

N° d'ordre : 2287

Thèse

présentée

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale : Transferts, Dynamique des Fluides, Énergétique & Procédés

Spécialité : Dynamique des Fluides

Par M. Gabriel PETIT

Titre de la thèse **Contrôle de Décollement par fente pulsée et générateurs de vortex fluides**

Soutenue le 18/11/2005 devant le jury composé de :

| | | | |
|----|---------------|--|--------------------|
| M | P. CHASSAING | Professeur, INP Toulouse | Président |
| MM | J. PIQUET | Professeur, École Centrale de Nantes | Rapporteur |
| | M. STANISLAS | Professeur, Ecole Centrale de Lille | Rapporteur |
| | J.C COURTY | Responsable de groupe, Dassault-Aviation | Examineur |
| | J.P ROSENBLUM | Ingénieur, Dassault-Aviation | Examineur |
| | A. KOURTA | Chargé de Recherche CNRS, IMF Toulouse | Directeur de Thèse |
| | J.P. BONNET | Directeur de Recherche CNRS, LEA Poitiers | Invité |
| | J. COUSTEIX | Professeur ENSAE, ONERA Toulouse | Invité |
| | P. GILLIERON | Chercheur, Direction de la Recherche Renault | Invité |

Introduction:

Motivations du travail:

Dans un contexte d'augmentation du coût de l'énergie, de marché concurrentiel et de réduction des nuisances sonores, la thématique du contrôle est plus que jamais d'actualité dans le monde de l'aérodynamique. Dans toutes les branches de l'industrie de transport le contrôle des écoulements rime avec simplicité et économie. Dans ce domaine, Dassault-Aviation a de tout temps entrepris à la fois une veille technologique, un effort de recherche soutenu ainsi que parfois des démonstrations technologiques importantes. Déjà dans les années 1980, un avion d'affaire Falcon 50 était "traité" efficacement de façon à garder un écoulement laminaire sur les ailes et la dérive. Plusieurs thèses, stages et surtout des participations à des projets de recherches Européens (Eurolift I et II, AEROMEMS, etc...) ou nationaux ont permis depuis de maintenir les compétences et de démontrer l'efficacité des concepts étudiés. L'objectif de Dassault-Aviation dans ce travail est de proposer des solutions innovantes pour augmenter les performances au décollage, d'atterrissage ou d'approche à iso géométrie des corps portants ou d'envisager la simplification de dispositifs hypersustentateurs, demandant un travail de conception lourd et pénalise le bilan de masse de l'avion, à iso-performances. L'utilisation de Contrôle Fluidique sur un appareil civil ou militaire répond à des contraintes actuelles environnementales et économiques (réduction des niveaux sonores, augmentation pente de montée et de finale, diminution consommation par un accrochage à des niveaux de vol plus élevés, diminution des longueurs de pistes nécessaires, augmentation de la masse au décollage, etc...). Une fois conçus, ces systèmes devront passer le stade sévère de la certification. L'aspect prédiction des codes de calcul est donc primordial. Cette thèse est une première démonstration de l'efficacité de la prédiction de divers concepts de contrôle fluidique par des méthodes industrielles, permettant à terme de lancer des études de conception mettant en œuvre ces dispositifs.

GDR 2502 : Contrôle des décollements:

Ce travail s'inscrit dans un groupe de recherche (GDR 2502) "Contrôle des Ecoulements" soutenu par le CNRS ainsi que de nombreux laboratoires et industries de l'automobile et de l'aéronautique. La mission du GDR est de fournir des protocoles de contrôle efficaces et pratiques, s'appuyant sur des problématiques industrielles autour du décollement et de la dynamique des structures tourbillonnaires. L'aspect technologique du développement des actionneurs n'a pas été oublié par la relation forte entre le LPMO de Besançon et les travaux plus académiques des différents centres de recherches et des industries. Ainsi, un facteur 10 sur les vitesses d'éjections de jets synthétiques a pu être obtenu lors des travaux de J-R Frutos par la définition d'un actionneur innovant basé sur des technologies MEMS. Le GDR 2502 s'articule autour de 4 points:

- Contrôle des décollements sur profils et ailes
- Caractérisation et contrôle de l'aérodynamique automobile
- Développement d'actionneurs pour le contrôle des décollements
- Méthodologie et modélisation

Deux campagnes de soufflerie sont également programmées lors de ce GDR (LEA-ENSMA et IMFT) dans le cadre des thèses de S. Bourgeois et Julien Favier (non terminées au moment de la rédaction) . L'objectif est de valider les études paramétriques ainsi que les capacités de prédiction des codes sur un cas de décollement subsonique sur un profil transsonique générique. Des montages expérimentaux ont été instrumentés pour observer les phénomènes physiques (PIV) et évaluer les capteurs et les actionneurs. Divers actionneurs sont installés dans le capot amovible du bord d'attaque d'un profil ONERA D: Microjets, soufflage constant et pulsé, jets synthétiques, Vortex Générateurs Fluides, etc...

Ce travail s'inscrit donc dans les parties " Contrôle de décollements sur profils et ailes" ainsi que "Méthodologie et modélisation" du GDR. En effet, l'étude se divise en trois parties distinctes: une étude bibliographique, une étude de méthodologie et une étude paramétrique.

Étude Bibliographique:

Après un travail de recherche réalisé par Nicolas Getin sur le contrôle de décollement par jets pulsés sur un cylindre, cette thèse se veut un état de l'art bibliographique du contrôle en milieu aéronautique ainsi que la démonstration des capacités industrielles de prédiction de l'efficacité des concepts étudiés. L'abondance de publications sur le contrôle fluide depuis le début des années 90 ont démontré un net regain d'intérêt pour ces domaines. D'importantes démonstrations expérimentales ont été réalisées, notamment par l'équipe du Pr. Wygnanski, et l'augmentation constante des ressources informatiques a permis les premiers calculs de ces configurations. Le choix de traiter dans cette étude les jets synthétiques ainsi que les Vortex Générateurs Fluide s'appuie principalement sur les travaux de McManus [73,85,86] pour les DSJ et Pearcey [98] pour les VGJ.

Méthodologie:

Une partie importante du travail a été dédiée à cet aspect en prenant en compte l'aspect précision du code et capacité des modèles de turbulence à prendre en compte ces écoulements complexes. En effet, les calculs de Jets Synthétiques mettent en œuvre une méthode URANS pour laquelle une étude de la précision fréquentielle est importante. Celle-ci est réalisée sur un cas académique de cylindre rond laminaire à Reynolds basé sur le diamètre $Re=100$ où seule l'aspect précision du schéma numérique intervient. La prise en compte des effets visqueux et de la production turbulente est validée sur des cas de mise en incidence de profils en subsonique (ONERA D : comparaison code à code et NACA 0012 : comparaison essai/calculs). Pour améliorer la prédiction des décollements, un modèle de turbulence instationnaire est implémenté dans le code AeTher de Dassault-Aviation. Il s'agit du modèle semi-déterministe de l'IMFT développé par Ha-Minh et Kourta. Après validation de ce modèle, il est utilisé dans la suite du document pour la prédiction du contrôle par jets Synthétiques.

Étude paramétrique des Jets Synthétiques et Vortex Générateurs Fluides:

Ces travaux préliminaires ont permis d'effectuer des études paramétriques sur les types de contrôle sélectionnés et de les comparer aux résultats expérimentaux et numériques de la bibliographie. Une étude des caractéristiques des Jets synthétiques normaux ou tangentiels à la paroi du profil est proposée pour définir les contrôles les plus adaptés au contexte de l'aéronautique. Une limitation de les concepts de jets synthétique est mise en évidence dans leur besoin de vitesse d'éjection importantes pour observer un début d'efficacité. En effet, une valeur de coefficient de quantité de mouvement critique a été démontrée en soufflerie par le Pr Seifert lors d'études paramétriques.

Pour pallier à cette limitation, un second concept de contrôle fluidique est mis en œuvre dans la dernière partie de ce mémoire: les Générateurs de Vortex Fluide. L'utilisation de systèmes mécaniques transverses à l'écoulement est couramment observé avec succès dans le milieu aéronautique mais avec le désavantage de générer une trainée parasite dans toutes les phases de vol. Des démonstrations expérimentales des Vortex Générateurs Fluides sur des configurations académiques (Bump, plaque plane, ...) et sur des dispositifs hypersustentateurs ont montré l'intérêt de tels systèmes pour dans un processus de contrôle de décollement. On relève dans cette partie du travail diverses limitations de ce type de contrôle (courbure du profil, distance de mise en place du contrôle)

Sommaire:

| | |
|---|----|
| Sommaire: | 7 |
| Notation Utilisées:..... | 11 |
| 1 Bibliographie..... | 13 |
| 1.1 Physique du décollement sur un corps portant :..... | 15 |
| 1.1.1 Mécanique du décollement: | 15 |
| 1.1.2 Phénomène de Bulbe laminaire : | 16 |
| 1.1.2.1 Caractérisation : | 16 |
| 1.1.2.2 Perturbation de la physique du décollement: bulbe court-bulbe long: | 17 |
| 1.1.3 Instabilités dans les zones décollées et phénomènes transitionnels:..... | 18 |
| 1.1.3.1 Cas du cylindre:..... | 18 |
| 1.1.3.2 Profil NACA0012: | 20 |
| 1.1.4 Structure de la couche limite décollée:..... | 21 |
| 1.1.5 Paramètres influant sur le frottement pariétal; illustration sur la plaque plane en écoulement turbulent: | 22 |
| 1.1.5.1 Plaque plane sans gradient de pression | 22 |
| 1.1.5.2 Plaque plane avec gradient de pression:..... | 23 |
| 1.1.5.3 Effet de la température de paroi en écoulement compressible: | 24 |
| 1.1.5.4 Effet des rugosités de paroi: | 25 |
| 1.1.5.5 Synthèse des paramètres influant sur le frottement pariétal: | 26 |
| 1.2 Techniques de contrôle de décollement et principaux résultats: | 29 |
| 1.2.1 Rappel des stratégies d'action:..... | 29 |
| 1.2.2 Paramètres de l'actionneur:..... | 30 |
| 1.2.2.1 Coefficient de débit: | 30 |
| 1.2.2.2 Coefficient de quantité de mouvement:..... | 30 |
| 1.2.2.3 Fréquence adimensionnée: | 30 |
| 1.2.3 Jets Synthétiques ou Jets pulsés: | 31 |
| 1.2.3.1 Description des actionneurs: | 31 |
| 1.2.3.2 Fréquences caractéristiques des écoulements décollés et leur impact dans les stratégies de contrôle: | 32 |
| 1.2.3.3 Écoulement créé par l'actionneur: | 34 |
| 1.2.3.4 Jet synthétique dans un écoulement transverse: | 36 |
| 1.2.3.5 Contrôle par jets synthétiques: | 39 |
| 1.2.4 Vortex Générateurs Fluides (VGJ) continus et pulsés (PVGJ) : | 54 |
| 1.2.4.1 Vortex Générateurs en écoulement transverse: | 54 |
| 1.2.4.2 Vortex Générateurs Pulsés en écoulement transverse: | 59 |
| 1.2.5 Conclusion: | 62 |
| 2 Méthodologie :2.1 Méthode numérique:..... | 65 |
| 2.1 Méthode numérique: | 67 |
| 2.1.1 Importance de la précision du code..... | 67 |
| 2.1.1.1 Précision en temps:..... | 67 |
| 2.1.1.2 Précision en espace: | 67 |
| 2.1.2 Le code AETHER: | 68 |
| 2.1.2.1 Équations du mouvement instantané:..... | 69 |
| 2.1.2.2 Variables entropiques:..... | 69 |
| 2.1.2.3 Formulation Galerkin/Moindres-carrés:..... | 70 |
| 2.1.2.4 Avancée en temps stationnaire: | 70 |
| 2.1.2.5 Intégration en temps instationnaire: | 71 |
| 2.1.2.6 Implémentation des modèles de turbulence dans AETHER: | 75 |

| | | |
|---------|---|-----|
| 2.2 | Traitement de la turbulence:..... | 77 |
| 2.2.1 | Équations de Navier Stokes turbulentes:..... | 77 |
| 2.2.2 | Résolution directe de la turbulence:..... | 78 |
| 2.2.3 | Modélisation de la turbulence:..... | 79 |
| 2.2.3.1 | Ecriture RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) compressible..... | 79 |
| 2.2.3.2 | Fermeture du problème:..... | 80 |
| 2.2.3.3 | Effets du jeu de constantes:..... | 81 |
| 2.3 | Fermetures turbulentes pour la prédiction des décollements:..... | 82 |
| 2.3.1 | Réponse de différents modèles de turbulence:..... | 82 |
| 2.3.2 | Amélioration de la prise en compte des forts gradients:..... | 83 |
| 2.3.2.1 | Correction de non équilibre (SST) :..... | 83 |
| 2.3.2.2 | Fermeture EARSM (Explicit Algebraic Reynolds Stress Model):..... | 84 |
| 2.3.2.3 | Modèle Semi-déterministe:..... | 88 |
| 2.3.3 | Comparaison des modèles pour la prédiction du décollement:..... | 90 |
| 2.3.3.1 | Plaque plane:..... | 90 |
| 2.3.3.2 | Profil ONERA D en incidence:..... | 92 |
| 2.3.3.3 | Profil NACA0012 en incidence (Bas Reynolds):..... | 98 |
| 2.3.3.4 | Prédiction du buffeting transonnique:..... | 99 |
| 2.3.3.5 | Conclusion sur l'utilisation de ces modèles:..... | 101 |
| 3 | Contrôle de décollement par Fente Pulsée :..... | 103 |
| 3.1 | Génération de maillage 2D:..... | 106 |
| 3.2 | Paramétrisation du contrôle de décollement par Fente Pulsée..... | 108 |
| 3.2.1 | Introduction:..... | 108 |
| 3.2.2 | Position de la fente:..... | 108 |
| 3.2.3 | Effet de la vitesse crête:..... | 109 |
| 3.2.4 | Effet de Fréquence:..... | 111 |
| 3.2.5 | Effet de la modulation du jet:..... | 112 |
| 3.2.6 | Efficacité en incidence:..... | 113 |
| 3.2.7 | Forme de la fente:..... | 114 |
| 3.3 | Application au Profil ONERA D:..... | 115 |
| 3.3.1 | Première démonstration expérimentale:..... | 115 |
| 3.3.2 | Simulation du contrôle de décollement par DSJ sur le profil ONERA D:..... | 116 |
| 3.3.3 | Effet de Modèle de Turbulence:..... | 118 |
| 3.3.4 | Effet de flèche:..... | 119 |
| 3.4 | Définition et caractérisation du contrôle par fente pulsée:..... | 121 |
| 3.4.1 | Méthode numérique:..... | 121 |
| 3.4.2 | Contrôle par Jet Synthétique Normal:..... | 121 |
| 3.4.2.1 | Conditions aux limites:..... | 121 |
| 3.4.2.2 | ...Analyse de l'écoulement créé par l'actionneur sur le profil:..... | 121 |
| 3.4.3 | Contrôle par Jet Synthétique Tangentiel..... | 127 |
| 3.4.3.1 | Conditions aux limite et dessin de l'actionneur:..... | 127 |
| 3.4.3.2 | Analyse de l'écoulement créé par l'actionneur sur le profil:..... | 127 |
| 3.4.4 | Comparaison des deux modes d'excitation:..... | 133 |
| 3.5 | Conclusion | |
| 4 | Contrôle de décollement par Générateur de Vortex Fluide (VGJ)..... | 139 |
| 4.1 | Vortex Générateurs Fluides sur une plaque plane:..... | 141 |
| 4.1.1 | Vortex Générateurs Fluides corotatifs:..... | 141 |
| 4.1.1.1 | Maillage et conditions de calcul:..... | 141 |
| 4.1.1.2 | Analyse de l'écoulement de VGJ corotatifs:..... | 142 |
| 4.1.1.3 | Effet de vitesse relative de l'actionneur:..... | 146 |
| 4.1.1.4 | Effet du modèle de turbulence:..... | 154 |

| | |
|--|-----|
| 4.1.2 Vortex Générateurs Fluides Contrarotatifs:..... | 158 |
| 4.1.2.1 Maillage: | 158 |
| 4.1.2.2 Analyse de l'écoulement du VGJ contrarotatif:..... | 158 |
| 4.1.2.3 Comparaison des écoulements créés par des jets co- ou contra-rotatifs pour $V_r = 2$: | 160 |
| 4.2 Vortex Générateurs Fluides sur un profil ONERA D: | 163 |
| 4.2.1 Étude du profil seul: | 163 |
| 4.2.1.1 Maillage et conditions de calcul:..... | 163 |
| 4.2.1.2 Comparaison bi-couche / loi de paroi:..... | 164 |
| 4.2.1.3 Exploitation des résultats et définition du VGJ:..... | 164 |
| 4.2.2 Contrôle de décollement par VGJ: | 165 |
| 4.2.2.1 Maillage et conditions de calcul:..... | 165 |
| 4.2.2.2 Effet du VGJ : | 166 |
| 4.2.2.3 Effet de Vitesse relative (V_r) : | 171 |
| 4.2.2.4 Effet d'espacement des actionneurs :..... | 172 |
| 4.2.3 Étude de la robustesse du contrôle par VGJ:..... | 176 |
| 4.2.3.1 Montée en incidence: | 176 |
| 4.2.4 Conclusion: | 177 |
| Table des Figures: | 183 |
| References..... | 193 |

Notation Utilisées:

Indices:

| | |
|------------|---|
| ∞ : | infini amont |
| j : | sortie de jet (synthétique ou vortex-générateur Fluide) |
| + | Variables de paroi |

Abréviations:

| | |
|-------------------------------|---|
| f: | Fréquence (Hz) |
| c: | Corde du profil (m) |
| U: | Vitesse longitudinale (norme, m/s) |
| V: | Vitesse verticale (norme, m/s) |
| W: | Vitesse transverse (norme, m/s) |
| M: | Nombre de Mach |
| P: | Pression statique (Pa) |
| ρ : | Densité (kg/m ³) |
| T: | Température statique (Kelvin) |
| Q | Débit des actionneurs |
| δ : | Hauteur de Couche Limite |
| θ : | Epaisseur de déplacement |
| α : | Incidence (degrés) |
| S _{ij} : | Partie symétrique du tenseur de vitesse moyenne |
| Ω_{ij} : | Partie antisymétrique du tenseur de vitesse moyenne |
| a _{ij} : | Partie anisotrope du tenseur de Reynolds |
| k | Energie cinétique de turbulence |
| ε | Taux de dissipation turbulente |
| ν_t | Viscosité cinématique de turbulence |
| h_j | Largeur de la fente pulsée |
| K _p | Coefficient de pression pariétale |
| C _f | Coefficient de frottement |
| Ch | Flux de Chaleur |
| C _z | Coefficient de portance |
| C _x | Coefficient de traînée |
| C _{μ} | Coefficient de quantité de mouvement |
| C _q | Coefficient de débit |
| V _r | Vitesse Relative |
| St | Nombre de Strouhal |
| Re | Nombre de Reynolds |
| F ₊ | Fréquence adimensionnée |
| d | Diamètre du cylindre |
| H | Facteur de Forme |
| u ₊ | Vitesse de Frottement |
| κ | Nombre de Von Karmann |
| DSJ | Jets Synthétiques Tangentiels |
| NSJ | Jets Synthétiques Normaux |
| VGJ | Vortex Générateur Fluide |
| RANS | Reynolds Averaged Navier-Stokes |
| URANS | Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes |

1 Bibliographie

1.1 Physique du décollement sur un corps portant :

L'occurrence d'un décollement de la couche limite sur une forme aérodynamique est un des principaux phénomènes limitant son domaine de vol. Du décrochage subsonique au buffeting transsonique, ce phénomène et ses conséquences vont restreindre le domaine d'utilisation du profil portant. Nous allons dans cette partie décrire l'aspect physique du décollement ainsi que les paramètres ayant un effet sur son occurrence.

1.1.1 Mécanique du décollement:

Lors de la convection d'un écoulement de fluide visqueux sur un obstacle, les particules sont animées d'un mouvement entretenu par les forces d'inertie (advection) et retardées par des forces de viscosité se traduisant par un frottement pariétal. En présence d'un gradient de pression, peut s'exercer une action favorable (dans le sens de l'advection) ou défavorable (dans le sens contraire à l'advection). Le sens de cette action est déterminée par le signe du gradient de pression qui est entièrement décrit par la zone fluide parfait de l'écoulement [Figure 1]. Cet équilibre des forces mises en jeu dans la couche limite se traduit en tout instant par l'équation de quantité de mouvement sur chaque direction de l'écoulement:

$$\frac{D(\rho U_i)}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \tau_{ij} \text{ avec } \tau_{ij} \text{ la densité volumique des efforts visqueux}$$

Dans le cas de l'existence d'une zone à gradient de pression défavorable: $\frac{\partial P}{\partial x_i} > 0$, l'action

retardatrice des forces de viscosité renforcée par les forces de pression peut, suivant leur intensité, équilibrer celle des forces motrices d'inertie. On atteint alors le point de séparation de la couche limite au delà duquel les particules fluides s'écartent de la paroi de l'obstacle: c'est le décollement. Le point de décollement est caractérisé par un frottement visqueux nul. Le décollement est le lieu de plusieurs instabilités hydrodynamiques dépendant du nombre de Reynolds de l'écoulement.

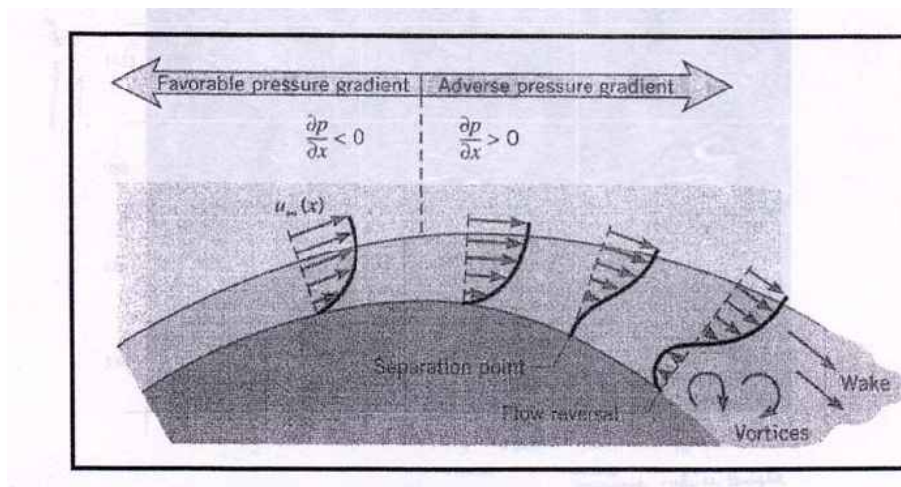


Figure 1: Effet du gradient de pression adverse sur une couche limite

1.1.2 Phénomène de Bulbe laminaire :

A Reynolds modéré, la dynamique du décollement par effet de pression sur un profil peut être altérée par les phénomènes de bulbe laminaire. Le décollement n'obéit plus à un déséquilibre (advection/frottement + pression) mais peut être provoqué ou retardé par l'interaction de cette structure avec l'écoulement pariétal.

1.1.2.1 Caractérisation :

Malgré les progrès de la physique, la prédiction et les conséquences du bulbe laminaire sont très méconnues. Son intégration dans les codes Navier-Stokes est aujourd'hui encore difficile, en raison du manque de connaissances concernant les mécanismes gouvernant son apparition et son comportement propre. Afin de supprimer les situations de bulbes laminaires en soufflerie, des bandes de carborundum (micro rugosités 3D) sont souvent employées pour provoquer la transition très tôt en corde. En effet, ce phénomène semble naître d'un décollement laminaire suivi d'une transition très proche en aval de ce point de séparation. La couche limite alors à l'état turbulente recolle derrière le point de transition créant ainsi une structure stationnaire décollée. Cette structure se traduit sur les profils de C_p par un plateau très caractéristique placé en aval du point de dépression maximale.

La caractérisation de l'apparition et de l'état de ce bulbe de décollement sur un profil sont présentés sur la Figure 2 à partir d'une campagne expérimentale sur le profil ONERA D.

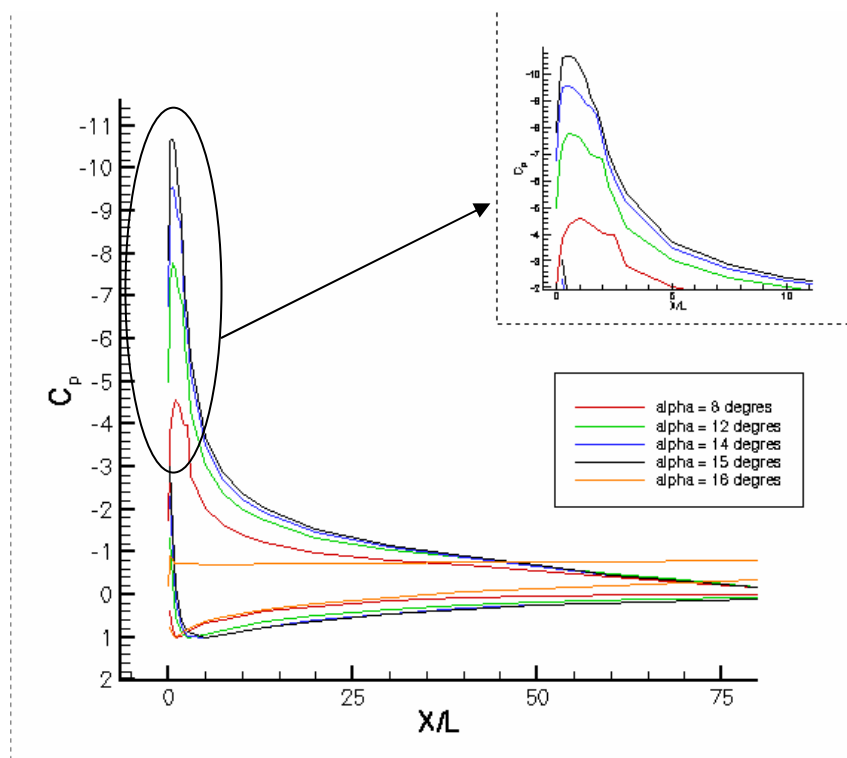


Figure 2: Visualisation d'un bulbe de décollement sur le profil ONERA D ($Re=1.7.10^6$). Expérience ONERA (juin 1969)

1.1.2.2 Perturbation de la physique du décollement: bulbe court-bulbe long:

La présence, dans le pic de dépression de bord d'attaque, d'un plateau de K_p est caractéristique du phénomène de bulbe laminaire correspondant à une zone de pression statique constante. Dans le cas du profil ONERA D [Figure 2], on observe que la montée en incidence provoque une diminution de la longueur de la zone décollée. Pour $\alpha=16^\circ$, la couche limite décolle brutalement au bord d'attaque provoquant le décrochage de la $C_z(\alpha)$ [Figure 3] caractéristique de la présence d'un bulbe court. Cette structure a une longueur extrêmement faible devant la corde du profil et se contracte avec l'augmentation de l'incidence [Figure 2]. Il se retrouve sur les profils de moyenne épaisseur (10% corde) pour de faibles nombres de Reynolds. L'éclatement brutal du bulbe court à une incidence donnée est provoquée par une augmentation de la dépression locale dans la structure due à son rétrécissement.

Pour des profils minces (environ 8% corde) à fort nombre de Reynolds, ce bulbe court peut se transformer en bulbe long, par une propagation de la structure sur tout ou une partie de l'extrados. La $C_z(\alpha)$ accuse alors une cassure bien en dessous de l'incidence normale de décrochage en offrant un C_{zmax} supérieur [Figure 3].

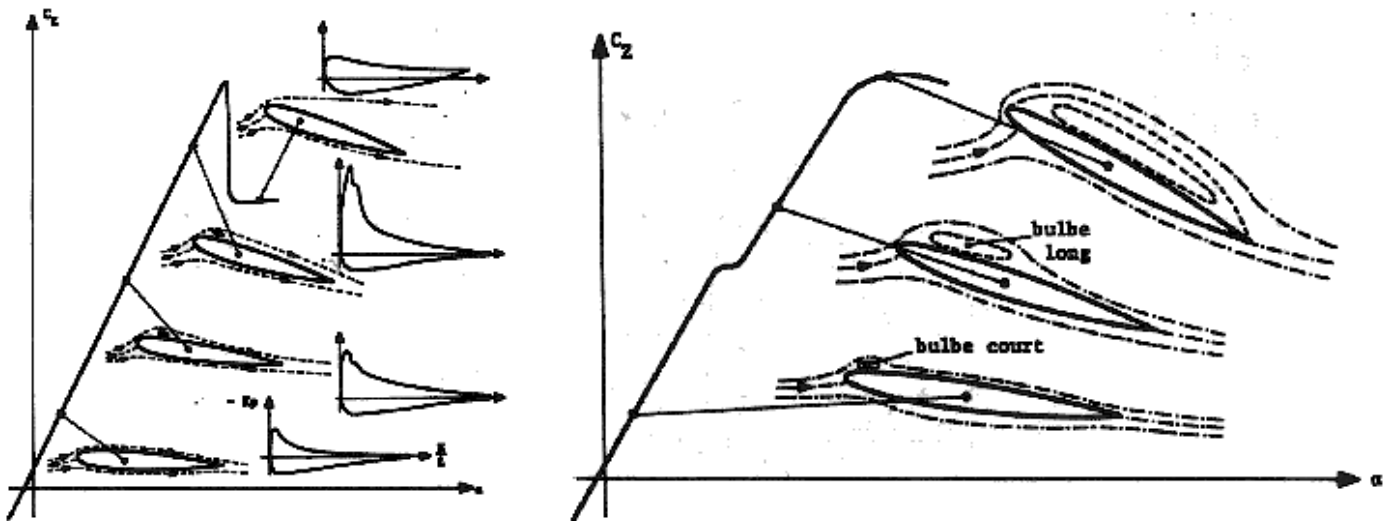


Figure 3: Comportement au décrochage en présence d'un bulbe laminaire
à gauche : bulbe court à droite : bulbe long

1.1.3 Instabilités dans les zones décollées et phénomènes transitionnels:

1.1.3.1 Cas du cylindre:

Dans sa thèse, Getin [23] retrace l'apparition des différentes instabilités présentes dans l'écoulement décollé derrière un cylindre lors de l'augmentation du nombre de Reynolds basé sur le diamètre d du cylindre (Re):

Pour $Re < 50$, l'écoulement décolle en aval du maître couple pour créer deux tourbillons contra-rotatifs stationnaires et laminaires dans une zone d'eau morte entourée par une couche cisailée.

Pour $50 < Re < 190$, les couches cisillées apparues pour $Re < 50$ présentant des profils inflexionnels de vitesse, induisent une instabilité absolue. En présence d'asymétrie, une oscillation périodique permet la création et le détachement de tourbillons d'un côté et de l'autre du cylindre appelés "allée de Bénard-Karman". Le nombre de Strouhal (fréquence f adimensionnée $St = \frac{f \cdot d}{U_\infty}$) de cette instabilité croit avec le Reynolds et admet une asymptote pour environ $St=0.2$. L'écoulement derrière le cylindre est laminaire et périodique [Figure 4].

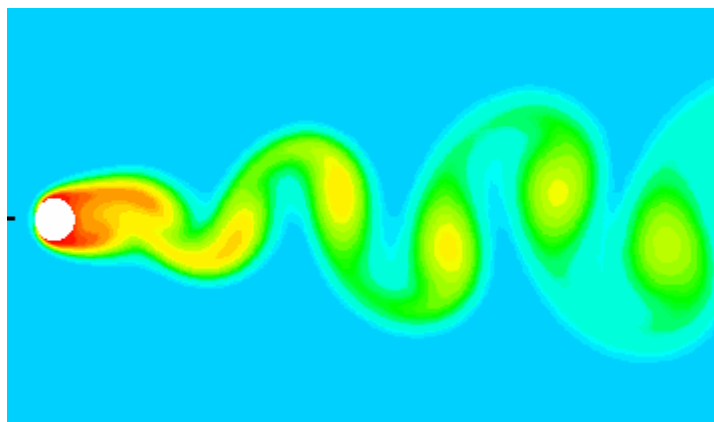


Figure 4: Allée de Von Karman $Re=100$ Calcul AETHER laminaire instationnaire (entropie) $St=0.16$

Pour $190 < Re < 1200$, on observe la tridimensionnalisation de l'écoulement des rouleaux de Von Karman par étirement des filaments tourbillonnaires. De la vorticité longitudinale apparaît et le sillage subit une transition vers l'état turbulent. Le champ moyen reste bidimensionnel, mais présente des structures plus fines et une allure instantan e chaotique.

Pour $1200 < Re < 10^5$, il apparaît des structures fines au sein de la couche cisillée. Le profil inflexionnel de vitesse créant une instabilité de Kelvin-Helmoltz nomm e aussi tourbillons de Bloor-Gerrard. L'existence de ces tourbillons semble intermittente jusqu'à $Re=9000$ [70]. Il semble que ces structures se déforment sous l'action des all es de Von-Karman [71].

Le caractère transitionnel du sillage va impliquer pour des régimes de Reynolds plus élevés des modifications profondes des coefficients aérodynamiques du cylindre. En effet, pour $Re < 2.10^5$, la transition se situe encore dans les couches de cisaillement en aval du point de décollement sur la peau. Le lieu du point de décollement est donc encore gouverné par un comportement laminaire. C'est le régime subcritique.

Pour $2.10^5 < Re < 5.10^5$, le point de transition est placé juste en aval du point de décollement. L'écoulement turbulent résistant alors mieux au gradient de pression adverse, peut provoquer un recollement, formant alors une structure stationnaire appelée bulbe de décollement [Figure 5]. La position azimutale du point de séparation bascule brusquement de 80° à 140° du point d'arrêt. La traînée moyenne diminue d'une façon importante, et le Strouhal des allées de Von Karman augmente pour atteindre une valeur de 0.45 du fait de l'étroitesse du sillage [Figure 6]. C'est le régime critique.

Pour $5.10^5 < Re < 3.10^6$, le point de transition est situé avant le décollement. On observe donc un décollement turbulent qui se place à environ 120° du point d'arrêt. Le nombre de Strouhal est variable entre 0.2 et 0.45. (régime transcritique)

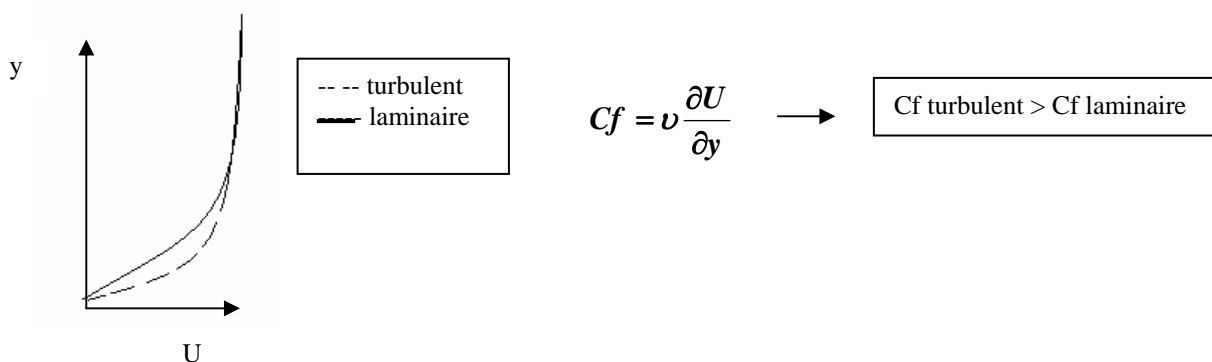


Figure 5: Profil de vitesse laminaire et turbulent dans la couche limite

Pour des nombres de Reynolds supérieurs, la transition se déplace en amont vers le point d'arrêt. Avec la transition, le point de décollement avance également vers $100, 110^\circ$ et l'écoulement redevient bidimensionnel en moyenne.

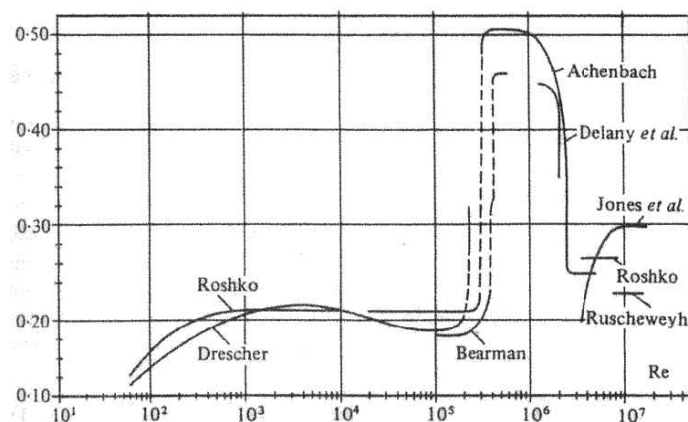
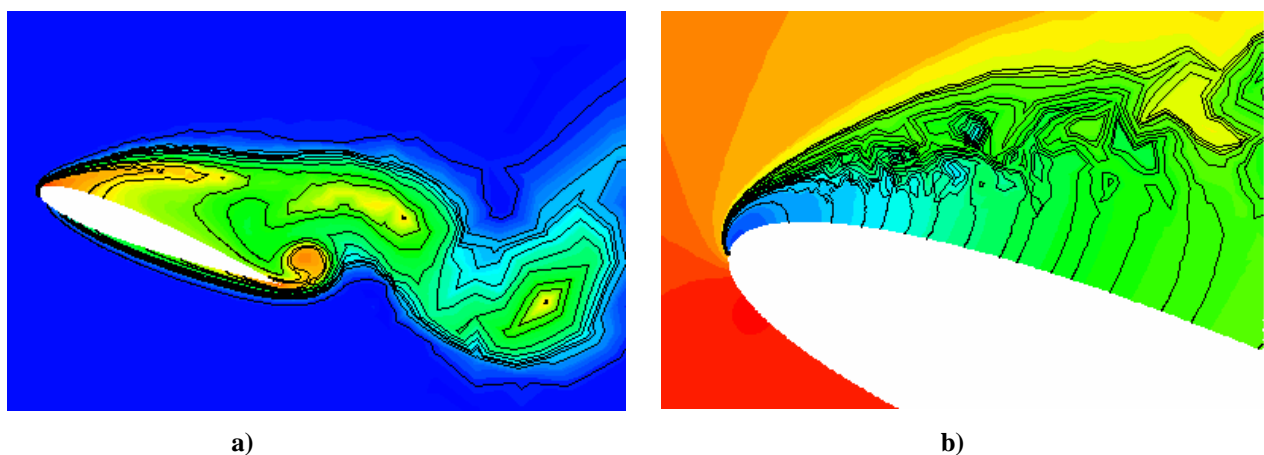


Figure 6: Évolution du nombre de Strouhal avec le Reynolds d'après Achenbach [72]

On remarque donc que même sur un cas académique comme le cylindre, il existe une grande dépendance de comportement du décollement et des instabilités associées avec l'état transitionnel ou non de la couche limite.

1.1.3.2 Profil NACA0012:

Y.Hoarau et M.Braza [43] proposent la même étude appliquée à un corps portant, sur le profil NACA0012 par simulation numérique directe (DNS) 3D. Le but de ce travail est de reproduire en calcul les instabilités 2D et 3D constituant les premières étapes amenant à la transition. Comme sur le cylindre, une augmentation progressive du nombre de Reynolds est effectuée. Le cas de calcul (incidence, corde) demeure inchangé. Le profil est placé à 20° d'incidence, ce qui assure un décollement massif dès le bord d'attaque pour une vaste gamme de nombre de Reynolds.



**Figure 7: a) Formation des tourbillons de Von Karman pour $Re= 1000$ (calcul AETHER 2D instationnaire laminaire - Champ d'entropie)
b) Instabilité de Kelvin-Helmoltz pour $Re=5000$ (calcul AETHER - Champ de pression)**

Le décollement apparaît au bord de fuite pour $Re=5$ et remonte sur l'extrados en restant stationnaire jusqu'à $Re=70$. Une allée de Von Karman apparaît pour $Re=800$ et des sous-harmoniques commencent à s'observer dans le spectre de puissance [Figure 7]. Comme dans le cas du cylindre, la couche cisailée au point de décollement provoque une instabilité de Kelvin-Helmoltz à fréquence incommensurable [Figure 7]. Ces dernières instabilités sont forcées par le détachement périodique des allées de Von Karman qui font osciller le point d'arrêt amont et donc le point de décollement. L'interaction non linéaire de ces deux modes provoque un remplissage important du spectre d'énergie. Ces interactions peuvent permettre la transition de l'écoulement dans la poche de décollement. Pour $Re=5000$ environ, il peut se former un bulbe stationnaire de décollement laminaire suivi par un recollement turbulent de la couche limite, provoquant une brusque chute de la traînée.

Le passage à l'écoulement tri-dimensionnel est provoqué par l'adjonction d'une petite perturbation aléatoire de vitesse transverse ($10^{-4} * U_\infty$). En s'amplifiant, cette perturbation crée des champs de vorticité longitudinale et verticale qui s'organisent en structures contra-rotatives. La distribution transversale de la vorticité crée une ondulation des tourbillons de Von Karman dans le sens de l'envergure [Figure 8].

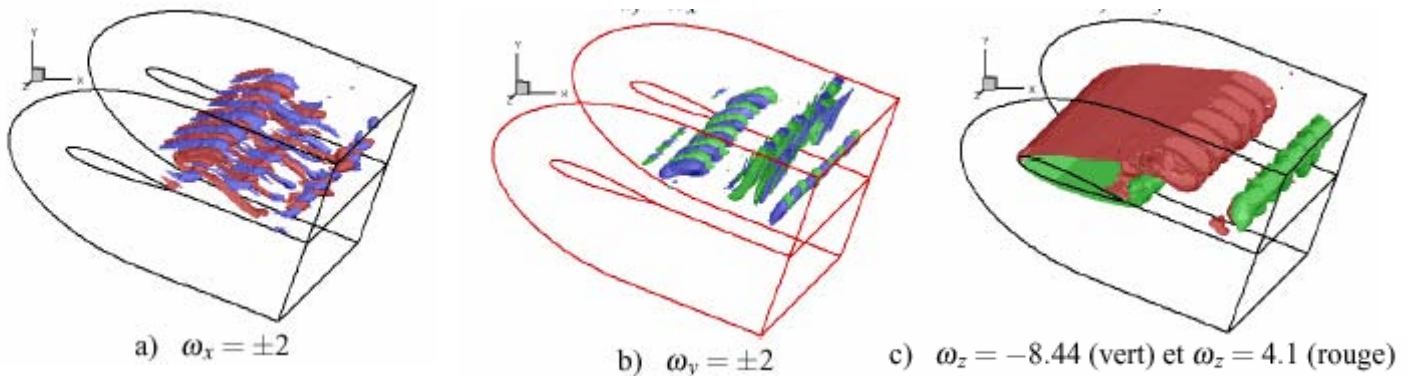


Figure 8: Évolution spatiale des composantes de la vorticité Re=800 sur le profil NACA0012 [43]

Le phénomène de décollement est indépendant de l'état de l'écoulement (laminaire ou turbulent) dans lequel il se produit, il se résume à un déséquilibre entre les forces d'advection et les forces de pression fluide parfait et de frottement (qui elles dépendent de l'état de l'écoulement). Les instabilités naissant en son sein peuvent néanmoins être responsables d'une transition par amplification d'un de ses modes ou de leur corrélation non-linéaire. Inversement, l'état laminaire ou turbulent va influencer sur l'occurrence, la position et la forme du décollement, modifiant ainsi les comportements aérodynamiques de l'obstacle. C'est pourquoi la bonne résolution de la turbulence est primordiale pour la qualité de la prédiction d'écoulements décollés en calcul numérique.

1.1.4 Structure de la couche limite décollée:

La région décollée est par nature fortement instationnaire. On peut donc la décrire de deux façons différentes: la première est une approche moyennée conduit à la définition d'un point de décollement moyen (frottement pariétal nul en moyenne). Cette approche s'avère fautive car les fluctuations de l'écoulement de retour (en proche paroi) n'est pas alimentée par l'écoulement incident mais par les grosses structures décollées nées dans la zone de cisaillement. On définit plutôt des points tels que: [Figure 9]

- ID (Incipient Detachment): ce point correspond au lieu où l'écoulement reste 99% du temps dans le sens de la vitesse infinie (en 2D)
- ITD (Incipient Transitory Detachment) idem ID pour 20% du temps
- TD (Transitory Detachment) idem ID pour 50% du temps
- D (Detachment), point d'annulation en moyenne du coefficient de frottement

L'expérience semble montrer que D et TD sont confondus. En aval du point de décollement moyen, on peut diviser l'écoulement de retour en trois zones: une sous-couche visqueuse dominée par les instationnarités de l'écoulement turbulent, une couche d'écoulement de retour externe et entre les deux une zone de raccordement possédant un profil de vitesse logarithmique.

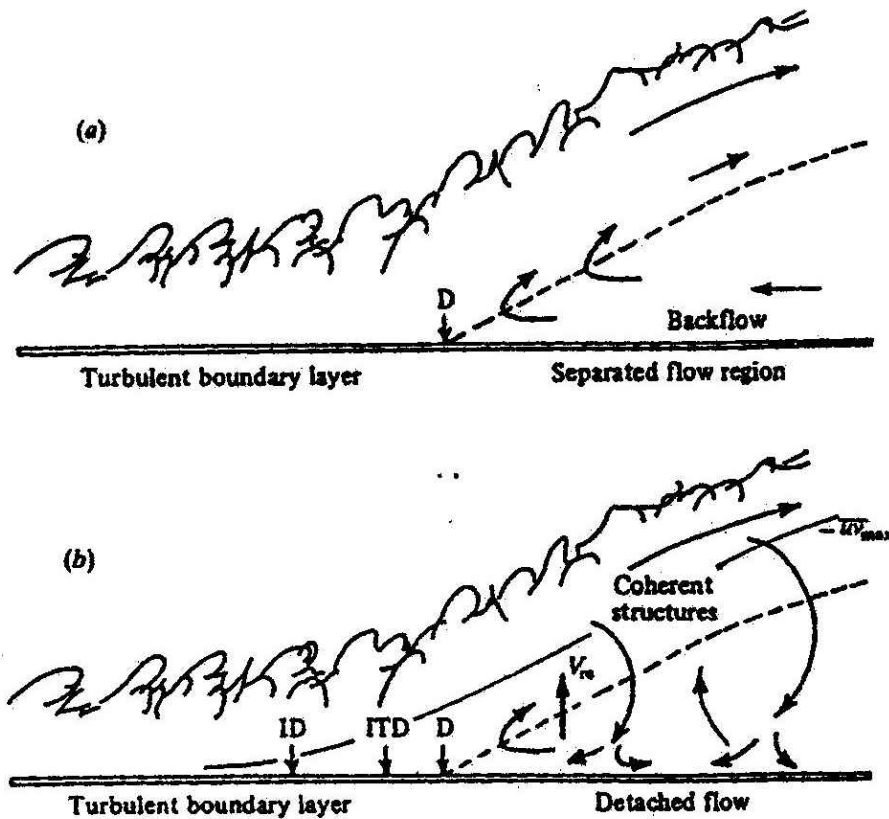


Figure 9: Visions de la structure d'une région décollée: a) approche moyenne b) approche instantannée de Simpson [113]

1.1.5 Paramètres influant sur le frottement pariétal; illustration sur la plaque plane en écoulement turbulent:

Comme montré dans la [Figure 5], l'état turbulent de la couche limite lui permet de mieux résister à un gradient de pression adverse. En effet, la turbulence a pour propriété de faciliter le mélange de l'écoulement permettant une homogénéisation des variables d'état du fluide. La vitesse d'entraînement ne s'infléchit donc qu'au voisinage immédiat de la paroi, entraînant un gradient de vitesse et donc un frottement plus important qu'en régime laminaire. Il est intéressant de regarder l'évolution de ce coefficient, responsable et traceur du décollement, dans le cas d'une forme simple permettant son expression analytique.

Les remarques suivantes et formules analytiques ne sont valables que pour une couche limite encore attachée.

1.1.5.1 Plaque plane sans gradient de pression

Une plaque plane plongée dans un écoulement turbulent sans gradient de pression présente un coefficient pariétal de frottement (C_f) décroissant en corde:

- $C_f = 0.0594.Re_x^{-\frac{1}{5}}$ avec Re_x le nombre de Reynolds adimensionnée par la position en corde et $Re_x > 10^6$
- $C_f = 0.0368.Re_x^{-\frac{1}{6}}$ pour des Reynolds $Re_x < 10^7$ [Figure 9]

C_f n'est donc jamais nul, ni encore moins négatif, empêchant tout décollement sans action de forces de pression. Pour une plaque plane infinie, C_f tend vers 0. Le facteur de forme H est aussi une fonction décroissante de x mais reste expérimentalement compris entre 1.3 et 1.4 pour des nombres de Reynolds modérés ($Re_x \approx 10^6$).

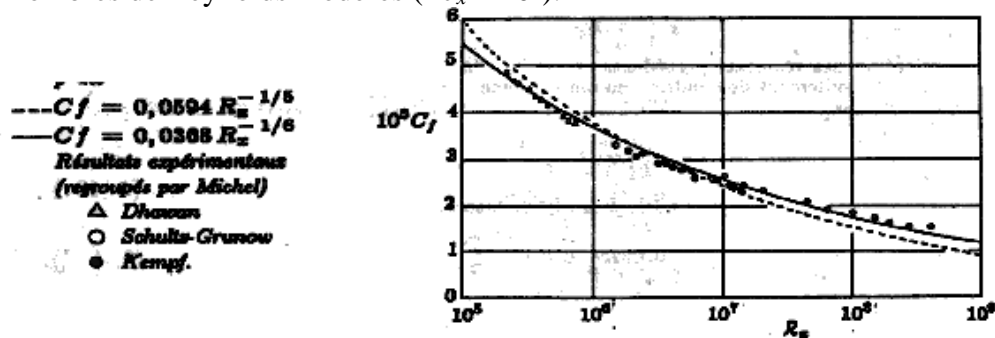


Figure 10: Validité des écritures analytiques de C_f sur une plaque plane sans gradient de pression [Cousteix [58]]

1.1.5.2 Plaque plane avec gradient de pression:

En présence de gradient de pression, le coefficient de frottement peut s'exprimer suivant la loi empirique de *Ludwig-Tielmann* (1949). Elle exprime C_f en fonction du facteur de forme H et du nombre de Reynolds Re_θ basé sur la hauteur de quantité de mouvement θ .

$$C_f = 0.246 \cdot 10^{-0.678H} \cdot Re_\theta^{-0.268}$$

Un gradient de pression négatif correspond à un écoulement extérieur accéléré. Le facteur de forme tend à diminuer ce qui provoque l'augmentation de C_f [Figure 11].

Un gradient de pression positif (correspondant à un écoulement ralenti) va au contraire présenter un facteur de forme en augmentation et donc un C_f en diminution. La valeur de H permettant l'annulation de C_f n'est pas constante. Les valeurs relevées expérimentalement sont cependant comprises entre 2.5 et 3.5. [58] Empiriquement, on parle de décollement turbulent naissant pour $H \approx 2.7$ et complet pour $H \approx 4$. Ces valeurs étant indépendantes du nombre de Reynolds de l'écoulement.

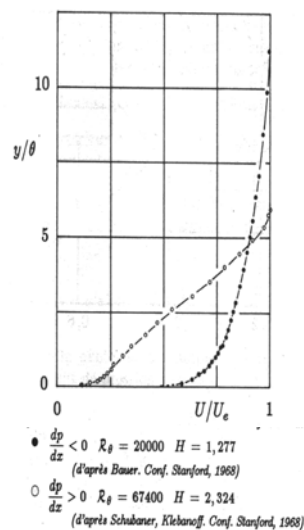


Figure 11: Profil de vitesse en couche limite avec gradient de pression

La pente de la loi logarithmique reste constante pour une couche limite soumise à un gradient de pression positif mais son étendue se réduit à mesure que celui-ci augmente. La localisation du maximum de fluctuation se déplace vers le milieu de la couche limite limitant ainsi les gradients de vitesse en proche paroi [Figure 12]. La vitesse extérieure adimensionnée en variable de paroi u_e^+ augmente, ce qui correspond à une diminution du coefficient de frottement pariétal.

$$u^+ = \frac{2}{\kappa} \sqrt{p^+ y^+} + Cste \quad \text{et} \quad u_e^+ = \sqrt{\frac{2}{C_f}} \quad \text{où } p^+ \text{ est le gradient de pression}$$

adimensionné en variable de paroi

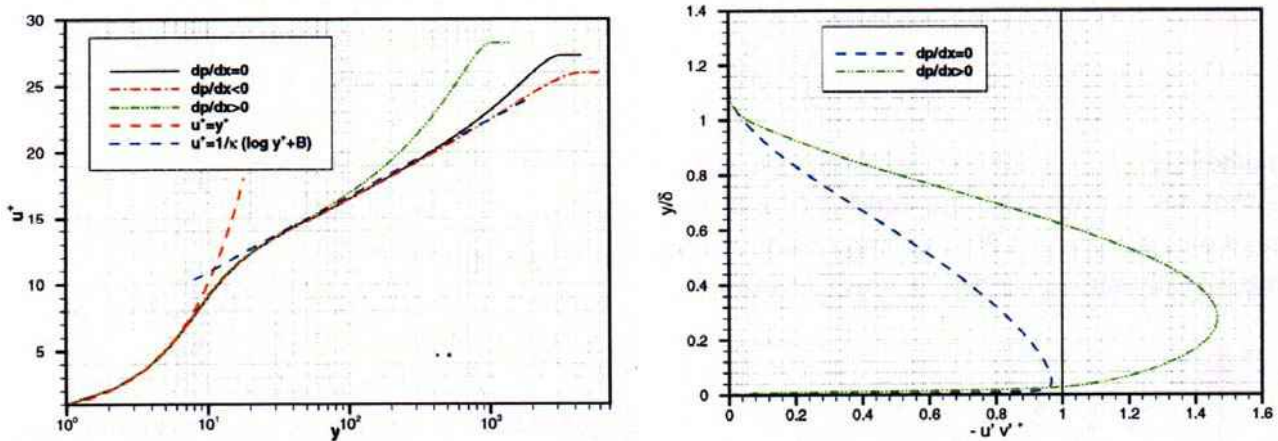


Figure 12: Effet du gradient de pression sur la loi logarithmique (gauche) et les contraintes de Reynolds (droite) d'après Guenot [112]

1.1.5.3 Effet de la température de paroi en écoulement compressible:

En compressible, en l'absence de gradient de pression, on peut relier le coefficient de frottement C_f au flux de chaleur Ch suivant une expression de Colburn [58] valable pour $10^6 < Re_x < 10^8$:

$$Ch \approx \wp^{-2/3} \cdot C_f$$

avec \wp le nombre de Prandtl exprimant le rapport entre la dissipation visqueuse et la dissipation enthalpique.

Le flux de chaleur à la paroi ou nombre de Stanton s'écrit: $Ch = \frac{\phi_p}{\rho_e U_e (h_p - h_f)}$ avec h_p et h_f ,

les enthalpies définies par les températures respectivement de paroi et de frottement. Un flux de chaleur négatif: $T_p/T_f < 1$ augmente le coefficient de frottement, un flux de chaleur positif le diminue [Figure 13].

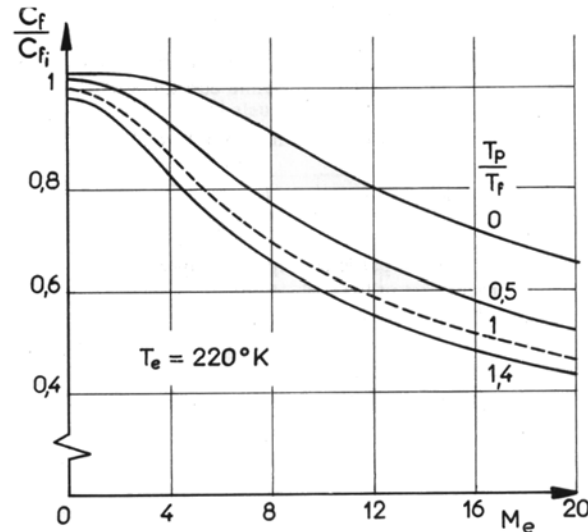


Figure 13: Effet du flux de chaleur sur le coefficient de frottement d'après Rebuffet [72]
 C_{f_i} étant le coefficient de frottement incompressible

1.1.5.4 Effet des rugosités de paroi:

L'effet principal des rugosités est d'augmenter le coefficient de frottement pariétal ainsi que la turbulence. *Nikuradse* [73] montre expérimentalement que c'est la structure de la région interne de la couche limite turbulente qui est modifiée. Les vitesses dans la région externe de la couche limite diminuent et le décalage induit de U^+ est fonction de la hauteur réduite H_s^+ de rugosité (adimensionnement similaire à y^+) [Figure 14] dans le cas d'un régime rugueux établi ($H^+ > 70$):

$$\Delta U^+(H_s^+) = \frac{1}{\chi} \ln(H_s^+) + C + 2.98 \text{ avec } \chi=0.41 \text{ et } C=5.5$$

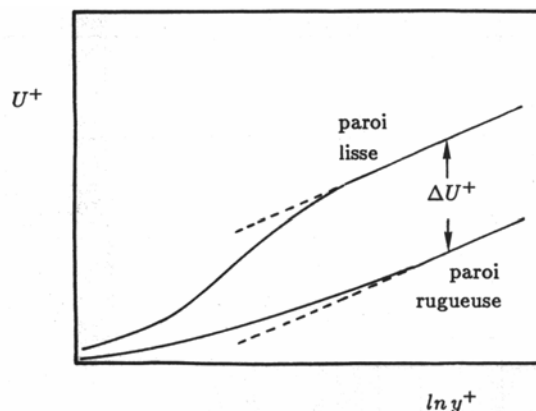


Figure 14: Effet de la rugosité de paroi sur la structure interne de la couche limite d'après Rebuffet [72]

La loi de paroi logarithmique peut donc s'exprimer:

$$U^+ = \frac{1}{\chi} \ln\left(\frac{y}{H_s}\right) + C + B$$

Les méthodes intégrales permettent alors de déterminer l'effet de rugosité sur le coefficient de frottement:

$$\left(\frac{C_f}{2}\right)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\chi} \ln Re_{\delta_1} + D^*(G) - \Delta U^+$$

où D^* est une fonction du paramètre de Clauser $G = \frac{H-1}{H\left(\frac{C_f}{2}\right)^{\frac{1}{2}}}$ identique au cas d'une

paroi lisse

1.1.5.5 Synthèse des paramètres influant sur le frottement pariétal:

Les différents paramètres influant sur le coefficient de frottement pariétal seront ceux qui seront mis en œuvre afin de contrôler les décollements. En effet, le contrôle de décollement va s'appuyer sur l'augmentation locale ou globale du C_f . Les solutions physiques peuvent donc être (en utilisant les résultats précédents: cylindre, profil et plaque plane):

- augmentation du mélange: soit par transition laminaire-turbulent soit par création de structures macroscopiques permettant une homogénéisation plus rapide du profil de vitesse en proche paroi.
- re-énergisation de la couche limite en proche paroi par apport de quantité de mouvement longitudinale
- suppression du bulbe laminaire par transition turbulente en amont de la position supposée de la création de la structure (soufflerie)
- adoucissement des gradients de pression par modification locale de la forme
- application de rugosités à la paroi (transition ou augmentation du C_f turbulent)
- imposition d'un flux de chaleur négatif (refroidissement de la paroi) à la paroi

1.2 Techniques de contrôle de décollement et principaux résultats:

1.2.1 Rappel des stratégies d'action:

Comme nous l'avons vu précédemment, le contrôle du décollement passe avant tout par une action directe ou indirecte sur les paramètres influant sur le coefficient de frottement pariétal. Le contrôle direct de C_f peut d'après le chapitre précédent être:

- une imposition de flux de chaleur négatif à la paroi
- l'apposition de rugosités à la paroi

On appelle action indirecte, l'imposition d'une transition ou l'augmentation de mélange près de la paroi. c'est en effet dans ce cas, soit la turbulence, soit l'amincissement local de la couche limite qui vont jouer sur l'augmentation du frottement et donc retarder l'apparition de décollements éventuels. On peut lister ces actions possibles et les classer en fonction de l'échelle des structures mises en œuvre:

- détection et interaction avec les instabilités naturelles de la couche-limite en proche paroi pour augmenter la production de turbulence. Cette technique est très peu coûteuse en énergie (il suffit d'amplifier des structures déjà préexistantes naturellement), elle nécessite néanmoins la détection et la manipulation de phénomènes quasi-aléatoires.
- création et amplification de structures microscopiques en proche paroi. Cette technique a l'avantage sur la précédente de ne pas demander la détection d'instabilités directement dans le champ ni de contrôle en boucle fermée. Il s'agit seulement d'introduire des structures de taille et de fréquence appropriées à l'écoulement.
- création de structures macroscopiques de taille comparable à l'épaisseur de la couche limite (de 10% à 100% de δ) permettant un mélange avec l'écoulement externe. Cette méthode est la plus réalisable des trois au regard des connaissances et technologies d'actionneurs actuelles. Les structures impliquées ne répondent pas à des instabilités de l'écoulement, mais mettent en œuvre de larges perturbations au sein de la couche limite.

Ce sont ces dernières techniques qui sont appliquées lors de cette étude: création de tourbillons en envergure par une excitation instationnaire ou de larges vortex longitudinaux par un système de Vortex-Générateurs fluides. [Figure 15]



Figure 15: Création de structures macroscopiques par Vortex-Générateurs (à gauche) [102] et fente pulsée (à droite) [4]

1.2.2 Paramètres de l'actionneur:

1.2.2.1 Coefficient de débit:

Le coefficient de débit Cq représente le débit de l'actionneur adimensionné par l'écoulement infini. Il correspond à l'injection de masse dans l'écoulement extérieur à contrôler. Pour les actionneurs instationnaires, on peut définir un coefficient de débit moyen $\langle Cq \rangle$ représentant l'intégration du débit injecté par l'actionneur sur une période. Ce débit moyen est nul dans le cas des Jets Synthétiques.

$$Cq = \frac{\rho_j h_j U_j}{\rho_\infty c U_\infty}$$

Avec: h_j la largeur de la fente en 2D ou la surface de l'actionneur en 3D
 U_j la vitesse du jet
 c une longueur caractéristique du corps contrôlé

Le coefficient de débit moyenné est:

$$Cq = \frac{\rho_j h_j \int_0^T U_j(t) dt}{\rho_\infty c U_\infty}$$

avec T la période de l'actionneur instationnaire

1.2.2.2 Coefficient de quantité de mouvement:

Le coefficient de quantité de mouvement $C\mu$ représente la quantité de mouvement injectée adimensionnée par la pression dynamique de l'écoulement rapporté à la longueur caractéristique du corps portant. C'est la fonction "coût" du contrôle et la valeur qu'il faut minimiser pour obtenir des contrôles optimaux. On l'écrit:

$$C\mu = \frac{\rho_j h_j U_j^2}{\frac{1}{2} \rho_\infty c U_\infty^2} \text{ pour un jet continu et } \langle C\mu \rangle = \frac{\rho_j h_j \int_0^T U_j^2(t) dt}{\frac{1}{2} \rho_\infty c U_\infty^2} \text{ pour un jet pulsé}$$

Pour une excitation sinusoïdale, on a: $\langle C\mu \rangle = \frac{\rho_j h_j U_j^2}{\rho_\infty c U_\infty^2}$

Ce coefficient de quantité de mouvement est couramment utilisé comme un paramètre décrivant l'énergie demandée par le contrôle. Le coefficient de débit se rapportant plus à un paramètre de contrôle de circulation.

