles sont représentées sur la figure 5.4. Dans le cas de référence, on observe un comportement diff rent suivant que la fluctuation de vitesse est positive ou négative. En particulier, les fluctuations de vitesse positives correspondent à des fluctuations de frottement négatives,

2. Voir la note 6 du chapitre 2

3. Des régions de l’écoulement ont été extraites et stockées à intervalle régulier pendant la simulation. Afin d’obtenir des statistiques convergées pour un coût raisonnable, les données ont été moyennées dans la direction – inhomogène – de l’écoulement sur une faible distance ($< 3\delta_0$).

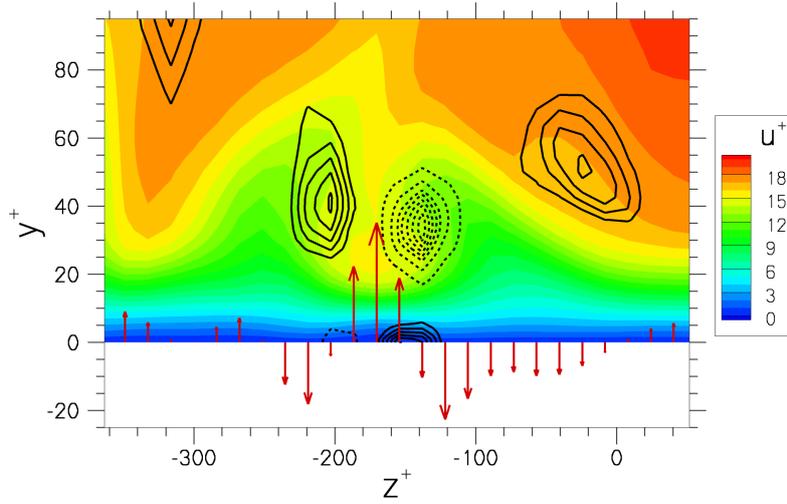


FIGURE 5.3 – Contours de la composante longitudinale de la vitesse dans un plan transverse à l'écoulement dans le cadre d'un contrôle en opposition. Les TQL sont identifiés par des lignes de critère Q positif pondérées par le signe de la vorticité longitudinale. Le contrôle est représenté à la paroi sous la forme d'un champ de vecteurs.

dont l'amplitude ne dépend pas ou peu de celle de la vitesse. En revanche, les fluctuations de vitesse négatives sont plus probablement associées à des sur-frottements dont l'amplitude est proportionnelle à celle de la vitesse :

$$\frac{v'}{\sigma_v} = -0,24 - \frac{C'_f}{\sigma_{C_f}} \quad \text{pour } v' < 0$$

Ceci suggère que les événements associés à des fluctuations de vitesse négatives sont susceptibles d'augmenter beaucoup plus le frottement local que ne le réduisent les fluctuations positives.

En second lieu, l'observation de la densité de probabilité jointe dans le cas du contrôle en opposition montre que le comportement de ces variables s'organise autour d'une courbe remarquable, dont l'équation approchée est :

$$\frac{v'}{\sigma_v} = 2,4 \ln \left(\frac{C'_f}{\sigma_{C_f}} + 0,95 \right) \quad (5.2)$$

On rappelle que, dans le cadre de notre contrôle en opposition, la grandeur $v' = v(x, y = y_d, z, t) - \bar{v}(y_d)$ peut être directement interprétée comme l'opposée de la vitesse pariétale à condition que l'hypothèse $\bar{v}(y_d) = 0$ soit vérifiée, ce qui est le cas ici. La formule (5.2) peut donc s'écrire approximativement :

$$\frac{v'_w}{\sigma_{v_w}} = -2,4 \ln \left(\frac{C'_f}{\sigma_{C_f}} + 0,95 \right) \quad (5.3)$$

où v_w est la vitesse pariétale. Cette information s'interprète de la manière suivante. Considérons que le contrôle impose à un instant donné et à un endroit donné une fluctuation de vitesse v' . Sur le graphe 5.4(b), la densité de probabilité du frottement conditionnelle à cette fluctuation se lit sur la droite d'équation $y = v'$. La fluctuation de frottement engendrée la plus probable correspond alors au maximum de cette distribution conditionnelle. L'ensemble de ces valeurs

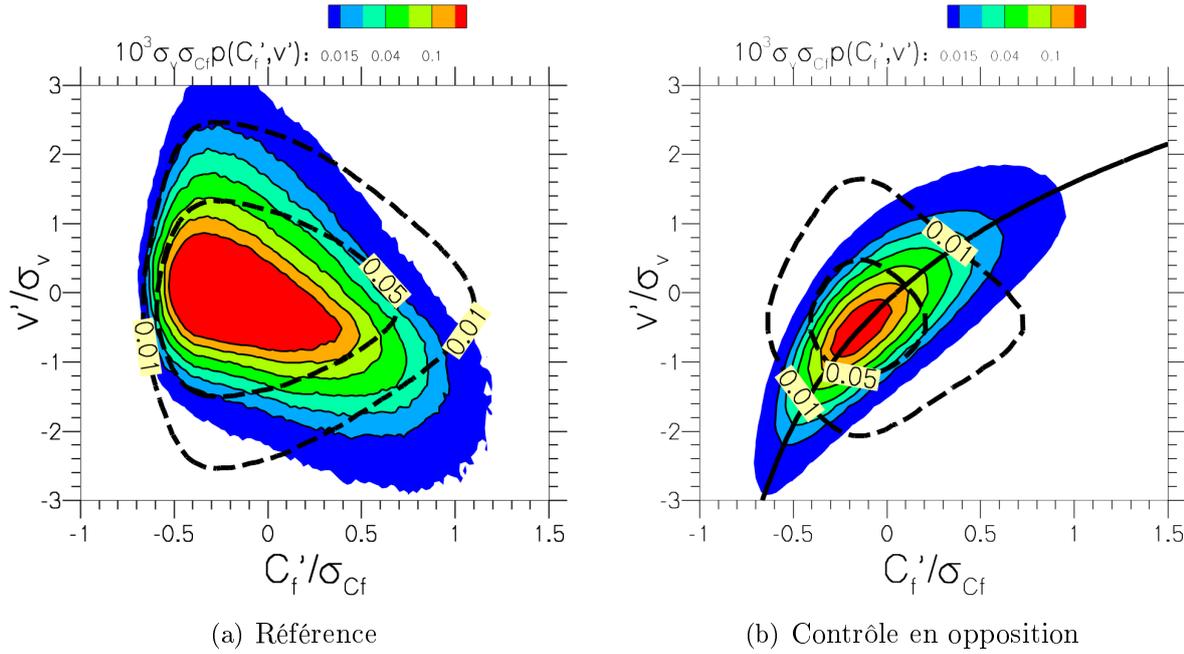


FIGURE 5.4 – Densités de probabilités jointes du frottement et de la vitesse verticale à l'altitude $y^+ = 12$. La courbe noire de la figure 5.4(b) a pour équation $v'/\sigma_v = 2,4 \ln(C_f'/\sigma_{C_f} + 0,95)$. Les niveaux en pointillés correspondent au produit des densités de probabilité marginales de chacune des variables.

maximum est balayé par la courbe d'équation (5.2) et indique donc le comportement le plus probable d'une variable par rapport à l'autre.

Celui-ci est inversé par rapport à celui de l'écoulement non contrôlé. Une fluctuation de vitesse négative à $y^+ = 12$, se traduisant par une vitesse de contrôle positive à la paroi, correspond à une fluctuation négative du frottement. A l'opposé, une fluctuation de vitesse positive à $y^+ = 12$ – une aspiration à la paroi – correspond statistiquement à un sur-frottement. Ces résultats rappellent notamment le comportement d'une couche limite dans le cas d'un soufflage ou d'une aspiration uniforme (paragraphes § 2.4.1.2 et § 2.4.4.1).

En comparaison avec le cas de référence, la modification par le contrôle en opposition de la densité de probabilité dans la partie $v' < 0$ est bénéfique pour le frottement, puisque les évènements générateurs de sur-frottements intenses ont été transformés en sous-frottements. En revanche, le bénéfice des sous-frottements dus aux fluctuations positives de vitesse dans le cas de référence n'a pas été conservé et d'intenses sur-frottements peuvent être au contraire observés.

5.2.2 Le Blowing-Only Opposition Control (BOOC)

Les précédentes remarques suggèrent qu'une loi de contrôle composée des seuls soufflages du contrôle en opposition, permettrait de supprimer les sur-frottements, tout en conservant le bénéfice "naturel" des sous-frottements. Cette analyse nous a conduit à proposer la stratégie suivante :

$$v(x, y = 0, z, t) = \max(0, -v(x, y_d, z, t)) \quad (5.4)$$

appelée en anglais *Blowing-Only Opposition Control* ou BOOC, par la suite. Le champ de vitesse pariétale résultant est représenté sur la figure 5.5 à un instant donné. Les zones de

soufflage ont le même aspect que celles du contrôle en opposition. L'évolution longitudinale de la vitesse pariétale moyenne et de son écart-type montre que celles-ci augmentent légèrement le long du domaine de contrôle. Toutefois, leur augmentation est plus faible après $x/\delta_0 = 3$, suggérant une relative stabilisation.

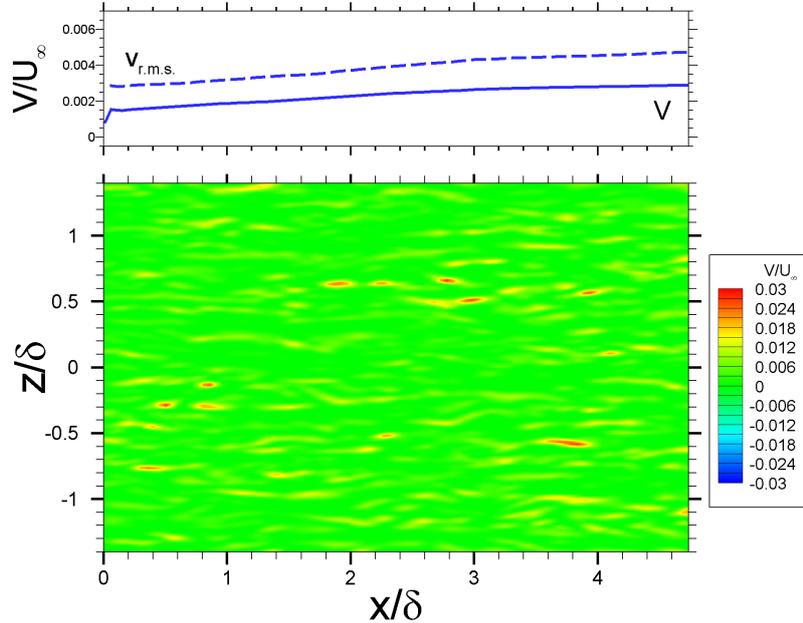


FIGURE 5.5 – Champ instantané de vitesse verticale à la paroi pour un contrôle BOOC. Les évolutions longitudinales de la vitesse moyenne à la paroi et de sa valeur r.m.s. sont reportées dans la partie supérieure de la figure.

Il convient de préciser ici que cette stratégie de contrôle était déjà mentionnée dans les travaux de Choi *et al.* [26], qui la nommaient *active blowing* (soufflage actif). Toutefois, ces auteurs ne montraient aucun résultat quantitatif sur celle-ci. Ils l'ont utilisée pour rechercher un mécanisme particulier de réduction de frottement. Le contrôle BOOC n'est donc pas une nouveauté en soit, mais son utilisation dans le cadre d'une couche limite spatiale va permettre de produire pour la première fois des résultats quantitatifs.

5.2.3 Le contrôle CFCUT

De manière générale, l'analyse de la partie $v' < 0$ des densités de probabilités jointes de la figure 5.4 suggère un mécanisme d'action simple : il s'agit, en réponse à un sur-frottement, d'imposer une vitesse pariétale positive pour s'y opposer et occasionner un sous-frottement. Les deux précédentes stratégies contiennent ce mécanisme, qui s'exprime à travers les boucles fermées des équations (5.1) et (5.4). Celles-ci extraient de l'information de l'intérieur de l'écoulement, ce qui peut se révéler difficile en pratique. Il est possible de proposer une stratégie contenant ce mécanisme d'action, en utilisant uniquement de l'information pariétale. Elle consiste à mesurer le coefficient de frottement en tout point de la paroi, puis de le comparer à une valeur seuil C_f^{CUT} , dit frottement de coupure. Dans le cas où il excède ce seuil, une vitesse positive donnée est appliquée à la paroi. Cette stratégie, appelée CFCUT par la suite, est formalisée ainsi :

$$v(x, y = 0, z, t) = V_{\text{imp}} \text{ si } C_f(x, z, t) > C_f^{\text{CUT}} \quad (5.5)$$

La vitesse V_{imp} est choisie en dehors du calcul. Pour une première évaluation, la valeur de $v_{\text{r.m.s.}}$ pour l'écoulement non-contrôlé à l'altitude $y^+ = 12$ a été choisie, soit

$$V_{\text{imp}} \approx 0,0073U_\infty$$

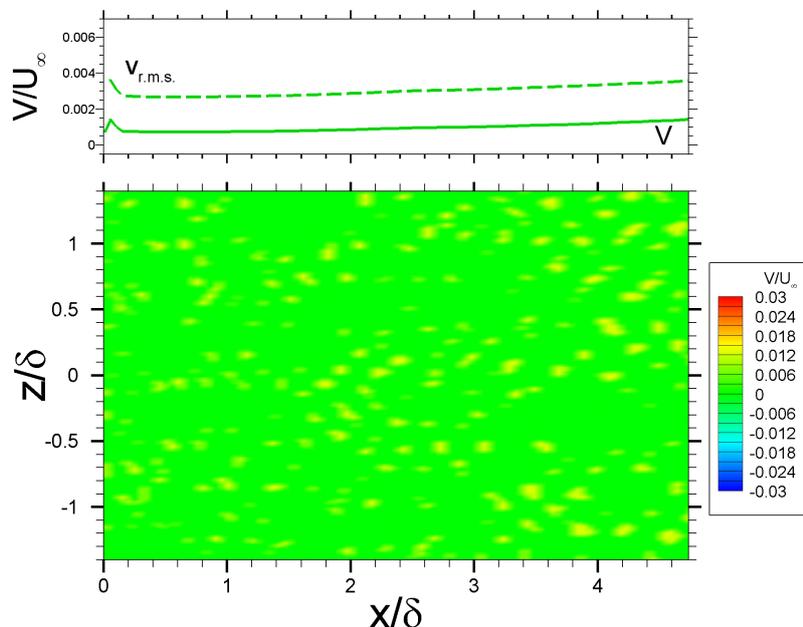


FIGURE 5.6 – Champ instantané de vitesse verticale à la paroi pour un contrôle CFCUT. Les évolutions longitudinales de la vitesse moyenne à la paroi et de sa valeur r.m.s. sont reportées dans la partie supérieure de la figure.

Le champ de vitesse pariétale résultant est montré sur la figure 5.6. Sa topologie est radicalement différente de celle des précédentes stratégies. Les zones de soufflages s'organisent plutôt en chapelets longitudinaux de petites taches. Par ailleurs, leur nombre et leur intensité semble augmenter avec l'abscisse. En effet, la vitesse moyenne et son écart-type croissent de plus en plus vite le long du domaine contrôlé, suggérant un comportement divergeant.

5.3 Analyse de l'écoulement de proche-paroi. Approche probabiliste

Ainsi qu'annoncé dans l'introduction de ce chapitre, une première évaluation de ces stratégies de contrôle est réalisée sur un domaine de calcul réduit. Ce choix permet d'une part des simulations à moindre coût et rend possible d'autre part la sauvegarde instantanée de données tridimensionnelles. Dans cette section, les stratégies sont analysées à travers leur capacité à réduire le coefficient de frottement, puis à modifier l'écoulement de proche-paroi. Malencontreusement, les données correspondant aux abscisses positives d'une simulation non-contrôlée ne sont pas disponibles pour cette campagne de calcul uniquement. Elles ont été remplacées par des paramètres nominaux dans certains cas, ou par les données correspondant aux abscisses négatives des simulations de contrôle dans d'autres cas.

Un sous-ensemble réduit des paramètres de chaque simulation a été testé. En particulier, deux plans de détection ($y_d^+ = 9$ et $y_d^+ = 12$) ont été choisis pour le contrôle en opposition

et le BOOC, et trois valeurs seuil du coefficient de frottement ($C_f = 0,004$; $C_f = 0,003$ et $C_f = 0,002$) ont été essayées pour la stratégie CFCUT. Ces trois frottement correspondent à $\overline{C_f} + 0,84C_{f,r.m.s.}$, $\overline{C_f} + 0,27C_{f,r.m.s.}$ et $\overline{C_f} - 0,3C_{f,r.m.s.}$. La première valeur est un évènement de surfrottement intense plutôt rare, la deuxième est plus courante, et la troisième est un sous-frottement qui correspond au maximum de la densité de probabilité⁴.

5.3.1 Coefficient de frottement

Les stratégies sont d'abord évaluées en termes de réduction de frottement. On utilise ici la réduction maximale enregistrée par rapport au coefficient de frottement nominal de référence :

$$\Delta\mathcal{D}_{\max} = \max_{0 < x < 5\delta_0} \frac{C_f(x) - C_{f,nom}^{\text{REF}}}{C_{f,nom}^{\text{REF}}} \quad (5.6)$$

De tels résultats sont présentés dans le tableau 5.2.

CAS	Paramètre	$\Delta\mathcal{D}_{\max}$ (%)
OPPO	$y_d^+ = 9$	-16,2
OPPO	$y_d^+ = 12$	-21,8
BOOC	$y_d^+ = 9$	-42
BOOC	$y_d^+ = 12$	-56
CFCUT	$\tilde{C}_f^{\text{CUT}} = -0,3$	-50,6
CFCUT	$\tilde{C}_f^{\text{CUT}} = 0,27$	-26,8
CFCUT	$\tilde{C}_f^{\text{CUT}} = 0,84$	-13,8

TABLE 5.2 – Réduction de frottement maximale ($\Delta\mathcal{D}_{\max}$) pour les différentes stratégies envisagées dans cette partie. L'altitude y_d correspond à celle du plan de détection du contrôle en opposition. La variable réduite \tilde{C}_f est définie par $(C_f - \overline{C_f})/C_{f,r.m.s.}$.

Tout d'abord, on observe que les réductions de frottement occasionnées par le contrôle en opposition sont du même ordre de grandeur que celle reportées dans la littérature (20 – 25%). L'effet de la position du plan de détection, déjà identifié par Chang *et al.* [22] ou Hammond *et al.* [82], est également reproduit avec la même tendance : il existe une position optimale de ce plan, qui est proche de l'altitude à laquelle la production de turbulence est maximale. Comme attendu, le contrôle BOOC occasionne des réductions de frottement sensiblement plus grandes que le contrôle en opposition. Le rapport des réductions de frottement entre les deux stratégies ne semble pas dépendre de la position du plan de détection et vaut 2,5. La stratégie CFCUT permet également de réduire le frottement de manière efficace. Toutefois, la valeur seuil influence beaucoup ses résultats. Plus celle-ci est faible, plus la stratégie est efficace.

L'observation de la densité de probabilité de la contrainte de cisaillement, proposée sur la figure 5.7, donne plus de précisions sur la manière dont le contrôle réduit le frottement. Pour le contrôle en opposition ainsi que pour le contrôle BOOC, l'aspect général de la courbe est similaire à celui d'une courbe de référence⁵, c'est-à-dire légèrement asymétrique, et dont le maximum est positionné à une abscisse plus faible que la moyenne. L'effet

4. La densité de probabilité du coefficient de frottement dans une couche limite turbulente sans gradient de pression est asymétrique [85], et le frottement correspondant au maximum est plus faible que le frottement moyen.

5. Voir les travaux de Hu *et al.* [85], ou la figure 5.13 de ce mémoire.

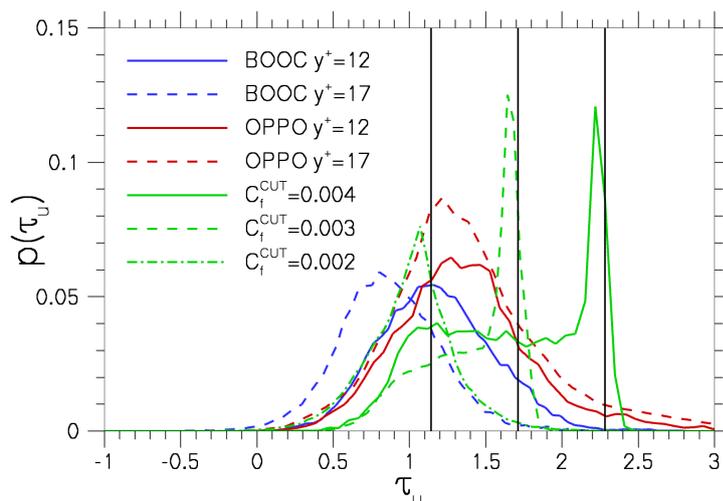


FIGURE 5.7 – Densité de probabilité de la contrainte de cisaillement pariétale pour les différentes stratégies testées dans cette partie. Les trois traits verticaux correspondent aux trois valeurs seuil testées pour la stratégie CFCUT.

du contrôle dans ces deux cas est principalement de décaler la courbe vers des valeurs plus faibles de contrainte pariétale, en rendant moins probable l'occurrence d'évènements extrêmes. C'est d'autant plus le cas que le plan de détection est proche de sa position optimale.

On note par ailleurs l'occurrence de frottement négatif. La probabilité d'un tel évènement vaut $2,7 \cdot 10^{-3}$ pour le contrôle BOOC et $2,34 \cdot 10^{-4}$ pour le contrôle en opposition. Cette probabilité est nulle pour la partie non contrôlée des simulations, située aux abscisses négatives. Or, l'occurrence de frottement négatif a déjà été remarquée dans des simulations numériques directes par Spalart & Coleman [187] et Hu *et al.* [85] avec des probabilités de l'ordre de $6,2 \cdot 10^{-4}$ à un nombre de Reynolds de $Re_\tau = 720$. Ces deux équipes rapportent également que ce chiffre a tendance à augmenter avec le nombre de Reynolds. Afin de vérifier si l'origine de cet effet est liée au maillage, une simulation de contrôle utilisant la stratégie BOOC a été réalisée avec un maillage deux fois plus résolu dans les directions longitudinale et transverse. L'apparition de zones de frottement négatif a encore été observée, et n'est donc pas due à la résolution du maillage. L'origine physique de ce phénomène a donc été postulée, dans le sens où la vitesse imposée par le contrôle peut être localement assez forte pour provoquer un blocage de l'écoulement de sous-couche visqueuse amont et conséquemment une petite recirculation. Cet effet se comprend assez bien dans le cas d'une zone de soufflage fixe (il est notamment observé pour le jet continu dans les simulations de Dandois [42], Fig. 4.10), mais est plus difficile à appréhender dans le cas du BOOC, où les zones de soufflage sont de faible étendue et sont convectées dans la direction longitudinale. Étant données les faibles probabilités, ce phénomène, naturellement associé à cette stratégie de contrôle, sera considéré comme négligeable.

Les densités de probabilité de frottement de la simulation contrôlée par la stratégie CFCUT ont une allure singulièrement différente des précédentes. On observe une nette saturation à la coupure, qui se traduit par un pic légèrement en-dessous de la valeur seuil. Tous les évènements correspondant à des valeurs supérieures sont ramenés à la coupure par le contrôle. Dans le cas où la valeur seuil est la plus faible, toutefois, des évènements bien supérieurs à celle-ci sont

encore observés, montrant que le contrôle ne réussit pas à limiter correctement les occurrences de sur-frottement. Il semble donc dans ce cas que la vitesse imposée par le contrôle ne soit pas assez intense, et ne suffise pas à diminuer localement le cisaillement pariétal.

La formulation même de la stratégie CFCUT, ainsi que l'allure des densités de probabilités en résultant, suggèrent que le contrôle n'est pas activé continuellement, contrairement aux deux autres stratégies. La proportion du temps de simulation pendant laquelle il est activé peut être évaluée à partir de capteurs de frottement en calculant la variable $\%T$:

$$\%T = \frac{1}{T} \int_T i(t) dt$$

où

$$i(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } C_f(t) > C_f^i \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Lorsque $C_f^i = C_f^{\text{CUT}}$, on définit la variable $\%T_1$, qui mesure la proportion du temps de simulation où le frottement est supérieur à la valeur seuil⁶. L'évolution de cette variable le long du domaine de contrôle est représentée sur la figure 5.8.

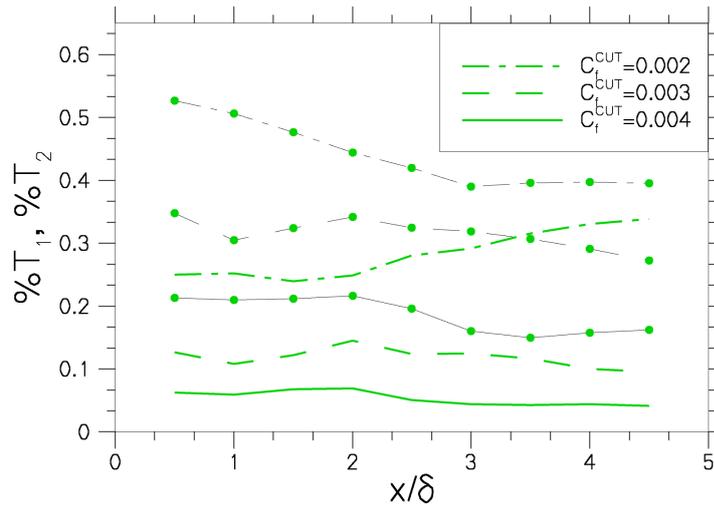


FIGURE 5.8 – Proportions temporelles d'activation du contrôle CFCUT le long du domaine de contrôle, pour les trois valeurs seuil testées. Les courbes pointées correspondent à $\%T_2$, les autres à $\%T_1$.

Pour les deux cas les moins contraignants, $C_f^{\text{CUT}} = 0,003$ et $C_f^{\text{CUT}} = 0,004$, la proportion d'activation du contrôle diminue en fonction de x . Ceci signifie que la valeur moyenne du frottement diminue avec x . Pour ces valeurs, la stratégie semble donc être efficace. En revanche, pour le cas $C_f^{\text{CUT}} = 0,002$, le contrôle est de plus en plus souvent activé le long du domaine de calcul. L'action de soufflage imposée par la boucle de contrôle n'est donc pas assez efficace pour supprimer durablement les surfrottements. En définissant la variable $\%T_2$, pour laquelle C_f^i est fixée à la valeur de frottement correspondant au maximum de la densité de probabilité de chaque cas, on peut observer par différence la proportion d'événements contenu entre le maximum de la distribution et la valeur seuil. Pour $C_f^{\text{CUT}} = 0,002$, $\%T_2 - \%T_1$ diminue fortement avec x , alors qu'elle est relativement constante pour les autres cas. Ceci suggère que

6. Le contrôle s'applique en début d'itération à partir du frottement obtenu à la fin de l'itération précédente. Les capteurs de frottement disponibles sont affichés en fin d'itération tous les 10 pas de temps.

la distribution de frottement évolue en fonction de x : la proportion d'évènements supérieurs à la valeur seuil augmentent au détriment de ceux qui sont situés au voisinage du pic. C'est donc une preuve que la stratégie n'est pas stable et qu'une action plus forte est nécessaire pour que $\%T_1$ diminue à nouveau. Malgré cette divergence, le cas $C_f^{\text{CUT}} = 0,002$ correspond à la meilleure réduction de frottement moyenne.

5.3.2 Structure de l'écoulement de proche-paroi

5.3.2.1 Lien entre vitesse et frottement

De la même manière que pour le contrôle en opposition (figure 5.4), on peut analyser le lien statistique entre la vitesse verticale au niveau du plan de détection et le coefficient de frottement. La figure 5.9 indique un comportement différent suivant que le signe de v' . Pour des vitesses verticales positives, la densité de probabilité jointe du cas BOOC rappelle celle du cas de référence. À l'opposé, dans la partie $v' < 0$, la densité de probabilité jointe rappelle singulièrement celle du contrôle en opposition, selon laquelle des sous-frottement sont associés à des vitesses négatives à $y^+ = 12$. On peut vérifier sur la figure 5.9(b) que la distribution jointe du cas BOOC s'aligne sur celle du cas OPPO pour les vitesses négatives.

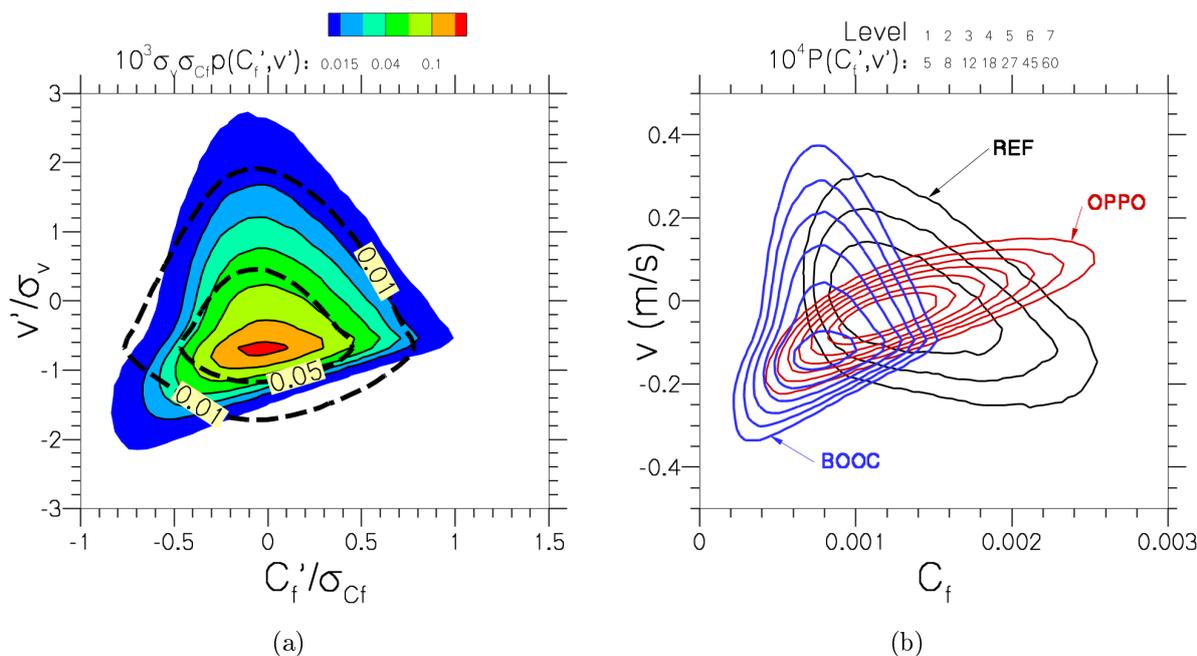


FIGURE 5.9 – Probabilités jointes du frottement et de la vitesse verticale à l'altitude $y^+ = 12$ pour le contrôle BOOC (a). Sur la figure (a), les niveaux en pointillés correspondent au produit des densités de probabilité marginales de chacune des variables. Le cas du contrôle en opposition et celui de la référence ont été superposés sur la figure (b).

Ce double comportement se retrouve aussi sur les densités de probabilités jointes de la vitesse longitudinale et du frottement, présentées sur la figure 5.10. La figure 5.10(a), d'abord, indique que ces deux grandeurs ont un lien statistique quasi-linéaire, selon lequel leur occurrence conjointe la plus probable s'articule autour de la courbe $u'/\sigma_u = 3,5C_f'/\sigma_{C_f}$. Ce lien est radicalement modifié par le contrôle en opposition (figure 5.10(b)), dont l'effet est de symétriser les distributions de chaque grandeur par rapport aux axes $u' = 0$ et $C_f' = -0,1$, respectivement. L'apparition de ces axes de symétrie suggère que le contrôle en opposition homogénéise ces deux grandeurs.

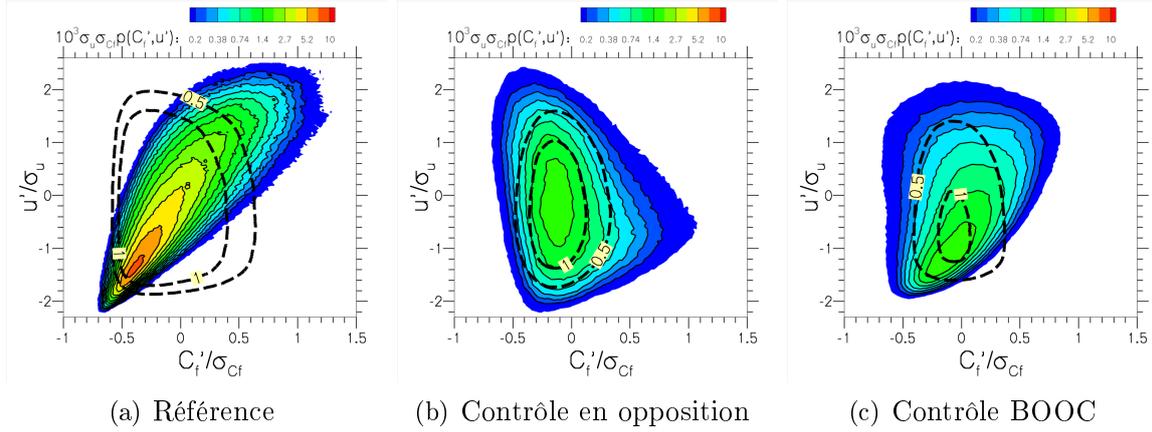


FIGURE 5.10 – Densités de probabilités jointes du frottement et de la vitesse longitudinale à l’altitude $y^+ = 12$. En pointillés, deux niveaux du produit des densités de probabilités marginales ont été ajoutés à chaque figure.

D’autre part, on peut déduire de l’aspect des densités de probabilité jointes une information sur la corrélation entre les variables. En effet, lorsque deux variables aléatoires X et Y sont indépendantes, leur densité de probabilité jointe est égale au produit de chaque densité de probabilité :

$$p_{X,Y}(x,y) = p_X(x)p_Y(y)$$

Par ailleurs, le coefficient de corrélation entre les deux variables s’exprime comme :

$$\begin{aligned} C_{XY} &= \frac{\langle XY \rangle - \langle X \rangle \langle Y \rangle}{\sigma_X \sigma_Y} \\ &= \frac{1}{\sigma_X \sigma_Y} \left(\iint_{x,y} xy p_{X,Y}(x,y) dx dy - \int_x x p_X(x) dx \int_y y p_Y(y) dy \right) \end{aligned} \quad (5.7)$$

Selon l’équation (5.7), deux variables aléatoires indépendantes ont un coefficient de corrélation nul. La densité $c_{X,Y}(x,y) = p_{X,Y}(x,y) - p_X(x)p_Y(y)$ mesure donc la corrélation entre les variables aléatoires X et Y . Sur la figure 5.10(b), la densité de probabilité jointe se rapproche du produit des densités de probabilité simples, indiquant donc une tendance à la décorrélation. Dans le cas du contrôle BOOC, présenté sur la figure 5.10(c), on retrouve l’homogénéisation de la densité de probabilité jointe pour le demi-plan $u' > 0$ et le comportement de l’écoulement de référence pour le demi-plan $u' < 0$.

Cette analyse du lien entre frottement et fluctuations de vitesse montre que le contrôle en opposition inverse la façon dont ils sont reliés. Le tableau 5.3 illustre cette inversion en comparant les associations les plus statistiquement probables entre ces grandeurs. Dans les figures 5.4, 5.9, et 5.10, on identifie dans les demi-plans $C_f' > 0$ et $C_f' < 0$ le quart de plan comportant les plus grandes valeurs de probabilité jointe. Ces associations permettent alors d’identifier le quadrant du plan $(u' - v')$ qui est le plus probablement observé au-dessus d’un surfrottement ou d’un sousfrottement :

Le quadrant Q_2 (resp. Q_4), auparavant associé à un sous-frottement (resp. un surfrottement) est à présent relié à un sur-frottement (resp. un sous-frottement). Par ailleurs, alors que les deux composantes u et v sont fortement corrélées au frottement dans le cas de référence, c’est principalement la composante verticale qui gouverne la dynamique de proche-paroi dans le cas contrôlé, la densité de probabilité de la composante longitudinale y étant

	Non-contrôlé	Contrôle en opposition
$C'_f > 0 \Leftrightarrow$	$\{u' > 0 \quad v' < 0\} \quad Q_4$	$\{u' < 0 \quad v' > 0\} \quad Q_2$
$C'_f < 0 \Leftrightarrow$	$\{u' < 0 \quad v' > 0\} \quad Q_2$	$\{u' > 0 \quad v' < 0\} \quad Q_4$

TABLE 5.3 – Inversion de la relation entre quadrants et frottement par le contrôle en opposition

décorrélée du frottement. Dans le cas du contrôle BOOC, seuls les événements Q_4 sont modifiés. Le lien entre les événements Q_2 et le frottement est identique à celui de l'écoulement non contrôlé. Dans les deux cas, le contrôle prend le pas sur la dynamique de proche-paroi en imposant une relation entre le frottement et la vitesse verticale.

5.3.2.2 Analyse en quadrants

Selon une méthode proposée par Lu & Willmarth [136], on peut décomposer les tensions de Reynolds $u'v'$ instantanées selon leur position dans le plan $(u' - v')$, comme schématisé sur la figure 1.9. En calculant une densité de probabilité jointe prémultipliée de cette grandeur, on peut visionner directement sur une figure la contribution d'une surface S_{uv} de ce plan aux tensions de Reynolds moyennes $\overline{u'v'}$:

$$\iint_{S_{uv}} u'v' p(u', v') du' dv'$$

Cette grandeur est représentée à l'altitude $y^+ = 30$ pour la simulation de référence, le contrôle en opposition et le contrôle BOOC sur la figure 5.11.

La figure 5.11(a), tout d'abord, représente les quadrants en unités physiques, pour les trois simulations. La forme générale de ceux-ci contient deux contributions positives peu intenses (Q_1 et Q_3), et deux contributions négatives (Q_2 et Q_4), prépondérantes. Les figures 5.11(b), 5.11(c) et 5.11(d) montrent que cet aspect général est conservé quelsoit la stratégie de contrôle utilisée. L'attention du lecteur est attirée sur le fait que l'intervalle séparant les niveaux de probabilité est fonction de leur signe : un écart plus faible ($0,25 \cdot 10^{-4}$) a été utilisé pour les valeurs positives de manière à les faire apparaître malgré leur moindre intensité.

La comparaison des figures 5.11(b), 5.11(c) et 5.11(d) permet d'observer l'effet du contrôle sur la surface couverte par les extremums locaux de la densité de probabilité, et donc la contribution la plus importante à $\overline{u'v'}$ en fonction des quadrants. En considérant par exemple la valeur de $-3 \cdot 10^{-4}$, on voit que le contrôle en opposition la supprime quasi-intégralement, alors que le contrôle BOOC augmente la surface qu'elle couvre. Ceci montre que l'intensité des quadrants Q_2 et Q_4 est réduite (resp. augmentée) par le contrôle en opposition (resp. le contrôle BOOC). Par ailleurs, les figures 5.11(b) et 5.11(d) indiquent que les quadrants Q_1 et Q_3 sont très peu modifiés par le contrôle BOOC. Ce n'est pas le cas du contrôle en opposition, qui a pour effet de diminuer également l'intensité de ces quadrants, et particulièrement le quadrant Q_3 . En résumé, l'augmentation de l'intensité des tensions de Reynolds par le contrôle BOOC se traduit par une intensification des seuls quadrants Q_2 et Q_4 . En revanche, on apprend que l'importante diminution de l'intensité de cette même grandeur par le contrôle en opposition, due en majeure partie aux quadrants Q_2 et Q_4 , négatifs, est mitigée par une diminution des quadrants Q_1 et Q_3 , positifs.

Cette modification en intensité s'accompagne d'une modification statistique des tensions de Reynolds. Les niveaux de probabilité jointe sur la figure 5.11(a) sont resserrés vers l'origine par le contrôle en opposition, et au contraire étendus vers les valeurs plus intenses par le contrôle BOOC. Dans le cas du premier, moins d'évènements extrêmes sont enregistrés, ce qui indique une diminution globale des tensions de Reynolds et de la production de turbulence. Au

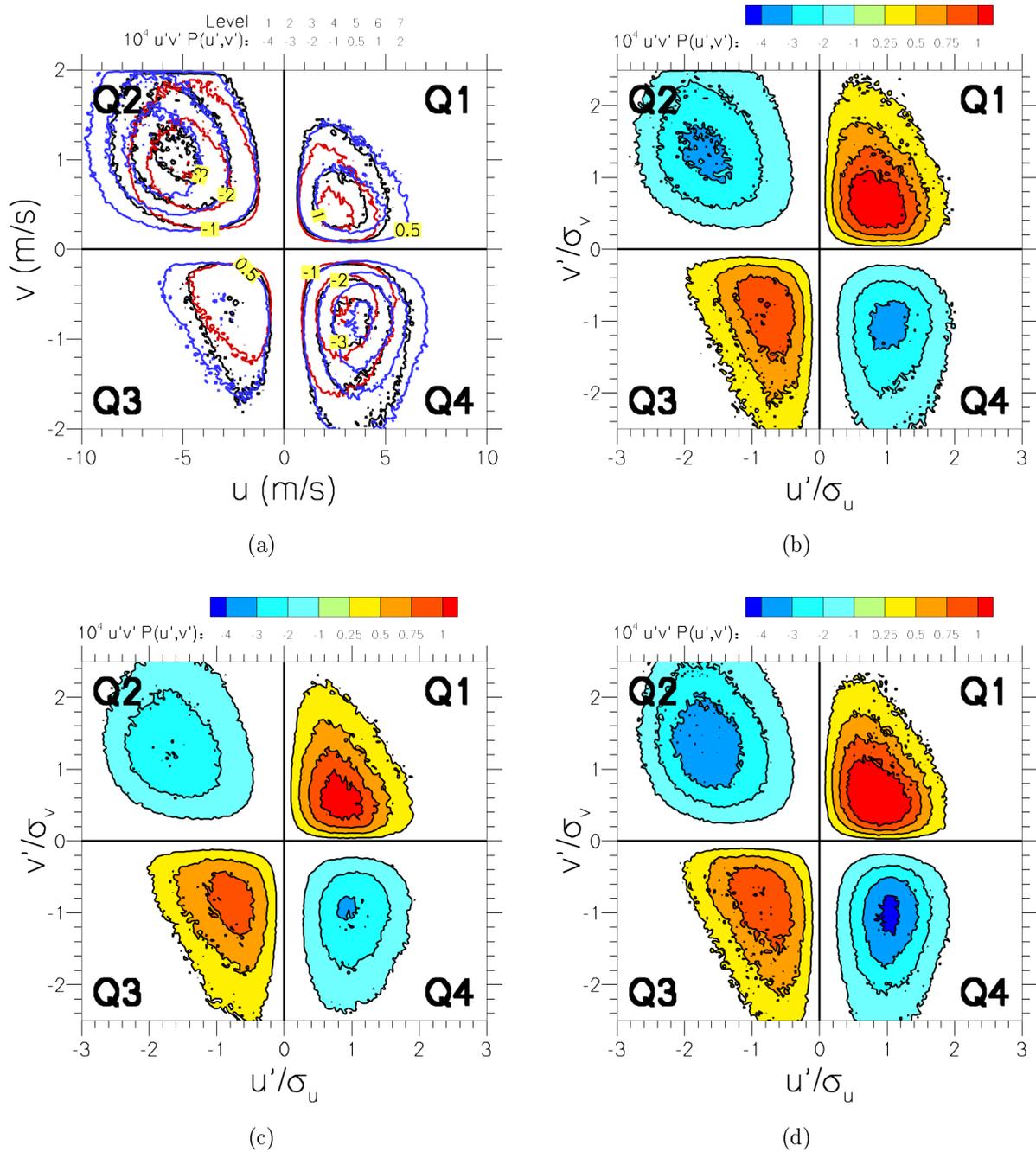


FIGURE 5.11 – Densités de probabilités jointes pondérées des composantes longitudinale et normale de la vitesse à $y^+ = 30$ pour la référence (b), pour le contrôle en opposition (c) et pour le contrôle BOOC (d). Les trois cas ont été superposés et représentés en unités physiques sur la figure (a).

contraire, le contrôle BOOC a tendance à activer des événements plus extrêmes et augmenter la production de turbulence.

5.4 Analyse des effets du contrôle sur l'écoulement moyen

La section précédente a montré que des stratégies de contrôle conçues à partir du contrôle en opposition pouvaient réduire le frottement plus efficacement que ce dernier. Cependant, il convient de noter que ces stratégies utilisent du soufflage pariétal uniquement, qui est déjà connu pour son capacité à réduire le frottement (§ 2.4.1.2 et § 2.4.4.1). Mais, comme l'a rappelé l'étude bibliographique du chapitre 2, un soufflage pariétal a aussi tendance à augmenter la production de turbulence et à intensifier l'énergie de celle-ci. Son utilisation pour les contrôles BOOC et CFCUT soulève donc un certain nombre de questions :

- La production de turbulence étant accrue, peut-elle occasionner des augmentations de frottement en aval du contrôle ? Dans quelle mesure l'efficacité de la stratégie est-elle alors pénalisée ?
- Les effets sur la turbulence étant les mêmes, y a-t-il un intérêt à utiliser une stratégie de soufflage complexe (fonction de l'espace et du temps) par rapport à un soufflage uniforme et constant ?

Pour répondre à la première question, un domaine (le bloc **D**) a été rajouté à la suite du bloc **C**, pour observer les éventuels effets de relaxation après arrêt du contrôle. Afin de vérifier que le bloc **C** est assez long pour que les modifications induites par le contrôle atteignent un état stabilisé, d'autres simulations ont été réalisées, pour lesquelles le bloc **D** est également contrôlé.

Pour répondre à la deuxième question, une comparaison adéquate entre les deux méthodes (BOOC et soufflage continu uniforme) est nécessaire. Le contrôle faisant usage de soufflage continu et uniforme sera nommé par la suite CONTB. Comme le précise le paragraphe § 2.4.1.2, les effets d'un soufflage uniforme dépendent de son intensité. Les deux stratégies doivent donc être comparées à intensités équivalentes. Une première série de simulations a permis de calibrer *a priori* le soufflage uniforme en mesurant le débit de fluide à travers la paroi dans le cas du contrôle BOOC. La figure 5.12 présente l'évolution temporelle de ce débit sous forme de vitesse équivalente :

$$V_w(t) = \frac{1}{S} \int_x \int_z v(x,z,t) dx dz$$

La vitesse pariétale imposée par chacune des stratégies atteint rapidement une valeur stable au cours du temps. La décomposition en partie positive et partie négative fait apparaître pour le contrôle en opposition que la vitesse pariétale moyenne n'est pas tout à fait nulle, mais tout de même négligeable (20 fois plus faible que chacune des deux parties). Par ailleurs, il est intéressant de noter que le débit du contrôle BOOC n'est pas égal à la partie positive du débit du contrôle en opposition, mais est sensiblement plus élevé. Ceci signifie que la partie positive de la vitesse verticale au niveau du plan de détection est plus grande dans le cas du BOOC que pour le contrôle en opposition, ce qui apparaît naturel dès lors que le BOOC injecte du fluide à la paroi sans en aspirer.

Conditions d'entrée Lors de la première évaluation, un seul bloc était consacré à l'établissement de la turbulence en entrée, soit environ 5 épaisseurs de couche limite. Selon les résultats du chapitre 4, cette distance est jugée tout juste suffisante. Pour palier à ce défaut,

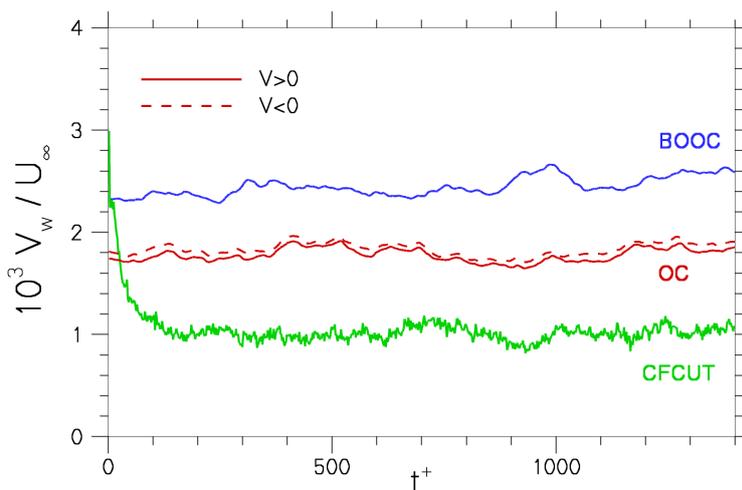


FIGURE 5.12 – Evolution temporelle de la vitesse pariétale moyennée spatialement $V_w = \frac{1}{5} \int_S v dS$ pour les trois stratégies testées dans cette partie. Le signal correspondant au contrôle en opposition a été décomposé en partie positive et partie négative.

le bloc **A** a été ajouté en amont du bloc **B**, de manière à ce que $10\delta_0$ soient maintenant consacrés aux conditions d'entrées. La méthode numérique ainsi constituée prévoyait dans un premier temps que le plan d'extraction de la condition de recyclage soit positionné en $x = 0$ (voir le tableau 5.1). Ce choix *a priori* s'est par la suite révélé être une erreur, car les effets du contrôle se ressentent alors légèrement en amont de cette abscisse et sont réintroduits en entrée par la méthode de recyclage. Afin de protéger les conditions d'entrée de tels effets, les mêmes simulations ont été relançées en positionnant le plan d'extraction à une abscisse suffisamment éloignée du début de la zone contrôlée, soit $x = -4\delta_0$.

Compte-tenu de ces paramètres, la simulation de référence permet de reproduire correctement les statistiques obtenues expérimentalement par DeGraff & Eaton [51], comme le montre la figure 5.14. Par ailleurs, le comportement statistique du cisaillement pariétal est, sur la figure 5.13, en excellent accord avec les données DNS de Hu *et al.* [85]. Cette dernière figure permet également de fixer la valeur seuil C_f^{CUT} pour les futures simulations CFCUT. On choisit d'utiliser la valeur correspondant au maximum de la densité de probabilité. En outre, les remarques de la section précédente ont suggéré que la vitesse imposée par cette stratégie n'était pas assez forte pour la stabiliser dans la direction longitudinale. En conséquence, cette grandeur est doublée de manière à ce que la vitesse moyenne obtenue à $y^+ = 12$ lors du contrôle y soit commensurable avec la variance de la vitesse verticale dans un cas non contrôlé.

5.4.1 Coefficient de frottement et bilan énergétique

5.4.1.1 Réduction de frottement

Comme précédemment, les stratégies de contrôle sont d'abord évaluées en termes de réduction de frottement, dont les évolutions longitudinales sont présentées sur la figure 5.15. On note premièrement que les simulations K2 surestiment la réduction de frottement. En effet, à cause de la position du plan d'extraction de la condition d'entrée, le coefficient de frottement est sous-estimé dès le bloc **B** et sa valeur au niveau du début de la zone contrôlée est plus faible. Des réductions de frottement plus importantes sont donc faussement enregistrées. Le

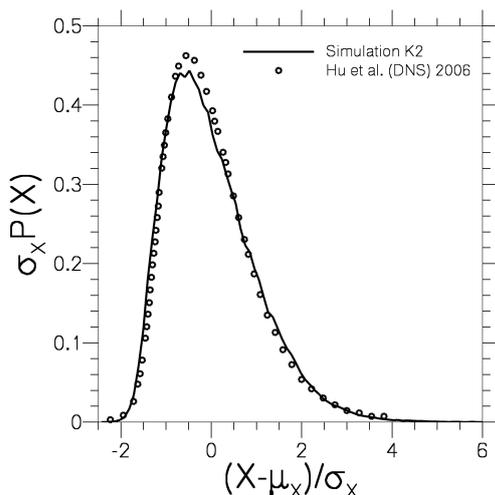


FIGURE 5.13 – Densité de probabilité du cisaillement pariétal en variable réduite. Comparaison avec les données de Hu *et al.* [85] issues de DNS.

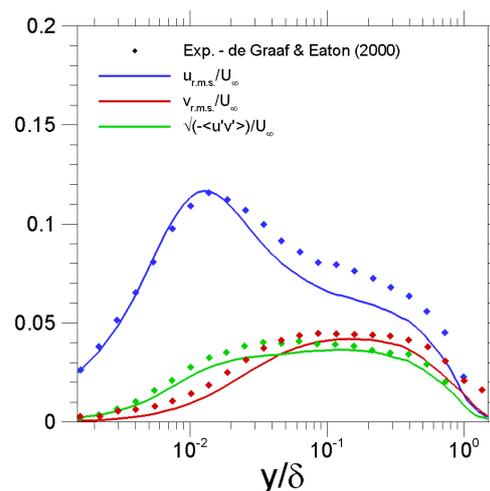


FIGURE 5.14 – Comparaison des intensités turbulentes $u_{r.m.s.}$, $v_{r.m.s.}$ et des tensions de Reynolds $\overline{u'v'}$ en variables externes à $Re_\theta = 3650$ ($Re_\tau = 1230$) avec les données expérimentales de DeGraff & Eaton [51] à $Re_\theta = 2900$ ($Re_\tau = 1020$).

recul du plan d'extraction dans les simulations K3 assure que ces dernières reflètent la bonne réduction de frottement.

La figure 5.15 montre en outre l'existence d'importants transitoires spatiaux. L'écoulement s'adapte d'abord progressivement aux effets du contrôle et la réduction de frottement atteint une valeur stabilisée vers $x = 4\delta_0$, sauf pour la stratégie CFCUT. On peut vérifier en comparant les courbes et les symboles que cette valeur correspond bien à la réduction de frottement "asymptotique", calculée selon :

$$\Delta\mathcal{D}_\infty = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{x_\infty}^L \frac{C_f^{\text{REF}}(x) - C_f(x)}{C_f^{\text{REF}}(x)} dx \quad (5.8)$$

où x_∞ est l'abscisse à partir de laquelle la réduction de frottement est stabilisée. Les valeurs de $\Delta\mathcal{D}_\infty$ sont reportées dans le tableau 5.4. De ce point de vue, le contrôle BOOC représente une amélioration significative du contrôle en opposition. En outre, sa performance est sensiblement supérieure à celle de la stratégie CONTB, ce qui prouve l'intérêt d'une telle loi de contrôle. La courbe de réduction de frottement du cas CONTB présente pour sa part de grandes similarités avec celle obtenue par Chung & Sung [35], proposée sur la figure 2.3. En particulier, on note la présence d'un minimum global juste après le début du contrôle, suivi d'une légère augmentation et d'un maximum local (en $x = 7\delta_0$), comme dans les simulations de Chung & Sung [35]. Lorsque le contrôle s'arrête en $x = 5\delta_0$, la réduction de frottement s'interrompt immédiatement pour l'ensemble des stratégies, indiquant que les effets du contrôle sont essentiellement locaux. L'écoulement relaxe alors vers son état de référence, atteint à partir de $x = 8\delta_0$, soit $3\delta_0$ après l'arrêt du contrôle. Les effets de relaxation sont différents suivant la stratégie. Dans le cas du contrôle en opposition, la réduction de frottement s'amortit en restant négative. Dans les autres cas, qui sont des stratégies de soufflage uniquement, la tendance s'inverse sur un courte distance et le frottement est alors localement augmenté.

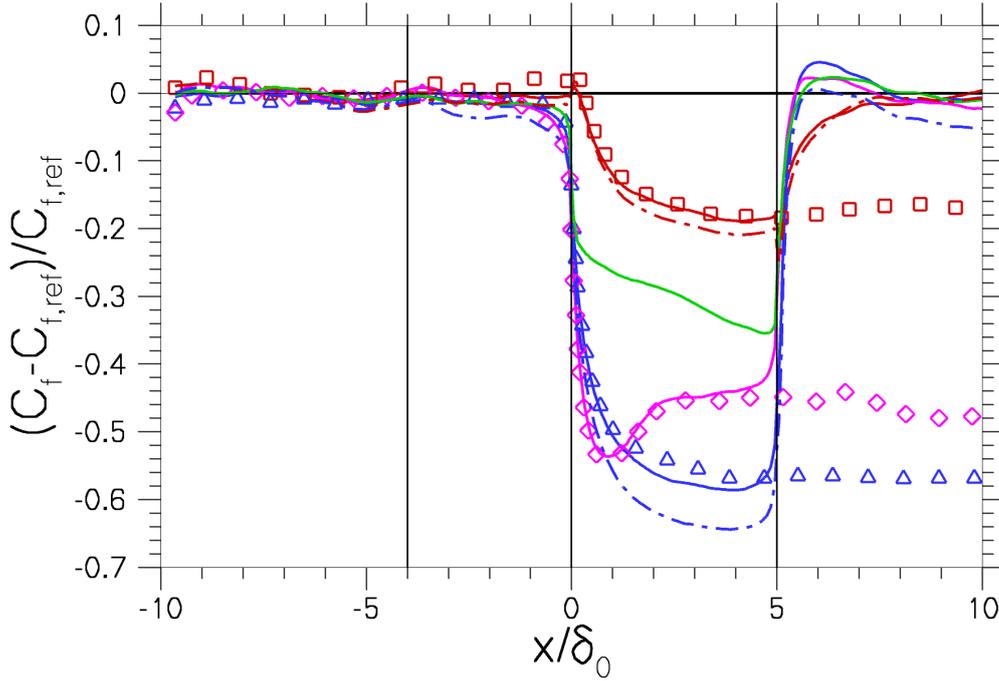


FIGURE 5.15 – Evolution longitudinale de la réduction de frottement moyenne. Pour les lignes, le contrôle n'a lieu qu'entre 0 et $5\delta_0$. Pour les symboles, le contrôle a lieu $\forall x > 0$. Les traits pleins (resp. pointés) correspondent à la méthode K3 (resp. K2) du tableau 5.1. Le code couleur est le suivant : contrôle en opposition (rouge), BOOC (bleu), CFCUT (vert), CONTB (rose).

Cas	$\Delta\mathcal{D}_\infty(\%)$	$\Delta\mathcal{D}_C(\%)$	$\Delta\mathcal{D}_D(\%)$	$\Delta\mathcal{D}_{C+D}(\%)$	$\mathcal{P}_D/\mathcal{P}_{ v_w }^\sim$
OPPO	-17,9	-14,9	-2,9	-9,1	18,4
BOOC	-56,8	-53,0	0,14	-26,9	69,9
CONTB	-46,9	-45,4	-0,7	-23,5	59,4

TABLE 5.4 – Réductions de frottement relatives et économies de puissance

Afin d'analyser quantitativement les effets des transitoires spatiaux sur la performance des stratégies de contrôle, l'idée a été de décomposer la traînée de frottement sur les blocs **C** et **D** et de la comparer à la réduction de traînée asymptotique. On utilise pour cela les grandeurs :

$$\Delta\mathcal{D}_C = \frac{1}{5\delta_0} \int_0^{5\delta_0} \frac{C_f^{\text{REF}}(x) - C_f(x)}{C_f^{\text{REF}}(x)} dx \quad (5.9)$$

$$\Delta\mathcal{D}_D = \frac{1}{5\delta_0} \int_{5\delta_0}^{10\delta_0} \frac{C_f^{\text{REF}}(x) - C_f(x)}{C_f^{\text{REF}}(x)} dx \quad (5.10)$$

$$\Delta\mathcal{D}_{C+D} = \frac{1}{10\delta_0} \int_0^{10\delta_0} \frac{C_f^{\text{REF}}(x) - C_f(x)}{C_f^{\text{REF}}(x)} dx \quad (5.11)$$

De telles quantités sont reportées dans le tableau 5.4. La prise en compte du transitoire d'adaptation se traduit par une réduction de frottement intégrée plus faible que l'asymptotique ($-\Delta\mathcal{D}_C < -\Delta\mathcal{D}_\infty$). Par ailleurs, on constate dans le domaine de relaxation une réduction de frottement résiduelle assez faible pour le contrôle en opposition. Les valeurs correspondantes

pour les contrôles BOOC et CONTB sont très proches de zéro, car la partie où la variation relative de frottement est négative est compensée par la légère augmentation de frottement subséquente. Enfin, lorsque les deux transitoires sont pris en compte, la réduction de frottement obtenue est moitié moindre que sa valeur asymptotique. Les précédentes considérations ne sont valables que dans le cas où la longueur de plaque contrôlée est du même ordre de grandeur que la distance d'établissement des effets du contrôle. Dans le cas où la longueur contrôlée est plus longue, on peut estimer la réduction de frottement par la formule :

$$\Delta\mathcal{D} \approx \frac{1}{L + 5\delta_0} (5\delta_0\Delta\mathcal{D}_C + (L - 5\delta_0)\Delta\mathcal{D}_\infty + 5\delta_0\Delta\mathcal{D}_D) \quad (5.12)$$

où L est la longueur de contrôle et où la contribution des termes transitoires diminue à mesure que L augmente.

