



HAL
open science

Analyse physique et simulations numériques avancées des écoulements de jonction sur les avions

Mehdi Mokhtar Paul Bordji

► **To cite this version:**

Mehdi Mokhtar Paul Bordji. Analyse physique et simulations numériques avancées des écoulements de jonction sur les avions. Mécanique [physics.med-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015. Français. NNT : 2015PA066201 . tel-01234918v2

HAL Id: tel-01234918

<https://hal.science/tel-01234918v2>

Submitted on 9 Nov 2017

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

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



École Doctorale SMAE

Thèse de doctorat
Discipline : Mécanique

présentée par

Mehdi Bordji

ANALYSE PHYSIQUE ET SIMULATIONS
NUMÉRIQUES AVANCÉES DES ECOULEMENTS DE
JONCTION SUR LES AVIONS

Soutenue le 09/10/2015 devant le jury composé de :

M. José-Maria	FULLANA	UPMC, Paris	<i>Président</i>
M. Jérôme	BOUDET	LMFA, Lyon	<i>Rapporteur</i>
M. Azeddine	KOURTA	PRISME, Orléans	<i>Rapporteur</i>
M. Jean-Christophe	ROBINET	DYNFLUID, Paris	<i>Examineur</i>
M. Vincent	BRUNET	SAFRAN, Magny-les-Hameaux	<i>Membre invité</i>
M. Fabien	GAND	ONERA, Meudon	<i>Encadrant ONERA</i>
M. Sébastien	DECK	ONERA, Meudon	<i>Directeur de thèse</i>

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

Remerciements

En premier lieu, je remercie mon directeur de thèse Sébastien Deck, ainsi que l'ensemble des membres du jury qui ont évalué mon travail. J'ai été particulièrement honoré de la participation de Jérôme Boudet et de Azedinne Kourta, qui ont accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

Ensuite, je tiens à remercier Fabien Gand et Vincent Brunet de m'avoir permis de réaliser cette thèse. C'était une chance pour moi de m'investir pleinement et d'apprendre beaucoup dans le domaine scientifique. Leur aide a été particulièrement précieuse pour guider et mener à bien ces travaux de thèse. En particulier, je remercie Fabien pour son implication, sa disponibilité et ses conseils.

Il m'importe aussi de remercier les équipes de la soufflerie F2 Fauga-Mauzac et du département DAAP à Lille qui ont réalisé la production et le traitement des données expérimentales utilisées pour ces travaux.

D'autres personnes m'ont bien entendu aidé tout au long de ces années. J'ai eu la chance de pouvoir échanger aussi bien avec des personnes de l'unité H2T, comme Benoît, Biel, Julien, Michel... qu'avec celles de l'unité ACI, comme Andrea, Ludovic, Imane, Antoine... Je n'oublie pas non plus les collègues de MHL. Le temps passé avec vous a été très agréable et j'espère retrouvé cette convivialité là où je travaillerai par la suite.

Enfin, je remercie mes proches et plus particulièrement ma mère et ma sœur qui ont toujours été là pour moi.

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	11
1 Introduction à la dynamique des écoulements de jonctions	15
1.1 Organisation générique des écoulements de jonctions simplifiées	16
1.2 Dynamique des écoulements de jonctions simplifiées	17
1.2.1 Dynamique des écoulements laminaires	17
1.2.2 Propriétés des écoulements turbulents	19
1.2.3 Sensibilités du tourbillon en fer à cheval	24
1.3 Décollement de coin	26
1.3.1 Mise en évidence	26
1.3.2 Tentatives d'analyses	26
1.3.3 Prévention du décollement de coin	29
1.4 Prévion numérique des écoulements secondaires	29
1.4.1 Jonctions fondamentales	29
1.4.2 Jonctions simplifiées	34
1.4.3 Jonctions réelles	35
1.5 Synthèse bibliographique	36
2 Présentation de la base de données expérimentale, de la simulation ZDES et des calculs RANS	39
2.1 Base de données expérimentale	39
2.1.1 Moyens expérimentaux	39
2.1.2 Limites d'exploration de la HS-PIV	41
2.2 Base de données numérique	41
2.2.1 Simulation ZDES	41
2.2.2 Calculs RANS	48
2.3 Synthèse sur la présentation de la base de données expérimentale, de la simulation ZDES et des calculs RANS	50
3 Analyse physique d'un décollement de coin de jonction simplifiée	53
3.1 Vérification de la compatibilité essais/simulation	54
3.1.1 Couche limite incidente	54

3.1.2	Pression pariétale à mi-envergure et couche limite de l'aile	58
3.1.3	Tourbillons caractéristiques	58
3.1.4	Synthèse sur la compatibilité essais/simulation	59
3.2	Analyse de la formation du tourbillon en fer à cheval	60
3.2.1	Propriétés moyennes	60
3.2.2	Propriétés instationnaires	62
3.2.3	Synthèse sur l'analyse de la formation du tourbillon en fer à cheval . . .	65
3.3	Description du développement de l'écoulement de jonction jusqu'à mi-corde . . .	66
3.3.1	Formation du tourbillon secondaire de seconde espèce	66
3.3.2	Champs moyens à mi-corde	67
3.3.3	Propriétés du comportement bimodal	71
3.3.4	Synthèse sur la description de l'écoulement de jonction à mi-corde	74
3.4	Description du décollement de coin	75
3.4.1	Propriétés moyennes du décollement de coin	75
3.4.2	Propriétés instationnaires du décollement de coin	80
3.4.3	Synthèse sur la physique du décollement de coin	84
3.5	Synthèse sur l'analyse physique d'un décollement de coin de jonction simplifiée .	85
4	Etude d'une fermeture RANS non linéaire et complément d'analyse	87
4.1	Mise en évidence des limites de la fermeture de Boussinesq pour l'écoulement de coin	88
4.1.1	Vérification de la compatibilité essais/calculs	88
4.1.2	Topologie de l'écoulement de jonction	91
4.2	Apport de la fermeture non linéaire QCR	96
4.2.1	Evolution des tourbillons le long de l'aile	96
4.2.2	Modélisation de la turbulence	103
4.2.3	Analyse de la corrélation entre le tourbillon de coin et les écarts entre les tensions normales à l'aide du calcul ZDES et de la fermeture QCR	108
4.3	Sensibilités de l'écoulement de coin capturées par la fermeture QCR	111
4.3.1	Influence de l'angle d'incidence	111
4.3.2	Influence de l'épaisseur de la couche limite incidente	112
4.3.3	Influence du nombre de Reynolds	114
4.4	Synthèse sur l'étude d'une fermeture RANS non linéaire et complément d'analyse	115
	Conclusion	117
	Annexes	121
	A Effet de confinement	121
	B Convergence en maillage des calculs RANS	125
B.1	Convergence en maillage des couches limites	125
B.1.1	Description de la convergence en maillage des couches limites	125
B.1.2	Influence sur l'écoulement hors du coin	126
B.1.3	Influence sur l'écoulement de coin	126
B.1.4	Synthèse sur la convergence en maillage des couches limites	127
B.2	Convergence en maillage dans la région du coin	128
B.2.1	Description de la convergence en maillage de l'écoulement de coin	128
B.2.2	Cohérence des calculs	129
B.2.3	Influence sur l'écoulement de coin	129

B.2.4 Synthèse sur la convergence en maillage du coin	132
C Densités de probabilités à mi-corde	135
C.1 Comportement bimodal du tourbillon en fer à cheval	135
C.2 Comportement bimodal de l'écoulement de coin	135
D Vérification de la compatibilité essais/calculs de l'étude de sensibilités	151
D.1 Couches limites du plancher	151
D.2 Gradients de pression à mi-envergure	151
D.3 Couches limites dans le sillage de l'aile	151
Bibliographie	163

Introduction

Sur les avions, les écoulements de jonction de type aile/fuselage, fuselage/empennage, pylône/nacelle, etc., sont caractérisés par la confluence d'au moins deux couches limites. La superposition de ces couches limites forme une couche limite de coin et dans le cas particulier de la configuration aile/fuselage, cette couche limite est soumise au gradient de pression induit par l'aile et au frottement de l'aile et du fuselage, ce qui peut favoriser l'occurrence d'un décollement dans le coin. La manière traditionnelle [65] de prévenir l'apparition de ce décollement est de caréner la jonction pour aider l'écoulement à rester attaché. Cette solution est efficace mais étant donné que les connaissances relatives aux écoulements de jonction sont minces, cela demeure empirique. En outre, les méthodes numériques standards couramment utilisées dans l'industrie, à savoir la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées en temps (approche RANS - *Reynolds Averaged Navier Stokes*), sont mises en défaut pour la prédiction du décollement de coin [5].

La complexité des écoulements de jonction vient du fait que plusieurs phénomènes physiques, comme des décollements et des tourbillons, sont produits et interagissent entre eux. Cela limite les simplifications possibles. D'autres configurations comme les dièdres [96], les diffuseurs [66] ou les compresseurs axiaux [49] sont aussi susceptibles de produire des décollements de coin. Plusieurs propriétés ont été mises en exergue dans ces cas-là [50, 83]. Cependant, la phénoménologie de ces écoulements est très éloignée de celle des écoulements de jonction de type aile/fuselage et il est difficile de transposer ces résultats.

Actuellement, l'approche généralement retenue [125] pour appréhender les écoulements de jonction sur les avions consiste à étudier des jonctions dites simplifiées et constituées d'un obstacle posé sur une plaque plane. La géométrie de cet obstacle peut être académique (prisme, cube, cylindre...) ou aussi complexe qu'une aile. Dans le cas de la jonction simplifiée basée sur un profil d'aile, la couche limite qui se développe le long de la plaque plane est soumise au gradient de pression induit par la présence de l'aile. Cela provoque son décollement à l'approche du bord d'attaque, ce qui produit de nombreux tourbillons [7, 125]. L'organisation moyennée en temps de ces tourbillons est caractérisée par la présence d'un tourbillon prédominant appelé tourbillon en fer à cheval [35] et d'un tourbillon contrarotatif confiné près de l'obstacle et dénommé tourbillon de coin [64, 117]. Ces tourbillons sont convectés le long de l'aile et selon Hazarika et al. [57], deux tourbillons contrarotatifs induits par l'inhomogénéité et l'anisotropie de l'agitation turbulente sont générés dans l'écoulement de coin. Ces tourbillons interagissent avec le tourbillon en fer à cheval et le tourbillon de coin et plus particulièrement, le tourbillon

induit par l'agitation turbulente avec la même orientation que le tourbillon de coin et le tourbillon de coin s'agglomèrent.

Quelques auteurs ont tenté d'explicitier l'influence de ces tourbillons sur l'apparition du décollement de coin. Barber [11] a proposé un modèle basé sur une compétition entre le tourbillon en fer à cheval et le décollement de coin. Selon cet auteur, le tourbillon en fer à cheval ramènerait du fluide situé en dehors des couches limites avec une quantité de mouvement élevée, ce qui donnerait de l'énergie à la couche limite de coin et réduirait le décollement de coin. Ainsi, plus le tourbillon en fer à cheval serait grand et plus le décollement de coin serait restreint. Au contraire, un tourbillon en fer à cheval petit n'amènerait pas assez d'énergie à la couche limite de coin et le décollement pourrait être plus important. Cependant, ce modèle est uniquement qualitatif et Barber [11] ne donne pas d'information quantitative. Il ne tient pas non plus compte de l'influence du tourbillon de coin et des tourbillons induits par l'agitation turbulente.

Or, d'après Gand [41], le tourbillon de coin pourrait prévenir l'accumulation de fluide stagnant dans le coin et retarder ainsi la formation du décollement. Cette conjecture doit aussi être nuancée étant donné que les travaux de Hazarika et al. [57] montrent que le tourbillon de coin a tendance à ralentir la couche limite de l'aile, ce qui favorise l'apparition d'un décollement sur l'aile. Une observation analogue, avec le décollement de la couche limite de la plaque plane sous l'effet du tourbillon en fer à cheval, peut aussi être relevée dans l'étude de Ölçmen et al. [108].

Ces exemples illustrent la complexité des écoulements de jonction simplifiée. Pour aller plus loin dans la compréhension de ces interactions avec l'exploration la plus complète possible de toutes les zones de l'écoulement, l'approche numérique est requise.

Comme cela a été mentionné plus haut, les approches numériques RANS standards échouent à reproduire correctement la formation du décollement de coin. Ces approches reposent en grande partie sur la fermeture de Boussinesq qui implique l'égalité entre les tensions normales dans une couche limite canonique, à savoir que $\langle u'^2 \rangle = \langle v'^2 \rangle = \langle w'^2 \rangle$. De nombreuses études [44, 131] ont montré que cette hypothèse n'était pas adaptée à la génération des tourbillons induits par l'agitation turbulente. Cela peut aussi être confirmé par les équations de transport de la vorticité [130] qui seront décrites plus en détail dans le corps de ce mémoire.

Dans la mesure où les tourbillons induits par l'agitation turbulente interagissent avec le tourbillon de coin et le décollement de coin, il est probable que l'erreur commise sur les niveaux de production de ces tourbillons soit l'une des principales raisons de l'échec des approches RANS standards. Des fermetures plus réalistes semblent donc nécessaires et une amélioration notable a été apportée par la fermeture QCR (*Quadratic Constitutive Relation*) de Spalart [126], par les modèles EARSM (*Explicit Algebraic Reynolds Stress Models*) et DRSM (*Differential Reynolds Stress Models*). Pour la fermeture QCR, la modification consiste à introduire une forme d'anisotropie dans la fermeture de Boussinesq en ajoutant des termes supplémentaires à la formulation originale. Cela ne perturbe pas le comportement du modèle RANS sous-jacent sur des configurations de référence comme la plaque plane [135] ou le profil RAE 2822 [143], et sur des configurations réelles comme le CRM [143] (*Common Research Model*) ou le DLR-F6 [134], le décollement de coin est beaucoup mieux prédit. Pour les fermetures des modèles EARSM, la même idée est employée mais les termes supplémentaires sont plus complexes et issus d'une analyse physique. Pour les fermetures des modèles DRSM, la stratégie pour prédire le champ turbulent ne s'appuie plus sur l'hypothèse de Boussinesq mais sur les équations de transport des tensions turbulentes. Les configurations académiques ainsi que les écoulements de jonctions simplifiée [5] et réelle [93] sont aussi correctement reproduits par ces deux derniers types de fermeture.

Les écoulements de jonction sont aussi caractérisés par un comportement instationnaire

large bande [31]. De ce point de vue là, les approches RANS sont inutilisables et le recours à des simulations de haute fidélité, c'est-à-dire capables de résoudre explicitement les mécanismes de production de la turbulence, est indispensable. Les approches DNS (*Direct Numerical Simulation*) et LES (*Large Eddy Simulation*) peuvent répondre à cette attente mais les coûts de calculs deviennent rapidement prohibitifs pour les nombres de Reynolds élevés. Il peut être plus approprié d'utiliser les méthodes hybrides RANS/LES qui proposent de combiner les approches RANS et LES en fonction des caractéristiques de l'écoulement. Pour un écoulement de jonction comprenant un décollement de coin, il est effectivement possible de distinguer et de hiérarchiser des lieux de l'écoulement en fonction de leur importance. Une approche zonale comme la ZDES (*Zonal Detached Eddy Simulation*) semble donc pleinement justifiée et appropriée.

Les travaux réalisés pendant cette thèse ont donc été dédiés à l'étude des propriétés stationnaires et instationnaires du décollement de coin, ainsi qu'à l'analyse du fonctionnement de la fermeture non-linéaire QCR employée pour étudier ce phénomène.

Dans un premier temps, les principaux aspects d'un écoulement de jonction simplifiée sont identifiés lors d'une étude bibliographique qui est présentée dans le chapitre I.

Dans un deuxième temps, la base de données expérimentales disponible à l'ONERA, la simulation ZDES et les calculs RANS mis à profit au cours de cette thèse sont décrits dans le chapitre II.

Dans un troisième temps, l'étude expérimentale et numérique de la configuration traitée à l'aide de la simulation ZDES est présentée dans le chapitre III. Les résultats de la simulation ZDES sont comparés avec les données expérimentales afin de quantifier la précision de cette simulation, et la dynamique de l'écoulement est ensuite détaillée.

Dans un quatrième temps, l'étude des approches RANS standards et avancées basées sur la fermeture de Boussinesq et sur la fermeture QCR est faite dans le chapitre IV. Celle-ci vise à explorer l'échec des approches standards et le domaine d'application des approches avancées au moyen de comparaisons essais/calculs réalisées dans le cadre d'études paramétriques.

Introduction à la dynamique des écoulements de jonctions

Sommaire

1.1 Organisation générique des écoulements de jonctions simplifiées	16
1.2 Dynamique des écoulements de jonctions simplifiées	17
1.2.1 Dynamique des écoulements laminaires	17
1.2.2 Propriétés des écoulements turbulents	19
1.2.3 Sensibilités du tourbillon en fer à cheval	24
1.3 Décollement de coin	26
1.3.1 Mise en évidence	26
1.3.2 Tentatives d'analyses	26
1.3.3 Prévention du décollement de coin	29
1.4 Prévision numérique des écoulements secondaires	29
1.4.1 Jonctions fondamentales	29
1.4.2 Jonctions simplifiées	34
1.4.3 Jonctions réelles	35
1.5 Synthèse bibliographique	36

Dans la première partie du 20^{ème} siècle, les aérodynamiciens ont montré que les performances d'une aile peuvent être considérablement dégradées en présence d'un fuselage du fait de l'apparition d'un décollement au niveau du raccord aile-fuselage [65]. La complexité des interactions entre les écoulements formés par l'aile et le fuselage ainsi que les difficultés d'exploration des zones concernées ont limité les progrès dans la compréhension de ce phénomène. Afin de rendre le travail d'analyse et l'expérimentation plus abordables, des configurations moins complexes ont été dérivées comme par exemple la **jonction simplifiée** constituée d'un obstacle posé sur une plaque plane (figure 1.1). La géométrie de cet obstacle peut être académique (plaque plane, prisme, cube...) ou aussi complexe qu'une aile réelle selon l'objectif recherché.

Dans la suite de ce chapitre, l'organisation générique des écoulements de jonctions simplifiées, la dynamique de ces écoulements, le décollement de coin qui les caractérise ainsi que les méthodes utilisées pour leur prévision numérique sont présentés.

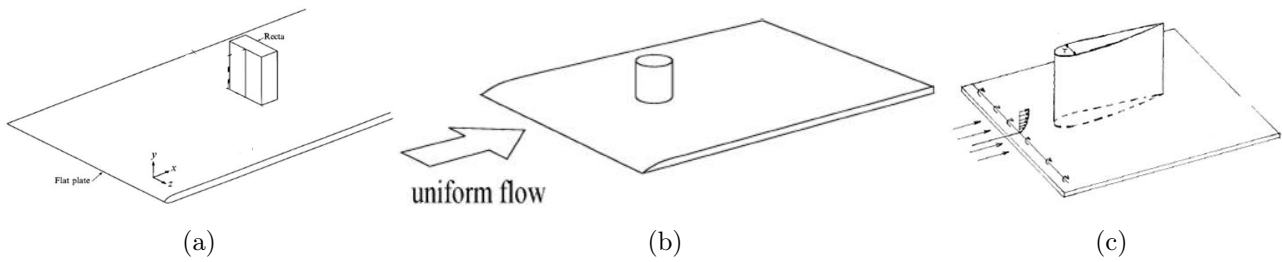


FIGURE 1.1 – Exemples de jonctions simplifiées. a) Adapté de Seal et al. [124]. b) Tiré de Roh et al. [120]. c) Tiré de Fleming et al. [39]

1.1 Organisation générique des écoulements de jonctions simplifiées

A l'approche d'une jonction simplifiée, la couche limite qui se développe sur la plaque plane rencontre un gradient de pression qui peut provoquer son décollement. La zone de recirculation associée à ce décollement est composée de plusieurs tourbillons contrarotatifs (figure 1.2(a)) convectés de part et d'autre de l'obstacle (figure 1.2(b)) et qui forment des branches [33, 39] (*legs*). Cette géométrie particulière explique leur dénomination courante de **tourbillons en fer à cheval** (*horseshoe vortex*). Les tourbillons orientés dans le sens de l'écoulement sont appelés tourbillons primaires (*primary vortex*) et ceux dans le sens opposé tourbillons secondaires [125] (*secondary vortex*). Un autre usage dans la littérature est d'attribuer le nom de tourbillon de coin [64, 117] (*corner vortex*) au tourbillon secondaire formé au bord d'attaque.

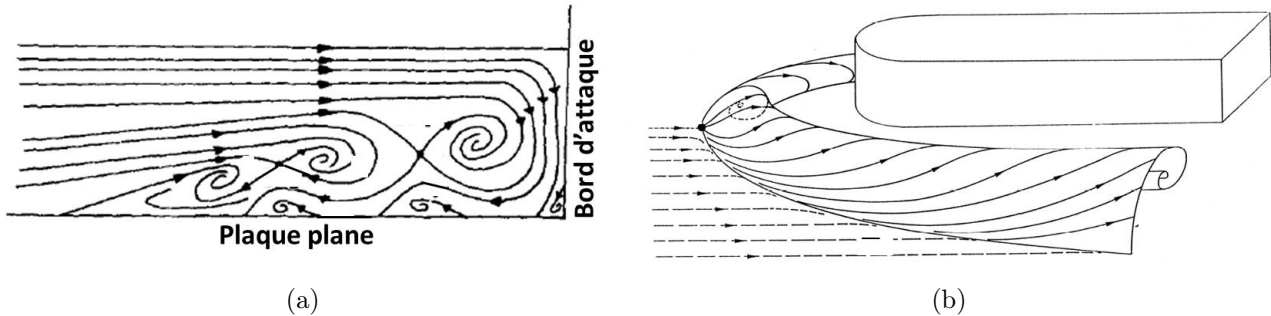


FIGURE 1.2 – Illustrations de la topologie des tourbillons formés par le décollement d'une couche limite à l'approche d'une jonction simplifiée. a) Exemple de système tourbillonnaire avec trois tourbillons primaires et trois tourbillons secondaires. Adapté de Baker [7]. b) Exemple de branches formées par la convection d'un tourbillon primaire. Adapté de Détery [36]

En plus de ces tourbillons, les couches limites qui se développent sur la plaque plane et sur l'obstacle vont interagir dans le coin formé par l'intersection de la plaque plane et de l'obstacle et produire une couche limite de coin qui peut aussi décoller. Lorsque c'est le cas, le décollement associé est appelé **décollement de coin**.

Tous ces phénomènes sont illustrés sur la figure 1.3 avec un écoulement de jonction simplifiée basé sur un profil NACA0015 et exploré avec des enduits visqueux. L'étalement des enduits visqueux est perturbé par le passage des tourbillons sur la plaque plane et sur l'aile et la présence de l'enduit visqueux déposé sur l'intrados (enduit de couleur rose initialement) sur l'extrados (enduit de couleur verte initialement) témoigne de l'écoulement de retour associé au décollement de coin. Enfin, le sillage au niveau de l'emplanture laisse une empreinte en forme de queue de poisson [73, 106] (*fish tail*) qui caractérise la déviation de l'écoulement sous les

effets des tourbillons en fer à cheval et du décollement de coin.

La figure 1.3 montre aussi un tourbillon en fer à cheval, un tourbillon de coin et des branches générés par une jonction simplifiée et mis en évidence à l'aide de fumées de visualisation.

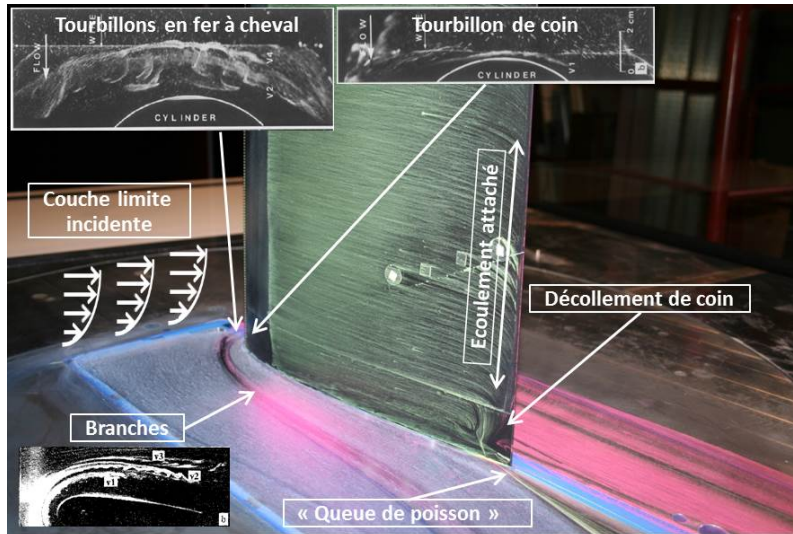


FIGURE 1.3 – Visualisations expérimentales d'un écoulement de jonction simplifiée. L'empreinte pariétale de l'écoulement est mise en évidence à l'aide d'enduits visqueux réalisés dans la soufflerie F2 de l'ONERA à Fauga-Mauzac. Les visualisations à l'aide de fumées du tourbillon en fer à cheval et du tourbillon de coin sont tirées de [22] et celle des branches de [73].

Les structures qui dominent les écoulements de jonctions simplifiées sont donc les tourbillons formés par le décollement de la couche limite incidente et le décollement de coin.

1.2 Dynamique des écoulements de jonctions simplifiées

Parmi les études de jonctions simplifiées présentées ici, un cas fait office de référence et a été l'objet de nombreuses publications : il s'agit du cas *Rood*, du nom de son concepteur [122], qui met en jeu un profil NACA0020 joint au maximum d'épaisseur à une ellipse de rapport d'aspect 3 : 2 pour augmenter la courbure du bord d'attaque.

1.2.1 Dynamique des écoulements laminaires

Dans le cas laminaire, l'écoulement comprend un nombre fini de tourbillons en fer à cheval qui dépend du rapport T/δ^* , où T est le maximum d'épaisseur de l'obstacle et δ^* l'épaisseur de déplacement de la couche limite mesurée en amont de la zone de recirculation, du nombre de Reynolds Re_T et de la forme de l'obstacle [7].

Avec une jonction simplifiée basée sur un cylindre, Wang et al. [139] observent un tourbillon primaire pour $T/\delta^* = 0.167$ et $Re_T = 1500$ (figure 1.4(a)) et trois tourbillons primaires pour $T/\delta^* = 0.097$ et $Re_T = 4500$ (figure 1.4(b)) mises en évidence à l'aide de fumée.

Le comportement instationnaire de l'écoulement, caractérisé par des oscillations [9] ou des lâchers périodiques des tourbillons en fer à cheval [124], dépend des mêmes grandeurs comme le montre le tableau 1.1 avec les différentes relations observées entre le nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de déplacement de la couche limite incidente St_{δ^*} , T/δ^* et Re_T .

Avec une jonction simplifiée basée sur une plaque plane, $0.3 < D/\delta^* < 3$ et $1420 < Re_T < 5000$, Lin et al. [84] ont montré que St_{δ^*} est une fonction linéaire de T/δ^* , et relevé des oscillations pour $1420 < Re_T < 1700$ et des lâchers tourbillonnaires pour $1700 < Re_T < 5000$.

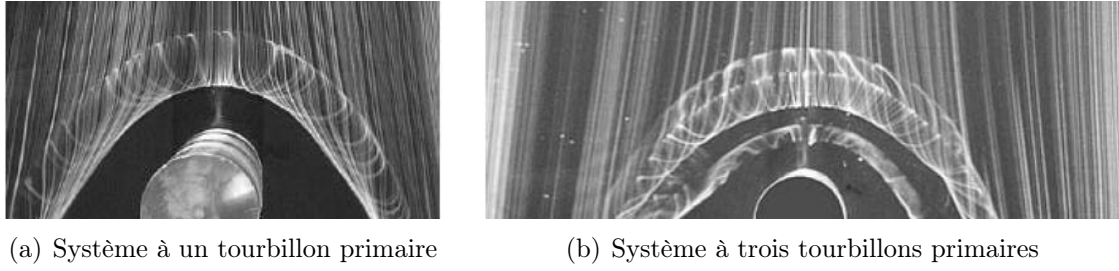


FIGURE 1.4 – Visualisations expérimentales de tourbillons en fer à cheval. *Tiré de Wang et al. [139]*

Avec une jonction simplifiée basée sur un cylindre, $2 < D/\delta^* < 14$ et $1000 < Re_T < 13000$, Thomas [133] a montré que St_{δ^*} est une fonction linéaire de Re_D et observé des lâchers tourbillonnaires.

Avec le cas Rood, $7 < D/\delta^* < 18$ et $2500 < Re_T < 6000$, Khan et al. [73] ont aussi trouvé des relations de proportionnalité entre St_{δ^*} et Re_T , associées à des oscillations pour $2500 < Re_T < 3500$ et des lâchers tourbillonnaires pour $3900 < Re_T < 6000$. Ces auteurs ont donné une description en quatre étapes du cycle périodique des lâchers tourbillonnaires. Le cycle débute avec la dislocation du tourbillon causée par la présence du profil (a). Les branches sont ensuite convectées le long du profil pendant qu'un nouveau tourbillon est généré (b-c). Les branches se reconnectent finalement au bord de fuite (d) avant d'être évacuées dans le sillage.

Au-delà des valeurs maximales de Re_T relevées, à savoir $Re_T = 5000$ pour la jonction basée sur la plaque plane, $Re_T = 13000$ pour celle basée sur le cylindre, et $Re_T = 3500$ pour le cas Rood, l'écoulement devient turbulent. Etant donné les faibles valeurs de Re_θ observées dans le tableau 1.1, il peut être noté que la transition à la turbulence est d'abord effective au sein des tourbillons en fer à cheval avant de l'être dans la couche limite incidente.

Obstacles	Expérimentateurs	T/δ^*	Re_θ	Re_T	Propriétés
Plaque plane	Lin et al. [84]	[0.3 – 3]	[640 – 1830]	[1420 – 5000]	$St_{\delta^*} \propto T/\delta^*$
Cylindre	Thomas [133]	[2 – 14]	[200 – 360]	[1000 – 13000]	$St_{\delta^*} \propto Re_T$
Rood	Khan et al. [73]	[7 – 18]	< 100	[2500 – 3500]	$St_{\delta^*} \propto Re_T$
		[7 – 18]	< 100	[3900 – 6000]	$St_{\delta^*} \propto Re_T$

Représentation schématique d'un lâcher tourbillonnaire produit par un écoulement de jonction simplifiée laminaire basé sur le cas Rood. *Tiré de Khan et al. [73]*

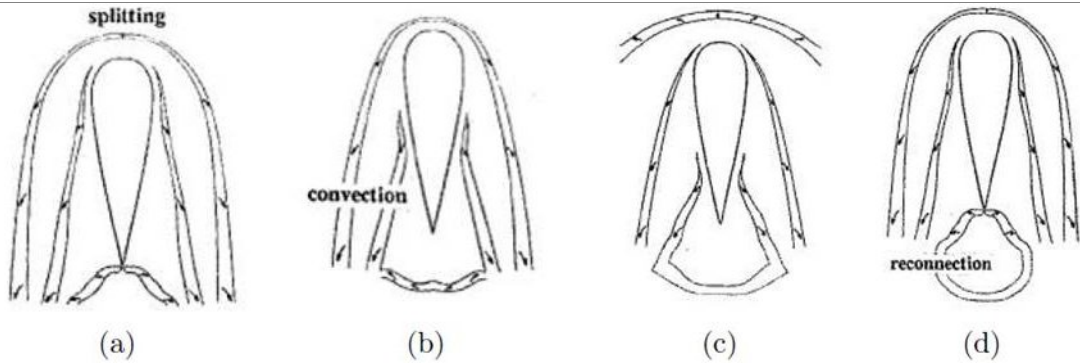


TABLE 1.1 – Dynamique instationnaire des écoulements de jonctions simplifiées laminares. Dans les cas de Lin et al. [84] et de Thomas [133], les valeurs de Re_θ sont extrapolées en supposant que la couche limite est de type Blasius avec $\delta^*/\theta = 2.59$.

1.2.2 Propriétés des écoulements turbulents

Dans le cas des écoulements turbulents, il convient généralement d'utiliser la décomposition de Reynolds qui consiste à séparer l'écoulement instantané en une composante moyenne U_i et une composante fluctuante u'_i dont la moyenne $\langle u'_i \rangle$ est nulle. Cette approche permet d'étudier les propriétés moyennes et les propriétés instationnaires de l'écoulement ainsi que l'effet du champ turbulent sur le champ moyen.

Description mathématique au moyen de la décomposition de Reynolds

La décomposition de Reynolds peut être utilisée pour manipuler les équations de la quantité de mouvement du champ moyen de vitesse et ainsi obtenir l'équation du champ moyen de vortacité ω_i donnée ci-dessous :

$$U_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j \partial x_j} + \underbrace{\omega_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{E_1} - \underbrace{\epsilon_{iql} \frac{\partial^2 (\langle u'_j u'_l \rangle)}{\partial x_q \partial x_j}}_{E_2} \quad (1.1)$$

avec $\omega_i = \epsilon_{iql} (\partial U_l / \partial x_q)$ où ϵ_{iql} est le pseudo-tenseur alterné. Cette équation montre que la convection de la vortacité, membre de gauche, résulte d'un équilibre entre les effets de la diffusion visqueuse, premier membre de droite, et de deux autres termes définis par Prandtl comme étant :

- les écoulements secondaires de première espèce (E_1) induits par la déviation du champ moyen causée par exemple par la présence d'un obstacle ou par un gradient de pression,
- les écoulements secondaires de seconde espèce (E_2) générés par les fluctuations de l'agitation turbulente.

Dans le cas des jonctions simplifiées, les tourbillons en fer à cheval sont identifiés comme étant des écoulements secondaires de première espèce et comme il sera vu dans les sections suivantes, les tourbillons produits dans la couche limite de coin comme des écoulements secondaires de seconde espèce.

Propriétés moyennes

L'organisation moyenne des écoulements de jonctions simplifiées turbulents est caractérisée par une empreinte pariétale spécifique qui peut être mise en évidence avec des enduits visqueux.

Avec une jonction simplifiée basée sur un cylindre, $Re_\theta = 7100$, où θ est mesurée en amont de la zone de recirculation, et $Re_D = 1.1 \times 10^5$, Baker [8] a utilisé cette méthode et montré que l'empreinte est caractérisée par deux lignes (figure 1.5(a)). La première ligne est la ligne de décollement de la couche limite incidente et la seconde ligne est une ligne à faible taux de cisaillement [30, 34] (*line of low shear*) qui sépare deux zones. L'une est en forme de croissant et est caractérisée par une contrainte pariétale faible, et l'autre est accolée au profil et associée à un taux de cisaillement plus important [41].

Ces lignes sont retrouvées par de nombreux auteurs sur des configurations différentes [39, 108] et dans le cas d'une jonction simplifiée basée sur une plaque plane avec $Re_\theta = 2900$ et $Re_T = 2.6 \times 10^6$, Ishii et al. [64] ont proposé un modèle de l'organisation moyenne des tourbillons en fer à cheval associé à cette empreinte (figure 1.5(b)). Selon ces auteurs, quatre tourbillons sont présents avec deux tourbillons primaires et deux tourbillons secondaires. Le tourbillon primaire le plus large est dénommé tourbillon en fer à cheval, l'autre tourbillon primaire est le tourbillon de décollement (*separation vortex*), et les deux tourbillons secondaires sont le tourbillon contrarotatif (*counter vortex*) et le tourbillon de coin. Cette organisation est proposée

par d'autres auteurs sur des configurations différentes [22, 61, 117] mais il est important de rappeler que cela ne rend pas compte de la nature foncièrement instationnaire de l'écoulement.

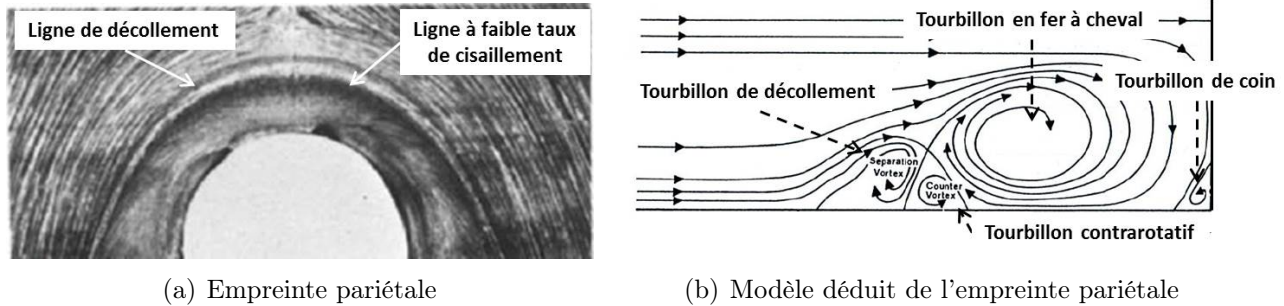


FIGURE 1.5 – Organisation moyenne d'écoulements de jonctions simplifiées turbulentes. a) *Tiré de Baker [8]*. b) *Tiré de Ishii et al. [64]*

Le développement des écoulements le long des obstacles peut aussi être étudié à l'aide de la visualisation de l'empreinte pariétale qui peut de nouveau être mise en évidence avec des enduits visqueux [106].

Avec une jonction simplifiée basée sur une aile, $Re_c = 0.89 \times 10^6$, où Re_c est le nombre de Reynolds basé sur la corde c de l'aile, et $Re_\theta = 13000$, Malik [88] a observé le rapprochement des lignes produites par le décollement de la couche limite incidente et a associé la perturbation des enduits dans la zone du coin au passage du tourbillon de coin (figure 1.6(a)). Les enduits visqueux mettent aussi en évidence un décollement de coin qui apparaît à mi-corde (*mid-chord separation*) et selon Malik [88], ce décollement interagit avec un décollement de bord de fuite (*trailing edge separation*).

Avec une jonction basée sur un NACA0012, $Re_c = 1.8 \times 10^5$ et $Re_\theta = 2100$, Gand [41] a exploré la convection des tourbillons (figure 1.6(b)) à l'aide d'une sonde cinq trous. Cet auteur a confirmé la diffusion du plus grand tourbillon en fer à cheval causée par les effets visqueux et turbulents présents au sein de la couche limite de la plaque plane, ainsi que le transport du tourbillon de coin dans le coin. Ces observations sont aussi faites par Abdulla et al. [2] avec une configuration similaire.

L'organisation des tourbillons a aussi été analysée avec une jonction simplifiée basée sur un profil NACA65-015, $Re_c = 4 \times 10^5$ et $Re_\theta = 4360$, à l'aide de mesures de pression réalisées avec des sondes Kiel par Hazarika et al. [56, 57]. Selon ces auteurs, l'écoulement de coin est dominé par le tourbillon en fer à cheval décrit par Ishii et al. [64], le tourbillon de coin et une **paire de tourbillons contrarotatifs induits par l'inhomogénéité et l'anisotropie de la turbulence** (*stress induced vortices*) générée dans la couche limite de coin. Ces tourbillons peuvent être identifiés par des zones de dépression et de surpression comme le montrent les surfaces de Bernoulli définies par $(P_0 - P_a)/(P_{0\infty} - P_a) = C$, où P_0 est la pression totale mesurée localement, P_a la pression atmosphérique, $P_{0\infty}$ la pression totale du champ lointain et C une constante, et extraites dans un plan situé à 30% de corde (figure 1.6(c)). Le tourbillon induit par la turbulence dont le sens de rotation est le même que le tourbillon de coin va s'agglomérer avec le tourbillon de coin tandis que le tourbillon avec le sens opposé reste confiné entre le tourbillon de coin et la plaque plane. D'une part, la mesure des positions des zones de dépression et de surpression montre que la taille du tourbillon de coin est proportionnelle à l'épaisseur de la couche limite de l'aile mesurée en dehors de la zone de coin. D'autre part, cela montre aussi que la taille du tourbillon induit par la turbulence et dont le sens de rotation est contraire à celui du tourbillon de coin est environ de moitié la taille du tourbillon de coin.

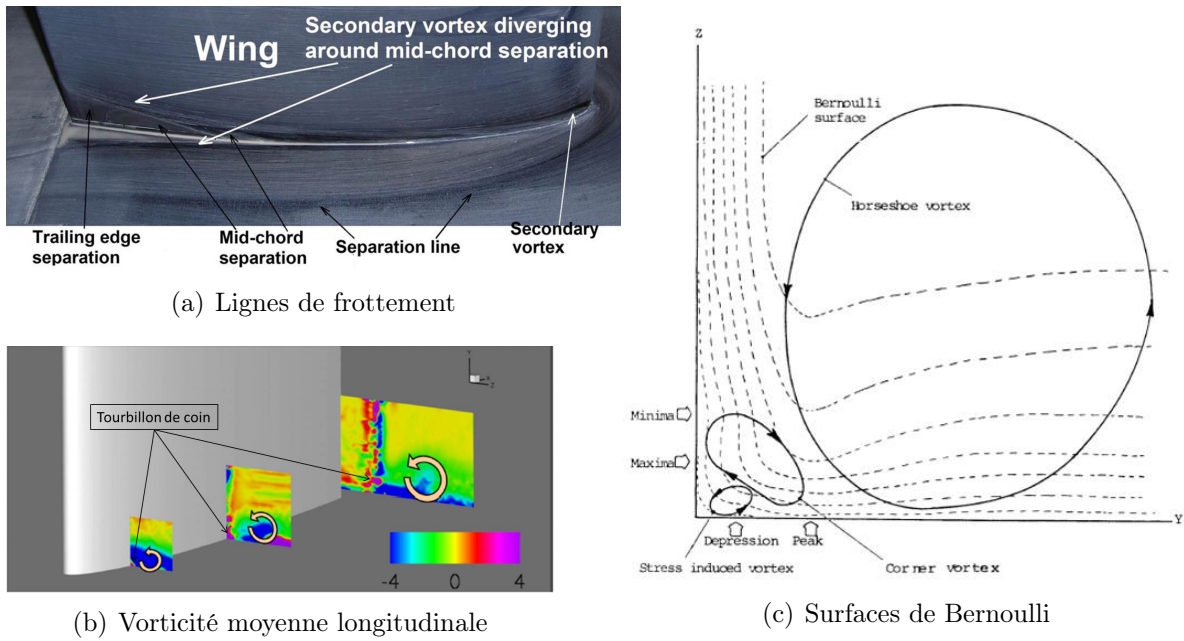


FIGURE 1.6 – Visualisations expérimentales du développement des écoulements de jonctions simplifiées à l'aide a) d'enduits visqueux [88], b) d'une sonde cinq trous [41] et c) de sondes Kiel [57].

Propriétés instationnaires

Avec le cas Rood et $Re_\theta = 6700$, Devenport et al. [31] ont identifié un comportement particulier nommé comportement bimodal et caractérisé par un mode *backflow* associé à la présence d'un écoulement de retour important, et un mode *zeroflow* associé à un écoulement de retour restreint au bord d'attaque.

Ce comportement peut être illustré à l'aide des travaux de Kim et al. [74] et de Dargahi [22]. Avec le cas Rood, $Re_c = 4.14 \times 10^4$ et $Re_\theta = 1100$, Kim et al. [74] ont réalisé des histogrammes de vitesses (figure 1.7(a)) en utilisant des mesures LDV (*Laser Doppler Velocimetry*) faites dans la zone de recirculation. Deux pics sont visibles sur ces histogrammes, l'un associé à des vitesses négatives et l'autre à des vitesses très faibles, ce qui démontre la présence du comportement bimodal.

Avec une jonction simplifiée basée sur un cylindre, $Re_D = 2.0 \times 10^4$ et une couche limite amont pleinement turbulente, Dargahi [22] a utilisé des fumées pour visualiser la dynamique instationnaire de la formation des tourbillons et observé des instants caractérisés par des écoulements de retour différents qui pourraient illustrer ce comportement. Sur la figure 1.7(b), plusieurs tourbillons sont présents sur une distance comprise entre le bord du cylindre et $0.6D$ et sur une hauteur de $0.2D$ alors que sur la figure 1.7(c), ces perturbations sont moins importantes et un seul tourbillon apparaît clairement sur une distance plus limitée comprise entre le bord du cylindre et $0.2D$ et une hauteur de $0.07D$. La première situation serait apparentée au mode *backflow* avec un écoulement de retour important produit par la présence de nombreux tourbillons relativement grands, tandis que la seconde situation serait associée au mode *zero-flow* avec un écoulement de retour limité à une zone située au bord du cylindre.

Ce comportement est retrouvé par de nombreux auteurs et peut être détaillé avec l'évolution du nombre de Strouhal St_δ , où δ est l'épaisseur de la couche limite incidente mesurée en amont de la zone de recirculation, exprimé en fonction de Re_T (figure 1.8). La frontière entre les écoulements laminaires et turbulents est indiquée en pointillés puisqu'elle n'est pas figée et qu'elle dépend, entre autres, de la forme de l'obstacle.

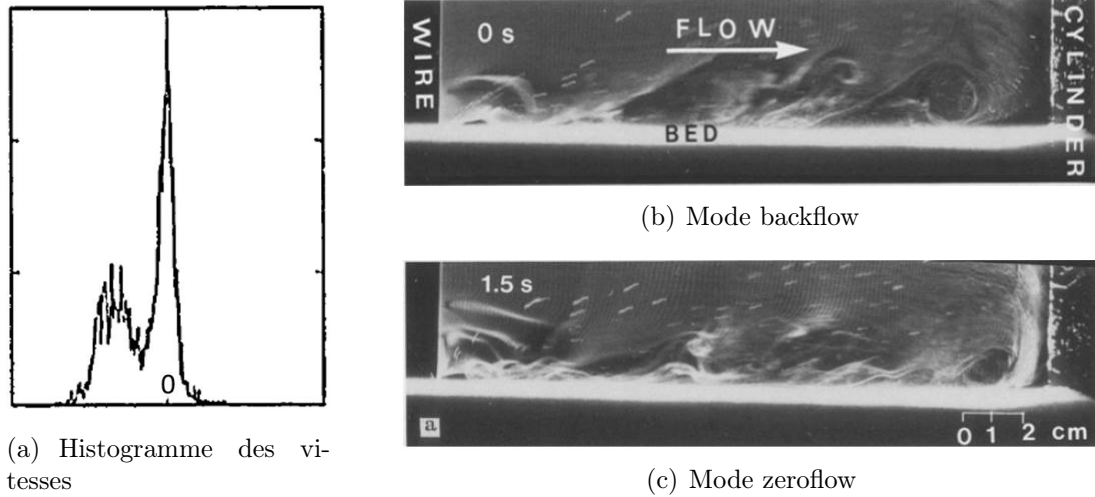


FIGURE 1.7 – Identification du comportement bimodal de l'écoulement incident avec la densité spectrale de vitesse [74] et des fumées de visualisation [22].

Lorsque l'écoulement est laminaire avec $Re_T < 13000$, il est caractérisé par des mouvements oscillatoires ou cycliques avec des lâchers tourbillonnaires périodiques. Pour $18600 < Re_T$, les écoulements recensés sont turbulents, leur dynamique instationnaire est aperiodique et caractérisée par la présence du comportement bimodal dont les fréquences varient sur des plages de St_δ comprises entre 0.005 et 0.13.

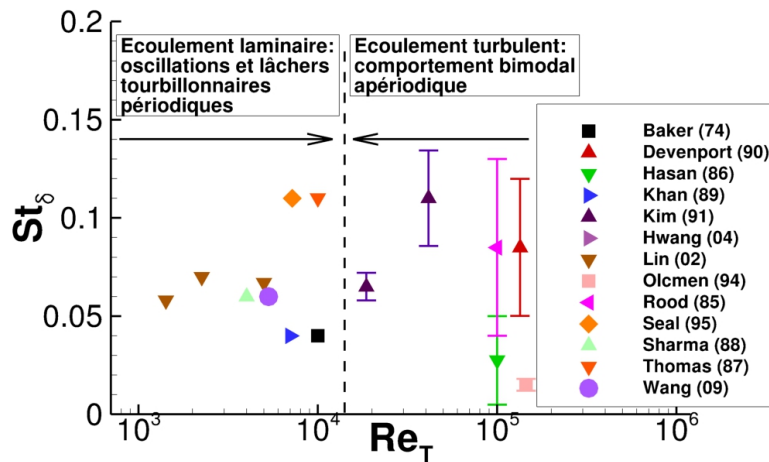


FIGURE 1.8 – Nombres de Strouhal St_δ caractéristiques de l'écoulement incident en fonction de Re_T . Adapté de Gand [41]. Les barres indiquent les plages balayées par St_δ dans les cas turbulents.

D'après Kim et al. [74], l'origine de ces modes peut être expliquée en décrivant la dynamique instationnaire de la formation des tourbillons en fer à cheval. Dans l'étude de Dargahi [22], cette dynamique répète la séquence suivante (figure 1.9) : l'écoulement incident décolle et forme le tourbillon de coin (V1) et un tourbillon primaire (V2) (a-b) ; un tourbillon secondaire (V3) est formé sous l'effet du tourbillon V2 (c) ; ce système devient instable et génère un deuxième tourbillon primaire (V4) (d-e) ; un deuxième tourbillon secondaire (V5) est formé sous l'effet du tourbillon V4 pendant que le tourbillon primaire V2 est progressivement évacué du système (f-g) ; la séquence termine avec l'évacuation des tourbillons V4 et V5 (h). Ainsi, les événements caractérisés par des écoulements de retour importants (b-c-d-e-f-g) produiraient le

mode backflow et les autres évènements (a-h) le mode zeroflow.

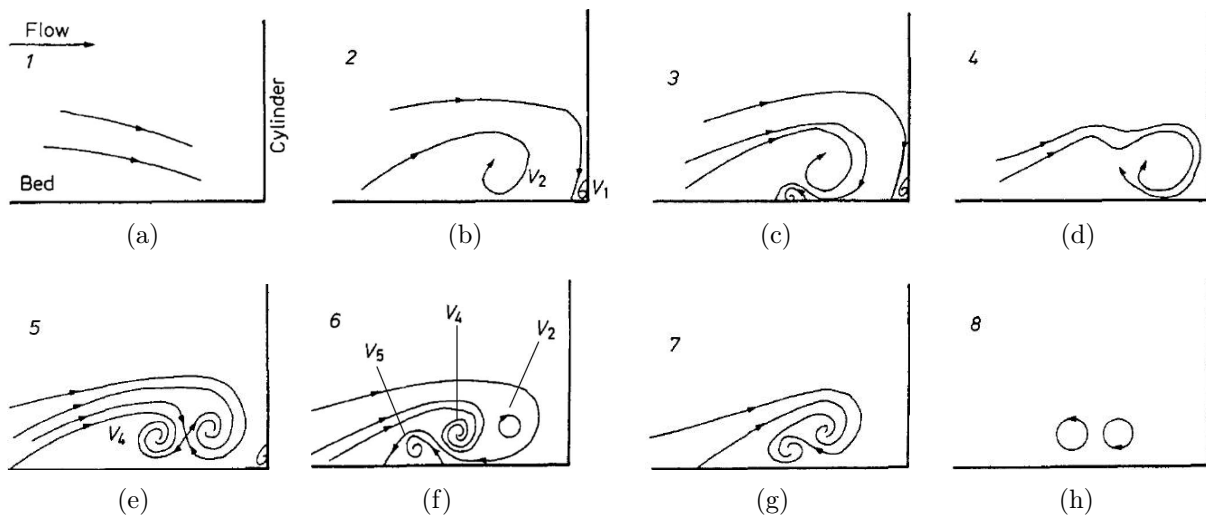


FIGURE 1.9 – Représentation schématique de la formation instationnaire des tourbillons en fer à cheval. *Tiré de Dargahi [22]*

Avec une jonction simplifiée basée sur un cylindre profilé, $Re_D = 2.44 \times 10^4$ et une couche limite pleinement turbulente, Praisner et al. [117] ont exploré l'écoulement au bord d'attaque et l'écoulement convecté à l'aide de mesures PIV (*Particle Image Velocimetry*). Selon ces auteurs, le comportement bimodal laisse une empreinte visible sur le champ moyen de la vorticité qui est marqué par la présence de deux régions distinctes avec des niveaux élevés. Ces régions sont aussi présentes un peu plus en aval du profil et pourraient témoigner de la convection du caractère bimodal.

Le comportement bimodal de l'écoulement convecté le long du profil est aussi relevé par  l çmen et al. [108] avec le cas Rood et $Re_\theta = 5940$ au moyen de mesures LDV dans un plan orthogonal au profil et proche du bord d'attaque (figure 1.10(a)). La densité de probabilité associée aux fluctuations de la vitesse transverse w' montre que l'écoulement situé entre le cœur du tourbillon en fer à cheval et la plaque plane (figure 1.10(b)) a deux positions privilégiées qui dépendent du ratio k/U_0 , où k est l'énergie cinétique d'agitation turbulente et U_0 la vitesse de l'écoulement à l'infini.

Cela peut être illustré à l'aide de la figure 1.10 qui représente les densités de probabilité jointes des angles de l'écoulement instantané (*instantaneous flow angles*) définis par $\arctan(w'/k)$ et $\arctan(w'/u')$, où u' est la vitesse fluctuante orientée selon l'axe de l'écoulement incident, pour différentes valeurs de k/U_0 . En particulier, on constate que des niveaux élevés de k/U_0 ($1.1 < k/U_0$ sur la figure 1.10(c)) favorisent un état où l'angle de l'écoulement relatif aux fluctuations u' et w' est important, et que des niveaux faibles ($0.5 < k/U_0 < 0.6$ sur la figure 1.10(d)) ont tendance à générer un angle plus faible.

Enfin, avec le cas Rood, $Re_T = 10^5$ et $\delta/T = 0.5$, Hasan et al. [54] ont relevé les fluctuations de pression pariétale sur la plaque plane en amont du bord d'attaque et jusqu'au maximum d'épaisseur. Les fréquences relevées au bord d'attaque sont caractéristiques de la présence du comportement bimodal avec $0.008 < St_\delta < 0.08$. D'après Devenport et al. [31], les autres fréquences relevées entre le bord d'attaque et le maximum d'épaisseur montreraient que l'écoulement de coin est aussi caractérisé par un intervalle fréquentiel spécifique avec $0.07 < St_\delta < 0.17$.

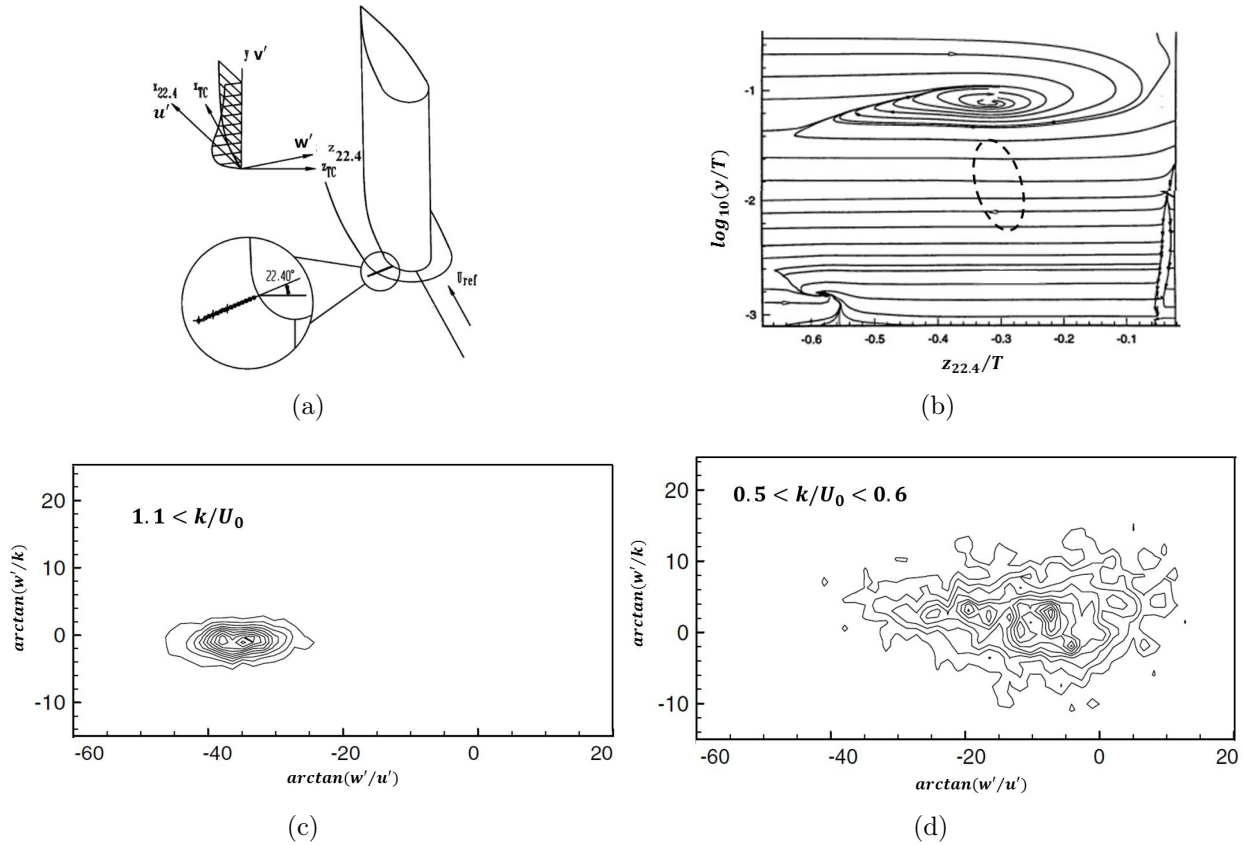


FIGURE 1.10 – Densités de probabilités des angles de l’écoulement en fonction du rapport k/U_0 relevées en aval du bord d’attaque dans le cas Rood et dans la zone délimitée en pointillées. Le tourbillon en fer à cheval est identifié en b) par l’enroulement des lignes de courant. *Adaptés de Ölçmen et al. [108]*

1.2.3 Sensibilités du tourbillon en fer à cheval

Les études de sensibilités des écoulements de jonction sont généralement dédiées à l’analyse du tourbillon en fer à cheval décrit par Ishii et al. [64] et qui semble dominer l’organisation moyenne. Dans cette section, la dénomination de tourbillon en fer à cheval est donc réservée à ce seul tourbillon.

Influence de la forme du bord d’attaque

Fleming et al. [38] ont introduit un paramètre pour quantifier l’influence du bord d’attaque appelé le *Bluntness Factor* (BF) défini par $BF = (R_0/X_T) \times (T/S_T + S_T/X_T)/2$, où R_0 est le rayon du bord d’attaque, X_T l’abscisse du maximum d’épaisseur et S_T la distance du bord d’attaque au maximum d’épaisseur le long du profil. Les travaux de Mehta [91] montrent que pour des profils à bord d’attaque très ronds, c’est-à-dire avec des valeurs élevées de BF , le tourbillon en fer à cheval est plus intense que pour des jonctions mettant en oeuvre des profils à bord d’attaque fins, c’est-à-dire avec des valeurs faibles de BF .

Influence de la couche limite amont

Fleming et al. [38] ont aussi introduit un autre paramètre pour quantifier l’influence de la couche limite amont avec le *Momentum Deficit Factor* (MDF) défini par $MDF_x = Re_T \cdot Re_{\theta_x}$, où Re_T est le nombre de Reynolds basé sur l’épaisseur T du profil et Re_{θ_x} le nombre de Reynolds basé sur l’épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite amont à l’abscisse x

où est calculé le MDF . D'après Fleming et al. [39], le tourbillon en fer à cheval est d'autant plus intense que le MDF est élevé.

Avec une jonction simplifiée basée sur un cylindre, $Re_D = 1.1 \times 10^5$ et une couche limite amont pleinement turbulente, Baker [8] a montré que le cœur du tourbillon en fer à cheval se rapproche du cylindre quand le rapport D/δ^* diminue.

Dans le cas de Yen et al. [144] constitué d'une jonction simplifiée basée sur un NACA0012 avec $Re_c = 7.57 \times 10^3$, l'augmentation de l'intensité turbulente au sein de la couche limite incidente, provoquée par des bandes rugueuses appliquées à la paroi, a tendance à diminuer les niveaux de vorticité de tourbillon en fer à cheval.

Enfin, en faisant une synthèse dédiée aux écoulement de jonctions simplifiées basées sur des obstacles symétriques, Ballio et al. [10] comparent les effets de Re_{δ^*} et de la largeur de l'obstacle et concluent sur la prépondérance de ce dernier paramètre.

Influence de l'incidence

Dans le cas de Yen et al. [144], la forme du tourbillon en fer à cheval dépend de l'angle d'incidence α du profil. Pour $\alpha = 0^\circ$ (figure 1.11(a)), le tourbillon en fer à cheval est trop réduit pour être observé. Pour $\alpha = 15^\circ$ (figure 1.11(b)), la zone de recirculation associée au tourbillon en fer à cheval est restreinte et proche du profil. Pour $\alpha = 30^\circ$ (figure 1.11(c)), cette zone est plus étendue et l'enroulement tourbillonnaire est clairement identifiable.

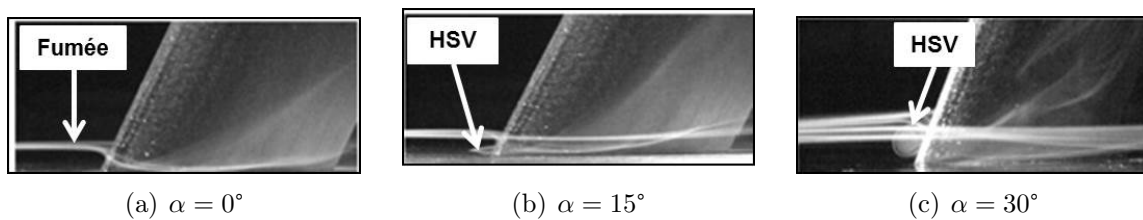


FIGURE 1.11 – Evolution du tourbillon en fer à cheval en fonction de l'angle d'incidence visualisée à l'aide de fumées. *Adapté de Yen et al. [144]*

Influence de la flèche

Toujours dans le cas de Yen et al. [144], la flèche positive a pour effet de faire remonter le tourbillon en fer à cheval (figure 1.12(a)) et la flèche négative a l'effet inverse (figure 1.12(b)). On retrouve des résultats similaires dans les travaux de Khan et al. [71, 72] avec le cas Rood.

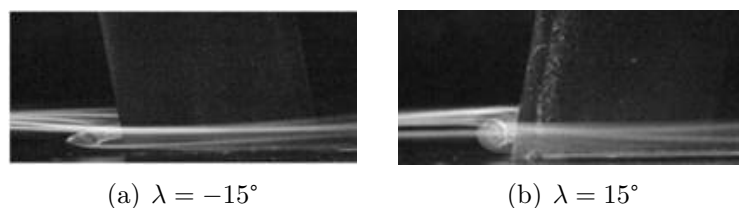


FIGURE 1.12 – Evolution du tourbillon en fer à cheval en fonction de la flèche visualisée à l'aide de fumées. *Adapté de Yen et al. [144]*

1.3 Décollement de coin

1.3.1 Mise en évidence

Le décollement de coin peut être mis en évidence avec des enduits visqueux comme cela a été montré au début de ce chapitre (voir figure 1.1). Ce phénomène peut aussi être identifié en comparant les coefficients de traînée et de portance de chacun des éléments d'une jonction pris séparément avec les mêmes coefficients pour la jonction prise dans son ensemble [1, 101].

Avec un NACA0012 monté sur un fuselage elliptique, $Re_c = 3.1 \times 10^6$ et à l'aide de mesures d'efforts avec des balances, Jacobs et al. [65] ont montré que le coefficient de traînée de la combinaison augmente brutalement au-delà de $\alpha = 12^\circ$ contrairement au coefficient de traînée de l'aile isolée qui évolue plus linéairement (figure 1.13). Cet effet est moins important sur le coefficient de portance mais il y a bien un changement de pente pour $\alpha > 12^\circ$ pour la combinaison par rapport à l'aile isolée. Selon Jacobs et al. [65], la dégradation de ces coefficients est associée à un bulbe d'interaction (*interference burble*) produit à l'emplanture de l'aile.

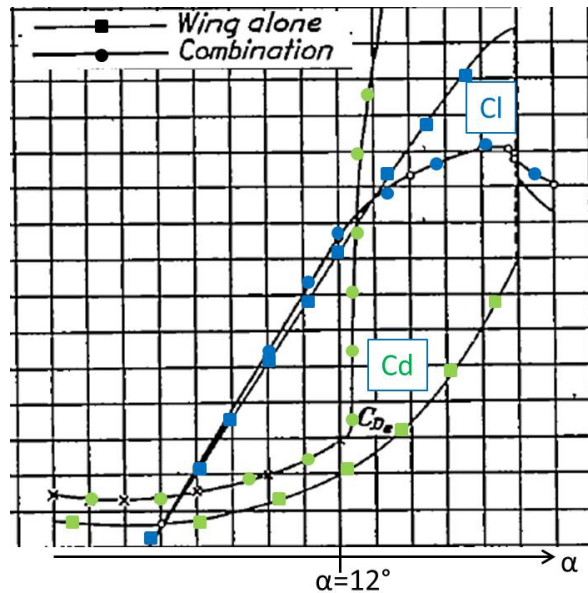


FIGURE 1.13 – Mise en évidence du décollement de coin à l'aide de mesures d'efforts. *Adapté de Jacobs et al. [65]*

L'occurrence et les propriétés du décollement de coin sur les avions sont peu connues. Des études ont porté sur des configurations relativement variées comme les plaques planes orthogonales [50, 96], les diffuseurs [19, 66] ou encore les turbomachines [49]. Dans ce dernier cas, le décollement de coin a été fréquemment recensés et étudiés [46, 47, 83, 86, 145] mais la topologie des écoulements de jonctions dans les turbomachines est très éloignée de celle observée sur les avions comme le montre la revue de Langston [77]. Cela limite l'utilisation de ces travaux dans le cadre de la présente thèse.

Dans le cas des écoulements de jonctions sur les avions, il semble que les chercheurs s'intéressent davantage à l'identification et à la suppression du décollement de coin, ce qui explique en partie le peu d'éléments de description de ce phénomène dans la littérature.

1.3.2 Tentatives d'analyses

Le décollement de coin est un phénomène dont l'origine n'est pas encore clairement explicitée. Cette méconnaissance s'explique par le peu de données expérimentales disponibles, ce qui

limite la compréhension des interactions entre les tourbillons produits par le décollement de la couche limite incidente, la formation du décollement de coin et le gradient de pression de l'aile. Néanmoins, certains auteurs ont proposé des hypothèses sur ces interactions et les observations concernant les écoulements de jonctions simplifiées peuvent parfois fournir indirectement des informations utiles.

Critères physiques

A la suite d'une campagne expérimentale dédiée à des écoulements de jonctions simplifiées basées sur des profils NACA, Barber [11] a proposé une explication qualitative de l'origine du décollement de coin où le tourbillon en fer à cheval et le décollement de coin sont en compétition.

Ce modèle distingue deux situations qui dépendent de l'épaisseur de la couche limite incidente. D'un côté, si l'épaisseur de la couche limite incidente est comparable au maximum d'épaisseur du profil, le tourbillon en fer à cheval est massif, il domine l'écoulement et le décollement de coin est négligeable. D'un autre côté, si l'épaisseur de la couche limite incidente est beaucoup plus faible que le maximum d'épaisseur du profil, le tourbillon en fer à cheval est atténué, le fluide à faible vitesse stagne et cela provoque un décollement de coin significatif.

Barber [11] a développé ce modèle en supposant que le tourbillon en fer à cheval induit un mouvement de fluide issu de l'écoulement moyen vers la jonction qui réénergétise la couche limite et prévient son décollement. Cependant, ce modèle a plusieurs limitations. D'une part, il est uniquement qualitatif. D'autre part, il ne rend pas compte de l'effet des autres tourbillons formés au sein de la couche limite de coin.

Une autre hypothèse a été formulée par Gand [41] à propos du tourbillon de coin selon laquelle ce tourbillon pourrait réénergétiser la couche limite de coin et prévenir le décollement de coin. Cette hypothèse doit aussi être précisée car Gand [41] ne distingue pas le tourbillon de coin des tourbillons induits par l'agitation turbulente.

L'effet du tourbillon de coin doit aussi être pondéré étant donné que ce tourbillon génère une zone de dépression sur l'aile qui pourrait être défavorable à l'attachement de la partie de la couche limite de coin qui se développe sur l'aile comme le suggèrent les travaux de Hazarika et al. [57].

Bhargava et al. [12] ont d'ailleurs relevé un bulbe de décollement de coin avec une topologie particulière puisque le décollement ne s'étend pas jusqu'à la plaque plane (figure 1.14). Cela pourrait peut être illustrer l'effet du tourbillon de coin qui prévient le décollement dans le coin mais favoriserait son apparition sur l'aile.

Enfin, il existe des configurations où les écoulements secondaires sont clairement défavorables au décollement de coin. Dans l'étude de Dargahi [22], le décollement de la couche limite qui se développe sur le cylindre est retardé dans le coin. La mesure de l'angle formé entre le point d'arrêt et la ligne de décollement passe de 80° à 90° à l'approche de la plaque plane. Selon cet auteur, ce retard peut être attribué à l'accroissement des niveaux de turbulence près de la plaque plane.

Un effet similaire, à savoir le retard du décollement de bord de fuite le long d'un profil NACA0012 à l'approche de l'emplanture (figures 1.15(a) et 1.15(b)), peut être observé dans l'étude de San et al. [123]. On peut aussi constater que cet effet semble être accentué avec une mise en flèche positive du profil (figure 1.15(c)) et moins prononcé avec une mise en flèche négative (figure 1.15(d)).