1.2.2.3 Fréquence adimensionnée:

Noté F^+ , ce paramètre représente un nombre de Strouhal de l'actionneur, une fréquence adimensionnée par un temps de propagation sur le corps portant plongé dans l'écoulement infini:

$F^+ = \frac{fc}{U_\infty}$ avec c la dimension caractéristique du corps portant et U_∞ la vitesse infinie amont

1.2.3 Jets Synthétiques ou Jets pulsés:

1.2.3.1 Description des actionneurs:

Introduits par *Glezer, Smith, Allen et Amitay* dans le milieu des années 90, le concept de jet synthétique est une évolution des systèmes de soufflage ou aspiration stationnaires dont l'étude remonte au début des recherches sur le contrôle des écoulements par *Reid et Bamber* dans les années 1930. Le débit moyen d'un jet synthétique standard est égal à zéro. Une phase de soufflage suit une phase d'aspiration et dans une première approche, on peut imaginer que l'actionneur ne fait que créer la surpression et la dépression nécessaire aux deux phases de son fonctionnement: le débit d'air instantané étant prélevé directement dans l'écoulement que l'on souhaite contrôler. [Figure 16] L'actionneur type est alors comparable à un haut-parleur ou un diaphragme piézo-électrique vibrant à une fréquence choisie par l'utilisateur. Il faut cependant relativiser ce dernier concept, la technologie actuelle ne permettant pas d'obtenir des vitesses d'excitation suffisantes au contrôle de décollement en condition de vol par ce biais.

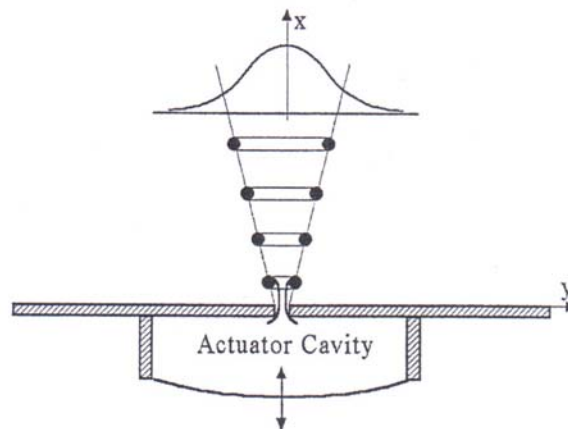
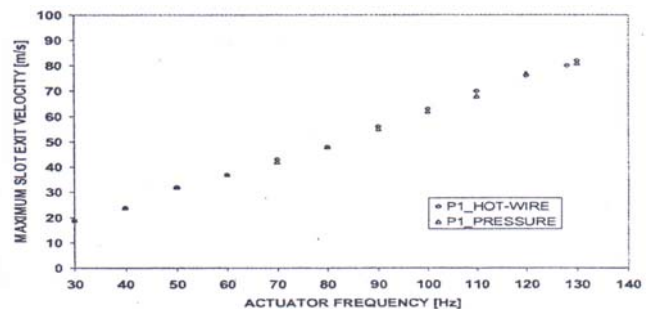
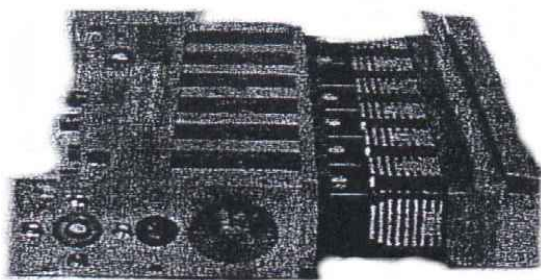


Figure 16: Principe du Jet Synthétique

Gilarranz [9] propose un système de pistons pouvant se loger dans un profil NACA0015. Le déplacement des pistons est de 22 mm pour une vitesse maximale de sortie de buse de 90m/s et une plage de fréquence accessible entre 0 et 130Hz. Il obtient un contrôle efficace en soufflerie pour une vitesse infinie amont de 35m/s. [Figure 17]



L'imposition de la fréquence peut aussi être obtenue par un système électro-mécanique faisant vibrer une membrane par force magnétique [3]. [Figure 18] Une autre technique peut-être employée permettant de créer les dépression/surpression sans parties mobiles. Un système d'anode-cathode permet d'ioniser une cavité et créer des décharges créant un mouvement de matière. Des vitesses d'éjection supersoniques ont pu être observées par ce biais.

Le caractère instationnaire seul de l'actionneur est recréé en utilisant une modulation d'un jet de soufflage. *Mc Cormick* [3] présente un système de valve rotative permettant d'ouvrir ou fermer suivant une fréquence prédéfinie un orifice de soufflage. L'actionneur n'est donc plus appelé "jet synthétique" car le débit moyen injecté dans l'écoulement n'est plus nul. [Figure 18]

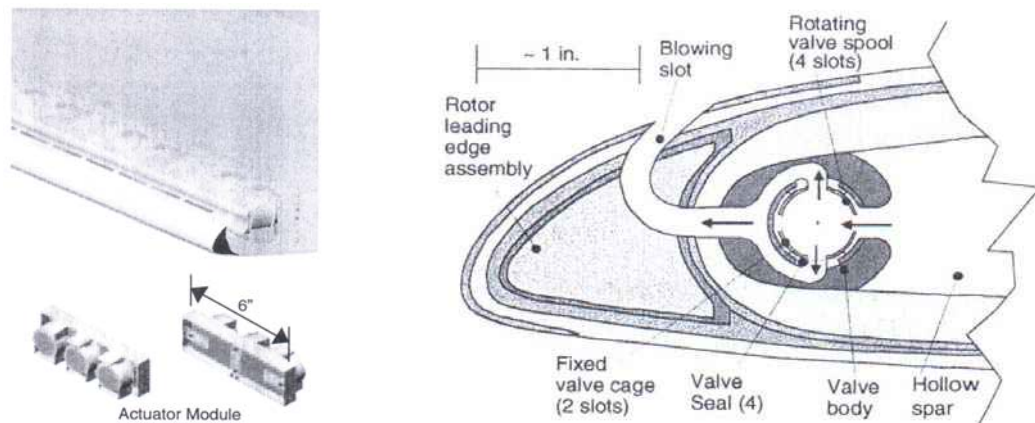


Figure 18: Module d'actionneurs électro-mécaniques (gauche) et système de soufflage pulsé (droite) McCormick et al. [3]

1.2.3.2 Fréquences caractéristiques des écoulements décollés et leur impact dans les stratégies de contrôle:

R. Mittal *et al.* [109] tentent de caractériser les différentes échelles de fréquences pouvant intervenir dans la physique du contrôle de décollement par actionneurs instationnaires. En effet, il remarque que la plupart des publications montrent une évolution directe de l'efficacité du contrôle avec la vitesse d'excitation, alors que la sensibilité en fréquence est plus complexe. Trois types d'écoulements et les fréquences intervenant dans ceux-ci sont étudiés:

- profil à faible incidence ne présentant pas de décollement: dans ce cas, la fréquence d'instabilité de sillage est le phénomène instationnaire dominant. On

l'adimensionne d'après Roshko par $f_{wake} \approx \frac{U_{\infty}}{W_{wake}}$ avec W_{wake} l'épaisseur de

la nappe de sillage[Figure 19].

- profil fortement décollé dès le bord d'attaque sans rattachement sur l'extrados: deux échelles de fréquences excitent alors l'écoulement. La couche de cisaillement créée par le point de décollement au niveau du bord d'attaque présente une génération de tourbillons de Bloor-Gérard à une fréquence

$f_{SL} \approx \frac{\bar{U}}{\theta}$ avec θ l'épaisseur de quantité de mouvement. Le lâché périodique de

grosses structures correspond à un mode de sillage f_{wake} de corps épais de type cylindre basé sur une longueur $W_{wake} = c \cdot \sin \alpha$. avec α l'incidence.

- profil présentant un bulbe de décollement au bord d'attaque suivi d'un rattachement sur l'extrados: en plus des deux échelles de fréquences précédemment évoquées, un mode f_{sep} basé sur la longueur de corde décollée intervient. Un adimensionnement de cette fréquence permet d'écrire:

$$\frac{f_{sep} L_{sep}}{U_{\infty}} = 0.27 \quad \text{où } L_{sep} \text{ correspond à la distance entre le point moyen de}$$

décollement et le centre du bulbe.

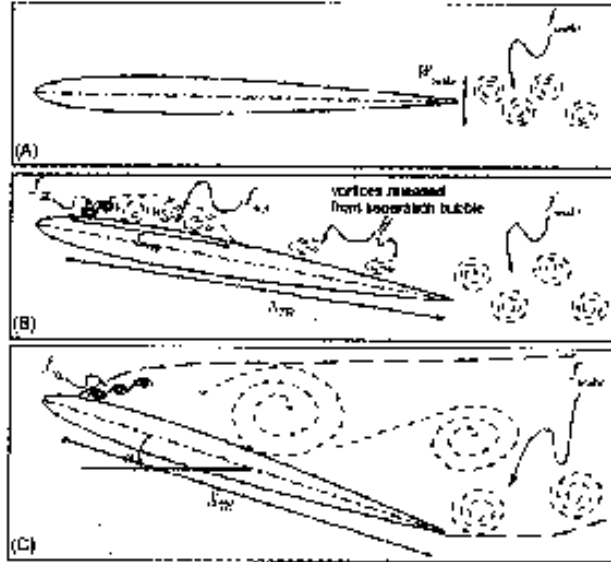


Figure 19: Différentes échelles de fréquence présentes dans un écoulement décollé d'après Mittal [109]

Lors des cas où plusieurs niveau d'excitation interviennent ensemble, chacune va interagir avec l'autre. En effet, le transport dans le bulbe de perturbations dues au lâché de structures turbulentes par la zone décollée induit une harmonisation de f_{sep} et f_{SL} . De même dans le cas de profil fortement décollé ou simplement d'écoulement de cylindre, Kourta *et al.* [118] montrent que l'on peut écrire: $f_{SL} = 0.024.Re^{0.67} \cdot f_{wake}$ avec Re un Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement θ .

Les paramètres d'efficacité du contrôle dépendent fortement de l'échelle de référence prise en compte. En effet, si on prend comme adimensionnement $F^+ = \frac{f_{wake} \cdot c}{U_{\infty}}$ l'intervalle de fonctionnement du contrôle varie comme $0.5 < F^+ < 5$. environ alors que celui-ci devient $0.75 < F^+ < 2$ en prenant $F^+ = \frac{f_{sep} L_{sep}}{U_{\infty}}$. L'impact sur l'énergie à injecter peut atteindre dans

le dernier cas 400% sur le C_u et faire varier les gains de portance de 25%.

Un cas de prise en compte des différents effets d'échelle de fréquence a été simulé par Pack *et al* [92] en excitant le système par un signal sinusoïdal dont l'amplitude est modulée par une sous-fréquence: $u(t) = (dc + \cos(2\pi f_{AM} t)) \cos(2\pi f_c t)$ avec $f_{AM} \ll f_c$. Un gain de 50% sur l'énergie à injecter a été observé pour la même performance de contrôle. Un autre moyen de coupler les effets fréquentiels est d'utiliser un duty-cycle sur l'excitation en n'agissant que sur une partie de la période de la fréquence la plus basse (Margalit *et al.*[119])

1.2.3.3 Écoulement créé par l'actionneur:

Plusieurs publications se sont appliquées à étudier des simulations numériques de jets pulsés sans écoulement extérieur afin de mieux comprendre la topologie de l'écoulement à leur orifice. Ainsi, *Kral et al.* [20], effectuent en 1997 une simulation numérique d'un jet synthétique sans écoulement extérieur:

Lors de la phase d'aspiration, le fluide est ingéré par l'actionneur par les côtés de la cavité alors que la phase de soufflage crée un écoulement doté d'un profil de Stokes créant sur les frontières du jet une zone de cisaillement. Cette frontière jet/environnement extérieur est le lieu d'instabilités donnant naissance à une couronne de vorticités convectée par le jet. La phase d'aspiration suivante ne recapte pas cette zone de vorticités. Elle continue à s'éloigner de l'orifice créant une allée de tourbillons s'étageant verticalement. L'allée de vortex dégénère très rapidement en un jet turbulent. Les simulations laminaires de *Kral* ne permettent pas d'observer l'éclatement des tourbillons observé expérimentalement [Figure 20 et 21]. Les simulations turbulentes montrent la persistance d'une seule couronne qui se dissipe très près de l'orifice du jet [Figure 21]. La décroissance en racine de la vitesse verticale du jet est bien retrouvée ainsi que l'extension latérale du jet. Le champ moyen de vitesse obtenu par l'utilisation du jet synthétique est similaire à celui d'un jet stationnaire de même puissance, créant ainsi un écoulement vertical, bien qu'en moyenne, le débit de l'actionneur soit nul.

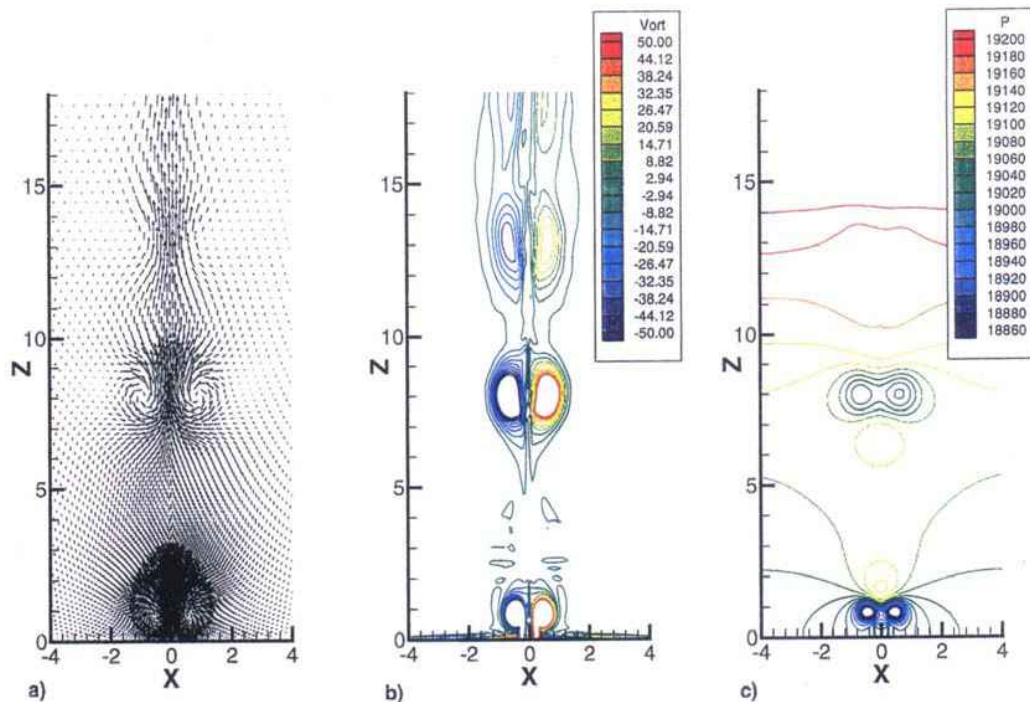


Figure 20: Simulation laminaire d'un jet pulsé de type Kral d'après Getin [23]

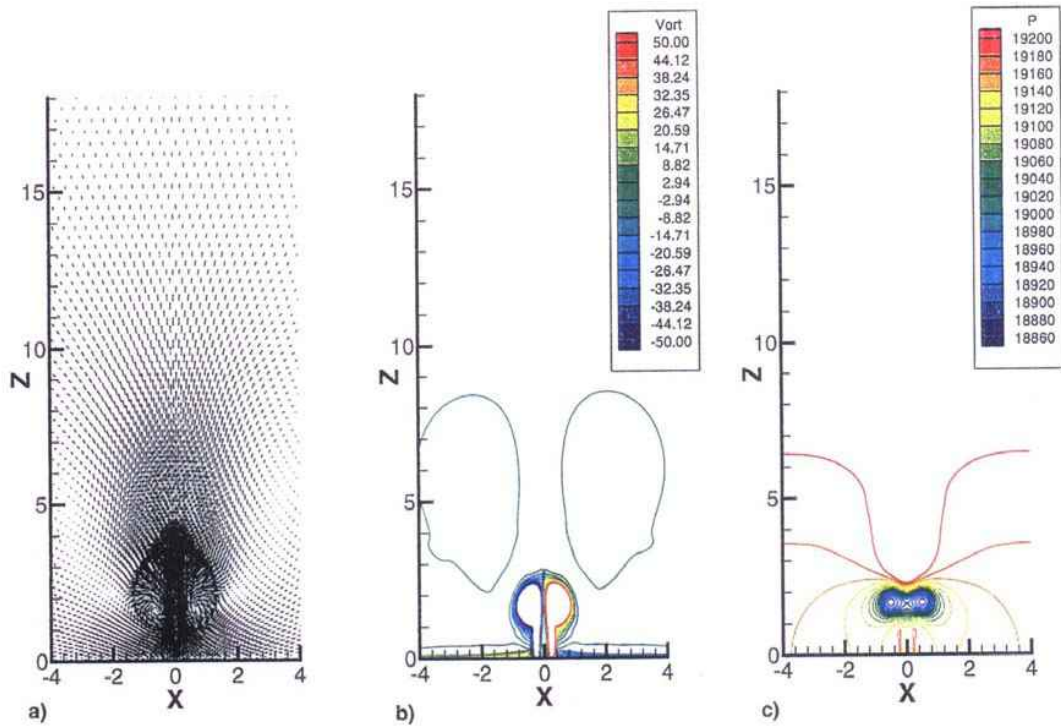


Figure 21: Simulation turbulente d'un jet synthétique de type Kral d'après Getin [23]

Le caractère non homogène du profil moyen de vitesse à l'orifice est présenté par *Rizzetta et al.* [11] par une simulation par DNS, montrant la différence entre l'écoulement induit par la phase d'aspiration et celui de la phase de soufflage. Les bords de la buse de sortie présentent en moyenne une vitesse négative alors que le centre présente une vitesse moyenne positive. L'intégration sur toute la buse donne une vitesse moyenne nulle répondant à la définition du jet synthétique à débit moyen nul. [Figure 22]

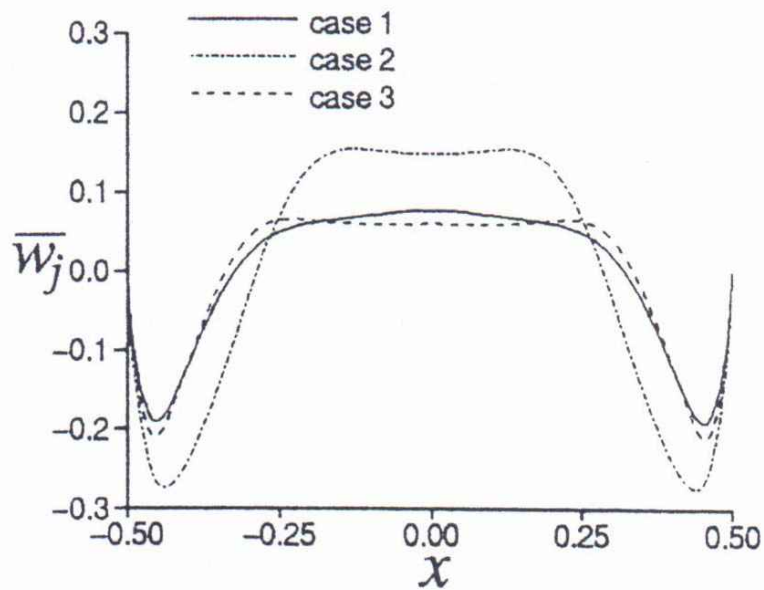


Figure 22: Moyenne de vitesse verticale sur la largeur de l'orifice du jet synthétique d'après Rizzetta [11]

1.2.3.4 Jet synthétique dans un écoulement transverse:

Getin [23] réalise la simulation numérique turbulente (URANS $k-\varepsilon$ bicouche) d'un jet synthétique dans un écoulement de plaque plane. Une période complète de l'actionneur est commentée en s'intéressant plus particulièrement à l'effet du soufflage [Figure 23]:

- le début de la phase de soufflage voit la création en amont de la buse d'un petit bulbe de décollement et d'un tourbillon assez intense juste en aval. A mesure que la vitesse de soufflage augmente (le profil temporel de la vitesse du jet est sinusoïdal) le tourbillon aval prend de l'ampleur et devient assez puissant pour créer à son amont un tourbillon contrarotatif plus petit.
- la décroissance de la vitesse de soufflage permet aux structures tourbillonnaires de se décaler vers l'aval en s'étirant sous l'effet de l'écoulement externe.
- dès le début de la phase d'aspiration, le tourbillon contrarotatif est dissipé. Le bulbe de décollement en amont de la buse disparaît également. Il ne reste plus que le tourbillon principal intense dont le mouvement rampant est accéléré par l'écoulement de plaque plane. Il se dissipe progressivement en se convectant. A l'aval de la buse, la couche limite est totalement recollée pendant toute la phase d'aspiration.

L'effet sur le champ de pression moyen est principalement dirigé par la phase de soufflage. Il présente en amont de la buse une zone de pression légèrement plus élevée due à la présence d'un point d'arrêt pendant le soufflage. Les tourbillons aval créent une zone de basses pression sur une distance assez importante (10 largeurs de buses). [Figure 24]

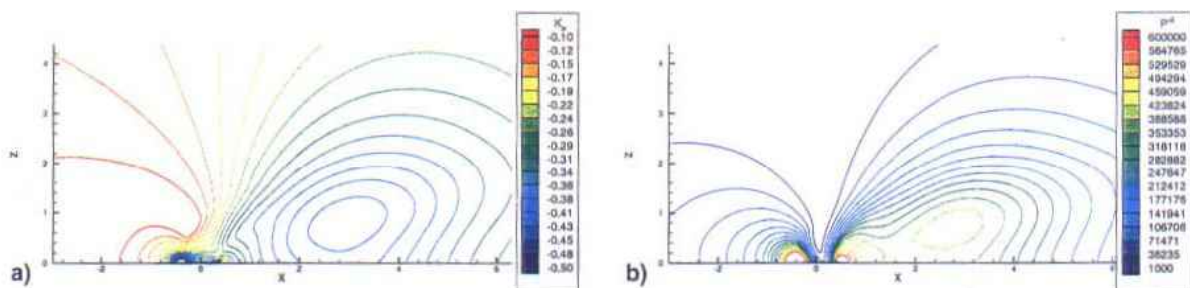


Figure 23: Champs moyen (gauche) et fluctuations de pression (droite) sur une plaque plane en présence d'un jet synthétique d'après Getin [23]

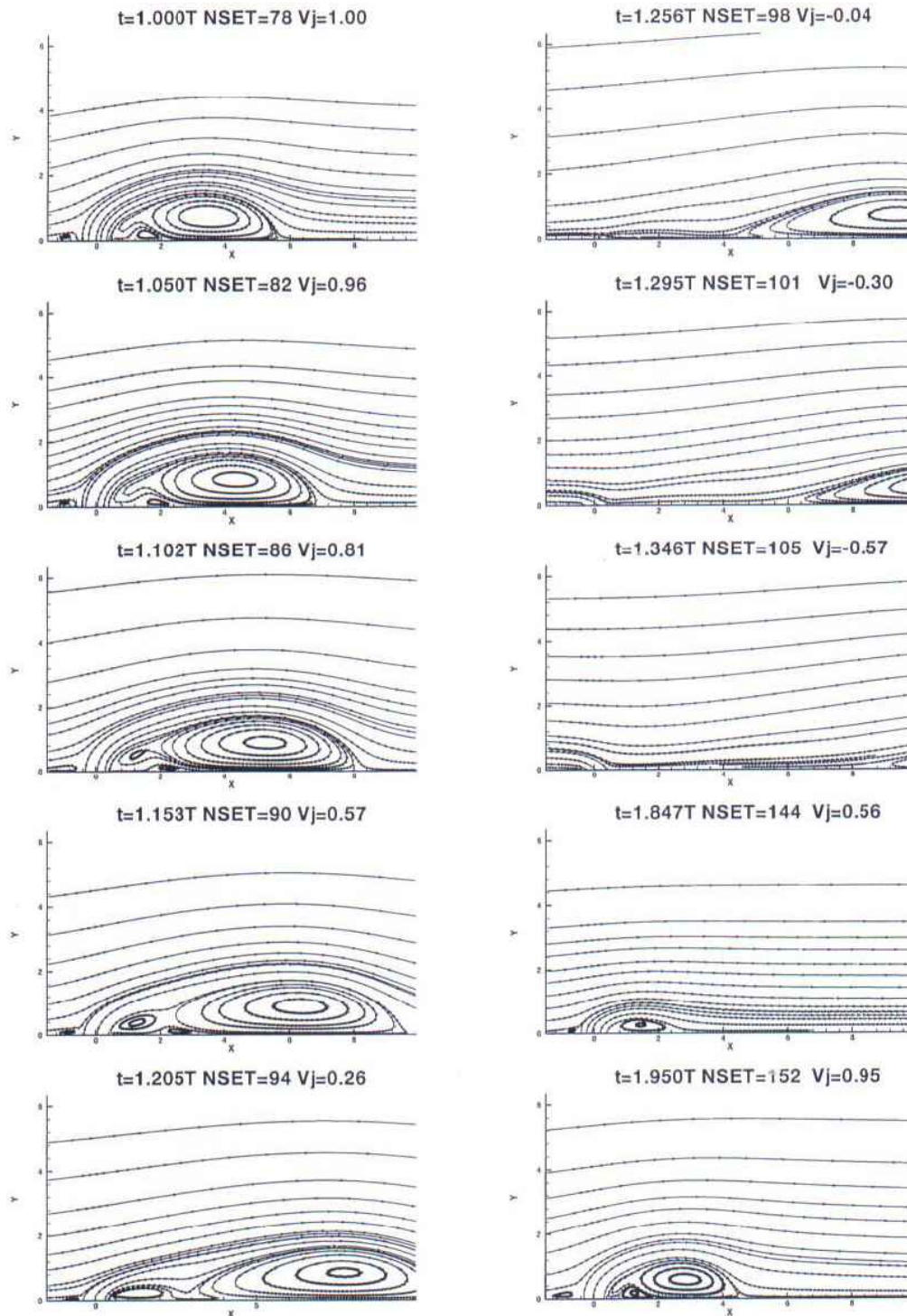


Figure 24: Évolution des lignes de courant durant une période de l'actionneur dans un écoulement de plaque plane d'après Getin [23]

Une étude paramétrique est effectuée pour les caractères suivants:

- profil temporel de vitesse (sinus, demi-sinus (seulement soufflage), créneau (seulement soufflage) et soufflage fort et court suivi d'une aspiration faible et longue (NG)): il est constaté que la pente du profil de vitesse a une action directe sur l'intensité et la taille du tourbillon principal, mais que la présence ou non d'une phase d'aspiration n'altère pas le comportement général des lignes de courant. Cette phase a néanmoins une importance au niveau de l'intensité turbulente en aval du jet en l'augmentant sensiblement. Les profils de K_p à l'amont de la buse présentent en outre une surpression plus faible suggérant un effet sur la portance supérieur [Figure 25].

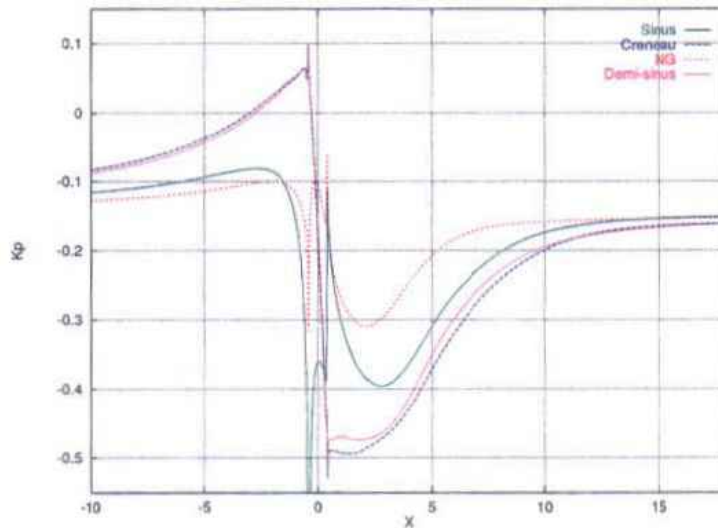


Figure 25: Effet du profil temporel de vitesse sur les niveaux de K_p d'après Getin [23]

- effet de fréquence (entre 300 et 1500Hz) : L'augmentation de la fréquence crée une augmentation de l'intensité du tourbillon principal en même temps qu'elle en diminue la taille. Ce comportement se retrouve directement sur les profils de K_p au niveau de l'actionneur [Figure 26]. Le pic de dépression est plus fort et moins long dans le cas de la fréquence la plus élevée. Les grosses structures créées par la basse fréquence sont convectées plus vite ($60\% U_\infty$) que les petites structures intenses de la haute fréquence ($40\% U_\infty$).

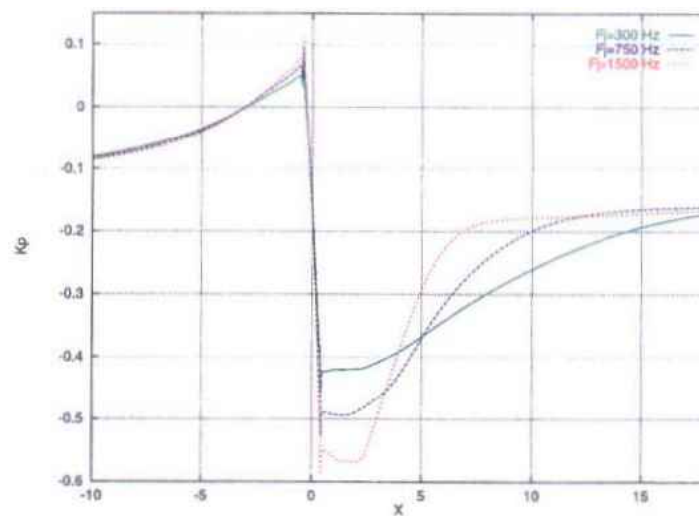


Figure 26: Effet de la fréquence sur les niveaux de K_p d'après Getin [23]

-influence de la vitesse crête du jet: une vitesse faible crée des structures nettement plus aplaties. Le profil de K_p présente une surpression et une dépression plus faibles. [Figure 27]

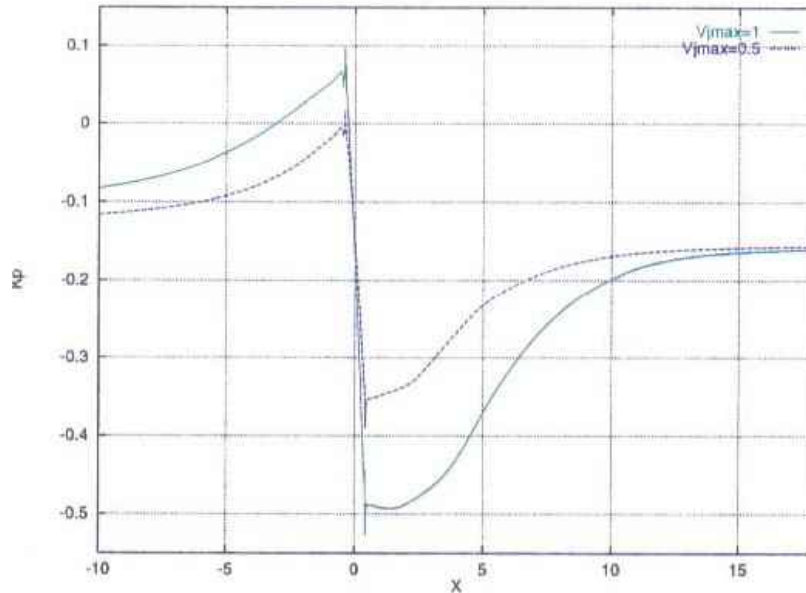


Figure 27: Effet de la vitesse sur les niveaux de K_p d'après Getin [23]

1.2.3.5 Contrôle par jets synthétiques:

L'apparition de grosses structures persistantes en aval du jet synthétique en fait un moyen idéal d'augmentation de mélange à la paroi. Les précédents résultats publiés montrent leur robustesse et leur habilité à repousser efficacement le décollement. Ainsi plusieurs configurations mettant en œuvre des décollements ont été testées numériquement et expérimentalement avec de tels actionneurs.

Contrôle de décollement sur une rampe:

Le cas de la rampe présente l'intérêt d'avoir un point de décollement fixé par la cassure de pente. Elle peut en outre offrir une analogie intéressante avec le problème d'un volet braqué sur une voilure hypersustentée.

Hernandez [105] met en place une étude numérique paramétrique d'un contrôle par jet synthétique sur une rampe inclinée de 18° en boucle ouverte et boucle fermée. Il place d'abord l'actionneur légèrement en amont de la cassure (5δ) et fait varier vitesse et fréquence du jet. Les fluctuations de pression en aval de la cassure de pente sont extrêmement réduites pour une excitation au mode instable le plus amplifié par l'instabilité de Kelvin-Helmoltz créée dans l'écoulement de rampe et la longueur de recollement sur la rampe est diminuée. Les fréquences inférieures amplifient et désorganisent ces instabilités alors que les fréquences supérieures n'ont aucun effet apparent. Le débit à injecter pour une bonne efficacité semble être très faible, une vitesse d'excitation importante ($20\% U_\infty$) n'améliorant plus le résultat. La position optimale de l'actionneur est le lieu de création des instabilités.

Alfano et al. [103] effectuent une optimisation numérique par algorithme génétique des différents paramètres de contrôle (vitesse du jet, fréquence et position de la buse) sur une rampe à 10° [Figure 28]. La fonction objectif est définie par deux paramètres : la maximisation de la poussée du plan inclinée (par la réduction de la taille de la recirculation moyenne) et la minimisation de l'énergie dépensée pour le contrôle. En parallèle, une comparaison avec une aspiration constante est réalisée. Une solution alliant efficacité et bas-coût en aspiration continue est obtenue pour une action au niveau et juste en aval de la cassure pour un débit de 4.5% du flux extérieur [Figure 29]. Pour ces choix, l'écoulement est totalement recollé derrière la cassure permettant l'obtention d'une solution stationnaire. C'est là la majeure différence avec l'utilisation des jets synthétiques. En effet, l'efficacité moyenne en terme de poussée est similaire pour les deux actionneurs, néanmoins les solutions jets pulsés présentent toujours un caractère instationnaire. La fréquence naturelle des tourbillons de Kelvin-Helmoltz est forcée par une plage de fréquence optimale trouvée de 2 à 3 fois cette dernière. On observe un train de tourbillons sur la rampe créant en moyenne un écoulement recollé partout sur la rampe à l'exception d'une zone de recirculation à l'aval de l'actionneur. [Figure 30] C'est la zone de basse pression que l'on observe aussi en moyenne lors des simulations de *Getin* [23] ou *Kral* [96] sur la plaque plane.

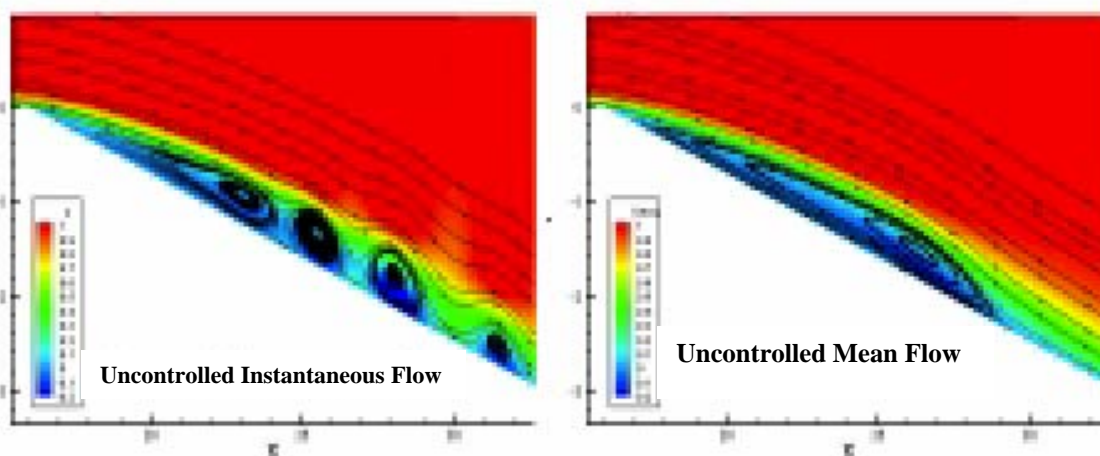


Figure 28: Écoulement naturel instantané (gauche) et moyenné (droite) sur la rampe d'après Alfano [103]

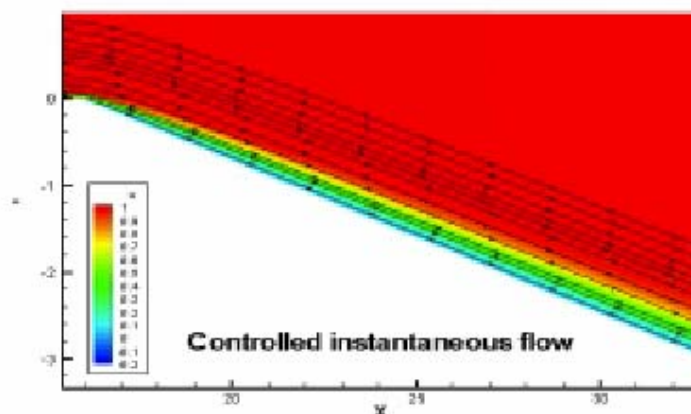


Figure 29: Écoulement instantané sur la rampe avec une aspiration continue d'après Alfano [103]

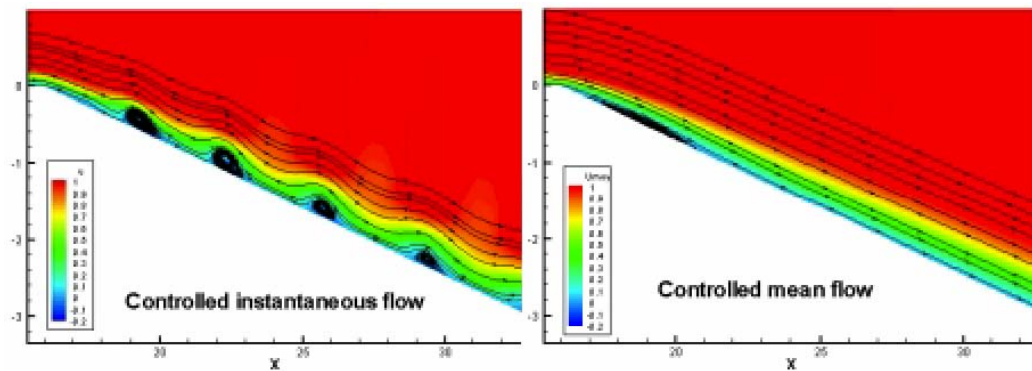


Figure 30: Écoulement instantané (gauche) et moyen (droite) sur la rampe sous l'effet d'un jet synthétique d'après Alfano [103]

L'exemple de la rampe permet de décrire quelques caractéristiques de l'effet d'un jet synthétique lorsqu'il est efficace:

- le jet synthétique permet de forcer l'écoulement en fréquence. Les instabilités naturelles s'effacent devant la prédominance des effets instationnaires de l'actionneur.
- ce forçage en fréquence vient de la création et de la convection de vortex transverses affectant les coefficients pariétaux.
- la topologie de l'écoulement moyen présente les caractéristiques d'un écoulement recollé sauf à l'aval de l'actionneur.
- l'amplitude des oscillations des coefficients pariétaux dépend du couple fréquence/vitesse du jet synthétique.

Contrôle de décollement sur un cylindre:

Le cas du contrôle de décollement sur un cylindre est extrêmement intéressant de par la très bonne connaissance de l'écoulement autour et derrière lui sur une très large gamme de Reynolds. *Amitay et al [15]*, réalisent une campagne expérimentale de contrôle de décollement sur un cylindre par Jets Synthétiques Tangentiels à Reynolds: 31000, 75500 et 131000. Un balayage de la position de l'actionneur sur l'extrados du cylindre est effectuée sans imposer de transition. A Reynolds 75500, le point de décollement naturel est fixé à 85° du bord d'attaque. Entre une position azimutale $\gamma=45^\circ$ à 90° , le jet synthétique fait apparaître une décroissance importante des K_p en amont et en aval de sa position, repoussant le décollement sur l'extrados jusqu'à 125° et créant ainsi une portance positive. Une position plus arriérée du jet synthétique ne produit plus d'effet sur l'extrados mais provoque une transition et donc un recollement turbulent sur l'intrados du cylindre créant une portance négative [Figure 31].

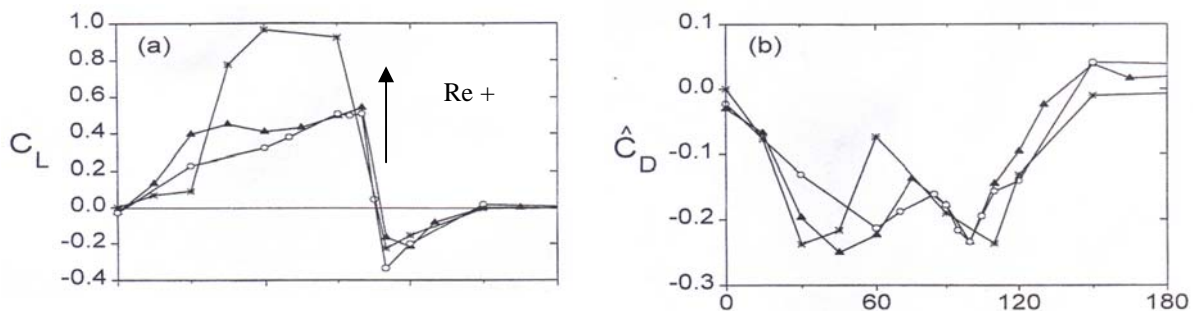


Figure 31: Effet de l'actionneur sur les coefficients globaux du cylindre en fonction de sa position azimutale pour les trois nombres de Reynolds d'après Amitay [15]

Afin d'éviter les effets néfastes de transition naturelle qui peuvent fausser les résultats de contrôle par un recollement turbulent provoqué par l'actionneur, *Amitay et al.*, placent ensuite une transition déclenchée à un azimuth de 35° . Le décollement naturel passe alors de 85° à 120° . Pour une position optimale de l'actionneur à 110° , le décollement est repoussé sur l'extrados jusqu'à 140° [Figure 32]. Les paramètres de l'actionneur sont fixes: $C_\mu=10^{-4}$ et $f=740\text{Hz}$.

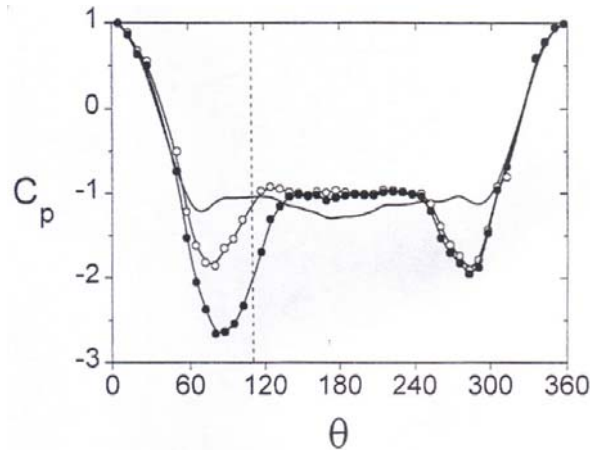


Figure 32: Effet de l'actionneur placé à 110° sur le coefficient de pression (ronds pleins) - K_p sans contrôle avec transition (ronds vides) - K_p sans contrôle transition naturelle (ligne) d'après Amitay [15]

Une étude du signal fréquentiel dans la nappe en aval du cylindre avec contrôle montre un glissement des harmoniques vers les petites échelles permettant une dissipation plus rapide que dans le cas de l'écoulement naturel. Le pic de fréquence de l'actionneur apparaît très distinctement en aval du cylindre et disparaît rapidement [Figure 33]. L'actionneur agit donc en plus comme un "stabilisateur" de la nappe, lissant le pic de lâché des tourbillons de Von Karman.

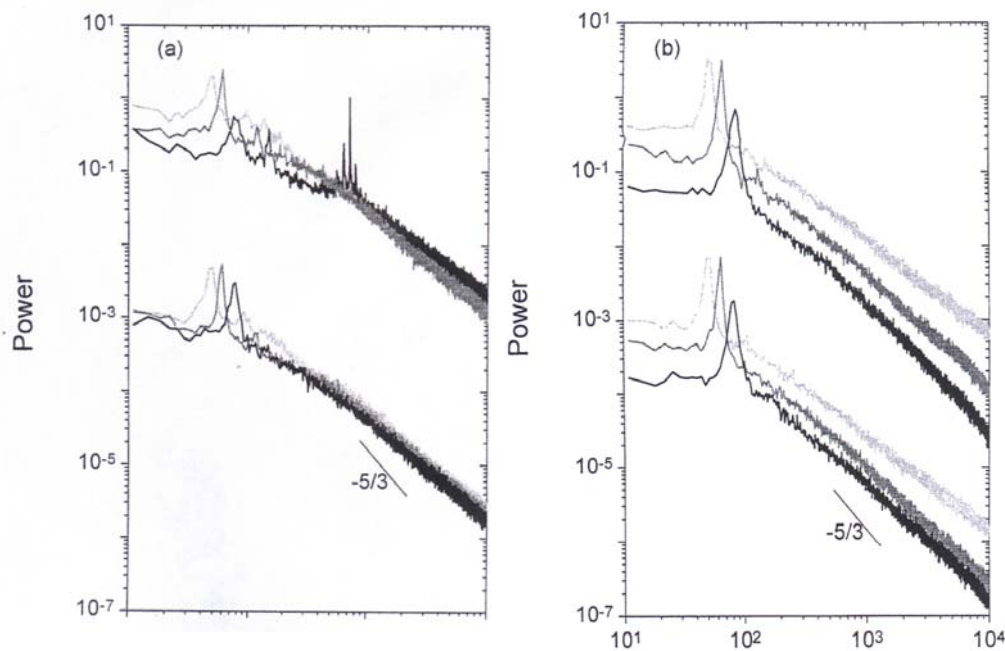


Figure 33: Spectre de puissance mesurée à $x/D=1$ (gauche) et $x/D=3$ (droite) en aval du cylindre pour le cas sans contrôle transition naturelle (gris clair) - transition déclenchée (gris foncé) et avec contrôle à 110° (noir) d'après Amitay [15]

Getin [23] effectue une simulation numérique 2D instationnaire en URANS du contrôle par jet synthétique sur un cylindre. Le Reynolds est légèrement supérieur à celui utilisé par Amitay et al [15], 98000 au lieu de 75500 précédemment et il se compare à une expérience menée par Bera et al [106] ($f = 750\text{Hz}$ et $C_\mu = 0.9\%$). Le point de contrôle optimal est trouvé pour $\gamma=110^\circ$ mais l'efficacité observée en moyenne est plus faible. En effet, si Amitay et Bera observent un point moyen de décollement avec contrôle reculé de 20° (de 120° à 140°), Getin ne relève que 4° de recul sur l'extrados et 2.2° d'avancée sur l'intrados. Le pic de K_p créé par l'actionneur est donc plus faible et plus étroit en numérique. [Figure 34]

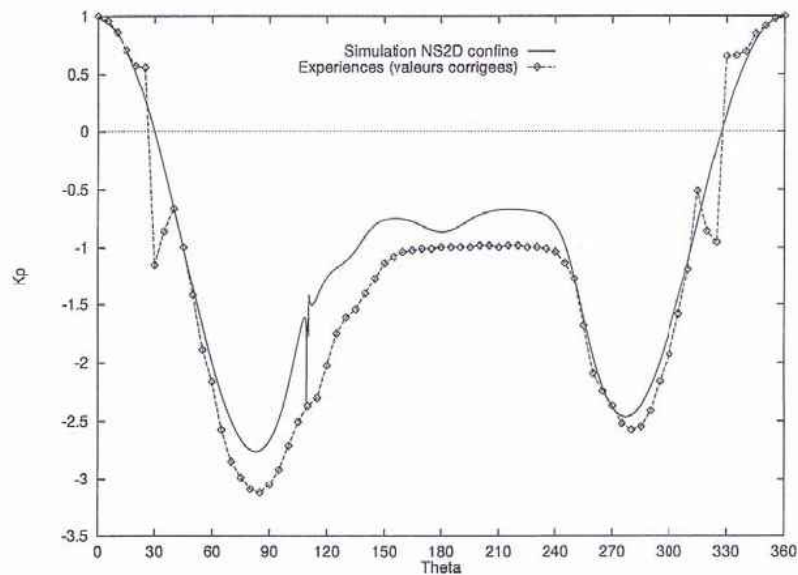


Figure 34: Comparaison des résultats numériques [23] et expérimentaux [106] d'après Getin [23]

L'observation de l'écoulement autour du cylindre montre la création de vortex transverses en aval de l'actionneur éliminant la dynamique naturelle de Von Karman qui ne se retrouve qu'à l'intrados [Figure 35]. Un fort taux de turbulence est observé lors de l'interaction des tourbillons extrados avec l'allée de Von Karman.

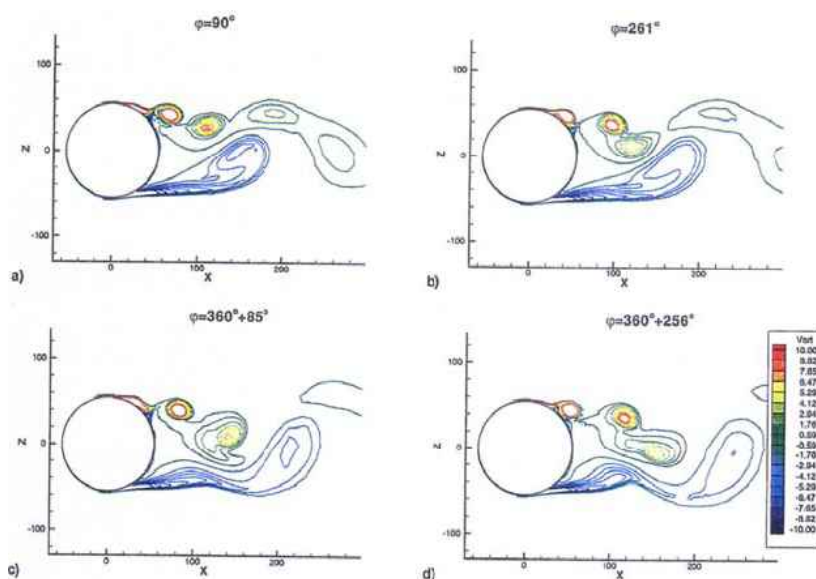


Figure 35: Champs de rotationnel avec contrôle durant deux périodes de l'actionneur d'après Getin [23]

Avec l'utilisation de l'actionneur, le Strouhal des signaux de portance et de traînée augmente, comme observé expérimentalement. Ce comportement peut être relié, comme dans le cas du passage sub-critique à critique en écoulement non contrôlé, à la diminution de l'épaisseur de la nappe tourbillonnaire derrière le cylindre.

Les lignes de courant moyennes de l'écoulement autour du cylindre font apparaître un champ de vitesse non-symétrique et un allongement de la bulle de recirculation qui passe de $0.54D$ à $0.77D$. Les centres des tourbillons sont également décalés avec un tourbillon extrados plus proche de la peau que le tourbillon extrados. Une troisième structure est présente au niveau du point de décollement moyen extrados [Figure 36].

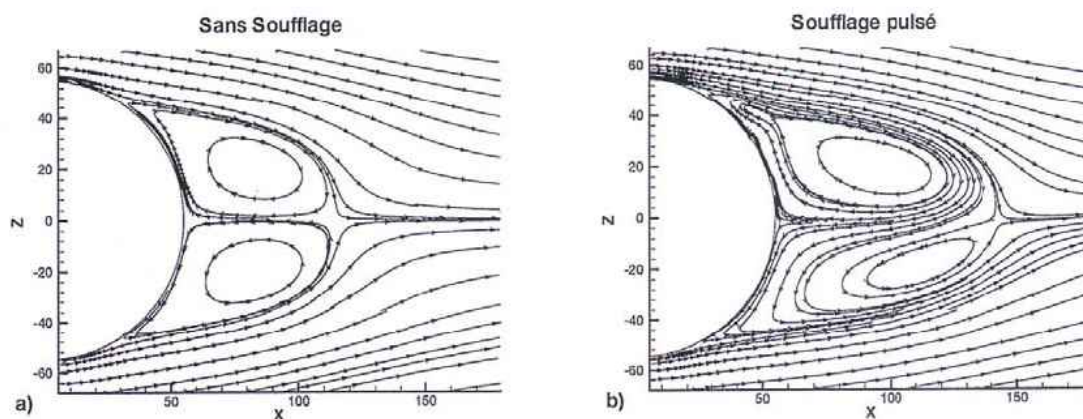


Figure 36: Lignes de courant moyennes autour du profil sans et avec contrôle d'après Getin [23]

Le cas d'écoulement autour du cylindre est donc riche en enseignement pour ce type de contrôle. Il permet de conclure sur l'efficacité du jet synthétique en présence de gradients de pression fortement défavorables et montre leur impact global sur toute la physique autour du corps portant: dissipation accrue dans la nappe de sillage, perturbation des pressions en amont et en aval de leur position ainsi que sur l'intrados et enfin création de structures persistantes qui, comme dans le cas de la rampe influent directement sur les coefficients pariétaux.

Contrôle de décollement sur profils ou volets:

Le sujet du contrôle de décollement sur un profil ou un volet par jets synthétiques ou pulsés donne lieu depuis la deuxième partie des années 1990 à de nombreuses publications. Avec la meilleure compréhension de la physique et l'intérêt croissant du milieu industriel, ce nombre augmente d'ailleurs chaque année. Seul quelques exemples seront décrits ici, permettant une démonstration des possibilités des jets synthétiques et de l'effet de certains de leurs paramètres.

McCormick [28] publie en 2000 les résultats d'une campagne expérimentale de contrôle de décollement sur une section 2D d'un profil par un système de jets synthétiques tangentiels en transition naturelle. L'orifice de l'actionneur est une fente placée à 4% corde (et 4% corde devant le décollement). L'exploration en nombre de Reynolds de l'expérience était limitée ($Re=5.10^5$) par la faible vitesse atteignable par les deux haut-parleurs servant à créer l'excitation acoustique dans la cavité. Le Mach amont est donc de 0.03 à 0.05 pour pouvoir utiliser des valeurs de coefficient de quantité de mouvement C_μ acceptables. Pour une fréquence adimensionnée de $F^+ = 1.3$ et un $C_\mu = 0.5\%$, l'angle de décrochage est repoussé d'environ 6° et le C_{zMax} est augmenté de 25% [Figure 37].

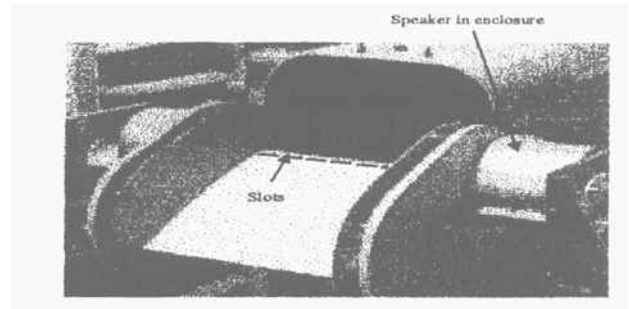
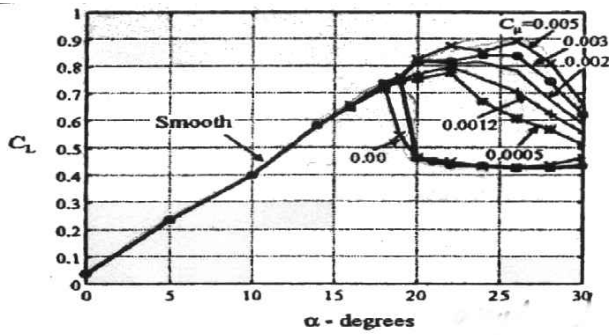


Figure 37: Effet du contrôle sur la $C_z(\alpha)$ (gauche) et vue du profil appareillé (droite) d'après McCormick [28]

Il réalise en plus une visualisation par fumée de l'effet du contrôle pour une incidence de 24° . A $C_\mu=0.5\%$, on observe trois structures tourbillonnaires convectées sur l'extrados dont l'apparition au bord d'attaque correspond à la fréquence de l'actionneur. Pour des valeurs de C_μ supérieures (entre 1 et 1.5%), l'écoulement est totalement attaché sur le profil sans présence de structures cohérentes. Pour $C_\mu=4\%-6.8\%$, des tourbillons réapparaissent mais tournant dans le sens contraire. [Figure 38]

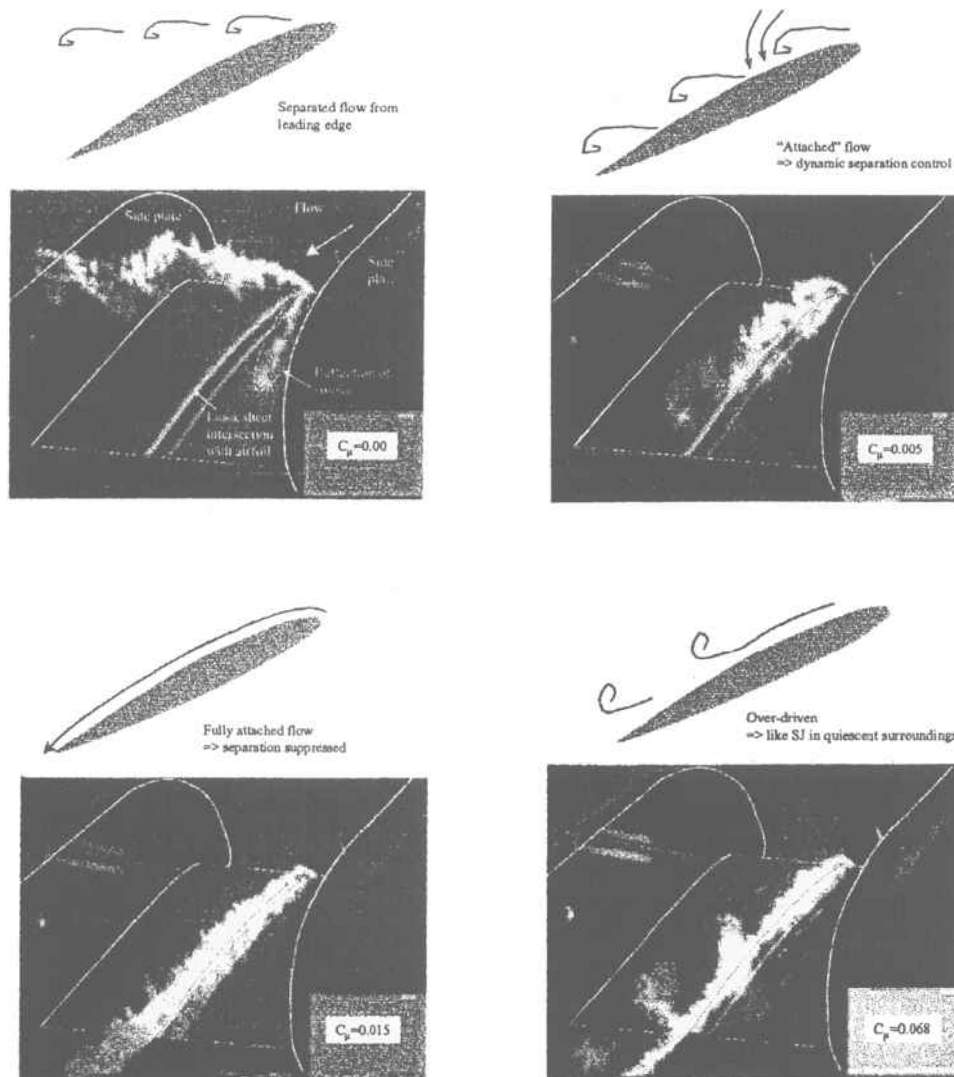


Figure 38: Effet du contrôle par jets synthétiques tangentiels sur le profil à 24° d'incidence pour différents C_μ d'après MCCormick [28]

Une expérience similaire est entreprise par *Gilarranz et al.* [9], sur un profil NACA0015 mais pour des vitesses de soufflerie supérieures : $U_\infty=35\text{m/s}$ pour un nombre de Reynolds de 896000 en transition naturelle. L'actionneur est alors constitué par une rangée de pistons intégrés dans l'aile permettant une vitesse pic d'éjection de l'ordre de 90m/s et une fréquence maximale de 130Hz. Le type d'actionneur utilisé ici implique un couple fréquence/vitesse et ne permet pas de tester les effets indépendants de F^+ et C_μ [Figure 39]. Pour toutes les fréquences supérieures à 60Hz ($C_\mu > 0.2\%$), un contrôle efficace est observé permettant un recul de l'angle de décrochage de 12° à 18° d'incidence et un C_z Max associé de 1 à 1.4. Une réduction de la traînée à fort C_z est aussi remarquée [Figure 40].