5.4.1.2 Bilan énergétique du contrôle

Pour finalement quantifier le rendement de ces stratégies de contrôle, il convient de mettre en regard l'énergie économisée par la réduction de frottement et l'énergie consommée pour appliquer le contrôle. Dans le cas d'une plaque plane, la puissance de la force de frottement visqueux \vec{F}_D vaut :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_D &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \vec{F}_D \cdot \vec{U}_\infty dt \\ &\approx -U_\infty L_z \int_{x_1}^{x_2} \tau_w(x) dx \end{aligned} \quad (5.13)$$

où $\tau_w(x)$ est le cisaillement pariétal moyen et $x_2 - x_1$ est la longueur de plaque sur laquelle on calcule la traînée. La puissance économisée par le contrôle vaut donc :

$$\mathcal{P}_D = U_\infty L_z \int_{x_1}^{x_2} (-\tau_w^{\text{REF}}(x) + \tau_w(x)) dx \quad (5.14)$$

La dépense d'énergie due à l'application du contrôle s'exprime comme le flux d'énergie cinétique introduit à travers la paroi, auquel s'ajoute le travail du contrôle contre la pression du fluide [13] :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{v_w} &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \int_{\Gamma} \left(v_w \rho \frac{v_w^2}{2} + v_w p_w \right) d\Gamma \\ &\approx \left\langle \int_{\Gamma} \left(v_w \rho \frac{v_w^2}{2} + v_w p_w \right) d\Gamma \right\rangle_t \end{aligned} \quad (5.15)$$

où Γ est la surface concernée par le contrôle. Il peut arriver que cette formule comptabilise de l'énergie négative (lorsque $v_w < 0$). Pour éviter ce cas de figure, Bewley *et al.* [13] recommandent de considérer la valeur absolue de la vitesse v_w . Ils proposent de plus de s'affranchir de l'effet de la pression moyenne, qui ne risque d'intervenir que dans le cas d'actionneurs non-idéaux. L'estimation du coût du contrôle s'écrit alors :

$$\mathcal{P}_{|v_w|} = \left\langle \int_{\Gamma} \left(|v_w| \rho \frac{v_w^2}{2} + |v_w p'_w| \right) d\Gamma \right\rangle_t \quad (5.16)$$

Dans notre cas, malheureusement, les signaux de pression pariétale fluctuante n'ont pas été extraits. Nous proposons de l'approcher par son écart-type $p_{r.m.s.}$:

$$\mathcal{P}_{|v_w|}^{\sim} = \left\langle \int_0^{L_z} \int_{x_1}^{x_2} \left(|v_w(x,z)| \rho \frac{v_w(x,z)^2}{2} + |v_w(x,z)| p_{r.m.s.}(x) \right) dx dz \right\rangle_t \quad (5.17)$$

On peut alors calculer une approximation de l'économie de puissance réalisée par les différentes stratégies de contrôle :

$$\mathcal{P}_{\mathcal{D}}/\mathcal{P}_{|v_w|}^{\sim}$$

Ces valeurs sont présentées dans le tableau 5.4. Vraisemblablement en raison de l'approximation faite sur la pression – qui sous-estime $\mathcal{P}_{|v_w|}$ et donc sur-estime l'économie de puissance – elles sont légèrement supérieures à celles rapportées par Chang *et al.* [22] pour le contrôle en opposition ($\mathcal{P}_{\mathcal{D}}/\mathcal{P}_{|v_w|}^{\sim} = 9,3$ à $Re_{\tau} = 720$). Dans tous les cas, le coût du contrôle reste négligeable par rapport aux économies réalisées, ce qui est d'autant plus vrai avec les stratégies BOOC et CONTB.

5.4.2 Intensités turbulentes

Les stratégies de contrôle sont maintenant comparées en termes d'intensités turbulentes. La figure 5.16 présente les profils adimensionnés de $u_{r.m.s.}^+$, $v_{r.m.s.}^+$, $w_{r.m.s.}^+$ et $\overline{u'v'^+}$. Les images de gauche correspondent à la station $x/\delta_0 = 4$ dans la région contrôlée. Les profils des 4 variables précédentes permettent de vérifier que le contrôle en opposition réduit toujours l'énergie de la turbulence et les tensions de cisaillement, sauf dans un très proche voisinage de la paroi, en dessous du mur virtuel. La position de ce mur se repère sur la courbe de $v_{r.m.s.}^+$, qui présente un minimum local très proche de zéro en $y^+ = 8$. En deçà, la courbe augmente à nouveau jusqu'à atteindre la valeur pariétale de $v_{w,r.m.s.}^+$, due au contrôle.

À l'inverse, les stratégies BOOC et CFCUT, qui utilisent un soufflage actif, ont tendance à augmenter l'énergie turbulente et les tensions de Reynolds croisées, sauf en dessous du plan de détection, où elles sont diminuées. Ce comportement s'observe particulièrement bien sur la courbe de $u_{r.m.s.}^+$ et semble consécutif à un décalage de ces courbes vers l'extérieur de la couche limite. Le maximum de $u_{r.m.s.}^+$, par exemple, est légèrement augmenté et repoussé de 6 unités de paroi dans le cas du contrôle BOOC.

La stratégie CONTB, enfin, occasionne des augmentations d'intensité pour toutes les composantes du tenseur de Reynolds. Ces augmentations sont toujours supérieures à celles du cas BOOC.

Les courbes de droite montrent les mêmes profils à la station $x/\delta_0 = 8$ dans la région de relaxation. Ils indiquent que les modifications induites par les différentes stratégies de contrôle se sont propagées vers l'extérieur de la couche limite tout en se rapprochant de la courbe de référence. L'écoulement garde la mémoire de ces modifications puisque les tendances sont les mêmes que dans la région contrôlée. Notons que les effets qui réduisent le moins rapidement en intensité sont ceux induits sur les tensions de Reynolds croisées. En outre, dans le cas du contrôle BOOC, cette grandeur n'a pas perdu en intensité par rapport à l'abscisse $x/\delta_0 = 4$.

5.4.3 Persistance des effets du contrôle

La persistance des effets du contrôle dans la région de relaxation est mise en évidence sur la figure 5.17, où l'écart relatif par rapport à la référence est mesuré pour $u_{r.m.s.}$, $v_{r.m.s.}$ et $\overline{u'v'}$. Le cas du contrôle en opposition montre que les réductions se propagent peu et restent très localisées au-dessus de la zone contrôlée. L'écart à la référence pour les tensions de Reynolds passe en dessous de 10% seulement $2\delta_0$ après l'arrêt du contrôle. Ce fait coïncide, à travers la formule de Fukagata *et al.* [69] (équations (1.22-1.23)), avec le rapide retour à la référence du coefficient de frottement dans ce cas.

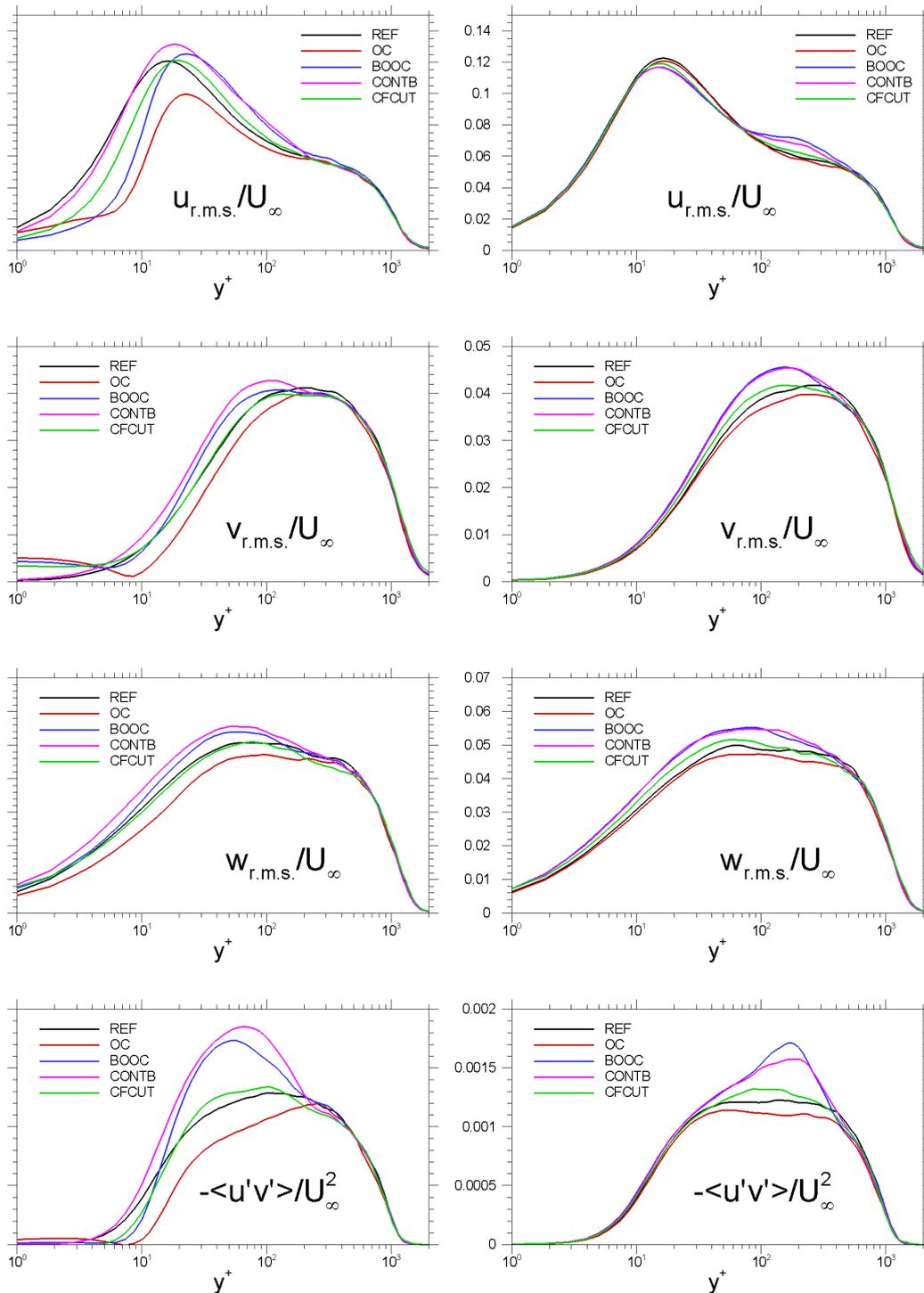


FIGURE 5.16 – Profil des intensités turbulentes $u_{r.m.s.}^+$, $v_{r.m.s.}^+$, $w_{r.m.s.}^+$ et $\overline{u'v'}^+$ à $x/\delta_0 = 4$ (gauche) et à $x/\delta_0 = 8$ (droite).

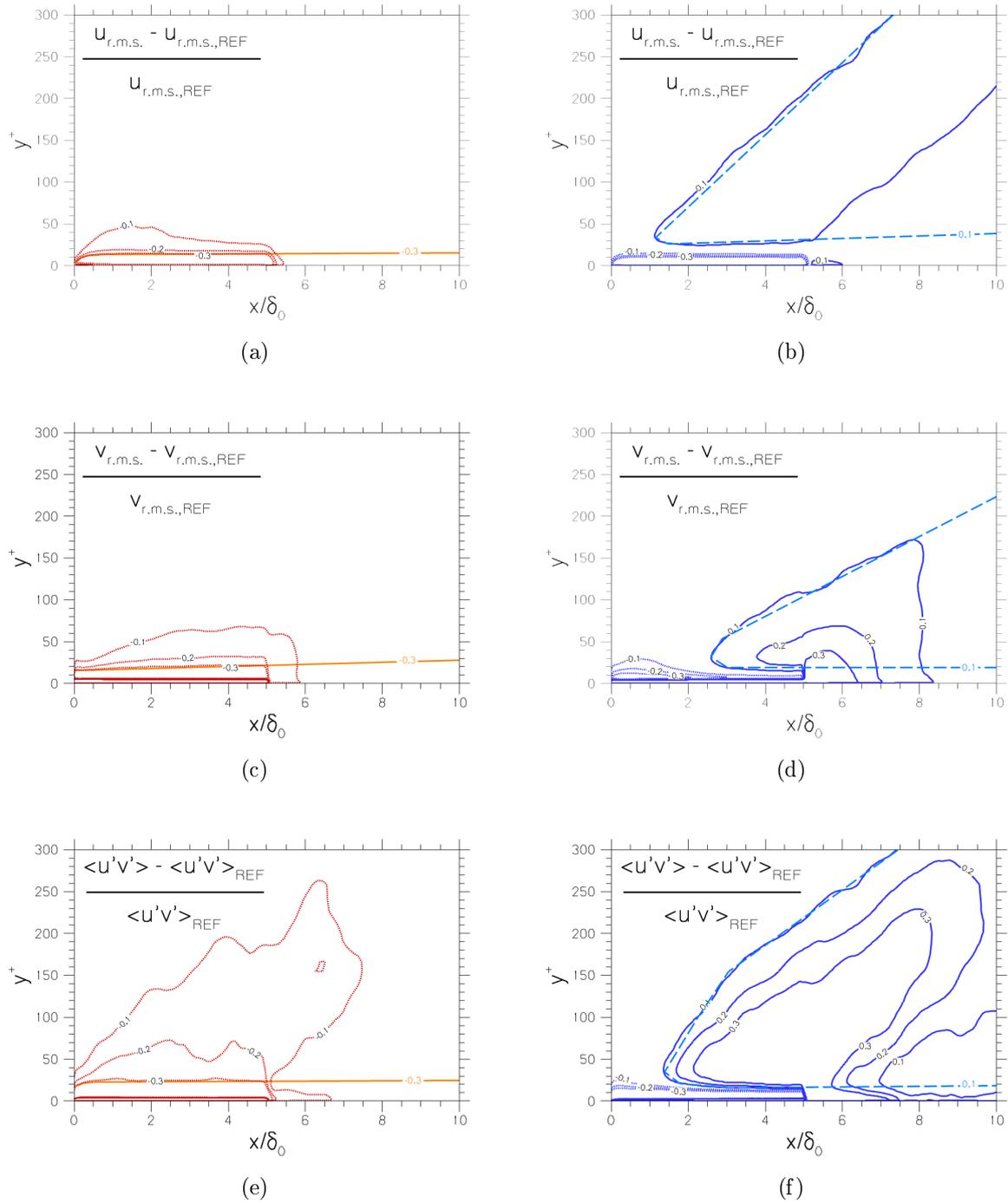


FIGURE 5.17 – Erreur relative par rapport à l'écoulement de référence induite sur les intensités turbulentes. (a-c-e) Contrôle en opposition; (b-d-f) Contrôle BOOC. Les niveaux sont $-0,3; -0,2; -0,1; 0,1; 0,2; 0,3$. Les niveaux $-0,3$ et $0,1$ des simulations pour lesquelles le contrôle est opéré $\forall x > 0$ ont été ajoutés sur toutes les figures de gauche et de droite respectivement.

À l'inverse, les modifications induites par le contrôle BOOC se propagent beaucoup plus et contaminent la zone de relaxation plus loin en aval du contrôle. D'une part, les diminutions mises en évidence au paragraphe précédents sont cloisonnées dans une fine couche au-dessus de la paroi contrôlée. D'autre part, les augmentations en intensité diffusent vers l'extérieur de la couche limite. L'accroissement de $u_{r.m.s.}$ apparaît ainsi dès le début ($x = 1\delta_0$) de la zone contrôlée, et ne passe en-dessous des 10% qu'à partir de $x = 9\delta_0$. En particulier, le maximum de l'écart à la référence est situé au dessus de la zone contrôlée à $x = 4,1\delta_0$ et $y^+ = 70$. L'apparition du surplus d'énergie turbulente sur la composante verticale est plus tardive et ne survient qu'après $x = 2\delta_0$. Sa propagation est similaire à celle de la composante longitudinale. En revanche, le maximum d'écart à la référence est situé à la paroi ($y^+ = 1,5$), juste après l'arrêt du contrôle. Des remarques identiques peuvent être formulées pour les tensions de Reynolds. Cette topologie de l'écart à la référence correspond à deux phénomènes superposés, à savoir les effets du démarrage du contrôle qui débutent en $x = 0$, ainsi que ceux de son arrêt en $x = 5\delta_0$. Ainsi, l'augmentation la plus forte de $u_{r.m.s.}$ est due aux effets de mise en place du contrôle. La même analyse produite pour la simulation où le contrôle ne s'arrête pas montre que cette augmentation se prolonge à l'infini et que son étendue croît avec x . En revanche, on note sur la figure 5.17(d) que l'accroissement le plus fort de $v_{r.m.s.}$, localisé à la paroi entre $x = 5\delta_0$ et $x = 7\delta_0$, semble lié à l'arrêt du contrôle. Dans le cas où le contrôle ne s'arrête pas, cette zone n'est en effet pas présente et l'écart avec la référence reste inférieur à 20% quelquesoit l'abscisse, dans les limites du domaine de calcul. De la même manière, l'écart sur les tensions de Reynolds est moins important dans le cas où le contrôle ne s'arrête pas.

Cette analyse des effets de relaxation montre que l'écoulement adopte le pire des scénarios (concept identique au *worst case scenario* de Bewley *et al.* [13]), dans le sens où les effets bénéfiques de réduction de l'énergie turbulente dans le cas du contrôle en opposition restent très localisés, alors que les effets néfastes d'augmentation de cette même énergie par le contrôle BOOC sont propagés et même intensifiés par l'arrêt du contrôle.

5.4.4 Modification de l'anisotropie

Ainsi qu'il l'a été mentionné dans le paragraphe § 2.6.1, la réduction de frottement peut être interprétée en termes de modification de l'anisotropie de l'écoulement. En particulier, Frohnappel *et al.* [66] ont montré que la réduction de frottement augmentait les invariants du tenseur d'anisotropie dans la sous-couche visqueuse jusqu'à atteindre une turbulence mono-composante dans les meilleurs cas. Le tenseur d'anisotropie mesure l'écart du tenseur des contraintes turbulentes à sa composante isotropique :

$$a_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j} - \frac{1}{3} \overline{u_k u_k} \delta_{ij}}{\overline{u_k u_k}} \quad (5.18)$$

Il s'agit d'un tenseur symétrique du second ordre, dont le polynôme caractéristique peut s'écrire :

$$\sigma^3 - I_a \sigma^2 - 2II_a \sigma - 3III_a = 0 \quad (5.19)$$

où les invariants sont reliés aux termes du tenseur par les relations :

$$I_a = a_{kk} = Tr(a_{ij}) \quad (5.20a)$$

$$II_a = a_{ij} a_{ji} \quad (5.20b)$$

$$III_a = 3 \det(a_{ij}) = a_{ij} a_{jk} a_{ki} \quad (5.20c)$$

Lumley & Newman [137], notamment, ont montré que le lieu des trajectoires définies par les deuxième et troisième invariants de ce tenseur était restreint à un sous-espace de \mathbb{R}^2 , couramment appelé le triangle de Lumley. Cet espace contient tous les couples II_a - III_a correspondant aux états **réalisables** de la turbulence. Il est délimité par deux courbes d'états limites, qui correspondent respectivement à une turbulence bicomposante et à une turbulence axisymétrique. Pour la première, seules deux contraintes normales sont présentes, les autres termes du tenseur $\underline{\underline{a}}$ étant nuls. Les invariants sont alors reliés par la relation :

$$\text{II}_a = \frac{2}{9} + 2\text{III}_a \quad (5.21)$$

Pour la deuxième, seules les trois contraintes normales de $\underline{\underline{a}}$ sont non-nulles, dont deux sont égales entre elles. Dans ce cas, la relation liant les invariants s'écrit :

$$\text{II}_a = \frac{2}{3} \left(\frac{4}{3} |\text{III}_a| \right)^{2/3} \quad (5.22)$$

Sur cette courbe, la branche positive correspond à une turbulence où la contrainte dans la direction d'anisotropie est plus intense que les deux autres. Sur la branche négative, c'est l'inverse. Lorsque les deux invariants sont nuls, la turbulence est isotrope. L'état limite à l'intersection entre la branche négative de la courbe 5.22 et la droite 5.21 signifie que la turbulence est bi-composante et axisymétrique. Enfin, l'état à l'intersection de la branche positive de la courbe 5.22 et de la droite 5.21 correspond à une limite mono-composante de la turbulence.

Une trajectoire de ces invariants extraits de la zone contrôlée est représentée sur la figure 5.18 pour la référence et chacune des stratégies testées ici. La courbe de référence est composée d'une branche de turbulence bi-composante ($u_{r.m.s.}$ et $w_{r.m.s.}$) correspondant approximativement à la sous-couche visqueuse, et d'une branche visiblement parallèle à la courbe de turbulence axisymétrique. On peut mesurer le degré d'anisotropie d'un point de cette trajectoire grâce à sa distance à l'origine du plan :

$$d_a = \sqrt{\text{II}_a^2 + \text{III}_a^2} \quad (5.23)$$

Le sommet de la sous-couche visqueuse correspond donc à un maximum de cette distance. À ce niveau, la tendance s'inverse et, à mesure que y croît, la turbulence tend à retourner vers un état isotrope.

Dans le cas du contrôle en opposition (figure 5.18(b)), la trajectoire des invariants d'anisotropie est singulièrement modifiée. Tout d'abord, l'inversion de tendance ne correspond plus au sommet de la sous-couche visqueuse et a été décalé jusqu'à l'altitude utilisée pour le plan de détection ($y = y_d$). Par ailleurs, le degré d'anisotropie pour cette altitude est plus faible que pour la référence. Ce décalage a été provoqué par l'ajout d'une seconde bifurcation qui s'opère au niveau du mur virtuel identifié au chapitre § 1. En dessous de celui-ci, le degré d'anisotropie de la turbulence est à nouveau augmenté, et atteint un maximum local à la paroi. Mise à part cette nouvelle branche, l'aspect de la trajectoire est très semblable à celle de l'écoulement de référence.

Les modifications induites par le contrôle BOOC (figure 5.18(c)) sont similaires, puisque la première bifurcation est également décalée jusqu'au plan de détection. Le degré d'anisotropie y est d'ailleurs plus faible encore que le maximum obtenu pour le contrôle en opposition. En revanche, il n'existe pas dans ce cas de mur virtuel, en-dessous duquel le degré d'anisotropie

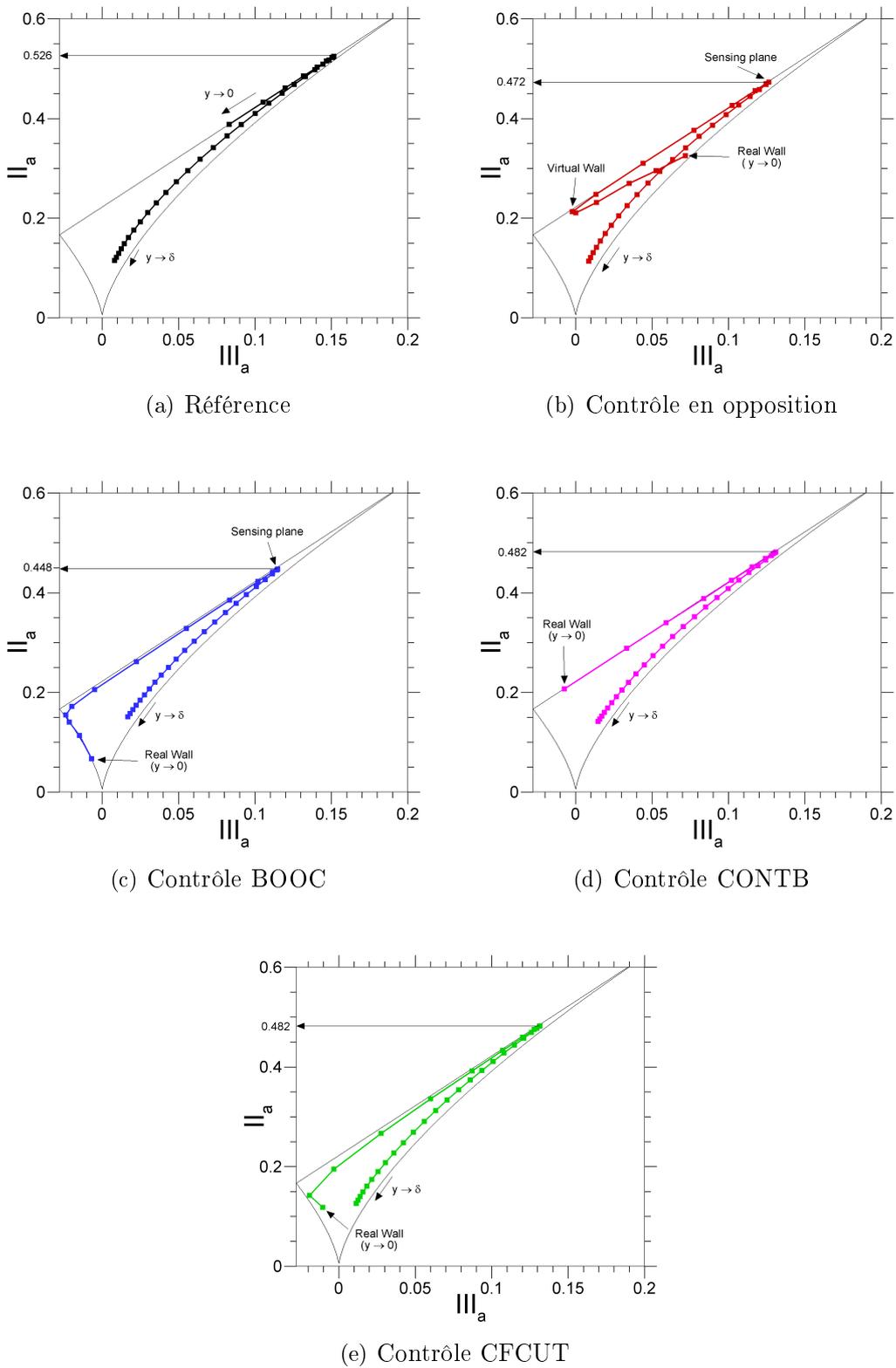


FIGURE 5.18 – Trajectoire $II_a = f(III_a)$ des invariants du tenseur d'anisotropie dans le triangle de Lumley.

augmente. Au contraire, les points de la trajectoire sont étirés le long d'une turbulence bi-composante et rejoignent finalement la courbe de turbulence axisymétrique dans un très proche voisinage de la paroi. Dans cette région en effet, les contraintes turbulentes dans les directions longitudinale et transverse sont du même ordre de grandeur et plus grandes que la contrainte normale. À mesure qu'on se rapproche de la paroi, les contraintes normales augmentent, d'où la tendance à se rapprocher de l'état isotrope. La turbulence est donc de type axisymétrique et dont l'axe de symétrie est aligné avec la direction normale. Un comportement assez proche est observé pour le contrôle CFCUT (figure 5.18(e)).

Enfin, les effets du soufflage pariétal continu et uniforme sont visibles sur la figure 5.18(d). L'aspect de la trajectoire des invariants est très semblable à celui de la référence. Les points de turbulence bi-composante correspondants à la sous-couche visqueuse, sont simplement étirés vers l'état limite axisymétrique-bicomposante. Le maximum du degré d'anisotropie est par ailleurs diminué.

L'ensemble de ces constatations suggère que les stratégies testées ici, bien qu'efficaces à réduire le frottement, ne vérifient pas le critère de Frohnapfel *et al.* [66]. Celui-ci voudrait que la région de turbulence bi-composante soit réduite le plus possible et laisse la place à un état de turbulence mono-composante. Le degré d'anisotropie à la paroi serait alors augmenté au-delà de celui de l'écoulement de référence. Au contraire, les stratégies présentées ici ont tendance à augmenter l'étendue de la région bi-composante et à abaisser le degré d'anisotropie de l'écoulement, ainsi que l'avaient observé Chung *et al.* [36] pour un soufflage uniforme⁷. Une observation plus poussée des trajectoires d'anisotropie montre que le critère de Frohnapfel *et al.* [66] est vérifié pour le seul contrôle en opposition juste après l'arrêt du contrôle. À cet endroit, la trajectoire dans le triangle de Lumley a de nouveau l'aspect de celle de la référence et le maximum de d_a est alors supérieur à celui de l'écoulement non-contrôlé (0,544 contre 0,524). Le critère de Frohnapfel *et al.* [66] a été construit à partir d'observations expérimentales sur les écoulements au-dessus de riblets ouensemencés par des chaînes de polymères, mais n'a pas été vérifié dans le cas d'écoulements contrôlés par de l'injection ou de l'aspiration. La précédente remarque montre qu'il n'est alors pas adapté et qu'une réduction de frottement peut aussi s'accompagner d'une réduction d'anisotropie en proche-paroi.

5.5 Conclusions

Dans ce chapitre ont été évaluées trois stratégies de contrôle du frottement turbulent d'une couche limite de plaque plane. Le contrôle en opposition, tout d'abord, a montré les mêmes performances que dans des couches limites temporelles, tant en termes de réduction de frottement qu'en termes de rendement énergétique. La réduction de l'intensité de la turbulence au-dessus de la zone contrôlée, ainsi que la présence d'un mur virtuel qui décale vers le haut la phénoménologie habituelle de cette zone sont conformes à la littérature. Une observation statistique poussée de l'écoulement de proche-paroi a par ailleurs été effectuée. Elle a permis de montrer que la vitesse longitudinale y était homogénéisée et que son lien statistique quasi-proportionnel avec le frottement avait été atténué. En outre, le lien statistique entre vitesse verticale et frottement est inversé par rapport à l'écoulement de référence et semble s'aligner autour d'une loi analytique simple. Cette loi indiquant précisément l'effet du contrôle en opposition sur le frottement, elle a été mise à profit pour concevoir le contrôle BOOC. Celui-ci permet de ne pas occasionner de surfrottements en supprimant la partie aspiration du contrôle en opposition. Pour cette nouvelle méthode, les performances et le rendement énergétique sont

7. Voir la section § 2.4.1.2.

significativement plus grands que pour ce dernier. L'intérêt par rapport à un soufflage uniforme et continu a également été montré. Ces deux dernières méthodes présentent encore le désavantage d'extraire de l'information de l'intérieur de l'écoulement, moins accessible en pratique. Une version du BOOC plus réaliste a donc été proposée : le contrôle CFCUT. Il consiste à déclencher un soufflage pariétal lorsque le frottement dépasse une valeur seuil. C'est une loi de contrôle simple, pour laquelle deux paramètres doivent être réglés : le frottement seuil et la vitesse de soufflage. La valeur du frottement seuil peut être calibrée à partir d'une densité de probabilité réalisée sur l'écoulement non-contrôlé pour obtenir la plus grande réduction de frottement. La vitesse du contrôle est réglée à partir de son intensité dans l'écoulement de référence. La stratégie résultante peut alors facilement être utilisée au sein d'une démonstration expérimentale.

Grâce à l'adjonction du bloc de calcul \mathbf{D} , la propagation des effets du contrôle a pu être observée. La réduction de frottement est essentiellement locale et s'arrête dès que le contrôle s'interrompt. Elle relaxe en restant positive dans le cas du contrôle en opposition, et s'inverse localement (augmentation de frottement) pour les stratégies BOOC, CFCUT et CONTB. Il a été montré que cet effet était lié à l'augmentation (resp. la diminution) de la production de turbulence pour ces trois stratégies (resp. pour le contrôle en opposition). Dans tous les cas, les effets de relaxation modifient peu l'efficacité globale de chaque méthode.

Enfin, la structure de la couche limite contrôlée a été analysée en termes de modification de l'anisotropie de la turbulence. Des conclusions similaires à celles du cas d'un soufflage pariétal uniforme ont été tirées, et consistent en un épaissement de la zone de turbulence bi-composante et une diminution locale du degré d'anisotropie. Le critère de Frohnapfel *et al.* [66], sensé détecter une réduction de frottement, n'est vérifié qu'au niveau de la relaxation après le contrôle en opposition.

Les importantes modifications occasionnées sur l'écoulement proche-paroi, ainsi que la précédente remarque sur l'anisotropie, posent la question de la représentativité des simulations de contrôle réalisées dans ce chapitre. À ce propos, le chapitre § 2 a montré que les résultats des simulations numériques ne doivent être extrapolés imprudemment à des cas réalistes. En effet, rappelons ici que les lois de contrôle (5.1), (5.4) et (5.5) utilisées dans ce chapitre sont idéalisées. L'action et la mesure sont actualisées pour chaque cellule du domaine contrôlé et à chaque pas de temps de la simulation. D'une certaine manière, les résultats de cette partie sont obtenus pour un contrôleur dont les résolutions spatiales et temporelles sont infinies. De ce point de vue, les réductions de frottement et les économies d'énergie doivent s'interpréter comme une borne supérieure des résultats qui pourraient être obtenus expérimentalement ; et les modifications induites sur l'écoulement doivent donner les grandes directions à suivre pour espérer obtenir une réduction de frottement expérimentalement. Il convient cependant de vérifier ces deux assertions et de prendre la mesure de l'erreur de modélisation commise dans ce chapitre. Dans cette optique, le chapitre suivant va s'attacher à simuler le contrôle de manière réaliste en prenant en compte la présence d'actionneurs pariétaux.

Chapitre 6

Contrôle actif à l'aide d'un microsysteme distribué

6.1 Introduction

Les travaux exposés dans ce chapitre ont visé à simuler de façon réaliste un contrôle actif de couche limite turbulente. Pour mener à bien ce type de simulation, plusieurs étapes préliminaires sont nécessaires. Il s'agit d'abord de définir ce que "réaliste" signifie. En effet, le chapitre § 2 a montré que du réalisme pouvait être introduit au niveau des senseurs, des actionneurs, ou de la loi de contrôle. Dans le cas présent, le réalisme sera introduit au niveau des actionneurs uniquement (§ 6.2.1). Dans cette optique, la stratégie de contrôle en opposition, simple et facile à mettre en place, est choisie. L'idée a ensuite été de remplacer la distribution de vitesse utilisée au chapitre § 5 par un réseau d'actionneurs de taille donnée, mimant le comportement de microsystemes en gestation dans les laboratoires de micro-technologie (§ 6.2.4). Ce type de démarche a également été suivi par l'équipe japonaise de Endo, Kasagi & Suzuki [60], dont les travaux ont été décrits au paragraphe § 2.5.3.1. Pour être réalistes, la forme et l'action de ces systèmes doivent être correctement captées par la méthode numérique, ce qui impose des contraintes sur la taille de maille et le pas de temps servant à les discrétiser, qui peuvent mener à un nombre de cellules et un temps de calcul considérables. Il convient donc de fixer les conditions d'écoulement de telle façon que la simulation et son analyse restent réalisables (§ 6.2.2). Par comparaison avec les simulations du chapitre § 5, on peut prévoir que celles du présent chapitre seront plus coûteuses. Compte tenu de l'espace de stockage disponible, l'accès à des statistiques avancées par extraction de données volumiques nécessitera donc un traitement particulier. Une procédure d'accumulation de données et de leur post-traitement est mise au point (§ 6.2.5). Elle permet en particulier l'analyse des efforts pariétaux générés (§ 6.4) ainsi que celle de l'écoulement induit par l'actionnement des microsystemes (§ 6.3 et § 6.6).

6.2 Méthode et outils numériques

6.2.1 Modélisation du microsysteme d'actionnement

Les études concernant le contrôle distribué ont mis en évidence plusieurs types de micro-actionneurs. Certains utilisent la déformation de paroi¹ et d'autres sont des micro-orifices

1. Voir les figures 2.27, 2.25 et 2.29

permettant un soufflage ou une aspiration². Toutefois, les expériences les plus avancées en matière de contrôle du frottement utilisent des actionneurs à déformation de paroi. C'est le parti adopté dans cette étude.

Cet actionneur étant destiné à être utilisé avec le contrôle en opposition, il apparaît alors naturel de définir sa forme et sa taille en fonction de celles qui sont caractéristiques de la distribution pariétale de vitesse du contrôle en opposition. Pour cela, on extrait des simulations du chapitre § 5 le coefficient de corrélation entre le frottement et la vitesse verticale. Il est représenté sur la figure 6.1.

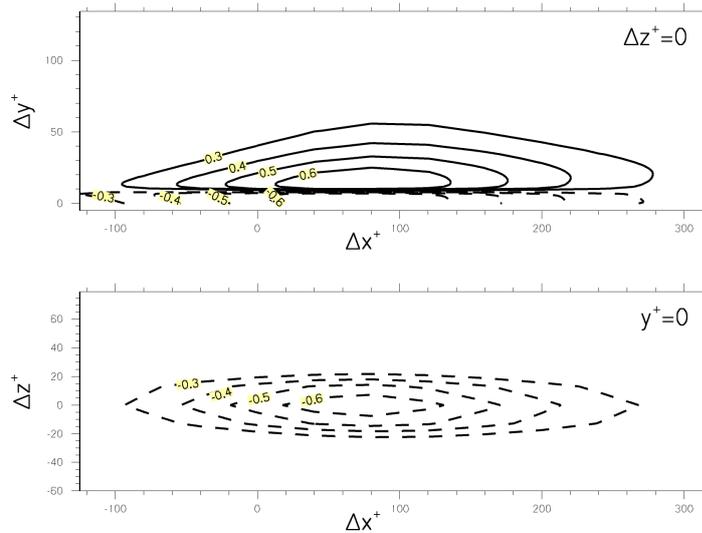


FIGURE 6.1 – Corrélation entre frottement et vitesse verticale dans le cas du contrôle en opposition du chapitre § 5.

Dans un plan vertical aligné avec la direction de l'écoulement, ce coefficient exhibe deux zones de signe opposé, allongées dans la direction longitudinale. La première rassemble des valeurs positives et est située au-dessus de l'altitude $y^+ = 7$. La deuxième contient des valeurs négatives et est située en-dessous de cette altitude. Notons que les maxima de corrélation sont obtenus légèrement en aval de l'origine. On en déduit d'abord que le frottement est donc positivement lié aux événements de vitesse verticale au-dessus de $y^+ = 7$ et négativement lié à ceux situés sous cette limite. Ce résultat est notamment en accord avec la densité de probabilité jointe du frottement et de la vitesse du contrôle, représentée sur la figure 5.4(b). De plus, on apprend, sur la figure 6.1, que ces relations sont maximales en $\Delta x^+ \approx 90$, c'est-à-dire au même endroit que les corrélations frottement-vorticité de Kravchenko *et al.* [117], mentionnées au paragraphe § 1.3.1. Etant donné que la vitesse du contrôle est convectée, ceci traduit un retard entre l'application de ce contrôle et son effet sur le frottement. Les niveaux du coefficient de corrélation à la paroi sont également représentés sur la figure 6.1. En repérant par exemple le niveau de corrélation 0,5, on peut extraire de cette figure une forme et une taille particulières. Elles caractérisent la distribution de vitesse pariétale qui est le plus liée au frottement. On choisit alors de définir notre actionneur à l'aide de cet iso-contour et en utilisant des fonctions simples et \mathcal{C}_∞ . Le résultat est présenté sur la figure 6.2.

En accord avec la taille du contour de corrélation, les dimensions de l'actionneur ont été fixées à $\ell_x^+ = 200$ et $\ell_z^+ = 40$ unités de paroi dans les directions longitudinale et transverse,

2. Voir les figures 2.22, 2.23 et 2.24

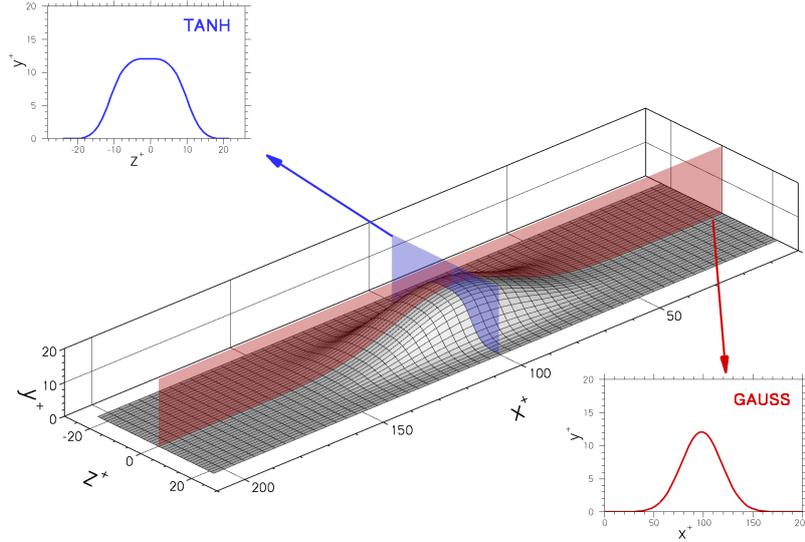


FIGURE 6.2 – Forme et taille retenues pour modéliser un actionneur.

respectivement. Ces longueurs correspondent par ailleurs à la taille d'un tourbillon quasi-longitudinal et suggèrent que cet actionneur sera capable d'influencer sélectivement ce genre de structures. La modélisation de l'actionneur est assurée par une fonction "masque", notée f_{act} , dont les valeurs sont comprises entre 0 et 1. Pour la définir, un profil gaussien est utilisé dans la direction de l'écoulement et la superposition de deux tangentes hyperboliques décrit la direction transverse :

$$f_{\text{act}}(x, z) = f_x \left(\frac{x - x^a}{\ell_x} \right) f_z \left(\frac{z - z^a}{\ell_z} \right) \quad (6.1)$$

$$[x^a, x^a + \ell_x] \times [z^a, z^a + \ell_z] \rightarrow [0, 1]$$

où $(x^a; z^a)$ est la position d'un actionneur et

$$f_x(\xi) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\xi - 0,5}{0,1} \right)^2 \right] \quad (6.2)$$

et

$$f_z(\zeta) = \min \left[W_{2;0,5} \left(\frac{\zeta - 0,1}{0,35} \right) ; W_{2;0,5} \left(\frac{0,9 - \zeta}{0,35} \right) \right] \quad (6.3)$$

La fonction $W_{\alpha;b}$ a été introduite lors de l'exposé des conditions d'entrées dans la formule (4.5). Ce choix de fonction est sensé mimer la déformation de paroi induite par un actionneur électrostatique fabriqué à l'Institut d'Electronique, de Microtechnologies et de Nanotechnologies (IEMN), dont le principe est exposé sur la figure 6.3. La rotation de la plaque de longueur $2L$ et de largeur W autour des barres de torsion est créée par l'application d'un potentiel électrique sur les électrodes gauche ou droite. Lorsque la plaque est recouverte d'une membrane élastique, la déformation induite est proche de la fonction f_{act} .

Afin de capter précisément l'effet de cet actionneur sur l'écoulement, sa discrétisation a été réalisée en utilisant 40 et 30 mailles dans les directions longitudinale et transverse, respectivement. Ce choix permet de décrire correctement les gradients de déformation, grâce à un minimum de dix points dans chacun d'eux.

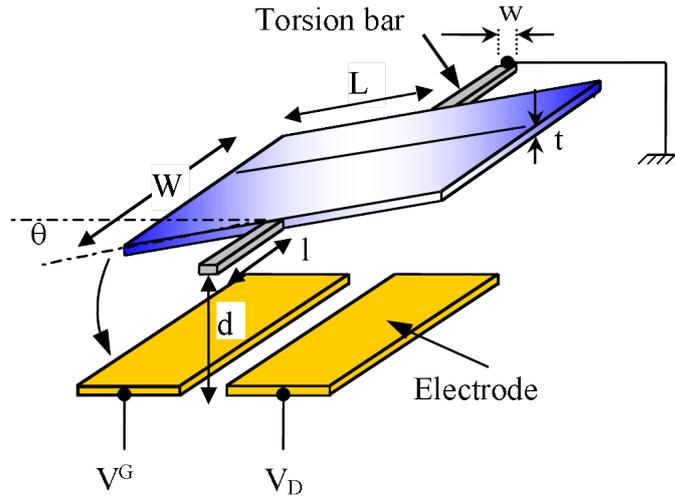


FIGURE 6.3 – Actionneur électrostatique proposé par l’IEMN. Avec l’aimable autorisation de Buchaillot & Blary (2007).

6.2.2 Choix du nombre de Reynolds et du nombre de Mach

Compte-tenu des dimensions de l’actionneur et du nombre de mailles choisi pour le décrire, les tailles des cellules en unités de paroi sont :

$$\Delta x^+ = 5 \quad \Delta z^+ = 1,33$$

Ces paramètres sont de loin inférieurs aux tailles habituellement utilisées pour la simulation numérique directe des écoulements pariétaux. La deuxième colonne du tableau 6.1 propose une estimation de ce que seraient la taille et du coût du calcul si les nombres de Reynolds et de Mach adoptés dans le chapitre § 5 (reportés dans la première colonne du tableau 6.1) étaient conservés. Une telle simulation est difficilement accessible actuellement, très coûteuse et de toute façon irréalisable dans le temps d’une thèse. Afin d’en réduire le coût, on choisit de diminuer le nombre de Reynolds en conservant le nombre de Mach, ce qui est proposé dans la troisième colonne du tableau 6.1. Le coût mémoire de la simulation est alors acceptable et facilement réalisable avec le supercalculateur de l’Onera. En revanche, le temps de calcul (75 jours CPU) est toujours trop important. Le nombre de Mach est alors augmenté à 0,2 en conservant, grâce à une épaisseur de couche limite plus faible, le nombre de Reynolds. Finalement, ces conditions d’écoulement, reportées dans la quatrième colonne du tableau 6.1, permettent de réduire le temps de calcul à 35 jours CPU, ce qui est réalisable avec les moyens actuellement disponibles à l’Onera.

6.2.3 Domaine de calcul

Dans les estimations du tableau 6.1, une longueur de domaine de $11\delta_0$ a été utilisée. Elle représente la somme des longueurs du domaine dédié aux conditions d’entrée et du domaine dédié au contrôle. Pour éviter de multiplier les cas de simulation, le domaine dédié aux conditions d’entrée sert également de référence. Le domaine contrôlé est donc superposé au précédent à une certaine distance du plan d’entrée, comme l’illustre la figure 6.4. La condition d’entrée de recyclage et de remise à l’échelle S3+FLIP, définie au paragraphe § 4.4.5 et basée sur celle Spalart *et al.* [184] est utilisée ici. Le plan d’extraction de la méthode de recyclage est positionné à une distance de $7\delta_0$ du plan d’entrée. Conformément aux remarques de Spalart *et al.* [184],

	LES	DNS 1	DNS 2	DNS 3
δ (m)	0,012	0,012	0,012	0,00536
ρ (kg/m ³)	1,12	1,12	0,37	0,37
Pression (Pa)	100700	100700	33500	33500
Mach	0,1	0,1	0,1	0,2
Re_τ	970	970	368	368
Δx^+	50	5	5	5
Δz^+	17	4/3	4/3	4/3
N_{cellules}	2 428 200	309 992 800	44 575 900	44 575 900
T_{total}^+	4568	4568	1990	1990
T_{total} (h CPU)	68,3	32 710,9	1 800,2	845,0

TABLE 6.1 – Estimation de la taille et du temps de calcul pour différentes conditions d'écoulement. Un domaine large de $2\delta_0$ et long de $11\delta_0$. Le temps de calcul est obtenu à partir des performances habituelles du code FLU3M sur le supercalculateur vectoriel de l'Onera et en considérant un nombre de CFL pariétal de 15 pour la LES et 4 pour les DNS.

la distance d'adaptation, dans le cas d'une DNS, est réduite à $4\delta_0$ pour le coefficient de frottement, dans une limite de 2 à 3% d'erreur. En acceptant une erreur légèrement plus importante (5%), on choisit de positionner le domaine contrôlé à une distance de $3,4\delta_0$. Ceci permet en outre de simuler 4 rangées de 14 actionneurs et de conserver une région non-contrôlée après le domaine contrôlé.

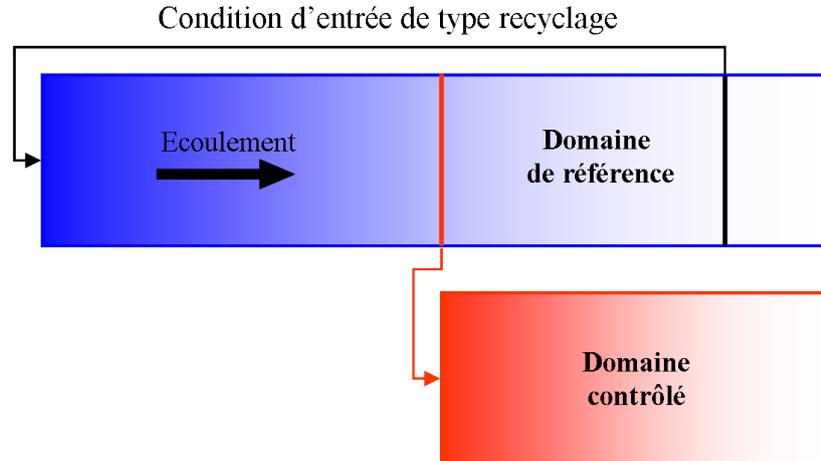


FIGURE 6.4 – Domaine de calcul, condition d'entrée et zone contrôlée.

6.2.4 Contrôleur distribué

6.2.4.1 Déformation de paroi

Ainsi qu'annoncé dans le chapitre § 3, la méthode utilisée pour déformer la paroi au niveau de l'actionneur est une formulation ALE (*Arbitrary Lagrangian-Eulerian*) des équations de Navier-Stokes compressibles. Dans le cadre de cette formulation, il convient de spécifier à chaque instant t la position, la vitesse et l'accélération des sommets des cellules du maillage. Par souci de simplicité, la position des mailles dans les directions longitudinale et transverse

n'est pas modifiée et la déformation imposée au niveau de la paroi est transmise de façon rigide dans la direction verticale :

$$x(i,j,k,t) = x(i,j,k,0) \quad (6.4a)$$

$$z(i,j,k,t) = z(i,j,k,0) \quad (6.4b)$$

$$y(i,j,k,t) = y(i,j,k,0) + \int_0^t \phi(u) f_{\text{act}}(x(i,j,k,u), z(i,j,k,u)) du \quad (6.4c)$$

où f_{act} est la fonction contenant l'aspect de la déformation et ϕ la fonction déterminant la vitesse de la déformation. L'altitude du point (i,j,k) s'écrit donc :

$$y(i,j,k,t) = y(i,j,k,0) + f_{\text{act}}(x(i,j,k,0), z(i,j,k,0)) \int_0^t \phi(u) du \quad (6.5)$$

On considère à présent $N \times M$ microactionneurs distribués, c'est-à-dire répartis de la manière suivante :

$$x_{n,m}^a = (n-1)\ell_x \quad (6.6a)$$

$$z_{n,m}^a = (m-1)\ell_z \quad (6.6b)$$

La déformation de chacun des actionneurs est pilotée par une vitesse $\phi_{n,m}(t)$ donnée. Selon la formule (6.1), l'altitude d'un point du domaine contrôlé s'écrit alors :

$$y(i,j,k,t) = y(i,j,k,0) + \dots \sum_{(n,m) \in \llbracket 1;N \rrbracket \times \llbracket 1;M \rrbracket} f_x \left(\frac{x(i,j,k,0) - x_{n,m}^a}{\ell_x} \right) f_z \left(\frac{z(i,j,k,0) - z_{n,m}^a}{\ell_z} \right) \left(\int_0^t \phi_{n,m}(u) du \right) \quad (6.7)$$

6.2.4.2 Stratégies de contrôle

Dans la formule 6.7, l'altitude atteinte par l'actionneur après une durée T de simulation est directement proportionnelle à l'intégrale de la vitesse de commande sur cette durée. Les stratégies de soufflage du chapitre § 5 feraient diverger ce terme et ne sont donc pas transposables directement à ce microsystème. Notamment pour cette raison, c'est le contrôle en opposition qui a été choisi. Son adaptation à ce système distribué se fait en définissant la fonction $\phi_{n,m}(t)$ comme l'opposé de la vitesse qui règne à une altitude y_d au-dessus du centre de chaque actionneur :

$$\phi_{n,m}(t) = -v \left(x_{n,m}^a + \frac{\ell_x}{2}, h_{n,m}^a(t) + y_d, z_{n,m}^a + \frac{\ell_z}{2} \right) \quad (6.8)$$

où $h_{n,m}^a(t)$ est l'altitude de l'extremum de déformation de l'actionneur indicé $(n; m)$. Afin d'éviter de trop grandes déformations et ainsi stabiliser ce contrôleur, cette altitude est restreinte à l'intervalle $h_{n,m}^a(t) \in [-12\nu/u_\tau, 12\nu/u_\tau]$. Par ailleurs, et ainsi que préconisé dans la littérature concernant le contrôle en opposition, le plan de détection est positionné à l'altitude où les fluctuations de l'énergie turbulente ont une intensité maximale, soit $y_d^+ = 12$. Remarquons enfin que la loi de commande (6.8) utilise la vitesse brute et non la fluctuation de vitesse. Ce choix est dicté par un souci de réalisme, car alors que des technologies actuelles pourraient permettre de mesurer la vitesse ponctuellement dans l'écoulement [128],

l'extraction de la moyenne spatiale sur l'ensemble de la plaque à un instant donné ne sera vraisemblablement jamais accessible.

La stratégie de contrôle ainsi définie sera dénommée OPPODEF par la suite. Elle est comparée à un contrôle en opposition classique, identique à celui du chapitre § 5, et dénomé OPPO. Les premières réalisations de ce dernier pour la simulation considérée ont révélé des perturbations importantes d'origine numérique, dues à la discontinuité imposée lors du passage du domaine non-contrôlé au domaine contrôlé. Pour y remédier, une fonction de transition \mathcal{C}_∞ progressive sur 20% de la longueur totale du domaine a été appliquée :

$$v(x,0,z,t) = -v(x,y_d,z,t) \min \left[W_{2,5,0,5} \left(\frac{\eta}{0,2} \right) ; W_{2,5,0,5} \left(\frac{1-\eta}{0,2} \right) \right] \quad (6.9)$$

où $\eta = (x - x_{\text{deb}})/(x_{\text{fin}} - x_{\text{deb}})$ est l'abscisse réduite de ce domaine. Un cliché instantané de la distribution de vitesse pour les deux stratégies OPPODEF et OPPO est proposé sur la figure 6.5.

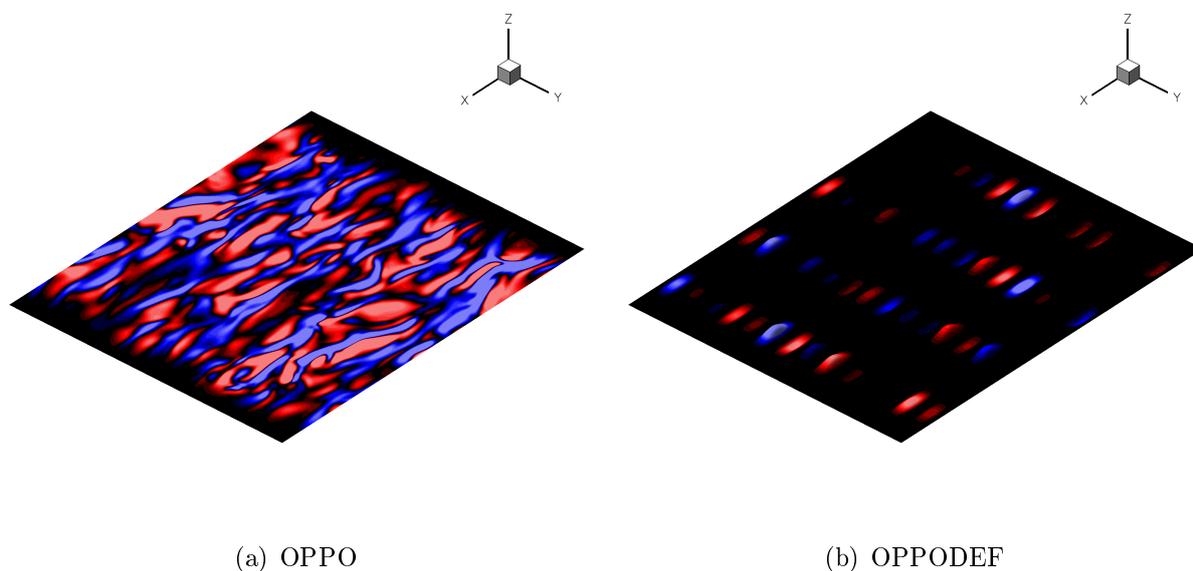


FIGURE 6.5 – Vitesse pariétale imposée par le contrôle.

6.2.5 A propos des post-traitements

Le recours à une méthode ALE pour déformer la paroi et contrôler l'écoulement suppose que le maillage évolue en fonction du temps. La collecte des statistiques nécessite donc un traitement particulier. Le mode opératoire adopté dans le cas présent est le suivant :

1. Tous les 10 pas de temps, extraction de champs instantanés dans des sous-domaines correspondant à chaque actionneur, dans les cas contrôlé et non-contrôlé ;
2. Calcul des composantes de la force qu'exerce le fluide sur la paroi (figure 6.6). Le vecteur contrainte d'origine visqueuse est obtenu selon :

$$\underline{\tau} \cdot \underline{\mathbf{e}_n} = \frac{\partial u_n}{\partial n} \underline{\mathbf{e}_n} + \frac{\partial u_t}{\partial n} \underline{\mathbf{e}_t} + \frac{\partial u_o}{\partial n} \underline{\mathbf{e}_o}$$

où $(\underline{\mathbf{e}_n} \underline{\mathbf{e}_t} \underline{\mathbf{e}_o})$ est le repère orthonormé direct local composé du vecteur normal à la surface dS et des deux vecteurs tangents à celle-ci ;

3. Interpolation linéaire des données sur un maillage fixe ;
4. Calcul du gradient de vitesse ($\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$) ;
5. Calcul des moments d'ordre 1 et d'ordre 2 et des moyennes nécessaires pour construire les termes de l'équation-bilan de l'énergie cinétique turbulente.

Par ailleurs, les modifications induites par la déformation d'un actionneur risquent d'être très différentes suivant que son altitude est positive ou négative, et suivant le sens de la déformation. Des moyennes conditionnellement à ces deux grandeurs ont donc été réalisées et permettront d'analyser les effets du contrôle par phase de déformation. La condition retenue pour ces moyennes est détaillée dans le paragraphe 6.6.1.

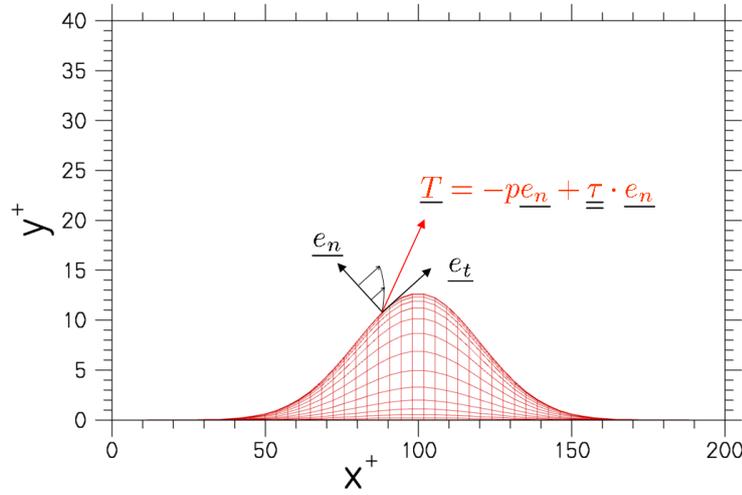


FIGURE 6.6 – Vecteur contrainte lors du soulèvement d'un actionneur

6.2.6 Validation de la simulation numérique directe

La méthode permettant d'effectuer les post-traitements après interpolation est validée par comparaison avec les résultats de Spalart [186] à $Re_\tau = 340$. Le profil moyen de vitesse ainsi que les tensions de Reynolds sont représentés sur la figure 6.7. L'accord est très satisfaisant compte tenu de la légère différence entre le nombre de Reynolds de la Réf. [186] et celui, plus élevé, de notre simulation ($Re_\tau = 368$). Pour limiter la quantité d'informations à stocker, seul l'écoulement situé en dessous de $y^+ = 200$ a été extrait et post-traité, ainsi que le montrent les courbes de la figure 6.7.

Les termes de l'équation-bilan pour l'énergie cinétique turbulente ont également été calculés et sont comparés aux résultats de Spalart [186] sur la figure 6.8. Le détail de cette équation, exprimée pour un régime d'écoulement incompressible, est rappelé ci-dessous :

$$0 = \underbrace{-U_j \frac{\partial \overline{u'_i u'_i}}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} + \underbrace{\left(-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)}_{\text{Production}} - \underbrace{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion turbulente}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u'_j p'}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion par p}} + \underbrace{\frac{2\mu}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u'_i s'_{ij}}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion visqueuse}} - \underbrace{2 \frac{\mu}{\rho} \overline{s'_{ij} s'_{ij}}}_{\text{Dissipation}} \quad (6.10)$$

On note que la présente simulation est en très bon accord général avec les données de Spalart [186] en ce qui concerne cette équation. On peut toutefois remarquer la présence de deux

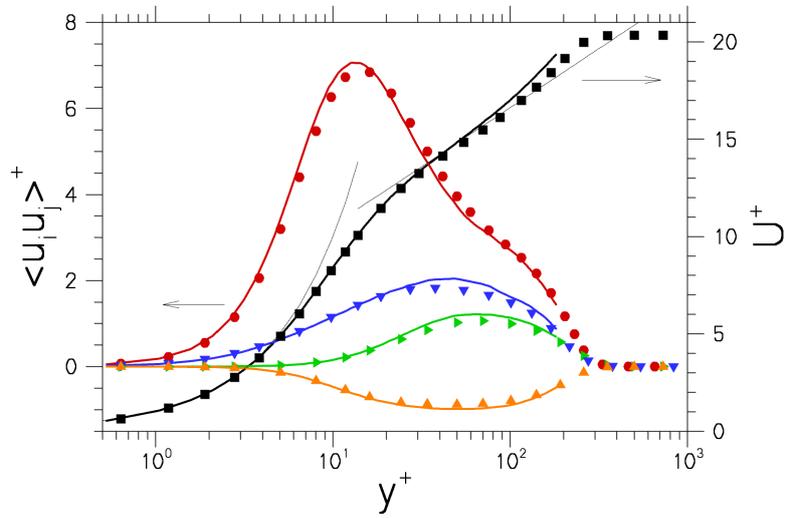


FIGURE 6.7 – Profils de la vitesse moyenne (\square , \blacksquare) et des intensités turbulentes $\overline{u'^2}$ (\bullet , \bullet), $\overline{v'^2}$ (\blacktriangledown , \blacktriangledown), $\overline{w'^2}$ (\blacktriangledown , \blacktriangledown), $\overline{u'v'}$ (\blacktriangle , \blacktriangle), adimensionnés en grandeurs pariétales. Les symboles correspondent aux données de Spalart [186] à $Re_\tau = 340$.