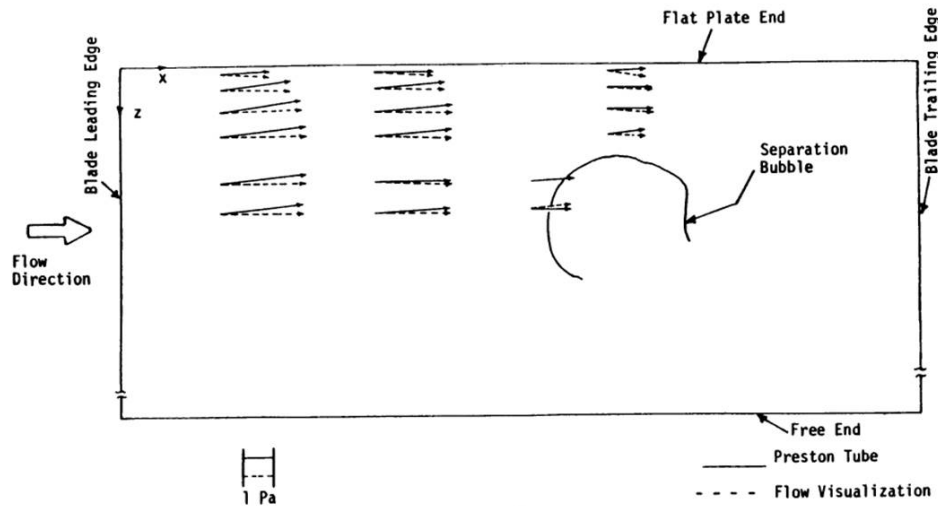


FIGURE 1.14 – Représentation schématique du bulbe de décollement de coin produit dans l'étude de Hazarika et al. [57]. Tiré de Bhargava et al. [12]

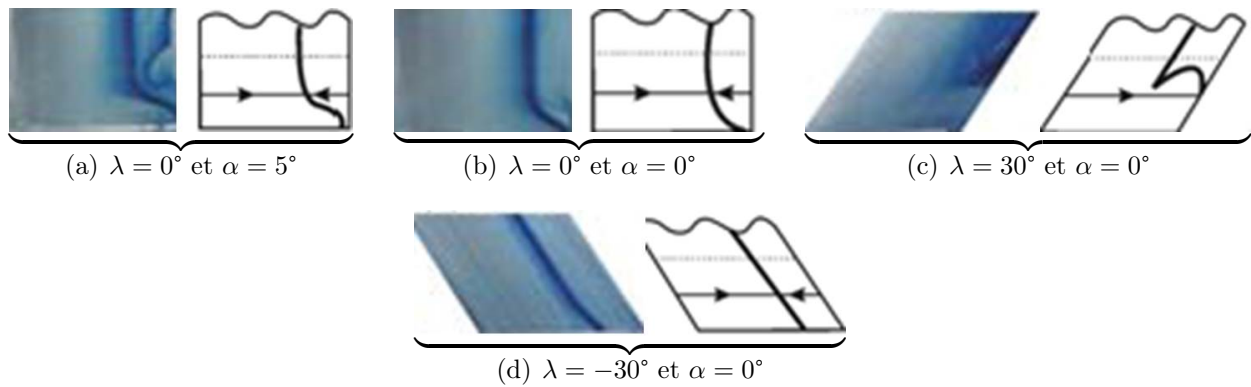


FIGURE 1.15 – Evolution de l'écoulement de coin en fonction de la flèche et de l'angle d'incidence visualisée à l'aide d'enduits visqueux. Tiré de San et al. [123]

Critères géométriques

Dans le cas des écoulements de jonctions simplifiées, la compétition entre le maximum d'épaisseur du profil T et la corde c est illustrée dans les travaux dédiés à l'étude de la traînée d'interaction D_I définie comme étant la différence entre la traînée de la jonction et la somme de la traînée de la plaque plane et de l'obstacle isolés [55, 60, 76].

En particulier, Pierce et al [116] ont montré que le coefficient de traînée d'interaction, donné par $C_{D_I} = D_I / (\rho U_0^2 T^2 / 2)$, dépend de T/c et qu'il est possible de distinguer les configurations avec un ratio faible, $T/c < 20\%$, qui produisent une traînée d'interaction faible et celles avec un ratio élevé, $T/c > 40\%$, qui produisent une traînée d'interaction importante qui pourrait être attribué à l'effet du décollement de coin.

Avec une jonction simplifiée basée sur un NACA0012, $Re_c = 8 \times 10^4$ et une couche limite amont pleinement turbulente, San et al. [123] ont observé plusieurs types de décollements qui dépendent de l'angle d'attaque et de la flèche du profil. Cependant, ces décollements s'apparent majoritairement à des décollements de bord de fuite ou au décrochage du profil et pratiquement aucun décollement de coin n'est recensé. Ainsi, il se pourrait que certaines configurations soient particulièrement défavorables à l'apparition d'un décollement de coin.

1.3.3 Prévention du décollement de coin

La méthode traditionnellement retenue pour prévenir l'apparition du décollement de coin est l'ajout de carénage [102, 137]. Le design de tels carénages semble reposer sur des méthodes semi-empiriques faisant appel à l'expérience des avionneurs, même si plusieurs d'études proposent aussi des méthodes de conception de carénages par optimisation numérique [52, 109]. Cependant, les méthodes d'optimisation sont basées sur des calculs RANS ou Euler dont la fiabilité est sujette à caution, comme le montrera la section suivante, et les résultats avec carénages ne sont pas systématiquement confrontés à des données expérimentales.

Une autre méthode plus répandue dans le domaine des turbomachines consiste à modifier l'écoulement de coin avec l'utilisation d'un générateur de tourbillons [53]. Les tourbillons produits par le générateur réénergétisent la couche limite de coin en amenant du fluide irrotationnel avec une quantité de mouvement élevée dans le coin. Avec une jonction simplifiée basée sur une aile et $Re_c = 0.5 \times 10^6$, Meyer et al. [95] ont montré la validité de cette méthode en réalisant de manière empirique un générateur de tourbillons capable de prévenir l'apparition du décollement de coin (figure 1.16).

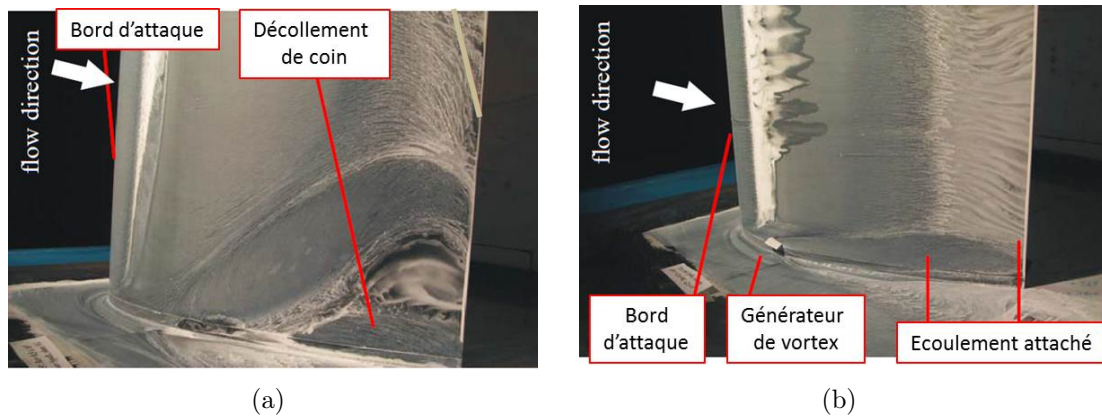


FIGURE 1.16 – Prévention d'un décollement de coin à l'aide d'un générateur de vortex. *Adapté de Meyer et al. [95]*

1.4 Prédiction numérique des écoulements secondaires

L'étude bibliographique réalisée jusqu'à présent a montré que les écoulements de jonctions sont caractérisés par la présence d'écoulements secondaires représentés par les différents tourbillons recensés. Pour évaluer la capacité des méthodes numériques à prédire correctement ces écoulements, il est possible d'utiliser le cas académique des écoulements formés par l'intersection de deux plaques planes orthogonales et dénommés écoulements de jonctions fondamentales par Gand [41].

1.4.1 Jonctions fondamentales

Les écoulements de jonctions fondamentales sont généralement étudiés dans le cadre des écoulements de conduites à section carrée plus largement représentés dans les études expérimentales [14, 16, 104]. Pour des conduites alignées selon l'axe x , les écoulements secondaires sont associés à la production de la vorticité longitudinale décrite dans l'équation 1.1 par les termes

$$E_1 = \omega_x \frac{\partial U}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial U}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial U}{\partial z} \quad (1.2)$$

et

$$E_2 = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial z} - \frac{\partial \langle u'w' \rangle}{\partial y} \right)}_{A_1} + \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\langle v'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle)}_{A_2} + \underbrace{\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \langle v'w' \rangle}_{A_3} \quad (1.3)$$

qui représentent respectivement les écoulements secondaires de première et de deuxième espèce. Selon Perkins [113], le terme A_1 correspond à la production de vorticité par les tensions turbulentes primaires $\langle u'v' \rangle$ et $\langle u'w' \rangle$, le terme A_2 à la production par les tensions normales $\langle v'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$ et le terme A_3 à la production par les tensions secondaires $\langle v'w' \rangle$.

Dans le cas des approches RANS, les tensions turbulentes sont des inconnues qui doivent être modélisées pour fermer les équations de Navier-Stokes moyennées en temps qui s'écrivent, dans le cas d'un écoulement incompressible, avec la notation d'Einstein sous la forme :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \rho f_i + \frac{\partial}{\partial x_j} [-P\delta_{ij} + 2\mu S_{ij} - \rho \langle u'_i u'_j \rangle]$$

où S_{ij} est le tenseur du cisaillement moyen donné par $S_{ij} = (\partial U_i / \partial x_j + \partial U_j / \partial x_i) / 2$ et f_i les forces extérieures s'exerçant sur le fluide. De nombreuses fermetures existent pour ces équations et comme le montre le tableau 1.2, elles peuvent être évaluées en fonction de leur capacité à prédire le champ moyen U_i , le champ turbulent $\langle u'_i u'_j \rangle$ et la production des écoulements secondaires de seconde espèce E_2 . Ces fermetures peuvent être regroupées dans deux catégories : les fermetures au premier ordre et les fermetures au deuxième ordre.

Dans le cas des fermetures au premier ordre, la modélisation du tenseur de Reynolds est construite à l'aide du tenseur du cisaillement moyen S_{ij} et/ou du tenseur du rotationnel moyen $\Omega_{ij} = (\partial U_i / \partial x_j - \partial U_j / \partial x_i) / 2$ ainsi que des dérivées successives de ces tenseurs [59]. La fermeture la plus couramment utilisée et la plus simple est la fermeture de Boussinesq définie par

$$\langle u'_i u'_j \rangle = 2\nu_t (S_{ij} - \delta_{ij} \partial_k U_k / 3) - 2k\delta_{ij} / 3 \quad (1.5)$$

où ν_t et δ_{ij} sont respectivement la viscosité turbulente et le symbole de Kronecker. Cette fermeture appartient à la catégorie des fermetures linéaires EVM (*Eddy Viscosity Models*) qui doit être complétée par un modèle de turbulence pour définir ν_t . Dans le cas des écoulements de jonctions fondamentales, cette fermeture produit des résultats qualitativement faux quelque soit le modèle de turbulence utilisé parce qu'elle implique que l'agitation turbulente soit isotrope dans une couche limite canonique, c'est-à-dire que $\langle u'^2 \rangle = \langle v'^2 \rangle = \langle w'^2 \rangle$, ce qui pourrait avoir comme effet d'annuler la contribution des tensions normales à la production des écoulements secondaires associée au terme A_2 .

Pour prendre en compte cette contribution, l'anisotropie des tensions normales doit être reproduite et à l'exception de la fermeture utilisée par Pe nik et al. [115], les fermetures proposées sont généralement non-linéaires. Dans l'étude de Pe nik et al. [115], la fermeture est dépendante de la configuration considérée dans la mesure où la calibration est faite à partir de données de référence et cela explique en partie le niveau de validité élevé de ce modèle. Dans le

cas des fermetures non-linéaires, deux sous-cat egories de fermetures peuvent ˆetre distingu ees : les fermetures NLEVM (*Non-Linear Eddy Viscosity Models*) et les fermetures EARSM (*Explicit Algebraic Reynolds Stress Models*). Les fermetures NLEVM sont des extensions de la fermeture de Boussinesq alors que les fermetures EARSM sont d eduites des  equations de transport des tensions turbulentes qui peuvent ˆetre obtenues  a partir des  equations de Navier-Stokes.

Comme le montre le tableau 1.2, les fermetures non-linéaires pr edisent effectivement mieux les écoulements de jonctions fondamentales que les fermetures linéaires et il semble que les fermetures EARSM soient plus performantes que les fermetures NLEVM. Cette tendance doit ˆetre pond er ee par le fait que les auteurs des fermetures EARSM introduisent g en eralement de nombreuses hypoth eses suppl ementaires relatives aux écoulements de jonctions fondamentales comme en t emoigne l'efficacit e de la fermeture de Gessner et al. [51]. N eanmoins, il ressort de toutes ces  etudes une sensibilit e importante du champ moyen  a la pr ecision des niveaux des composantes $\langle v'^2 \rangle$, $\langle w'^2 \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$ du champ turbulent. En particulier, l' etude du terme E_2 montre que la production de vorticit e r esulte d'un  equilibre entre les termes A_2 et A_3 et qu'il ne suffit pas de r esoudre uniquement l'un des deux termes pour obtenir la bonne solution.

Dans le cas des fermetures au deuxi eme ordre, les tensions turbulentes sont obtenues  a partir de leurs  equations de transport qui font intervenir de nouvelles inconnues qui doivent ˆetre mod elis ees, d'o u leur d enomination courante de fermetures DRSM (*Differential Reynolds Stress Models*). La mod elisation de ces inconnues influence consid erablement la solution [114] et cela explique en partie les r esultats relativement modestes qui sont d etaill es dans la pr esente  etude bibliographique. Toutefois, ces r esultats atteignent les niveaux de validations des fermetures NLEVM et EARSM. Par ailleurs, les hypoth eses retenues pour d evelopper les fermetures au deuxi eme ordre sont plus g en erales [121, 132] que les hypoth eses faites pour les fermetures au premier ordre, ce qui offre par cons equent des perspectives d'applications plus importantes.

Enfin, les niveaux de validit e obtenus dans l' etude de Pettersson Reif et al. [114] confirment la sensibilit e du champ moyen  a la r esolution correcte des tensions normales $\langle v'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$ et des tensions secondaires $\langle v'w' \rangle$. En comparant avec un calcul de r ef erence produit  a l'aide de l'approche DNS qui sera d etaill ee dans les paragraphes suivants, ces auteurs montrent que le terme de production de vorticit e associée aux tensions normales est correctement reproduit (figure 1.17(a)) alors que celui associée aux tensions secondaires ne l'est pas (figure 1.17(b)). Cela pourrait expliquer les  ecarts observées sur le champ moyen de vitesse (figure 1.18) et un effort de mod elisation pourrait donc ˆetre aussi n ecessaire pour les tensions secondaires.

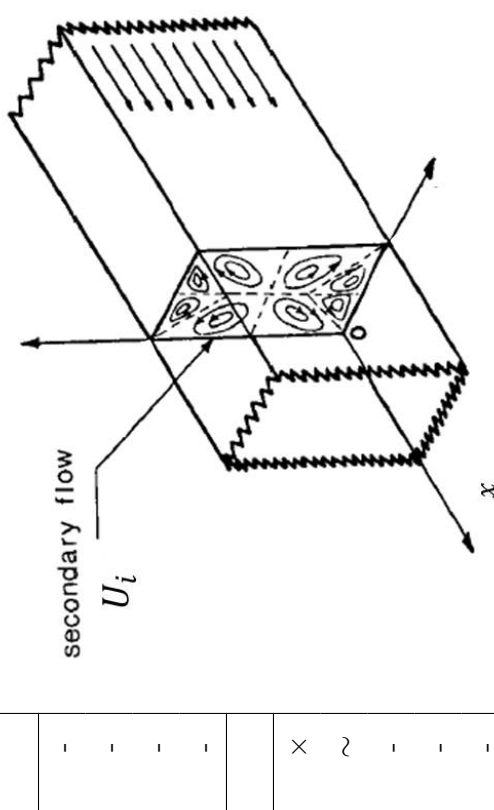
Pour augmenter le niveau de pr ecision des simulations num eriques, l'approche d enomm ee LES (*Large Eddy Simulation*) propose de r esoudre directement les grandes structures de l'agitation turbulente qui sont les structures les plus  nerg etiques et de mod eliser les plus petites. En pratique, cela revient  a r esoudre les  equations de Navier-Stokes en appliquant une op eration de filtrage d efinit par le produit de convolution :

$$\langle \phi(\vec{x}, t) \rangle = G(\vec{x}, t) * \phi(\vec{x}, t) \quad (1.6)$$

o u $\phi(\vec{x}, t)$ est une variable caract eristique de l'écoulement dans l'espace physique. Dans l'espace spectral, cela correspond  a :

$$\langle \hat{\phi}(\vec{k}, \omega) \rangle = \hat{G}(\vec{k}, \omega) \hat{\phi}(\vec{k}, \omega) \quad (1.7)$$

k repr esente les nombres d'ondes dans l'espace de Fourier et $\hat{G}(\vec{k}, \omega)$ la transform ee de Fourier du noyau de convolution.

Auteurs	Re_τ	Re_D	U_i	$\langle u'_i u'_j \rangle$	E_2	Principaux résultats
Fermetures au premier ordre						
Fermetures EVM						
Menter et al. [93] ($k - \omega$ SST)	-	12000	×	-	-	
Pečnik et al. [115] ($\langle v'^2 \rangle - f$)	600	-	✓	~	-	
Rokni et al. [121] ($k - \epsilon$)	400	5860	×	-	-	
Spalart [126] (SA)	-	-	×	-	-	
Fermetures NLEVM						
Huser et al. [63]	600	10320	-	×	×	
Mompean et al. [97]	-	4410	~	-	~	
Nisizima et al. [105]	-	40806	~	~	-	
Rokni et al. [121]	400	5860	~	~	-	
Spalart [126]	-	-	~	-	-	
Fermetures EARSM						
Demuren et al. [29]	-	50000	~	~	-	
Gessner et al. [51]	-	150000	✓	✓	-	
Kajishima et al. [69]	-	6200	-	~	-	
Lauder et al. [82]	-	83000	~	~	-	
Menter et al. [93]	-	12000	~	-	-	
Wang et al. [138]	-	65000	~	~	~	
Fermetures au deuxième ordre (fermetures DRSM)						
Mompean et al. [98]	-	65000	~	~	-	
Naot et al. [103]	-	83000	~	~	-	
Petterson Reif et al. [114]	600	-	~	~	~	
Speziale et al. [132]	-	4800	~	-	-	

- Les fermetures linéaires basées sur l'hypothèse de turbulence isotrope sous-estiment l'intensité des écoulements secondaires
- Les modèles non-linéaires reproduisent l'amincissement de la couche limite de coin sous l'effet des écoulements secondaires
- Les termes A_2 et A_3 de l'équation 1.3 peuvent être correctement reproduits par les approches RANS
- La prédiction des termes $\langle v'^2 \rangle$, $\langle w'^2 \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$ est déterminante
- La calibration des fermetures influence sensiblement la génération des écoulements secondaires
- Les niveaux de validation des fermetures NLEVM, EARSM et DRSM sont comparables
- Les fermetures DRSM recouvrent *a priori* un champ d'application plus large que les fermetures NLEVM et EARSM

TABLE 1.2 – Evaluation des fermetures RANS pour la prédiction des écoulements de jonctions fondamentales. Dans le cas des fermetures EVM, les modèles de turbulence employés sont indiqués entre parenthèse. Légende : (-) Non renseigné; (×) Désaccord qualitatif; (≈) Accord qualitatif; (✓) Accord quantitatif partiel; et (✓) Accord quantitatif global. *Image tirée de Speziale [130]*

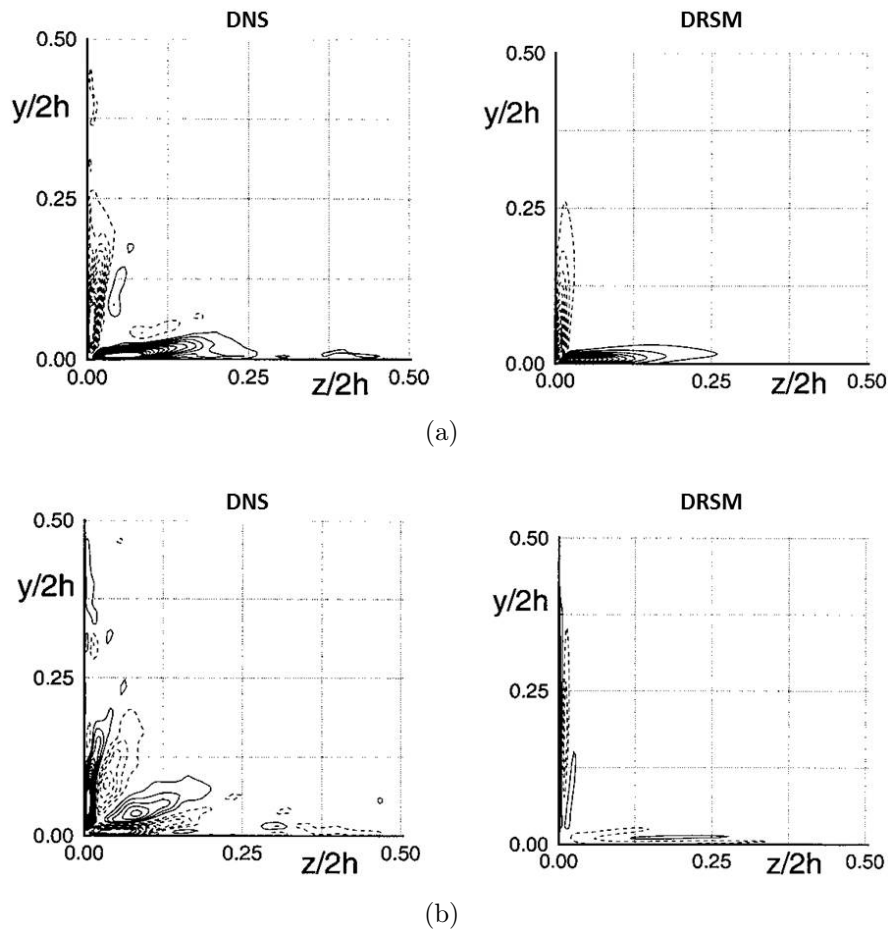


FIGURE 1.17 – Iso-contours des termes de production de vorticité associés a) aux tensions normales et b) aux tensions secondaires relevés dans l’étude de Pettersson Reif et al. [114]. Adaptés de Pettersson Reif et al. [114]

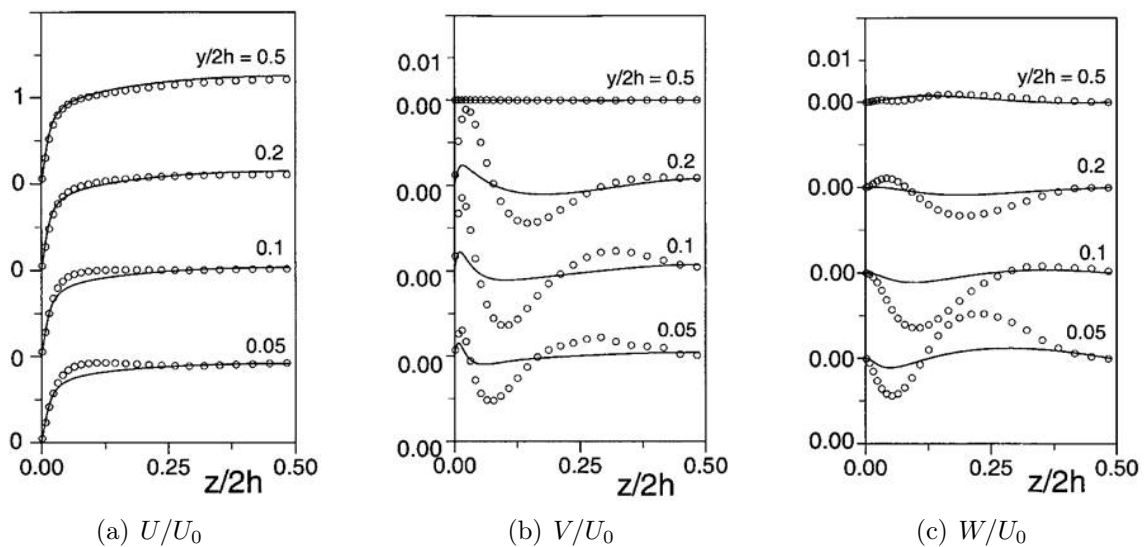


FIGURE 1.18 – Champs moyens de vitesse adimensionnalisée par la vitesse imposée à l’entrée de la conduite et relevés dans l’étude de Pettersson Reif et al. [114]. - : DNS ;   : DRSM. Adaptés de Pettersson Reif et al. [114]

Les équations de Navier-Stokes filtrées sont formellement équivalentes aux équations de Navier-Stokes moyennées en temps (Eq. 1.4). Il convient donc de modéliser la contribution des échelles filtrées. Étant donné que ces échelles représentent les petites structures, elles sont supposées être uniquement dissipatives, ce qui leur conférerait un comportement relativement universel et rendrait la modélisation de ces échelles *a priori* moins complexe qu'un modèle de turbulence RANS.

Quelque soit la modélisation retenue, la plupart des études recensées [15, 87, 142] montrent que cette approche donne des résultats très satisfaisants. En fait, la principale limitation de la LES est liée aux coûts de calculs importants qui peuvent être prohibitifs dans les cas de turbulence pariétale à grands nombres de Reynolds.

Les mêmes conclusions avec des contraintes encore plus fortes sur les coûts de calculs sont obtenues avec l'approche DNS [48, 62] (*Direct Numerical Simulation*) qui consiste à résoudre toutes les structures turbulentes jusqu'aux structures dissipatives. Cette approche est cependant utile pour valider des concepts et des théories développés pour les approches RANS [81]. Cela complète aussi les données expérimentales en rendant compte de phénomènes en très proche paroi parfois difficiles à sonder expérimentalement [62, 69].

En particulier, ces études ont montré que la zone de production de vorticité d'un écoulement de jonction fondamentale est confinée dans la sous-couche visqueuse de la couche limite de coin et que la diffusion visqueuse joue un rôle non-négligeable dans l'équilibre qui génère les écoulements secondaires. Cela renvoie à la question du modèle des petites échelles rencontrée en LES et cela souligne aussi l'importance de la discrétisation spatiale qui peut ajouter de la diffusion numérique.

1.4.2 Jonctions simplifiées

Dans le cas Rood, l'échec de la fermeture de Boussinesq est aussi démontrée de manière théorique par Devenport et al. [32] et le niveau de validité des champs moyen et turbulent prédits par des simulations numériques basées sur des approches RANS avec des fermetures NLEVM et DRSM est évalué par Apsley et al. [5].

Selon cette étude, les fermetures NLEVM ne produisent pas de meilleurs résultats que les fermetures EVM et ont tendance à sous-estimer l'intensité des écoulements secondaires et    sur-estimer l'énergie cinétique d'agitation turbulente de l'écoulement de coin. Les fermetures DRSM produisent des écoulements secondaires qualitativement et quantitativement corrects mais ont aussi tendance à sur-estimer l'intensité de l'énergie cinétique d'agitation turbulente.

Dans le cas de Gand [41] caractérisé par l'absence de décollement de coin, Gand et al. [43] ont utilisé l'approche RANS avec la fermeture de Boussinesq et l'approche LES et Aupoix et al. [6] les approches RANS avec des fermetures EARSM et DRSM pour simuler l'écoulement de jonction.

Comme le montre la figure 1.19 avec le coefficient de pression totale extrait dans différents plans le long du profil, la fermeture de Boussinesq est incapable de reproduire correctement l'écoulement de coin et prédit l'apparition d'un décollement de coin tandis que les fermetures EARSM et DRSM ainsi que l'approche LES sont conformes au champ moyen observé expérimentalement.

En outre, Gand et al. [44] retrouvent dans la simulation LES le comportement bimodal caractéristique du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque avec $0.05 < St_\delta < 0.1$ et des oscillations plus rapides le long du profil caractérisées par $0.2 < St_\delta < 0.3$, ce qui est conforme aux tendances observées dans le cas de Hasan et al. [54] (voir section 1.2).

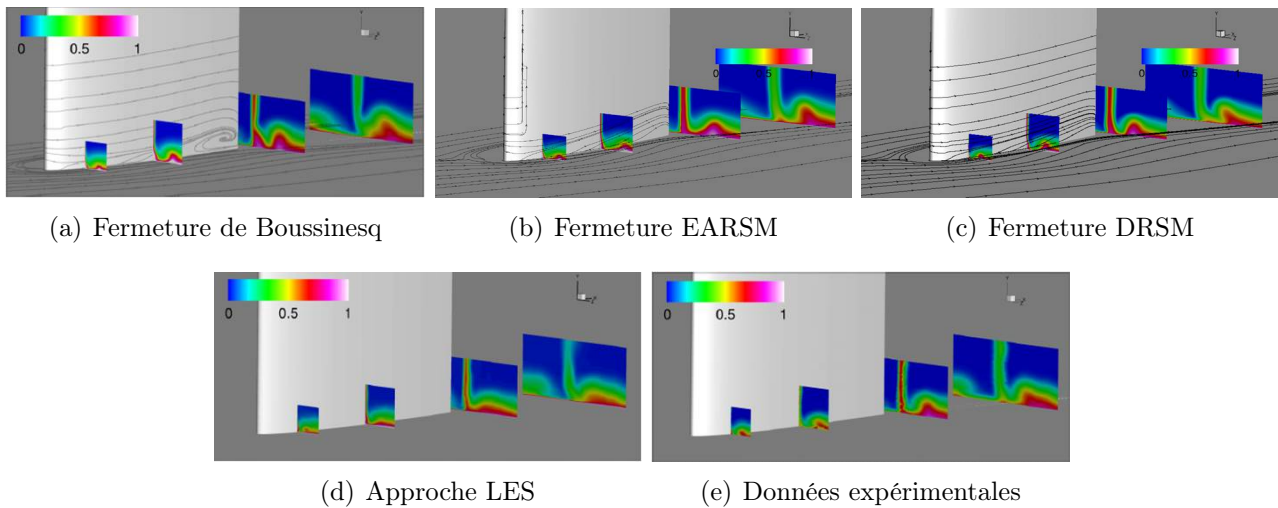


FIGURE 1.19 – Influence de l'approche et de la fermeture retenues pour la prédiction d'un écoulement de jonction simplifiée illustrée à l'aide du coefficient de pression totale. *Tirés de Gand et al. [43] et de Aupoix et al. [6]*

Enfin, la nature foncièrement instationnaire des écoulements de jonctions simplifiées turbulents ne peut pas être pris en compte par les approches RANS et comme l'utilisation de l'approche LES est limitée par les coûts de calculs, il pourrait être préférable d'employer des approches hybrides RANS/LES qui proposent de limiter ces coûts en divisant le domaine de calcul entre des domaines modélisés avec l'approche RANS et des domaines résolus avec l'approche LES.

Pour le cas Rood, Paik et al. [110] ont utilisé cette stratégie avec l'approche DES (*Detached Eddy Simulation*). Ils obtiennent une simulation satisfaisante de l'organisation moyenne de l'écoulement amont et retrouvent son comportement bimodal. A l'aide de la POD (*Proper Orthogonal Decomposition*) du champ de vitesse longitudinal fluctuant, ces auteurs montrent que les premiers modes 1 et 2, comprenant 85% de l'énergie cinétique d'agitation turbulente et représentant respectivement les modes backflow et zeroflow, sont caractérisés par deux fréquences distinctes (figure 1.20) avec des nombres de Strouhal proches des données expérimentales [31].

1.4.3 Jonctions réelles

Pour les écoulements de jonctions réelles, la validation des simulations numériques est limitée par le peu de données expérimentales disponibles. Avec le DLR-F6 (figure 1.21(a)), Dandois [21] et Menter et al. [93] ont néanmoins confirmé l'échec des approches RANS basées sur la fermeture de Boussinesq (figure 1.21(b)) et l'amélioration obtenue avec les fermetures EARSM (figure 1.21(c)).

Selon Yamamoto et al. [143], l'épaisseur de la couche limite de coin est sur-estimée par la fermeture de Boussinesq, ce qui entraînerait un décollement de coin prématuré. Toujours selon ces auteurs, la prise en compte de l'anisotropie avec une fermeture non-linéaire favorise la génération des écoulements secondaires de seconde espèce et a pour effet d'accélérer la couche limite de coin, la rendant ainsi plus résistante au gradient de pression produit par l'aile.

Plusieurs auteurs [99, 100, 118, 135] ont aussi mis en évidence l'influence du maillage sur la solution obtenue avec les approches RANS. Le raffinement et le type de maillage, structuré ou non structuré, peuvent influencer la topologie et l'étendue du décollement de coin comme le montre la figure 1.22.

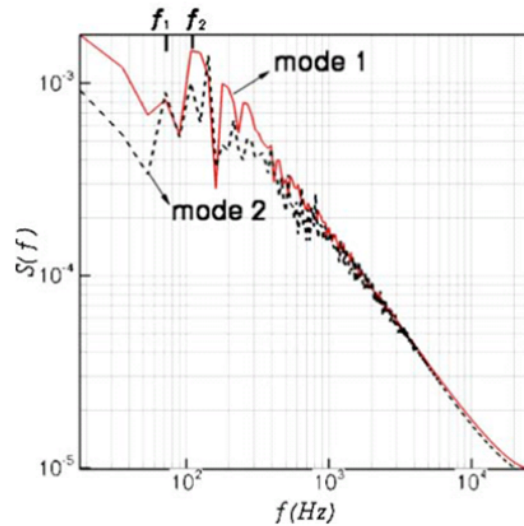
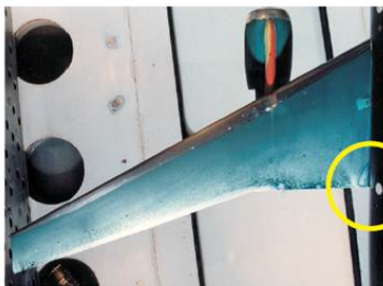
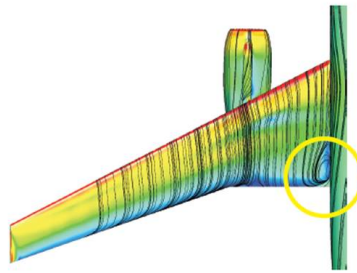


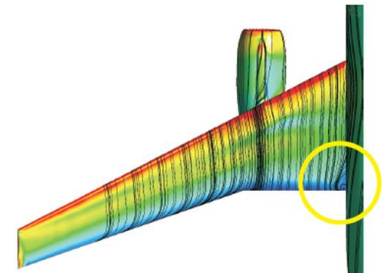
FIGURE 1.20 – Densité de puissance spectrale des modes 1 et 2 déduits de la POD du champ de vitesse longitudinal fluctuant relevé dans l'étude de Paik et al [110] au bord d'attaque. *Tiré de Paik et al [110]*.



(a) Données expérimentales

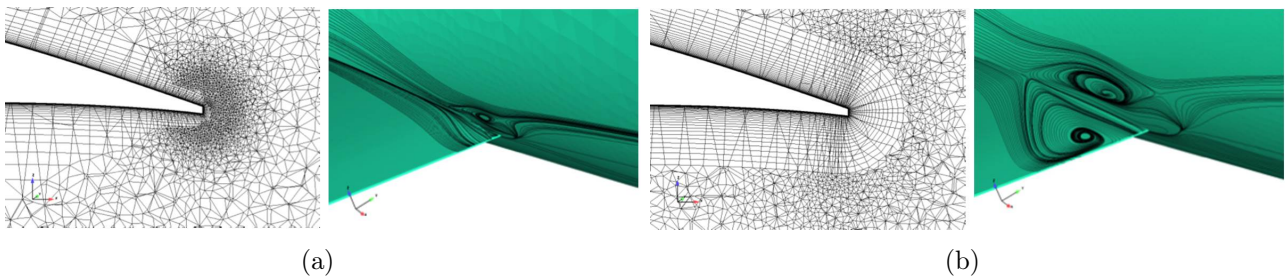


(b) Fermeture de Boussinesq



(c) Fermeture EARSM de Menter [93]

FIGURE 1.21 – Influence de la fermeture retenue pour la prévision d'un écoulement de jonction réelle. *Adaptés de Menter et al. [93]*



(a)

(b)

FIGURE 1.22 – Influence de la stratégie de maillage retenue pour la prévision d'un écoulement de jonction réelle. La coupe du maillage est réalisée à 15% de l'envergure de l'aile et les simulations sont réalisées avec une fermeture EARSM. *Adaptés de Morrisson et al. [99]*

1.5 Synthèse bibliographique

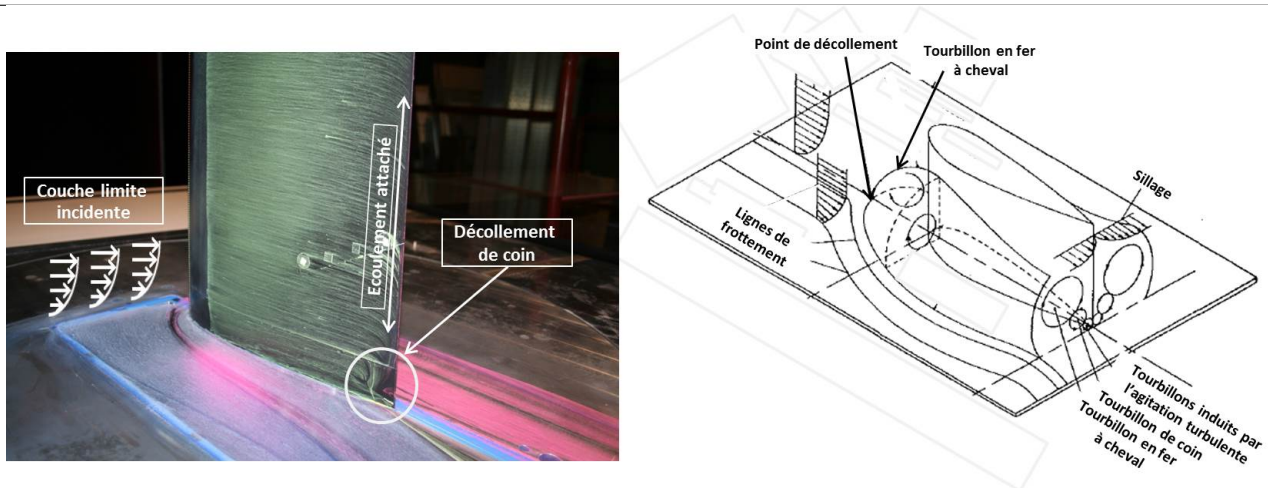
Les principaux phénomènes présents au sein des écoulements turbulents de jonctions simplifiées ainsi que leurs interactions éventuelles exposés au cours de l'étude bibliographique sont résumés dans le tableau 1.3. Quatre phénomènes semblent dominer l'écoulement de coin : le

tourbillon en fer à cheval, le tourbillon de coin, les tourbillons secondaires de seconde espèce induits par l'agitation turbulente et le décollement de coin. Il y a peu d'informations sur les relations entre ces tourbillons à l'exception de la réénergétisation du tourbillon de coin par les tourbillons induits par l'agitation turbulente. Néanmoins, on pourrait supposer que l'intensité du tourbillon en fer à cheval et du tourbillon de coin sont corrélées étant donné que le tourbillon de coin est un tourbillon produit par la formation du tourbillon en fer à cheval. Il serait aussi probable que le tourbillon de coin favorise le cisaillement interne de la couche limite de coin, ce qui pourrait induire des variations des tensions secondaires $\langle v'w' \rangle$ et influencer la production de tourbillons secondaires induits par l'agitation turbulente.

Les informations sont aussi limitées sur le décollement de coin. La plupart des auteurs s'accordent sur une compétition entre ce phénomène et les tourbillons qui réénergétiseraient la couche limite de coin. Cependant, l'effet des tourbillons n'est pas immédiat. En particulier, il semblerait que le tourbillon de coin produise une zone de dépression sur l'obstacle, favorisant ainsi l'apparition du décollement sur cette partie de la jonction. L'effet du tourbillon en fer à cheval peut aussi être discuté. Ce tourbillon amène et retire du fluide dans la zone de coin. Le gain de quantité de mouvement pour la couche limite de coin devrait être évalué. Il en est de même pour les tourbillons induits par l'agitation turbulente.

Organisation des écoulements de jonctions simplifiées

Visualisation du décollement de coin et illustration des tourbillons produits par un écoulement de jonction simplifiée. *Adapté de Abdulla et al. [2]*



Phénomènes physiques	Conjectures
Tourbillon en fer à cheval	<ul style="list-style-type: none"> • Défavorable au décollement de coin
Tourbillon de coin	<ul style="list-style-type: none"> • Réénergétise la couche limite de coin • Génère une zone de dépression sur l'aile
Tourbillons induits par l'agitation turbulente	<ul style="list-style-type: none"> • Réénergétisent le tourbillon et la couche limite de coin • Favorisés par l'anisotropie et le cisaillement présent au sein de la couche limite de coin • Localisés et produits en très proche paroi dans le coin
Décollement de coin	<ul style="list-style-type: none"> • Occurrence probable dans le coin et sur l'obstacle • Très peu probable dans certaines configurations

TABLE 1.3 – Illustrations et conjectures sur les interactions entre les différents phénomènes recensés dans un écoulement de jonction simplifiée.

Dans la suite de ce mémoire, ces éléments pourront participer à l'analyse des résultats de la présente étude.

Présentation de la base de données expérimentale, de la simulation ZDES et des calculs RANS

Sommaire

2.1 Base de données expérimentale	39
2.1.1 Moyens expérimentaux	39
2.1.2 Limites d'exploration de la HS-PIV	41
2.2 Base de données numérique	41
2.2.1 Simulation ZDES	41
2.2.2 Calculs RANS	48
2.3 Synthèse sur la présentation de la base de données expérimentale, de la simulation ZDES et des calculs RANS	50

Ce chapitre est dédié à la présentation de la base de données expérimentale, de la simulation ZDES et des calculs RANS. Parmi toutes les configurations étudiées en essais, la configuration retenue pour la simulation ZDES est utilisée pour illustrer les limites de l'exploration expérimentale. Cette configuration est caractérisée par un décollement de coin modéré produit par un écoulement de jonction simplifiée pleinement turbulent. Ce cas est défini par $\delta_0/T = 0.42$, $Re_c = 3 \times 10^5$ et $\alpha = 12^\circ$ (figure 2.1) et a été en partie simulé avec les moyens de calculs du GENCI.

2.1 Base de données expérimentale

Cette section est dédiée à la présentation des moyens expérimentaux employés en essais et aux limites d'exploration rencontrées dans le cas de référence.

2.1.1 Moyens expérimentaux

Une configuration dédiée aux écoulements de coin a été conçue à l'ONERA [42] et une campagne d'essais basée sur cette configuration a été réalisée dans la soufflerie F2 en octobre-

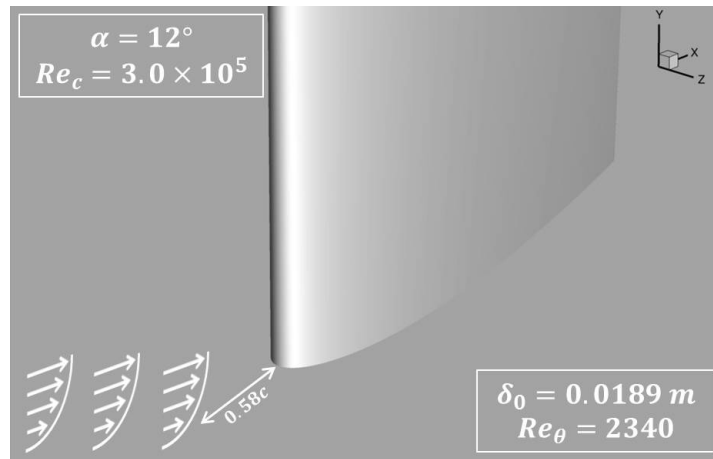


FIGURE 2.1 – Cas de référence retenu pour la simulation ZDES.

novembre 2012.

Cette configuration est constituée d’une aile de profil NACA0015 vrillée montée perpendiculairement sur une plaque plane (ou plancher). La longueur de la corde et le maximum d’épaisseur de cette aile sont respectivement $c = 300 \text{ mm}$ et $T = 45 \text{ mm}$. L’objectif de ces essais était de décrire les propriétés physiques d’un décollement de coin et d’en identifier les conditions d’apparition en faisant varier l’épaisseur de la couche limite incidente δ_0 , l’angle d’incidence α et le nombre de Reynolds basé sur la corde Re_c .

Différentes mesures ont été effectuées à l’aide de l’instrumentation illustrée sur la figure 2.2 et dont une présentation complète est donnée dans [28]. Cette instrumentation a permis de contrôler les conditions d’écoulement au moyen d’une sonde de couche limite (sonde Epistle) positionnée en amont de l’aile en $(x/c = -0.175; z/c = -0.350)$ et de prises de pression statiques à mi-envergure. L’écoulement de coin a été exploré avec des visualisations à l’huile (bouillies), trois prises de pression statiques, huit capteurs instationnaires de pression pariétale kulites et des mesures HS-PIV (*High Speed Particle Image Velocimetry*) réalisées en trois plans dénommés P1, P2, P3 et respectivement situés en $x/c = 48\%$, 87% et 102% .

Cependant, dans le cas de référence retenu pour l’analyse détaillée du décollement de coin, l’amplitude des signaux de pression mesurés par les kulites est très faible et ils sont entachés d’une forte incertitude due au rapport signal/bruit proche de 1. Ces données ne peuvent donc pas être exploitées.

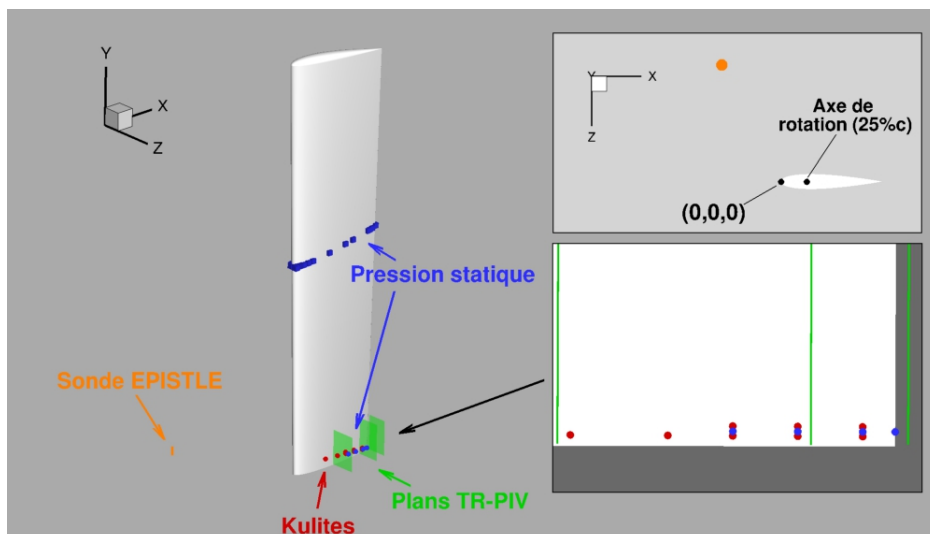


FIGURE 2.2 – Représentation schématique de la position des équipements sur la maquette.

2.1.2 Limites d'exploration de la HS-PIV

La fréquence d'acquisition de la HS-PIV est de 1000Hz et la résolution de 1024×1024 pixels. La principale difficulté soulevée par la HS-PIV concerne l'approche aux parois dans le coin en raison des réflexions possibles, de la difficulté d'ensemencer correctement cette région et du masque du champ de visée des caméras par l'aile. La figure 2.3 illustre les distances d'approche aux parois obtenues dans le cas de référence retenu pour la ZDES. On remarque que le sondage de l'écoulement dans le coin est délicat et qu'il existe une zone masquée importante qui s'étend sur plusieurs *mm*.

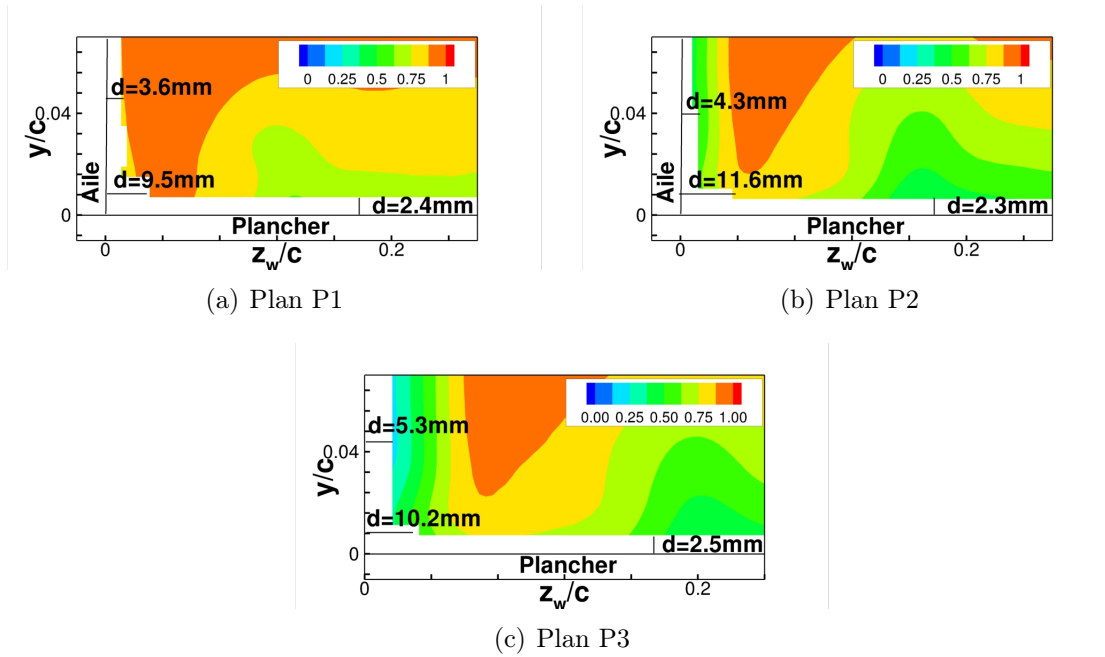


FIGURE 2.3 – Distances d'approche aux parois en HS-PIV estimées à l'aide des iso-contours de U/U_∞ pour le cas défini par $\delta_0/T = 0.42$, $Re_c = 3 \times 10^5$ et $\alpha = 12^\circ$. La notation z_w renvoie au repère de l'aile où l'origine de l'axe z est imposée à la paroi de l'aile.

2.2 Base de données numérique

La base de données numérique est constituée de la simulation ZDES et des calculs RANS.

2.2.1 Simulation ZDES

La ZDES, développée par Deck [23], est une méthode hybride RANS/LES qui propose de combiner les approches RANS et LES en fonction des caractéristiques d'une zone d'écoulement donnée. Avant de décrire le fonctionnement de la ZDES, il convient de rappeler le modèle de turbulence et l'approche originale sur lesquels cette méthode repose. En l'occurrence, il s'agit du modèle SA (Spalart-Allmaras [127]) et de la DES (*Detached Eddy Simulation*).

Présentation du modèle SA

Comme cela est rappelé en chapitre I, la fermeture de Boussinesq (Eq. 1.5) utilisée dans le cadre de l'approche RANS introduit la notion de viscosité turbulente ν_t . Cette grandeur doit être modélisée et pour ce faire le modèle SA propose d'ajouter une équation relative au

transport de la pseudo-viscosité turbulente $\tilde{\nu}$, définie par $\nu_t = f_{v1}\tilde{\nu}$ où f_{v1} est une fonction d'amortissement qui permet d'assurer que $\tilde{\nu} = \kappa y u_\tau$, où u_τ est la vitesse de frottement, dans les différentes régions de la couche limite (linéaire, tampon et logarithmique). La fonction f_{v1} s'écrit :

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \text{ avec } \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (2.1)$$

et l'équation de transport de $\tilde{\nu}$ est donnée par

$$\frac{D\rho\tilde{\nu}}{Dt} = \underbrace{c_{b1}\rho\tilde{S}\tilde{\nu}}_{Production} + \frac{1}{\sigma} \underbrace{[\nabla \cdot ((\mu + \rho\tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu}) + c_{b2}\rho(\nabla\tilde{\nu})^2]}_{Diffusion} - \underbrace{c_{w1}\rho f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2}_{Destruction} \quad (2.2)$$

avec

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

et

$$f_w(g) = g \left(\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right)^{1/6} \text{ avec } g = r + c_{w2}(r^6 - r) \text{ et } r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2} \quad (2.4)$$

Les différents coefficients du modèle sont les suivants :

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{\kappa} + \frac{(1 + c_{b2})}{\sigma} \text{ où } c_{b1} = 0.1355, c_{b2} = 0.622, \sigma = 2/3, \kappa = 0.41, c_{w2} = 0.3, \quad (2.5)$$

$$c_{w3} = 2 \text{ et } c_{v1} = 7.1$$

Dans l'équation 2.2, le terme de destruction dépend de la distance d à la paroi. Ceci permet d'assurer que la quantité adéquate de viscosité est injectée en fonction de la position dans la couche limite. L'action de ce terme est d'autant plus importante que d est faible. En revanche, dans la zone externe de la couche limite, la décroissance du terme de destruction est accélérée par la fonction de correction f_w .

Présentation de la méthode DES

La méthode DES, également désignée DES97, a été proposée par Spalart et al. [129] pour traiter des écoulements à haut nombre de Reynolds et massivement décollés. L'idée principale de la DES97 est de modifier le terme de destruction de la viscosité turbulente $\tilde{\nu}$ dans le modèle SA de telle sorte que l'approche RANS soit remplacée par l'approche LES dans les écoulements décollés. Pour ce faire, les auteurs ont proposé de remplacer la distance à la paroi d dans le modèle SA par la longueur \tilde{d} définie par :

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta) \quad (2.6)$$

où $\Delta = \Delta_{max} = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ est la longueur caractéristique du maillage et $C_{DES} = 0.65$. Loin de la paroi, la viscosité turbulente a pour échelle Δ et l'équilibre entre les termes de destruction et de production permet d'obtenir l'expression suivante :

$$\tilde{\nu} \approx \tilde{S}d_w^2 \quad (2.7)$$

avec \tilde{S} l'échelle du taux de déformation local. Par conséquent, $\tilde{\nu}$ prend la forme d'une viscosité de sous-maille de type Smagorinsky $\nu_{SGS} \approx \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}\Delta^2$.

Le passage de l'approche RANS à l'approche LES (désignée par zone grise) constitue un élément majeur de la DES97. Lorsque la taille de maille est de l'ordre de grandeur de la distance à la paroi, ce qui est couramment le cas pour un maillage RANS de couche limite attachée, la transition vers l'approche LES peut être déclenchée alors que la densité de maillage ne permet pas de résoudre correctement les tensions turbulentes. Cela peut induire une perte de tensions turbulentes (*Modelled Stress Depletion*), dégrader la prévision du point de décollement ou encore créer un décollement non physique (*Grid Induced Separation*). Pour retarder le passage à l'approche LES, Spalart et al. [128] ont proposé de modifier \tilde{d} dans une méthode appelée la DDES (*Delayed Detached Eddy Simulation*).

Présentation de la méthode ZDES

La formulation ZDES permet de traiter trois catégories de décollements illustrées par la figure 2.4. Les écoulements de type (I) concernent les décollements massifs imposés par une rupture géométrique. La catégorie (II) regroupe les décollements massifs dus à un gradient de pression adverse sur une surface courbe et dont le point de décollement est *a priori* inconnu. Le mode (III) concerne les décollements généralement minces et/ou confinés pour lesquels la dynamique de la turbulence de la couche limite joue un rôle important. Suivant la densité de maillage utilisée et l'interface RANS/LES imposée par l'utilisateur, ce mode permet un fonctionnement de type WMLES (*Wall Modelled LES*) ou WRLES (*Wall Resolved LES*).

Il est à noter qu'il est aussi possible d'utiliser le mode 0 qui correspond à une résolution de type RANS basée sur le modèle SA.

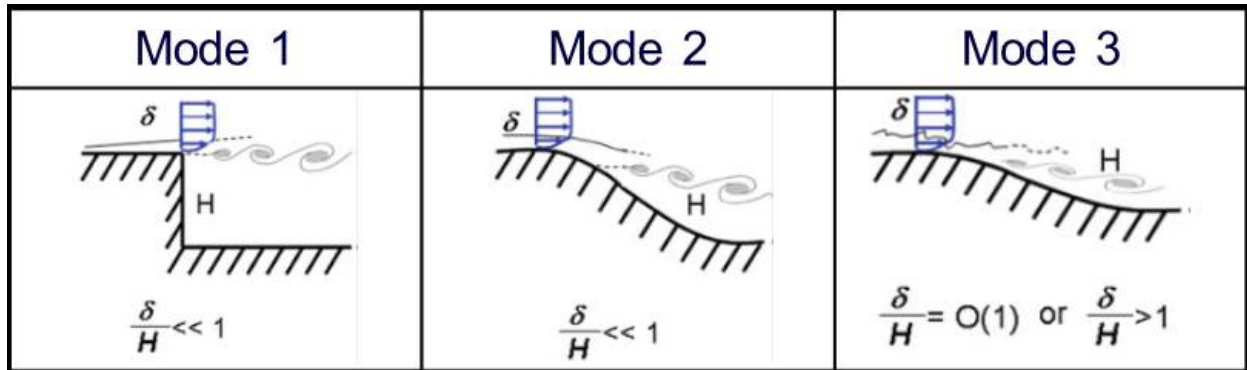


FIGURE 2.4 – Classification des différents types de décollements. I : décollement fixé par la géométrie, II : décollement induit par un gradient de pression adverse sur une surface courbe, III : décollement fortement influencé par la dynamique de la couche limite amont. Tiré de Deck [23].

En pratique, l'utilisateur définit des zones en mode 0, 1, 2 ou 3, et la longueur \tilde{d} dans la DES de Spalart et al. [129] est donnée par :

$$\tilde{d}_{zdes} = \begin{cases} d_w & \text{si mode} = 0 \\ \tilde{d}_{DES}^I & \text{si mode} = 1 \\ \tilde{d}_{DES}^{II} & \text{si mode} = 2 \\ \tilde{d}_{DES}^{III} & \text{si mode} = 3 \end{cases} \quad (2.8)$$

Dans la présente étude, le mode 1 et le mode 2 ne sont pas utilisés mais il peut être remarqué que le mode 2 propose un senseur automatique pour le passage RANS/LES, ce qui permet une utilisation presque transparente pour l'utilisateur.

Pour le mode 3, la définition de l'échelle de longueur de la ZDES \tilde{d}_{DES}^{III} , donnée par Deck [23], s'écrit :

$$\tilde{d}_{DES}^{III} = \begin{cases} d_w & \text{si } d_w < d_w^{interface} \\ \tilde{d}_{DES}^I & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.9)$$

avec

$$\tilde{d}_{DES}^I = \min(d_w, C_{DES} \tilde{\Delta}_{DES}^I), \quad (2.10)$$

où $d_w^{interface}$ est imposé par l'utilisateur et $\tilde{\Delta}_{DES}^I = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}^1$.

Dans le cas d'un décollement de coin modéré produit par un écoulement de jonction (figure 2.5), la ZDES doit être appliquée dans son mode 3 puisque le décollement dépend de la couche limite incidente ainsi que de la couche limite de l'aile. En revanche, l'écoulement loin du coin est attaché le long de l'aile et peut donc être modélisé avec l'approche RANS (mode 0).

En outre, le domaine de la simulation doit être suffisamment étendu pour éviter d'éventuelles réflexions produites par les conditions limites. Pour ce faire, des zones en mode 0 sont juxtaposées à la zone en mode 3.

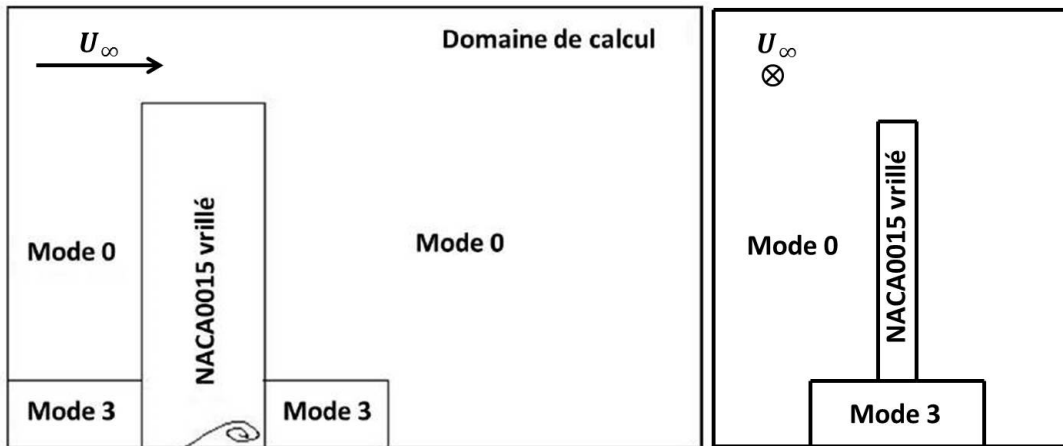


FIGURE 2.5 – Schéma de l'approche zonale mise en place pour le cas de référence retenu pour la simulation ZDES.

Enfin, étant donné que l'objectif est de produire une simulation de type WRLES capable de résoudre l'écoulement jusqu'à la paroi, la distance $d_w^{interface}$ est nulle.

Réduction du nombre de points du maillage

Le nombre de points nécessaire à une simulation WRLES augmente de façon dramatique avec le nombre de Reynolds Re_c [20]. Par ailleurs, le nombre de points maximum envisageable avec les supercalculateurs de l'ONERA était limité à 200×10^6 en 2010 [41]. L'architecture n'ayant pas évolué entre 2010 et 2011, ce nombre est la référence retenue pour le cas présent.

En appliquant les tailles de mailles courantes en WRLES, à savoir $\Delta x^+ = 50$, $\Delta y^+ = 1$ et $\Delta z^+ = 20$, où $\Delta x_i^+ = \frac{\Delta x_i u_\tau}{\nu}$, le tableau 2.1 montre que le nombre de points nécessaire pour les couches limites de la plaque plane et de l'aile considérées séparément est raisonnable mais que leur combinaison pour former la zone en mode 3 atteint la limite des supercalculateurs. Cette

1. Dans la suite de ce mémoire, le terme $\tilde{\Delta}_{DES}^I$ est dénoté Δ_{vol} .

limite est largement dépassée quand le domaine complet est pris en compte. Cette augmentation brutale du nombre de points est due à l'utilisation d'une stratégie de maillage structuré qui entraîne une propagation des points des couches limites dans tout le domaine.

Couche limite de la plaque plane	Couche limite de l'aile	Zone mode 3	Domaine de calcul complet
70×10^6 points	6×10^6 points	200×10^6 points	580×10^6 points

TABLE 2.1 – Nombre de points nécessaire aux différentes parties du domaine de calcul pour une résolution de type WRLES. Les estimations pour la zone mode 3 et pour le domaine de calcul complet ont été réalisées avec le logiciel ICEM.

Pour réduire le nombre de points, la première étape consiste à relâcher la contrainte sur les tailles de mailles Δx^+ et Δz^+ . Dans un cas similaire réalisé à l'ONERA [41], les contraintes $54 < \Delta x^+ < 94$ et $22 < \Delta z^+ < 32$ ont montré qu'elles étaient suffisantes pour assurer la résolution correcte de l'écoulement de jonction. Cela ramène le nombre de point total à 390×10^6 .

La deuxième étape repose sur l'emploi de la stratégie de maillage chimère. Cette stratégie permet de découper le domaine de calcul en plusieurs sous-domaines (bases) entre lesquels la transmission d'informations se fait par interpolations.

Dans le cas de la simulation ZDES, cette stratégie est utilisée pour découpler le maillage de l'emplanture de l'aile du maillage du saumon. Cela vise à supprimer la corrélation entre la discrétisation du plancher et celle du saumon qui n'est pas nécessaire et qui est, encore une fois, due à la mise en place de maillages structurés.

Comme le montre la figure 2.6, deux bases sont utilisées : une base dédiée à l'emplanture et qui remonte jusqu'à $y = 3c$, et une base associée au reste de l'aile et qui descend jusqu'à $y = 2c$. Ces distances assurent que le recouvrement des bases est suffisant pour que les dernières rangées de points d'une base puissent s'interpoler à partir des points de l'autre base. Le nombre de rangées à prendre en compte est égale à deux et comme le montre la figure de droite, la contrainte sur le recouvrement est bien respectée.

Avec cette modification, le nouveau nombre de points pour le domaine complet est de 257×10^6 , avec 250×10^6 pour la base 1 et 7×10^6 pour la base 2.

La troisième et dernière étape de réduction du nombre de points est réalisée avec l'optimisation de la taille du domaine. La position de trois conditions aux limites doit être définie.

Pour la condition aux limites amont, la position de cette frontière est imposée par l'utilisation de la SEM (*Synthetic Eddy Method*). La SEM est une méthode de génération de turbulence synthétique. Elle est utilisée pour produire une couche limite réaliste en entrée de la zone mode 3. La SEM employée ici est celle de Jarrin et al. [67] modifiée par Pamiès et al. [111, 112]. Le signal turbulent instationnaire est reconstruit à partir de données statistiques d'ordre élevé et de séquences aléatoires. En pratique (figure 2.7), il s'agit de superposer des fluctuations de vitesse correspondant à des structures cohérentes respectant un tenseur de Reynolds cible fourni par l'utilisateur sur le champ moyen issu d'une simulation RANS préliminairement réalisée avec la condition de circulation. Il est alors possible d'obtenir une condition d'entrée turbulente, instationnaire et satisfaisant la conservation de la circulation. Il est important de noter que cela est plus complexe à mettre en place avec les méthodes de recyclage et de renormalisation comme celle de Lund et al. [85].

De plus, lors de la mise en place de la SEM, il faut tenir compte d'une distance d'adaptation d'environ $8\delta_0$ qui est propre à cette méthode. L'extension amont est ensuite ajustée pour obtenir l'épaisseur de couche limite recherchée au point de référence. Dans la présente simulation,

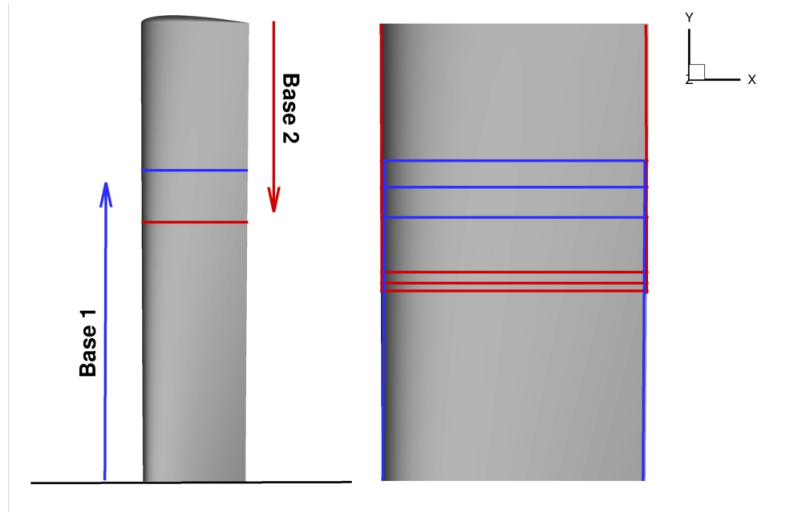


FIGURE 2.6 – Décomposition du domaine de calcul retenue pour la stratégie de maillage chimère. A gauche : délimitation des bases. A droite : premières rangées de cellules présentes dans chaque base.

la frontière d'entrée est placée en $x_{\text{amont}} = 1.25c + 8\delta_0 \simeq -1.75c$.

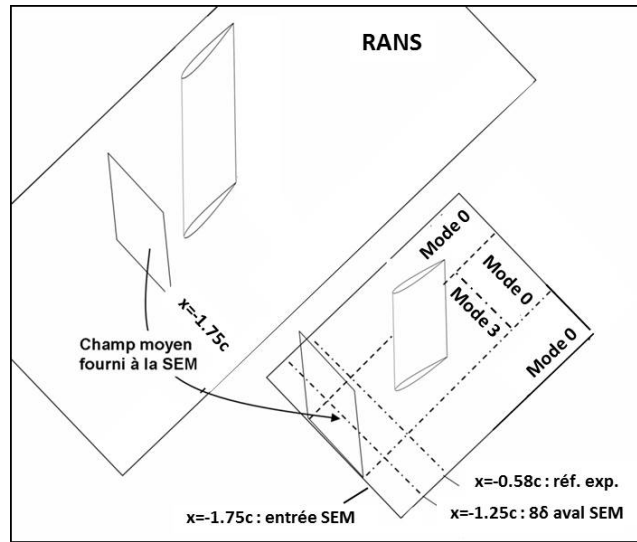


FIGURE 2.7 – Placement de la condition aux limites amont pour la simulation ZDES et mise en oeuvre de la SEM. *Adapté de Gand [41].*

Toutefois, il s'est avéré que la longueur de $8\delta_0$ était sous-estimée. Comme le montre la figure 2.8 qui présente le coefficient de frottement extrait le long de la plaque plane en $z = 0$, près de $16\delta_0$ sont nécessaires pour que le frottement produit par le mode 3 de la simulation ZDES concorde avec le frottement d'un calcul RANS basé sur le modèle SA calibré pour prédire une valeur correcte.

D'après Deck et al. [26], cela est partiellement dû à la densité de maillage utilisée dans la direction transverse. Néanmoins, la valeur du frottement à la position de référence ($x/\delta_0 \approx 18$) est juste et l'étude de la couche limite incidente réalisée lors du chapitre III confirme que cette méthode donne des résultats satisfaisants.

Les conditions aux limites latérale et aval sont définies par des conditions de non-réflexion. Pour évaluer l'influence de la position de ces conditions sur le gradient de pression produit par

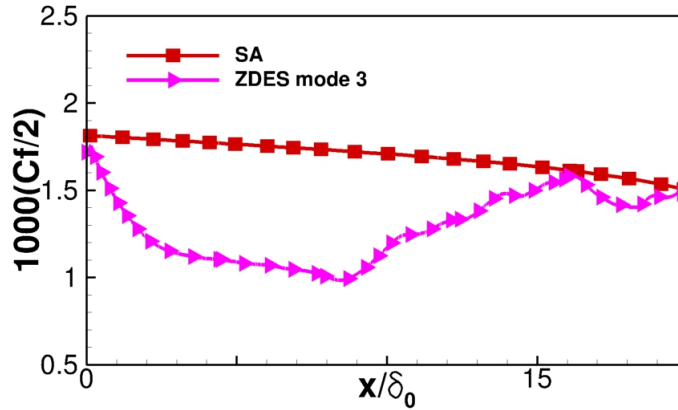


FIGURE 2.8 – Coefficient de frottement extrait le long de la plaque plane en amont de l’aile en $z = 0$.

l’aile, trois études ont été menées à l’aide de calculs RANS réalisés avec un maillage grossier mais néanmoins suffisant pour étudier cet effet comme le montre l’annexe B.

Pour la position des frontières latérales, les positions $z_{max} = 1c, 2c, 3c$ et $10c$ sont évaluées en conservant $x_{max} = 33c$ (figure 2.9(a)). On constate des écarts sur le pic de survitesse qui atteignent 3.2% pour la position $z_{max} = 2c$.