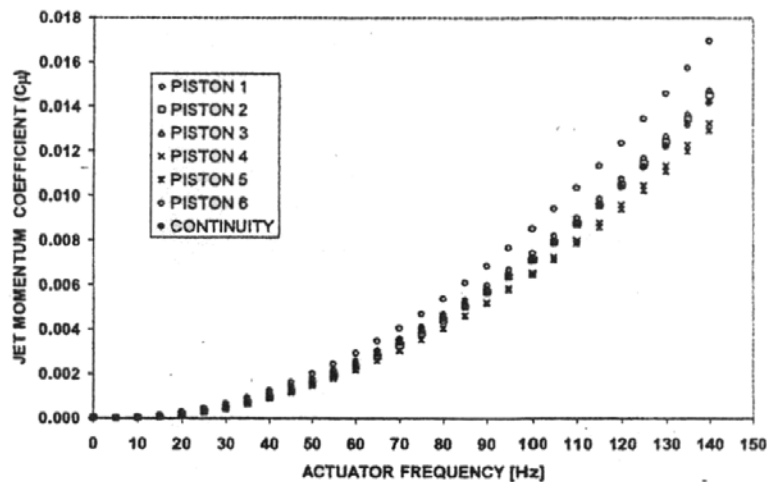


Figure 39: Loi de comportement de l'actionneur F^+ en fonction de C_μ d'après Gilarranz [9]

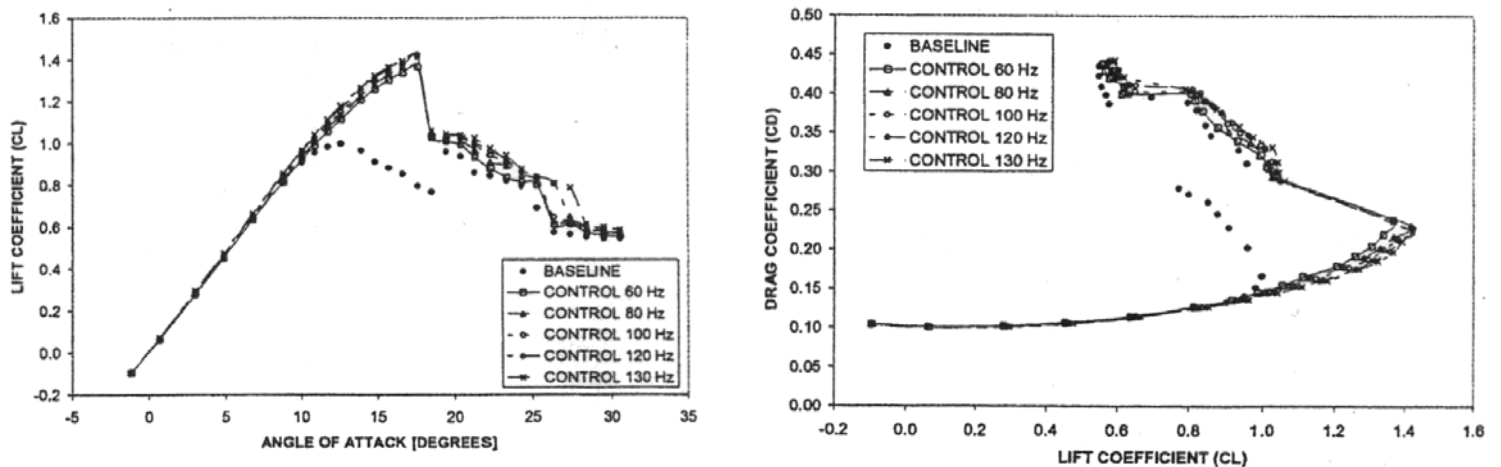


Figure 40: Effet du contrôle sur le $C_z(\alpha)$ et sur la polaire du profil NACA0015 d'après Gilarranz [9]

Outre ces pesées, *Gilarranz et al.* [9], présentent les évolutions des coefficients de pression au milieu de la maquette avec et sans contrôle. Pour une incidence inférieure à 10° , l'effet du contrôle n'est observable que par une légère diminution de la pression sur environ 25% de l'extrados impliquant une petite augmentation de la pente du C_z . Pour $\alpha=12.6^\circ$, les K_p sans contrôle montrent clairement l'existence d'un décollement à 60% de la corde (plateau de pression) qui est supprimé par l'emploi du jet synthétique. Celui-ci a de plus une action globale sur tout l'extrados. Le cas des incidences post-décrochage ($\alpha= 15.7$ et 17.6) est plus intéressant car non seulement l'actionneur provoque un recollement complet sur l'extrados mais en outre permet l'accroissement du pic de dépression au bord d'attaque à mesure que

l'angle d'attaque augmente (jusqu'à 17.6°), comme sur le profil non contrôlé avant décrochage. Un effet de circulation est observé sur l'intrados, où les pressions ont tendance à être plus fortes et le point d'arrêt recule avec l'incidence. Les K_p avec contrôle montrent un décrochage brutal à 18.6° avec un point de décollement qui passe du bord de fuite à 30% de la corde. Le pic de dépression sur le bord d'attaque diminue alors jusqu'à rejoindre la valeur sans contrôle. [Figure 41]

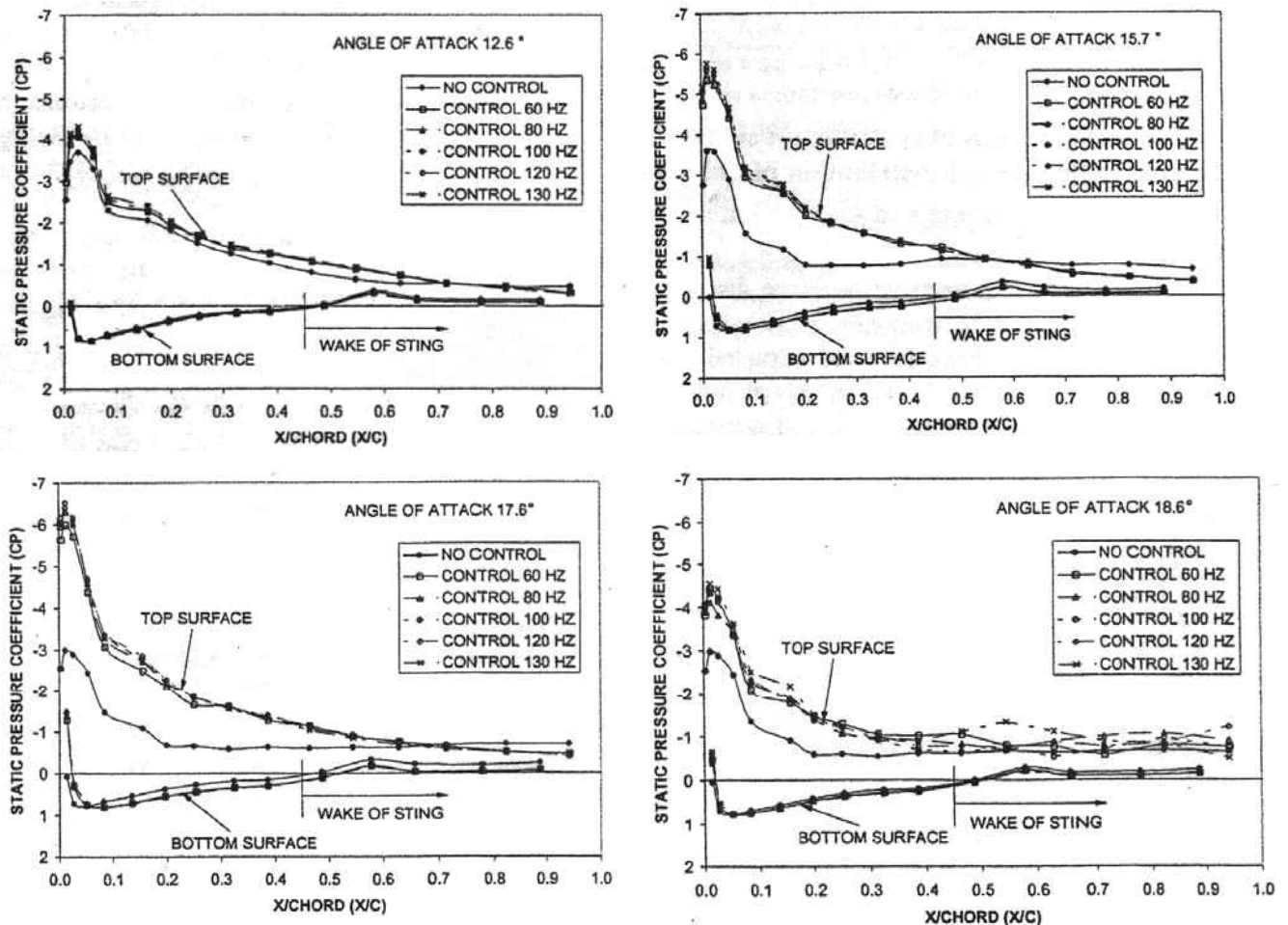


Figure 41: Évolution des K_p moyens avec et sans contrôle pour différentes incidences d'après Gilarranz[9]

Une exploration de la nappe de sillage est également effectuée pour toute la montée en incidence. Durant la zone linéaire de la $C_z(\alpha)$, la nappe n'est pas réduite en largeur, néanmoins, l'utilisation du contrôle permet de limiter le déficit de vitesse observé limitant ainsi la traînée de profil. A partir de $\alpha=12^\circ$, le contrôle permet une réduction du déficit de vitesse et de la largeur de la nappe de près de la moitié jusqu'à $\alpha=18^\circ$.

Cette expérience montre bien l'impact global du jet synthétique sur toute l'aile, influant la répartition de pression, sur l'extrados, mais aussi sur l'intrados, mixant contrôle de décollement et contrôle de la circulation.

Les travaux de l'équipe du professeur *Wynanski* [5, 27, 75, 82, 87, 92, 93, 99,107] publiés régulièrement depuis 1996 offrent une approche globale du contrôle par excitation périodique et notamment un balayage large des effets des paramètres de l'actionneur, mais aussi de l'écoulement extérieur et de la forme de l'aile. Ils mettent en œuvre du soufflage pulsé au bord d'attaque de profils ou de volets.

L'existence d'un coefficient de quantité de mouvement C_μ critique ($C_{\mu_{crit}}$) permettant le rattachement de l'écoulement est mis en évidence très rapidement. Ce $C_{\mu_{crit}}$ a une forte dépendance en fréquence. Il est en effet montré que à faible amplitude d'excitation, il existe un pic de fréquence assez étroit à $F^+ \sim 1$ de réceptivité de l'écoulement décollé. [Figure 41 et 42] Cette dépendance en fréquence diminue avec l'utilisation d'amplitudes plus fortes. La variation de l'amplitude de l'excitation une fois le rattachement obtenu fait apparaître un hystérésis: la valeur de C_μ peut être diminuée sous la valeur de $C_{\mu_{crit}}$ sans observer de décollement. [Figure 42] Le rapport entre $C_{\mu_{crit}}$ et le C_μ où le décollement réapparaît $C_{\mu_{dec}}$ est d'environ un ordre indépendamment de la fréquence utilisée. Le contrôle de décollement est donc pour ce cas très sensible à l'état de l'écoulement avant contrôle.

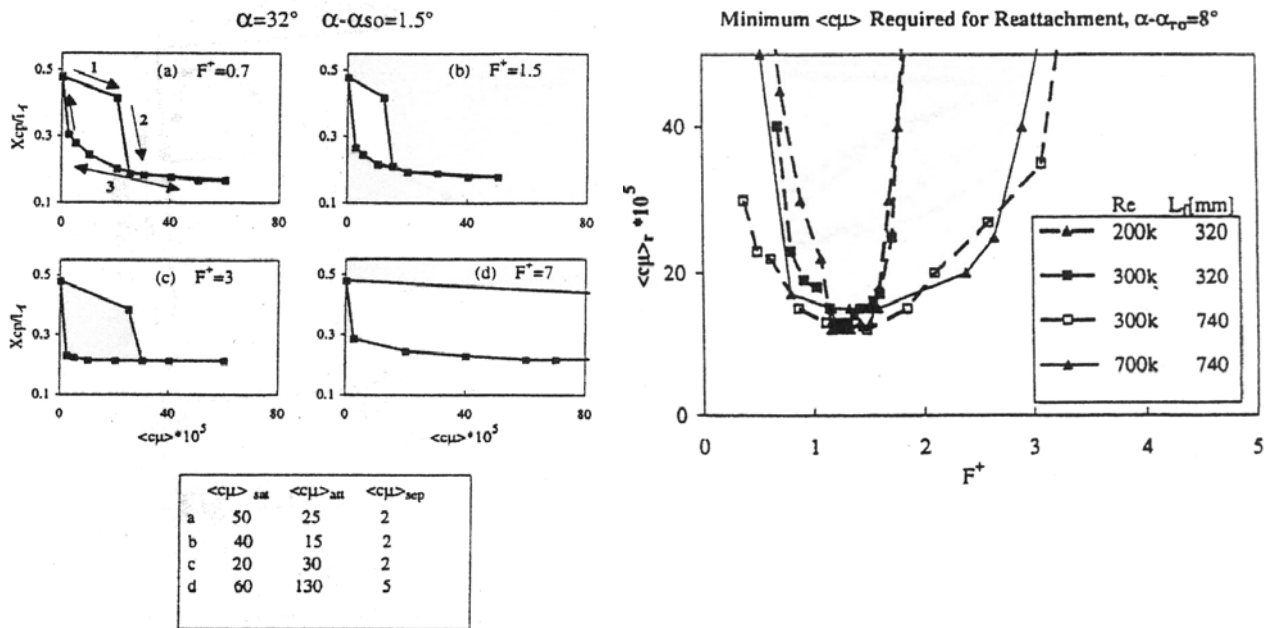


Figure 42: Effet d'hystérésis en amplitude (gauche) et identification d'une fréquence optimale de contrôle de décollement sur un volet en fonction du C_μ et du Reynolds d'après Wygnanski [27]

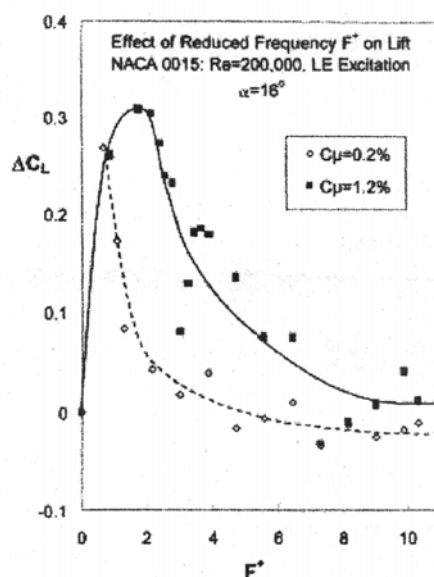


Figure 43: Sensibilité du contrôle à la fréquence sur le profil NACA0015 à 16° d'incidence ($Re=200000$) d'après Wygnanski [107]

L'augmentation de C_{μ} au delà de $C_{\mu_{crit}}$ met en évidence un effet de saturation de l'efficacité du jet pulsé. Le gain en C_z où en α_{max} n'est pas linéaire avec le C_{μ} . L'effet de circulation créé par l'utilisation de forts C_{μ} proviendrait plutôt des grandes amplitudes de vitesse ainsi introduites que par une interaction avec l'écoulement extérieur.

L'effet de flèche sur les paramètres d'efficacité du contrôle par soufflage pulsé a été étudié séparément par la même équipe [99]. Les C_p à la paroi sont massivement modifiés impliquant ainsi un effet sur le coefficient de portance:

$$C_{p_{3D}} = C_{p_{2D}} \cos^2 \Lambda \text{ et } C_{z_{3D}} = C_{z_{2D}} \cos^2 \Lambda \text{ avec } \Lambda \text{ l'angle de flèche}$$

Les paramètres affectant le contrôle de décollement sont redimensionnés afin de prendre les bonnes longueurs de référence (la corde apparente change avec la flèche):

$$F_{3D}^+ = \frac{F_{2D}^+}{\cos \Lambda} \text{ et } C_{\mu_{3D}} = \frac{C_{\mu_{2D}}}{\cos^2 \Lambda}$$

Une expérience est menée en soufflerie sur un profil NACA0018 à 30° de flèche. Les modifications présentées ci dessus sont appliquées pour définir les nouveaux paramètres de contrôle. La conclusion de cette étude est que les modifications apportées sont valides et offrent un effet adimensionné par la flèche identique. L'effet de flèche n'affecte donc pas dramatiquement l'efficacité du contrôle [Figure 43].

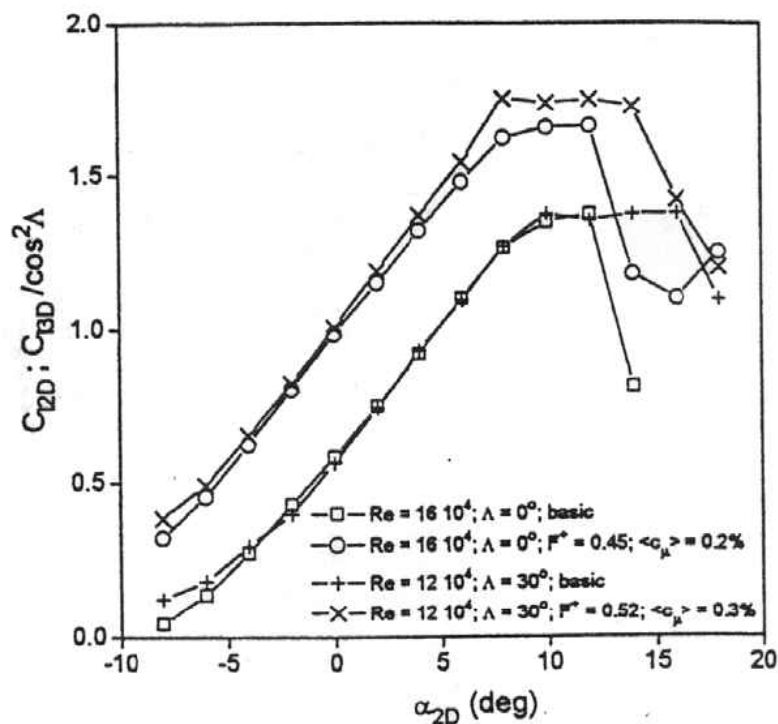


Figure 44: Effet de la flèche sur le contrôle de décollement par soufflage pulsé d'après Seifert [99]

Les études numériques sur le contrôle de décollement par excitation périodique sont encore assez rares. Notons néanmoins celle de *D.E.Parekh et al.* [26] qui tentent de simuler l'expérience de *Glezer et al* [3] sur un profil à bord d'attaque cylindrique épais par des

méthodes URANS (modèle à une équation R_t) et RANS/LES. Pour des fréquences adimensionnées $F^+ = 0.5, 1$ et 3.3 , l'utilisation d'un modèle à une équation URANS est efficace et offre une bonne comparaison avec les résultats expérimentaux [Figure 44]. L'excitation à basse fréquence ($F^+ < 3.3$) montre la création de larges structures tourbillonnaires convectées sur l'extrados, se traduisant en moyenne par un écoulement ré-attaché sur toute ou une partie de celui-ci.

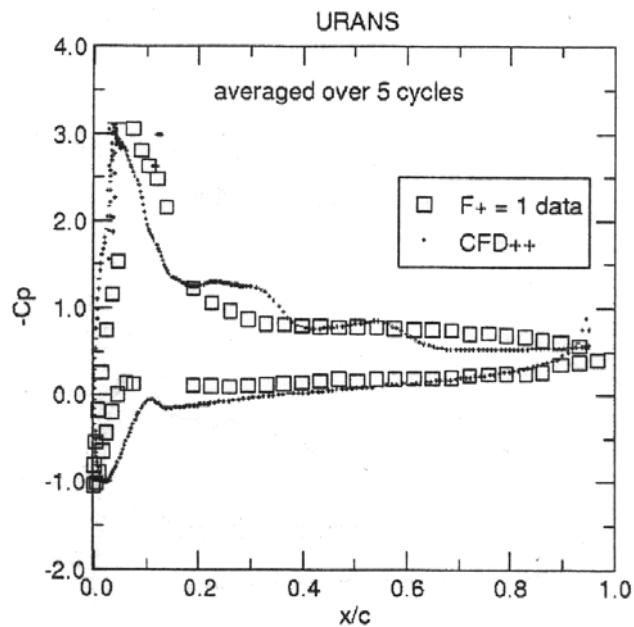


Figure 45: Comparaison des K_p expérimentaux et numériques à $F^+=1$ d'après Parekh [3]

A plus forte fréquence ($F^+=10$), les calculs sont effectués avec la méthode hybride RANS ($k-\epsilon$) / LES. Les résultats sont alors proches des observations expérimentales, montrant la disparition des grosses structures au profit d'un écoulement pleinement attaché à l'exception d'une légère zone de recirculation à l'aval de l'actionneur. [Figure 45]

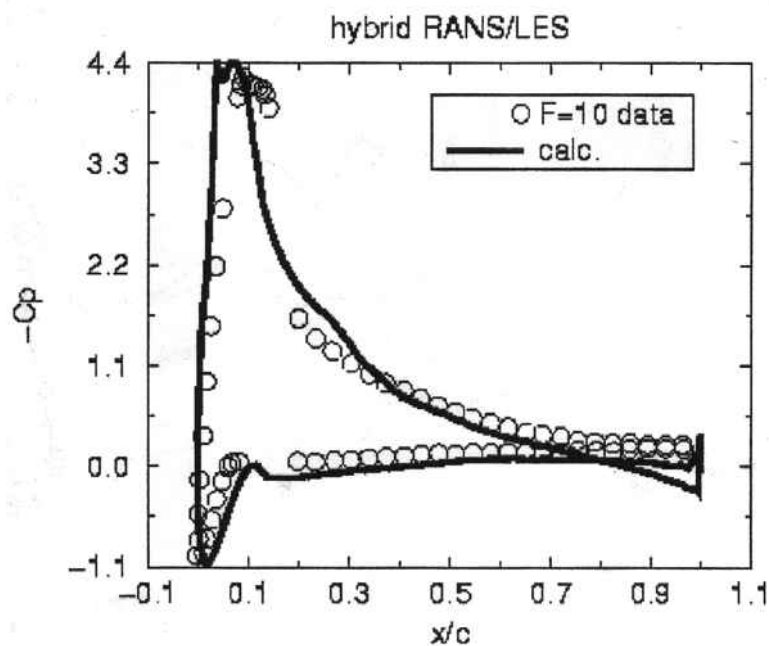


Figure 46: Comparaison des K_p expérimentaux et numériques pour $F^+=10$

Duvigneau et al.[104], présentent une approche originale de l'étude des paramètres de l'actionneur. Partant d'une configuration de départ d'excitation efficace sur un profil NACA0015 à Reynolds 896000 (Gilarranz et al. [9]) , ils cherchent à optimiser la valeur du C_z moyen à une incidence donnée en changeant les valeurs de Vitesse Relative $VR = U_j/U_\infty$ de la fréquence et de l'angle du jet de l'actionneur par rapport à la paroi. Chaque simulation est effectuée à l'aide d'un modèle URANS avec un modèle de turbulence $k-\omega SST$. Les paramètres de départ sont : $U_j/U_\infty=1.37$ ($C_\mu=1\%$), $F^+=1.29$ et l'angle à la paroi: $\alpha_{jet}=10^\circ$. Pour ces conditions de départ, le contrôle permet un recul de 3° de l'angle de décrochage et une augmentation de 16% du $C_{z_{max}}$. L'optimisation automatique est réalisée pour chaque angle d'incidence à partir de $\alpha=10^\circ$ avec un pas de 2° . L'angle d'attaque maximum atteint alors avant décrochage de la $C_z(\alpha)$ est de 22° pour un $C_{z_{ma}}$ augmenté de 52%. [Figure 47] Néanmoins, l'augmentation forte du C_z moyen se fait au prix d'une assez grande amplitude du signal de portance. Ainsi, l'amplitude de l'oscillation du C_z optimisé est toujours supérieure à celle du signal de départ ou non contrôlé. [Figure 48] Pour avoir des résultats utilisables en pratique, l'amplitude des ces oscillations de C_z doivent être prises en compte dans la fonction objectif.

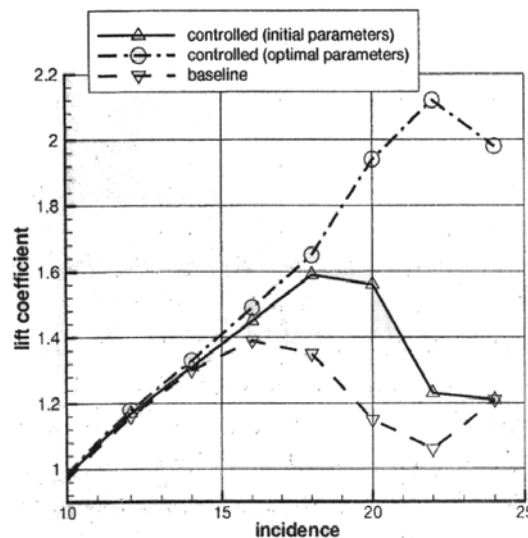


Figure 47: Évolution de la $C_z(\alpha)$ avec l'optimisation automatique d'après Duvigneau et al. [104]

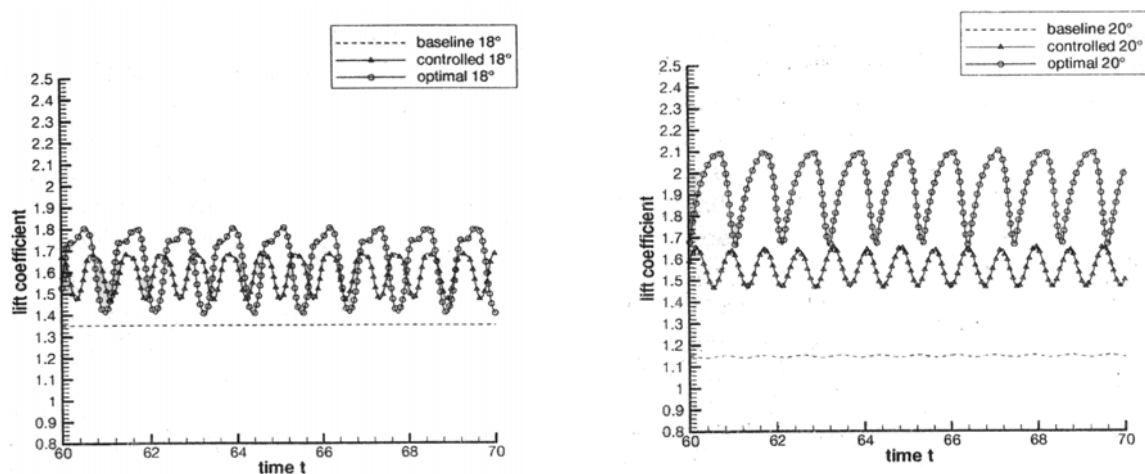


Figure 48: Évolution de l'amplitude de C_z pour les trois cas (optimisé, base de départ, sans contrôle) d'après Duvigneau [104]

Les paramètres du jet optimisé offrent peu de dispersion jusqu'au décrochage à 22°. La vitesse d'excitation est augmentée vers $U_j/U_\infty=1.72$ ($C_\mu=1.25\%$) en moyenne alors que la fréquence passe à $F^+=0.85$ [Figure 49]. L'angle de soufflage/aspiration passe à 25° [Figure 49], ce qui permet la création de structures plus grosses lors de la phase de soufflage. Ce choix de l'angle est certainement responsable en partie de l'importante amplitude de C_z observée.

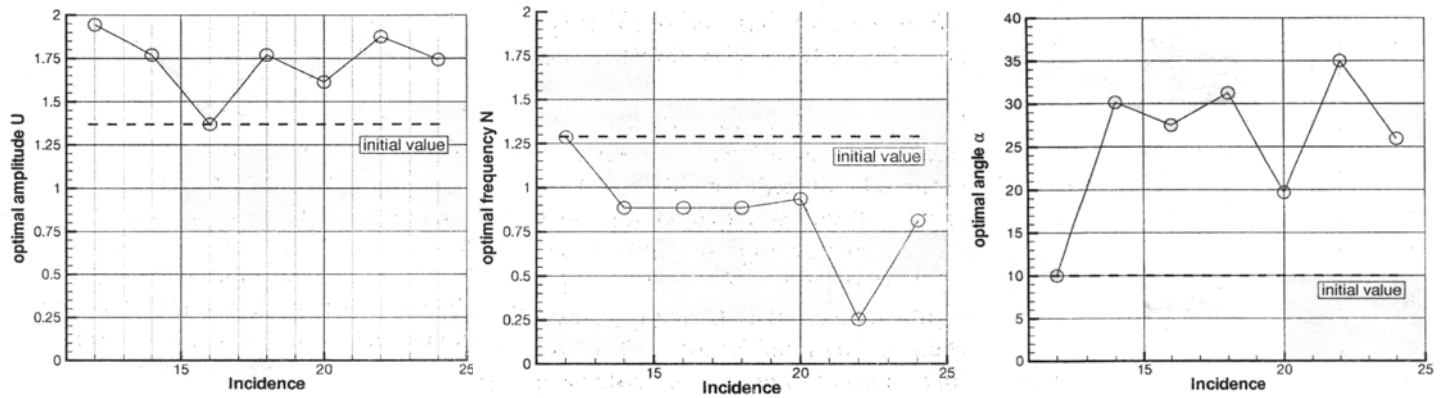


Figure 49: Paramètres optimisés à chaque incidence d'après Duvigneau [104]

Synthèse:

Déjà au milieu des années 1960, le contrôle d'écoulement par introduction de quantité de mouvement était maîtrisé: le F-104 américain diminuait sa vitesse d'atterrissage de 55 km/h et le MiG-21 de 40km/h par du soufflage continu sur les volets. Ce contrôle est néanmoins extrêmement gourmand en énergie et ne saurait être utilisé pendant les phases où le pilote a besoin de toute la puissance du réacteur (le prélèvement de fluide à haute dynhalpie étant effectué dans le flux réacteur). *Wyganski* et son équipe [27] ont montré que l'excitation périodique nécessite un ordre de moins en énergie que le soufflage continu. La forte dépendance en F^+ à basse amplitude d'excitation montre bien que c'est le caractère instationnaire, voire résonant, qui provoque l'efficacité du système. Celui-ci permet l'émission périodique de structures tourbillonnaires cohérentes qui vont "créer" leur propre écoulement sur le corps portant. En effet, ces structures à fortes dépressions sont convectées par l'écoulement moyen produit par le jet synthétique ou pulsé, puis par leur interaction avec l'écoulement extérieur provoquant une augmentation de mélange vers la paroi. Ces deux caractères sont en outre responsables d'une croissance du frottement pariétal (par augmentation de la turbulence et par diminution de l'épaisseur de couche limite), et donc d'un recul du point de décollement. L'énergie nécessaire à ce contrôle dépend fortement de l'état de l'écoulement que l'on désire contrôler.

Un essai à échelle 1 a pu être entrepris sur un appareil convertible de type XV-15 par l'équipe du professeur *Wyganski*. L'objectif est de contrôler l'écoulement sur le plan principal lors de la phase de décollage vertical durant lequel celui-ci est responsable d'une forte déportance créée par un décollement massif au bord d'attaque et sur le volet braqué pour l'occasion à 80°. L'actionneur de jet pulsé est placé à la cassure entre corps principal et le volet. Des visualisations par fil de laine ont permis d'observer un recollement complet sur le volet avec l'utilisation de l'actionneur. L'hystérésis en énergie nécessaire a été démontré pour des écoulements à fort Reynolds à cette occasion. Un calcul LES (Large Eddy Simulation) a mis en évidence la modification globale de l'écoulement autour du plan porteur par la visualisation de la destruction des larges tourbillons dépressionnaires qui naissent au bord d'attaque du

corps principal. [Figure 50] Les gains en puissance nécessaires au maintien du vol stationnaire sont très impressionnants: de 9% à 14% en moins pour 100W dépensés par les actionneurs. Cela représente pour cet appareil près de 100kg de charge utile en plus et 450 kg simulés pour un appareil plus gros de type V-22.

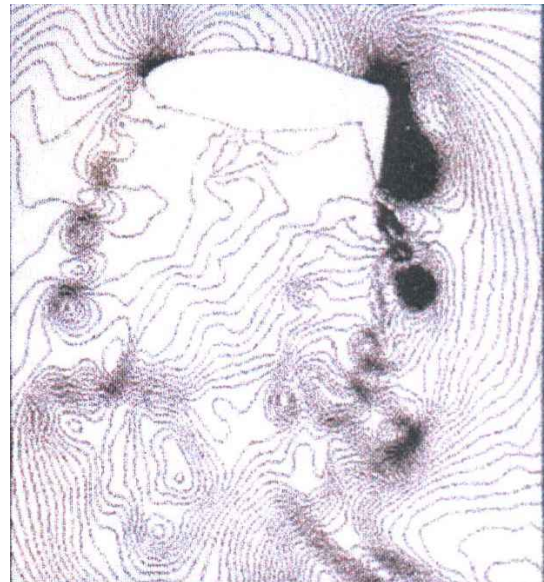
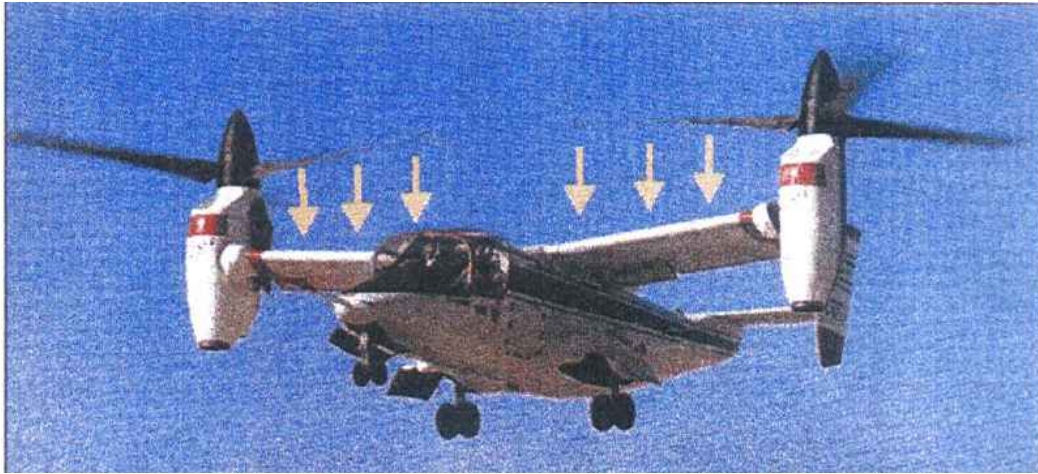


Figure 50: Haut: XV-15 en vol stationnaire

Bas : Gauche: Écoulement non contrôlé, présence de tourbillons déporteurs importants naissant au bord d'attaque et au bord de fuite

Bas Droite: Écoulement simulé avec contrôle, les structures déportives sont forcées par le soufflage pulsé, permettant la création de structures plus petites et moins énergétiques

1.2.4 Vortex Générateurs Fluides (VGJ) continus et pulsés (PVGJ) :

Les vortex Générateurs mécaniques sont depuis longtemps utilisés industriellement sur des volets par exemple pour ré-attacher les couches limites soumises à de forts gradients de pression. Le prix à payer de ces systèmes est une surconsommation en croisière en créant de la traînée parasite quand ils ne sont pas nécessaires. *Wallis* en 1956 ou *Pearcey* en 1961 commencent à démontrer la possibilité de créer des structures tourbillonnaires équivalentes en utilisant un jet incliné activable seulement sur besoin. Après près de deux décennies sans réel intérêt industriel, la demande pour de tels dispositifs a subitement été de nouveau d'actualité dès le début des années 1990.

1.2.4.1 Vortex Générateurs en écoulement transverse:

Narayanan et al. [76] présentent l'évolution d'un jet droit dans un écoulement transverse. Le jet crée sur ses bords une couche de cisaillement qui provoque la formation d'oscillations transverses de la nappe. Parallèlement une paire de vortex contrarotatifs s'organise dans le jet convecté par l'écoulement extérieur [Figure 51]. Un premier pic de fréquence est visible dans les spectres de puissance en aval du jet: le premier à $St=0.1$ (adimensionné par la largeur de l'orifice du jet) correspond à la couche de cisaillement entre le jet et l'écoulement extérieur; un deuxième pic à $St=0.3$ semble correspondre aux deux vortex contrarotatifs. A bas Reynolds, une allée de tourbillons en fer à cheval est visible. L'existence de ces structures permet un fort mélange et produit de la turbulence à la paroi dans les zones de cisaillement.

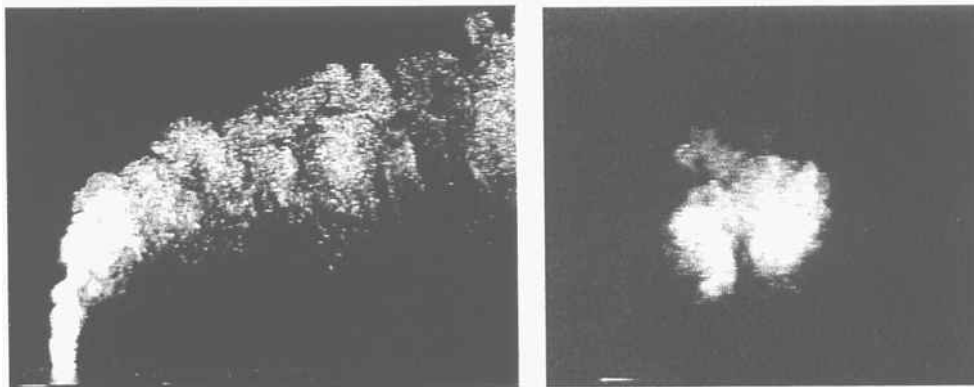


Figure 51: Visualisation par fumée d'un jet normal dans un écoulement extérieur en vue latérale (gauche) et longitudinale (droite) d'après Narayanan [76]

Pearcey et Henry publient en 1992 [98] une étude paramétrique de Vortex Générateurs plongés dans un écoulement extérieur sur une plaque plane. Le premier paramètre est l'angle en lacet du jet par rapport à l'écoulement infini. Ils montrent la transformation des deux vortex contrarotatifs en aval du jet en un unique tourbillon de plus forte intensité (à iso-vitesse d'éjection). Cette intensité correspond à une efficacité en création de frottement pariétal. [Figure 52] Le centre de ce tourbillon est en outre placé plus près de la paroi (au niveau de l'épaisseur de couche limite δ) que les deux centres du double tourbillon longitudinal créé par le jet normal placés, eux, à environ 2δ de la paroi. L'effet de cet angle de lacet est ensuite étudié: un angle optimum de 60° par rapport à l'écoulement amont est déterminé. En pratique un angle compris entre 45° et 90° est acceptable. [Figure 52]

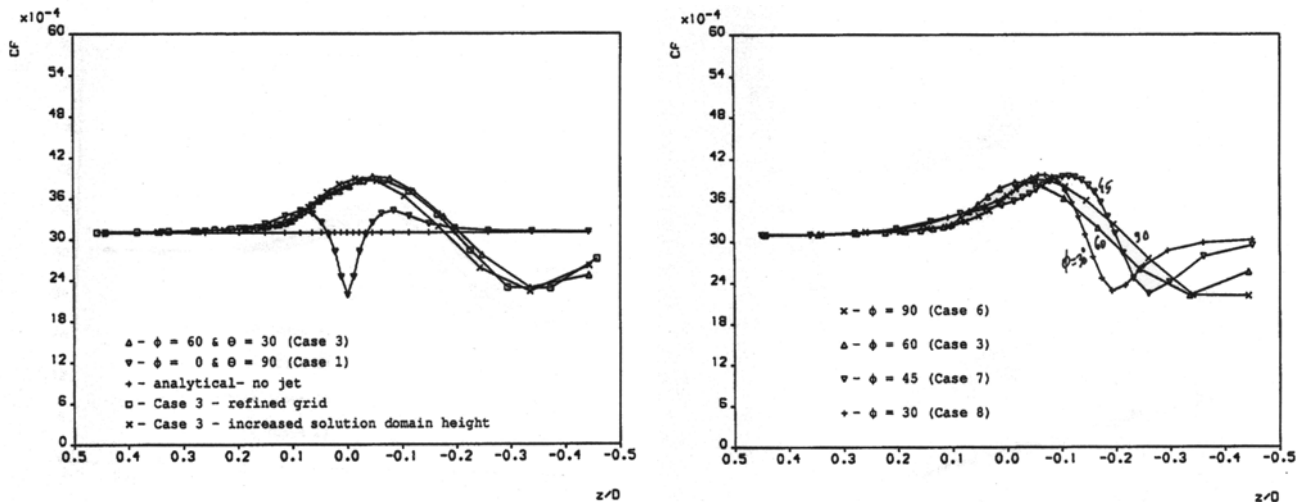


Figure 52: Coefficient de frottement à la paroi en envergure en fonction de l'angle de lacet du jet . Intérêt du jet incliné (gauche) et évolution de Cf avec cet angle (droite) d'après Pearcey [98]

L'effet de l'angle d'incidence du jet par rapport à la paroi sur le frottement à l'aval du jet est décrit sur la [Figure 53]. L'utilisation d'angles importants donne des pics plus forts mais offre une décroissance en envergure trop rapide. Dans la pratique, une valeur de 30° semble bonne. La vitesse relative de l'écoulement injecté a une importance capitale dans la largeur de la zone impactée par le jet. [Figure 53]. A l'inverse, à débit constant, la forme de l'orifice d'éjection ne change pas l'efficacité en frottement.

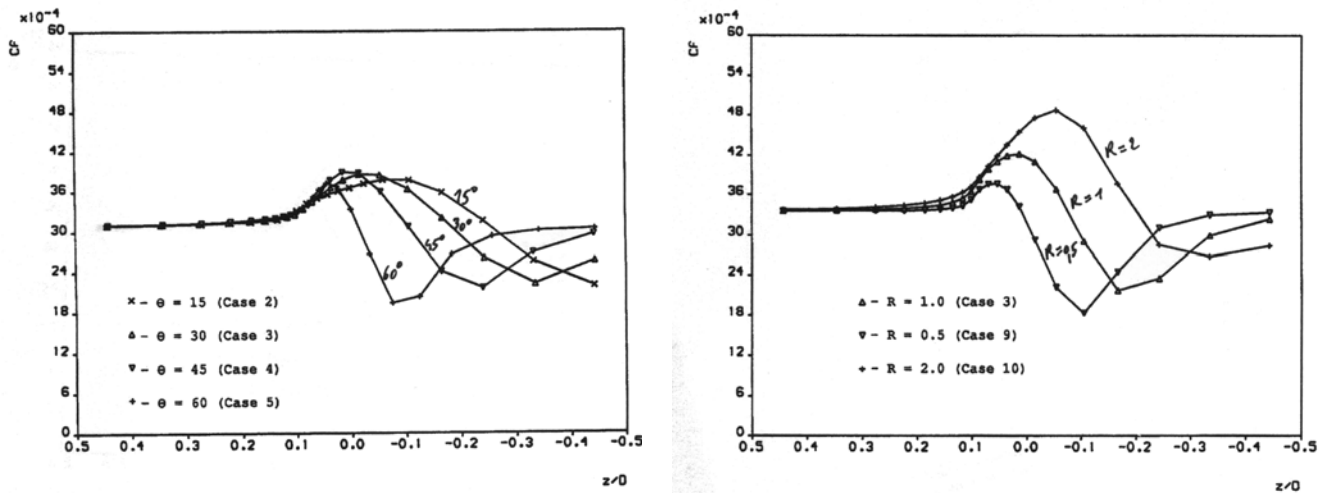


Figure 53: Évolution du frottement pariétal en envergure en fonction de l'incidence du jet (gauche) et de la vitesse relative du jet par rapport à l'écoulement extérieur (droite) d'après Pearcey [98]

Une étude de Vortex Générateur, publiée par la même équipe en 1999, est réalisée en soufflerie sur une plaque plane.[108] La [Figure 54] montre le mécanisme de création du tourbillon longitudinal apparaissant rapidement à l'aval du jet. Il est à noter que le tourbillon vient principalement de l'enroulement de l'écoulement extérieur et non pas comme dans le cas du jet normal de la création d'instabilités dans le jet lui même. Le tourbillon est encore observé à plus de 100δ (épaisseur de couche limite) derrière l'orifice d'éjection. L'expérience de la plaque plane a montré l'importance de la distance entre les jets. Une exploration de cet espacement est effectuée en relevant le coefficient de pression intégré sur une envergure à 16δ et 36δ derrière le jet. [Figure 55] L'espacement optimal pour un effet durable en aval semble être dans ce cas entre 4δ et 6δ .

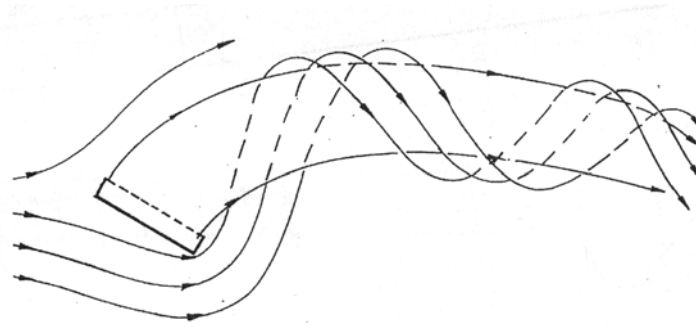


Figure 54: Enroulement de l'écoulement extérieur autour de la nappe du jet d'après Pearcey [108]

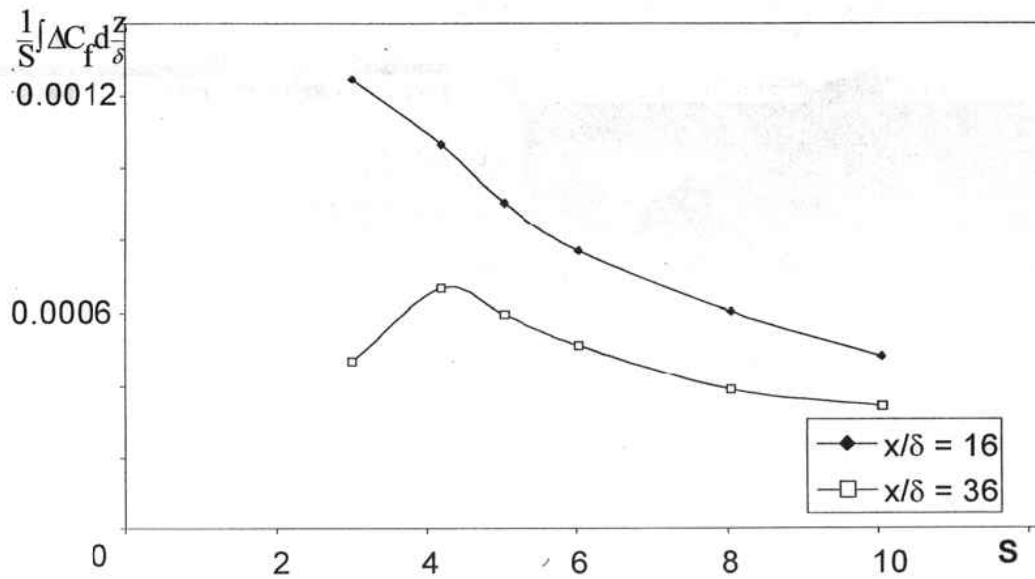


Figure 55: Effet d'espacement entre les jets d'après Pearcey [108]

L'effet d'espacement et l'interaction entre deux tourbillons contrarotatifs est étudié sur une expérience de plaque plane par P.Scholz [110]. Le critère d'efficacité du système de jets est l'augmentation de la quantité de mouvement calculée par intégration de la vitesse verticale à une hauteur $z = \text{constante}$ au dessus de la plaque:

$$\frac{\Delta I}{b} = \rho \cdot \int \Delta u \cdot |\Delta u| \cdot dy$$

avec Δu le gain de vitesse transverse

Dans le cas d'un actionneur seul, une coupe verticale montre la présence derrière celui-ci d'une zone de Δu positif et de Δu négatif. La zone de Δu positif a un effet bénéfique de mélange alors que le Δu négatif a un effet négatif d'engraissement de la couche limite. L'observation de ce critère en corde montre une efficacité maximale pour $40 < x < 60$ mm derrière l'actionneur puis une diminution lente puisque l'effet est encore visible à 250mm. [Figure 42]

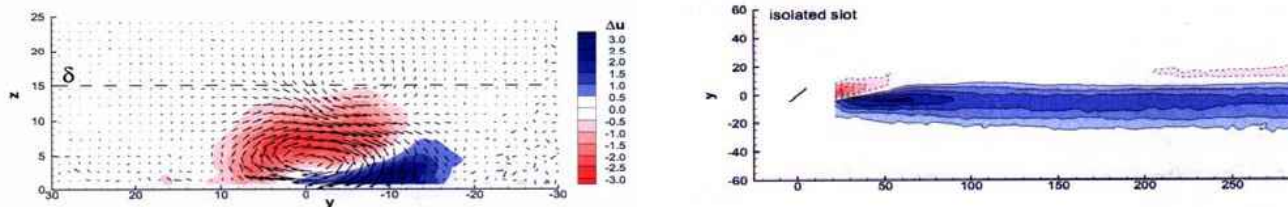


Figure 56: Critère d'efficacité de Scholz en coupe verticale 20mm derrière le jet (gauche) et horizontale à 1mm au dessus de la plaque (droite) d'après Scholz [110]

L'utilisation de deux jets contrarotatifs divergents ou convergents permet de renforcer l'efficacité du système. Pour deux fois plus d'énergie injectée, on note une efficacité maximale multipliée par trois environ. Une étude d'espacement est effectuée montrant que dans les deux cas, le couple de jets garde d'autant plus son efficacité loin des actionneurs que ceux-ci sont éloignés l'un de l'autre [Figure 56]. Deux comportements apparaissent:

- si les jets sont trop rapprochés, le système est efficace plus rapidement en corde et le pic de circulation est beaucoup plus intense. L'interaction entre les deux tourbillons crée une forte production de viscosité turbulente qui va dissiper d'autant la circulation du tourbillon. L'efficacité diminue vite en corde
- si les jets sont assez éloignés, le pic post-actionneur disparaît, mais l'efficacité dans le lit du jet augmente progressivement avec la corde.

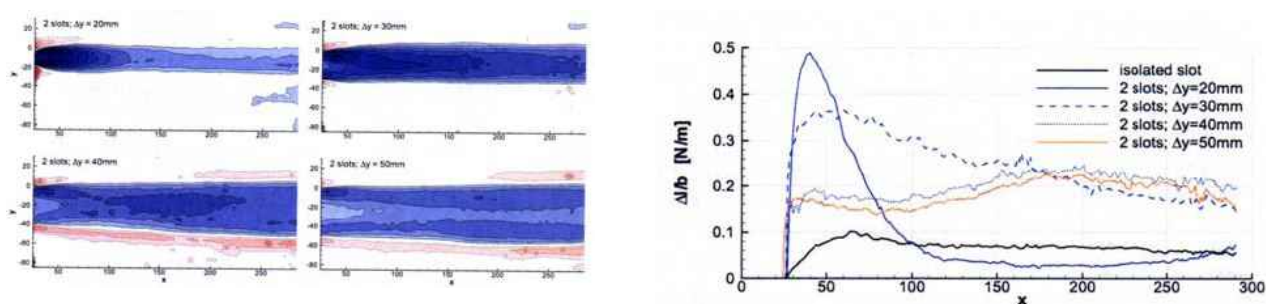


Figure 57: Évolution du critère d'efficacité de Scholz en corde pour deux jets contrarotatifs convergents d'après Scholz [110]

Dans le cadre du projet Européen AEROMEMS 2, Stanislas *et al* [111], ont effectué une expérience sur une bosse 2D présentant un minimum de C_f proche de zéro. Des VG mécaniques et fluidiques, corotatifs et contrarotatifs sont optimisés et comparés. Le critère d'efficacité est là simplement l'augmentation de frottement au minimum de C_f . Le double d'efficacité est observé sur un système de VG mécaniques contrarotatifs par rapport au même disposé de manière corotatifs. Cette dernière disposition est donc abandonnée. Le même comportement n'est pas remarqué sur les systèmes fluidiques qui donnent des résultats comparables quelque soient les orientations des jets entre eux (les paramètres optimaux de la configuration corotative demande néanmoins une vitesse d'éjection plus importante). Le fonctionnement à grande distance de l'actionneur relevé par PIV est cependant fortement différent [Figure 57]. Un système contrarotatif (mécanique ou fluidique) produit deux structures qui se convectent en corde sans se mélanger créant entre eux une zone fortement énergétique. Les VG corotatifs se mélangent au contraire très vite pour ne créer finalement qu'une large structure tourbillonnaire produisant le même mélange que les jets contrarotatifs.

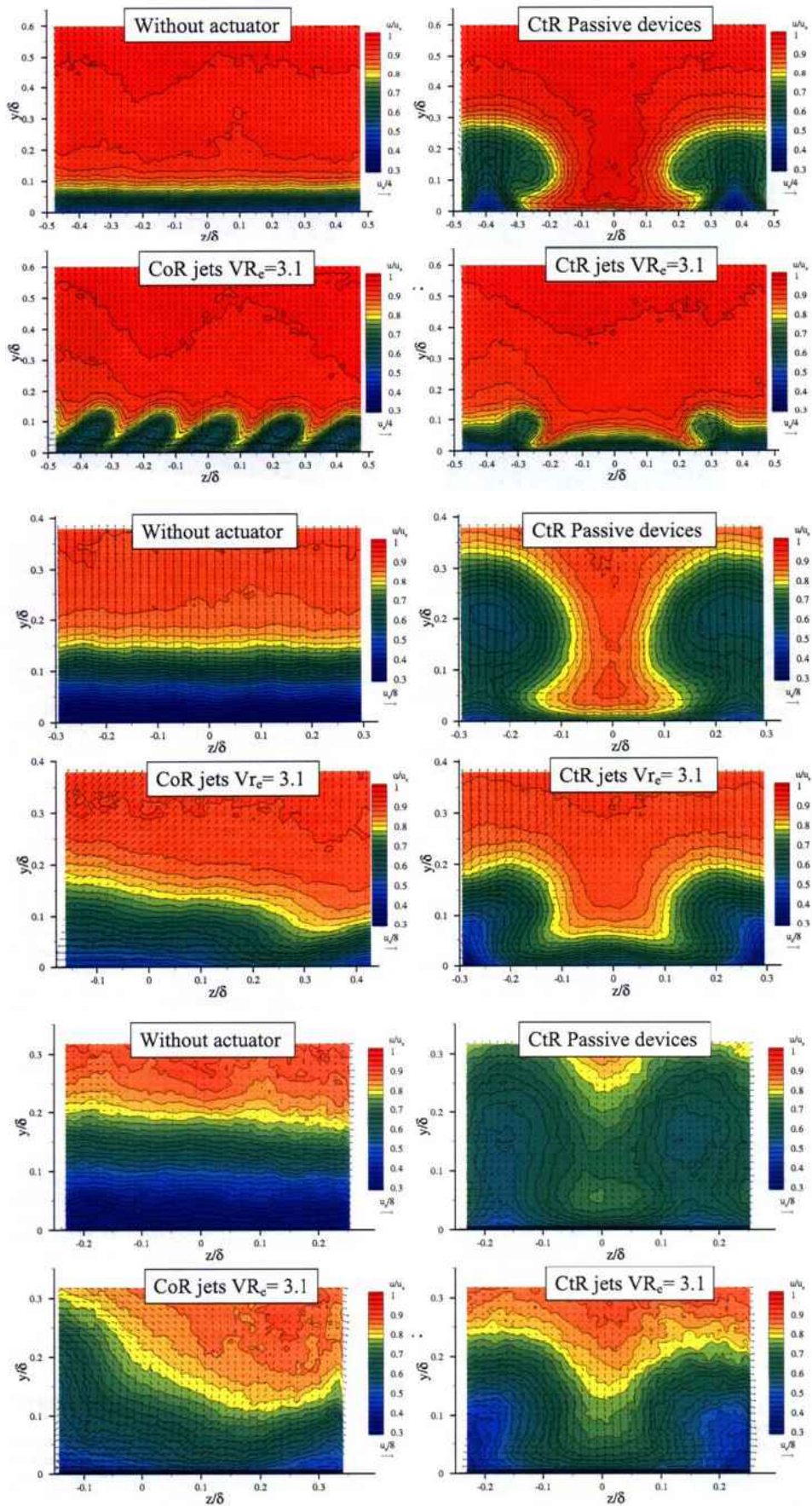


Figure 58: Visualisations par PIV des tourbillons derrière les différents actionneurs à 0.12m (haut), 0.54m (milieu) et 1.02m (bas) d'après Stanislas [111]

Peake et Pearcey [108] entreprennent une étude numérique et expérimentale de VGJ sur un profil tri-corps. Les paramètres des jets proviennent de l'expérience sur la plaque plane vue précédemment. En plaçant la rangée d'actionneurs à 14%, ils observent la persistance des tourbillons sur tout l'extrados à 20° d'incidence (extrados non encore décollé en écoulement non-contrôlé). La traînée de profil à cet angle d'attaque est réduite de moitié pour un $C_{\mu}=1.25\%$. L'angle de décrochage est reculé de 6° et le C_z Max est augmenté de 0.9 à un Reynolds basé sur la corde sans volets ni becs de 1.3 million.

1.2.4.2 Vortex Générateurs Pulsés en écoulement transverse:

Des expériences de Vortex Générateurs pulsés (PVGJ) pour le contrôle de décollement sur un profil hypersustenté sont entreprises par l'équipe de *McManus* [6,76,86]. Une première partie de caractérisation des effets du jet pulsé par rapport au jet continu est effectué sur une plaque plane par *Tilmann* [109] ou *Johari* [88]. Le mélange est amélioré par l'apparition à chaque début de phase de soufflage, d'un anneau tourbillonnaire créé par la couche de cisaillement. Cet anneau donne après une phase transitionnelle naissance à un tourbillon primaire longitudinal.[Figure 59] Il est observé qu'à iso-vitesse par rapport au jet continu, le pic de vorticité du tourbillon primaire est 30% supérieur durant la phase de soufflage. Néanmoins, sur toute une période de l'actionneur (phase de soufflage + phase de repos) la circulation et la vorticité pic sont moindres que celles du jet continu. La décroissance en efficacité avec l'éloignement de l'actionneur est du même ordre pour les deux systèmes. L'intérêt principal du jet pulsé est le décalage vers le haut dans la couche limite du centre du tourbillon longitudinal permettant un meilleur mélange vers la paroi.

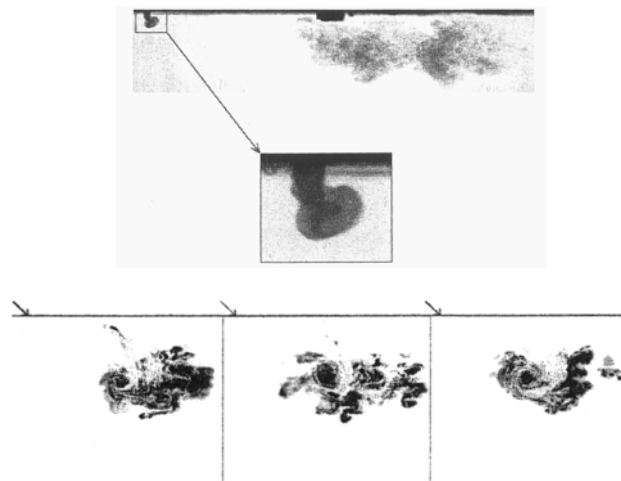


Figure 59: Haut- Visualisation longitudinale de l'anneau de vorticité créé lors du début de la phase de soufflage par PIV d'après Johari [88]

Bas - Visualisation en envergure de la création du tourbillon longitudinal par PIV lors de la phase de soufflage (instantanées de vorticité à l'aval de l'actionneur) d'après Johari [88]

La conclusion de *Johari* sur l'intérêt d'utiliser des jets pulsés est de se servir au maximum de la phase transitoire d'anneau de vorticité créé lors du début de la phase de soufflage. A la lumière du temps caractéristique de la création de ces structures, il propose un couple fréquence / temps de fonctionnement de l'actionneur durant une période.

La simulation d'un Vortex-Générateur pulsé de type jet synthétique dans un écoulement à Reynolds $Re=4.5.10^4$ a été proposée lors d'un Workshop NASA en 2004 (CFDVAL2004). Le but du Workshop est la validation des outils numériques pour la prédiction des outils de calcul numérique. Les résultats des différents partenaires montrent une bonne adéquation entre l'écoulement réel et calculé au niveau qualitatif pour tous les modèles instationnaires (URANS et LES). L'aspect quantitatif est beaucoup plus mitigé: ni LES, ni URANS ne donnant des résultats satisfaisant. Néanmoins les expériences ont montré la difficulté d'obtenir des mesures exploitables pour de tels écoulements complexes.

La qualité topologique des résultats LES de Julien Dandois [120] sur ce cas test permet de décrire finement les différentes structures créés par un actionneur de type Vortex Générateur fluide pulsé:

- En amont de l'actionneur se crée une structure de type bulbe stationnaire en fer à cheval
- La phase de soufflage crée deux anneaux de vorticité longitudinaux contrarotatifs de type "common up flow" (phase ascendante commune) qui se déstabilisent pour s'appareiller pour former des anneaux en fer à cheval qui sont convectés par l'écoulement amont [Figure 60].
- Ces derniers anneaux créent en moyenne une paire de tourbillons contrarotatifs longitudinaux [Figure 61].

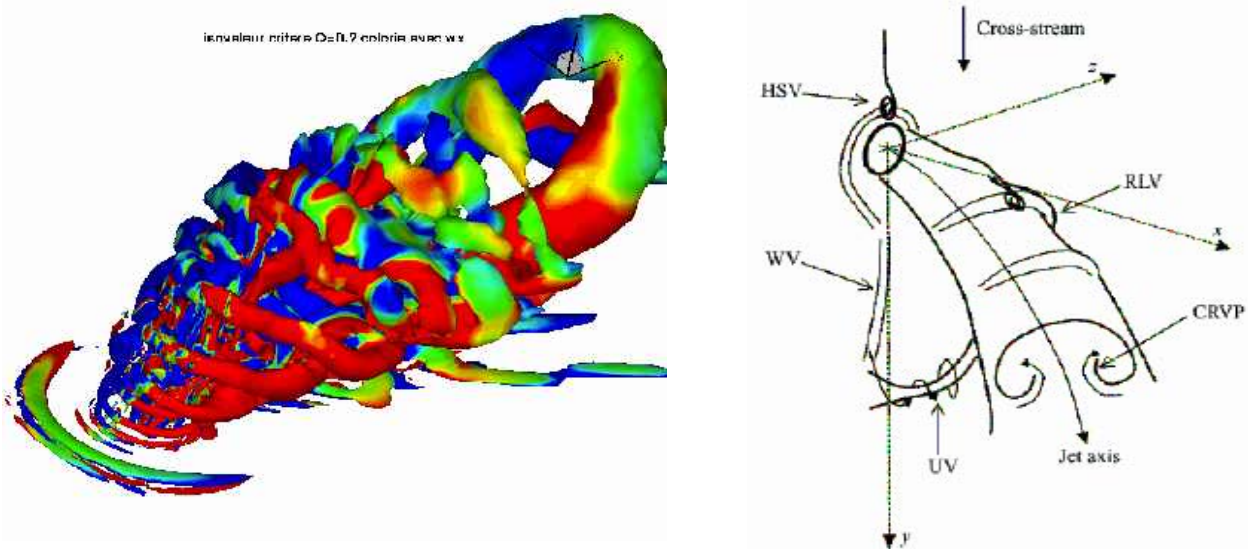


Figure 60: Visualisation (gauche) et schématisation (droite) de l'écoulement créé par un vortex générateur fluide pulsé placé dans un écoulement transverse d'après Dandois [120]

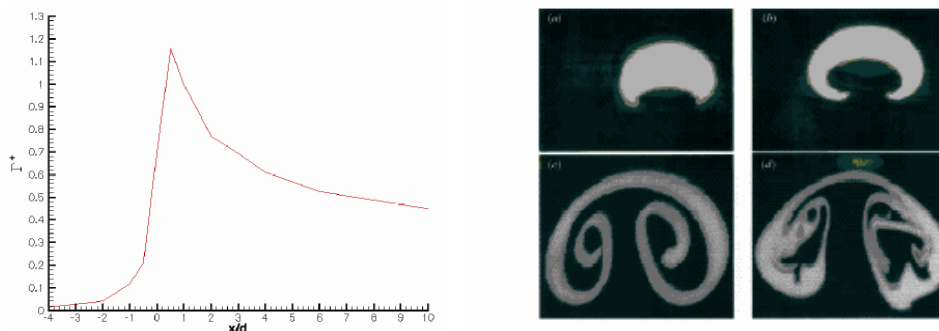


Figure 61: Évolution de la circulation créée par un VGJ pulsé (gauche) et visualisation des tourbillons longitudinaux en aval de l'actionneur d'après Dandois [120]

Ce dispositif est utilisé par K.R.McManus [73] sur une configuration simple d'une rampe inclinée de 20° à Reynolds 20000 basé sur la hauteur de la marche. Trois générateurs de vortex pulsés fluides sont placés en amont de la cassure de pente. Ils sont inclinés de 45° en incidence et lacet et peuvent produire une vitesse de 0.5 à 10 la vitesse infinie pour une plage de fréquence de 0 à 500Hz. Les essais sont effectués avec une fréquence d'actionneur de 30Hz et comparés à un jet continu. Ce dernier demande un débit très important pour avoir un effet de contrôle du décollement de rampe ($VR = 11$) et dégrade l'écoulement pour des très faibles vitesses d'injection ($VR = 0.4$). Pour un débit équivalent au jet continu à faible vitesse ($VR = 0.4$), le jet pulsé ($VR = 11$) produit un effet notable jusqu'à 6 cm derrière la rampe. La vitesse relative du jet pulsé peut-être diminuée jusqu'à $VR=2$ en gardant une incidence sur le décollement aval. Une visualisation de l'écoulement derrière l'actionneur montre la création par les jets pulsés de structures tourbillonnaires responsables d'un meilleur mélange sur la rampe [Figure 62].