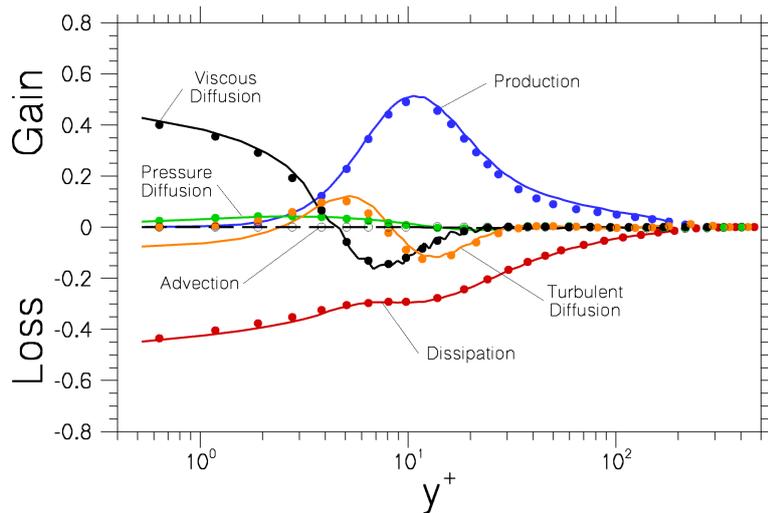


FIGURE 6.8 – Termes de l'équation-bilan pour l'énergie cinétique turbulente, adimensionnés par u_τ^4/ν et tracés en fonction de la distance à la paroi exprimée en unités pariétales. Comparaison avec les données de Spalart [186] à $Re_\tau = 340$.

défauts. Le premier consiste en de petites oscillations un point sur deux sur le profil de diffusion visqueuse. Il est dû à un découplage entre cellules paire et impaire, qui crée ces oscillations d'origine purement numérique lors du calcul des dérivées secondes. Il n'a malheureusement pas pu être corrigé *a posteriori* car contenu dans les termes moyennés pendant la simulation. Le deuxième défaut apparaît sur le profil de la diffusion turbulente au voisinage de la paroi. Ce terme tend vers une valeur négative non-nulle lorsque $y^+ \rightarrow 0$. Étant donné le bon accord de cette courbe avec les données de Spalart [186] pour le reste du profil, un manque de convergence pour ce terme d'ordre trois peut être proposé pour expliquer ce comportement.

6.3 Effet d'un actionneur unique

La forme et la taille de l'actionneur étant fixés, on cherche à présent à connaître son effet indépendamment de la stratégie de contrôle et de la turbulence. Il est donc immergé au sein d'un écoulement initialement sans fluctuations. On procède ensuite à son actionnement en spécifiant une commande de vitesse $\phi(t)$ et on enregistre les effets induits sur l'écoulement.

Comme pour les stratégies de soufflage/aspiration localisé exposées au chapitre § 2, on a cherché à isoler l'effet équivalent à un "soufflage seul" ou à une "aspiration seule". Or, dans le cas d'une déformation de paroi, on a pas directement accès à ces effets : l'émergence de l'actionneur induit bien une vitesse positive, analogue à un soufflage, mais la relaxation subséquente de ce même actionneur induit une vitesse négative. Pour bien séparer les effets de ces deux phénomènes, l'idée est de relaxer l'actionneur à une vitesse plus faible que celle du soulèvement. Un cycle complet de déformation peut être construit sur ce principe en utilisant le profil de vitesse de la figure 2.26 proposé par Carlson & Lumley [20] pour modéliser l'émergence d'une bosse pariétale (voir aussi la Réf. [21]). On définit pour cela la fonction $\kappa(t)$ à valeurs dans $[-1; 1]$:

$$0 \leq t/T \leq \tau \quad \Rightarrow \kappa(t) = t/(\tau T) \quad (6.11a)$$

$$\tau \leq t/T \leq (1 - \tau) \quad \Rightarrow \kappa(t) = 1 \quad (6.11b)$$

$$(1 - \tau) \leq t/T \leq (1 + \tau\beta) \quad \Rightarrow \kappa(t) = (T - t)/(\tau T) \quad (6.11c)$$

$$(1 + \tau\beta) \leq t/T \leq (1 + \alpha - \tau\beta) \quad \Rightarrow \kappa(t) = -\beta \quad (6.11d)$$

$$(1 + \alpha - \tau\beta) \leq t/T \leq (1 + \alpha) \quad \Rightarrow \kappa(t) = (t - (1 + \alpha)T)/(\tau T) \quad (6.11e)$$

où $\alpha = (1 - \tau)/\beta - \tau\beta$ est la durée relative de la relaxation. La vitesse utilisée pour commander l'actionneur est alors $\phi(t) = V_{\max}\kappa(t)$, avec V_{\max} positif pour un soulèvement et V_{\max} négatif pour un abaissement. Dans le cas où $V_{\max} > 0$, l'actionneur est d'abord uniformément accéléré pendant une fraction τ du temps associé au soulèvement T (Eq. (6.11a)), pour atteindre la vitesse de soulèvement maximale (Eq. (6.11b)). À l'approche de la déformation maximale, il est décéléré uniformément (Eq. (6.11c)) pour atteindre la vitesse $-\beta V_{\max}$ de relaxation (Eq. (6.11d)). La vitesse est finalement réduite pour retrouver l'état initial (Eq. (6.11e)).

Les paramètres V_{\max} , τ , T et β utilisés pour ces simulations sont listés dans le tableau 6.2. L'altitude maximale de l'actionneur est fixée à $h_m^+ = (1 - \tau)TV_{\max} = \pm 12$ de manière à ce qu'il dépasse juste de la sous-couche visqueuse, selon les recommandations de Carlson & Lumley [20]. La durée d'accélération est fixée à 40% du temps de soulèvement. Cette valeur permet de se rapprocher du fonctionnement d'un actionneur réel. Le paramètre β est réglé en satisfaisant un compromis entre durée totale du cycle $(1 + \alpha)T$ et limitation de la vitesse induite $-\beta V_{\max}$.

Enfin, pour être commensurable avec la physique de la turbulence pariétale, le paramètre T est fixé à la moitié du temps de passage d'un tourbillon quasi-longitudinal, soit environ 7 unités de temps visqueux.

τ	T^+	β	V_{\max}^+	h_m^+
0.4	7	0.2	2,85	12

TABLE 6.2 – Paramètres associés à la déformation de l'actionneur selon le profil de vitesse 6.11.

6.3.1 Phase d'extrusion

Le cycle de déformation positive est tout d'abord testé. La déformation de l'actionneur est alors pilotée par la fonction $\phi_{1,4}(t) = V_{\max}\kappa(t)$ et l'équation 6.7. Cette vitesse est représentée sur la figure 6.9 et le diagramme de phase associé sur la figure 6.10.

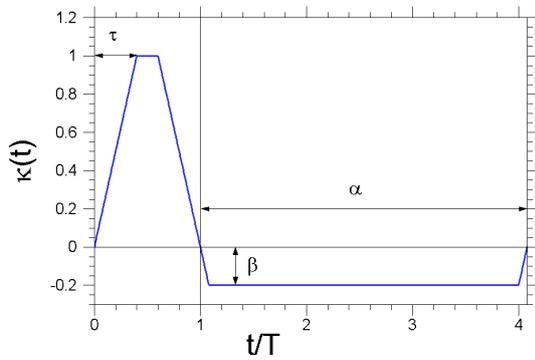


FIGURE 6.9 – Profil de vitesse utilisé pour déformer l'actionneur.

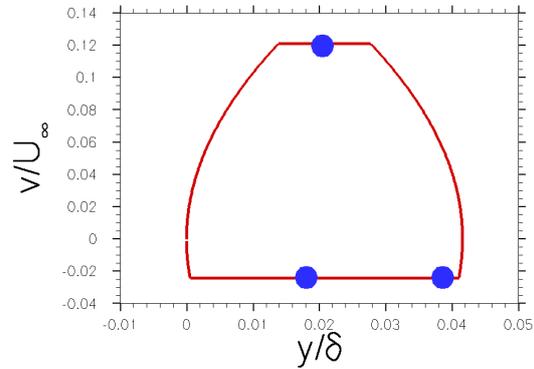


FIGURE 6.10 – Diagramme de phase de l'ex-trusion.

La force de frottement visqueux engendrée par le mouvement de l'actionneur est représentée sur la figure 6.11. Le signal de traînée visqueuse a été intégré séparément sur trois domaines (domaine **A** en amont, domaine **B** au niveau de l'actionneur et domaine **C** en aval) et rapporté à la surface de chacun d'eux :

$$T_X^v(t) = \frac{1}{S(t)} \left(\iint_{S(t)} \underline{\tau} \cdot \underline{\mathbf{e}}_n dS \right) \cdot \underline{\mathbf{e}}_x \quad (6.12)$$

De cette manière, on peut analyser la propagation des effets de l'actionnement en amont et en aval de celui-ci. La traînée de forme (équation ci-après) a également été enregistrée. Elle s'avère être négligeable et contribuer en moyenne pour moins de 4% à la traînée totale.

$$T_X^P(t) = \frac{1}{S(t)} \left(\iint_{S(t)} -p \underline{\mathbf{e}}_n dS \right) \cdot \underline{\mathbf{e}}_x \quad (6.13)$$

Sur la figure 6.11, l'évolution temporelle de T_X^v comporte trois phases distinctes, qui sont décrites ci-après. Des clichés instantanés du champ de vitesse perturbé $\underline{\mathbf{u}}^P$ ont été réalisés pour un instant appartenant à chacune de ces phases. Son écart par rapport à l'écoulement non perturbé est défini par $\underline{\mathbf{u}}^P(\underline{\mathbf{x}}, t) - \underline{\mathbf{u}}^{n.p.}(\underline{\mathbf{x}})$, où $\underline{\mathbf{u}}^{n.p.}$ est l'écoulement de référence, sans actionneurs. Cet écart est représenté par composante sur la figure 6.12 pour certains plans (x, y) ou (y, z) significatifs. Dans la mesure où l'écoulement retrouve son état initial après

un temps fini consécutif au cycle de perturbation, ces écarts représentent les fluctuations de vitesse engendrées par le cycle de déformation de la paroi. En conséquence, on peut calculer les quadrants $u'v'$ qui leur correspondent. Leur évolution est proposée sur la figure 6.13(a). Enfin, la forme de vorticité longitudinale générée par cette déformation est représentée sur la figure 6.13(b). Les trois instants choisis sont repérés par un point bleu sur le diagramme de phase de la figure 6.10.

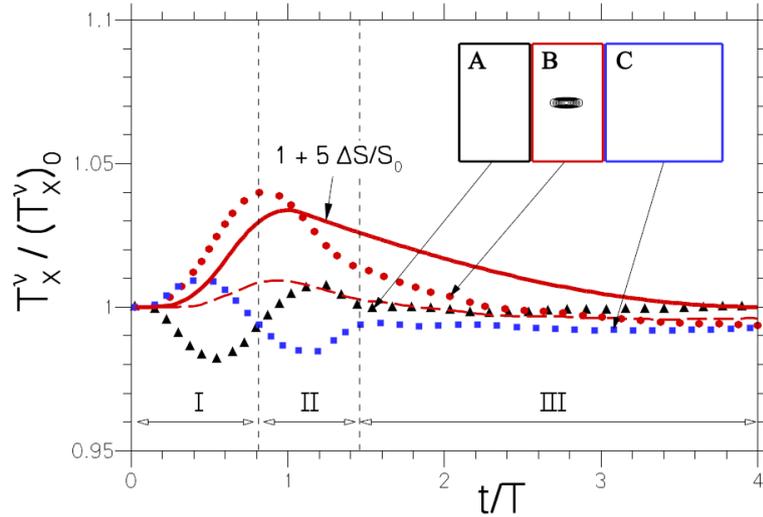


FIGURE 6.11 – Variation temporelle relative de force de frottement visqueux lors de l'émergence d'un actionneur dans un écoulement sans fluctuations et variation de surface associée. La ligne en pointillé représente la variation de force intégrée sur l'ensemble du domaine de calcul.

Phase I : Le soulèvement de l'actionneur s'effectue d'abord et s'accompagne d'une induction de vitesse verticale positive répartie au-dessus de celui-ci (figure 6.12(c)I). On peut observer sur les figures 6.12(b)I et 6.12(a)I que ceci provoque une bulle de ralentissement dans la direction longitudinale qui s'étend en amont de l'actionneur. Celle-ci se traduit par une légère diminution sur la courbe de traînée visqueuse du domaine **A**. Les figures 6.12(a)I et 6.12(d)I montrent de plus que, le fluide ne pouvant contourner l'obstacle par le haut à cause de la vitesse verticale induite par le soulèvement, il accélère transversalement pour le contourner par les côtés. La traînée visqueuse du domaine **B** augmente continument avec la déformation et ce en avance de phase par rapport à cette dernière. Deux origines peuvent être proposées à cette augmentation. D'une part, l'accélération du fluide sur les côtés de l'actionneur produit une intensification des zones de cisaillement $\frac{\partial w}{\partial n}$, ce qui se traduit par une contribution non négligeable à la traînée au niveau des "arêtes" de l'actionneur ($\mathbf{e}_n \approx -\mathbf{e}_x \pm \mathbf{e}_z$). D'autre part, les contours de vitesse longitudinale de la figure 6.12(b) suggèrent que le soulèvement de l'actionneur contribue à intensifier les zones de cisaillement pariétal situées au sommet de celui-ci. Contrairement au cas d'une condition de transpiration, la vitesse induite par l'actionneur n'a pas un effet réducteur de frottement. Dans le cas présent, la déformation de la paroi transporte l'écoulement avec elle à une vitesse qui décroît par effet de diffusion visqueuse à mesure que l'on s'éloigne d'elle (voir la figure 6.12(c)I). La contrainte de cisaillement au sommet de l'actionneur est donc augmentée autour de la déformation et la traînée de frottement également.

Phase II : Lors de la deuxième phase, l'actionneur est proche de son altitude maximale. La vitesse induite est alors très faible et les effets observables sont soit d'origine statique,

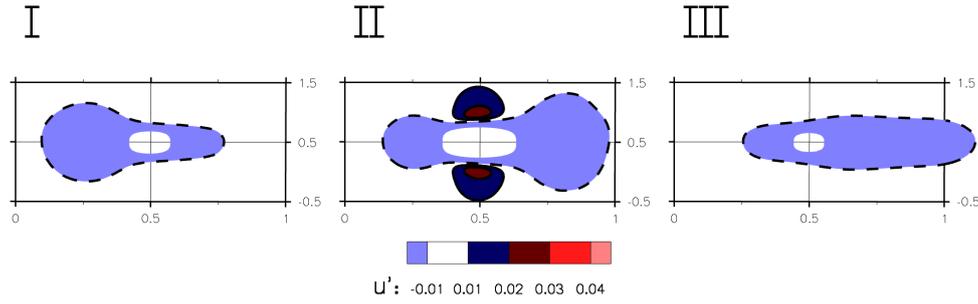
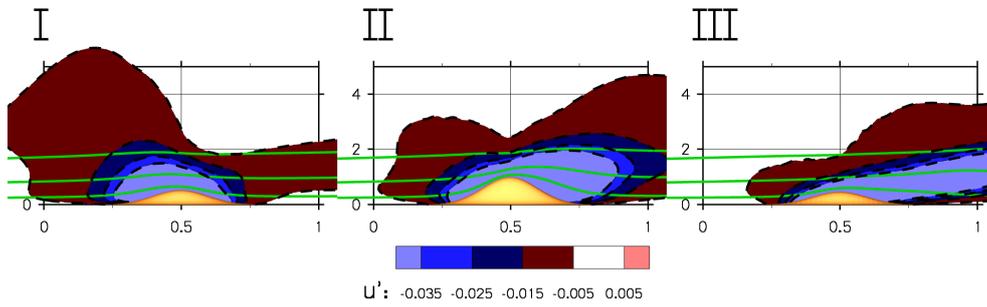
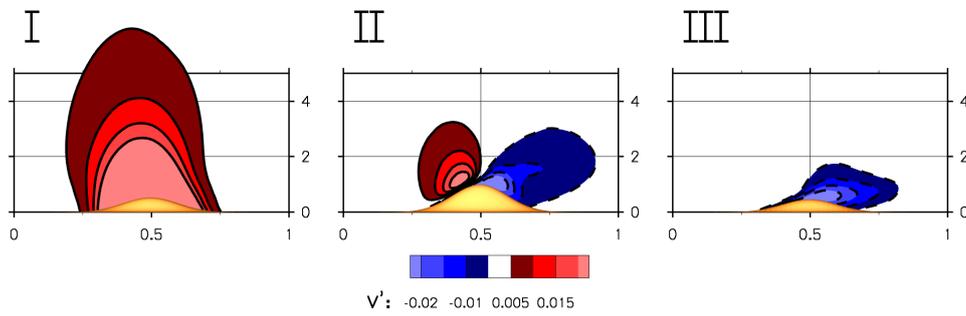
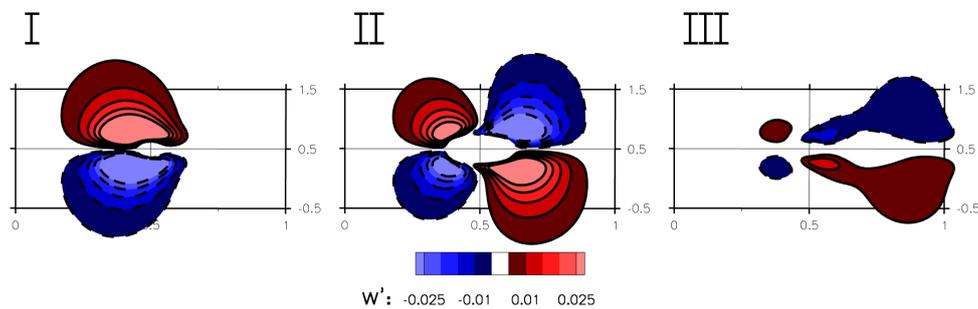
(a) $u^{p\cdot}(\underline{\mathbf{x}},t) - u^{n\cdot p\cdot}(\underline{\mathbf{x}})$ à $y/\delta_0 = 0,015$ vue de dessus.(b) $u^{p\cdot}(\underline{\mathbf{x}},t) - u^{n\cdot p\cdot}(\underline{\mathbf{x}})$ en $z = z^a + \ell_z/2$ vue de côté.(c) $v^{p\cdot}(\underline{\mathbf{x}},t) - v^{n\cdot p\cdot}(\underline{\mathbf{x}})$ en $z = z^a + \ell_z/2$ vue de côté.(d) $w^{p\cdot}(\underline{\mathbf{x}},t) - w^{n\cdot p\cdot}(\underline{\mathbf{x}})$ à $y/\delta_0 = 0,015$ vue de dessus.

FIGURE 6.12 – Écarts de vitesse par rapport à l'écoulement non perturbé, adimensionnés par U_∞ et représentés par rapport aux coordonnées x/ℓ_x , z/ℓ_z et y/h_m , où h_m est l'altitude maximale de déformation. Sur la figure 6.12(b) : contours $[0,1 ; 0,3 ; 0,5]$ de la vitesse longitudinale $u^{p\cdot}/U_\infty$. L'écoulement va de la gauche vers la droite.

dûs à la présence quasi-immobile de l'actionneur, soit d'origine dynamique, en lien avec les temps de propagation des modifications. En lien avec la géométrie de l'actionneur, l'aspect des composantes normale (figure 6.12(c)II) et transverse (figure 6.12(d)II) est caractéristique du contournement d'un obstacle immobile. En revanche, la diminution rapide de la traînée visqueuse du domaine **B** à une pente approximativement opposée à celle de la phase I, suggère un effet d'inertie. La propagation de l'information d'arrêt et d'abaissement de l'actionneur n'est pas immédiate. L'alignement des lignes de courant avec la nouvelle position de l'actionneur nécessite un certain laps de temps. Cet intervalle correspond vraisemblablement à la durée de la phase II, durant laquelle les zones de cisaillement longitudinal au sommet de l'actionneur diminuent rapidement en intensité. La disparition de la vitesse verticale positive induite lors de la phase I a permis à l'écoulement amont d'accélérer à nouveau et produit une augmentation de la traînée visqueuse dans le domaine **A**. À l'opposé, la bulle de ralentissement, due à la présence de l'actionneur en position de déformation maximale, a été transférée en aval et produit une diminution de la traînée visqueuse dans le domaine **C**.

Phase III : Au cours de la troisième phase, les effets dynamiques ont disparu. Ne subsistent que les effets quasi-statiques dûs à la présence de l'actionneur, qui diminuent en intensité à mesure qu'il s'abaisse. La relaxation de la traînée visqueuse se poursuit approximativement au même taux que la relaxation de l'actionneur. La traînée visqueuse du domaine **A** est de retour à la normale, celles des domaines **B** et **C** conservent une réduction résiduelle de 0,8%. En outre, les figures 6.12(b)III et 6.12(a)III montrent que les écarts à la référence de la vitesse longitudinale occasionnés par les phases I et II de la déformation sont propagés dans la direction de l'écoulement, sans perte drastique d'intensité.

Les quadrants correspondant aux fluctuations de vitesse engendrées par ce cycle de déformation sont représentés sur la figure 6.13(a). Seuls les quadrants $Q2$ et $Q3$, situés dans le demi-plan $u' < 0$ sont présents avec les valeurs d'isosurface considérées. L'émergence de l'obstacle est associée au quadrant $Q2$ et contribue donc à la production de turbulence. En revanche, la relaxation de l'obstacle est associée au quadrant $Q3$ et donc à une destruction d'énergie turbulente.

Enfin, les isosurfaces de vorticité de la figure 6.13(b) révèlent que le soulèvement de l'actionneur génère deux structures rotationnelles quasi-longitudinales intenses. Les zones pariétales de vorticité opposée sont également présentes. L'arrêt du soulèvement ne détruit pas ces structures, qui se détachent de l'actionneur et sont convectées vers l'aval en se dissipant progressivement. L'abaissement de l'actionneur contribue à renforcer la vorticité pariétale induite à la phase I, qui est finalement uniquement présente dans un très proche voisinage de l'actionneur (phase III).

6.3.2 Phase d'effacement

Le cycle de déformation négative est ensuite évalué. La déformation de l'actionneur est alors pilotée par la fonction $\phi_{1,4}(t) = -V_{\max}\kappa(t)$ et l'équation 6.7. Cette vitesse est représentée sur la figure 6.14 et le diagramme de phase associé sur la figure 6.15.

Le signal de traînée visqueuse pour les trois domaines **A**, **B**, **C** est représenté sur la figure 6.16. Trois phases sont également présentes et correspondent aux mêmes intervalles de temps que dans le cas d'une émergence. La tendance pour chaque domaine semble simplement inversée par rapport à ce dernier cas. Les mêmes opérations sont effectuées sur la vitesse, dont les écarts à l'écoulement non perturbé sont reportés sur la figure 6.17.

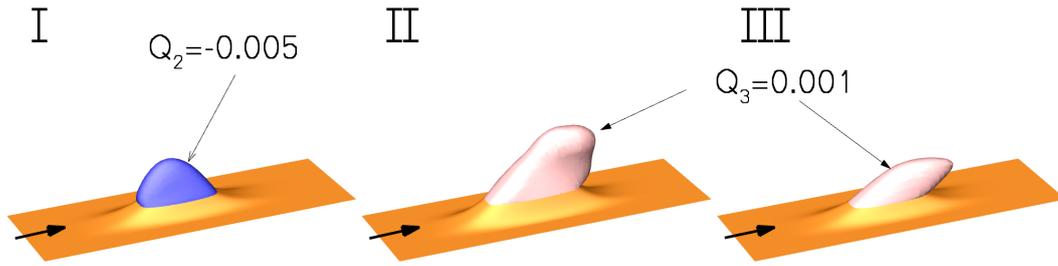
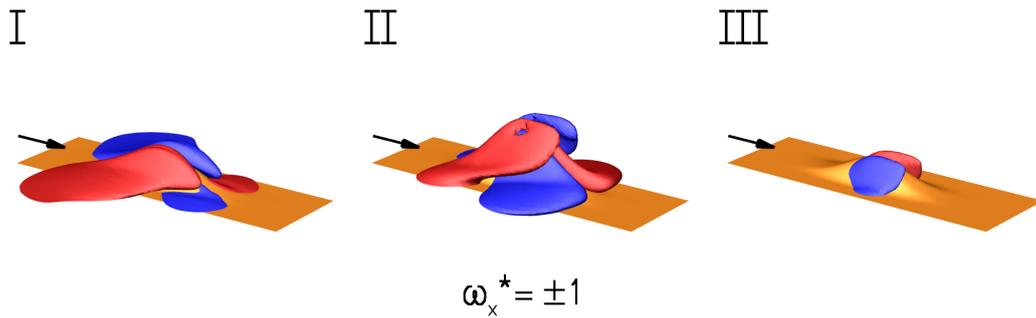
(a) Quadrants $u'v'$ construits à partir des écarts de vitesse à l'écoulement non perturbé.(b) Isosurfaces de la vorticité longitudinale adimensionnée par δ_0/U_∞ .

FIGURE 6.13 – Quadrants de vitesse et vorticité induits par la déformation positive d'un actionneur.

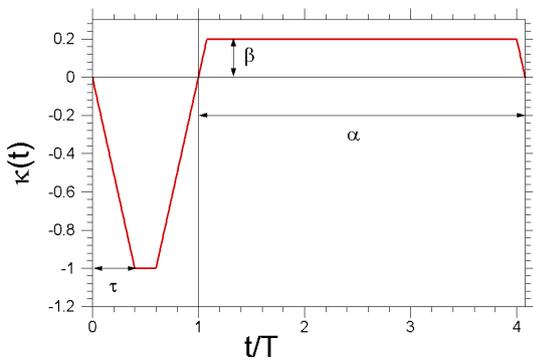


FIGURE 6.14 – Profil de vitesse utilisé pour déformer l'actionneur.

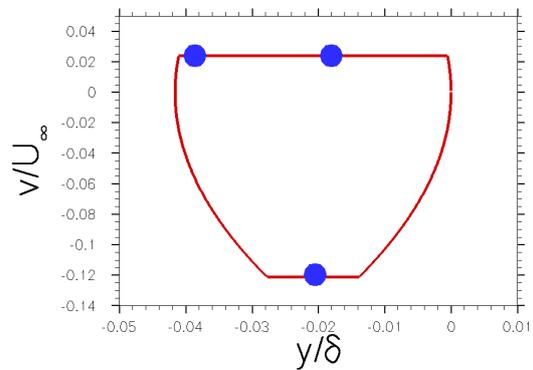


FIGURE 6.15 – Diagramme de phase de l'abaissement.

Phase I : Lors de cette phase, la paroi de l'actionneur s'affaisse rapidement et s'écarte des régions de fort cisaillement. La traînée visqueuse est donc réduite dans le domaine **B**. Ce mouvement s'accompagne d'une accélération de l'écoulement amont – qui compense l'augmentation de section locale – et d'un ralentissement de l'écoulement aval, pour lequel de la quantité de mouvement a été prélevée par l'aspiration induite (voir la figure 6.17(c)I). Ces effets se traduisent sur les courbes de traînée visqueuse par une légère diminution dans le domaine **C** et une légère augmentation pour le domaine **A**. À l'inverse du cas de soulèvement, l'abaissement de paroi occasionne une convergence du fluide vers le creux. Elle se traduit par une accélération latérale du fluide en direction du creux, observable sur la figure 6.17(d)I.

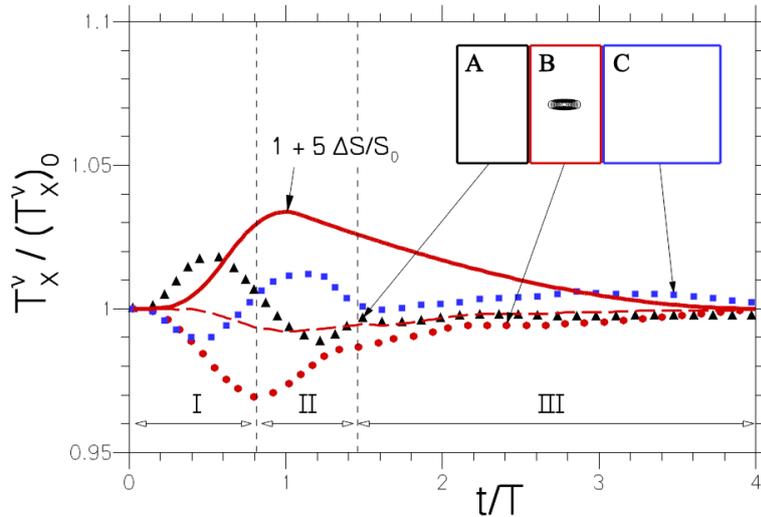


FIGURE 6.16 – Variation relative de force de frottement visqueux lors de l'effacement sous la paroi d'un actionneur dans un écoulement sans fluctuations et variation de surface associée. La ligne en pointillé représente la variation de force intégrée sur l'ensemble du domaine de calcul.

Phase II : L'actionneur atteint ensuite une position proche de l'affaissement maximal. Le fluide convergent, amené lors de la première phase pour "remplir" ce creux, en est maintenant éjecté, comme le montrent les figures 6.17(c)II et 6.17(d)II pour les composantes normale et transverse de la vitesse. L'écoulement aval est accéléré en conséquence, donnant lieu à une légère augmentation de la traînée visqueuse dans le domaine **C**. Dans le domaine **B**, la traînée visqueuse augmente rapidement. En effet, le déplacement associé à la relaxation de la paroi se réalise au sein d'un fluide rapide et s'accompagne d'une augmentation du cisaillement pariétal.

Phase III : Enfin, le retour de la paroi à son état initial s'accompagne de modifications principalement alignées dans la direction de l'écoulement. De très faibles écarts à la référence sont effectivement observables sur la figure 6.17(d)III et ceux de la vitesse longitudinale sont alignés suivant l'axe longitudinal sur la figure 6.17(a)III. Enfin, la figure 6.17(b) montre qu'une propagation verticale des écarts de vitesse longitudinale est observée et que leur intensité diminue peu à mesure que l'on s'éloigne de l'actionneur.

Comme pour le cycle d'extrusion, des quadrants pour les écarts à la référence des composantes longitudinale et verticale de la vitesse sont calculés. Ils sont représentés sur la figure 6.18(a). Ils révèlent que seuls les quadrants Q_1 et Q_4 sont favorisés lors d'un effacement de la paroi. Un événement Q_4 qui surmonte l'actionneur est associé à sa phase d'abaissement. Un événement Q_1 , logé dans le creux alors créé par l'actionneur, intervient durant la phase de relaxation. Son intensité diminue à mesure que l'on se rapproche de l'état de référence. Le cycle d'effacement s'accompagne de la formation de deux structures tourbillonnaires quasi-longitudinales, observables sur les figure 6.18(b) (I et II). Leurs images pariétales sont présentes et subsistent lors de la troisième phase, alors que les deux structures principales ont été dissipées (figure 6.18(b)III). Notons que le sens de rotation de ces structures est l'opposé de celui des structures induites lors du cycle d'extrusion.

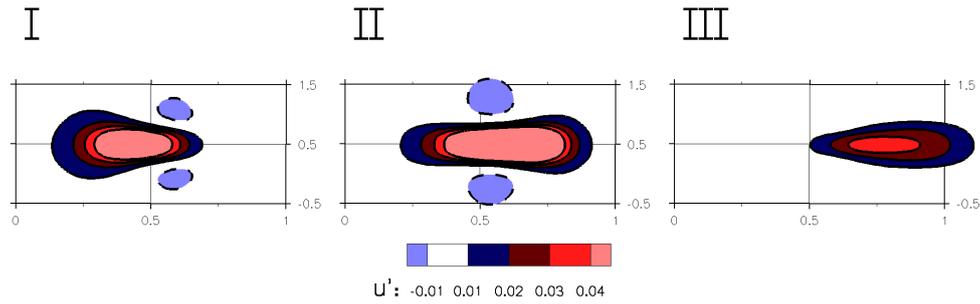
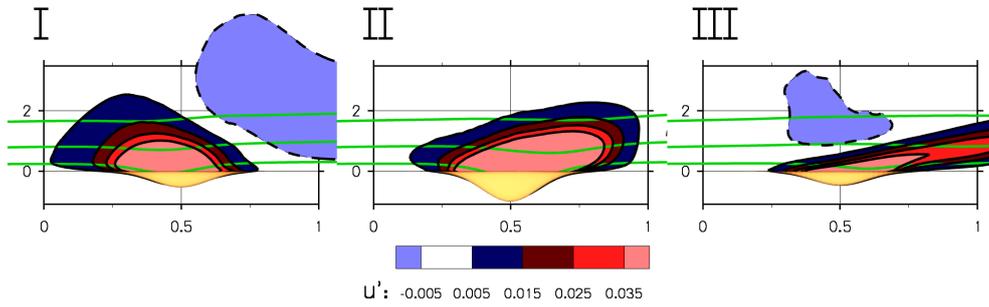
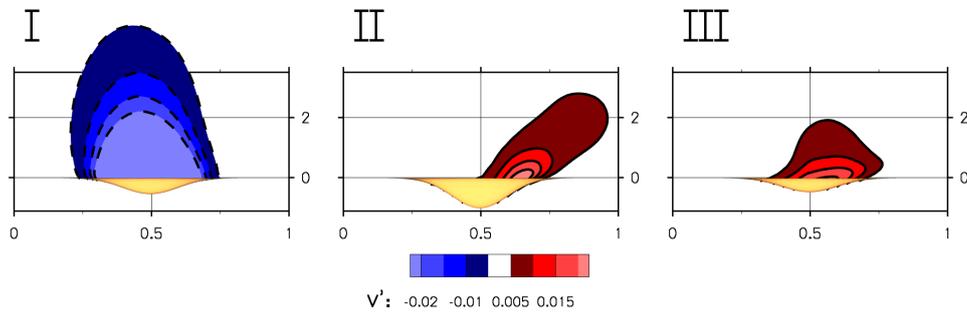
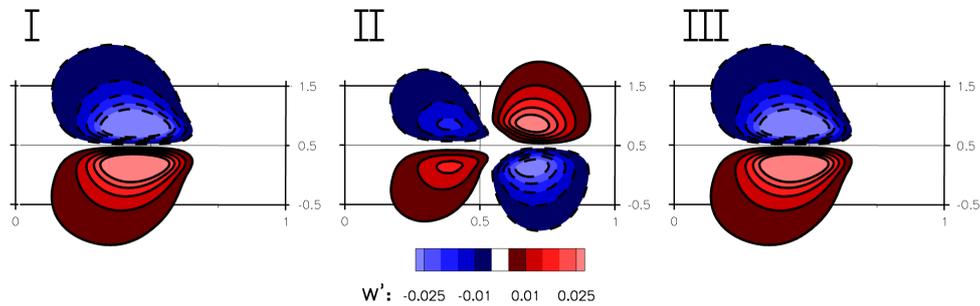
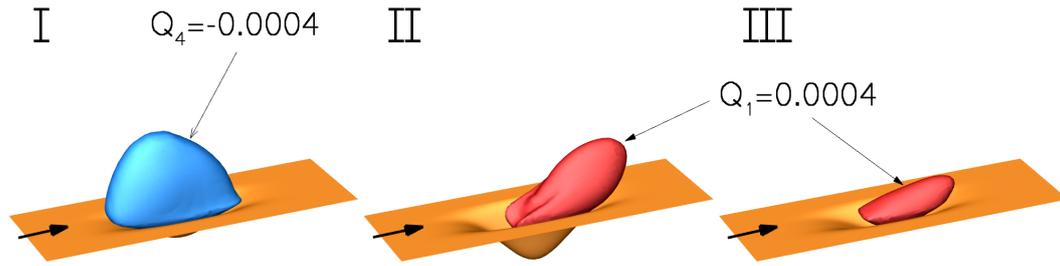
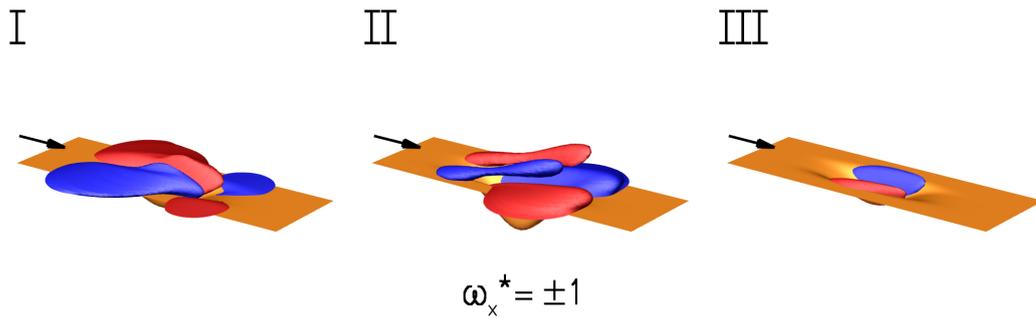
(a) $u^{\text{P}}(\underline{\mathbf{x}},t) - u^{\text{n.P.}}(\underline{\mathbf{x}})$ à $y/\delta_0 = 0,015$ vue de dessus.(b) $u^{\text{P}}(\underline{\mathbf{x}},t) - u^{\text{n.P.}}(\underline{\mathbf{x}})$ en $z = z^a + \ell_z/2$ vue de côté.(c) $v^{\text{P}}(\underline{\mathbf{x}},t) - v^{\text{n.P.}}(\underline{\mathbf{x}})$ en $z = z^a + \ell_z/2$ vue de côté.(d) $w^{\text{P}}(\underline{\mathbf{x}},t) - w^{\text{n.P.}}(\underline{\mathbf{x}})$ à $y/\delta_0 = 0,015$ vue de dessus.

FIGURE 6.17 – Ecart de vitesse par rapport à l'écoulement de référence, adimensionné par U_∞ et représentés par rapport aux coordonnées x/ℓ_x , z/ℓ_z et y/h_m , où h_m est l'altitude minimale atteinte lors du cycle. Sur la figure 6.17(b) : contours [0,1 ; 0,3 ; 0,5] de la vitesse longitudinale u^{P}/U_∞ . L'écoulement va de la gauche vers la droite.

(a) Quadrants $u'v'$ construits à partir des écarts de vitesse à la référence.

(b) Isosurfaces de vorticité longitudinale.

FIGURE 6.18 – Quadrants de vitesse et vorticité induits par la déformation négative d'un actionneur.

6.3.3 Conclusions sur l'effet d'un actionneur unique

Les cycles d'extrusion ou d'effacement d'un actionneur dans un écoulement sans fluctuations donnent lieu à des modifications rapides et localisées. Les efforts d'origine visqueuse ainsi générés sont inversés par rapport au cas d'une condition de transpiration : l'extrusion occasionne un surfrottement et l'effacement un sousfrottement. Pour sa part, la traînée de forme associée aux cycles de déformation est négligeable et vaut en moyenne 4% de la traînée totale. Dans les deux cas, l'actionnement du système induit une production de turbulence et crée une paire contrarotative de structures tourbillonnaires quasi-longitudinales, dont le sens de rotation dépend du sens de la déformation. La relaxation du système contribue ensuite à détruire la turbulence et aide à la dissipation de la paire de tourbillons.

6.4 Effet du contrôle sur la force de frottement

On considère à présent le cas où les stratégies OPPO et OPPODEF décrites au paragraphe § 6.2.4 sont utilisées pour contrôler l'écoulement de couche limite turbulente, aux conditions choisies au paragraphe § 6.2.2. Afin de quantifier les effets de ces stratégies de contrôle sur la force qu'exerce le fluide sur la paroi, on dispose de deux sources d'informations. La première correspond au champ de vitesse moyenné en temps et dans la direction transverse sur le maillage mobile. Dans le cadre de la simulation OPPODEF, ce champ moyen n'est donc valable qu'aux points où le maillage ne se déforme pas. En revanche, pour les simulations OPPO et de référence, il s'agit d'une donnée statistique habituelle. Ce champ donne une information sur la répartition spatiale de la réduction de traînée visqueuse le long du domaine contrôlé. La deuxième correspond au signal temporel du vecteur des efforts intégré sur la surface de chaque

actionneur, et séparé en composantes visqueuse et de pression :

$$\underline{\mathbf{F}}_{n,m}^{\nu} = (F_x^{\nu}, F_y^{\nu}, F_z^{\nu})_{n,m} \quad (6.14)$$

$$\underline{\mathbf{F}}_{n,m}^P = (F_x^P, F_y^P, F_z^P)_{n,m} \quad (6.15)$$

où $1 \leq n \leq 4$ et $1 \leq m \leq 14$ sont les indices de l'actionneur correspondant dans le réseau.

L'évolution longitudinale de la variation relative du coefficient de frottement est proposée sur la figure 6.19. On observe tout d'abord que la courbe de réduction de frottement du contrôle en opposition présente d'importants écarts au début et à la fin du domaine contrôlé. Retrospectivement, ce comportement est présent – dans une moindre mesure – sur la courbe de la figure 5.15, pour le contrôle en opposition du chapitre § 5. En observant très attentivement cette courbe, on peut constater que les mêmes écarts se manifestent à l'échelle d'une maille au début et à la fin du domaine contrôlé. Comme le montre la figure 5.2, la vitesse verticale moyenne appliquée par le contrôle en entrée de domaine est légèrement négative. On peut vérifier *a posteriori* que c'est également le cas ici. Cette vitesse V_w est quasi-nulle partout sauf au niveau de l'entrée et de la sortie du domaine contrôlé, où elle vaut respectivement -5% et $+5\%$ de la vitesse r.m.s. C'est cette variation du débit moyen introduit par le contrôle qui influe sur l'évolution du coefficient de frottement et lui donne cette forme particulière. La fonction de transition de la formule (6.9), appliquée à la distribution de vitesse imposée par cette stratégie, est indiquée sur la figure 6.19. Le lien entre cette fonction et l'amplitude de ces "accidents" de la courbe de réduction de frottement est flagrant. Il semblerait que la progressivité de la loi de contrôle en entrée du domaine contrôlé amplifie l'influence du débit moyen sur le coefficient de frottement en augmentant artificiellement la région de transition entre domaine non-contrôlé et domaine contrôlé. Précisons enfin que la valeur r.m.s. de v_w est stable sur l'ensemble du domaine contrôlé où la fonction de pondération (6.9) vaut 1. L'énergie est donc introduite à la paroi de manière uniforme dans cette région.

Comme précisé ci-dessus, les données accessibles dans le cas du contrôle par micro-système ne concernent que les points de maillage immobiles. Les points de la zone non contrôlée située après les actionneurs ($x > 6.17\delta_0$), ainsi que les points de transition entre les rangées d'actionneurs ne sont pas déplacés lors de l'actionnement du micro-système. On peut donc y calculer la force de frottement visqueux à partir du champ de vitesse moyenne. Globalement une réduction de frottement à hauteur de 5% est observée sur la figure 6.19. Elle semble par ailleurs s'établir progressivement le long du domaine contrôlé, puisque les valeurs obtenues en amont des trois premières rangées d'actionneur sont décroissantes. Ces données ne permettent pas de présager de la réduction globale de frottement dans cette partie du domaine, étant donné que de larges augmentations de frottement peuvent très bien être observées sur les actionneurs, ainsi que le suggère la figure 6.11. Cependant, le comportement de la courbe dans la zone de relaxation montre que l'écoulement subit une modification qui va dans le sens d'une réduction de frottement et qui en conserve la mémoire. L'application inverse de la formule (1.22-1.23) de Fukagata *et al.* [69] est tentante et suggère que les tensions de Reynolds de cisaillement sont réduites par la stratégie de contrôle OPPODEF. Ce point sera examiné par la suite.

L'évolution temporelle de la force de frottement au niveau de la surface contrôlée permet d'ores et déjà de trancher sur les performances du micro-système en termes de réduction de traînée. Elle est représentée sur la figure 6.20. La réduction moyenne de frottement atteinte pour le contrôle en opposition classique est de 10%. Cette valeur est inférieure aux 18% attendus. La différence provient des effets spatiaux (large augmentation en entrée de domaine) mis en évidence ci-dessus. Dans le cas de la stratégie OPPODEF, la réduction de traînée visqueuse est d'abord proposée en pointillés. Cette courbe exhibe une réduction de frottement globale de 4 – 5%, en accord avec les valeurs de la figure 6.19. La prise en compte de la force de pression

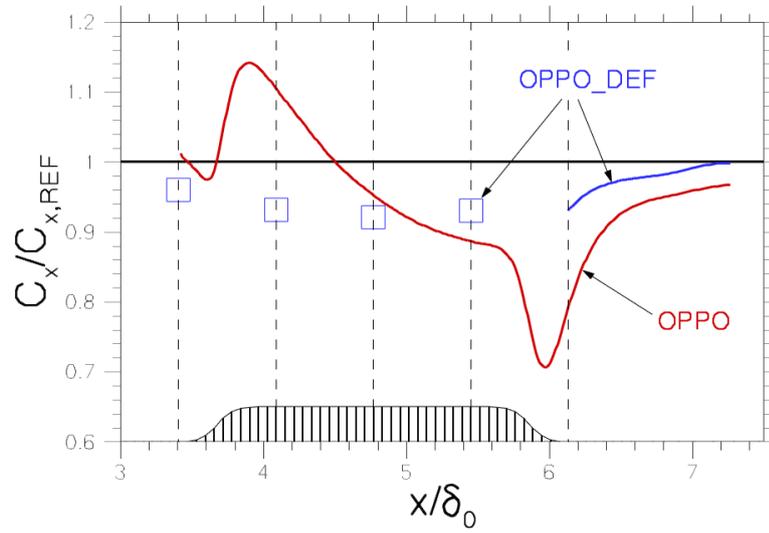


FIGURE 6.19 – Evolution longitudinale de la réduction de frottement visqueux.

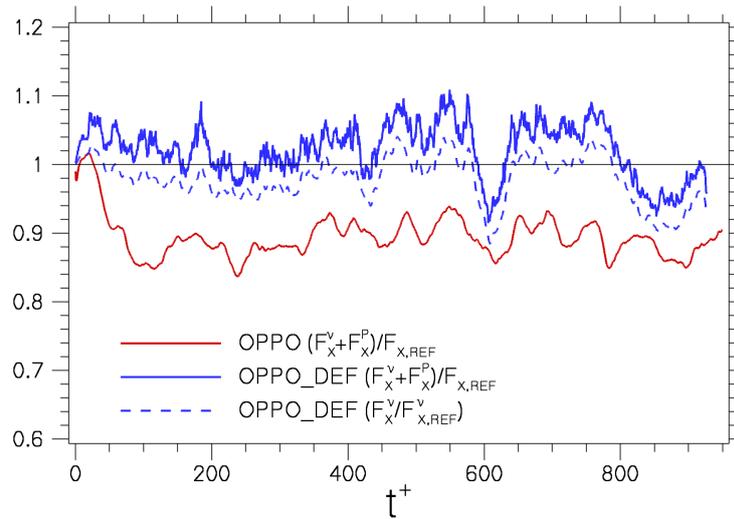


FIGURE 6.20 – Signal temporel de la force résistante totale au-dessus du micro-système d'actionnement.

décale le signal vers des valeurs supérieures à 1 et montre que la réduction de frottement visqueux n'est pas assez intense pour compenser la traînée de forme alors induite par les micro-déformations de paroi. Cependant, il est probablement possible de minimiser l'importance de la traînée de pression en jouant sur la forme de l'actionneur, comme proposé dans les travaux de Carlson & Lumley [21] et sur la figure 2.25. Ce genre d'optimisation n'a pas été effectué lors de cette étude mais pourra faire l'objet de futurs travaux.

6.5 Contrôle en opposition classique : réponse de l'écoulement

Les modifications engendrées par le contrôle en opposition sont d'abord analysées. Contrairement au contrôleur OPPODEF, celles-ci ne sont pas inhomogènes du fait de la présence d'un actionneur. On peut donc les moyenniser sur l'ensemble de la surface et obtenir des profils monodimensionnels. Toutefois, comme l'indique la figure 6.19, la réduction de frottement n'est pas homogène dans la direction de l'écoulement. En conséquence, on ne considère dans cette partie que les données extraites du sous-domaine équivalent à la troisième rangée d'actionneurs (soit environ $4,9 < x/\delta_0 < 5,21$), sur lequel cette condition est correctement vérifiée.

6.5.1 Vitesse moyenne et tensions de Reynolds

La figure 6.21 représente les profils moyens de la vitesse longitudinale et des intensités de la turbulence et leur comparaison à ceux de l'écoulement de référence. La réduction de frottement est clairement reproduite sur le profil de la vitesse moyenne, où la courbe du contrôle est située en dessus de celle de la référence. En ce qui concerne les tensions de Reynolds, elles sont globalement réduites, à part dans une région proche de la paroi, située sous le plan de détection. En particulier, les courbes de $u_{r.m.s.}$, $v_{r.m.s.}$ et $\overline{u'v'}$ exhibent un minimum local au niveau de ce plan. Les courbes de $u_{r.m.s.}$ et $\overline{u'v'}$ reprennent de l'intensité en dessous de ce plan. Ces observations suggèrent que l'altitude de détection du contrôle en opposition est ici confondue avec le mur virtuel, ce qui constitue un résultat surprenant, en désaccord avec la littérature à ce sujet. Toutefois, les mécanismes associés à ce mur y sont différents puisque la composante longitudinale de la vitesse se ré-énergise sous cette paroi virtuelle, donnant lieu à une augmentation de l'intensité des tensions croisées. Dans l'ensemble, la réduction des intensités de la turbulence est importante et suggère un affaiblissement des structures tourbillonnaires cohérentes peuplant cette région.

6.5.2 Intensité des composantes de la vorticité

La précédente assertion est vérifiée grâce aux profils des fluctuations des composantes du vecteur vorticité, représentés sur la figure 6.22. On constate que les profils de $\overline{\omega_x'^2}$ et $\overline{\omega_y'^2}$, traduisant respectivement l'intensité des TQL (§ 1.2.1.3) et des streaks basse-vitesse (§ 1.2.1.8), sont sensiblement diminués par rapport à l'écoulement non-contrôlé. Cette observation suggère donc de plus que le cycle de régénération de la turbulence pariétale est altéré puisque deux des composantes de ce cycle ont perdu en intensité. L'augmentation d'intensité de $\overline{\omega_z'^2}$ au niveau du plan de détection traduit pour sa part le décalage vers le haut des zones de cisaillement intenses habituellement situées à la paroi. En dessous de cette altitude, ce terme augmente drastiquement à la paroi en raison des variations de $\frac{\partial v}{\partial x}$ dûes au contrôle.

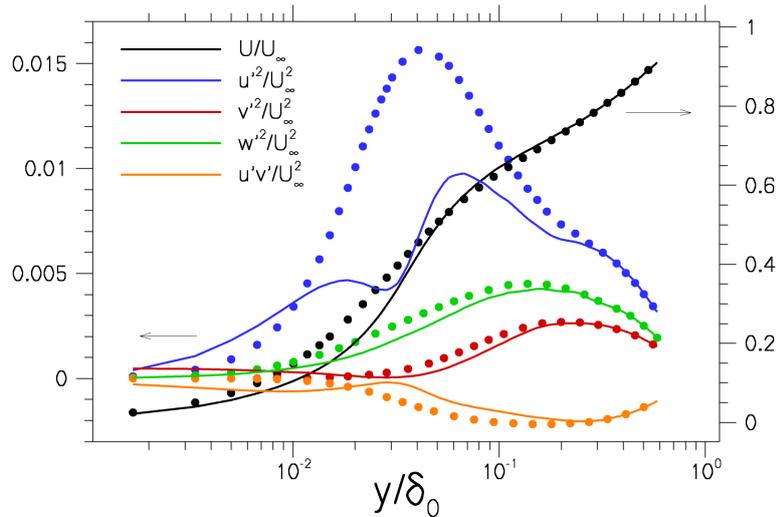


FIGURE 6.21 – Comparaison des profils moyens de vitesse et de tensions de Reynolds pour le cas de référence (●) et pour le cas du contrôle en opposition classique (–).

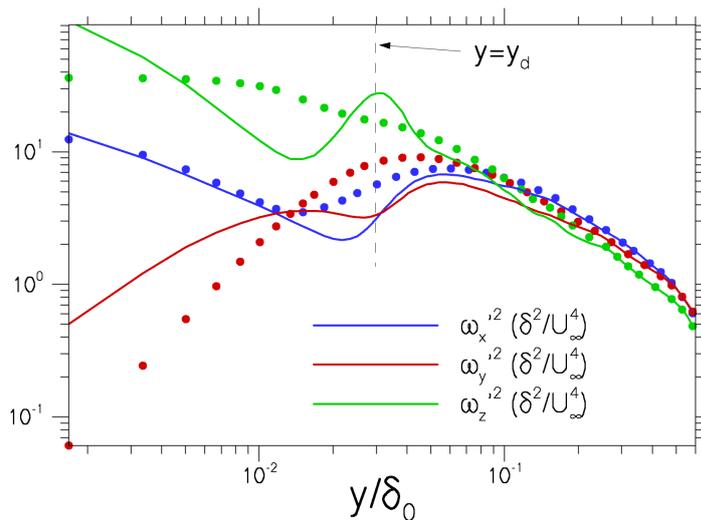


FIGURE 6.22 – Comparaison des profils d'intensité du vecteur vorticité fluctuant pour le cas de référence (●) et pour le cas du contrôle en opposition classique (–).

6.5.3 Modifications des structures tourbillonnaires

Afin d'observer les modifications de la structure de l'écoulement proche-paroi sur un cliché instantané, des isocontours de critère Q sont produits sur la figure 6.23. La méthode adoptée lors de la définition du domaine de calcul (figure 6.4) permet de visionner l'écoulement de référence et l'écoulement contrôlé **au même instant**. Ainsi, le devenir des structures cohérentes sous l'influence du contrôle en opposition apparaît clairement. La figure 6.23 montre que les structures les plus proches de la paroi sont décalées vers l'extérieur de la couche limite, à l'image des structures **A** et **B**. On note la présence sous ces structures des tourbillons **A'** et **B'** causés par les gradients de vitesse pariétale et responsables du décalage vertical de **A** et **B**. Ce type de modification semble se conserver à mesure que les structures cohérentes sont convectées vers l'extérieur de la couche limite, comme le montre la structure **C**. En revanche, les

tourbillons situés au-delà de la zone logarithmique, comme le tourbillon **D**, restent inchangés par le contrôle à cette abscisse.

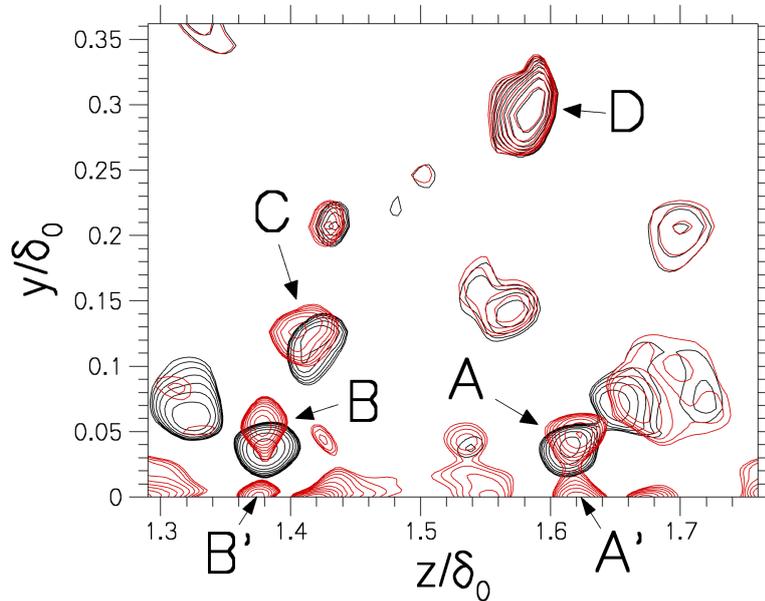


FIGURE 6.23 – Influence du contrôle en opposition sur les structures cohérentes de proche-paroi. Isolignes de critère Q réparties logarithmiquement pour un plan transverse à l'écoulement. Cas non contrôlé (noir) et contrôlé (rouge) pris au même instant et à la même abscisse.

6.5.4 Bilan d'énergie cinétique turbulente

L'effet du contrôle en opposition sur les termes de l'équation-bilan pour l'énergie cinétique turbulente est ensuite observé. La figure 6.24 montre que ces profils sont significativement modifiés par le contrôle et notamment au niveau du plan de détection $y = y_d$. On note qu'à cet endroit, les mécanismes de production de turbulence habituels sont sensiblement atténués. La couche limite est alors séparée en deux couches distinctes. Dans la partie $y > y_d$, les bilans sont semblables à ceux d'une couche limite moins énergétique, dont la paroi serait positionnée en $y = y_d$. En particulier, le pic de production est moins intense et situé plus haut dans la couche limite. L'énergie ainsi générée est dissipée localement et transférée soit vers le mur virtuel par diffusion visqueuse, soit vers l'extérieur de la couche limite par diffusion visqueuse et turbulente. Au-dessus, production et dissipation s'équilibrent à des valeurs plus faibles que celles de la référence, indiquant une atténuation de ces phénomènes, qui avait déjà été notée par Choi *et al.* [26]. Dans la partie située sous le plan de détection, l'équilibre énergétique est plus complexe. On note tout d'abord un pic de production de turbulence aussi important qu'au-dessus de $y = y_d$. L'énergie qui en résulte est peu dissipée localement, mais semble transférée par diffusion visqueuse et turbulente en direction du mur virtuel, au niveau duquel la dissipation est plus intense. À la paroi, l'énergie produite est dissipée localement. Les transferts étant assurés par l'ensemble des mécanismes de diffusion. L'importance relative de la diffusion par la pression traduit que de l'énergie est transférée à la paroi par l'intermédiaire d'une corrélation forte entre pression et vitesse. Ce phénomène correspond aussi au travail par unité de temps dépensé par le contrôle pour agir contre la pression, selon la formule (5.16) de Bewley *et al.* [13].

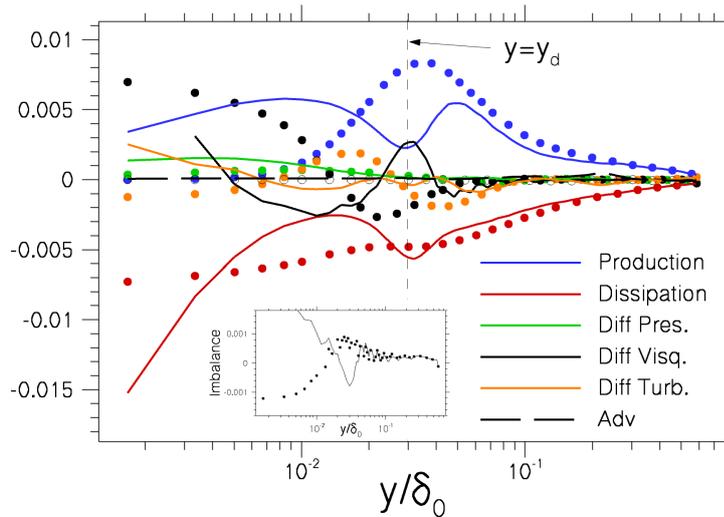


FIGURE 6.24 – Comparaison des termes de l’équation bilan pour l’énergie cinétique turbulente dans le cas de référence (●) et dans le cas du contrôle en opposition classique (–).

6.5.5 Anisotropie de l’écoulement contrôlé

Les trajectoires d’anisotropie de l’écoulement de référence et de celui qui est contrôlé par la stratégie OPPO sont présentées sur la figure 6.25. Dans le cas non contrôlé, la courbe 6.25(a) a le même aspect que celle de la figure 5.18(a) correspondant à la simulation des grandes échelles du chapitre 5. Conformément aux observations de Frohnapfel *et al.* [66] concernant l’effet du nombre de Reynolds sur l’anisotropie, le degré d’anisotropie du présent cas à $Re_\tau = 368$ est globalement plus faible, et le point correspondant à la paroi est plus proche d’une turbulence isotrope bicomposante.