Pour la position de la frontière avale, les positions $x_{max} = 2c, 5c$ et $10c$ sont évaluées en conservant $z_{max} = 33c$ (figure 2.9(b)). En deçà de $x_{max} = 2c$, les écarts sur le pic de survitesse excèdent 1.8%.

Enfin, en choisissant $z_{max} = 3c$ et $x_{max} = 5c$ (figure 2.9(c)), l’écart produit par la modification de la position des frontières avales et latérales sur le pic de survitesse est égal à 1.9%.

Dans la mesure où l’incertitude expérimentale sur la mesure de la vitesse est de 1.7%, l’erreur commise en réduisant la taille du domaine est acceptable.

Avec cette dernière modification, le maillage comprend 230×10^6 de points et la simulation ZDES peut être réalisée avec les moyens informatiques disponibles.

Paramètres numériques

La simulation ZDES a été effectuée avec le logiciel *elsA* [17]. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

- La discrétisation spatiale est assurée par un schéma AUSM+(P) développé par Edwards et al. [37] dans sa variante sans capture de choc développée par Mary et al. [90] ;
- L’intégration en temps est assurée par le schéma d’ordre 2 de Gear. Le pas de temps physique est fixé à $\Delta t = 0.5 \mu s$ et ainsi le nombre de CFL (Courant-Friedrich-Lévy) ne dépasse pas 15. Huit sous-itérations ont été nécessaires pour obtenir une décroissance d’un ordre de grandeur des résidus au sein de l’algorithme d’intégration temporelle implicite. La simulation a été effectuée avec 960 processeurs de type Intel Nehalem, Intel Westmere et Intel Harpertown pour un total de $9.6 \times 10^5 h$ CPU, ce qui représente un temps physique total simulé de 51.7 ms ;
- La transition est déclenchée sur le profil par une paroi verticale de profondeur Δx nulle et d’une hauteur de l’ordre de l’épaisseur de déplacement δ^* estimée à partir de calculs RANS. Cette technique a été employée précédemment dans la thèse de Gand [41] et il a été montré que cela est efficace ;

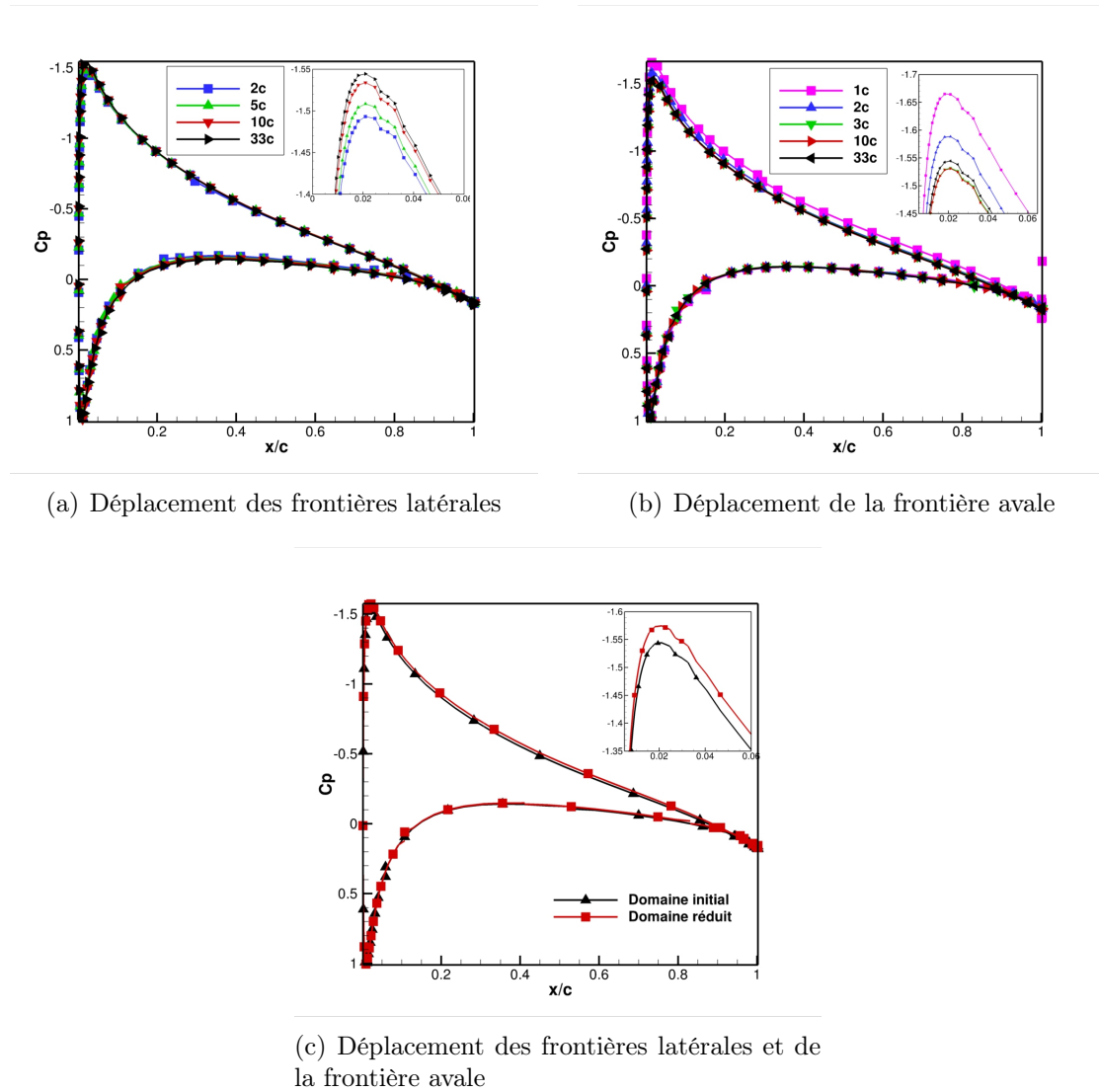


FIGURE 2.9 – Effet de la position des conditions aux limites sur le coefficient de pression à mi-envergure évalué dans le cas de référence retenu pour la simulation ZDES.

- Enfin, des difficultés numériques liées aux faibles nombres de Mach² sont susceptibles d’apparaître étant donné que *elsA* est un code compressible. Il est donc nécessaire de réduire la pression atmosphérique pour les calculs de manière à pouvoir atteindre $M = 0.15$ en conservant $Re_c = 3 \times 10^5$ tout en restant dans le cadre des hypothèses de fluide incompressible.

D’une part, le champ moyen et les statistiques du champ fluctuant de l’ensemble du domaine de calcul peuvent être obtenus à l’aide de la moyenne temporelle du champ instantané.

D’autre part, de nombreux capteurs ont été mis en place pour relever les signaux instantanés $p(t)$, $u(t)$, $v(t)$ et $w(t)$ afin d’effectuer des analyses spectrales (figure 2.10).

2.2.2 Calculs RANS

Les calculs RANS ont aussi été effectués avec le logiciel *elsA* [17]. Les paramètres des calculs sont les suivants :

2. En essais, le nombre de Mach du cas de référence retenu pour la simulation est de 0.044.

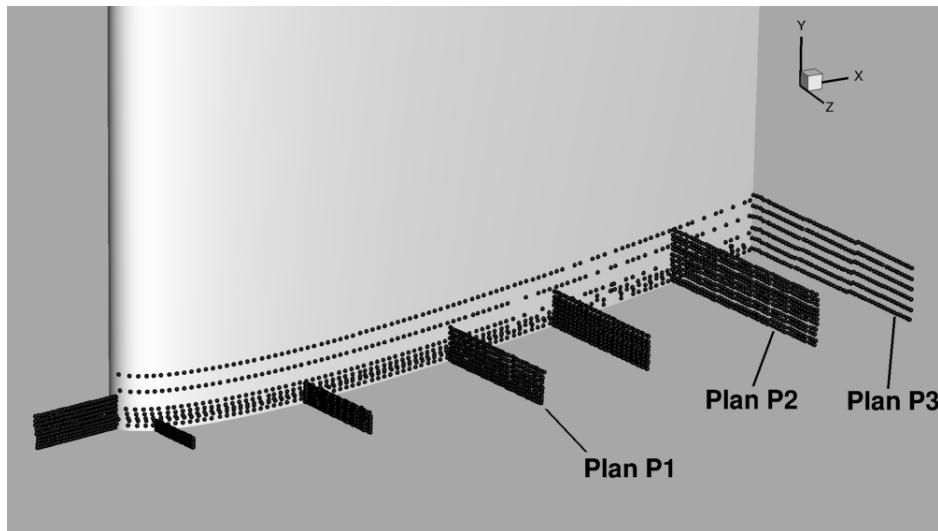


FIGURE 2.10 – Placement des capteurs pour la simulation ZDES.

- La discrétisation spatiale est assurée par le schéma d'ordre 2 de Jameson avec $k^2 = 0$ et $k^4 = 0.016$;
- L'intégration en temps est assurée par un schéma backward Euler implicite d'ordre 1 avec la méthode LU-SSOR ;
- Les modèles de turbulence choisis pour ces calculs sont le modèle SA et les modèles $k - \omega$ BSL et $k - \omega$ SST de Menter [94] ;
- Les conditions limites imposées correspondent à une atmosphère infinie : on impose un état de référence tout autour de la jonction à $33c$ dans les directions x et z et $6c$ dans la direction y (figure 2.11) ;
- L'épaisseur de couche limite amont désirée est obtenue en définissant la longueur de la paroi adhérente en amont du profil ;
- La position de la transition laminaire/turbulent sur le profil n'est pas prescrite. Des calculs ont été effectués en prenant en compte la zone laminaire au bord d'attaque³ et les résultats sont quasiment identiques à ceux obtenus en "tout turbulent" ;
- De la même manière, le confinement de la soufflerie n'est pas reproduit en calculs. Comme le montre l'annexe A, cet effet est négligeable ;
- Enfin, pour limiter l'apparition des difficultés numériques dues au fait que *elsA* est un code compressible, la pression atmosphérique est réduite de manière à pouvoir atteindre $M = 0.15$ en conservant $Re_c = 3 \times 10^5$ tout en restant dans le cadre des hypothèses de fluide incompressible.

Dans le but de ne pas biaiser l'étude des calculs RANS, il convient aussi de s'assurer que les calculs ne sont pas entachés d'erreurs de troncature et/ou de discrétisation spatiale. Pour cela, la convergence itérative et en maillage des simulations doit être vérifiée.

Pour tous les calculs, la convergence itérative est considérée atteinte lorsque deux critères sont vérifiés. Les résidus doivent avoir diminué d'au moins trois ordres de grandeur et la variation des coefficients aérodynamiques doit être inférieure à 1% sur les 400 dernières itérations, ce qui est illustré sur la figure 2.12.

La convergence en maillage des calculs RANS est vérifiée à l'aide d'une étude concernant le

3. Ces calculs ont été réalisés avec le modèle SA. Dans ce cas, la méthode pour reproduire la transition est celle de la "transition imposée" : l'écoulement est laminaire jusqu'à la bande de transition et au-delà il est considéré comme étant pleinement turbulent. Cette méthode ne représente donc pas l'apparition progressive de la turbulence.

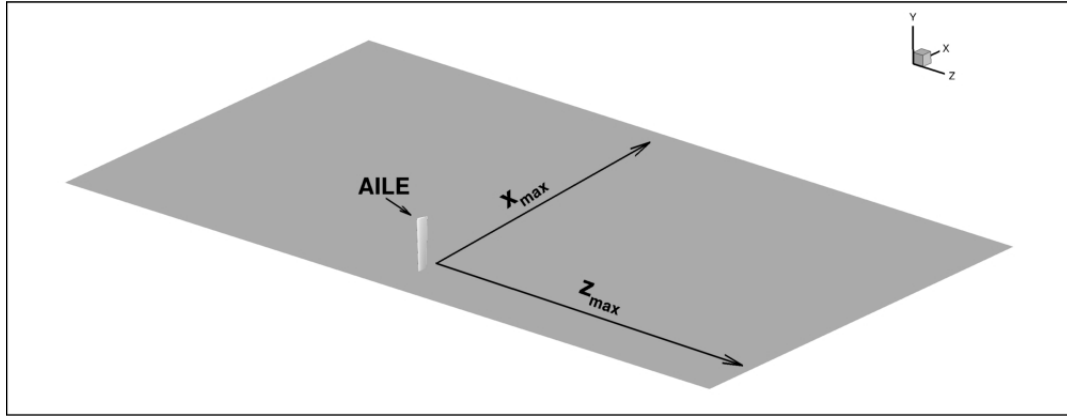


FIGURE 2.11 – Domaine des calculs RANS.

raffinement des couches limites et de la région du coin détaillée en annexe B.

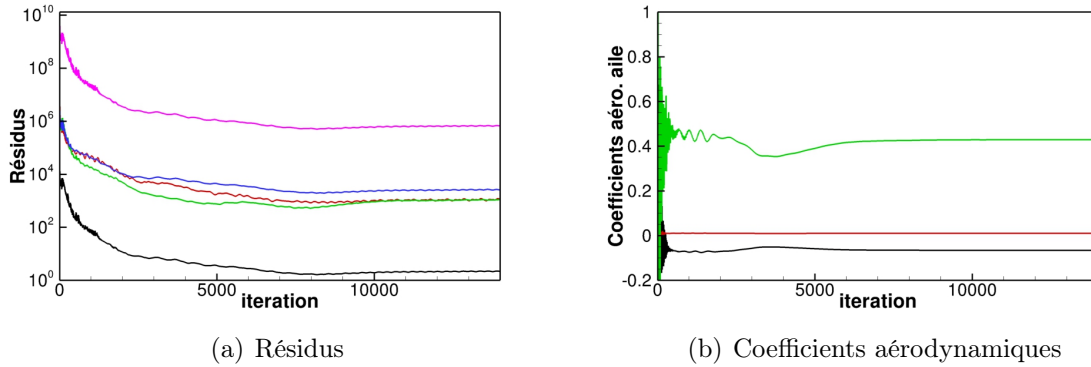


FIGURE 2.12 – Exemple de convergence itérative.

Le premier cas retenu pour l'évaluation des calculs RANS est le cas de référence de la simulation ZDES. Pour ce cas là, les modèles de turbulence SA, $k-\omega$ BSL et $k-\omega$ SST de Menter sont utilisés avec la fermeture de Boussinesq et la fermeture QCR (*Quadratic Constitutive Relation*) de Spalart [126].

Par la suite, l'étude de sensibilité faite en essais et relative à l'épaisseur de la couche limite incidente, l'angle d'incidence de l'aile et le nombre de Reynolds basé sur la corde de l'aile Re_c , est partiellement reproduite avec le modèle SA combiné à la fermeture QCR. Comme cela est montré dans le chapitre IV, cette fermeture donne des résultats satisfaisants pour la prédiction du décollement de coin et c'est pourquoi elle est la seule à être évaluée plus en détails.

2.3 Synthèse sur la présentation de la base de données expérimentale, de la simulation ZDES et des calculs RANS

Ce chapitre a été dédié à la présentation de la base de données expérimentale, de la simulation ZDES et des calculs RANS. Les limites d'exploration et les contraintes numériques ont été mises en évidence à l'aide du cas de référence retenu pour la simulation ZDES. Ce cas est caractérisé par un décollement de coin modéré et défini par $\delta_0/T = 0.42$, $Re_c = 3 \times 10^5$ et $\alpha = 12^\circ$.

Pour la base de données expérimentale, la campagne d'essais réalisée à l'ONERA a été détaillée avec la description de la configuration, en l'occurrence une aile de profil NACA0015 vrillée montée perpendiculairement sur une plaque plane, et des moyens expérimentaux. Le dispositif mis en place a permis d'évaluer l'effet de l'angle d'incidence, de l'épaisseur de la couche limite amont et du nombre de Reynolds basé sur la corde. L'instrumentation a comporté des enduits visqueux, une sonde de couche limite, des prises de pression statiques, des kulites et des mesures HS-PIV. Dans le cas de référence, il a été montré que l'écoulement en très proche paroi n'était pas recensé par la HS-PIV. Cette région ne peut donc pas être décrite à l'aide des essais.

Pour la simulation ZDES, la décomposition ainsi que les modes employés pour le cas de référence ont été présentés. Un effort a été porté sur la réduction du nombre de points. Pour ce faire, les contraintes sur la discrétisation spatiale, de type WRLES, ont été relâchées et une stratégie de maillage chimère a été mise en place.

Pour les calculs RANS, les conditions de réalisation de ces calculs ont été décrites.

Analyse physique d'un décollement de coin de jonction simplifiée

Sommaire

3.1	Vérification de la compatibilité essais/simulation	54
3.1.1	Couche limite incidente	54
3.1.2	Pression pariétale à mi-envergure et couche limite de l'aile	58
3.1.3	Tourbillons caractéristiques	58
3.1.4	Synthèse sur la compatibilité essais/simulation	59
3.2	Analyse de la formation du tourbillon en fer à cheval	60
3.2.1	Propriétés moyennes	60
3.2.2	Propriétés instationnaires	62
3.2.3	Synthèse sur l'analyse de la formation du tourbillon en fer à cheval	65
3.3	Description du développement de l'écoulement de jonction jusqu'à mi-corde	66
3.3.1	Formation du tourbillon secondaire de seconde espèce	66
3.3.2	Champs moyens à mi-corde	67
3.3.3	Propriétés du comportement bimodal	71
3.3.4	Synthèse sur la description de l'écoulement de jonction à mi-corde	74
3.4	Description du décollement de coin	75
3.4.1	Propriétés moyennes du décollement de coin	75
3.4.2	Propriétés instationnaires du décollement de coin	80
3.4.3	Synthèse sur la physique du décollement de coin	84
3.5	Synthèse sur l'analyse physique d'un décollement de coin de jonction simplifiée	85

Ce chapitre est dédié à l'analyse du décollement de coin observé en essais et produit par l'écoulement de jonction caractérisé par le nombre de Reynolds $Re_c = 3 \times 10^5$, l'épaisseur de la couche limite incidente $\delta_0/T = 0.43$ et l'angle d'incidence de l'aile $\alpha = 12^\circ$. Pour ce faire, les données expérimentales et la simulation numérique avancée ZDES sont exploitées.

Dans la première partie, la compatibilité essais/simulation est vérifiée en comparant les

conditions aérodynamiques. Dans la deuxième partie, la formation du tourbillon en fer à cheval est seulement étudiée à l'aide de la simulation ZDES et de données bibliographiques étant donné l'absence de données expérimentales dans cette région de l'écoulement. Dans les troisième et quatrième parties, l'écoulement attaché à mi-corde et le décollement de coin au bord de fuite sont respectivement décrits avec les essais et la simulation.

3.1 Vérification de la compatibilité essais/simulation

La vérification de la compatibilité essais/simulation consiste à montrer que les essais et la simulation ZDES sont réalisés dans les mêmes conditions. Pour un écoulement de jonction simplifiée, les éléments à contrôler sont les grandeurs caractéristiques de la couche limite incidente, le gradient de pression produit par l'obstacle, la couche limite de l'aile et comme cela est souligné dans l'étude bibliographique, la présence de tourbillons caractéristiques.

3.1.1 Couche limite incidente

La vérification des grandeurs caractéristiques de la couche limite incidente diffère selon que l'on considère la zone en mode 0 ou la zone en mode 3 de la simulation ZDES (voir figure 2.5 chapitre II pour la définition des zones).

Dans la zone en mode 0, le profil moyen de vitesse extrait en essais au point de référence ($x/c = -0.175$; $z/c = -0.350$) à l'aide de la sonde Epistle est utilisé pour vérifier la simulation.

Dans la zone en mode 3, aucun profil de couche limite n'est relevé en essais. Pour générer un profil de référence pour cette zone, un calcul RANS est réalisé avec le modèle de turbulence SA qui reproduit correctement le développement d'une couche limite. Après avoir vérifié son accord avec les essais au point de référence expérimental, un profil moyen de vitesse est extrait le long de l'axe (Oz) en $x/c = -0.175$ et sert de référence pour la zone en mode 3.

En outre, le niveau de réalisme de la turbulence pariétale simulée avec la résolution de type LES employée dans cette zone est estimée avec le détail des structures et des tensions turbulentes qui sont comparées à des références expérimentales pour ces couches limites dans des conditions similaires.

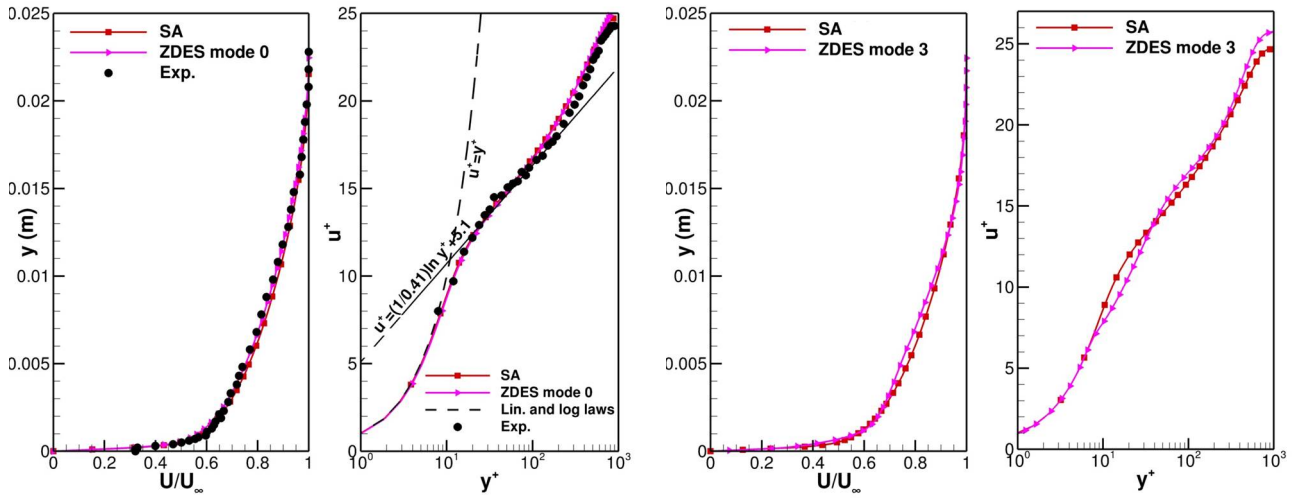
Profils moyens de vitesse axiale

Les profils moyens de vitesse axiale extraits dans la couche limite incidente au point de référence expérimental ($x/c = -0.175$; $z/c = -0.350$) et le long de l'axe (Oz) en $x/c = -0.175$, et exprimés en échelles externe et interne, sont montrés sur la figure 3.1.

Au point de référence expérimental, on observe un très bon accord entre le calcul SA, la simulation ZDES et les essais à la fois en échelles physique $U/U_\infty = f(y)$ et interne $u^+ = f(y^+)$. Les épaisseurs des couches limites sont $\delta_0_{ESSAIS} = 19.4 \text{ mm}$, $\delta_0_{ZDES} = 19.7 \text{ mm}$ (+1.5%) et $\delta_0_{SA} = 18.9 \text{ mm}$ (-2.6%), les nombres de Reynolds basés sur la quantité de mouvement sont $Re_\theta_{ESSAIS} = 2340$, $Re_\theta_{ZDES} = 2360$ et $Re_\theta_{SA} = 2125$ et les coefficients de frottement sont $C_f_{ESSAIS} = 3.4 \times 10^{-3}$, $C_f_{ZDES} = 3.2 \times 10^{-3}$ et $C_f_{SA} = 3.3 \times 10^{-3}$. Les valeurs élevées de Re_θ indiquent que les couches limites sont pleinement turbulentes et cela est confirmé par la proximité des profils mesurés avec les pentes de la loi linéaire et de la loi logarithmique.

Au point de référence situé le long de l'axe (Oz), aucune donnée expérimentale n'est disponible. Comme cela va être montré, le long de la ligne $x/c = -0.175$, l'influence du gradient de pression est relativement faible et il n'était donc pas nécessaire de sonder expérimentalement la couche limite en ($x/c = -0.175$; $z/c = -0.350$) et en ($x/c = -0.175$; $z/c = -0.0$). Néanmoins, afin d'avoir une référence qui soit située exactement à la même position, le calcul SA est utilisé pour évaluer la couche limite produite par le mode 3 de la simulation ZDES.

Comme le montre la figure 3.1(b), les résultats obtenus avec ce mode sont satisfaisants : les épaisseurs de couches limites sont les mêmes avec $\delta_0_{ZDES} = \delta_0_{SA} = 18.2 \text{ mm}$ et les nombres de Reynolds basés sur la quantité de mouvement ainsi que les coefficients de frottement sont très proches avec $Re_{\theta_{ZDES}} = 2270$, $Re_{\theta_{SA}} = 2065$, $C_{f_{ZDES}} = 3.2 \times 10^{-3}$ et $C_{f_{SA}} = 3.4 \times 10^{-3}$. Toutefois, les profils extraits dans la zone en mode 3 sont caractérisés par la présence d'un comportement singulier pour $0.002 < y < 0.015$ en échelle physique, ce qui correspond à $10 < y^+ < 60$ en échelle interne. Ce défaut est provoqué par la résolution de type LES employée en mode 3 et peut être observé dans les travaux de Deck et al. [26]. Dans le cas d'une couche limite turbulente stationnaire et bidimensionnelle, on peut montrer que le frottement total, à savoir la somme du frottement turbulent $\tau_t = -\rho \langle u'v' \rangle$ et du frottement visqueux $\tau_v = \mu \partial U / \partial y$, est constant le long des profils (voir [18] p. 96). Dans le cas de la LES, les moyens de production de τ_t dépendent de la taille de l'échelle de sous-maille Δ (voir chapitre II). Lorsque les structures turbulentes sont plus petites que cette échelle, elles sont modélisées et τ_t est produit par le modèle de sous-maille employé dans le mode 3, et lorsqu'elles sont plus grandes, elles sont résolues et τ_t est directement calculé par la résolution des équations de Navier-Stokes. Cependant, en pratique, les niveaux de τ_t modélisé sont trop faibles et la perte de tensions induite par la sous-résolution du maillage n'est pas compensée. Ce processus est appelé "*Modelled Stress Depletion*" par Spalart et al. [128]. Comme la somme $\tau_p + \tau_v$ est constante, τ_v augmente en générant un gradient de vitesse plus fort.



(a) Profils extraits en $(x/c = -0.175; z/c = -0.350)$ (b) Profils extraits le long de l'axe (Oz) en $x/c = -0.175$

FIGURE 3.1 – Profils moyens de vitesse axiale extraits dans la couche limite incidente et exprimés en échelles physique et interne. Le profil expérimental exprimé en échelle interne est reconstruit à partir de la vitesse de frottement pariétale calculée à l'aide de la méthode de Kendall et al. [70].

Turbulence pariétale de la simulation ZDES

Dans la simulation ZDES en mode 3, la nature turbulente de la couche limite incidente peut être observée à l'aide du critère Q défini par $Q = 1/2(\|\Omega\|^2 - \|\mathbf{S}\|^2)$ et appliqué à un champ instantané.

Comme le montre la figure 3.2, les iso-surfaces de ce critère mettent en évidence des structures tourbillonnaires en forme d'épingle à cheveux (*hairpin*) caractéristiques de la turbulence

pariétale [58, 111, 119]. Par ailleurs, la transition à la turbulence sur l'aile peut aussi être observée avec l'apparition de tourbillons allongés au-delà de la ligne de transition.

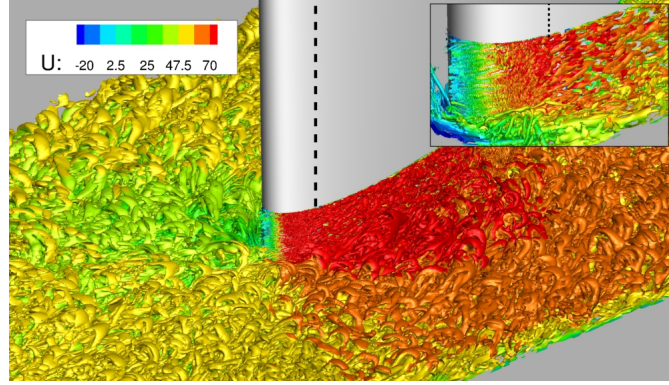


FIGURE 3.2 – Iso-surfaces $Q\delta^2/U_\infty^2 = 0.01$ à l'instant $t = 58.4 \text{ ms}$ coloriées par les iso-contours de la vitesse axiale. La ligne en pointillés représente la ligne de transition. Dans l'encadré, les iso-surfaces sont définies par $Q\delta^2/U_\infty^2 = 10$ et les iso-contours varient dans l'intervalle $[-20, 100]$.

Un autre aspect spécifique à la simulation ZDES en mode 3 est la résolution des tensions de Reynolds mais comme le montre la figure 3.3 qui représente une coupe du champ de tensions $\langle u'v' \rangle$ dans la couche limite en $x/c = -0.175$, le temps de calcul simulé est suffisant pour assurer la convergence des statistiques d'ordre 1, mais celle des statistiques d'ordre 2 est plus sensible aux fluctuations temporelles et nécessite une durée supérieure pour être stabilisée. Pour limiter l'influence de ces fluctuations, les figures 3.3(b), 3.3(c) et 3.3(d) représentent des profils moyennés en envergure (selon z) de la coupe en $x/c = -0.175$.

Dans le cas des tensions croisées $\langle u'v' \rangle$ (figure 3.3(b)), l'accord avec les données expérimentales de DeGraaff et al. [27], relevés dans un écoulement de couche limite à $Re_\theta = 2900$, est correct mais compte tenu de la résolution du maillage, certaines disparités peuvent être relevées.

Tout d'abord, l'activation de l'approche LES est pratiquement immédiate en $y^+ = 7$. Cela est dû à une discontinuité de la fonction d'amortissement f_{v_1} du modèle SA comme le soulignent Deck et al. [26]. Pour rappel, la résolution de l'écoulement en mode 3 dépend de la distance à la paroi d_w et de l'échelle de sous-maille Δ . Lorsque $d_w < C_{DES}\Delta_{vol}$, le mode 3 produit un calcul RANS avec le modèle SA, et lorsque $d_w > C_{DES}\Delta_{vol}$, un calcul LES. Le passage du modèle SA à la LES dans le mode 3 implique un changement dans la formulation de la viscosité turbulente μ_t qui est utilisée pour la reconstruction des tensions de Reynolds. Ce terme est donné par $\mu_t = f_{v_1}\rho\tilde{\nu}$, où $\tilde{\nu}$ est la pseudo-viscosité turbulente. Dans le mode 3 avec le modèle SA en très proche paroi, la fonction f_{v_1} est quasi nulle alors que dans le mode 3 avec la LES $f_{v_1} = 1$. Etant donné que $\tilde{\nu}$ est continu, cela produit la discontinuité de μ_t et par suite des tensions modélisées.

Ce changement de formulation est aussi responsable de la quasi-nullité des tensions pour $y^+ < 7$. Dans le modèle SA, le terme $1/\sigma [\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu})) + c_{b2}(\nabla \tilde{\nu}^2)]$ est un terme de diffusion. La sous-couche visqueuse est donc sensible au contenu des couches supérieures. Dans le mode 3 en LES, les niveaux de la viscosité turbulente sont beaucoup plus faibles qu'ils ne le seraient dans un calcul SA. En réponse, la sous-couche visqueuse dans le mode 3 avec le modèle SA diminue de manière excessive la production de viscosité turbulente et cela provoque cette quasi annulation des niveaux.

Les travaux de Deck et al. [25] montrent qu'il est possible de corriger ces défauts en choisissant d'imposer la position de l'interface RANS/LES. Cela correspond en fait à une résolution de type WMLES. Cependant, l'objectif initial visé dans le cadre de cette thèse était de produire une solution de référence WRLES et c'est pourquoi la stratégie WMLES n'a pas été retenue.

Comme le montrent les travaux de Deck et al. [24, 25], l'apparition d'un pic en $y^+ = 200$

indique que la distance de développement de la couche limite n'est pas suffisante. A l'heure actuelle, aucune autre stratégie n'a pu être proposée mais des travaux sur l'amélioration de cette méthode sont en cours à l'ONERA [78, 79]. Néanmoins, comme cela a été montré dans le chapitre II (figure 2.8), cette méthode permet d'obtenir une valeur correcte pour le frottement.

Dans le cas des tensions normales $\langle u'^2 \rangle$ (figure 3.3(c)), l'amplitude et l'allure du profil sont bien prédites mais la position du pic est décalé avec $y^+ = 30$ dans la simulation contre $y^+ = 13$ en essais. Comme le montrent Deck et al. [25, 26], cela peut être corrigé avec un maillage plus raffiné.

Dans le cas des tensions normales $\langle v'^2 \rangle$ (figure 3.3(d)), le profil est aussi correct et les écarts avec les essais sont encore dus à la densité de maillage trop faible.

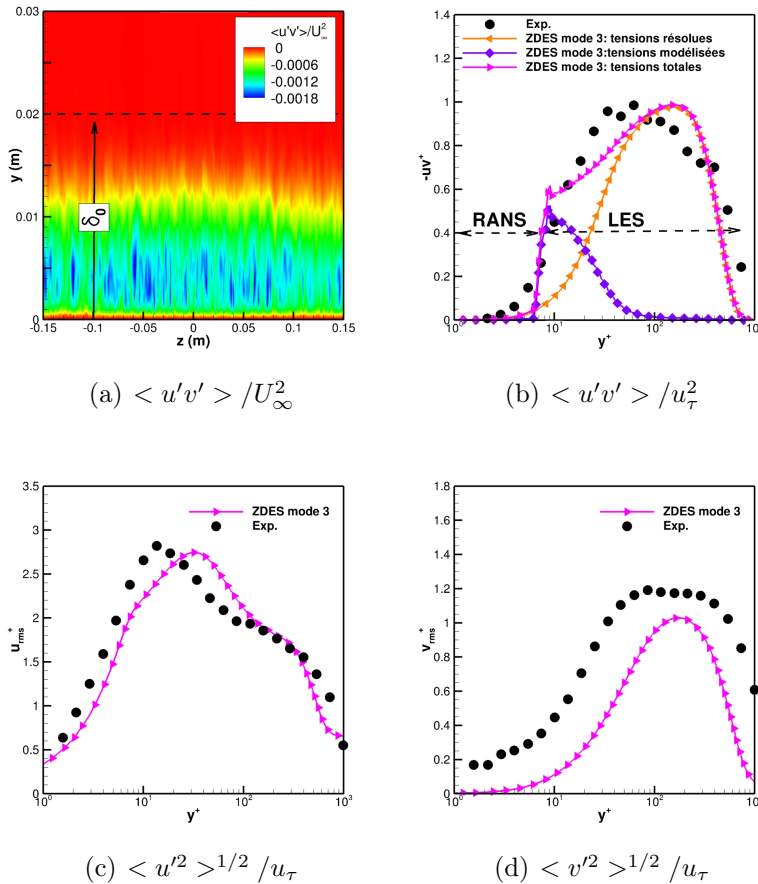


FIGURE 3.3 – Tensions turbulentes dans la couche limite incidente. a) Coupe en $x/c = -0.175$ dans le champ des tensions $\langle u'v' \rangle$. b)-c)-d) Profils moyennés selon z dans la coupe $x/c = -0.175$ pour les tensions croisées $\langle u'v' \rangle$, les tensions normales $\langle u'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle$ respectivement. Les données expérimentales sont tirées de DeGraaff et al. [27] à $Re_\theta = 2900$.

In fine, l'examen de la couche limite incidente montre que la zone externe de la couche limite est correctement résolue. Par ailleurs, il faut rappeler que la résolution du maillage peut s'avérer localement insuffisante pour résoudre quantitativement toutes les caractéristiques de la zone interne. Comme cela est expliqué dans le chapitre II, il n'est pas possible d'utiliser un maillage plus fin avec les moyens informatiques mis à disposition. Cependant, les contraintes retenues sont déjà mises en œuvre dans le cadre de la thèse de Gand [41] sur un cas similaire et les résultats obtenus pour le développement de l'écoulement de coin qui est la zone d'intérêt principal sont satisfaisants. Dans la suite de ce chapitre, c'est aussi l'une des conclusions qui est mise en exergue pour la présente étude. Ainsi, cela confirme que la couche limite incidente

reproduite par la simulation ZDES est satisfaisante pour l'analyse des phénomènes physiques de première importance.

3.1.2 Pression pariétale à mi-envergure et couche limite de l'aile

La vérification du gradient de pression produit par l'aile est faite à l'aide des mesures de pression situées à mi-envergure. En essais, il y a une incertitude élevée sur ces mesures ($\approx 15\%$) due aux faibles vitesses considérées.

Néanmoins, comme le montre la figure 3.4, la simulation ZDES et les essais concordent sur l'évolution du coefficient de pression et sur l'amplitude du pic de survitesse. Cela confirme que la simulation est réalisée à la même incidence que les essais.

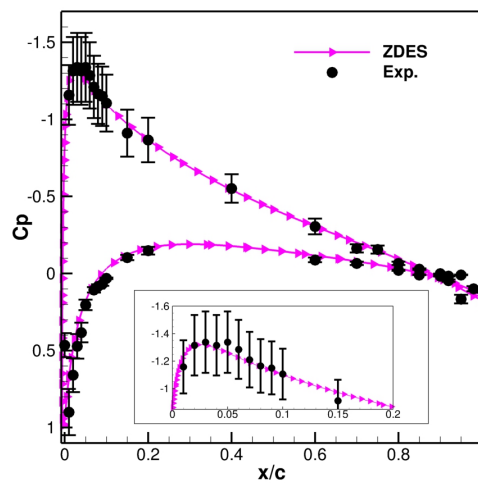


FIGURE 3.4 – Coefficients de pression mesurés à mi-envergure. Les barres indiquent l'incertitude expérimentale.

Par ailleurs, le développement de la couche limite de l'aile influence le développement de l'écoulement de coin et il importe donc de vérifier aussi cet élément.

Dans le cas présent, cette vérification est seulement faite pour la zone en mode 0 (figure 3.5). Cela n'a pas été possible pour la zone en mode 3 pour deux raisons. Dans le plan P1, l'exploration de la couche limite de l'aile en essais à l'aide de la HS-PIV dans la zone définie en mode 3 dans le calcul ZDES est trop limitée. On ne peut pas extraire un profil de couche limite pour une éventuelle comparaison. Dans le plan P2, la contrainte vient cette fois du calcul ZDES. Dans ce cas là, la zone en mode 3 est trop restreinte et il n'est pas possible d'isoler une partie de la couche limite de l'aile qui ne soit pas sous l'influence de l'écoulement de coin.

La comparaison des profils moyens de vitesse axiale extraits dans la couche limite qui se développe le long de l'aile et loin du coin dans la zone en mode 0 (figure 3.5(a)) montre un très bon accord entre les essais et la simulation. Les épaisseurs de couche limite pour les profils extraits dans les plans P1 et P2 sont respectivement $\delta_{ESSAIS} = 6.7 \text{ mm}$ et $\delta_{ZDES} = 5.4 \text{ mm}$ (-19%) et $\delta_{ESSAIS} = 16.5 \text{ mm}$ et $\delta_{ZDES} = 15.2 \text{ mm}$ (-7.9%). Bien que les écarts soient relativement élevés, cela correspond en valeur absolue à la résolution utilisée pour la HS-PIV ($\approx 1 \text{ mm}$), ce qui valide le bon développement de la couche limite de l'aile dans le calcul.

3.1.3 Tourbillons caractéristiques

Comme cela est souligné dans l'étude bibliographique du chapitre I, les écoulements de jonctions sont caractérisés par la présence de tourbillons spécifiques formés par le décollement

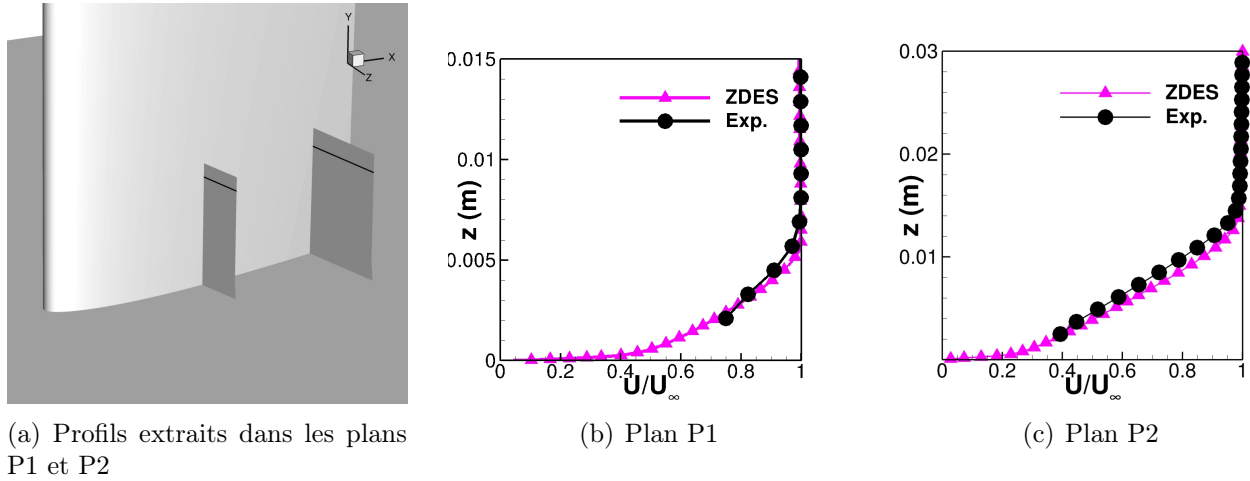


FIGURE 3.5 – Développement de la couche limite le long de l'aile et loin du coin.

de la couche limite incidente. Dans cette étape de vérification, les iso-contours et les iso-surfaces du critère N_k défini par $N_k = \|\Omega\|/\|\mathbf{S}\|$, et qui permet d'identifier les tourbillons avec $N_k > 1$ [68, 92, 136], sont utilisés (figure 3.6).

Dans la simulation ZDES (figure 3.6(a)), on peut dénombrer cinq tourbillons dont quatre font partie des tourbillons couramment cités dans la littérature. Le plus large est le tourbillon en fer à cheval, le plus petit le tourbillon de coin issu du bord d'attaque de l'aile, et les deux autres tourbillons correspondent respectivement au tourbillon de décollement et au tourbillon contrarotatif décrits dans le modèle d'Ishii et al. [64] (voir chapitre I figure 1.5). Le cinquième tourbillon dont la taille est comparable à celle du tourbillon en fer à cheval semble être généré progressivement le long de l'aile, ce qui signifierait que ce tourbillon n'est pas un tourbillon induit par la déviation de l'écoulement moyen. D'après l'équation de la vorticité (voir chapitre I équation 1.1), ce tourbillon est donc produit par l'agitation turbulente et c'est pourquoi il est dénommé tourbillon secondaire de seconde espèce. Il faut noter que ce tourbillon n'a pas été relevé dans l'étude bibliographique présentée dans le chapitre I (figure 1.6(c)).

En essais (figure 3.6(b)), il n'est pas possible de reconstruire les iso-surfaces de N_k car il n'y a pas de données volumiques. Néanmoins, le calcul des iso-contours de N_k dans le plan à mi-corde confirme la présence du tourbillon en fer à cheval, du tourbillon contrarotatif et du tourbillon secondaire de seconde espèce mais les limites d'exploration de la fenêtre PIV ne permettent pas de capturer le tourbillon de coin.

Dans le cas du tourbillon secondaire de seconde espèce observé sur l'aile, les essais semblent indiquer que ce tourbillon est confiné dans une plus petite région que celle observée dans la simulation ZDES.

3.1.4 Synthèse sur la compatibilité essais/simulation

La vérification de la compatibilité essais/simulation a reposé sur le contrôle des grandeurs caractéristiques de la couche limite incidente, du gradient de pression de l'aile et sur la présence de tourbillons spécifiques aux écoulements de jonction.

Dans le cas de la couche limite incidente, les données expérimentales mesurées à l'aide de la sonde Epistle ont permis de montrer que les propriétés de la couche limite produite par le mode 0 de la simulation ZDES sont conformes aux essais. Pour le mode 3 de la simulation ZDES, un calcul SA et des données expérimentales issues de la littérature ont été utilisées pour évaluer la qualité du profil moyen de vitesse axiale et connaître le degré de réalisme de la turbulence

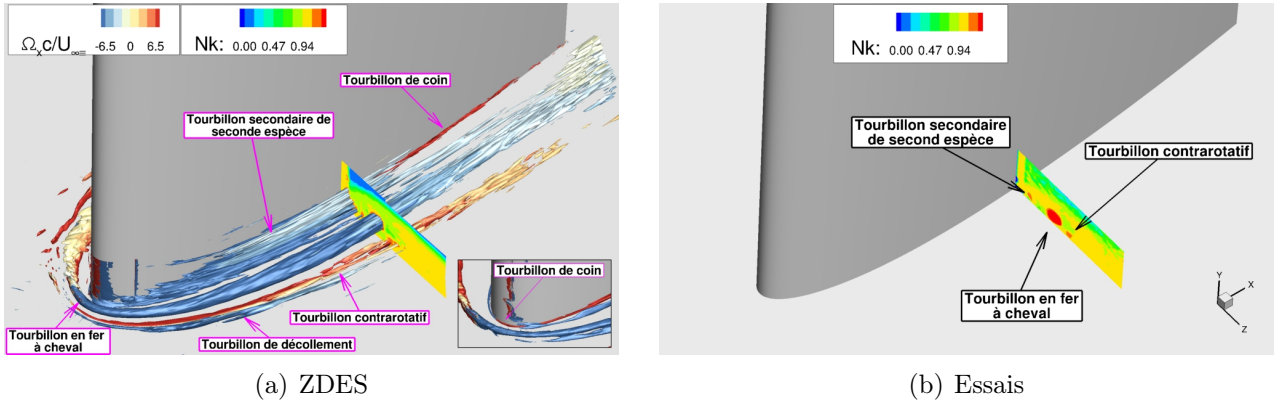


FIGURE 3.6 – Iso-contours de N_k dans le plan de référence à mi-corde et iso-surfaces $N_k = 1.2$ coloriées par le champ moyen de vorticité axiale Ω_x adimensionnée par U_∞/c . Dans la simulation ZDES, le zoom sur le bord d'attaque représente les iso-surfaces $N_k = 2$.

produite dans cette simulation. Bien que des imperfections liées à la résolution du maillage aient été relevés, la couche limite générée par le mode 3 est satisfaisante.

Dans le cas du gradient de pression autour de l'aile et du développement de la couche limite de l'aile, la simulation ZDES est aussi conforme aux essais.

Dans le cas des tourbillons caractéristiques des écoulements de jonctions, deux tourbillons généralement relevés dans la littérature, à savoir le tourbillon en fer à cheval et un tourbillon contrarotatif au tourbillon en fer à cheval, ont été retrouvés en essais et dans la simulation. Un troisième tourbillon localisé entre le tourbillon en fer à cheval et l'aile a aussi été observé. Etant donné que ce tourbillon n'est pas généré par la déviation de l'écoulement moyen, il est identifié comme un tourbillon secondaire de seconde espèce. A l'aide du sondage en très proche paroi dans la simulation ZDES, le tourbillon de coin a aussi été identifié au bord d'attaque et le long de l'aile.

Finalement, la vérification de la compatibilité essais/simulation a montré que les écoulements sont réalisés dans les mêmes conditions et que la simulation ZDES fonctionne bien en WRLES dans la zone en mode 3. Cela autorise donc l'analyse physique de l'écoulement de jonction à partir de ces deux bases de données.

3.2 Analyse de la formation du tourbillon en fer à cheval

La formation du tourbillon en fer à cheval n'étant pas explorée en essais, son étude est limitée à la simulation ZDES.

3.2.1 Propriétés moyennes

Parmi les propriétés moyennes, il est possible de distinguer les statistiques d'ordre 1 et celles d'ordre 2 respectivement relatives au champ moyen de vitesse et au champ turbulent.

Statistiques d'ordre 1

La figure 3.7 montre la formation du tourbillon en fer à cheval dans une coupe située au bord d'attaque de l'aile à l'aide de l'enroulement des lignes de courant, des iso-contours de U/U_∞ et de $\Omega_z c/U_\infty$ et des profils de ces grandeurs extraits dans le coeur du tourbillon.

Trois foyers tourbillonnaires peuvent être identifiés en $x/c = -0.049$, $x/c = -0.035$ et

$x/c = -0.022$. En reprenant les dénominations utilisées pour le critère N_k (figure 3.6) déduites de l'étude bibliographique (voir chapitre I figure 1.5), le foyer en $x/c = -0.049$ est associé au tourbillon de décollement, celui en $x/c = -0.035$ au tourbillon contrarotatif et celui en $x/c = -0.022$ au tourbillon en fer à cheval. Il est aussi possible d'observer dans le coin des niveaux positifs de vitesse et de vorticité qui indiquent la présence du tourbillon de coin.

Comme le montre la figure 3.7(d), l'intensité de l'écoulement de retour est importante et atteint près de 60% de la vitesse de référence dans le cœur du tourbillon en fer à cheval. Le maximum dans toute la région de recirculation est de 67%.

En outre, on peut noter que les niveaux de vorticité associés au tourbillon contrarotatif sont plus élevés que ceux associés au tourbillon en fer à cheval (figure 3.7(e)). Cela est probablement dû au fait que ce tourbillon est concentré sur un espace plus restreint que le tourbillon en fer à cheval.

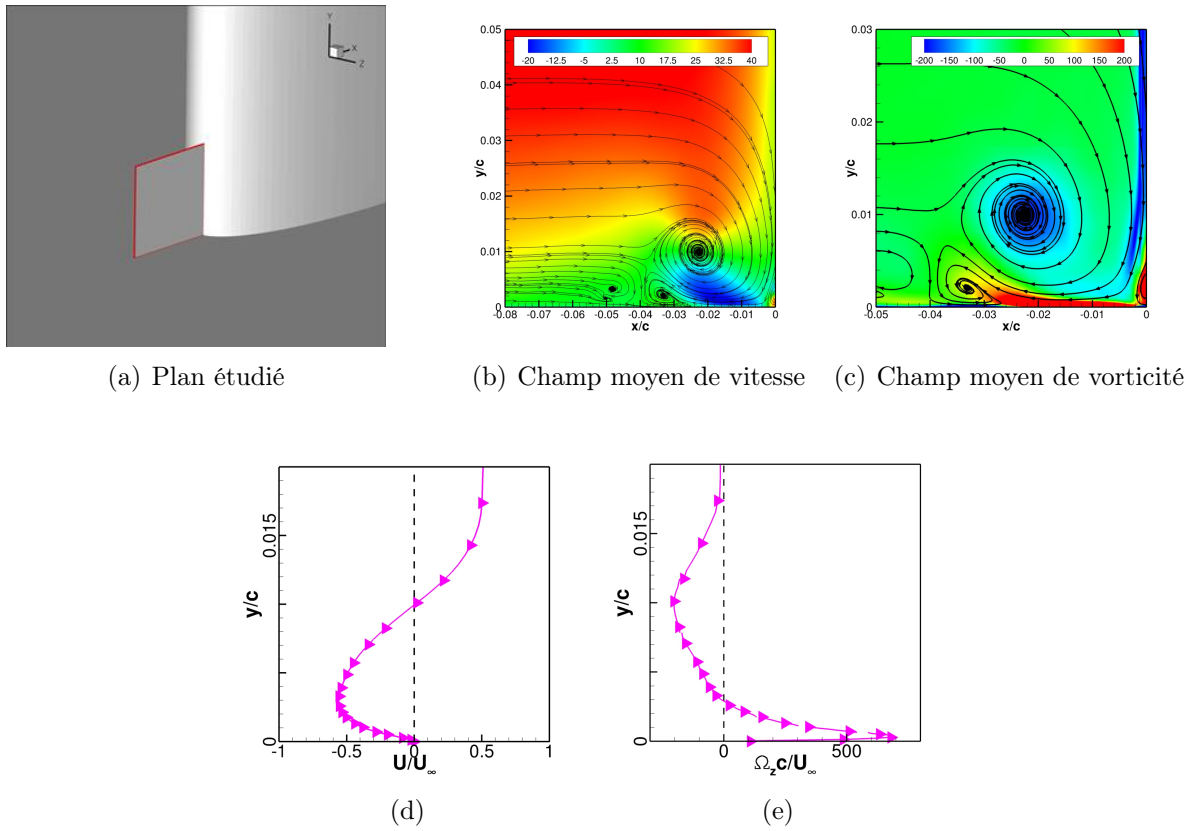


FIGURE 3.7 – Formation du tourbillon en fer à cheval illustrée à l'aide des lignes de courant et des iso-contours du champ de vitesse moyenne axiale. Le profil est extrait en $x/c = -0.21$.

Statistiques d'ordre 2

Les tensions croisées et normales obtenues avec la simulation ZDES dans la coupe illustrée sur la figure 3.7(a) sont représentées sur la figure 3.8. Tout d'abord, les tensions sont réparties selon trois régions d'intérêt (figure 3.8(a)) : la région comprenant le tourbillon en fer à cheval et le tourbillon contrarotatif (région 1), la région du coin (région 2) et la région qui longe la paroi de l'aile (région 3).

Dans la première région, les tensions croisées (figure 3.8(a)) sont dominées par les tensions prépondérantes de la couche limite incidente, à savoir les tensions $\langle u'v' \rangle$, mais les tensions $\langle u'w' \rangle$ (figure 3.8(b)) et $\langle v'w' \rangle$ (figure 3.8(c)) ne sont pas négligeables. Les écarts entre les maxima relevés dans cette région pour les tensions $\langle u'v' \rangle$ avec les tensions $\langle u'w' \rangle$ et

$\langle v'w' \rangle$ sont respectivement de 29% et de 16%.

De la même façon, les tensions normales (figures 3.8(d), 3.8(e) et 3.8(f)) sont toutes significatives et les écarts entre les maxima des tensions $\langle u'^2 \rangle$ avec les tensions $\langle v'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$ sont respectivement de 97% et de 50%. Par rapport à l'organisation des tensions dans la couche limite incidente, la zone de recirculation modifie significativement la répartition et les niveaux des tensions (figures 3.8(g) et 3.8(h)). A titre d'exemple, la hiérarchie entre les ordres de grandeur des tensions normales dans la couche limite incidente est $\langle u'^2 \rangle : \langle v'^2 \rangle : \langle w'^2 \rangle = 5 : 1 : 2$ et dans la zone de recirculation $\langle u'^2 \rangle : \langle v'^2 \rangle : \langle w'^2 \rangle = 5 : 5 : 1$, avec une multiplication par 10 de l'amplitude maximale des tensions $\langle u'^2 \rangle$, par 50 pour les tensions $\langle v'^2 \rangle$ et par 5 pour les tensions $\langle w'^2 \rangle$. Ces modifications sont principalement dues à la tridimensionnalisation de l'écoulement sous l'effet du décollement et du gradient de pression qui dévie l'écoulement. Ces tendances sont aussi relevées dans les travaux de Ölçmen et al. [107].

Dans la région du tourbillon de coin, les tensions croisées $\langle u'v' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$ ont des valeurs positives et négatives, les tensions $\langle u'w' \rangle$ des valeurs positives et les tensions normales augmentent de façon significative. Ce comportement n'a pas été relevé dans les différentes études recensées dans le chapitre I. Il est peut être spécifique à la présente configuration, mais il importe aussi de dire que la formation du tourbillon de coin est rarement détaillée étant donné que l'intérêt est plutôt porté sur le tourbillon en fer à cheval. Il semblerait donc cohérent d'attribuer la présence de ces tensions à l'effet du tourbillon de coin qui pourrait être une source d'agitation turbulente.

Enfin, dans la région située le long de l'aile, les tensions croisées $\langle v'w' \rangle$ ont des valeurs négatives et les tensions $\langle v'^2 \rangle$ des valeurs comparables aux valeurs obtenues dans le coin. De nouveau, aucun élément de comparaison n'a pu être mis en avant pour éclairer ces résultats mais on peut supposer que cela est dû au tourbillon en fer à cheval.

3.2.2 Propriétés instationnaires

L'état de l'art présenté dans le chapitre I montre que la formation du tourbillon en fer à cheval est caractérisée par un comportement bimodal. L'objectif de cette section est de vérifier l'existence de ce comportement et de mettre en avant ses propriétés dans le cas présent. Cela complétera aussi la validation du bon fonctionnement de la simulation avec l'étude d'un phénomène très détaillé dans la littérature.

Pour rappel, les signaux issus de la simulation ZDES sont acquis sur une durée de $T = 51.7 \text{ ms}$ échantillonnée avec un pas de temps $\Delta t = 5 \times 10^{-7} \text{ s}$. La valeur de Δt a été choisie pour que le maximum du CFL n'excède pas 15 dans les zones ZDES.

En outre, deux outils sont utilisés pour analyser les signaux relevés en essais et en calculs : la densité de probabilité et la densité spectrale de puissance. La densité de probabilité (PDF) permet de distinguer des états plus probables que d'autres d'une variable. Dans le cas de la variable aléatoire continue u' , la PDF traduit la probabilité $P(a \leq u' \leq b)$ que la variable u' appartienne à l'intervalle $[a, b]$. Cela se traduit mathématiquement par l'égalité suivante :

$$P(a \leq u' \leq b) = \int_a^b PDF(u') du' \quad (3.1)$$

La densité spectrale de puissance (DSP) complète cette première analyse en donnant accès au contenu fréquentiel du signal u . La DSP peut être réalisée en un point (autospectre) ou en deux points (interspectre). L'autospectre de u s'écrit :

$$G_u(f) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{2}{T} E(|\widehat{u}(f)|^2) \quad (3.2)$$

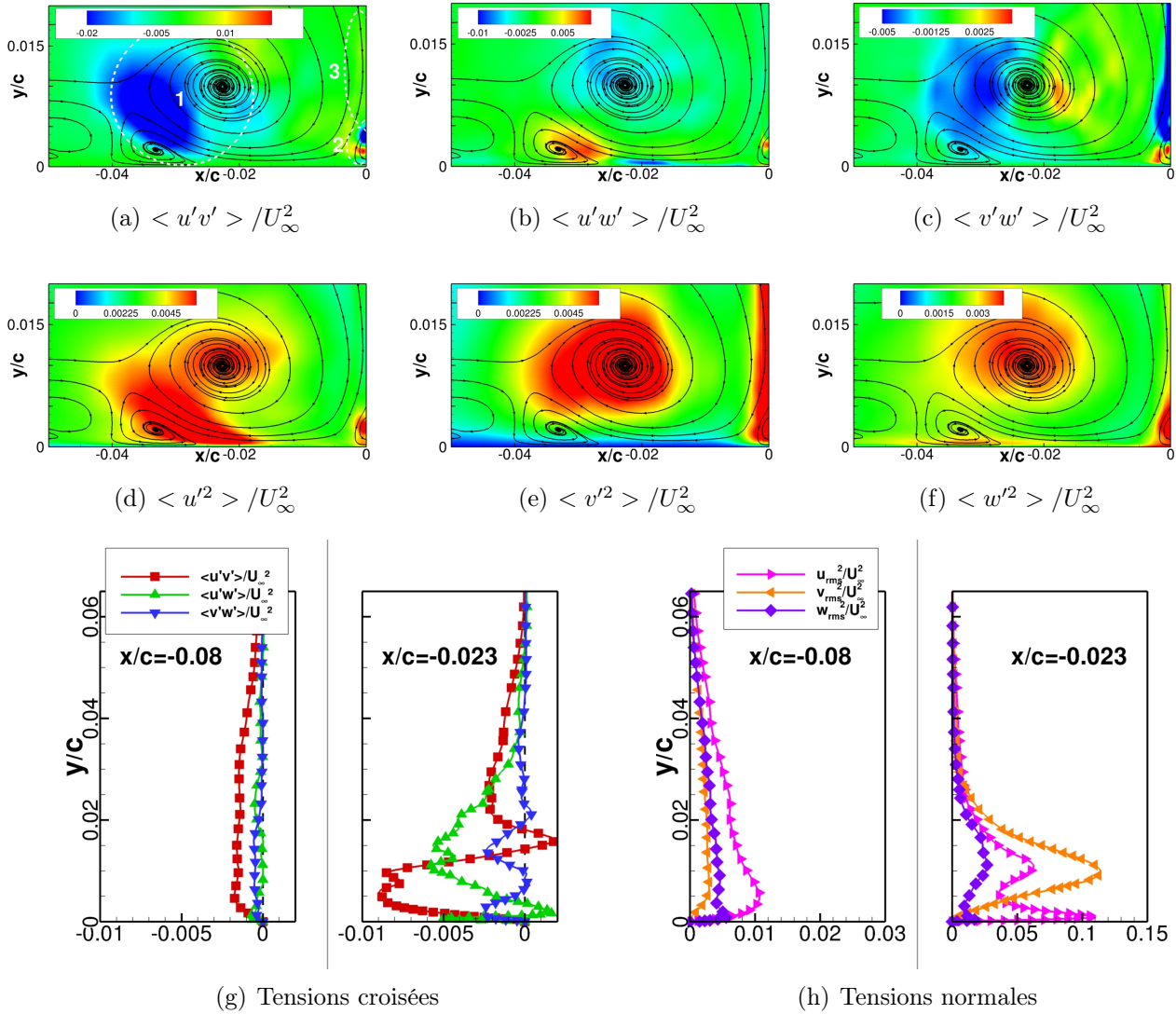


FIGURE 3.8 – Champs moyens turbulents produits dans le plan de symétrie au bord d’attaque de l’aile dans la simulation ZDES. Les profils sont extraits dans la couche limite incidente en $x/c = -0.08$ (à gauche) et dans le cœur du tourbillon en fer à cheval (à droite).

où \hat{u} est la transformée de Fourier de u et E est l’espérance de u . On peut montrer que :

$$E_u = \int_{-\infty}^{+\infty} |u(t)|^2 dt = \int_0^\infty G_u(f) df = \bar{u}^2 + \sigma_u^2 \quad (3.3)$$

où \bar{u} est la valeur moyenne de u et $\sigma_u^2 = u_{rms}^2$ sa variance. Par ailleurs, étant donné que \bar{u} est de fréquence nulle, il est d’usage de calculer le spectre de la grandeur fluctuante u' et de confondre les notations G_u et $G_{u'}$. Dans cette dernière situation, il peut être alors intéressant d’utiliser la forme adimensionnalisée $f \cdot G_u(f) / \sigma_u^2$ en fonction de $\log f$ car la relation 3.3 devient :

$$\sigma_u^2 = \int_0^\infty G_u(f) df = \int_{-\infty}^{+\infty} f G_u(f) d \log f \quad (3.4)$$

Avec cette forme, on peut ensuite estimer la contribution énergétique d’un pic ou d’un intervalle fréquentiel au signal.

En pratique, il existe plusieurs méthodes pour obtenir la DSP d’un signal comme le montre Larchevêque [80]. Dans la mesure où il n’est pas possible de relever un signal continu de durée

infinie, le calcul de la DSP ne peut être rigoureusement réalisé et ces méthodes visent donc à produire le résultat le moins biaisé possible. Dans la présente étude, c'est la méthode du périodogramme de Welch [140] qui a été retenue. Cet auteur propose de diviser le signal u en N_b blocs contenant chacun un nombre d'échantillons identique. La DSP est ensuite calculée pour tous les blocs et une moyenne est effectuée. Lorsque cette méthode est utilisée, un compromis doit être trouvé entre le nombre de blocs choisis et la résolution fréquentielle RF qui est induite par ce choix. En particulier, plus N_b est petit et plus RF est grand.

Dans la suite de cette section, plusieurs signaux extraits dans le tourbillon en fer à cheval sont post-traités à l'aide de DSP et de PDF afin d'identifier et de caractériser le comportement bimodal détaillé dans le chapitre I (voir section 1.2.2).

Identification du comportement bimodal

D'après Devenport et al. [31], le comportement bimodal comprend le mode backflow et le mode zeroflow. Le premier mode représente l'occurrence d'un écoulement de retour important et le second un écoulement de retour restreint. La figure 3.9 illustre l'occurrence de ces modes dans la simulation ZDES avec l'aide du champ de vitesse axiale et des lignes de courant extraits aux instants $t = 44.9 \text{ ms}$ et $t = 50.9 \text{ ms}$.

Dans la figure 3.9(a), plusieurs régions avec des vitesses négatives et des tourbillons de tailles comparables peuvent être observées et celles-ci remontent l'écoulement sur une distance de $0.07c$.

Dans la figure 3.9(b), le champ comprend une région de vitesse négative qui s'étend sur $0.03c$ et qui est identifiée par la présence d'un seul tourbillon important.

Ces deux instants sont respectivement identifiés aux modes backflow et zeroflow. Par ailleurs, il est intéressant de noter que ces clichés sont assez différents de la topologie moyenne présentée dans l'étude bibliographique. Cela illustre pourquoi plusieurs configurations avec des nombres variables de tourbillons sont observées.

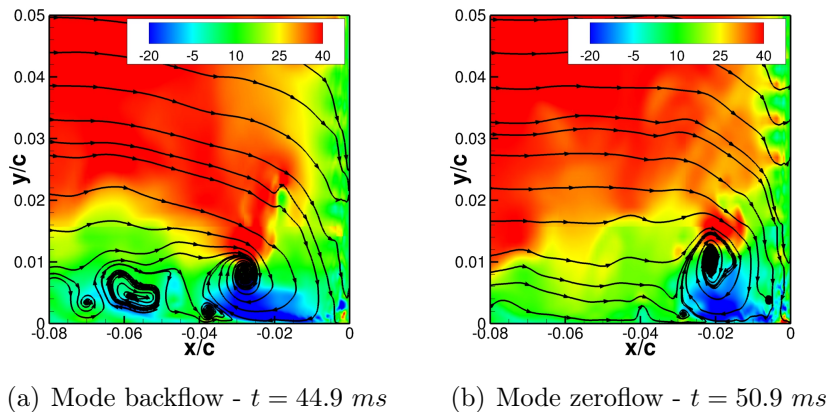


FIGURE 3.9 – Illustration du comportement bimodal du tourbillon en fer à cheval dans la simulation ZDES avec les iso-contours de vitesse axiale et des lignes de courant extraits dans le plan d'étude de la figure 3.7(a).

La figure 3.10 montre les PDF de la vitesse axiale relevée dans le plan d'étude de la figure 3.7(a) à partir de capteurs situés en dehors de la région décollée et dans le tourbillon en fer à cheval.

Loin de la zone de recirculation (figure 3.10(a)), la PDF a une forme gaussienne, ce qui signifie qu'il n'y pas d'état privilégié.

Dans le tourbillon en fer à cheval (figure 3.10(b)), la PDF exhibe clairement la présence de deux modes spécifiques avec un mode caractérisé par des vitesses négatives et l'autre par des vitesses positives. Cela montre la présence d'un écoulement bimodal.

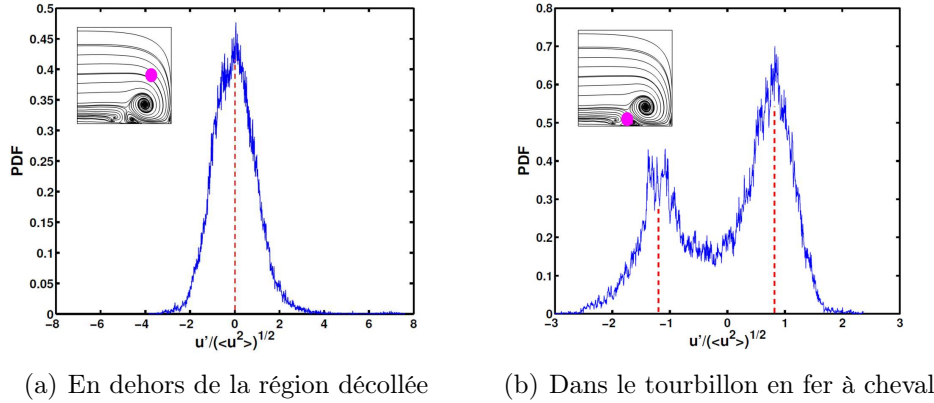


FIGURE 3.10 – Densités de probabilités de la vitesse axiale dans la région du bord d'attaque de l'aile.

Propriétés du comportement bimodal

Pour déterminer le contenu fréquentiel du comportement bimodal, la méthode de Welch est appliquée aux signaux utilisés pour les PDF présentées précédemment. La résolution fréquentielle employée est $RF = 80 \text{ Hz}$ ($St_\delta = 0.024$) et les signaux sont décomposés en 8 blocs pour effectuer la moyenne de l'algorithme de Welch.

La figure 3.11 montre les spectres obtenus, exprimés à la fois sous la forme $G_u(f)$ et $f \cdot G_u(f) / \sigma_u^2$. Pour le capteur situé loin de la zone de recirculation (figure 3.11(a)), le spectre exprimé sous la forme $G_u(f)$ est relativement plat. Sous la forme $f \cdot G_u(f) / \sigma_u^2$, ce spectre est un spectre large bande caractéristique d'une couche limite attachée.

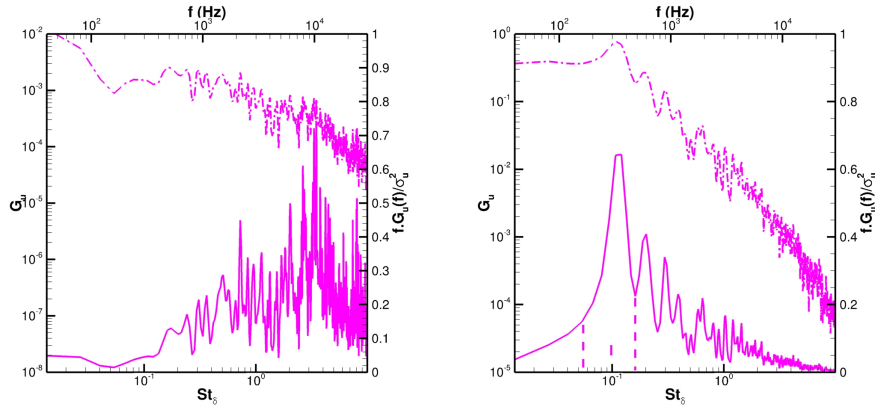
Pour le capteur situé dans le tourbillon en fer à cheval (figure 3.11(b)), le spectre sous la forme $G_u(f)$ a une décroissance très prononcée et sous la forme $f \cdot G_u(f) / \sigma_u^2$, un pic émerge pour les nombres de Strouhal $[0.07, 0.17]$ ($[160 \text{ Hz}, 480 \text{ Hz}]$). Ce pic représente plus de 38% de l'énergie associée au spectre et le contenu fréquentiel est conforme aux données relevées dans la littérature pour le comportement bimodal (voir chapitre I figure 1.8). En outre, cela conforte le réalisme du mode 3 employé dans la simulation ZDES et sa capacité à reproduire une dynamique hautement instationnaire.