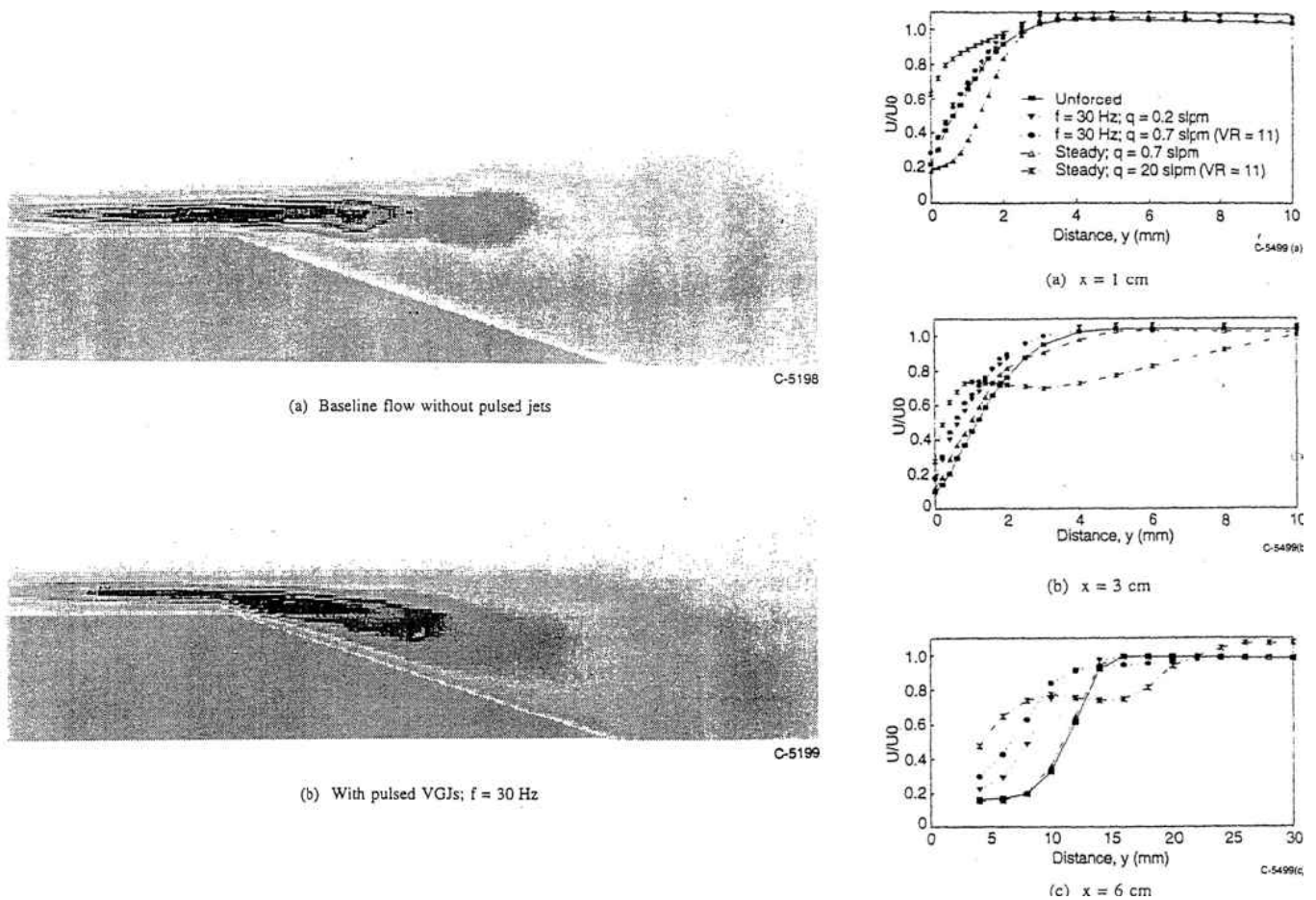


Figure 62: Visualisation de l'écoulement derrière une rampe avec et sans vortex-generators fluides et effet sur les profils de vitesse d'après MCManus [73]

Utilisant ce principe sur une voilure hypersustentée, Innes [102] recule l'angle de décrochage de 27° à 30° en augmentant le C_z Max de presque 1. [Figure 63] Les Vortex Générateurs pulsés peuvent demander des vitesses relatives importantes (débit instantané important) mais les énergies moyennes mises en jeu sont moindres que dans le cas des jets continus (d'environ la moitié).

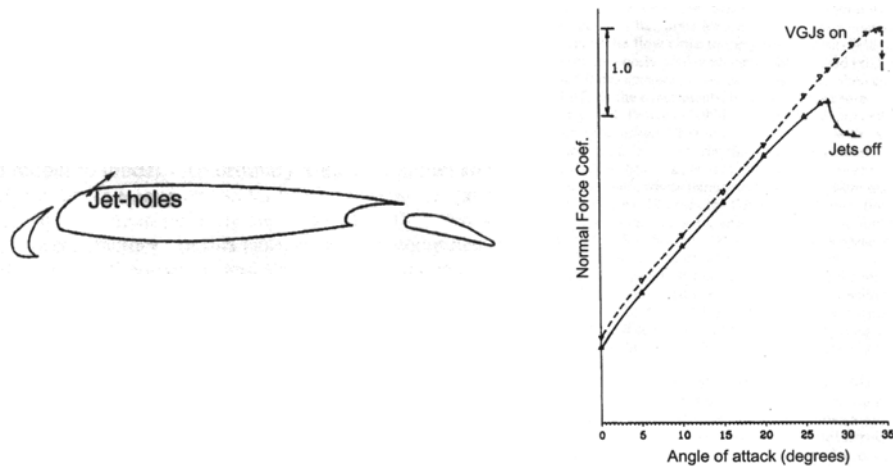


Figure 63: Effet des PVGJ sur une voilure hypersustentée d'après Innes [102]

1.2.5 Conclusion:

Après une décennie d'intérêt croissant et de recherche sur le contrôle de décollement par injection soit longitudinale, soit transverse de quantité de mouvement d'une façon continue ou pulsée, la démonstration est faite en laboratoire de l'efficacité des systèmes. Mais du laboratoire à l'avion réel, il y a le passage à la réalité du haut-Reynolds et des vitesses d'excitation associées. La recherche technologique a besoin de mieux comprendre les phénomènes physiques permettant ce contrôle et l'importance des paramètres d'excitation pour concevoir des actionneurs bons pour le vol.

L'instationnarité des phénomènes étudiés implique une méthodologie rigoureuse pour sa simulation numérique. L'importance de ce caractère sera entre autre traité dans le chapitre suivant. Il faut néanmoins garder à l'esprit que même des méthodes numériques rigoureuses de type LES ne permettent pas de représenter les phénomènes de transition ou capter de très petites structures.

2 Méthodologie :

2.1 Méthode numérique:

Les simulations numériques effectuées dans le cadre de cette thèse ont toutes été réalisées avec l'outil de résolution des équations de Navier-Stokes stationnaires et instationnaires compressibles de Dassault-Aviation. Ce logiciel baptisé AeTher (pour Aero-Thermique) est développé et maintenu en interne dans le département d'Aérodynamique Avancée.

2.1.1 Importance de la précision du code

2.1.1.1 Précision en temps:

Un premier axe de recherche dans le cadre de ces simulations est de minimiser l'erreur en temps accumulée pendant le calcul. Pour cela, comme le préconisait déjà Kutta en 1902, il faut résoudre les équation différentielles ordinaires avec un schéma d'ordre élevé. En effet, l'erreur locale au point i obtenue lors d'une itération temporelle peut s'écrire:

$$\|e_i\| \leq (\Delta t)_i^{p+1} \quad (2.1.1)$$

où p est l'ordre temporel de la résolution

Si l'on regarde maintenant l'erreur globale transportée sur une simulation, on a :

$$\|E\| \leq (\Delta t)_{\max}^p C(\exp(L(T_f - T_0)) - 1) \quad (2.1.2)$$

où T_f et T_0 représentent le temps de fin et de début de la simulation

Pour un pas de temps global donné, on peut donc augmenter la précision en augmentant l'ordre de la résolution " p ". Plus l'ordre est élevé, plus la charge de travail à chaque itération est grande. Néanmoins, on voit que l'augmentation de l'ordre permet aussi une augmentation du pas de temps global à iso-erreur et donc de diminuer le nombre d'itérations temporelles nécessaires pour couvrir la même période de temps. Le gain en précision et en temps est donc possible par ce biais. Les valeurs optimales de précision en temps et en rapidité de calcul semblent se situer dans des ordres de $3 \leq p \leq 5$.

2.1.1.2 Précision en espace:

La précision en temps du calcul est aussi paradoxalement accrue par l'utilisation d'un schéma en espace d'ordre élevé. Si on prend l'exemple d'une équation d'onde simple:

$$\begin{cases} U_t + aU_x = 0 \\ U(x,0) = e^{ikx} \\ 0 \leq x \leq 2\pi \\ 0 \leq t \leq T_f \end{cases}$$

La solution exacte de cette équation est:

$$U(x,t) = e^{ik(x-at)} \quad (2.1.3)$$

On la résout sur un maillage uniforme tel que $x_j = j\Delta x$ où $\Delta x = \frac{2\pi}{N}$

L'erreur des petites déformations sur le terme temporel peut s'écrire pour le mode l :

$$e(l) = |l(a - a(l))t| \quad (2. 1.4)$$

où a est la solution exacte et $a(l)$ la solution numérique au pas l

Le premier terme du développement de Taylor sur les vitesses s'écrit:

$$a - a(l) = \alpha \beta_p (l\Delta x)^p \quad (2. 1.5)$$

En combinant les deux dernières équations, et si l'on note $P=N/l$, le nombre de points par longueur d'onde, on a au moment final T_f :

$$\varepsilon(l) \approx \beta_p \alpha T_f \left(\frac{2\pi}{P}\right)^p \quad (2. 1.6)$$

Si l'on prend comme paramètre l'erreur temporelle acceptable pour l'ensemble du calcul, on a la contrainte suivante:

$$P \geq 2\pi^p \sqrt[p]{\frac{\beta_p \alpha T_f}{e(l)}} \quad (2. 1.7)$$

Il y a donc une importante diminution du nombre de points nécessaire à la résolution temporelle du problème avec l'erreur supportée lorsque l'ordre spatial augmente. Kreiss et Olinger suggèrent l'utilisation optimale de modèles d'ordre $4 \leq p \leq 6$.

2.1.2 Le code AETHER:

Le code AETHER pour (AERo-THERmique) est le code Navier-Stokes en service chez Dassault-Aviation [37]. C'est un développement du code VIRGINI sur lequel ont travaillé Frédéric Chalot, Michel Mallet et Michel Ravachol [37]. Il s'agit d'un solveur éléments-finis qui résout les équations de Navier-Stokes compressibles stationnaires et instationnaires sur des maillages non structurés en s'appuyant sur la formulation SUPG (Streamline Upwind Petrov Galerkin) de T.Hughes de l'Université de Stanford.

2.1.2.1 Équations du mouvement instantané:

Le système d'équations de Navier-Stokes s'écrit: (sous forme vectorielle)

$$U_{,t} + F_{i,i}^{advec} = F_{i,i}^{diff} + F \quad i=1,2,3 \quad (2.1.8)$$

où F est un terme source et les $F_{i,i}$ les flux suivant x_i . Les variables conservatives des flux diffusifs et advectifs sont donc:

$$U = \rho \begin{pmatrix} 1 \\ u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ E \end{pmatrix} \quad F_i^{advec} = \rho u_i \begin{pmatrix} 1 \\ u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ E \end{pmatrix} + p \begin{pmatrix} 0 \\ \delta_{1,i} \\ \delta_{2,i} \\ \delta_{3,i} \\ u_i \end{pmatrix} \quad F_i^{diff} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{1,i} \\ \tau_{2,i} \\ \tau_{3,i} \\ \tau_{i,j} u_j \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -q_i \end{pmatrix}$$

2.1.2.2 Variables entropiques:

On définit ensuite la fonction entropique $H=H(U)=-\rho s$ où s est l'entropie physique spécifique. Le vecteur des variables entropiques est alors:

$$V^T = \frac{\partial H}{\partial U} \quad (2.1.9)$$

Comme $s = c_p \ln T - r \ln P$ et $p = \rho(\gamma - 1)c_v T$, on peut écrire:

$$V = \frac{1}{T} \begin{pmatrix} h - Ts - \frac{\|u^2\|}{2} \\ u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ -1 \end{pmatrix} \quad \text{avec } h = -c_p T \text{ pour un gaz parfait}$$

Ce changement de variable permet de réécrire le système à résoudre en utilisant des "blocs" mathématiquement plus sympathiques:

$$\tilde{A}_0 \frac{\partial V}{\partial t} + \tilde{A} \cdot \nabla V = \nabla \cdot (\tilde{D} \cdot \nabla V) \quad (2.1.13)$$

dans lequel:

- \tilde{A}_0 est symétrique définie positive
- \tilde{A} est symétrique
- \tilde{D} est symétrique semi-définie positive

2.1.2.3 Formulation Galerkin/Moindres-carrés:

La formulation Galerkin/moindres-carrés est une approche éléments finis "espace temps" [69]. On se déplace donc sur un maillage en temps et un maillage en espace.

La formulation variationnelle (en espace) consiste à multiplier les équations quasi-linéaires de Navier-Stokes par une fonction test ($\mathbf{W}+\mathbf{P}$) où \mathbf{P} est une fonction linéaire de \mathbf{W} et à intégrer sur un domaine Ω de \mathfrak{R}^3 . La multiplication par \mathbf{W} permet d'obtenir une forme intégrale de type Galerkin et \mathbf{P} représente une perturbation de type Petrov-Galerkin. On cherche donc les fonctions V qui annulent la forme intégrale suivante pour toute fonction test W :

$$\int_{\Omega} W.(\tilde{A}_0 V_{,t} + L(V))d\Omega + \int_{\Omega} P.(\tilde{A}_0 V_{,t} + L(V))d\Omega \quad (2. 1.14)$$

où $\tilde{A}_0 V_{,t} + L(V)$ correspond aux équations de Navier-Stokes avec un terme source

$$\text{nul et } L(V) = \tilde{A}_i \frac{\partial V}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{D}_{ij} \frac{\partial V}{\partial x_j}) \quad (2. 1.15)$$

Le terme de Petrov-Galerkin permet une meilleure stabilité du schéma sans en altérer la consistance[68]. C'est un terme de moindre carrés, *ie*, qu'à convergence en maillage il tend vers zéro.

Lorsque l'on travaille sur un espace Ω discrétisé en sous-domaines Ω_e :

$$\int_{\Omega} = \sum_{e=1}^{nelem} \int_{\Omega_e} \quad \text{où "nelem" est le nombre d'éléments de discrétisation}$$

On définit les fonctions V^h et W^h les discrétisations de V et W sur tout le domaine. Le terme de moindre carrés s'écrit alors:

$$\int_{\Omega} P.(\tilde{A}_0 V_{,t} + L(V)).d\Omega = \sum_{n=1}^{nelem} \int_{\Omega_e} L(W_h).\tau(\tilde{A}_0 V_{,t}^h + L(V^h)).d\Omega \quad (2. 1.16)$$

La matrice τ a été définie sur chaque élément par Mallet et Hugues [68]pour les cas stationnaires et étendue à l'instationnaire par Shakib en la pondérant par le pas de temps global.

2.1.2.4 Avancée en temps stationnaire:

L'avancée en temps des équations de Navier-Stokes stationnaires en compressible est réalisée par un algorithme implicite itératif. A chaque pas de temps discret, la discrétisation élément-finis amène au problème non linéaire suivant:

"étant donné le vecteur solution v_{n-1} au temps t_{n-1} et un incrément de temps Δt , trouver le vecteur solution v au temps t_n qui satisfait le système non-linéaire d'équations: $G(v; v_{n-1}, \Delta t) = 0.$ "

G est un système de fonctionnelles non-linéaires de v et de paramètres v_{n-1} et Δt . Ce système est résolu pour v en linéarisant G par un développement en série de Taylor tronquées. On arrive à un système linéaire non symétrique:

$$J.P = -R \quad (2. 1.17)$$

$$\text{où } J = \frac{\partial G}{\partial v}(v_{n+1}; v_{n+1}, \Delta t) = 0$$

$$P = v - v_{n+1}$$

$$R = G(v_{n-1}; v_{n+1}, \Delta t)$$

R est appelé le résidu du problème non linéaire et J est le Jacobien consistant associé à R . Le Jacobien est souvent remplacé par une matrice semblable J qui stabilise l'algorithme d'avancée en temps. Un vecteur de résidu similaire R associé à J peut être défini par :

$$J = \frac{\partial R}{\partial v} \quad (2. 1.18)$$

Le système précédent est préconditionné et résolu en utilisant un algorithme GMRES (Generalized Minimal RESidual). [61]

2.1.2.5 Intégration en temps instationnaire:

L'avancée en temps instationnaire des équations de Navier-Stokes compressibles est réalisée par un algorithme implicite itératif [54]. Ces méthodes sont largement utilisées pour les résolutions stationnaires mais sont souvent remplacées par des avancées explicites de type Runge-Kutta [40] pour le traitement de simulations instationnaire. Ces méthodes sont néanmoins limitées par l'utilisation de CFL locaux très petit pour garder une bonne stabilité numérique. Le pas de temps numérique est en effet imposé par les ondes acoustiques ou la diffusion alors que la turbulence est principalement gouvernée par la convection permettant une discrétisation temporelle moins fine. Le calcul sera intégralement ralenti par le besoin de traiter localement une discrétisation spatiale très riche (zones de couche limites par exemple). L'approche implicite permet au contraire l'utilisation de pas de temps plus proches de la physique.

Choix du pas de temps:

Les équations de Navier-Stokes peuvent être séparées en deux opérateurs distincts: un terme de convection hyperbolique et un terme visqueux parabolique [63]. Leurs temps caractéristiques sont:

$$(\Delta t_c)_{i,j,k} = \left(\frac{d}{U + c} \right)_{i,j,k} \quad (2. 1.19)$$

$$(\Delta t_v)_{i,j,k} = \left(\frac{d_{i,j,k}^2}{2\gamma \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right)} \right) \quad (2. 1.20)$$

avec $d_{i,j,k}$ la dimension caractéristique de la cellule $\Omega_{i,j,k}$

Le pas de temps Δt choisi par l'utilisateur est global pour tout l'espace de calcul. Il va donc imposer un CFL local tel que:

$$CFL_{i,j,k} = \frac{\Delta t}{\min(\Delta t_c, \Delta t_v)} \quad (2. 1.21) \quad \text{suivant la position de la cellule (zone "fluide$$

parfait" ou type "couche-limite")

Schémas d'intégration en temps implicites:

Schéma trapézoïdal:

L'avancée implicite trapézoïdale à un pas s'écrit [53]:

$$\frac{J}{\Delta t} \Delta v^n = -(\theta R^{n+1} + (1-\theta)R^n) \quad (2. 1.22)$$

avec $\Delta v^n = v^{n+1} - v^n$ et l'écriture implicite impose $\theta \neq 0$.

Le paramètre θ définit le niveau d'implicité ($0 < \theta \leq 1$) et est appelé coefficient trapézoïdal. Pour $\theta=1/2$ la méthode est du second ordre en temps. Pour des raisons de stabilité, nous prendrons $\theta \approx 0.6$, obtenant ainsi une précision en temps entre 1 et 2.

Les pas de temps retenus pour les simulations sont pour un cas subsonique:

- en maillage Loi-de_Paroi: $\Delta t \approx 10^{-6} s$
- en maillage Bicouche: $\Delta t \approx 10^{-8} s$

Le CFL maximum associé est de l'ordre de 20 pour les cellules en proche paroi.

Avancée à deux pas BDF2:

Beam et Warming [65] donnent l'écriture générale d'une méthode d'intégration linéaire à deux pas:

$$\frac{J}{\Delta t} \left((1+\xi)\Delta v^n - \xi\Delta v^{n-1} \right) = -(\theta R^{n+1} + (1-\theta+\phi)R^n - \phi R^{n-1}) \quad (2. 1.23)$$

La condition sur les paramètres θ, ξ, ϕ pour avoir une précision d'ordre 2 est:

$$\phi = \xi - \theta + \frac{1}{2} \quad (2. 1.24)$$

Pour le schéma retenu dans le code AETHER: le BDF2 (Backward Differentiation Formulae) [8] appelé aussi schéma de Gear, les paramètres sont:

$$\begin{aligned} \theta &= 1 \\ \xi &= 1/2 \\ \phi &= 0 \end{aligned}$$

On applique à ce schéma d'ordre 2 en temps une accélération de convergence de type Pas de Temps Dual (DTS: Dual Time Stepping) [54] permettant une résolution stationnaire de chaque sous-état issu d'une avancée instationnaire, qui élimine les erreurs dues à la résolution des systèmes non-linéaires.

Le résidu non linéaire de l'avancée instationnaire d'ordre 2 s'écrit:

$$\Pi(\Delta v^{n+1}) = \left((1+\xi)\Delta v^n - \xi\Delta v^{n-1} \right) \frac{J}{\Delta t} + \theta R^{n+1} + (1-\theta+\phi)R^n - \phi R^{n-1} \quad (2. 1.25)$$

Le système d'équations différentielles à résoudre dans la partie DTS est donc:

$$\frac{\partial v}{\partial t^*} + \Pi(v) = \mathbf{0} \quad (2. 1.26)$$

Avec Δt^* , un pas de temps fictif local défini par l'imposition d'un CFL global. La résolution de ce système s'appuie sur la méthode GMRES utilisée dans le code AETHER stationnaire. Les CFL employés pour ces sous-itérations peuvent être très importants, en effet, les conditions initiales du système non-linéaires sont déjà proches de sa solution convergée.

Comparaison des schémas:

Le cas de calcul sera un cylindre à Reynolds basé sur le diamètre de 100 (simulation laminaire). Le pas de temps global choisi pour les deux calculs est $\Delta t = 0.0015$ s induisant un CFL maximum dans les cellules de proche paroi de $CFL = 45$. Le Mach infini amont est fixé à $M_\infty = 0.2$, pour respecter le caractère compressible du code. Le maillage est composé de 6870 nœuds et la comparaison des schémas instationnaires est effectuée à partir d'une solution stationnaire convergée.

La fréquence du battement des tourbillons de Von Karmann est donnée à bas Reynolds par une évolution du nombre de Strouhal (fréquence adimensionnée) :

$$St(Re) = 0.212 - \frac{5.35}{Re}$$

On trouve donc pour $Re = 100$, un nombre de Strouhal théorique $St = 0.1585$, soit pour ce cas de calcul, une fréquence $f = 10.85$ Hz

Une période théorique est donc discrétisée par 61 pas de temps, ce qui est largement suffisant pour capter le phénomène; la limite basse acceptable pour une telle discrétisation étant de l'ordre de 20 pas de temps.

Un effet de raffinement en discrétisation temporelle est effectuée sur une simulation avec le schéma trapézoïdale. On prend $\Delta t = 0.0015$ s. (soit 15 fois plus petit que le pas de temps initial).

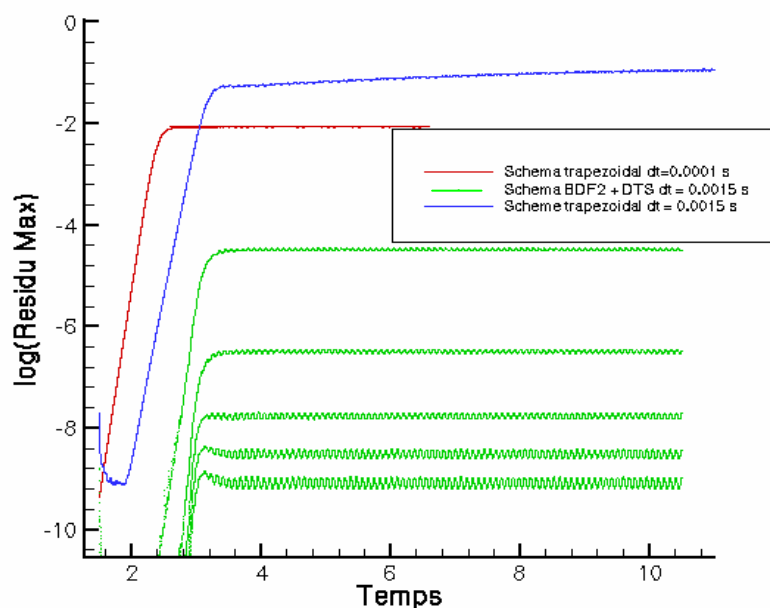


Figure 64: Comparaison des Résidus suivant le schéma numérique et le pas de temps choisi

La [Figure 64] montre l'intérêt du schéma BDF2 avec accélération de convergence du type DTS. Le résidu final de chaque avancée instationnaire (à iso-pas de temps $\Delta t = 0.0015 \text{ s}$) est, après cinq sous-itérations stationnaires à $CFL = 1000000$, huit ordres en dessous du résultat d'une avancée trapézoïdale. La discrétisation plus fine permet de descendre peu en précision sur le schéma trapézoïdal au prix de quinze fois plus d'itérations. Ce manque de précision à iso-pas de temps se retrouve dans l'observation des ΔC_z de la solution instationnaire. Le schéma trapézoïdal donne des amplitudes d'effort très supérieures au BDF2 [Figure 65a]. Pour avoir des valeurs de ΔC_z comparables, il faut utiliser le résultat de la simulation trapézoïdale fortement discrétisée en temps.[Figure 65b]

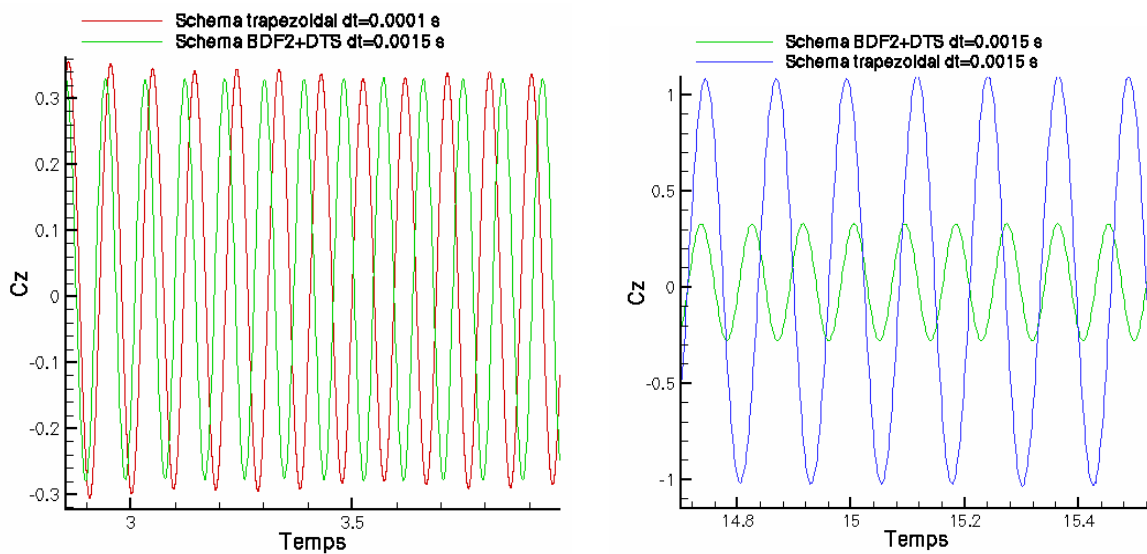


Figure 2: a) Comparaison des deux schémas à iso-Cz
b) à iso pas de temps

Les fréquences et nombres de Strouhal obtenus sont:

| Cas de calcul | Fréquence | St | Ecart à la référence |
|---|-----------|-------|----------------------|
| BDF2+DTS $\Delta t=0.0015 \text{ s}$ | 11.1 Hz | 0.162 | + 2.2 % |
| Trapézoïdal $\Delta t=0.0015 \text{ s}$ | 7.95 Hz | 0.116 | - 27 % |
| Trapézoïdal $\Delta t=0.0001 \text{ s}$ | 10.45 Hz | 0.152 | - 4.2 % |

Comme pour les efforts, on voit que la précision en fréquence pour le cas du schéma trapézoïdal nécessite l'utilisation d'un pas de temps très faible. Le meilleur résultat est obtenu là encore avec la stratégie BDF2+DTS.

Ces résultats ont été obtenus en simulation laminaire sans y adjoindre en plus une erreur due à la prise en compte des décollements à la paroi du cylindre par les différents modèles de turbulence. C'est donc comparaison intrinsèque des qualités des schémas en temps.

2.1.2.6 Implémentation des modèles de turbulence dans AETHER:

Méthode RANS:

La prise en compte de la turbulence par une méthode RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) consiste à dissocier dans les variables d'état une partie moyenne en temps et une partie fluctuante aléatoire. La turbulence est modélisée par l'introduction d'une viscosité de turbulence dont la détermination repose sur la résolution d'équations de transport de variables turbulentes. Le modèle le plus couramment utilisé est le $k-\varepsilon$ bicouche avec correction de non-équilibre (SST), mais sont aussi codés et utilisés suivant les cas de calcul les modèles $k-\omega$, $k-kl$, *Spalart-Almaras*, ainsi que les fermetures *EARSM* et semi-déterministes.

Nous utiliserons ici le modèle $k-\varepsilon$, fondé sur l'hypothèse de Boussinesq [64], qui postule l'alignement entre le tenseur des déformation du champ moyen et celui des contraintes de Reynolds par l'intermédiaire de la viscosité turbulente ν_t :

$$-\overline{u'_m u'_l} + \frac{2}{3}k\delta_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial x_l} + \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_m} \right) \quad (2.127)$$

où k est l'énergie cinétique de turbulence: $k = \frac{1}{2} \overline{u'_l u'_l}$

ε est la dissipation turbulente $\varepsilon = \nu \left(\frac{\partial \tilde{u}'_m}{\partial x_m} \right) \left(\frac{\partial \tilde{u}'_m}{\partial x_m} \right)$

et ν_t est la viscosité turbulente: $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ avec C_μ une constante empirique

Il suffit donc de résoudre une équation sur k et une équation sur ε pour déterminer ν_t en chaque point de discrétisation temporelle et spatiale.

$$\begin{aligned} \frac{Dk}{Dt} &= -\overline{u'_m u'_l} \frac{\partial U_m}{\partial x_l} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{C_\mu k^2}{\sigma_k \varepsilon} \frac{\partial k}{\partial x_l} \right) \\ \frac{D\varepsilon}{Dt} &= -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u'_m u'_l} \frac{\partial U_m}{\partial x_l} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{C_\mu k^2}{\sigma_\varepsilon \varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right) \end{aligned} \quad (2.128)$$

Les cinq constantes sont optimisées pour des cas d'écoulements précis. Dans le cas de la prédiction du décollement, nous utiliserons le jeu de constantes ONERA 3:

$$C_{\varepsilon 1} = 1.62 \quad C_{\varepsilon 2} = 2 \quad \sigma_k = 0.77 \quad \sigma_\varepsilon = 1.5 \quad C_\mu = 0.09$$

Traitement de la paroi:

Ce modèle est valable en haut-Reynolds. Le traitement de la turbulence à la paroi nécessite la prise en compte des effets d'amortissement pariétaux. On utilise soit une décomposition bi-couche, soit une imposition analytique d'une loi de comportement de la vitesse en proche paroi (loi-de-paroi)

Formulation Loi-de-Paroi:

La limite basse d'intégration spatiale sera situé à une distance $y = y_w$ de la paroi. Pour $0 < y < y_w$, le fluide suit la loi de paroi: [58]

$$\frac{u}{u_\tau} = f\left(\frac{\rho u_\tau y}{\mu^{visc}}\right) \quad (2. 1.29)$$

La fonction f sépare la couche limite en trois parties. A chaque pas de temps, une estimation de la vitesse u à $y = y_w$ est obtenue, permettant ainsi de remonter à la vitesse de frottement u_τ en utilisant une méthode de Newton. Cette valeur est utilisée pour obtenir des conditions de Dirichlet à la paroi pour k et ε . En pratique, le point y_w est très proche de la paroi, ce qui correspond à imposer des conditions aux limites à celle-ci. Pour les équations du champ moyen, cela correspond à des conditions de glissement. Le maillage devra présenter une taille de première couche $y = y_w$ telle que $y^+ \approx 80$

Formulation Bi-Couche:

Cette écriture permet d'intégrer toutes les valeurs jusqu'à la paroi. Les conditions aux limites pariétales seront celles d'un corps plongé dans un écoulement de fluide réel:

- U, V, W (y=0,t) = 0
- k(y=0,t) = 0
- ε (y=0,t) = 0

En pratique, les équations classiques sur k et ε sont intégrées jusqu'en très proche paroi. On applique ensuite le modèle de *Chen* [56], en modifiant l'équation sur k et en remplaçant la résolution de ε par une définition analytique. On obtient alors localement un modèle à une équation:

$$\bar{\rho} \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{\rho} \mathbf{u} \cdot \nabla k - \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) = \mu_t P - \frac{2}{3} \bar{\rho} k - \bar{\rho} \varepsilon \quad (2. 1.30)$$

La viscosité turbulente est obtenue par la relation:

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \sqrt{k} l_\mu \quad \text{avec} \quad l_\mu = Cy \left(1 - \exp\left(\frac{-Ry}{A}\right) \right) \quad (2.1.31)$$

La dissipation ε est calculée par : $\varepsilon = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l_\varepsilon}$ où $l_\varepsilon = Cy \left(1 - \exp\left(\frac{-Ry}{A_2}\right) \right)$

y est la distance à la paroi, Ry est un nombre de Reynolds de proche paroi :
 $Ry = \frac{\bar{\rho} \sqrt{k} y}{\mu}$, $C = \kappa C_\mu^{\frac{3}{4}}$, $A=70$, $A_2=C/2$ et $\kappa= 0.41$ (constante de Von Karmann).

Le raccord est effectué à environ $y^+=80$, pour $Ry=250$, qui est situé à l'intérieur de la zone logarithmique [37]. Le maillage doit être évidemment plus riche que dans le cas de la loi de paroi et présenter une hauteur de première maille à y tel que $y^+ < 5$.

2.2 Traitement de la turbulence:

2.2.1 Équations de Navier Stokes turbulentes:

La turbulence est un état désorganisé et non-prédictible d'un écoulement, caractérisée par des fluctuations aléatoires des variables d'état du fluide sur de nombreuses échelles spatiales et temporelles. Aucune contradiction formelle n'a jusqu'à aujourd'hui remis en question la description de ce phénomène par les équations de Navier-Stokes. Celles-ci contiennent des non-linéarités dues au terme de convection qui en empêchent toute résolution analytique et imposent une grande dépendance aux conditions initiales.

On peut écrire les équations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2.1) \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i E)}{\partial x_i} &= \frac{\partial(\tau_{ij} u_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial(p u_i)}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \end{aligned}$$

$$\text{où: } \begin{cases} \rho . \text{la.masse.volumique} \\ p . \text{la.pression} \\ u . \text{la.vitesse} \\ E . \text{l'énergie.totale.spécifique} \\ T . \text{la.température.absolue} \end{cases}$$

avec - $E = e + \frac{1}{2} u_i u_i$ et e l'énergie interne spécifique

$$- \tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right) \text{ le tenseur des contraintes visqueuses}$$

- λ_c le coefficient de conductibilité thermique.

Pour fermer ce système d'équations, on suppose que le fluide se comporte comme un gaz parfait. On obtient un système de 7 équations à 7 inconnues.

Ce système est résolvable en l'état pour un écoulement laminaire compressible ou incompressible. La prise en compte de la turbulence introduit des échelles spatiales et temporelles très larges. Lors de la résolution numérique, le maillage utilisé va agir comme un filtre sur ces échelles de temps et d'espace pour une résolution directe.

2.2.2 Résolution directe de la turbulence:

La simulation numérique directe (DNS) résout les équations de Navier-Stokes complètes. Elle doit donc calculer toutes les échelles constituant le spectre de l'énergie cinétique de turbulence. Les échelles de longueur résolues vont de l'échelle intégrale de longueur jusqu'à

l'échelle de Kolmogorov $l_\eta = \frac{\nu^{\frac{3}{4}}}{\varepsilon^{\frac{1}{4}}}$ des structures n'agissant plus que comme une dissipation.

Le nombre de points dans le maillage pour capter ces informations est de l'ordre de $Re^{\frac{9}{4}}$ avec Re le nombre de Reynolds basé sur la longueur intégrale, et le coût du calcul associé varie comme le cube du Reynolds de l'écoulement $Re=U.L / \nu$. Ce coût exorbitant rend toute utilisation sur des cas industriels illusoire, les capacités informatiques actuelles ne permettant pas d'envisager un cas d'écoulement de Reynolds supérieur à 5000.

La DNS n'étant pas possible sur toutes les échelles de la turbulence, on peut leur appliquer un filtrage fréquentiel afin de ne résoudre directement que les grandes échelles (simulation des grandes échelles: LES). Les plus petites structures sont modélisées en supposant un comportement isotropique. Cette modélisation implique la mise en œuvre d'inconnues nouvelles issues des équations de Navier-Stokes filtrées. Il se rajoute alors un problème de fermeture de ce nouveau système: c'est le problème du choix de modèle de sous-maille. Généralement, cette fermeture est effectuée par l'introduction d'une viscosité permettant la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Le modèle de sous-maille le plus utilisé est celui proposé par Smagorinsky en 1963 qui propose comme écriture de la viscosité turbulente:

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \overline{s_{ij} \cdot s_{ij}}} \quad (2.2.2)$$

Avec $\overline{s_{ij}}$ le tenseur de déformation des fluctuations de vitesse.

Δ est une longueur de référence dépendant de la fréquence de coupure k utilisée pour le

filtrage: $k = \frac{\pi}{\Delta}$. La plus petite fréquence résolue sera alors de taille $2.\Delta$.

Pour être valide, le modèle impose que la fréquence de coupure k se situe dans la partie inertielle du spectre d'énergie cinétique turbulente (pente en $k^{-5/3}$ à ε fixé).

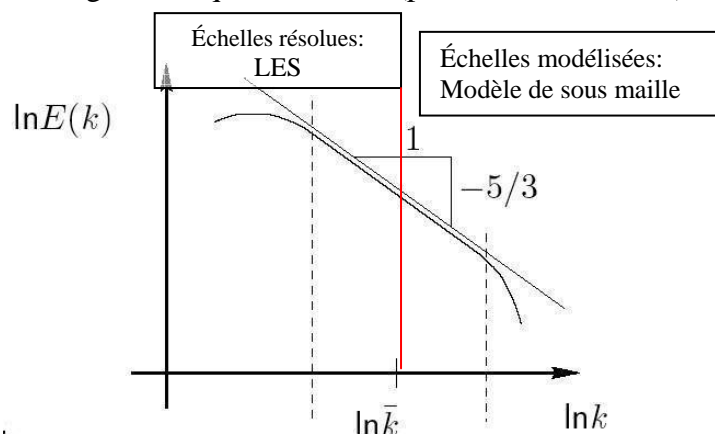


Figure 65: Spectre de l'énergie cinétique turbulente et position de la fréquence de coupure

Une des limites intrinsèque de ce type de simulation réside aussi dans la taille du maillage nécessaire au calcul. Les longueurs d'onde des échelles résolues doivent être captées par le support discrétisé, soit des tailles de mailles de l'ordre de $\Delta=k/\pi$. *Spalart et al [33]*, donnent une estimation du coût de calcul d'une simulation LES sur une aile mono-corps en écoulement non décollé: le nombre de points nécessaire est évalué à 10^{11} à mettre en rapport avec la taille de maillage 3D actuels d'avions complets hypersustentés qui ne sont que de l'ordre de 10^6 points.

Dans le même article, *Spalart et al [33]*, proposent une adaptation du modèle appelée DES (Detached Eddy simulation). Le poids en terme de nœuds dans le maillage LES est principalement localisé dans la région de couche limite où les modèles de turbulence statistiques (du type RANS) sont tout à fait adaptés. Spalart propose donc d'utiliser dans les zones de couche limites collées un modèle RANS qui serait utilisé comme un modèle de proche paroi, et de ne résoudre seulement par LES que les zones mettant en jeu des structures importantes. La formulation Spalart-Allmaras est particulièrement adaptée à ce problème. Ce modèle de turbulence à une équation contient un terme de destruction pour la viscosité turbulente dépendant de la distance à la paroi. La viscosité turbulente peut s'écrire comme un produit du tenseur de déformation locale par une distance au carré: $\nu_t \propto S \cdot d^2$ là où le modèle de sous maille de Smagorinsky s'écrit: $\nu_t = S \cdot \Delta^2$. Spalart remarque donc que le modèle Spalart-Allmaras dont la longueur caractéristique d est remplacée par une échelle de Δ se comporte comme le terme de diffusion de Smagorinsky. Le modèle à une équation est modifié en choisissant comme longueur de référence: $\tilde{d} = \min(d, C_{DES} \Delta)$. Pour $d \ll \Delta$, (proche paroi), le modèle réagit comme Spalart-Allmaras, et pour les autres cas, il correspond à une dissipation visqueuse de type Smagorinsky.

2.2.3 Modélisation de la turbulence:

2.2.3.1 Ecriture RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) compressible

Ne pouvant résoudre toutes les échelles de la turbulence, la plupart des calculs industriels se font aujourd'hui par modélisation des fluctuations turbulentes. Le caractère aléatoire de ce phénomène ne doit pas faire oublier que la turbulence possède une cohérence spatiale et temporelle sur des échelles de longueur et de temps finies. L'état instantané de toutes les variables d'un écoulement turbulent ne peut être décrit, mais ses caractéristiques moyennes sont totalement prédictibles. Par exemple, la turbulence est un état par définition tridimensionnel, mais on peut néanmoins parler d'écoulement turbulents bidimensionnels car la moyenne d'ensemble des réalisations de cet écoulement reste bidimensionnel. On va donc appliquer aux variables de l'écoulement une moyenne en temps pour dissocier l'écoulement moyen de ses fluctuations turbulentes. La première partie sera totalement résolue à l'aide de la modélisation de la seconde.

Les variables d'état sont décomposée à l'aide de deux moyennes:

-La moyenne d'ensemble $\overline{f(x,t)} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f_i(x,t)$ où $f_i(x,t)$ est la valeur de $f(x,t)$ à la $i^{\text{ème}}$ réalisation indépendante de la même expérience

-La moyenne de Favre [55]: $\langle f(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}}$, qui permet aux équations moyennées en écoulement compressible de conserver la forme des équations incompressibles

$$\text{Les variables d'état s'écrivent: } \begin{cases} \rho = \bar{\rho} + \rho' \\ P = \bar{P} + p \\ U_i = \langle U_i \rangle + u_i \\ E = \langle E \rangle + e \\ T = \langle T \rangle + t \end{cases}$$

Le système d'équations de Navier-Stokes s'écrit alors en formulation RANS:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \langle U_i \rangle)}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial (\bar{\rho} \langle U_i \rangle)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle)}{\partial x_i} &= -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \left(\nu \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} - \langle u_i u_j \rangle \right) \right) \quad (2.2.3) \\ \frac{\partial (\bar{\rho} \langle E \rangle)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \langle E \rangle \langle U_j \rangle)}{\partial x_i} &= \frac{\partial (\langle \tau_{ij} U_{ij} \rangle)}{\partial x_i} + \frac{\partial (\bar{P} \langle U_i \rangle)}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_c \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial (\bar{\rho} \langle u_i e \rangle)}{\partial x_i} \end{aligned}$$

2.2.3.2 Fermeture du problème:

Le système des équations de Navier-Stokes et d'état de l'écoulement ne sont plus un système fermé. Les corrélations doubles des fluctuations induisent 6 inconnues supplémentaires (le tenseur des tensions de Reynolds ($\tau_{ij} = \langle u_i u_j \rangle$) est symétrique). Pour fermer le système, leur évolution sera modélisée et non pas résolue.

A cet effet, Boussinesq introduit dès 1877 [64], la notion de viscosité turbulente ν_t comme le produit d'une vitesse et d'une longueur de référence: $\nu_t \propto u.l$. Ce concept permet de relier le tenseur de Reynolds ($\tau_{ij} = \langle u_i u_j \rangle$) au tenseur de déformation S_{ij} suivant l'hypothèse de Boussinesq, réduisant ainsi le nombre d'inconnues supplémentaires dues à la turbulence de six ($\langle u_i u_j \rangle$) à une (ν_t):

$$\tau_{ij} = -\rho \langle u_i u_j \rangle = 2\mu_t \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.2.4)$$

La plupart des modèles de turbulence utilisés aujourd'hui sont basés sur cette hypothèse de turbulence homogène et isotrope. Les différentes propositions de modèles de turbulence s'appliquent à choisir chacune une échelle de longueur et de vitesse pour le calcul de la viscosité turbulente.

Dans le cas du modèle utilisé dans la suite de ce travail, l'échelle de vitesse est prise à partir de l'énergie cinétique turbulente moyenne k . De plus, dans une turbulence homogène isotrope, la dissipation s'exprime directement à partir de l'échelle intégrale de longueur de la turbulence

L_f : $\varepsilon = \frac{u^3}{L_f}$. On peut donc satisfaire la forme dimensionnelle de ν_t en écrivant:

$\nu_t \propto k^2 \cdot \varepsilon^{-1}$, soit finalement $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ avec C_μ une constante du modèle

Dans le cas du modèle standard, on calcule C_μ à partir d'une hypothèse d'équilibre de production et de dissipation dans la zone logarithmique de la couche limite. On fixe alors $C_\mu=0.09$.

On doit donc pour connaître ν_t à tout instant et à tout endroit, résoudre deux équations de transport sur k et sur ε :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \overline{U_i} \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + P - \rho \varepsilon \quad (2.2.5)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \overline{U_i} \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (2.2.6)$$

où P est le terme de production.

Les termes $C_\mu, \sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}$ et $C_{\varepsilon 2}$ sont les constantes du modèle. Celles-ci peuvent être ajustées en se basant sur la physique pour un type d'écoulement donné.

2.2.3.3 Effets du jeu de constantes:

Une optimisation de ces constantes a été proposée par *K.J.Kraig et al [22]* pour la prédiction du décollement sur un profil NACA 4412 bidimensionnel. La fonction objectif de l'optimisation est obtenue à l'aide de valeurs expérimentales à $\alpha=13.87^\circ$ pour un Reynolds basé sur la corde $Re= 1.52 \cdot 10^6$. Le vecteur des variables de conception est: $\bar{x} = (C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon)$ les constantes du modèle $k-\varepsilon$. Partant d'une simulation avec les constantes classiques Launder-Sharma (décollement placé à 0.895% corde), il obtient au bout de trois passes d'optimisation la fonction objectif désirée (minimum d'énergie cinétique au point de décollement expérimental) ainsi que la bonne prédiction du point de décollement.

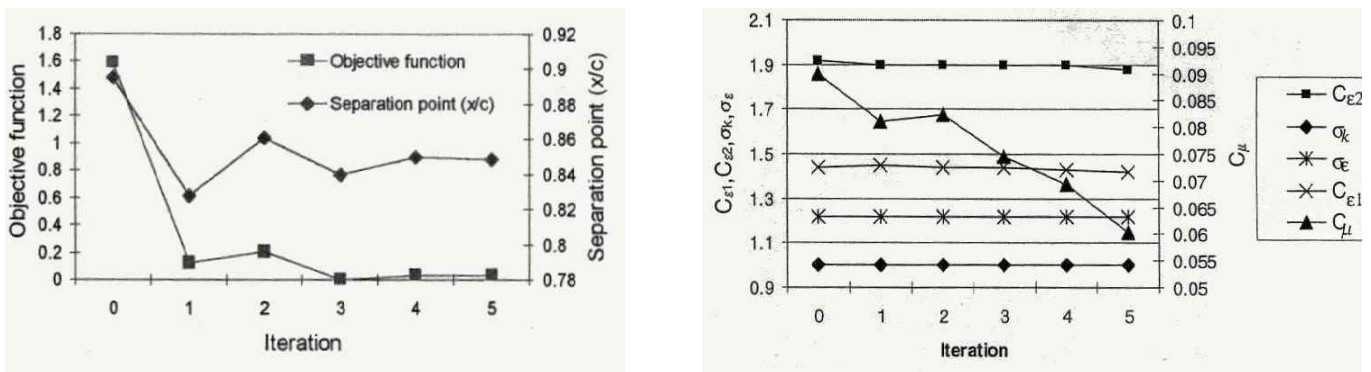


Figure 66: Efficacité de l'optimisation et sensibilité des paramètres de conception à l'objectif choisi

Comme on le voit sur la [figure 66], c'est la constante C_μ qui influe le plus sur la position du point de décollement. En effet, c'est elle qui va diriger la création de viscosité turbulente permettant soit une avancée (C_μ décroissant) soit un recul du point de décollement (C_μ croissant).

2.3 Fermetures turbulentes pour la prédiction des décollements:

2.3.1 Réponse de différents modèles de turbulence:

La modélisation et le calcul de la viscosité turbulente est donc le facteur primordial d'une bonne prédiction de l'écoulement autour d'un obstacle en configuration pouvant mettre en œuvre des décollements. *F.R.Menter et al [21]* effectuent une comparaison des différents modèles existants à une et deux équations sur un cas d'excitation instationnaire périodique en tangage d'un profil à l'aide d'un code RANS compressible. Différents cas d'excitation autour d'une incidence ($\alpha(t) = \alpha_0 + 4.2 \cdot \sin(\omega \cdot t)$) sont évalués lors de ces simulations numériques pour étudier les modèles d'un cas d'écoulement majoritairement attaché à un cas de décollement massif (deep-stall). Les différentes formulations étudiées sont:

Modèles à une équation: Baldwin-Barth (équation sur le Reynolds de turbulence) et Spalart-Allmaras (équation sur la viscosité turbulente)

Modèles à deux équations: $k-\varepsilon$ bicouche standard, $k-\omega$ standard (très forte dépendance du taux de turbulence initial) et $k-\omega$ SST (Shear Stress Transport ou correction de non-équilibre)

Le cas de référence (écoulement stationnaire majoritairement attaché) montre les différentes prises en compte de gradient de pression défavorable sur l'extrados par les modèles:

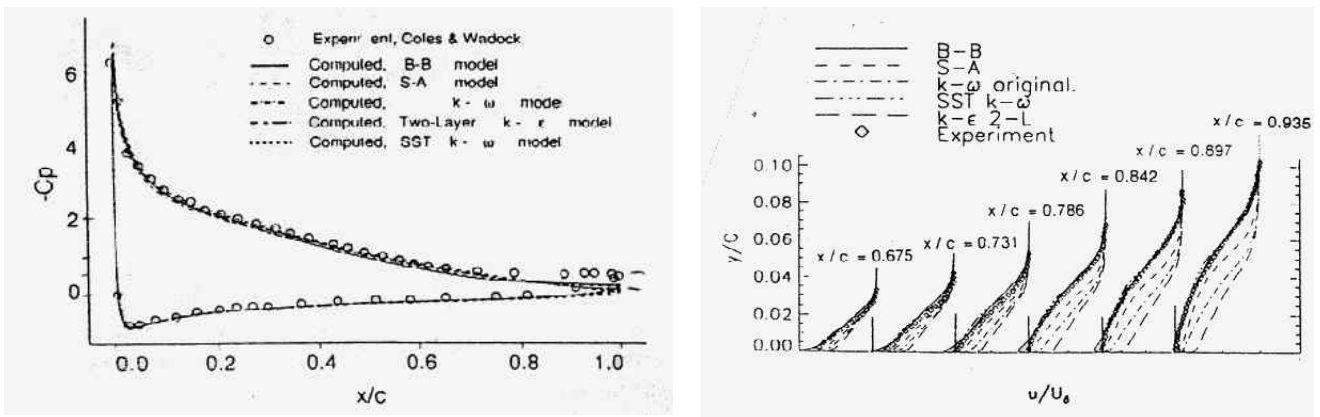


Figure 67: Comparaison des différents modèles de turbulence à l'expérience: $\alpha=13.87^\circ$ Profil Naca 4412 $Re=1.52 \cdot 10^6$ Menter et al [21]

Comme on le voit sur les profils de vitesse de la [Figure 67]: le Baldwin-Barth anticipe ($x/c=0.73$) et le Spalart-Allmaras retarde la prédiction du décollement. Les deux modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ standard ne détectent qu'un écoulement attaché. Seule la prise en compte de la correction de non-équilibre sur le $k-\omega$ permet d'avoir une position exacte du point de décollement ($x/c=0.842$).

Ces observations sont réitérées dans le cas d'oscillations en tangage autour d'incidences faibles ($\alpha=4^\circ$) et modérées ($\alpha=11^\circ$). Dans le cas d'une oscillation autour d'un point en deep-stall ($\alpha=15^\circ$), tous les modèles s'éloignent de l'expérience pour l'évolution temporelle du coefficient de moment longitudinal. On observe notamment la formation de nombreuses structures tourbillonnaires non-présentes dans l'essai. [Figure 68]

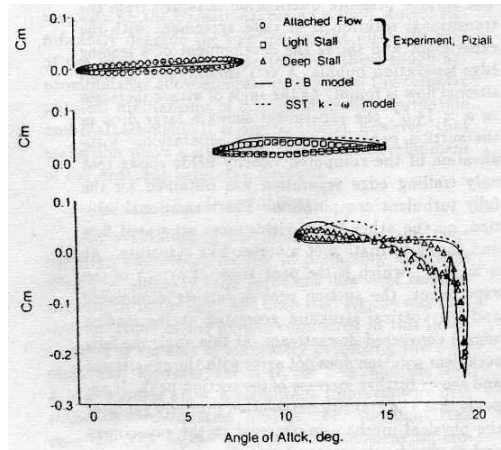


Figure 68: Évolution du C_m autour des trois incidences. Pour $\alpha_0 = 15^\circ$ les modèles n'arrivent plus à prédire correctement l'évolution du décollement sur l'extrados. *Menter et al [21]*

2.3.2 Amélioration de la prise en compte des forts gradients:

2.3.2.1 Correction de non équilibre (SST) :

Le modèle $k-\varepsilon$ pris dans sa forme standard respecte exactement l'hypothèse de Boussinesq. Comme on vient de le voir, il a tendance à surestimer la production de turbulence en présence de gradient de pression adverse, retardant ainsi la détection d'un décollement. *Rodi [57]* attribue ce comportement à la surestimation d'une échelle de longueur turbulente en proche-paroi. Une amélioration proposée par *Menter [44]* repose sur l'hypothèse de *Bradshaw* énonçant que dans la couche limite, le principal terme de cisaillement du tenseur de Reynolds $\tau = -\overline{u.v}$ est proportionnel à l'énergie cinétique de turbulence:

$$\tau = \rho a_1 k \text{ avec } a_1 \text{ constante}$$

Dans les modèles de turbulence à deux équations, on peut en outre écrire le terme de cisaillement: $\tau = \mu_t S$ avec $S = \frac{\partial u}{\partial y}$ correspondant à $\tau = \rho \sqrt{\frac{\text{Production}_k}{\text{Dissipation}_k}} a_1 k$. Pour

satisfaire l'hypothèse de *Bradshaw*, on peut réécrire la viscosité turbulente comme: $\nu_t = \frac{a_1 k}{S}$.

L'intérêt de cette modification peut s'expliquer par le changement de réponse du taux de cisaillement turbulent qui varie instantanément dans les modèles à deux équations classiques avec le tenseur de taux de déformation S_{ij} , en la pondérant par la variation de l'énergie cinétique turbulente k .

Cette modification n'étant pas désirée partout, on écrit finalement:

$$\nu_t = C\mu \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S.F_2)} \text{ où } F_2 = \tanh(\arg_2^2) \text{ et } \arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \cdot \omega \cdot d}, \frac{800\mu}{\rho \cdot \omega \cdot d^2}\right)$$

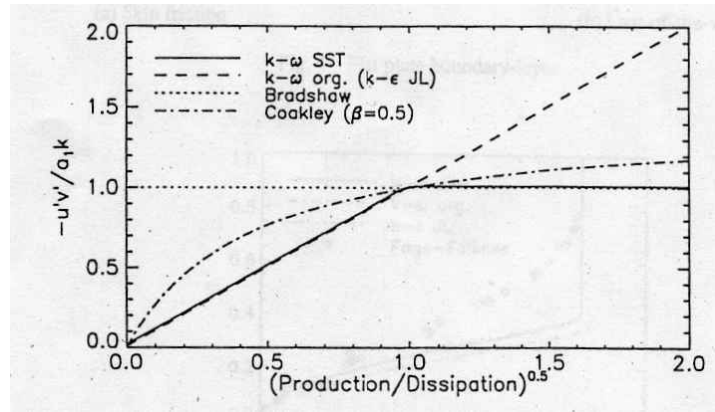


Figure 69: Évolution du calcul du cisaillement turbulent dans la couche-limite pour les différents modèles présentés [Menter et al[44]]

On crée ainsi un majorant de viscosité turbulente en proche paroi allant dans le sens d'une correction des modèles à deux équations par une limitation de la production [Figure 69]. Le principal intérêt réside dans la meilleure prise en compte des gradients de pressions adverses et notamment, une meilleure prédiction d'un point de décollement. [Figure 70]

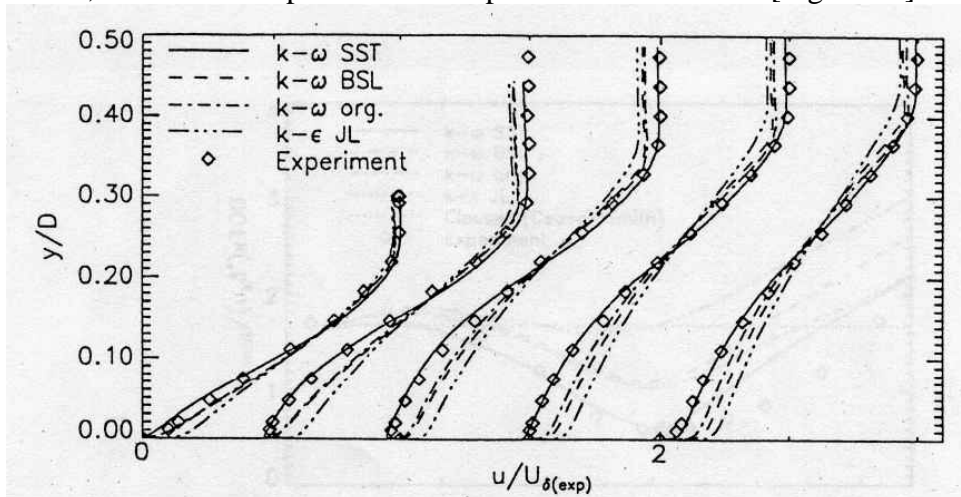


Figure 70: Effet d'un gradient de pression adverse sur la détermination du profil de vitesse à la paroi d'une plaque plane pour les différents modèles présentés. Menter et al[44]

2.3.2.2 Fermeture EARSM (Explicit Algebraic Reynolds Stress Model):

Bases théoriques:

Au delà d'une simple correction sur la viscosité turbulente pour les modèles classiques à deux équations utilisant toujours l'hypothèse de turbulence isotrope de Boussinesq, de récentes publications montrent l'intérêt de résoudre une équation de transport directement sur les contraintes de Reynolds. Cette prise en compte directe permet de conserver l'information des contraintes anisotropes prenant en compte notamment, les effets de rotation.

En parallèle, une approximation algébrique des contraintes anisotropes est effectuée et présentée par Rodi en 1972 [59]. Le modèle ARSM (Algebraic Reynolds Stress Model) repose sur l'hypothèse que la différence entre l'advection et la diffusion de chaque contrainte de Reynolds peut être exprimée comme le produit de leur énergie cinétique k et de cette

contrainte normée par k . Si l'on néglige la somme des termes de diffusion et de convection dans l'équation de transport des tensions de Reynolds, on peut en déduire une relation implicite entre le tenseur de Reynolds et les gradients de vitesses moyennes qui remplace l'hypothèse de Boussinesq [53]. Cette méthode représente une approche systématique de construction d'une relation non-linéaire qui prend en compte les effets de rotation comme faisant partie du tenseur des gradients de vitesses.

Par définition, le tenseur d'anisotropie est:

$$a_{ij} = \frac{\rho \langle u_i u_j \rangle}{\rho k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \quad (2.2.7)$$

L'équation de transport des contraintes anisotropes permet d'écrire la relation implicite:

$$\frac{\rho \langle u_i u_j \rangle}{\rho k} (\Phi - \rho \varepsilon) = P_{ij} - \rho \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} \quad (2.2.8)$$

L'énergie cinétique turbulente k et la dissipation ε sont obtenues par le calcul de leur équations de transport et les termes de Production P_{ij} et Φ sont calculés de façon exacte.

$$\Phi = -\rho \langle u_i u_j \rangle U_{i,j} \quad (2.2.9)$$

$$P_{ij} = -\rho \langle u_i u_j \rangle U_{j,k} - \rho \langle u_i u_j \rangle U_{i,k} \quad (2.2.10)$$

Le terme de dissipation anisotrope $\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij}$ et de pression Π_{ij} sont modélisés. Ce dernier est séparé en une partie "lente" évaluée par le modèle de *Rotta*[66] et une partie "rapide" modélisée par le modèle linéaire de *Launder, Reece et Rodi* [60]:

$$\Pi_{ij}^{lente} = -C_1 \rho \varepsilon a_{ij} \quad (2.2.11)$$

$$\Pi_{ij}^{rapide} = -\frac{C_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} \Phi \delta_{ij} \right) - \frac{30C_2 - 2}{55} \rho k \left(U_{i,j} + U_{j,i} - \frac{2}{3} U_{l,l} \delta_{ij} \right) - \frac{8C_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} \Phi \delta_{ij} \right)$$

$$\text{avec } D_{ij} = -\rho \langle u_i u_j \rangle U_{k,j} - \rho \langle u_i u_j \rangle U_{k,i}$$

L'équation implicite pour la partie anisotrope s'écrit finalement:

$$\left(C_1 - 1 - \frac{6C_2 + 4}{11} \tau U_{k,k} - tr(aS) \right) a = -\frac{8}{15} S + \frac{7C_2 + 1}{11} (a\Omega - \Omega a) - \frac{5 - 9C_2}{11} \left(aS + Sa - \frac{2}{3} tr(aS) Id \right)$$

$C_1 = 1.8$

Dans l'équation ci-dessus, S et Ω représentent les normes des tenseurs de déformation et de rotationnel rapportés à une échelle de temps de la turbulence $\tau = \frac{k}{\varepsilon}$:

$$S = \frac{k}{\varepsilon} (S_{ij} S_{ij}) \text{ et } \Omega = \frac{k}{\varepsilon} (\Omega_{ij} \Omega_{ij})$$

L'équation proposée ci-dessus ne possède ni diffusion, ni fonctions d'amortissement afin de prendre en compte les parois. Il est donc assez difficile à mettre en œuvre directement dans un modèle numérique de type $k-\varepsilon$.

On peut simplifier l'équation aux contraintes de Reynolds en écrivant: $C_2 = 5 / 9$. Celle-ci devient alors:

$$\left(C_1 - 1 - \frac{2}{3} \tau U_{k,k} - tr(aS) \right) a = -\frac{8}{15} S + \frac{4}{9} (a\Omega - \Omega a) \quad (2.2.12)$$

Wallin et Jonhansson [53] résolvent en plus une équation non linéaire pour le rapport Production/Dissipation:

$$\frac{\Phi}{\rho\varepsilon} = -\frac{2}{3}\tau U_{k,k} - \text{tra}(aS) \quad (2.2.13)$$

En effet, les modèles explicites classiques considèrent ce rapport constant (hypothèse de turbulence en équilibre), impliquant un comportement erroné pour de grandes déformations.

Le théorème de Caley-Hamilton permet d'écrire: $a_{ij} = \sum_1^{10} \beta_l T_{ij}^l$ où les T_{ij}^l s'écrivent en fonction des invariants de S et de Ω . Pour fermer le modèle, il suffit de déterminer les coefficients β_l , fonctions du rapport Production/Dissipation. . Pour un écoulement bi-dimensionnel, les coefficients β_1 et β_4 suffisent.

La solution explicite de l'équation (2.2.12) est proposée par l'adjonction d'une nouvelle variable N :

$$N = \frac{9}{4} \left(C_1 - 1 - \frac{2}{3}\tau U_{k,k} \right) - \frac{9}{4} \text{tr}(aS) \quad (2.2.14)$$

Ce qui permet de réécrire l'équation au tenseur d'anisotropie:

$$Na = -\frac{6}{5}S + (a\Omega - \Omega a) \quad (2.2.15)$$

En supposant N connu, on peut déterminer les coefficients β_1 et β_4 sous la forme:

$$\beta_1 = -\frac{6}{5} \frac{N}{N^2 - 2\Pi_\Omega} \quad \text{et} \quad \beta_4 = -\frac{6}{5} \frac{1}{N^2 - 2\Pi_\Omega}$$

N est alors la solution d'une équation non-linéaire cubique:

$$\begin{cases} \frac{C_1'}{3} + (P_1 + \sqrt{P_2})^{\frac{1}{3}} + \text{sign}(P_1 - \sqrt{P_2}) |P_1 - \sqrt{P_2}|^{\frac{1}{3}}, P_2 \geq 0 \\ \frac{C_1'}{3} + 2(P_1^2 - P_2)^{\frac{1}{6}} \cos\left(\frac{1}{3} \arccos\left(\frac{P_1}{\sqrt{P_1^2 - P_2}}\right)\right), P_2 < 0 \end{cases} \quad (2.2.16)$$

Avec $P_1 = \left(\frac{C_1'^2}{27} + \frac{9}{20} II_S - \frac{2}{3} II_\Omega \right) \cdot C_1'$ et $P_2 = P_1^2 - \left(\frac{C_1'^2}{9} + \frac{9}{10} II_S + \frac{2}{3} II_\Omega \right)^3$
 II_S et II_Ω sont les invariants de S et Ω : $II_S = \text{tr}\{S^2\}$ et $II_\Omega = \text{tr}\{\Omega^2\}$

Au premier ordre, on peut écrire: $\beta_1 = -2.C\mu$. On peut comparer la réponse du modèle

EARSM et du modèle $k-\varepsilon$ en fonction de la contrainte de déformation σ ($\sigma = \sqrt{\frac{\text{tr}(S^2)}{2}}$) pour

un écoulement dans un canal plan (la seule contrainte de cisaillement turbulent est a_{12}). On remarque [Figure 71] que les deux courbes se croisent pour une valeur d'environ $\sigma=1.67$ qui

correspond exactement à l'équilibre Production/Dissipation. Le modèle respecte donc la loi logarithmique dans la couche limite et la prise en compte de la paroi en très basse couche peut être obtenue par une fonction simple de Van Driest. Pour les contraintes fortes, on remarque un comportement asymptotique équivalent au modèles proposé par *Menter et al [21]* de transport du tenseur de contraintes turbulentes (SST).