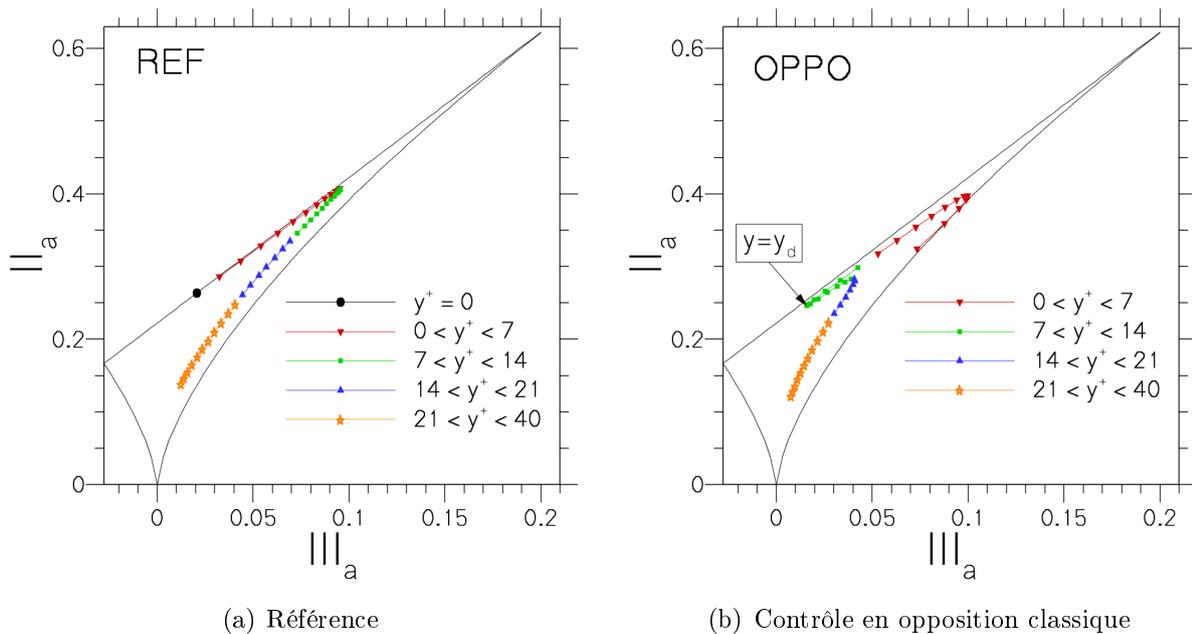


FIGURE 6.25 – Trajectoire $II_a = f(III_a)$ des invariants du tenseur d’anisotropie dans le triangle de Lumley.

Dans le cas de l'écoulement contrôlé, au contraire, le comportement de la trajectoire est quelque peu différent de celui de la simulation de la figure 5.18(b). La trajectoire de la figure 6.25(b) est similaire à la précédente uniquement pour la partie située au-dessus du plan de détection ($y > y_d$). Dans cette région, la trajectoire est équivalente à celle d'un écoulement non contrôlé pour lequel le degré d'anisotropie aurait été réduit. C'est une autre preuve de la présence d'un mur virtuel à cette altitude, c'est-à-dire au niveau du plan de détection du contrôle en opposition. Ce dernier point constitue en outre une importante différence avec la figure 5.18(b), pour laquelle le mur virtuel et le plan de détection ne sont pas confondus.

En dessous du mur virtuel, la trajectoire subit une forte augmentation du degré d'anisotropie et se rapproche finalement d'une turbulence axisymétrique forte. Sur la figure 6.25(b) et contrairement au chapitre § 5, cette bifurcation se fait pour des valeurs de II_a et III_a situées au-dessus de la branche $y > y_d$.

6.5.6 Conclusions à propos du contrôle en opposition classique

La stratégie de contrôle en opposition classique a été appliquée à la simulation numérique directe mise au point dans ce chapitre. L'observation de ses performances en terme de réduction de frottement a été réalisée dans la section 6.4. En particulier, des effets d'adaptation dans la direction longitudinale ont été mis en évidence et semblent liés à des variations de débit moyen pariétal dans cette direction. Les statistiques associées à cette stratégie ont tout de même été observées dans une région où la réduction de frottement est relativement stable. Plusieurs effets ont été notés. Tout d'abord, le contrôle en opposition occasionne bien une réduction en intensité des fluctuations de vitesse, de vorticité et de la production de turbulence au-dessus de la zone contrôlée. En second lieu, l'analyse d'un champ turbulent instantané a montré que les structures tourbillonnaires cohérentes de la couche limite étaient globalement affaiblies et décalées vers l'extérieur. Ces modifications interviennent dans une région très proche de la paroi et sont ensuite conservées lors de la convection des structures vers l'extérieur de la couche limite.

Les profils des termes de l'équation-bilan pour l'énergie cinétique turbulente, ainsi que les trajectoires des invariants du tenseur d'anisotropie ont apporté la preuve que ce décalage provenait d'un mur virtuel, présent à la même altitude que le plan de détection du contrôle en opposition. Cette preuve consiste notamment en la reproduction à cette altitude des mécanismes et phénomènes habituellement présents au niveau d'une paroi. Le fait que plan de détection et mur virtuel soient confondus est en désaccord avec la littérature à ce sujet et suggère que le choix de l'altitude du plan de détection dans notre cas n'est pas optimal. En effet, la dynamique de l'écoulement situé entre paroi et mur virtuel est différente de celle qui a été observée au chapitre § 5, tant en termes d'intensité de la turbulence que de degré d'anisotropie. Cette région contient de plus un pic de production de turbulence, laquelle est détruite localement par dissipation et par diffusion visqueuse. L'origine de ces effets inhabituels est probablement due à la faible longueur de domaine contrôlé, ainsi que le suggère la non-stabilisation de l'évolution longitudinale de frottement.

6.6 Contrôle en opposition par micro-système distribué

Dans cette partie sont analysées les modifications induites sur l'écoulement par le contrôle en opposition par micro-système distribué, dont le principe a été exposé au paragraphe § 6.2.4 à travers les équations (6.7-6.8). D'une part à cause des dimensions de l'actionneur – il n'est pas réduit à une maille –, et d'autre part en raison de sa déformation, les statistiques classiques,

qui consistent à moyenner en temps et dans la direction transverse, ne sont pas accessibles. Il convient donc de conditionner les moyennes à la présence d'un actionneur, à son état de déformation et à sa vitesse de déformation. Le nombre de cas différents qui doivent être pris en compte pour réaliser ces moyennes conditionnelles est alors $N_p \times N_v$, où N_p est le nombre de points discrétisant les positions et N_v le nombre points discrétisant les vitesses. Les valeurs $N_p = 10$ et $N_v = 2$ adoptées ici permettent de limiter la quantité de données à stocker tout en décrivant correctement l'état du contrôleur. Par la suite, et par abus de langage, chaque point de discrétisation de ces états sera dénomé une phase. Le lien précis entre une phase et l'état de l'actionneur est explicité sur la figure 6.26. Les données associées à chacun des 4×14 actionneurs sont alors moyennées entre elles et fournissent un champ statistique dont les dimensions projetées sur la paroi sont celles d'un actionneur, soit 200×40 dans les directions longitudinale et transverse. Ce champ moyen s'étend sur 92 unités de paroi dans la direction verticale.

Les moyennes conditionnelles des traînées de frottement et de forme sont d'abord analysées dans la section § 6.6.1. Ensuite, les grandeurs moyennes d'ordre 1 et 2 associées à la vitesse et à la vorticité, ainsi que les termes de l'équation-bilan pour l'énergie cinétique turbulente ont été calculés. Ces grandeurs sont représentées pour l'ensemble des 20 phases dans l'annexe A. La place occupée par ces figures est telle que seules celles qui sont les plus représentative des modifications induites ont été extraites et seront analysées dans la section § 6.6.3. Le lecteur pourra se référer à l'annexe A pour une vision plus globale de l'analyse conditionnelle.

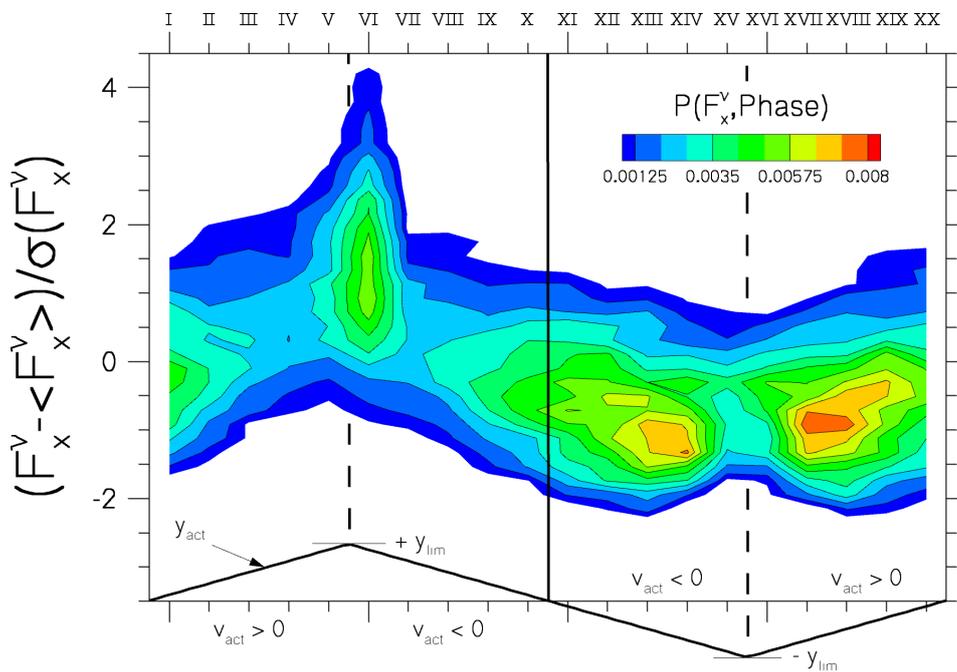
6.6.1 Analyse conditionnelle de l'effort de traînée

Dans le chapitre précédent, le lien statistique entre la vitesse imposée par le contrôle et la force de traînée a été mis en évidence grâce à des densités de probabilités jointes. Pour la stratégie OPPODEF, ce type d'analyse peut être utilisé pour exhiber un lien particulier entre les efforts pariétaux et l'état de l'actionneur. Les probabilités jointes des phases avec la force de frottement et celle de pression sont représentées sur les figures 6.26(a) et 6.26(b), respectivement.

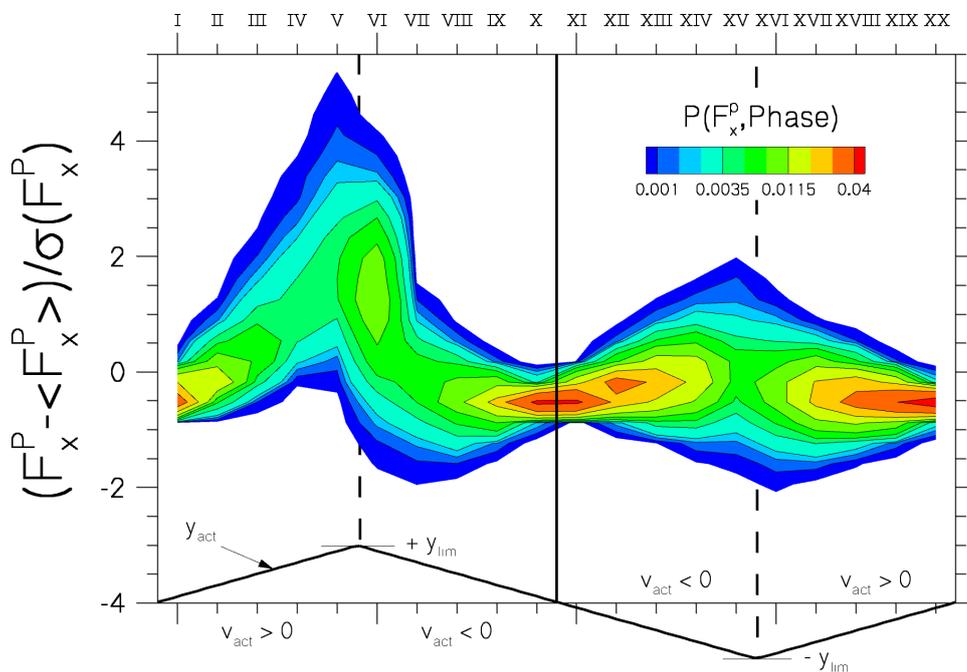
Sur ces figures, la force de résistance la plus probablement associée à une phase n_p du contrôleur correspond au maximum de la probabilité sur l'axe $n = n_p$. Lorsque l'actionneur est quasi-plan, par exemple, la traînée de forme doit tendre vers 0. Ce cas se retrouve sur la figure 6.26(b), pour laquelle les phases I, X, XI et XX sont associées à un effort concentré autour de la valeur nulle. En revanche, lorsqu'on s'approche³ des déformations maximales ($\pm y_{\text{lim}}$), la densité de probabilité de l'effort de pression s'aplatit et des événements extrêmes sont observés. En particulier, de larges augmentations sont associées aux phases V et XV, alors que les événements de diminution de traînée sont associés aux phases VI et XVI. L'amplitude de ces événements est toutefois plus faible dans le cas de déformations négatives. Pour les déformations positives de l'actionneur, le signe de la vitesse influe radicalement sur l'effort observé. Une traînée de forme allant jusqu'à 4 fois son écart-type peut être enregistrée lorsque la vitesse de l'actionneur est positive et sa position proche de $y_{\text{act}} = +y_{\text{lim}}$. À l'opposé, lorsque la vitesse est négative, les mêmes positions de l'actionneur seront associées à des efforts de pression beaucoup plus faibles.

L'allure de la probabilité conditionnelle de la traînée de frottement est sensiblement différente. On note l'existence de deux axes de symétrie localisés au niveau des extrema de

3. L'utilisation de ce verbe correspond à un déplacement sur la figure et ne doit pas être interprété comme une évolution instantanée de l'actionneur. L'enchaînement des phases n'est pas nécessairement consécutif en temps.



(a) Trainée de frottement



(b) Trainée de forme

FIGURE 6.26 – Probabilités de la force de traînée conditionnellement à la phase d’actionnement (signe de la vitesse consigne v_{act} et altitude extrême y_{act}).

déformation. Ce fait remarquable indique que la traînée de frottement ne dépend que très peu de la vitesse du contrôle et semble principalement conditionnée par la position de l'actionneur. Les surfrottements sont plus probablement observés pour les déformations positives proche de $y_{\text{act}} = +y_{\text{lim}}$ (phases V et VI). En revanche, les sous-frottements ne correspondent pas à la déformation négative extrême $y_{\text{act}} = -y_{\text{lim}}$ mais sont observés pour les phases XIV et XVII, c'est-à-dire pour la position intermédiaire $y_{\text{act}} = -0,5y_{\text{lim}}$. Notons que l'indépendance du frottement et de la vitesse de contrôle peut être une conséquence du choix de discrétiser cette dernière sur deux points ($N_v = 2$). Un comportement différent aurait peut-être pu être mis au jour en conditionnant ces moyennes aux événements de vitesse extrêmes.

La figure 6.26 exhibe donc pour le contrôleur OPPODEF un comportement qui semble opposé à ce que l'intuition nous dicterait. Alors qu'une forte corrélation entre traînée de frottement et vitesse de contrôle est attendue, suggérée par les résultats du chapitre § 5, ces deux grandeurs semblent indépendantes et la première résulte principalement de la position de l'actionneur. À l'opposé, la traînée de forme dépend autant de la position de l'actionneur que de la vitesse, alors qu'une seule dépendance à la position semblait plus naturelle. En outre, on retrouve des résultats analogues à la partie § 6.3, selon lesquels un soulèvement est associé à un sur-frottement et un abaissement à un sous-frottement. Dans ce cas cependant, ce n'est pas la position minimale qui génère ce dernier, mais une position intermédiaire. Enfin, un soulèvement induit vraisemblablement plus d'efforts de pression qu'un abaissement.

6.6.2 Modifications des structures tourbillonnaires

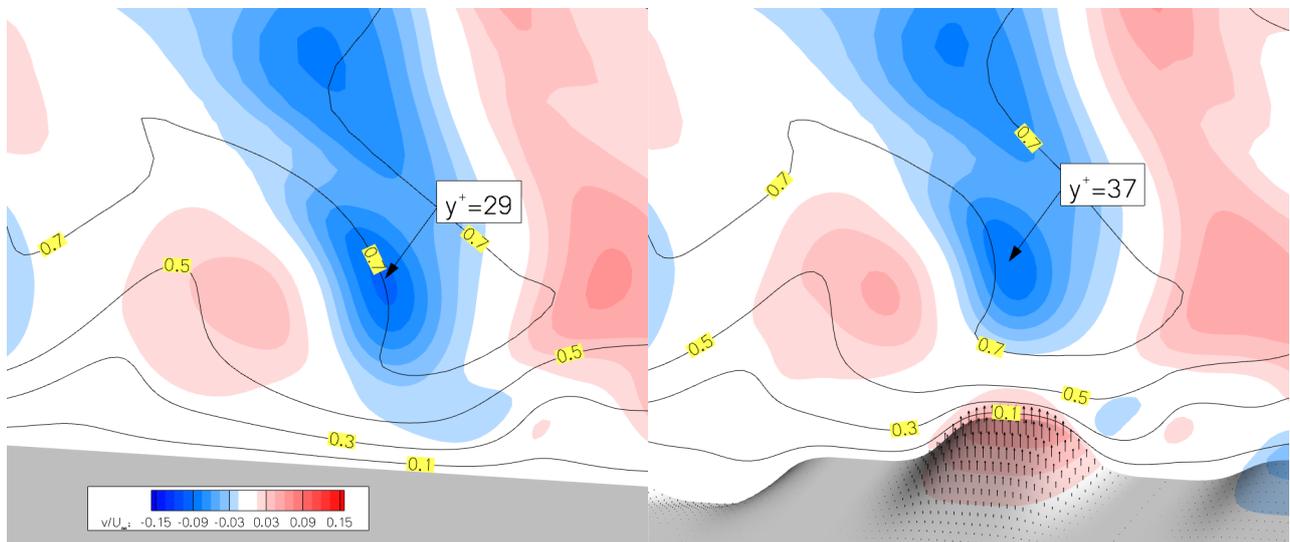


FIGURE 6.27 – Interaction du microsysteme avec le champ turbulent : Comparaison entre écoulement de référence (à gauche) et écoulement contrôlé (à droite) au même endroit et au même instant. Contours de vitesse verticale v/U_∞ et isolignes de vitesse longitudinale u/U_∞ dans un plan transverse à l'écoulement. À la paroi, le champ de vecteur de la vitesse imposée par le contrôle est ajouté.

Une première évaluation de l'effet du contrôleur OPPODEF est réalisée en observant un cliché instantané de l'écoulement. La figure 6.27 propose de comparer le cas contrôlé avec le cas de référence dans un plan transverse à l'écoulement, positionné au niveau d'un tourbillon quasi-longitudinal (TQL). À l'instant considéré, ce dernier crée à travers les événements

d'éjection et de balayage, une paire de streaks haute- et basse-vitesse⁴, observables sur la figure 6.27 grâce aux inflexions des isolignes de vitesse longitudinale. Dans le cas où le contrôleur est activé, l'évènement de balayage, localisé au niveau de la région de vitesse v négative, est situé juste au-dessus d'un actionneur et provoque son élévation. La zone cohérente $v < 0$ est alors décalée vers le haut et l'espace qu'elle occupe est réduit. On note par ailleurs que son intensité est globalement diminuée. Au contraire, la région de vitesse verticale positive qui la jouxte n'est pas positionnée exactement au-dessus de l'actionneur voisin. Elle semble augmenter légèrement en intensité et être décalée vers la paroi.

Ces observations suggèrent qu'un actionneur n'est pleinement efficace que lorsque les zones cohérentes de vitesse qu'il cherche à détruire sont positionnées juste au-dessus de lui. Dans un tel cas, il semble que les structures tourbillonnaires associées soient affaiblies et que l'écoulement en streak soit modifié. De telles assertions sont vérifiées statistiquement dans la suite de cette section, grâce à l'observation de l'intensité des fluctuations de vitesse et de vorticité, et des termes de l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente.

6.6.3 Perturbations induites sur le champ moyen de vitesse et de vorticité

Tout d'abord, et dans le but d'identifier les phases d'actionnement les plus influentes, les perturbations occasionnées par le micro-système sur le champ moyen sont analysées. Pour cela, on utilise l'écart du champ moyen contrôlé au champ moyen non contrôlé :

$$\underline{\mathbf{u}}'(\underline{\mathbf{x}}, n_p) = \underline{\mathbf{U}}^c(\underline{\mathbf{x}}, n_p) - \underline{\mathbf{U}}^{n.c.}(\underline{\mathbf{x}}) \quad (6.16)$$

où n_p est le numéro de la phase. Cette grandeur constitue une pseudo-fluctuation de vitesse générée en moyenne par phase d'actionnement. Elle est représentée pour les composantes longitudinale et verticale sur les figures A.1 et A.2, respectivement. Comme dans la section 6.3, on peut construire à l'aide de ces pseudos-fluctuations les quadrants u'/v' associés. Ceux-ci sont représentés sur la figure A.3. Leur observation est ici préférée car ces quadrants contiennent à la fois les informations concernant la vitesse longitudinale et la vitesse verticale. Quatre phases, jugées comme étant les plus représentatives sont extraites de la figure A.3 et proposées sur la figure 6.28. L'attention du lecteur est attirée sur le fait qu'elles correspondent aux phases où l'effort de traînée a un comportement remarquable, identifiées au paragraphe à 6.6.1.

En comparant les quadrants de la figure 6.28 avec ceux des figures 6.13(a) et 6.18(a), deux types de structures peuvent être identifiées. Celles de la figure 6.28 qui se retrouvent sur les figures 6.13(a) et 6.18(a) sont caractéristiques de l'induction de vitesse par le déplacement ou la position de l'actionneur. Elles sont localisées dans un très proche voisinage de celui-ci et correspondent aux quadrants Q_2 et Q_3 pour les phases V et VII, et aux quadrants Q_1 et Q_4 pour les phases XV et XVII. Les autres structures de quadrants sont liées à l'écoulement turbulent avec lequel l'actionneur interagit. Il s'agit des  v nements d'éjection (quadrant Q_2) et de balayage (quadrant Q_4) qui génèrent le déplacement de l'actionneur, par le biais du contrôle en opposition.

Dans le cas des déformations maximales (phases V et XIV), ces structures sont positionnées juste au-dessus de l'actionneur, indiquant une interaction forte avec les perturbations générées par l'actionnement. En particulier, la structure Q_4 de la phase V semble coupée dans sa partie amont et remplacée par une région Q_1 surmontant l'actionneur. Ce phénomène est

4. Voir la figure 1.13 pour une description complète de ce mécanisme.

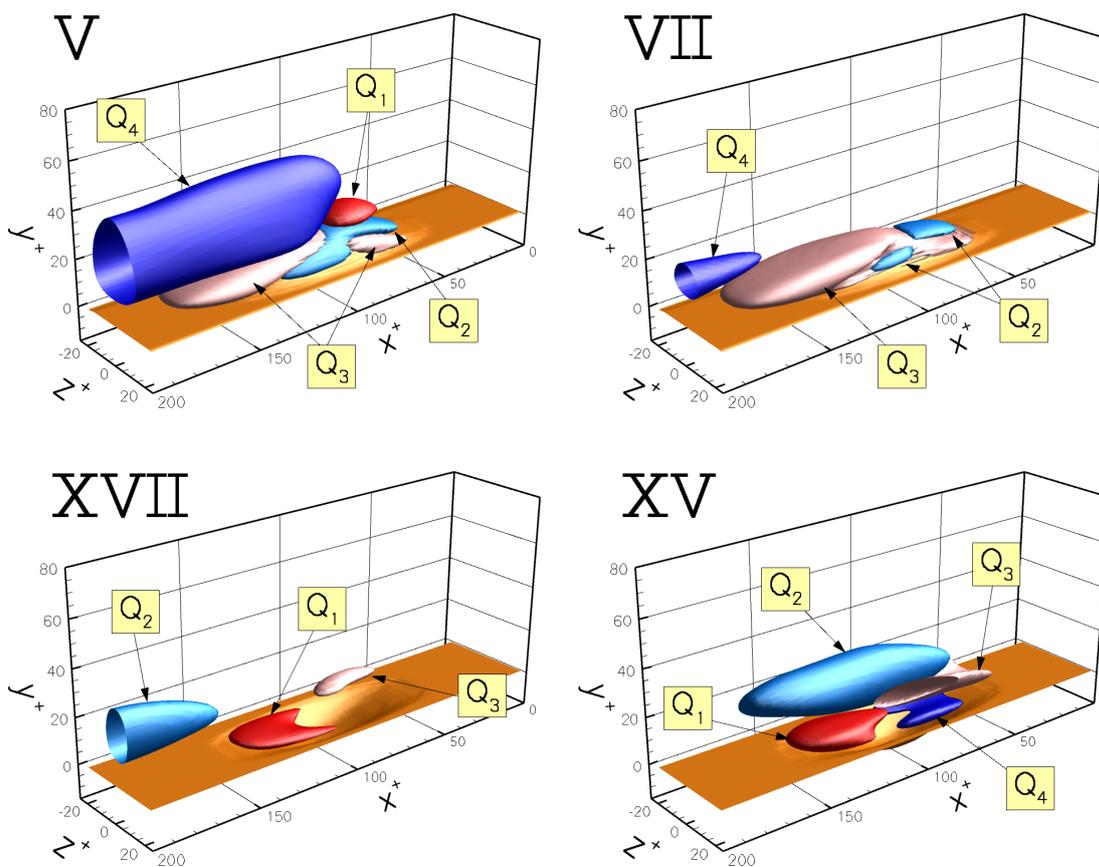


FIGURE 6.28 – Quadrants $u'v'$ des pseudo-fluctuations de vitesses engendrées par le contrôle OP-PODEF lors des phases V, VII, XV et XVII. Les valeurs des isosurfaces sont $Q_1 = 5 \cdot 10^{-4}U_\infty^2$, $Q_3 = 10^{-4}U_\infty^2$ et $Q_2 = Q_4 = -10^{-3}U_\infty^2$.

particulièrement intéressant, car il s'agit potentiellement d'un remplacement de tensions de Reynolds croisées négatives, c'est-à-dire productrices d'énergie turbulente, par des tensions de Reynolds croisées positives. Bien que ces quadrants ne correspondent pas rigoureusement aux tensions de Reynolds moyennes, l'apparition de cette région Q_1 suggère une destruction d'énergie turbulente à cet endroit. Le même phénomène est présent pour la phase XV et semble restreindre la région Q_2 latéralement plutôt que longitudinalement. La présence de ces quadrants Q_1 et Q_3 rappelle l'inversion de quadrants opérée par le contrôle en opposition classique et mise en évidence au chapitre § 5.

En revanche, pour les déformations intermédiaires (phases VII et XVII), les éjections et balayages sont positionnés en aval de l'actionneur et aucune interaction n'est constatée. Seules subsistent les structures induites par le déplacement de l'actionneur, similaires à celles des phases de relaxation des figures 6.13(a) et 6.18(a). Ceci indique que les phases VII à X et XVII à XX s'apparentent plus à des phases de relaxation, dans le sens où l'actionneur n'est alors pas en position optimale pour agir sur la turbulence. Cette observation suggère donc qu'une relaxation automatique vers l'état initial, sur le principe du cycle de vitesse (6.11), serait à considérer pour une future définition des propriétés de l'actionneur.

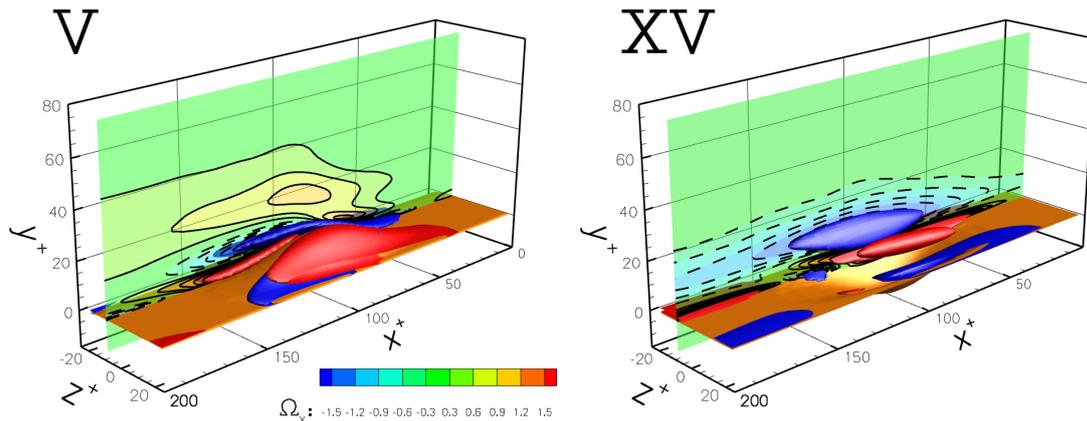


FIGURE 6.29 – Isosurface $\Omega_x = \pm 1,5U_\infty/\delta_0$ de la vorticité longitudinale dans les cas des phases V et XV du contrôleur OPPODEF. Contours de la même grandeur dans le plan $z^+ = -10$.

Les champs moyens de vorticité longitudinale témoignent également d'une interaction forte entre actionneur et turbulence lors des phases de déformation maximale. Sur la figure 6.29, le lecteur pourra observer deux types de structures. À la paroi, deux tourbillons longitudinaux de sens de rotation opposé épousent la forme de l'actionneur dans les deux cas. Ils sont identiques à ceux que l'actionneur génère dans un cas sans turbulence (figures 6.13(b) et 6.18(b)). Au-dessus de l'actionneur sont présents d'autres tourbillons, également allongés dans la direction de l'écoulement et décalés latéralement par rapport au centre de l'actionneur. En rapprochant cette configuration de celle de l'instantané de la figure 6.27, on peut affirmer que ces structures sont la trace statistique de la présence de TQL. Ainsi, on déduit de la figure 6.29 qu'une déformation positive a tendance à réduire l'intensité de ces TQL tout en les écartant de la paroi. Les niveaux de Ω_x , indiqués dans un plan vertical aligné avec la direction de l'écoulement, montrent de plus que cet écartement se conserve en aval de l'actionneur. En revanche, une déformation négative semble augmenter l'intensité des TQL sans nécessairement induire de déplacement de ceux-ci.

6.6.4 Intensité des fluctuations de vorticité

L'observation de l'intensité des fluctuations de vorticité permet de confirmer les observations faites au paragraphe précédent. Leurs profils sont représentés sur la figure 6.30 pour les phases V et XV. En position de déformation maximale positive (phase V), les trois composantes de ces fluctuations sont globalement diminuées, sauf dans un proche voisinage de la paroi, à l'endroit où la création des tourbillons renforce la vorticité. Notamment, la réduction de la composante longitudinale concerne la région $35 < y^+ < 55$, c'est-à-dire la partie supérieure des TQL après décalage par la déformation de paroi. En revanche, l'abaissement de paroi occasionne une augmentation globale des trois composantes des fluctuations de vorticité. En particulier, la composante longitudinale est intensifiée pour toute la région $y^+ < 35$, qui correspond à la localisation des TQL dans cette configuration.

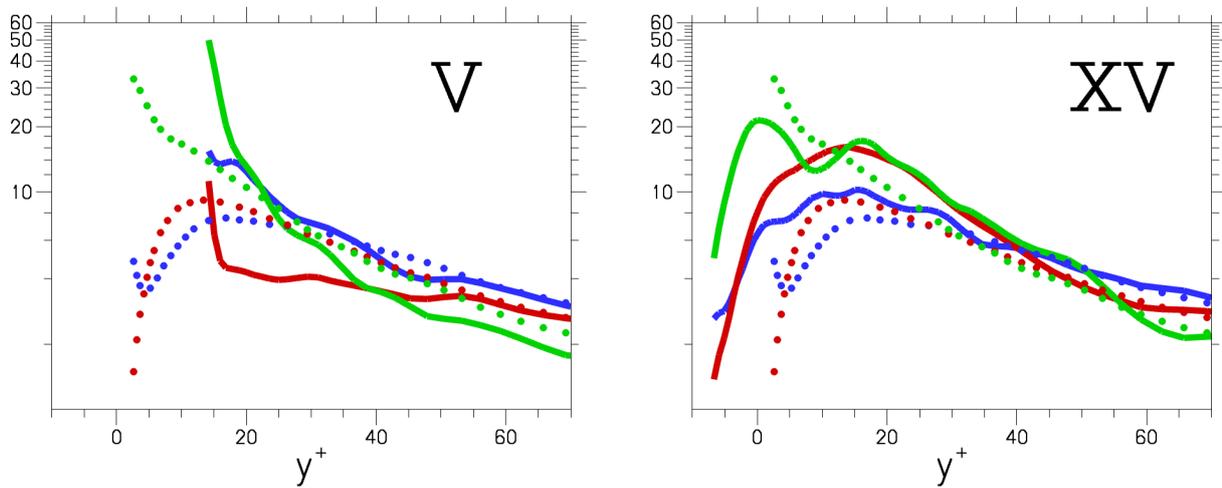


FIGURE 6.30 – Profils (–) des fluctuations de vorticité $\overline{\omega_x'^2}$ (bleu), $\overline{\omega_y'^2}$ (rouge), $\overline{\omega_z'^2}$ (vert), adimensionnés par δ_0^2/U_∞^2 , en $x^+ = 100$ et $z^+ = 10$ pour les phases V et XV. Comparaison au cas de l'écoulement de référence (•).

6.6.5 Intensité des fluctuations de vitesse

La figure 6.31 renseigne ensuite sur l'intensité des tensions de Reynolds pour quatre phases d'actionnement. L'équivalent de ces figures pour l'ensemble des phases est disponible sur les figures A.7 ($\overline{u'^2}$), A.8 ($\overline{v'^2}$), A.9 ($\overline{w'^2}$) et A.10 ($\overline{u'v'}$) dans l'annexe à A. On se focalise ici sur les phases V, VII, XV et XVII, représentatives de l'écoulement autour de l'actionneur dans ses quatre principaux  tats.

La phase de montée de l'actionneur en déformation positive (phase V) s'opère au sein d'une turbulence peu intense, comme en témoignent les champs de $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ sur les figures 6.31(a) et 6.31(b). Elle s'accompagne d'une déformation des contours de $\overline{v'^2}$ en accord avec la forme de l'actionneur, ce qui se traduit par une réduction locale de cette grandeur comparativement à un écoulement non perturbé. Les tensions croisées sont globalement diminuées pour cette phase, et une région de $\overline{u'v'}$ positive apparaît même au sommet de l'actionneur.

La descente de l'actionneur à partir de cette position conserve le bénéfice des précédentes modifications, comme le montrent les figures de la phase VII. La diminution en intensité des

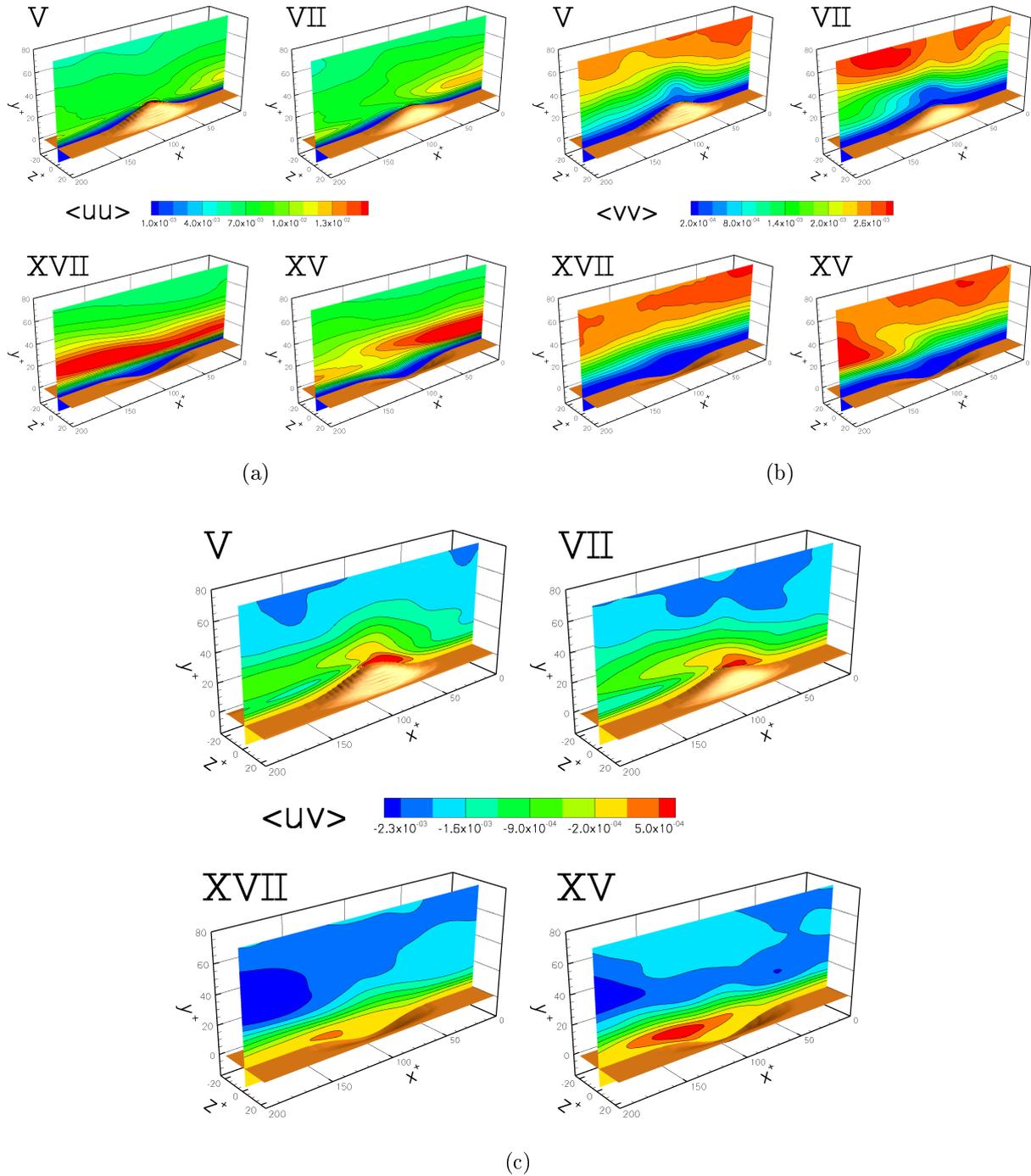


FIGURE 6.31 – Contours des fluctuations turbulentes dans un plan vertical aligné avec la direction de l'écoulement et situé au centre de l'actionneur ($z^+ = 0$). Les grandeurs sont adimensionnées par U_∞^2 .

trois variables $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ et $\overline{u'v'}$ semble en outre s'étendre et diffuser en aval de l'actionneur.

Ensuite, la phase XV, correspondant à un abaissement de la paroi à partir d'une position de déformation nulle, semble s'opérer sous une intense zone de fluctuations longitudinales. La déformation de paroi réussit à diminuer l'intensité de cette zone en l'aspirant littéralement grâce à la création d'un creux. Ce dernier a pour effet d'élargir les régions pariétales de faibles tensions normales et croisées. Comme pour l'élévation, l'abaissement s'accompagne

d'une réduction des fluctuations de vitesse verticale, due à l'imposition d'une vitesse par la déformation de paroi. Singulièrement, dans le cas d'un abaissement, cette composante est fortement augmentée à la sortie du creux de l'actionneur, comme on peut le voir sur la figure 6.31(b)XV. Cet effet est également visible sur les contours des tensions croisées (figure 6.31(c)XV) pour lesquelles une zone très négative apparaît en aval de l'actionneur pour $y^+ > 20$.

Lorsque la paroi est à nouveau soulevée à partir de la déformation négative extrême (phase XVII), la structure précédemment décrite est globalement conservée. Les contours de $\overline{v'^2}$ se sont homogénéisés sur toute la longueur de l'actionneur, et ceux de $\overline{u'v'}$ tendent à faire de même. La différence majeure réside dans la composante longitudinale, qui est fortement augmentée au-dessus et en aval de l'actionneur, indiquant une intensification de l'énergie turbulente à cet endroit.

Dans l'ensemble, ces observations indiquent que les phases où l'actionneur est en déformation positive sont associées à une faible énergie de la turbulence. De plus, la présence de régions de tensions croisées positives montre que cette position de l'actionneur occasionne potentiellement une destruction de turbulence. En revanche, les phases où l'actionneur est en déformation négative semblent associées à une intensification de la turbulence. Toutefois, la diminution des tensions longitudinales pour la phase XV, ainsi que la présence de tensions croisées positives suggèrent que les effets dus à la vitesse induite par la déformation de paroi ne sont peut-être pas correctement pris en compte. Encore une fois, le choix $N_v = 2$ semble être limitant pour l'interprétation.

6.6.6 Équilibres énergétiques

Afin d'identifier les mécanismes activés à chaque phase d'actionnement, le bilan énergétique de la turbulence au centre de l'actionneur, sur une ligne verticale est réalisé. Il convient de préciser ici que, du fait des moyennes conditionnelles utilisées, le taux de variation temporel de l'énergie cinétique turbulente

$$\frac{\partial k'}{\partial t}$$

n'est pas nécessairement nul. L'équation-bilan de cette grandeur doit donc prendre en compte ce terme. Malheureusement, la collecte d'informations statistiques le concernant a été ommise lors de la réalisation de l'outil de moyenne conditionnelle et les seuls termes de l'équation (6.10) sont disponibles. La part de ce taux de variation a été estimée en supposant l'équation-bilan pour l'énergie cinétique équilibrée à chaque phase. Comme le montrent les figures 6.24, ceci n'est pas tout à fait vrai, mais permet tout de même d'en déduire la tendance générale de $-\frac{\partial k'}{\partial t}$. Enfin, pour faciliter la lecture, le terme précédent et celui d'advection ont été regroupés en un seul terme, équivalent à la dérivée particulaire :

$$0 = - \underbrace{\left[\frac{\partial}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \right] \overline{u'_i u'_i}}_{\text{Adv. + Non stationarité}} + \underbrace{\left(-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)}_{\text{Production}} - \underbrace{2 \frac{\mu}{\rho} \overline{s'_{ij} s'_{ij}}}_{\text{Dissipation}} \quad (6.17)$$

$$- \underbrace{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion turbulente}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u'_j p'}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion par p}} + \underbrace{\frac{2\mu}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u'_i s'_{ij}}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion visqueuse}}$$

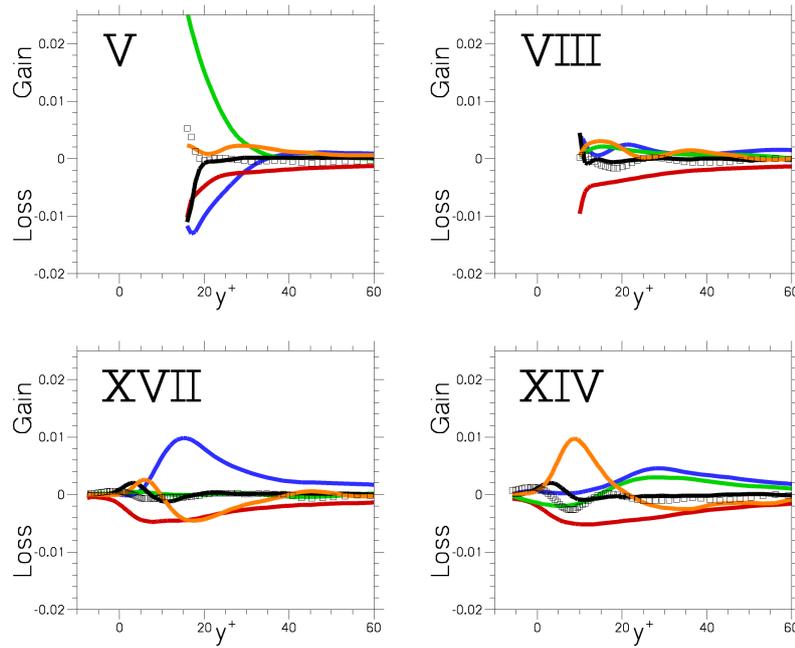


FIGURE 6.32 – Profils des termes de l'équation-bilan pour l'énergie cinétique turbulente au centre de l'actionneur pour les phases V, VIII, XIV et XVII. Terme de production (bleu), terme de dissipation (rouge), terme de dérivée particulière (\square), termes de transport par la turbulence (orange), par la pression (vert) et par viscosité (noir). Le taux de variation temporelle de l'énergie est déduit par complémentarité. Tous les termes sont adimensionnés par U_∞^4/δ_0 .

La figure 6.32 représente l'ensemble de ces termes⁵ le long d'une ligne verticale située au niveau du centre de l'actionneur pour les phases V, VIII, XIV et XVII. À chacune d'entre elles correspond un équilibre énergétique différent, dont une interprétation est proposée ci-après. L'attention du lecteur est attirée sur le fait que cette dernière est complexifiée par l'absence d'une direction d'inhomogénéité claire. En effet, rien dans cet écoulement modifié n'indique *a priori* que les gradients dans la direction verticale seront plus importants que dans les autres directions et l'obtention d'une équation simplifiée du type (1.16) est quasi-impossible. Cependant, le fait de se positionner au centre de l'actionneur permet de s'affranchir, par symétrie, des effets tridimensionnels de contournement et de supposer une prédominance des gradients verticaux. Par ailleurs, la direction normale est aussi imposée par la vitesse pariétale, ce qui renforce cette hypothèse.

Durant la phase V, le terme de couplage entre mouvement fluctuant et mouvement moyen, habituellement associé à une production de turbulence, contribue ici à la détruire. Ce phénomène correspond à un transfert d'énergie depuis les fluctuations turbulentes vers le mouvement moyen. Il est notamment dû à l'inversion de quadrants $Q_4 \rightarrow Q_1$ identifiée au paragraphe § 6.6.3. L'énergie est alors apportée par le terme de corrélation entre pression et vitesse, largement majoritaire dans un proche voisinage de la paroi. Cette énergie correspond vraisemblablement à celle qui est transmise à l'écoulement par le déplacement de l'actionneur. En effet, si on considère que les dérivées verticales sont prépondérantes, le terme $\frac{1}{\rho} \frac{\partial v'p'}{\partial y}$ prédomine. Sachant que $\lim_{y^+ \rightarrow \infty} \overline{v'p'} = 0$ et que $\frac{\partial v'p'}{\partial y} < 0 \quad \forall y$, il en résulte d'importantes valeurs positives de $\overline{v'p'}$ lorsque $y^+ \rightarrow 0$. Or, $\overline{v'p'}(y = 0)$ est exactement le travail par unité

5. Voir aussi la figure A.12 de l'annexe § A.

de temps nécessaire à l'actionneur pour s'opposer à la pression p' , tel qu'il est pris en compte dans la formule (5.16). L'équation-bilan de la phase V traduit donc que l'énergie apportée par le déplacement de l'actionneur sert à détruire la turbulence en extrayant de l'énergie des fluctuations.

Lors de la phase VIII, aucun terme ne semble prépondérant. Par ailleurs, l'analyse du paragraphe § 6.6.5 a montré que des phénomènes de transport vers l'aval pouvaient avoir lieu, ce qui complique l'interprétation des termes de diffusion. Par prudence, aucun commentaire n'est formulé pour cette phase.

Tel n'est pas le cas des phases XIV et XVII, qui correspondent à la même déformation négative de l'actionneur, mais à des vitesses de déplacement de signe opposé. Pour ces phases, les profils des termes de l'équation-bilan sont très différents et soulignent la forte dépendance de l'écoulement à la vitesse de déplacement de l'actionneur. Lors d'un abaissement de l'actionneur, tout d'abord, on note un pic de diffusion turbulente au niveau de l'altitude $y^+ = 10$. En supposant que l'aspiration créée par l'actionneur domine localement, ce terme s'interprète comme un transport de k' vers l'intérieur du creux formé par la descente de l'actionneur :

$$\frac{\partial \overline{v'k'}}{\partial y} < 0$$

L'énergie ainsi transférée est dissipée localement et alimente le terme de dérivée particulaire. Ceci traduit un accroissement de k' . Au delà de $y^+ = 20$, l'apport d'énergie provient d'une extraction depuis le mouvement moyen par le terme de production. Une partie est dissipée sur place, une autre diffuse vers les couches supérieures par action de la turbulence et la dernière part est transportée vers la paroi par le champ de pression. Ce dernier effet traduit vraisemblablement l'effet d'aspiration dû à l'abaissement de l'actionneur.

Enfin, lorsque l'actionneur émerge à nouveau à partir de sa position basse (phase XVII), on retrouve les ingrédients d'un équilibre plus classique. C'est le terme traditionnel de production qui gouverne à nouveau l'apport énergétique. Son maximum est situé à l'altitude $y^+ = 15$. Une partie de l'énergie est dissipée sur place, et l'autre sert à la transmettre aux couches supérieures par diffusion turbulente et aux couches inférieures par diffusion turbulente puis visqueuse.

6.6.7 Anisotropie de l'écoulement au-dessus d'un actionneur

Enfin, les moyennes conditionnelles permettent d'analyser l'anisotropie induite dans l'écoulement en fonction des phases d'actionnement. Toutefois, à chaque point de l'actionneur correspond une trajectoire des invariants du tenseur d'anisotropie, elle-même étant déclinée pour chacune des 20 phases. Six positions particulières ont été choisies, dont cinq le long de la ligne centrale de l'actionneur et une latérale. Les trajectoires leur étant associées sont représentées sur les planches B.1, B.2, B.3, B.5, B.6 et B.4. Parmi elles, les planches B.1 et B.6 correspondent aux positions amont et aval les plus éloignées du centre de l'actionneur. Elles montrent que peu de modifications sont induites sur l'aspect des trajectoires d'anisotropie, et ne seront pas commentées plus avant.

La figure 6.33 propose les trajectoires d'anisotropie de trois positions appartenant à la zone la plus déformée de l'actionneur. Il s'agit de positions légèrement en amont (6.33(a)), en aval (6.33(b)) et décalée latéralement par rapport au centre (6.33(c)). En ces points, les modifications les plus importantes sont générés lors de la phase V, seulement représentée ici.

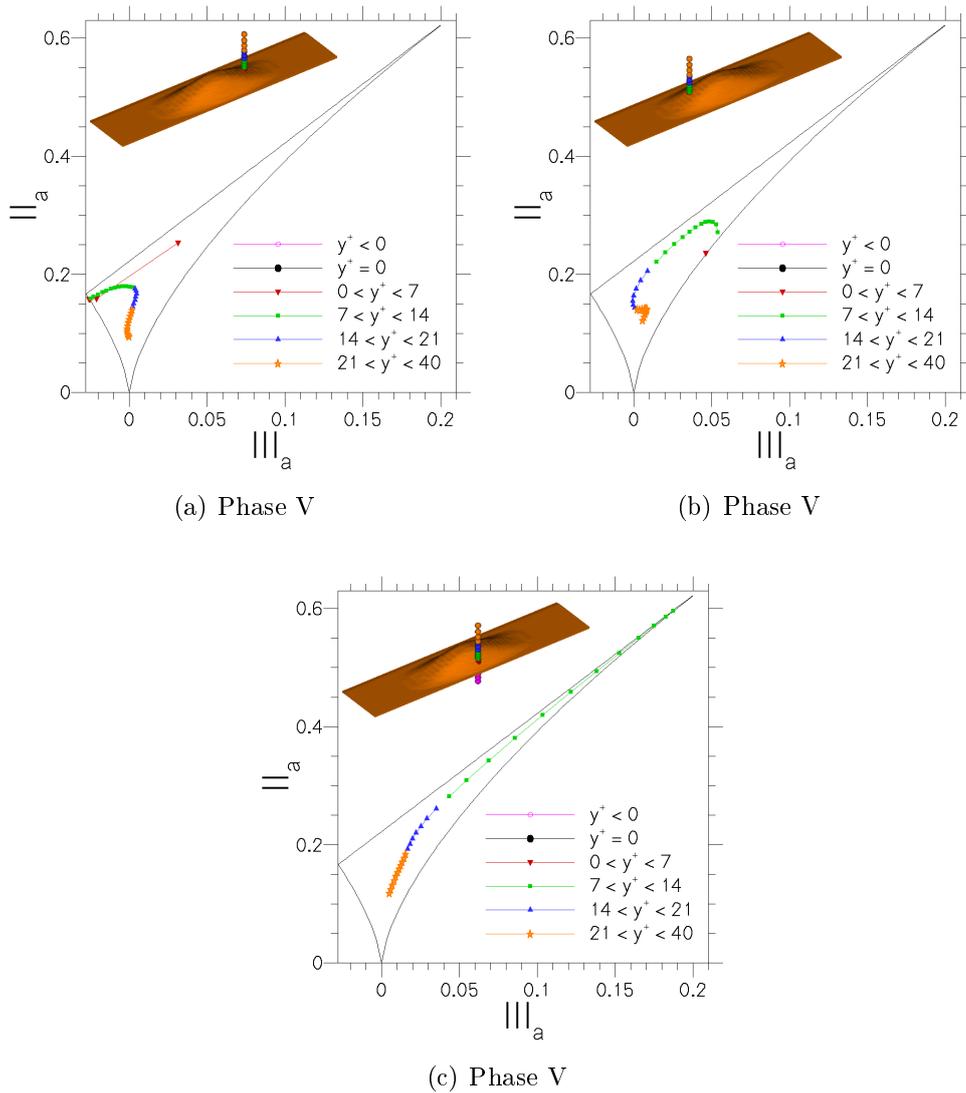


FIGURE 6.33 – Trajectoires $II_a = f(III_a)$ des invariants du tenseur d’anisotropie pour la phase V sur des lignes verticales situées à trois positions différentes autour de l’actionneur.

Dans la partie amont et aval de l’actionneur, le soulèvement a pour conséquence de diminuer globalement le degré d’anisotropie. En effet, la composante transverse des fluctuations est sensée être fortement atténuée sur l’axe central de l’actionneur. Ainsi, la trajectoire d’anisotropie est principalement due aux effets du terme croisé $\overline{u'v'}$. Ce dernier est nul à la paroi et la turbulence se rapproche alors des frontières dans le plan de Lumley. En amont de l’actionneur, l’écoulement tend vers un état isotrope bi-composante, alors qu’en aval, c’est un état axisymétrique fort qui est privilégié. Sur la position latérale, la turbulence tend drastiquement vers un état monocomposante et donc un fort degré d’anisotropie. Ce phénomène rappelle le comportement de l’écoulement entre des riblets, représenté sur la figure 2.34.

L’évolution des trajectoires d’anisotropie au dessus du centre de l’actionneur est ensuite analysée en fonction de la phase d’actionnement. La figure 6.34 représente celles-ci pour les phases IV, VII, XIV et XVII. De manière générale, on constate que toutes les phases correspondant à une déformation positive – et notamment les phases IV et VII – sont associées à une forte anisotropie, contenue à la paroi et pour laquelle la trajectoire tend vers un état de

turbulence mono-composante. Ce phénomène rappelle les conditions requises pour vérifier le critère de Frohnapfel *et al.* [66], concernant la réduction de frottement et d'intensité turbulente.

En revanche, les phases associées à une déformation négative – et notamment les phases XIV et XVII – tendent à diminuer le degré d'anisotropie à la paroi. En particulier, la branche $y^+ < 0$ se dirige toujours vers un état de turbulence isotrope. La principale différence entre les phases XIV et XVII concerne la position de la branche $0 < y^+ < 14$. Pour la phase de descente, elle est située sous la trajectoire des points $y^+ < 0$ et rappelle fortement la courbe correspondant au contrôle en opposition classique (figure 6.25(b)). Pour la phase de remontée, cette branche est située au-dessus des points $y^+ < 0$. On note alors l'apparition d'une région de turbulence bi-composante entre $y^+ = 0$ et $y^+ = 10$, pour laquelle les tensions turbulentes de cisaillement sont très faibles.

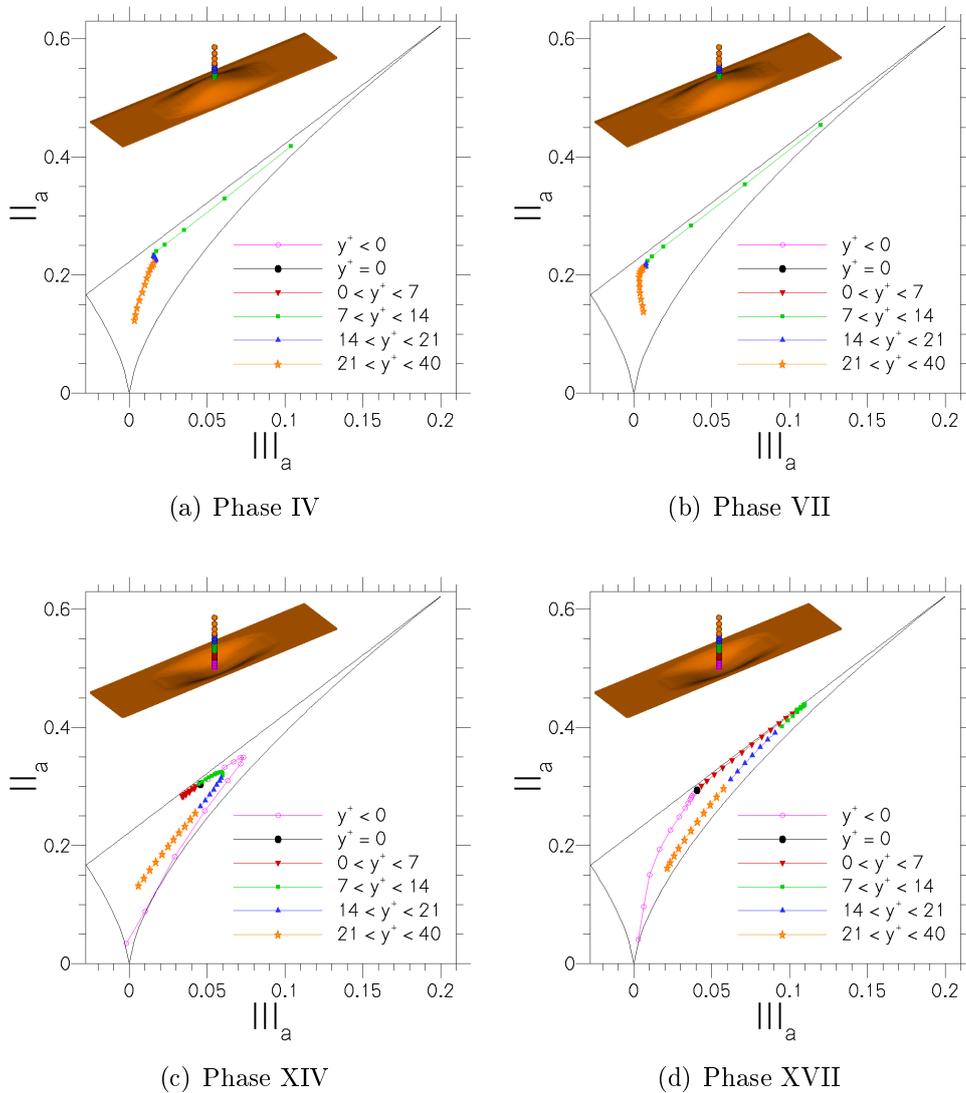


FIGURE 6.34 – Trajectoires $II_a = f(III_a)$ des invariants du tenseur d'anisotropie sur une ligne verticale située au centre de l'actionneur.

6.7 Discussion

Les sections précédentes ont révélé que l'utilisation d'un contrôleur distribué occasionnait par rapport au contrôle en opposition classique des pertes substantielles de performances ne serait-ce qu'en termes de réduction de frottement. L'observation du comportement du contrôleur OPPODEF, ainsi que les remarques formulées à la fin du chapitre § 5 conduisent à l'identification de trois types de différences entre le contrôle en opposition et le contrôleur distribué utilisé ici :

- Premièrement, et contrairement à la stratégie OPPO, le contrôleur OPPODEF utilise la **déformation de paroi**. Le présent chapitre a notamment montré que les mécanismes en jeu lors d'une déformation positive ou d'une déformation négative étaient fondamentalement différents de ceux d'un soufflage ou d'une aspiration.
- Deuxièmement, le contrôleur OPPODEF utilise une **action et une mesure distribuées**. Les dimensions des actionneurs imposent une définition de l'action et de la mesure bien inférieure à celle du contrôle en opposition classique. Ce fait est connu pour diminuer les performances d'une telle stratégie de contrôle.
- Enfin, l'action du contrôleur OPPODEF est **localisée**. Contrairement au contrôle en opposition classique, où l'action est convectée en même temps que les structures contre lesquelles elle agit, la position des actionneurs est ici fixée.

La question naturelle survenant à ce point de l'étude est de déterminer laquelle de ces différences occasionne le plus de perte de performances. Pour ce faire, deux tests sont réalisés à partir des simulations du chapitre § 5, moins coûteuses. Le premier cherche à quantifier l'effet d'une perte de résolution spatiale, et le second tente d'isoler l'effet de la convection. Le point de départ est le contrôle en opposition classique, implémenté au moyen d'une distribution pariétale de vitesse de transpiration, qui donne 18% de réduction de frottement dans les conditions d'écoulement considérées.