3.2.3 Synthèse sur l'analyse de la formation du tourbillon en fer à cheval

L'analyse de la formation du tourbillon en fer à cheval s'est uniquement appuyée sur la simulation ZDES étant donné qu'aucune donnée expérimentale n'est disponible dans la région du bord d'attaque de l'aile. Pour évaluer le réalisme de la simulation, les tendances ont été comparées à des travaux similaires issus de la littérature.

Avec les statistiques d'ordre 1, la présence de trois tourbillons en plus du tourbillon en fer à cheval, à savoir le tourbillon contrarotatif, le tourbillon de décollement et le tourbillon de coin, a été confirmée.

Avec les statistiques d'ordre 2, l'influence du décollement sur la distribution et l'amplitude des tensions turbulentes a été évaluée. Les tendances relevées dans la littérature pour le



(a) En dehors de la région décollée (b) Dans le tourbillon en fer à cheval

FIGURE 3.11 – Spectres de vitesse en un point en amont de l'aile. En pointillé : $G_u(f)$. En trait continu : $f.G_u(f)$. St_δ est calculé à l'aide de l'épaisseur de la couche incidente mesurée au point de référence expérimental.

tourbillon en fer à cheval, à savoir un accroissement significatif de toutes les tensions et une réorganisation de la hiérarchie des ordres de grandeur, ont été observées. Des aspects spécifiques à notre cas avec l'apparition de tensions significatives $\langle u'v' \rangle$, $\langle u'^2 \rangle$, $\langle v'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$ dans le coin, et de $\langle v'w' \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle$ le long de l'aile, ont été mis en évidence.

Enfin, du point de vue instationnaire, le comportement bimodal du tourbillon en fer à cheval a été mis en exergue à l'aide de PDF. Le contenu fréquentiel de ce comportement est de type large bande et recouvre l'intervalle des nombres de Strouhal $[0.07, 0.17]$.

En conclusion, la qualité de ces résultats ajoute à la validation du calcul ZDES et confirme aussi l'efficacité de cette approche.

3.3 Description du développement de l'écoulement de jonction jusqu'à mi-corde

L'analyse de l'écoulement, débutée avec la formation du tourbillon en fer à cheval, se poursuit avec l'étude de la formation du tourbillon secondaire de seconde espèce et de la convection du tourbillon en fer à cheval le long de l'aile et situé en amont du décollement de coin.

3.3.1 Formation du tourbillon secondaire de seconde espèce

La présence du tourbillon secondaire de seconde espèce relevée avec le critère N_k sur la figure 3.6 n'a pas été observée dans l'étude bibliographique. Ce tourbillon semble apparaître le long de l'aile.

Comme le montrent les figures 3.12(b) et 3.12(d), il est en fait probable que ce tourbillon soit issu de la zone de vorticité negative (zone 2) qui longe l'aile et une partie de plancher.

Cette zone contient des niveaux de vorticité comparables à ceux du tourbillon en fer à cheval (zone 1), ce qui est confirmé par les lignes extraites le long du plancher (figures 3.12(c) et 3.12(e)).

En outre, il est possible de constater l'émergence d'une structure de vorticité positive dans le coin (zone 3), en particulier dans le plan en $x/c = 0.22$, et qui est associée au développement du tourbillon de coin.

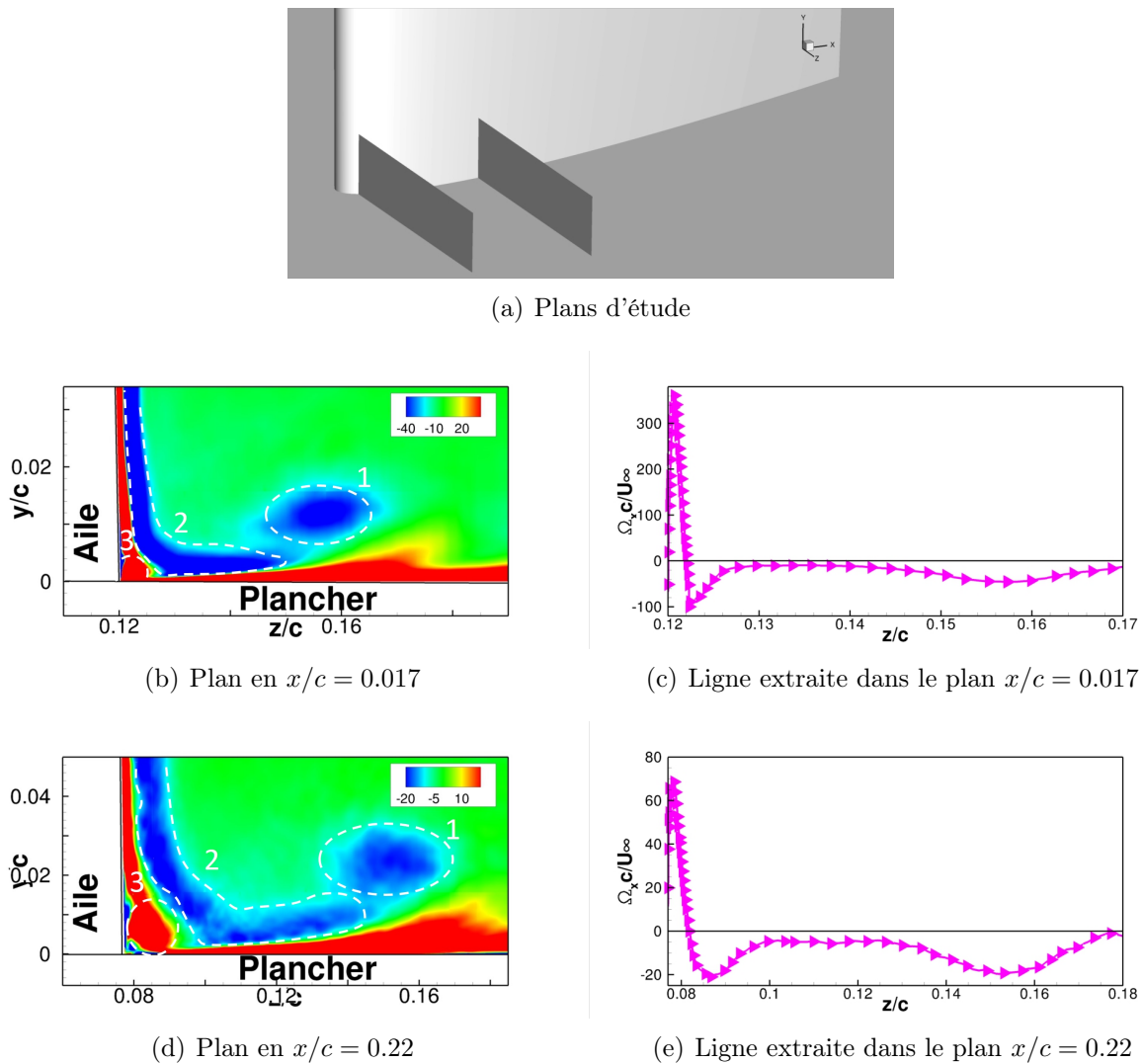


FIGURE 3.12 – Champs moyens de vorticité axiale adimensionnalisée par U_∞/c . Les lignes sont extraites dans le cœur du tourbillon en fer à cheval.

3.3.2 Champs moyens à mi-corde

Le détail des champs moyens permet d'illustrer l'effet du tourbillon en fer à cheval sur l'écoulement de coin.

Statistiques d'ordre 1

Dans le champ moyen de vitesse axiale (figure 3.13), l'effet du tourbillon en fer à cheval peut être observé avec la déformation des iso-contours. Comme le montrent les données extraites en $y/c = 0.025$ (figure 3.13(d)), la diminution de vitesse provoquée par le tourbillon en fer à cheval est pratiquement identique en essais et dans la simulation. La position du minimum est $z/c = 0.195$ en essais et $z/c = 0.194$ dans la simulation.

Dans le coin ($z/c < 0.1$), l'écart sur les profils est aussi très faible. Il en est de même pour la couche limite du plancher (figure 3.13(e)) et les épaisseurs relevées sont $\delta_{ESSAIS} = 23.9 \text{ mm}$ et $\delta_{ZDES} = 22.6 \text{ mm}$ (-5.4%).

Dans le champ moyen de vitesse normale à la paroi du plancher (figure 3.14), l'influence du tourbillon en fer à cheval est caractérisée par l'alternance des signes.

Les valeurs positives indiquent l'écoulement ascendant dirigé vers l'extérieur de la couche

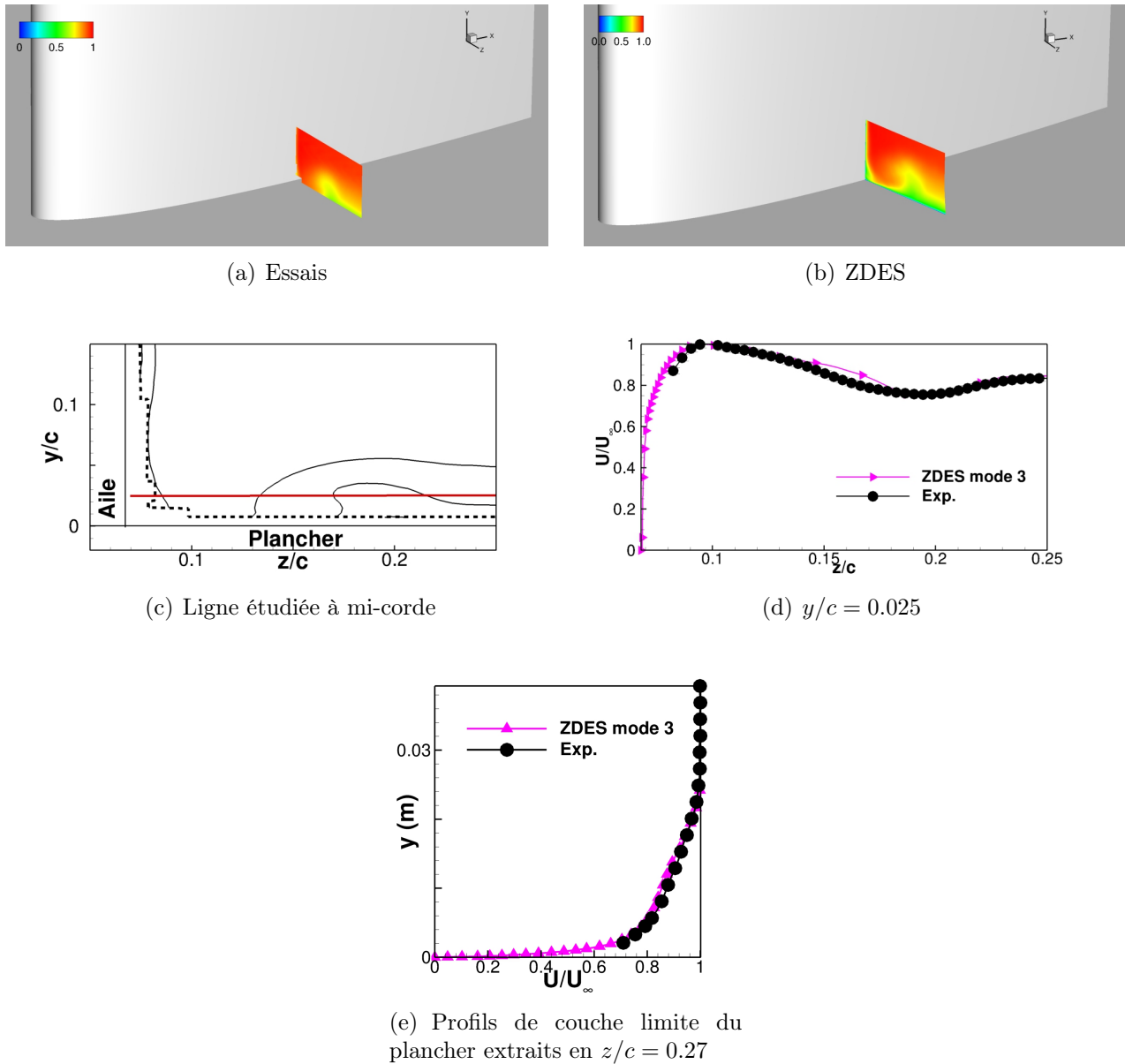


FIGURE 3.13 – Champs moyens de vitesse axiale adimensionnée par U_∞ à mi-corde.

limite et les valeurs négatives l'écoulement descendant dirigé vers le plancher. De nouveau, la simulation reproduit correctement les tendances expérimentales et il est possible d'observer des valeurs positives dans le coin associées à la présence du tourbillon de coin.

Toutefois, l'écoulement descendant concerne une zone plus restreinte qu'en essais et c'est l'inverse pour l'écoulement ascendant. L'amplitude de ces écoulements n'est pas non plus la même comme le montre la figure 3.14(d) et par exemple, les écarts entre les maxima des valeurs positives et négatives sont respectivement de 45% et de 75%.

Dans le champ moyen de vitesse normale à l'aile (figure 3.15), on retrouve encore un bon accord entre les essais et la simulation avec l'alternance de signes provoquée par le tourbillon en fer à cheval mais aussi par la déviation de l'écoulement induit par le gradient de pression de l'aile.

Loin du coin ($z/c > 0.2$ et $y/c > 0.1$), les écarts entre la simulation et les essais sont de l'ordre de l'incertitude expérimentale ($\approx 2\%$) avec $W_{ESSAIS}/U_\infty = 5\%$ et $W_{ZDES}/U_\infty = 3.5\%$.

Dans la zone d'influence du tourbillon en fer à cheval caractérisée par l'entraînement de fluide

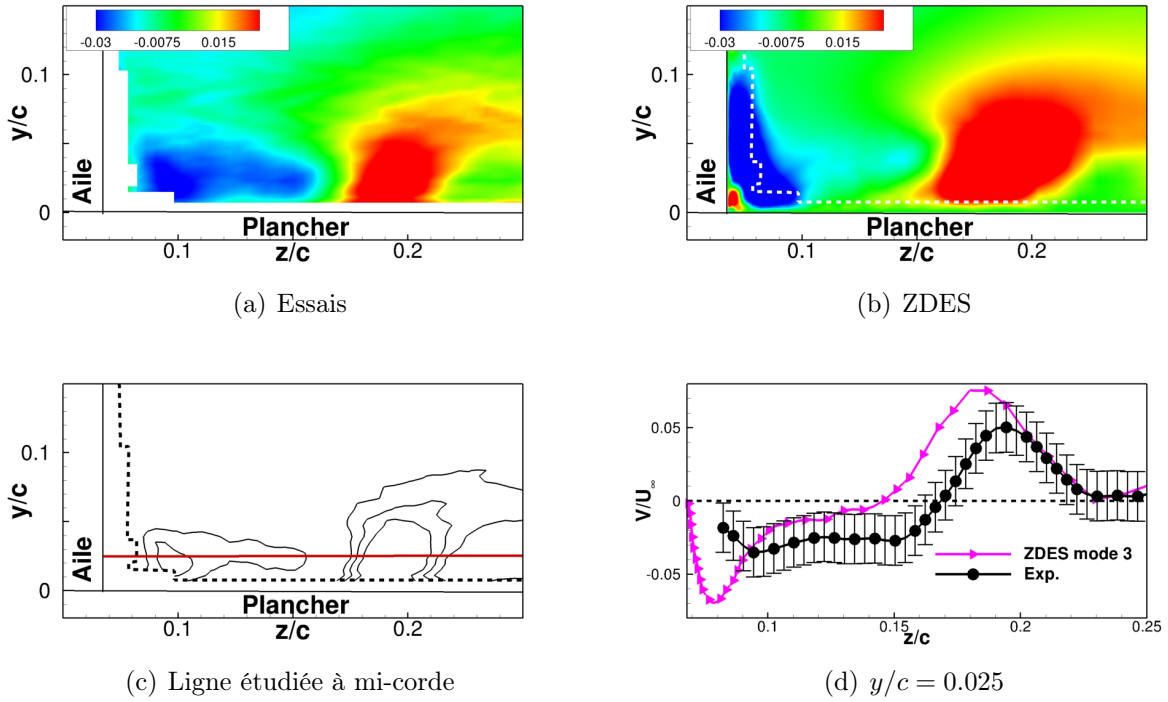


FIGURE 3.14 – Champs moyens de vitesse normale au plancher adimensionnalisés par U_∞ à mi-corde. Les barres indiquent l'incertitude expérimentale.

en direction de l'aile, les écarts sont aussi limités avec $W_{ESSAIS}/U_\infty = 2\%$ et $W_{ZDES}/U_\infty = 6\%$.

Comme le montre la figure 3.15(d), dans la simulation, l'amplitude de l'écoulement en direction de l'aile est plus grande qu'en essais. En revanche, l'éjection de fluide provoquée par le tourbillon en fer à cheval en très proche paroi ($y/c < 0.05$) est similaire.

Le champ moyen de vorticité axiale est illustré sur la figure 3.16. On constate que l'allure globale est bien reproduite par la simulation.

En essais (figure 4.9(b)), deux structures sont identifiables à l'aide du signe du champ de vorticité : le tourbillon en fer à cheval avec des niveaux négatifs et le tourbillon contrarotatif avec des niveaux positifs. Il semble aussi possible d'identifier une troisième structure en $z/c = 0.12$ et qui pourrait correspondre au tourbillon secondaire de seconde espèce.

Dans la simulation ZDES (figure 4.9(c)), le tourbillon contrarotatif, le tourbillon en fer à cheval et le tourbillon de coin confiné à l'intersection de l'aile et du plancher sont immédiatement observables. En revanche, il est difficile d'isoler un pic relatif au tourbillon secondaire de seconde espèce et conformément à l'analyse du critère N_k (figure 3.6), ce tourbillon pourrait être beaucoup plus étalé et plus intense qu'en essais. Il est probable qu'il comprenne une partie de la zone de vorticité négative localisée sur le plancher et sur l'aile. Cela pourrait d'ailleurs être à l'origine des différences observées sur le champ moyen de vitesse normale au plancher. Comme le montre le champ interpolé sur la grille utilisée pour la PIV (figure 3.16(c)), ce n'est pas un effet du raffinement du maillage et le lissage des niveaux ne modifie pratiquement pas les iso-contours.

Il peut être aussi noté que la différence de topologie observée entre les essais et la simulation n'est pas dû à un éclatement tourbillonnaire précoce du tourbillon secondaire dans la simulation. Comme on peut le voir avec le critère N_k extrait dans la simulation (figure 3.6(a)), ce tourbillon se forme bien le long de l'aile et sa forme n'est pas concentrée comme peut l'être celle du tourbillon secondaire observé à mi-corde en essais.

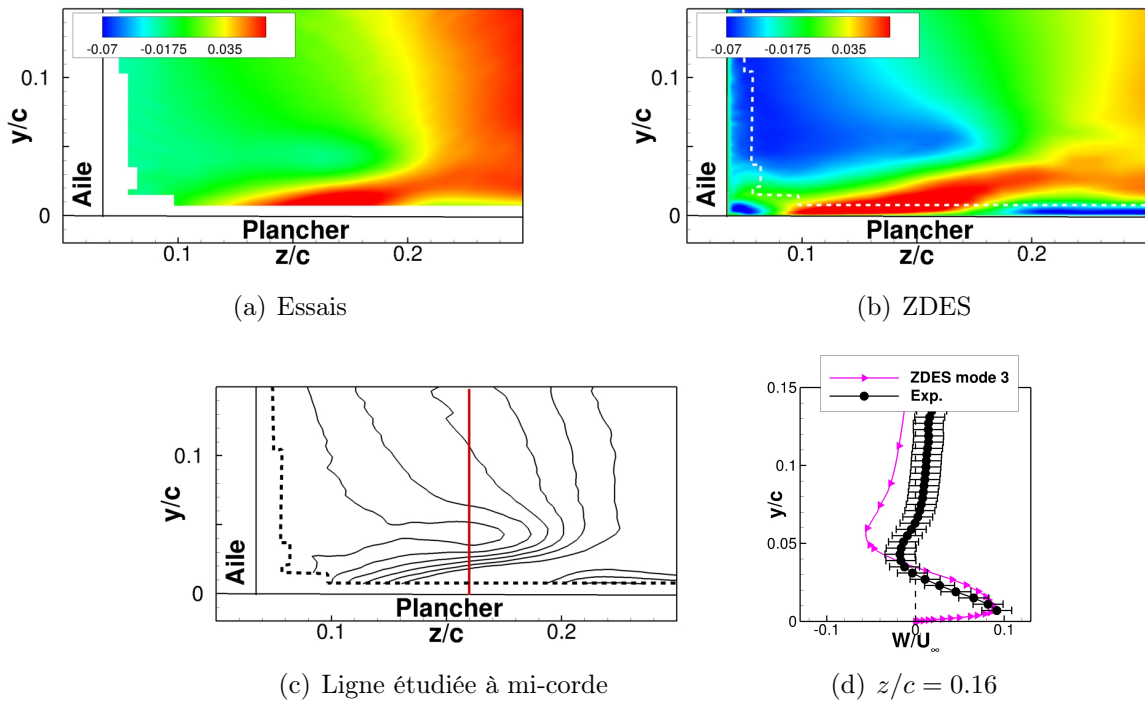


FIGURE 3.15 – Champs moyens de vitesse normale à l’aile adimensionnalisés par U_∞ à mi-corde. Les barres indiquent l’incertitude expérimentale calculée par rapport à la vitesse de référence U_∞ et qui est égale à 1.7%.

Enfin, les profils extraits le long du plancher (figure 3.16(e)) confirment les écarts de niveaux entre les essais et la simulation dans le tourbillon secondaire de seconde espèce ($0.1 \lesssim z/c \lesssim 0.15$) et probablement dans le tourbillon de coin ($z/c \lesssim 0.1$). Toutefois, le maximum de vorticité négative au sein du tourbillon en fer à cheval est semblable et par exemple l’écart entre les maxima est de 9%.

Statistiques d’ordre 2

Les tensions croisées et normales produites en essais et dans la simulation ZDES sont présentées sur la figure 3.17. Dans les deux cas, les tensions $\langle u'v' \rangle$ et $\langle u'^2 \rangle$ sont caractérisées par une zone en forme de croissant, les tensions $\langle u'w' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$ par une alternance de signe, et les tensions $\langle v'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$ par une augmentation significative des tensions pour $0.15 < z/c < 0.23$. Ces comportements sont probablement produits par le cisaillement de la couche limite provoqué par le tourbillon en fer à cheval et par exemple, la présence de $\langle u'w' \rangle$ sur le plancher correspond à la région d’éjection de fluide observée sur le champ moyen de vitesse normale à l’aile (figure 3.15).

De façon analogue, la topologie de l’écoulement de coin, uniquement observable dans la simulation ZDES et caractérisée par l’émergence de tensions $\langle u'v' \rangle$, $\langle v'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$, l’alternance de signe des tensions $\langle v'w' \rangle$ et l’augmentation de $\langle u'w' \rangle$ et de $\langle u'^2 \rangle$, doit être induite par le cisaillement provoqué par le recouvrement des couches limites de l’aile et du plancher, ainsi que par le tourbillon de coin. Comme le montrent les profils extraits le long de l’aile (figure 3.17), on observe en essais et dans la simulation des tendances similaires à l’approche du coin avec l’augmentation des tensions $\langle u'v' \rangle$, $\langle u'w' \rangle$, $\langle u'^2 \rangle$, $\langle v'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$ pour $y/c < 0.05$. La hiérarchie des ordres de grandeur des tensions est aussi semblable avec les ratios $\langle u'v' \rangle : \langle u'w' \rangle : \langle v'w' \rangle = 5 : 7 : 1$ et $\langle u'^2 \rangle : \langle v'^2 \rangle : \langle w'^2 \rangle = 10 : 5 : 2$ en essais, et $\langle u'v' \rangle : \langle u'w' \rangle : \langle v'w' \rangle = 4 : 4 : 1$ et $\langle u'^2 \rangle : \langle v'^2 \rangle : \langle w'^2 \rangle = 8 : 5 : 3$ dans la

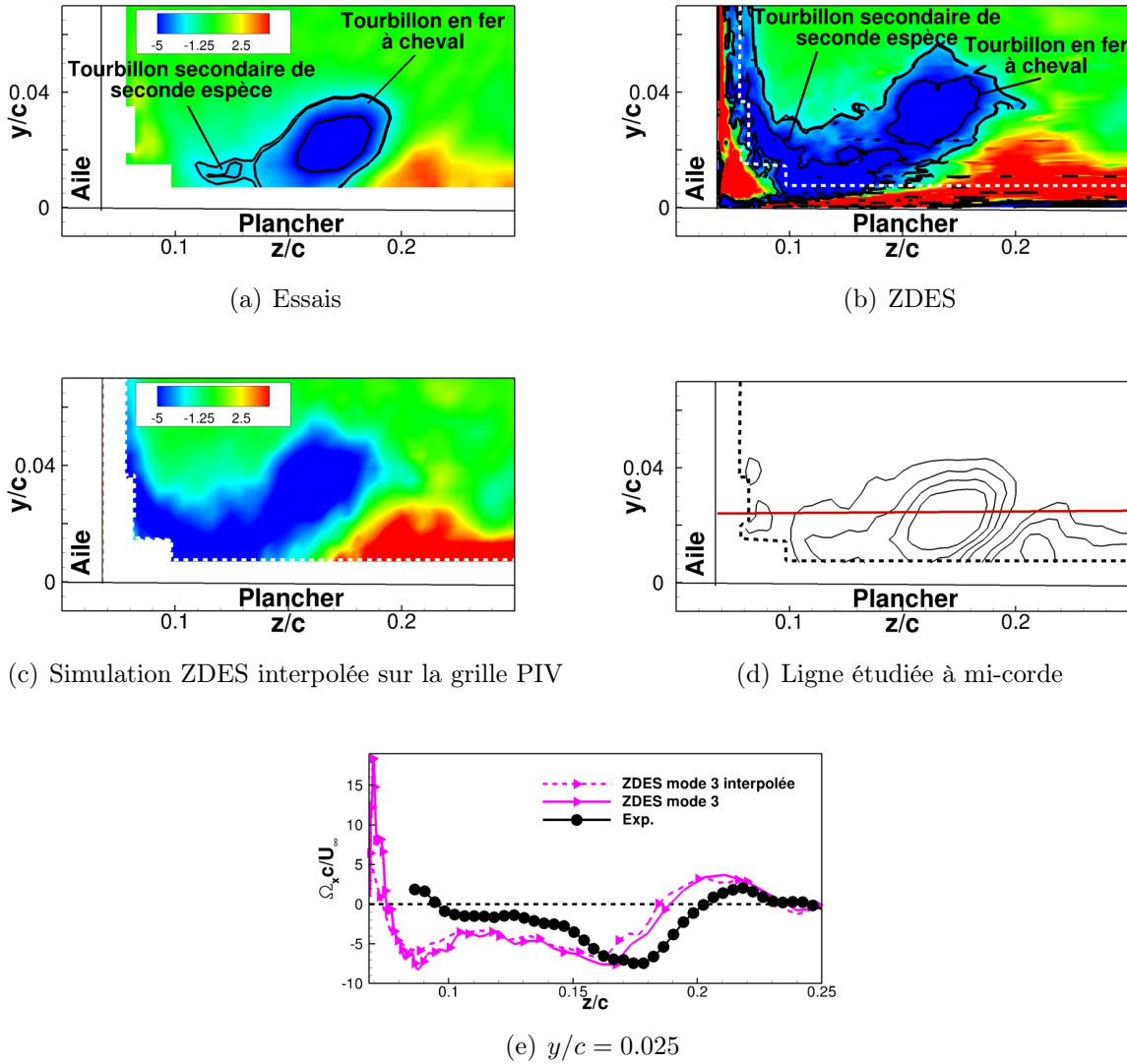


FIGURE 3.16 – Champs moyens de vorticité axiale adimensionnée par U_∞/c à mi-corde.

simulation.

Cependant, les différences entre les niveaux ne sont pas négligeables. Les niveaux sont plus importants dans le calcul ZDES et par exemple les écarts entre les maxima observables à la fois en essais et dans le calcul sont respectivement de 27%, 31% et de 76% pour les tensions $\langle u'v' \rangle$, $\langle u'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle$. Cela est certainement dû au fait que les tourbillons sont plus intenses dans la simulation ZDES qu'en essais, ce qui génère des contraintes plus importantes au sein des couches limites, et donc des tensions turbulentes avec des niveaux plus élevés.

3.3.3 Propriétés du comportement bimodal

Les travaux expérimentaux [54, 108, 117] dédiés à l'analyse de la convection du tourbillon en fer à cheval le long d'un profil montrent qu'il est possible d'identifier un mouvement caractérisé par des basses fréquences de type large bande probablement produit par le comportement bimodal au bord d'attaque. Pour étudier cette dynamique dans le cas présent, les signaux mesurés par la HS-PIV et ceux de la simulation ZDES sont utilisés. Ces signaux représentent respectivement une durée de 2.2 s échantillonnée avec un pas de temps $\Delta t = 1 \times 10^{-3}$ s, et une durée de 51.7 ms échantillonnée avec un pas de temps $\Delta t = 5 \times 10^{-7}$ s.

De manière analogue à la section 3.2.2, la présence d'un éventuel comportement bimodal et

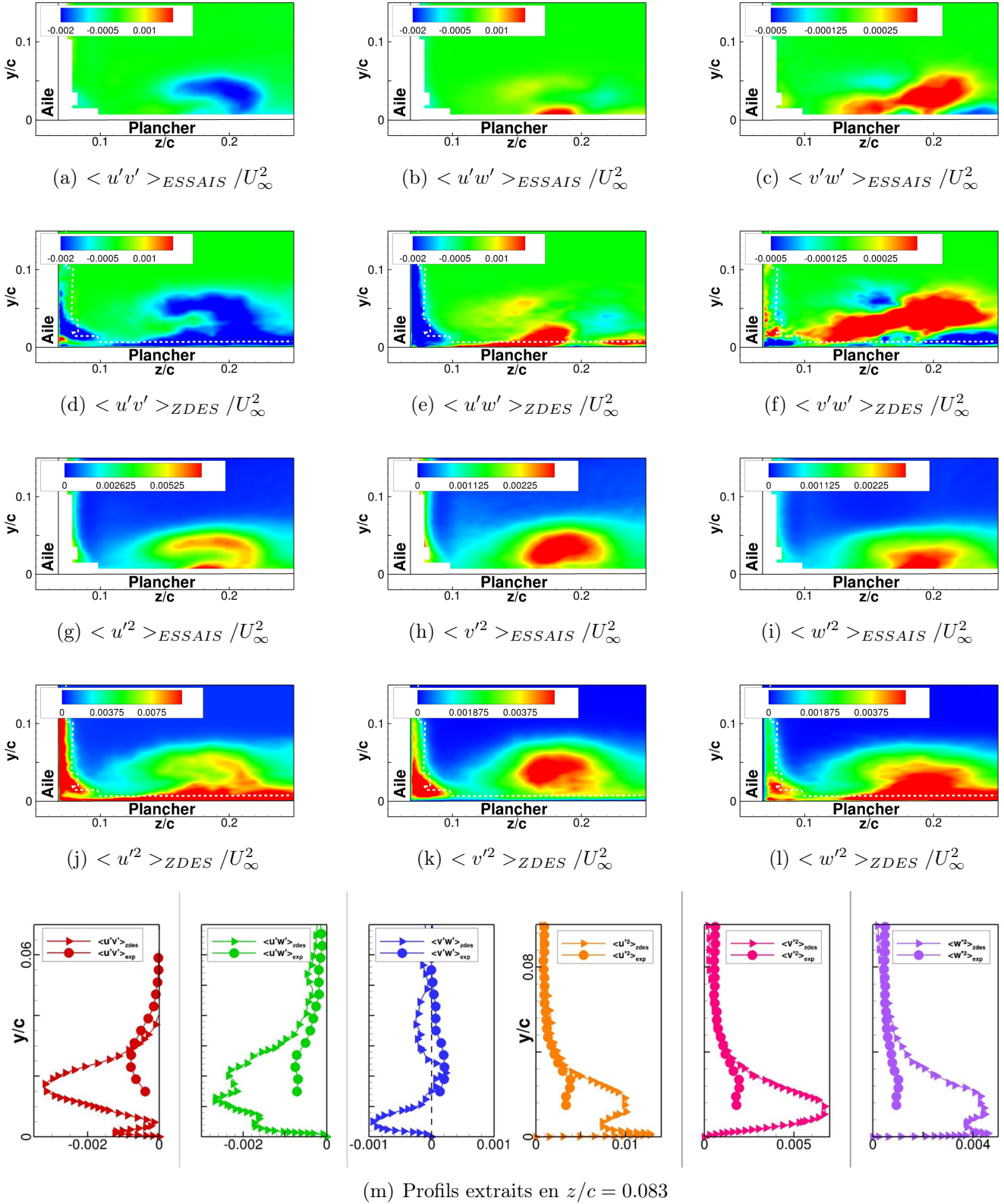


FIGURE 3.17 – Champs moyens turbulents relevés à mi-corde.

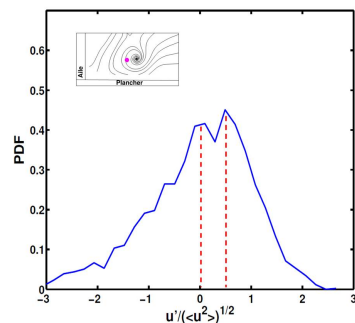
le contenu fréquentiel de la dynamique observée sont étudiés à l'aide de la PDF et de la DSP.

Identification du comportement bimodal

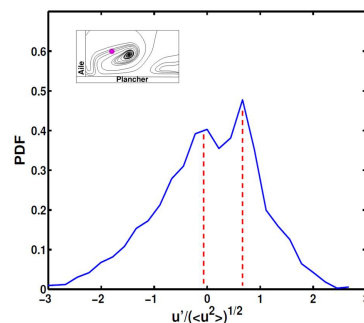
La figure 3.18 illustre les PDF de la vitesse axiale réalisées à partir des essais et de la simulation avec des capteurs situés près du cœur du tourbillon en fer à cheval moyenné en temps.

Dans les PDF réalisées avec 30 classes (figures 3.18(a) et 3.18(b)), il est possible de distinguer deux pics, l'un centré vers 0 et l'autre vers des valeurs positives non négligeables. Cette distinction est immédiate dans la simulation mais elle l'est un peu moins en essais. Cela est peut être dû à un échantillonnage du signal expérimental trop réduit et comme le montre la PDF réalisée avec 200 classes (figure 3.18(c)), il n'est plus possible d'identifier de comportement particulier.

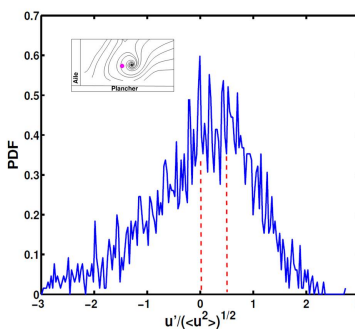
Au contraire, la PDF de la simulation réalisée avec 1000 classes (figure 3.18(d)) montre toujours deux pics prédominants malgré l'apparition d'un bruit non négligeable. La PDF de la simulation permet donc de confirmer que la convection du tourbillon en fer à cheval est animé d'un mouvement bimodal, ce qui pourrait être aussi le cas en essais.



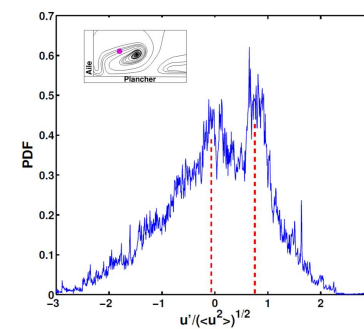
(a) PDF avec 30 classes en essais



(b) PDF avec 30 classes dans la simulation ZDES



(c) PDF avec 200 classes en essais



(d) PDF avec 1000 classes dans la simulation ZDES

FIGURE 3.18 – Illustration du comportement bimodal dans le tourbillon en fer à cheval à mi-corde à l'aide de PDF de la vitesse axiale.

Comme le montre l'annexe C, ce comportement peut aussi être retrouvé à de nombreuses stations dans le tourbillon en fer à cheval. Dans la région du coin, aucune tendance ne peut être isolée. L'écoulement de coin ne serait donc pas caractérisé par un mouvement spécifique. Cela pourrait être dû à la multiplicité des phénomènes en jeu comprenant la superposition de deux couches limites, le tourbillon de coin et les contraintes induites par le tourbillon en fer à cheval.

Propriétés fréquentielles

Pour déterminer le contenu fréquentiel de l'écoulement à mi-corde, la méthode de Welch est appliquée aux signaux utilisés pour les PDF présentées précédemment et à l'un d'eux relevé dans le tourbillon de coin. En essais, la résolution fréquentielle employée est $RF = 5 \text{ Hz}$ ($St_\delta = 0.005$) et les signaux sont décomposés en 21 blocs et dans la simulation $RF = 80 \text{ Hz}$ ($St_\delta = 0.024$) avec une décomposition en 8 blocs.

La figure 3.19 montre les spectres obtenus et exprimés à la fois sous la forme $G_u(f)$ et $f \cdot G_u(f)$. La fréquence d'acquisition expérimentale est de 1 kHz et d'après le théorème de Shannon, les fréquences supérieures à 500 Hz ne sont pas capturées. Le domaine fréquentiel ne dépasse donc pas $St_\delta = 0.5$ en essais.

Sous la forme $G_u(f)$ (figure 3.19(a)), les niveaux des spectres dans la région du tourbillon en fer à cheval sont séparés de près d'un ordre de grandeur, ce qui est probablement lié aux différences observées sur les champs moyens de vorticité. En revanche, les pentes semblent aussi en accord et cela confirme que la dynamique produite par la simulation ZDES est réaliste.

Sous la forme $f \cdot G_u(f)$ (figure 3.19(b)), il est peut être possible d'identifier en essais comme dans la simulation deux intervalles basse fréquence et large bande prépondérants. En essais, ces intervalles pourraient recouvrir les nombres de Strouhal $[0.08, 0.15]$ et $[0.15, 0.24]$ qui représentent respectivement 21% et 17% de la contribution énergétique du signal mesuré. Dans la simulation, les valeurs seraient proches avec les intervalles $[0.04, 0.15]$ et $[0.15, 0.28]$ et des contributions de 18% et de 13%.

Pour le spectre du signal extrait dans le tourbillon de coin (figure 3.19(c)), il existe aussi un intervalle de contribution non négligeable qui balaie les valeurs $[0.1, 0.13]$.

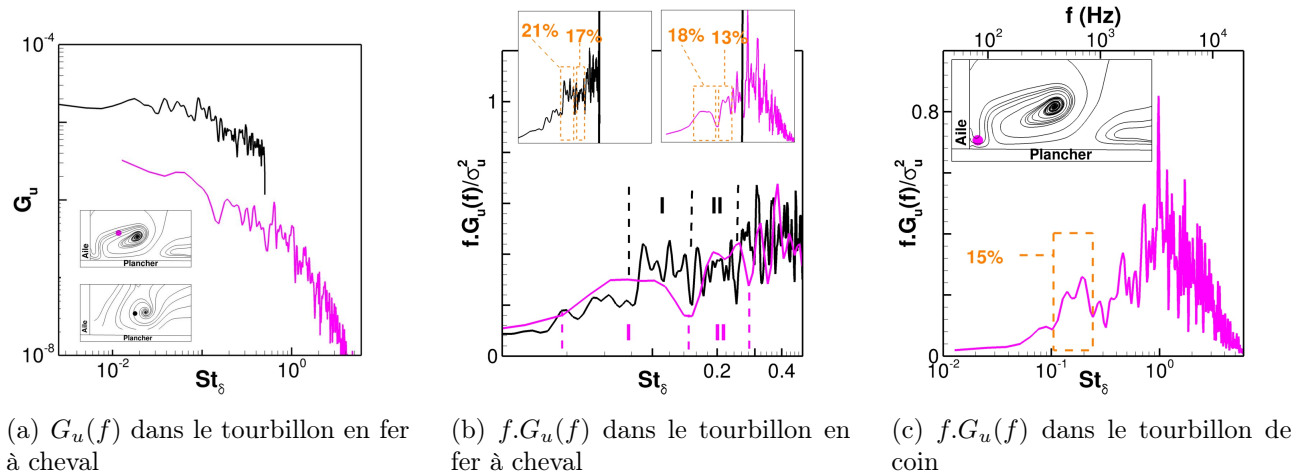


FIGURE 3.19 – Spectres de vitesse en un point à mi-corde. ZDES : —. Essais : —. St_δ est calculé à l'aide de l'épaisseur de la couche incidente δ .

3.3.4 Synthèse sur la description de l'écoulement de jonction à mi-corde

L'analyse de l'écoulement à mi-corde s'est appuyée sur l'étude de la fenêtre PIV P1 pour mettre en avant les propriétés stationnaires et instationnaires de notre configuration. Cinq axes majeurs ont été retenus : le développement des couches limites, le tourbillon en fer à cheval, le tourbillon de coin, le champ turbulent et l'identification du comportement bimodal.

Pour le développement des couches limites, la cohérence essais/simulation a été vérifiée avec le développement de la couche limite du plancher et l'influence du tourbillon en fer à cheval

sur cette couche limite. Un très bon accord a été observé. Cela a montré que l'évolution de la couche limite le long de l'aile est correctement reproduit par le mode 3 et le mode 0.

Pour le tourbillon en fer à cheval, la génération des écoulements secondaires induits par ce tourbillon a été évaluée. Les niveaux sont relativement faibles à la fois pour l'écoulement dans la direction normale à l'aile et l'écoulement dans la direction normale au plancher. Ils ne dépassent pas 10% de la vitesse de référence mais cela est néanmoins suffisant pour altérer le développement de la couche limite du plancher. Par ailleurs, bien que les niveaux de vorticité et que la position du foyer du tourbillon en fer à cheval soient similaires en essais et dans la simulation, la simulation ZDES génère un tourbillon secondaire trop large et qui s'étend pratiquement jusqu'à l'aile. Cela crée un courant descendant le long de l'aile pratiquement deux fois plus fort qu'en essais, ce qui amincit la couche limite le long de l'aile.

Pour le tourbillon de coin, aucune information ne peut être donnée en essais car l'écoulement en très proche paroi n'est pas capturé par la HS-PIV. En revanche, ce tourbillon est clairement présent dans la simulation ZDES et il est effectivement situé au-delà des limites de l'exploration expérimentale, ce qui justifie d'ailleurs l'approche complémentaire expérimentation/CFD retenue pour cette thèse. Les niveaux de vorticité de ce tourbillon sont comparables à ceux du tourbillon en fer à cheval et il est aussi responsable de la production d'écoulements secondaires dans le coin.

Pour le champ turbulent, une topologie particulière a été mise en évidence pour les tensions $\langle u'v' \rangle$ et $\langle u'^2 \rangle$ avec une zone en forme de croissant dans la région du tourbillon en fer à cheval. Dans cette région, les tensions $\langle u'w' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$ changent de signe et les tensions $\langle v'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$ sont caractérisées par un maximum. Dans le coin, il y a une augmentation de toutes les tensions. La simulation ZDES produit une répartition spatiale des tensions satisfaisante mais les écarts sur les niveaux ne sont pas non plus négligeables, en particulier dans le coin, ce qui est probablement dû à l'influence du tourbillon en fer à cheval et du tourbillon secondaire de seconde espèce. Néanmoins, la hiérarchie des tensions est conforme à celle des essais.

Pour l'identification du comportement bimodal, la présence de ce comportement a été relevée dans la région du tourbillon en fer à cheval en essais et dans la simulation mais aucune corrélation entre le comportement bimodal à mi-corde et au bord d'attaque n'a pu être rigoureusement établie. L'écoulement de coin a aussi été sondé dans la simulation ZDES mais aucun mouvement particulier n'a pu être isolé.

3.4 Description du décollement de coin

Le décollement de coin est étudié à l'aide des données extraites dans les fenêtres PIV P2 et P3 situées en $x/c = 0.85$ et $x/c = 1.02$ (voir chapitre II figure 2.2). Bien que la fenêtre P3 soit dans le sillage de l'aile, le terme de "coin" est utilisé pour la zone formée par le croisement des axes (Oy) et (Oz) afin de faciliter la lecture.

3.4.1 Propriétés moyennes du décollement de coin

Visualisations pariétales

Les figures 3.20(a) et 3.20(b) montrent la topologie de l'écoulement pariétal identifié avec des enduits visqueux en essais et des lignes de frottements et les valeurs négatives du frottement longitudinal dans la simulation ZDES. En essais, la visualisation de l'écoulement est obtenue avec $Re_c = 1.2 \times 10^6$ au lieu de $Re_c = 3.0 \times 10^5$. A $Re_c = 3.0 \times 10^5$, l'entraînement des enduits visqueux par les forces de frottement ne compense pas les forces de pesanteur et les visualisations sont inexploitable. Les données expérimentales présentées dans cette section sont donc

seulement données à titre indicatif de la topologie particulière du décollement de coin.

Dans la photo des essais (figure 3.20(a)), l'enduit est de couleur bleue pour la partie du plancher située du côté de l'extrados, de couleur rose pour la partie du côté de l'intrados et sur l'intrados, et de couleur jaune sur l'extrados. Sur le plancher, l'enduit est perturbé au bord d'attaque ainsi que le long de l'aile. Cette perturbation est due au décollement de la couche limite incidente ainsi qu'à la convection du tourbillon en fer à cheval. Sur l'extrados loin du plancher, l'enduit est étiré sans interruption jusqu'au décollement de bord de fuite relativement faible ($\approx 2\%c$). Sur l'extrados proche du plancher, l'enduit est perturbé et à l'approche du bord de fuite, l'écoulement décolle et une partie de l'enduit rose de l'intrados remonte sur l'extrados. Le décollement semble être restreint à l'aile et s'étend sur environ 4% de corde en longueur. Comme dans le cas de Hazarika et al. [56] (figure 1.6(c)), cette topologie pourrait être causée par le tourbillon de coin qui pourrait prévenir le décollement dans le coin tout en ralentissant l'écoulement situé sur l'aile, ce qui favoriserait le décollement de la couche limite de l'aile.

Dans la simulation ZDES (figure 3.20(b)), le décollement de la couche limite et la convection du tourbillon en fer à cheval sont respectivement indiqués par les valeurs négatives du frottement au bord d'attaque et par la confluence des lignes de frottement le long de l'aile. L'écoulement sur le plancher est conforme aux essais mais une différence majeure est à noter sur l'aile avec l'apparition d'un décollement loin du plancher.

Ce décollement est une pathologie numérique dont l'origine peut être éclairée à l'aide du champ moyen de vitesse axiale et du champ moyen de vortacité axiale extraits au bord d'attaque de l'aile, à mi-corde et au commencement du décollement pathologique (figure 3.20(c)). Comme le montre le champ de vortacité (figure 3.20(d)), des tourbillons apparaissent au bord d'attaque dans la zone en mode 3 et semblent se propager dans la zone en mode 0 jusqu'à $y/c = 0.16$. Au-delà de cette hauteur aucun tourbillon n'est recensé.

Ces tourbillons sont ensuite convectés le long de l'aile (figure 3.20(e)). Il est alors possible que les tourbillons de même sens de rotation s'agglomèrent ou que l'un d'entre eux s'agrandisse mais quelque soit le processus à l'œuvre, cela génère un tourbillon dont la taille est comparable à l'épaisseur de la couche limite de l'aile. Les niveaux de vortacité de ce tourbillon sont du même ordre que ceux relevés pour les tourbillons physiques comme le tourbillon en fer à cheval ou le tourbillon de coin. L'effet de ce tourbillon n'est pas négligeable et il épaissit localement la couche limite de l'aile comme on peut le voir avec les iso-contours de U/U_∞ .

La convection de ce tourbillon se poursuit le long de la corde (figure 3.20(f)), sa taille continue de croître et son intensité reste élevée, ce qui entretient l'épaississement de la couche limite et favorise finalement l'apparition du décollement pathologique.

Toutefois, bien que ce décollement soit relativement étendu, il est complètement exclu de la zone en mode 3. L'influence de cette pathologie est donc limitée et elle n'altère pas significativement les champs moyens et la dynamique de l'écoulement résolus dans cette zone.

Enfin ce qui concerne le décollement de coin produit par le calcul ZDES, on devine un foyer sur l'aile identique à celui observé en essais mais la zone concernée est beaucoup plus restreinte.

Champ moyen de vortacité axiale

Cette section est dédiée à l'analyse du champ moyen de vortacité axiale. Les champs moyens de vitesses ne sont pas présentés étant donné que leur analyse n'apporte pas d'éléments de description pertinents supplémentaires. Les champs moyens de vortacité axiale extraits dans les plans P2 et P3 sont tracés sur la figure 3.21.

En essais (figure 3.21(a)), on peut identifier dans les plans P2 et P3 le tourbillon de coin (1), le tourbillon secondaire de seconde espèce (2), le tourbillon en fer à cheval (3) et le tourbillon contrarotatif (4). À l'exception du tourbillon contrarotatif, les tourbillons gagnent en intensité entre les plans P2 et P3 et par exemple l'écart entre les maxima de vortacité pour le tourbillon

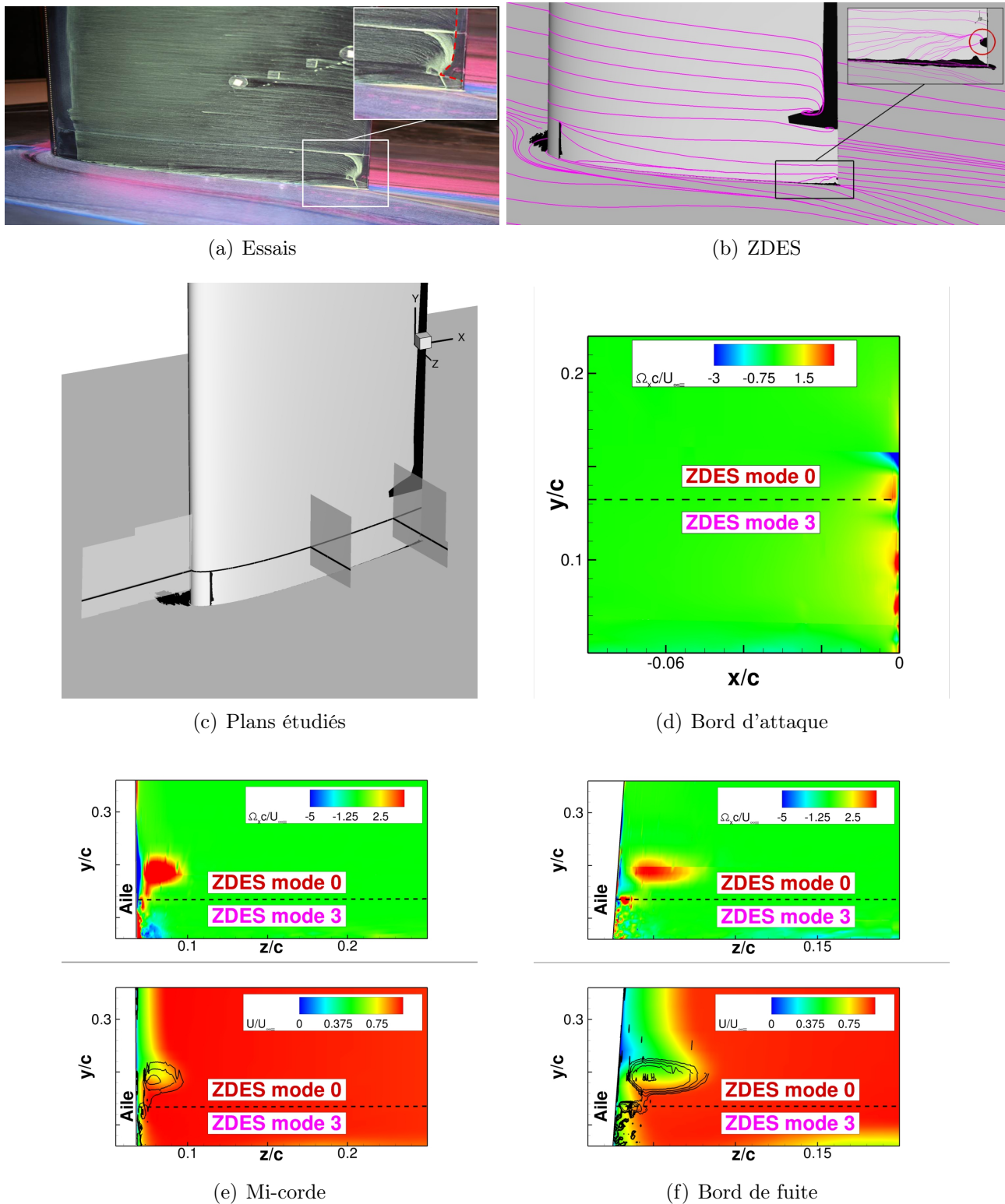


FIGURE 3.20 – Visualisation du décollement de coin à l'aide du frottement pariétal longitudinal. Les zones où le frottement longitudinal est négatif sont indiquées en noir. L'origine du décollement pathologique est détaillée à l'aide du champ moyen de vorticité axiale et du champ moyen de vitesse axiale.

en fer à cheval est de 8%.

Dans la simulation ZDES (figure 3.21(b)), on retrouve les mêmes tourbillons mais l'identification du tourbillon secondaire de seconde espèce et du tourbillon en fer à cheval est plus

délicate. Le tourbillon en fer à cheval a tendance à se disloquer et la génération du tourbillon secondaire de seconde espèce est excessive. L'aspect du tourbillon de coin diffère aussi sensiblement des observations expérimentales. Alors qu'en essais la forme de ce tourbillon semble relativement bien définie dans le plan P3, dans la simulation ZDES ce tourbillon est beaucoup moins cohérent.

Ces remarques sont confirmées par les profils extraits le long du plancher (figure 3.21(d)). La simulation ZDES produit trop de vorticité, en particulier à l'approche de l'aile, ce qui participe probablement à la réduction du décollement de coin observée avec le frottement longitudinal.

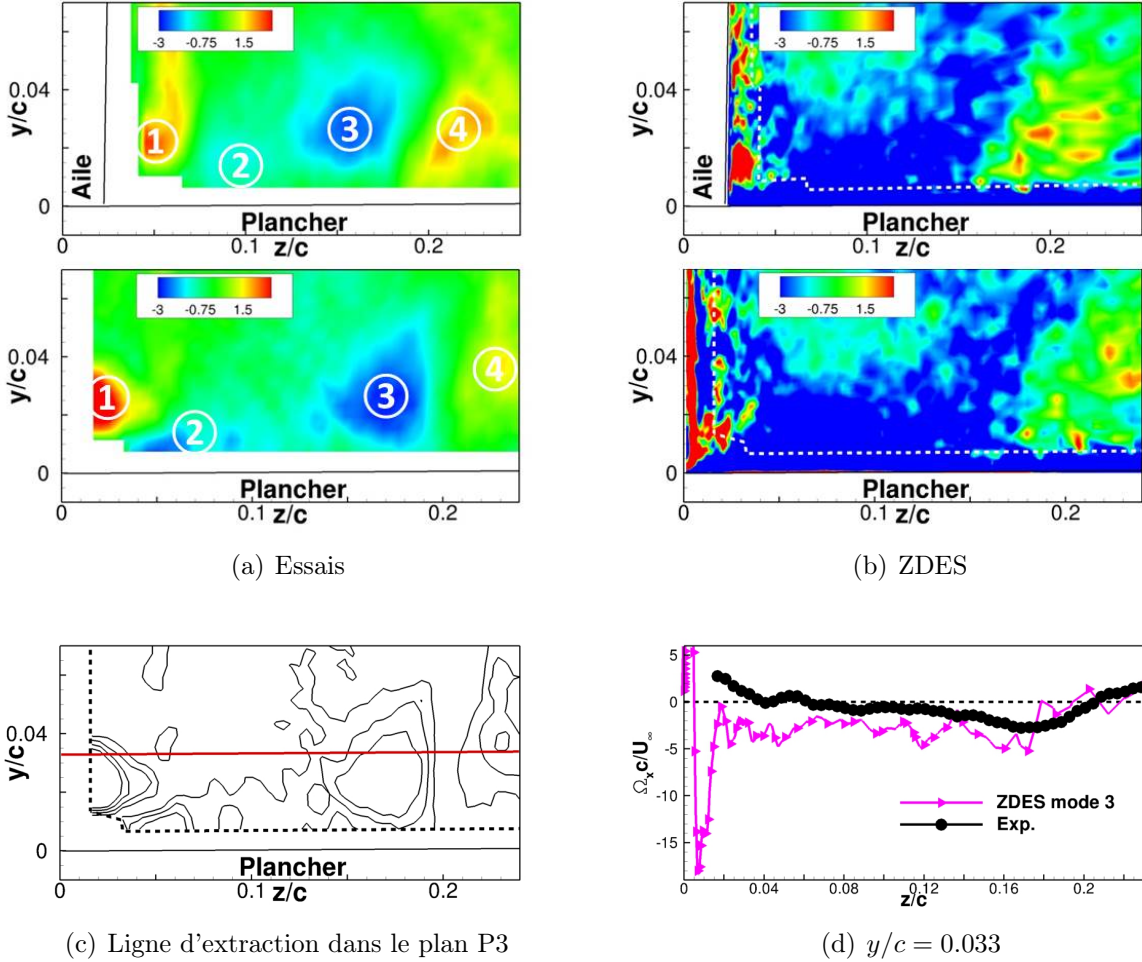


FIGURE 3.21 – Champs moyens de vorticité adimensionnalisée par U_∞/c dans les plans P2 et P3. Les plans P2 sont les plans supérieurs et les plans P3 sont les plans inférieurs.

Statistiques d'ordre 2

Les tensions croisées relevées en essais et dans la simulation ZDES et extraites dans les plans P2 et P3 sont illustrées sur la figure 4.14(d). Dans la région du tourbillon en fer à cheval, les tensions produites par la simulation ZDES sont en bon accord avec celles relevées en essais. On retrouve une zone de valeurs négatives de $\langle u'v' \rangle$ en forme de croissant et l'alternance de signes des tensions $\langle u'w' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$.

Les profils extraits en $z/c = 0.17$ (figure 3.22(h)) montrent que la répartition et les niveaux des tensions dans la simulation sont aussi très proches de ceux observés en essais. En particulier, pour les tensions $\langle u'v' \rangle$, l'écart entre les maxima n'exc dent pas 8%.

Dans la région du coin et le long de l'aile, l'accord essais/calculs est moins net. En essais

(figures 3.22(a), 3.22(b) et 3.22(c)), le décollement de coin est associé à l'apparition dans le plan P3 de valeurs positives de $\langle u'v' \rangle$ et de valeurs négatives de $\langle v'w' \rangle$ et à l'augmentation de plus de 20% de $\langle u'w' \rangle$ dans le coin.

Dans la simulation ZDES (figures 3.22(d), 3.22(e) et 3.22(f)), le décollement est aussi lié à une intensification des tensions dans le coin avec une augmentation des extrema de 27% pour $\langle u'v' \rangle$, de 74% pour $\langle u'w' \rangle$ et de 140% pour $\langle v'w' \rangle$, mais aucune valeur positive significative de $\langle u'v' \rangle$ n'est relevée.

Comme le montrent les profils extraits le long de la couche limite de l'aile (figure 3.22(g)), les tensions $\langle u'v' \rangle$ négatives dans le calcul ZDES recouvrent une région délimitée par $0.005 < y/c < 0.05$ et en essais les tensions $\langle u'v' \rangle$ positives sont associées à un pic en $y/c = 0.02$. Néanmoins, les distributions des tensions $\langle u'w' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$ sont mieux reproduites même si il est à noter que l'écart entre les essais et la simulation sur le maximum des tensions $\langle u'w' \rangle$ atteint 47%.

Cette différence spécifique aux tensions $\langle u'v' \rangle$ pourrait être liée à la topologie du décollement de coin. En essais, le décollement pourrait être beaucoup plus prononcé sur l'aile que dans la simulation, ce qui entraînerait des contraintes différentes dans l'écoulement de coin. Il conviendrait alors de distinguer la contribution des différentes parties du décollement de coin : la partie située à l'intersection de l'aile et du plancher, en partie reproduite par la simulation ZDES, induirait une augmentation des valeurs négatives des tensions $\langle u'v' \rangle$, $\langle u'w' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$, et la partie située sur l'aile une augmentation des valeurs positives des tensions $\langle u'v' \rangle$.

Enfin, il faut noter que la discontinuité observée le long de l'aile en $y/c = 0.13$ avec les tensions $\langle u'w' \rangle$ (figure 3.22(b)) indique la frontière entre la zone en mode 3 et la zone en mode 0.

Pour les tensions normales (figure 3.23), les essais et la simulation sont encore qualitativement très proches dans la région du tourbillon en fer à cheval mais les disparités quantitatives sont plus importantes. Les maxima en essais des tensions $\langle u'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle$ augmentent de 16% et de 14% et celui des tensions $\langle w'^2 \rangle$ reste constant. Dans la simulation, les maxima des tensions $\langle u'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$ augmentent de 15% et de 9% et cette fois, c'est le maximum des tensions $\langle v'^2 \rangle$ qui n'évolue pas.

En outre, les niveaux sont plus élevés dans la simulation et par exemple, les écarts entre les maxima sont respectivement de 44%, 38% et 14% pour $\langle u'^2 \rangle$, $\langle v'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$. Cependant, comme le montrent les profils extraits dans cette région (figure 3.23(h)), la hiérarchie entre les tensions est partiellement reproduite et les ratios entre les ordres de grandeurs sont $\langle u'^2 \rangle : \langle v'^2 \rangle : \langle w'^2 \rangle = 7 : 3 : 2$ en essais et $\langle u'^2 \rangle : \langle v'^2 \rangle : \langle w'^2 \rangle = 9 : 4 : 5$ dans la simulation.

Dans la région du coin et le long de l'aile, l'augmentation des niveaux des tensions dans le coin entre les plans P2 et P3 à la fois en essais et dans la simulation ZDES est de nouveau corrélée au décollement de coin.

En essais (figures 3.23(a), 3.23(b) et 3.23(c)), cette augmentation concerne principalement les tensions $\langle u'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle$ dont les niveaux sont pratiquement doublés, alors que les tensions $\langle w'^2 \rangle$ n'évoluent pas entre les plans P2 et P3. Dans la simulation ZDES (figures 3.23(d), 3.23(e) et 3.23(f)), les niveaux des tensions $\langle u'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle$ sont aussi quasiment doublés dans le coin mais les niveaux des tensions $\langle w'^2 \rangle$ ne sont pas constantes et ils augmentent de 23%.

Encore une fois, cette différence entre les essais et la simulation pourrait être liée à la topologie des décollements. Dans la simulation, la topologie du décollement pourrait être "moins" anisotrope et cela pourrait favoriser l'apparition de tensions normales dans toutes les directions.

Avec les profils extraits le long de l'aile (figure 3.23(g)), on observe un excès des tensions normales dans la simulation dans le coin ($z \leq 0.04$). Cela est confirmé avec les écarts entre

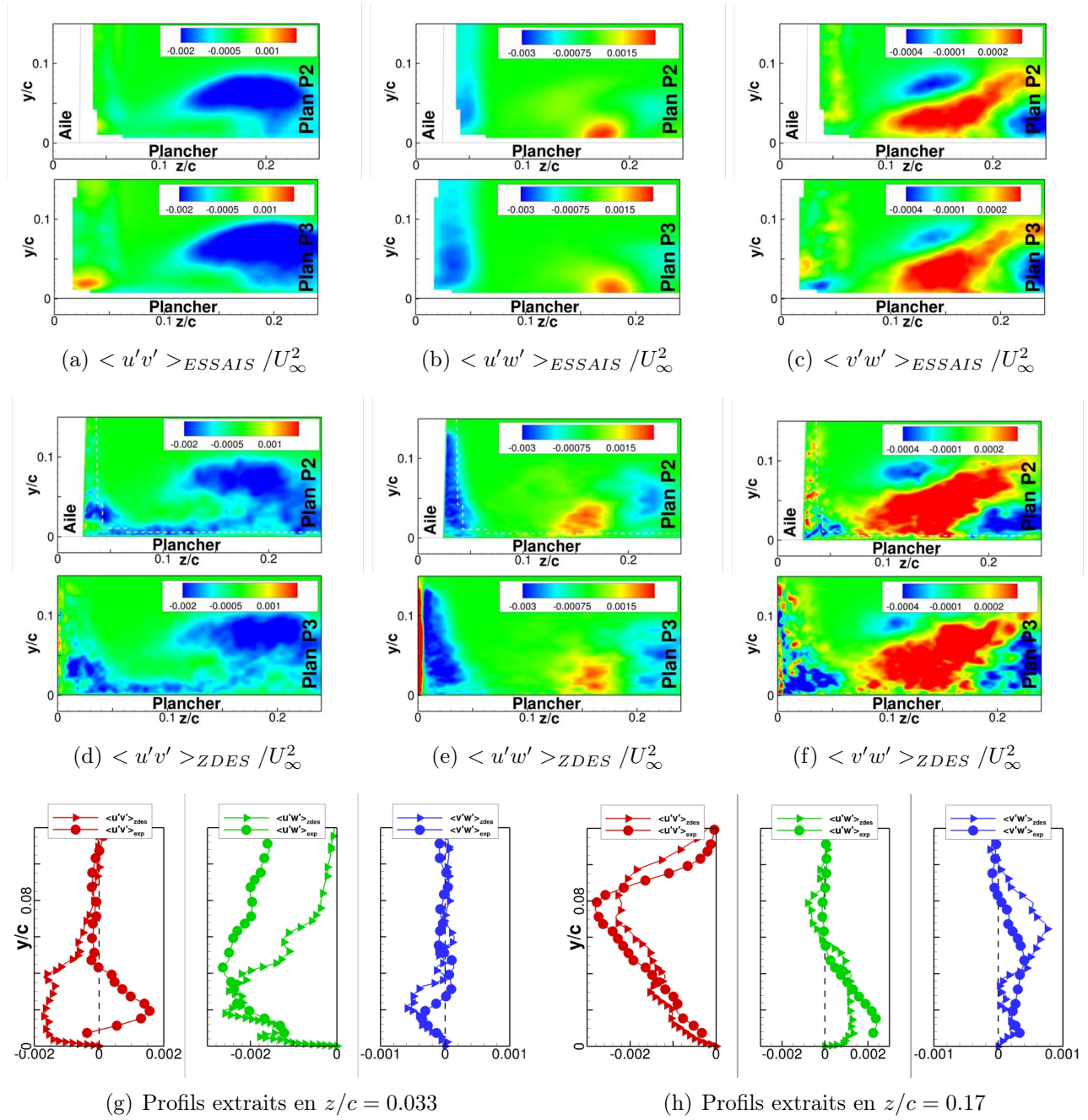


FIGURE 3.22 – Tensions croisées relevées dans les plans P2 et P3.

les maxima relevés dans cette région et qui sont respectivement de 11%, 81% et de 212% pour $\langle u'^2 \rangle$, $\langle v'^2 \rangle$ et $\langle w'^2 \rangle$.

Néanmoins, la hiérarchie des tensions est correcte et les rapports entre les ordres de grandeurs sont $\langle u'^2 \rangle : \langle v'^2 \rangle : \langle w'^2 \rangle = 4 : 2 : 1$ en essais et $\langle u'^2 \rangle : \langle v'^2 \rangle : \langle w'^2 \rangle = 4 : 2 : 2$ dans la simulation.

3.4.2 Propriétés instationnaires du décollement de coin

La dynamique du décollement de coin est probablement influencée par le comportement bimodal du tourbillon en fer à cheval. La question est ensuite de savoir le niveau de corrélation qu'il peut exister entre ces deux phénomènes.

Pour étudier cette dynamique, les signaux utilisés sont ceux acquis par la HS-PIV et ceux

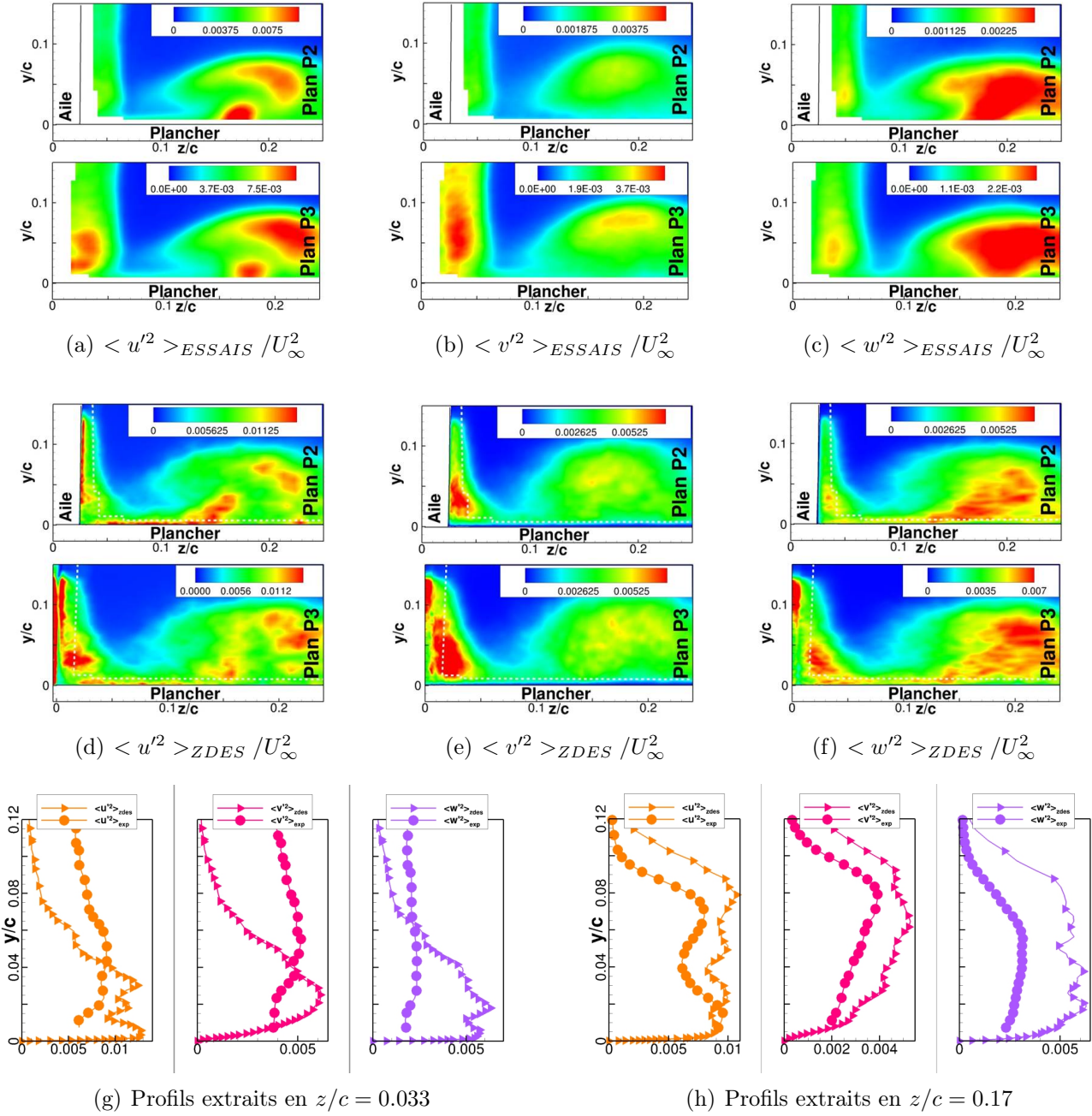


FIGURE 3.23 – Tensions normales extraites dans les plans P2 et P3.

de la simulation ZDES qui représentent respectivement une durée de 3.1 s échantillonnée avec un pas de temps $\Delta t = 1 \times 10^{-3}$ s, et une durée de 51.7 ms échantillonnée avec un pas de temps $\Delta t = 5 \times 10^{-7}$ s.