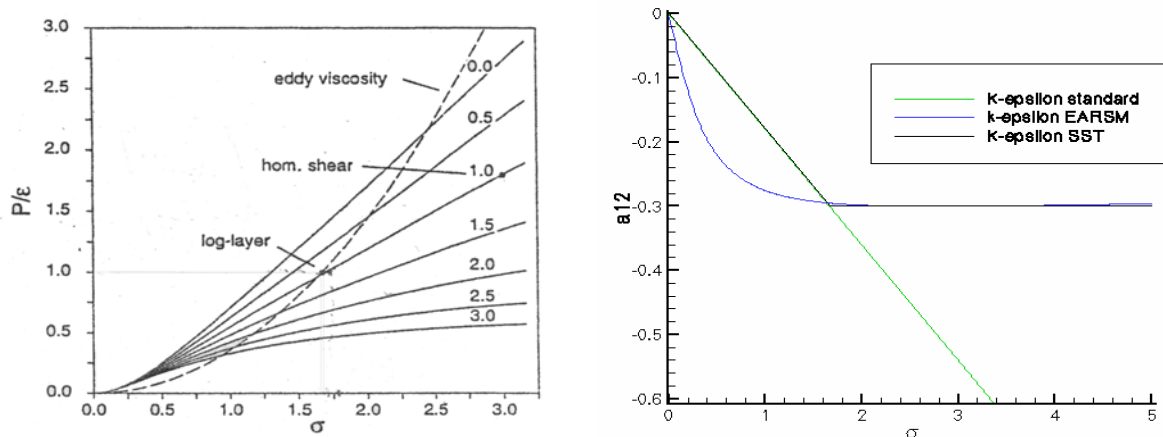


Figure 71: (droite) : Comparaison des différentes modélisations du tenseur de Reynolds anisotrope en écoulement 2D libre par les différents modèles k-ε présentés (gauche) : Rapport Production/Dissipation en fonction du taux de déformation dans un canal plan, l'équilibre est atteint pour $\sigma=1.67$ [Wallin et Johansson [53]]

Implémentation numérique:

La fermeture EARSM impose de connaître à chaque itération les champs de k et de ϵ . On s'appuiera donc sur les équations classiques de l'énergie cinétique turbulente et sa dissipation résolues par un modèle à deux équations classique. L'implémentation EARSM apparaît par la dissociation en deux du tenseur de Reynolds: une partie isotrope décrite directement par l'équation de Boussinesq utilisant une viscosité turbulente prenant en compte les modifications présentées au-dessus et une partie purement anisotrope.

$$-\overline{u_i u_j} = \underbrace{-\mu_t \left(U_{i,j} + U_{j,i} - \frac{2}{3} U_{k,k} \delta_{ij} \right)}_{\text{Partie isotrope}} + \underbrace{\frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} + \rho k a_{ij}^{ani}}_{\text{Partie anisotrope}} \quad (2.2.17)$$

$$\text{Avec } \mu_t = -\frac{1}{2} \beta_1 \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.2.18)$$

La constante classique $C_\mu=0.09$ devient $C_\mu=-0.5\beta_1$ et varie dans l'espace et dans le temps. La composante anisotrope est rajoutée au terme source calculé à partir de l'hypothèse de Boussinesq modifiée par la nouvelle viscosité turbulente.

2.3.2.3 Modèle Semi-déterministe:

Bases théoriques:

Le point de départ de l'approche semi-déterministe est la décomposition du signal d'une grandeur physique de l'écoulement en partie cohérente et une partie aléatoire. Une représentation de Fourier donnerait pour la partie cohérente des Dirac et pour la partie aléatoire un bruit large bande. La partie cohérente est obtenue par une moyenne d'ensemble des équations instantanées de l'écoulement:

$f(x,t) = \hat{f}(x,t) + f_r(x,t)$ avec \hat{f} la partie cohérente du signal instationnaire et f_r sa partie aléatoire.

Dans le cas d'écoulement pseudo-périodique où prédomine une fréquence privilégiée, cette approche est pleinement satisfaisante. Avec une hypothèse de corrélation nulle entre les deux parties du signal, les équations du mouvement moyennées en phase sont identiques aux équations aux moyennes statistiques utilisées dans les modèles URANS classiques à l'exception des tensions de Reynolds qui sont remplacées par les contraintes de cisaillement de la partie incohérente.

L'écriture semi-déterministe permet la prise en compte de la rotation et déformation dans la modélisation des tensions de Reynolds [34]. Elle intervient comme un limiteur de création de viscosité turbulente dans des cas d'écoulements à fortes déformations et forts rotationnels (gradient de pression adverse, zones décollées). La viscosité turbulente doit prendre en compte dans son calcul les gradients du champ moyen de vitesse. Ainsi, on peut écrire les tensions de Reynolds dans une forme équivalente à l'EARSM:

$$-\overline{u_i u_j} = -2\mu_t S_{ij} + \frac{2}{3}(\rho k + \mu_t S_{ij})\delta_{ij} + T_{ij} \quad (2.2.19)$$

| | |
|------------------------------|-----------------------------|
| $\underbrace{\hspace{15em}}$ | $\underbrace{\hspace{5em}}$ |
| Partie Boussinesq | Partie anisotrope |

Avec $\mu_t = \rho C_\mu(S, \Omega) \frac{k^2}{\varepsilon}$ et $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ (respectivement Ω)

Les tenseurs de déformation et de rotationnels sont normés par l'échelle de temps de la turbulence:

$$\eta = \frac{k}{\varepsilon} S \quad \text{et} \quad \xi = \frac{k}{\varepsilon} \Omega \quad (2.2.20)$$

La partie anisotrope en se limitant aux termes quadratiques du tenseur des contraintes turbulentes peut s'écrire:

$$T_{ij} = \frac{\rho k^2}{\varepsilon} f(\eta, \xi) \left[C_{\tau 1} \left(U_{i,k} U_{k,j} + U_{j,k} U_{k,i} - \frac{2}{3} \Pi \delta_{ij} \right) + C_{\tau 2} \left(U_{i,k} U_{j,k} - \frac{1}{3} \Pi' \delta_{ij} \right) + C_{\tau 3} \left(U_{k,i} U_{k,j} - \frac{1}{3} \Pi' \delta_{ij} \right) \right] \quad (2.20.21)$$

$$\Pi = U_{k,l} U_{l,k} \quad \text{et} \quad \Pi' = U_{k,l} U_{k,l}$$

Les fonctions du champ moyen permettant la prise en compte des gradients de vitesse extérieures sont:

$$f(\eta, \xi) = \frac{1}{A_2 + \eta^3 + \gamma_2 \xi^3} \quad (2.20.22) \quad \text{et} \quad C_\mu(\eta, \xi) = \frac{2}{3} \frac{1}{A_1 + \eta + \gamma_1 \xi} \quad (2.20.23)$$

Les équations de transport sur k et sur ε sont résolues à chaque itération. Seul est modifié le terme source dans les équations de quantité de mouvement et d'énergie.

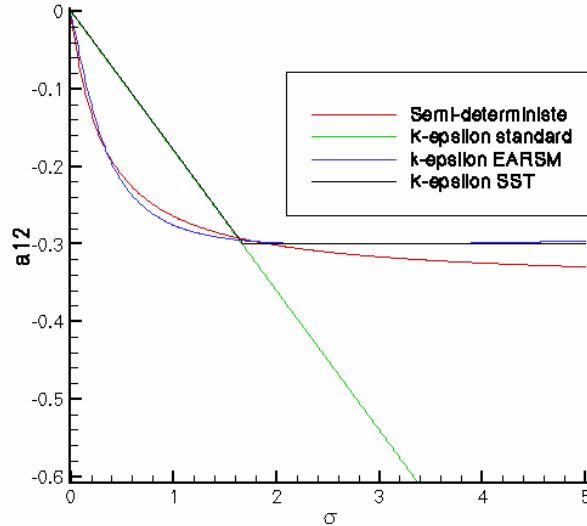


Figure 72: Comparaison des modélisations des tenseurs de Reynolds anisotrique par les différentes fermetures turbulentes étudiées

Comme on le voit sur la [Figure 72], la fermeture semi-déterministe donne la bonne valeur de contraintes turbulentes dans le cas de l'équilibre Production/Dissipation.

Implémentation numérique:

Le modèle semi-déterministe s'appuie sur un modèle classique de type $k-\varepsilon$ qui permet d'obtenir les valeurs de k et de ε par résolution de leurs équations de transport. C'est comme dans le cas de l'EARSM, le calcul de la viscosité turbulente qui fait changer le comportement du modèle.

On recalcule à chaque itération (n) et à chaque nœud du maillage la valeur du coefficient C_μ en fonction de la topologie de l'écoulement moyen calculé à l'itération (n-1) afin de déterminer le nouveau terme source.

La prise en compte des parois peut se faire soit en utilisant des lois de paroi classiques, soit en mettant en œuvre une méthode bas-Reynolds de type bi-couche. Dans ce dernier cas, la viscosité turbulente est associée dans la sous-couche à une fonction d'amortissement sur les longueurs caractéristiques de k et de ε .

Approche bi-couche:

Dans ce cas, les équations de Navier-Stokes sont intégrées jusqu'à la paroi. L'équation sur k est résolue jusqu'à la première maille alors que ε est déterminée par une relation algébrique:

$$\varepsilon = \frac{k^2}{L_\varepsilon} \text{ avec } L_\varepsilon = C.d \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{R_y}{2.C}\right) \right), R_y \text{ étant un nombre de Reynolds de proche}$$

$$\text{paroi: } R_y = \rho \frac{\sqrt{k}d}{\mu}, d \text{ la distance à la paroi et } C = \kappa C_\mu(\eta, \xi)^{\frac{9}{4}}.$$

$$\text{On écrit alors: } \mu_t = \rho C_\mu(\eta, \xi) \frac{L_\mu k^2}{L_\varepsilon \varepsilon} \text{ avec } L_\mu = C.d \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{R_y}{70}\right) \right)$$

Les limites d'utilisation de l'écriture bas-Reynolds correspondent à une valeur de $y^+ \approx 80$. En pratique, on le détermine par les points tels que: $R_y < 250$ et $d < 1000.d_{min}$. avec d_{min} , la plus petite épaisseur de maille.

2.3.3 Comparaison des modèles pour la prédiction du décollement:

Les différentes fermetures présentées ci-dessus sont implémentées dans le code Navier-Stokes de Dassault-Aviation. Pour chaque cas, on utilise comme base de modélisation le modèle k-ε classique pour résoudre les équations de transport de l'énergie cinétique de turbulence et sa dissipation. Les modifications de fermetures n'interviennent que dans le calcul de la viscosité turbulente.

Les méthodes Bas-Reynolds sont d'abord comparées dans le cas d'une plaque plane sans gradient de pression, puis sur un profil en incidence sans décollement.

2.3.3.1 Plaque plane:

Un calcul bi-couche d'une plaque plane unitaire est effectué à $M_\infty = 0.6$ en écoulement tout turbulent pour les trois fermetures. Les conditions de calcul sont:

| Reynolds par Mètre | Corde | M_∞ | T statique infinie | Ecoulement |
|--------------------|---------|------------|--------------------|----------------|
| $4.4 \cdot 10^6$ | 1000 mm | 0.6 | 300 K | Tout Turbulent |

Le profil théorique de coefficient de frottement turbulent s'écrit:

$$C_f = 0.0594.Re_x^{-\frac{1}{5}} \text{ où } Re_x \text{ est le nombre de Reynolds évolutif suivant la corde.}$$

Les grandeurs en proche paroi sont adimensionnées pour ne pas dépendre des valeurs de champs extérieures à la couche limite. On définit ainsi un Reynolds de proche-paroi:

$$y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \text{ où } u_\tau \text{ est appelée vitesse de frottement. Cette dernière est déterminée par le}$$

coefficient de frottement pariétal τ_ω tel que: $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}}$.

Une échelle de vitesse en découle: $U^+ = \frac{U}{u_\tau}$

On définit ensuite une échelle de longueur appelée longueur visqueuse ν/u_τ .

Ces variables internes permettent d'exprimer l'évolution de la vitesse en proche paroi indépendamment des valeurs extérieures à la couche limite, comme δ : l'épaisseur de couche limite ou U_e : la vitesse à la frontière couche-limite / fluide parfait.

$$\begin{cases} U^+ = y^+, y^+ \leq 3 \\ U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + 5.2, y^+ \geq 40 \end{cases} \quad (2.20.25)$$

La zone linéaire ($y^+ < 3$) est appelée sous-couche visqueuse car elle est le lieu de la prédominance des contraintes visqueuses sur les tensions de Reynolds turbulentes.

Entre $3 < y^+ < 40$, on trouve une couche transitoire appelée région tampon qui permet le passage de la loi linéaire à la loi logarithmique pour la vitesse tangentielle.

Pour $y^+ > 40$, la vitesse suit une fonction logarithmique du Reynolds de Proche paroi. Cette zone appelée zone inertielle de recouvrement donne l'évolution asymptotique de la vitesse adimensionnée pour $y^+ \gg 1$.

L'ensemble de ces trois régions est appelée zone interne de la couche limite où les tensions de Reynolds ne balancent pas encore les contraintes visqueuses. [Figure 73]

Au dessus de la zone logarithmique, le comportement du profil de vitesse est entièrement contrôlé par la turbulence: les tensions visqueuses sont négligeables devant les contraintes de Reynolds. L'échelle de longueur devient δ l'épaisseur de couche limite et l'échelle de vitesse reste égale à u_τ .

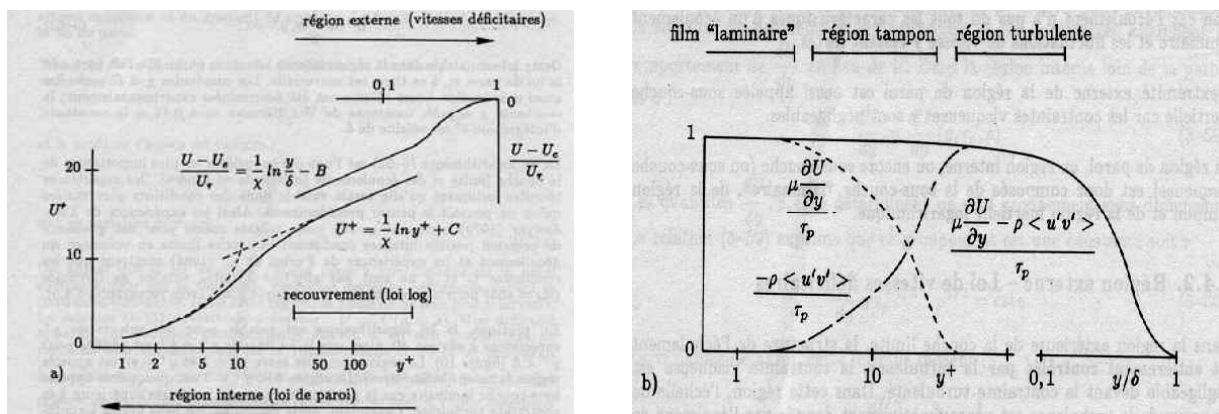


Figure 73: Zones internes et externes de la couche limite et évolution des tensions visqueuses et turbulentes J.Cousteix [58]

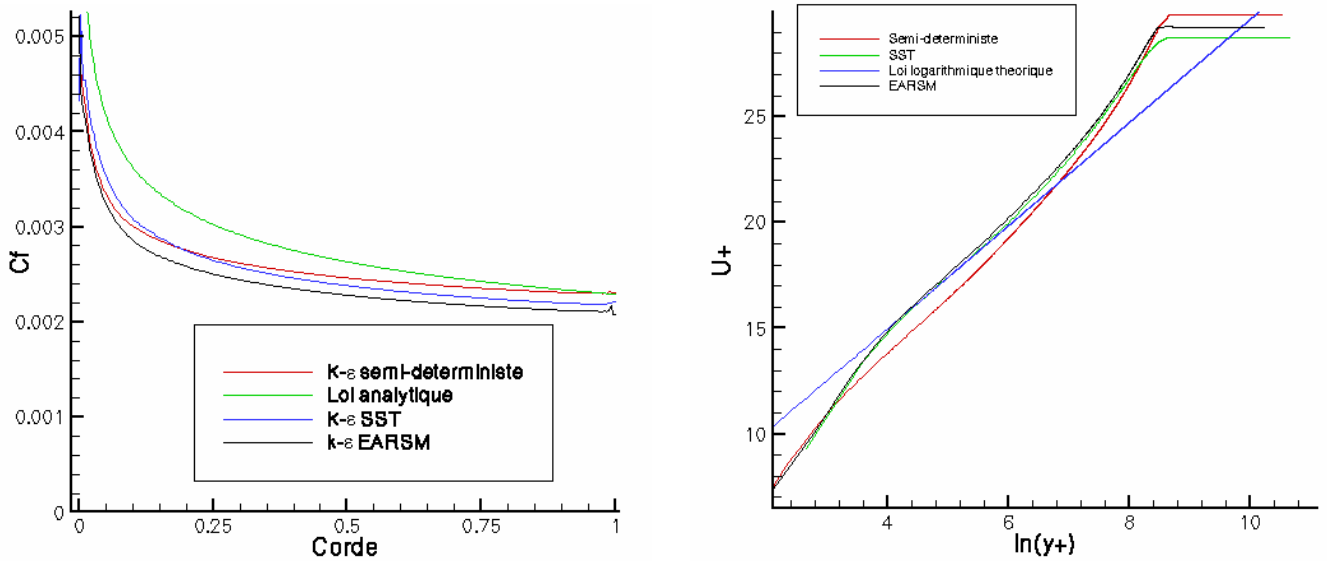


Figure 74: Comparaison des évolutions de coefficient de frottement (Calcul AETHER plaque plane) et des lois logarithmiques

Alors que les frottements sont assez bien respectés dans le cas de la fermeture semi-déterministe [Figure 74] on observe un déficit de vitesse dans la région interne en absence de gradient de pression dans l'évolution de la vitesse adimensionnée. Ce comportement correspond à une surestimation de la hauteur de quantité de mouvement et de l'épaisseur de déplacement dans le cas simulé. Les modèles SST et EARSM, bien qu'assez faible en frottement prédisent des valeurs intégrales correctes et respectent la loi logarithmique [Figure 75]

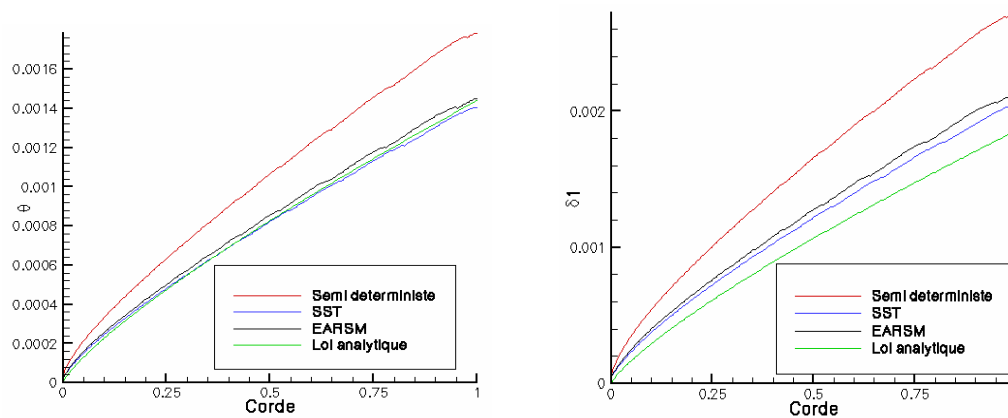


Figure 75: Évolution des hauteurs intégrales de couche limite θ et δ_1

2.3.3.2 Profil ONERA D en incidence:

Position du point de décollement et prédiction du C_{zmax} :

Le cas de calcul retenu s'appuie sur un profil ONERA D de 350 mm de corde. Les simulations sont effectuées avec l'hypothèse d'un point d'arrêt turbulent. Ainsi, on néglige les effets de transition qui ne sont pas l'objet de cette étude. La comparaison avec des expériences de soufflerie est donc difficile. Les seuls travaux expérimentaux disponibles actuellement ont été

effectués par imposition de transition 2D par des fils placés suivant l'envergure. Ceux-ci ne semblent pas provoquer une transition franche à leur aval, mais modifient l'état du bulbe transitionnel de bulbe court à bulbe long [41]. Nous comparerons les différents résultats numériques avec un calcul de couplage singularités-couche limite issu d'un programme interne de Dassault-Aviation.

Les conditions de calcul sont:

| Reynolds par Mètre | Corde | M_∞ | T statique infinie | Ecoulement |
|--------------------|--------|------------|--------------------|----------------|
| $2.7.10.^6$ | 350 mm | 0.2 | 288 K | Tout Turbulent |

On relève pour une montée en incidence, les différentes positions du point de décollement dans le cas des modèles de turbulence étudiés. On notera en particulier, l'incidence d'apparition du décollement, ainsi que la position du point de décollement en configuration de décrochage massif.

Les simulations numériques (turbulence et singularités) sont effectuées avec un point d'arrêt turbulent, seule l'évolution du frottement turbulent en présence de gradient de pression défavorable est donc étudiée. Deux points sont particulièrement importants pour la mise en place du contrôle: l'incidence de l'apparition d'un décollement au bord de fuite ainsi que la position du point de décollement en situation de décrochage massif.

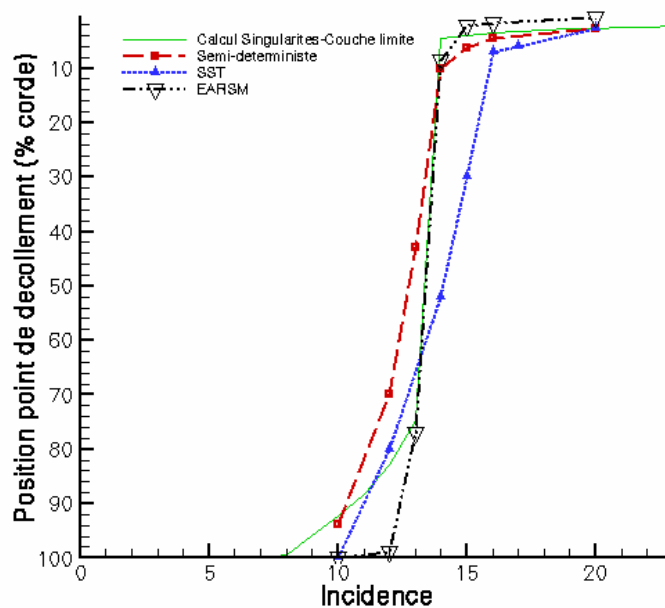


Figure 76: Évolution de la position du point de décollement en fonction de l'incidence pour les trois modèles de turbulence étudiés (référence Méthode des Singularités-Couche limite)

La fermeture semi-déterministe est la seule à prédire le décollement au bord de fuite à la bonne incidence (point de décollement à 93% de corde à $\alpha=10^\circ$) [Figure 76]. La correction non-équilibre prédit un décollement à partir de 12° à 80% de corde alors que la fermeture EARSM ne voit qu'un embryon de recirculation à 99% de corde mais décrit mieux la remontée brutale du point de décollement à $\alpha=13^\circ$ amenant au décrochage. A $\alpha=14^\circ$, l'EARSM et le semi-déterministe prédisent la même position et le SST est trop optimiste: il place le point de décollement à seulement 50% de corde.

En décrochage massif ($\alpha > 14^\circ$), l'EARSM a tendance à surestimer l'effet du gradient de pression défavorable et place la séparation trop proche du bord d'attaque (entre 2.5% et 0.6% de corde). A l'inverse, le modèle SST est optimiste et la détecte à plus de 5% de corde.

Globalement, le meilleur modèle en présence de ce gradient de pression défavorable reste l'écriture semi-déterministe malgré une surestimation des décollements entre 12° et 14° . La conséquence de ce comportement sera de fournir des Cz_{max} trop faible par une diminution trop importante de la pente de la $Cz(\alpha)$ non-linéaire. Le meilleur Cz_{max} au meilleur angle d'incidence sera obtenu par l'utilisation du modèle EARSM, néanmoins, la meilleure prévision des frottements pariétaux par le modèle semi-déterministe le rend plus intéressant pour l'étude contrôle de décollement. [Figure 77]

Ainsi, on obtient en angle et en valeur de Cz_{max} :

| Modèle de turbulence | Valeur Cz_{Max} | Angle de Cz_{Max} |
|----------------------|-------------------|---------------------|
| Semi-Déterministe | 1.06 | 13° |
| SST | 1.145 | 15° |
| EARSM | 1.13 | 13° |

| Référence | Valeur Cz_{Max} | Angle Cz_{Max} |
|----------------------------|-------------------|------------------|
| Singularités-Couche limite | 1.14 | 13° |

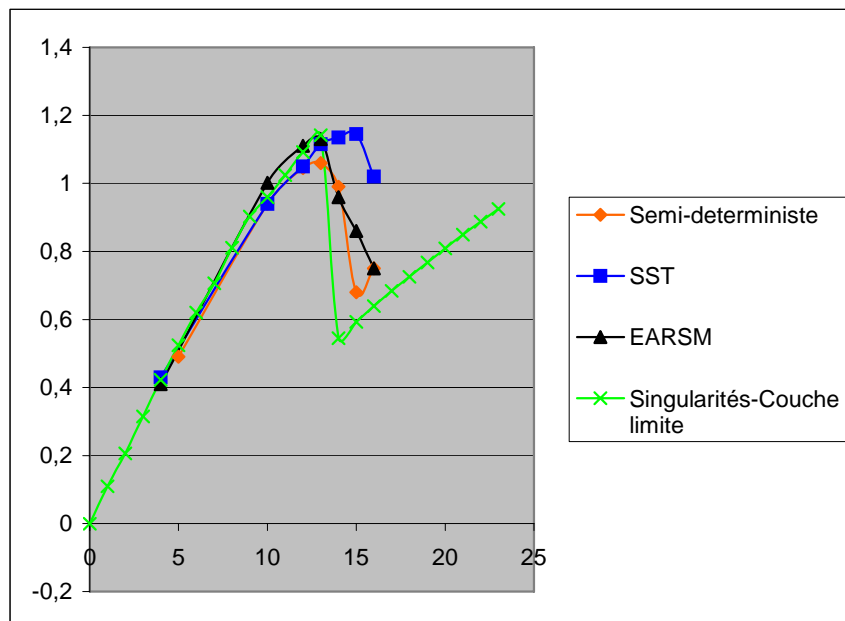


Figure 77: Comparaison des $Cz(\alpha)$ entre les différents modèles étudiés

Évolution des Kp :

Une observation des Kp aux incidences proches du décrochage aérodynamique (avant et après, de $\alpha=12$ à 15°) permet de qualifier le déficit de Cz_{max} dans le cas de la fermeture semi-déterministe. Nous comparons les Kp obtenus par singularités aux fermetures, EARSM et semi-déterministe: [Figure 78]

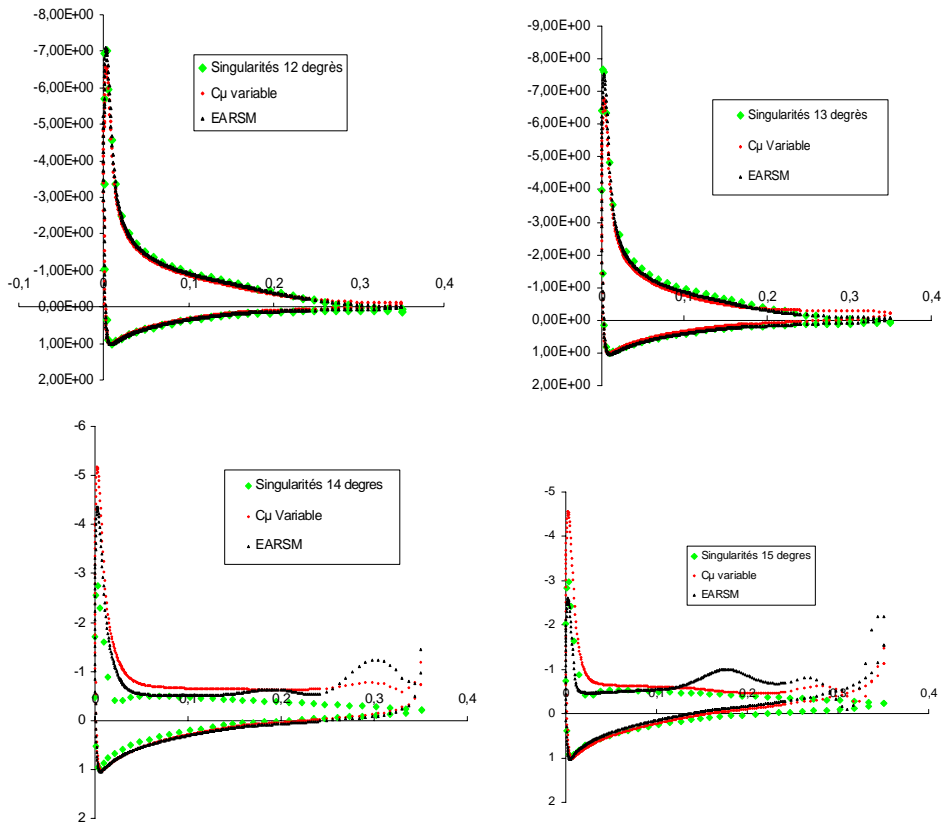


Figure 78: Évolution des Kp en incidence

Le déficit de Cz_{max} ($\alpha=13^\circ$) pour la fermeture semi-déterministe vient de la sous-estimation du pic de K_p au bord d'attaque. Celui-ci peut-être expliqué par une position trop amont du point d'arrêt et par l'épaississement de couche limite observé lors de l'utilisation de ce modèle sur la plaque plane provoquant un calcul pessimiste des K_p "fluide parfait". En présence de déformations importantes, on observe donc un comportement pessimiste de ce modèle dans la prédiction de la vitesse en sommet de couche limite.

Le plateau de K_p de la poche de décollement et le pic de dépression pour les incidences post-décrochage sont, de la même façon, globalement mieux représentés dans le cas d'une simulation EARSM. Les pressions statiques au bord de fuite pour les incidences amont du décrochage ($\alpha =12^\circ$ ou 13°) sont sous-estimées dans le cas semi-déterministe. Les intensités des tourbillons de sillage y sont sûrement sur-évaluées. Une amélioration du comportement pariétal et du respect de la loi logarithmique est donc à envisager pour ne se servir que du modèle semi-déterministe. Néanmoins, la qualité de sa prédiction du décollement et des fluctuations instationnaires sont intéressantes pour une analyse qualitative des dispositifs de contrôle.

Analyse fréquentielle des signaux de portance en situation décollée:

Une campagne de soufflerie haute-incidence sur une aile en flèche de Tornado donne comme référence des fréquences adimensionnées (Nombre de Strouhal St) de lâchés tourbillonnaires en situation de décollement:

$$St = \frac{f \cdot c \cdot \sin(\alpha)}{U_\infty} \cdot \cos(\lambda) \approx 0.2 \text{ où } \alpha \text{ représente l'incidence} \quad (2.20.26)$$

λ l'angle de flèche
 c la corde du profil
 f la fréquence

Cette fréquence adimensionnée correspond à la fréquence des lâchés tourbillonnaires de Von Karman d'un cylindre dont le diamètre serait le maître-couple du profil en incidence et en flèche.

Pour nos simulations bi-dimensionnelles, nous prendrons donc $\lambda = 0$, soit un Strouhal:

$$St = \frac{f \cdot c \cdot \sin(\alpha)}{U_\infty} = 0.2 \quad (2.20.27)$$

Sur la figure suivante, l'évolution théorique de cette fréquence de Von Karman est comparée aux résultats obtenus pour les trois modèles de turbulence utilisés[121].

Deux zones particulières se dessinent pour chacune des trois courbes:

- Pour $\alpha < 15^\circ$ pour le modèle semi-déterministe et SST et pour $\alpha < 16^\circ$ pour le modèle EARSM, on relève des fréquences largement supérieures à la valeur théorique de Von Karman. Ces valeurs correspondent à un battement localisé de la poche de décollement au niveau du bord de fuite (la f_{wake} de Mittal [109]), n'induisant qu'un faible ΔC_z (moins de 1%), lorsque la poche de décollement n'a pas encore contaminée tout l'extrados. [Figure 79]

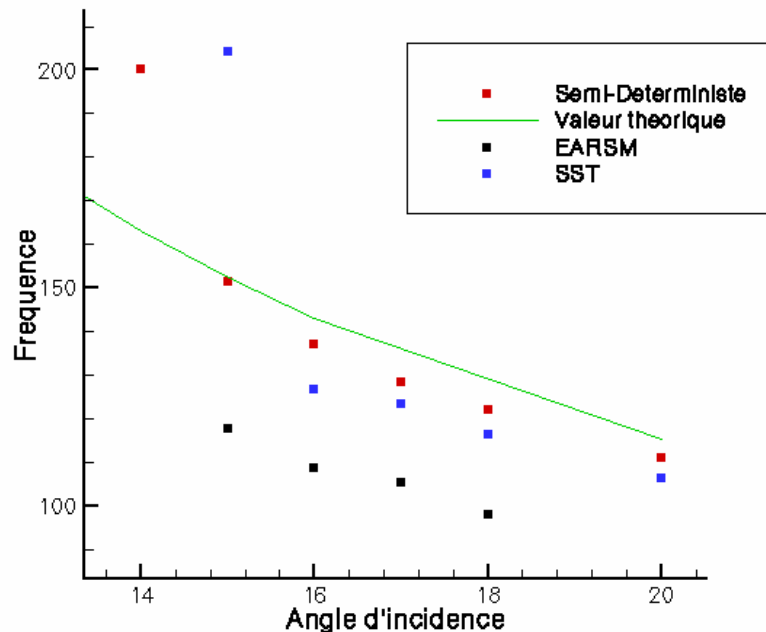


Figure 79 : Évolution de la fréquence des lâchés tourbillonnaires en fonction de l'incidence pour les trois modèles de turbulence étudiés

- Pour les valeurs d'incidence supérieures, la fréquence de Von Karman devient prédominante, et les trois courbes deviennent pratiquement parallèles à l'évolution théorique. On peut donc donner pour chacune une valeur de Strouhal correspondant à l'évolution fréquentielle en incidence: [Figure 80]

| Modèle de turbulence | Semi-Déterministe | SST | EARSM |
|----------------------|-------------------|-------|-------|
| Strouhal | 0.197 | 0.188 | 0.157 |

Les fermetures semi-déterministe et SST donnent une évolution correcte proche du modèle théorique permettant de les utiliser pour dimensionner un dispositif de contrôle adapté. La sous-évaluation fréquentielle de l'EARSM le rendra plus difficile à choisir pour une caractérisation efficace. En effet, les valeurs utilisées pour le contrôle sont de l'ordre de deux à trois fois la fréquence naturelle, induisant alors un écart de près de 100 Hz pour une valeur tirée d'une simulation EARSM.

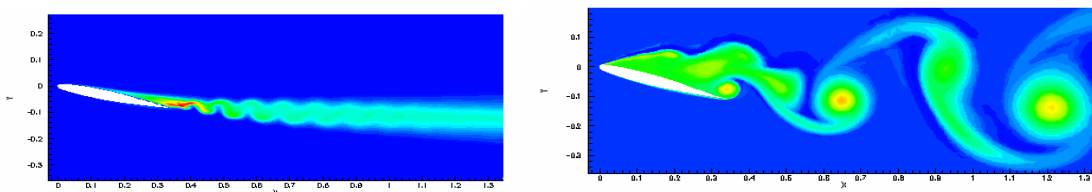


Figure 80: Champs d'entropie à 14° (gauche) et 18° (droite). Visualisation des deux régimes de lachés tourbillonnaires avec le modèle semi-déterministe

Evolution de la turbulence dans la poche de décollement :

La prise en compte du rotationnel de la vitesse dans le calcul de la viscosité turbulente pour les fermetures EARSM et semi-déterministe modifie largement le champs de turbulence en présence des allées tourbillonnaires de Von Karman se créant dans la poche de décollement à haute-incidence. [Figure 81]

La correction de non-équilibre n'étant valable et utilisée qu'en proche paroi, le modèle k-ε SST va, dans cette zone, suivre exactement l'approximation de Boussinesq. On observe alors que les cœurs des tourbillons, lieux de forts gradients de vitesse (déformation + rotation), sont des pics de turbulence.

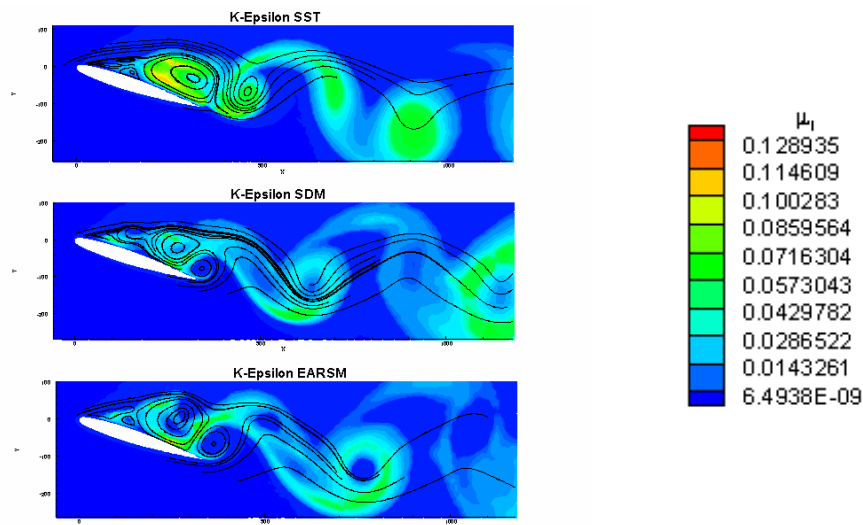


Figure 81: Champs de viscosité turbulente pour $\alpha=18^\circ$ avec les trois modèles de turbulence étudiés

L'utilisation des modèles EARSM et semi-déterministe permettent à l'inverse, d'obtenir dans le cœur des tourbillons des puits de viscosité turbulente, avec un rapport de 5 à 10 en comparaison des résultats k-ε classique. Ce résultat est intéressant pour limiter la dissipation turbulente dans la nappe de sillage et donc pour pouvoir étudier l'impact de ces structures sur un avion complet, ou sur une couche de mélange.

La minimisation de la viscosité turbulente par la prise en compte du rotationnel est en bon accord avec les théories des vortex actuelles insistant sur le côté laminaire de ces structures provoquées la plupart du temps par des effets purement visqueux. *L.Jaquin et al [67]*. tendent à montrer que les fortes instationnarités au cœur des grosses structures sont provoqués par un flottement général dont l'origine reste à déterminer.

2.3.3.3 Profil NACA0012 en incidence (Bas Reynolds):

Une simulation numérique de montée en incidence a été effectuée sur un profil NACA0012 à très faible Reynolds basé sur la corde $Re = 240\ 000$ afin de se comparer à des résultats de soufflerie en transition déclenchée à 2.5% corde (DSO Singapour), soit en avant du point de décollement en décrochage massif turbulent qui se situe à 3% pour $\alpha = 20^\circ$.

Le modèle de turbulence utilisé est la fermeture semi-déterministe dont on a vu qu'il reproduisait de façon satisfaisante les conditions de décrochage sur l'ONERA D à plus fort Reynolds.

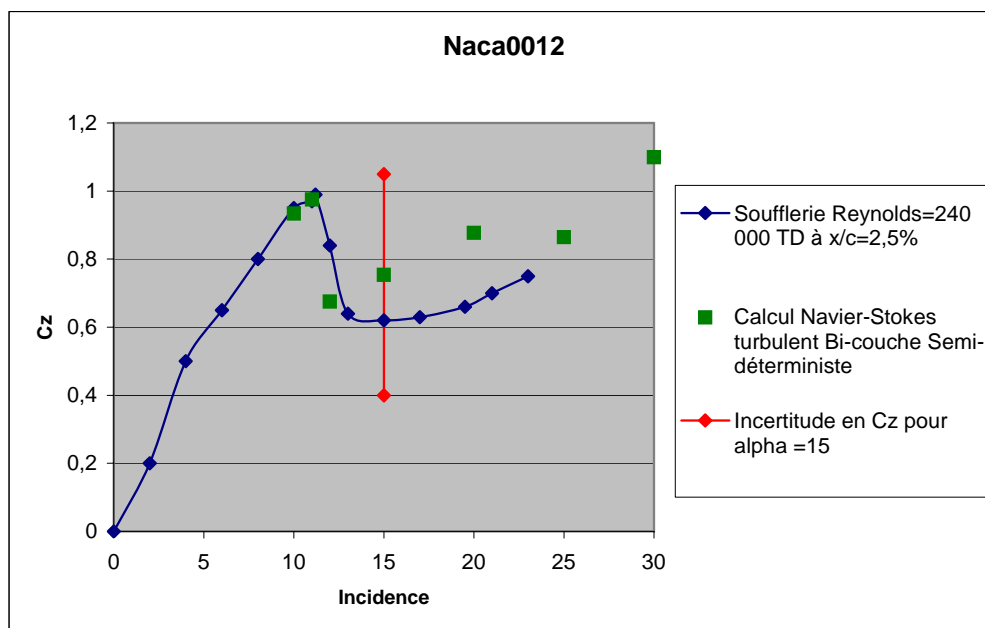


Figure 82: Comparaison expérience (DSO Singapour) et calcul Navier-Stokes Semi-déterministe

Comme précédemment, l'angle de décrochage ainsi que l'allure générale de l'évolution de la $Cz(\alpha)$ à partir de celui-ci est bien représenté. [Figure 82] On remarque en outre que dans ces conditions, le Cz_{max} obtenu par simulation est satisfaisant. Ce comportement peut-être expliqué par le régime de décollement brutal observé sur le profil à ce Reynolds. Les Kp numériques [Figure 83] montrent l'absence de remontée du point de décollement sur l'extrados mais bien un décrochage brusque du bord d'attaque: à $\alpha = 11^\circ$ le décollement est fixé à

environ 86% de la corde et bascule directement à 3% de corde pour $\alpha = 12^\circ$, provoquant le décrochage de la $C_z(\alpha)$. L'allure temporelle du coefficient de portance [Figure 83] aux incidences proches du décrochage (immédiatement avant et après, soit $\alpha = 11^\circ$ et 12°) montre bien l'apparition d'un lâché tourbillonnaire seulement après la chute de portance.

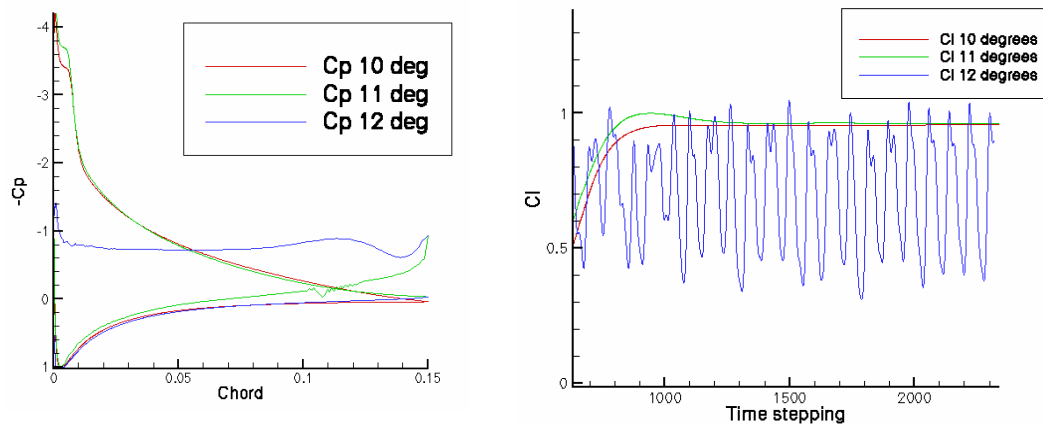


Figure 83: Évolution des K_p moyennés et du C_z aux incidences proches du décrochage (Calcul bi-couche semi-déterministe)

Cette étude a fait partie d'un travail commun avec le DSO Singapour sur le contrôle de décollement par fente pulsée et donné lieu à une publication à un congrès international. [124]

2.3.3.4 Prédiction du buffeting transsonique:

Le buffeting transsonique est un phénomène instationnaire très rarement bien capté par les modèles statistiques classiques. Le mécanisme du mouvement de choc est par exemple assez mal prédit, notamment en ce qui concerne l'incidence d'entrée en tremblement. L'intérêt de ce cas test est de montrer la bonne-prédiction par le modèle semi-déterministe d'un cas de décollement complexe rarement bien captée par une méthode de type URANS.

Le profil choisi est un OAT-15A pour effectuer une comparaison avec une campagne expérimentale (S3 Chalais) et numérique de l'ONERA. Ces travaux montrent une grande dépendance du résultat (entrée et intensité du tremblement) en fonction du modèle de turbulence choisi. L'utilisation du modèle à C_μ variable donne dans leur cas, des valeurs très proche des résultats obtenus en soufflerie. [114],[115], [116], [117] L'écoulement simulé correspond à un cas en atmosphère infinie. Il faut donc appliquer des modèles de recalage pour se ramener à l'expérience d eS3Ch.

La soufflerie détermine pour ce cas (2D pur) de calcul une entrée en tremblement à $\alpha = 3.25^\circ$. Une incidence de 4° a été choisie pour la simulation afin de maximiser les chances d'obtenir un résultat instationnaire.

Les conditions de calcul sont:

| MACH | REYNOLDS PAR METRE | T_∞ | PRISE EN COMPTE DE LA PAROI | INCIDENCE | MODELE DE TURBULENCE |
|------|--------------------|------------|-----------------------------|-----------|---------------------------------|
| 0.73 | $10.5 \cdot 10^6$ | 300 K | Bi-couche | 4° | K- ϵ Semi-déterministe |

Un pas de temps de $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$ a été choisi afin de limiter au maximum la viscosité numérique tout en gardant un temps de calcul acceptable. Ce pas de temps est de plus utilisable, en terme de stabilité, pour comparaison, dans un calcul avec le schéma trapézoïdal.

Les résultats sont en bon accord avec l'expérience et les calculs équivalents mis en œuvre à l'ONERA. On obtient:

$$St = \frac{f \cdot c}{U_\infty} = 0.072 \text{ au lieu de } St=0.078 \text{ en soufflerie.}$$

$\overline{C_z} = 0.965$ au lieu de $\overline{C_z} = 0.91$ en soufflerie et $\overline{C_z} = 0.97$ en calcul équivalent à l'ONERA

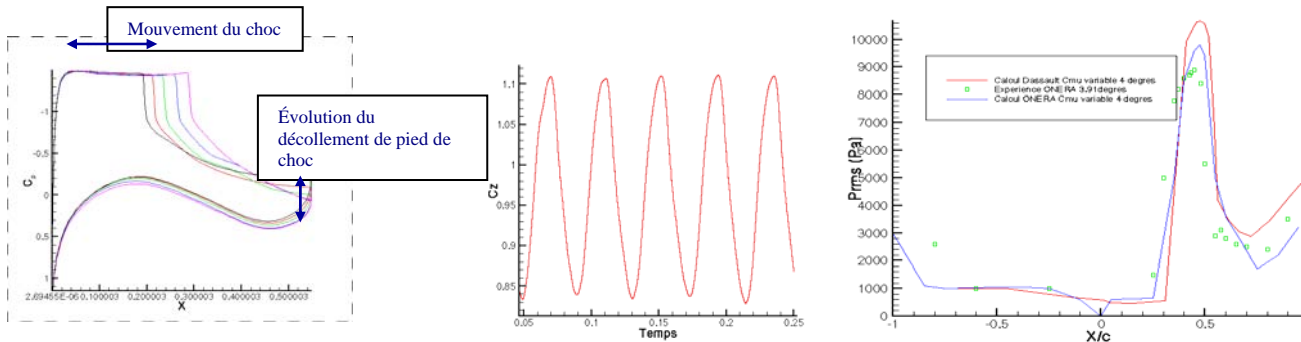


Figure 84: Profils de Kp et de portance (tremblement)

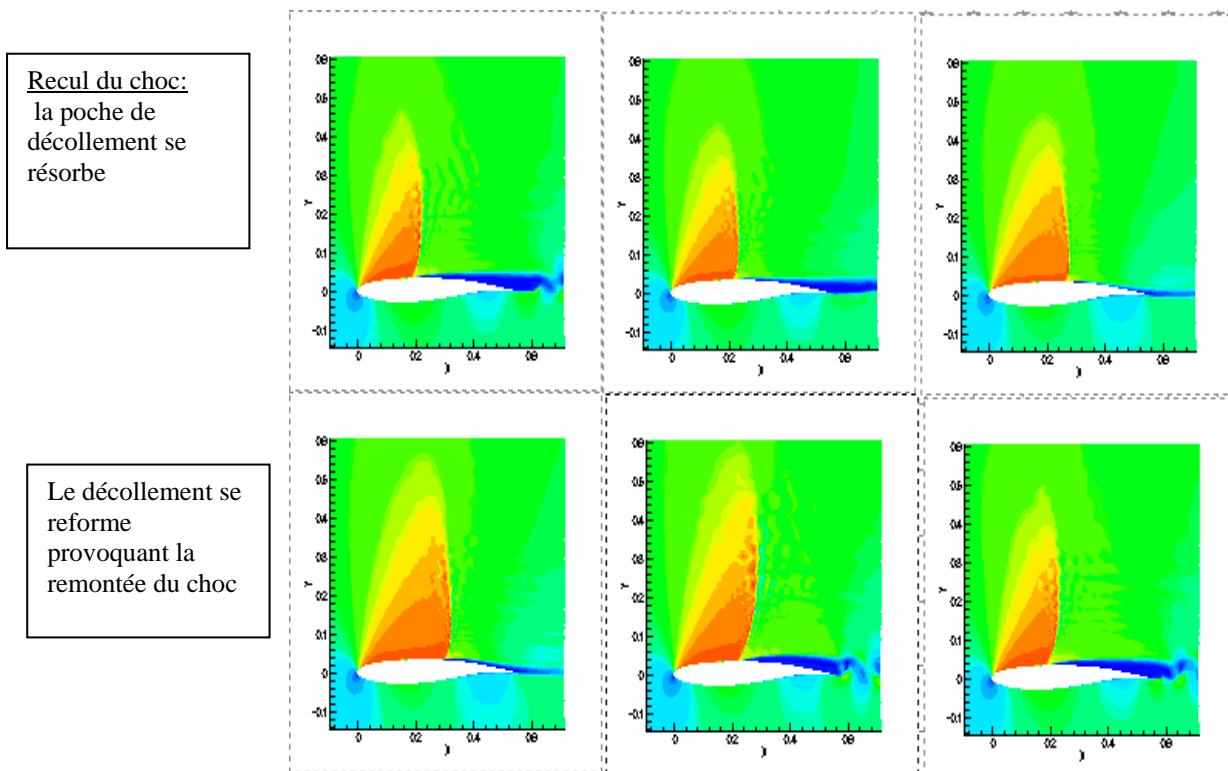


Figure 85: Évolution du champ de Mach en tremblement (une période)

L'utilisation de la stratégie couplée (BDF2+DTS) + (fermeture semi-déterministe) nous a permis de retrouver des résultats comparables à l'expérience S3Ch [Figure 85] et reproduire un phénomène instationnaire complexe. Cette étude a fait l'objet d'une présentation AAAF au 31ème colloque d'Aérodynamique appliquée [114] ainsi que d'une publication scientifique [123].

2.3.3.5 Conclusion sur l'utilisation de ces modèles:

L'utilisation d'un modèle de turbulence plutôt qu'un autre repose avant tout sur le phénomène physique que l'on désire simuler, tant au niveau de la modélisation ou du calcul des tensions de Reynolds qu'au choix moins directif de constantes des modèles de type statistique. Nous cherchons dans cette étude, avant tout, une bonne prise en compte de la sensibilité de l'écoulement aux forts gradients de pression afin de pouvoir détecter de façon fine l'existence de décollement sur un profil en incidence, tout en gardant un temps de calcul raisonnable. Les différents tests effectués ci-dessus montrent que l'utilisation de modèles statistiques, peu onéreux en terme de temps CPU et de génération de maillage, offrent moyennant une prise en compte supplémentaire des termes de déformation et de rotationnel dans le calcul de la viscosité turbulente, des résultats de bonne qualité répondant à cette contrainte. La formulation URANS ou semi-déterministe implique des profils de forces aérodynamiques présentant des signaux pseudo-périodiques même en écoulement de deep-stall.

La fermeture semi-déterministe, bien que pessimiste en terme de C_z produit par le profil, permet de détecter de manière réaliste l'ampleur du décollement ainsi que l'incidence de décrochage. C'est cet aspect qualitatif qui déterminera l'efficacité d'un contrôle. Une étude plus amont de fonctions d'amortissement à la paroi serait nécessaire pour finir d'implémenter parfaitement le modèle. Dans le cadre d'une démarche quantitative cherchant le gain apporté par l'utilisation du contrôle, le modèle EARSM pourra être utilisé sur des configurations instationnaires exemptes de décollements ou stationnaires décollées.

LIRE
LE CHAPITRE 3
DE LA THÈSE

4 Contrôle de décollement par Générateur de Vortex Fluide (VGJ)

4.1 Vortex Générateurs Fluides sur une plaque plane:

Avant de simuler un Vortex Générateur Fluide sur un profil en incidence, il nous semble nécessaire de vérifier qu'en absence de gradient de pression défavorable, une bonne adéquation avec les phénomènes observés dans la bibliographie est retrouvée.

4.1.1 Vortex Générateurs Fluides corotatifs:

4.1.1.1 Maillage et conditions de calcul:

L'actionneur est placé à 11.5% de la corde d'une plaque plane de 350 mm de longueur sans incidence dans un écoulement à $M_\infty=0.2$. Comme dans le cas des jets synthétiques, le Reynolds est fixé pour retrouver les conditions de soufflerie du LEA-ENSMA, soit un Reynolds par mètre de $2,7 \cdot 10^6$.

Les calculs sont effectués en RANS (Reynolds Average Navier Stokes) stationnaire bi-couche avec une prise en compte de la turbulence par une méthode statistique k- ϵ SST. La première maille se trouve à $y^+=5$ en moyenne. Des conditions de périodicité sont appliquées sur les côtés de la zone de calcul de façon à simuler une rangée d'actionneurs et ne pas contraindre le calcul. La boîte mesure 20 mm de largeur pour une dimension latérale de l'actionneur de $D=2.5$ mm. L'espacement entre les actionneurs est donc de $8 \cdot D$. Un resserrement de maille est effectué dans le sens de la corde aux abords de l'actionneur.[Figure 133]

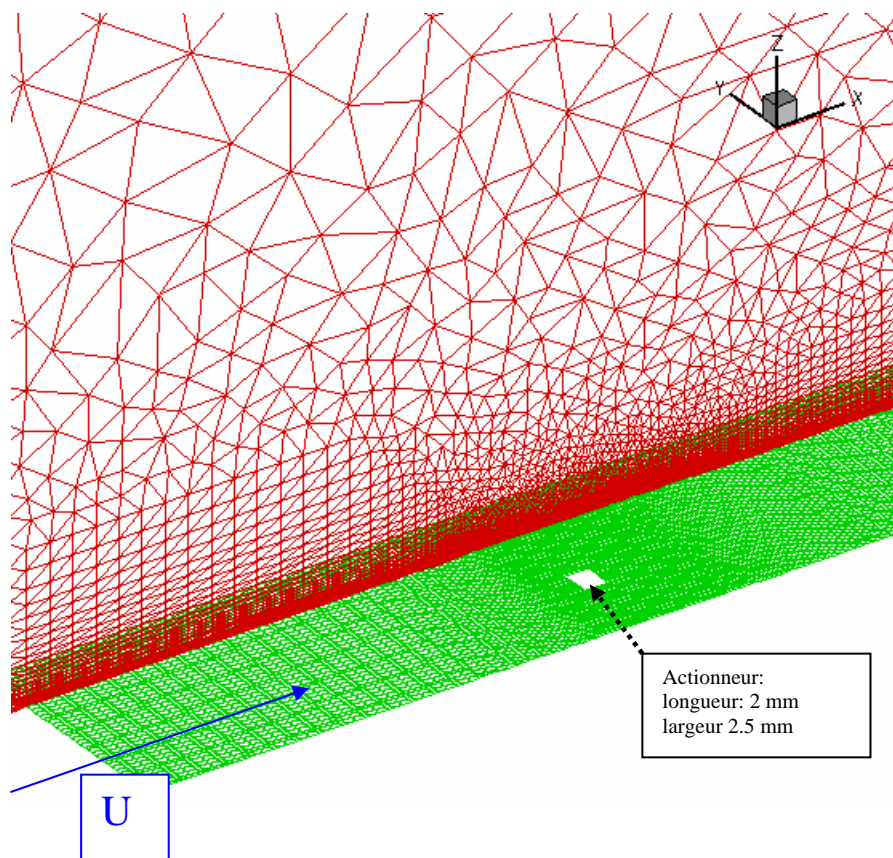


Figure 133: Coupe verticale du maillage (rouge) + Plaque plane (vert)

L'actionneur est de type rectangulaire pour prendre en compte l'inclinaison du jet suivant la verticale. Les angles de l'actionneur sont ceux relevés dans les publications de *Pearcey* et *Henry* [98] (lacet : 60° , incidence 30°). On a donc: [Figure 134]

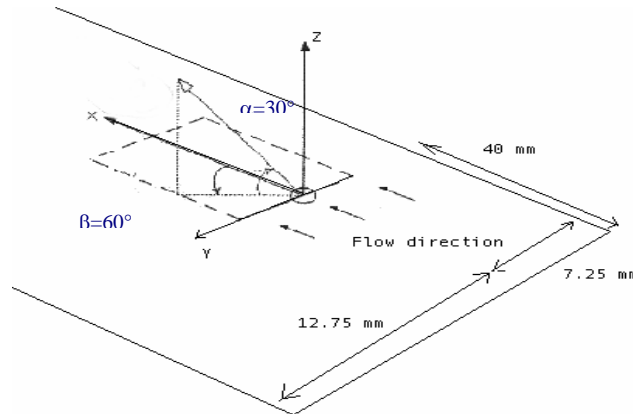


Figure 134: Schéma des angles de l'actionneur

Afin de ne pas contraindre l'extension horizontale du jet, la discrétisation en envergure est une translation isotrope d'un maillage bicouche 2D dans le plan XZ 40 fois. Le maillage final comporte 417995 nœuds et 2395220 éléments tétraédriques. La peau est discrétisée par 20620 nœuds.

Chaque calcul compte 6000 itérations stationnaires réalisées sur une machine équipée de processeurs PWR4 IBM en 16 blocs. Le temps CPU est estimé à 12h.

4.1.1.2 Analyse de l'écoulement de VGJ corotatifs:

Formation du tourbillon longitudinal:

Un premier calcul est effectué pour $M_j=0.4$, soit une vitesse relative $VR \approx 2$. Les paramètres de l'actionneur sont donc:

- $C_q = 0.136\%$
- $C_\mu = 0.273\%$
- débit $Q = 8,07 \cdot 10^{-4} \text{ kg/s}$

La visualisation pariétale de la plaque plane permet de se rendre compte de l'influence du jet sur le coefficient de frottement. [Figure 135]

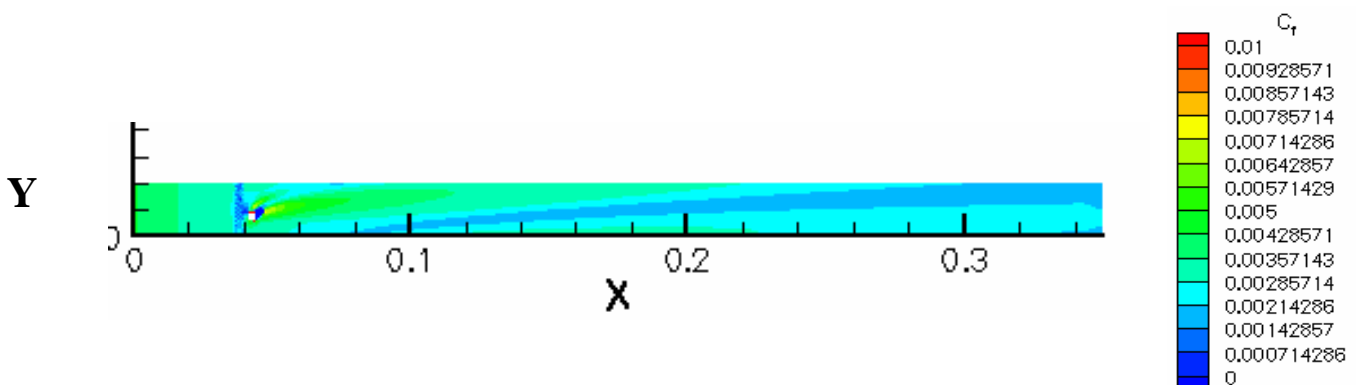


Figure 135: Visualisation du C_f à la peau pour $VR=2$

On observe bien une poche de décollement juste à l'aval du jet, puis la formation d'une zone de forts frottements qui décroissent avec la corde. La perturbation en envergure se propage assez rapidement puisque pour $X=100$ mm, le tourbillon de l'actionneur gauche (créé par périodicité) tend à rejoindre celui de l'actionneur calculé. Il est intéressant de regarder un zoom de l'actionneur avec les vitesses en haut de couche limite. [Figure 134] La trace du tourbillon est bien marquée montrant que celui-ci a bien un effet de mixage avec l'écoulement hors couche limite. Après une première déviation au droit de l'actionneur, la trace du tourbillon ne prend vraiment forme que pour $X=50$ mm, soit à 5 longueurs de l'actionneur (D) par l'enroulement de lignes de courant provenant de la zone $4 < Y < 10$. Cet enroulement provient de la présence en aval du jet de la poche de décollement créant ainsi un obstacle fluide. Le long du tourbillon, on observe un écartement de part et d'autre des lignes de courant allant dans le sens d'une diminution de la pression statique à la peau. Une visualisation 3D permet de mieux comprendre le sens de l'enroulement qui paraît trigonométrique sur une image 2D. [Figure 136]

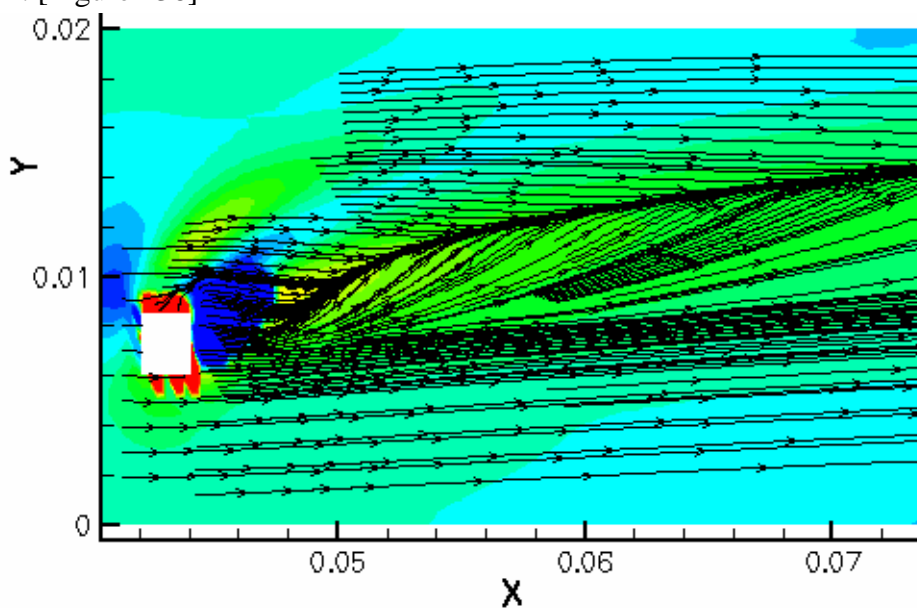


Figure 136: Lignes de courant dans le plan XY des particules en haut de couche limite

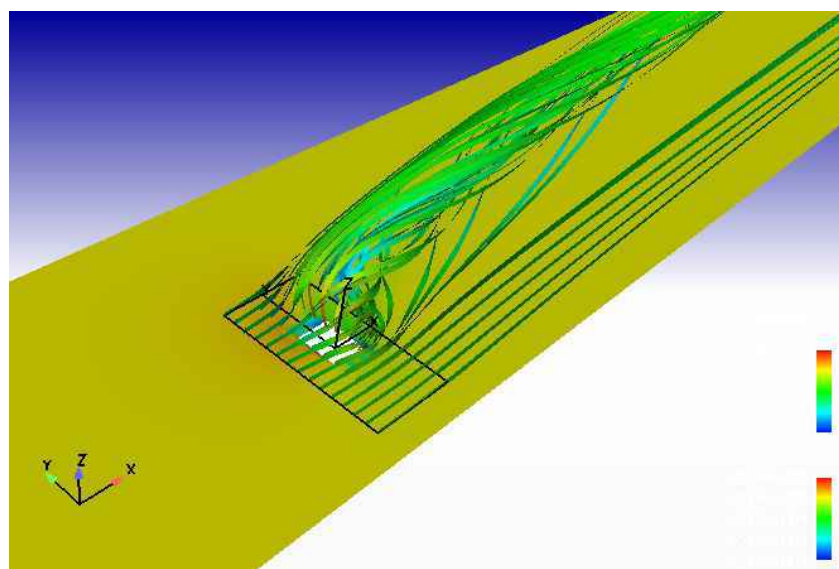


Figure 137: Visualisation 3D de l'enroulement fluide derrière l'actionneur (Pression à la peau et Mach sur les lignes de courant)

La [Figure 137] permet de confirmer que l'enroulement fluide naît bien à l'aval de l'actionneur par une brusque déviation des lignes de courant du côté opposé à l'éjection. Une fois la rotation établie, des lignes de courant éloignées de la paroi par la "bosse" fluide du côté de l'injection et donc convectées par l'écoulement infini les rejoignent dans le tourbillon. De forts gradients de vitesse horizontaux et verticaux sont donc créés en plus de la structure tourbillonnaire.