Effet de la résolution spatiale

Ce type de test a notamment été réalisé par Alfano [3] pour des couches limites supersoniques contrôlées en opposition à un nombre de Mach de 2,3. Dans ses travaux, les actionneurs occupent plusieurs cellules dans les directions longitudinale et transverse. La vitesse imposée par le contrôle est par ailleurs pondérée par une fonction pseudo-gaussienne centrée sur le milieu de l'actionneur, pour mimer la présence d'un micro-jet réaliste. En utilisant deux mailles dans la direction transverse et deux mailles dans la direction longitudinale, la réduction de frottement passe de $-15,8\%$ à $-3,8\%$. Des augmentations de frottement sont par ailleurs constatées lorsque la mesure est filtrée spatialement ou lorsque la taille des actionneurs est trop augmentée. L'équivalent de cette simulation a été réalisé dans notre cas à un nombre de Mach de 0,1. Des actionneurs de type micro-jet, mesurant 220×42 unités de paroi dans les directions longitudinale et transverse, ont été distribués sur une portion de la paroi. Chaque actionneur est modélisé grâce aux formules (6.7-6.8). L'opposée de la vitesse à $y_{opp}^+ = 12$ au milieu de chaque actionneur est utilisée comme loi d'actionnement. Une image instantanée d'un tel contrôle est présentée sur la figure 6.35. La comparaison de la traînée entre les parties contrôlée et non-contrôlée de la paroi indique qu'une réduction de frottement de $0,5\%$ est obtenue. Cependant, les valeurs de cette grandeur varient beaucoup selon les instants (entre -10%

et +10%), ce qui indique que le contrôleur est peu stable. Ce résultat montre que l'écoulement est très sensible à la résolution de l'action dans le cadre du contrôle en opposition.

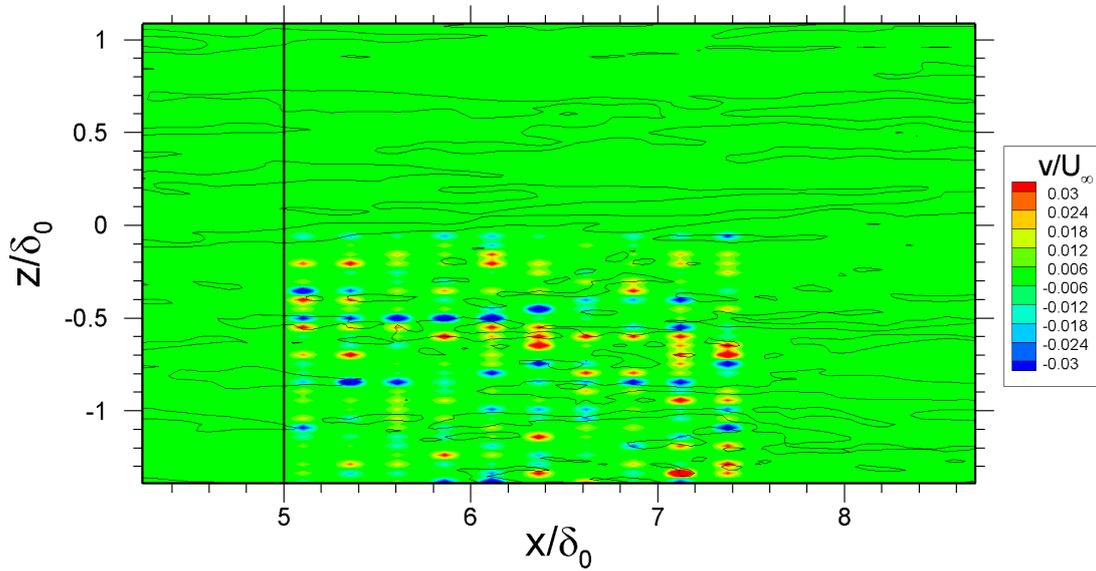


FIGURE 6.35 – Effet d'un contrôle en opposition distribué au moyen de micro-actionneurs sur la composante longitudinale de la vitesse (isoligne $u = 0,3U_\infty$) pour la simulation LES du chapitre § 5.

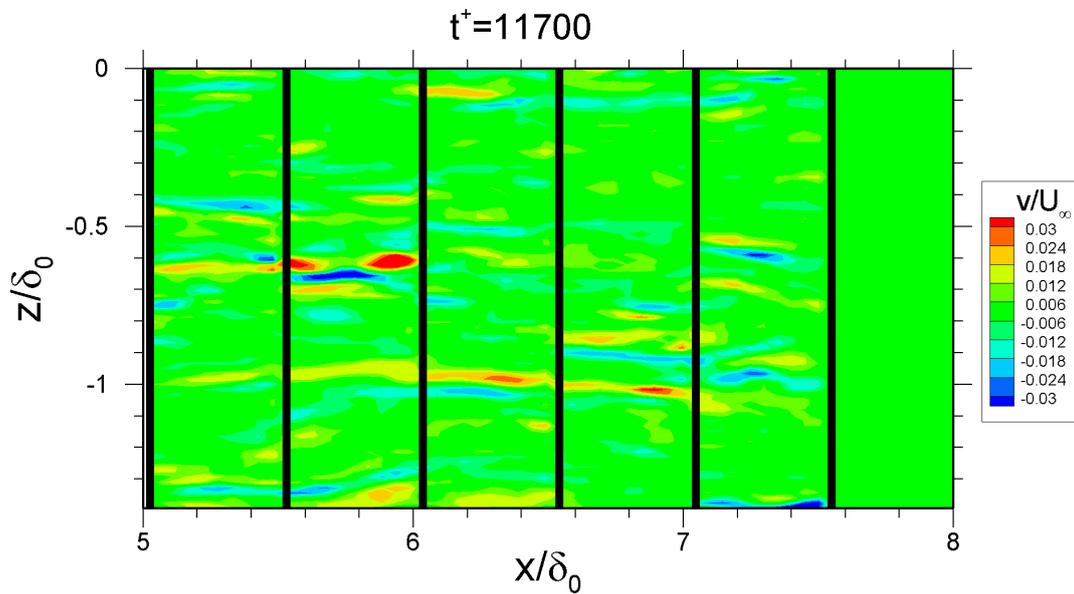


FIGURE 6.36 – Cliché instantané de la vitesse de contrôle générée par le contrôleur des formules (6.18-6.19).

Effet de la convection

En second lieu, il s'agit d'isoler l'effet selon lequel l'action est convectée en même temps que les structures turbulentes qu'elle combat et de mesurer son impact sur la réduction de

frottement. Pour celà, l'idée a été de "geler" la consigne de vitesse sur une certaine portion de la paroi et de la convecter à une vitesse c donnée sans la modifier. Le formalisme associé à un tel contrôleur est exposé ci-après. On choisit d'abord une abscisse x_0 à partir de laquelle la consigne de vitesse sera gelée. On stocke dans la mémoire l'évolution temporelle de la vitesse à cette abscisse. Pour éviter de stocker trop de pas de temps, seules les valeurs $v(x_0, kN\Delta t)$, où Δt est le pas de temps, N est fixé et $k \in \mathbb{N}$, sont mémorisées. À l'instant t et au niveau de l'abscisse $x > x_0$, la vitesse du contrôle est alors définie par :

$$v(x, 0, z, t) = -v^*(x_0, y_d, z, t - (x - x_0)/c) \quad (6.18)$$

où $-v^*(x_0, y_d, z, t - (x - x_0)/c)$ est la valeur de la consigne de vitesse en $x = x_0$ et à l'instant $t - (x - x_0)/c$:

$$\text{si } kN\Delta t < \frac{x-x_0}{c} < (k+1)N\Delta t \quad \text{et} \quad \theta = \frac{x-x_0}{cN\Delta t} \quad , \text{ alors} \quad (6.19a)$$

$$v^*(x_0, y_d, z, t - (x - x_0)/c) = (1 - \theta)v(x_0, y_d, z, t - kN\Delta t) + \theta v(x_0, y_d, z, t - (k + 1)N\Delta t) \quad (6.19b)$$

Ainsi, la vitesse du contrôle pour $x > x_0$ résulte d'une pure convection de la consigne de vitesse en $x = x_0$. Dans notre cas, cette opération est appliquée sur des bandes de 500 unités de paroi de long et larges comme la moitié du domaine de calcul. De cette manière, la réduction de frottement est obtenue en comparant le frottement de la partie droite à celui de la partie gauche. La vitesse de convection retenue est celle des tourbillons quasi-longitudinaux et la mise à jour de la consigne se fait tous les $N = 20$ pas de temps. Un instantané de la vitesse imposée par un tel contrôleur est proposé sur la figure 6.36. Cette technique occasionne 10% de réduction de frottement, l'ensemble du signal étant localisé entre -7% et -17% .

Ce résultat suggère, que dans le cas du contrôle en opposition classique, une grande partie de la réduction de frottement provient de cet effet de convection de la vitesse. Il n'est donc pas étonnant qu'un contrôle distribué – et donc localisé – utilisant la stratégie en opposition occasionne des pertes importantes de performance.

6.8 Conclusions

Les travaux exposés dans ce chapitre ont permis la préparation et la réalisation de la simulation numérique directe d'une stratégie réaliste du contrôle de couche limite turbulente. En particulier, le contrôle en opposition a été adapté à un réseau de microactionneurs distribués à la paroi. La forme et les dimensions de ces derniers ont été calibrées à partir d'échelles de longueur caractéristiques d'une couche limite contrôlée en opposition. Par ailleurs, la technique de déformation a été choisie pour modéliser un type de déflecteur électrostatique actuellement fabriqué à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie.

En premier lieu, l'effet d'un de ces actionneurs sur un écoulement sans fluctuations a été observé grâce à deux cycles de déformation : un soulèvement et un affaissement rapides, tous deux suivis d'une phase de lente relaxation. Les perturbations engendrées se sont avérées très locales et génèrent une traînée de forme contribuant pour 4% à la traînée totale. La force de frottement augmente lors du soulèvement et diminue lors de l'affaissement, ce qui représente un comportement opposé à celui d'une vitesse de transpiration. La phase d'actionnement rapide crée une paire de tourbillons contrarotatifs associés à une potentielle production de turbulence. Ceux-ci sont ensuite dissipés lors de la phase de relaxation. Pour obtenir une base

de comparaison, le contrôle en opposition classique a ensuite été testé. Malheureusement, ses effets observables ne correspondent pas à un comportement stabilisé, en raison d'un domaine trop court et d'une amplification imprévue du débit moyen à travers la paroi. Néanmoins, une réduction de frottement de 10% est observée, ainsi qu'une diminution des tensions turbulentes et la présence du fameux mur virtuel.

Enfin, le microsysteme distribué a été utilisé dans le cadre du contrôle en opposition. La collecte de statistiques conditionnellement à la phase d'actionnement a permis d'analyser en profondeur son comportement. Celle-ci a révélé l'importance de trois états de l'actionneur :

- Les phases conduisant à la déformation positive maximale en vitesse positive (phases I à V) sont associées à une forte traînée et le mouvement de l'actionneur y est particulièrement consommateur d'énergie. Toutefois, c'est durant ces phases que le contrôleur réussit à réduire l'intensité de la turbulence grâce à un mécanisme d'inversion de quadrants $u'v'$. La conséquence est une diminution de la force des tourbillons quasi-longitudinaux.
- Les phases conduisant à la déformation négative maximale en vitesse négative (phases XI à XV) sont associées à une diminution de la traînée de frottement. Cependant, elles induisent une intensification de la turbulence par des mécanismes de transport turbulent depuis les couches supérieures. La vorticité longitudinale indique que les TQL sont alors plus forts.
- Les autres phases (phases VI à X et XVI à XX) ne correspondent pas à une interaction forte entre actionneur et turbulence. Elles s'apparentent à des phases de relaxation, où l'actionneur n'est pas en conformation optimale pour influencer la turbulence. Les structures cohérentes associées aux TQL (vorticité, quadrants, production de turbulence) ont été convectées en aval.

La relative passivité de ces dernières phases indique qu'une relaxation artificielle, rapide, peut être bénéfique pour le système, dans la mesure où l'actionneur est alors disponible plus souvent. Effectivement, l'existence même des phases de relaxation suggère que le contrôleur n'est en interaction forte avec l'écoulement qu'une petite partie du temps. Lorsque c'est le cas, l'efficacité de l'actionneur semble de plus conditionnée par sa position relative par rapport aux zones cohérentes de vitesse qu'il combat. Les performances de ce microsysteme du point de vue de la manipulation de la turbulence sont donc très sensibles aux échelles de longueur et de temps de proche-paroi.

Du point de vue des forces de traînée, ce sont les phases de déformation négative qui génèrent le plus de réduction de traînée et ceci indépendamment de la vitesse du contrôle. Cette performance suggère que l'utilisation d'un microsysteme en déformation négative uniquement – du type "active dimple" – pourrait être intéressante pour la réduction de frottement, au détriment d'une possible activation de la turbulence.

Par rapport au concept d'opposition classique, les pertes de performances engendrées par l'utilisation d'un microsysteme distribué semblent dues non seulement à la perte de résolution par rapport au contrôle en opposition, mais aussi à la perte de l'effet de convection. La marge disponible pour la réduction de frottement n'est donc pas celle qui est atteinte par le contrôle en opposition, mais est inférieure d'au moins 10% à celle-ci, dès lors que le système d'actionnement est localisé.

Conclusions et perspectives

Les travaux exposés dans ce mémoire ont visé à simuler de façon réaliste le contrôle de couche limite turbulente en vue d'une réduction de frottement. Il a été rappelé en introduction à quel point cette thématique de recherche amont était importante, au vu des gains énergétiques potentiellement générés sur fond de crise pétrolière. L'étude bibliographique du chapitre § 1 a permis de souligner combien les phénomènes physiques en jeu étaient complexes, car difficilement observables et peu prévisibles. Les structures cohérentes responsables du frottement turbulent semblent être la clé d'un contrôle actif efficace et pourtant possèdent des tailles et temps caractéristiques difficilement atteignables dans les applications industrielles. De fait, rares sont les démonstrations complètes d'un contrôle actif de ces structures. Il a été postulé dans la présente étude que l'augmentation du réalisme du contrôle était une voie possible pour mieux prévoir ses gains réels en vue d'une future démonstration expérimentale. L'opportunité de mieux comprendre le comportement d'un écoulement de couche limite manipulé par un tel contrôle a également été saisie.

Conclusions

Avant cela, il est apparu indispensable de travailler à réduire le coût d'une simulation pour un nombre de Reynolds donné. De cette manière, l'accès à des écoulements plus proches des applications industrielles est facilité. En tant que composante majeure du coût CPU des simulations de couche limite turbulente en développement spatial, les conditions d'entrées ont retenu notre attention. Trois types de méthode sont disponibles : les méthodes de recyclage et de remise à l'échelle, les méthodes utilisant une base de donnée, et les méthodes synthétiques. Les premières sont fiables et précises, mais introduisent une périodicité non physique et nécessitent que la couche limite soit initialisée et localement à l'équilibre. Les secondes sont fiables également mais supposent le stockage d'une importante quantité de données instationnaires. Les dernières ne sont pas encore réellement fiables et ont besoin d'une grande distance d'adaptation, mais ont une grande marge de progression et présentent l'énorme avantage d'utiliser des profils statistiques comme seule base. Au cours de cette thèse, les travaux d'amélioration de la méthode de recyclage utilisée à l'Onera ont montré qu'il était possible de diminuer l'effet de la périodicité sans influencer sur la qualité de l'écoulement simulé. Cela permet d'une part de s'intéresser à des phénomènes à plus basse fréquence dans l'écoulement aval sans que la fréquence du recyclage n'interfère. D'autre part, il devient alors possible de réduire au maximum la longueur du domaine dédié aux conditions d'entrée sans risquer d'amener la fréquence de recyclage trop près de celles des phénomènes à observer dans l'écoulement aval. Cependant, ce type de méthode nécessite toujours que l'écoulement soit initialisé et qu'il comporte une région d'équilibre où la procédure de remise à l'échelle est valide. Parce qu'elles ne présentent pas ces inconvénients, les méthodes synthétiques sont potentiellement très intéressantes. Leur base aléatoire suggère de plus qu'aucune fréquence non physique n'est particulièrement excitée. Grâce aux avancées proposées au cours de

cette thèse, ces avantages se sont matérialisés au sein d'une nouvelle méthode de génération synthétique de turbulence, inspirée de la *synthetic-eddy-method* de Jarrin *et al.* [93]. En particulier, l'intérêt d'imposer en entrée un champ de vitesse le plus représentatif possible de la réalité (en jouant sur l'inhomogénéité d'échelles, de formes et sur le réalisme du champ de vorticité) a été clairement souligné. Nos résultats montrent alors un exemple où la distance d'adaptation est du même ordre de grandeur que celle de la méthode de recyclage et où seuls les profils moyens d'ordre 1 et 2 dans le plan d'entrée sont nécessaires.

Le deuxième temps de l'étude a consisté à évaluer dans une couche limite en développement spatial les performances et la faisabilité pratique de 3 stratégies de contrôle inspirées du contrôle en opposition. Concernant ce dernier, l'ensemble des résultats déjà connus, comme la réduction de l'intensité de la turbulence au-dessus de la zone contrôlée, la présence d'un mur virtuel qui décale la phénoménologie proche-paroi vers l'écoulement extérieur, ainsi que la réduction de la traînée visqueuse, ont été retrouvés. De plus, on a montré que le lien statistique entre vitesse du contrôle et frottement a une tendance opposée à celle de l'écoulement non contrôlé et semble s'aligner autour d'une simple loi logarithmique. Ce résultat a indiqué deux voies possibles d'amélioration. D'une part, une maximisation de la réduction de traînée visqueuse est obtenue en supprimant la partie aspiration du contrôle en opposition, et d'autre part la mesure de vitesse à l'intérieur de l'écoulement peut être remplacée par une mesure de frottement pariétal, compte tenu de la forte corrélation entre ces deux grandeurs. Dans les deux cas, la nouvelle stratégie permet de réduire sensiblement la traînée visqueuse au niveau de la zone contrôlée. Ces techniques ne comportant qu'une partie soufflage, elles sont systématiquement comparées à un soufflage uniforme à flux de masse équivalent, ce qui atteste de l'intérêt d'une boucle de contrôle complexe. Les faibles valeurs de ce flux écartent le risque de décollement de la couche limite ce qui ajoute à la faisabilité pratique de ces techniques. Enfin, on note que les modifications induites par les trois stratégies de contrôle sont essentiellement locales. En conséquence, la réduction de frottement est proportionnelle à la surface couverte par le contrôle. La vision spatiale adoptée ici a également permis de mettre en évidence l'adaptation progressive de l'écoulement au contrôle et son effet néfaste non négligeable sur la réduction de frottement.

Finalement, la stratégie de contrôle en opposition a été adaptée à un microsystème distribué d'actionneurs à déformation de paroi. La forme et les dimensions de ces derniers ont été calibrés à partir d'informations pratiques provenant de l'IEMN et d'échelles caractéristiques du contrôle en opposition issues du chapitre à 5. Le comportement intrinsèque de ce type d'actionneur est d'augmenter la traînée de frottement lors d'une élévation et de la diminuer lors d'un affaissement ($\pm 4\%$). Il génère par ailleurs une paire de tourbillons contrarotatifs dont le sens de rotation dépend du sens de déformation. Lorsqu'il est utilisé dans le cadre du contrôle en opposition, la collecte de statistiques conditionnellement à sa phase d'actionnement a permis d'analyser en profondeur son comportement. En particulier, des phases de forte interaction et des phases de relaxation ont été mises en évidence. Au cours des premières, l'intensité des tourbillons quasi-longitudinaux (TQL) ainsi que la force de traînée sont impactées. En déformation positive, l'actionneur augmente le frottement mais occasionne une réduction de l'intensité des TQL. L'inverse se produit en déformation négative. L'opportunité de diminuer globalement l'énergie de la turbulence est donc contrebalancée par une augmentation de frottement, et inversement. En outre, l'existence des phases de relaxation ainsi que l'observation de champs instantann s montrent que ces effets sont très sensibles à la position relative de l'actionneur et des structures turbulentes, dans la direction transverse comme dans le sens de l'écoulement. Dans le cas particulier de cet actionneur à

déformation de paroi, la traînée de frottement est réduite d'environ 5%. On note enfin que le bénéfice de cette réduction est perdu lorsqu'on considère la traînée totale.

En conclusion, cette étude a permis de passer en revue un grand nombre d'aspects liés à la simulation du contrôle du frottement turbulent en couche limite spatiale. En prenant en compte la réalisabilité numérique autant que pratique des techniques de contrôle, cette thèse représente un premier pas pragmatique vers leur éventuelle mise en œuvre expérimentale. Malgré un relatif échec de la stratégie choisie, et grâce à des interprétations physiques plus poussées, elle permet de proposer de grandes orientations pour les futures études sur le sujet.

Perspectives

Les perspectives ouvertes par cette étude sont de deux types.

Elles concernent en premier lieu les multiples améliorations et applications potentielles de la méthode de génération synthétique de turbulence. Tout d'abord, la fiabilité de cette condition d'entrée reste à prouver en l'utilisant pour simuler d'autres écoulements pariétaux, à différents nombres de Reynolds et de Mach. Dans le cas d'écoulements où les effets de compressibilité ne sont plus négligeables, il peut être utile de construire des fluctuations de température et de densité à partir du champ de vitesse synthétique. L'hypothèse de Morkovin [145] justifie alors l'utilisation de la même turbulence synthétique que pour des cas à faible nombre de Mach, comme celui choisi dans cette thèse. Il convient aussi d'évaluer cette turbulence sur des couches limites forcées par des gradients de pression longitudinaux. Ce type de test est actuellement en cours dans les travaux de thèse de Gand [74]. L'obtention des paramètres optimaux dans chaque cas testé pourra permettre de mieux connaître cette méthode et son comportement vis-à-vis de conditions d'écoulement diverses. À terme, un découpage automatique des modes dans le plan d'entrée ainsi qu'un réglage approprié de leurs paramètres pourront être proposés. Une première étape vers la simulation de turbulence pariétale "en boîte noire" aura été franchie. Les étapes suivantes pourront consister à utiliser des profils moyens entièrement analytiques, en tirant parti notamment des formules de Marusic *et al.* [139] pour U , $\overline{u'^2}$, et $\overline{v'^2}$, par ailleurs validées par l'expérience [119]. Enfin, la méthode SEM offre des perspectives particulièrement intéressantes dans le cadre des simulations hybrides RANS-LES. La possibilité de nourrir l'interface entre les régions de l'écoulement traitées en RANS et celles traitées par la LES avec des fluctuations turbulentes ad-hoc est de première importance pour l'avenir de telles méthodes. De ce point de vue, le potentiel de la méthode développée dans le chapitre § 4 a déjà été évalué dans le cadre de la SDES, pour *Stimulated DES* [50]. La perspective d'observer, à moindre coût, l'effet de la turbulence amont dans le cas d'écoulements massivement décollés a alors été évoquée.

En second lieu, il s'agit de mettre à profit les connaissances acquises à propos de la simulation numérique du contrôle pour éventuellement orienter de futurs travaux. Tout d'abord, la simulation des grandes échelles, ainsi que l'utilisation de distributions de vitesse pariétale comme celle du contrôle en opposition, constituent, malgré leur manque de représentativité, un terrain peu coûteux pour l'expérimentation des stratégies de contrôle. Pour en tirer parti, il faut toutefois être conscient de leurs limites en considérant les résultats comme des bornes supérieures ou des grandes orientations. Les simulations du chapitre § 6 ont montré que la modélisation réaliste du système d'actionnement peut seule fournir des résultats comparables aux expériences. À ce propos, le micro-système proposé n'a que peu d'avenir, étant donnée la faible réduction de traînée visqueuse occasionnée. Au vu des résultats obtenus, il semble néan-

moins possible d'améliorer le rendement de chaque actionneur en optimisant sa forme vis-à-vis de la traînée de pression et de l'interaction avec les TQL et en incluant une relaxation automatique. Une version en déformation négative uniquement peut aussi être envisagée pour ne conserver que le bénéfice des sous-frottements. Enfin, de nouvelles stratégies comme le BOOC ou le CFCUT méritent d'être adaptées au microsysteme du chapitre § 6.

Annexe A

Analyse conditionnelle de l'écoulement contrôlé par la stratégie OPPODEF

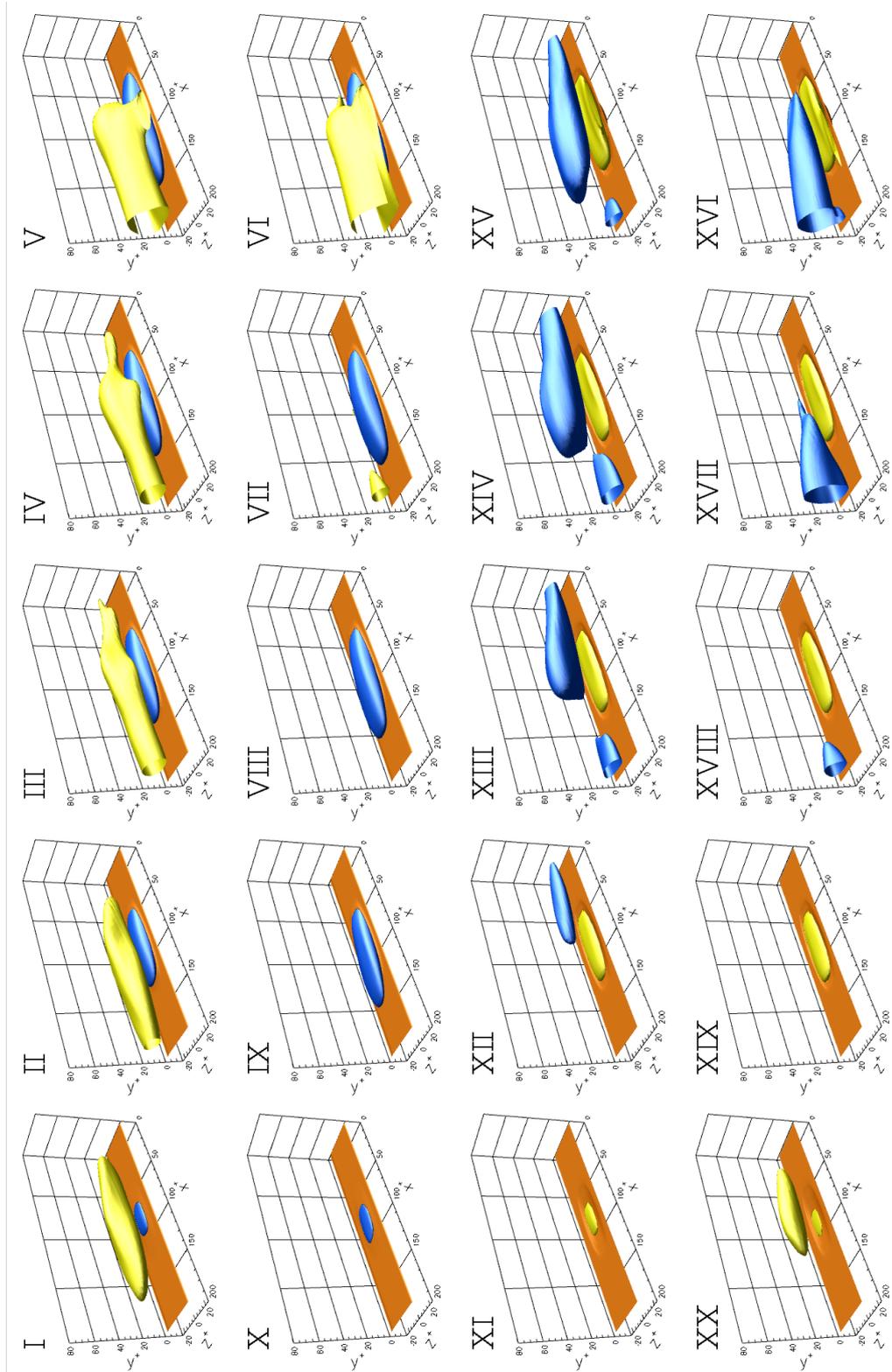


FIGURE A.1 – Ecart à l'écoulement de référence : composante longitudinale de la vitesse. Isosurfaces $u' = \pm 0,04U_\infty$.

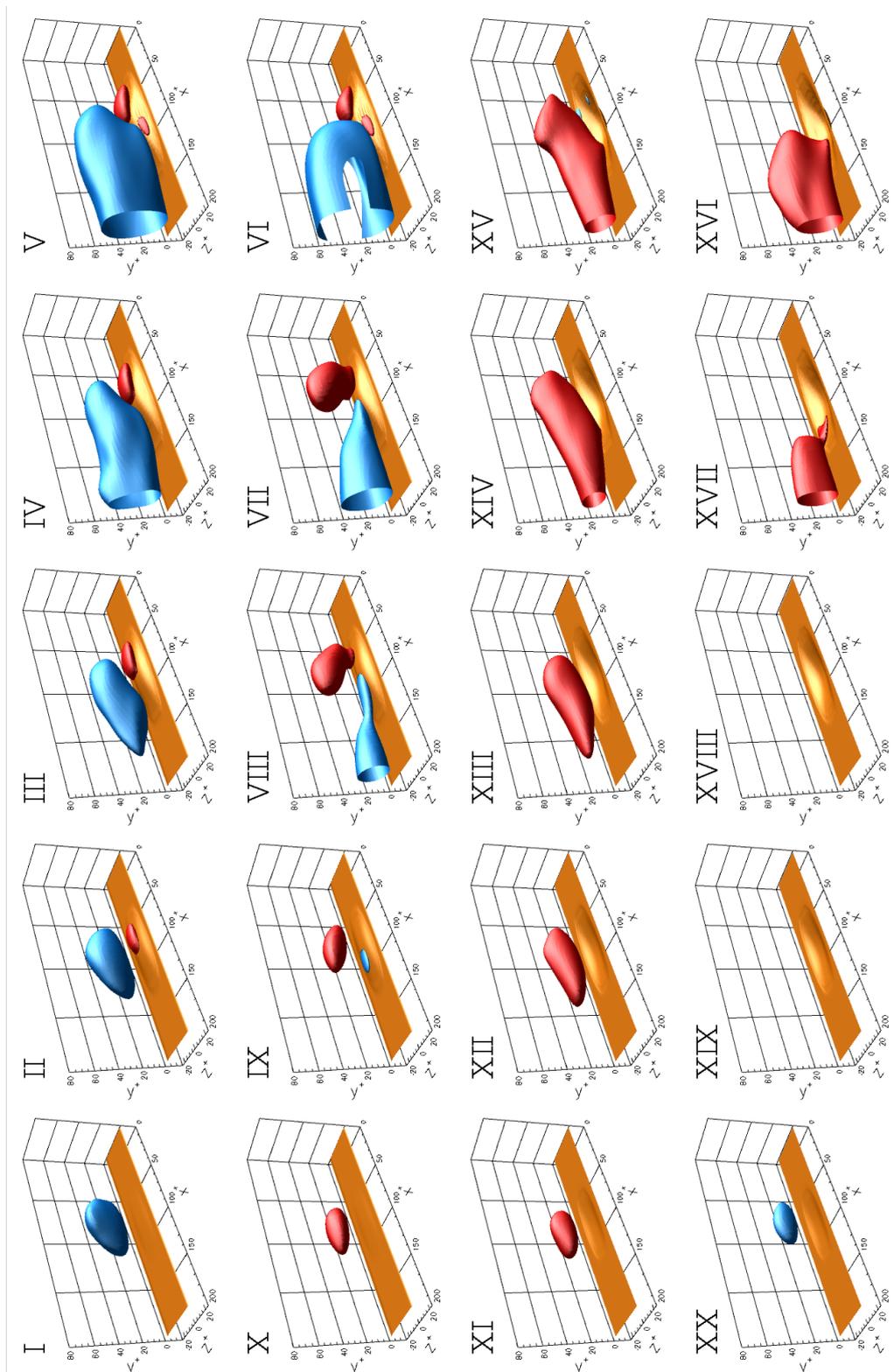


FIGURE A.2 – Ecart à l'écoulement de référence : composante verticale de la vitesse. Isosurfaces $v' = \pm 0,015U_\infty$.

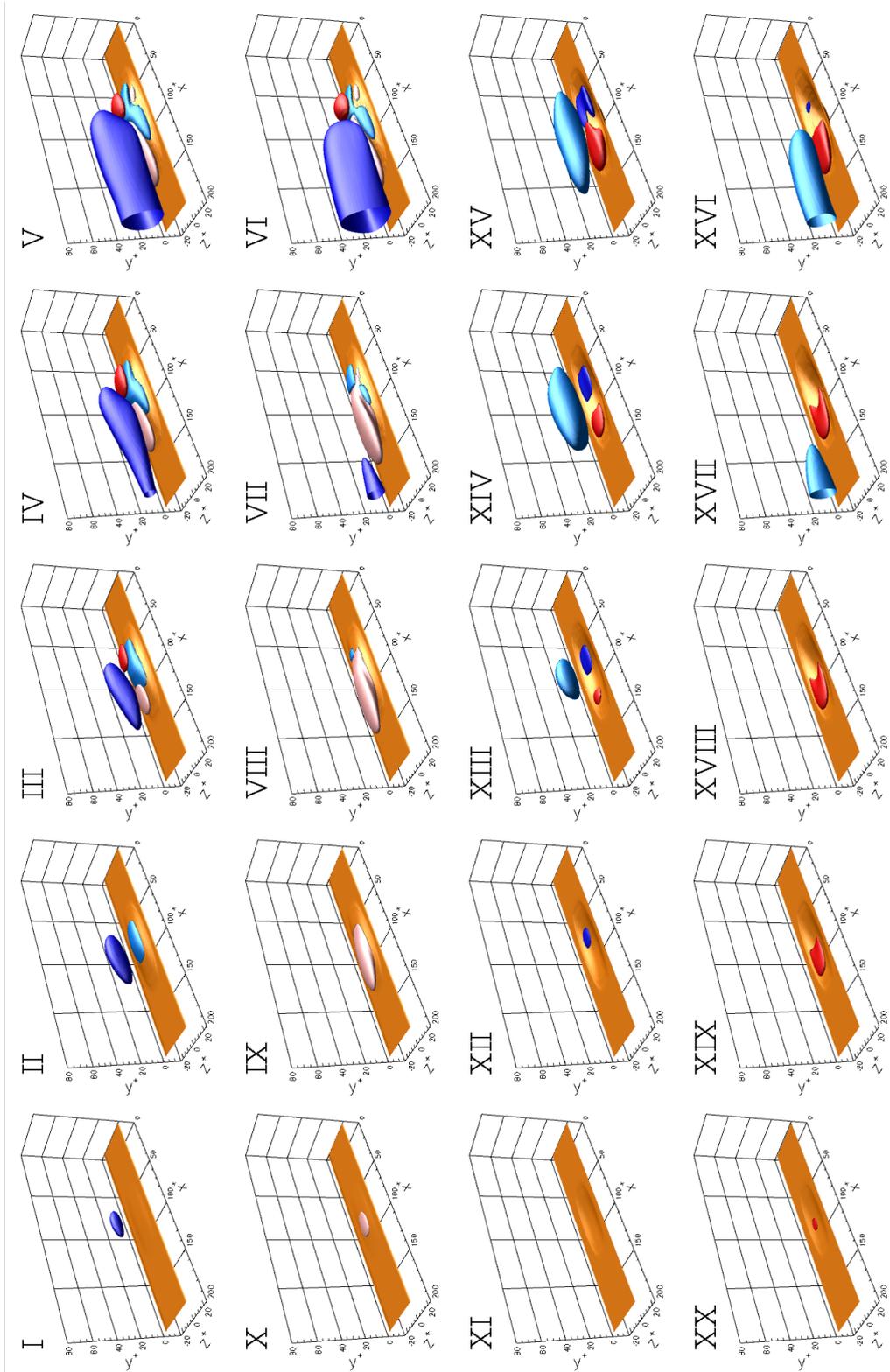


FIGURE A.3 – Ecartis à l'écoulement de référence : quadrants de $u'v'$. Isosurfaces $Q_1 = Q_3 = 5 \cdot 10^{-4}U_\infty^2$ (rouge et rose) et $Q_2 = Q_4 = -10^{-3}U_\infty^2$ (bleu clair et bleu).

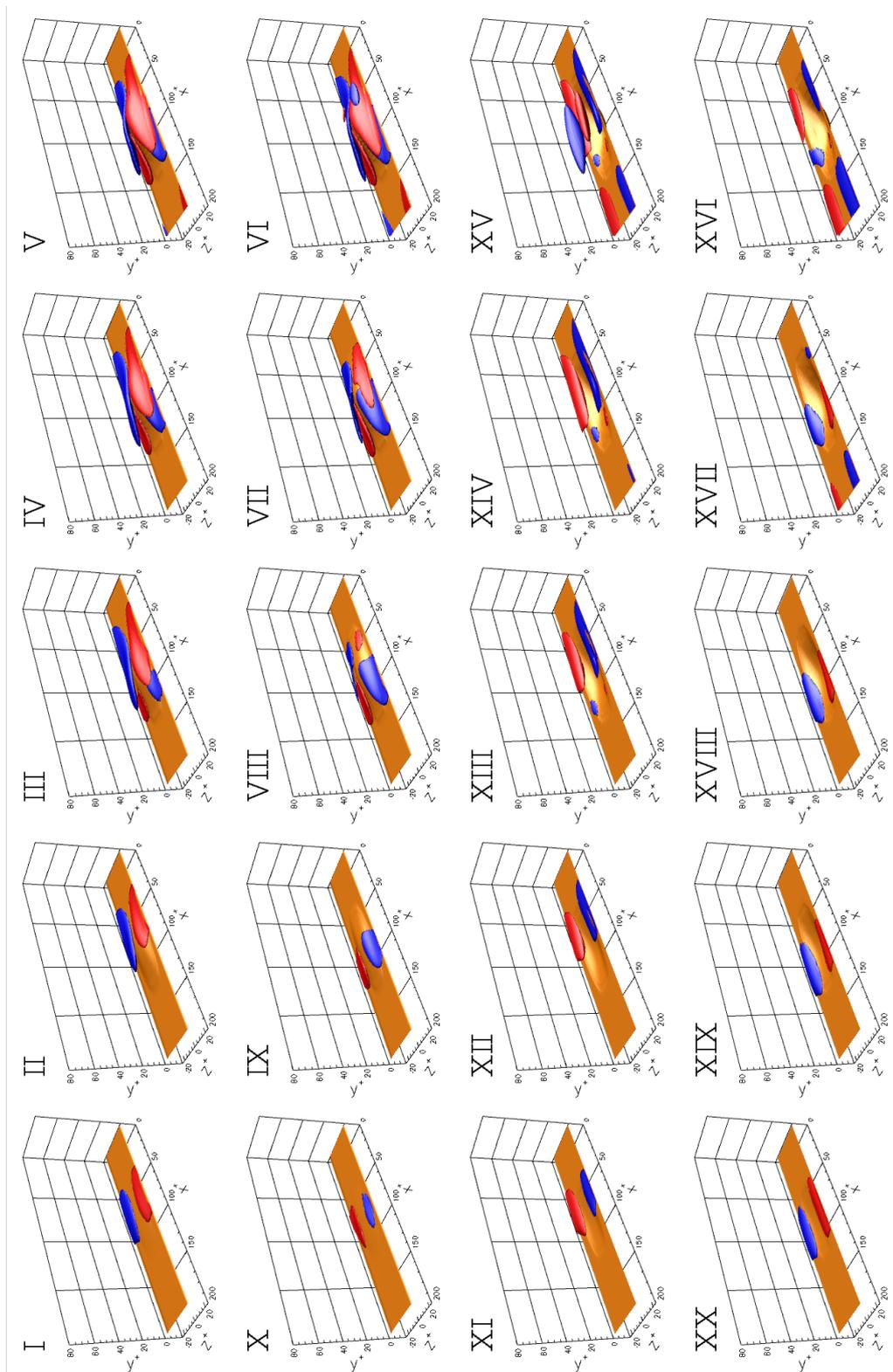


FIGURE A.4 – Vorticité longitudinale. Isosurfaces $\Omega_x = \pm 1.5U_\infty/\delta_0$

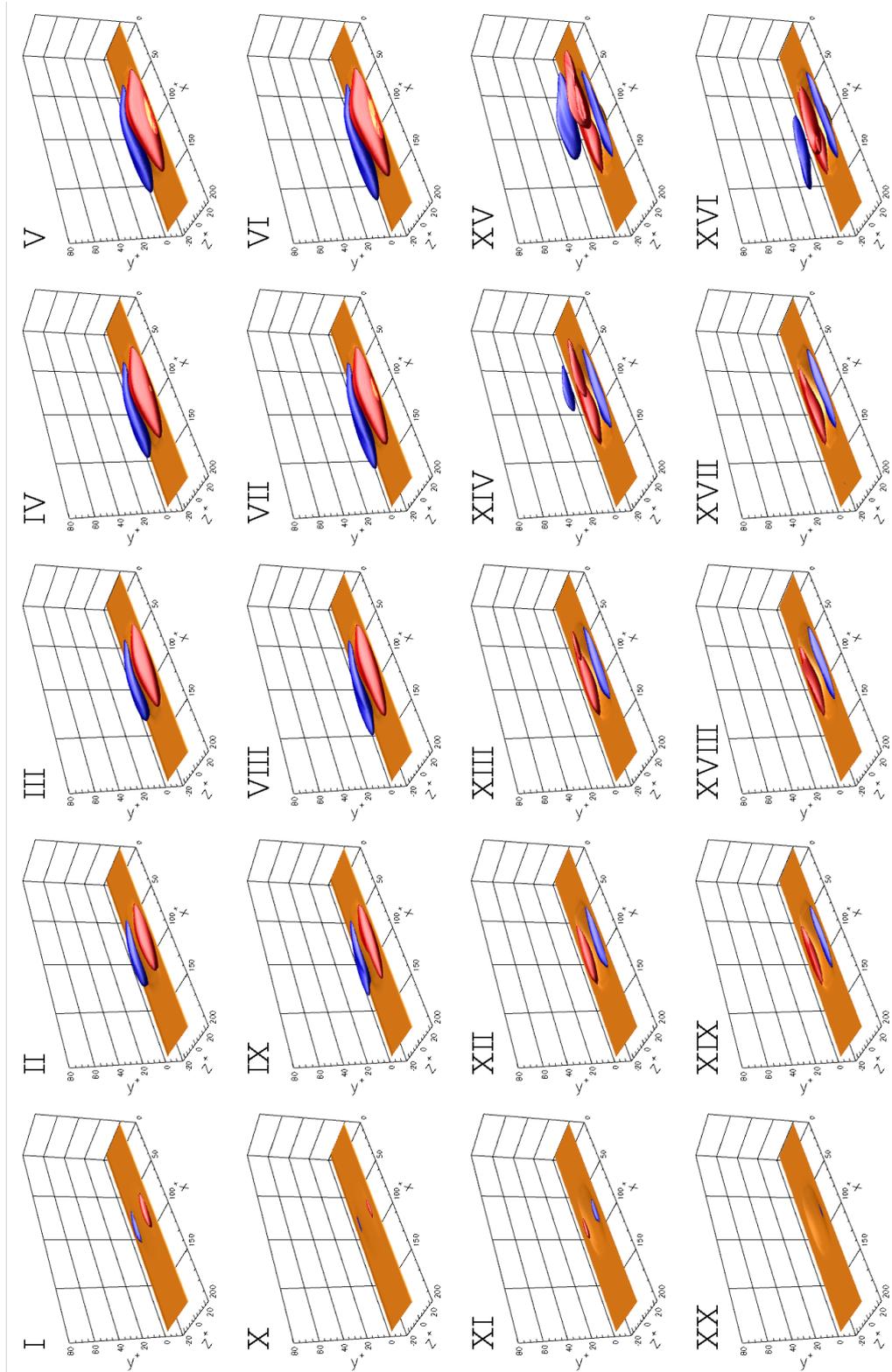


FIGURE A.5 – Vorticité verticale. Isosurfaces $\Omega_y = \pm 1.5U_\infty/\delta_0$

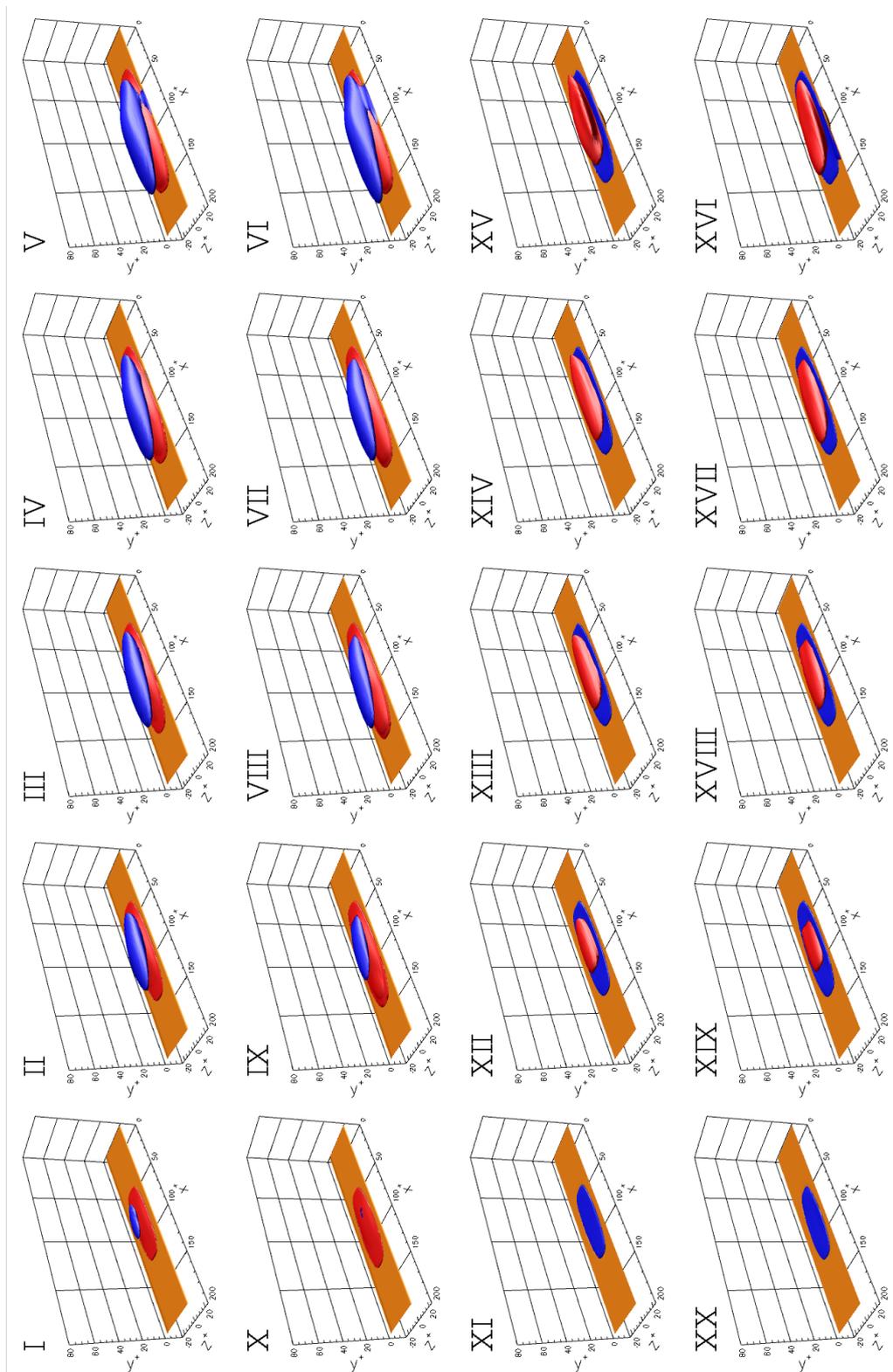


FIGURE A.6 – Ecart à la référence de la vorticité transverse. Isosurfaces $\Omega_z = \pm 4U_\infty/\delta_0$

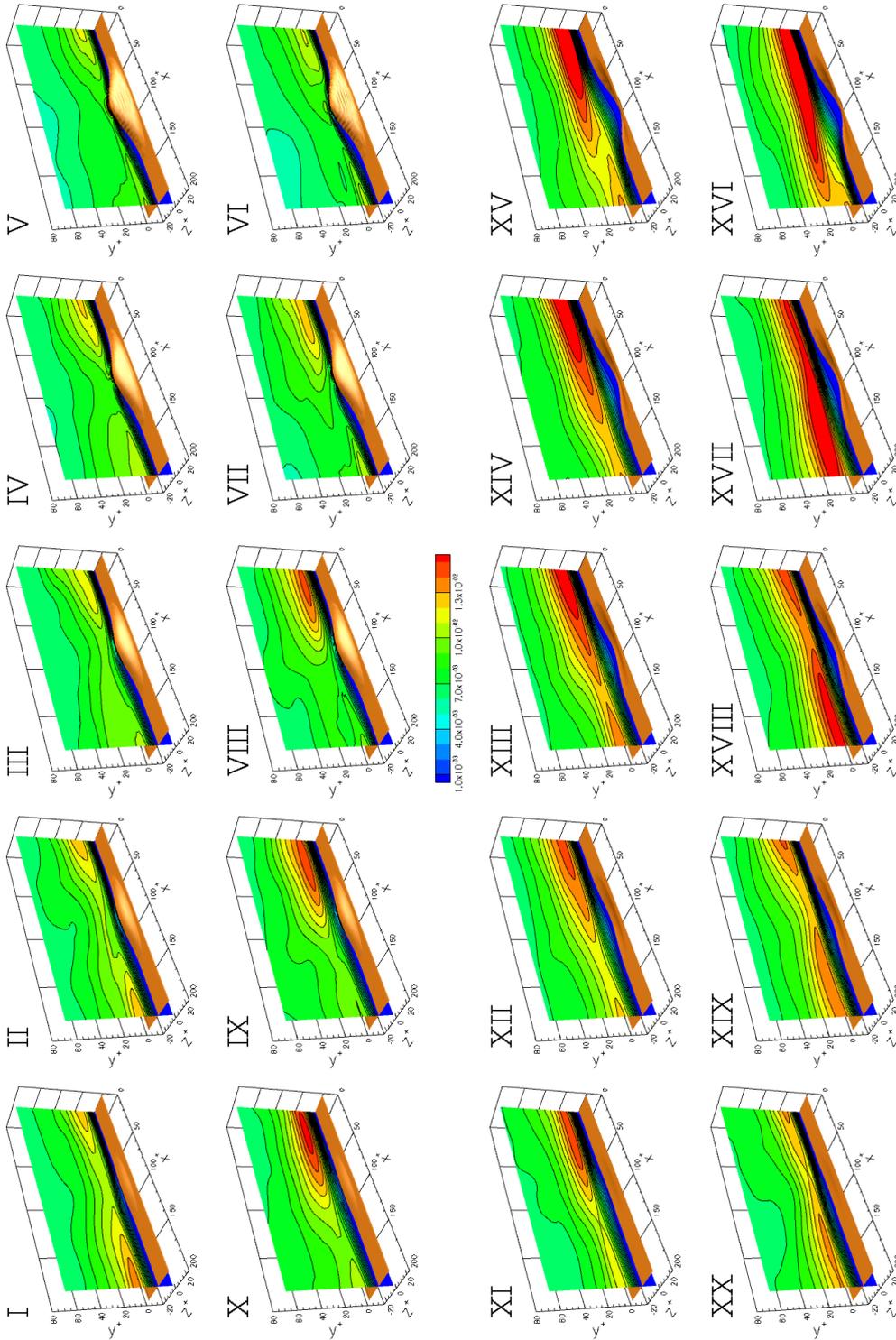


FIGURE A.7 – Intensité de la composante longitudinale de la vitesse dans le plan médian de l'actionneur $z = z^a + \ell_z/2$.

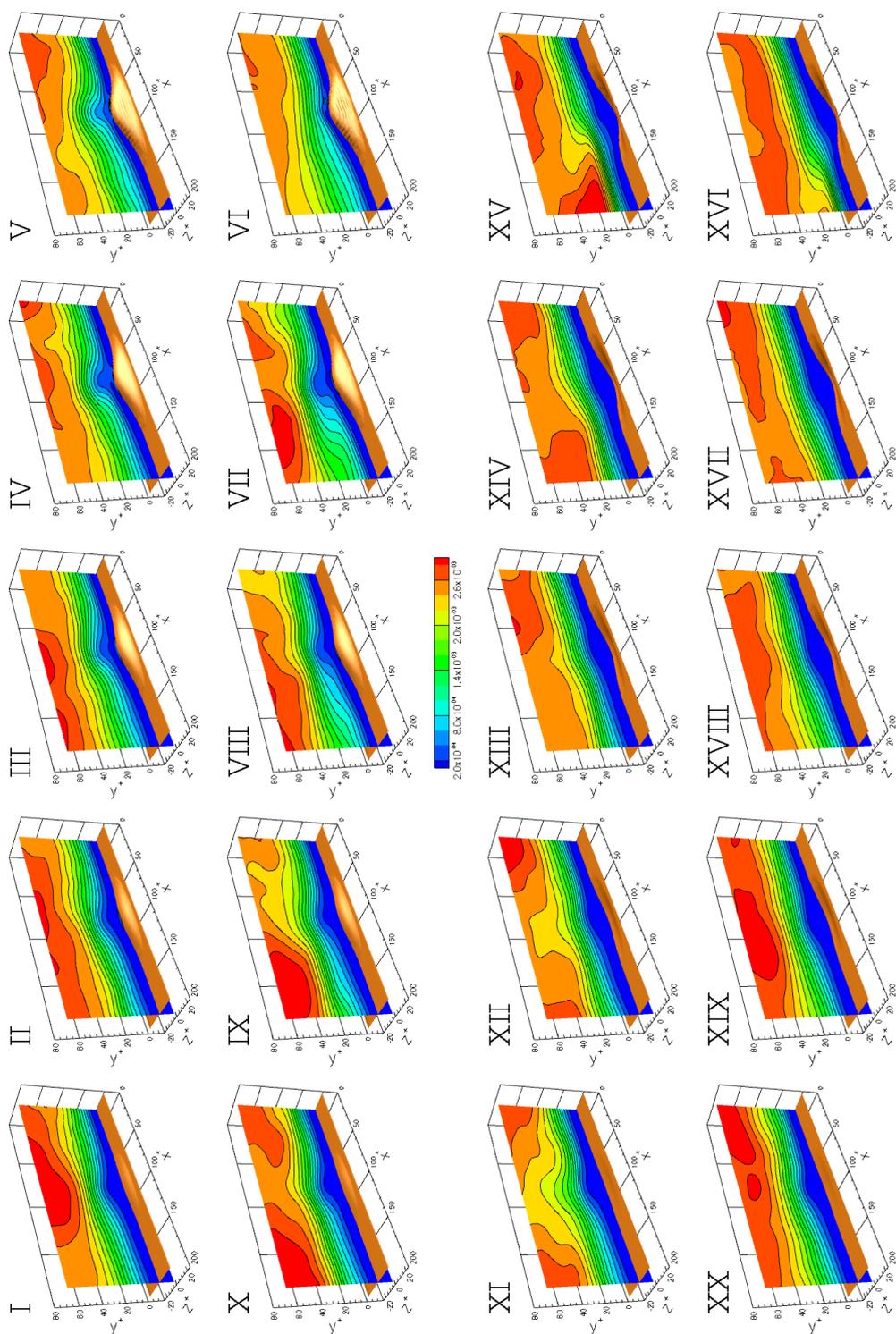


FIGURE A.8 – Intensité de la composante verticale de la vitesse dans le plan médian $z = z^a + \ell_z/2$.

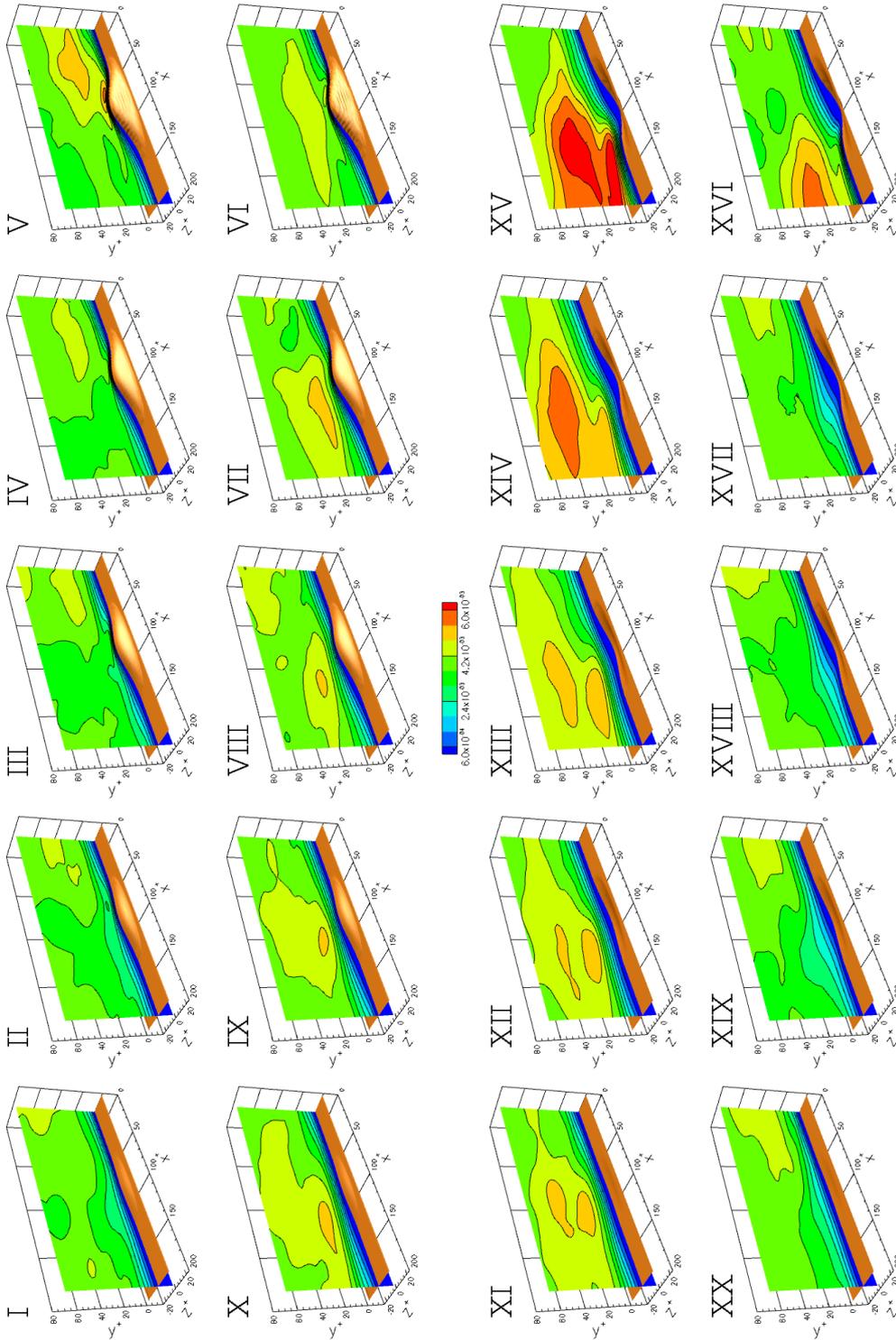


FIGURE A.9 – Intensité de la composante transverse de la vitesse dans le plan médian de l'actionneur $z = z^a + \ell_z/2$.