De manière analogue à la section 3.2.2, la présence d'un éventuel comportement bimodal et le contenu fréquentiel de la dynamique observé sont étudiés à l'aide de la PDF et de la DSP.

Identification du comportement bimodal au bord de fuite

La figure 3.24 montre les PDF de la vitesse axiale réalisées à partir des sondes localisées dans le tourbillon en fer à cheval en essais et dans la simulation, dans la zone d'influence du décollement de coin en essais et dans le décollement de coin dans la simulation.

Dans les quatre cas, les PDF mettent en évidence la présence d'un comportement bimo-

dal plus ou moins marqué. Dans le tourbillon en fer à cheval (figures 3.24(a) et 3.24(b)), ce comportement comprend un mode avec des vitesses quasi nulles et un mode avec des vitesses positives significatives. Dans la zone d'influence du décollement de coin en essais (figure 3.24(c)) et dans le décollement de coin dans la simulation (figure 3.24(d)), le comportement bimodal est caractérisé par un mode avec des vitesses négatives et un mode avec des vitesses positives. Cela indique que le décollement de coin, associé aux vitesses négatives, est présent par intermittence.

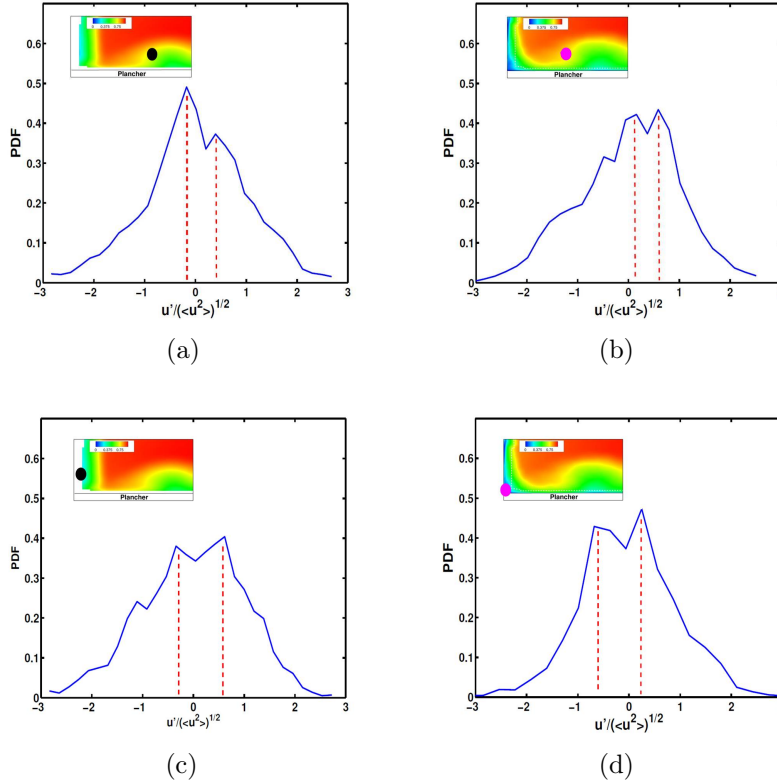


FIGURE 3.24 – Densités de probabilités de la vitesse axiale calculées avec 30 classes à partir de signaux extraits dans le tourbillon en fer à cheval en essais (a) et dans la simulation (b), dans la zone d'influence du décollement de coin en essais (c) et dans le décollement de coin dans la simulation (d).

Ce comportement a été retrouvé à de nombreuses stations dans le tourbillon en fer à cheval et dans le décollement de coin aussi bien en essais que dans la simulation. Cependant, il n'a pas été observé avec les champs des vitesses transverses.

Propriétés fréquentielles de l'écoulement au bord de fuite

La figure 3.25 montre les spectres unitaires réalisés à partir des capteurs utilisés pour sonder le tourbillon en fer à cheval et le décollement de coin dans le plan P3. Les spectres sont réalisés avec la méthode de Welch. En essais, la résolution fréquentielle est $RF = 5 \text{ Hz}$ ($St_\delta = 0.005$) et le signal est discrétisé avec 29 blocs, et dans la simulation, $RF = 80 \text{ Hz}$ ($St_\delta = 0.024$) et 8 blocs sont utilisés.

Sous la forme $G_u(f)$, on peut voir que les niveaux relevés en essais et dans la simulation ont près d'un ordre de grandeur de différence, ce qui est probablement corrélé aux différences observées sur le champ moyen de vorticité. Par ailleurs, compte tenu de la fréquence de coupure des spectres issus des signaux HS-PIV, il est difficile de se prononcer sur les pentes mais l'évolution donnée par la simulation semble être juste, et dans les deux cas des pics émergent dans les bas nombres de Strouhal.

Sous la forme $f.G_u(f)$, il est possible d'évaluer la contribution énergétique des bandes fréquentielles associées à chaque phénomène. En essais, deux intervalles sont pertinents pour le tourbillon en fer à cheval et le décollement de coin, à savoir les couples St_δ ($[0.06, 0.14]$, $[0.17, 0.36]$) et ($[0.07, 0.11]$, $[0.11, 0.22]$) respectivement. Dans la simulation, on retrouve aussi deux intervalles avec ($[0.09, 0.15]$, $[0.15, 0.31]$) pour le tourbillon en fer à cheval et ($[0.06, 0.14]$, $[0.14, 0.27]$) pour le décollement de coin. A chaque fois, les contenus fréquentiels dans le tourbillon en fer à cheval et le décollement de coin se recouvrent, ce qui suggère une parenté entre ces phénomènes.

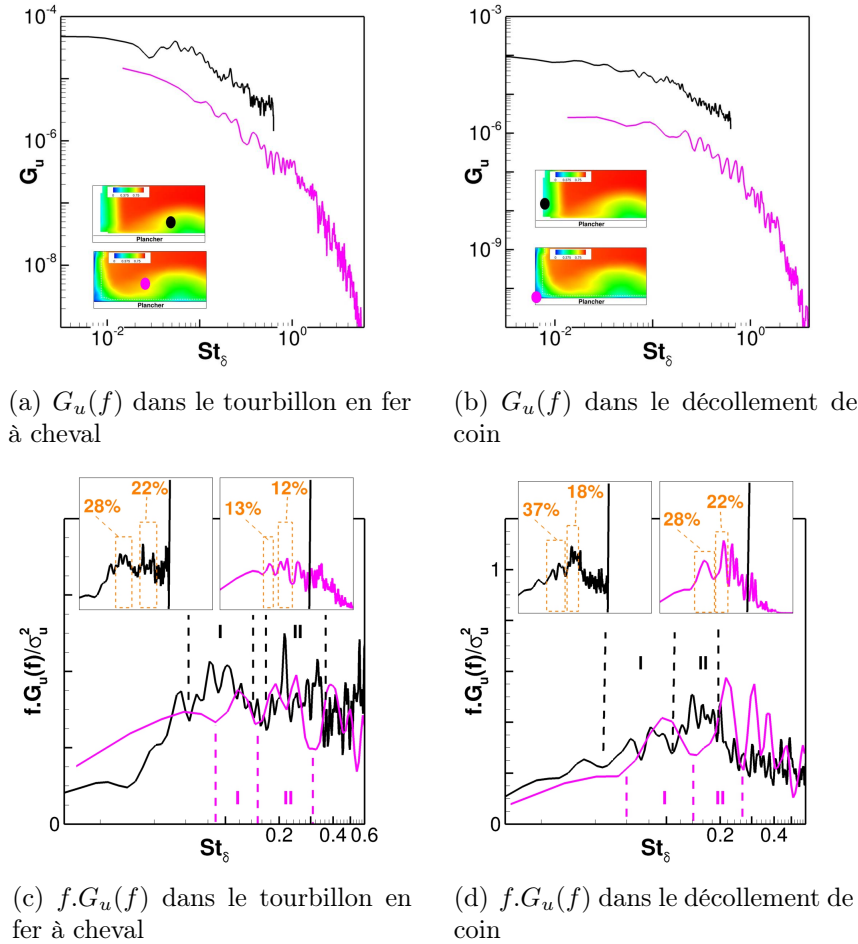


FIGURE 3.25 – Spectres de vitesse en un point dans le tourbillon en fer à cheval et le décollement de coin dans le plan P3. ZDES : —. Essais : —.

Afin de mettre en évidence un éventuel lien entre le comportement bimodal observé au bord d'attaque et celui observé au bord de fuite, il est possible d'utiliser la fonction de cohérence $\gamma_{u_1 u_2}^2$ qui repose sur l'interspectre $G_{u_1 u_2}$ défini par :

$$G_{u_1 u_2}(f) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} E(\widehat{u_1(f)} \widehat{u_2(f)}^*) \quad (3.5)$$

où $\widehat{u_1(f)}$ et $\widehat{u_2(f)}$ sont les transformées de Fourier des deux signaux d'intérêt $u_1(t)$ et $u_2(t)$. Le spectre de cohérence s'écrit alors

$$\gamma_{u_1 u_2}^2(f) = \frac{|G_{u_1 u_2}(f)|^2}{G_{u_1 u_1}(f) G_{u_2 u_2}(f)} \quad (3.6)$$

Comme dans le cas de l'autospectre, la fonction de cohérence est calculée à l'aide de la méthode de Welch. En essais, elle est calculée avec $RF = 10 \text{ Hz}$ ($St_\delta = 0.01$) et 22 blocs, et

dans la simulation, avec $RF = 180 \text{ Hz}$ ($St_\delta = 0.06$) et 18 blocs.

La fonction de cohérence calculée entre le point situé dans le tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque et le point dans le décollement de coin (figure 3.26(a)) met en évidence une corrélation importante dans la simulation basée sur l'intervalle $[0.07, 0.40]$. Cet intervalle balaye les intervalles des spectres unitaires recensés à la fois dans le tourbillon en fer à cheval et le décollement de coin, et il est donc justifié de dire que la dynamique du décollement de coin dépend principalement du comportement bimodal au bord d'attaque.

En essais, les données au bord d'attaque ne sont pas disponibles pour calculer la même fonction de cohérence mais il est possible d'obtenir celle basée sur des points situés dans le tourbillon en fer à cheval au bord de fuite et le décollement de coin (figure 3.26(b)). Cela met en exergue l'intervalle $[0.02, 0.09]$. Ces valeurs recouvrent partiellement les intervalles recensés pour les spectres unitaires du tourbillon en fer à cheval et du décollement de coin, ce qui indique une corrélation entre ces deux phénomènes.

En conclusion, la dynamique d'ensemble est principalement contrôlée par le comportement bimodal au bord d'attaque.

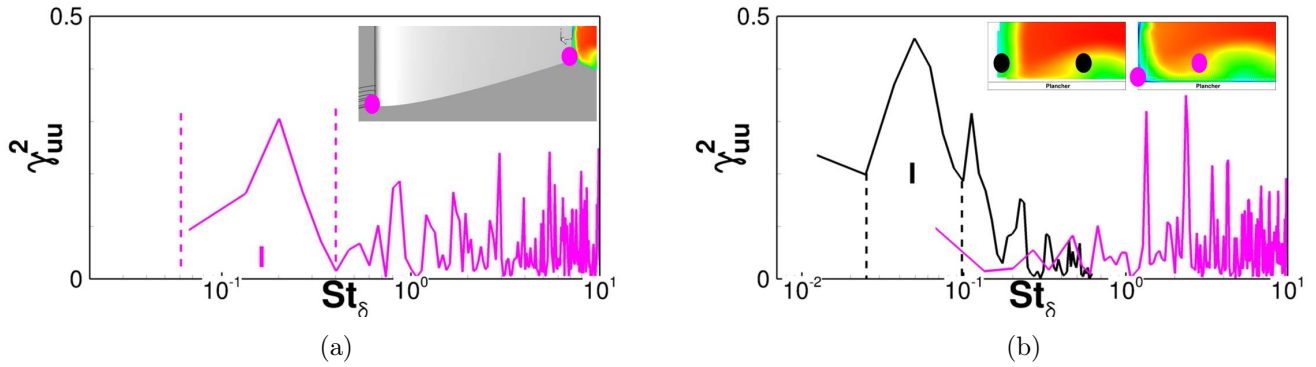


FIGURE 3.26 – Spectres de cohérence entre a) le point situé dans le tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque et le décollement de coin, et b) les points situés dans le tourbillon en fer à cheval au bord de fuite et le décollement de coin. ZDES : —. Essais : —.

3.4.3 Synthèse sur la physique du décollement de coin

L'analyse du décollement de coin a débuté avec une description topologique qui a mis en évidence le caractère anisotrope du décollement localisé sur l'aile plutôt que sur le plancher. Cela semble dû au tourbillon de coin qui a tendance à épaissir la couche limite de l'aile et en conséquence, à favoriser son décollement. Du point de vue qualitatif, l'accord entre la simulation et les essais est correct. Les structures tourbillonnaires et turbulentes ainsi que la dynamique de l'écoulement sont bien reproduites par le calcul et cela valide la pertinence du choix de l'approche ZDES avec un mode 3 pour résoudre le décollement de coin. Cependant, du fait d'une densité de maillage trop faible due aux limitations des moyens informatiques, la simulation peut manquer de précision et en particulier, il se pourrait que le décollement soit plus restreint dans la simulation qu'en essais. Cela serait provoqué par des disparités quantitatives associées au tourbillon en fer à cheval et au tourbillon secondaire de seconde espèce. Dans la simulation ZDES, ces tourbillons sont plus étalés le long du plancher et plus intenses qu'en essais, ce qui participerait à l'augmentation de la vitesse dans le coin et s'opposerait à l'apparition du décollement.

Afin d'identifier les propriétés du décollement de coin, une analyse comparative entre les champs relevés entre les fenêtres PIV situées au bord de fuite a été menée. L'écoulement étant

attaché dans le plan P2 et décollé dans le plan P3, les variations brusques entre ces deux plans ont été attribuées au décollement. Ainsi, le décollement génère des écoulements secondaires avec une intensité qui représente plusieurs pourcents de la vitesse de référence. Cela pourrait sembler relativement faible, mais l'effet sur le champ turbulent est considérable. Cela provoque en essais l'apparition de tensions croisées $\langle u'v' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$, l'augmentation de plus de 20% des tensions $\langle u'w' \rangle$ et le doublement des tensions normales $\langle u'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle$. Dans la simulation ZDES, on constate une augmentation de 74% des tensions $\langle u'w' \rangle$, de 140% des valeurs négatives des tensions $\langle v'w' \rangle$, le doublement des tensions normales $\langle u'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle$ mais aucune tension positive $\langle u'v' \rangle$ n'est produite et les tensions normales $\langle w'^2 \rangle$ augmentent de 23%. Cela est lié à la topologie du décollement qui est plus étendu sur l'aile en essais que dans la simulation. Une partie des contraintes exercées par le décollement sur l'écoulement de coin en essais n'est donc pas reproduite dans la simulation.

Enfin, l'étude de la dynamique instationnaire a montré que le décollement de coin a un comportement bimodal caractérisé par les intervalles $[0.07, 0.11]$ et $[0.11, 0.22]$ en essais et les intervalles $[0.06, 0.14]$ et $[0.14, 0.27]$ dans la simulation. Ce comportement pourrait appartenir à une dynamique d'ensemble et être hérité du bord d'attaque. En particulier, la corrélation dans la simulation entre le mouvement au bord d'attaque et le décollement de coin est relativement élevée et est caractérisée par l'intervalle $[0.07, 0.40]$.

3.5 Synthèse sur l'analyse physique d'un décollement de coin de jonction simplifiée

Ce chapitre a été dédié à l'analyse des propriétés stationnaires et instationnaires d'un décollement de coin de jonction simplifiée. Pour ce faire, une base de données expérimentale et une simulation ZDES ont été utilisées.

Dans un premier temps, la compatibilité entre les essais et la simulation a été vérifiée en comparant les couches limites incidentes, les gradients de pression autour de l'aile, les couches limites de l'aile et les structures tourbillonnaires caractéristiques des écoulements de jonction. Pour la couche limite incidente, la comparaison des profils a permis de montrer que les grandeurs caractéristiques sont similaires en essais et dans la simulation. Quelques imperfections relatives à la méthode ZDES employée ici ont été identifiées mais celles-ci n'ont pas de conséquences significatives pour la présente étude et la couche limite obtenue a bien un comportement de type WRLES. Pour les gradients de pression autour de l'aile, la vérification a consisté à montrer que l'évolution des profils le long de l'aile à mi-envergure et que les pics de survitesse concordent. Pour les structures tourbillonnaires, la présence du tourbillon en fer à cheval et d'un tourbillon contrarotatif au tourbillon en fer à cheval a été mise en évidence. La présence d'un tourbillon secondaire de seconde espèce généré le long de l'aile a aussi été identifiée. Ainsi, il a été conclu que les données sont comparables.

Dans un deuxième temps, la formation du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque de l'aile et l'écoulement non décollé jusqu'à mi-corde ont été étudiés. Pour la formation du tourbillon en fer à cheval, aucune donnée de référence n'est disponible et à défaut seules des tendances relevées dans la littérature ont été utilisées comme point de comparaison. En particulier, l'effet du tourbillon en fer à cheval sur la répartition des tensions turbulentes est conforme à la littérature. Cela valide bien l'utilisation de la ZDES pour la simulation des écoulements de jonction. De même, la dynamique de ce tourbillon illustrée sur la figure 3.27 et caractérisée par un mouvement bimodal (mouvement 1 sur la figure 3.27) est typique des écoulements de jonctions simplifiées. Pour l'écoulement à mi-corde, les données de la HS-PIV ont aussi été

exploitées. Il est ressorti que le tourbillon en fer à cheval et que le tourbillon secondaire de seconde espèce ont une influence non négligeable sur les niveaux des tensions de Reynolds dans le coin. Dans la simulation, ces tourbillons ont des niveaux de vorticité plus importants le long de l'aile, ce qui augmente l'amplitude des écoulements secondaires et l'agitation turbulente. En outre, un mouvement bimodal du tourbillon en fer à cheval a été mis en exergue (mouvement 2 sur la figure 3.27).

Dans un troisième temps, le décollement de coin a été analysé. La topologie de ce décollement est anisotrope avec un décollement prépondérant sur l'aile. Ce décollement génère des écoulements secondaires relativement faibles mais les conséquences sur le champ turbulent moyen sont très prononcées. En essais, les niveaux de toutes les tensions augmentent significativement à l'exception des tensions $\langle w'^2 \rangle$. Cela pourrait être lié à l'anisotropie du décollement et par exemple, dans la simulation ZDES, la topologie du décollement est "plus" isotrope et on observe effectivement une production des tensions $\langle w'^2 \rangle$. Par ailleurs, cela pourrait aussi expliquer pourquoi les tensions $\langle u'v' \rangle$ produites sont positives en essais et négatives dans la simulation. Néanmoins, ces différences n'ont pas altéré la dynamique d'ensemble de l'écoulement et il a été possible d'identifier à chaque fois un comportement bimodal dans le décollement de coin et dans le tourbillon en fer à cheval (mouvement 3 sur la figure 3.27). Le comportement bimodal du décollement de coin alterne entre un mode caractérisé par des vitesses négatives et des vitesses positives, ce qui donne à penser que le décollement est présent par intermittence. Le mode avec des vitesses positives pourrait correspondre à l'évacuation du décollement de coin et celui avec des vitesses négatives à une période d'accumulation de fluide stagnant ou recirculant. Enfin, l'analyse interspectrale a montré que ce mouvement était lié au comportement bimodal au bord d'attaque (mouvement 4 sur la figure 3.27) et qu'il est influencé par la dynamique du tourbillon en fer à cheval au bord de fuite (mouvement 5 sur la figure 3.27).

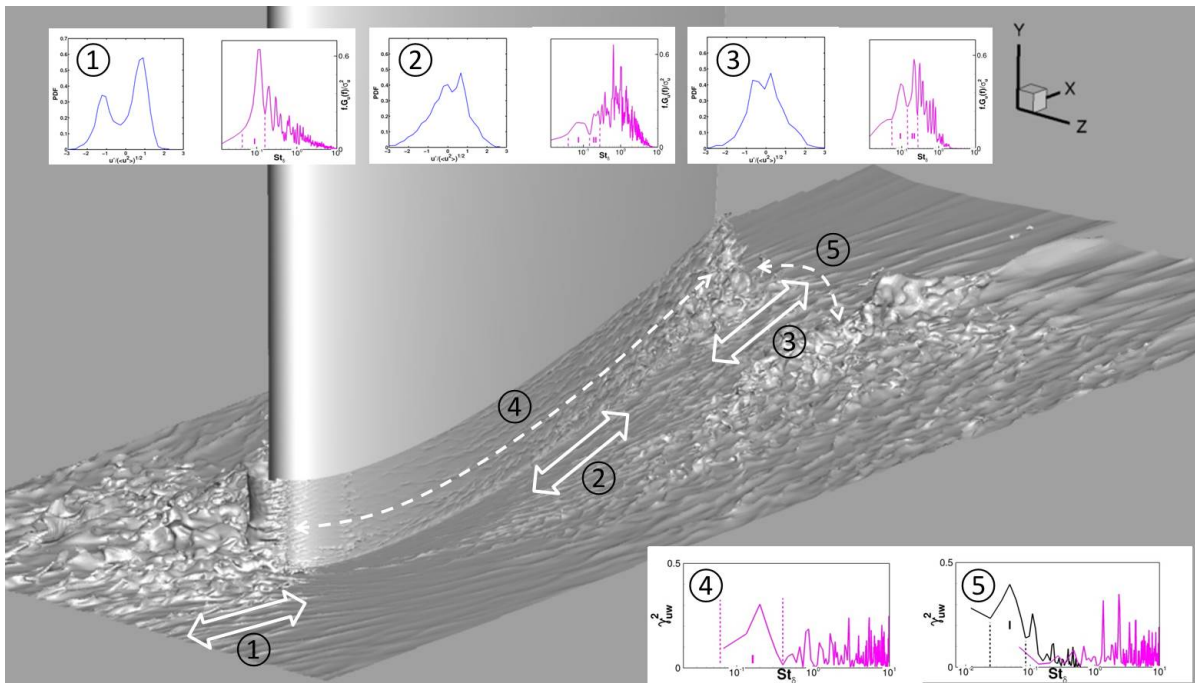


FIGURE 3.27 – Représentation schématique de la dynamique de l'écoulement de jonction à partir d'une visualisation de l'iso-surface $U/U_\infty = 0.4$. Les flèches en trait continu indiquent les mouvements bimodaux identifiés par des PDF de la vitesse axiale et celles en pointillés les corrélations éventuelles.

Etude d'une fermeture RANS non linéaire et complément d'analyse

Sommaire

4.1 Mise en évidence des limites de la fermeture de Boussinesq pour l'écoulement de coin	88
4.1.1 Vérification de la compatibilité essais/calculs	88
4.1.2 Topologie de l'écoulement de jonction	91
4.2 Apport de la fermeture non linéaire QCR	96
4.2.1 Evolution des tourbillons le long de l'aile	96
4.2.2 Modélisation de la turbulence	103
4.2.3 Analyse de la corrélation entre le tourbillon de coin et les écarts entre les tensions normales à l'aide du calcul ZDES et de la fermeture QCR	108
4.3 Sensibilités de l'écoulement de coin capturées par la fermeture QCR	111
4.3.1 Influence de l'angle d'incidence	111
4.3.2 Influence de l'épaisseur de la couche limite incidente	112
4.3.3 Influence du nombre de Reynolds	114
4.4 Synthèse sur l'étude d'une fermeture RANS non linéaire et complément d'analyse	115

Ce chapitre est dédié à l'évaluation du niveau de précision des méthodes RANS basées sur des fermetures standard et avancée qui sont en l'occurrence la fermeture de Boussinesq et la fermeture QCR proposée par Spalart [126]. Les tensions turbulentes basées sur la fermeture de Boussinesq s'écrivent

$$\bar{\tau}_{ij} = 2\mu_t(S_{ij} - \delta_{ij}\partial_k U_k/3) - 2k\delta_{ij}/3 \tag{4.1}$$

où S_{ij} , $\bar{\tau}_{ij}$, δ_{ij} et μ_t sont respectivement le tenseur du cisaillement moyen, le tenseur de Reynolds, le symbole de Kronecker et la viscosité turbulente. Cette fermeture implique l'isotropie des tensions normales, à savoir que $\langle u'^2 \rangle = \langle v'^2 \rangle = \langle w'^2 \rangle$, dans une couche limite attachée. Pour prendre en compte l'anisotropie, la modification QCR de Spalart [126] est donnée par

$$\tau_{ij} = \bar{\tau}_{ij} - c_{nl1}(O_{ik}\bar{\tau}_{jk} + O_{jk}\bar{\tau}_{ik}) \quad (4.2)$$

où

$$O_{ik} = (\partial_k U_i - \partial_i U_k) / \sqrt{\partial_n U_m \partial_n U_m} \quad (4.3)$$

La valeur de la constante est déterminée empiriquement et la première estimation donnée est $c_{nl1} = 0.3$.

La fermeture QCR modifie donc à la fois les tensions croisées et les tensions normales. Or, comme le montre l'équation de la vorticité (Eq. 1.1), la production de vorticité par agitation turbulente est induite par les gradients des tensions turbulentes. Les tourbillons produits par un écoulement de coin dans un écoulement de jonction par la fermeture QCR vont donc être sensiblement différents de ceux produits par la fermeture de Boussinesq.

Pour analyser l'effet du changement de fermeture, des calculs sont réalisés avec les modèles de turbulence SA, $k - \omega$ BSL et $k - \omega$ SST de Menter avec la fermeture de Boussinesq et la fermeture QCR pour le cas de référence étudié dans le chapitre III et défini par $\alpha = 12^\circ$, $\delta_0/T = 0.42$ et $Re_c = 3.0 \times 10^5$. La vérification de la compatibilité essais/calculs est d'abord réalisée, puis la topologie des écoulements est détaillée et des éléments de réponse sont mis en avant pour expliquer l'origine des différences majeures observées entre les calculs basés sur la fermeture de Boussinesq et ceux basés sur la fermeture QCR.

Par la suite, l'étude paramétrique réalisée en essais et présentée dans le chapitre II est partiellement reproduite avec le modèle SA associé à la fermeture QCR afin d'étudier la capacité de cette fermeture à prédire la sensibilité de l'écoulement. Pour cette étude de sensibilité, les trois paramètres retenus sont l'angle d'incidence, l'épaisseur de la couche limite amont et le nombre de Reynolds Re_c .

Enfin, il faut noter que d'autres fermetures plus avancées que la fermeture QCR comme la fermeture QCR de Mani et al. [89], les fermetures EARSM ou DRSM présentées dans le chapitre I ont aussi été employées mais les calculs basés sur ces fermetures n'ont pas convergé. L'implémentation de ces fermetures est encore en cours de développement à l'ONERA et leur application à des configurations complexes manque pour le moment de robustesse.

4.1 Mise en évidence des limites de la fermeture de Boussinesq pour l'écoulement de coin

L'ensemble des calculs RANS présentés dans ce chapitre est réalisé avec les paramètres détaillés dans la section 2.2.2 du chapitre II.

4.1.1 Vérification de la compatibilité essais/calculs

La vérification de la compatibilité essais/calculs est faite à l'aide de l'étude de la couche limite incidente et du gradient de pression autour de l'aile à mi-envergure. La figure 4.1 montre les profils de couches limites relevés au point de référence expérimentale ($x/c = -0.175, z/c = -0.350$) exprimés en échelles physique et interne.

En échelle physique comme en échelle interne, tous les calculs sont proches des essais et le profil associé au calcul ZDES étant extrait dans une zone définie en mode 0, c'est-à-dire à l'aide du modèle SA (voir chapitre II), cela explique pourquoi il concorde autant avec les profils des calculs SA et SA-QCR. La comparaison avec un profil extrait dans une zone définie en mode 3 a été réalisée dans le chapitre III (figure 3.1). Il a alors été montré que le mode 3 produit une couche limite spécifique à une approche de type LES, ce qui implique de nombreuses

différences qualitatives. Mais le paramètre de contrôle, à savoir l'épaisseur de la couche limite, était suffisamment proche de la valeur obtenue en essais.

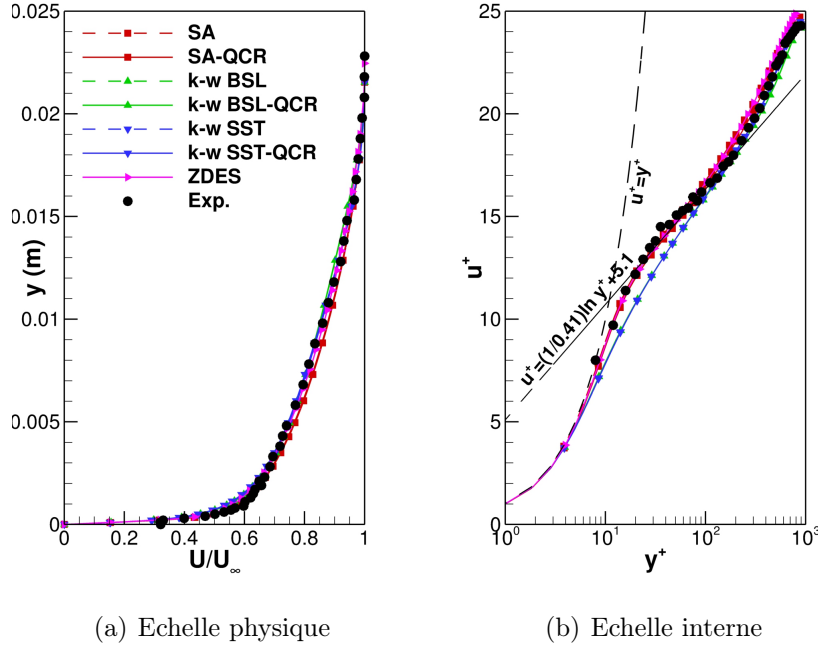


FIGURE 4.1 – Profils de vitesse axiale extraits dans la couche limite incidente en $x/c = -0.175$ et $z/c = -0.350$.

La proximité entre les différents profils extraits au point de référence expérimentale est validée par les données présentées dans le tableau 4.1. Les écarts sur les grandeurs δ^* , θ et Re_θ entre les essais et les calculs n'excèdent pas 3% et l'erreur commise par rapport aux essais pour l'épaisseur de la couche limite incidente δ_0 est de l'ordre de l'incertitude des mesures expérimentales ($\pm 1.7\%$).

On observe aussi que le choix de la fermeture n'a pas d'influence notable. Cela est conforme au fait que les modifications de la fermeture QCR ne doivent pas changer le comportement des modèles sur des configurations académiques pour lesquels la fermeture de Boussinesq donne des résultats satisfaisants.

Profils de vitesse extraits en ($x/c = -0.175$; $z/c = -0.350$)								
Données	Essais	ZDES	SA	SA-QCR	$k - \omega$ BSL	$k - \omega$ BSL-QCR	$k - \omega$ SST	$k - \omega$ SST-QCR
δ_0 (mm)	19.5	19.7	18.9	19.0	19.4	19.4	18.6	18.6
δ^* (mm)	3.47	3.41	3.14	3.18	3.54	3.55	3.45	3.50
θ (mm)	2.44	2.39	2.39	2.25	2.48	2.48	2.39	2.41
Re_θ	2340	2360	2125	2144	2368	2368	2297	2318
H_i	1.42	1.43	1.41	1.41	1.43	1.43	1.44	1.45

TABLE 4.1 – Caractéristiques des profils de vitesse axiale extraits dans la couche limite incidente.

Pour le gradient de pression à mi-envergure (figure 4.2), on observe encore un très bon

accord sur l'évolution des profils mais étant donné l'incertitude sur la mesure expérimentale, il n'est pas possible d'estimer avec précision l'écart essais/calculs sur le pic de survitesse.

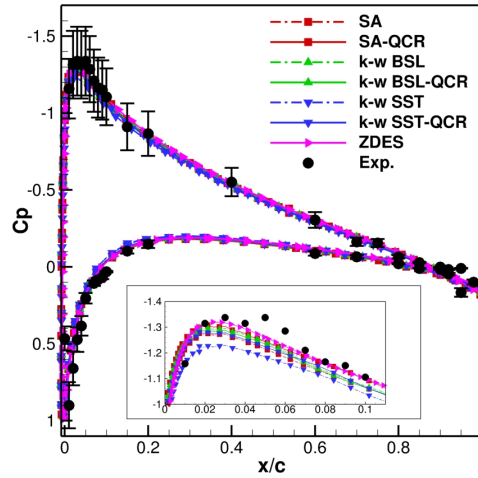


FIGURE 4.2 – Coefficients de pression relevés à mi-envergure pour le cas de référence.

Comme le montre le tableau 4.2, on peut noter que la valeur du pic de survitesse est à la fois influencée par le modèle et par la fermeture. D'un côté, il ressort qu'il y a une plus grande disparité entre les calculs basés sur la fermeture de Boussinesq qu'entre ceux basés sur la fermeture QCR. De l'autre, l'utilisation du QCR avec les modèles SA et $k - \omega$ SST entraîne une diminution non négligeable de la valeur du pic. Comme cela sera illustré dans la section suivante, cela est lié à la présence d'un décollement de coin massif dans les calculs SA et $k - \omega$ SST qui perturbe très probablement la distribution de pression à mi-envergure.

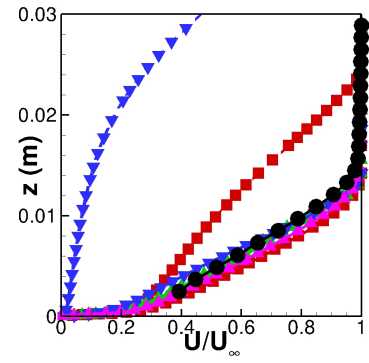
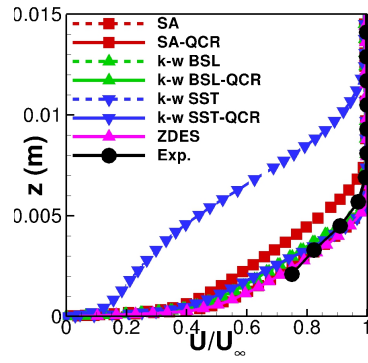
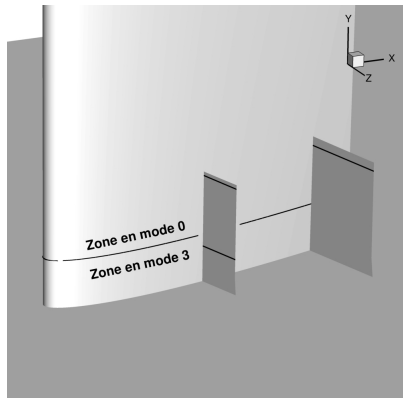
Données	SA	SA-QCR	$k - \omega$ BSL	$k - \omega$ BSL-QCR	$k - \omega$ SST	$k - \omega$ SST-QCR
C_p	-1.28	-1.31 (-2.3%)	-1.30	-1.29 (+0.8%)	-1.23	-1.28 (-4.1%)

TABLE 4.2 – Minimum du coefficient de pression atteint au pic de survitesse. Les écarts expriment la différence entre la valeur obtenue avec ou sans l'emploi de la fermeture QCR.

La présence de ce décollement massif explique pourquoi le développement de la couche limite de l'aile le long de la ligne $y/c = 0.3$ (figures 4.3(b) et 4.3(c)) est correctement prédit par tous les calculs excepté les calculs SA et $k - \omega$ SST. Au contraire, loin du coin (figure 4.3(d)), l'effet du décollement de coin est limité et l'effet de la fermeture est alors négligeable.

Dans le calcul ZDES, les profils sont extraits dans une zone en mode 0. Etant donné que le décollement de coin est confiné, ces profils sont naturellement très proches des profils associés aux calculs SA-QCR le long de $y/c = 0.3$ et aux calculs SA et SA-QCR à mi-envergure.

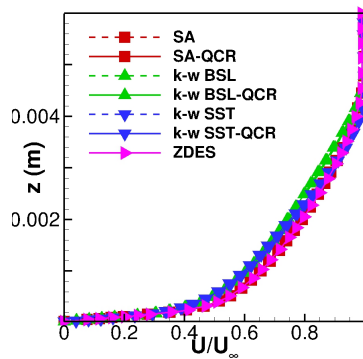
Dans la zone en mode 3 (figure 4.3(e)), la couche limite produite par le calcul ZDES est beaucoup plus fine que celle prédite par les calculs RANS. En ce lieu de l'écoulement, les données en proche paroi ne sont pas relevées en essais et il n'est pas possible de valider la précision des profils. Toutefois, comme cela a déjà été détaillé dans le chapitre III, cet amincissement important pourrait être lié à la présence du tourbillon secondaire de seconde espèce qui est produit de manière excessive dans le calcul ZDES. Ce tourbillon pourrait peut-être limiter le développement de la couche limite de l'aile.



(a) Lignes d'extraction dans les plans P1 et P2

 (b) Profils extraits dans le plan P1 en $y/c = 0.3$

(c) Profils extraits dans le plan P2



(d) Profils extraits à mi-corde et à mi-envergure

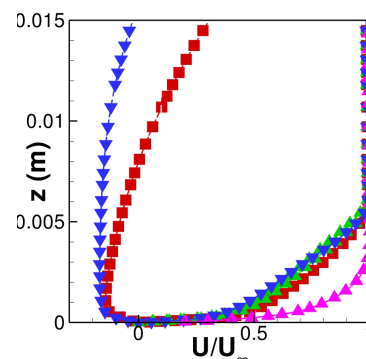

 (e) Profils extraits dans le plan P1 en $y/c = 0.1$

FIGURE 4.3 – Profils de couche limite extraits le long de l'aile.

Finalement, la vérification de la compatibilité essais/calculs a montré que les écoulements sont réalisés dans des conditions semblables mais que le décollement de coin est sensiblement modifié par le choix de la fermeture. Dans la section suivante, cette modification est mise en exergue à l'aide de l'étude de la topologie de l'écoulement.

4.1.2 Topologie de l'écoulement de jonction

Topologie globale

La topologie des écoulements prédits par les calculs RANS et le calcul ZDES est identifiée à l'aide du critère N_k présenté dans le chapitre III (voir figure 3.6) et des lignes de frottement pariétal (figure 4.4). Dans tous les calculs RANS, les structures caractéristiques des écoulements de jonction peuvent être identifiées avec :

- le tourbillon en fer à cheval,
- le tourbillon de coin,
- le tourbillon secondaire de seconde espèce,
- la couche limite de l'aile,
- et le décollement de coin.

On peut distinguer l'effet des modèles et des fermetures. D'une part, la comparaison des figures 4.4(a), 4.4(b) et 4.4(c) entre elles permet d'observer que les modèles influencent prin-

cipalement la formation du tourbillon en fer à cheval. Ce tourbillon semble être formé plus en amont du bord d'attaque de l'aile dans les calculs avec les modèles SA et $k-\omega$ SST que dans les calculs avec le modèle $k-\omega$ BSL. Dans ce dernier cas, le tourbillon est pratiquement juxtaposé à l'aile et il fusionne avec le tourbillon secondaire de seconde espèce.

L'impact du tourbillon en fer à cheval sur la couche limite de l'aile dépend aussi du modèle et dans les calculs SA, la zone de vorticité positive est plus étendue que dans les calculs $k-\omega$.

La comparaison de la figure 4.4(a) avec la figure 4.4(e), de la figure 4.4(b) avec la figure 4.4(d) et de la figure 4.4(c) avec la figure 4.4(f) montre que les fermetures modifient foncièrement la nature du décollement de coin. Dans les calculs SA et $k-\omega$ SST, les décollements de coin sont très importants avec un aspect symétrique avec un foyer sur l'aile et sur le plancher, alors que dans les calculs SA-QCR et $k-\omega$ SST-QCR, les décollements sont confinés au bord de fuite avec un développement spécifique le long de l'aile sans présence de foyer. Ces différences sont moins marquées dans les calculs $k-\omega$ BSL avec et sans fermeture QCR, mais on note néanmoins le passage d'un décollement de coin étendu sur $10\%c$ (cas Boussinesq)   un décollement restreint à $4\%c$ (cas QCR). La topologie du décollement comprend aussi un foyer dans la première situation (cas Boussinesq) et aucun dans la seconde (cas QCR).

Enfin, comme cela avait déjà été détaillé dans le chapitre III, la simulation ZDES (figure 4.4(g)) est qualitativement correcte, tous les tourbillons caractéristiques sont générés, mais le tourbillon secondaire de seconde espèce est beaucoup plus large qu'en essais et ses niveaux de vorticité sont aussi plus élevés (voir figure 3.16). Cela conduit à la formation d'un décollement de coin plus restreint que dans les calculs RANS.

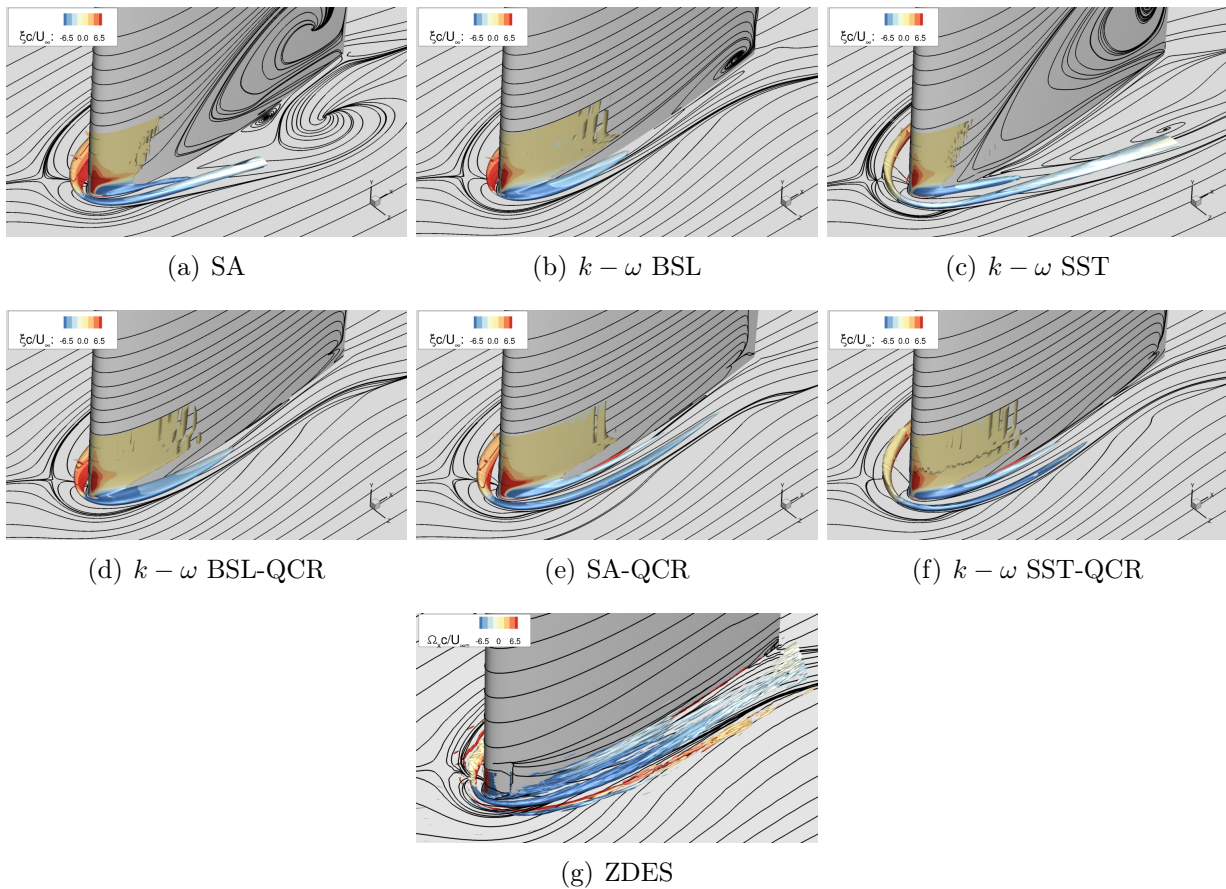


FIGURE 4.4 – Iso-surfaces $N_k = 1.2$ colorées par le champ moyen de vorticité axiale adimensionnalisée par U_∞/c .

Topologie de l'écoulement au bord d'attaque

La figure 4.5 montre le champ de vitesse moyenne axiale et des lignes de courant extraits dans le plan situé au bord d'attaque de l'aile (figure 4.5(a)). La topologie des tourbillons est peu influencée par la fermeture.

Dans les calculs SA, il y a trois foyers qui caractérisent le tourbillon en fer à cheval, le tourbillon contrarotatif et le tourbillon de coin. Dans les calculs $k - \omega$, seuls le tourbillon en fer à cheval et le tourbillon de coin peuvent être identifiés. Ces tourbillons étant produits par le décollement de la couche limite incidente provoqué par le gradient de pression de l'aile, ce sont donc des tourbillons de première espèce et c'est pourquoi la fermeture des tensions de Reynolds altère peu leur formation.

Toutefois, la zone de recirculation n'est pas exactement la même dans les calculs SA et $k - \omega$ SST et il y a aussi de légères différences le long des profils pour le champ moyen de vorticité normale (figure 4.5(i)) et le champ moyen de vitesse axiale (figure 4.5(j)). Les écarts les plus importants concernent les calculs $k - \omega$ SST et comme pour les pics de survitesse à mi-envergure, cela est dû à la présence du décollement de coin.

En revanche, la topologie des tourbillons en fer à cheval dépend de la modélisation retenue pour les calculs RANS. Cela est observé dans plusieurs études [5, 40, 110] et dans le cas présent, les tourbillons sont beaucoup plus arrondis et plus éloignés de l'aile dans les calculs SA et $k - \omega$ SST que dans les calculs $k - \omega$ BSL.

Les calculs $k - \omega$ SST semblent être les plus proches du calcul ZDES, ce qui est aussi confirmé par les niveaux de vorticité extraits dans le cœur du tourbillon en fer à cheval. A titre d'exemple, les écarts entre les maxima de vorticité entre les calculs RANS et le calcul ZDES sont respectivement de -39% , -70% et de -10% pour les calculs SA, $k - \omega$ BSL et $k - \omega$ SST. De la même manière, aucun calcul RANS ne prédit avec précision la position du tourbillon en fer à cheval observée dans le calcul ZDES. Ce tourbillon est plus proche de l'aile dans le calcul ZDES que dans les calculs RANS. On pourrait aussi noter qu'il existe aussi un tourbillon de décollement dans le calcul ZDES en $z/c = -0.5$ qui n'apparaît dans aucun autre calcul.

Topologie de l'écoulement de coin

La topologie de l'écoulement de coin est illustrée sur la figure 4.6 à l'aide du champ moyen de vitesse axiale extrait dans le plan P2. Comme on peut le constater, les calculs SA et $k - \omega$ SST (figure 4.6(d) et 4.6(h)) produisent une zone de recirculation massive qui n'est pas présente en essais (figure 4.6(b)). De même, bien que le calcul $k - \omega$ BSL (figure 4.6(f)) produise une zone de recirculation plus restreinte, le déficit de vitesse observé dans le coin est beaucoup plus marqué qu'en essais. Cela confirme que les calculs basés sur la fermeture de Boussinesq échouent dans la prédiction du décollement de coin.

Pour les autres calculs, on constate un accord correct avec les données expérimentales extraites le long de l'aile (figure 4.7(a)). Dans la région du coin ($y/c < 0.04$), le meilleur accord est obtenu avec le calcul $k - \omega$ SST-QCR et le moins bon avec le calcul $k - \omega$ BSL-QCR. En dehors de cette région, le calcul $k - \omega$ SST-QCR tend à sous-estimer la vitesse et les autres calculs tendent à la sur-estimer.

Le calcul ZDES prédit mieux l'effet du tourbillon en fer à cheval sur les iso-contours de vitesse que les calculs RANS. En particulier, le long de la ligne verticale qui traverse le cœur de ce tourbillon (figure 4.7(b)), le calcul ZDES est celui qui reproduit le mieux l'allure du profil relevé en essais. Les calculs RANS ne prédisent pas suffisamment le déficit de vitesse observé autour de $y/c \approx 0.05$.

Dans les calculs $k - \omega$ BSL et $k - \omega$ BSL-QCR, les profils sont relativement proches. Cela indique que la fermeture a un effet secondaire sur le tourbillon en fer à cheval. Ce résultat pouvait être attendu étant donné que le tourbillon en fer à cheval est un tourbillon de première

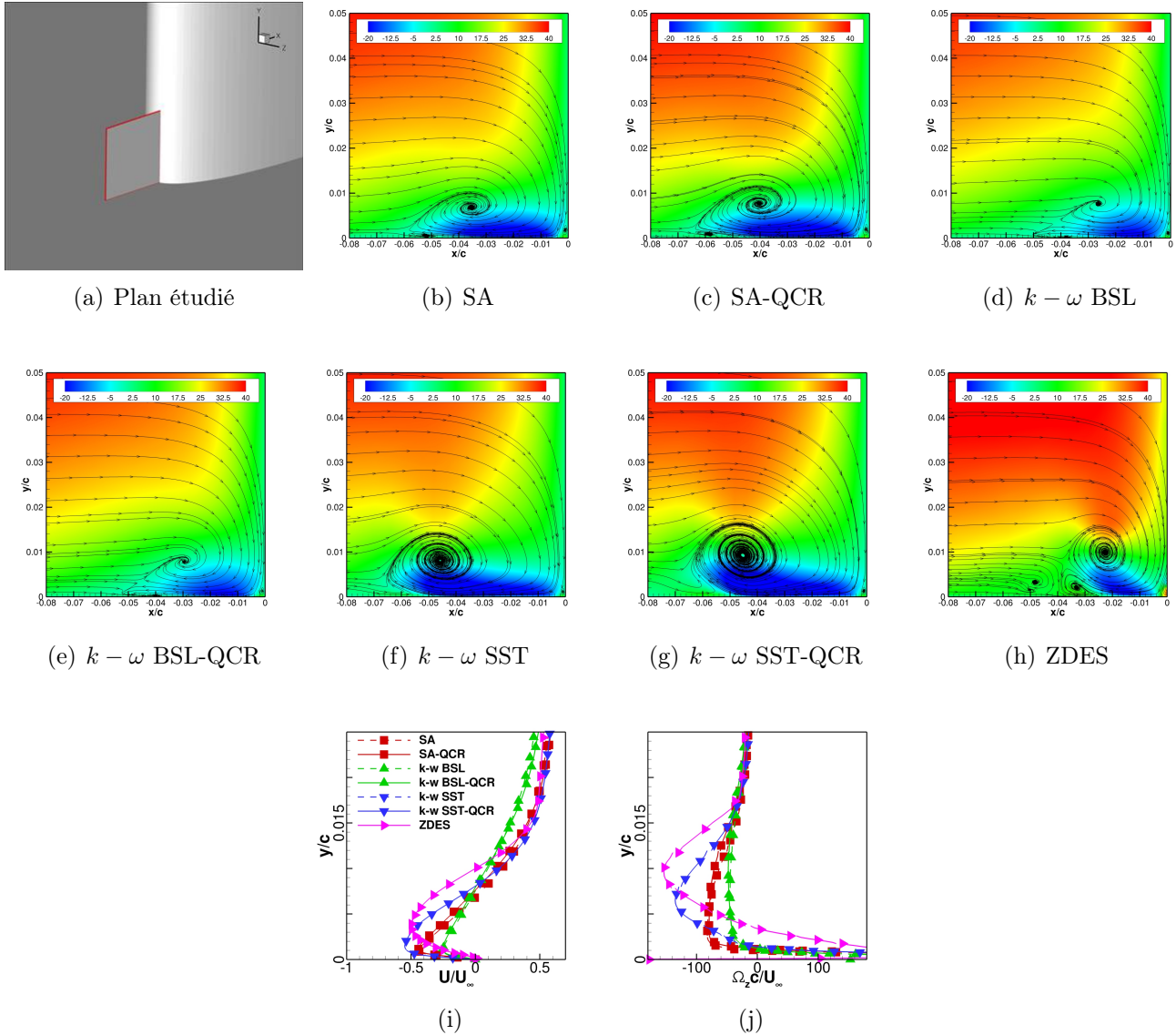


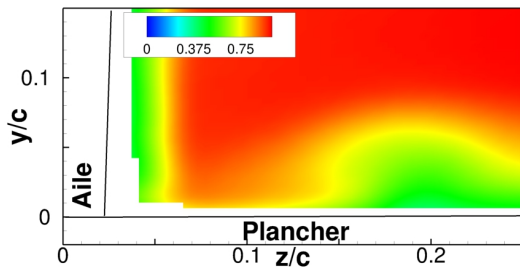
FIGURE 4.5 – Formation du tourbillon en fer à cheval illustrée à l'aide des lignes de courant et des iso-contours du champ moyen de vitesse axiale. Les profils sont extraits le long des lignes verticales qui traversent le foyer du tourbillon principal.

espèce. Autrement dit, ce tourbillon est produit par la déviation de l'écoulement moyen et non par l'agitation turbulente.

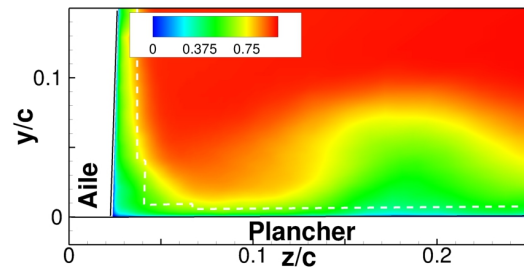
Il ressort de cette première partie que tous les calculs sont bien réalisés dans les mêmes conditions que les essais et que l'écoulement prédit peut être très différent d'un calcul à un autre. Cependant, l'échec des calculs basés sur la fermeture de Boussinesq, qui prédisent un décollement de coin massif alors que ce décollement est confiné en essais et dans le calcul ZDES, peut être attribué à la fermeture. Au contraire, on a observé le bon comportement des calculs réalisés avec la fermeture QCR. Pour aller plus loin dans la compréhension de cette amélioration, la prochaine section propose d'illustrer l'effet de la fermeture QCR sur les niveaux de vorticité du tourbillon de coin et sur la production des tensions de Reynolds.



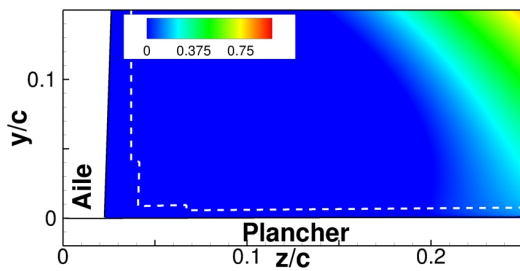
(a) Plan d'étude



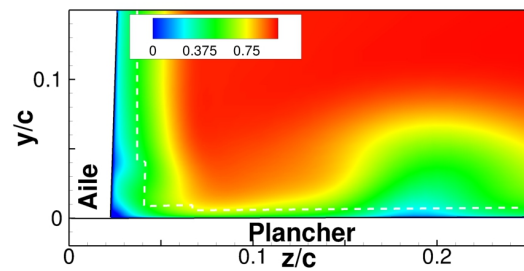
(b) Essais



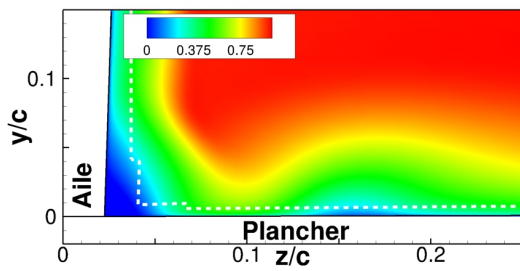
(c) ZDES



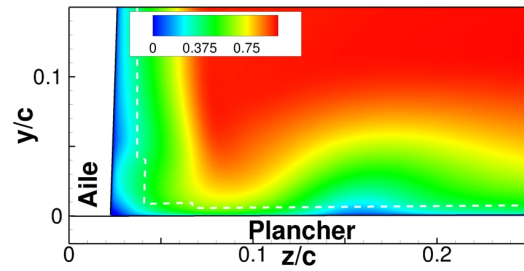
(d) SA



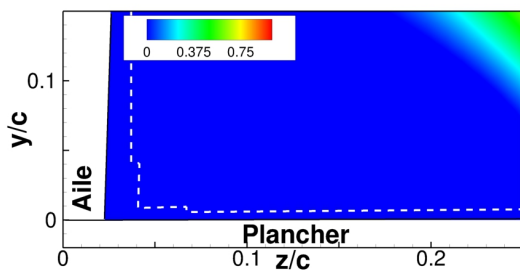
(e) SA-QCR



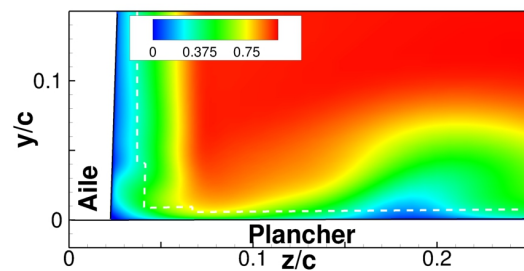
(f) $k - \omega$ BSL



(g) $k - \omega$ BSL-QCR



(h) $k - \omega$ SST



(i) $k - \omega$ SST-QCR

FIGURE 4.6 – Champs moyens de vitesse axiale adimensionnalisés par U_∞ extraits dans le plan P2.

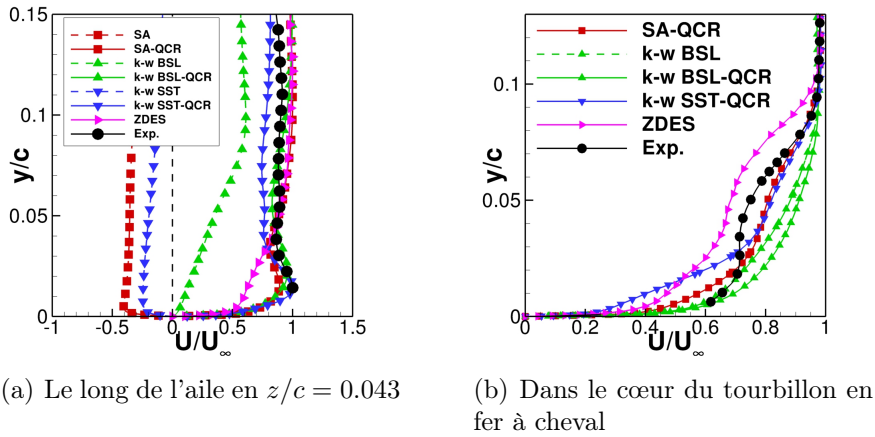


FIGURE 4.7 – Profils moyens de vitesse axiale adimensionnée par U_∞ extraits dans le plan P2.

4.2 Apport de la fermeture non linéaire QCR

Comme le conjecture Gand [41], les tourbillons de coin générés par les calculs RANS basés sur la fermeture de Boussinesq ne seraient pas suffisamment intenses pour empêcher l'apparition du décollement de coin en ramenant du fluide avec une quantité de mouvement importante vers le coin. Dans la présente section, la démarche retenue pour vérifier cette hypothèse se décompose en deux temps.

Tout d'abord, on compare les tourbillons produits par la fermeture de Boussinesq et la fermeture QCR. Trois plans d'étude sont retenus. Le premier est localisé en $x/c = 0.22$ et est utilisé pour comparer l'émergence du tourbillon de coin et du tourbillon secondaire de seconde espèce. Le second et le troisième sont les plans P1 et P3 situés à mi-corde et au bord de fuite. Dans ces plans, en plus du tourbillon en fer à cheval, il est respectivement possible d'identifier en essais le tourbillon secondaire de seconde espèce et le tourbillon de coin, ce qui permet d'évaluer la précision des calculs.

Ensuite, les tensions de Reynolds sont reconstruites à partir de la fermeture de Boussinesq et de la fermeture QCR avec l'aide du champ moyen issu du calcul SA-QCR. Cela aide à mettre en évidence le gain de réalisme apporté par la fermeture QCR, ce qui corrobore le fait que la production de vorticité par l'agitation turbulente est mieux représentée par cette fermeture.

4.2.1 Evolution des tourbillons le long de l'aile

Emergence du tourbillon de coin et du tourbillon secondaire de seconde espèce

Comme cela a été montré dans le chapitre III, l'émergence du tourbillon de coin et du tourbillon secondaire de seconde espèce peut être identifiée dans le plan situé en $x/c = 0.22$ dans le calcul ZDES et ce plan est donc retenu pour étudier l'ensemble des calculs RANS (figure 4.8). Cependant, en ce lieu de l'écoulement, il n'y a pas de données expérimentales disponibles et il n'est donc pas possible d'évaluer la précision de chaque calcul. Cela sera fait dans la section suivante à l'aide des plans P1 et P3.

Dans le plan d'étude en $x/c = 0.22$ (figure 4.8(a)), il est possible d'observer le tourbillon de coin (zone 3) dans tous les calculs. Ce tourbillon semble relativement similaire dans les calculs RANS basés sur la fermeture QCR et le calcul ZDES mais on observe une plus grande disparité avec les calculs RANS basés sur la fermeture de Boussinesq. Cela pourrait être induit par la

présence du décollement de coin. Cependant, dans le cas du modèle $k - \omega$ BSL (figures 4.8(e) et 4.8(f)) où le décollement de coin est aussi limité dans le calcul basé sur la fermeture de Boussinesq, il est probable que le décollement ait peu d'influence et on observe bien des différences de topologie. En particulier, il apparaît que le tourbillon de coin produit par le calcul $k - \omega$ BSL-QCR est plus arrondi et moins étalé que le tourbillon de coin produit par le calcul $k - \omega$ BSL. On peut aussi noter que l'écart entre le maximum de vorticité relevé dans le tourbillon de coin dans le calcul $k - \omega$ BSL et le calcul $k - \omega$ BSL-QCR est de 20%.

En outre, bien que le tourbillon de coin soit qualitativement semblable dans le calcul ZDES et les calculs RANS basés sur la fermeture QCR, le maximum de vorticité relevés dans le tourbillon de coin est au moins deux fois plus faible dans les calculs RANS que dans le calcul ZDES. La formation du tourbillon de coin étant liée à celle du tourbillon en fer à cheval, ces différences sont probablement liées aux écarts observés pour le tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque. Toutefois, la différence avec le calcul ZDES est devenue nettement plus importante même pour le calcul $k - \omega$ SST-QCR.

Ces différences de niveaux se retrouvent aussi dans le tourbillon en fer à cheval. Par exemple, les écarts entre les maxima par rapport au calcul ZDES sont respectivement de 32%, 67% et 8% pour les calculs SA-QCR, $k - \omega$ BSL-QCR et $k - \omega$ SST-QCR. De nouveau, les disparités topologiques relevées au bord d'attaque peuvent expliquer en partie la variété des formes des tourbillons en fer à cheval.

En ce qui concerne le tourbillon secondaire de seconde espèce, ce tourbillon est beaucoup plus intense et étalé dans le calcul ZDES que dans les calculs RANS. Comme pour le tourbillon de coin, ce tourbillon est produit par l'agitation turbulente et il serait donc cohérent qu'il soit plus intense dans le calcul ZDES. A l'opposé, il semblerait que ce tourbillon ne puisse pas être observé dans les calculs $k - \omega$ BSL pour lesquels il n'est pas possible d'identifier clairement deux zones de vorticité négatives distinctes. Dans les calculs SA, cette identification est aussi délicate mais on observe bien un étalement de vorticité négative le long du plancher. Dans les calculs $k - \omega$ SST, le tourbillon secondaire de seconde espèce est plus facilement identifiable en $z/c \approx 0.013$.

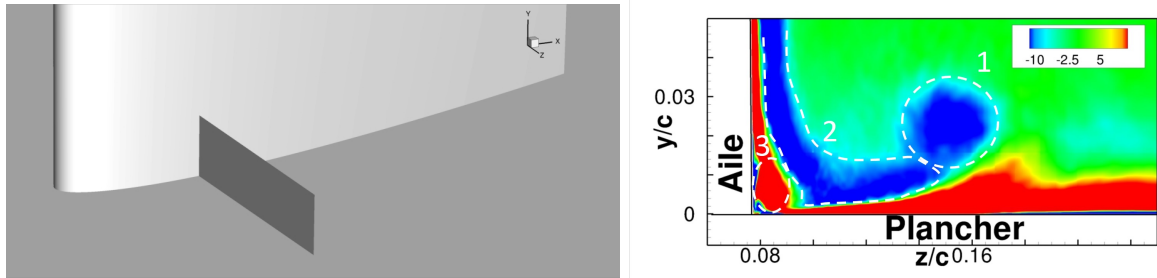
Enfin, on peut noter que les calculs SA et SA-QCR ne produisent pas des tourbillons secondaires de seconde espèce identiques. Il en est de même pour les calculs $k - \omega$ SST et $k - \omega$ SST-QCR. Cela n'est pas nécessairement dû à la fermeture et il est plutôt probable que cela soit causé par les décollements de coin massifs observés dans les calculs basés sur la fermeture de Boussinesq.

L'ensemble de ces commentaires peut être confirmé à l'aide de la figure 4.8(i) qui illustre les profils de vorticité extraits dans le cœur du tourbillon de coin. Ainsi, il y a bien un déficit de vorticité dans le coin ($y/c < 0.1$) pour le calcul SA par rapport au calcul SA-QCR, et pour le calcul $k - \omega$ SST par rapport au calcul $k - \omega$ SST-QCR. Cette différence est moins nette pour les calculs $k - \omega$ BSL.

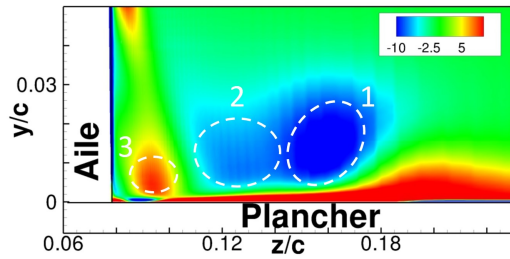
De la même manière, on retrouve des disparités dans la région du tourbillon secondaire de seconde espèce ($0.1 \lesssim z/c \lesssim 0.14$) et dans le tourbillon en fer à cheval.

En ce qui concerne le calcul ZDES, les niveaux de vorticité sont largement plus élevés dans le coin et dans le tourbillon secondaire de seconde espèce. Par ailleurs, la présence de vorticité positive indique aussi qu'il y a une différence de position verticale dans la position du tourbillon en fer à cheval. Ce tourbillon est plus proche du plancher dans les calculs RANS que dans le calcul ZDES.

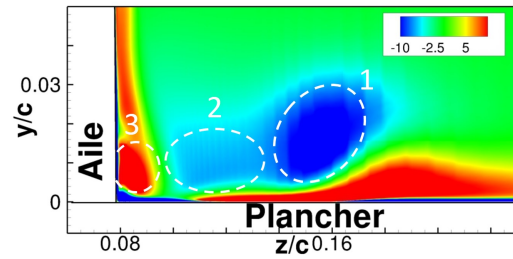
Ces premières comparaisons ont permis de mettre principalement en évidence l'influence de la fermeture sur l'émergence du tourbillon de coin et du tourbillon secondaire de seconde espèce. En particulier, il apparaît que le tourbillon de coin est moins intense dans les calculs RANS basés sur la fermeture de Boussinesq que dans les calculs RANS basés sur la fermeture

(a) Plan d'étude en $x/c = 0.22$

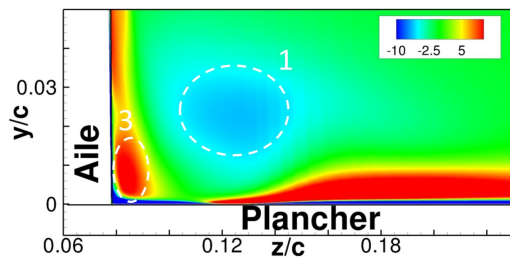
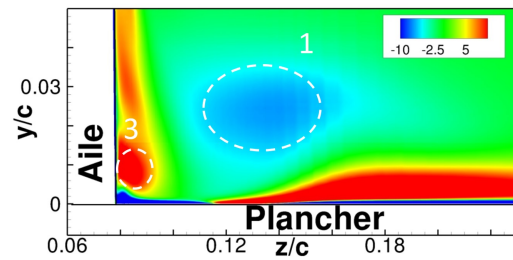
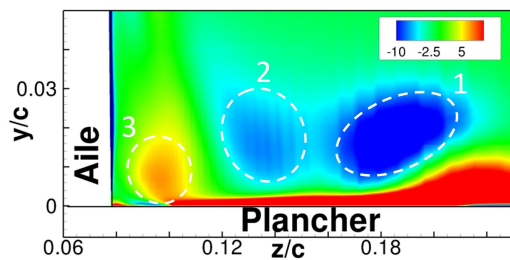
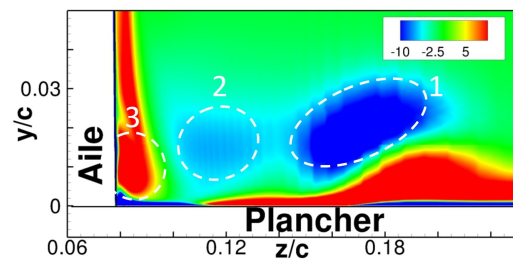
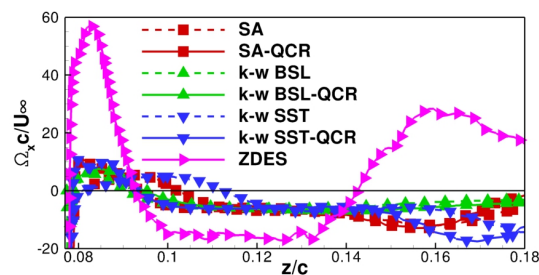
(b) ZDES



(c) SA



(d) SA-QCR

(e) $k - \omega$ BSL(f) $k - \omega$ BSL-QCR(g) $k - \omega$ SST(h) $k - \omega$ SST-QCR

(i) Profils extraits le long de la ligne horizontale qui traverse le cœur du tourbillon de coin.