La modélisation turbulente utilisée permet un corollaire à l'observation de la vorticité par celui de la turbulence. Le champ de viscosité turbulente au dessus de la plaque plane met en évidence les structures tourbillonnaires et leurs interactions avec la couche limite [Figure 138].

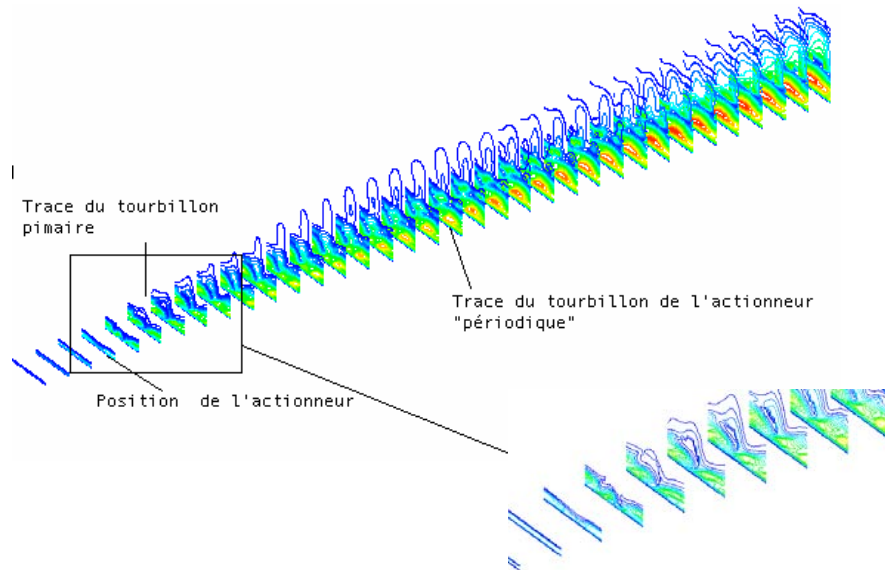


Figure 138: Champ de viscosité sur la plaque plane avec DSJ

Le zoom sur l'immédiat aval de l'actionneur montre l'organisation en corde du tourbillon à partir de $X=60$ mm (soit $10 \cdot D$ derrière l'actionneur) et le caractère immédiat de l'augmentation du mélange à la paroi. Contrairement aux jets synthétiques, il ne semble pas y avoir d'effet sur le champ de turbulence à l'amont de l'actionneur. A partir de $X \approx 270$, le tourbillon de l'actionneur précédent occupe toute l'envergure, il est donc logique de supposer que toutes les structures jusqu'alors indépendantes mergent pour former une zone de forte turbulence comme observé dans les mesures PIV de *M. Stanislas* [111]. L'effet de ce balayage en envergure et de l'indépendance ou non des tourbillons doit être étudié au niveau de leurs conséquences sur les coefficients de frottement pariétaux.

 volution du frottement :

L'observation des frottements sur la plaque plane est primordiale de part la bonne référence analytique qu'elle fournit. L'absence de gradient de pression permet en plus de qualifier tous les effets de frottement par une action du tourbillon longitudinal. L'évolution en corde et en envergure sont à caractériser. Ainsi, la [Figure 139] met en évidence la large perturbation en envergure de C_f . Les côtés des tourbillon représentent un maximum de C_f alors que l'écartement des lignes de courant entre chaque structure par entraînement vers le cœur des tourbillon crée une zone d'eau "morte"   faible C_f . La comparaison avec la décroissance de C_f analytique rend compte de ces écarts crées par l'interaction des tourbillons entre eux.

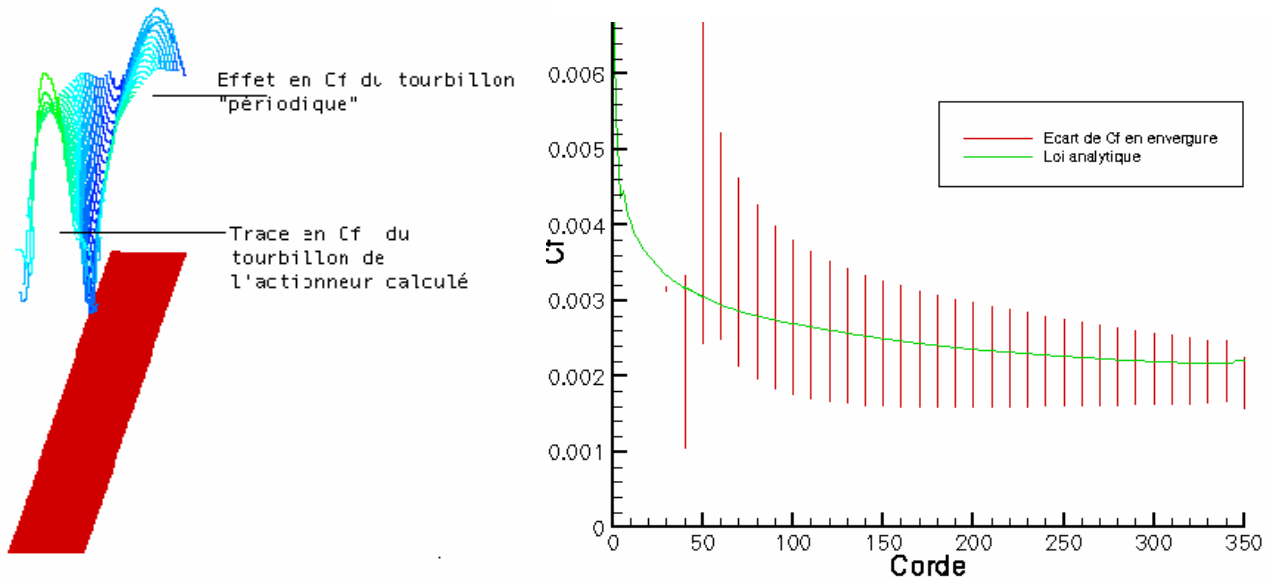


Figure 139: Cartographie 3D du frottement (gauche) et comparaison de la fluctuation de C_f en envergure avec la loi analytique de plaque plane (droite)

La décroissance en corde du frottement pariétal dépend fortement de l'interaction entre les différentes structures tourbillonnaires disséminées périodiquement en envergure. Après une période de décroissance naturelle du frottement par dissipation visqueuse, la proximité du tourbillon voisin fait brusquement chuter les C_f avant de remonter sous l'action de celui-ci permettant ainsi de repousser le domaine d'action du VGJ plus loin en corde. [Figure 140] Il est intéressant de constater que plus le pic de C_f est fort (du au tourbillon primaire ou secondaire), plus la pente décroissante de C_f à iso-envergure est forte. Par exemple, la coupe à $Y=12$ offre un fort pic de C_f du à l'action directe du jet (entre $Y=8.5$ et $Y=11$) pour $X=54$ (lieu de formation du tourbillon longitudinal). La décroissance "naturelle" du C_f se voit jusqu'à $X \approx 150$ avant de subir la présence du tourbillon voisin qui accentue la chute en C_f jusqu'à un minimum en $X=210$. Le frottement est alors augmenté sous l'action de cette structure jusqu'au bord de fuite. [Figure 140] La coupe à $Y=15$ présente un pic et une décroissance de C_f moins marqué.

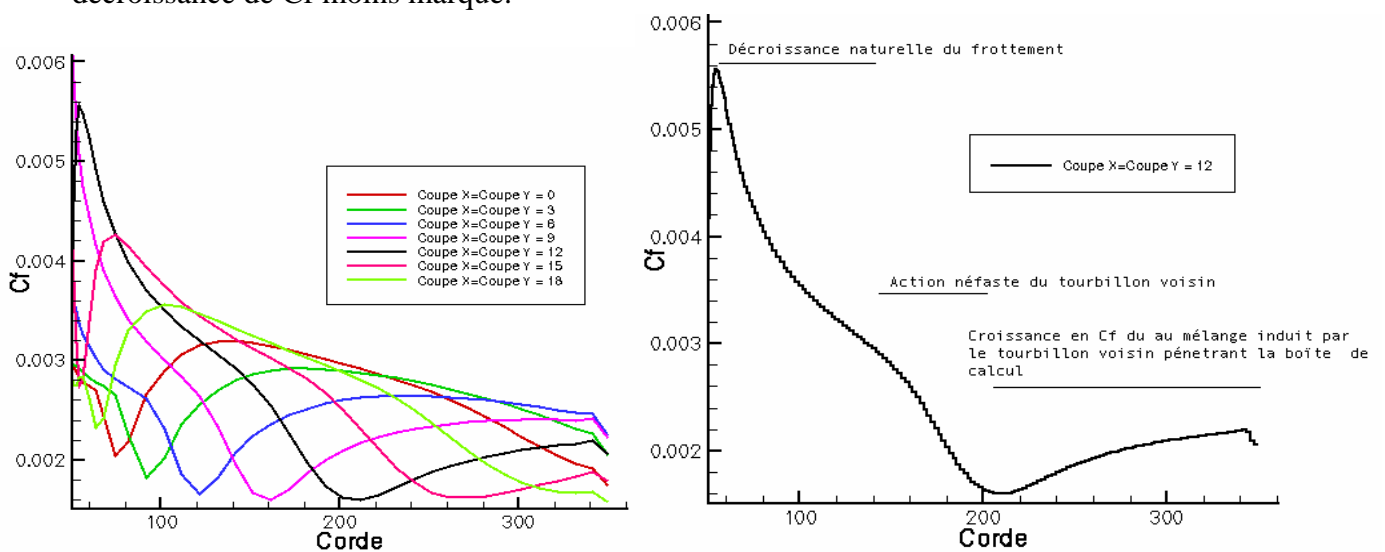


Figure 140: Évolution des C_f en corde pour les différentes coupes en envergure

4.1.1.3 Effet de vitesse relative de l'actionneur:

Effet sur la topologie du tourbillon longitudinal:

Les vitesses relatives de l'actionneur testées sont: $V_r=3$, $V_r=2.5$, $V_r=2$ et $V_r=1.5$. Le principal effet topologique de l'augmentation de la vitesse de l'actionneur est l'augmentation de la déflexion horizontale du tourbillon longitudinal créé. En effet, si pour $V_r=1.5$, le tourbillon reste majoritairement cantonné à la boîte calculée, celui-ci disparaît totalement de la boîte de calcul pour $X=280$ lorsque $V_r=2$ et $X=200$ pour $V_r=2.5$. [Figure 141] L'extension en envergure des structures tourbillonnaires est aussi dépendante de V_r . Le tourbillon perd plus rapidement d'extension horizontale à mesure que V_r diminue. Les zones impactées par ce type de contrôle sont donc plus faible et des instabilités risquent de remonter vers l'amont du corps portant. En conséquence, l'efficacité en corde diminue avec V_r . Comme vu dans la bibliographie, la zone impactée par l'augmentation de C_f à l'immédiat aval de l'actionneur augmente avec V_r .

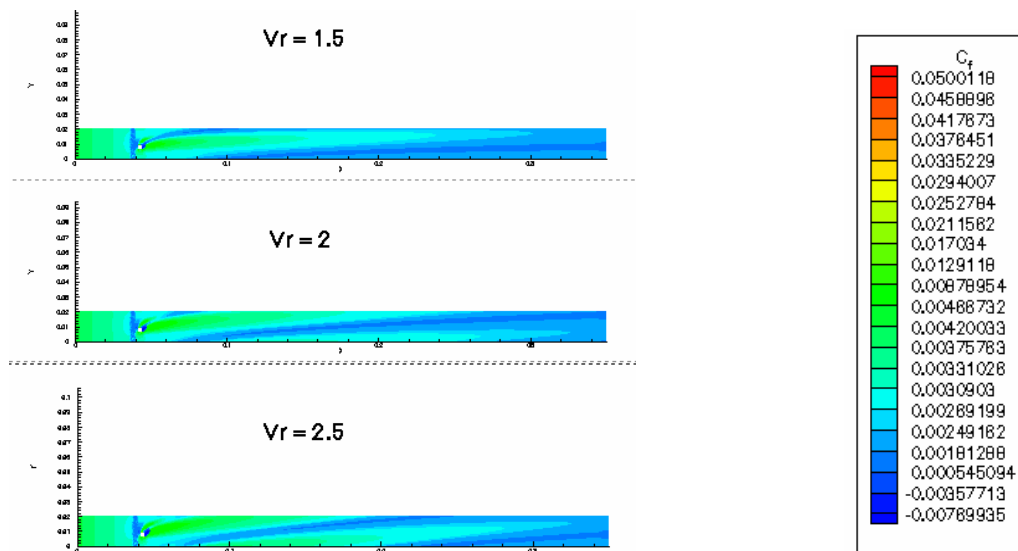


Figure 141: Visualisation de la trace des tourbillons pour les différentes V_r

La topologie du champs de turbulence induit par l'interaction tourbillon- couche limite est présentée sur la [Figure 142, 143 et 144] pour les trois différentes V_r . Il faut mettre en relation ces zones de forte turbulence avec la trace de vorticité longitudinale. Le modèle de turbulence utilisé ($k-\epsilon$ SST) induit malheureusement un surplus de turbulence dans les zones de fort rotationnel. On retrouve bien ce comportement pour les trois cas représentés sur la [Figure 142,143 et 144] dans le tourbillon en aval de l'actionneur. Néanmoins, l'extension en corde des tourbillons montre qu'avec la baisse de la vorticité longitudinale au cœur des vortex, la turbulence, elle, augmente au sein de ces mêmes structures. Cette production de turbulence doit être mise en rapport avec l'étirement latéral du tourbillon primaire qui permet un mélange plus important. Ce comportement induit une extension verticale importante non homogène en envergure du champ de turbulence dépendante de la V_r utilisée.

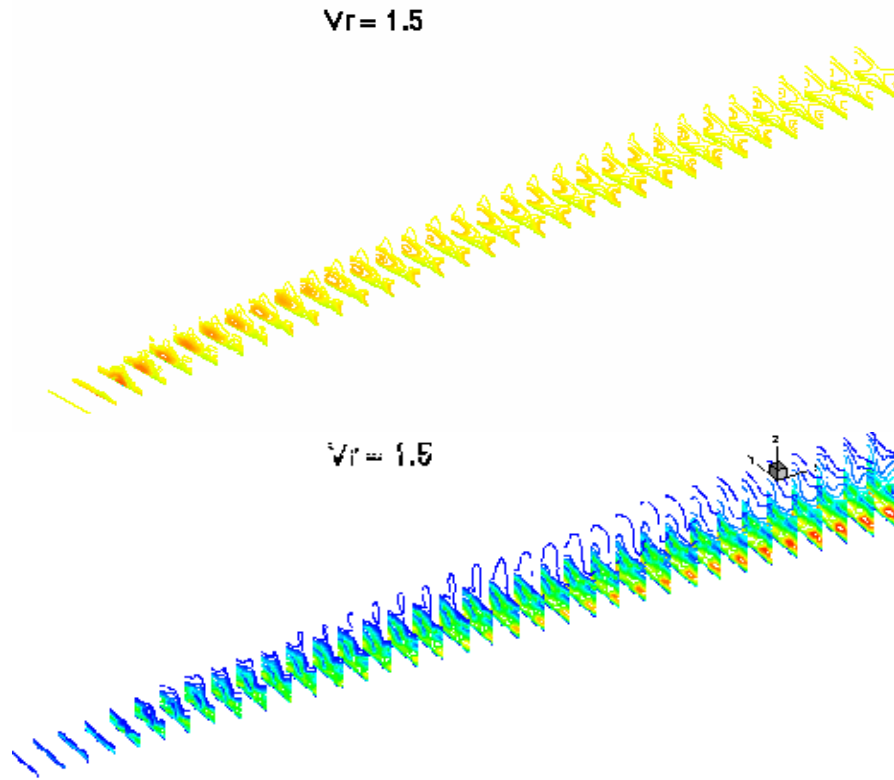


Figure 142: Champ de rotationnel (haut) et de turbulence (bas sur la plaque plane pour $Vr = 1.5$)

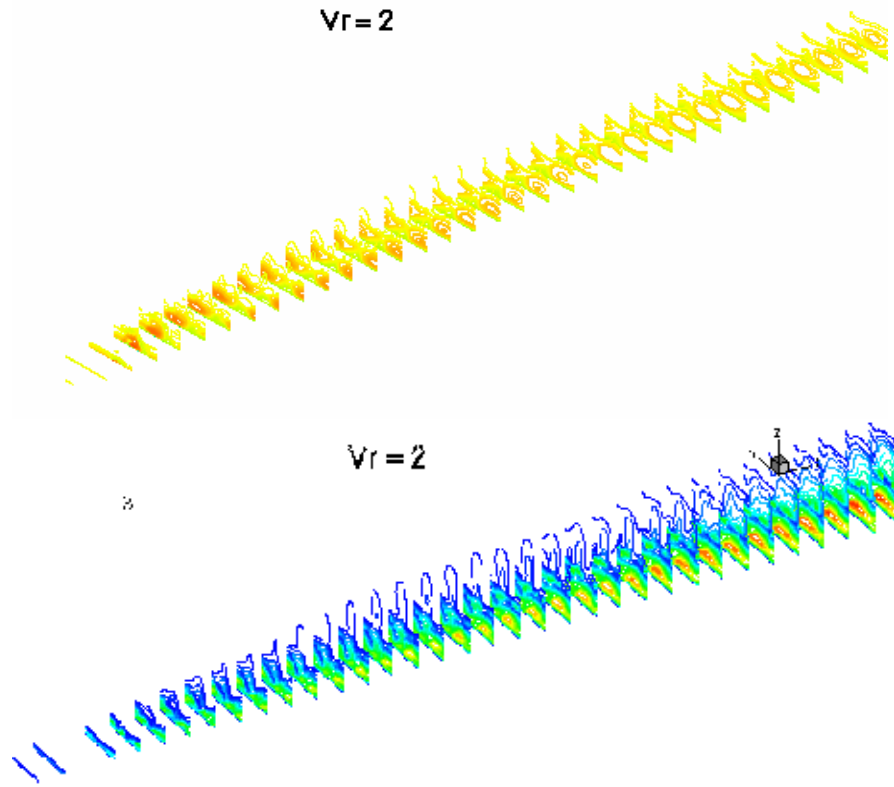


Figure 143: Champ de rotationnel (haut) et de turbulence (bas sur la plaque plane pour $Vr = 2$)

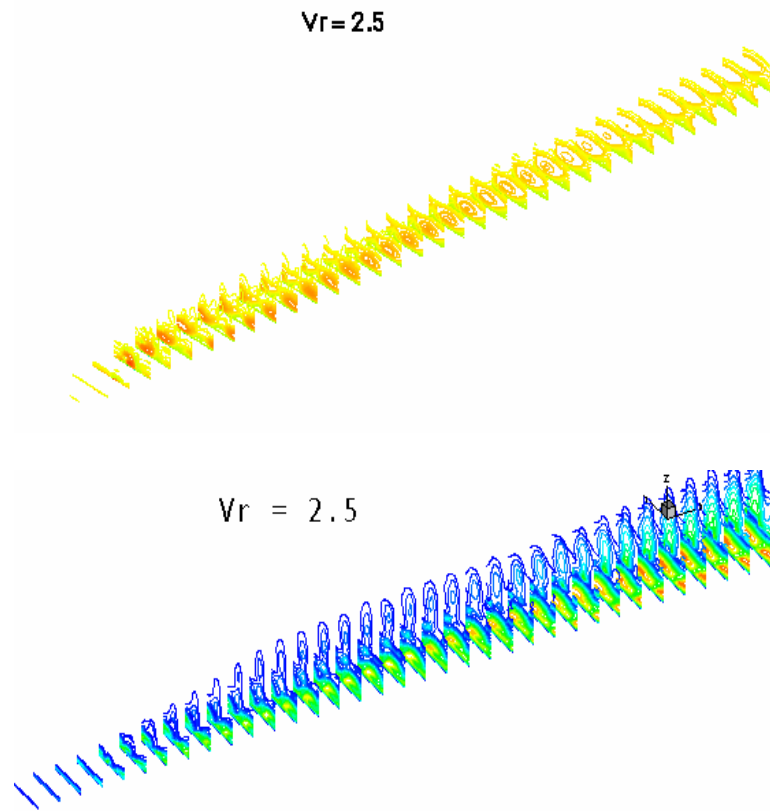


Figure 144: Champ de rotationnel (haut) et de turbulence (bas sur la plaque plane pour $V_r = 2.5$)

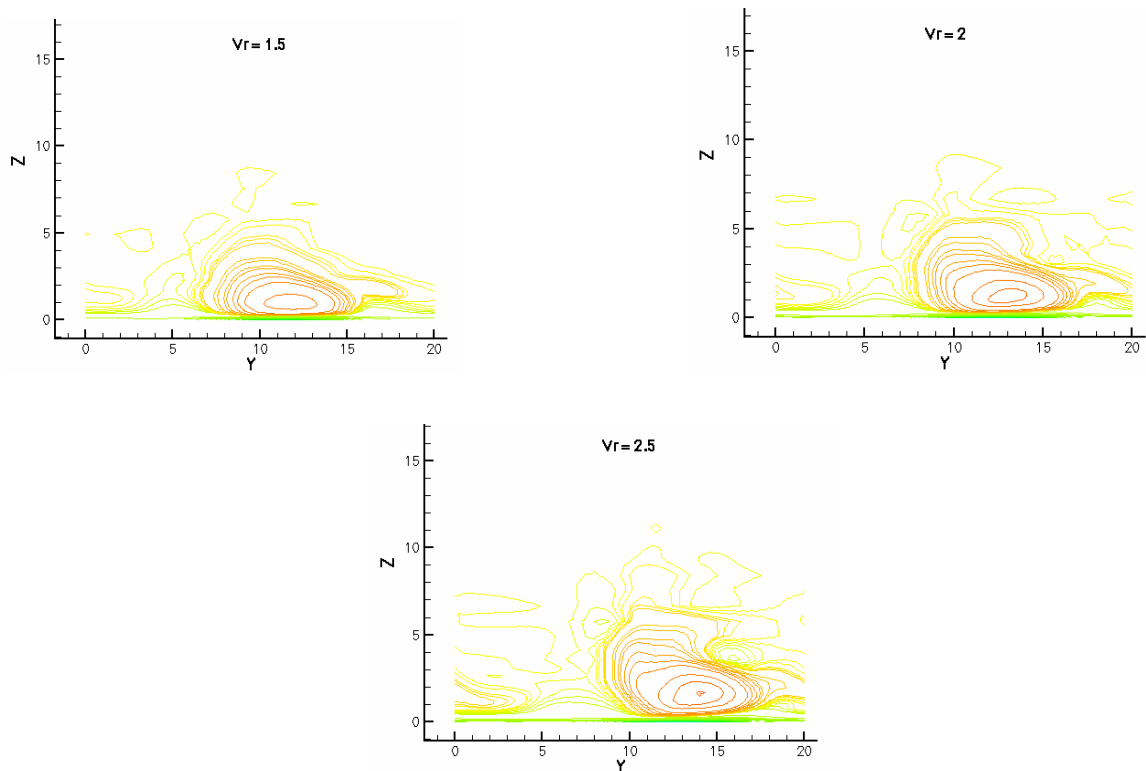


Figure 145: Champ de vorticité longitudinale au lieu de création du tourbillon primaire ($X=60$ mm) en fonction de la V_r

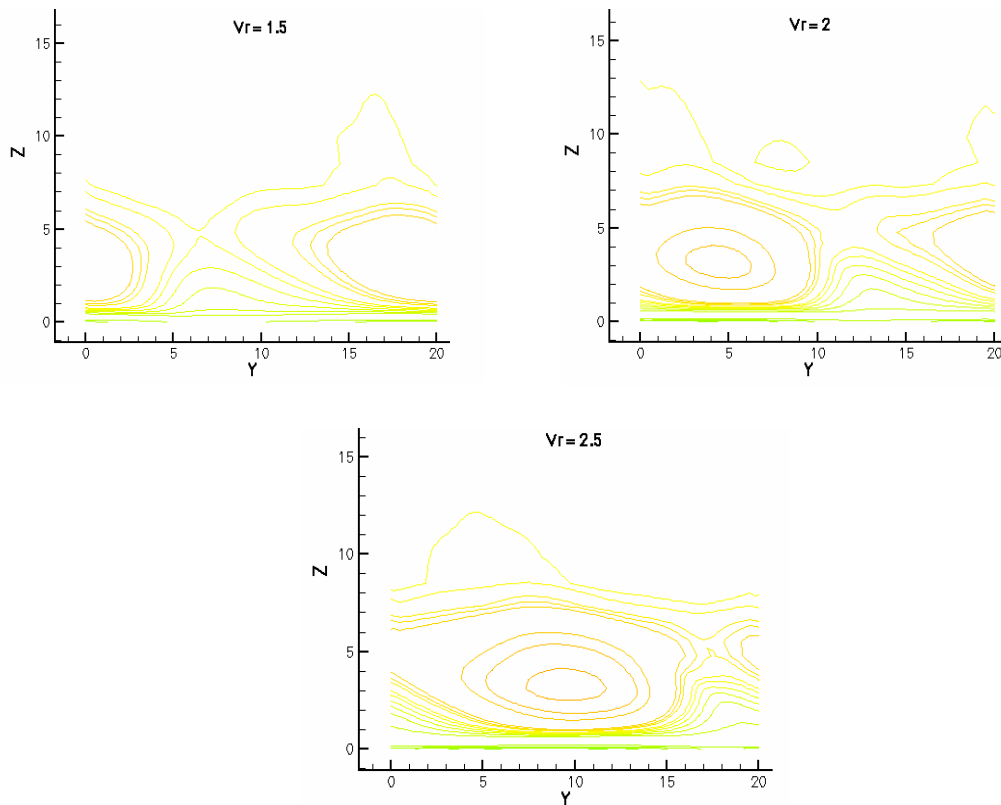


Figure 146: Champs de vorticité longitudinale à X=200 mm en fonction de Vr

La topologie des tourbillons à leur lieu de naissance dépend fortement de la vitesse relative V_r . [Figure 145] Pour $V_r = 1.5$, la zone de vorticité est assez large ($6 < Y < 15$) et présente une forme ellipsoïdale. On ne relève pas de tourbillon secondaire qui doit déjà être dissipé et ne produit qu'une zone de faible épaissement de la couche limite. Pour $V_r = 2$, le centre du tourbillon s'est déjà déporté dans le sens de l'injection ($Y=13$) et la largeur de la structure a diminué légèrement ($8.5 < Y < 17$). La forme en ellipsoïde reste globalement mais n'est plus régulière et offre une excroissance verticale importante du côté de l'injection. Cette excroissance est la trace d'un tourbillon contrarotatif de faible intensité placé au dessus du tourbillon primaire à $Y=15$. Au dessous, apparaît la trace plus intense du tourbillon secondaire qui reste collé à la peau à $Y=18$. A $V_r=2.5$, les deux structures secondaires citées précédemment apparaissent clairement, transformant le tourbillon primaire en une forme ressemblant à un fer à cheval dans le plan vertical. Celui-ci se rétrécit encore et se déplace avec un centre à $Y=14$.

A $X=200$ mm, [Figure 146] l'inverse est observé: la V_r la plus importante implique un étirement horizontal plus important et une vorticité longitudinale résiduelle plus forte. Pour $V_r=1.5$ et $V_r=2$, les différentes structures sont encore largement indépendantes. Seul le cas $V_r=2.5$ permet d'observer un début de coalescence. L'effet de ce mixage des tourbillons pourra être observé plus précisément sur les C_f [Figure 149] Le phénomène prépondérant lié à l'accroissement de V_r dans ce cas est cet étirement en envergure: le déplacement horizontal du centre des structures est moins rapide que leur extension en envergure. Un couple V_r - espacement doit influencer fortement sur l'efficacité en corde.

| V_r | Hauteur du centre du tourbillon à $X=60$ mm | Hauteur du centre du tourbillon à $X=200$ mm |
|-------|---|--|
| 1.5 | 0.89 mm | 3.15 mm |
| 2 | 1.21 mm | 3.25 mm |
| 2.5 | 1.68 mm | 3.31 mm |

La hauteur de centre des tourbillon au lieu de leur formation dépend bien de la V_r injectée (tableau) tout en restant dans la partie interne de la couche limite ($\delta \approx 9$ mm sans contrôle à cette corde), c'est à dire là où ils sont le plus efficace (déficit de vitesse). L'éloignement de la paroi avec la corde est extrêmement faible. Il ne semble pas dépendre de la V_r puisqu'à $X = 200$ mm, les centres des tourbillon sont sensiblement à la même hauteur quelque soit la V_r utilisée.

Effet sur les frottements:

L'extension horizontale de l'effet des vortex longitudinaux sur le C_f est visible sur la [Figure 148] en fonction de V_r . Le pic de C_f du à l'action d'obstacle fluide est plus important à mesure que V_r augmente. Le cas de $V_r=1.5$ est intéressant puisqu'il minimise l'effet néfaste de l'interaction entre tourbillons. C'est en plus la première V_r étudiée qui offre une augmentation de frottement par rapport au cas naturel. Les V_r inférieures ($V_r=0.5$ et $V_r=1$) créent en effet une traînée plus faible que sans actionneur avec un minimum pour environ $V_r=0.6$. [Figure 147]

| Cas | Traînée |
|-------------------------|---------|
| Référence sans contrôle | 0.00254 |
| $V_r = 0.5$ | 0.00247 |
| $V_r = 1$ | 0.00251 |
| $V_r = 1.5$ | 0.00263 |
| $V_r = 2$ | 0.00273 |
| $V_r = 2.5$ | 0.00281 |

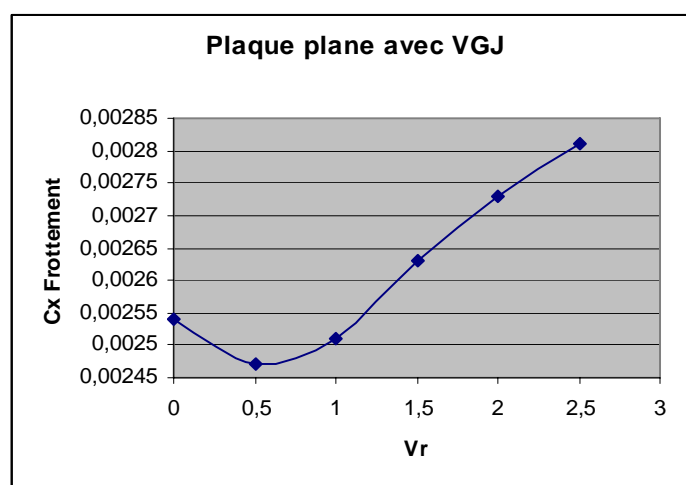


Figure 147: Évolution de l'intégration du frottement sur la plaque plane en fonction de V_r

On observe donc deux zones distinctes d'efficacité du Vortex-Générateur Fluide. Pour $V_r < 1.25$ à cet espacement ($8 \cdot D$), l'action du Vortex-Générateur est néfaste pour la création de traînée de frottement (donc d'augmentation du frottement). Pour $V_r > 1.25$ à cet espacement, l'évolution de traînée semble presque linéaire en se saturant légèrement à forte V_r . Un effet d'espacement sera réalisé directement sur le profil pour ne pas multiplier les cas de calcul. Les lignes de frottement à $V_r=0.5$ sur la plaque plane montrent une déviation horizontale presque nulle du tourbillon longitudinal. Les lignes de frottement sont de plus écartées sous l'effet d'entraînement visqueux de la structure longitudinale, induisant une baisse de traînée.

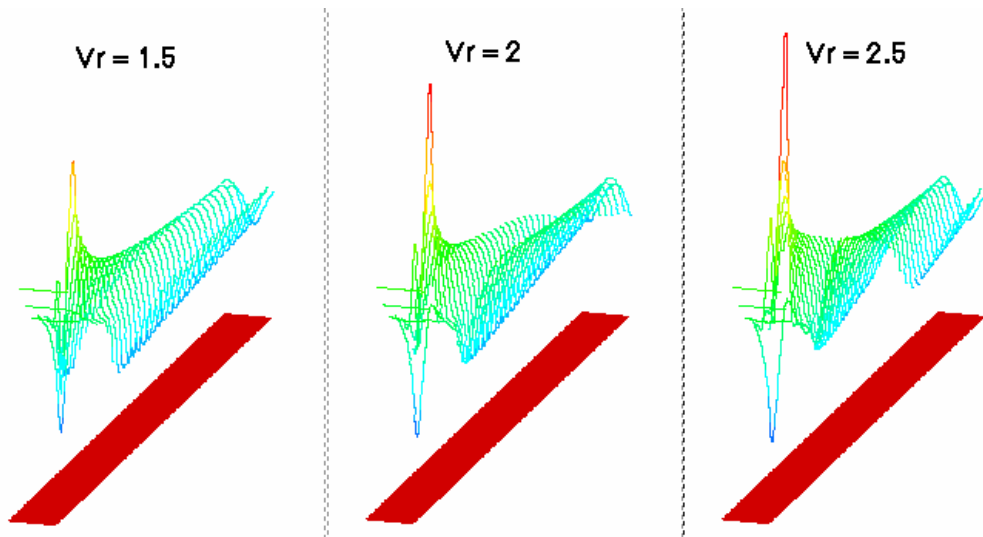


Figure 148: Comparaison des répartitions 3D de frottement sur la plaque plane en fonction de V_r . Les traces des différentes structures sont clairement visibles.

La décroissance en C_f pour les différentes V_r est reportée sur la [Figure 149] où sont représentés les coefficients de frottement moyennés sur l'envergure. La croissance du pic de C_f avec la V_r est bien observable juste en aval de l'actionneur. La décroissance relative en corde semble ensuite assez peu dépendant de la V_r . On peut remarquer un effet néfaste du contrôle sur la plaque plane: les C_f décroissent en moyenne plus vite en présence de VGJ que dans le cas de la plaque sans actionneur. Les courbes de C_f se croisent pour $V_r = 1.5$ à $X = 280$ mm et pour les V_r inférieures à 1.25, elles sont presque tout le temps sous la courbe de frottement sans contrôle. Pour une V_r forte de 2.5, on observe en plus un point d'inflexion du frottement à $X = 220$ mm créant une saturation de l'augmentation de traînée. Cette saturation est à mettre en regard avec la coalescence des tourbillons suggérée par l'observation de la vorticité longitudinale [Figure 144]. Si la V_r utilis e est trop importante, l'efficacité en corde est limit e par les conséquences de l'extension horizontale des tourbillons. L'hypothèse existence d'un couple V_r - espacement est renforc e.

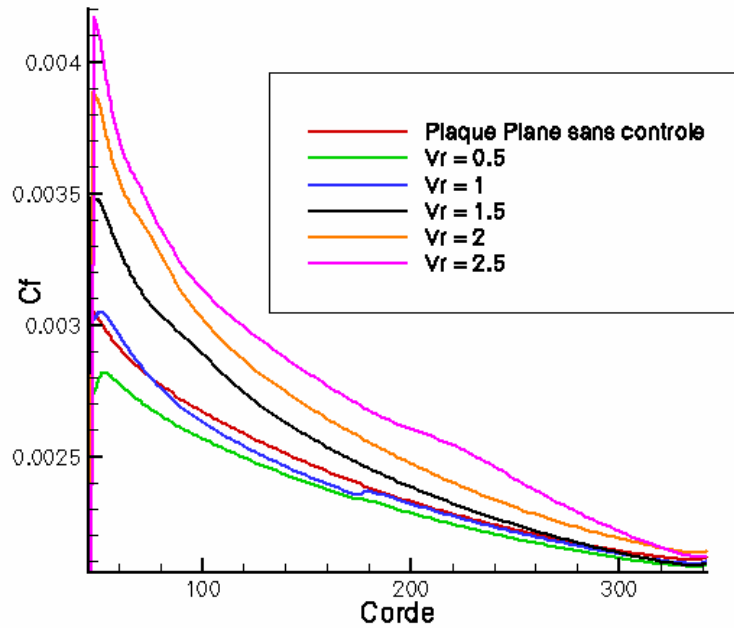


Figure 149: Effet de Vr sur les Cf moyennés en envergure

La [Figure 150] permet de comparer les fluctuations de Cf en envergure en donnant le minimum et maximum de frottement à iso-corde. Les fluctuations de Cf augmentent avec l'efficacité moyenne en envergure. Pour Vr = 0.5, on a observé une contamination presque inexistante en envergure créant des disparités de frottement très faible. La trace du tourbillon est néanmoins visible avec la zone de haut-Cf (supérieures au Cf sans contrôle). La présence de l'actionneur crée en outre pour ce cas de très faibles frottements juste à son aval. Le comportement à Vr=1.5 et Vr =2.5 sont extrêmement différent. Le maximum et minimum de Cf sont assez parallèle dans les deux cas, impliquant une modification de l'écoulement sur toute l'envergure. Les minima de Cf pour ces deux Vr sont assez proches: l'utilisation de la Vr plus faible (1.5) est donc déjà intéressante pour cet espacement, celle-ci n'ayant pas tendance à provoquer des décollements parasites en corde.

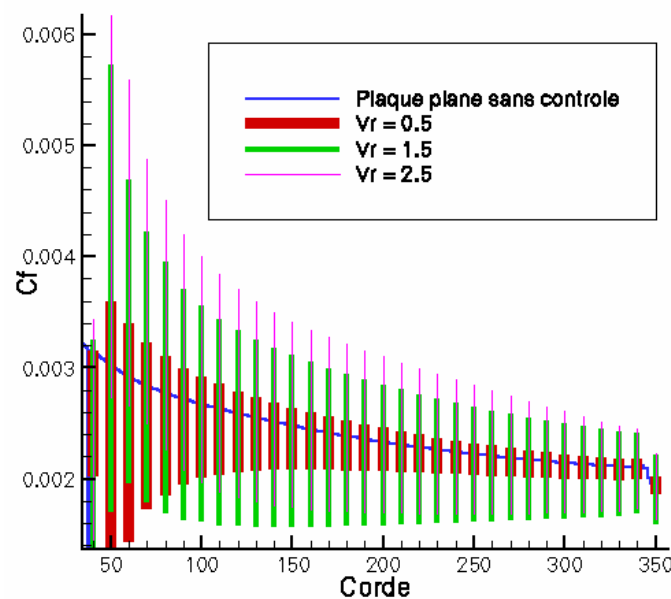


Figure 150: Fluctuations de Cf en corde en fonction de la Vr utilisée

L'effet d'augmentation de pic de C_f et de largeur de zone impactée vu dans la bibliographie [98] est bien retranscrit par notre simulation RANS bi-couche [Figure 151] pour les $V_r=1.5$ et $V_r=2.5$. A ces vitesses, on peut aussi observer que la création de C_f vient majoritairement de la déviation des lignes de courant derrière l'obstacle fluide ($6 < Y < 12$) que par l'effet de soufflage du jet que l'on retrouve entre ($14 < Y < 18$). [Figure 151] Pour $V_r = 0.5$, la zone de haut frottement due à la déviation des lignes de courant est très petite créant un C_f très faible. La chute de C_f qui suit en envergure est néanmoins beaucoup plus forte que dans le cas des autres V_r , et on constate l'absence totale d'effet de soufflage dans le sens de l'injection. Toute injection d'énergie dans le sens de la corde est dissipée.

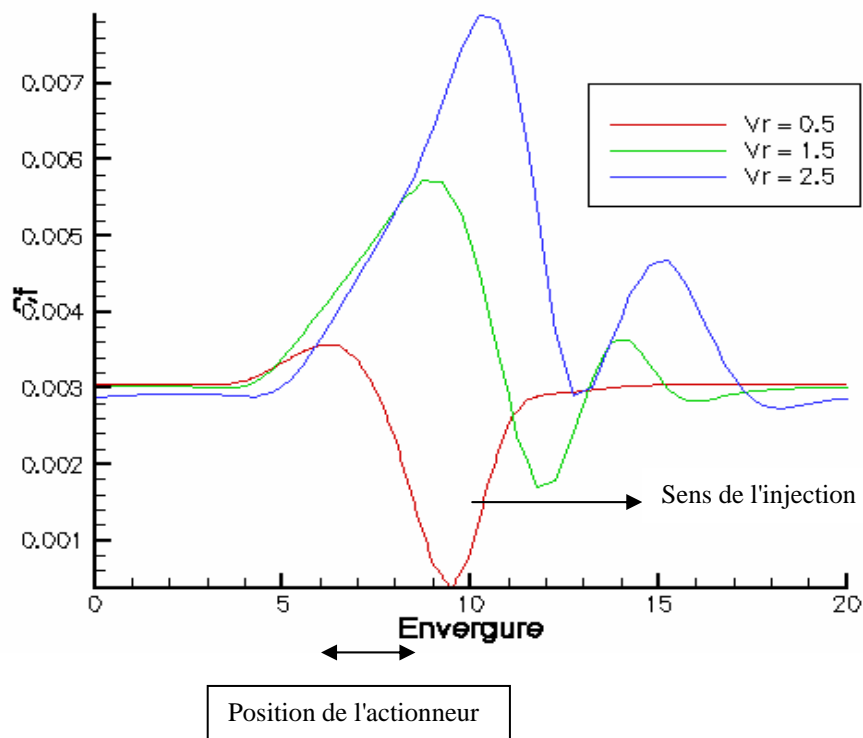


Figure 151: Comparaison de la répartition de C_f en envergure suivant la V_r à l'immédiat aval de l'actionneur

Conclusion:

Les effets de V_r (croissance du pic de C_f avec V_r , croissance de la largeur de la zone impactée avec V_r , etc ...) sont bien retranscrit dans les simulations RANS bi-couche. Comme dans le cas des jets synthétiques, on observe une certaine saturation dans les conséquences du contrôle avec la V_r utilisée (création de "traînée", efficacité en corde). La perte en frottement vers le bord de fuite en comparaison avec le cas sans actionneur peut être un limiteur de l'efficacité des VGJ pour repousser le décollement sur tout un profil. Des hautes fréquences dues au battement de décollement résiduel (cf Chapitre 2) pourraient apparaître. Une étude de l'espacement entre les actionneurs est à effectuer pour voir si l'augmentation de distance à haute V_r peut améliorer les performances en corde. Pour des V_r faibles, on observe la diminution de la traînée de frottement sur la plaque plane.

4.1.1.4 Effet du modèle de turbulence:

Conditions de calcul:

Un effet de modèle de turbulence est réalisé en comparant le calcul original avec la méthode k- ϵ SST avec une simulation k- ϵ EARSM sur le même maillage. La Vitesse Relative choisie pour cet essai est de $V_r = 2$. L'impact en terme de temps CPU est négligeable. Le principal avantage de la fermeture EARSM est sa meilleure prise en compte des effets de rotationnel dans le calcul de la viscosité de turbulence et donc de la production.

Effet sur la topologie du tourbillon longitudinal:

La trace de frottement à la peau prédit par la fermeture EARSM est plus homogène en envergure, et présente une déviation dans le sens de l'injection plus faible que par une fermeture SST. [Figure 152] L'effet de modèle de turbulence ressemble pour cette cartographie de C_f à un effet de V_r plus petite, à cela près que la zone perturbée est plus importante.

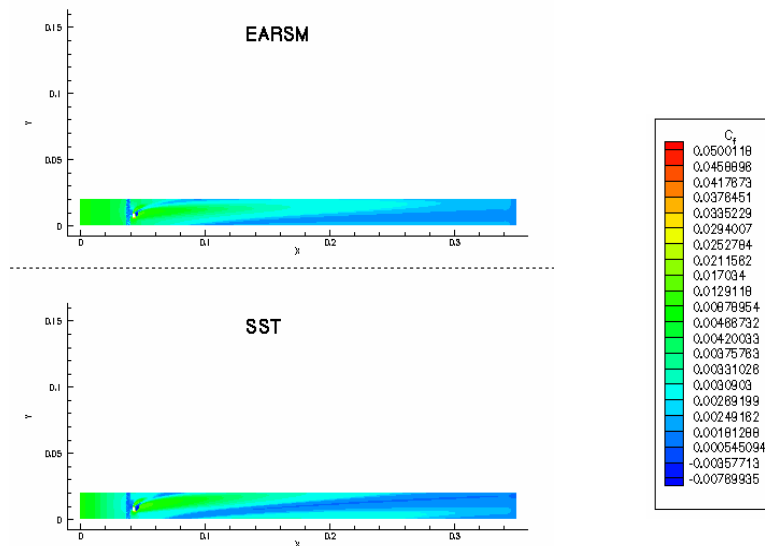


Figure 152: Comparaison de la cartographie de frottement suivant la fermeture turbulente

Le champs de vorticité longitudinale [Figure 153] montre une dissipation plus rapide de la structure tourbillonnaire avec le modèle EARSM. En effet, la trace du vortex "périodique" est beaucoup moins énergétique. Pour $X > 240$ mm, les lignes d'iso-rotationnel s'éloignent pour faire place à une large zone de type couche limite épaisse.

Ce comportement est également observé dans les coupes verticales à $X=60$ mm et $X=200$ mm du champs de vorticité longitudinale. [Figure 154 et 155] La coupe à $X=60$ mm [Figure 154] fait apparaître que la vorticité longitudinale EARSM dans le cœur du tourbillon est d'un tiers plus faible que dans le cas SST. La turbulence associée suit une évolution inverse avec néanmoins un effet relatif plus important au niveau du centre tourbillonnaire. L'épaisseur de mélange créé par une hausse de μ_t , ainsi que l'extension verticale du tourbillon sont également plus fortes dans le cas EARSM. La structure à forte vorticité est plus ronde et plus homogène. Sur le côté inverse à l'injection, on aperçoit nettement la présence d'une structure secondaire contrarotative (identique à celle observée en SST pour $V_r=2.5$ en plus intense). Cette structure ne déforme néanmoins pas le tourbillon primaire comme observé à forte V_r .

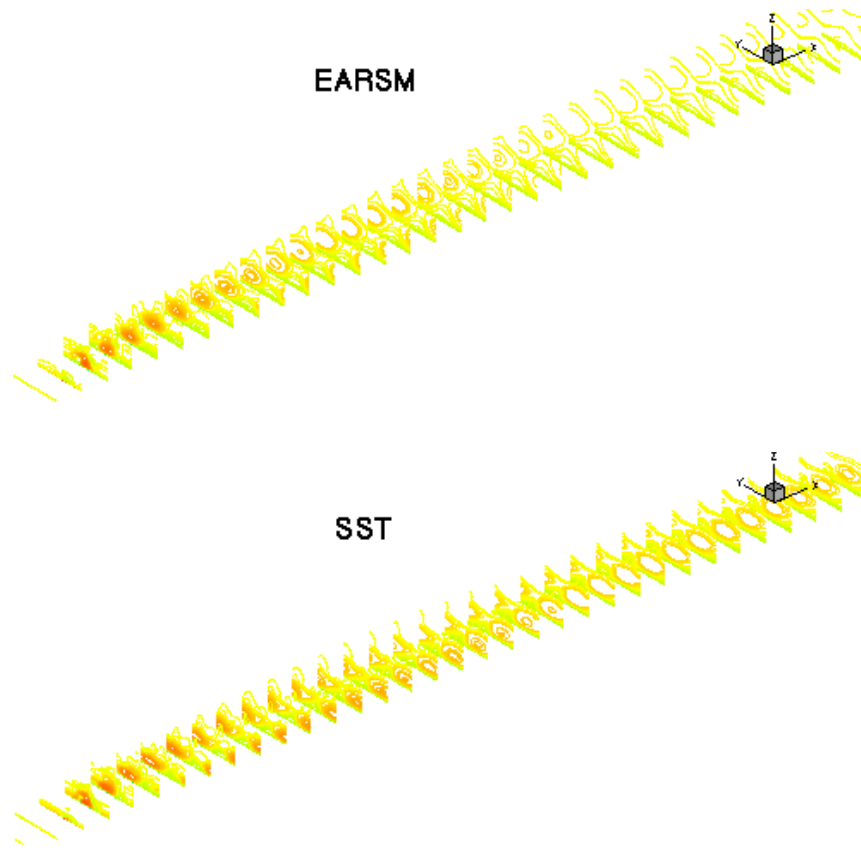


Figure 153: Champs de vorticité longitudinale sur la plaque plane en fonction de la fermeture turbulente

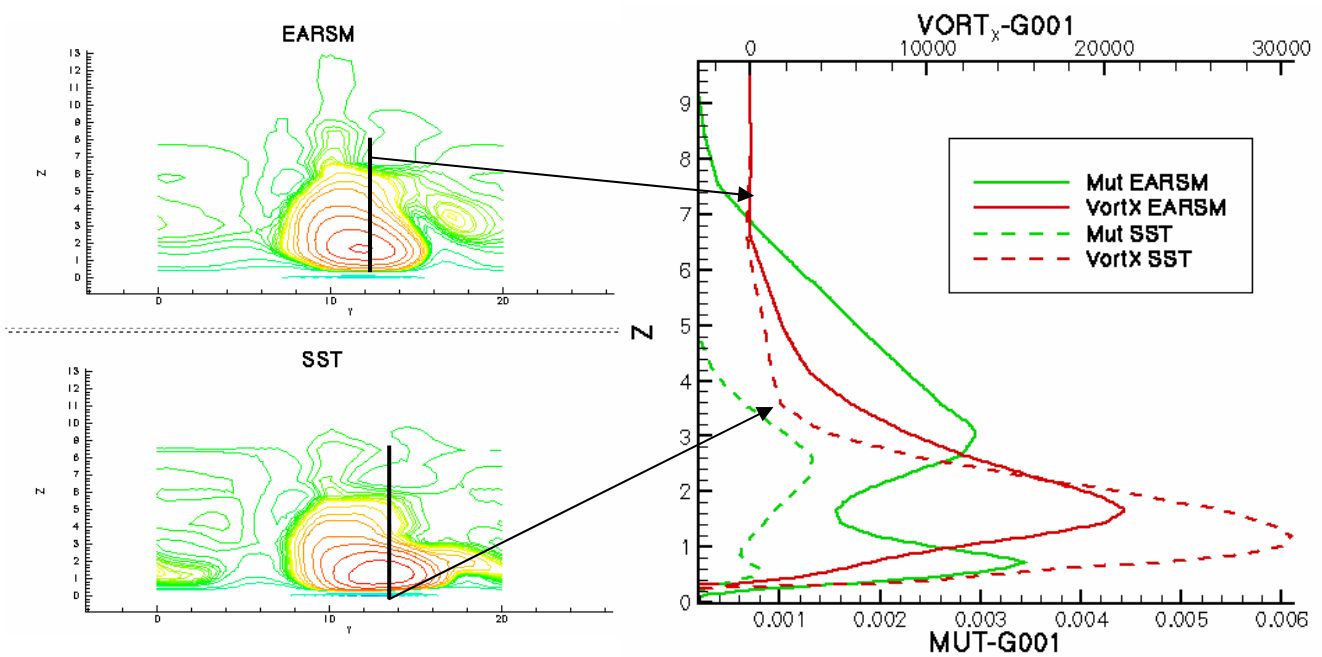


Figure 154: Champs de vorticité longitudinale à X=60 mm pour les deux fermetures (gauche) et extraction des évolutions de μ_t et de vorticité dans les cœurs des tourbillons respectifs (droite) à X=60 mm

La situation est équivalente à $X=200$ mm où les structures sont toujours plus intenses dans le cas de l'utilisation du modèle SST. [Figure 155] Il y a maintenant un facteur 10 entre l'intensité de vorticité longitudinale prédit par les deux fermetures. L'épaisseur de turbulence est deux fois plus importante dans le cas EARSM avec un μ_t maximal trois fois plus élevé au cœur du tourbillon. Le caractère homogène de la structure principale reste sans observer l'étirement du modèle SST. L'extension est autant verticale que horizontale éloignant le centre du tourbillon de la paroi.

| Fermeture | Hauteur du centre du tourbillon à $X=60$ mm | Hauteur du centre du tourbillon à $X=200$ mm |
|-----------|---|--|
| SST | 1.21 mm | 3.25 mm |
| EARSM | 1.8 mm | 6.2 mm |

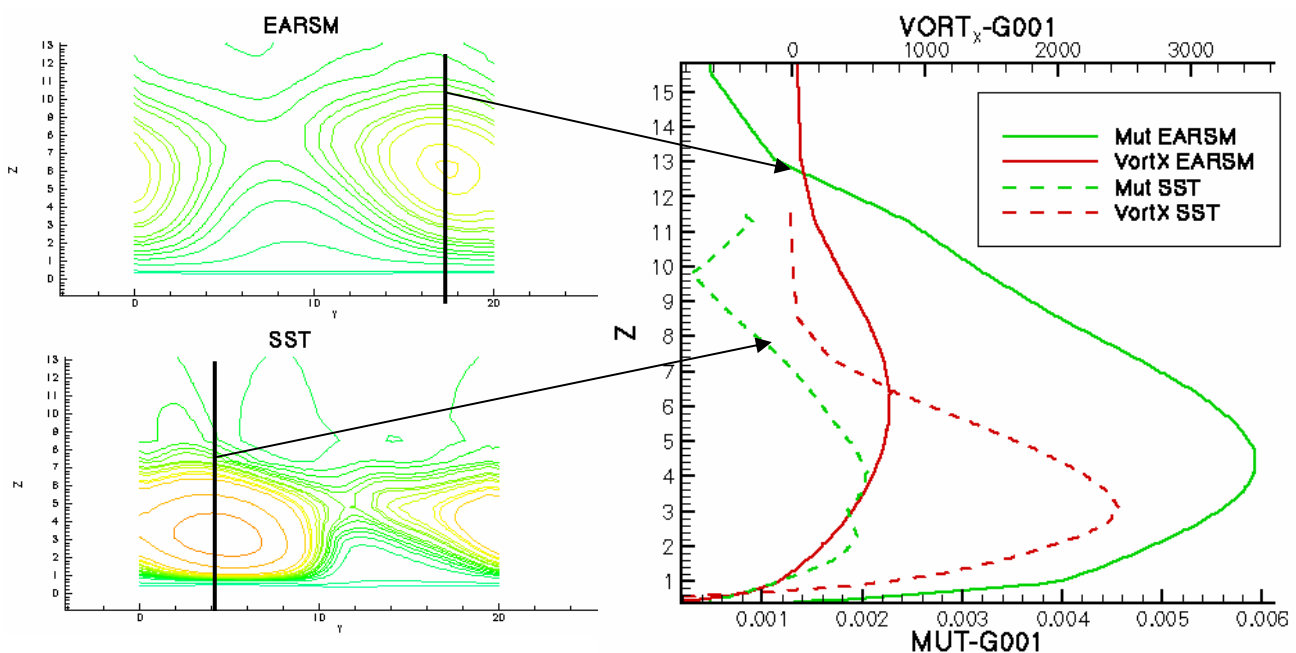


Figure 155: Champs de vorticité longitudinale à $X=200$ mm pour les deux fermetures (gauche) et évolutions de μ_t et de vorticité dans les cœurs des tourbillons respectifs (droite) à $X=200$ mm

Malgré une plus faible intensité du tourbillon primaire, on observe donc que le mélange est amélioré dans le cas de la prédiction EARSM en fournissant une production de turbulence plus forte sur une épaisseur plus importante. Ce résultat n'est pas en adéquation avec l'idée que l'on se faisait de l'effet de cette fermeture, devant augmenter l'intensité des structures tourbillonnaires.

Effet sur les frottements:

L'augmentation de la production de turbulence observée précédemment se traduit logiquement par une augmentation globale du frottement pariétal dans le cas EARSM. [Figure 156]

| Cas | Traînée |
|-------------------------|---------|
| Référence sans contrôle | 0.00254 |
| SST | 0.00273 |
| EARSM | 0.00291 |

La traînée de frottement produite par le système est donc également augmentée. L'effet de modèle de turbulence est ici plus important au niveau de la traînée que l'effet de V_r noté dans la partie précédente. L'évolution du C_f moyen en corde ressemble plus au cas de référence malgré une translation vers le haut due à l'actionneur. La plus faible intensité des tourbillons limite l'effet néfaste de l'interaction entre les vortex par une augmentation du minimum de fluctuations de C_f en envergure. [Figure 156] De même, aucun point d'inflexion n'est visible sur la courbe de C_f , ne limitant pas son efficacité en corde, comme c'est observable sur la courbe SST.

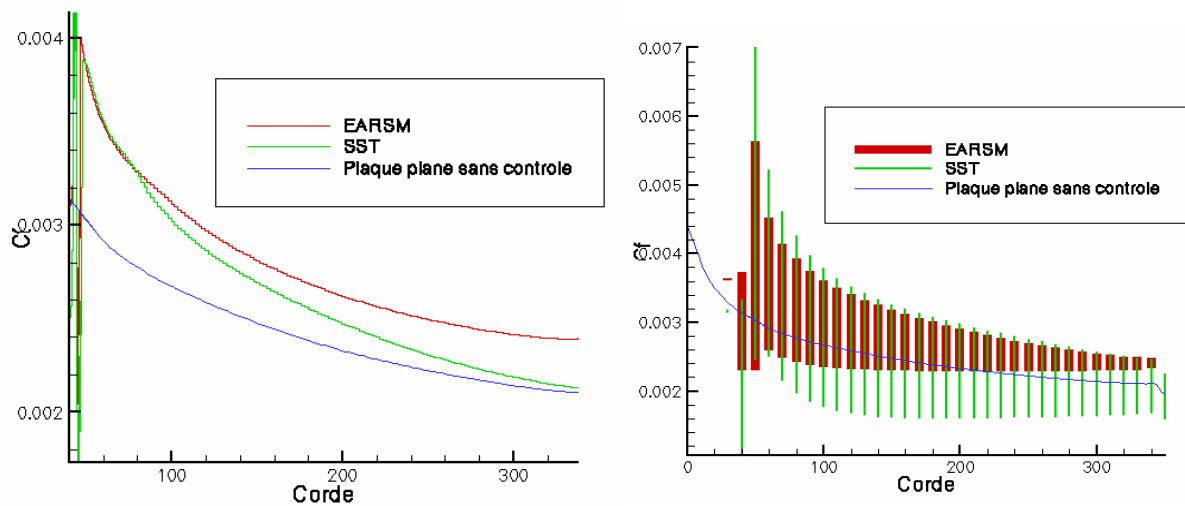


Figure 156: C_f moyennés en envergure (gauche) et fluctuation de frottement (droite) en envergure pour les deux fermetures turbulentes

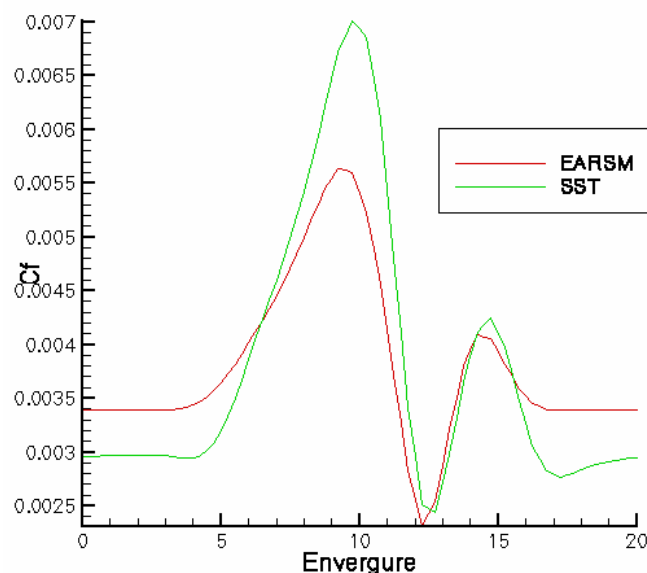


Figure 157: Comparaison des répartition de C_f en envergure à l'immédiat aval de l'actionneur ($X=50$ mm)

Le pic de frottement à l'aval de l'actionneur est lui aussi plus faible [Figure 157] pour l'effet de déviation de l'écoulement du à l'obstacle. Néanmoins l'effet de soufflage à la paroi est rendu de la même manière pour les deux modèles. On retrouve pour cette caractéristique le comportement d'une V_r plus faible, mais avec toujours une extension horizontale plus importante.

4.1.2 Vortex Générateurs Fluides Contrarotatifs:

4.1.2.1 Maillage:

Une configuration de vortex générateurs fluides contra-rotatifs maillée sur une plaque plane similaire à celle utilisée dans le cas des jets corotatifs. Des conditions de périodicité sont appliquées sur chaque côtés du domaine large de 40 mm. Les actionneurs sont espacés de 20mm soit $8xD$ comme pour le cas des jets corotatifs. Les mêmes conditions de jets (direction, P_i , T_i , vitesses) sont appliqués aux sorties.

Le plan 2D ayant servi à générer le maillage 3D des jets corotatifs est re-utilisé pour les jets contrarotatifs en translatant de façon homogène ce plan envergure. On obtient un domaine de 825795 nœuds que l'on découpe en 32 processeurs. Un calcul $k-\epsilon$ SST avec actionneurs converge en 6000 itérations et 10 heures sur un ordinateur parallèle IBM Power 4.

4.1.2.2 Analyse de l'écoulement du VGJ contrarotatif:

Comme pour les jets corotatifs, on analyse l'écoulement créé par les VGJ en écoulement transverse pour $V_r = 2$. Les conditions (débit, coefficient de quantité de mouvement, ...) sont les même que précédemment. La figure [Figure 158] ci-dessous montre la cartographie de frottement sue la plaque plane.