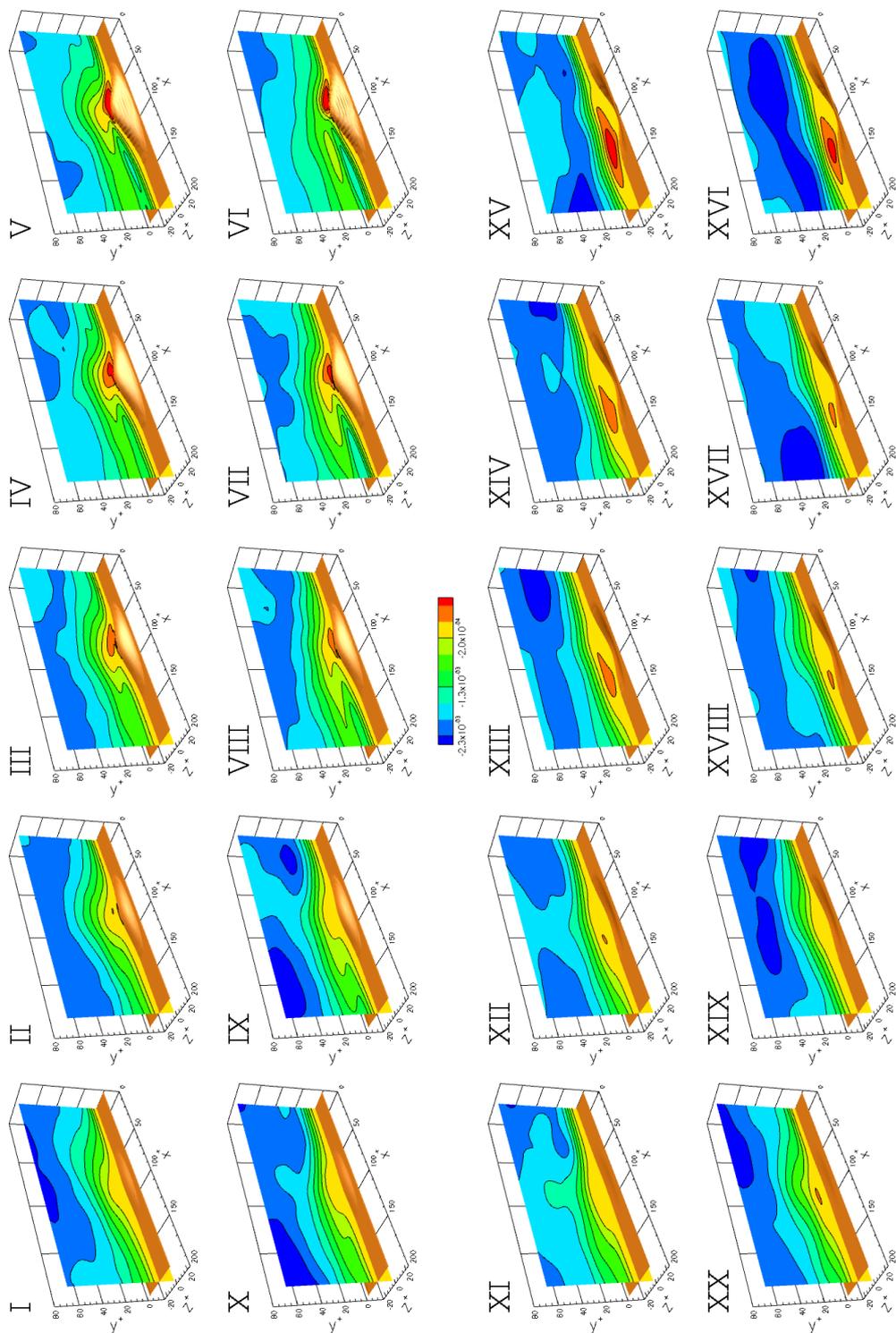


FIGURE A.10 – Tensions de Reynolds croisées $\overline{u'v'}$ dans le plan médian de l'actionneur $z = z^a + \ell_z/2$.

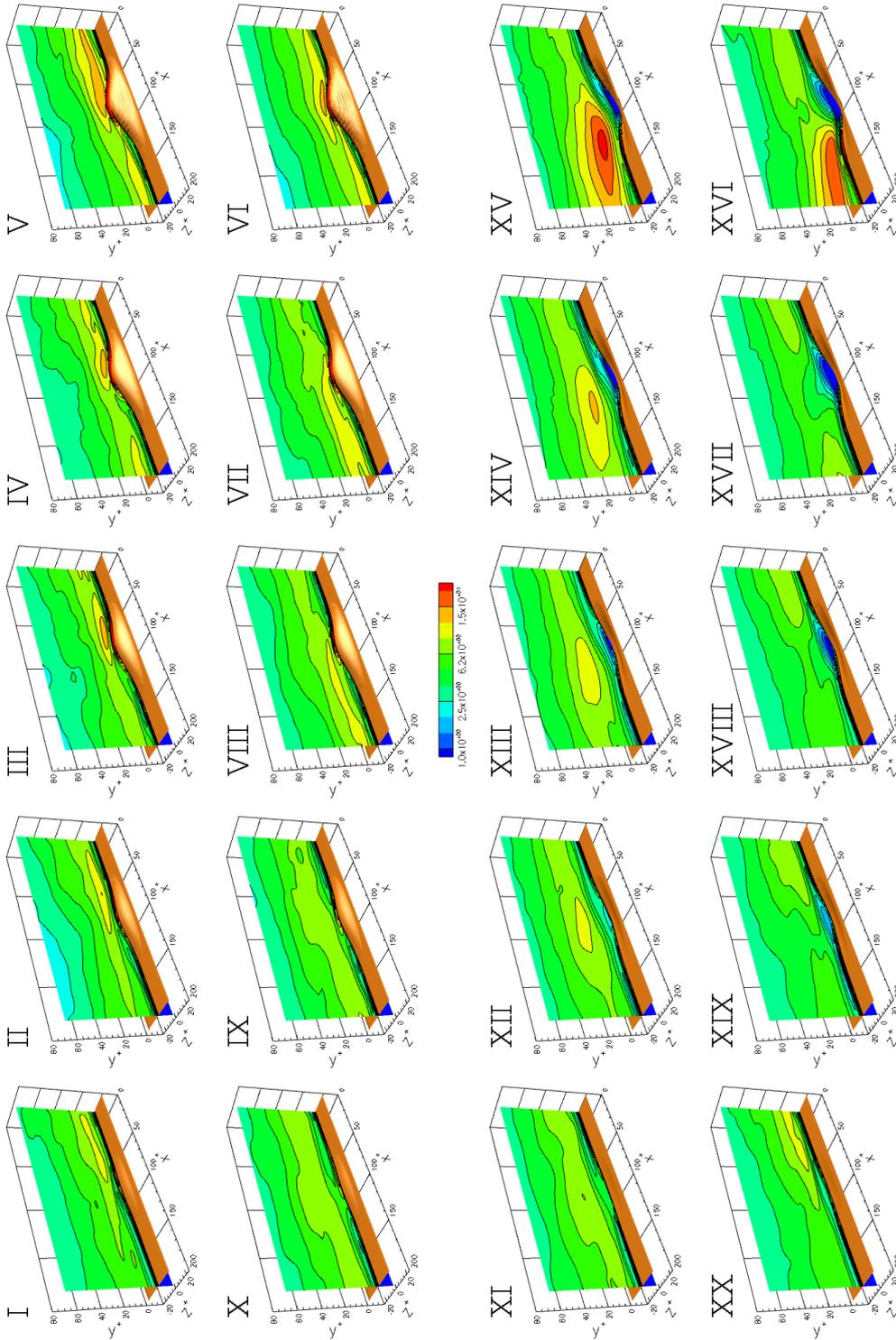


FIGURE A.11 – Intensité de la vorticité longitudinale dans le plan médian $z = z^a + \ell_z/2$.

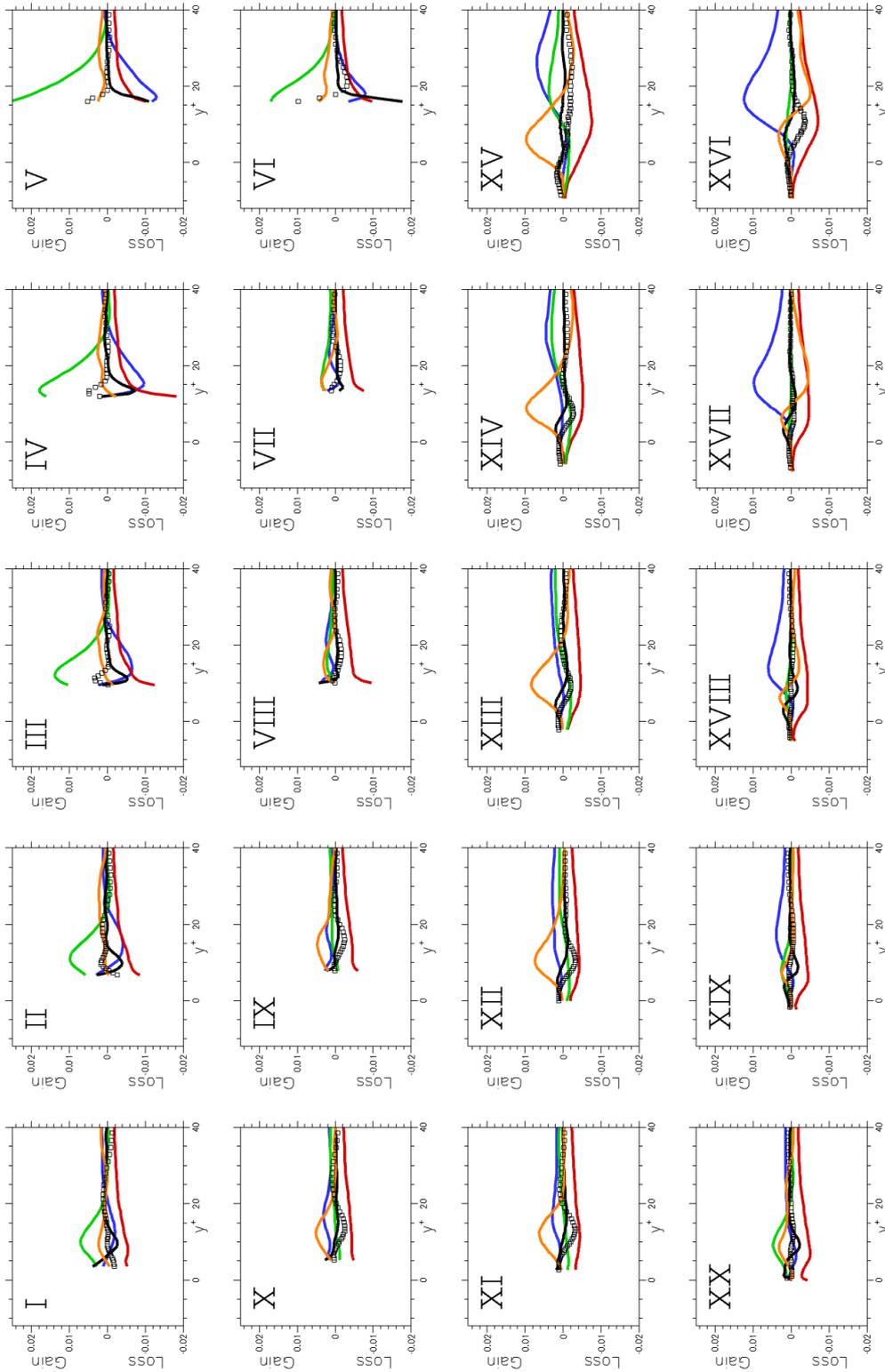


FIGURE A.12 — Termes de l'équation-bilan de l'énergie cinétique turbulente sur une ligne verticale située au centre de l'actionneur ($x = x^a + \ell_x/2, z = z^a + \ell_z/2$).

Annexe B

Analyse conditionnelle de l'anisotropie de
l'écoulement contrôlé par la stratégie
OPPODEF

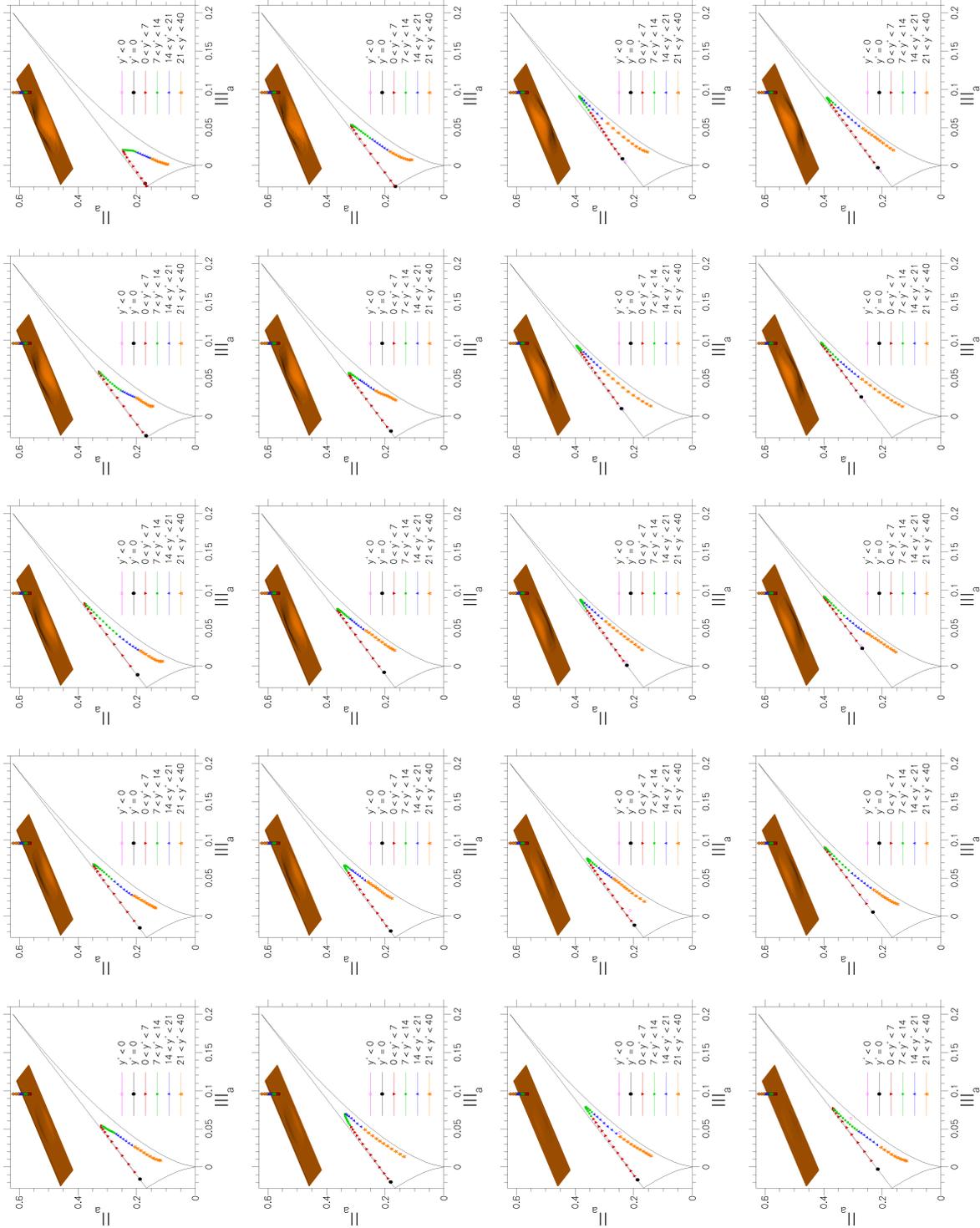


FIGURE B.1 – Trajectoires $II_a = f(III_a)$ des invariants du tenseur d'anisotropie sur une ligne verticale située en $(x = x^a + 0,17\ell_x, z = z^a + \ell_z/2)$. De gauche à droite, et de haut en bas : phases I à V, phases X à VI, phases XI à XV, phases XX à XVI.

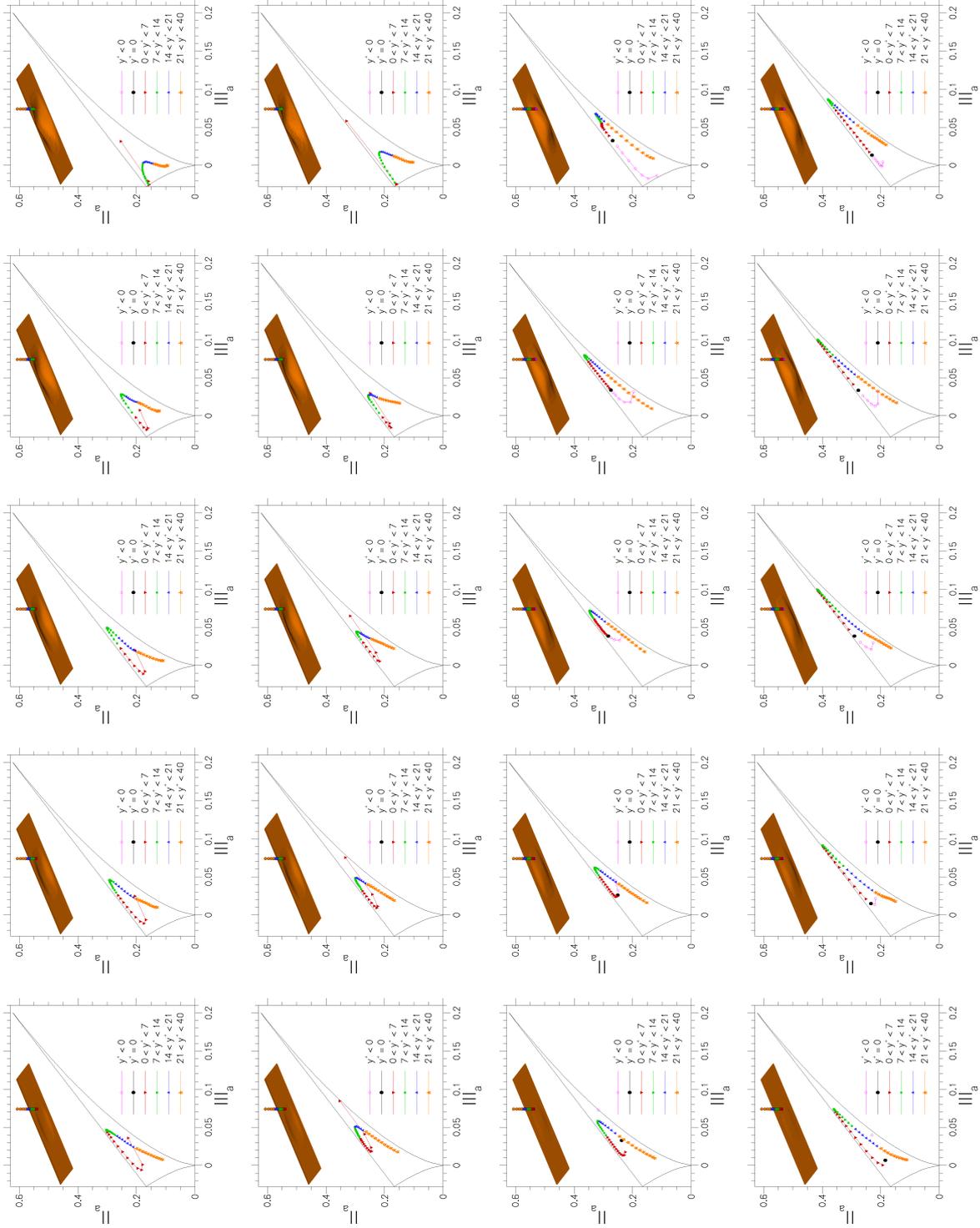


FIGURE B.2 – Trajectoires $\Pi_a = f(\text{III}_a)$ des invariants du tenseur d'anisotropie sur une ligne verticale située en $(x = x^a + 0,35\ell_x, z = z^a + \ell_z/2)$. De gauche à droite, et de haut en bas : phases I à V, phases X à XV, phases XI à XVI, phases XX à XXI.

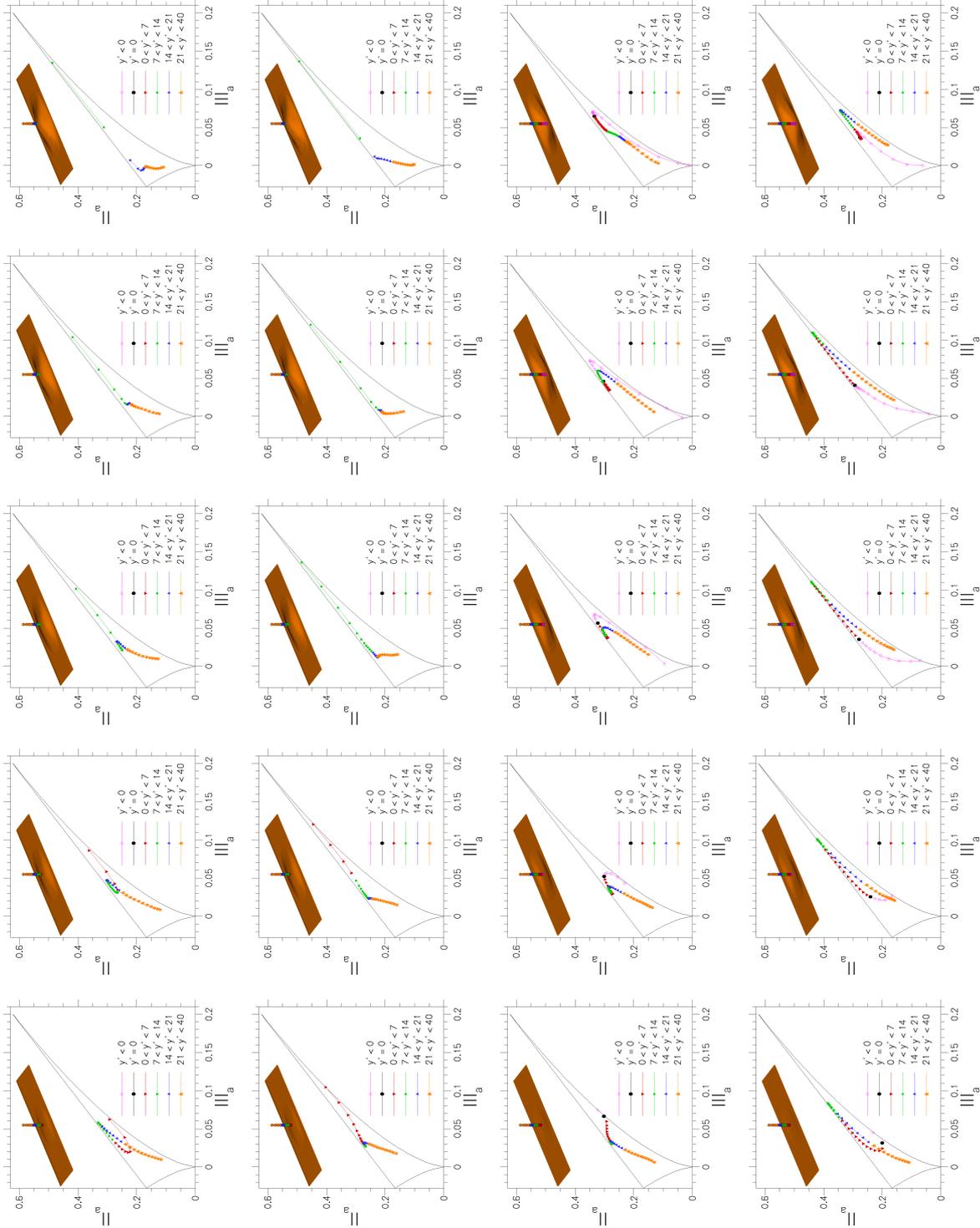


FIGURE B.3 – Trajectoires $II_a = f(III_a)$ des invariants du tenseur d'anisotropie sur une ligne verticale située en $(x = x^a + \ell_x/2, z = z^a + \ell_z/2)$. De gauche à droite, et de haut en bas : phases I à V, phases X à XVI, phases XI à XV, phases XX à XVI.

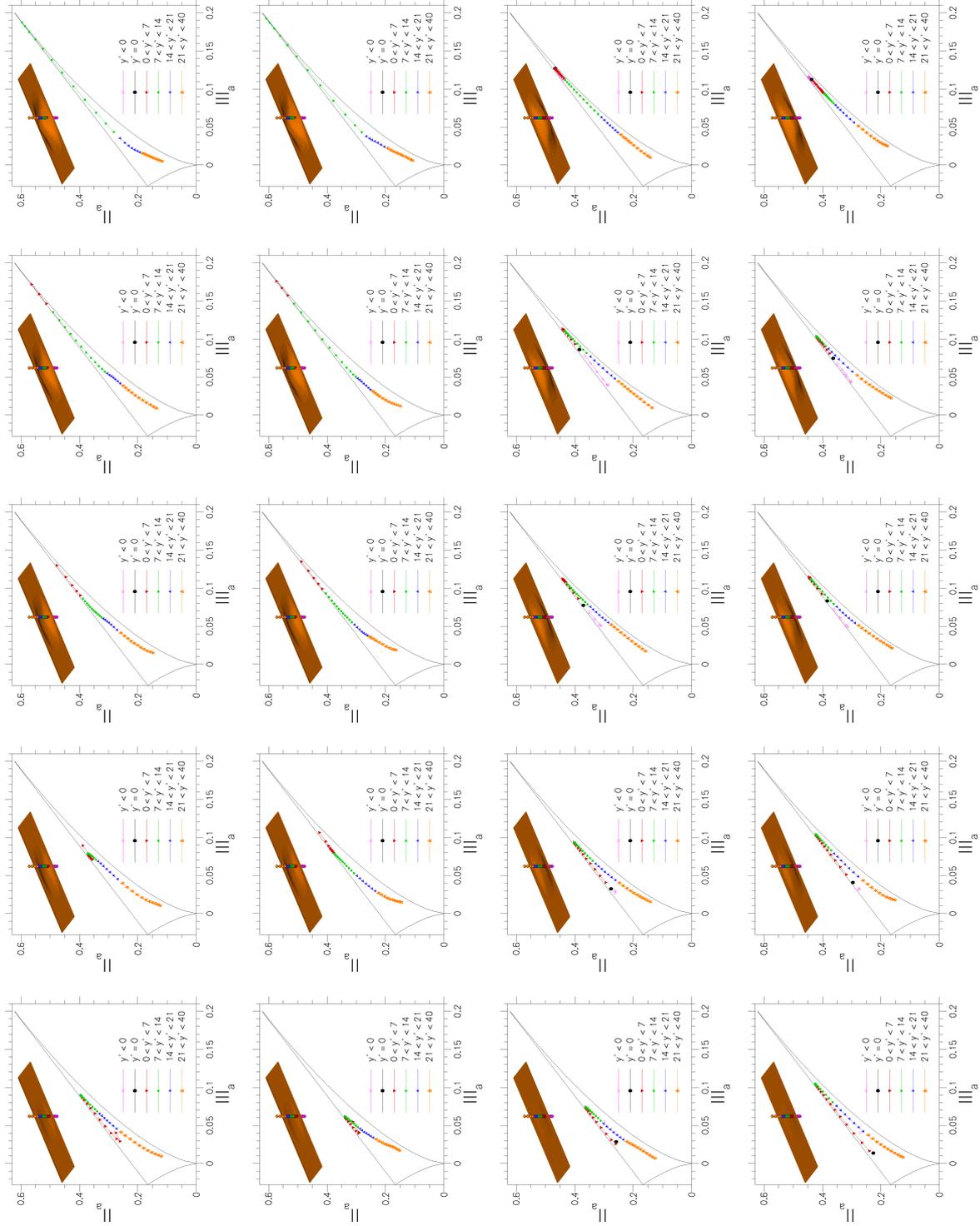


FIGURE B.4 – Trajectoires $II_a = f(III_a)$ des invariants du tenseur d'anisotropie sur une ligne verticale située en $(x = x^a + \ell_x/2, z = z^a + 3\ell_z/2)$. De gauche à droite, et de haut en bas : phases I à V, phases X à XV, phases XI à XVI, phases XX à XXI.

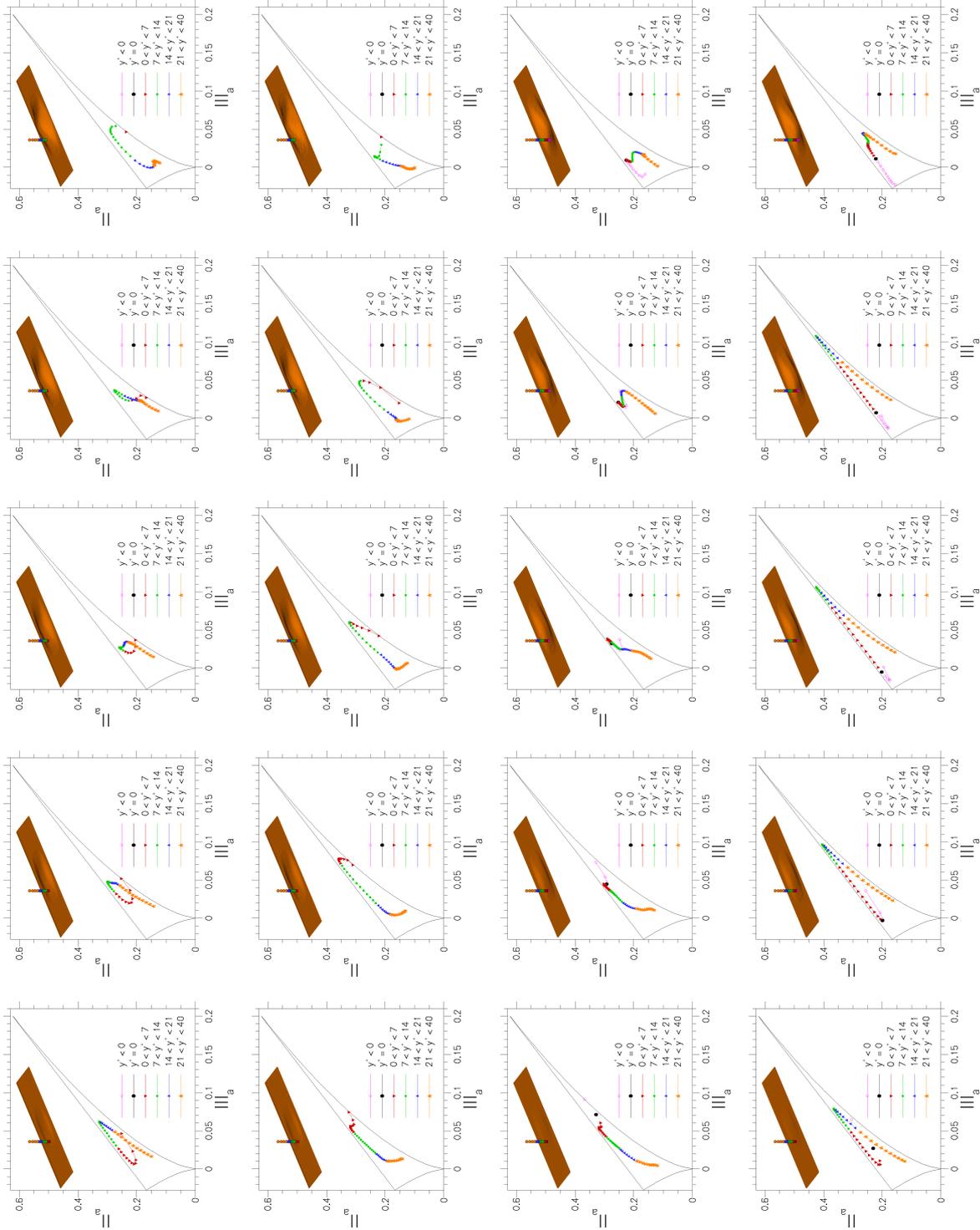


FIGURE B.5 – Trajectoires $II_a = f(III_a)$ des invariants du tenseur d'anisotropie sur une ligne verticale située en $(x = x^a + 0,67\ell_x/2, z = z^a + \ell_z/2)$. De gauche à droite, et de haut en bas : phases I à V, phases X à VI, phases XI à XV, phases XX à XVI.

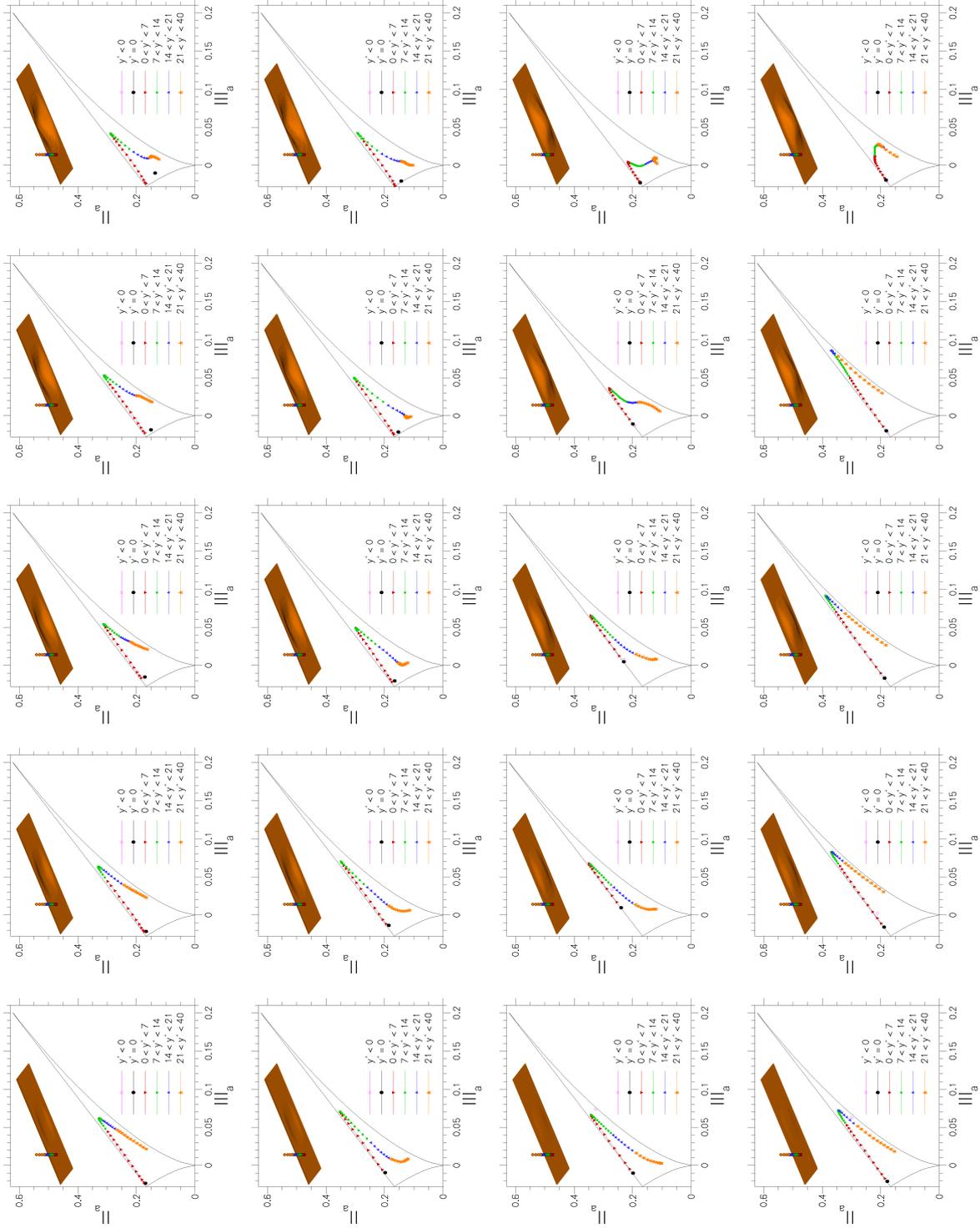


FIGURE B.6 – Trajectoires $\Pi_a = f(\text{III}_a)$ des invariants du tenseur d'anisotropie sur une ligne verticale située en $(x = x^a + 0,85\ell_x/2, z = z^a + \ell_z/2)$. De gauche à droite, et de haut en bas : phases I à V, phases X à VI, phases XI à XV, phases XX à XVI.

Annexe C

Article concernant la génération synthétique de turbulence en entrée d'une simulation de couche limite turbulente

Mathieu Pamiès, Pierre-Élie Weiss, Eric Garnier,
Sébastien Deck et Pierre Sagaut

Generation of synthetic turbulent inflow data for
large-eddy simulation of spatially-evolving wall-bounded
flows

soumis à *Physics of Fluids*

Generation of synthetic turbulent inflow data for large-eddy simulation of spatially-evolving wall-bounded flows

Mathieu Pamiès,^a Pierre-Élie Weiss, Eric Garnier,^b and Sébastien Deck
ONERA, Applied Aerodynamic Department, France

Pierre Sagaut

Institut Jean le Rond d'Alembert, Université Pierre et Marie Curie, France

(Dated: September 9, 2008)

A method for generating inflow conditions for Large Eddy Simulations (LES) or Direct Numerical Simulations (DNS) of spatially-developing turbulent boundary layers is presented. It is an adaptation of the synthetic-eddy-method (SEM) of Jarrin *et al.* [Int. J. of Heat & Fluid Flow 27 (2006) 585], which uses the Cholesky decomposition of the Reynolds stress tensor to enforce second-order moments starting from a normalized stochastic velocity signal, the latter being constructed with a superimposition of turbulent structures with prescribed geometrical shape and random signs and position. The present method modifies the definition of the stochastic signal so that it can be split into several modes, with different time, length and velocity scales and also with different vorticity contents. The idea is to reproduce more realistically the distribution of scales in the wall-normal direction of a turbulent boundary layer flow. The novelty of the proposed modified SEM is that physical information concerning the coherent vortical structures of such flows are extracted from the literature and used in the definition of the modes. It is shown that the specification of realistic modes for the buffer and the logarithmic layers significantly helps to reduce the spatial transient undergone by the synthetic inflow data. The new method is assessed in the framework of LES and compared to the original SEM and to a reference simulation which uses the recycling procedure of Lund *et al.* [J. Comput. Phys. 140 (1998) 233]. First and second-order statistical results, as well as instantaneous behaviour of turbulence are shown to be in excellent agreement with the reference after an adaptation distance of 5–6 initial boundary layer thicknesses.

1. INTRODUCTION

In the past few decades, Large Eddy or Direct Numerical Simulations (LES or DNS) have allowed to simulate accurately numerous industrial applications, especially involving separated flows. Nevertheless, their range of feasibility at practical Reynolds numbers is significantly limited by the actual capacities of supercomputers. In fact, capturing the scales of motion responsible for turbulence production imposes severe demands on the grid resolution near solid walls. At high Reynolds numbers, the range of the scales to capture raises dramatically and the resulting high computational cost makes it difficult to compute the whole case (entire wind tunnel, complete airplane or helicopter, etc...). In the particular case of wall-bounded flows, it implies that the simulation of the whole process of transition to turbulence is often out-of-reach. Thus, the use of LES or DNS is restricted to a small zone in the turbulent part of the flow, where physically relevant phenomenæ are to be observed. The issue of supplying inflow data for such zones is recognized as a challenging aspect since the inflow boundary condition has the same nature as the expected result of the simulation, i.e. unsteady turbulent data. Numerous solutions have been proposed to tackle this issue, a review of which has been recently published by Keating *et al.*¹ and more recently by Sagaut *et al.*². All methods reviewed in these studies use the mean velocity decom-

position, where a mean velocity profile is specified and on which the method then tries to superimpose realistic turbulent fluctuations. The desired output of these methods is an unsteady turbulent field which reproduces low-order statistics — mean and root-mean-square velocities — and ideally two-points space-time correlations. While the former are matched relatively easily, the latter may be much more difficult to reconstruct, since it includes scale and structural information, and yet are necessary to mimic the physical mechanisms present in real wall-bounded flows. In general, the inflow data does not possess such properties and the flow must undergo an adjustment along a certain distance, often expressed in terms of the initial boundary layer thickness δ_0 . The latter is hereinafter called "adaptation distance" and determines the performance of the method because it fixes the streamwise length of the computational box devoted to the generation of realistic turbulence.

According to Ref. 1, inflow methods can be classified into three groups: recycling methods, precursor databases, and synthetic turbulence. Basically, recycling methods use a modification of periodic boundary conditions that takes into account the inhomogeneity of the flow in the streamwise direction. In the case of a flat plate boundary layer, the velocity field extracted after a significant streamwise development of the flow can be rescaled to take into account the thickening of the layer and then reintroduced at the inlet. The rescaling operation can take place either in the equations^{3,4} with the use of a fringe region where the spatial evolution is damped, or with an analytical modification of mean profile and fluctuating quantities⁵. The latter technique⁵ has been widely used and adapted^{6,7} to simulate a large range of

^aONERA - BP 72 - 29, avenue de la Division Leclerc, F-92322 CHATILLON CEDEX

^bElectronic address: eric.garnier@onera.fr

flows. In the initial method, the unsteady inflow data is extracted from a separate, precursor simulation, which allows a good control on friction coefficient and integral thicknesses at the inlet. Other works often modify the initial method so that the main simulation provides its own recycling data^{6,8}. For this group of methods, the adaptation distance corresponds to the one between the inflow plane and the recycling station. Lund *et al.*⁵ recommended a streamwise development of $8 \delta_0$ to reach realistic turbulence, whereas the adaptation distance of Ref. 8 was as small as $4 \delta_0$. In fact, recycling methods based on the formulas of Lund *et al.*⁵ are probably the most effective and the less expensive inflow condition available to simulate a spatially-evolving wall-bounded flow. However, they still have three drawbacks. First, the simulated flow requires to be in an equilibrium state at the inlet for the scaling laws to apply, although an extension of the method to boundary layers with pressure gradient is discussed in Ref. 5. Secondly, the recycling procedure retains the memory of the streamwise-periodic origin of the inflow⁹, thus introducing a spurious periodicity in the flow direction¹⁰. This unphysical frequency scales like the inverse of the adaptation distance. Consequently, shortening the adaptation distance — and increasing the performance of the method — results in highly recurrent data introduced at the inflow, which can be problematic if the frequency corresponds to a physically relevant one in the studied flow downstream. Recent method of Spalart *et al.*⁸ proposed to add a spanwise shift to the inflow data so that the inlet and recycling planes are out of phase. When this shift is set to half of the transverse extent, it simply divides the recycling frequency by two. Finally, the flow initialization strongly influences the effectiveness of the method. Inappropriate initial condition, like white noise, might not be sustainable and can even lead to a relaminarization of the flow⁵. For instance, Lund *et al.*⁵ reported a transient of 1100 inertial times (δ/U_∞) — equivalent to 133 flows through time in their case — when the flow is initialized with a mean velocity profile with superimposed random fluctuations. To avoid relaminarization or to lower the initial transient, Spalart *et al.*⁸ recommend to use a longer recycling distance and a synthetic initial velocity field at first and to subsequently bring the recycling plane closer to the inlet. This technique is similar to the one proposed by Liu & Pletcher¹¹, who suggest to dynamically select the recycling plane so that it is kept within the turbulent region produced by inflow conditions during the early part of the simulation. They showed that the time needed to stabilize the statistics at the final recycling plan position can be reduced down to 7.5 flow through time. Another efficient technique is proposed by Ferrante & Elgobashi⁷. Before running the precursor simulation, their flow is initialized with a synthetic velocity field which respects a prescribed energy spectrum, thanks to the method proposed by Le & Moin¹². This additional step ensures that the production rate of TKE is maintained at non-vanishing values during the early stages of the recycling/rescaling process. Their method produces a correct spatially-evolving turbulent boundary layer after 36 flow through time. Re-

sorting to such techniques is mandatory when the initial condition is not directly available, and contributes to increase their computational cost.

A more general method to generate inflow data is to extract it from a separate precursor database. Providing an adequate scaling of the velocity fluctuations¹³, the database can supply data for a large variety of configurations and Reynolds numbers. Nonetheless, such methods require big storage capacities.

The last group gathers all methods that synthesize turbulent fluctuations, most of the time through random sequences. The goal is then to modify these sequences in such a way that they do not vanish under numerical or viscous dissipation and that their statistical properties are close to those of a real flow. Lund *et al.*⁵ used a basic random fluctuation method, according to which target Reynolds stresses are assigned to a white noise and introduced as the inlet. They observed that the data generated by this method lacked both turbulent structure and nonlinear energy transfer. It resulted in an adaptation distance of 50 boundary layer thicknesses. A similar, but improved method has been developed in Refs 12,14,15 and used by Le *et al.*¹⁶. It consists in prescribing velocity fluctuations with a specified power spectrum and random phase. Together with the additional computational effort to evaluate fast Fourier transforms, the resulting method required relatively long spatial development for the flow to become physically realistic (12 boundary layer thicknesses). In the same spirit, the approach followed by Mahesh *et al.*¹⁷ and Na & Moin¹⁸ was to randomize the amplitude of the Fourier modes rather than their phase. These operations were applied to a frozen turbulent DNS field to generate sequences of fluctuations, which were then superimposed on a mean velocity field. The friction coefficient was shown to recover after 3 boundary layer thicknesses, but the method also introduced an unphysical periodicity, which can be problematic in some applications. Another spectral-based inflow generation method is based on the work of Kraichnan¹⁹, later adapted to an anisotropic turbulence by Smirnov *et al.*²⁰ and simplified by Batten *et al.*²¹. The principle is to build the fluctuating velocity field as a superimposition of spatiotemporal Fourier modes with random-based amplitudes and phases. It includes the anisotropy information in the formula for the amplitude and allows to specify a length and time scale. This method was tested by Keating *et al.*¹ and led to adaptation distances of more than 20 initial boundary thicknesses. More complex methods based on the specification of autocorrelation lengths^{22,23} yielded adaptation distances of the order of 10 boundary layer thicknesses. The last type of synthetic methods gathers procedures that include a slight degree of empiricism. They are based on the idea that turbulence can be reproduced by a superimposition of coherent structures with given shape, length and time scales. Sandham *et al.*²⁴ derived a method in which turbulent structures are modeled by a sum of trigonometric functions yielding an adaptation distance of 40 displacement thicknesses. On a more realistic basis, Perry & Marusic²⁵ and Marusic²⁶ showed that the Reynolds stresses and the mean velocity profile of a turbulent plan channel can be accurately reproduced

from a superimposition of analytical hairpin-type vortical structures. In the same spirit, Mathey *et al.*²⁷ choosed to superimpose randomly-located gaussian-shaped stream-wise vortices. Jarrin *et al.*²⁸ further extended the latter method to arbitrary-shaped vortex with prescribed second-order moments.

Compared to recycling methods, synthetic techniques have none of the three drawbacks highlighted above because they are feedforward and their random nature is expected to suppress any periodicity. Besides, a synthetic inflow condition does not need any initialization and thus reduces the initial transient mentioned above down to one flow through time. However, as pointed out by Keating *et al.*¹, even complex synthetization procedures can lead to adaptation distances of the order of $20 \delta_0$. Hence, Spille-Kohoff & Kaltenbach¹⁰ proposed to add a feedback path to the former method in order to shorten this distance, thanks to the adjunction of source terms for the wall-normal velocity in the Navier-Stokes equations at given streamwise locations. The amplitude of these terms is tuned to minimize an error between the Reynolds stresses at given control plans and the Reynolds stresses specified at the inlet. This method has been applied to the synthetic condition of Batten *et al.*²¹ in Ref. 1 and reduced the adaptation distance from 20 to 10-15 δ_0 . Yet a major drawback of synthetic methods is that the statistics needed for the synthetization process (such as the mean velocity profile, the Reynolds stresses or the energy spectrum) must be known *a priori*. Most of the studies which uses synthetic inflow have recourse to the statistics extracted from another simulation performed with a different inflow method. However, this approach is followed here, considering that the issue of generating such profiles "*ex nihilo*" can be tackled subsequently.

The idea followed in the present study is inspired by the work of Perry & Marusic²⁵, which suggests that the injection of analytical eddy structures, whose shapes are representative of typical coherent structures of the turbulent boundary layer, provides a good approximation for the low-order statistics of such wall-bounded flows. To this regard, the method proposed by Jarrin *et al.*²⁸, known as Synthetic-Eddy-Method (referred to as SEM, hereinafter), can be used as a statistical tool to create turbulent structures with a given shape and prescribed Reynolds stresses. Smaller adaptation distances could probably be obtained if the SEM is fed with a realistic scale and shape distribution across the boundary layer. Hence, the purpose of the present work is to propose length scales and shapes of turbulent structures adapted to the framework of LES of the spatially-developing turbulent boundary layer. This can be done with two successive tasks. Firstly it consists in conceiving a SEM-based procedure which is able to reproduce a given scale distribution of turbulence (§ 2.1). And secondly, it deals with the choice of realistic shapes for the synthetized eddies introduced by the method (§ 2.2). The numerical procedure used to test the new inflow method is presented in § 3. Finally, statistical results as well as instantaneous turbulent fields are examined in § 4 to assess the method's interest.

2. TURBULENT INFLOW GENERATION METHOD

2.1. Formulation

The basis of the original SEM is to generate a velocity signal with prescribed first- and second-order moments in a three-dimensional virtual box. This operation, already proposed in Ref. 5, uses the Cholesky decomposition $A_{ij}(y)$ of a prescribed Reynolds stress tensor $R_{ij}(y)$ to assign second-order moments to a normalized stochastic signal $\tilde{u}_j(x, y, z, t)$ superimposed to a mean $U_i(y)$:

$$u_i(x, y, z, t) = U_i(y) + \sum_j A_{ij} \tilde{u}_j(x, y, z, t) \quad i = 1, 2, 3 \quad (1)$$

where \tilde{u}_j must be a centred random sequence with unit variance and zero covariance. x , y and z are the spatial coordinate in the streamwise, wall-normal and transverse directions, respectively. The terms of tensor \mathbf{A} used in this study are plotted against the distance to the wall in Fig. 1. One can notice that the major terms are the same as those of tensor \mathbf{R} , namely the A_{ii} and A_{21} . The expression of \mathbf{A} is given in appendix A. The principle of SEM is then to define \tilde{u}_j as a superimposition of turbulent gaussian structures. The method is finally tuned by assigning a length scale and a convection velocity to these structures.

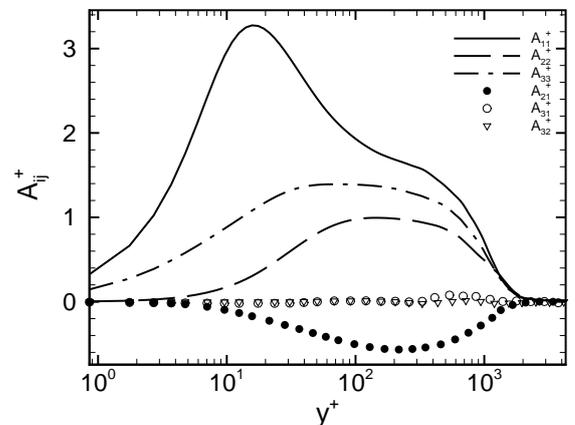


FIG. 1: Profiles for the terms of the tensor \mathbf{A} used in this study.

The formulation employed herein extends the use of the original SEM to account for the inhomogeneity of scales in the direction normal to the wall. In fact, the population of turbulent boundary layers in terms of coherent structures depends mainly on the distance to the wall (see for instance Fig. 13(a) of Ref. 29). Hence, the idea is to split the inlet plane into P zones, where SEM will be applied separately with different control parameters, as sketched in Fig. 2. In particular, the random signal \tilde{u}_j needed for the Cholesky decomposition is computed as a

sum over the P zones:

$$\tilde{u}_j = \sum_{p=1}^P \tilde{v}_{jp} \quad (2)$$

where \tilde{v}_{jp} , which corresponds to normalized random sequences, has a compact support on the p^{th} zone and will be referred to as a *mode*.

The whole random signal \tilde{u}_j is then generated according to Eq. (3), where each mode \tilde{v}_{jp} is defined as a superimposition of $N(p)$ turbulent structures. Each structure is randomly positioned in the inlet plane using the location of its center (y_k, z_k) . It is also assigned a random time of appearance t_k and a random sign ε_k . These structures are characterized per mode by a shape function g_{jp} , which has a compact support on $[-1; 1]^3$. To simplify the specification of the shape functions, their dependance along time and space coordinates is separated and they are expressed as a product of three monodimensionnal functions $\Xi_{jp}(\tilde{t})$, $\Phi_{jp}(\tilde{y})$ and $\Psi_{jp}(\tilde{z})$, where $\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}$ are the reduced variables for time, wall-normal and transverse directions, respectively. Finally, time scale (ℓ_p^t), as well as wall-normal (ℓ_p^y) and transverse (ℓ_p^z) length scales are assigned to each structure using a variable substitution.

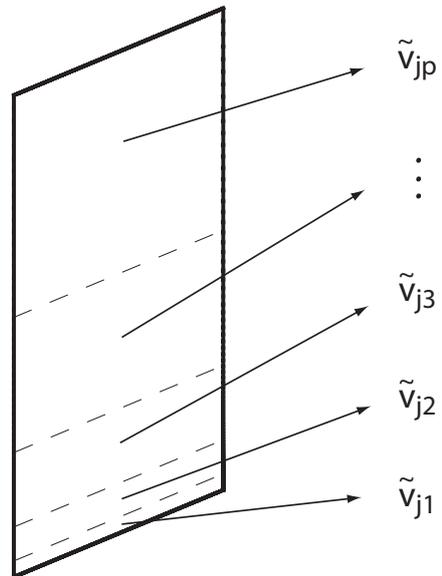


FIG. 2: Sketch of the sectioning of the inlet plane into several modes.

$$\tilde{u}_j(t, y, z) = \sum_{p=1}^P \frac{1}{\sqrt{N(p)}} \sum_{k=1}^{N(p)} \varepsilon_k \underbrace{\Xi_{jp} \left(\frac{t - t_k - \ell_p^t}{\ell_p^t} \right) \Phi_{jp} \left(\frac{y - y_k}{\ell_p^y} \right) \Psi_{jp} \left(\frac{z - z_k}{\ell_p^z} \right)}_{g_{jp}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z})} \quad (3)$$

In Eq. (3), \tilde{u}_j is expressed directly in the inlet plane using the time coordinate. In the original SEM, turbulent structures were spatially generated in a virtual box positioned just behind the inlet plane, and then convected using Taylor's frozen turbulence hypothesis. In the present approach, this hypothesis is implicitly used to define the time scale of turbulent structures $\ell_p^t = \ell_p^x / c_p$, where ℓ_p^x is the streamwise length scale of the structure and c_p its convection velocity. As the time t of simulation advances, each structure is convected through the inlet plane. Once $(t - t_k - \ell_p^t) / \ell_p^t = 1$, the structure k has completely passed through and a new one is built by choosing a new set of random parameters. More precisely, the random time of appearance and spatial location are chosen uniformly in $[t; t + \ell_p^t] \times [y_p^{\text{low}}; y_p^{\text{up}}] \times [-L_z/2; L_z/2]$, where $y_p^{\text{up}} - y_p^{\text{low}}$ defines the wall-normal extent of mode p and L_z is the width of the inlet plane.

The number of structures per mode $N(p)$ can be adjusted so that the support of mode p remains statistically covered by structures²⁸:

$$N(p) \approx \frac{S_p}{S_S} \quad (4)$$

where S_p is the surface of a transverse plane ($S_p = L_z \times (y_p^{\text{up}} - y_p^{\text{low}})$) and S_S the transverse surface of the support of the shape function ($S_S = 4\ell_p^y \ell_p^z$).

The shape functions g_{jp} may have a different random sign ε_j . Such an addition allows to decorrelate the components in order to match the zero covariance condition $\langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle_{i \neq j} = 0$. In this study, signs will be sometimes forced to be equal ($\varepsilon_j = 1 \quad \forall j$) in order to keep control on the whole velocity field. In such cases, velocity cross-correlations are artificially overestimated (see appendix A for their expression), which leads to small spatial transients, measured *a posteriori*. They appear to be the order of one boundary layer thickness, which is small enough compared to the length of the domain. This issue is further explained in section § 4. As a next step, shape functions are normalized so that the whole signal matches the unit variance condition:

$$\frac{1}{2^3} \int_{[-1; 1]^3} (g_{jp}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}))^2 d\tilde{t} d\tilde{y} d\tilde{z} = 1 \quad (5)$$

Note that, through this condition, the energy repartition on $[-1; 1]^3$ directly drives the extremum reached by the function. In fact, if the shape function is homogeneously spreaded across $[-1; 1]^3$, its extremum can be lower than 1, and the method will produce a velocity always lower than its prescribed rms value. Several gaussian shape functions, with various scale parameters resulting in high and low extrema, have been tested during this study. The results indicated that the functions with higher ex-

trema yielded shorter adaptation distances. However, a closer look at velocity fields near the inlet plane showed that higher extrema imply also unusual strong gradients, which can lead to numerical instabilities depending on the scheme employed. In order to avoid the use of numerical scheme with higher dissipation, shape functions with limited extrema will be used.

2.2. Tuning of the method for a flat-plate turbulent boundary layer

The modified method is able to generate randomly-located turbulent structures, of customizable sizes, celerity and geometrical shape. The next step is to define all these parameters as close as possible to those of a real boundary layer. Physical arguments classically help to cut the boundary layer into three parts: the viscous sub-layer, the logarithmic zone and the wake region. The link between first and second zone is a transition region called the buffer layer. In this framework, two types of scales can be identified: inner scales (subscript '+' in the following) are assumed to depend on the viscosity ν_w and the friction velocity $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}$ (where τ_w is the wall shear stress, and ρ_w the fluid density at the wall), and outer scales depend on the global properties of the flow, e.g. δ and U_∞ . Statistical variables as well as physical scales of the near-wall region are known to be quite universal when expressed in inner scaling. Similarly, flow features in the outer part of the boundary layer are described with outer scaling in the literature.

The boundary layer is populated with several types of coherent structures spreaded over the different layers. One comprehensive review was conducted by Robinson²⁹. In particular, he identified two types of structures: elongated streamwise vortices in the near-wall region, and hairpin-like vortices in the logarithmic layer.

2.2.1. Near-wall region

A large consensus exists concerning the structures in the buffer layer. A complete numerical study of them using conditional sampling has been performed by Jeong *et al.*³⁰. The authors used the second largest eigenvalue of the velocity gradient tensor to identify the vortices and proposed an eduction scheme for the velocity field surrounding these structures. The ensemble average of these fields obtained by Jeong *et al.*³⁰ are given in Fig. 3 for the streamwise and wall-normal component of the velocity and in Fig. 4 for the cross-correlations $-u'v'$ and $v'w'$. Such data provide precise structural information for this type of eddy. They are highly elongated quasi-streamwise vortices (QSV) with a streamwise extent of 200 wall units. Their centers are most likely located in the range $20 < y^+ < 60$.

Two kind of information can be extracted from the work of Jeong *et al.*³⁰. They are presently employed for the definition of a first mode ($p = 1$) in the region $y^+ \leq 60$. At first, the characteristic sizes identified above are used to define the sizes of the support

of the shape functions $(\ell_1^t, \ell_1^y, \ell_1^z)$. The chosen values are presented in Tab. I and stand for a *STreamwise ELongated* (STEL) turbulent structure. Its convection velocity can be extrapolated from the work of Quadrio & Luchini³¹, who computed the local convection velocity from two-points space-time correlations in turbulent wall flows. We chose $c^+ = 15$, which is the mean value in the range $20 < y^+ < 100$. The streamwise length scale corresponds to half the streamwise extent of QSV. The temporal scale can then be derived in wall units using $2\ell_1^t = 2\ell_1^x/c_1 = 200^+/15^+ \approx 14^+$. The normal length scale is fixed by the lowest altitude y_1^{low} . The transverse length scale is slightly larger as suggested by Fig. 3(c).

TABLE I: Locus of the center, sizes and convection velocity of a *STreamwise ELongated* (STEL) turbulent structure.

Name	$(y_1^{\text{low}})^+$	$(y_1^{\text{up}})^+$	$(\ell_1^x)^+$	$(\ell_1^y)^+$	$(\ell_1^z)^+$	c_1^+
STEL	20	60	100	20	60	15

Subsequently, the analytical expressions of the shape functions (g_{jp} $j = 1, 2, 3$), which are detailed in Eq. (6) are defined using the ensemble averaged fields of Jeong *et al.*³⁰. A comparison between our shape function for the mode 1 and the educed structure of Jeong *et al.*³⁰ is also proposed in Fig. 3 and Fig. 4.

$$g_{1p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = G(\tilde{t})G(\tilde{y})H(\tilde{z}) \quad (6a)$$

$$g_{2p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = -G(\tilde{t})G(\tilde{y})H(\tilde{z}) \quad (6b)$$

$$g_{3p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = G(\tilde{t})H(\tilde{y})G(\tilde{z}) \quad (6c)$$

where G is a gaussian function which is normalized using Eq. (5). H is defined by $H(\xi) = \frac{1-\cos(2\pi\xi)}{2\pi\xi\sqrt{C}}$, where $C = 1/2 \int_{[-1,1]} (H(\xi))^2 d\xi \approx 0.214$ is a normalization factor set to satisfy condition (5).

Function H of Eq. (6) has been chosen to match approximately the ensemble average curve $u'(z^+, 15)$ of Fig. 3(c). The temporal and wall-normal dependance of g_{2p} are assumed gaussian. The other functions g_{1p} and g_{3p} have been visually extrapolated using the field of Reynolds stresses plotted in Fig. 4.

The fact that $g_{1p} = -g_{2p}$, suggested in Fig. 3(a-b) by the ensemble average of Jeong *et al.*³⁰, also helps to maintain the shape of the structure during the application of the Cholesky tensor in Eq. 1. As it has been noted earlier, the major terms of this tensor are A_{ii} and A_{21} . Hence, streamwise and transverse velocity are approximately weighted by A_{11} and A_{33} respectively, while normal velocity is a linear combination of g_{2p} and g_{1p} , namely $A_{22}g_{2p} + A_{21}g_{1p}$, which reduces to $(A_{22} - A_{21})g_{2p}$ in our case. Consequently, the fonction g_{2p} directly shapes the normal velocity. The resulting shape function will be called JHSK in the following. As a result, if both aspect ratios and shape functions are specified, the method generates for mode 1 a streamwise-elongated vortex. A representation of this vortex is proposed in Fig. 5(a) with an iso-surface of the Q-criterion³².