FIGURE 4.8 – Champs moyens de vorticité axiale adimensionnée par U_∞/c extraits dans le plan situé en $x/c = 0.22$.

QCR. Il convient maintenant d'évaluer le réalisme de ces tourbillons à l'aide de la comparaison avec les essais.

Comparaisons avec les essais à mi-corde

La figure 4.9 montre les champs moyens de vorticité axiale extraits dans le plan situé à mi-corde. Tout d'abord, l'influence du décollement de coin est en ce lieu de l'écoulement plus importante et les calculs SA et $k - \omega$ SST sont complètement en désaccord avec les essais. L'écart sur le tourbillon de coin prédit par le calcul $k - \omega$ BSL et le calcul $k - \omega$ BSL-QCR est aussi plus marqué et par exemple l'écart entre le maxima de vorticité relevés a augmenté par rapport au plan étudié précédemment pour atteindre 30%.

En revanche, les tourbillons de coin produits par les calculs RANS basés sur la fermeture QCR et le calcul ZDES sont toujours qualitativement très proches et quantitativement la hiérarchie des niveaux n'est pas modifiée par rapport à celle observée dans le plan en $x/c = 0.22$. En particulier, les écarts entre les maxima par rapport au calcul ZDES sont respectivement de 73%, 88%, 82% et 75% pour les calculs SA-QCR, $k - \omega$ BSL, $k - \omega$ BSL-QCR et $k - \omega$ SST-QCR.

En ce qui concerne le tourbillon en fer à cheval, le calcul ZDES et le calcul SA-QCR sont ceux qui reproduisent le mieux le tourbillon observé en essais mais il y a néanmoins des écarts sur la position verticale et sur l'intensité. Ces écarts sont encore plus marqués pour les calculs $k - \omega$ BSL. Les écarts entre les maxima par rapport aux essais sont respectivement de 28%, 58%, 30% et de 14% pour les calculs SA-QCR, $k - \omega$ BSL-QCR, $k - \omega$ SST-QCR et le calcul ZDES.

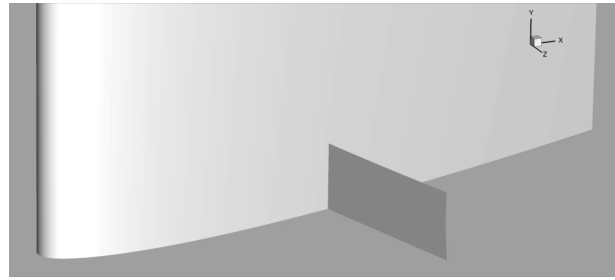
En ce qui concerne le tourbillon secondaire de seconde espèce, il est possible de l'identifier dans les calculs SA-QCR et $k - \omega$ SST-QCR, le calcul ZDES et les essais. Les calculs RANS sont plus proches des essais que le calcul ZDES qui a tendance à produire des niveaux de vorticités trop élevés. Les écarts entre les maxima par rapport aux essais sont respectivement de 0.1% pour les calculs SA-QCR et $k - \omega$ SST-QCR et de 103% pour le calcul ZDES.

Ces commentaires sur les iso-contours sont confirmés à l'aide des lignes extraites dans le cœur du tourbillon en fer à cheval (figure 4.10(a)) et dans le cœur du tourbillon secondaire de seconde espèce (figure 4.10(b)). Dans le cas du tourbillon en fer à cheval identifié par un pic de vorticité en essais en $0.15 \lesssim z/c \lesssim 0.2$, on retrouve d'un côté l'échec des calculs SA et $k - \omega$ SST et de l'autre, la proximité entre le calcul SA-QCR, le calcul ZDES et les essais. Ces calculs prédisent correctement la position et le niveau du pic de vorticité. Le calcul $k - \omega$ SST-QCR donne aussi des résultats satisfaisants mais il est en moins bon accord avec les essais. En ce qui concerne les calculs $k - \omega$ BSL, ils sont loin des essais et ne reproduisent pas le pic de vorticité.

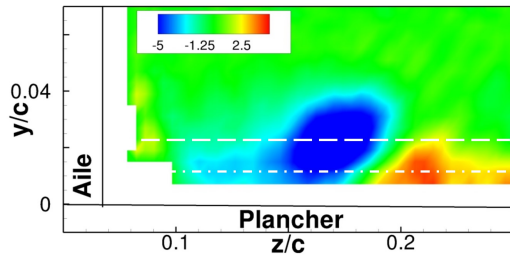
Ces profils permettent aussi de constater que le tourbillon de coin est partiellement capturé par les essais pour $z/c \lesssim 0.1$. Les calculs RANS basés sur la fermeture QCR et le calcul $k - \omega$ BSL sont en accord avec les essais. En revanche, le calcul ZDES prédit un comportement très diff rent de celui des essais à cause de la présence excessive du tourbillon secondaire de seconde espèce.

Dans le cas du tourbillon secondaire de seconde espèce (figure 4.10(b)), on retrouve un très bon accord entre les calculs SA-QCR et $k - \omega$ SST-QCR et les essais. Il y a cependant un écart pour $z/c \gtrsim 0.15$ qui est dû à la différence de position verticale du tourbillon en fer à cheval entre les essais et les calculs. Ce tourbillon est plus proche du plancher dans les essais.

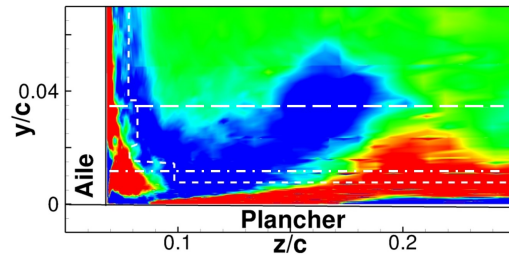
Dans le coin, on peut noter que les calculs RANS et que le calcul ZDES sont proches mais que le calcul ZDES a des niveaux beaucoup plus grands comme cela a déjà été souligné avec les maxima relevés dans le cœur du tourbillon de coin.



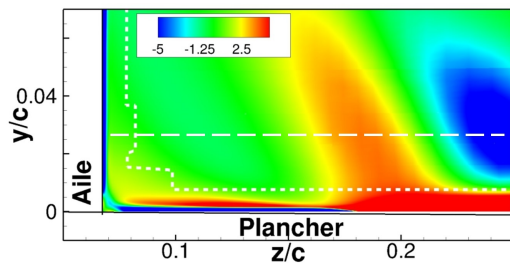
(a) Plan d'étude



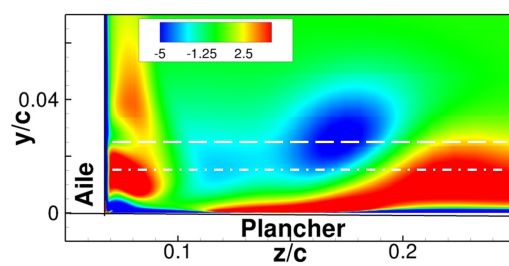
(b) Essais



(c) ZDES



(d) SA



(e) SA-QCR

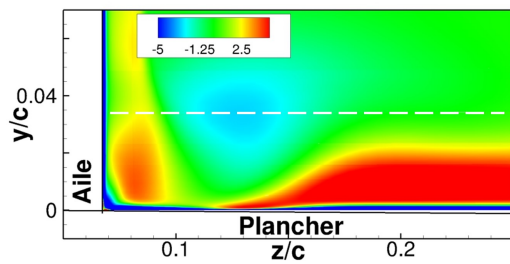
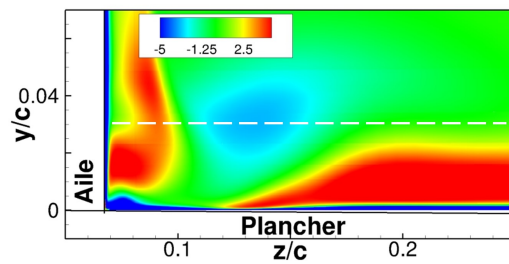
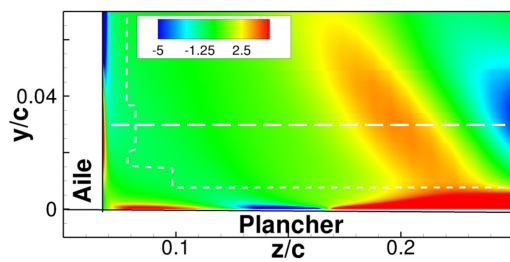
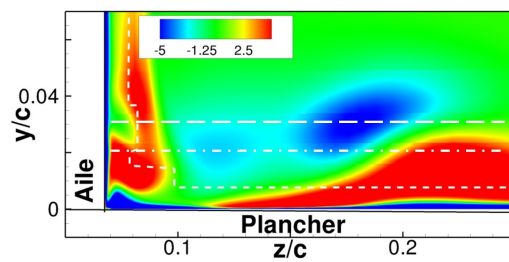
(f) $k - \omega$ BSL(g) $k - \omega$ BSL-QCR(h) $k - \omega$ SST(i) $k - \omega$ SST-QCR

FIGURE 4.9 – Champs moyens de vorticité axiale adimensionnalisée par U_∞/c extraits dans le plan P1. Les lignes horizontales indiquent les lignes d'extractions utilisées pour la figure 4.10.

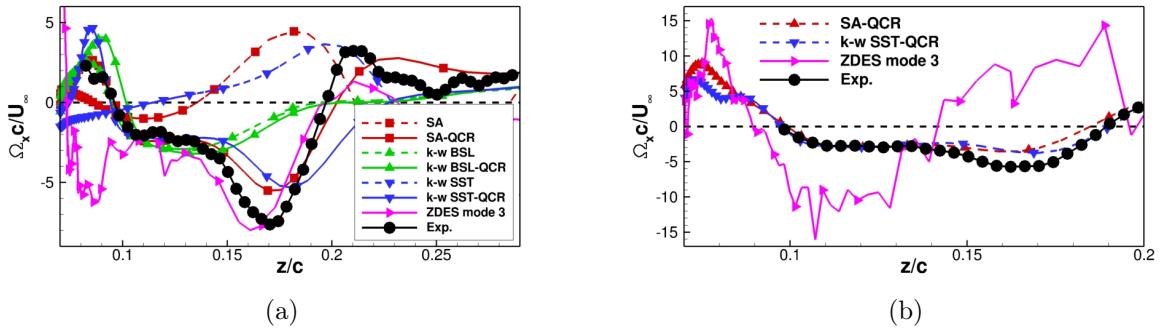


FIGURE 4.10 – Profils moyens de vorticité axiale adimensionnée par U_∞/c extraits dans le plan P1. Les profils sont respectivement extraits le long des lignes horizontales qui traversent les cœurs des tourbillons en fer à cheval et les cœurs des tourbillons secondaires de seconde espèce indiquées sur la figure 4.9.

Comparaisons avec les essais au bord de fuite

La figure 4.11 montre les champs moyens de vorticité extraits dans le plan P3 localisé au bord de fuite. Dans ce plan, l'erreur commise par les calculs RANS basés sur la fermeture de Boussinesq est marquée pour tous les modèles. Les calculs RANS basés sur la fermeture QCR prédisent encore correctement le développement du tourbillon de coin mais la prévision du tourbillon en fer à cheval n'est plus satisfaisante et on note des écarts importants sur sa position et l'intensité. Le calcul ZDES est susceptible d'avoir un meilleur accord. Le tourbillon de coin ainsi que le tourbillon en fer à cheval semblent être correctement localisés mais la convergence temporelle de cette simulation n'est pas suffisante pour obtenir des structures tourbillonnaires bien définies.

En ce qui concerne le tourbillon secondaire de seconde espèce, il est difficile de l'identifier clairement dans les calculs car il semble se confondre avec le développement d'une zone de vorticité négative qui apparaît sur le plancher. Néanmoins, les calculs RANS sont plus proches des essais que le calcul ZDES qui produit trop de vorticité.

Enfin, on peut noter qu'un tourbillon contrarotatif au tourbillon de coin apparaît dans les calculs RANS basés sur la fermeture QCR. Ce tourbillon est particulièrement marqué dans le calcul SA-QCR et il l'est moins dans le calcul $k - \omega$ SST-QCR. On ne l'observe pas en essais mais il se pourrait qu'il soit confiné au-delà des limites de la fenêtre PIV.

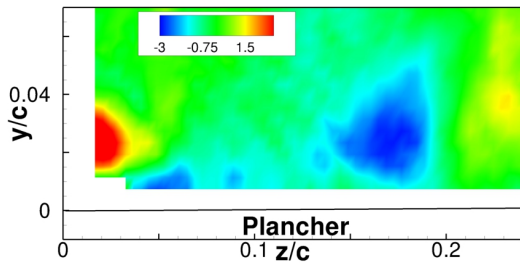
La comparaison des profils extraits dans le cœur du tourbillon de coin (figure 4.12) montre que les calculs SA-QCR et $k - \omega$ SST-QCR sont ceux qui sont les plus proches des essais. Le calcul $k - \omega$ BSL-QCR sous-estime les niveaux de vorticité et le calcul ZDES les surestime.

Finalement, l'analyse du développement des tourbillons a permis de montrer que le tourbillon de coin est mieux reproduit avec les calculs RANS basés sur la fermeture QCR que ceux basés sur la fermeture de Boussinesq. Etant donné que ce tourbillon joue un rôle non négligeable dans la formation du décollement de coin en ramenant du fluide avec une quantité de mouvement importante dans le coin, cela explique en partie pourquoi la fermeture QCR est mieux adaptée pour la simulations des écoulements de jonction.

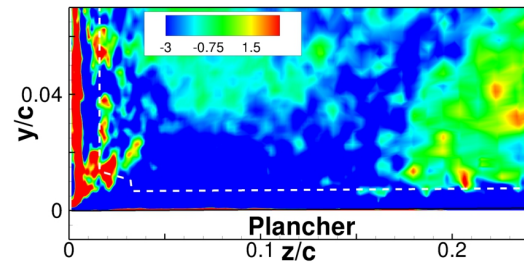
La prochaine étape est d'essayer d'éclairer l'origine de la différence entre la fermeture de Boussinesq et la fermeture QCR et pour ce faire, les tensions turbulentes produites par les deux fermetures sont reconstruites à partir d'un même champ moyen. Les principaux résultats



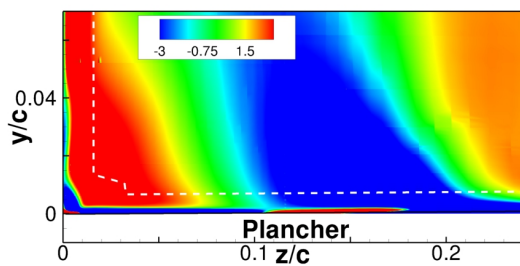
(a) Plan d'étude



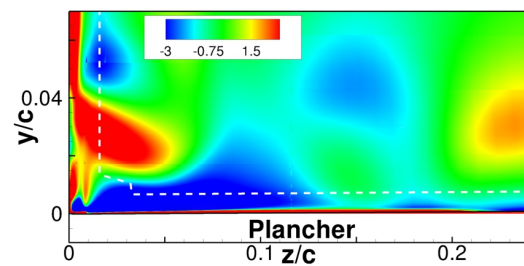
(b) Essais



(c) ZDES



(d) SA



(e) SA-QCR

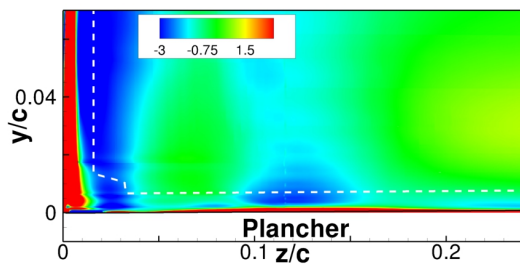
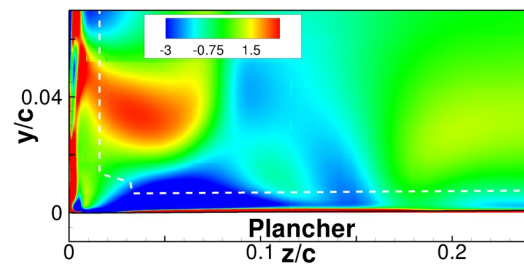
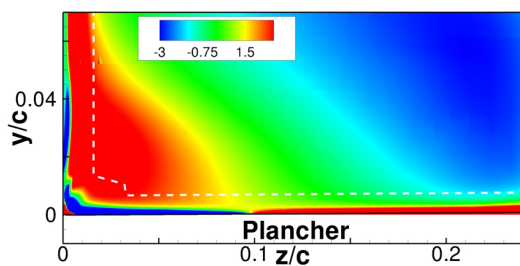
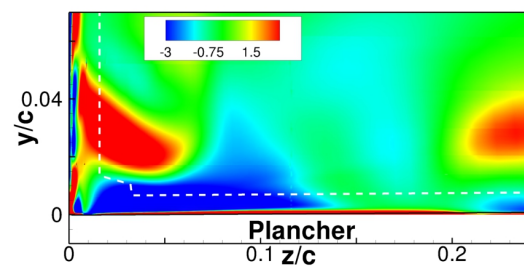
(f) $k - \omega$ BSL(g) $k - \omega$ BSL-QCR(h) $k - \omega$ SST(i) $k - \omega$ SST-QCR

FIGURE 4.11 – Champs moyens de vorticité axiale adimensionnée par U_∞/c extraits dans le plan P3. Les profils sont extraits le long de la ligne horizontale qui traverse le cœur du tourbillon en fer à cheval.

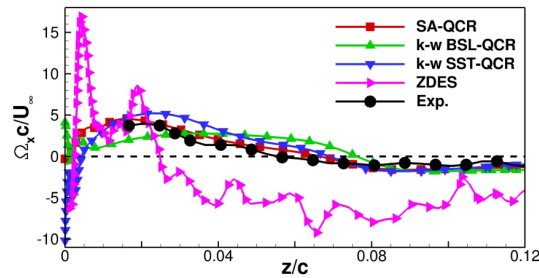


FIGURE 4.12 – Profils moyens de vorticité axiale adimensionnée par U_∞/c extraits dans le plan P3. Les profils sont extraits le long de la ligne horizontale qui traverse le cœur du tourbillon de coin.

obtenus avec cette démarche ont fait l'objet d'un article [13].

4.2.2 Modélisation de la turbulence

Afin d'évaluer l'importance des modifications introduites dans la fermeture QCR par rapport à la fermeture de Boussinesq, les tensions turbulentes produites par les deux fermetures (voir équations 4.1 et 4.2) sont reconstruites à partir du champ moyen extrait du calcul SA-QCR dans le plan P3 situé au bord de fuite de l'aile et illustré ci-dessous.



FIGURE 4.13 – Plan d'étude retenu pour l'étude de la modélisation de la turbulence.

Cisaillement du champ turbulent

Le cisaillement du champ turbulent est représenté par les tensions $\langle u'v' \rangle$, $\langle u'w' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$. La figure 4.14 montre les tensions $\langle u'v' \rangle$ reconstruites à partir de la fermeture Boussinesq et de la fermeture QCR et relevées en essais et dans le calcul ZDES.

A l'exception de la région du coin où la fermeture QCR produit des valeurs légèrement plus élevées que la fermeture de Boussinesq, aucune disparité ne peut être observée entre la fermeture QCR et la fermeture de Boussinesq. Par ailleurs, les principales structures, à savoir la présence de tensions $\langle u'v' \rangle$ positives dans le coin et négatives dans la région du tourbillon en fer à cheval, sont qualitativement en accord avec les essais.

Les données extraites dans le coin le long de la ligne $z/c = 0.01$ (figure 4.14(e)) montrent que la présence des tensions positives est correctement prédite par la fermeture de Boussinesq et la fermeture QCR. Mais les valeurs négatives sont trop élevées. Le long des lignes $z/c = 0.04$ et $z/c = 0.05$, les tensions reconstruites sont plus grandes en très proche paroi ($y/c < 0.04$). Par ailleurs, le pic présent en essais et non en calcul le long de $z/c = 0.04$ indique que la structure avec des valeurs négatives est plus large en essais.

En outre, le maximum dans cette structure est plus élevé en essais que dans le cas des tensions reconstruites et les écarts avec les essais sont d'environ 30%.

En ce qui concerne le calcul ZDES (figure 4.14(d)), on peut observer que la forme de la structure associée à l'effet du tourbillon en fer à cheval est mieux reproduite que dans les calculs RANS. En particulier, la région avec des valeurs négatives le long du plancher est plus restreinte comme c'est le cas en essais. En revanche, la présence de valeurs positives dans le coin n'est pas reproduite, ce qui est probablement dû aux différences relevées pour le tourbillon de coin et observées à l'aide de la vorticité dans la figure 4.11(c).

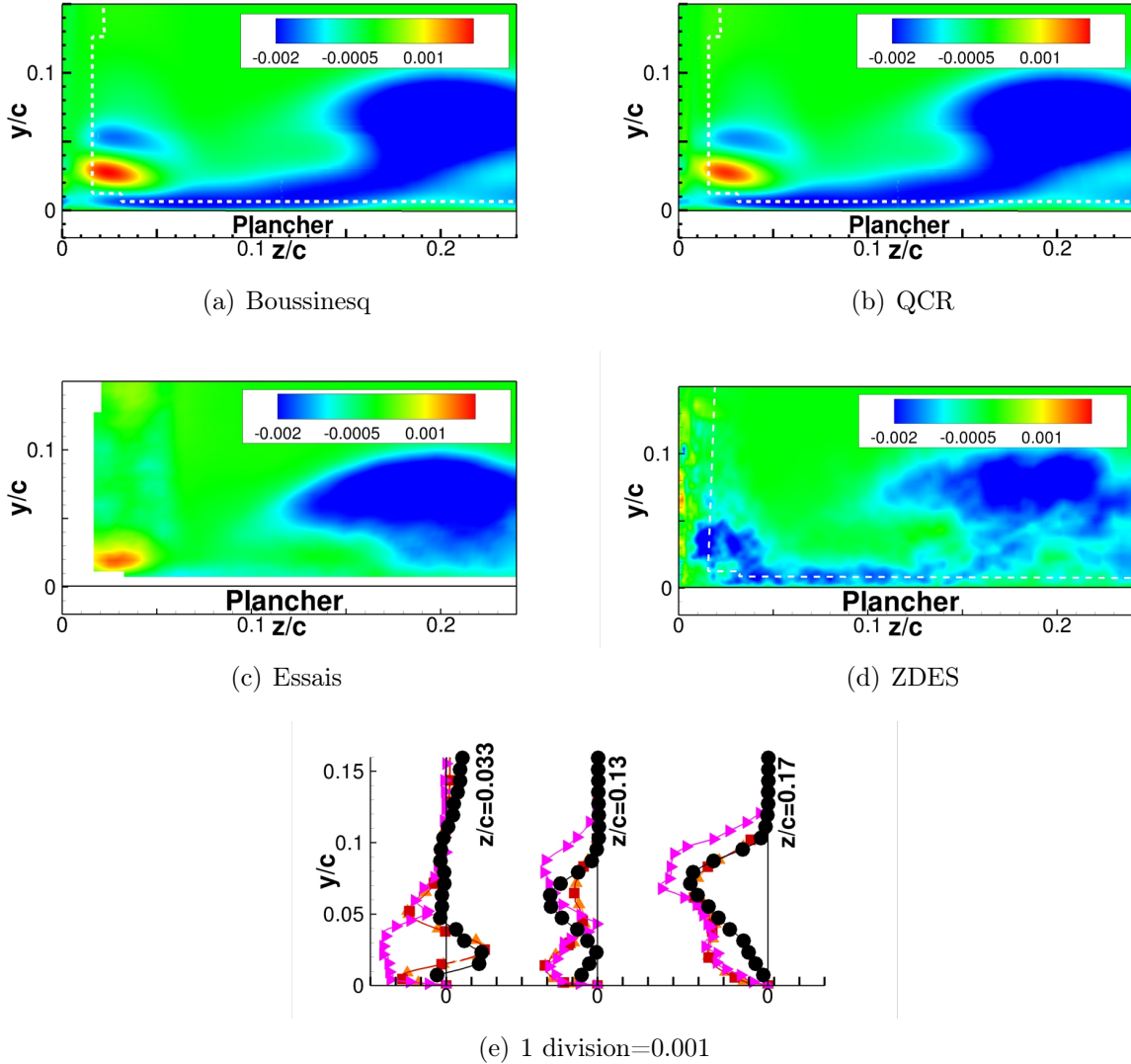


FIGURE 4.14 – Tensions $\langle u'v' \rangle$ adimensionnalisées par U_∞^2 extraites dans le plan P3. Essais : ●. Boussinesq : ▲. QCR : ■. ZDES : ►.

Pour les tensions $\langle u'w' \rangle$ (figure 4.15), il n'y a pas non plus de différence significative entre les tensions reconstruites avec la fermeture de Boussinesq (figure 4.15(a)) et celles reconstruites avec la fermeture QCR (figure 4.15(b)). On observe un accord qualitatif correct avec les essais (figure 4.15(d)). La présence de valeurs négatives $\langle u'w' \rangle$ le long de l'aile et l'alternance de signes dans la région du tourbillon en fer à cheval sont reproduits par les deux fermetures.

Toutefois, les valeurs sont surestimées par les tensions reconstruites et la position de la zone avec des valeurs de $\langle u'w' \rangle$ positives n'est pas la même qu'en essais. Ces remarques sont confirmées par les profils (figure 4.15(e)) qui concordent avec précision pour les deux fermetures mais qui ont des niveaux supérieurs à ceux relevés en essais.

De nouveau, on constate que le calcul ZDES est en meilleur accord avec les essais dans la région du tourbillon en fer à cheval. En revanche, le long de l'aile, le calcul ZDES a tendance à

surestimer la valeur des tensions et les niveaux sont semblables à ceux prédits par les fermetures RANS.

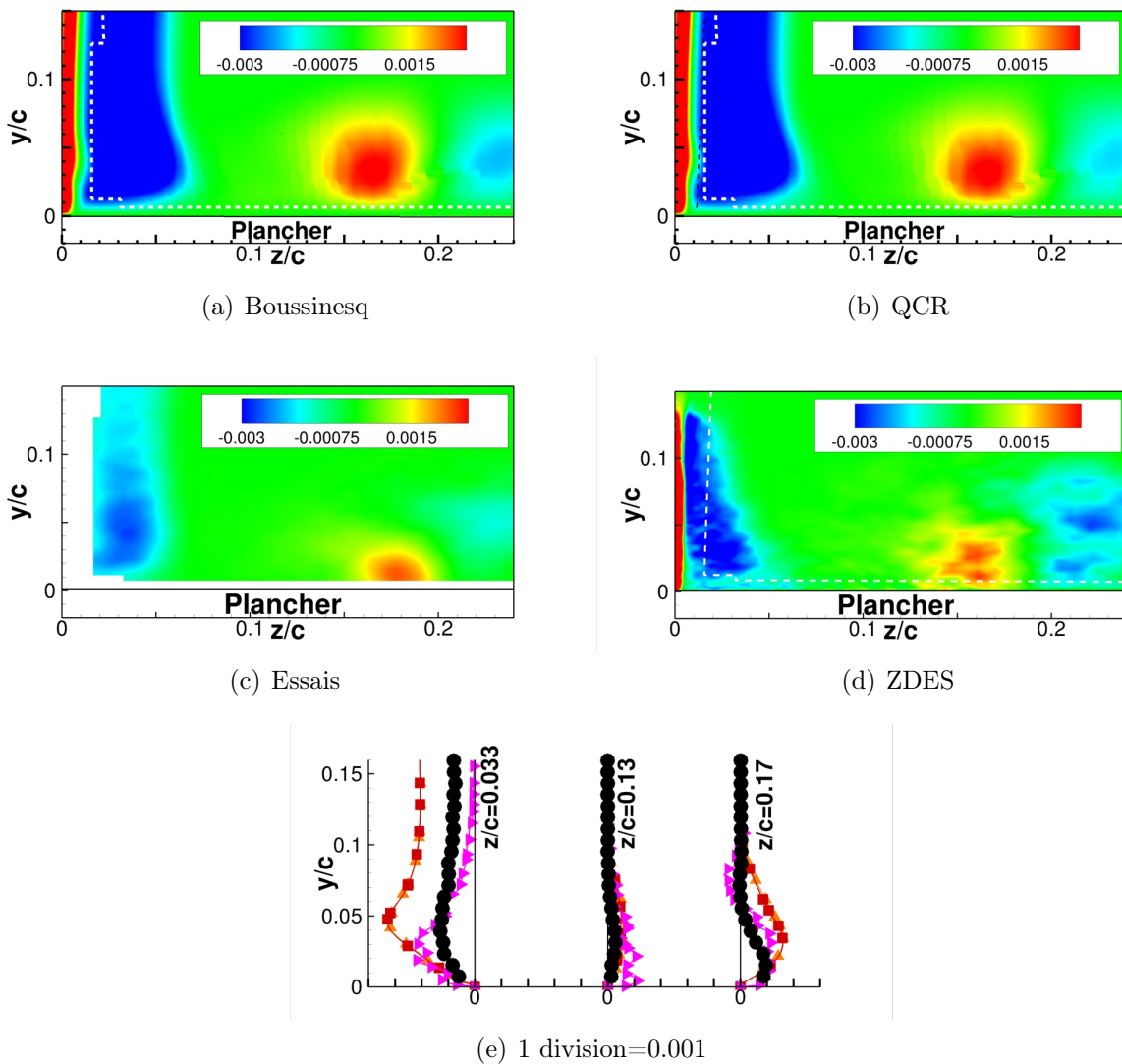


FIGURE 4.15 – Tensions $\langle u'w' \rangle$ adimensionnalisées par U_∞^2 extraites dans le plan P3. Essais : ●. Boussinesq : ▲. QCR : ■. ZDES : ►.

Pour les tensions $\langle v'w' \rangle$ (figure 4.16), il y a de nombreuses modifications en termes de répartition spatiale et de niveaux entre les fermetures RANS. Dans le coin, on observe une alternance de signes et par exemple le long de la ligne $z/c = 0.01$ (figure 4.16(e)), la fermeture QCR produit le bon signe en très proche paroi ($y/c < 0.04$) alors que la fermeture de Boussinesq génère le signe contraire.

Loin du coin et le long du plancher, l'alternance des signes peut encore être observée. Les signes concordent entre les fermetures et sont aussi les mêmes en essais, mais il y des écarts non négligeables sur les niveaux. Comme le montrent les données extraites le long des lignes $z/c = 0.04$ et $z/c = 0.05$, la fermeture de Boussinesq sous-estime le niveau des tensions tandis que la fermeture QCR les surestime. Cela pourrait en partie expliquer la différence significative observée dans les niveaux de vorticité associés au tourbillon de coin produit par ces deux fermetures étant donné que les tensions $\langle v'w' \rangle$ génèrent de la vorticité conformément à l'équation 1.3. Cependant, étant donné l'écart observé entre la fermeture QCR et les essais, il semble peu probable que ce terme soit prédominant dans la génération du tourbillon de coin qui est très bien reproduit par le calcul SA-QCR.

En ce qui concerne le calcul ZDES, il y a un gain qualitatif dans la région du tourbillon en fer à cheval et la prévision de l'alternance des zones de tensions positives et négatives est qualitativement plus réaliste que celles donnée par les fermetures RANS. Mais les niveaux produits sont comparables à ceux obtenus avec la fermeture QCR et il y a donc des écarts non négligeables avec les essais. Dans le coin, ce calcul prédit bien des gradients importants mais les écarts avec les essais sont encore considérables.

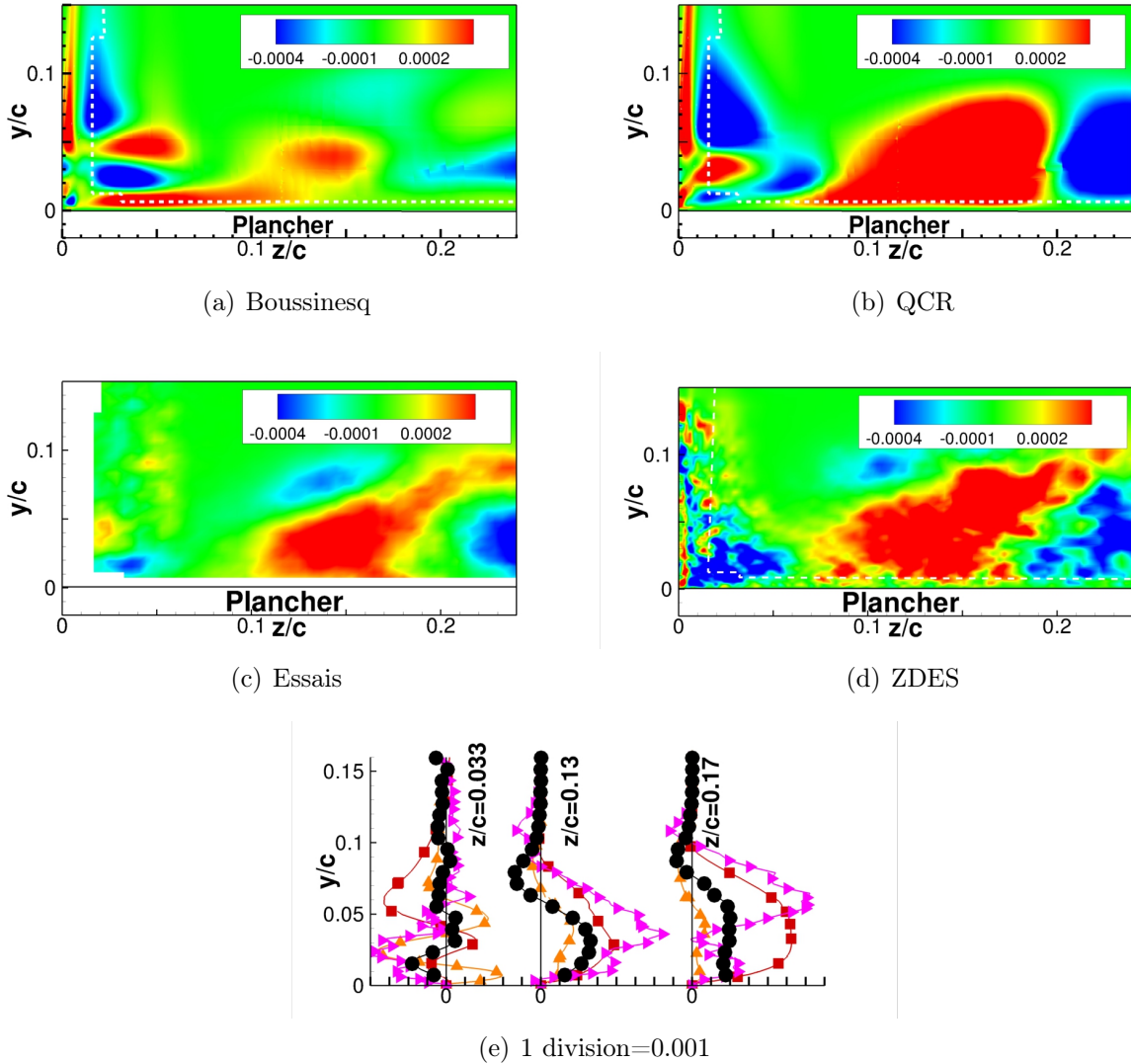


FIGURE 4.16 – Tensions $\langle v'w' \rangle$ adimensionnalisées par U_∞^2 extraites dans le plan P3. Essais : ●. Boussinesq : ▲. QCR : ■. ZDES : ►.

Écarts entre les tensions normales

Comme le montre l'équation de la vorticité (Eq. 1.1), les écarts entre les tensions normales sont en partie responsables de la production de vorticité par l'agitation turbulente. Avec l'hypothèse de Boussinesq, la turbulence devient isotrope dans les couches limites attachées et cela mène à des écarts généralement faux. L'étude de ces écarts est donc limitée à une comparaison entre les essais, le calcul ZDES et les écarts reconstruits à partir de la fermeture QCR.

Pour l'écart $\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle$ (figure 4.17), des niveaux non négligeables peuvent être relevés dans le coin et dans la région du tourbillon en fer à cheval en essais. Les mêmes tendances

sont observées en calcul mais dans la région du tourbillon en fer à cheval, une seule structure peut être observée en $z/c \approx 0.2$ alors qu'il pourrait y en avoir deux en essais en $z/c \approx 0.15$ et en $z/c \approx 0.2$. Les niveaux sont aussi plus faibles et par exemple les maxima pour la structure en $z/c \approx 0.2$ sont $(\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle)_{ESSAIS}/U_\infty^2 = 7.1 \times 10^{-3}$ et $(\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle)_{QCR}/U_\infty^2 = 4.6 \times 10^{-3}$ (-35%). Néanmoins, comme le montrent les profils illustrés sur la figure 4.17(d), les écarts dans la couche limite de l'aile sont correctement reproduits et en particulier l'augmentation des niveaux à l'approche du plancher.

Dans le calcul ZDES, on observe un bon accord qualitatif avec les essais. Du point de vue quantitatif, les niveaux relevés dans la région du tourbillon en fer à cheval sont corrects mais le long l'aile ils pourraient être trop élevés.

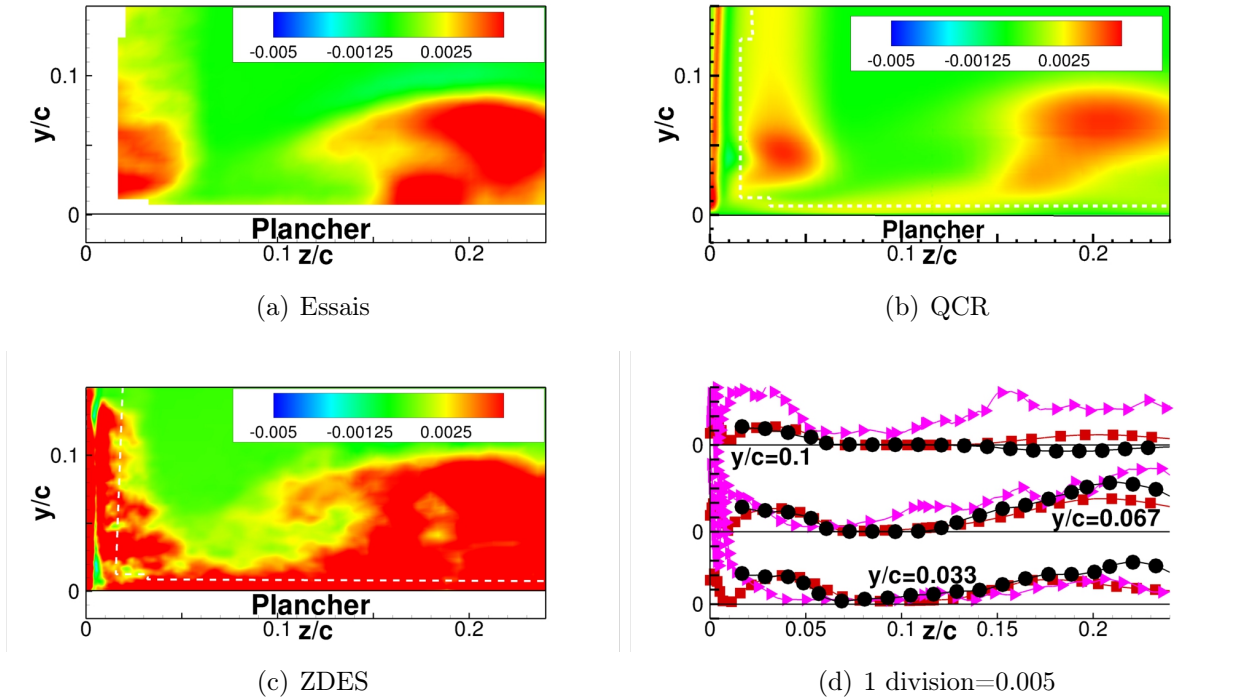


FIGURE 4.17 – Ecart $\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle$ adimensionnalisé par U_∞^2 dans le plan P3. Exp : ●. QCR : ■. ZDES : ▲ .

Pour l'écart $\langle u'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle$ (figure 4.18), on retrouve les mêmes structures observées précédemment en essais et en calcul. De nouveau, la fermeture QCR reproduit correctement les tensions dans le coin et les maxima sont $(\langle u'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle)_{ESSAIS}/U_\infty^2 = 7.7 \times 10^{-3}$ et $(\langle u'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle)_{QCR}/U_\infty^2 = 7.5 \times 10^{-3}$ (-2.6%). Mais dans la région du tourbillon en fer à cheval, les niveaux sont trop faibles en calcul et comme le montre la figure 4.18(d), ils sont environ deux fois plus élevés en essais.

De nouveau, le calcul ZDES prédit mieux le comportement de l'écart $\langle v'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle$ dans la région du tourbillon en fer à cheval mais le long de l'aile, les niveaux sont trop importants et trop confinés à proximité de l'aile.

Pour l'écart $\langle v'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle$ (figure 4.19), les niveaux les plus élevés sont toujours localisés dans le coin et dans la région du tourbillon en fer à cheval mais le nombre de structure est réduit. En essais, on observe une seule structure avec des niveaux positifs et en calcul, il n'y a aucune structure avec des niveaux positifs non négligeables. En outre, la fermeture QCR produit des niveaux plus élevés dans le coin et par exemple, les maxima sont $(\langle v'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle)_{ESSAIS}/U_\infty^2 = 2.9 \times 10^{-3}$ et $(\langle v'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle)_{QCR}/U_\infty^2 = 3.4 \times 10^{-3}$ (+17%). En

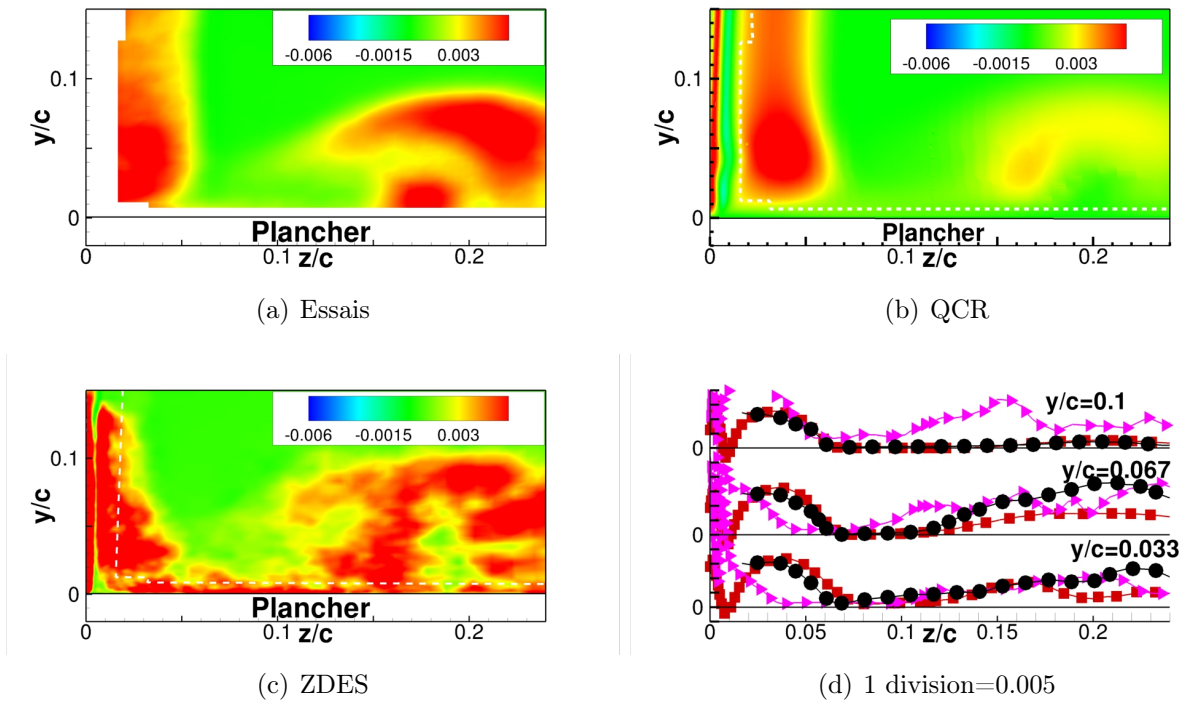


FIGURE 4.18 – Ecart $\langle u'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle$ adimensionnalisé par U_∞^2 dans le plan P3. Exp : ●. QCR : ■. ZDES : ►.

revanche, comme le montre la figure 4.19(d), la production de niveaux positifs dans la région du tourbillon en fer à cheval ($z/c > 0.1$) est quasi nulle avec la fermeture QCR alors qu'en essais les niveaux atteignent ceux du coin.

En ce qui concerne le calcul ZDES, on note que ce calcul prédit bien une zone avec des niveaux positifs en $z/c \approx 0.2$ mais la zone avec des niveaux négatifs est trop importante. Le long de l'aile, les résultats sont plus proches des données expérimentales mais ils sont toutefois moins précis que ceux obtenus avec la fermeture QCR.

En conclusion, du point de vue de la modélisation associée à l'approche RANS, il apparaît que la fermeture QCR modifie significativement les tensions $\langle v'w' \rangle$ et les écarts $\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle$, $\langle u'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle$. Or, d'après l'équation de la vorticité (Eq. 1.1), les gradients de ces termes sont responsables de la production de vorticité par l'agitation turbulente. Cela pourrait expliquer pourquoi le tourbillon de coin produit avec la fermeture QCR a des niveaux de vorticité plus élevés que le tourbillon de coin produit par la fermeture de Boussinesq. Cela empêcherait ensuite l'apparition d'un décollement de coin massif dans les calculs avec la fermeture QCR.

Par ailleurs, la comparaison avec le calcul ZDES a permis de montrer que cette approche produit des résultats de qualité comparable, voire supérieure, en particulier dans la région du coin. Ainsi, le calcul ZDES et la fermeture QCR peuvent être utilisés afin d'analyser un peu plus la corrélation entre le tourbillon de coin et les écarts entre les tensions normales.

4.2.3 Analyse de la corrélation entre le tourbillon de coin et les écarts entre les tensions normales à l'aide du calcul ZDES et de la fermeture QCR

L'analyse de la corrélation entre le tourbillon de coin et les écarts entre les tensions normales est réalisée à l'aide des données extraites dans le plan P1 localisé à mi-corde à partir du champ

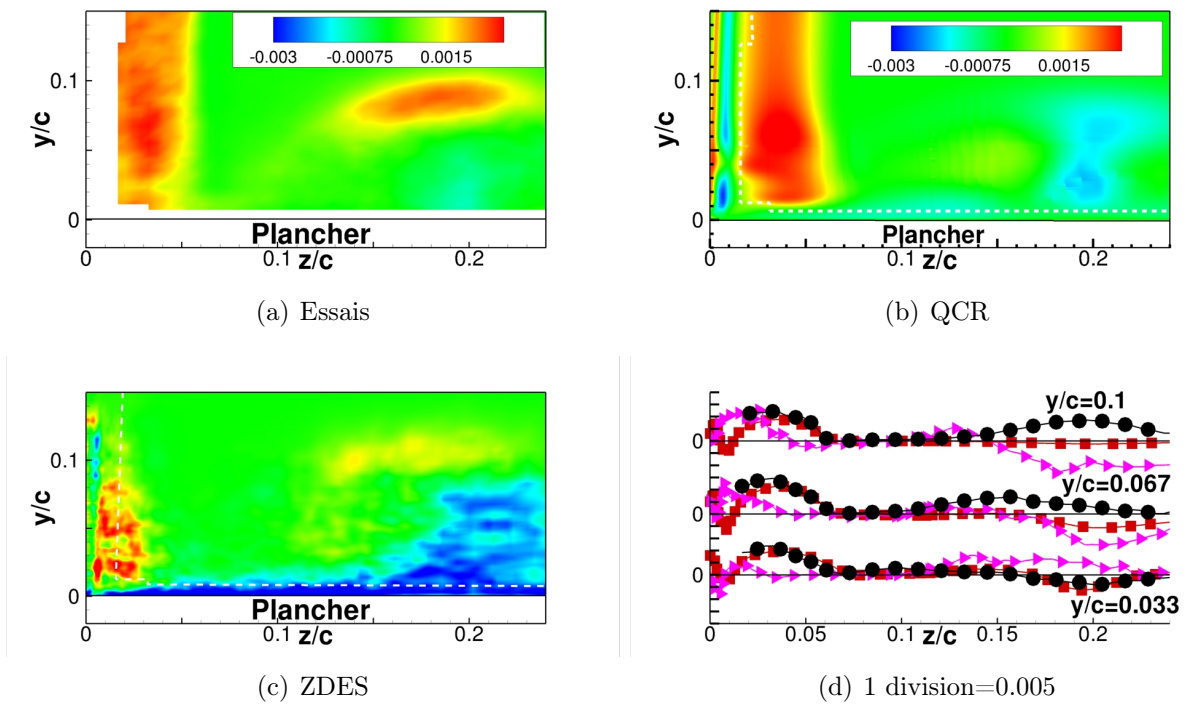


FIGURE 4.19 – Ecart $\langle v'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle$ adimensionnalisé par U_∞^2 dans le plan P3. Exp : ●. QCR : ■. ZDES : ►.

moyen extrait dans le calcul ZDES (figure 4.20) et dans le calcul SA-QCR (figure 4.21).

Dans le calcul ZDES, il apparaît que tous les écarts sont importants et du même ordre de grandeur dans le coin. La position de ces régions ne concorde pas exactement avec la position du tourbillon de coin mais leur proximité suggère bien un degré de parenté. En particulier, on peut noter la présence spécifique des écarts $\langle v'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle$ dont les gradients sont responsables de la production de vorticité axiale (voir équation 1.3).

Au contraire, les écarts entre les tensions normales sont faibles dans le tourbillon en fer à cheval étant donné que ce tourbillon est un tourbillon de première espèce et qu'il est induit par la déviation de l'écoulement moyen.

Ces commentaires sont confirmés par la figure 4.20(d). Les niveaux relevés pour les écarts sont plus élevés dans le coin ($z/c < 0.1$) et bien qu'il y ait des niveaux importants pour $0.15 < z/c$, ceux-là sont associés à la couche limite du plancher et non au tourbillon en fer à cheval.

On retrouve les mêmes propriétés lors de l'étude des écarts entre les tensions normales reconstruites à partir des données extraites dans le calcul SA-QCR à l'aide de la fermeture QCR (figure 4.21). Les écarts sont prédominants dans la région du tourbillon de coin par rapport à ceux observés dans le tourbillon en fer à cheval.

Par ailleurs, bien que les niveaux relevés soient moins élevés que dans le calcul ZDES, la hiérarchie des écarts est la même (figure 4.21(d)).

Ainsi, de la même manière que le calcul ZDES, la fermeture QCR conforte l'existence d'une corrélation entre le tourbillon de coin et les écarts entre les tensions normales.

Finalement, la fermeture QCR ayant démontré une grande efficacité dans la prévision de l'écoulement de coin pour la présente configuration, il peut être intéressant d'en évaluer les limites à l'aide d'une étude paramétrique.

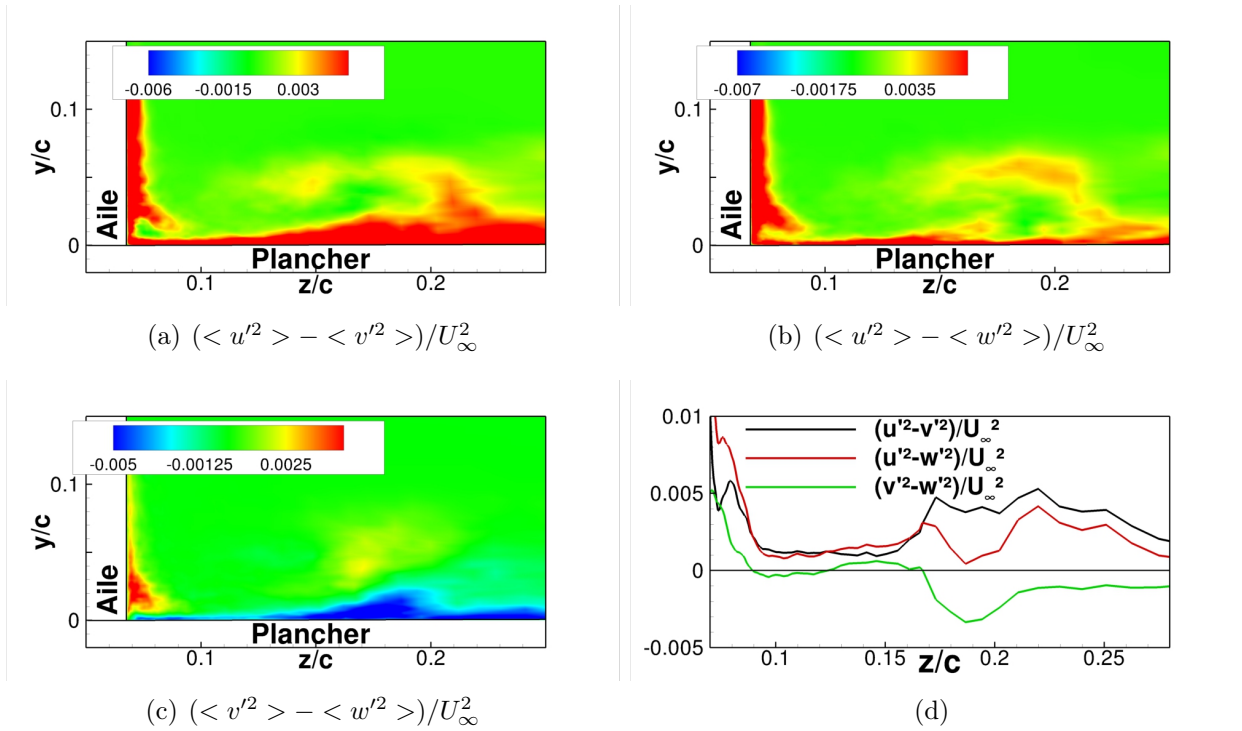


FIGURE 4.20 – Ecart entre les tensions normales adimensionnalisés par U_∞^2 extraits dans le plan P1 à partir du calcul ZDES.

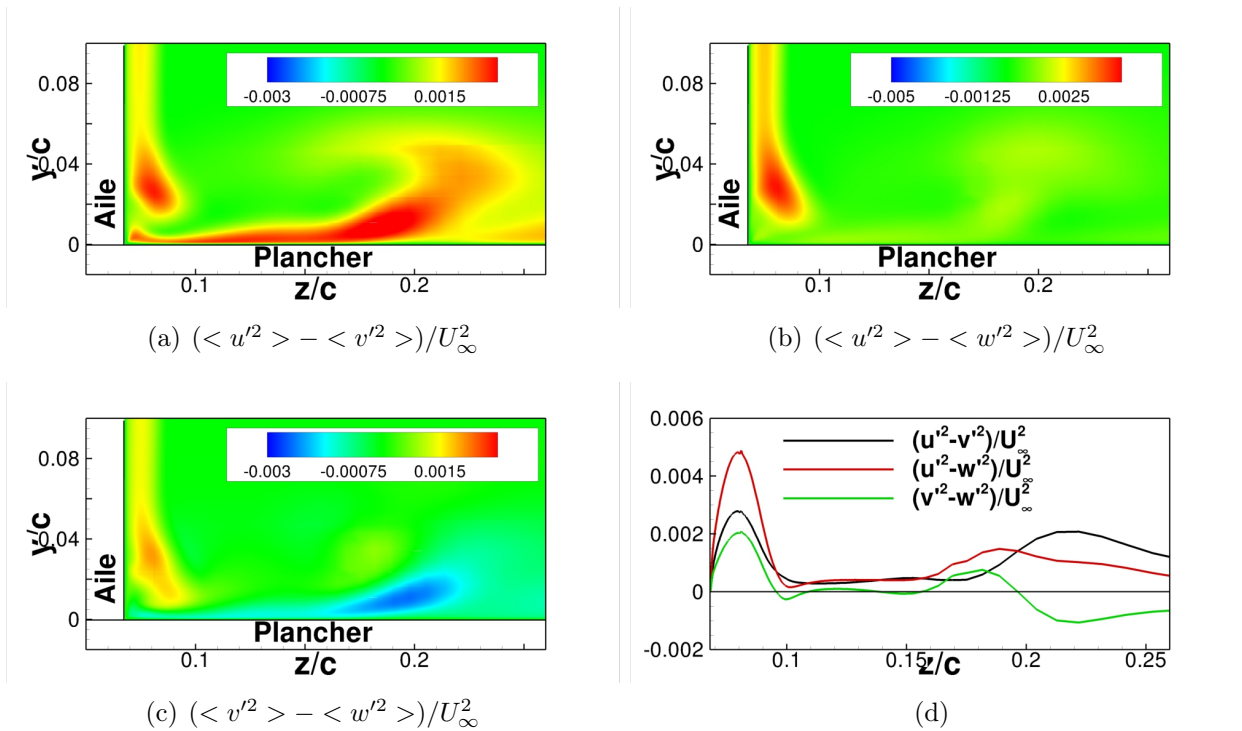


FIGURE 4.21 – Ecart entre les tensions normales adimensionnalisés par U_∞^2 reconstruits à l'aide de la fermeture QCR à partir des champs moyens de vitesses extraits dans le plan P1 dans le calcul SA-QCR.

4.3 Sensibilités de l'écoulement de coin capturées par la fermeture QCR

Le principal apport de la fermeture QCR est sa capacité à reproduire correctement le tourbillon de coin et, par suite, l'écoulement de jonction dans son ensemble y compris la présence ou non d'un décollement de coin. Pour évaluer cette capacité, une étude paramétrique est réalisée avec le modèle de turbulence SA-QCR. Trois paramètres sont pris en compte : l'angle d'incidence α , l'épaisseur de la couche limite amont δ_0 et le nombre de Reynolds basé sur la corde de l'aile Re_c . Pour clarifier la présentation, la vérification de la cohérence essais/calculs est faite dans l'annexe D. En particulier, l'erreur sur les épaisseurs de couche limite est de l'ordre de grandeur de l'incertitude expérimentale.

4.3.1 Influence de l'angle d'incidence

L'étude de l'influence de l'angle d'incidence est faite pour $\delta_0/T = 0.43$ et $Re_c = 3.0 \times 10^5$ avec $\alpha = 6^\circ$ et $\alpha = 14^\circ$. La figure 4.22 montre les champs de vorticité moyenne axiale obtenus avec $\alpha = 6^\circ$ au bord de fuite. Il est possible de relever en essais le cœur du tourbillon en fer à cheval en $z/c \approx 0.1$, mais le tourbillon de coin est trop petit, ou peut-être même inexistant, et il n'apparaît pas dans la fenêtre PIV. En calculs, le tourbillon en fer à cheval est visible avec la présence de vorticité axiale négative. Les niveaux sont corrects comme le montrent les profils extraits en $y/c = 0.022$ (figure 4.22(c)). Mais il est difficile d'isoler le cœur de ce tourbillon. Par ailleurs, le tourbillon de coin peut être observé et il dépasse les limites de l'exploration expérimentale. Le tourbillon de coin semble donc plus grand en calcul qu'en essais.

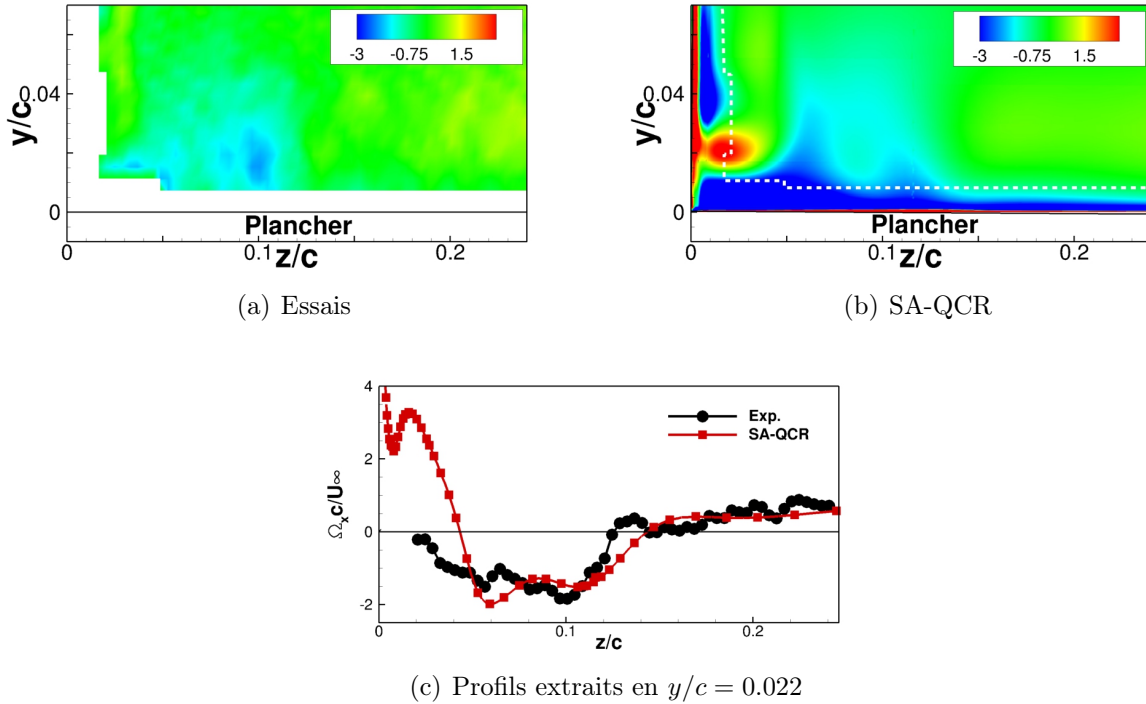


FIGURE 4.22 – Champs de vorticité moyenne axiale adimensionnalisée par U_∞/c extraits dans le plan P3 et obtenus pour avec $Re_c = 3.0 \times 10^5$, $\delta_0/T = 0.43$ et $\alpha = 6^\circ$.

Dans le cas $\alpha = 14^\circ$ (figure 4.23), le tourbillon en fer à cheval et le tourbillon de coin peuvent être observés en essais. Le calcul reproduit les deux tourbillons et comme le montre la figure 4.23(c), l'accord est bon pour le tourbillon de coin ($z/c < 0.08$). Pour le tourbillon en fer

à cheval, les niveaux de vorticité sont corrects mais le cœur du tourbillon est trop éloigné du plancher et trop proche de l'aile avec $y_{ESSAIS}/c = 0.027$, $z_{ESSAIS}/c = 0.22$, $y_{SA-QCR}/c = 0.045$ (+67%) et $z_{SA-QCR}/c = 0.18$ (-18%).

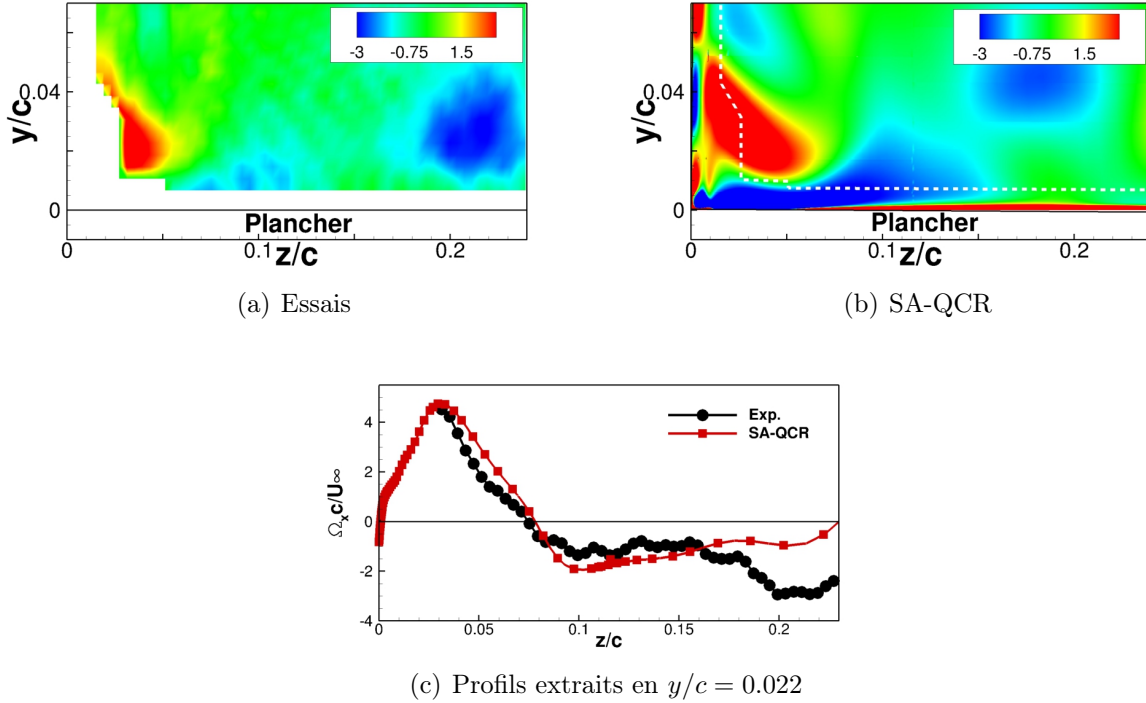


FIGURE 4.23 – Champs de vorticité moyenne axiale adimensionnalisée par U_∞/c extraits dans le plan P3 et obtenus pour avec $Re_c = 3.0 \times 10^5$, $\delta_0/T = 0.43$ et $\alpha = 14^\circ$.

D'après l'étude bibliographique réalisée dans le chapitre I (voir section 1.2.3), la variation en incidence modifie à la fois la position et l'intensité du tourbillon en fer à cheval. L'augmentation de l'incidence s'accompagne d'un éloignement du tourbillon et d'un accroissement des niveaux de vorticité et inversement, ce qui est vérifié dans le cas présent.

4.3.2 Influence de l'épaisseur de la couche limite incidente

La figure 4.24 montre les champs de vorticité obtenus pour les épaisseurs de couches limites $\delta_0/T = 0.26$ et $\delta_0/T = 0.68$ ¹ avec l'angle d'incidence $\alpha = 12^\circ$ et $Re_c = 3.0 \times 10^5$. Le calcul est en accord avec les essais pour le cas avec $\delta_0/T = 0.26$ et comme le montrent les profils extraits en $y/c = 0.022$ (figure 4.24(c)), l'étendue du tourbillon et la position du maximum de vorticité sont correctes.

En revanche, la diminution des niveaux de vorticité avec l'épaississement de la couche limite n'est pas suffisante. Pour le cas avec $\delta_0/T = 0.68$ les maxima dans le tourbillon de coin sont $\Omega_x ESSAIS c / U_\infty = 1.48$ et $\Omega_x SA-QCR c / U_\infty = 4.41$ (+198%). Par ailleurs, la figure 4.24(f) montre que le tourbillon est plus restreint en essais qu'en calcul. La vorticité devient positive en $z/c = 0.055$ en essais et en $z/c = 0.076$ en calcul. Enfin, la position du tourbillon en fer à cheval est de nouveau approximative avec $y_{ESSAIS}/c = 0.026$, $z_{ESSAIS}/c = 0.17$, $y_{SA-QCR}/c = 0.051$ (+96%) et $z_{SA-QCR}/c = 0.16$ (-5.9%).

1. Dans le cas de la configuration avec le plancher le plus long, l'épaisseur de la couche limite amont excède la capacité de la sonde Epistle. Le recalage du calcul est basé sur l'épaisseur de la couche limite mesurée loin du coin dans le plan à mi-corde. La valeur du ratio δ_0/T donnée ici est celle relevée en calcul et mesurée au point de référence expérimentale.

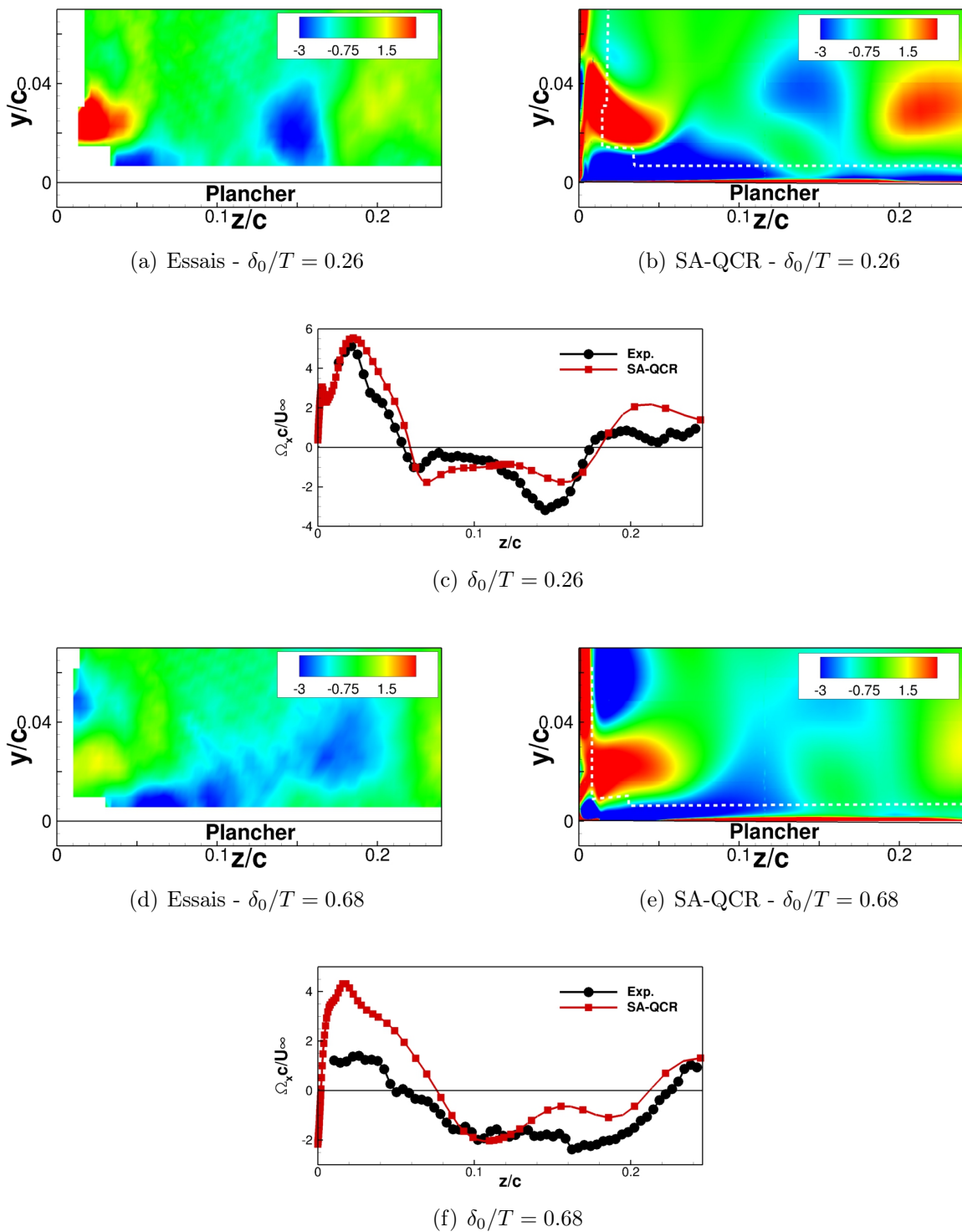


FIGURE 4.24 – Champs de vorticité moyenne axiale adimensionnalisés par U_∞/c extraits dans le plan P3 et générés avec $Re_c = 3.0 \times 10^5$ et $\alpha = 12^\circ$ pour le plancher court et le plancher long. Les profils sont extraits en $y/c = 0.022$.