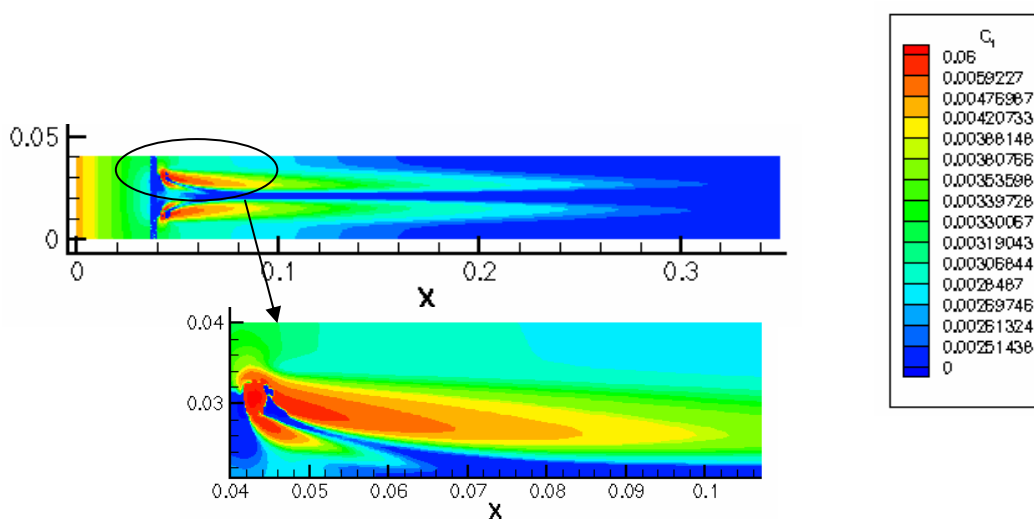


Figure 158: Visualisation du champ de C_f sur la plaque plane pour $V_r = 2$

On observe pour ce jet la même topologie de frottement que dans le cas de jets corotatifs:

- le jet en lui même crée une zone limitée de haut-frottement dans l'axe de la sortie. Celle-ci se réduit assez vite et disparaît à $15*D$ de l'actionneur.
- Le frottement principal est formé par la déviation forte de l'écoulement amont sur le côté opposé au jet. Cette zone de haut-frottement au contraire de l'autre persiste sur toute la corde par enroulement tourbillonnaire.
- L'axe de la zone de haut frottement reste parallèle à la corde de la plaque plane et semble être assez symétrique pour les deux jets.
- Entre les deux zones de frottement d'un même jet persiste une région de bas frottement qui merge avec celle de son voisin à $15*D$ de l'actionneur.

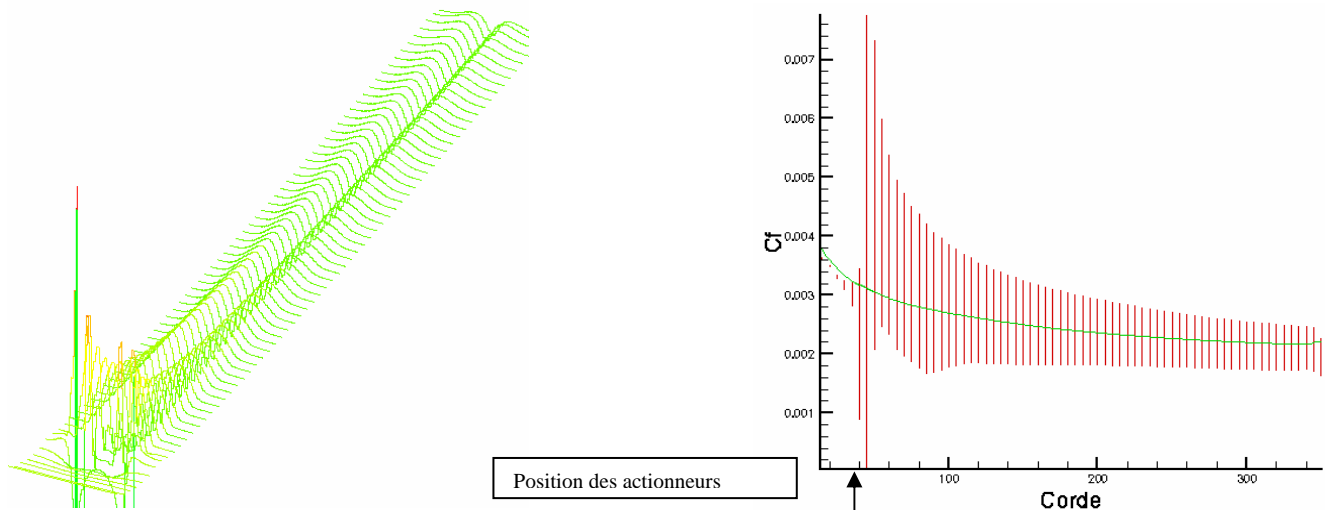


Figure 159: Efficacité et fluctuation de frottement en envergure pour les deux jets contrarotatifs pour $V_r=2$ droite: vert : frottement sans actionneur rouge: fluctuation de C_f en envergure

La [Figure 159] montre l'efficacité en envergure des actionneurs contrarotatifs. La zone centrale de faibles frottements est bien présente toute la corde. On observe en outre que chaque zone de fort frottement semble décroître de façon indépendante de l'autre.

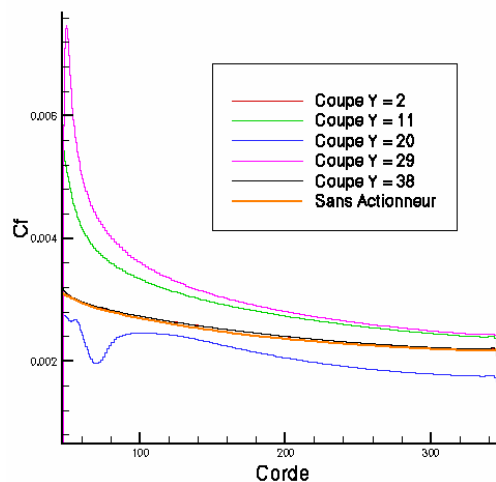


Figure 160: Visualisation des différents C_f en envergure

Si l'on regarde précisément l'évolution en corde des C_f suivant la position des lignes en envergure, on remarque:

- Les C_f des zones de part et d'autre des actionneurs ne sont absolument pas affectés par les tourbillons longitudinaux, ils sont presque point sur point avec le frottement sans contrôle (Y=2 et Y=38).
- les deux jets bien qu'ayant une dynhalpie équivalente ne créent pas le même frottement. (Y=11 et Y=29). Ce comportement doit provenir de la progression numérique du calcul.
- la ligne de frottement médiane (Y=20) présente un puit de C_f en arrière de l'actionneur lorsque les deux zones de faible frottement se rencontrent. Le C_f diminue ensuite suivant la même pente que dans l'axe des tourbillons.

4.1.2.3 Comparaison des écoulements créés par des jets co- ou contra-rotatifs pour $Vr = 2$:

A l'aval de l'actionneur, $X=60$ mm (soit à $20 \cdot D$), les mêmes niveaux de vorticité longitudinale absolue sont observés dans les deux cas. [Figure 161] Les différents tourbillons ont en outre la même extension verticale ou horizontale. Les deux topographies d'écoulement sont donc à peu près identiques (au sens de rotation des tourbillons près) La zone de fort cisaillement entre les deux jets contrarotatifs est le lieu d'un pic de μ_t sans discontinuité. Sur les côtés on observe un profil de μ_t similaire à celui observé dans une couche limite attachée. Dans le cas des jets corotatifs, les pics de μ_t sont plus intense lors du cisaillement tourbillon-couche limite et induit un niveau plus fort dans la couche limite. L'effet du jet corotatif a l'air plus fort en envergure et moins localisé que les jets contrarotatifs.

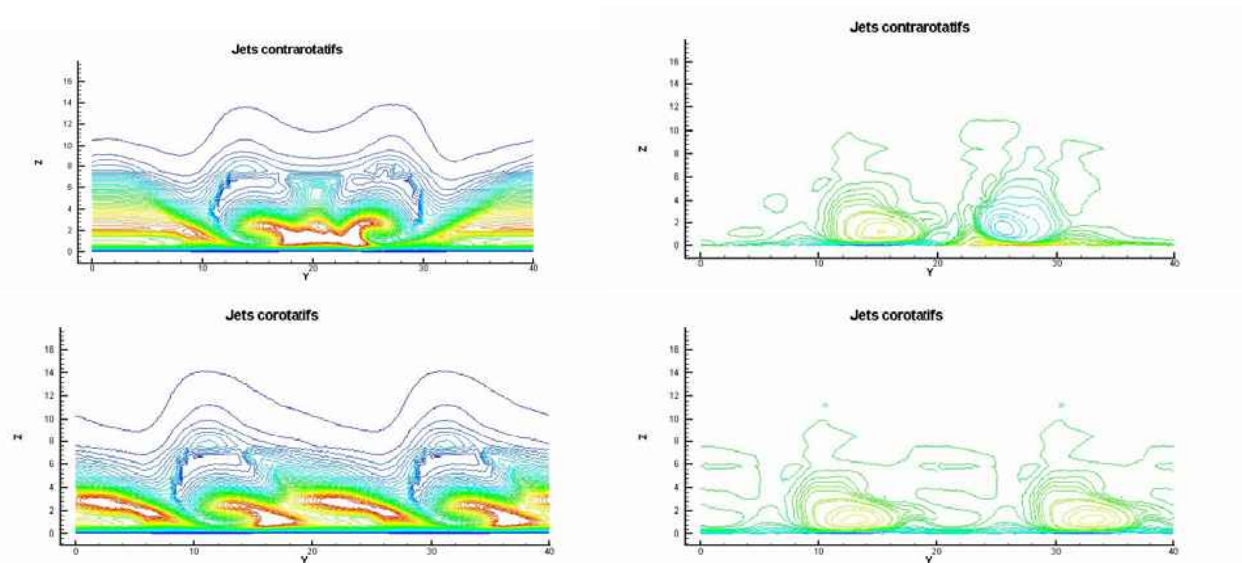


Figure 161: Visualisation de la vorticité longitudinale (droite) et de la viscosité turbulente (gauche) pour les deux types de jets à $X = 60$ mm (soit $20D$ derrière l'actionneur)

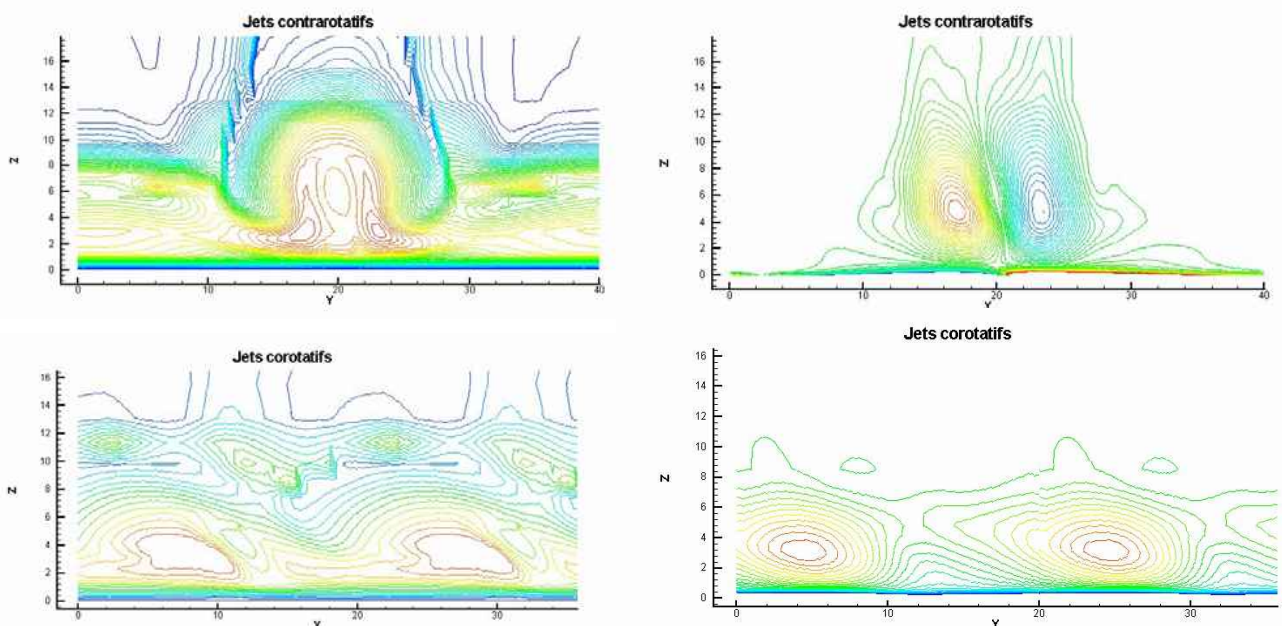


Figure 162: Visualisation de la vorticité longitudinale (droite) et de la viscosité turbulente (gauche) pour les deux types de jets à $X = 200$ mm (soit $75D$ derrière l'actionneur)

A $x=200\text{mm}$, la topologie a complètement changée. [Figure 162] Les jets contrarotatifs présentent une forte extension verticale et les entres de tourbillons se rapprochent en s'éloignant de la paroi. Il en résulte un fort μ_t entre les deux tourbillons né du cisaillement de vitesse verticale. Ce fort μ_t est très localisé en envergure au centre du volume de calcul. La zone turbulente sur les côtés du jet est néanmoins plus faible que dans les jets corotatifs. Dans ce dernier cas, les centres des tourbillons gardent leur espacement de départ en ce translatant dans le sens du jet. L'extension verticale reste limitée mais les zones de fort rotationnels s'élargissent en envergure. La turbulence reste cantonnée au centre des structures tourbillonnaires et on devine des sous-structures au dessus des tourbillons principaux.

| Type de Jets | Distance du centre à la paroi (Δy) à 60mm | Distance entre les deux centres (Δx) à 60mm |
|---------------------|---|---|
| Jets corotatifs | 1.28 mm | 20 mm |
| Jets contrarotatifs | 1.27 mm | 7 mm |

| Type de Jets | Distance du centre à la paroi (Δy) à 200mm | Distance entre les deux centres (Δx) à 200mm |
|---------------------|--|--|
| Jets corotatifs | 3.16 mm | 20 mm |
| Jets contrarotatifs | 4.9 mm | 10 mm |

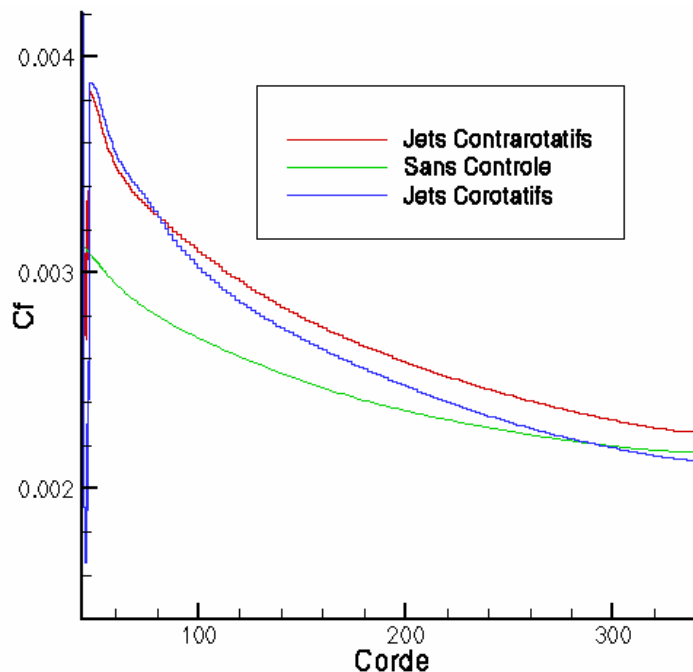


Figure 163: Coefficient de frottement moyen suivant les types de jet pour $V_r = 2$

Il est intéressant de comparer les coefficients de frottement moyennés en envergure pour les deux types de jets [Figure 163]. On a vu que la pente de décroissance de frottement des jets corotatifs était très importante (courbe bleue ci-dessus), jusqu'à rattraper le frottement sans contrôle avant la fin de la plaque plane. Pour un pic de frottement derrière l'actionneur équivalent, les jets contrarotatifs présentent une pente beaucoup plus faible et créent au final beaucoup plus de frottement que les jets corotatifs (+3.36% sur la corde).

| Vr | Efficacité en Frottement | Gain Contrarotatifs/Corotatifs |
|-----|--------------------------|--------------------------------|
| 0.5 | 0.00249 | 0.85 % |
| 1 | 0.00256 | 2.1 % |
| 1.5 | 0.00273 | 3.9 % |
| 2 | 0.002822 | 3.36 % |
| 2.5 | 0.002845 | 1.2 % |
| 3 | 0.002857 | 1.2 % |

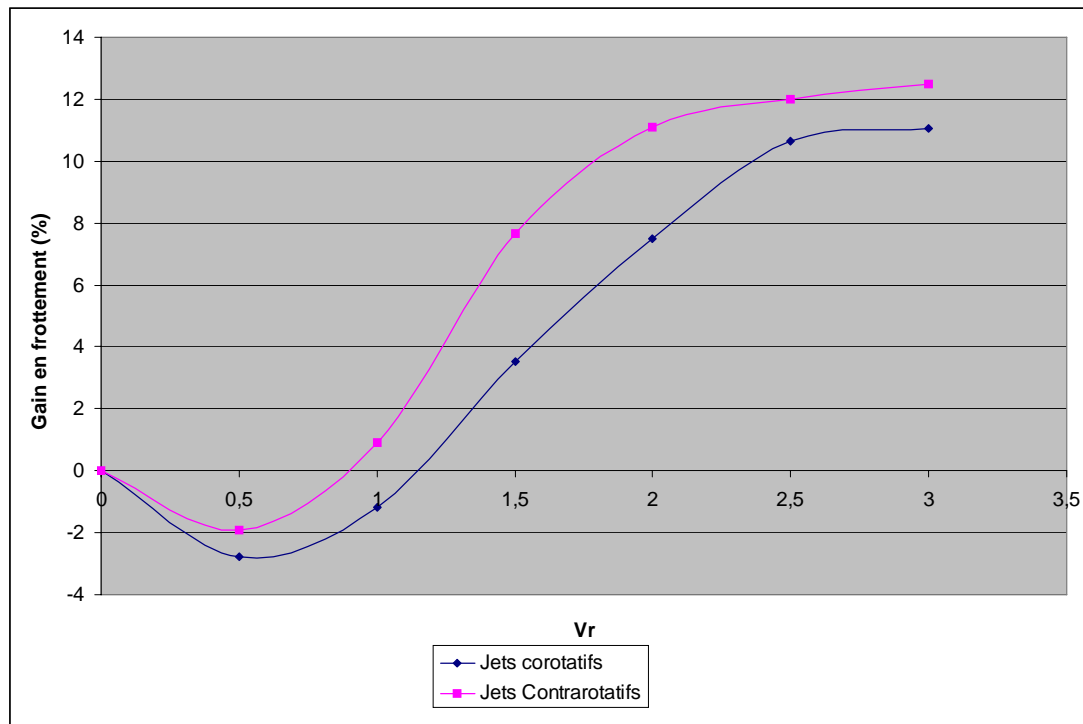


Figure 164: Comparaison des efficacités des jets contra et corotatifs

L'évolution de l'efficacité des jets contrarotatifs en fonction de la vitesse relative est équivalente à celle relevée sur les jets corotatifs. La pente de croissance de gain en frottement est cependant plus forte. La saturation en efficacité est donc d'autant plus prononcée et plus précoce. [Figure 164]

Bien que plus efficaces que les jets corotatifs en terme de création de frottement, les jets contrarotatifs présentent le désavantage de s'éloigner plus fortement de la paroi à mesure de leur convection en aval de l'actionneur. Cette configuration pour des profils avec courbure peut être défavorable. Le cas testé sur le profil sera donc un jet corotatifs.

4.2 Vortex Générateurs Fluides sur un profil ONERA D:

4.2.1 Étude du profil seul:

4.2.1.1 Maillage et conditions de calcul:

Une discrétisation en corde de 800 points est effectuée sur le profil 2D ONERA D. Le paramètre de position des nœuds est la courbure locale de la peau, permettant ainsi d'augmenter la discrétisation au lieu des plus forts gradients de pression et en la relâchant dans les zones de plus faibles contraintes. Le nombre élevé de nœuds à la peau s'explique par le fait qu'une forte densité sera nécessaire pour insérer l'actionneur dans la phase suivante de l'étude sans trop changer le maillage et donc le traitement des gradients.

A partir de ce maillage peau, deux maillages "Espace" 2D sont construits: un pour une prise en compte de la turbulence par loi-de paroi (première maille à $y^+ \approx 100$) et un autre pour des conditions de type bi-couche (première maille à $y^+ \approx 3$). L'infini est choisi pour les deux méthodes à environ 25000 mm du profil soit environ 70 cordes (calcul subsonique).

| Type de maillage 2D | Nombre de nœuds | Nombre d'éléments |
|---------------------|-----------------|-------------------|
| Loi de Paroi | 14 036 | 27 224 |
| Bi-Couche | 33 906 | 66 935 |

Ces maillages sont ensuite translatés homogènement en envergure pour créer les maillage espace 3D sans flèche. L'envergure de la boîte est de 20 mm ou 30 mm pour une corde de 350 mm soit environ 1/10ème de la corde. Des conditions périodiques sont appliquées aux paroi latérales du maillage. Un essai de condition de symétries a précédé ce choix, mais malgré l'absence de flèche, celles-ci contraignaient visiblement le calcul en donnant des poches de décollement tridimensionnelles suivant le sens de parcours du maillage.

| Type de maillage 3D | Nombre de nœuds | Nombre d'éléments |
|---------------------|-----------------|-------------------|
| Loi de Paroi | 659 692 | 3 756 912 |
| Bi-Couche | 1 554 243 | 9 010 020 |

Environ 10000 itérations stationnaires dans les deux cas sont nécessaires pour arriver à une convergence numérique correcte; ce qui correspond à 65 heures de calcul pour le maillage bicouche et 40 heures pour le maillage loi-de-paroi en 16 processeurs sur un ordinateur parallèle de type Regatta.

Les conditions de calcul sont celles de la soufflerie du LEA à Poitiers en modifiant la viscosité pour pouvoir utiliser un Mach amont: $M_\infty=0.2$ et respecter les limites du code compressible AeTher.

- $P \approx 1$ bar
- $T \approx 288$ K
- $V_\infty \approx 40$ m/s

Le calcul est effectué avec point d'arrêt turbulent, sans imposer de transition sur le profil. Cette dernière caractéristique rend difficile la comparaison avec l'expérience. En effet, à posteriori, il a été constaté une grande dépendance de l'évolution des décollements et des C_z Max avec la position de la transition. (cf Chapitre III) La turbulence est prise en compte par une méthode statistique k- ϵ avec une fermeture EARSM.

4.2.1.2 Comparaison bi-couche / loi de paroi:

Une montée en incidence est réalisée pour les deux prises en compte de la paroi. La majeure différence entre les deux cas réside dans le comportement de la $C_z(\alpha)$ au décrochage. Les calculs loi-de-paroi détectent un décollement remontant violemment du bord de fuite au bord d'attaque provoquant une chute de C_z brutale. [Figure 165] La simulation bi-couche permet d'observer une remontée plus douce du point de décollement entre $\alpha=13^\circ$ (décollement à 84% corde) et $\alpha=18^\circ$ (décollement à 9% corde). Hors toute volonté de se comparer avec l'expérience, le cas bicouche semble mieux convenir à l'étude des Vortex-Générateurs Fluides de par leur besoin d'une certaine longueur d'organisation du tourbillon primaire. Ce choix implique néanmoins un coût en temps de calcul non négligeable.

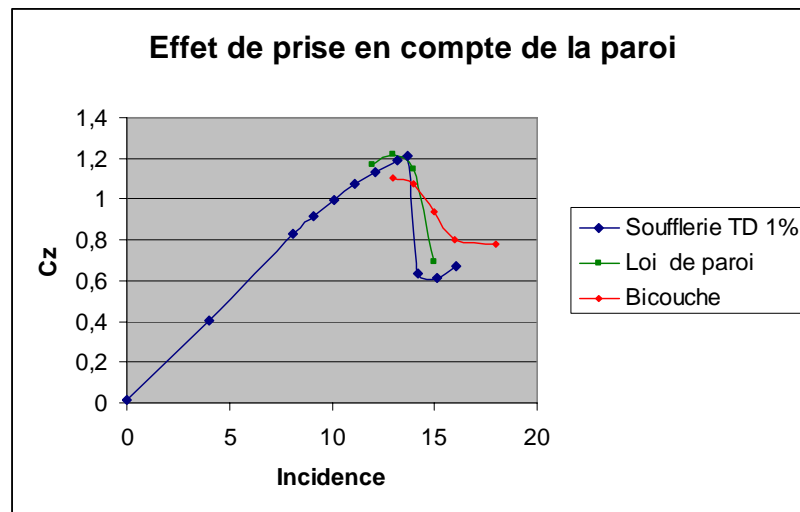


Figure 165: Comparaison des $C_z(\alpha)$ en bi-couche et loi de paroi

4.2.1.3 Exploitation des résultats et définition du VGJ:

L'utilisation de conditions périodiques aux frontières latérales permet d'obtenir des cartographies de coefficients pariétaux et de champs homogènes en envergure, correspondant à une aile 3D sans flèche avec un allongement infini. Le décollement turbulent présente alors une structure globalement 2D [Figure 166].

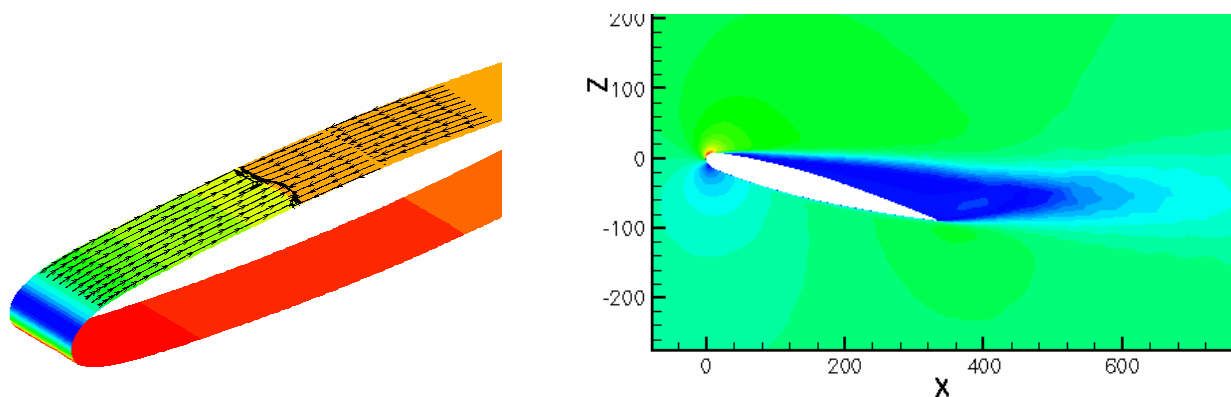


Figure 166: Gauche: Cartographie de K_p et lignes de frottement à la paroi - $\alpha=15^\circ$
Droite: Champs de Mach à $Y=15$

Pour une bonne définition du VGJ, une connaissance à priori de l'épaisseur de couche limite au niveau de la corde où il est installé est nécessaire. Le coût important des simulations numériques nous oblige à restreindre le nombre de cas à étudier. Les caractérisations des VGJ seront effectuées pour $\alpha = 15^\circ$. La position du point de décollement à 27% ($X \approx 95$ mm) de corde laisse une grande latitude de positionnement de l'actionneur. On choisit de le placer à $X = 40$ mm (11 % corde). L'épaisseur de couche limite dans ce cas est prédite à $\delta = 8.5$ mm. Pour limiter les débits, la taille de l'actionneur est limitée à environ $\delta/4$ soit $d = 2$ mm . Pour simuler la rencontre d'un orifice incliné de 30° et de la peau, la largeur est de 2.5 mm (soit environ $d/\cos(30^\circ)$). Le Mach local est de environ $M_{I_0} = 0.3$. Les pressions et températures statiques à la paroi permettent de calculer les conditions génératrices du VGJ.

4.2.2 Contrôle de décollement par VGJ:

4.1.2.1 Maillage et conditions de calcul:

Le Vortex Générateur est simulé par une condition de ventilation à la peau après modification locale des codes du profil dans les maillages 3D précédents. Dans un premier temps, on se limite à une seule vitesse relative d'injection $V_r = 2$ et une seule incidence : $\alpha = 15^\circ$. [Figure 167]

La répartition de maille en envergure est homogène de façon à ne pas contraindre l'expansion et la déviation horizontale du tourbillon longitudinal. Le maillage de référence fait 20 mm de largeur soit un espacement entre les différents VGJ de $8 \cdot D$. Un effet d'espacement sera effectué avec un autre maillage (de 30 mm d'envergure soit $12 \cdot D$).

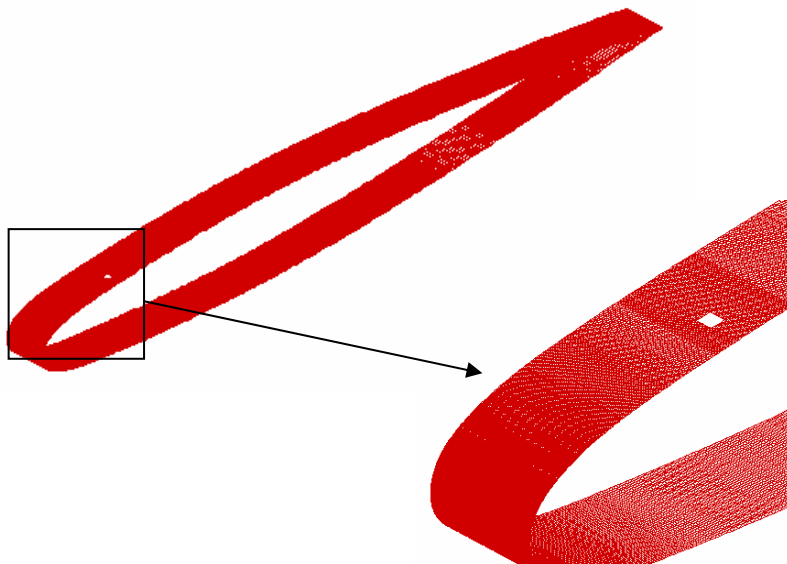


Figure 167: Profil discrétisé et actionneur

Les précédents calculs sur la plaque plane (4.1) ont montré que la fermeture EARSM donnait des frottements avec actionneur plus fort que le modèle SST. En l'absence d'expérience de validation, la vraie intensité de ces frottements est inconnue. Pour raisonner avec le "pire" cas, nous testerons l'efficacité du VGJ avec la fermeture SST. En effet, minimisant les frottements

produits par le mélange tourbillonnaire, il sera vraisemblablement un minorant de l'efficacité que l'on peut attendre du système de Vortex Générateur.

Les calculs dans cette configuration (bi-couche + actionneur) mettent 20000 itérations, avec une montée en CFL de 0.1 à 10, avant de converger en effort et en frottement. Découpé en 32 blocs, 43 heures de CPU sont nécessaires sur un ordinateur parallèle PWR4. .

4.1.2.2 Effet du VGJ :

Dans la configuration retenue pour ce calcul ($V_r = 2$), les caractéristiques du jet sont:

- $C_q = 0.136\%$
- $C_\mu = 0.273\%$
- débit $Q = 8,07 \cdot 10^{-4} \text{ kg/s}$
- angle d'incidence: $\alpha_j = 30^\circ$
- angle de lacet: $\phi_j = 60^\circ$

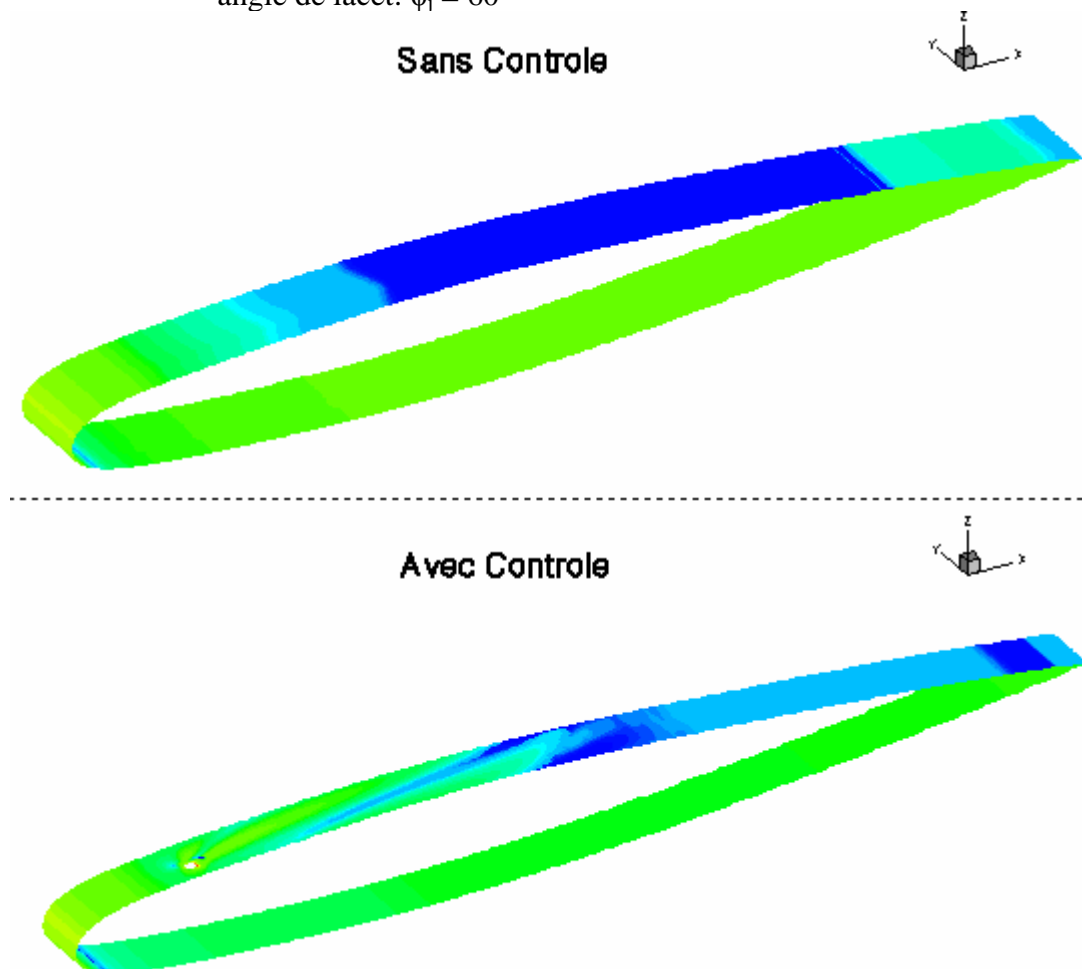


Figure 168: Comparaison des frottements à la peau avec et sans contrôle

La modification du frottement pariétal par l'utilisation de VGJ sur le profil est représenté sur la [Figure 168]. Le comportement précédemment observé sur la plaque plane est globalement retrouvé : déviation horizontale du jet, zone de faibles frottements entre les tourbillons... La zone de faible C_f est reculée mais pas supprimée. En effet, le gradient de pression adverse provoque un décollement qui persiste à mi-corde. Celui-ci est néanmoins de plus faible

intensité. Le C_f avec contrôle est moyenné en envergure pour pouvoir le comparer avec le C_f du cas non contrôlé. L'observation précédente est renforcée par la [Figure 169]. En effet, même dans la poche de décollement, les C_f sont peu négatifs, laissant penser à l'existence d'une zone d'eau morte plutôt qu'une zone de forts tourbillons comme dans le cas d'un décollement sans contrôle. La décroissance en corde du C_f avec contrôle est linéaire en moyenne à partir d'un point situé à environ 10 largeurs de buse (zone tampon d'organisation du tourbillon). La brusque déviation des lignes de courants à forte vitesse (proche du bord d'attaque) crée un pic de frottement très fort même lorsqu'il est moyenné ($40 < X < 50$). Pour cette V_r , le décollement est reculé de $X=95$ mm (27% de corde) à $X=180$ mm (52% corde). Même s'il n'est pas complet, ce recul du décollement induit une modification forte de la répartition de pression à la peau non seulement à l'aval mais aussi à l'amont de l'actionneur. Le pic de dépression du bord d'attaque est élargi et renforcé en intensité : le $C_{p_{min}}$ passe de -5.3 à -8.2. Il est intéressant de constater que l'actionneur permet en plus un recul du point d'arrêt ainsi qu'une modification de la circulation sur l'intrados. L'augmentation de portance associée est de 26 % passant de 0.938 à 1.176. La zone d'eau morte observée sur les C_f se retrouve sur les C_p par une zone de pression plus forte avec contrôle que sans contrôle.

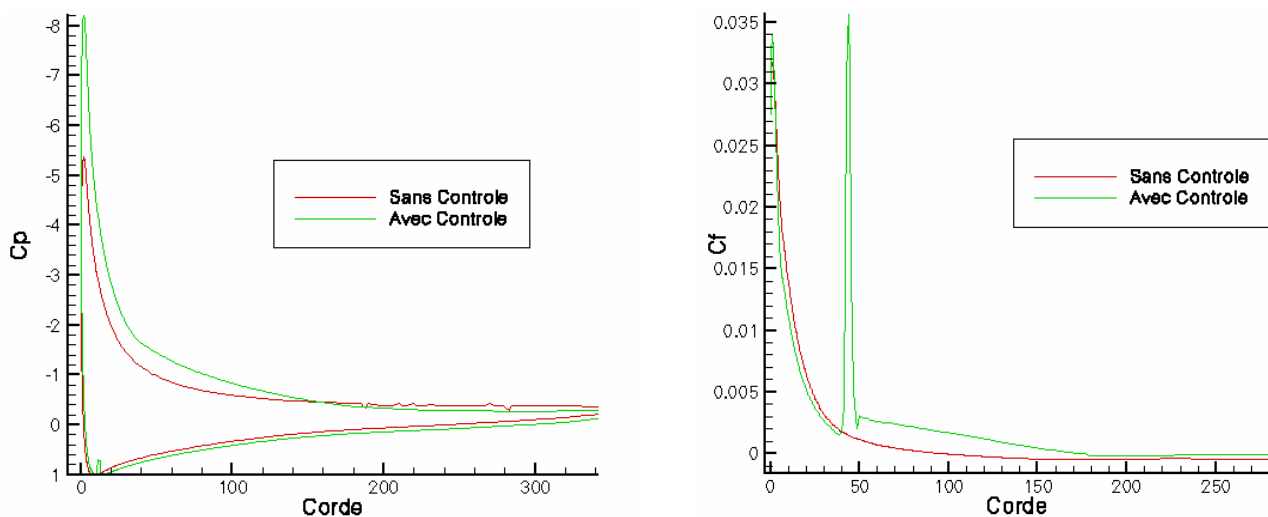


Figure 169: Comparaison des frottements et C_p moyennés en envergure avec et sans contrôle

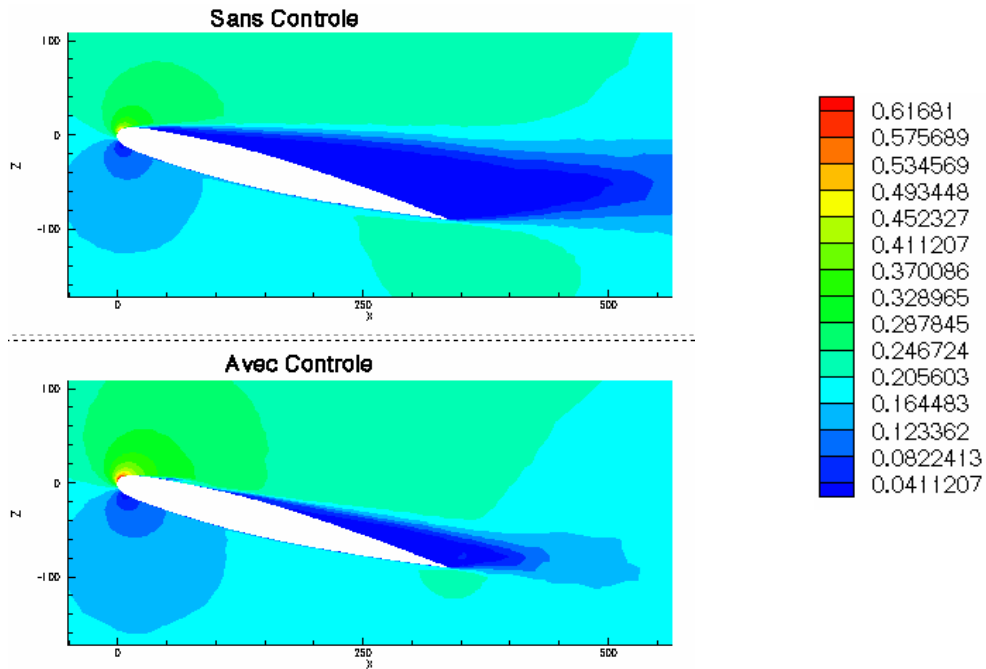


Figure 170: Comparaison des champs de Mach avec et sans contrôle (Coupe à $Y=10$)

Le décollement n'est pas supprimé, il est réduit en intensité et en volume. La visualisation seule de l'intensité du frottement semble faire penser à la disparition de la structure tourbillonnaire par dissipation brutale. Les précédents calculs sur la plaque plane (4.1) avaient montré un certain éloignement du cœur du tourbillon de la paroi avec sa convection en corde. Associé à la courbure dans le cas du profil, cet éloignement [Figure 171] peut-être responsable de la perte d'efficacité en corde du VGJ. On voit notamment, que la zone de haut rotationnel, bien que toujours présente n'affecte plus assez la couche limite interne pour créer un frottement positif. L'utilisation de V_r plus importantes a tendance à accentuer la mouvement d'éloignement du tourbillon de la paroi (cf 4.1.3.1) . Il est donc à peu près certain que le recul du point de décollement ne sera pas grandement amélioré par des V_r plus fortes. Cet aspect sera étudié plus longuement dans la suite de ce chapitre.

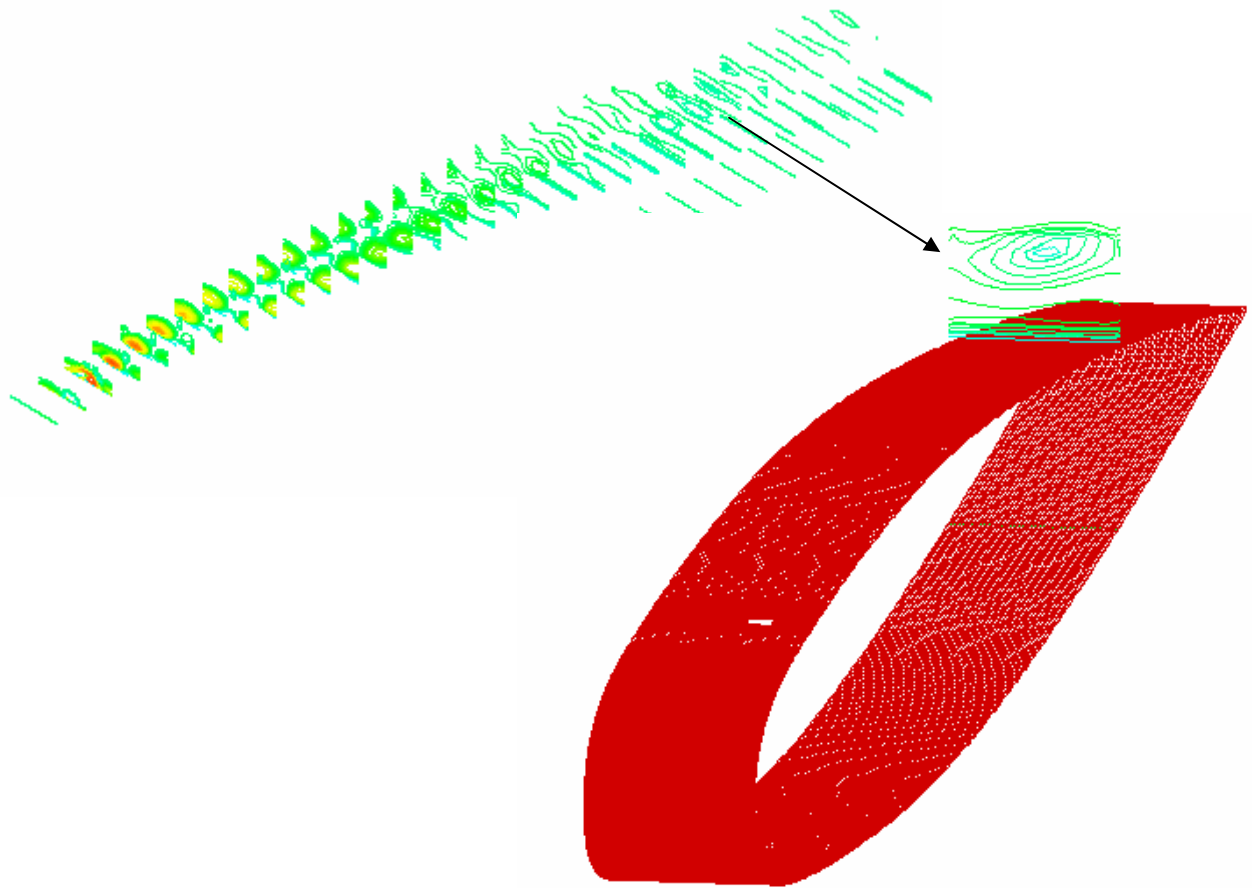


Figure 171: Champ de vorticité longitudinale et zoom sur une coupe à $X=290$ mm (soit 110 mm derrière le point de décollement avec contrôle)

L'épaisseur de la nappe fluide affect e par le décollement est diminu e (de 155 à 121 mm) [Figure 172] mais surtout réduite en intensité avec le contrôle. En effet, le pic de sous-vitesse dans la couche de sillage passe de $M_{\min}=0.03$ soit 15% de M_{\inf} à $M_{\min}=0.158$ soit presque 80% de M_{\inf} (avec M_{\min} et M_{\inf} le Mach minimal observé dans la nappe de sillage et le Mach infini amont). Cette diminution importante de l'intensité de la nappe de sillage a un effet direct sur la traînée de pression. Bien que la traînée de frottement soit augment e par le système de VGJ, le bilan frottement + pression baisse presque de moitié à l'aide du contrôle passant de 0.112 à 0.065 soit 42% de gain. La finesse   15  d'incidence augmente, elle de 8.3 à 18. Cet aspect, bien que peu intéressant voire néfaste dans les phases d'atterrissage est par contre extrêmement important pour l'amélioration des performances de décollage.

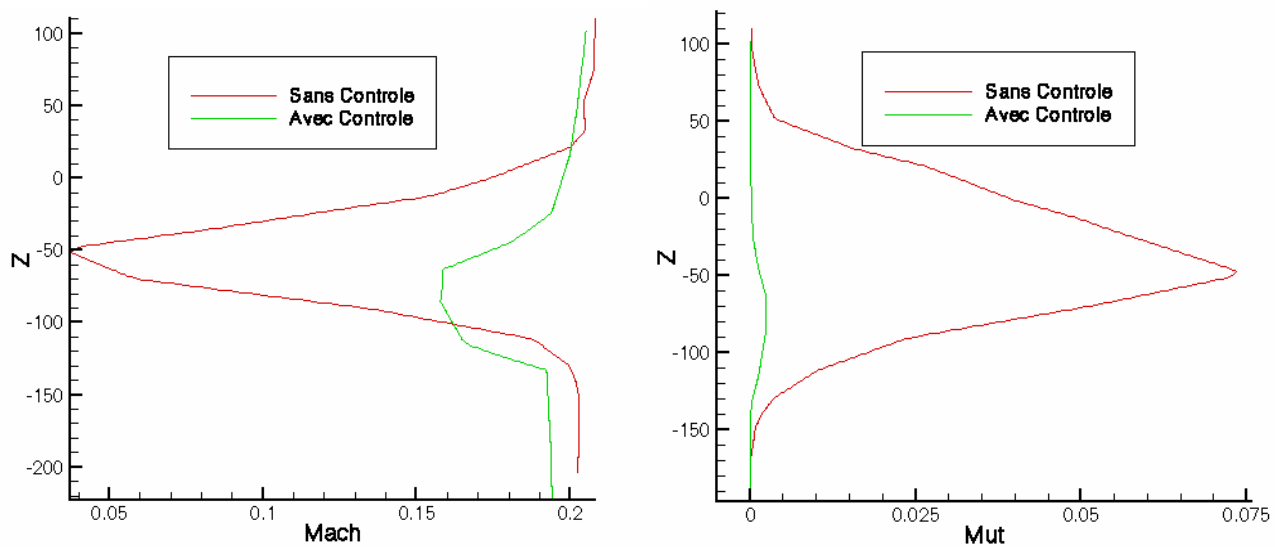


Figure 172: Comparaison des nappes de sillage avec et sans contrôle à 250 mm derrière le profil

Le gradient de pression adverse sur le profil accélère l'éloignement du profil du cœur du tourbillon [Figure 173]. Ce comportement est évidemment un limiteur de l'efficacité du VGJ sur le profil. Plus le centre du tourbillon va s'éloigner de la paroi, moins le mélange à la peau sera enrichi. Une comparaison avec le cas de la plaque plane est donné dans le tableau ci-dessous:

| Cas de calcul | Éloignement du centre à X=60mm | Éloignement du centre à X=200mm |
|---------------|--------------------------------|---------------------------------|
| Plaque plane | 1.21 mm | 3.25 mm |
| Profil | 1.25 mm | 11.9 mm |

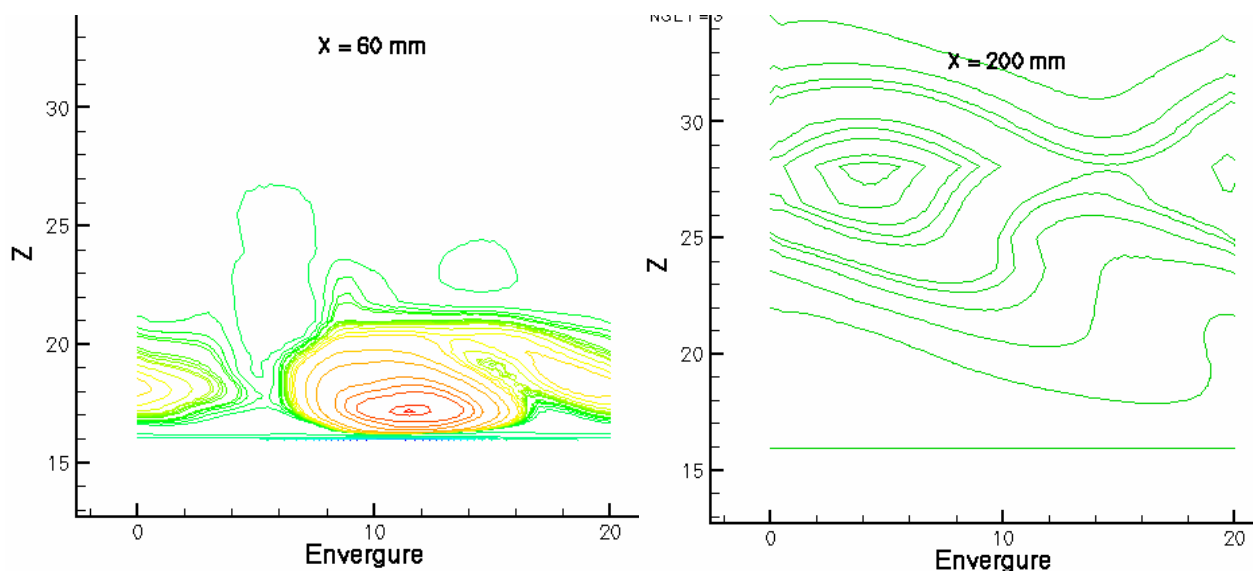


Figure 173: Position des cœurs des tourbillons à X=60mm et X=200mm. Champ de vorticité longitudinale

4.1.2.3 Effet de Vitesse relative (Vr) :

Comme pour la plaque plane, un effet de Vitesse relative (Vr) est simulé. Les Vr utilisées sont : Vr=1.5, Vr=2 et Vr=2.5 et Vr=3. Dans cette partie, l'espacement entre les injecteurs est gardé constant à 8*d. Un effet croisé de Vr et d'espacement sera présenté plus loin.

Les frottements moyennés en envergure donnent la même tendance que dans le cas de la plaque plane. Plus Vr est grande, plus l'augmentation de frottement dans la zone efficace est importante. Néanmoins, on observe sur la [Figure 175] que, comme il était pressenti dans le paragraphe précédent, la limite du contrôle est la même quelle que soit la Vr. Le décollement est reculé à 52% de corde dans les trois cas. La pente de décroissance de Cf en corde est donc plus forte à mesure que Vr augmente. Les Cp sont presque points sur points pour les trois Vr [Figure 174]. On note juste une minuscule augmentation du pic de dépression pour Vr=2.5 et Vr=2.

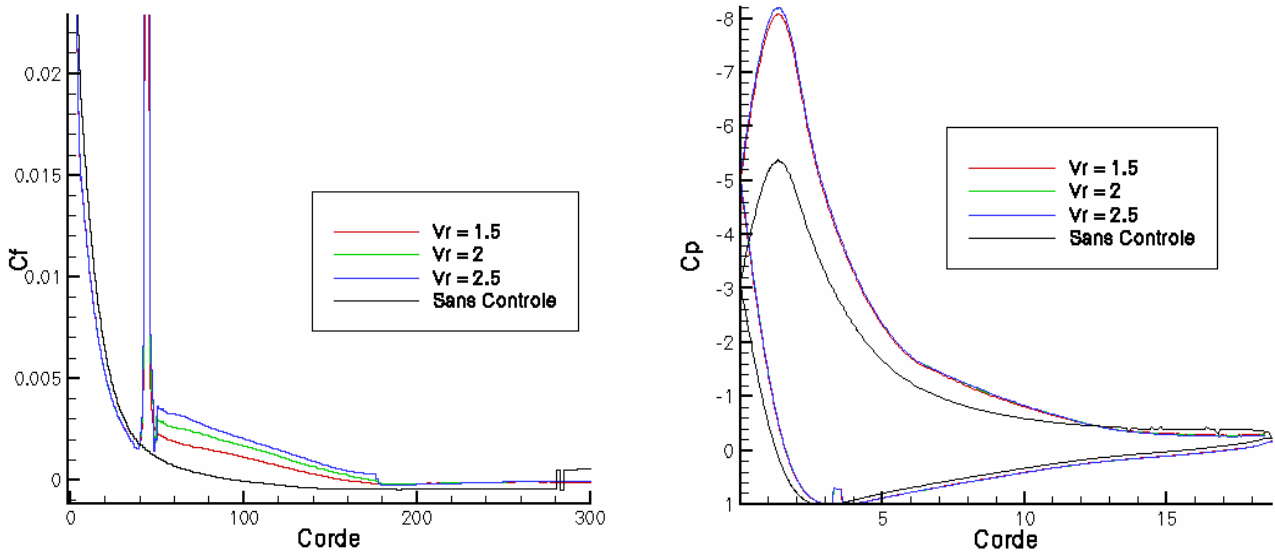


Figure 174: Comparaison des frottements et des Cp (en $\frac{1}{\text{corde}}$) du profil pour les différentes Vr

| Vr | Cx total | Cz |
|-----|----------|-------|
| 1.5 | 0.0679 | 1.165 |
| 2 | 0.0651 | 1.179 |
| 2.5 | 0.0641 | 1.175 |
| 3 | 0.0641 | 1.175 |

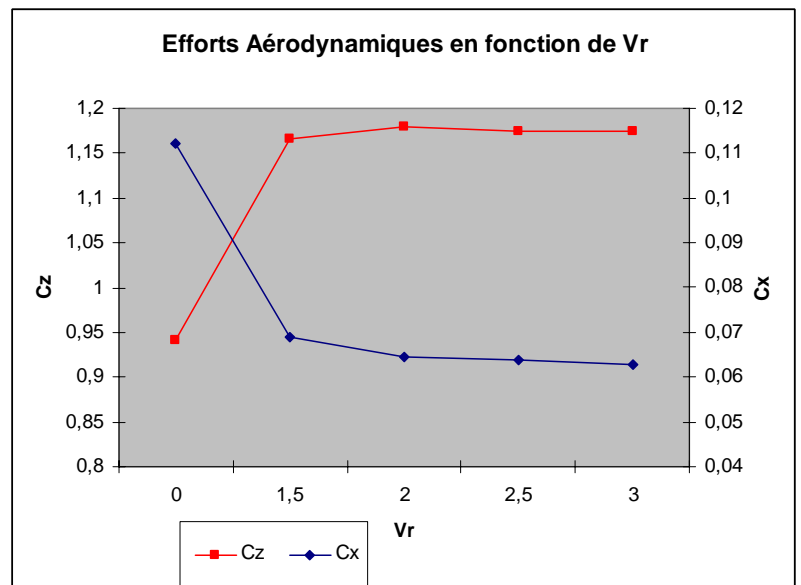


Figure 175: Effet de la Vr sur les coefficients aérodynamiques à $\alpha=15^\circ$ à 8*d

A cet espacement, les coefficients aérodynamiques sont assez indépendants de V_r . La traînée diminue légèrement avec l'augmentation de V_r (effet de nappe de sillage puisque les frottements sont plus forts) et la portance augmente un peu entre $V_r=1.5$ et $V_r=2$ pour diminuer ensuite. L'utilisation de V_r importantes à iso-espacement n'apporte donc aucun intérêt: l'écart de portance entre les V_r est de l'ordre d'1% et de 6% en traînée. L'optimum coût/gain doit être entre $V_r=0$ et $V_r= 1.5$. Des V_r plus faibles n'ont pas été simulées pour ce cas précis.

4.1.2.4 Effet d'espacement des actionneurs :

Pour évaluer l'évolution de l'effet de saturation à fortes V_r en fonction de l'espacement entre les actionneurs, un maillage de 30 mm d'envergure est effectué. Ce dernier correspond à un espacement de $12 \cdot D$ entre les injecteurs, soit 50% de plus que dans la partie précédente. Dans un premier temps, on regarde l'évolution des coefficients pariétaux et aérodynamiques à cet espacement en fonction de V_r . Dans un second temps, une étude croisée V_r /espacement sera présentée.

Résultats à un espacement $12 \cdot d$:

Avec l'augmentation de l'espacement entre les injecteurs, on note une plus forte dépendance des résultats du contrôle avec la V_r utilisée. En effet, [Figure 176], la zone de décollement est réduite à chaque augmentation de V_r alors qu'elle était inchangée pour un espacement de $8 \cdot D$. Le tableau ci-dessous donne la position du point de décollement en fonction de la V_r utilisée. Son illustration graphique [Figure 176] montre une évolution linéaire du recul du point de décollement jusqu'à $V_r = 2.5$, lieu de la saturation en efficacité du contrôle.

| Vitesse relative | Position du point de décollement | Gain |
|------------------|----------------------------------|-----------|
| $V_r = 0$ | 27% corde | Référence |
| $V_r = 1.5$ | 47% corde | +20% |
| $V_r = 2$ | 55% corde | +28% |
| $V_r = 2.5$ | 63% corde | +36% |
| $V_r = 3$ | 67% corde | +40% |

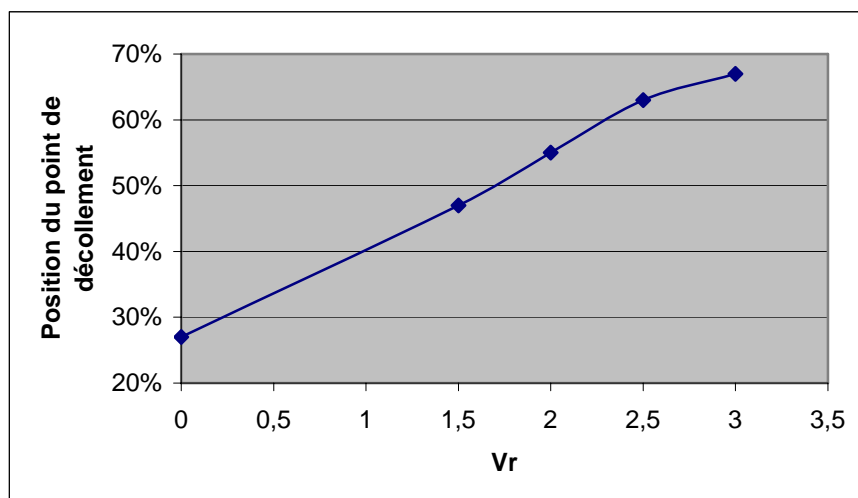


Figure 176: Position du point de décollement en fonction de V_r à $12 \cdot d$

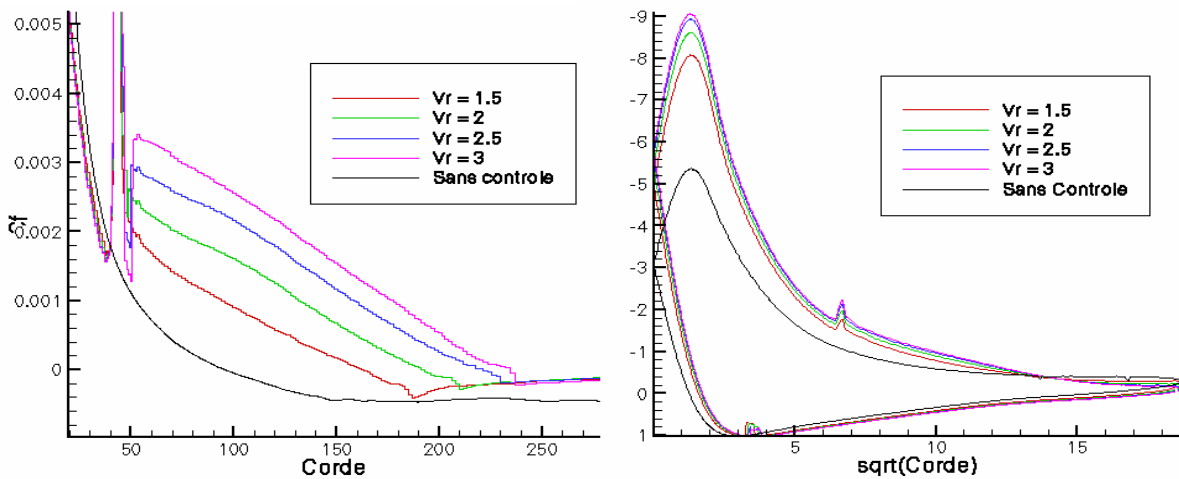


Figure 177: Évolution des coefficients pariétaux en fonction de Vr

On retrouve comme dans le cas de l'espacement $8*D$, une translation des courbes de frottement vers le haut avec l'augmentation de Vr.[Figure 177] On observe néanmoins que pour $Vr < 2.5$, les courbes de C_f restent assez parallèles et arrivent au décollement par décroissance régulière. Pour $Vr = 3$, on note une occurrence du décollement par chute brutale de C_f ($X = 235$ mm). Cette évolution linéaire du point de décollement induit une plus grande dispersion dans les courbes de C_p , notamment par une augmentation du pic de dépression au bord d'attaque. On note également sur ce cas, la saturation en efficacité pour $Vr > 2.5$. [Figure 176] Le comportement au niveau des coefficients aérodynamiques globaux est aussi plus intéressant que dans le cas de l'espacement $8*D$. [Figure 178] La zone de saturation est bien représentée mais commence plus tôt que pour les coefficients pariétaux. Dès $Vr > 2$, l'augmentation de C_z est ralentie. La chute de C_x semble être moins affectée par cette saturation: ce comportement doit venir du recul continu du point de décollement agissant plus sur la traînée que sur la portance. La courbe d'évolution de la finesse suit donc celle du point de décollement [Figure 179]

| Vr | Cx total | Cz |
|-----|----------|--------|
| 1.5 | 0.0718 | 1.198 |
| 2 | 0.0645 | 1.2714 |
| 2.5 | 0.0587 | 1.289 |
| 3 | 0.0563 | 1.302 |

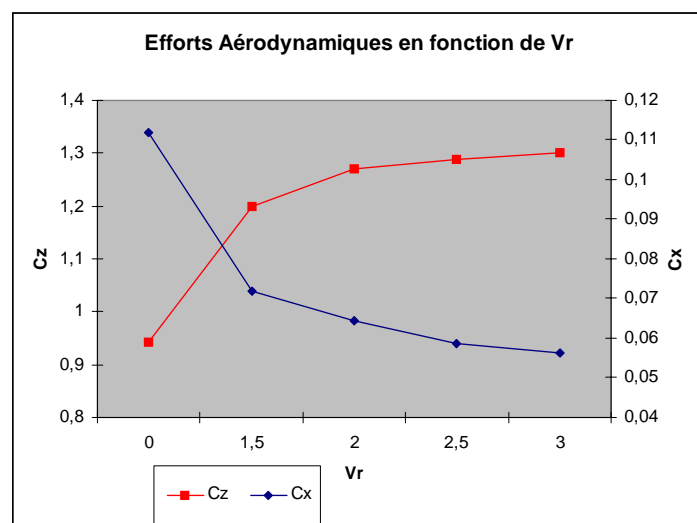


Figure 178: Évolution des coefficients aérodynamiques en fonction de Vr à $12*D$

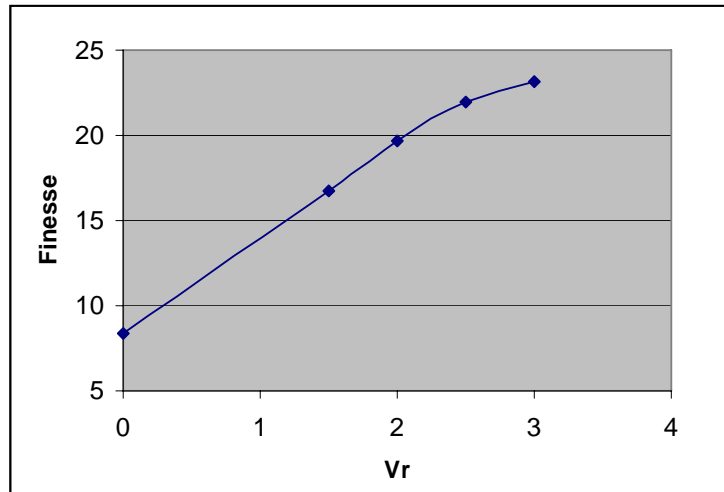


Figure 179: Évolution de la finesse avec la Vr à 12*D

Couple espacement/Vr:

Dans cette partie, nous présenterons une illustration graphique croisée de l'efficacité de l'actionneur en coefficients pariétaux et aérodynamiques en fonction du couple Vr/espacement.