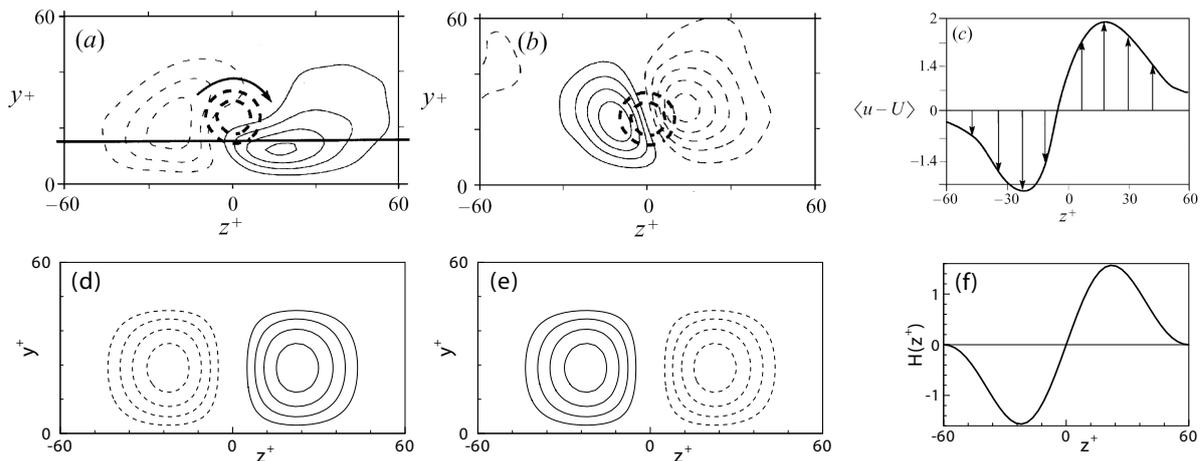


FIG. 3: 2D plot of the fluctuating velocity field extracted from the results of Jeong *et al.*³⁰ (top) and computed from the shape functions g_{j1} (bottom) for a STEL vortex located at $y^+ = 23$ and $z^+ = 0$: (a) $\langle u' \rangle$, contour levels from -2.60 to 2.96 by 0.7 ; (b) $\langle v' \rangle$, contour levels from -1.10 to 0.978 by 0.2 ; (c) profile of $\langle u' \rangle$ along the line $y^+ = 15$; (d) $g_{1p}(0, \tilde{y}, \tilde{z})$; (e) $g_{2p}(0, \tilde{y}, \tilde{z})$; (f) $H(\tilde{z})$. In (d) and (e) dashed contours corresponds to negative values and solid contours to positive values of the normalized shape function.

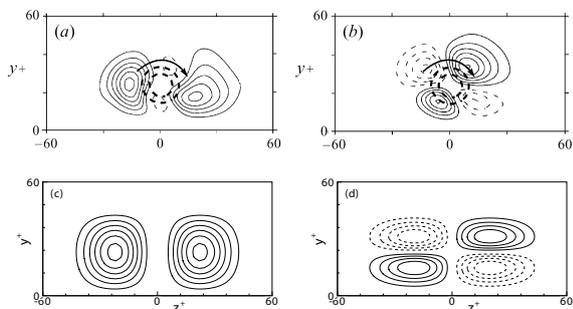


FIG. 4: 2D plot of the Reynolds stresses extracted from the results of Jeong *et al.*³⁰ (top) and computed from the shape functions g_{j1} (bottom) for a STEL vortex located at $y^+ = 23$ and $z^+ = 0$: (a) $-\langle u' \rangle \langle v' \rangle$, contour levels from -0.868 to 1.22 by 0.2 ; (b) $-\langle v' \rangle \langle w' \rangle$, contour levels from -1.3 to 4.23 by 0.7 ; (c) $-g_{1p}(0, \tilde{y}, \tilde{z}) \cdot g_{2p}(0, \tilde{y}, \tilde{z})$; (d) $-g_{2p}(0, \tilde{y}, \tilde{z}) \cdot g_{3p}(0, \tilde{y}, \tilde{z})$. In (c) and (d) dashed contours corresponds to negative values and solid contours to positive values of the normalized shape function.

2.2.2. Logarithmic layer and wake region

When it comes about structures populating the logarithmic region and the rest of the boundary layer, such an analysis is by far more difficult. In fact, a lot of different eddy models have been proposed in the past²⁹ to account for turbulent scales distribution, boundary layer intermittency and structural angles. From recent numerical³³ and experimental^{34,35} evidences, fluid dynamicists agree that the logarithmic region is populated with hairpin-like vortices which are organized in packets and evolve across the boundary layer to increasingly larger scales. In recent numerical studies, del Alamo *et al.*³⁶ have managed to educe the coherent structures in the logarithmic layer. As a result, they demonstrate that this region is populated with intense self-similar vortex clusters. Their instantaneous form cannot be described visually, but their

ensemble average corresponds to a hairpin-like structure. Moreover, the size of these clusters scales with their distance to the wall.

In the present method, the simple approach of introducing at the inlet the most representative structure of this layer — a hairpin — will be adopted. Similarly to the previous section, the sizes of the support of the shape functions will be first specified, and secondly the velocity field generated by the shape functions will be defined. A hairpin structure may be decomposed into two slanted legs connected by a transverse head. Legs are elongated and inclined in the streamwise-wall-normal plane, whereas heads are more elongated in the transverse direction. Following these observations, sizes and aspect ratios are chosen (see Tab. II) and a mode $p = 2$ is defined, representing either the legs or the head of a hairpin.

TABLE II: Locus of the center, sizes and convection velocity of a turbulent structure resembling legs or head of a hairpin-like structure.

Name	$(y_2^{\text{low}})^+$	$(y_2^{\text{up}})^+$	$(\ell_2^x)^+$	$(\ell_2^y)^+$	$(\ell_2^z)^+$	c_2^+
LEGS	60	$0.5\delta^+$	120	60	60	15
HEAD	60	$0.5\delta^+$	60	60	120	15

The lowest altitude of mode 2 corresponds to highest altitude of mode 1, and also sets the wall normal size $(\ell_2^y)^+$. Because legs are supposed to be more elongated in the streamwise direction than in the two other direction, aspect ratios are chosen as $\ell_2^x/\ell_2^y = 2$ and $\ell_2^z/\ell_2^y = 1$. Concerning heads, they are more elongated in the transverse direction, so that $\ell_2^x/\ell_2^y = 1$ and $\ell_2^z/\ell_2^y = 2$. Convection velocities are the same as for mode 1. The highest altitude of mode 2 is set to half the thickness of the boundary layer. The phenomenology of the logarithmic layer is implicitly extended to a big part of the wake region, since sizes are also expressed in wall units in this

region. This choice is motivated by the fact that hairpin-like structures may grow self-similarly and their sizes are known to reach sizes close to the boundary layer thickness, which means that heads and legs can at least be encountered upper than in the logarithmic layer. Several combinations of these parameters can be tested: the user may either introduce legs only, or heads only, or both (by splitting the mode into modes 2 and 2bis). Only the latter, supposed to approximately represent a hairpin, will be used in this study. The region $60 < y^+ < 0.4\delta^+$ is covered by structures with sizes fixed by the LEGS data and the region $0.4\delta^+ < y^+ < 0.5\delta^+$ by structures with sizes fixed by the HEAD data.

The shape function is then specified. In the same way as for mode 1, the velocity field of shape function for mode 2 can be assigned a streamwise vorticity using the JHSK shape defined by Eq. (6). This mode is illustrated in Fig. 5(b). In order to account for the velocity field induced by the head of a hairpin, it is also possible to prescribe a transverse vorticity using the Eq. (7), called TRANS (for transverse) hereinafter.

$$g_{1p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = -G(\tilde{t})H(\tilde{y})G(\tilde{z}) \quad (7a)$$

$$g_{2p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \tilde{t}G(\tilde{t})G(\tilde{y})G(\tilde{z}) \quad (7b)$$

$$g_{3p}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = G(\tilde{t})G(\tilde{y})\tilde{z}G(\tilde{z}) \quad (7c)$$

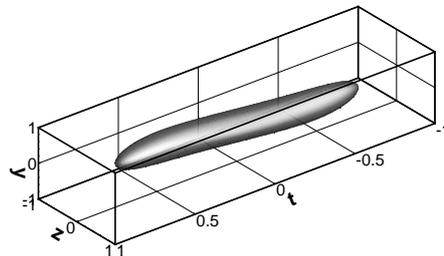
In these equations, all functions are even, except the temporal dependence of wall-normal component, the wall-normal dependence of temporal component and the transverse dependence of transverse component. Though it is not straightforward from Eq. (7), it has been checked *a posteriori* that the shape of transverse vorticity is kept during application of equation (1). Consequently, the structures generated by this mode have the same shape as can be observed in Fig. 5(c). Note that this velocity field was chosen in an arbitrary manner, using the already defined functions H and G , and the extra effort to compute the velocity induced by a given vorticity distribution (like in Ref. 25) has not been undertaken.

TABLE III: Locus of the center, sizes and convection velocity of an isotropic turbulent structure designed to populate the wake region of a turbulent boundary layer.

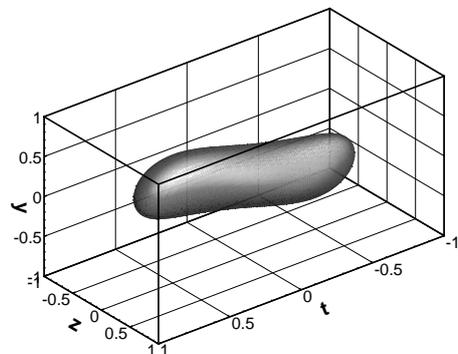
Name	y_p^{low}	y_p^{up}	$\ell_p^x = \ell_p^y = \ell_p^z$	c_p
WAKE ($p = 3$)	0.5δ	0.8δ	0.1δ	$0.8U_\infty$
WAKE ($p = 4$)	0.8δ	1.5δ	0.15δ	$0.8U_\infty$

Finally, the rest of the boundary layer is filled with gaussian isotropic structures, for which aspect ratios are all 1 and shape functions are defined by Eq. (8). For this kind of mode, no particular shape is imposed. Consequently, a random sign is given to each component so as to meet the zero covariance condition, as already mentioned above. Furthermore, two modes ($p = 3$ and $p = 4$) are introduced in outer scaling in order to account for the growth of scales in the outer region. In accordance with the work of Quadrio & Luchini³¹ and Adrian *et al.*³⁴, their convection velocity is set equal to $0.8U_\infty$. The parameters for these modes are displayed in Tab. III.

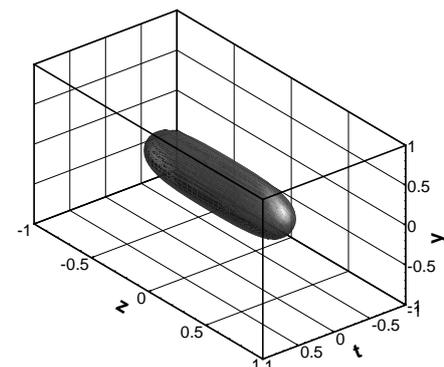
$$g_{jp}(\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \varepsilon_j G(\tilde{t})G(\tilde{y})G(\tilde{z}) \quad j = 1, 2, 3 \quad (8)$$



(a) STEL-JHSK: Sizes are taken from Tab. I and velocity specified by Eq. (6).



(b) LEGS-JHSK: Sizes are taken from line 1 of Tab. II and velocity specified by Eq. (6).



(c) HEAD-TRANS: Sizes are taken from line 2 of Tab. II and velocity specified by Eq. (7).

FIG. 5: Representation of the shape functions in case where aspect ratios and structural information have been specified. The figure represents an iso-surface of the Q-criterion, computed using g_{1p} , g_{2p} , g_{3p} as streamwise, normal, and transverse velocities respectively. Each axe has been dilated according to the aspect ratios of the structure given in Tab. I and Tab. II.

3. NUMERICAL PROCEDURE

3.1. Test case

The test case is a quasi-incompressible spatially-developing boundary layer in the fully turbulent regime. This type of flow appears to our view more challenging and more promising than the turbulent channel flow. The wider scope of practical applications in various domains of aeronautics has also motivated our choice. The Mach number is $M_\infty = U_\infty/c_\infty = 0.1$. The Reynolds number based on the momentum thickness θ and the free stream velocity U_∞ is $Re_\theta = 3535$. The incoming boundary layer thickness is $\delta_0 = 0.0162 m$. A dimensionalization in wall units (subscript "+") is performed using the incoming mean shear stress τ_w , the kinematic viscosity ν_w and the density ρ_w , taken at the wall. The friction velocity $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho_w}$ is $1.126 m \cdot s^{-1}$. The Reynolds number based on friction velocity and boundary layer initial thickness is $Re_\tau = 1100$. As turbulence is modeled in the framework of Large Eddy Simulation, grid spacings are chosen to represent the most-energetic eddies. They are $\Delta x^+ = 44$, $\Delta z^+ = 14$ and $\Delta y_{min}^+ = 1$ in the longitudinal, transverse and wall-normal directions, respectively. The computational domain sizes are $L_x = 7.5\delta_0$, $L_z = 2\delta_0$ and $L_y = 4\delta_0$. The relatively short streamwise dimension L_x is shown *a posteriori* to be sufficient to allow a converged behaviour of the flow for the new methods tested here. Note that the outlet of the domain is located at the end of an additional box (not shown here) placed after the main box. In this box, mesh cells are stretched in the streamwise direction so that turbulent fluctuation are progressively damped. This procedure is common in such simulations and ensures that the outflow condition does not pollute the flowfield in the studied domain.

Simulations were performed using a finite-volume solver for the compressible Navier-Stokes equations. This code was successfully used in the framework of large-eddy simulation for various applications, including flow control³⁷⁻³⁹ and cavity flow^{40,41}. LES filtering operation uses the formalism developed by Vreman *et al.*⁴² and subgrid scales are modeled using the selective mixed scale model proposed by Lenormand *et al.*⁴³. Time advancement is performed using the second-order-accurate backward scheme of Gear validated by Pechier *et al.*⁴⁴ and with a time step of $0.00096\delta_0/U_\infty$. The spatial scheme is a modified AUSM+(P) scheme, proposed by Mary & Sagaut⁴⁵. Statistics were computed over a total time of 3000 viscous time units after an initial transient, which corresponds to the time needed for the near-wall flow to reach the end of the domain.

3.2. Simulations

As mentioned above, the framework of LES has been chosen to test the new inlet condition. One of the most efficient techniques — in terms of computational cost and result accuracy — able to generate turbulent inflow data for a LES of a turbulent boundary layer flow is the recycling method of Lund *et al.*⁵, which is used in this study

as the reference computation. The principle of a recycling method is to extract the mean velocity profile and the fluctuations from the flow at a given streamwise location $x = x_r$. These informations are then compared to those of the inlet and rescaled according to inner and outer scaling laws separately. The two parts are eventually patched together by a tanh function also proposed in Ref. 5. In our study, the initial method of Lund *et al.*⁵ is modified so that (i) the precursor simulation is incorporated in the main simulation, which now provides its own turbulent inflow data, (ii) the initial velocity profile is prescribed, which prevents long-term drifts, in particular for compressible flows⁶. The initial field and the inlet mean velocity and r.m.s. profiles are provided by a rescaled precursor simulation, which is the reference case of Ref. 37. The extraction plane is positioned at $x_r = 7.5\delta_0$, which is close to the specification of Lund *et al.*⁵ ($8\delta_0$). This location is also sufficiently far from the inlet for the turbulence to evolve properly. The resulting inflow method will be called *modified recycling method* in the following.

For the synthetic inflow condition, several combinations of the modifications proposed in the section 2 are tested. They are summarized in Tab. IV. They all have 4 or 5 modes, for which the parameters are chosen in Tabs. I, II and III, and the shape functions are specified using Eqs. 8, 6 and 7. The new SEM is also compared to the original method, for which only one gaussian isotropic mode is specified at the inlet, with a length scale of $0.15\delta_0$, and a convection velocity of $0.8U_\infty$ (case SEM0). The basic synthetic computation uses the GAUSS shape function for all modes (SEM1). JHSK shape functions are successively added in modes 1 (SEM2) and 2 (SEM3) and finally the TRANS shape function is added in the upper part of mode 2 (SEM4). The mean and rms profiles needed for synthetic simulation are extracted from the precursor LES simulation of the same case, already mentioned above.

4. RESULTS AND DISCUSSION

4.1. Friction coefficient, boundary layer thickness and shape factor

The performance of the inflow techniques is first assessed by measuring their ability to reproduce a correct mean velocity profile. This is done by analyzing the friction coefficient, the boundary layer thickness and the shape factor.

All methods are compared to the scaling law for the friction coefficient proposed by Schlichting⁴⁶, assuming a power law for the mean velocity profile:

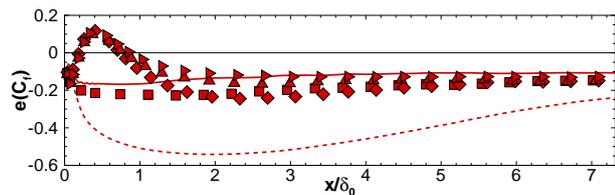
$$\frac{1}{2}C_f^S(x) = 0.0225 \left(\frac{U_\infty \delta(x)}{\nu} \right)^{-1/4} \quad (9)$$

The boundary layer thickness ($\delta(x)$) was also derived by Schlichting⁴⁶ and can be expressed using Eq. 10:

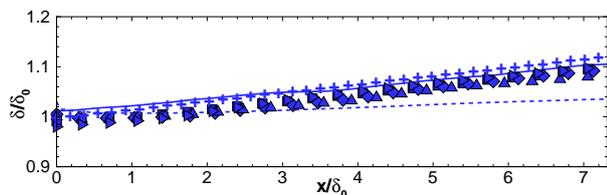
$$\delta(x) = 0.37x \left(\frac{U_\infty x}{\nu} \right)^{-1/5} \quad (10)$$

TABLE IV: Sizes (STEL, LEGS or HEAD, WAKE3 and WAKE4 defined in tables I, II and III) and shapes (JHSK, TRANS or GAUSS defined in Eq. (6), Eq. (7) and Eq. (8)) are given for the synthetic methods.

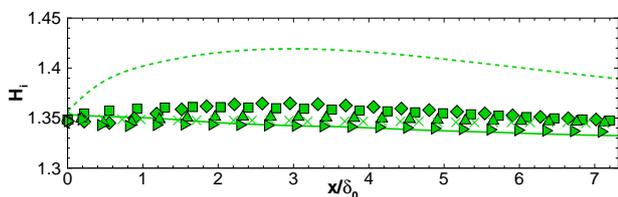
Name	Sizes - Shape function				Symbol
	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4	
RECY	modified recycling method				—
SEM0	Original SEM - GAUSS Shape function - $L = 0.15\delta_0$				--
SEM1	STEL-GAUSS	LEGS-GAUSS	WAKE3-GAUSS	WAKE4-GAUSS	□
SEM2	STEL-JHSK	LEGS-GAUSS	WAKE3-GAUSS	WAKE4-GAUSS	◇
SEM3	STEL-JHSK	LEGS-JHSK	WAKE3-GAUSS	WAKE4-GAUSS	△
SEM4	STEL-JHSK	2: LEGS-JHSK	WAKE3-GAUSS	WAKE4-GAUSS	▷
		2bis: HEAD-TRANS			



(a) Streamwise evolution of error on friction coefficient



(b) δ_{99} boundary layer thickness



(c) Shape factor H_i

FIG. 6: Comparison of the different methods in terms of friction coefficient error (a), boundary layer thickness (b) as well as shape factor (c). Lines and symbols specifications are the same as in Tab. IV. The error function of skin friction and the boundary layer thickness (+) are computed from Eq. 11 and Eq. 10 respectively. The shape factor (\times) is extracted from a 2D-RANS simulation of the same case with the Spalart-Allmaras turbulence model.

Fig. 6(a) illustrates the streamwise evolution of the error between the former law and the values of friction coefficient for all computations, defined by:

$$e(C_f) = \frac{C_f(x) - C_f^S(x)}{C_f^S(x)} \quad (11)$$

One can note that the precursor simulation, which uses the recycling technique, reaches a plateau of 10% error by the end of the domain. The fact that the friction co-

efficient of boundary layers is underestimated by LES is a well-known result, which involves the grid resolution, the order of precision of discretization schemes, the sub-grid model and the Reynolds number^{47,48}. Although such considerations are beyond the scope of this study, let us just mention that a value of 10% is a reasonably good result given the second-order-accurate spatial scheme and the grid spacing used in the present numerical method. The inlet velocity profile is extracted from a LES, and underestimates the initial friction coefficient as well. This fact explains why the initial value of error is 10% for all methods.

All new SEM cases also reach a converged state near $5.5\delta_0$, which underestimates the "Schlichting" value of friction coefficient by 12 – 15%. The SEM0 case does not reach a converged state within the limits of the computational domain. This case exhibits a strong initial fall-off, accounting for the lack in small eddies in the near-wall region, and then gradually evolves toward the correct value of skin friction. Raw comparison of the present results with the curves of Jarrin *et al.*²⁸ would be difficult to interpret, because of the differences between the numerical method and the general simulation framework, and thus are not presented. However, the SEM0 behaviour is consistent with the results in Ref. 28, where the friction coefficient of the channel flow needs 18 half channel heights to recover the reference value. Meanwhile, every new SEM cases produces relatively small errors right after the inlet plane, suggesting that the underlying physics responsible for the skin friction is already contained in the supplied velocity field. Furthermore, the influence of the content of modes on skin friction is clearly observable in Fig. 6(a). In particular, two effects can be distinguished. The first is the addition of the JHSK shape function in mode 1 in computations SEM2, SEM3 and SEM4. When compared to case SEM1, all these cases exhibit a similar increase right after the inlet. It can be interpreted in terms of Reynolds stresses, whose distribution across the boundary layer is known to contribute to skin friction⁴⁹. In fact, the $u'v'$ cross-correlation for this mode can be highly overestimated (up to 100%) since the zero covariance condition is not verified in this case. Consequently, skin friction is artificially increased after a short distance corresponding to the convection of the structures. It then relaxes at different rates depending on the cases. This is the second effect of the content of modes. Every im-

provement of mode 2 corresponds to a better estimation of the skin friction, the best one being the SEM4 case. It is not surprising that mode 2 can influence the skin friction coefficient, because the lowest point belonging to a structure generated by mode 2 can be at the wall (if $y_k - \ell_p^y \approx 0$) and thus may modify the velocity field in the vicinity of the wall.

The streamwise evolutions of the boundary layer thickness and the incompressible shape factor are shown in Fig. 6(b) and Fig. 6(c) respectively. The scaling law of Eq. 10 is used as a reference for the boundary layer thickness and the result of a 2D-RANS simulation as a reference for the shape factor.

In both cases, results for all methods but SEM0 yields less than 5% error, whereas the original SEM would need longer computational domain to recover the correct behaviour. In fact, the boundary layer thickness grows slower for SEM0 and the shape factor still exhibits large discrepancies by the end of the domain. This again suggests that the addition of realism thanks to the scale and shape distributions helps to produce suitable turbulent fluctuations at the inlet of the domain.

4.2. Turbulent intensities

The streamwise evolution of the preponderant terms of the Reynolds stress tensor are then examined in Fig. 7. Profiles of u_{rms}^+ , v_{rms}^+ , w_{rms}^+ and $-\overline{u'v'}$ are plotted at different streamwise locations against the distance to the wall in inner scaling. Firstly, one can notice that all new synthetic methods succeed in reproducing the Reynolds stresses by the end of the computational domain. Profiles at $x/\delta_0 = 7$ are in excellent agreement with recycling technique RECY, which is the best available computation. On the contrary, case SEM0 occasions large deficits of energy for the three rms velocities and for the Reynolds stresses which persist at $x/\delta_0 = 7.5$. In particular, the streamwise evolution of these deficits exhibits a two-layer behaviour. They vanish faster in the near-wall region than in the outer region. More precisely, all profiles for SEM0 at the end of the domain are in good accordance with the RECY case in the region below $y^+ = 100$, while profiles of v_{rms}^+ , w_{rms}^+ and $-\overline{u'v'}$ still contain discrepancies for $y^+ > 100$. In fact, the characteristic time scales of turbulence are smaller in the near-wall region than in the outer one. This allows the regeneration cycle of near-wall turbulence⁵⁰ to establish within relatively short distances, whereas the large-scale structures generated at the inlet need a longer distance to undergo the adaptation toward realistic turbulence.

Although all new synthetic methods roughly lead to the same turbulent intensities by the end of the computational domain, they do not follow the same path. In particular, a closer look on the first profile at $x/\delta_0 = 1$, shows that the distortions introduced by the modification of the original SEM are different in each case. They mainly concern the wall-normal and transverse components and the Reynolds shear stress, since the streamwise rms profile is well reproduced even at a small distance from the inlet. The difference between the content of modes leads

to an initial vertical inhomogeneity, which then gradually vanishes. As already observed for the friction coefficient, every addition of realism in mode 2 allows to bring profiles nearer to the reference. This is obvious in the region $40 < y^+ < 500$ of the v_{rms}^+ profile at $x/\delta_0 = 1$, where the curves for cases SEM3 and SEM4, containing the JHSK shape function in mode 2, are closer to case RECY than cases SEM1 and SEM2. As stated before, this behaviour is only a path to roughly similar profiles at the end of the computational domain. Nevertheless, it provides an interesting starting point to further attempts to shorten the adaptation distance.

A more quantitative insight is proposed in Fig. 8 with the analysis of the error between synthetic cases and the recycling case. Such error is measured according to Eq. (12) and Eq. (13), which are adapted from Ref. 1.

$$e_k(x) = \frac{\int_0^\delta |k_*(x, y) - k(x, y)| dy}{\int_0^\delta k_*(x, y) dy} \quad (12)$$

$$e_{u'v'}(x) = \frac{1}{\delta} \frac{\int_0^\delta |\overline{u'v'}_*(x, y) - \overline{u'v'}(x, y)| dy}{\max_y(|\overline{u'v'}_*(x, y)|)} \quad (13)$$

where k_* and $\overline{u'v'}_*$ stand respectively for the turbulent kinetic energy and the Reynolds shear stresses of the case RECY. Fig. 8 shows that the error regarding the Reynolds shear stresses falls below 10% from $x/\delta_0 = 3$ on, whereas the same error for SEM0 case remains still higher than 30% at $x/\delta_0 = 7.5$. Same comments can be made concerning the turbulent kinetic energy. Furthermore, cases SEM3 and SEM4 reach a low error faster than cases SEM1 and SEM2. These discrepancies are similar to those highlighted before and are related to the addition of the more realistic shape LEGS-JHSK in mode 2. The case SEM4 notably predicts the Reynolds shear stresses within less than 10% error from the inlet to the outlet of the domain.

4.3. Instantaneous turbulence

An overview of the turbulent content generated by the synthetic methods is then proposed. In Fig. 9 the coherent structures introduced by method SEM4 (Fig. 9(b)) are compared to those recycled by the RECY case (Fig. 9(a)). The number and general aspect of these structures are in a good qualitative agreement. It is also worthy noting that the elongated vortices of mode 2 are visible near the inlet of SEM4 case for $x/\delta_0 < 1$, and are only weakly inclined in the (x-y) plane. For greater distances, it is very difficult to notice any significant differences between the two cases. This fact is also illustrated in Fig. 10, where the contours of the streamwise component of the velocity at two crossflow planes of computation SEM4 are compared to the reference case. The fields of Fig. 10(a) and Fig. 10(c) are extracted at $x/\delta_0 = 4$ and show important similarities. Furthermore, the comparison between the inflow plane in Fig. 10(b) and the middle

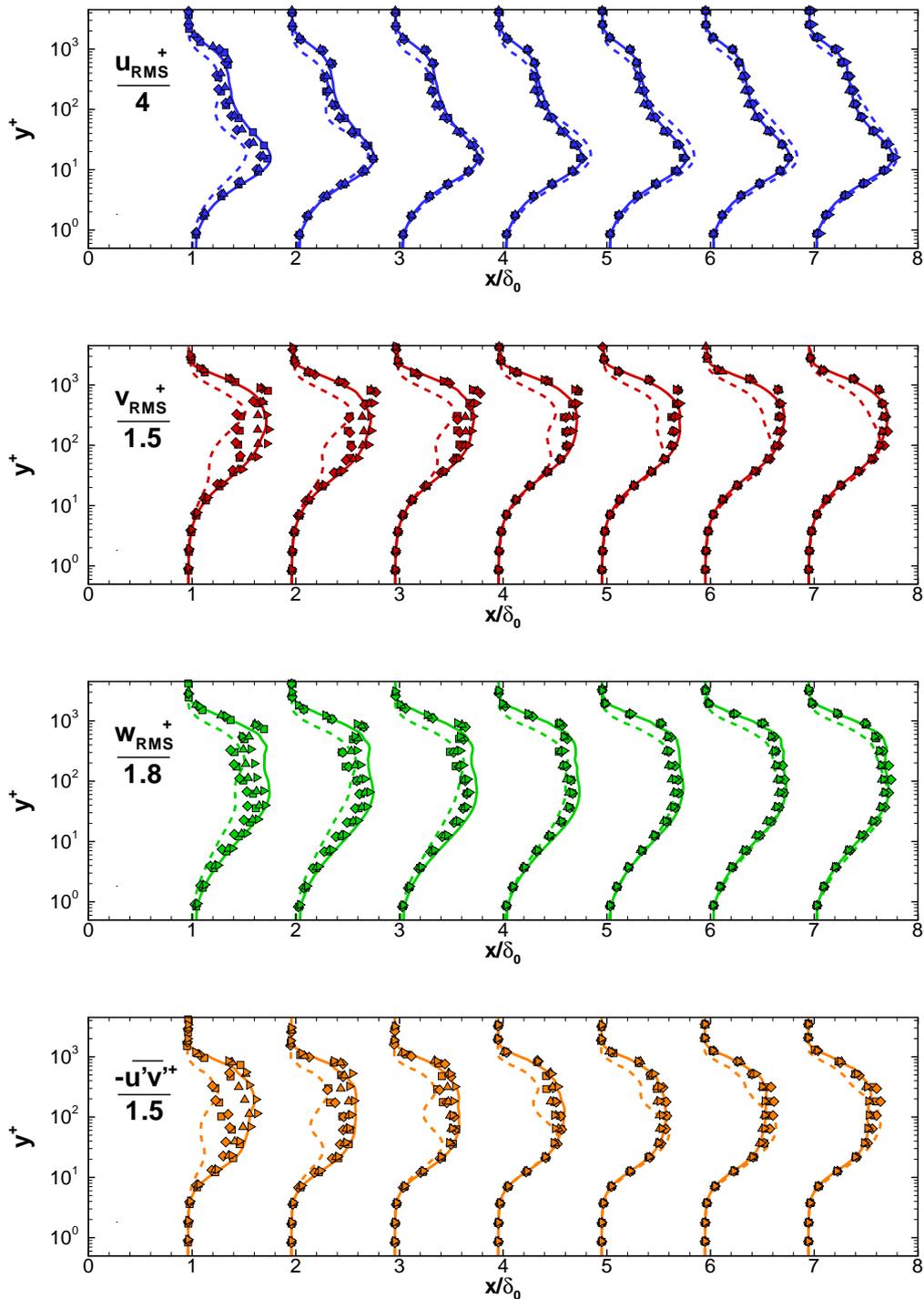


FIG. 7: Comparison of the different methods. Reynolds stresses profiles are examined in inner scaling. Lines and symbols are as in Tab. IV.

plane in Fig. 10(c) suggests that the higher degree of realism of the inflow data provided by the case SEM4 helps to speed its achievement up.

In order to analyze the turbulent structures introduced by the original method (SEM0), the same figure as for case SEM4 is produced in Fig. 9. One can notice in Fig. 9(c) that the same isovalue $Q = 1$ only highlights small eddies, located in the near-wall region and gener-

ated near the end of the domain. These eddies emphasize the progressive increase of turbulent production in this region, as observed in the Reynolds stresses profiles in Fig. 7. To observe the eddies of size $0.15\delta_0$ effectively introduced by the original method, the isosurface level must be significantly lowered. The resulting picture is shown in Fig. 9(d). It is worth noting that the gaussian isotropic eddies of case SEM0 do not have any similari-

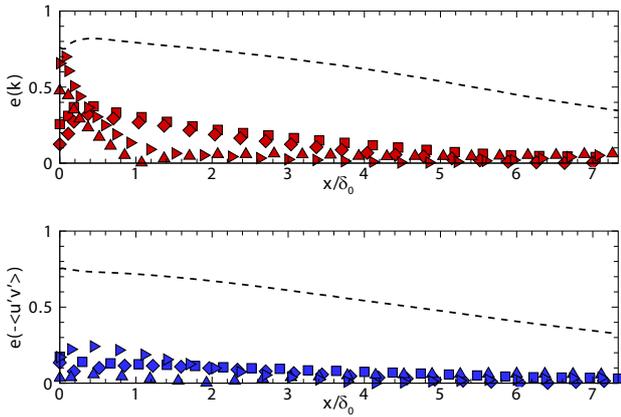


FIG. 8: Error functions for the turbulent kinetic energy (top) and Reynolds shear stresses (bottom), as defined by Eq. (12) and Eq. (13).

ties with classically encountered eddies in wall-bounded flows. Furthermore, they must break-up into suitable structures for the flow to recover a classical scale distribution and a correct energy spectrum.

4.4. Spectral content

Finally, the turbulence generated by the different inflow methods is analyzed through its spectral content. The power spectrum of the turbulent kinetic energy (TKE) is estimated using the maximum entropy spectral estimation technique of Burg⁵¹. Power spectra at 3 y -locations, at the inlet and at the end of the domain are plotted in figure 11 for the RECY, SEM0 and SEM4 methods. All cases exhibit a broadband, full spectrum. The LES-filtering operation, performed implicitly by the mesh, is evidenced through the abrupt energy cutoff located near $f_C = U_c/(2\Delta x)$, where U_c is the local convection velocity. For instance, all spectra of case RECY have this classical behaviour, according to which low-frequencies (large scales) mainly contribute to the energy, which then cascades into higher frequencies (smaller scales), until it reaches the cutoff frequency. Furthermore, it is worth noting that the unphysical periodicity introduced by the recycling process can be seen on the spectra for $y^+ = 130$ ($f_r = 196Hz$) and $y^+ = 450$ ($f_r = 270Hz$). Since these frequencies are the result of data convection between the inlet plane and the recycling plane, two convection velocities can be computed thanks to the following formula: $U_c = f_r L_x$. In the present case, they are close to $0.75U_\infty$ and U_∞ , respectively. Again, these unphysical energy-carrying frequencies could be problematic if close to those of the physical phenomenon to be studied downstream. As stated in the introduction section, the two synthetic methods tested here do not contain such frequencies and their spectrum is much more smoother in the low-frequency range than the one of case RECY. As for the original SEM, it clearly underestimates energy levels compared to the recycling simulation. At the inlet, the signal lacks high-frequency

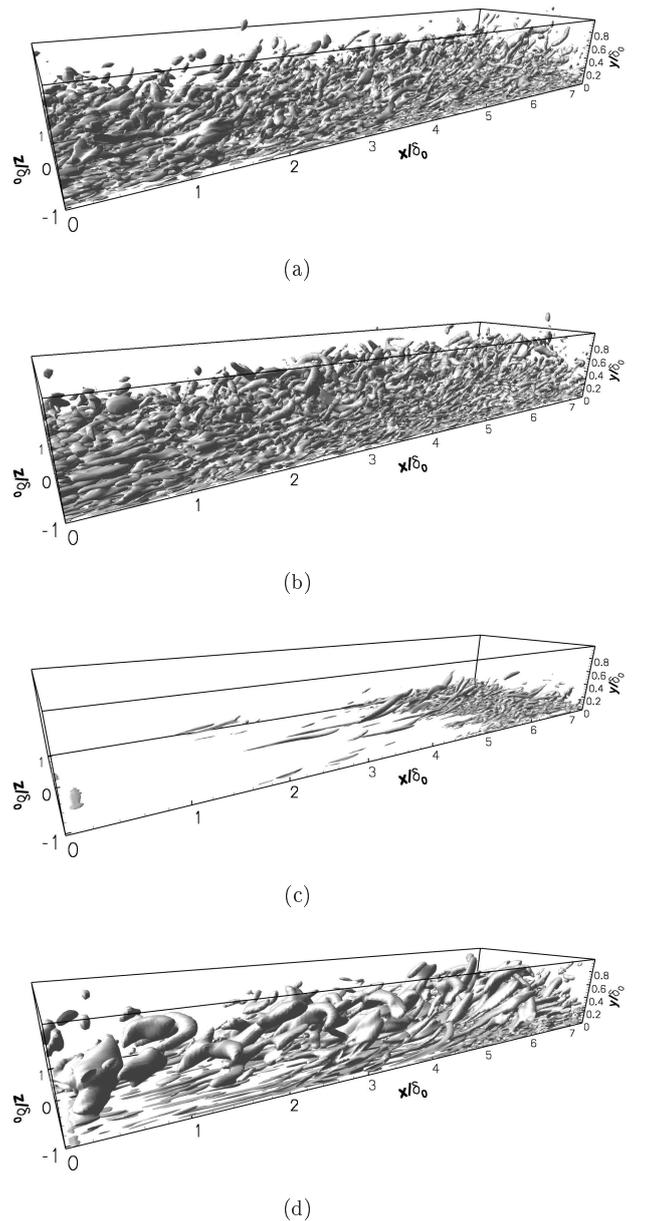


FIG. 9: Isosurfaces of the Q-criterion: (a) RECY, $Q = 1$; (b) SEM4, $Q = 1$; (c) SEM0, $Q = 1$; (d) SEM0, $Q = 0.1$.

information, whereas low-frequency largely contributes to the turbulent energy. This is consistent with the introduction of only one large SEM-mode in this case. Power spectra at the end of the domain indicate that the method succeeds in progressively creating its own small scale (high-frequency) content, especially in the buffer layer. However low-frequency content still dominates the TKE signal. Besides, the domain is obviously too short to check if this method is able to produce a correct energy spectrum. Conversely, the case SEM4 is already close to the energy levels of case RECY at the beginning of the domain. This fact proves that the efficiency of this method is also due to a good initial spectral distribution of the TKE. Then, the slight differences with respect to case RECY at the inlet progressively disappear along the computational domain. The results at $x/\delta_0 = 7.5$ show a

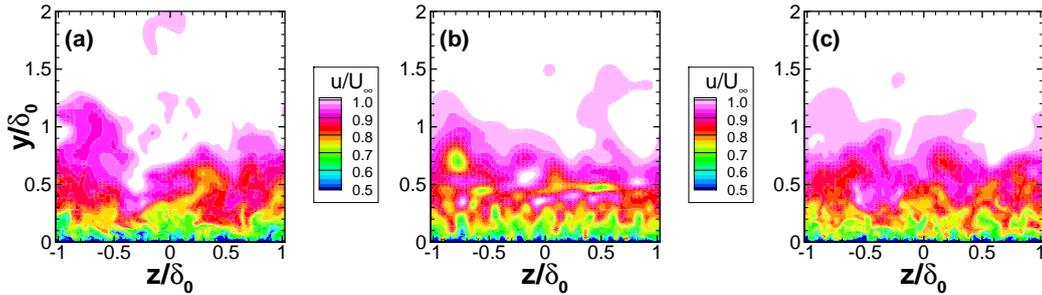


FIG. 10: Comparison of the instantaneous streamwise velocity field in a crossflow plane. (a) Middle plane of the RECY case (b) Inlet plane of the SEM4 case (c) Middle plane ($x/\delta_0 = 4$) of the SEM4 case.

very satisfying behaviour for the whole frequency range.

5. CONCLUSIONS AND PERSPECTIVES

Several adaptations of an existing synthetic inflow generation method have been proposed and tested in the framework of the Large Eddy Simulation of a spatially-developing turbulent boundary layer. The initial formalism has been modified to take into account the shape, sizes, induced velocity field and localization of the turbulent structures which populate such a flow. The performance of the new method was proven to be better than the original SEM of Jarrin *et al.*²⁸ and comparable to the one of a modified recycling method, which is known to be a very effective way to generate turbulent inflow data. Through the analysis of the mean velocity profile, we have shown that the correct evolutions for the friction coefficient, the boundary layer thickness and the shape factor were reproduced at $5-6 \delta_0$ downstream from the inlet. Second-order statistics were used to analyze the progressive adaptation of the synthesized structures to a realistic turbulence. In particular, the more realistic the shape and scale distributions, the better the results. All methods are shown to predict the rms profiles with less than 10% error within the relatively short computational domain chosen here. The best synthetic computation SEM4 corresponds to the most realistic case. It introduces quasi-streamwise vortices in the region $0 < y^+ < 60$ and hairpin components in the logarithmic region. This case falls under 10% error in TKE and Reynolds shear stresses only one boundary layer thickness downstream from the inlet. This method is also able to accurately reproduce the reference turbulent kinetic energy power spectrum by the end of the computational domain.

Moreover, when compared to recycling techniques, this new synthetic method has two major advantages. First no initialization of the flow is needed, and the simulation is operational only after a small transient corresponding to the time needed by the slowest scales to reach the end of the computational box. Secondly, the turbulence generated by our technique does not contain any unphysical frequency due to a streamwise periodicity, contrary to recycling inflow conditions. Although further numerical

experiments have not yet been conducted, the method is believed to work over a large range of Reynolds numbers, thanks to the inner or outer scalings of all parameters. Nonetheless, the mean and rms profiles, which are mandatory to feed the synthetic inflow technique, are obtained from a precursor simulation. Further experiments are needed to evaluate the method's performance when such profiles are provided by analytical formulas⁵², or derived from the numerous closures for the Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations. The case of a $k-\varepsilon$ closure has been tackled by Jarrin *et al.*²⁸ and assessed for an hybrid RANS-LES simulation. In fact, a recent study concerning the specification of a synthetic pseudo eddy-viscosity at the inflow of a DES of a spatially-developing boundary layer was based on the present SEM. This is the framework of Stimulated Detached Eddy Simulation (SDES), proposed by Deck *et al.*⁵³, which will then be extended to generate suitable LES content at RANS-LES interfaces. Further work will also be devoted to the extension to compressible flows, and in particular to the generation of density fluctuations according to the work of Morkovin⁵⁴.

APPENDIX A: ASSIGNING FIRST AND SECOND ORDER MOMENTS TO A RANDOM SEQUENCE

Let $\mathbf{u} = (u_1 \ u_2 \ u_3)$ be the velocity field to be generated, $U_i(y)$ the prescribed mean velocity field, $R_{ij}(y)$ the target Reynolds stresses, and A_{ij} its Cholesky decomposition in \mathbb{R} ($\mathbf{R} = \mathbf{A}^T \mathbf{A}$):

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

\mathbf{u} can be obtained from a stochastic signal $\tilde{u}_j(x, y, z, t)$, which respects the set of conditions (A2):

$$u_i(x, y, z, t) = U_i(y) + \sum_j A_{ij} \tilde{u}_j(x, y, z, t) \quad (\text{A1})$$

$$\langle \tilde{u}_j \rangle = 0 \quad (\text{A2a})$$

$$\langle \tilde{u}_j^2 \rangle = 1 \quad (\text{A2b})$$

$$\langle \tilde{u}_j \tilde{u}_k \rangle_{j \neq k} = 0 \quad (\text{A2c})$$

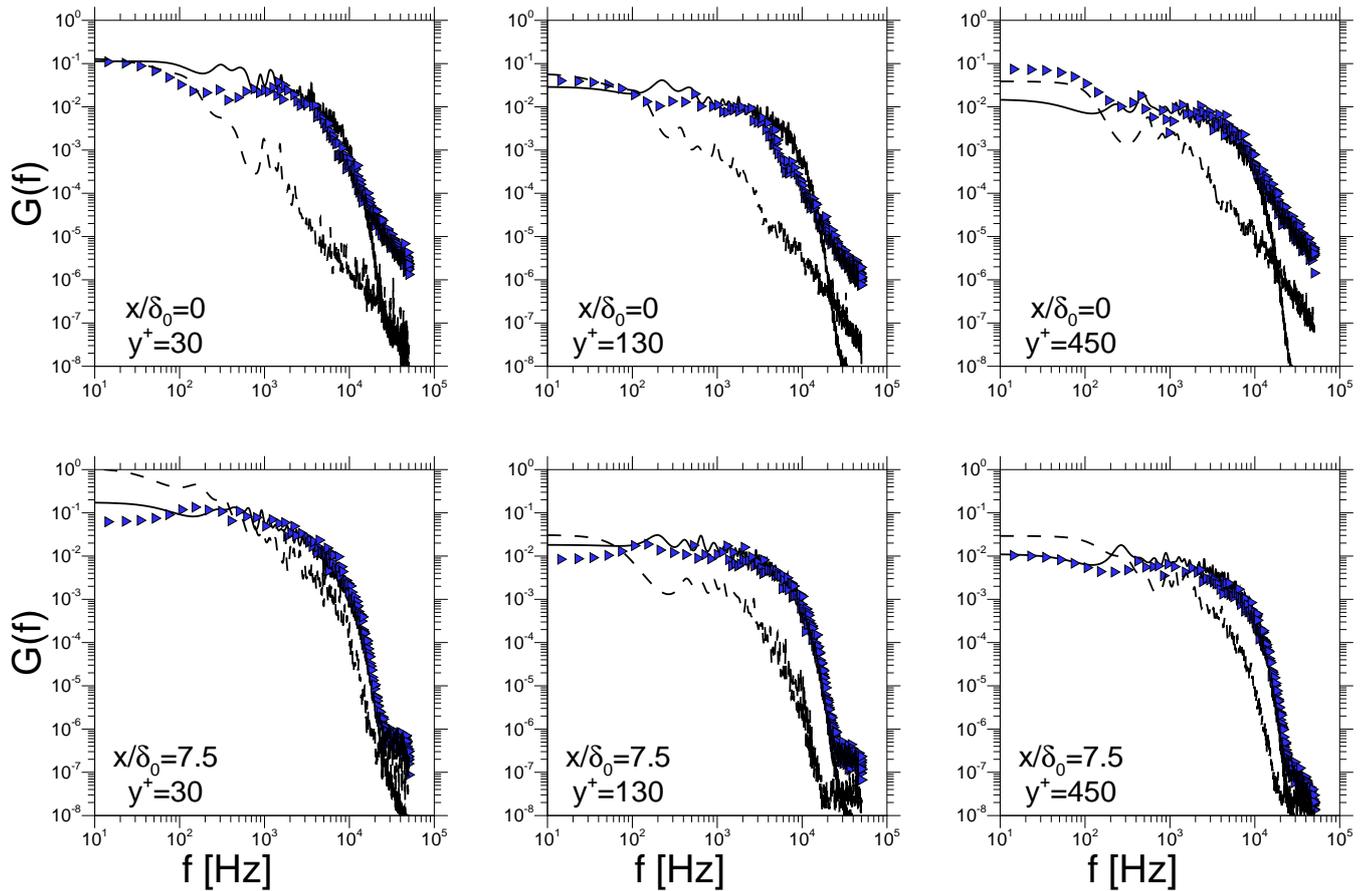


FIG. 11: Power spectrum estimation for the turbulent kinetic energy. For legend see table IV.

where $\langle \cdot \rangle$ is the averaging operation. The properties in Eqs. A2 are sufficient conditions to ensure that u_i matches the prescribed Reynolds stresses. More precisely, the correlation between two components of the resulting fluctuating velocity reads:

$$\langle u'_i u'_j \rangle = \left\langle \sum_l A_{il} \tilde{u}_l \right\rangle \cdot \left\langle \sum_k A_{jk} \tilde{u}_k \right\rangle$$

which can be decomposed into:

$$\langle u'_i u'_j \rangle = \left(\sum_{l=k} A_{il} A_{jk} \langle \tilde{u}_l \tilde{u}_k \rangle \right) + \left(\sum_{l \neq k} A_{il} A_{jk} \langle \tilde{u}_l \tilde{u}_k \rangle \right)$$

Since A is a symmetric matrix,

$$\langle u'_i u'_j \rangle = \left(\sum_{m=1}^3 A_{im} A_{mj} \langle \tilde{u}_m \tilde{u}_m \rangle \right) + \left(\sum_{l \neq k} A_{il} A_{kj} \langle \tilde{u}_l \tilde{u}_k \rangle \right) \quad (\text{A3})$$

Finally, if $\langle \tilde{u}_l \tilde{u}_k \rangle = \delta_{ij}$, Eq. A3 reduces to $\langle u'_i u'_j \rangle = R_{ij}$.

¹ Keating, A.; Piomelli, U.; Balaras, E.; Kaltenbach, H.-J.: A priori and a posteriori tests of inflow conditions for large-eddy simulation. *Phys. Fluids* **16** (2004) p. 4698

² Sagaut, P.; Deck, S.; Terracol, M.: Multiscale and Multiresolution approaches in Turbulence. Imperial College Press (2006) pp. 294–319

³ Spalart, P. R.: Numerical study of sink-flow boundary layers. *J. Fluid Mech.* **172** (1986) p. 307

⁴ Spalart, P. R.: Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta = 1410$. *J. Fluid Mech.* **187** (1986) p. 61

⁵ Lund, T. S.; Wu, X.; Squires, K. D.: Generation of inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *J. Comput. Phys.* **140** (1998) p. 233

⁶ Sagaut, P.; Garnier, E.; Tromeur, E.; Larchevêque, L.; Labourasse, E.: Turbulent Inflow Conditions for Large-Eddy Simulation of Compressible Wall-Bounded Flows. *AIAA J.* **42** (2004) p. 469

⁷ Ferrante, A.; Elghobashi, S. E.: A robust method for generating inflow conditions for direct simulations of spatially-developing turbulent boundary layers. *J. Comput. Phys.* **198** (2004) p. 372

⁸ Spalart, P.; Strelets, M.; Travin, A.: Direct numerical simulation of large-eddy-break-up devices in a boundary layer. *Int. J. Heat Fluid Flow* **27** (2006) pp. 902–910

- ⁹ Nikitin, N.: Spatial periodicity of spatially evolving turbulent flow caused by inflow boundary condition. *Phys. Fluids* **19** (2007)
- ¹⁰ Spille-Kohoff, A.; Kaltenbach, H.-J.: Generation of turbulent inflow data with a prescribed shear-stress profile. Third AFOSR International Conference on DNS/LES Arlington, TX, 5-9 August 2001, in *DNS/LES Progress and Challenges*, edited by C. Liu, L. Sakell, and T. Beutner (Greyden, Columbus, OH, 2001)
- ¹¹ Liu, K.; Pletcher, R. H.: Inflow conditions for the large-eddy simulation of turbulent boundary layers: A dynamic recycling procedure. *J. Comp. Physics* **219** (2006) pp. 1–6
- ¹² Le, H.; Moin, P.: Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. Rep. TF-58. Thermosciences Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University (1994)
- ¹³ Schlüter, J. U.; Pitsch, H.; Moin, P.: LES inflow conditions for coupling with Reynolds averaged flow solvers. *AIAA J.* **42** (2004) p. 478
- ¹⁴ Lee, S.; Lele, S. K.; Moin, P.: Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of Taylor's hypothesis in compressible flow. *Phys. Fluids A* **4** (1992) p. 1521
- ¹⁵ Rai, M. M.; Moin, P.: Direct Numerical Simulation of Transition and Turbulence in a Spatially Evolving Boundary Layer *J. Comp. Phys.* **109** (1993) pp. 169–192
- ¹⁶ Le, H.; Moin, P.; Kim, J.: Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *J. Fluid Mech.* **330** (1997) p. 349
- ¹⁷ Mahesh, K.; Moin, P.; Lele, S. K.: The influence of entropy fluctuations on the interaction of turbulence with a shock wave Rep. TF-69. Thermosciences Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University (1996)
- ¹⁸ Na, Y.; Moin, P.: Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer *J. Fluid Mech.* **374** (1998) pp. 379–405
- ¹⁹ Kraichnan, R.: Diffusion by a random velocity field. *Phys. Fluids* **13** (1970) p. 22
- ²⁰ Smirnov, A.; Shi, S.; Celik, I.: Random flow generation technique for Large Eddy Simulations and particle-dynamics modeling. *J. Fluids Eng.* **123** (2001) p. 359
- ²¹ Batten, P.; Goldberg, U.; Chakravarthy, S.: Interfacing statistical turbulence closures with large-eddy simulation. *AIAA J.* **42** (2004) p. 485
- ²² Klein, M.; Sadkiki, A.; Janicka, J.: A digital filter based generation of inflow data for spatially developing Direct Numerical or Large Eddy Simulations. *J. Comput. Phys.* **186** (2003) p. 652
- ²³ di Mare, L.; Klein, M.; Jones, W. P.; Janicka, J.: Synthetic turbulence inflow conditions for large-eddy simulation. *Phys. Fluids* **18** (2006)
- ²⁴ Sandham, N. D.; Yao, Y. F.; Lawal, A. A.: Large-eddy simulation of transonic turbulent flow over a bump. *Int. J. of Heat and Fluid Flow* **24** (2003) pp. 584–595
- ²⁵ Perry, A. E.; Marusic, I.: A wall-wake model for the turbulence structure of boundary layers. Part 1. Extension of the attached eddy hypothesis. *J. Fluid Mech.* **298** (1995) pp. 361–388
- ²⁶ Marusic, I.: On the role of large-scale structures in wall turbulence. *Phys. Fluids* **13** (2001) p. 735
- ²⁷ Mathey, F.; Cokljat, D.; Bertoglio, J. P.; Sergent, E.: Assessment of the vortex method for the LES inlet conditions. *Progr. in CFD* **6** 1-3 (2006) pp. 58–67
- ²⁸ Jarrin, N.; Benhamadouche, S.; Laurence, D.; Prosser, R.: A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *Int. J. of Heat and Fluid Flow* **27** (2006) pp. 585–593
- ²⁹ Robinson, S. K.: Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer. *Ann. Rev. of Fluid Mech.* **23** (1991) pp. 601–639
- ³⁰ Jeong, J.; Hussain, F.; Schoppa, W.; Kim, J.: Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **332** (1997) pp. 185–214
- ³¹ Quadrio, M.; Luchini, P.: Integral space-time scales in turbulent wall flows. *Phys. Fluids* **15** (2003) p. 2219
- ³² Hunt, J. C. R.; Wray, A.; Moin, P.: Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *CTR Res. Briefs* (1988)
- ³³ Zhou, J.; Adrian, R. J.; Balachandar, S.; Kendall, T. M.: Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *J. Fluid Mech.* **387** (1999) pp. 353–396
- ³⁴ Adrian, R. J.; Meinhart, C. D.; Tomkins, C. D.: Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **422** (2000) pp. 1–54
- ³⁵ Carlier, J.; Stanislas, M.: Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry. *J. Fluid Mech.* **535** (2005) pp. 143–188
- ³⁶ del Alamo, J. C.; Jimenez, J.; Zandonade, P.; Moser, R. D.: Self-similar vortex clusters in the turbulent logarithmic region. *J. Fluid Mech.* **561** (2006) pp. 329–358
- ³⁷ Pamiès, M.; Garnier, E.; Merlen, A.; Sagaut, P.: Response of a spatially developing turbulent boundary layer to active control strategies in the framework of opposition control. *Phys. Fluids* **19** (2007)
- ³⁸ Dandois, J.; Garnier, E.; Sagaut, E.: Numerical simulation of active separation control by a synthetic jet. *J. Fluid Mech.* **574** (2007) pp. 25–58
- ³⁹ Dandois, J.; Garnier, E.; Sagaut, E.: Unsteady simulation of a synthetic jet in a crossflow. *AIAA J.* **44** (2006) pp. 225–238
- ⁴⁰ Larchevêque, L.; Sagaut, P.; Lê, T. H.; Comte, P.: Large-eddy simulation of a compressible flow in a three-dimensional open cavity at high Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **516** (2004) pp. 265–301
- ⁴¹ Larchevêque, L.; Sagaut, P.; Labbé, O.: Large-eddy simulation of a subsonic cavity flow including asymmetric three-dimensional effects. *J. Fluid Mech.* **577** (2007) pp. 105–126
- ⁴² Vreman, A. W.; Geurts, B.; Kuerten, H.: A priori tests of large eddy simulation of the compressible plan mixing layer. *J. Eng. Math.* **29** (1995) pp. 299–327
- ⁴³ Lenormand, E.; Sagaut, P.; Ta Phuoc, L.; Comte, P.: Subgrid-scale models for large eddy simulations of compressible wall bounded flows. *AIAA J.* **38** (2000) p. 1340
- ⁴⁴ Pechier, M.; Guillen, P.; Cayzac, R.: Magnus effect over finned projectiles. *J. Spacecraft and Rockets* **38**(4) (2001), pp. 542–549
- ⁴⁵ Mary, I.; Sagaut, P.: LES of a flow around an airfoil near stall. *AIAA J.* **40** (2002) pp. 1139–1145
- ⁴⁶ Schlichting, H.: *Boundary-Layer Theory*. Mc Graw Hill (1979)
- ⁴⁷ Härtel, C.; Kleiser, L.: Analysis and modelling of subgrid-scale motions in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **356** (1998) pp. 327–352
- ⁴⁸ Sagaut, P.; Montreuil, E.; Labbé, O.; Cambon, C.: Analysis of the near-wall behaviour of some self-adaptive subgrid-scale models in finite-differenced simulations of channel flow. *Int. J. Num. Meth. in Fluids* **40**(10) (2001) pp. 1275–1302
- ⁴⁹ Fukagata, K.; Iwamoto, K.; Kasagi, N.: Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows. *Phys. Fluids* **14** (2002) p. 73
- ⁵⁰ Jimenez, J.; Pinelli, A.: The autonomous cycle of near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **389** (1999) pp. 335–359
- ⁵¹ Burg, J. P.: Maximum Entropy Spectral Analysis. *Proc. of*

the 37th Meeting of the Society of Exploration Geophysicists (1967)

⁵² Marusic, I. ; Kunkel, G. J.: Streamwise turbulence intensity formulation for flat-plate boundary layers. *Phys. Fluids* **15** (2003) p. 2461

⁵³ Deck, S.; Weiss, P.-E.; Pamiès, M.; Garnier, E.: On the use of Stimulated Detached Eddy Simulation for spatially

developing boundary layers. in *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*, edited by Peng, S.-H.; Haase, W., Springer (2008)

⁵⁴ Morkovin, M. V.: Effects of Compressibility on Turbulent Flows. in *Mécanique de la Turbulence*, A. Favre, ed., CNRS, Paris (1962) pp. 367–380

Annexe D

Article concernant le contrôle de couche limite turbulente par contrôle en opposition en mode soufflage seul

Mathieu Pamiès, Eric Garnier, Alain Merlen et Pierre Sagaut

Response of a spatially developing turbulent boundary layer to active control strategies in the framework of opposition control

Physics of Fluids **19**, 108102 (2007)

Response of a spatially developing turbulent boundary layer to active control strategies in the framework of opposition control

Mathieu Pamiès^{a)} and Eric Garnier

Applied Aerodynamic Department, ONERA, BP 72-29, Avenue de la Division Leclerc,
F-92322 Châtillon Cédex, France

Alain Merlen

Laboratoire de Mécanique de Lille, Université des Sciences et Technologies de Lille, Cité Scientifique,
Bâtiment M3, 59655 Villeneuve d'Ascq Cédex, France

Pierre Sagaut

Institut Jean Le Rond d'Alembert, Université Pierre et Marie Curie, 4, place Jussieu,
75252 Paris Cédex 05, France

(Received 21 May 2007; accepted 6 July 2007; published online 5 October 2007)

Opposition control is a simple feedback control method which can be used to attenuate near-wall turbulence and reduce drag in wall-bounded turbulent flows [H. Choi, P. Moin, and J. Kim, *J. Fluid Mech.* **262**, 75 (1994)]. The idea is to impose blowing and suction at the wall to counteract near-wall quasistreamwise vortical structures. Unfortunately, the effectiveness of this method decreases as the Reynolds number increases [Y. Chang, S. Scott Collis, and S. Ramakrishnan, *Phys. Fluids* **14**, 4069 (2002)]. The present study proposes using a simple modification of opposition control (OC) to increase its performance at high Reynolds numbers. We demonstrate a significant improvement on drag reduction when performing a blowing-only opposition control, where the suction part of OC has been removed, on a spatially developing turbulent boundary layer at $Re_{\tau,\delta} = 960$, based on the boundary layer thickness and the friction velocity. © 2007 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2771659]

The control of wall bounded turbulence for drag reduction has been extensively studied and particularly in the case of the well known “opposition control.”¹ This simple feedback control strategy uses blowing and suction at the wall to counteract the velocity induced by near-wall turbulent vortical structures. The velocity at the wall is set to the opposite of the wall-normal velocity measured at a certain height y_{opp} . When the sensing plane ($y=y_{\text{opp}}$) is optimally located, the method succeeds in reducing the wall shear stress by 25% and in attenuating the turbulent intensities in the near-wall region. In this case, the method establishes a virtual wall, between the sensing plane and the wall, where wall-normal rms velocity is nearly zero.² Interaction between the flow and the wall is then dramatically reduced.

Physical studies have shown so far that the instantaneous wall shear stress is highly correlated with vortical structures located very close to the wall.^{3,4} More precisely, high skin friction zones correspond to sweep events (downward fluid movement) and low skin friction zones to ejection ones (upward fluid movement), both induced by the near-wall streamwise vortices. Opposition control then counteracts both ejections and sweeps, lowering at the same time the intensity of high and low skin friction zones.