En comparant l'ensemble de ces résultats, on constate une diminution des niveaux de vorticité au sein du tourbillon en fer à cheval avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite incidente. Cela semble être en désaccord avec les travaux de Fleming et al. [39] qui montrent que ce tourbillon est d'autant plus intense que Re_θ est grand. Toutefois, ces travaux concernent la formation du tourbillon en fer à cheval, non sa convection, et ils sont réalisés avec une incidence nulle. Il se pourrait que l'épaississement de la couche limite favorise une diffusion plus rapide

le long de l'aile par l'augmentation de l'agitation turbulente.

De la même façon, les travaux de Baker [8] indiquent que le tourbillon en fer à cheval se rapproche de l'aile avec l'épaississement de la couche limite, ce qui n'est pas observé ici. De nouveau, cette étude est faite au bord d'attaque de l'obstacle et l'écoulement convecté n'est pas exploré. Il se pourrait donc que l'évolution de la trajectoire du tourbillon ait une tendance différente.

4.3.3 Influence du nombre de Reynolds

L'effet Reynolds est évalué en comparant le cas avec $\delta_0/T = 0.26$ et $Re_c = 3.0 \times 10^5$ (figures 4.24(a) et 4.24(b)) et le cas avec $\delta_0/T = 0.30$ et $Re_c = 1.2 \times 10^6$ pour $\alpha = 12^\circ$. Comme le montre la figure 4.25 qui présente le second cas, l'augmentation du nombre de Reynolds favorise la réduction de la taille du tourbillon de coin, l'éloignement du tourbillon en fer à cheval de l'aile et l'augmentation des niveaux de vorticité. Ces tendances sont reproduites par le calcul SA-QCR, en particulier le gain de vorticité dans les tourbillons, mais la réduction de la taille du tourbillon de coin et le déplacement du tourbillon en fer à cheval sont insuffisants. Les profils extraits en $y/c=0.018$ montrent que le tourbillon de coin est détecté en $z/c = 0.037$ en essais et en $z/c = 0.053$ en calcul. Par ailleurs, le déplacement latéral du cœur du tourbillon en fer à cheval est de 9.3 mm en essais et de 2.4 mm en calcul.

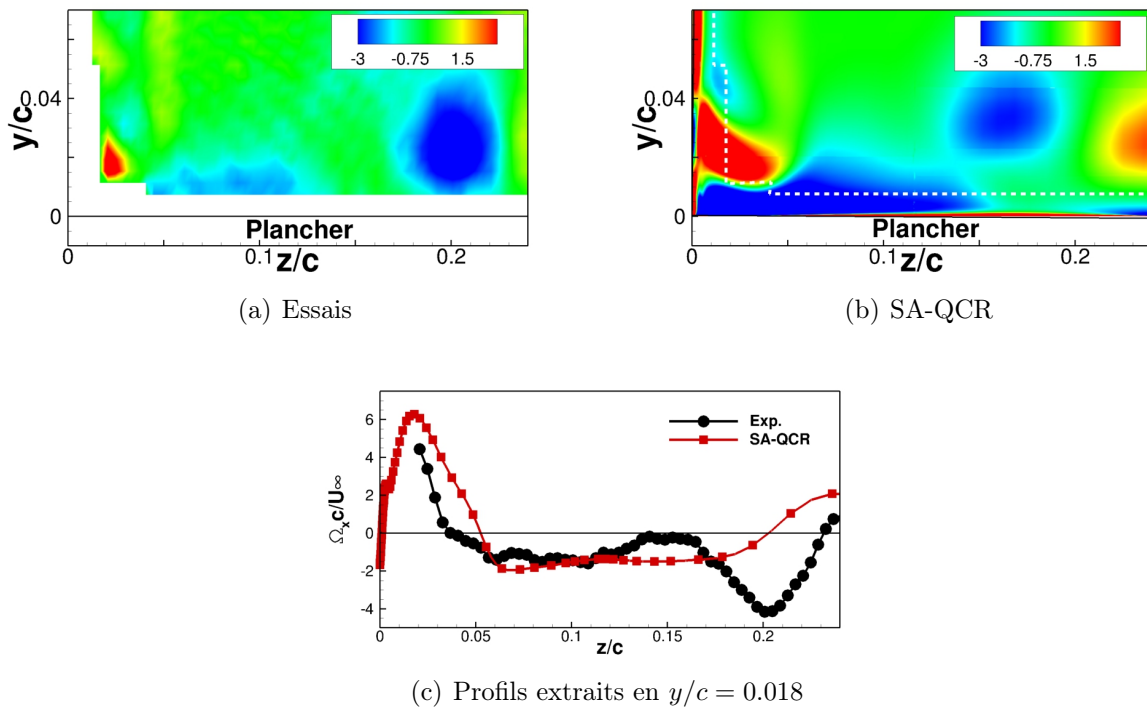


FIGURE 4.25 – Champs de vorticité moyenne axiale adimensionnalisée par U_∞/c extraits dans le plan P3 et obtenus pour avec $\alpha = 12^\circ$, $\delta_0/T = 0.30$ et $Re_c = 1.2 \times 10^6$.

Ces comportements sont aussi cohérents avec les données issues de la littérature. En effet, la taille du tourbillon de coin est corrélée à la taille de la couche limite de l'aile. Plus Re_c est grand, plus cette couche limite est fine et plus le tourbillon de coin est réduit. En revanche, il n'y a pas d'étude recensée ici qui puisse expliquer l'éloignement et l'accroissement du tourbillon en fer à cheval avec l'augmentation de Re_c . Au mieux, les travaux de Yen et al. [144] montrent que l'intensité de ce tourbillon relevée au bord d'attaque augmente avec Re_c . Cette propriété pourrait peut-être expliquer l'augmentation relevée au bord de fuite.

4.4 Synthèse sur l'étude d'une fermeture RANS non linéaire et complément d'analyse

Ce chapitre a permis d'évaluer la capacité des méthodes RANS standards et avancées pour la prévision des écoulements de jonction simplifiée.

Dans un premier temps, les modèles de turbulence SA, $k-\omega$ BSL et $k-\omega$ SST associés à la fermeture de Boussinesq ou la fermeture QCR ont été utilisés pour simuler le cas de référence défini par $\delta_0/T = 0.42$, $\alpha = 12^\circ$ et $Re_c = 3.0 \times 10^5$. La vérification de la compatibilité essais/calculs a montré que la fermeture a un effet négligeable sur le développement de la couche limite incidente, la couche limite de l'aile et sur le gradient de pression à mi-envergure. Ce résultat était attendu étant donné que la fermeture QCR a été développée pour prendre en compte l'anisotropie des écoulements de coin, ce qui ne doit pas altérer un écoulement de plaque plane.

Dans un deuxième temps, l'étude de la topologie des écoulements a montré que les calculs basés sur la fermeture de Boussinesq produisent un décollement de coin important non physique. Au contraire, les calculs basés sur la fermeture QCR ont prédit un décollement de coin confiné au bord de fuite avec un développement privilégié sur l'aile, comme observé en essais. Sur ce point, il a été montré que le calcul ZDES était moins précis que les calculs RANS. Cela semble pouvoir s'expliquer par le développement excessif du tourbillon secondaire de seconde espèce le long de l'aile relevé dans ce calcul.

En outre, l'étude de la formation du tourbillon en fer à cheval a ensuite confirmé que la génération de ce tourbillon dépend fortement du modèle employé. Cela se traduit aussi par de grandes disparités dans l'écoulement observé sur le plancher et convecté le long de l'aile. La comparaison avec les essais a permis de montrer que les calculs RANS ne reproduisaient pas suffisamment l'influence du tourbillon en fer à cheval sur l'écoulement du plancher. Au contraire, il s'est avéré que le calcul ZDES produisait un champ de vitesse très proche de celui observé en essais. L'avantage de l'approche de type LES sur l'approche RANS est aussi couramment observé dans la littérature en ce qui concerne le développement du tourbillon en fer à cheval [110, 141].

Dans un troisième temps, les causes de l'échec des calculs basés sur la fermeture de Boussinesq ont été analysées autour de deux axes :

- L'intensité du tourbillon de coin. La comparaison entre des calculs basés sur la fermeture de Boussinesq et des calculs basés sur la fermeture QCR a confirmé que les niveaux de vorticité de tourbillon de coin étaient plus élevés avec la fermeture QCR. Cela aurait donc tendance à confirmer que ce tourbillon est le phénomène principal qui prévient l'apparition d'un décollement de coin massif. Cela serait aussi le cas dans le calcul ZDES bien que cela soit plus difficile à affirmer étant donné que ce calcul produit un tourbillon secondaire de seconde espèce aussi intense que le tourbillon de coin. Ce tourbillon pourrait aussi réduire le développement du décollement de coin le long de l'aile.
- La reconstruction des tensions turbulentes. La reconstruction du tenseur de Reynolds à partir de la fermeture de Boussinesq et de la fermeture QCR a montré que les termes $\langle v'w' \rangle$, $\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle$, $\langle u'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle$ et $\langle v'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle$ étaient significativement modifiés par le choix de la fermeture. Une amélioration notable a été relevée dans le coin pour la fermeture QCR et le calcul ZDES. Par ailleurs, il est apparu que le calcul ZDES produisait des résultats qualitativement supérieurs à ceux de la fermeture QCR mais qu'il prédisait des niveaux trop élevés, en particulier en ce qui concerne les

écarts entre les tensions normales dans le coin. Néanmoins, à l'aide de la fermeture QCR et du calcul ZDES, il a alors été possible de montrer que le développement du tourbillon de coin le long de l'aile et en l'occurrence à mi-corde est bien corrélé avec la présence des tensions normales. Comme l'a montré l'étude bibliographique, la contribution de l'anisotropie à la production de vorticité par l'agitation turbulente est non négligeable. Cette corrélation est donc cohérente et la fermeture QCR et le calcul ZDES sont donc capables de la reproduire correctement.

Dans un quatrième temps, une étude paramétrique a été menée à l'aide du modèle SA-QCR et des données expérimentales afin de déterminer le champ d'application du modèle SA combiné à la fermeture QCR. Le critère retenu pour vérifier la fiabilité de ce modèle a été la prévision du tourbillon de coin.

Pour un angle d'incidence relativement faible ($\alpha = 6^\circ$), les calculs SA-QCR ont généré des tourbillons de coin trop étendus et avec des niveaux de vorticité trop élevés. L'accord est correct pour des angles d'incidences plus grands ($\alpha = 12^\circ$ et $\alpha = 14^\circ$) mais cela dépend néanmoins de l'épaisseur de la couche limite incidente. Lorsque la couche limite est épaisse ($\delta_0/T = 0.68$), les calculs SA-QCR surestiment de nouveau les niveaux de vorticité. Enfin, les calculs SA-QCR reproduisent de façon peu satisfaisante l'effet Reynolds. Ils prédisent bien l'augmentation des niveaux de vorticité mais non la réduction de la taille du tourbillon de coin.

Conclusion

L'étude effectuée au cours de la présente thèse a consisté à approfondir la connaissance des écoulements de jonction sur les avions caractérisés par la présence d'un décollement de coin. La démarche adoptée au cours de ce travail s'est organisée autour de deux thématiques complémentaires : les propriétés physiques et les méthodes de prévision des écoulements de jonction.

Synthèse

L'analyse physique des écoulements de jonction s'est déroulée en deux temps. Tout d'abord, l'étude des nombreux travaux expérimentaux et numériques existant dans la littérature a fourni une base à la compréhension des phénomènes générés par ce type d'écoulement. Quatre phénomènes spécifiques ont été mis en exergue : le tourbillon en fer à cheval, le tourbillon de coin, les tourbillons induits par l'agitation turbulente et le décollement de coin. Cependant, l'étude bibliographique a montré que le tourbillon en fer à cheval est le seul phénomène à avoir fait l'objet de nombreuses études. Il y a peu d'éléments sur la nature des interactions qu'il peut exister entre les différents tourbillons et le décollement de coin.

Par la suite, un cas d'étude spécifique caractérisé par un décollement de coin modéré confiné au bord de fuite a été défini pour permettre l'utilisation conjointe de la base de données expérimentale disponible à l'ONERA [45] et de la méthode numérique avancée ZDES. Cette méthode multi-résolutions développée par l'ONERA a permis de simuler l'écoulement autour d'une jonction réaliste constituée d'une aile de section NACA0015 vrillée de 15° selon une loi linéaire posée sur une plaque plane à $Re_c = 3 \times 10^5$ et $\alpha = 12^\circ$ pour un rapport entre l'épaisseur de couche limite incidente (définie en $x/c = -0.175$ et $z/c = -0.350$) et l'épaisseur du profil de $\delta/T = 0.42$. La combinaison des modes 0 (RANS) et 3 (WRLES) a ainsi permis de limiter le nombre total de points à 230 millions.

Tout d'abord, la compatibilité essais/simulation a été vérifiée avec les analyses de la couche limite incidente, du gradient de pression, de la couche limite de l'aile et des structures tourbillonnaires typiques des écoulements de jonction. Cela a aussi validé le bon fonctionnement de la ZDES mode 3 en WRLES et mis en exergue quelques imperfections dues à une densité de maillage trop faible mais qui ne sont pas significatives. Ensuite, l'étude de ce cas s'est appuyée sur un cheminement en trois étapes avec l'analyse de la formation du tourbillon en fer à cheval,

la description du développement de l'écoulement jusqu'à mi-corde et la description du décollement de coin. Du point de vue de l'écoulement moyen, les observations suivantes ont été faites :

- En plus du tourbillon en fer à cheval et du tourbillon de coin généralement recensés dans la littérature, un tourbillon secondaire de seconde espèce a été mis en évidence en essais et dans la simulation ZDES. Ce tourbillon est généré le long de l'aile et son sens de rotation est celui du tourbillon en fer à cheval. En essais, les niveaux de vorticités associés à ce tourbillon sont relativement faibles par rapport à ceux du tourbillon en fer à cheval. Dans la simulation ZDES, les niveaux de vorticités du tourbillon secondaire de seconde espèce sont comparables à ceux du tourbillon en fer à cheval. Cela modifie la formation du décollement de coin. En essais, le décollement de coin est caractérisé par un allongement prépondérant le long de l'aile. Cette topologie particulière est peut-être provoquée par le tourbillon de coin qui prévient probablement la formation d'un décollement massif mais qui épaisse localement la couche limite de l'aile, ce qui favorise l'apparition d'un décollement sur l'aile. Dans la simulation ZDES, cet effet peut aussi être observé mais il est beaucoup moins prononcé. Sous l'effet du tourbillon secondaire de seconde espèce, le décollement de coin est beaucoup plus limité.
- En essais comme dans la simulation, le décollement de coin est trop restreint pour influencer le champ de vitesse moyen.
- En revanche, le décollement de coin modifie significativement le champ turbulent et on observe en essais comme en calculs une augmentation considérable du niveau des tensions. Cependant, étant donné que les décollements de coin relevés ne sont pas exactement les mêmes, il peut y avoir des écarts non négligeables sur l'amplitude des variations.

Du point de vue de la dynamique, les éléments suivants ont été relevés :

- Le comportement du tourbillon en fer à cheval est en accord avec les descriptions données dans l'étude bibliographique. Ce tourbillon a un comportement bimodal caractérisé par une transition progressive mais irrégulière entre les deux modes privilégiés. Ce mouvement se manifeste sous la forme de fluctuations larges bande de la vitesse longitudinale. Au bord d'attaque, à mi-corde et au bord de fuite, les nombres de Strouhal St_δ de ces modes balayaient respectivement les intervalles $[0.07, 0.17]$, $[0.04, 0.15]$ et $[0.09, 0.15]$ dans la simulation ZDES. En essais, la région du bord d'attaque n'a pas été explorée. Les intervalles des nombres de Strouhal du comportement bimodal du tourbillon en fer à cheval à mi-corde et au bord de fuite sont respectivement $[0.08, 0.15]$ et $[0.06, 0.14]$.
- Aucune dynamique particulière n'a pu être recensée pour le tourbillon de coin. Cependant, l'étude spectrale montre que le contenu fréquentiel du comportement instationnaire de ce tourbillon recouvre les nombres de Strouhal $[0.1, 0.13]$. Cela suggère peut être une parenté avec le contenu fréquentiel du comportement bimodal du tourbillon en fer à cheval.
- Le décollement de coin est caractérisé par un comportement bimodal qui balaye l'intervalle $[0.07, 0.11]$ en essais et $[0.06, 0.14]$ dans la simulation ZDES. L'étude des spectres de cohérence a montré que ce comportement est hérité de celui du tourbillon en fer à cheval au bord d'attaque et qu'il est aussi corrélé à la dynamique de l'écoulement convecté.

La simulation ZDES a ainsi permis d'étudier la dynamique des principaux phénomènes caractérisant l'écoulement de jonction. L'examen des résultats a toutefois montré que la résolution du maillage était localement perfectible dans le cadre d'une simulation de type WRLES.

L'écoulement produit dans le cas principal a aussi été utilisé pour étudier la fiabilité des

modèles RANS standards et avancés, respectivement basés sur la fermeture de Boussinesq et la fermeture QCR de Spalart [126]. Les modèles RANS standards prévoient tous l'apparition d'un décollement de coin non réaliste alors que les modèles RANS avancés produisent un décollement de coin confiné conforme aux observations expérimentales. Cette différence est à attribuer au fort niveau d'anisotropie dans le coin que les modèles RANS basés sur l'hypothèse de Boussinesq ne sont pas capables de reproduire par construction. En l'absence d'anisotropie, la production de vorticité par agitation turbulente est fortement diminuée et le tourbillon de coin produit n'est pas suffisamment intense pour empêcher l'apparition d'un décollement de coin massif.

Toutefois, l'étude de sensibilité a montré que les calculs réalisés avec le modèle SA-QCR ont tendance à générer des tourbillons de coin avec des niveaux de vorticité plus élevés qu'en essais. D'un côté, cela peut être lié au tourbillon en fer à cheval qui est reproduit de manière approximative par les calculs RANS. De l'autre, cela peut indiquer que la fermeture QCR n'est pas suffisamment précise pour générer les bons niveaux de vorticité. En particulier, il ressort de l'étude du champ turbulent que les tensions secondaires $\langle v'w' \rangle$, en partie responsables de la production de vorticité par agitation turbulente, ont tendance à être sur-estimées par la fermeture QCR.

Ce travail de thèse laisse donc entrevoir de nombreuses perspectives, tant du point de vue de l'aérodynamique que du point de vue de la modélisation des écoulements.

Perspectives

Comme il a été mentionné, l'apparition du décollement de coin est principalement influencée par la présence du tourbillon de coin. Les niveaux de vorticité de ce tourbillon sont augmentés par la production de vorticité par agitation turbulente qui dépend des niveaux d'anisotropie de l'écoulement de coin. Pour expliciter les conditions favorables à l'émergence du décollement de coin, il conviendrait d'étudier les conditions défavorables à l'anisotropie de l'écoulement de coin. A titre d'exemple, l'anisotropie pourrait être liée à la topologie de l'aile ou au rapport entre l'épaisseur de la couche limite de l'aile et de la couche limite du plancher. Comme le montrent Kornilov et al. [75], ces paramètres modifient la génération des écoulements secondaires.

Néanmoins, il faut rappeler que le tourbillon de coin est aussi responsable de l'apparition d'un décollement localisé sur l'aile. Il pourrait donc être aussi souhaitable de limiter les niveaux de vorticité de ce tourbillon.

De la même manière, les rôles du tourbillon en fer à cheval et du tourbillon secondaire de seconde espèce doivent être précisés. En particulier, comme cela a été montré avec la simulation ZDES, le tourbillon secondaire de seconde espèce peut significativement altérer le développement de l'écoulement de coin.

En outre, le décollement de coin étudié au cours de cette thèse est confiné et son effet sur les champs moyens de vitesse ne peut pas être observé. Il serait donc intéressant d'utiliser un autre cas de la base de données expérimentales de l'ONERA présentant un décollement massif.

Du point de vue numérique, il est nécessaire de poursuivre l'évaluation de la fermeture QCR. Certaines limites ont été mises en avant avec le modèle SA. Cela pourrait peut-être être corrigé en changeant de modèle de turbulence mais il est aussi probable qu'il soit nécessaire d'améliorer la fermeture QCR comme cela est envisagé avec la nouvelle version proposée par Mani et al. [89]. D'autres fermetures comme les fermetures EARSM et DRSM pourraient aussi

être employées mais il faut progresser sur l'utilisation de ces modèles qui ne sont pas encore suffisamment robustes sur des cas complexes.

Cependant, il est peu probable que des calculs de type RANS soient en mesure de reproduire le comportement instationnaire des écoulements de jonction et pour cela des méthodes numériques plus réalistes sont nécessaires. Ces méthodes pouvant être coûteuses, les approches hybrides RANS/LES comme la ZDES semblent plus adaptées comme l'a montrée la simulation réalisée dans la présente étude. La présente étude a montré que la ZDES était capable de reproduire avec fidélité le décollement de coin produit par un écoulement de jonction mais plusieurs axes d'amélioration peuvent être étudiés. D'une part, la mise en place de ce type de simulation sur des géométries complexes n'est pas encore routinière. D'autre part, bien que des simulations de type WRLES soient dans les limites des possibilités numériques actuelles des supercalculateurs, il importe de revenir à un coût plus raisonnable pour les industriels et cela pourrait être rendu possible par l'utilisation de la WMLES. En fixant la position de l'interface, l'utilisation du mode 3 de la ZDES permet également ce type de simulation. Cette approche est particulièrement intéressante pour diminuer significativement le nombre total de points [24]. Si cette approche s'est déjà montrée efficace pour la simulation d'une turbulence pariétale, son utilisation dans le cadre d'écoulements de coin reste à évaluer.

Effet de confinement

La soufflerie F2, schématisée sur la figure A.1, est décrite en détail dans [3, 4]. C'est une soufflerie atmosphérique basse vitesse à très faible taux de turbulence (0.05%) et à veine guidée de section rectangulaire de hauteur 1.80 m, de largeur 1.40 m et de longueur 5 m. La température est contrôlée à 1°C par un refroidissement à eau, la pression statique dans la veine est sensiblement égale à la pression atmosphérique et un ventilateur à 12 pales et d'une puissance de 680 kW assure une vitesse jusqu'à 100 m/s. La veine est aussi équipée de deux vitres latérales permettant la visualisation de l'écoulement en temps réel et les mesures optiques.

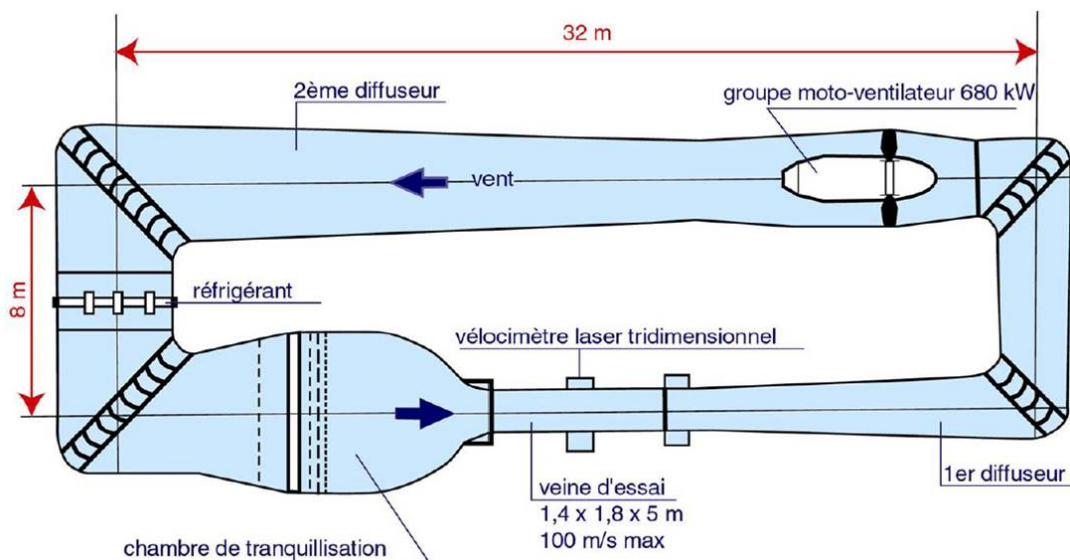


FIGURE A.1 – Schéma du circuit de la soufflerie F2. *Tiré de Deluc [28].*

La taille de la veine d'essai étant trop réduite, cela produit un effet de confinement et comme le montre la figure A.2(b), les coefficients de pression mesurés à mi-envergure dans les calculs SA-QCR pour $\alpha = 12^\circ$, 13° et 14° ne concordent pas avec les données brutes mesurées en essais pour $\alpha = 11.9^\circ$. De la même manière, les coefficients de pression mesurés dans le calcul SA-QCR avec $\alpha = 12^\circ$ ne recouvrent pas les valeurs relevées en essais pour $\alpha = 11.5^\circ$, 11.9° et 12.3° .

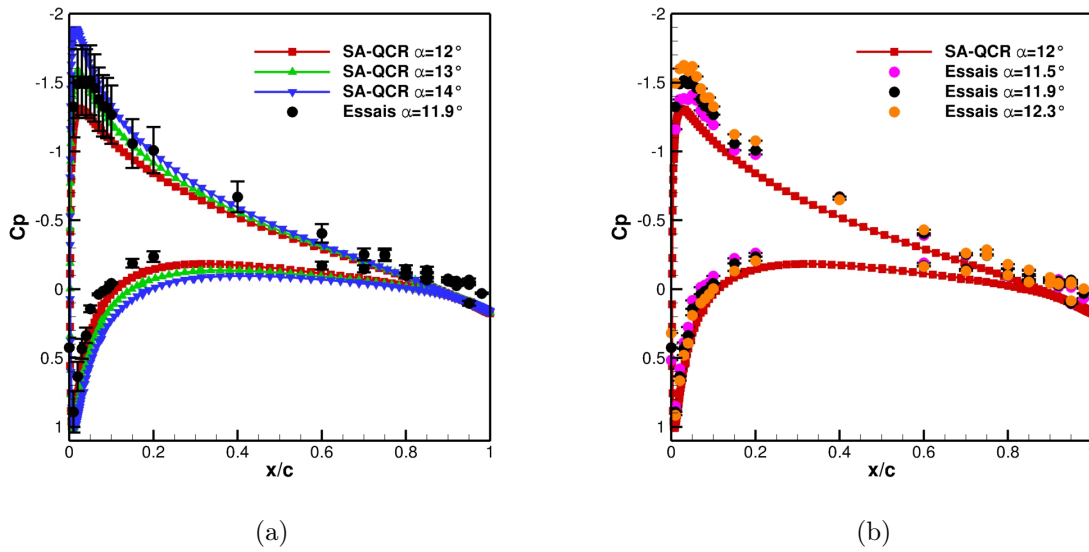


FIGURE A.2 – Coefficients de pression relevés à mi-envergure en essais et dans les calculs SA-QCR.

Pour prendre en compte l'effet du confinement, la pression statique et la pression dynamique de référence dans la veine doivent être recalculées. Pour ce faire, on peut appliquer la relation de Bernoulli valable pour un fluide parfait incompressible et irrotationnel, à savoir $P_\infty \text{ veine} + Q_\infty \text{ veine} = P_\infty \text{ chambre} + Q_\infty \text{ chambre}$. Il faut ensuite adapter les valeurs des nouvelles conditions jusqu'à retrouver les coefficients de pression produits par le calcul SA-QCR. Ce calcul peut servir de référence étant donné que le modèle SA est capable de prédire correctement le champ de pression généré par une aile. Finalement, la correction appliquée est de $+10 \text{ Pa}$ sur $Q_\infty \text{ chambre} = 130.3 \text{ Pa}$ et par conséquent de -10 Pa sur $P_\infty \text{ chambre} = 98671.3 \text{ Pa}$. Les coefficients de pression des essais calculés avec les valeurs corrigées concordent alors beaucoup mieux avec ceux du calcul SA-QCR (figure A.3).

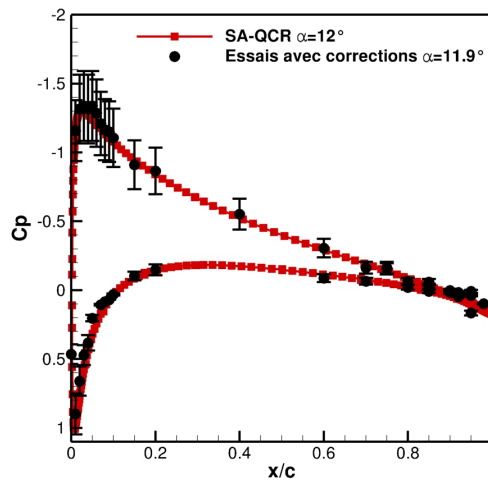


FIGURE A.3 – Coefficients de pression relevés à mi-envergure en essais après modification des conditions de référence pour tenir compte de l'effet de confinement.

Cette correction représente une modification de 7.7% sur la pression dynamique de référence,

ce qui représente une variation de 4% sur la vitesse de référence. Etant donné l'incertitude expérimentale sur la vitesse de référence ($\approx 2\%$), cet effet n'est pas significatif.

Convergence en maillage des calculs RANS

Cette annexe vise à présenter la démarche de convergence en maillage mise en oeuvre afin de s'assurer que les simulations RANS présentées dans ce mémoire ne sont pas entachées d'incertitudes liées à la discrétisation spatiale. Deux lieux de l'écoulements sont considérés : les couches limites et le coin.

B.1 Convergence en maillage des couches limites

B.1.1 Description de la convergence en maillage des couches limites

Quatre niveaux de raffinement ont été retenus pour discrétiser les couches limites de l'aile et du plancher qui correspondent à 30, 60, 80 et 100 points en épaisseur, la première cellule étant placée à une unité de paroi des surfaces solides. Le nombre de points dans le maillage complet est particulièrement important comme le montre le tableau B.1, et l'on remarque notamment que l'ajout de 20 points dans les couches limites implique une augmentation de 5×10^6 de points, ce qui n'est pas négligeable.

Discrétisation en épaisseur des couches limites	30 points	60 points	80 points	100 points
Nombre total de points dans le maillage	25×10^6	33×10^6	38×10^6	43×10^6

TABLE B.1 – Influence de la discrétisation des couches limites sur le nombre total de points dans le maillage.

L'écoulement simulé est un écoulement sans décollement défini par $\alpha = 0^\circ$, $\delta_0/T = 0.15$ et $Re_c = 3.0 \times 10^5$. Le modèle de turbulence retenu pour cette étude est le modèle SA¹ et les paramètres des calculs sont ceux donnés dans le chapitre II.

1. Une étude semblable a été menée avec le modèle SA-QCR en comparant les résultats obtenus pour les maillages avec 30 points et 80 points. Aucun effet supplémentaire par rapport à la présente étude n'a été relevé et c'est pourquoi cette étude est la seule à être décrite.

B.1.2 Influence sur l'écoulement hors du coin

La figure B.1 montre les profils de couches limites relevés en amont de l'aile et sur l'aile à mi-corde dans le plan P1 le long de la ligne $y/c = 0.3$, ainsi que le coefficient de pression relevé à mi-envergure, et le tableau B.2 détaille les principales caractéristiques des couches limites.

Les profils sont très proches mais le déraffinement s'accompagne d'un épaissement qui est peut-être dû à l'augmentation de la diffusion numérique. Néanmoins, à l'exception du cas avec 30 points, cet épaissement est limité et l'écart n'excède pas 3% par rapport au cas avec 100 points. Le constat est le même pour l'épaisseur de déplacement, l'épaisseur de quantité de mouvement et le facteur de forme.

Par ailleurs, le nombre de points dans les couches limites a peu d'effet sur le gradient de pression et l'on retrouve bien les mêmes valeurs au pic de survitesse. Toutefois, des disparités peuvent être observées au bord de fuite avec les cas avec 30 et 60 points qui ne reproduisent pas la tendance observée pour les cas avec 80 et 100 points.

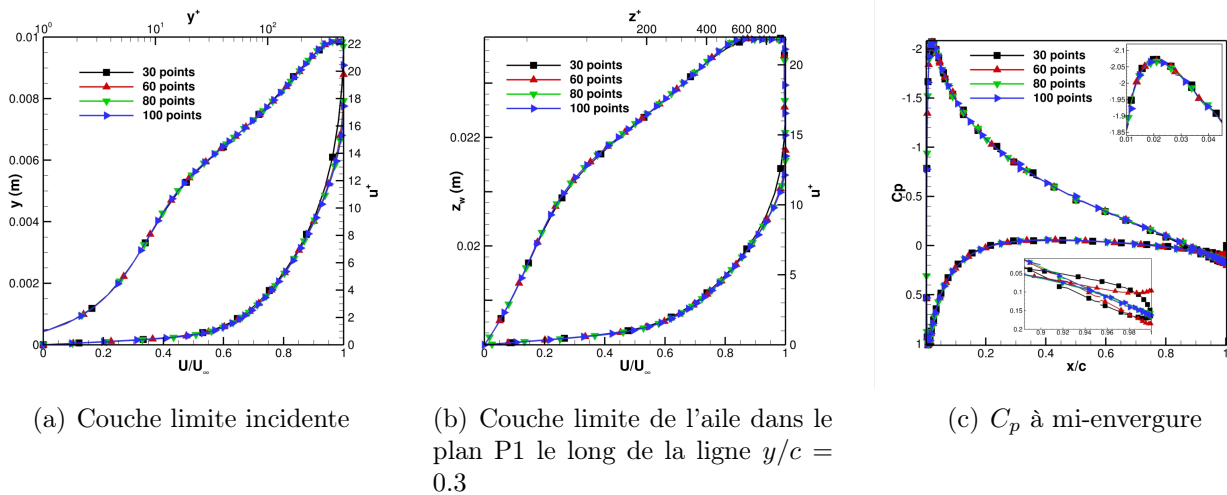


FIGURE B.1 – Effet du nombre de points dans les couches limites sur la couche limite incidente, la couche limite de l'aile et le gradient de pression à mi-envergure.

Nombre de points	Couche limite incidente				Couche limite de l'aile dans le plan P1 en $y/c = 0.3$			
	30	60	80	100	30	60	80	100
δ_0 (mm)	8.0	6.9	6.8	6.7	21.7	21.2	21.2	21.1
δ^* (mm)	1.28	1.22	1.21	1.20	0.69	0.66	0.66	0.66
θ (mm)	0.86	0.81	0.80	0.80	0.42	0.40	0.39	0.39
H_i	1.49	1.51	1.51	1.51	1.64	1.65	1.69	1.69

TABLE B.2 – Caractéristiques de la couche limite incidente et de la couche limite de l'aile en fonction du nombre de points retenus dans les couches limites.

B.1.3 Influence sur l'écoulement de coin

La figure B.2 montre les lignes de frottement ainsi que la vitesse longitudinale adimensionnée dans les plans P1 et P3 pour les cas avec 30 et 100 points. D'après cette figure, il semble

que le nombre de points ait peu d'influence sur l'écoulement de coin. L'écoulement est attaché dans les deux cas et la convection du tourbillon en fer à cheval, associée à un excès de déficit de vitesse sur la plaque plane, semble être la même dans les deux cas.

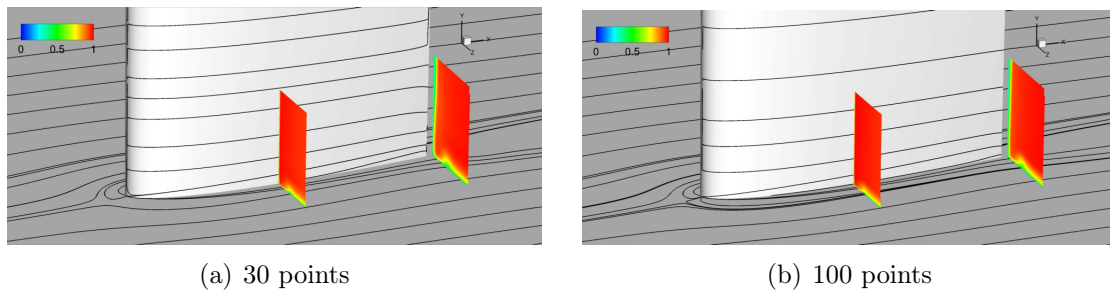


FIGURE B.2 – Influence du nombre de points en épaisseur dans les couches limites sur l'écoulement de coin illustrée avec les lignes de frottement et les iso-contours de U/U_∞ .

Lorsque l'on regarde la vorticité longitudinale dans le plan P3 (figure B.3), des disparités apparaissent en fonction du nombre de points considéré.

Dans le cas avec 30 points, le tourbillon de coin n'est pas correctement reproduit et le tourbillon en fer à cheval est aussi sensiblement différent.

Dans le cas avec 60 points, le tourbillon de coin et le tourbillon en fer à cheval sont conformes aux cas avec 100 points mais on peut observer un déficit de vorticité pour le tourbillon de coin probablement dû à l'augmentation de la diffusion numérique.

Pour comparer plus précisément les écarts entre les différents cas, on peut utiliser les données relevées le long de la ligne $y/c = 0.11$ (figure B.3(e)). L'erreur commise avec le cas avec 30 points est confirmée ainsi que le manque de précision constatée pour le cas avec 60 points qui peut aussi être observé pour le cas avec 80 points. Toutefois, le cas avec 80 points semble être en mesure de localiser correctement la position du pic de vorticité relevé en $z_w/c \approx 0.0022$ dans le cas avec 100 points.

B.1.4 Synthèse sur la convergence en maillage des couches limites

L'étude concernant le raffinement de maillage en épaisseur des couches limites a permis de mettre en avant trois éléments :

- L'augmentation du nombre de points dans les couches limites a un coût non négligeable sur le nombre total de points dans le maillage. Il faut donc veiller à trouver un nombre de points optimal.
- Le déraffinement des couches limites modifie les grandeurs caractéristiques de la couche limite incidente et de la couche limite de l'aile mais à l'exception du cas avec 30 points, ces modifications sont mineures.
- Dans le cas du gradient de pression et de l'écoulement de coin, le nombre de points dans les couches limites a une influence limitée. Toutefois, l'étude plus précise de la vorticité démontre des erreurs quantitatives pour les cas avec 30 points et 60 points.

En conclusion, il ressort de cette étude que la convergence de l'écoulement est obtenue à partir de 80 points en épaisseur dans les couches limites. Dans la mesure où le nombre total de points dans le maillage doit être limité, c'est donc ce cas qui est retenu.

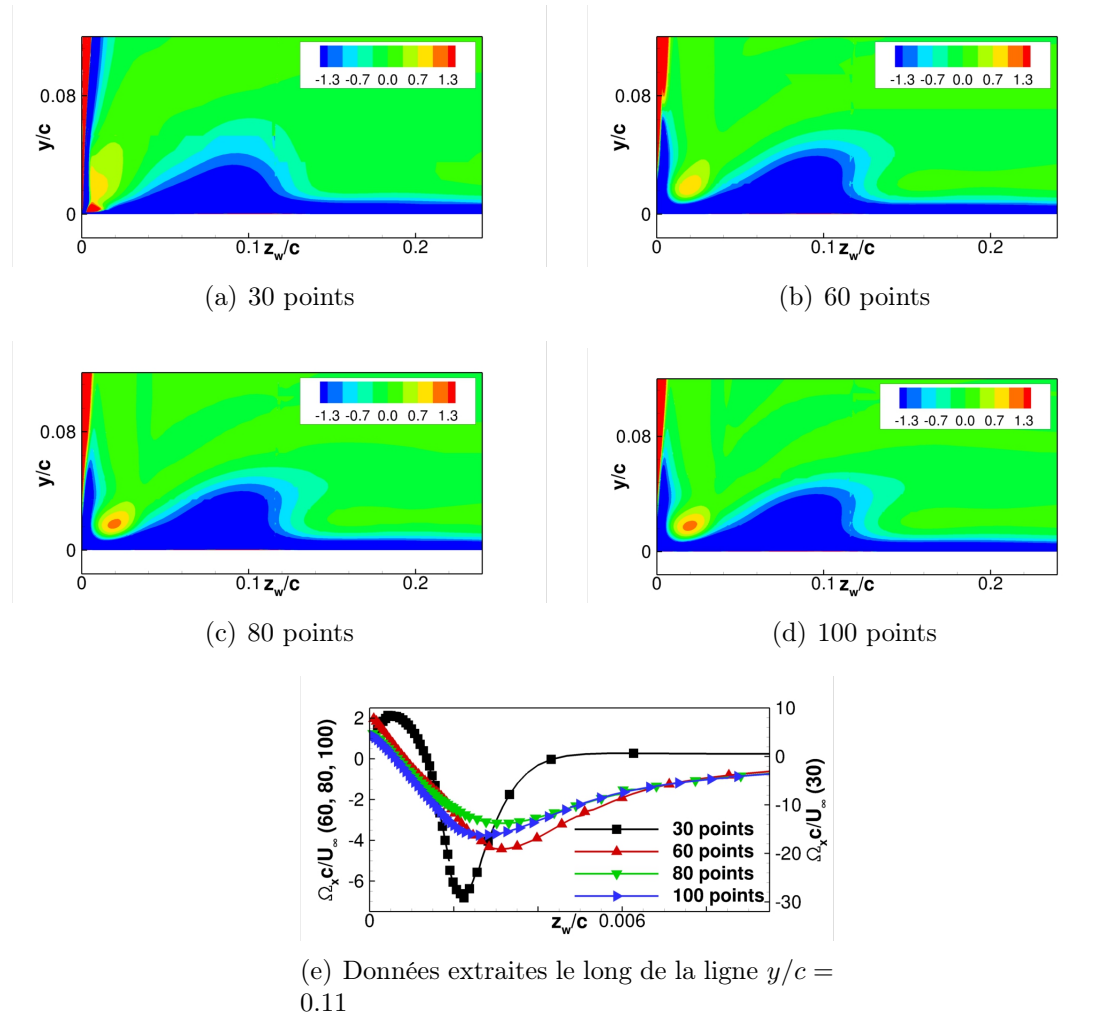


FIGURE B.3 – Influence du nombre de points en épaisseur dans les couches limites sur les iso-contours de $\Omega_x c / U_\infty$ dans le plan P3.

B.2 Convergence en maillage dans la région du coin

B.2.1 Description de la convergence en maillage de l'écoulement de coin

Le raffinement en maillage de l'écoulement de coin consiste à raffiner le volume de l'écoulement localisé en dehors des couches limites. Pour ce faire, on peut choisir de diviser ou de multiplier par deux le nombre de points utilisés le long des axes indiqués sur la figure B.4.

Quatre maillages sont retenus, dénommés maillages très grossier, grossier, intermédiaire et raffiné, illustrés sur la figure B.5, et le nombre de points dédié à la région de raffinement ainsi que le nombre total de points dans le maillage sont donnés dans le tableau B.3. Le dédoublement du nombre de points augmente d'un facteur 8 le nombre de points dans la région du raffinement et l'impact sur le nombre total de points augmente avec le niveau de raffinement. On constate que la stratégie de maillage retenue, à savoir structurée avec des domaines coïncidents, implique un écart important entre le nombre de points dédié à l'écoulement de coin et le nombre total de points. Ceci s'explique par la propagation des points situés dans le coin dans tous le reste du domaine. Il faut donc veiller à choisir le nombre de points dans la région de raffinement de manière optimale.

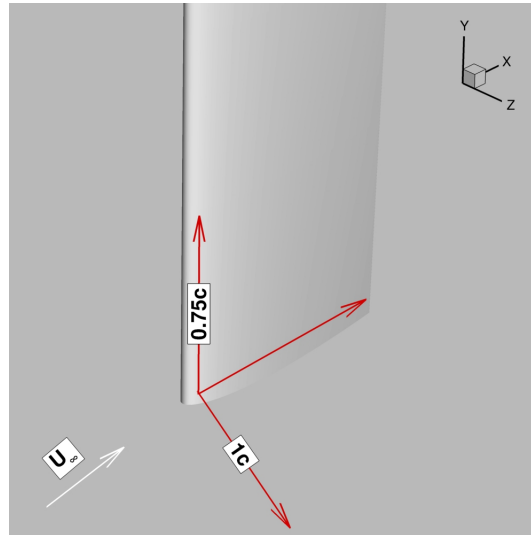


FIGURE B.4 – Région de raffinement du maillage.

Maillage	Très grossier	Grossier	Intermédiaire	Raffiné
Nombre de points dans le coin	6.3×10^3	6.0×10^4	5.0×10^5	4.0×10^6
Nombre de points total	19×10^6	27×10^6	41×10^6	89×10^6

TABLE B.3 – Influence du nombre de points dans le coin sur le nombre total de points dans le maillage.

L'écoulement simulé est un écoulement décollé défini par $\alpha = 12^\circ$, $\delta/T = 0.43$ et $Re_c = 3.0 \times 10^5$. Le modèle de turbulence retenu pour cette étude est le modèle SA-QCR et les paramètres des calculs sont ceux donnés dans le chapitre II.

B.2.2 Cohérence des calculs

La figure B.6 montre les profils de couches limites relevés en amont de l'aile et sur l'aile à mi-corde dans le plan P1 le long de la ligne $y/c = 0.3$, ainsi que le coefficient de pression relevé à mi-envergure, et le tableau B.4 détaille les principales caractéristiques des couches limites.

Les profils de la couche limite incidente sont très proches mais le déraffinement s'accompagne d'un amincissement qui atteint 3.6% dans le cas très grossier. Cet effet est amplifié pour les profils de la couche limite de l'aile et dans le cas grossier, l'écart sur δ_0 est de 5.1%. Cela est probablement dû aux déraffinements longitudinal et transversal qui doivent modifier le développement des couches limites.

En revanche, on note un très bon accord pour le coefficient de pression qui est seulement modifié dans le cas très grossier avec une variation sur le pic de survitesse de 1.3%.

B.2.3 Influence sur l'écoulement de coin

La figure B.7 montre les régions avec des zones de frottements longitudinaux négatifs (en noir) ainsi que la vitesse longitudinale adimensionnée dans les plans P1 et P3 pour les quatre maillages. L'effet du raffinement est visible à la fois sur le décollement de coin et sur la formation et la convection du tourbillon en fer à cheval. Le raffinement accroît la remontée du décollement sur l'aile le long de la corde ainsi que son étalement en envergure. Dans le cas du tourbillon en fer à cheval, il semblerait que deux zones de frottement négatif distinctes soient mises en évidence par le raffinement. Par ailleurs, ce tourbillon est de plus en plus diffusé avec le déraffinement et dans le cas très grossier, son influence sur la couche limite de la plaque plane

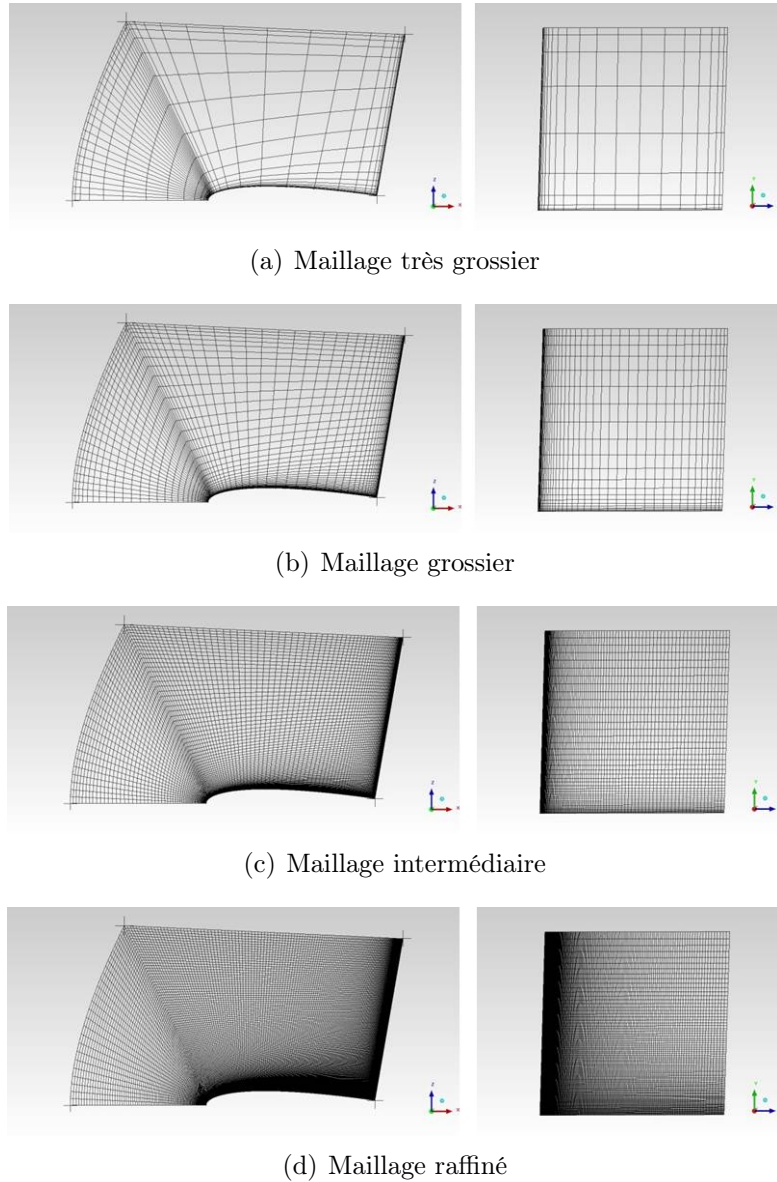


FIGURE B.5 – Visualisation des maillages retenus pour le coin. Le maillage des couches limites est exclu. A gauche : coupe selon les axes x et z . A droite : coupe selon les axes y et z .

Maillage	Couche limite incidente				Couche limite de l'aile dans le plan P1 le long de la ligne $y/c = 0.3$			
	Très grossier	Grossier	Intermédiaire	Raffiné	Très grossier	Grossier	Intermédiaire	Raffiné
δ_0 (mm)	18.8	18.9	19.1	19.5	7.46	6.2	5.9	5.9
δ^* (mm)	3.22	3.21	3.22	3.26	1.55	1.65	1.64	1.64
θ (mm)	2.27	2.27	2.28	2.30	0.93	0.99	0.99	0.98
H_i	1.42	1.41	1.41	1.42	1.67	1.67	1.66	1.67

TABLE B.4 – Caractéristiques de la couche limite incidente et de la couche limite de l'aile en fonction du nombre de points retenus pour le maillage du coin.

n'est plus visible.

Lorsque l'on regarde la vorticité longitudinale dans le plan P1 (figure B.8), on constate bien

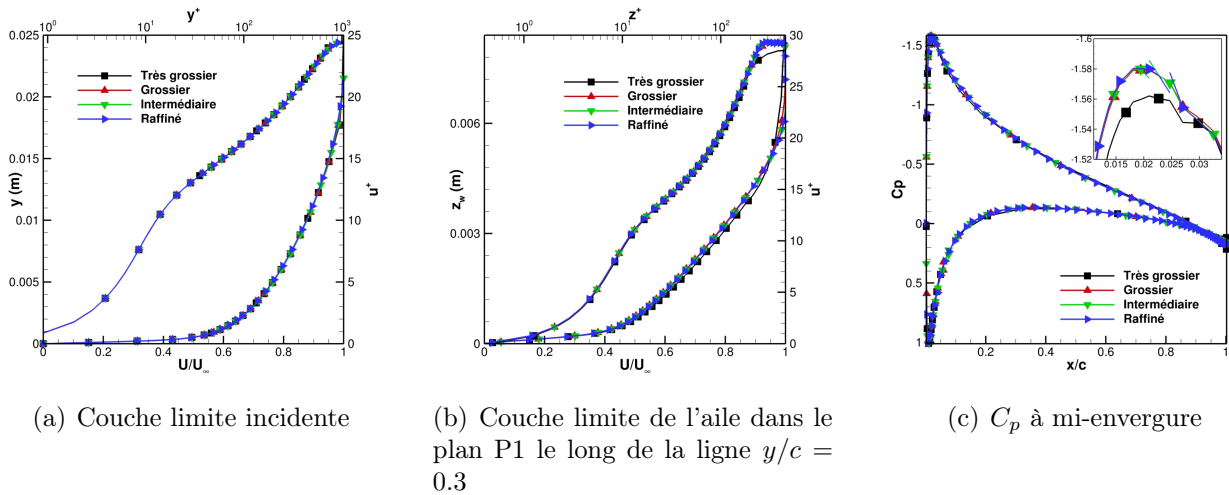


FIGURE B.6 – Effet du nombre de points dans le maillage du coin sur la couche limite incidente, la couche limite de l'aile et le gradient de pression à mi-envergure.

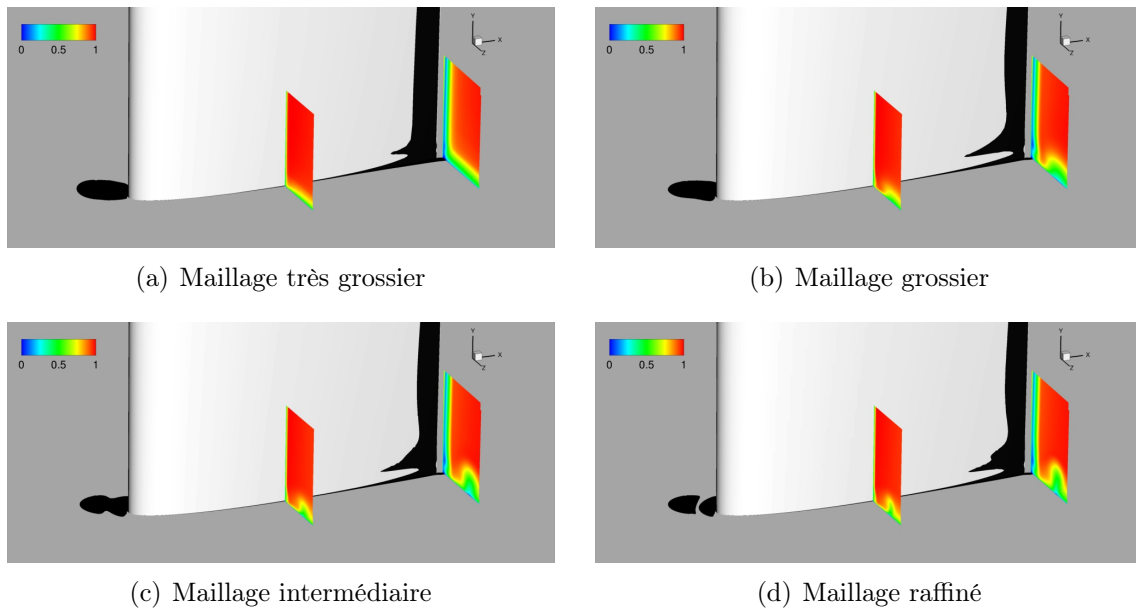


FIGURE B.7 – Influence du raffinement du maillage du coin sur l'écoulement de coin visualisé à l'aide des iso-contours de U/U_∞ et des valeurs négatives du frottement signalées en noir.

la diminution de l'intensité du tourbillon en fer à cheval avec le déaffinement et dans le cas très grossier, ce tourbillon a pratiquement disparu. Dans les trois autres cas, le tourbillon en fer à cheval ainsi qu'un tourbillon contrarotatif situé dans la couche limite de la plaque plane sont bien capturés mais des différences importantes sont à noter quant à leurs positions et à leurs niveaux de vorticité. En particulier, l'écart entre le cas intermédiaire et le cas raffiné est de 14% sur le pic de vorticité négative et supérieur à 50% sur le pic de vorticité positive.

Néanmoins, comme le montrent les données extraites le long de la ligne $y/c = 0.083$ (figure B.8(e)), on peut noter que la convergence de la région située entre le tourbillon de coin et le cœur du tourbillon en fer à cheval ($0.03 < z_w/c < 0.1$) est atteinte avec le cas intermédiaire.

Enfin, on relève un très bon accord entre les tourbillons de coin produits par les cas grossier, intermédiaire et raffiné, ce qui n'est pas observé avec le cas très grossier pour lequel la taille du tourbillon de coin et les niveaux de vorticité sont réduits.

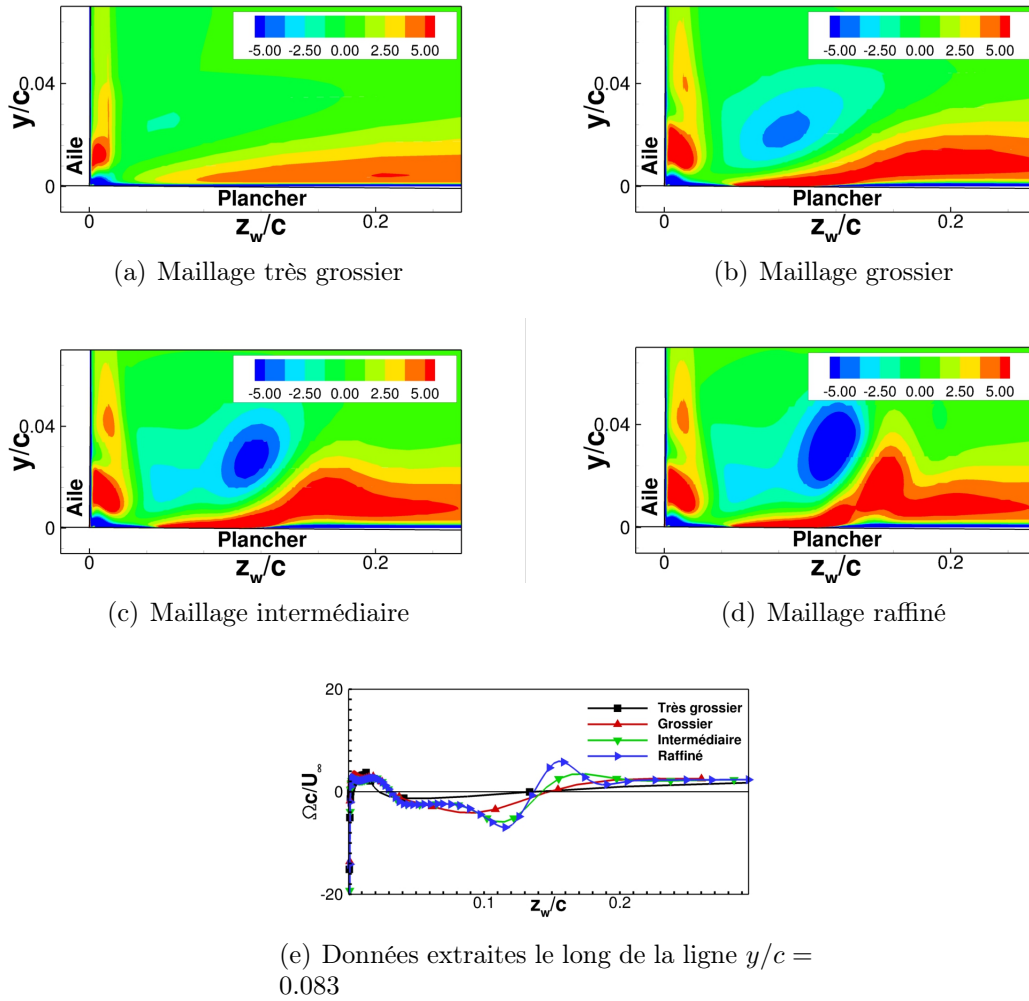


FIGURE B.8 – Influence du nombre de points dans le coin sur les iso-contours de $\Omega_x c / U_\infty$ dans le plan P3.

B.2.4 Synthèse sur la convergence en maillage du coin

L'étude concernant le raffinement de maillage du coin a permis de mettre en avant deux éléments :

- L'augmentation du nombre de points dans le coin a un coût non négligeable sur le nombre total de points dans le maillage. Il faut donc veiller à trouver un nombre de points optimal.
- Le déraffinement ne modifie pas foncièrement la topologie du décollement de coin mais des différences significatives sont à noter pour le tourbillon en fer à cheval et le tourbillon de coin. Dans le cas très grossier, la diffusion numérique dégrade fortement la conservation de ces tourbillons au cours de leur convection. Dans les autres cas, cet effet est pratiquement négligeable pour le tourbillon de coin mais il demeure important pour le tourbillon en fer à cheval, ce qui amène des différences non négligeables par rapport au cas raffiné. Toutefois, il apparaît que la convergence de la région définie par $z_w/c < 0.1$ est atteinte à partir du cas intermédiaire. Autrement dit, l'effet du tourbillon en fer à cheval sur l'écoulement de coin est bien reproduit avec ce dernier cas.

En conclusion, il ressort de cette étude que la convergence du tourbillon en fer à cheval pourrait être encore améliorée, mais que la convergence de l'écoulement d'intérêt, à savoir l'écoulement de coin, est obtenue à partir du cas intermédiaire. La présente étude peut donc s'appuyer sur ce maillage.

Densités de probabilités à mi-corde

L'étude de la dynamique de l'écoulement à mi-corde peut être distinguée en deux parties : l'étude du mouvement du tourbillon en fer à cheval et l'étude de l'écoulement de coin. Dans cette section, les PDF de la vitesse axiale relevée en essais à partir de la HS-PIV et des sondes utilisées dans la simulation ZDES dans ces deux régions d'intérêt sont détaillées.

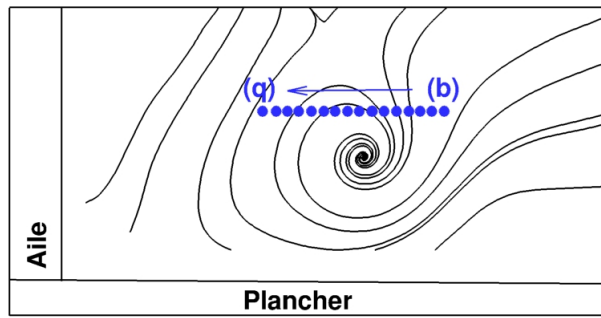
C.1 Comportement bimodal du tourbillon en fer à cheval

Les figures C.1, C.2, C.4, C.5, C.6, C.7, C.8, C.9, C.10, C.11 et C.12 montrent les PDF produites en essais et dans la simulation ZDES à partir du champ de vitesse axiale mesuré dans la région du tourbillon en fer à cheval.

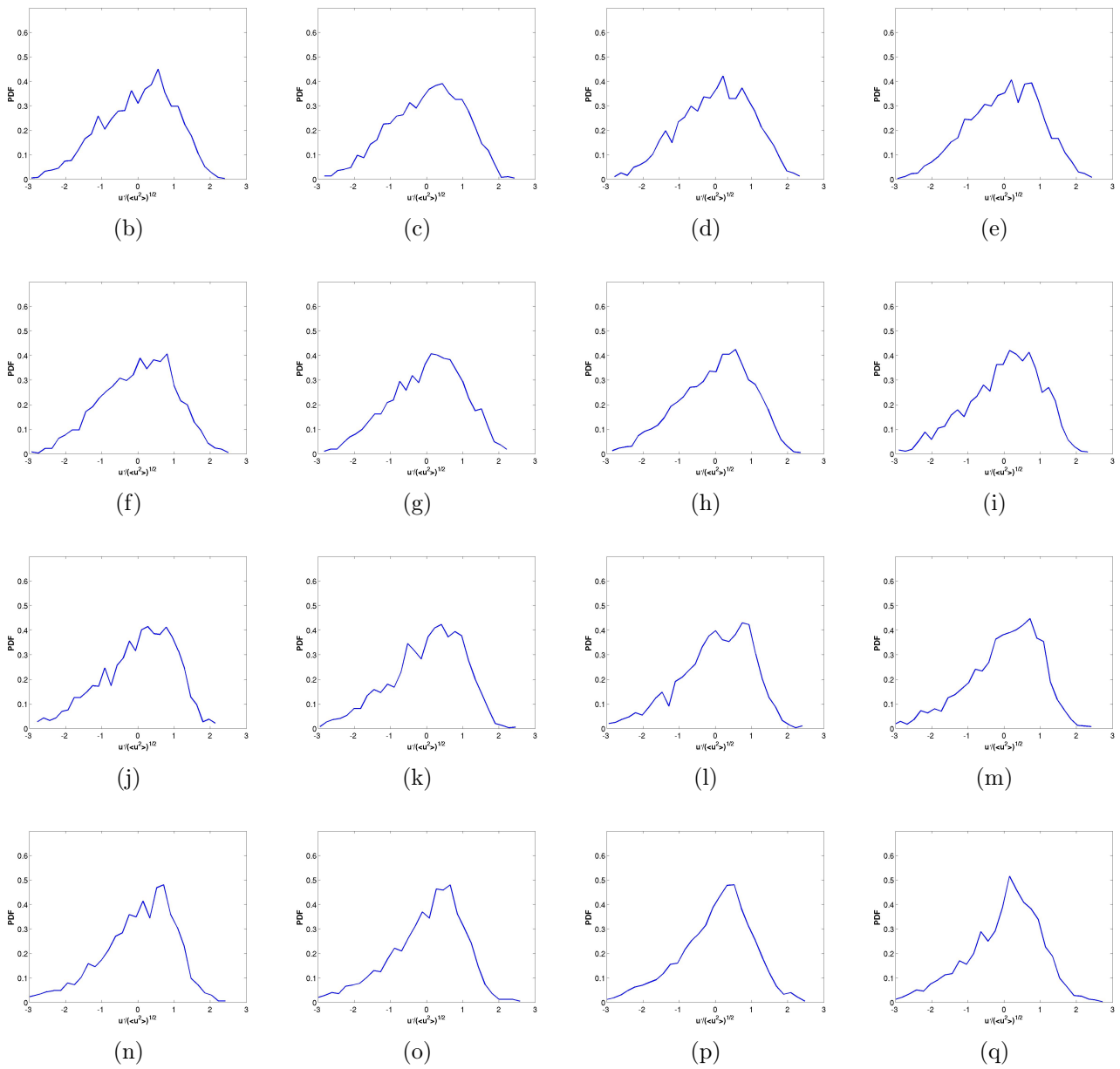
En essais, on peut relever 28 occurrences du comportement bimodal pour les PDF du champ de vitesse moyenne axiale (figures C.1(d), C.1(e), C.1(j), C.1(l), C.1(n), C.2(g), C.2(j), C.2(n), C.2(o), C.2(p), C.3(k), C.3(l), C.3(o), C.3(p), C.4(n), C.5(k), C.5(n), C.5(o), C.5(p), C.5(q), C.6(e), C.6(j), C.6(l), C.7(c), C.7(g), C.7(m), C.7(n) et C.7(q)) et 18 dans la simulation (figures C.8(c), C.8(d), C.8(e), C.8(f), C.13(i), C.9(c), C.9(d), C.9(n), C.10(l), C.10(n), C.10(p), C.11(g), C.11(k), C.11(o), C.12(g), C.12(h), C.12(l) et C.12(o)).

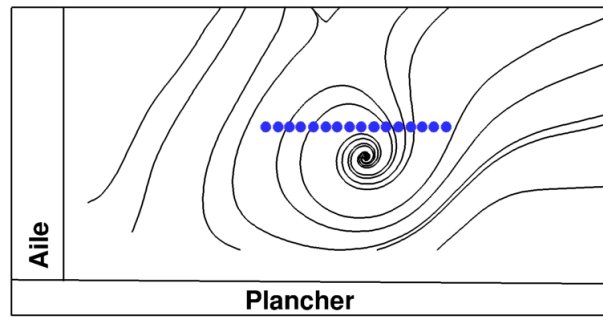
C.2 Comportement bimodal de l'écoulement de coin

Les figures C.13 et C.14 montrent les PDF produites avec 30 classes dans la simulation ZDES à partir du champ de vitesse axiale relevé dans l'écoulement de coin. Parmi les 28 capteurs utilisés pour sonder cette région, seuls 3 d'entre d'eux (figures C.13(d), C.13(h) et C.13(i)), situés toutefois en dehors du tourbillon de coin, montrent l'occurrence d'un comportement bimodal. Cela suggère donc que l'écoulement de coin n'est pas dominé par un mouvement bimodal.

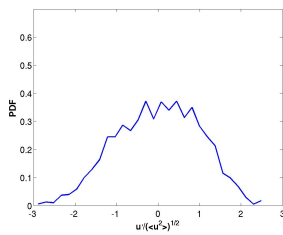


(a) Capteurs utilisés pour sonder l'écoulement à mi-corde en essais

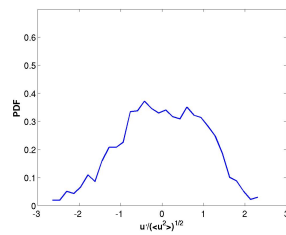
FIGURE C.1 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes en essais à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.043$.