Une analyse à iso-Vr des coefficients pariétaux est effectuée pour Vr=2. L'effet d'amortissement de Cf due à l'interaction entre les tourbillons trop proche est clairement visible sur la [Figure 180]. Le croisement entre les deux frottements est placé à X = 105 mm. Bien que créant un pic de Cf plus fort à l'immédiat aval de l'actionneur les actionneurs, le résultat global d'actionneurs placés trop proches les uns des autres se traduit par une diminution de l'efficacité en corde. Le décollement est reculé de 5% de corde en plus par l'utilisation d'un pas d'injecteurs plus grand. Ce recul permet globalement une meilleure circulation sur le profil. Le pic de dépression bord d'attaque est renforcé (le Cp Min passe de -8.2 à -8.6). Cette légère diminution du Cp Min transparait ensuite sur tout l'extrados et provient d'un recul du point d'arrêt sur l'intrados. Une amélioration de la circulation est en outre observée sur tout l'intrados. Le Cz pour cette configuration passe donc de 1.179 (8*D) à 1.271 (12*D) soit une augmentation de 8% du Cz à iso-Vr et en diminuant le débit global sur l'aile de 33%.

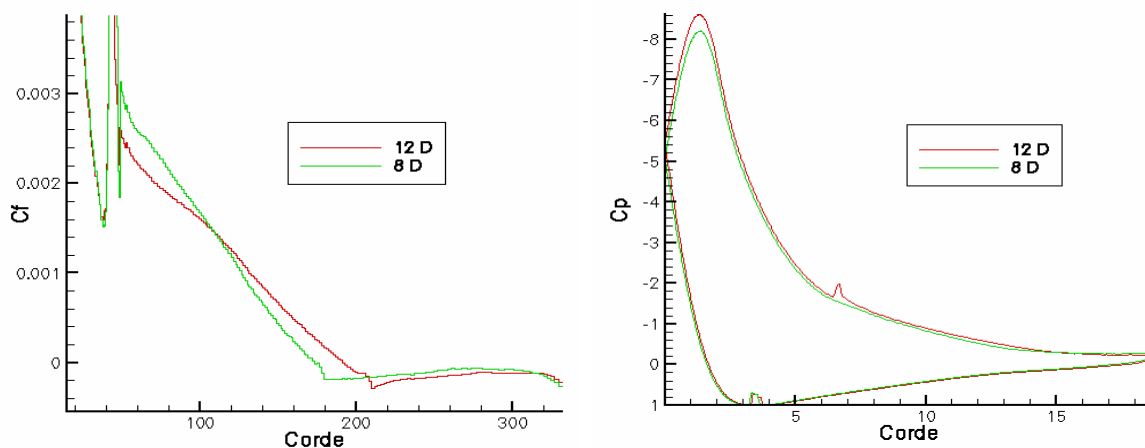


Figure 180: Coefficients pariétaux à Vr = 2 pour les deux espacement étudiés

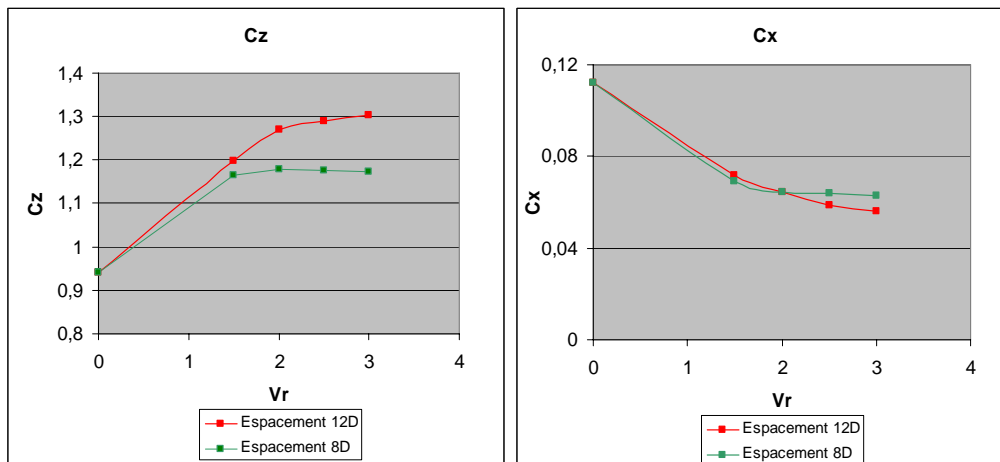
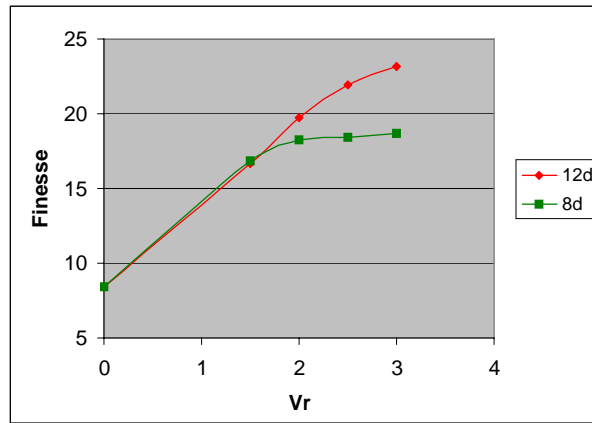


Figure 181: Évolution des coefficients aérodynamiques et de la finesse en fonction de Vr pour les deux espacements étudiés

L'effet de saturation s'observe clairement sur la [Figure 181]. Les courbes de Cx et Cz se séparent pour $V_r > 1.5$, lieu de la saturation en efficacité pour un espacement de $8 \cdot D$. L'augmentation des performances avec la Vr à grand espacement est visible. On devine l'existence de deux asymptotes d'efficacité en Cz et en Cx translattées d'environ 10% dans les deux cas. L'augmentation de finesse est donc de plus de 20%. Le coût du contrôle étant lui diminué de 33%. Ce comportement est un bon atout pour ce système de contrôle. Néanmoins, une étude de sa robustesse en incidence est nécessaire pour pouvoir déterminer l'extension du domaine de vol envisageable.

L'effet seul de Vr ne doit pas être étudié, mais c'est bien un couple Vr/espacement qui dirige le maximum de performances accessibles à ce dispositif de contrôle. On essaye d'illustrer cette idée dans la [Figure 182]. On représente un taux d'échange qui représente le gain (ΔC_z) sur le coût (Vr) du contrôle en fonction du couple (Vr/espacement). Les résultats des deux espacements sont représentés. Les deux courbes se superposent dans toutes les plages de couple Vr/Espacement étudié. de Vr = 1.12 pour l'espacement $8 \cdot D$ à Vr = 3 pour l'espacement $12 \cdot D$. L'efficacité du contrôle en terme de bilan énergétique dépend bien du couple Vr/Espacement.

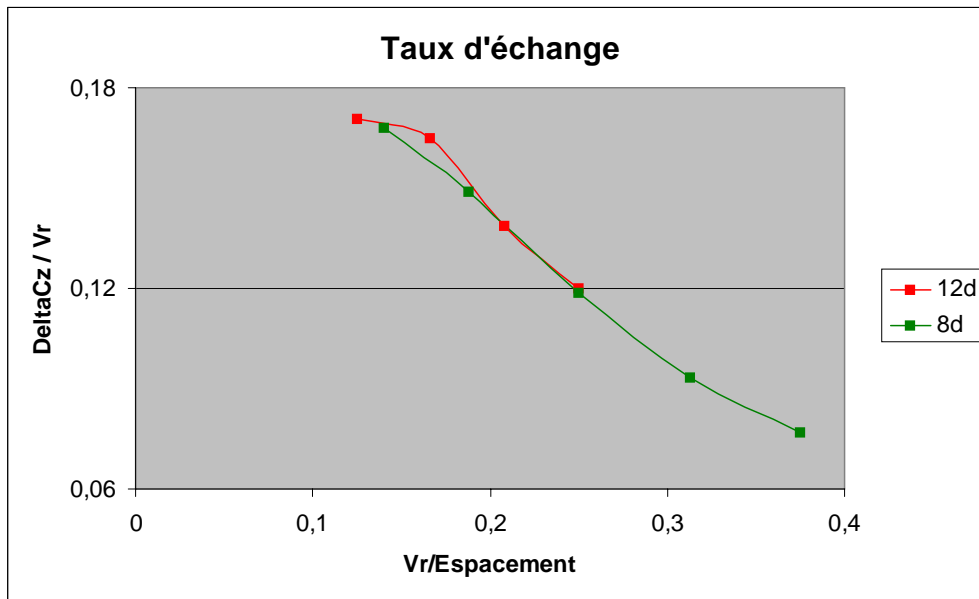


Figure 182: Taux d'échange (gain/coût) en fonction de Vr/espacement

4.2.3 Étude de la robustesse du contrôle par VGJ:

4.2.3.1 Montée en incidence:

Pour explorer l'extension du domaine de vol accessible au contrôle de décollement par VGJ, une montée en incidence est dans un premier temps effectuée sur le cas le plus favorable observé précédemment:

- Espacement des injecteurs 12*D
- Vitesse relative à la saturation en efficacité à cet espacement: $V_r = 2$

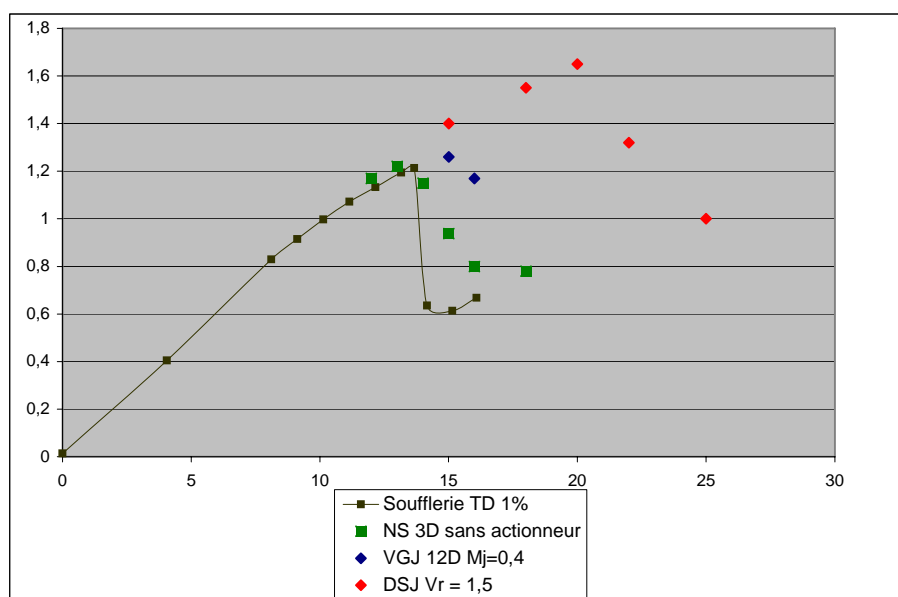


Figure 183: Comparaison de la robustesse en incidence entre la fente pulsée et les VGJ

On compare les effets directement sur une $C_z(\alpha)$ avec l'efficacité des jets synthétiques obtenus sur le même profil en 2D. [Figure 183] L'aspect instationnaire du contrôle par fente pulsée le rend beaucoup plus robuste en incidence. Des essais en soufflerie AEROMEMS sur un volet d'aile AFV tendent à montrer que l'espacement choisi lors de nos simulations numériques est trop faible. Un espacement plus grand n'a pas pu être testé afin de vérifier ce comportement par manque de temps.

4.2.4 Conclusion:

L'approche RANS a permis de simuler efficacement certains effets paramétriques du contrôle de décollement par Générateurs de Vortex Fluides. Un contrôle robuste en incidence n'a cependant pas été mis en œuvre sur ce cas. Un espacement plus grand entre les jets aurait certainement permis d'augmenter la vitesse ou l'efficacité à iso vitesse d'excitation et donc l'extension en incidence du contrôle. L'effet nocif de la courbure rend ce mode de contrôle peut-être plus adapté à la suppression du buffeting transsonique sur des profils plats supercritiques ou sur des corps portant de petite taille de type volets de courbure. La différence fondamentale entre les VGJ et la fente pulsée est la position de l'actionneur par rapport au décollement à contrôler. En effet, nous avons vu la sensibilité de l'efficacité des jets synthétiques par rapport à la position du décollement massif, alors que le VGJ demande une longueur d'établissement du frottement non négligeable (environ 10 largeurs de l'actionneur).

Conclusion Générale et Perspectives:

Méthodologie:

Le travail de cette thèse a été principalement de démontrer la faisabilité de calculs de contrôle de décollement avec les outils actuels de simulation. La recherche méthodologique a permis d'obtenir des comportements en calcul numérique proches de ceux montrés par des expériences en soufflerie. Les deux points importants ayant permis ce résultat sont l'utilisation d'un schéma précis en temps pour l'avancée instationnaire (BDF2 + DTS) ainsi que l'utilisation de modèles de turbulence ayant un comportement raisonnable en présence de gradients de vitesses forts (déformation ou rotation). La comparaison cas à cas des résultats n'a pas encore été rendu possible au moment de rendre ce manuscrit, mais des essais en soufflerie sur le profil ONERA D avec des techniques de contrôle similaires à celles testées numériquement dans ce travail sont mis en œuvre dans le cadre du GDR ou de sa continuité. Des premiers résultats qualitatifs sur le profil ONERA D ont été publiés par S. Bourgeois à l'issue d'une campagne de soufflerie au LEA-ENSMA. Des moyens de contrôle fluidique tels que des micro jets, une fente pulsée ainsi que des vortex générateurs fluides ont été testé avec transition naturelle ou déclenchée. Les premiers résultats sont encourageants. Un travail sur un profil mieux documenté que l'ONERA D aurait été souhaitable pour augmenter l'intérêt de la validation. Néanmoins, ce profil est le corps de référence pour les expériences du GDR 2502 et nécessitait donc une étude numérique poussée.

Ce travail a en outre été commencé sous le règne de l'URANS comme seule méthode raisonnable et industrielle de simulation d'écoulements instationnaires. Les méthodes hybrides RANS-LES ou DES commencent maintenant à tambouriner même à la porte des départements de recherche et développement des entreprises. Il est clair que ces formulations permettront de faire un pas en avant énorme dans la compréhension des mécanismes de contrôle que nous avons effleurés dans ce travail. J'espère d'ailleurs dans l'avenir avoir la chance de me replonger dans cet univers avec de belles méthodes de résolution de la turbulence.

Contrôle de décollement par Fente pulsée:

Une étude paramétrique s'appuyant sur le maillage grossier de type loi de paroi de l'OAT15A avec une imposition de Jet Synthétique Normal a permis de retrouver les effets observés dans la bibliographie et de pouvoir déterminer convenablement la position et les caractéristiques des actionneurs pour des calculs plus précis en formulation bicouche. La transposition d'un profil à l'autre (de l'OAT15A à l'ONERA D) a montré la validité de cette étude. Un cas supplémentaire non présenté ici a été la simulation de Jets Synthétiques normaux et tangentiels sur un profil NACA0012 à Bas-Reynolds dans le cadre d'une coopération avec le DSO Singapour [124].

L'interaction du jet des actionneurs avec l'écoulement extérieur pour les deux modes d'excitation (normal et tangentiel) et leur influence sur les coefficients aérodynamiques globaux ainsi que sur les valeurs pariétales a été analysé. Un regret de ce travail est de ne pas avoir effectué de simulation de l'actionneur de type Jet Tangentiel seul sans présence d'écoulement extérieur pour bien comprendre les raisons de l'apparition des tourbillons transverses.

Contrôle de décollement par Générateurs de Vortex Fluides:

Dans un premier temps, la simulation de générateurs de vortex fluides corotatifs et contrarotatifs sur une plaque plane a été entreprise. en étudiant leur comportement ainsi que l'évolution de leur efficacité à différentes VR (Vitesse Relative). L'aspect tri-dimensionnel des coefficients de frottement et l'interaction entre les tourbillons issus des différents actionneurs a été mis en évidence.

Un système de jets corotatifs a été ensuite installé sur un profil ONERA D en incidence ($\alpha = 15^\circ$) afin d'étudier ses capacités à repousser ou annuler le décollement observé sans contrôle. Des effets combinés de Vitesse Relative et d'espacement sont entrepris et montrent l'existence d'une relation VR-Espacement-Efficacité du système de Générateur de Vortex Fluide. Le poids des maillages 3D et le processus de génération de ces grilles n'a pas encore permis d'effectuer des simulations à des espacements plus "industriels" ne permettant pas d'obtenir une robustesse intéressante. L'effet de flèche sur ce système n'a pu être investigué par manque de temps.

Apports de l'étude, Limitations et Perspectives:

Ce travail de thèse a permis un premier dimensionnement par calcul des moyens de contrôle fluidiques utilisés dans les campagnes de soufflerie du GDR 2502 "Contrôle des Décollements". Ainsi, les spécifications de l'emplacement, de la taille et de la vitesse des actionneurs de type fente pulsée ou Générateurs de Vortex Fluides sont issus des simulations numériques réalisées lors de cette étude.

D'un point de vue purement pratique, les techniques de contrôle à pure dynhalpie comme la fente pulsée restent limités par la faisabilité technologique de tels actionneurs. L'importance de la compréhension des phénomènes physiques permettant le contrôle n'en est que rehaussé. En effet, il s'agit de développer l'efficacité plus que la puissance. Néanmoins, la technologie des actionneurs est actuellement balbutiante, souvent parent pauvre des études fondamentales. Une avancée sur ce point est d'ailleurs à noter lors de ce GDR, en coopération avec le projet Européen AEROMEMS: des actionneurs MEMS de près de 100 m/s de vitesse crête et de 1000 Hz de fréquence d'excitation ont été développés. La mise en évidence de l'effet d'hystérésis par l'équipe du Pr. Wygnanski ouvre néanmoins la voie d'une recherche de contrôle par boucle fermée qui serait moins gourmande en énergie à injecter.

Le GDR 2502 "Contrôle des décollements" va maintenant orienter son travail théorique vers une meilleure compréhension de la dynamique du décollement et surtout de mécanismes de recollement ainsi que les temps caractéristiques mis en jeu lors de l'utilisation de contrôle actif. Ainsi, l'analyse physique de l'écoulement en champs très proche des actionneurs est une priorité du GDR. La caractérisation d'un profil permettant d'observer un décollement de bord de fuite tel le NACA0015 devra être entreprise pour étoffer l'étude des Générateurs de Vortex Fluide. Le rendement énergétique des techniques de contrôle fluide est l'axe fondamental qu'il faut améliorer pour envisager une utilisation industrielle de ces systèmes. Une illustration de ce besoin est l'étude de Générateurs de Vortex pulsés de type Mc Manus [73]. Finalement, l'aboutissement de ces recherches se doit d'être un ou des démonstrateurs technologiques accessibles au monde académique et industriel.

La démonstration de l'efficacité fondamentale du contrôle est maintenant bien vieille. Il reste à l'industrie de se l'accaparer, l'accepter et le faire apparaître dans les processus de conception. Une première étude originale a été effectuée dans ce sens. Le but n'était pas de corriger les défauts d'une géométrie ou d'un comportement non voulu, mais bien de générer un véhicule adapté au contrôle. Comme on l'a vu dans le cadre du VGJ, un contrôle n'est pas forcément adaptable comme un patch sur n'importe quel objet. Il faut le penser dans la genèse de l'appareil. Il faut donc savoir ce que l'on veut qu'il fasse, comment et à quel prix.

Table des Figures:

| | |
|--|----|
| Figure 1: Effet du gradient de pression adverse sur une couche limite..... | 15 |
| Figure 2: Visualisation d'un bulbe de décollement sur le profil ONERA D ($Re=1.7.10^6$). | 16 |
| Figure 3: Comportement au décrochage en présence d'un bulbe laminaire..... | 17 |
| Figure 4: Allée de Von Karman $Re=100$ Calcul AETHER laminaire instationnaire | 18 |
| Figure 5: Profil de vitesse laminaire et turbulent dans la couche limite | 19 |
| Figure 6: Évolution du nombre de Strouhal avec le Reynolds d'après Achenbach [72]..... | 19 |
| Figure 7: a) Formation des tourbillons de Von Karman pour $Re= 1000$ (calcul AETHER 2D instationnaire laminaire - Champ d'entropie) | |
| b) Instabilité de Kelvin-Helmoltz pour $Re=5000$ (calcul AETHER - Champ de pression)..... | 20 |
| Figure 8: Évolution spatiale des composantes de la vorticité $Re=800$ sur le profil NACA0012 | 21 |
| Figure 9: Visions de la structure d'une région décollée: a) approche moyenne b) approche instantanée de Simpson [113] | 22 |
| Figure 10: Validité des écritures analytiques de C_f sur une plaque plane sans gradient de pression [Cousteix [58]] | 23 |
| Figure 11: Profil de vitesse en couche limite avec gradient de pression..... | 23 |
| Figure 12: Effet du gradient de pression sur la loi logarithmique (gauche) et les contraintes de Reynolds (droite) d'après Guenot [112] | 24 |
| Figure 13: Effet du flux de chaleur sur le coefficient de frottement d'après Rebuffet [72] | 25 |
| Figure 14: Effet de la rugosité de paroi sur la structure interne de la couche limite d'après Rebuffet [72] | 25 |
| Figure 15: Création de structures macroscopiques par Vortex-Générateurs (  gauche) [102] et fente pulsée (  droite) [4] | 29 |
| Figure 16: Principe du Jet Synthétique | 31 |
| Figure 17: Actionneur de Gilarranz et al [9] et évolution de sa vitesse crête en fonction de sa fréquence | 31 |
| Figure 18: Module d'actionneurs électro-mécaniques (gauche) et système de soufflage puls e (droite) McCormick et al. [3] | 32 |
| Figure 19: Différentes échelles de fréquence présentes dans un écoulement d ecoll e d'après Mittal [109] | 33 |
| Figure 20: Simulation laminaire d'un jet puls e de type Kral d'après Getin [23] | 34 |
| Figure 21: Simulation turbulente d'un jet synthétique de type Kral d'après Getin [23]..... | 35 |
| Figure 22: Moyenne de vitesse verticale sur la largeur de l'orifice du jet synthétique d'après Rizzetta [11] | 35 |
| Figure 23: Champs moyen (gauche) et fluctuations de pression (droite) sur une plaque plane en présence d'un jet synthétique d'après Getin [23] | 36 |
| Figure 24:  volution des lignes de courant durant une p eriod e de l'actionneur dans un écoulement de plaque plane d'après Getin [23]..... | 37 |
| Figure 25: Effet du profil temporel de vitesse sur les niveaux de K_p d'après Getin [23] | 38 |
| Figure 26: Effet de la fréquence sur les niveaux de K_p d'après Getin [23]..... | 38 |
| Figure 27: Effet de la vitesse sur les niveaux de K_p d'après Getin [23] | 39 |
| Figure 28:  coulement naturel instantan e (gauche) et moyenn e (droite) sur la rampe d'après Alfano [103] | 40 |
| Figure 29:  coulement instantan e sur la rampe avec une aspiration continue d'après Alfano [103] | 40 |
| Figure 30:  coulement instantan e (gauche) et moyen (droite) sur la rampe sous l'effet d'un jet synthétique d'après Alfano [103]..... | 41 |

| | |
|--|----|
| Figure 31: Effet de l'actionneur sur les coefficients globaux du cylindre en fonction de sa position azimutale pour les trois nombres de Reynolds d'après Amitay [15] | 41 |
| Figure 32: Effet de l'actionneur placé à 110° sur le coefficient de pression (ronds pleins) - K_p sans contrôle avec transition (ronds vides) - K_p sans contrôle transition naturelle (ligne) d'après Amitay [15] | 42 |
| Figure 33: Spectre de puissance mesurée à $x/D=1$ (gauche) et $x/D=3$ (droite) en aval du cylindre pour le cas sans contrôle transition naturelle (gris clair) - transition déclenchée (gris foncé) et avec contrôle à 110° (noir) d'après Amitay [15] | 42 |
| Figure 34: Comparaison des résultats numériques [23] et expérimentaux [106] d'après Getin [23] | 43 |
| Figure 35: Champs de rotationnel avec contrôle durant deux périodes de l'actionneur d'après Getin [23] | 43 |
| Figure 36: Lignes de courant moyennes autour du profil sans et avec contrôle d'après Getin [23] | 44 |
| Figure 37: Effet du contrôle sur la $C_z(\alpha)$ (gauche) et vue du profil appareillé (droite) d'après McCormick [28] | 45 |
| Figure 38: Effet du contrôle par jets synthétiques tangentiels sur le profil à 24° d'incidence pour différents C_μ d'après McCormick [28] | 45 |
| Figure 39: Loi de comportement de l'actionneur F^+ en fonction de C_μ d'après Gilarranz [9] | 46 |
| Figure 40: Effet du contrôle sur le $C_z(\alpha)$ et sur la polaire du profil NACA0015 d'après Gilarranz [9] | 46 |
| Figure 41: Évolution des K_p moyens avec et sans contrôle pour différentes incidences d'après Gilarranz[9] | 47 |
| Figure 42: Effet d'hystérésis en amplitude (gauche) et identification d'une fréquence optimale de contrôle de décollement sur un volet en fonction du C_μ et du Reynolds d'après Wygnanski [27] | 48 |
| Figure 43: Sensibilité du contrôle à la fréquence sur le profil NACA0015 à 16° d'incidence ($Re=200000$) d'après Wygnanski [107] | 48 |
| Figure 44: Effet de la flèche sur le contrôle de décollement par soufflage pulsé d'après Seifert [99] | 49 |
| Figure 45: Comparaison des K_p expérimentaux et numériques à $F^+=1$ d'après Parekh [3] | 50 |
| Figure 46: Comparaison des K_p expérimentaux et numériques pour $F^+=10$ | 50 |
| Figure 47: Évolution de la $C_z()$ avec l'optimisation automatique d'après Duvigneau et al. [104] | 51 |
| Figure 48: Évolution de l'amplitude de C_z pour les trois cas (optimisé, base de départ, sans contrôle) d'après Duvigneau [104] | 51 |
| Figure 49: Paramètres optimisés à chaque incidence d'après Duvigneau [104] | 52 |
| Figure 50: Haut: XV-15 en vol stationnaire | 53 |
| Figure 51: Visualisation par fumée d'un jet normal dans un écoulement extérieur en vue latérale (gauche) et longitudinale (droite) d'après Narayanan [76] | 54 |
| Figure 52: Coefficient de frottement à la paroi en envergure en fonction de l'angle de lacet du jet . Intérêt du jet incliné (gauche) et évolution de C_f avec cet angle (droite) d'après Pearcey [98] | 55 |
| Figure 53: Évolution du frottement pariétal en envergure en fonction de l'incidence du jet (gauche) et de la vitesse relative du jet par rapport à l'écoulement extérieur (droite) d'après Pearcey [98] | 55 |
| Figure 54: Enroulement de l'écoulement extérieur autour de la nappe du jet d'après Pearcey [108] | 56 |
| Figure 55: Effet d'espacement entre les jets d'après Pearcey [108] | 56 |

| | |
|--|----|
| Figure 56: Critère d'efficacité de Scholz en coupe verticale 20mm derrière le jet (gauche) et horizontale à 1mm au dessus de la plaque (droite) d'après Scholz [110]..... | 57 |
| Figure 57: Évolution du critère d'efficacité de Scholz en corde pour deux jets contrarotatifs convergents d'après Scholz [110] | 57 |
| Figure 58: Visualisations par PIV des tourbillons derrière les différents actionneurs à 0.12m (haut), 0.54m (milieu) et 1.02m (bas) d'après Stanislas [111] | 58 |
| Figure 59: Haut- Visualisation longitudinale de l'anneau de vorticité cr  e lors du début de la phase de soufflage par PIV d'après Johari [88] | 59 |
| Figure 60: Visualisation (gauche) et schématisation (droite) de l'écoulement cr  e par un vortex générateur fluide pulsé placé dans un écoulement transverse d'après Dandois [120] .. | 60 |
| Figure 61:   volution de la circulation cr  e par un VGJ pulsé (gauche) et visualisation des tourbillons longitudinaux en aval de l'actionneur d'après Dandois [120] | 60 |
| Figure 62: Visualisation de l'écoulement derrière une rampe avec et sans vortex-generators fluides et effet sur les profils de vitesse d'après MCManus [73] | 61 |
| Figure 63: Effet des PVGJ sur une voilure hypersustent  e d'après Innes [102] | 62 |
| Figure 64: Comparaison des Résidus suivant le schéma numérique et le pas de temps choisi | 73 |
| Figure 65: Spectre de l'énergie cinétique turbulente et position de la fréquence de coupure .. | 78 |
| Figure 66: Efficacité de l'optimisation et sensibilité des paramètres de conception à l'objectif choisi | 81 |
| Figure 67: Comparaison des différents modèles de turbulence à l'expérience: $\alpha=13.87^\circ$ Profil Naca 4412 $Re=1.52.10^6$ Menter et al [21] | 82 |
| Figure 68:   volution du C_m autour des trois incidences. Pour $\alpha_0 = 15^\circ$ les modèles n'arrivent plus à prédire correctement l'évolution du décollement sur l'extrados. Menter et al [21]..... | 83 |
| Figure 69:   volution du calcul du cisaillement turbulent dans la couche-limite pour les différents modèles présentés [Menter et al[44]]..... | 84 |
| Figure 70: Effet d'un gradient de pression adverse sur la détermination du profil de vitesse à la paroi d'une plaque plane pour les différents modèles présentés. Menter et al[44]..... | 84 |
| Figure 71: (droite) :Comparaison des différentes modélisations du tenseur de Reynolds anisotrope en écoulement 2D libre par les différents modèles k- ϵ présentés..... | 87 |
| Figure 72: Comparaison des modélisations des tenseurs de Reynolds anisotrope par les différentes fermetures turbulentes   tudi  es..... | 89 |
| Figure 73: Zones internes et externes de la couche limite et évolution des tensions visqueuses et turbulentes J.Cousteix [58]..... | 91 |
| Figure 74: Comparaison des évolutions de coefficient de frottement (Calcul AETHER plaque plane) et des lois logarithmiques | 92 |
| Figure 75:   volution des hauteurs intégrales de couche limite θ et δ_1 | 92 |
| Figure 76:   volution de la position du point de décollement en fonction de l'incidence pour les trois modèles de turbulence étudiés (référence Méthode des Singularités-Couche limite) | 93 |
| Figure 77: Comparaison des $C_z(\alpha)$ entre les différents modèles étudiés..... | 94 |
| Figure 78:   volution des K_p en incidence | 95 |
| Figure 79 :   volution de la fréquence des lâchés tourbillonnaires en fonction de l'incidence pour les trois modèles de turbulence étudiés..... | 96 |
| Figure 80: Champs d'entropie à 14° (gauche) et 18° (droite). Visualisation des deux régimes de lâchés tourbillonnaires avec le modèle semi-déterministe | 97 |
| Figure 81: Champs de viscosité turbulente pour $\alpha=18^\circ$ avec les trois modèles de turbulence étudiés..... | 97 |
| Figure 82: Comparaison expérience (DSO Singapour) et calcul Navier-Stokes Semi-déterministe | 98 |
| Figure 83:   volution des K_p moyennés et du C_z aux incidences proches du décrochage (Calcul bi-couche semi-déterministe) | 99 |

| | |
|--|-----|
| Figure 84: Profils de K_p et de portance (tremblement)..... | 100 |
| Figure 85: Évolution du champs de Mach en tremblement (une période)..... | 100 |
| Figure 86: Exemple de Maillage 2D bi-couche sans actionneur..... | 106 |
| Figure 87: Enveloppe des K_p sur le profil pendant une période de l'actionneur | 122 |
| Figure 88: Évolution des forces aérodynamiques (contribution en pression) et de la vitesse d'excitation au cours du calcul | 122 |
| Figure 89 : Formation de la structure tourbillonnaire de la phase de soufflage a) $U_j(\max)/8$ b) $U_j(\max)/4$ c) $U_j(\max)/3$ d) $U_j(\max)/2$ e) $2*U_j(\max)/3$ f) $9*U_j(\max) /10$ | 123 |
| Figure 90: Visualisation de l'appariement des tourbillons pendant la phase de réduction du soufflage a) $U_j(\max)$ b) $9*U_j(\max) /10$ c) $2*U_j(\max)/3$ d) $U_j(\max)/2$ e) $U_j(\max)/3$ f) $U_j(\max)/4$ | 124 |
| Figure 91: Profils de K_p lors de l'augmentation du (gauche) et la réduction du soufflage (droite)..... | 124 |
| Figure 92: Visualisation de l'écoulement lors de la phase d'aspiration..... | 125 |
| Figure 93: Profils de K_p lors de la phase d'aspiration..... | 125 |
| Figure 94: Profils de K_p et de C_f moyennés lors d'une période de l'actionneur | 126 |
| Figure 95: Visualisation du dessin de la cavité et profil temporel de vitesse vertical des conditions aux limites instationnaires | 127 |
| Figure 96: Visualisation de l'enveloppe des k_p sur le profil lors d'une période de l'actionneur | 128 |
| Figure 97: Profils de K_p et de C_f au maximum d'aspiration de soufflage et moyenné sur une période..... | 129 |
| Figure 98: Visualisation de l'écoulement (Mach) pour $U_j=50\% U_j(\max)$ à $3*T/5$ | 129 |
| Figure 99: Visualisation de l'écoulement Mach) à $2*T/3$ | 129 |
| Figure 100: Visualisation de l'écoulement pour $3*T/4$ au maximum de soufflage..... | 129 |
| Figure 101: Visualisation de l'écoulement (Mach) à $2*T/25$ (haut) et $4*T/25$ (bas) lors de la phase d'aspiration | 130 |
| Figure 102: Évolution de la vitesse d'excitation et des signaux des forces aérodynamiques lors du calcul | 130 |
| Figure 103: Profil de vitesse avant et après passage des tourbillons d'aspiration et de soufflage | 131 |
| Figure 104: Profils de μ_t avant et après passage des tourbillons d'aspiration et de soufflage | 131 |
| Figure 105: Visualisation de l'écoulement moyenné sur une période..... | 132 |
| Figure 106: Coefficient de frottement et facteur de forme incompressible de l'écoulement moyenné sur une période..... | 133 |
| Figure 107: Évolution temporelle des forces aérodynamiques pour les deux types de contrôle | 133 |
| Figure 108: Comparaison des deux types d'excitation a l'écoulement sans contrôle..... | 134 |
| Figure 109: K_p et C_f comparés au cas sans contrôle | 135 |
| Figure 110: Comparaison des écoulements moyennés sur une période..... | 135 |
| Figure 111: Effort normal, frequence=120Hz, à $U_j^{\max} = U_\infty$ et différentes positions d'actionneur (point de décollement naturel à cette incidence oscillant entre 3% et 8%) | 108 |
| Figure 112: Effort normal pour différentes vitesses crête..... | 109 |
| Figure 113: Effet de la vitesse d'excitation sur les coefficients pariétaux | 109 |
| Figure 114 : Visualisation de l'écoulement moyenné pour deux vitesses d'excitation (C_p) .. | 110 |
| Figure 115: Effort normal pour une incidence de 20° et $C_\mu=0.5\%$.(haut) et $C_\mu=1\%$ (bas) .. | 110 |
| Figure 116: Effet de fréquence d'excitation sur le temporel de portance..... | 111 |
| Figure 117: Effet de la fréquence d'excitation sur les coefficients pariétaux..... | 111 |
| Figure 118: Modulations de l'excitation et réponses en portance associées | 112 |
| Figure 119: Effet de position relative entre les phases d'aspiration et de soufflage..... | 113 |

| | |
|--|-----|
| Figure 120: Évolution du C_z max avec le contrôle | 113 |
| Figure 121: Dessins des cavités de soufflage | 114 |
| Figure 122: Évolution des C_p avec les deux cavités | 114 |
| Figure 123: Dessin de la maquette du profil ONERA D mont en dérive avec son bord d'attaque amovible | 115 |
| Figure 124: Visualisation par bouillies du contrôle de décollement par micro-jet en transition naturelle | 115 |
| Figure 125: Effet du déclenchement de la transition sur le résultat du contrôle par microjet | 116 |
| Figure 126: Positionnement et forme de la cavité de soufflage | 116 |
| Figure 127: Évolution de la portance et du C_p avec le contrôle par DSJ sur le profil ONERA D | 117 |
| Figure 128: Champs d'entropie sans contrôle (gauche) et avec contrôle (droite) pour $\alpha=20^\circ$ | 117 |
| Figure 129: Évolution du signal de portance avec le modèle de turbulence | 118 |
| Figure 130: Évolution du C_p (droite) et du C_f (gauche) en fonction du modèle de turbulence | 119 |
| Figure 131: Effet de vitesse d'excitation en $2.5 D$ | 120 |
| Figure 132 : Effet de la fréquence d'excitation en $2.5 D$ | 120 |
| Figure 133: Coupe verticale du maillage (rouge) + Plaque plane (vert) | 141 |
| Figure 134: Schéma des angles de l'actionneur | 142 |
| Figure 135: Visualisation du C_f à la peau pour $V_r=2$ | 142 |
| Figure 136: Lignes de courant dans le plan XY des particules en haut de couche limite | 143 |
| Figure 137: Visualisation 3D de l'enroulement fluide derrière l'actionneur (Pression à la peau et Mach sur les lignes de courant) | 143 |
| Figure 138: Champ de viscosité sur la plaque plane avec DSJ | 144 |
| Figure 139: Cartographie 3D du frottement (gauche) et comparaison de la fluctuation de C_f en envergure avec la loi analytique de plaque plane (droite) | 145 |
| Figure 140: Évolution des C_f en corde pour les différentes coupes en envergure | 145 |
| Figure 141: Visualisation de la trace des tourbillons pour les différentes V_r | 146 |
| Figure 142: Champ de rotationnel (haut) et de turbulence (bas sur la plaque plane pour V_r $=1.5$ | 147 |
| Figure 143: Champ de rotationnel (haut) et de turbulence (bas sur la plaque plane pour $V_r =2$ | 147 |
| Figure 144: Champ de rotationnel (haut) et de turbulence (bas sur la plaque plane pour V_r $=2.5$ | 148 |
| Figure 145: Champ de vortacité longitudinale au lieu de création du tourbillon primaire ($X=60$ mm) en fonction de la V_r | 148 |
| Figure 146: Champs de vortacité longitudinale à $X=200$ mm en fonction de V_r | 149 |
| Figure 147: Évolution de l'intégration du frottement sur la plaque plane en fonction de V_r . | 150 |
| Figure 148: Comparaison des répartitions 3D de frottement sur la plaque plane en fonction de V_r . Les traces des différentes structures sont clairement visibles | 151 |
| Figure 149: Effet de V_r sur les C_f moyennés en envergure | 152 |
| Figure 150: Fluctuations de C_f en corde en fonction de la V_r utilisée | 152 |
| Figure 151: Comparaison de la répartition de C_f en envergure suivant la V_r à l'immédiat aval de l'actionneur | 153 |
| Figure 152: Comparaison de la cartographie de frottement suivant la fermeture turbulente. | 154 |
| Figure 153: Champs de vortacité longitudinale sur la plaque plane en fonction de la fermeture turbulente | 155 |

| | |
|---|-----|
| Figure 154: Champs de vorticité longitudinale à X=60 mm pour les deux fermetures (gauche) et extraction des évolutions de μ_t et de vorticité dans les cœurs des tourbillons respectifs (droite) à X=60 mm..... | 155 |
| Figure 155: Champs de vorticité longitudinale à X=200 mm pour les deux fermetures (gauche) et évolutions de μ_t et de vorticité dans les cœurs des tourbillons respectifs (droite) à X=200 mm..... | 156 |
| Figure 156: Cf moyennés en envergure (gauche) et fluctuation de frottement (droite) en envergure pour les deux fermetures turbulentes | 157 |
| Figure 157: Comparaison des répartition de Cf en envergure à l'immédiat aval de l'actionneur (X=50 mm)..... | 157 |
| Figure 158: Visualisation du champs de Cf sur la plaque plane pour $V_r = 2$ | 158 |
| Figure 159: Efficacité et fluctuation de frottement en envergure pour les deux jets contrarotatifs pour $V_r=2$ droite: vert : frottement sans actionneur rouge: fluctuation de Cf en envergure | 159 |
| Figure 160: Visualisation des différents Cf en envergure..... | 159 |
| Figure 161: Visualisation de la vorticité longitudinale (droite) et de la viscosité turbulente (gauche) pour les deux types de jets à X = 60mm (soit 20D derrière l'actionneur)..... | 160 |
| Figure 162: Visualisation de la vorticité longitudinale (droite) et de la viscosité turbulente (gauche) pour les deux types de jets à X = 200mm (soit 75D derrière l'actionneur)..... | 160 |
| Figure 163: Coefficient de frottement moyen suivant les types de jet pour $V_r = 2$ | 161 |
| Figure 164: Comparaison des efficacités des jets contra et corotatifs | 162 |
| Figure 165: Comparaison des $C_z(\alpha)$ en bi-couche et loi de paroi | 164 |
| Figure 166: Gauche: Cartographie de K_p et lignes de frottement à la paroi - $\alpha=15^\circ$ | 164 |
| Figure 167: Profil discrétisé et actionneur | 165 |
| Figure 168: Comparaison des frottements à la peau avec et sans contrôle | 166 |
| Figure 169: Comparaison des frottements et C_p moyennés en envergure avec et sans contrôle | 167 |
| Figure 170: Comparaison des champs de Mach avec et sans contrôle (Coupe à Y=10) | 168 |
| Figure 171: Champ de vorticité longitudinale et zoom sur une coupe à X=290 mm (soit 110 mm derrière le point de décollement avec contrôle) | 169 |
| Figure 172: Comparaison des nappes de sillage avec et sans contrôle à 250 mm derrière le profil..... | 170 |
| Figure 173: Position des cœurs des tourbillons à X=60mm et X=200mm. Champ de vorticité longitudinale..... | 170 |
| Figure 174: Comparaison des frottements et des C_p (en $\sqrt{(\text{corde})}$) du profil pour les différentes V_r | 171 |
| Figure 175: Effet de la V_r sur les coefficients aérodynamiques à $\alpha=15^\circ$ à $8*d$ | 171 |
| Figure 176: Position du point de décollement en fonction de V_r à $12*d$ | 172 |
| Figure 177: Évolution des coefficients pariétaux en fonction de V_r | 173 |
| Figure 178: Évolution des coefficients aérodynamiques en fonction de V_r à $12*D$ | 173 |
| Figure 179: Évolution de la finesse avec la V_r à $12*D$ | 174 |
| Figure 180: Coefficients pariétaux à $V_r = 2$ pour les deux espacement étudiés | 174 |
| Figure 181: Évolution des coefficients aérodynamiques et de la finesse en fonction de V_r pour les deux espacements étudiés | 175 |
| Figure 182: Taux d'échange (gain/coût) en fonction de V_r /espacement..... | 176 |
| Figure 183: Comparaison de la robustesse en incidence entre la fente pulsée et les VGJ..... | 176 |

References

- [1] "Post-stall lift enhancement on an airfoil by local unsteady control" Part I&II
Jie-Zhi Wu
AIAA 97-2063 & 2064
- [2] "Numerical simulations and potential applications of zero-mass jets for enhanced rotorcraft aerodynamic performance"
Ahmed A.Hassan
AIAA 98-0211
- [3] "Rotorcraft retreating blade stall control"
Mc-Cormick et al.
AIAA 2000-2475
- [4] "Effect of zero-mass "synthetic" jets on the aerodynamics of the NACA-0012 airfoil"
Ahmed A.Hassan
AIAA -97-2326
- [5] "Oscillatory control of separation at high Reynolds numbers"
A.Seifert
AIAA 98-0214
- [6] "Active control of aerodynamic stall using pulsed jet actuators"
Mc Manus et al
AIAA 95-2187
- [8] "The current status of unsteady CFD approaches for aerodynamic flow control" Mark
H.Carpenter
AIAA 2002-3346
- [9]- "Characterization of a compact, high-power synthetic jet actuator for flow separation control"
J.L.Gilarranz
AIAA-2002-0127
- [10] "Active flow control concepts for rotor airfoils using synthetic jets"
K.Duraisamy
AIAA 2002-2835
- [11] "Numerical investigation of synthetic jet flowfields"
D.P.Rizzetta et al.
AIAA 98-2910
- [12] "Reynolds-averaged Navier-Stokes calculations of unsteady turbulent flow"
H.L.Zhang
AIAA 2000-0143
- [13] "Characteristics of resonant actuators for flow control"
R.Rathnasingham et al.
AIAA 96-0311

- [14] "Enhancement of transonic airfoil performance using pulsed jets for separation control"
Carl.P.Tilmann
AIAA 2001-0731
- [15] "Aerodynamic flow control using synthetic jet technology"
Michael Amitay et al
AIAA 98-0208
- [16] "An experimental and analytical investigation of boundary layer reattachment using piezoelectric synthetic jets actuators"
Jeremy Corpening
AIAA 2002-0006
- [17] "Development of a MEMS based microvalve for flow control using active dimples"
Mehul.P.Patel
AIAA 2002-0270
- [18] "Effect of geometric parameters on the velocity output of a synthetic jet actuator" Yair Guy et al.
AIAA 2002-0126
- [19] "Sensitivity of synthetic jets to the design of the jet cavity"
Y.Utturkar et al.
AIAA 2002-0124
- [20] "Numerical simulations of synthetic jets actuators"
L.D.Kral
AIAA 97-1824
- [21] "Computation of separated and unsteady flows with one and two-equation turbulence models"
F.R.Menter
AIAA 94-0190
- [22] "Optimization of the K- ϵ coefficients for separation on a high-lift airfoil"
K.J.Kraig
AIAA 99-0151
- [23] "Simulation numérique du contrôle actif par jet pulsés de l'écoulement turbulent autour d'un cylindre circulaire"
Nicolas Getin
Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon 2000
- [24] "Computational and experimental assessment of jets in cross-flow"
AGARD-CP-534
- [25] "Mems and active flow control"
Von Karmann Institute 2002-03

- [26] " Numerical simulation of separation control via synthetic jets"
D.E.Parekh
AIAA 2002-3167
- [27] "Boundary layer and flow control by periodic addition of momentum"
I.Wygnanski
AIAA 97-2117
- [28] "Boundary layer separation control with directed synthetic jets"
D.C.McCormick
AIAA 2000-519
- [29] "Numerical investigation of flow past a prolate spheroid"
G.S.Constantinescu
AIAA 2002-0588
- [30] "Large eddy simulation of compressible flows on hybrid meshes"
F.Ducros et al.
CERFACS
- [31] "Assessment of two-equation turbulence models for transonic flows"
F.R.Menter
AIAA 94-2343
- [32] "Numerical simulation of the interaction of microactuators and boundary layers"
D.A.Lockerby
AIAA Journal Vol 40 p 67-73
- [33] "Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach"
P.R.Spalart et al.
First AFOSR International conference on DNS and LES 1997
- [34] "Computation of vortex shedding in solid rocket motors using time-dependent turbulence model"
A.Kourta
Journal of propulsion and power Vol 15 No3 1999
- [35] "Large eddy simulation of a compressible mixing layer: study of the mixing enhancement"
F.Chalot et al
AIAA 99-3358
- [36] "A consistent finite approach to large eddy simulation"
F.Chalot et al
AIAA 98-2652
- [37] "A comprehensive finite element Navier-Stokes solver for low and high-speed aircraft design"
F.Chalot et al
AIAA 94-0814

- [38] "Modèles de turbulence AETHER Version 2.7"
Michel Ravachol
- [39] "Semi-deterministic turbulence modelling for flows dominated by strong organized structures"
H.Ha Minh et A.Kourta
9th symposium on "Turbulent shear flows" 1993
- [40] "Simulation des grandes échelles d'écoulements compressibles par des méthodes éléments finis"
B.Marquez
Thèse INPT 1999
- [41] "Essais courant plan, en incompressible du profil transsonique D"
A.Bever
Procès verbal d'essai ONERA juin 1969
- [42] "Les équations de Navier-Stokes: propriétés et applications"
H. Ha Minh
Conférence 30ème colloque d'aérodynamique appliquée ECN octobre 1993
- [43] "Simulation et contrôle d'un écoulement fortement décollé autour d'un profil d'aile"
Y. Hoarau et M. Braza
39ème colloque d'aérodynamique appliqué AAAF 2004-04-08
- [44] "Zonal two equation k- ω turbulence models for aerodynamic flows"
F.R. Menter
AIAA 93-2906
- [45] "Unsteady analysis of separated aerodynamic flows using an unstructured multigrid algorithm"
J. Pelaez et al
AIAA 2001-0860
- [46] "The semi-deterministic approach as way to study coherent structures. Case of a turbulent flow behind a backward-facing step"
S. Aubrun et al
Engineering Turbulence Modelling and Experiments 1999
- [47] "The assessment of advanced turbulence model for recirculating and swirling flows"
1997 ASME Fluids Engineering Division summer Meeting
- [48] "Control of turbulence"
J.Lumley
AIAA 96-0001
- [49] "Simulations numériques par l'approche URANS des instabilités aérodynamiques en régime transsonique"
V.Brunet
Rapport ONERA DAAP Novembre 2003

- [50] "Galerkin/Least-squares finite element methods for the reduced wave equation with non-reflecting boundary conditions in unbounded domains"
I. Harari et T.J.R Hughes
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 98
- [51] "On the amplitudes of waves in characteristic boundary conditions for Euler equations"
F. Nicoud
CERFACS
- [52] "Turbulence"
C. Bailly et G. Compte-Bellot
CNRS Editions 2003
- [53] "A new explicit algebraic Reynolds stress model for incompressible and compressible turbulent flows"
S.Wallin et A.V.Johansson J
Journal of Fluid Mechanics
- [54] "Développement de Méthodes implicites pour les équations de Navier-Stokes moyennées et la simulation des grandes échelles: Application à l'aérodynamique externe"
Carlos Weber
Thèse INPT 1998
- [55] "La turbulence en mécanique des fluides"
A.Favre et al Gautier-Villars
Paris 1976
- [56] "Near-wall turbulence models for complex flows including separation"
V.C.Patel & H.C.Chen
AIAA journal , Vol 29 N.6
- [57] "Experience with two-layers models combining the k- ϵ model with a one-equation model near the wall"
W.Rodi
AIAA 91-0216
- [58] "Turbulence et couche limite"
J.Cousteix
Aérodynamique, Editions Cepadues 1989
- [59] "The Prediction of free turbulent boundary layers by use of a two-equation model of turbulence"
W.Rodi
PhD, thesis University of London
- [60] "Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure"
B.E Launder, G.J Recce & W.Rodi
Journal of Fluid Mechanics 41, 537-566

- [61] "GMRES: a generalised minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems"
Y.Saad & M.Schultz
SIAM Journal of Scientific and Statistical Computing, Val 7, pp. 856-869 1986
- [62] "On the use of wall-functions as boundary conditions for two dimensional separated flows"
J.R.Viegas, M.W Rubsein & C.C Horstman
AIAA paper 85-0180 1985
- [63] "Contrôle sub-optimal pour les écoulements instationnaires turbulents"
E.Leclerc
Thèse de l'Université de Montpellier II, 2003
- [64] "Théorie des écoulements tourbillonnaires"
J.Boussinesq
CRAS (T23) 1877
- [65] "Alternating directing implicit methods for parabolic equations with a mixed derivative"
R.M.Beam & R.F. Warming
SIAM Journal of Scientific and Statistical Computing, 1:131-1589, 1980
- [66] "Statistische Theorie nichthomogener Turbulenz"
J.C Rotta
Z.Physics 129, 547-572
- [67] "Les tourbillons et leur contrôle"
Laurent Jacquin
39ème colloque d'Aérodynamique Appliquée AAAF 22mars 2004
- [68] "A new finite element formulation for computational fluid dynamics: VI convergence analysis of the generalised SUPG formulation for linear time dependent multidimensional advective diffusive systems"
T.J.R.Hughes, L.P.Franca & M.Mallet
Computer Methods in applied mechanics and engineering Vol63 pp97-112 1987
- [69] "Galerkin/Least-squares finite element methods for the reduced wave equation with non-reflecting boundary conditions in unbounded domains"
T.J.R Hughes & I. Harari
Computer Methods in applied mechanics and engineering 98 p411-454 1992
- [70] "The instability of the shear layer separating from a bluff body"
A. Prasad & C.H.K. Williamson
Journal of Fluid Mechanics, Vol. 333, p375-402, 1997
- [71] "Simulation numérique des sillages en transition à la turbulence"
M.A. Gonze
Thèse de l'INPG, 1992

- [71] "Aérodynamique expérimentale" Tome I et II
P. Rebuffet
Dunod, 1966
- [72] "Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross flow up to $Re=5.10^6$ "
E.A. Achenbach
Journal of Fluid Mechanics, Vol.34, p625-639, 1968
- [73] "Pulsed Vortex Generator jets for active control of flow separation"
K.R.Mc Manus, H.H.. Legner & S.J. Davis
AIAA 94-2218
- [74] "Flow control of a NACA0015 Airfoil using a chordwise array of synthetic jets"
P. Khoo et al
AIAA 2003-61
- [75] "The delay of turbulent boundary layer separation by oscillatory active control"
I.Wygnanski et al.
Physics of Fluids , Février 1989
- [76] "Experimental study of the coherent structure dynamics & control of an isolated jet in cross flow"
S.Narayanan et al
AIAA 2002-0272
- [77] "Sparkjet actuators for flow control"
KR.Grossman et al
AIAA-2003-0057
- [78] "On active control of high-lift flow"
F. Tinnap et al
Engineering turbulence modelling and experiments 1999
- [80] "Characterisation of pulsed Vortex Generator Jets for active flow control"
C.Tilmann et al.
RTO MP-051 2000
- [81] "Computational evaluation of the steady and pulsed jet effects on the performance of a circulation control wing section"
Yi Liu et al
AIAA 2004-56
- [82] "Oscillatory excitation of unsteady compressible flows over airfoils at flight Reynolds numbers"
A. Seifert & LaTunia G.Pack
AIAA 99-0925
- [83] "Prediction of the flow over an airfoil at maximum lift"
R.Kopatapati et al
AIAA 2004-0259

- [84] "A study of Reynolds ,number effects on incipient leading edge stall"
P.H. Reisenhel et al
AIAA 94-2339
- [85] "Airfoil performance enhancement using pulsed jet separation control"
K.Mac Manus et al
AIAA 97-1971
- [86] "Control of dynamic stall using pulsed vortex generator jet"
K.R. Mc Manus
AIAA 98-0675
- [87] "Some factors affecting stall control with particular emphasis on dynamic stall"
I.Wygnanski et al
AIAA 99-3504
- [88] "Evolution of a pulsed vortex generator jet in a turbulent boundary layer"
H.Johari
AIAA 2002-2834
- [89] "On vortex generating jets"
J.P.Johnston et al
International Journal of heat and fluid flow, 21, pp506-511
- [90] "Control of turbulent boundary-layer separation using micro-vortex generators"
J.C. Lin
AIAA 99-3404
- [91] "Snapshot of active flow control research at NASA Langley"
A.E.Washburn et al
AIAA 2002-3155
- [92] "Active control of separated flows on generic configurations at high Reynolds numbers"
A.Seifert & LaTunia G.Pack
AIAA-99-3403
- [93] "Dynamics of active separation control at high Reynolds numbers"
A.Seifert & LaTunia G.Pack
AIAA 2000-0409
- [95] "Experimental study of a novel active separation control approach"
S.Narayanan et al
AIAA 2003-60
- [96] "Numerical simulation of compressible synthetic jet flows"
L.D.Kral et al
AIAA 98-0084

- [97] "Synthetic jets, their reduced order modelling and applications to flow control"
O.K. Rediniotis et al
AIAA 99-1000
- [98] "Numerical model of boundary-layer control using air-jet generated vortices"
H.H. Pearcey et al
AIAA Journal, Vol32, N°12, 1994
- [99] "Sweep effect on parameters governing control of separation by periodic excitation"
I.Wygnanski et al
Journal of Aircraft Vol 35, N°3, pp 510-512
- [100] "Simulations of vortex generators"
P.Koumoutsakos
Center of Turbulence Research annual research briefs 1995
- [101] "Overview of active flow control actuator development at NASA Langley Research center"
N.W. Schaeffler et al
AIAA 2002-3159
- [102] "Pitched and skewed vortex generator jets for control of turbulent boundary layer separation: a review"
J.P.Johnston
3rd ASME/JSME Joins Fluid Engineering Conference, 1999
- [103] "Optimization of active control parameters using a multi-objective genetic algorithm"
D.Alfano et al.
39ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée AAAF , Paris 2004
- [104] "Simulation and optimisation of stall control for an airfoil with a synthetic jet"
R. Duvigneau et al.
39ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée AAAF , Paris 2004
- [105] "Contrôle actif des Instabilités hydrodynamiques des écoulements subsoniques compressibles"
G. Hernandez
Thèse de l'INPT, Novembre 1996
- [106] "Contrôle par jet pulsé du décollement d'une couche limite turbulente"
J.C. Bera, G.Compte Bellot &M.Sunyach
C.R Académie des Sciences Paris, t.326 Série 2b, pp 859-865, 1998
- [107] "The variables affecting the control separation by periodic excitation"
I.Wygnanski
AIAA 2004-2505

- [108] "Viscous flow control with air-jet vortex generators"
D.J.Peake et al.
AIAA 99-3175
- [109] "Characterisation of pulsed vortex generators jets for active flow control"
Carl.P.Tilman et al.
RTO AVT Paper MP-051
- [109] " Numerical Study of Resonant Interactions and Flow Control in a Canonical Separated Flow"
Rajat Mittal, R.B Kotapati and L.N.Cattafesta
AIAA 2005-1261
- [110] "Performance Optimization of Jet Actuator Arrays for Active Flow Control"
P.Scholz, J.Ortmanns, C.J.Kâlher and R.Radespiel
KATNET
- [111] "Control of a Decelerating Boundary Layer. Comparison of Different Actuators using PIV"
M.Stanislas et G.Godard
KATNET
- [112] "Simulation des effets instationnaires à grande échelle dans les écoulements décollés"
Damien Guenot
Thèse de l'ENSAE 2004
- [113] "Aspect of turbulent boundary-layer separation"
R.L.Simpson
Progress in Aerospace and Science, 32 p457-521 1996
- [114] "Écoulements turbulents instationnaires et contrôle sur un profil"
G.Petit, J.P. Rosenblum, J.C. Courty & A. Kourta
31ème colloque d'Aérodynamique Appliqué, mars 2003
- [115] "Simulation numérique par l'approche URANS des instabilités aérodynamiques en régime transsonique"
V.Brunet
Rapport ONERA DAAP Novembre 2003
- [116] "Simulations numériques de type URANS-DES des instabilités aérodynamiques de profil en régime transsonique"
S.Deck
Rapport ONERA DAAP Octobre 2003
- [117] "Simulation numérique stationnaire et instationnaire du profil OAT15A-CA en écoulement transsonique turbulent"
S.Padey
Rapport de stage CERFACS Août 2001

- [118] "Non-Linear Interaction and Transition to Turbulence in the Wake of a Circular Cylinder"
A.Kourta, H.Boisson, P.Chassaing & H.Ha-Minh
Journal of Fluid Mechanics vol 181, 1987
- [119] "Active Flow Control of a Delta-Wing at high incidence using Segmented Piezoelectric Actuators"
S.Margalit, D.Grennblatt, A.Seifert & I.Wygnanski
AIAA 2002-3270
- [120] "Contrôle du décollement par Jets Synthétiques"
J.Dandois, E.Garnier & P.Sagaut
40th Colloque d'aérodynamique Appliquée AAAF Toulouse, 2005
- [121] "Unsteady vortex flow over a combat aircraft configuration at high angles of incidence"
S.Woppowa, F.-R. Grosche.,
Two Day conference of the Royal Aeronautical Society, 1996.
- [122] "Contrôle Fluidique du décollement sur un profil d'aile"
J. Favier, S. Bourgois, E. Sommier, J. Tensi et A. Kourta
17ème Congrès Français de Mécanique, Troyes, septembre 2005
- [123] "Buffeting in transonic flow prediction using time-dependent turbulence model"
A.Kourta, G.Petit, J.C.Courty et J.P.Rosenblum
Int. J. Numer. Meth. Fluids 2005; 49:171-182
- [124] "Future of Flight Control"
J.C. Courty, J.P. Rosenblum, G, Petit, W.L. Siau, Y.T. Jiang and E.K. Goh
NCATMC 2004, Singapore, 20-21 February 2004

Résumé :

Dans le cadre d'une thèse CIFRE réalisée en coopération entre le Département EMT² (Ecoulement Monophasiques Transitionnaires et Turbulents) et le service d'Aérodynamique Avancée de Dassault-Aviation est effectuée une étude par modèles statistiques du contrôle de décollement subsonique sur des profils porteurs. Deux modes de contrôle sont simulés: une fente pulsée tangentielle ou normale mettant en œuvre des calculs U-RANS Bi-Dimensionnels et des Générateurs de Vortex Fluides par méthode RANS Tri-Dimensionnelle. Le modèle de turbulence Semi-Déterministe développé à l'IMFT a pour cette occasion été implémenté dans le solveur Navier-Stokes de Dassault-Aviation et utilisé pour la simulation du décollement naturel et du fonctionnement de la fente pulsée. Les résultats obtenus avec cette méthode couplée à une avancée instationnaire d'ordre 2 permettent de caractériser ce type de contrôle et de retrouver les principaux comportements observés dans la bibliographie. L'étude du fonctionnement des Générateurs de Vortex Fluides a d'abord été initiée sur une plaque plane pour isoler les seules conséquences de l'existence du tourbillon longitudinal sur les frottements en absence de gradient de pression. Un effet de vitesse de l'actionneur et de disposition des jets a été effectué sur cette configuration. On applique alors les Générateurs de Vortex Fluides sur un profil ONERA D en incidence. Une forte interaction espacement/Vitesse de l'actionneur est mise en évidence sur ce dernier cas. Néanmoins, les espacements utilisés, imposés par le temps de calcul de ces simulations, n'a pas permis d'observer une robustesse intéressante en incidence.

Abstract :

This work realized in cooperation between IMFT and Dassault-Aviation, deals with Navier-Stokes computations of separation control on airfoils Two different control devices are tested : tangential or normal synthetic jets using URANS approach and Vortex Generators Jets with 3D RANS computations. Semi-Deterministic time-dependent turbulence model has been implemented in the in-house Dassault-Aviation Navier-Stokes solver both for unsteady natural and controlled flow behaviours. Results obtained using this model coupled with a second-order in time integration scheme permits the characterization of DSJ devices. Major former published wind-test behaviours have been reproduced. Vortex Generators Jets has firstly been introduced on flat plate to show the effect of the coherent structures on natural friction coefficient without pressure gradient. The effect of speed exhaust velocity has been studied for both contra and corotative jets. The devices were tested on generic transonic ONERA D airfoil at high angle of attack. A strong interaction between exhaust velocity and distance between jets has been shown. Due to CPU demanding high size domains when increasing distance between jets, effect was found to be weak in term of angle of attack robustness.