Similar observations have been made by numerous papers for fixed wall transpiration strips. Among others, Park and Choi⁵ have shown that localized constant blowing at the wall could decrease skin friction. Nevertheless, high blowing

rates can significantly increase turbulent intensities and skin friction downstream of the controlled zone. On the contrary, suction attenuates turbulent intensities but dramatically increases the skin friction at the control location. We confirm numerically these conclusions in the case of an opposition-controlled boundary layer thanks to the average profile of wall-normal velocity conditioned by the sign of the skin-friction fluctuations. The results are plotted in Fig. 1. For low skin friction, the conditional wall-normal velocity at $y^+=0$ is positive, indicating that active blowing corresponds to a drag reduction. Similarly, the wall-normal velocity at the wall is negative in the high skin friction case, indicating that active suction contributes to increase the drag. This was also confirmed by Choi, Moin, and Kim,¹ who applied separately the two processes of opposition control (i.e., active blowing and active suction) and found that active blowing contributed to reduce the drag, whereas active suction had the opposite effect.

Consequently, removing the suction part of the opposition control will certainly significantly reduce the drag. The purpose of this paper is to study the response of a spatially developing turbulent boundary layer to a truncated opposition control, where only the blowing part is applied. The resulting control method will be referred to as blowing-only opposition control or BOOC hereinafter.

While opposition control kept at zero net mass flux across the wall, BOOC implies the injection of fluid into the boundary layer, which may become a candidate to separation. *A posteriori* verification shows that the amount of fluid

^{a)}Electronic mail: mathieu.pamies@onera.fr

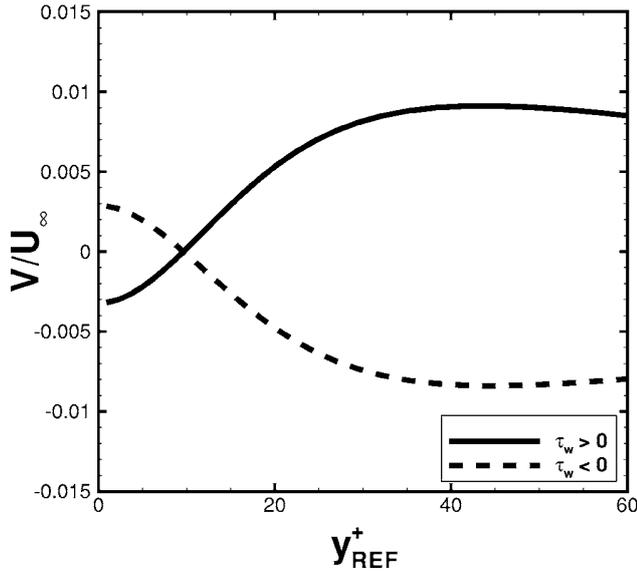


FIG. 1. Conditional average of wall normal velocity V of an opposition-controlled boundary layer. Velocity is conditionally averaged when positive (solid line) or negative (dashed line) skin friction fluctuation (τ'_w) occurs at the wall. Velocity is normalized by the free stream velocity U_∞ and wall distance y is expressed in wall units.

introduced into the flow per unit time, measured by $A = SV_w$, where V_w is the mean wall-normal velocity, averaged over the controlled surface S and the simulation time T

$$V_w = \frac{1}{ST} \int_T \int_S v dS dt$$

is about $0.0025SU_\infty \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, where U_∞ is the free stream velocity. This quantity is very small which means that no separation will occur in our case. Besides, a better indication of the effect of control is given by the ratio of momentum flux gain due to the blowing and momentum flux loss due to the shearing stress of the incoming boundary layer, defined as $\sigma = V_w L / \theta U_\infty$, where θ is the momentum thickness of the uncontrolled flow at the beginning of the control and L is the streamwise extent of the control area.⁶ For the strategy used here, σ is equal to 0.0912, close to the lowest value of 0.09 tested by Park and Choi.⁵ No separation is observed in our case which is consistent with the results reported in Ref. 5, in which a reversed flow is observed only for the highest value of $\sigma = 0.45$. Furthermore, an increase in turbulent activity above the controlled surface can be expected because BOOC injects wall-normal momentum into the boundary layer. Consequently, the control method will *a priori* resemble a constant uniform blowing strip and therefore must be compared to the latter in order to assess its interest for drag reduction purpose.

We investigate the potential of BOOC using large eddy simulation of a spatially evolving turbulent boundary layer at Mach number 0.1 and $\text{Re}_\theta \approx 3000$. The Reynolds number is based on the momentum thickness, θ , and the free stream velocity, U_∞ ($\approx 25u_\tau$). The velocity, distance, and time were nondimensionalized using wall units, where the friction velocity, $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$, is determined from the average wall

shear stress τ_w of the uncontrolled flow. Simulations were performed using a finite-volume solver for the compressible Navier-Stokes equations. LES filtering operation uses the formalism developed by Vreman⁷ and subgrid scales are modeled using the selective mixed scale model proposed by Lenormand *et al.*⁸ Time advancement was accomplished using the second-order-accurate backward scheme of Gear validated by Pechier⁹ and with a time step of $0.00126\delta_0/U_\infty$. The spatial scheme is a modified AUSM+(P) scheme, proposed by Mary and Sagaut.¹⁰ The initial boundary layer thickness δ_0 is equal to 13 mm. The size of the computational domain is $(20\delta_0 \times 4.8\delta_0 \times 2.7\delta_0)$ in the longitudinal, wall-normal, and transverse directions, respectively. Grid spacings are $\Delta x^+ = 50$, $\Delta y^+_{\min} = 1$ and $\Delta z^+ = 17$. Statistics were computed over a total time of 3000 viscous time units. The computational domain has been split along the streamwise direction into four equal blocks: the two first ones are uncontrolled and devoted to the imposition of realistic inflow boundary condition based on the rescaling method of Lund, Wu, and Squires.¹¹ The control takes place in the third block and the last domain is used to record possible relaxation effects. In order to prevent any control effect from being reintroduced at the inflow, the recycling plane of Lund's method must be placed at an upstream location sufficiently far from the control start: we chose to perform the extraction operation over $6\delta_0$, which is sufficient to prevent any interaction with the controlled region. The transpiration velocity at the wall is the positive part of the one obtained with a classical opposition control, $v_{\text{wall}} = \max(0; -v(x, y_{\text{opp}}, z))$. No slip boundary conditions were applied at the wall for the streamwise and transverse velocity components. In order to compare the method and in addition to classical OC, uniform continuous blowing (called UCB hereinafter) has also been applied at the entire controlled wall at a rate corresponding to the mean blowing rate of a BOOC simulation.

Most studies dealing with opposition control have been conducted using direct numerical simulations in channel flows. Although they have demonstrated drag reductions up to 25%, the Reynolds number of the flows lied in the range $80 < \text{Re}_\tau < 180$. Chang, Scott Collis, and Ramakrishnan¹² have performed large eddy simulations of the same case up to $\text{Re}_\tau = 720$ and found that the effectiveness of opposition control decreases as the Reynolds number increases. They also observed that the optimal sensing plane location gets closer to the wall. For the present work at $\text{Re}_{\tau, \delta_0} = u_\tau \delta_0 / \nu = 960$, an extrapolation of their results leads to $y^+_{\text{opp}} = 11.7$. Considering our spatial discretization in the normal direction, our sensing plane was chosen as the mesh plane closest to this value and is located at $y^+_{\text{opp}} = 11.5$.

Streamwise evolution of the skin friction reductions for the different control methods is represented in Fig. 2. To evaluate their effectiveness, relative reduction on drag coefficients were computed for the controlled surface ($\Delta \mathcal{D}_1$ over $0 < x/\delta_0 < 5$), the uncontrolled surface downstream of the control ($\Delta \mathcal{D}_2$ over $5 < x/\delta_0 < 10$) and both surfaces ($\Delta \mathcal{D}_{1+2}$ over $0 < x/\delta_0 < 10$). Then, in order to compare skin friction reductions with those reported in articles dealing with temporally developing flows, control has also been applied on the entire surface ($x/\delta_0 > 0$). Results for this case are plotted

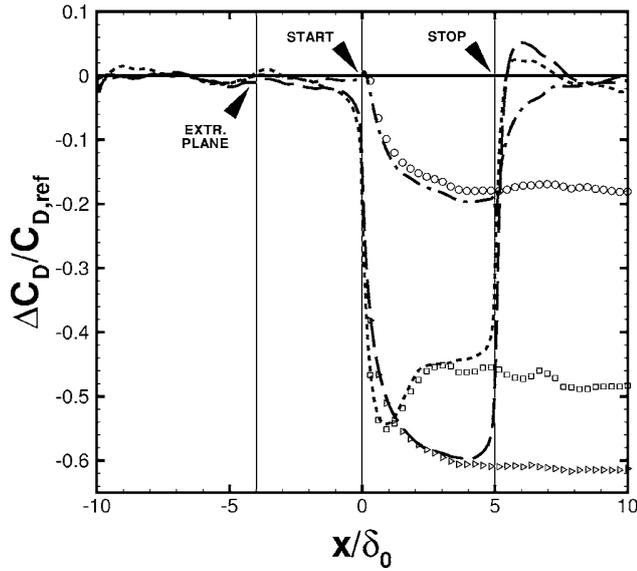


FIG. 2. Spatial evolution of the relative skin friction reduction for an opposition control (OC), a blowing-only opposition control (BOOC), and a uniform continuous blowing one (UCB). For simulations represented by lines, control starts at $x=0$ and stops at $x=5\delta_0$ for BOOC (long-dashed), OC (dashed-dotted) and UCB (dashed). For simulations represented by symbols, control is applied from $x=0$ on for BOOC (\triangleright), OC (\circ), and UCB (\square). The location of the extraction plane of Lund's method at $x=-4\delta_0$ has also been indicated.

as symbols in Fig. 2. All methods reach a stationary controlled state, where the relative drag reduction is almost constant. This value will be qualified as asymptotic and noted $\Delta\mathcal{D}_\infty$ hereinafter. Eventually, power savings ratio have been computed from Eq. (5) of Ref. 12. All values are displayed in Table I.

Classical opposition control yields 17.9% asymptotic drag reduction. This result respects the decreasing trend in the results of Chang *et al.*,¹² an extrapolation of which gives 14.7% drag reduction at $Re_{\tau,\delta_0}=960$. BOOC is much more effective than OC and gives 60.8% drag reduction, which is also more than uniform and continuous blowing at the same rate. Similar observations can be made for the power savings ratio, which are the same order of magnitude as in Ref. 12.

The response of the boundary layer to the control is inhomogeneous in the streamwise direction, along which three phases are identifiable for each profile: an adaptation region or spatial transient, a stationary region where skin friction reaches an established value (close to the asymptotic state highlighted above), and a relaxation region. For active strategies, control does not reach its maximum effectiveness just after its start. The alterations caused by the control are progressive, and the stationary regime is reached only after $4\delta_0$.

TABLE I. Relative drag reductions and power savings ratio.

Case	$\Delta\mathcal{D}_1(\%)$	$\Delta\mathcal{D}_2(\%)$	$\Delta\mathcal{D}_{1+2}(\%)$	$\Delta\mathcal{D}_\infty(\%)$	$\mathcal{P}_D/\mathcal{P}_{d }$
OC	-14.9	-2.9	-9.1	-17.9	18.4
BOOC	-53.0	0.14	-26.9	-60.8	69.9
UCB	-45.4	-0.7	-23.5	-46.9	59.4

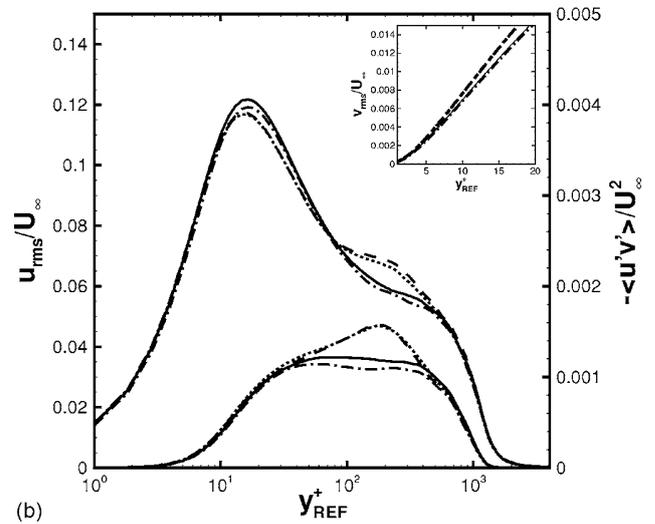
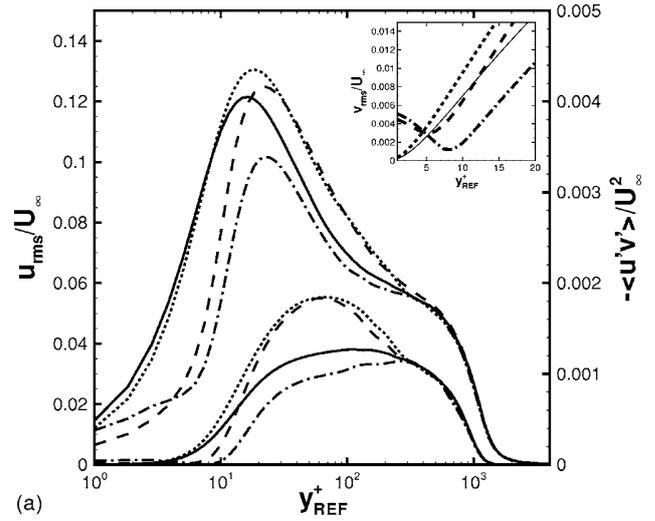


FIG. 3. Profiles of the streamwise root-mean-square velocity (top curve) and the Reynolds shear stress (bottom curve) at two different streamwise locations. The wall-normal rms velocity profile has been plotted in linear scale for the near-wall region in the upper-right corner. (See Fig. 2 caption for symbols.)

On the other hand, for UCB, maximum drag reduction occurs right after the start ($x < \delta_0$), then the control effectiveness decreases and reaches an established regime as well. Since the wall blowing in this case is constant in time and uniform, the flow gradually adapts itself to this new boundary condition, lowering at the same time the effectiveness of the control method. In the relaxation region, all strategies recover the reference drag after $2\delta_0$, indicating that none of the modifications are established in a sustainable way. Along this distance, the drag-reducing effect of opposition control persists whereas blowing strategies exhibit a small drag increase. As highlighted by Fukagata, Iwamoto, and Kasagi,¹³ this behavior of the skin friction is closely linked to the Reynolds shear stress above. Their FIK identity expresses the turbulent part of the skin friction as an integral of the Reynolds shear stress in the wall-normal direction. Thus, the streamwise evolution of skin friction is not surprising, because the alterations of the Reynolds shear stress [decrease

for opposition control and increase for blowing-only strategies, see Fig. 3(a)] above the control region evolve and propagate into the relaxation region.

The effect of the studied control strategies on turbulent activity is reported in Fig. 3. Profiles from the controlled zone show that opposition control reduces both turbulent fluctuations and Reynolds shear stress. A reduction is also recorded for BOOC but only below $y^+ = 20$. Above, BOOC as well as UCB increases the turbulent activity. Since UCB and BOOC are blowing-only strategies, this fact was predictable. As it can be seen in Fig. 3(b), these alterations are persistent in the relaxation region, and have propagated into the logarithmic layer. As pointed out earlier, these small but persisting alterations are responsible for the drag overshoot after the control has stopped. Consequently, the substantial decrease in skin friction when using BOOC or UCB cannot be achieved without a counterproductive effect due to the increase in turbulent activity. This effect is taken into account when computing the total drag reduction $\Delta\mathcal{D}_{1+2}$, which is diminished by one third for opposition control and by one half for BOOC with respect to $\Delta\mathcal{D}_1$ (see Table I). In spite of this penalty, BOOC is still more effective than OC.

Physical insights^{2,14} into opposition control drag reducing mechanisms have demonstrated the presence of the so-called virtual wall. The upper-right graph of Fig. 3(a) displays the wall-normal rms velocity profiles in the vicinity of the wall. The opposition control curve exhibits a local minimum close to zero, showing the presence of the virtual wall at $y^+ \approx 8$. As a result, sweeps and ejections do not interact with the real wall, but only with the virtual one; control succeeds in mitigating the turbulent transport in the wall-normal direction. The profile corresponding to BOOC also contains a local minimum, but which value is nonzero and which location is closer to the wall ($y^+ \approx 5$). Since BOOC is designed not to counteract the ejection events, the v_{rms} minimum in that case corresponds to a virtual wall which is only impermeable to sweeps. BOOC reduces the turbulent transport towards the wall but somehow increases the turbulent transport away from the wall.

This study has shown that an improvement of opposition control is possible at relatively high Reynolds numbers. Deep modifications on skin friction behavior can be achieved through a mechanism similar to that of the opposition con-

trol. Moreover, the choice of a spatially-developing approach has allowed us to study spatial transient processes. From a practical point of view, the adaptation distance, necessary for the control to reach its maximum efficiency, and the relaxation one, along which the flow gradually recovers its reference state, must be taken into account to calculate the performance of a strategy. Notably, an undesirable effect in the relaxation zone can dramatically diminish the efficiency of control strategies, as it is the case for BOOC. Nevertheless, BOOC is more efficient than OC even though the latter exhibits no counterproductive effect. Finally, the computational configuration shows evidence that the control is only effective on the active surface, which means that any practical application of this boundary layer control must concern the whole plate to maximize drag reduction.

¹H. Choi, P. Moin, and J. Kim, "Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows," *J. Fluid Mech.* **262**, 75 (1994).

²E. P. Hammond, T. R. Bewley, and P. Moin, "Observed mechanisms for turbulence attenuation and enhancement in opposition-controlled wall-bounded flows," *Phys. Fluids* **10**, 2421 (1998).

³P. Orlandi and J. Jimenez, "On the generation of turbulent wall friction," *Phys. Fluids* **6**, 634 (1994).

⁴A. G. Kravchenko, H. Choi, and P. Moin, "On the relation of near-wall streamwise vortices to wall skin friction in turbulent boundary layers," *Phys. Fluids A* **5**, 3307 (1993).

⁵J. Park and H. Choi, "Effects of uniform blowing or suction from a spanwise slot on a turbulent boundary layer flow," *Phys. Fluids* **11**, 3095 (1999).

⁶R. A. Antonia, Y. Zhu, and M. Sokolov, "Effect of concentrated wall suction on a turbulent boundary layer," *Phys. Fluids* **7**, 2465 (1995).

⁷A. W. Vreman, "Direct and large eddy simulation of the compressible turbulent mixing layer," Ph.D. thesis, University of Twente, Twente (1995).

⁸E. Lenormand, P. Sagaut, L. Ta Phuoc, and P. Comte, "Subgrid-scale models for large eddy simulations of compressible wall bounded flows," *AIAA J.* **38**, 1340 (2000).

⁹M. Pechier, "Prévisions numériques de l'effet Magnus pour des configurations de munitions," Ph.D. thesis, Université de Poitiers, Poitiers (1999).

¹⁰I. Mary and P. Sagaut, "LES of a flow around an airfoil near stall," *AIAA J.* **40**, 1139 (2002).

¹¹T. S. Lund, X. Wu, and K. D. Squires, "Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations," *J. Comp. Physiol.* **140**, 233 (1998).

¹²Y. Chang, S. Scott Collis, and S. Ramakrishnan, "Viscous effects in control of near-wall turbulence," *Phys. Fluids* **14**, 4069 (2002).

¹³K. Fukagata, K. Iwamoto, and N. Kasagi, "Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows," *Phys. Fluids* **14**, 73 (2002).

¹⁴S. Kang and H. Choi, "Active wall motions for skin-friction drag reduction," *Phys. Fluids* **12**, 3301 (2000).

Bibliographie

- [1] ABE, H., KAWAMURA, H. & CHOI, H. (2004). Very large-scale structures and their effects on the wall shear-stress fluctuations in a turbulent channel flow up to $Re_\tau = 640$. *J. Fluid Eng.* **126**, 835.
- [2] ADRIAN, R.J., MEINHART, C.D. & TOMKINS, C.D. (2000). Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **422**, 1–54.
- [3] ALFANO, D. (2002). *Simulation du contrôle actif à micro-échelle de couches limites turbulentes*. Master's thesis, Université de Poitiers.
- [4] ANTONIA, R.A., FULACHIER, L., KRISHNAMOORTHY, L.V., BENABID, T. & ANSELMET, F. (1988). Influence of wall suction on the organized motion in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **190**, 217–240.
- [5] ANTONIA, R.A., ZHU, Y. & SOKOLOV, M. (1995). Effect of concentrated wall suction on a turbulent boundary layer. *Phys. Fluids* **7** (10), 2465.
- [6] BARDINA, J., FERZIGER, J.H. & REYNOLDS, W.C. (1980). Improved subgrid scale models for large-eddy simulation, *AIAA Paper 80-1357*. In *13th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, Snowmass Village, CO.
- [7] BATTEN, P., GOLDBERG, U. & CHAKRAVARTHY, S. (2004). Interfacing statistical turbulence closures with large-eddy simulation. *AIAA J.* **42** (3), 485.
- [8] BERGER, T.W., KIM, J., LEE, C. & LIM, J. (2000). Turbulent boundary layer utilizing the lorentz force. *Phys. Fluids* **12** (3), 631.
- [9] BERNARD, P.S., THOMAS, J.M. & HANDLER, R.A. (1993). Vortex dynamics and the production of reynolds stress. *J. Fluid Mech.* **253**, 358–419.
- [10] BEWLEY, T.R. (2001). Flow control : new challenges for a new renaissance. *Prog. Aer. Sci.* **37**, 21–58.
- [11] BEWLEY, T.R. & PROTAS, B. (2004). Skin friction and pressure : the "footprints" of turbulence. *Physica D* **196** (1–2), 28–44.
- [12] BEWLEY, T.R., MOIN, P. & TEMAM, R. (1997). Optimal and robust approaches for linear and nonlinear regulation problems in fluid mechanics, *AIAA Paper 97-1872*. In *4th AIAA Shear Flow Control Conference*, Snowmass Village, CO.
- [13] BEWLEY, T.R., MOIN, P. & TEMAM, R. (2001). DNS-based predictive control of turbulence : an optimal benchmark for feedback algorithms. *J. Fluid Mech.* **447**, 179–225.

- [14] BLACKWELDER, R.F. & ECKELMAN, H. (1979). Streamwise vortices associated with bursting phenomenon. *J. Fluid Mech.* **94**, 577–594.
- [15] BLACKWELDER, R.F. & KAPLAN, R.E. (1976). On the wall structure of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **76**, 89–112.
- [16] BREUER, K.S., PARK, J. & HENOCH, C. (2004). Actuation and control of a turbulent channel flow using lorentz forces. *Phys. Fluids* **16** (4), 897.
- [17] BROOKE, J.W. & HANRATTY, T.J. (1993). Origin of turbulence-producing eddies in a channel flow. *Phys. Fluids A* **5** (4), 1011–1022.
- [18] CAMUSSI, R. & DI FELICE, F. (2006). Statistical properties of vortical structures with spanwise vorticity in zero pressure gradient turbulent boundary layers. *Phys. Fluids* **18**, 035108.
- [19] CARLIER, J. & STANISLAS, M. (2005). Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry. *J. Fluid Mech.* **535**, 143–188.
- [20] CARLSON, H.A. & LUMLEY, J.L. (1996). Active control in the turbulent wall layer of a minimal flow unit. *J. Fluid Mech.* **329**, 341–371.
- [21] CARLSON, H.A. & LUMLEY, J.L. (1996). Flow over an obstacle emerging from the wall of a channel. *AIAA J.* **34** (5), 924.
- [22] CHANG, Y., SCOTT COLLIS, S. & RAMAKRISHNAN, S. (2002). Viscous effects in control of near-wall turbulence. *Phys. Fluids* **14** (11), 4069.
- [23] CHASSAING, P. (2000). *Turbulence en mécanique des fluides*. Cépaduès.
- [24] CHOI, H. & MOIN, P. (1994). Effects of the computational time step on numerical solutions of turbulent flow. *J. Comp. Phys.* **113** (1), 1–4.
- [25] CHOI, H., MOIN, P. & KIM, J. (1993). Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets. *J. Fluid Mech.* **255**, 503–539.
- [26] CHOI, H., MOIN, P. & KIM, J. (1994). Active turbulence control for drag-reduction in wall-bounded flows. *J. Fluid Mech.* **262**, 75–110.
- [27] CHOI, J.I. & SUNG, H.J. (2002). Assessment of suboptimal control for drag reduction in turbulent channel flow. *J. Turb.* **3** (001).
- [28] CHOI, J.I., XU, C.X. & SUNG, H.J. (2002). Drag reduction by spanwise wall oscillation in wall-bounded turbulent flows. *AIAA J.* **40** (5), 842.
- [29] CHOI, K.S. (1989). Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets. *J. Fluid Mech.* **208**, 417–458.
- [30] CHOI, K.S. (2000). European drag-reduction research – recent developments and current status. *Fluid Dyn. Res.* **26**, 325–335.
- [31] CHOI, K.S. (2002). Near-wall structure of turbulent boundary layer with spanwise-wall oscillation. *Phys. Fluids* **14** (7), 2530.

- [32] CHOI, K.S. & GRAHAM, M. (1998). Drag reduction of turbulent pipe flows by circular-wall oscillation. *Phys. Fluids* **10** (1), 7.
- [33] CHOI, K.S., DEBISSCHOP, J.R. & CLAYTON, B.R. (1998). Turbulent boundary layer control by means of spanwise-wall oscillation. *AIAA J.* **36** (7), 1157.
- [34] CHRISTENSEN, K.T. & ADRIAN, R.J. (2001). Statistical evidence of hairpin vortex packets in wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **431**, 433–443.
- [35] CHUNG, Y.M. & SUNG, H.J. (2001). Initial relaxation of spatially evolving turbulent channel flow with blowing and suction. *AIAA J.* **39** (11), 2091.
- [36] CHUNG, Y.M., SUNG, H.J. & KROGSTAD, P.A. (2002). Modulation of near-wall turbulence structure with wall blowing and suction. *AIAA J.* **40** (8), 1529.
- [37] COAKLEY, T.J. (1983). Implicit upwind methods for the compressible Navier-Stokes equations. *AIAA J.* **23** (2), 374–386.
- [38] CORINO, E.R. & BRODKEY, R.S. (1969). A visual investigation of the wall region in turbulent flow. *J. Fluid Mech.* **37**, 1–30.
- [39] COUSTEIX, J. (1989). *Turbulence et couche limite*. Cépadués.
- [40] COUSTOLS, E. (2001). Effet des parois rainurées ("riblets") sur la structure d'une couche limite turbulente. *Mec. Ind.* **2**, 421–434.
- [41] COUSTOLS, E. & COUSTEIX, J. (1994). Performances of riblets in the supersonic regime. *AIAA J.* **32** (2), 431–433.
- [42] DANDOIS, J. (2007). *Contrôle des décollements par jet synthétique*. Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI).
- [43] DAUDE, F. (2007). *Méthode d'intégration temporelle implicite pour la simulation des grandes échelles. Application à la réduction du bruit de cavité*. Ph.D. thesis, Université de Poitiers.
- [44] DAVID, E. (1993). *Modélisation des écoulements compressibles et hypersoniques*. Ph.D. thesis, INPG, Grenoble.
- [45] DAVIES, C. & CARPENTER, P.W. (1997). Instabilities in a plane channel flow between compliant walls. *J. Fluid Mech.* **352**, 205–243.
- [46] DEAN, R.B. (1978). Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow. *Trans. J. Fluids Eng.* **100**.
- [47] DEARDOFF, J.W. (1970). A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **41**, 453–465.
- [48] DECK, S. (2002). *Simulation numérique des charges latérales instationnaires sur des configurations de lanceur*. Ph.D. thesis, Université d'Orléans.
- [49] DECK, S. & THORIGNY, P. (2007). Unsteadiness of an axisymmetric separating-reattaching flow : Numerical investigation. *Phys. Fluids* **19**, 065103.

- [50] DECK, S., WEISS, P.E., PAMIÈS, M. & GARNIER, E. (2008). On the use of stimulated detached eddy simulation for spatially developing boundary layers. In S.H. Peng & W. Haase, eds., *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*, Springer.
- [51] DEGRAFF, D.B. & EATON, J.K. (2000). Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **422**, 319–346.
- [52] DEL ÀLAMO, J.C., JIMÉNEZ, J., ZANDONADE, P. & MOSER, R.D. (2006). Self-similar vortex clusters in the turbulent logarithmic region. *J. Fluid Mech.* **561**, 329–358.
- [53] DHANAK, M.R. & SI, C. (1999). On reduction of turbulent wall friction through spanwise wall oscillations. *J. Fluid Mech.* **383**, 175–195.
- [54] DI MARE, L., KLEIN, M., JONES, W.P. & JANICKA, J. (2006). Synthetic turbulence inflow conditions for large-eddy simulation. *Phys. Fluids* **18**, 025107.
- [55] DIEZ, F.J. & DAHM, W.J.A. (2003). Electrokinetic microactuator arrays and system architecture for active sublayer control of turbulent boundary layers. *AIAA J.* **41** (10), 1906.
- [56] DU, Y., SYMEONIDIS, V. & KARNIADAKIS, G.E. (2002). Drag reduction in wall-bounded turbulence via a transverse travelling wave. *J. Fluid Mech.* **457**, 1–34.
- [57] DUGGLEBY, A., BALL, K.S. & PAUL, M.R. (2007). The effect of spanwise wall oscillation on turbulent pipe flow structures resulting in drag reduction. *Phys. Fluids* **19**, 125107.
- [58] EDWARDS, J.R. & LIOU, M.S. (1998). Low-diffusion flux-splitting methods for flows at all speeds. *AIAA J.* **36** (9), 1610–1617.
- [59] ENDO, T. & KASAGI, N. (2001). Turbulence control in low-to-moderate reynolds number flows. In *2nd Int. Symp. on Smart Control of Turbulence*, Tokyo.
- [60] ENDO, T., KASAGI, N. & SUZUKI, Y. (2000). Feedback control of wall turbulence with wall deformation. *Int. J. Heat Fluid Flow* **21** (5), 568–575.
- [61] ERLEBACHER, G., HUSSAINI, M.Y., SPEZIALE, C.G. & ZANG, T.A. (1992). Toward the large eddy simulation of compressible turbulent flows. *J. Fluid Mech.* **238**, 155–185.
- [62] FAVRE, A., KOSVAZNAY, L.S.G., DUMAS, R., GAVIGLIO, J. & COANTIC, M. (1976). *La turbulence en mécanique des fluides*. CNRS, Paris.
- [63] FERRANTE, A. & ELGHOBASHI, S.E. (2004). A robust method for generating inflow conditions for direct simulations of spatially-developing turbulent boundary layers. *J. Comp. Phys.* **198**, 372–387.
- [64] FOURGUETTE, D., MODARRESS, D., WILSON, D., KOOCHESFAHANI, M. & GHARIB, M. (2003). An optical mems-based shear stress sensor for high reynolds number applications, *AIAA Paper 2003-742*. In *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV.
- [65] FROHNAPFEL, B., JOVANOVIĆ, J. & DELGADO, A. (2007). Experimental investigations of turbulent drag reduction by surface-embedded grooves. *J. Fluid Mech.* **590**, 107–116.

- [66] FROHNAPFEL, B., LAMMERS, P., JOVANOVIĆ, J. & DURST, F. (2007). Interpretation of the mechanism associated with turbulent drag reduction in terms of anisotropy invariants. *J. Fluid Mech.* **577**, 457–466.
- [67] FUKAGATA, K. & KASAGI, N. (2004). Feedback control of near-wall reynolds shear stress in wall-turbulence. In *AFI/TFI*, 346–351, Sendai, Japan.
- [68] FUKAGATA, K. & KASAGI, N. (2004). Suboptimal control for grad reduction via suppression of near-wall reynolds shear stress. *Int. J. Heat Fluid Flow* **25** (3), 341–350.
- [69] FUKAGATA, K., IWAMOTO, K. & KASAGI, N. (2002). Contribution of reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows. *Phys. Fluids* **14** (11), L73.
- [70] GAD-EL-HAK, M. (2000). *Flow Control : Passive, Active, and Reactive Flow Management*. Cambridge University Press, London, United Kingdom.
- [71] GAD-EL-HAK, M. & BLACKWELDER, R.F. (1987). A drag reduction method for turbulent boundary layers, *AIAA Paper 87-0358*. In *25th Aerospace Sciences Meeting*, Reno, Nevada.
- [72] GAD-EL-HAK, M. & BLACKWELDER, R.F. (1988). Selective suction for controlling bursting events in a boundary layer. *AIAA J.* **27** (3), 308.
- [73] GANAPATHISUBRAMANI, B., LONGMIRE, E.K. & MARUSIC, I. (2006). Experimental investigation of vortex properties in a turbulent boundary layer. *Phys. Fluids* **18**, 055105.
- [74] GAND, F. (2009). *Analyse et prédiction des décollements de coin par des méthodes RANS/LES*. Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI).
- [75] GARNIER, E. (2000). *Simulation des grandes échelles en régime transsonique*. Ph.D. thesis, Université de Paris XI.
- [76] GEAR, C.W. (1971). Algorithm 407-difsub for the solution of ordinary differential equations. *Commun. ACM* **14** (3), 185–190.
- [77] GHOSAL, S. & MOIN, P. (1995). The basic equations for the large-eddy simulation of turbulent flows in complex geometry. *J. Comp. Phys.* **118** (1), 24–37.
- [78] GIBSON, A.N., CHERNORAY, V.G., LÖFDAHL, L., HAASL, S. & STEMME, G. (2004). Time-resolved wall shear stress measurements using MEMS. In *XXI ICTAM*, Warsaw, Poland.
- [79] GUILLEN, P. & DORMIEUX, M. (1989). Design of a 3d multi-domain euler code. In *International Seminar of Supercomputing*, Boston, USA.
- [80] HADDAD, M., LABRAGA, L. & KEIRSBULCK, L. (2006). Turbulence structures downstream of a localized injection in a fully developed channel flow. *J. Fluid Eng.* **128**, 611.
- [81] HAMILTON, J.M., KIM, J. & WALEFFE, F. (1995). Regeneration mechanisms of near-wall turbulence structures. *J. Fluid Mech.* **287**, 317.
- [82] HAMMOND, E.P., BEWLEY, T.R. & MOIN, P. (1998). Observed mechanisms for turbulence attenuation and enhancement in opposition-controlled wall-bounded flows. *Phys. Fluids* **10** (9), 2421.

- [83] HEAD, M.R. & BANDYOPHADHYAY, P. (1981). New aspects of turbulent boundary layer structure. *J. Fluid Mech.* **107**, 297–338.
- [84] HO, C.M. & TAI, Y.C. (1998). Micro-electro-mechanical-systems (MEMS) and fluid flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **30**, 579–612.
- [85] HU, Z.W., MORFEY, C.L. & SANDHAM, N.D. (2006). Wall pressure and shear stress spectra from direct simulations of channel flow. *AIAA J.* **44** (7), 1541.
- [86] HUTCHINS, N. & MARUSIC, I. (2007). Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.* **579**, 1–28.
- [87] HWANG, D. (2004). Review of research into the concept of the microblowing technique for turbulent skin friction reduction. *Prog. Aer. Sci.* **40**, 559–575.
- [88] ITOH, M., TAMANO, S., YOKOTA, K. & TANIGUCHI, S. (2006). Drag reduction in a turbulent boundary layer on a flexible sheet undergoing a spanwise traveling wave motion. *J. Turb.* **7** (27).
- [89] IUSO, G., DI CICCIA, G.M., ONORATO, M., SPAZZINI, P.G. & MALVANO, R. (2003). Velocity streak structure modifications induced by flow manipulation. *Phys. Fluids* **15** (9), 2602.
- [90] IWAMOTO, K., FUKAGATA, K., KASAGI, N. & SUZUKI, Y. (2005). Friction drag reduction achievable by near-wall turbulence manipulation at high reynolds numbers. *Phys. Fluids* **17**, 011702.
- [91] JACOBSON, S.A. & REYNOLDS, W.C. (1998). Active control of streamwise vortices and streaks in boundary layers. *J. Fluid Mech.* **360**, 179–211.
- [92] JAMESON, A. & TURKEL, E. (1981). Implicit schemes and lu decomposition. *Math. Comp.* **37** (156), 385–397.
- [93] JARRIN, N., BENHAMADOUCHE, S., LAURENCE, D. & PROSSER, R. (2006). A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *Int. J. Heat Fluid Flow* **27** (4), 585–593.
- [94] JEONG, J., HUSSAIN, F., SCHOPPA, W. & KIM, J. (1997). Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **332**, 185–214.
- [95] JIMENEZ, J. & MOIN, P. (1991). The minimal flow unit in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **225**, 213.
- [96] JIMÉNEZ, J. & PINELLI, A. (1999). The autonomous cycle of near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **389**, 335–359.
- [97] JUKES, T.N., CHOI, K.S., JOHNSON, G.A. & SCOTT, S.J. (2004). Turbulent boundary-layer control for drag reduction using surface plasma, *AIAA Paper 2004-2216*. In *2nd Flow Control Conference*, Portland, Oregon.
- [98] JUKES, T.N., CHOI, K.S., JOHNSON, G.A. & SCOTT, S.J. (2006). Turbulent drag reduction by surface plasma through spanwise flow oscillation, *AIAA Paper 2006-3693*. In *3rd Flow Control Conference*, San Fransisco, CA.

- [99] JUNG, W.J., MANGIAVACCHI, N. & AKHAVAN, R. (1992). Suppression of turbulence in wall-bounded flows by high-frequency spanwise oscillations. *Phys. Fluids A* **4** (8), 1605.
- [100] KANG, S. & CHOI, H. (2000). Active wall motions for skin-friction drag reduction. *Phys. Fluids* **12** (12), 3301.
- [101] KAWAMURA, H., ABE, H. & MATSUO, Y. (2004). Very large-scale structures observed in DNS of turbulent channel flow with passive scalar transport. In *15th Australasian Fluid Mechanics Conference*.
- [102] KEATING, A., PIOMELLI, U., BALARAS, E. & KALTENBACH, H.J. (2004). A priori and a posteriori tests of inflow conditions for large-eddy simulation. *Phys. Fluids* **16** (12), 4696.
- [103] KEEFE, L. (1993). Drag reduction in channel flow using nonlinear control, *AIAA Paper 1993-3279*. In *Shear Flow Conference*, Orlando, Florida.
- [104] KELLOGG, S. (2000). *Immersed boundary methods with applications to flow control*. Master's thesis, Rice University, Houston Texas.
- [105] KERHO, M. (2002). Active reduction of skin friction drag using low-speed streak control, *AIAA Paper 2002-0271*. In *40th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, Nevada.
- [106] KERHO, M., HEID, J. & KRAMER, B. (2000). Active drag reduction using selective low rate suction, *AIAA Paper 2000-4018*. In *18th Applied Aerodynamics Conference*, Denver, Colorado.
- [107] KIM, H.T., KLINE, S.J. & REYNOLDS, W.C. (1971). The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **50**, 133–160.
- [108] KIM, J. (2003). Control of turbulent boundary layers. *Phys. Fluids* **15** (5), 1093.
- [109] KIM, J., MOIN, P. & MOSER, R.D. (1987). Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. *J. Fluid Mech.* **177**, 133.
- [110] KIM, K. & SUNG, H.J. (2001). Assessment of local blowing and suction in a turbulent boundary layer. In *14th Australasian Fluid Mechanics Conference*, Adelaide University, Adelaide, Australia.
- [111] KIM, K. & SUNG, H.J. (2006). Effects of unsteady blowing through a spanwise slot on a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **557**, 423–450.
- [112] KLEIN, M., SADIKI, A. & JANICKA, J. (2003). A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations. *J. Comp. Phys.* **186**, 652–665.
- [113] KLINE, S.J., REYNOLDS, W.C., SCHRAUB, F.A. & RUNSTADLER, P.W. (1967). The structure of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.* **30**, 741–773.
- [114] KOUMOUTSAKOS, P. (1997). Active control of vortex-wall interactions. *Phys. Fluids* **9** (12), 3808.
- [115] KOUMOUTSAKOS, P. (1999). Vorticity flux control for a turbulent channel flow. *Phys. Fluids* **11** (2), 248.

- [116] KRAICHNAN, R. (1970). Diffusion by a random velocity field. *Phys. Fluids* **13** (1), 22.
- [117] KRAVCHENKO, A.G., CHOI, H. & MOIN, P. (1993). On the relation of near-wall stream-wise vortices to wall skin friction in turbulent boundary layers. *Phys. Fluids A* **5** (12), 3307.
- [118] KROGSTAD, P.A. & KOURAKINE, A. (2000). Some effects of localized injection on the turbulence structure in a boundary layer. *Phys. Fluids* **12** (11), 2990.
- [119] KUNKEL, G.J. & MARUSIC, I. (2006). Study of the near-wall-turbulent region of the high-reynolds-number boundary layer using an atmospheric flow. *J. Fluid Mech.* **548**, 375–402.
- [120] LAADHARI, F., SKANDAJI, L. & MOREL, R. (1994). Turbulence reduction in a boundary layer by a local spanwise oscillating surface. *Phys. Fluids* **6** (10), 3218.
- [121] LE, A.T., COLEMAN, G.N. & KIM, J. (2000). Near-wall turbulence structures in three-dimensional boundary layers. *Int. J. Heat Fluid Flow* **21** (5), 480–488.
- [122] LE, H., MOIN, P. & KIM, J. (1997). Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *J. Fluid Mech.* **330**, 349–374.
- [123] LEE, C., KIM, J., BABCOCK, D. & GOODMAN, R. (1997). Application of neural networks to turbulence control for drag reduction. *Phys. Fluids* **9** (6), 1740.
- [124] LEE, C., KIM, J. & CHOI, H. (1998). Suboptimal control of turbulent channel flow for drag reduction. *J. Fluid Mech.* **358**, 245–258.
- [125] LEE, C.Y. & GOLDSTEIN, D.B. (2002). Simulation of MEMS suction and blowing for turbulent boundary layer control, *AIAA Paper 2002-2831*. In *1st Flow Control Conference*, St. Louis, Missouri.
- [126] LEE, S. (1992). Large-eddy simulation of shock turbulence interaction. In *CTR Annual Research Briefs*, 73–84, Stanford.
- [127] LEE, S., LELE, S.K. & MOIN, P. (1992). Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of Taylor’s hypothesis in compressible flow. *Phys. Fluids A* **4** (7), 1521.
- [128] LEMAITRE-AUGER, P., GLUCK, S., BUCCI, D., CARTELLIER, A. & BENECH, P. (2005). Focusing intergated mirrors realized by silver ion-exchange : application to laser Doppler velocimeter with ultra-high spatial resolution. In *IX Proceedings on Integrated Optics : Devices, Materials and Technologies*, 13–24, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE).
- [129] LENORMAND, E., SAGAUT, P., TA PHUOC, L. & COMTE, P. (2000). Subgrid-scale models for large-eddy simulation of compressible wall bounded flows. *AIAA J.* **38** (8), 1340–1350.
- [130] LESIEUR, M., COMTE, P. & FAVRE, P. (2001). Filtering and macro-temperature in large-eddy simulations of compressible turbulence. *C. R. Acad. Sci.* **329** (IIb), 363–368.
- [131] LIOU, M.S. (1996). A sequel to AUSM : AUSM+. *J. Comp. Phys.* **129**, 364–382.

- [132] LIU, K. & PLETCHER, R.H. (2006). Inflow conditions for the large eddy simulation of turbulent boundary layers : A dynamic recycling procedure. *J. Comp. Phys.* **219**, 1–6.
- [133] LOCKERBY, D.A., CARPENTER, P.W. & DAVIES, C. (2005). Control of sublayer streaks using microjet actuators. *AIAA J.* **43** (9), 1878.
- [134] LÖFDAHL, L. & GAD-EL-HAK, M. (1999). MEMS applications in turbulence and flow control. *Prog. Aer. Sci.* **35**, 101–203.
- [135] LORANG, L.V., PODVIN, B. & LE QUÉRÉ, P. (2008). Application of compact neural network for drag reduction in a turbulent channel flow at low reynolds numbers. *Phys. Fluids* **20** (4), 045104.
- [136] LU, S.S. & WILLMARTH, W.W. (1973). Measurements of the structure of the reynolds stress in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **60**, 481–511.
- [137] LUMLEY, J.L. & NEWMAN, G.R. (1977). The return to isotropy of homogeneous turbulence. *J. Fluid Mech.* **82**, 161–178.
- [138] LUND, T.S., WU, X. & SQUIRES, K.D. (1998). Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *J. Comp. Phys.* **140**, 233–258.
- [139] MARUSIC, I., UDDIN, A.K.M. & PERRY, A.E. (1997). Similarity law for the streamwise turbulence intensity in zero-pressure gradient turbulent boundary-layers. *Phys. Fluids* **9** (12), 3718.
- [140] MARY, I. (1999). *Méthode de Newton approchée pour le calcul d'écoulements instationnaires comportant des zones à très faible nombre de Mach*. Ph.D. thesis, Université de Paris Sud.
- [141] MARY, I. & SAGAUT, P. (2002). Large eddy simulation of flow around an airfoil near stall. *AIAA J.* **40** (6), 1139.
- [142] MATHEY, F., COKLJAT, D., BERTOGLIO, J.P. & SERGENT, E. (2006). Assessment of the vortex method for large eddy simulation inlet conditions. *Prog. CFD* **6**, 58.
- [143] MIN, T., KANG, S.M., SPEYER, J.L. & KIM, J. (2006). Sustained sub-laminar drag in a fully developed channel flow. *J. Fluid Mech.* **558**, 309–318.
- [144] MORIMOTO, K., IWAMOTO, K., SUZUKI, Y. & KASAGI, N. (2002). Genetic algorithm-based optimization of feedback control scheme for wall turbulence. In *3rd Symp. on Smart Control of Turbulence*, Tokyo, Japan.
- [145] MORKOVIN, M.V. (1962). Effects of compressibility on turbulent flows. In A. Favre, ed., *Mécanique de la Turbulence*, 367–380, CNRS, Paris.
- [146] MORRISON, J. & BONNET, J.P. (2006). Introduction. In J.F. Morrison, D.M. Birch & P. Lavoie, eds., *Proceedings of the IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS held at the Royal Geographical Society, hosted by Imperial College, London, England*, xi–xiv, Springer.
- [147] MYOSE, R.Y. & BLACKWELDER, R.F. (1995). Control of streamwise vortices using selective suction. *AIAA J.* **33** (6), 1076.

- [148] NIKITIN, N. (2007). Spatial periodicity of spatially evolving turbulent flow caused by inflow boundary condition. *Phys. Fluids* **19** (9), 091703.
- [149] ORLANDI, P. & JIMENEZ, J. (1994). On the generation of turbulent wall friction. *Phys. Fluids* **6** (2), 634.
- [150] OYEWOLA, O., DJENIDI, L., BURATTINI, P. & ANTONIA, R. (2004). Effect of localised wall suction on the small-scale motion in a turbulent boundary layer. In *15th Australasian Fluid Mechanics Conference*, The University of Sydney, Sydney, Australia.
- [151] PAMIÈS, M., GARNIER, E., MERLEN, A. & SAGAUT, P. (2006). An improvement of opposition control at high Reynolds numbers. In J.F. Morrison, D.M. Birch & P. Lavoie, eds., *Proceedings of the IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS held at the Royal Geographical Society, hosted by Imperial College, London, England*, 243–249, Springer.
- [152] PAMIÈS, M., GARNIER, E., MERLEN, A. & SAGAUT, P. (2007). Response of a spatially developing turbulent boundary layer to active control strategies in the framework of opposition control. *Phys. Fluids* **19** (10), 108102.
- [153] PAMIÈS, M., WEISS, P.E., GARNIER, E., DECK, S. & SAGAUT, P. (2008). Generation of synthetic turbulent inflow data for large-eddy simulation of spatially-evolving wall-bounded flows. *submitted to Phys. Fluids*.
- [154] PAMIÈS, M., GARNIER, E., MERLEN, A. & SAGAUT, P. (2009). Active flow control in a spatially-developing turbulent boundary layer with distributed actuators. *In preparation*.
- [155] PANG, J., CHOI, K.S., AEOSOPOPOS, A. & YOSHIDA, H. (2004). Control of near-wall turbulence for drag reduction by spanwise oscillating lorentz force, *AIAA Paper 2004-2217*. In *2nd Flow Control Conference*, Portland, Oregon.
- [156] PANTON, R.L. (2001). Overview of the self-sustaining mechanisms of wall turbulence. *Prog. Aer. Sci.* **37**, 341–383.
- [157] PARK, J. & CHOI, H. (1999). Effects of uniform blowing or suction from a spanwise slot on a turbulent boundary layer flow. *Phys. Fluids* **11** (10), 3095.
- [158] PECHIER, M. (1999). *Prévisions numériques de l'effet Magnus pour des configurations de munitions*. Ph.D. thesis, Université de Poitiers.
- [159] PEET, Y., SAGAUT, P. & CHARRON, Y. (2008). Turbulent drag reduction using sinusoidal riblets with triangular cross-section, *AIAA Paper 2008-3745*. In *38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, Seattle, WA.
- [160] POLLARD, A. (1997). Passive and active control of near-wall turbulence. *Prog. Aer. Sci.* **33**, 689–708.
- [161] QUADRIO, M. & LUCHINI, P. (2003). Integral space-time scales in turbulent wall flows. *Phys. Fluids* **15** (8), 2219.
- [162] QUADRIO, M. & RICCO, P. (2004). Critical assessment of turbulent drag reduction through spanwise wall oscillations. *J. Fluid Mech.* **521**, 251–271.
- [163] QUADRIO, M. & SIBILLA, S. (2000). Numerical simulation of turbulent flow in a pipe oscillating around its axis. *J. Fluid Mech.* **424**, 217.

- [164] QUADRIO, M., FLORYAN, J.M. & LUCHINI, P. (2007). Effect of streamwise-periodic wall transpiration on turbulent friction drag. *J. Fluid Mech.* **576**, 425–444.
- [165] RATHNASINGHAM, R. (1997). *System Identification and Active Control of a Turbulent Boundary Layer*. Ph.D. thesis, M.I.T. Fluid Dynamics Research Laboratory.
- [166] RATHNASINGHAM, R. & BREUER, K.S. (1997). System identification and active control of a turbulent boundary layer, *AIAA Paper 97-1793*. In *28th Fluid Dynamics Conference*, Snowmass Village, CO.
- [167] RATHNASINGHAM, R. & BREUER, K.S. (1997). System identification and active control of a turbulent boundary layer. *Phys. Fluids* **9** (7), 1867.
- [168] RATHNASINGHAM, R. & BREUER, K.S. (2003). Active control of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.* **495**, 209–233.
- [169] REBBECK, H. & CHOI, K.S. (2001). Opposition control of near-wall turbulence with a piston-type actuator. *Phys. Fluids* **13** (8), 2142.
- [170] REBBECK, H. & CHOI, K.S. (2006). A wind-tunnel experiment on real-time opposition control of turbulence. *Phys. Fluids* **18** (3), 035103.
- [171] ROBINSON, S.K. (1991). Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23**, 601–639.
- [172] RUEDI, J.D., NAGIB, H., ÖSTERLUND, J. & MONKEWITZ, P. (2004). Unsteady wall-shear measurements in turbulent boundary layers using MEMS. *Exp. Fluids* **36** (3), 393–398.
- [173] SAGAUT, P. (1995). *Simulations numériques d'écoulements décollés avec des modèles de sous-maille*. Ph.D. thesis, Université Paris VI.
- [174] SAGAUT, P. (2003). *Large-eddy simulation for incompressible flows - An introduction*. Scientific Computation, Springer-Verlag, Berlin, 2nd edn.
- [175] SAGAUT, P. & TROFF, B. (1997). Subgrid-scale improvement for non-homogeneous flows. In *First AFOSR International Conference on DNS and LES*, Ruston, USA.
- [176] SAGAUT, P., GARNIER, E., TROMEUR, E., LARCHEVÊQUE, L. & LABOURASSE, E. (2004). Turbulent inflow conditions for large-eddy simulation of compressible wall-bounded flows. *AIAA J.* **42** (3), 469.
- [177] SANDHAM, N.D., YAO, Y.F. & LAWAL, A.A. (2003). Large-eddy simulation of transonic turbulent flow over a bump. *Int. J. Heat Fluid Flow* **24** (4), 584–595.
- [178] SCHLICHTING, H. (1979). *Boundary-Layer Theory*. Mc Graw Hill.
- [179] SCHLÜTER, J.U., PITSCH, H. & MOIN, P. (2004). LES inflow conditions for coupling with Reynolds averaged flow solvers. *AIAA J.* **42** (3), 478.
- [180] SCHOPPA, W. & HUSSAIN, F. (2002). Coherent structure generation in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **453**, 57–108.

- [181] SEGAWA, T., KAWAGUCHI, Y., KIKUSHIMA, Y. & YOSHIDA, H. (2002). Active control of streak structures in wall turbulence using an actuator array producing inclined wavy disturbances. *J. Turb.* **3** (015).
- [182] SHEN, L., ZHANG, X., YUE, D.K.P. & TRIANTAFYLLOU, M.S. (2003). Turbulent flow over a flexible wall undergoing a streamwise travelling wave motion. *J. Fluid Mech.* **484**, 197–221.
- [183] SMIRNOV, A., SHI, S. & CELIK, I. (2001). Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling. *J. Fluid Eng.* **123**, 359.
- [184] SPALART, P., STRELETS, M. & TRAVIN, A. (2006). Direct numerical simulation of large-eddy-break-up devices in a boundary layer. *Int. J. Heat Fluid Flow* **27** (5), 902–910.
- [185] SPALART, P.R. (1986). Numerical study of sink-flow boundary layers. *J. Fluid Mech.* **172**, 307.
- [186] SPALART, P.R. (1988). Direct numerical simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta = 1410$. *J. Fluid Mech.* **187**, 61.
- [187] SPALART, P.R. & COLEMAN, G.N. (1997). Numerical study of a separation bubble with heat transfer. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **16** (2), 169–189.
- [188] SPILLE-KOHOFF, A. & KALTENBACH, H.J. (2001). Generation of turbulent inflow data with a prescribed shear-stress profile. In *3rd AFSOR Conference on DNS and LES*.
- [189] SUMITANI, Y. & KASAGI, N. (1995). Direct numerical simulation of turbulent transport with uniform wall injection and suction. *AIAA J.* **33** (7), 1220.
- [190] SUZUKI, Y., YOSHINO, T., YAMAGAMI, T. & KASAGI, N. (2005). Drag reduction in a turbulent channel flow by using a GA-based feedback control system. In *6th Symp. Smart Control of Turbulence*, Tokyo, Japan.
- [191] TARDU, S.F. (2001). Active control of near-wall turbulence by local oscillating blowing. *J. Fluid Mech.* **439**, 217–253.
- [192] TERRACOL, M. (2001). *Méthode multiniveau pour la simulation des grandes échelles des écoulements turbulents compressibles*. Ph.D. thesis, Université Paris Nord.
- [193] TROMEUR, E. (2004). *Simulations numériques des effets aéro-optiques pour les écoulements turbulents compressibles*. Ph.D. thesis, Université de Paris Nord.
- [194] VAN LEER, B. (1979). Towards the ultimate conservative differencing scheme V : A second-order sequel to Godounov's method. *J. Comp. Phys.* **32**, 101–136.
- [195] VASILYEV, O.V., LUND, T.S. & MOIN, P. (1998). A general class of commutative filters for LES in complex geometries. *J. Comp. Phys.* **146**, 82–104.
- [196] VISWANATH, P. (2002). Aircraft viscous drag reduction using riblets. *Prog. Aer. Sci.* **38**, 571–600.
- [197] VREMAN, B. (1995). *Direct and large-eddy simulation of the compressible turbulent mixing layer*. Ph.D. thesis, Université de Twente.

- [198] WALEFFE, F. (1997). On a self-sustaining process in shear flows. *Phys. Fluids* **9** (4), 883.
- [199] WALEFFE, F. & KIM, J. (1998). How streamwise rolls and streaks self-sustain in a shear flow : Part 2, *AIAA Paper 98-2997*. In *29th Fluid Dynamics Conference*.
- [200] WEISS, P.E. (2006). *Adaptation de méthodes RANS/LES en aérodynamique appliquée*. Master's thesis, Polytech'Orléans.
- [201] WU, K.E. & BREUER, K.S. (2006). Control of turbulent boundary layers using FXLMS feedforward architectures, *AIAA Paper 2006-3022*. In *3rd Flow Control Conference*, San Francisco, California.
- [202] XU, C.X. & HUANG, W.X. (2005). Transient response of Reynolds stress transport to spanwise wall oscillation in a turbulent channel flow. *Phys. Fluids* **17** (1), 018101.
- [203] XU, C.X., CHOI, J.I. & SUNG, H.J. (2002). Suboptimal control for drag reduction in turbulent pipe flow. *Fluid Dyn. Res.* **30**, 217–231.
- [204] XU, S., REMPFER, D. & LUMLEY, J. (2003). Turbulence over a compliant surface : numerical simulation and analysis. *J. Fluid Mech.* **478**, 11–34.
- [205] YAMAGAMI, T., SUZUKI, Y. & KASAGI, N. (2005). Development of feedback control system of wall turbulence using MEMS devices. In *6th Symposium on Smart Control Turbulence*, Tokyo, Japan.
- [206] YEE, H.C. (1987). Construction of explicit and implicit symmetric TVD schemes and their applications. *J. Comp. Phys.* **68**, 151–179.
- [207] YOON, H.S., EL-SAMNI, O.A. & CHUN, H.H. (2006). Drag reduction in turbulent channel flow with periodically arrayed heating and cooling strips. *Phys. Fluids* **18** (2), 025104.
- [208] YOSHINO, T., TSUDA, M., SUZUKI, Y. & KASAGI, N. (2002). Toward development of feedback control system for wall turbulence with MEMS sensors and actuators. In *3rd Symp. on Smart Control of Turbulence*, Tokyo, Japan.
- [209] ZHOU, J., ADRIAN, R.J., BALACHANDAR, S. & KENDALL, T.M. (1999). Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *J. Fluid Mech.* **387**, 353–396.

CONTRÔLE D'UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE AU MOYEN D'UN MICROSYSTÈME DISTRIBUÉ

RÉSUMÉ : Sur fond de crise pétrolière, il devient crucial pour les industries de transport, civiles ou militaires, de réduire la consommation de carburant de leurs véhicules. Aussi, la réduction de leur traînée de frottement laisse espérer des gains énergétiques substantiels. Notamment à l'origine de cette force, la contrainte pariétale dans les couches limites turbulentes résulte de phénomènes dynamiques complexes difficilement observables et peu prévisibles. Il s'agit de structures tourbillonnaires cohérentes, dont les tailles et temps caractéristiques sont encore difficilement atteignables dans les applications industrielles. Pour mieux prévoir les gains potentiels et en vue d'une future démonstration expérimentale, des simulations numériques de leur contrôle au moyen d'un micro-système d'actionnement original sont présentées dans ce mémoire. L'accent a été mis sur le réalisme de la modélisation. Ces travaux ont d'abord permis un diagnostic des techniques de simulation des couches limites spatiales et ont abouti à une amélioration des conditions d'entrée turbulentes et au développement d'une méthode performante de génération synthétique de turbulence. Des stratégies de contrôle ont ensuite été proposées, qui permettent d'accroître la faisabilité pratique des mécanismes associés au contrôle en opposition, bien connus de la littérature. La mise en œuvre de cette dernière stratégie au moyen d'un micro-système distribué réaliste a finalement permis de caractériser ses performances réelles. Les mécanismes d'interaction entre turbulence et actionneur sont précisément décrits. L'identification de facteurs de rendement permet alors d'orienter les futurs travaux à ce sujet.

Mots clés : Simulation des grandes échelles, couche limite turbulente, simulation spatiale, turbulence synthétique, contrôle des écoulements, réduction de traînée, simulation numérique directe, actionneurs distribués.

FLOW CONTROL IN A SPATIALLY-DEVELOPING TURBULENT BOUNDARY LAYER WITH DISTRIBUTED ACTUATORS

ABSTRACT :

The rising cost of oil leads most of transportation firms to work towards reducing the fuel consumption of their vehicles. In aeronautical applications, they mainly focus on viscous drag reduction, which gives hope to considerable power savings. The approach followed in the present work aims at manipulating the turbulent features responsible for the friction force. Located in the turbulent part of boundary layers, they consist in coherent vortices, whose characteristic time and space scales are costly to reach experimentally and numerically. This work postulates that only a high level of realism could help to predict accurately the performance of coherent vortices-based drag control methods. It is therefore taken into account at three stages of the design of our flow control simulation, which are the choice of the Reynolds number, the control algorithm and the actuating system. First of all, the simulation of high Reynolds number spatial boundary layers is often limited by computing capacities. Thanks to an optimization of existing inflow boundary conditions, current work helps to reduce CPU cost and widens the field of reachable flow conditions. Secondly, two improvements of the well-known opposition control have been proposed to allow its experimental adaptation. They are assessed using large-eddy simulation (LES) at a reasonable cost. Finally, a realistic MEMS is modelled and used to manipulate the fine turbulent structures in the vicinity of the wall. Real influence on drag as well as precise interaction mechanisms are described using direct numerical simulation (DNS). Efficiency parameters are identified and possible ways of improvement are indicated.

Keywords : Large-eddy simulation, turbulent boundary layer, spatial simulation, synthetic turbulence, flow control, drag reduction, direct numerical simulation, distributed actuators.