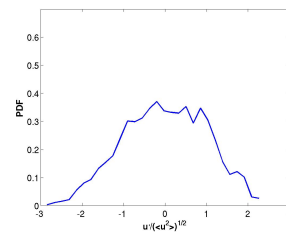
(a)



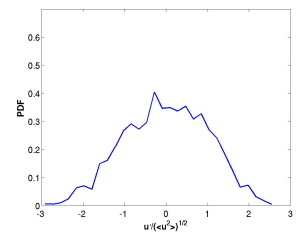
(b)



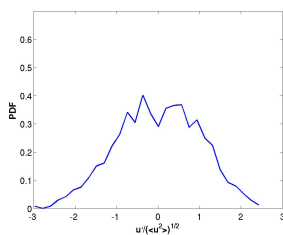
(c)



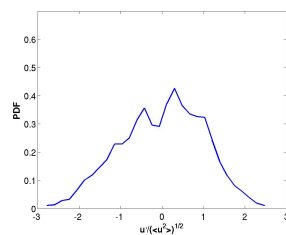
(d)



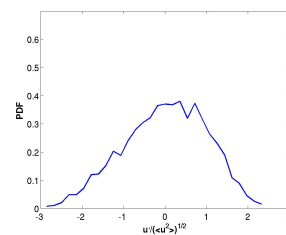
(e)



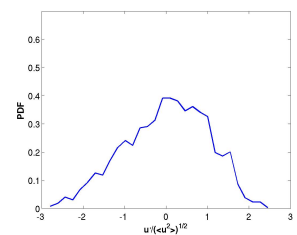
(f)



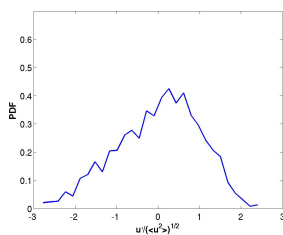
(g)



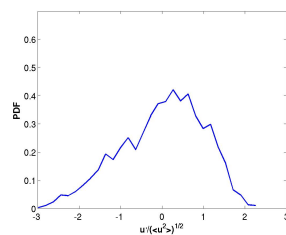
(h)



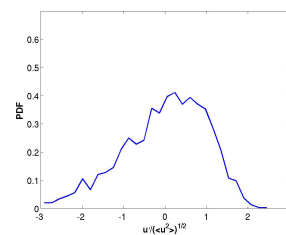
(i)



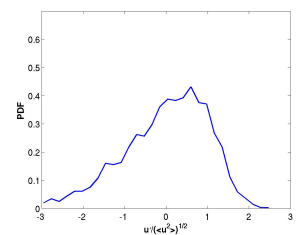
(j)



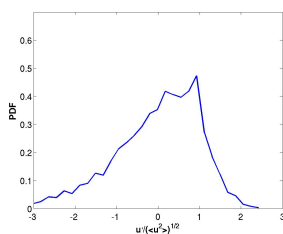
(k)



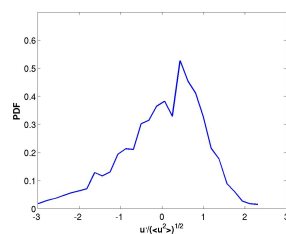
(l)



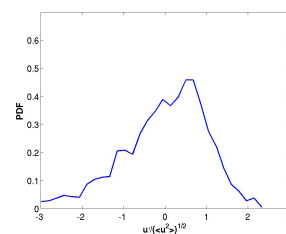
(m)



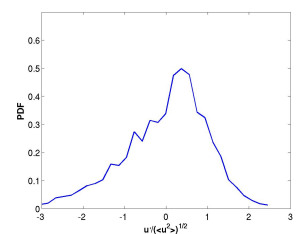
(n)



(o)

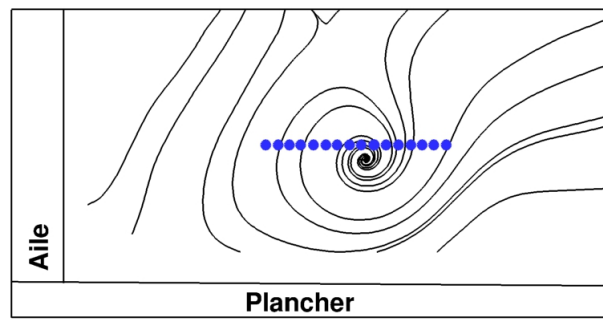


(p)



(q)

FIGURE C.2 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes en essais à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.039$.



(a)

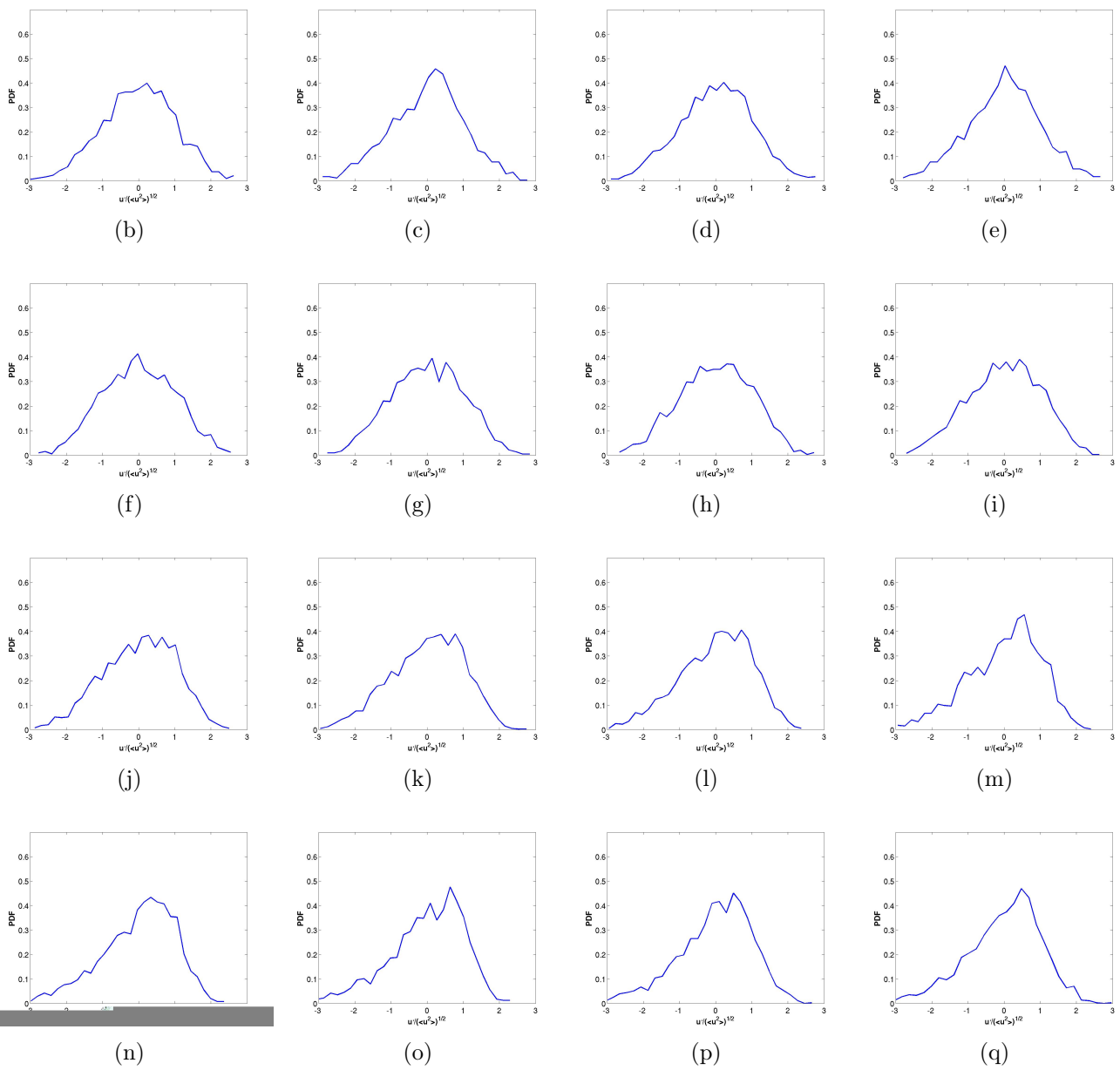
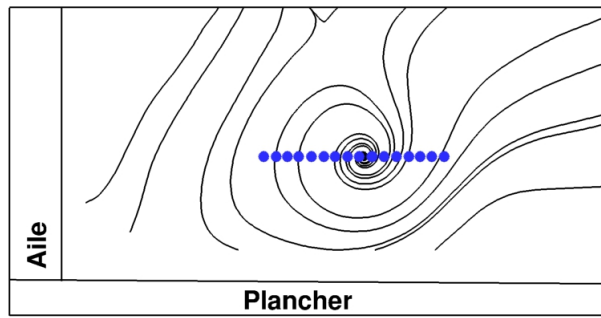
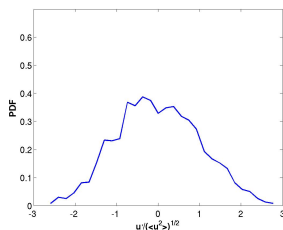


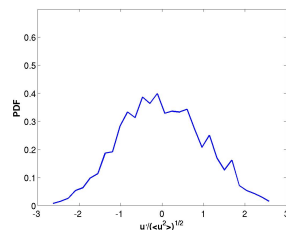
FIGURE C.3 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes en essais à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.037$.



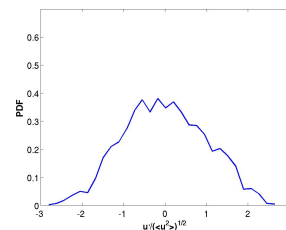
(a)



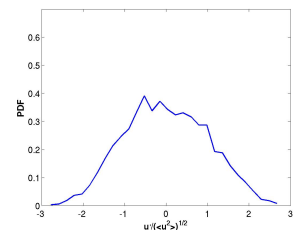
(b)



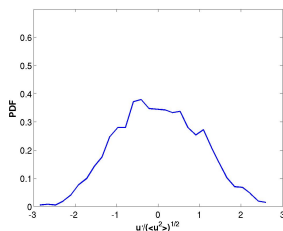
(c)



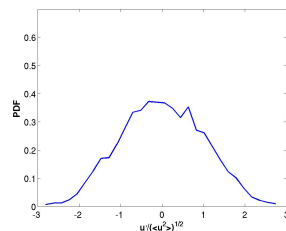
(d)



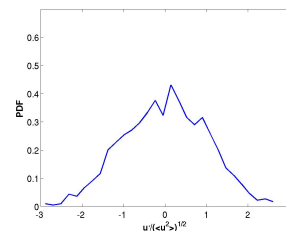
(e)



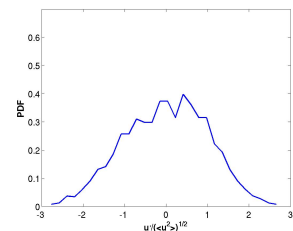
(f)



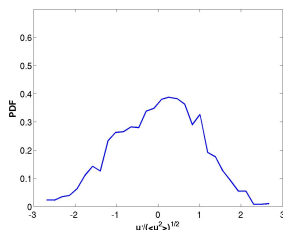
(g)



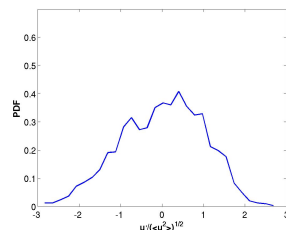
(h)



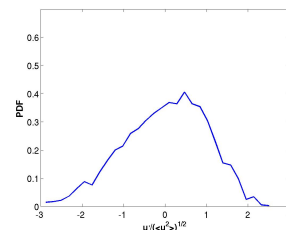
(i)



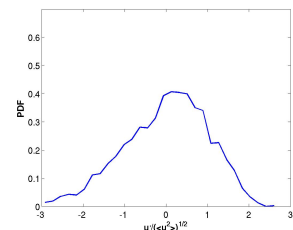
(j)



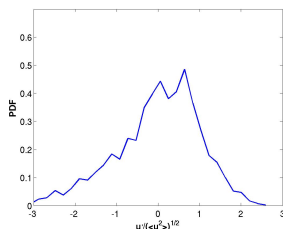
(k)



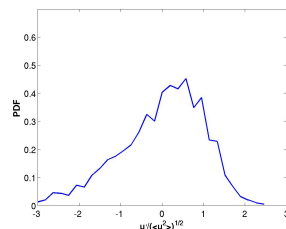
(l)



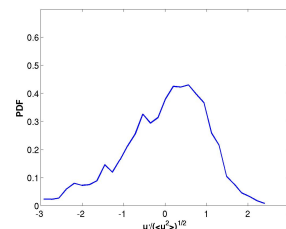
(m)



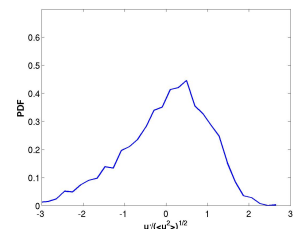
(n)



(o)

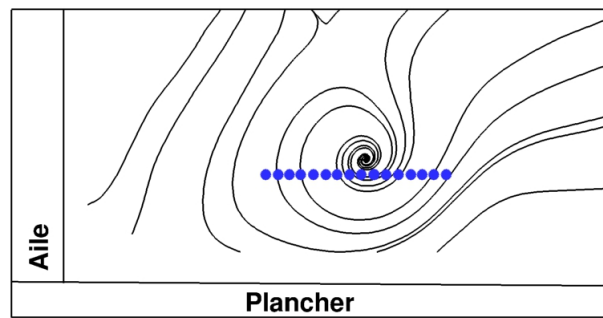


(p)

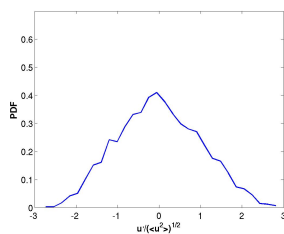


(q)

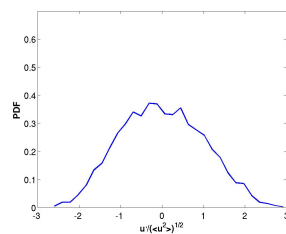
FIGURE C.4 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes en essais à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.035$.



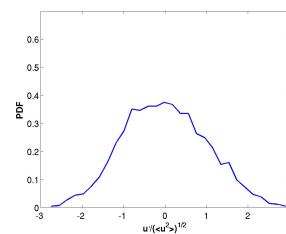
(a)



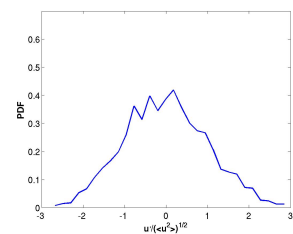
(b)



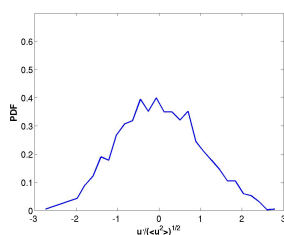
(c)



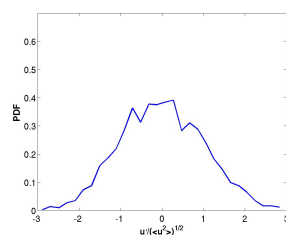
(d)



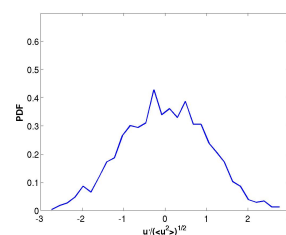
(e)



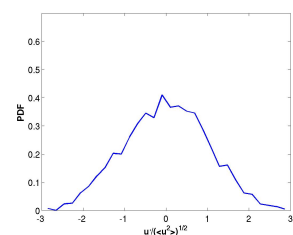
(f)



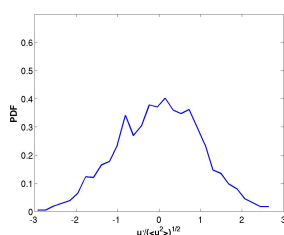
(g)



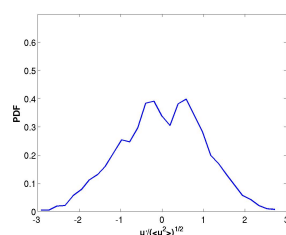
(h)



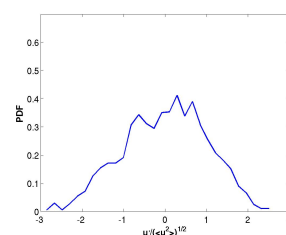
(i)



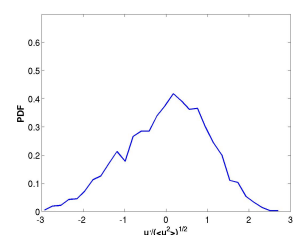
(j)



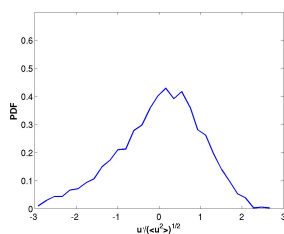
(k)



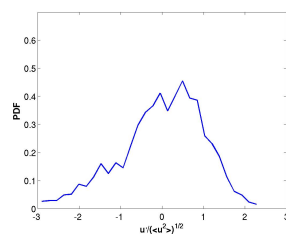
(l)



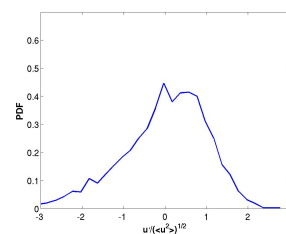
(m)



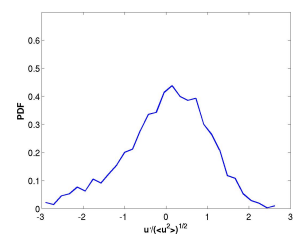
(n)



(o)

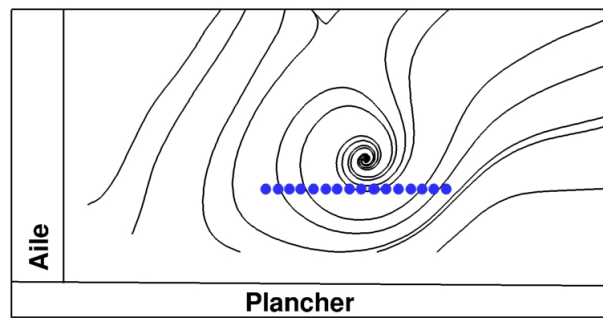


(p)

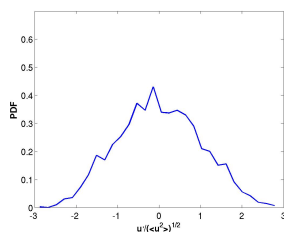


(q)

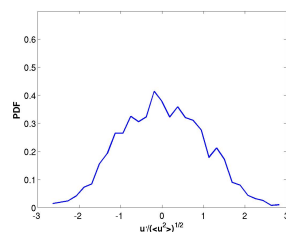
FIGURE C.5 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes en essais à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.033$.



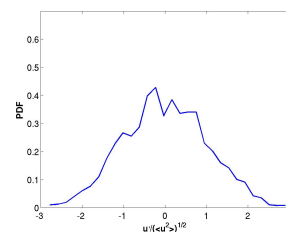
(a)



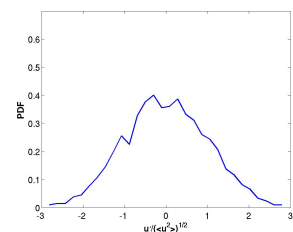
(b)



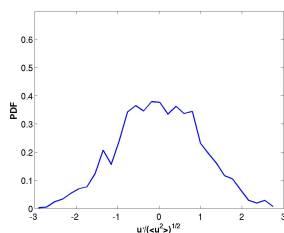
(c)



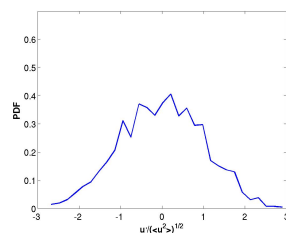
(d)



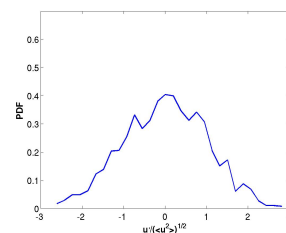
(e)



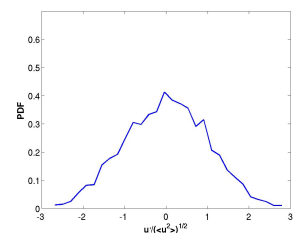
(f)



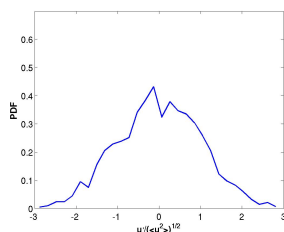
(g)



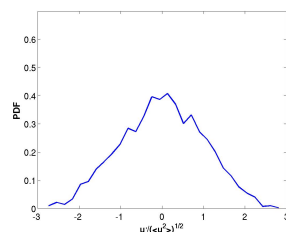
(h)



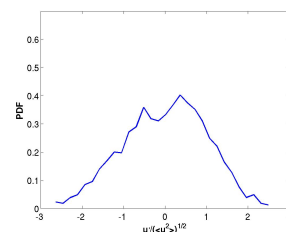
(i)



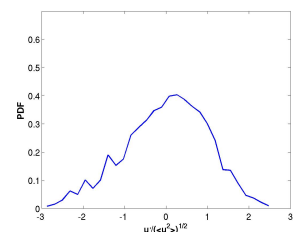
(j)



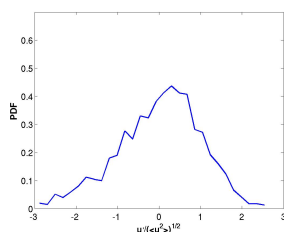
(k)



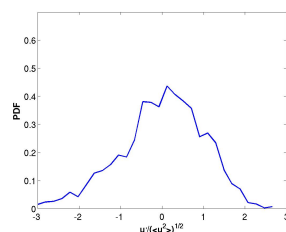
(l)



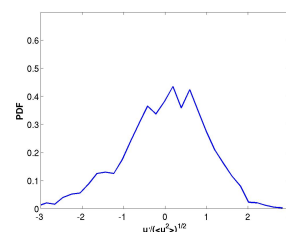
(m)



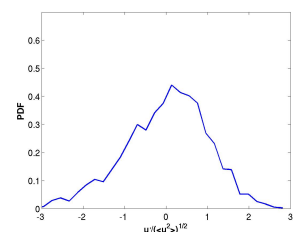
(n)



(o)

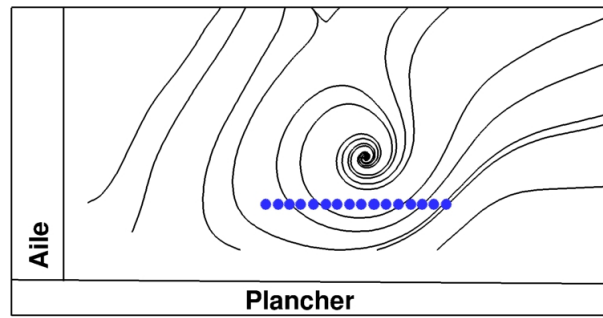


(p)

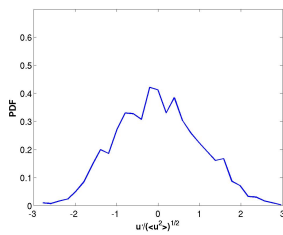


(q)

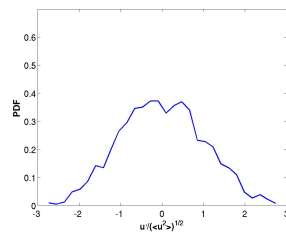
FIGURE C.6 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes en essais à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.031$.



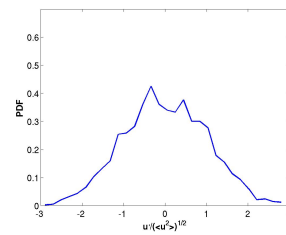
(a)



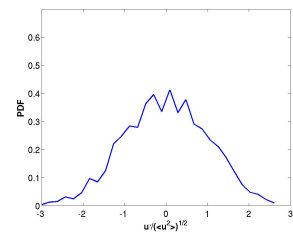
(b)



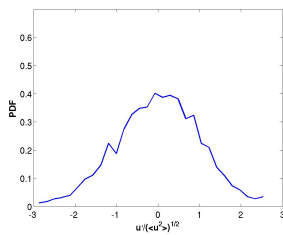
(c)



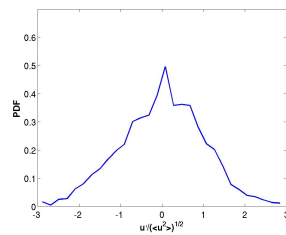
(d)



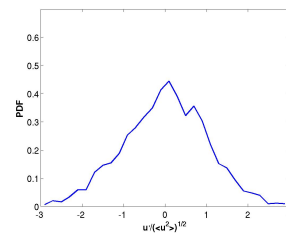
(e)



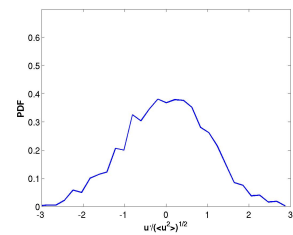
(f)



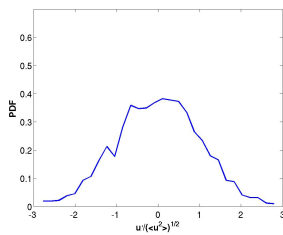
(g)



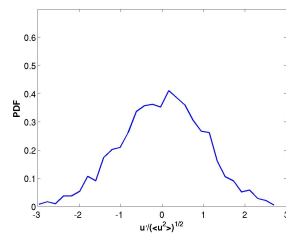
(h)



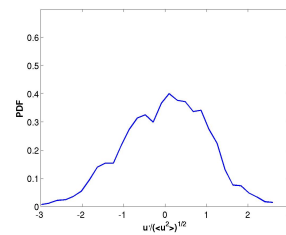
(i)



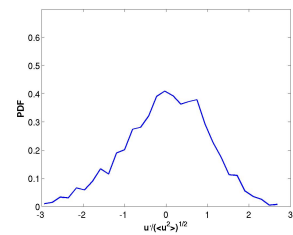
(j)



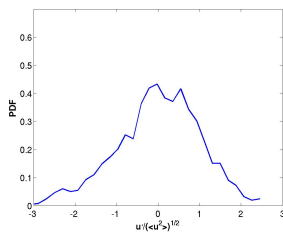
(k)



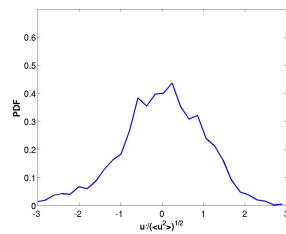
(l)



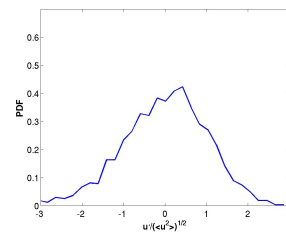
(m)



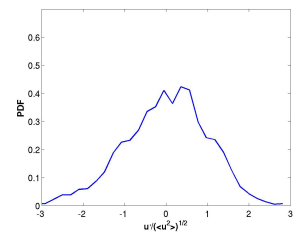
(n)



(o)

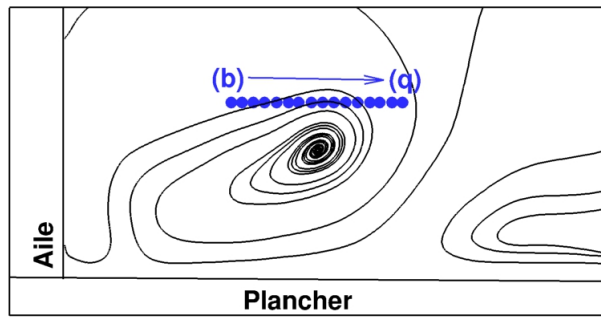


(p)



(q)

FIGURE C.7 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes en essais à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.029$.



(a) Capteurs utilisés pour sonder l'écoulement à mi-corde dans la simulation ZDES

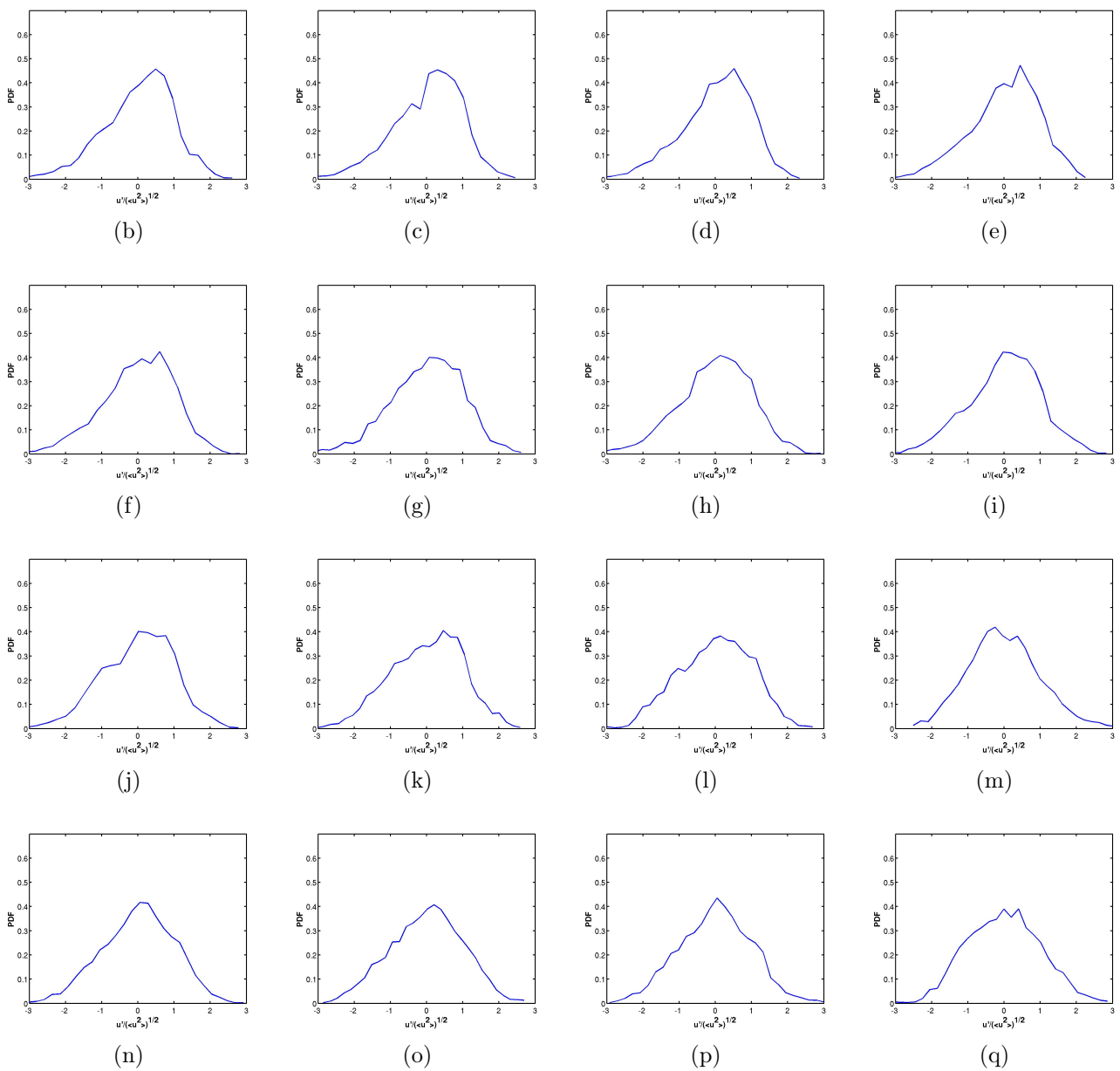
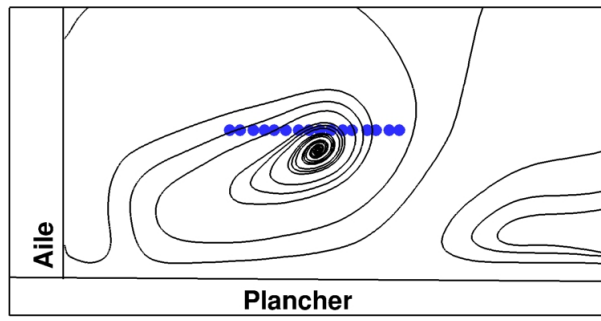
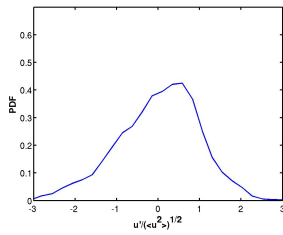


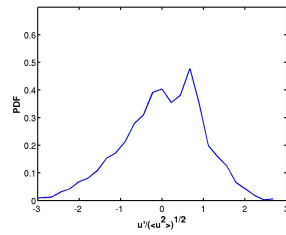
FIGURE C.8 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes dans la simulation ZDES à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.046$.



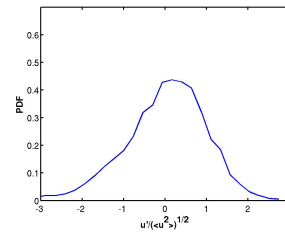
(a)



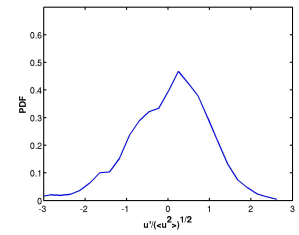
(b)



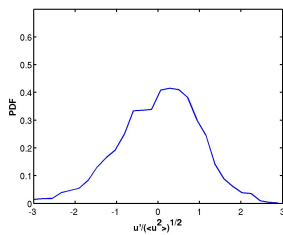
(c)



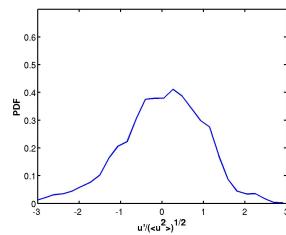
(d)



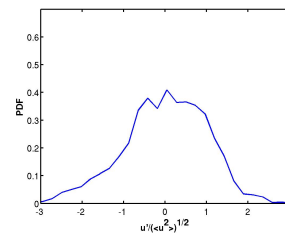
(e)



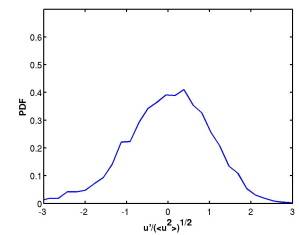
(f)



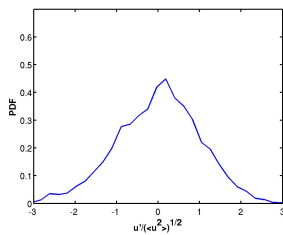
(g)



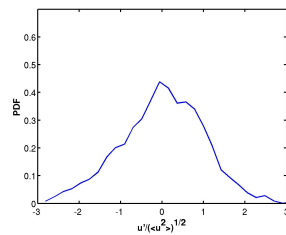
(h)



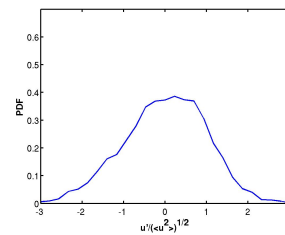
(i)



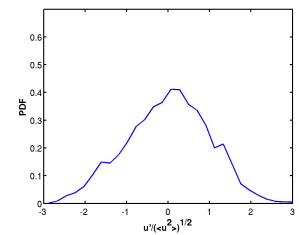
(j)



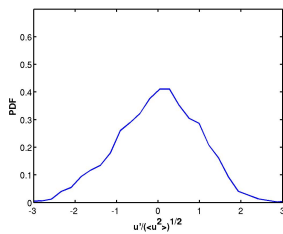
(k)



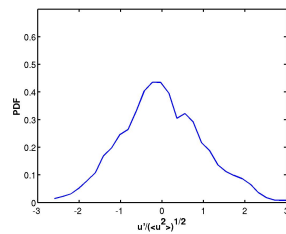
(l)



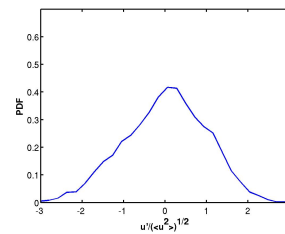
(m)



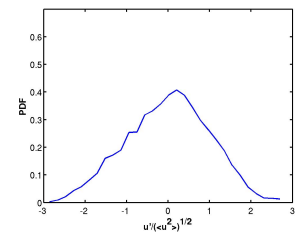
(n)



(o)

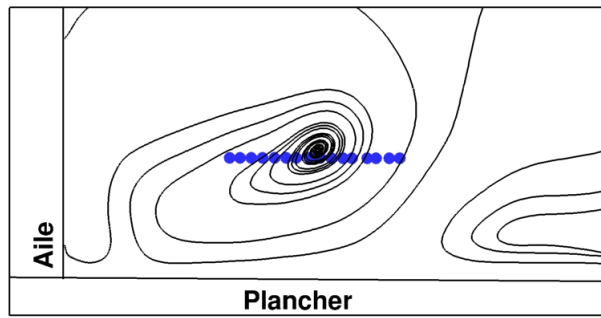


(p)

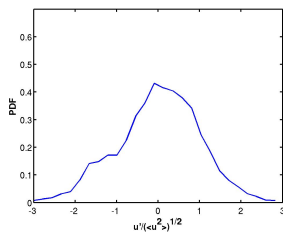


(q)

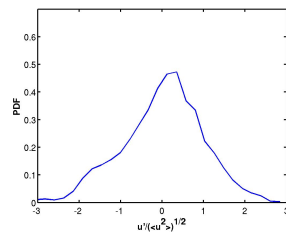
FIGURE C.9 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes dans la simulation ZDES à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.038$.



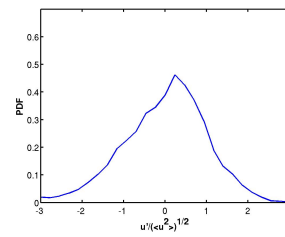
(a)



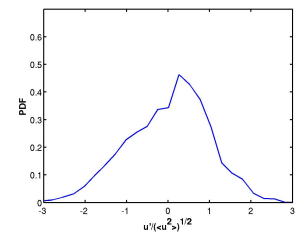
(b)



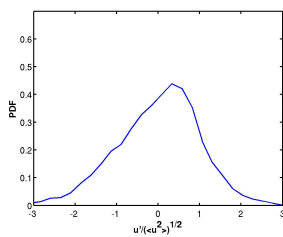
(c)



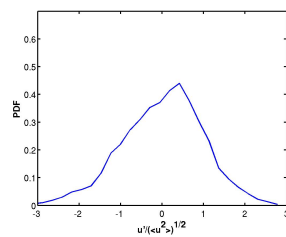
(d)



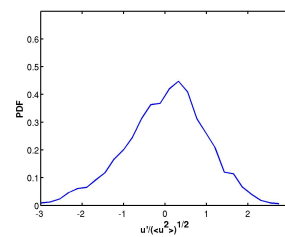
(e)



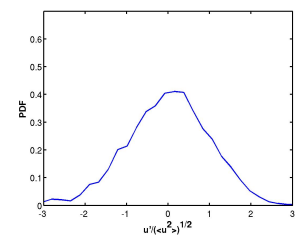
(f)



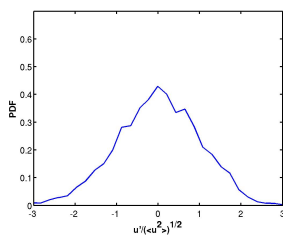
(g)



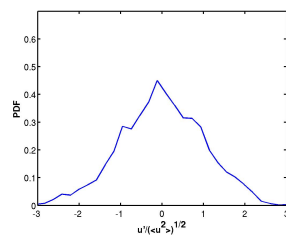
(h)



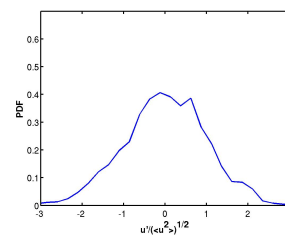
(i)



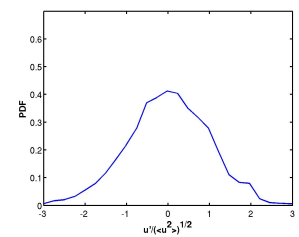
(j)



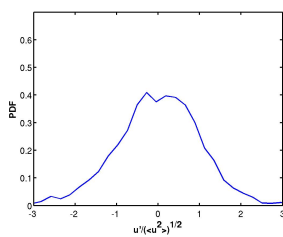
(k)



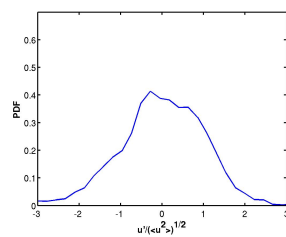
(l)



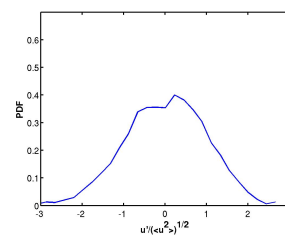
(m)



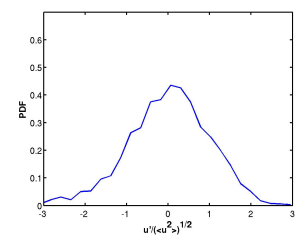
(n)



(o)

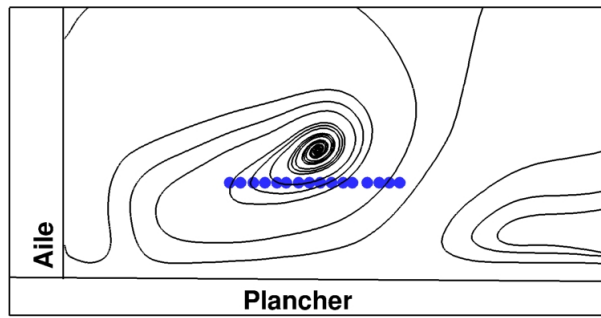


(p)

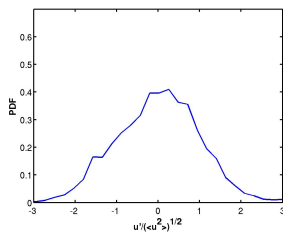


(q)

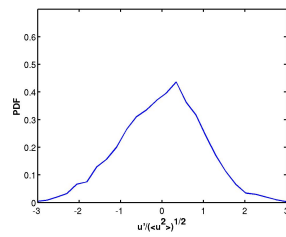
FIGURE C.10 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes dans la simulation ZDES à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.031$.



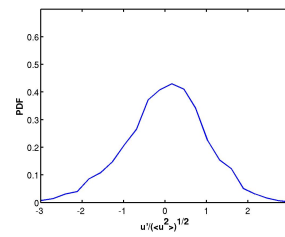
(a)



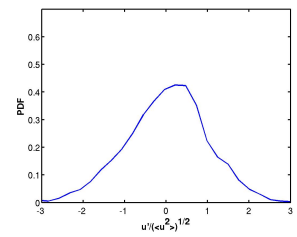
(b)



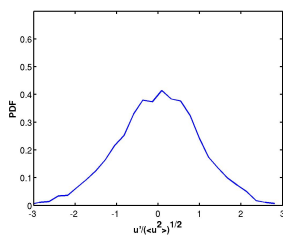
(c)



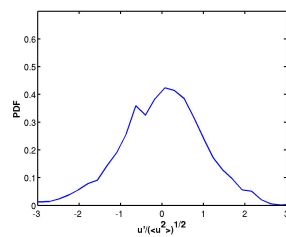
(d)



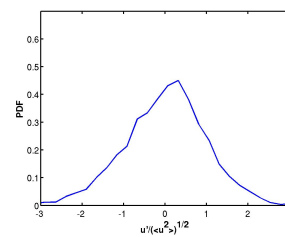
(e)



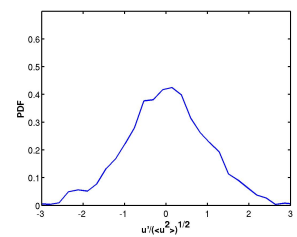
(f)



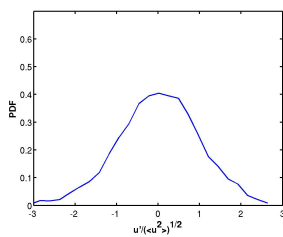
(g)



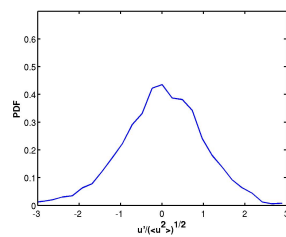
(h)



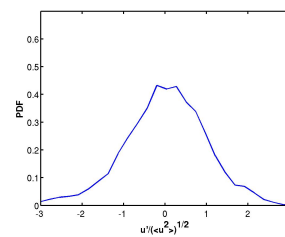
(i)



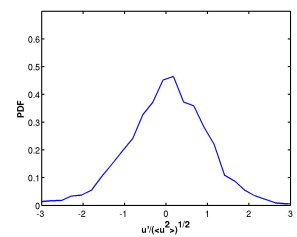
(j)



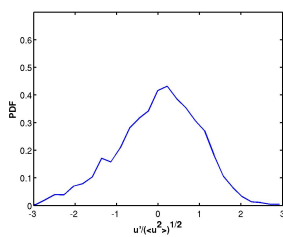
(k)



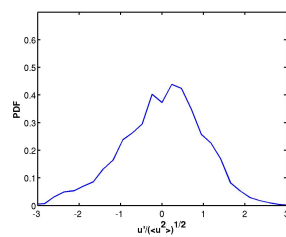
(l)



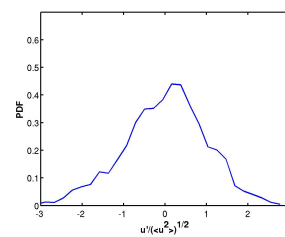
(m)



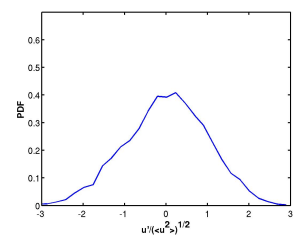
(n)



(o)

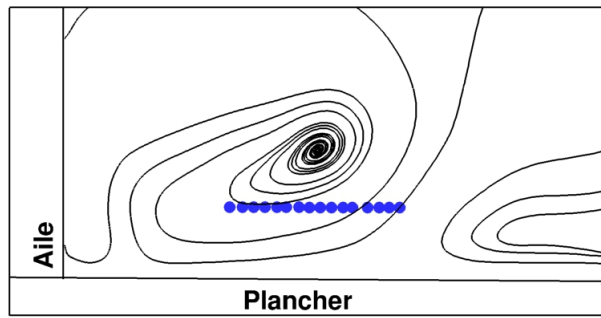


(p)

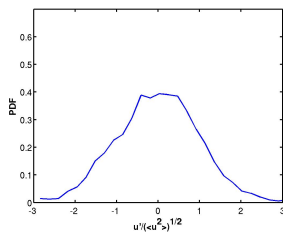


(q)

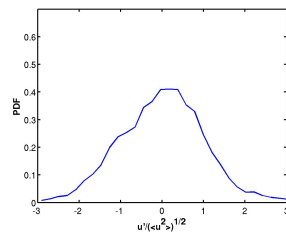
FIGURE C.11 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes dans la simulation ZDES à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.024$.



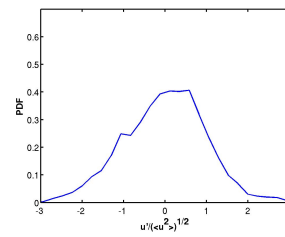
(a)



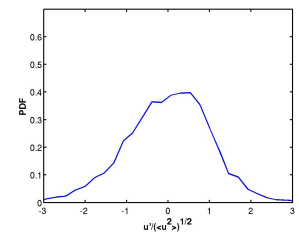
(b)



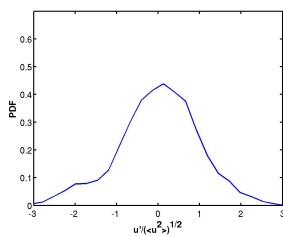
(c)



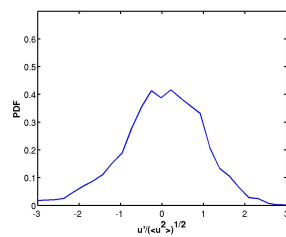
(d)



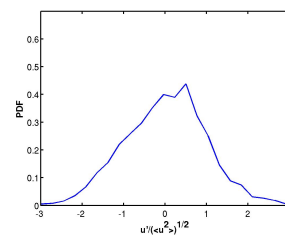
(e)



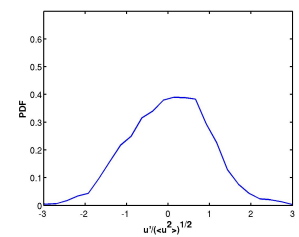
(f)



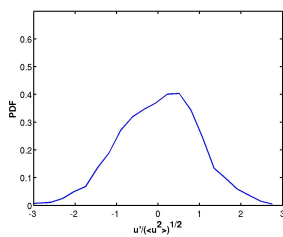
(g)



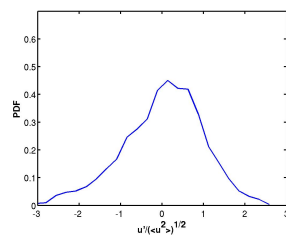
(h)



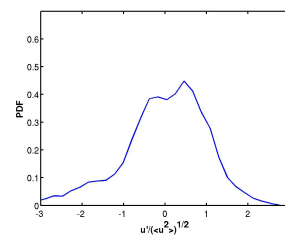
(i)



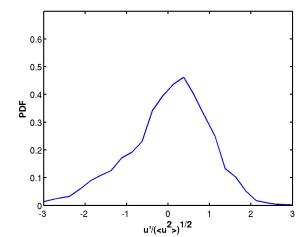
(j)



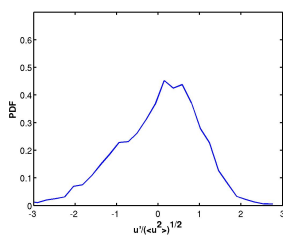
(k)



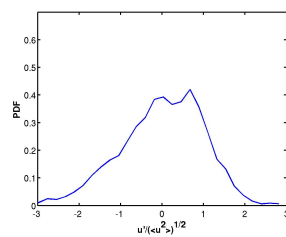
(l)



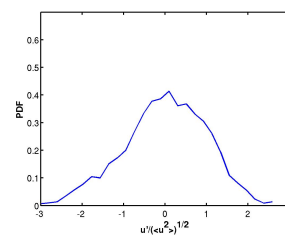
(m)



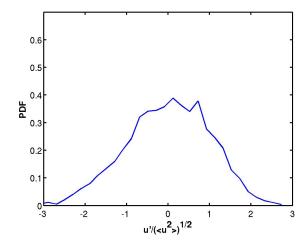
(n)



(o)

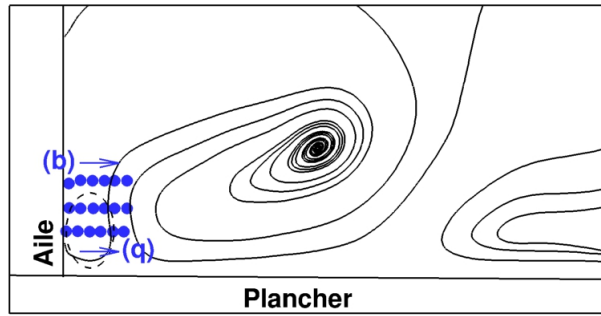


(p)



(q)

FIGURE C.12 – PDF de la vitesse axiale calculées avec 30 classes dans la simulation ZDES à partir de capteurs localisés dans la région du tourbillon en fer à cheval en $y/c = 0.018$.



(a) Capteurs utilisés pour sonder l'écoulement de coin à mi-corde dans la simulation ZDES

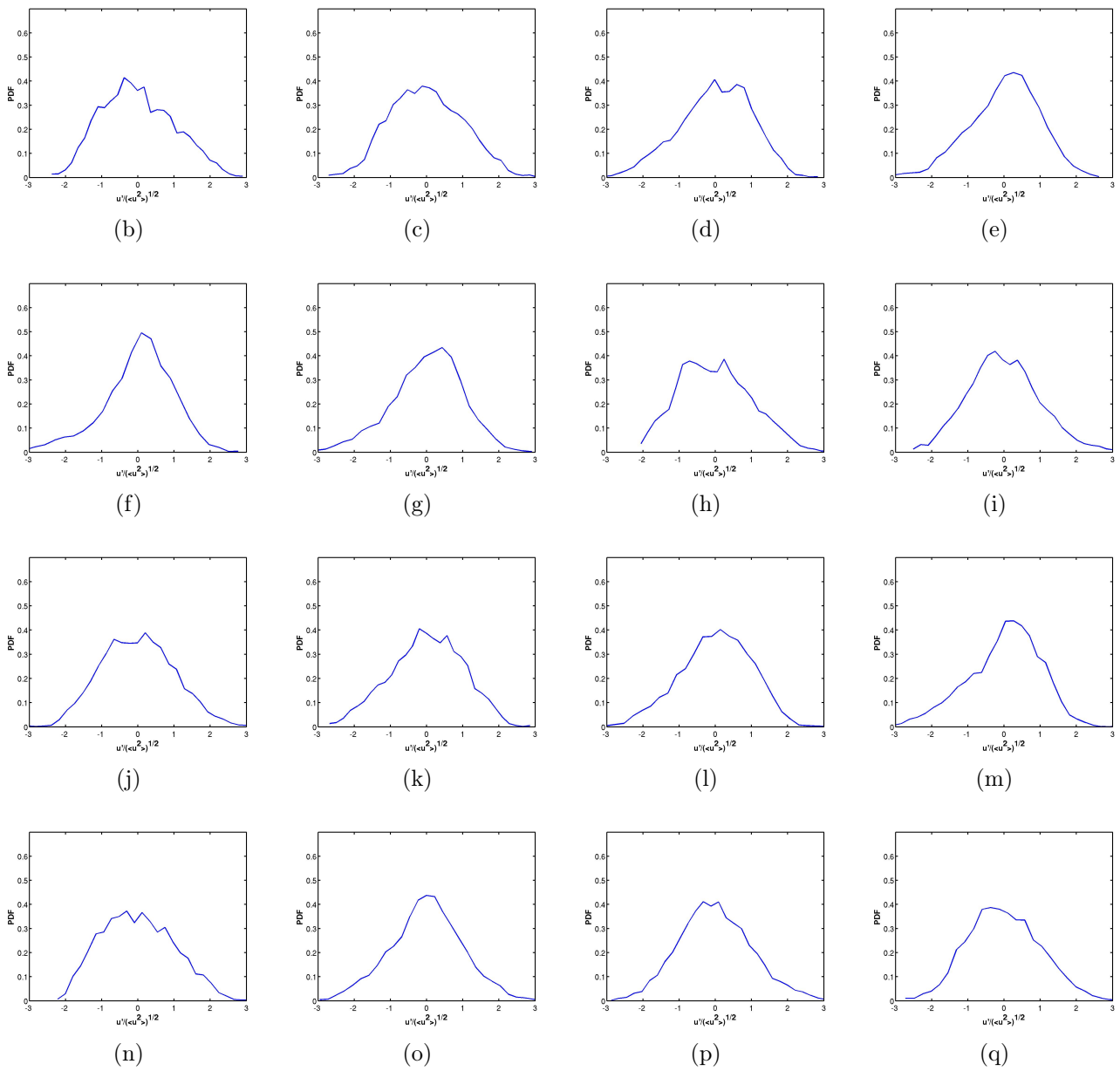
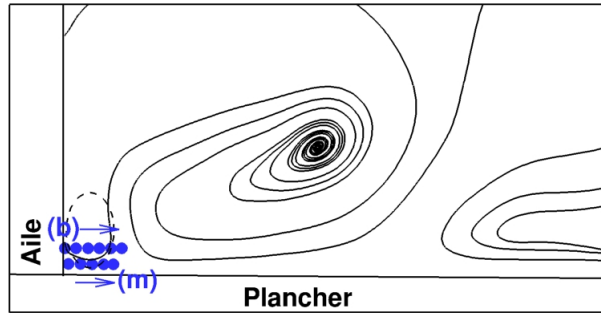
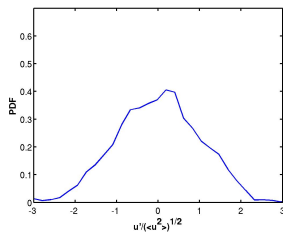


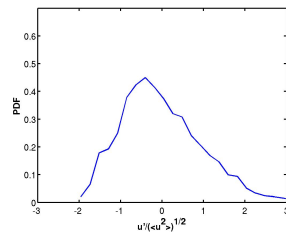
FIGURE C.13 – Recensement des densités de probabilités de la vitesse axiale relevée dans l'écoulement de coin à mi-corde dans la simulation ZDES. Les pointillés indiquent la présence du tourbillon de coin.



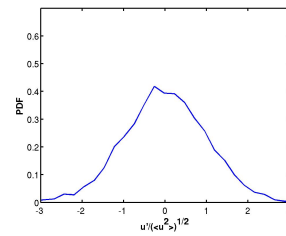
(a)



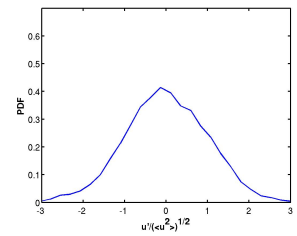
(b)



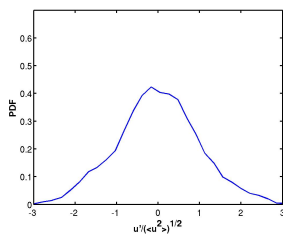
(c)



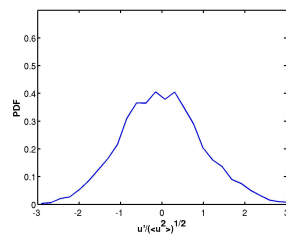
(d)



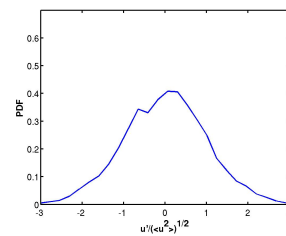
(e)



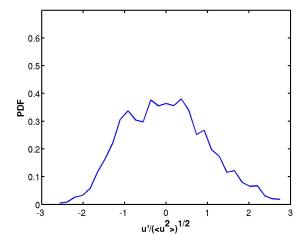
(f)



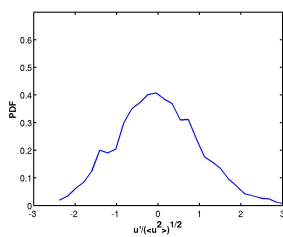
(g)



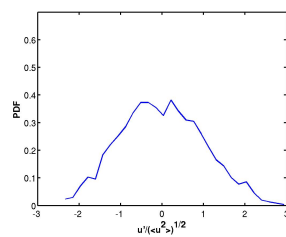
(h)



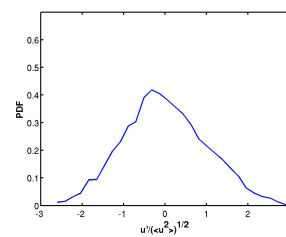
(i)



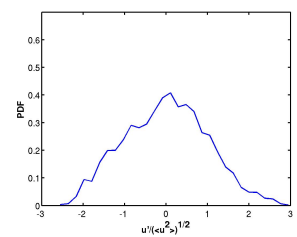
(j)



(k)



(l)



(m)

FIGURE C.14 – Recensement des densités de probabilités de la vitesse axiale relevée dans l'écoulement de coin à mi-corde dans la simulation ZDES. Suite. Les pointillés indiquent la présence du tourbillon de coin.

Vérification de la compatibilité essais/calculs de l'étude de sensibilités

La vérification de la compatibilité essais/calculs des calculs SA-QCR réalisés dans le chapitre IV est faite avec l'épaisseur de la couche limite du plancher mesurée au point de référence expérimental ($x/c = -0.175, z/c = -0.350$), ou loin du coin dans le plan P1 situé à mi-corde pour les cas avec le plancher long pour lesquels l'épaisseur de la couche limite incidente excède la capacité de mesure de la sonde Epistle, et le gradient de pression de l'aile à mi-envergure. De plus, l'étude bibliographique montre que la taille du tourbillon de coin dépend de l'épaisseur de la couche limite de l'aile. Il est donc nécessaire que la vérification de la compatibilité essais/calculs soit aussi faite pour cette grandeur. Pour ce faire, des profils sont extraits loin du coin dans le plan P3 en $y/c = 0.3$.

D.1 Couches limites du plancher

Les profils de couches limites du plancher sont montrés par les figures D.1, D.2 et D.3. L'erreur la plus importante est de 7.1% et est obtenue pour le cas défini par le plancher long avec $\alpha = 14^\circ$ et $Re_c = 3.0 \times 10^5$.

D.2 Gradients de pression à mi-envergure

Les coefficients de pression mesurés à mi-envergure sont présentés par les figures D.4 et D.5. On constate qu'il n'y a pas de différence significative et que les calculs sont en accord avec les essais.

D.3 Couches limites dans le sillage de l'aile

Les profils de couches limites extraits dans le sillage de l'aile sont montrés par les figures D.6 et D.7. L'erreur la plus importante est de 6.9% et est obtenue pour le cas défini par le plancher long avec $\alpha = 14^\circ$ et $Re_c = 3.0 \times 10^5$.

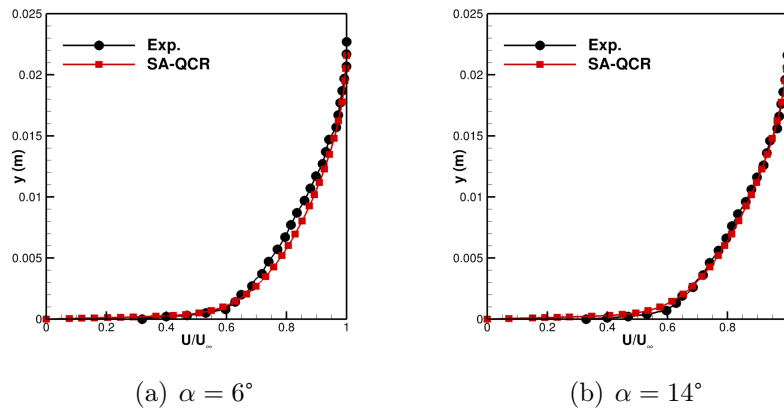


FIGURE D.1 – Profils de couches limites du plancher mesurés avec le plancher intermédiaire et $Re_c = 3.0 \times 10^5$.

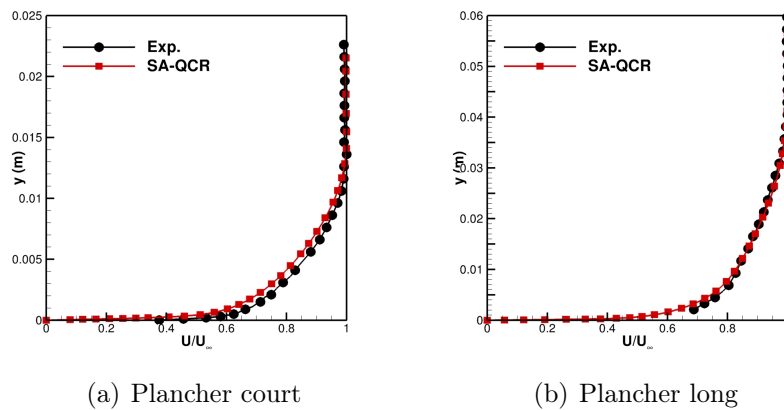


FIGURE D.2 – Profils de couches limites du plancher mesurés avec $\alpha = 12^\circ$ et $Re_c = 3.0 \times 10^5$.

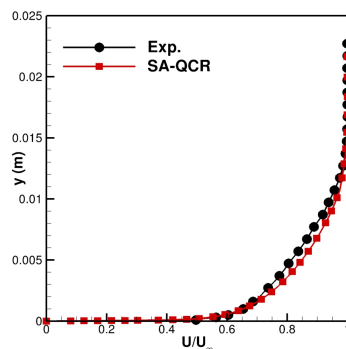


FIGURE D.3 – Profils de couches limites du plancher mesurés avec le plancher intermédiaire, $\alpha = 12^\circ$ et $Re_c = 1.2 \times 10^6$.

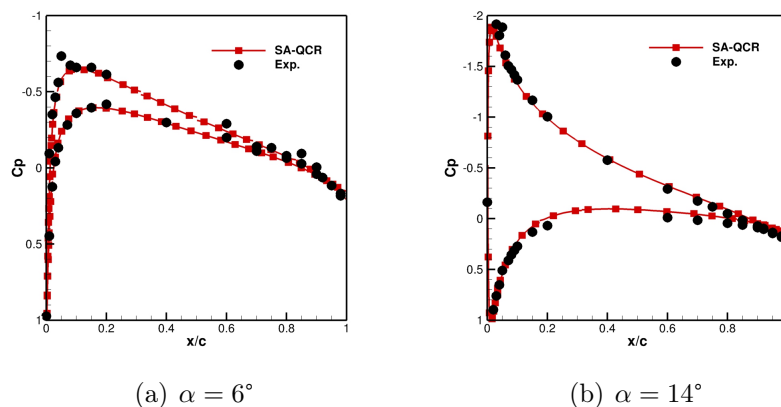


FIGURE D.4 – Coefficients de pression mesurés pour $Re_c = 3.0 \times 10^5$.

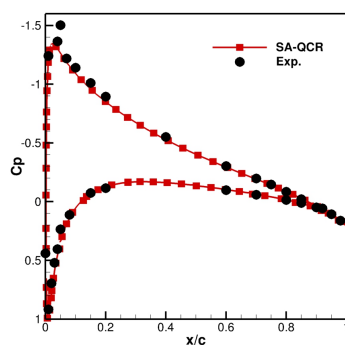


FIGURE D.5 – Coefficients de pression mesurés pour $Re_c = 1.2 \times 10^6$ avec $\alpha = 12^\circ$.

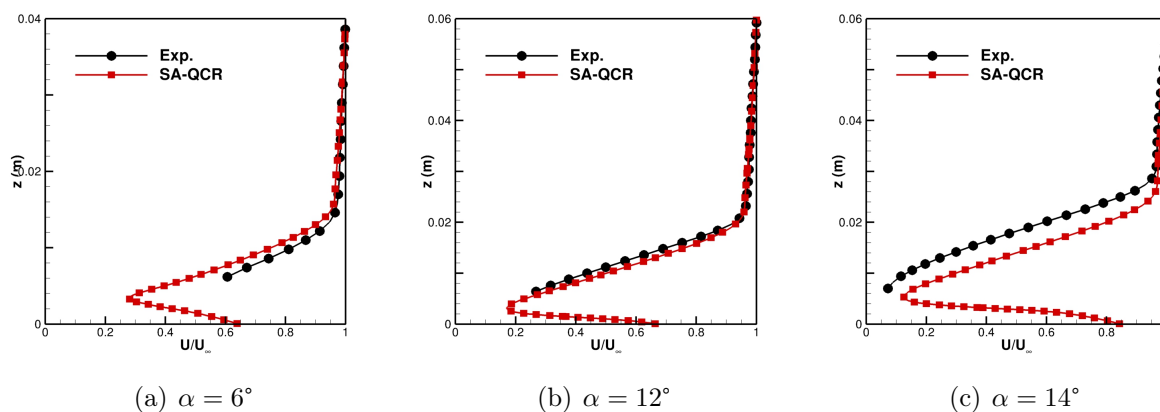
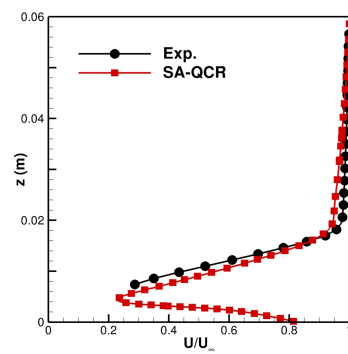


FIGURE D.6 – Profils de couches limites mesurés dans le plan P3 en $y/c = 0.3$ avec $Re_c = 3.0 \times 10^5$.



(a)

FIGURE D.7 – Profils de couches limites de l'aile mesurés dans le plan P3 en $y/c = 0.3$ avec $\alpha = 12^\circ$ et $Re_c = 1.2 \times 10^6$.

Bibliographie

- [1] I. Abbott. Interference effects of longitudinal flat plates on low-drag airfoils. Technical report, NACA, 1942.
- [2] A. Abdulla, R. Bhargave, and R. Raj. An experimental study of local wall shear stress, surface static pressure, and flow visualization upstream, alongside, and downstream of a blade endwall corner. *Journal of Turbomachinery*, 113, 1991.
- [3] D. Afchain and C. Gleyzes. Contrôle aérodynamique de l'écoulement dans la veine d'essais de la soufflerie F2. Technical report, ONERA RT 3/3623 GN, 1985.
- [4] D. Afchain and G. Rancarani. Mise au point et contrôle du fonctionnement de la soufflerie F2. Technical report, ONERA RT 1/3623 GN, 1984.
- [5] D. Apsley and M. Leschziner. Investigation of Advanced Turbulence Models for the Flow in a Generic Wing-Body Junction. *Flow, Turbulence and Combustion*, 67 :25–55, 2001.
- [6] B. Aupoix and H. Deniau. Prévission des écoulements de coin. Technical report, ONERA, 2013.
- [7] C. Baker. The laminar horseshoe vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 95 :347–367, 1979.
- [8] C. Baker. The Turbulent Horseshoe Vortex. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 6 :9–23, 1980.
- [9] C. Baker. The Oscillation of Horseshoe Vortex Systems. *Journal of Fluids Engineering*, 113 :489–495, 1991.
- [10] F. Ballio, C. Bettoni, and S. Franzetti. A survey of time-averaged characteristics of laminar and turbulent horseshoe vortices. *Journal of Fluids Engineering*, 120 :232–242, 1998.
- [11] T. Barber. An Investigation of Strut-Wall Intersection Losses. *Journal of Aircraft*, 15 :676–681, 1978.
- [12] R. Bhargava and R. Raj. An Experiment Study of Near Wall Flow Parameters in the Blade End-Wall Corner Region. Technical report, NASA, 1989.
- [13] M. Bordji, F. Gand, S. Deck, and V. Brunet. Investigation of a Nonlinear Reynolds-Averaged Navier–Stokes Closure for Corner Flows. *AIAA Journal*, 0(0) :1–13, 2015.

- [14] G. Bragg. The Turbulent Boundary Layer in a Corner. *Journal of Fluid Mechanics*, 36 :485–503, 1969.
- [15] M. Breuer and W. Rodi. Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow through a Straight Square Duct and a 180° Bend. *Direct and Large-Eddy Simulation*, 1 :273–285, 1994.
- [16] E. Brundrett and W. Baines. The production and diffusion of vorticity in duct flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 19 :375–392, 1964.
- [17] L. Cambier, S. Heib, and S. Plot. The Onera elsA CFD software : input research and feedback from industry. *Mechanics and Industry*, 14 :159–174, 2013.
- [18] P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides - Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Collection POLYTECH, 2000.
- [19] E. Cherry, C. Elkins, and K. Eaton. Geometric sensitivity of three-dimensional separated flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29 :803–811, 2008.
- [20] H. Choi and P. Moin. Grid-point requirements for large eddy simulation : Chapman's estimates revisited. *Physics of Fluids*, 24 :011702, 2012.
- [21] J. Dandois. Improvement of Corner Flow Prediction Using the Quadratic Constitutive Relation. *Accepted for Publication in AIAA Journal*, 2014.
- [22] B. Dargahi. The turbulent flow field around a circular cylinder. *Experiments in Fluids*, 8 :1–12, 1989.
- [23] S. Deck. Recent improvements in the Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES) formulation. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 26 :523–550, 2012.
- [24] S. Deck, N. Renard, R. Laraufie, and P. Sagaut. Zonal detached eddy simulation (ZDES) of a spatially developing flat plate turbulent boundary layer over the Reynolds number range $3150 \leq Re_\theta \leq 14000$. *Physics of Fluids*, 26(025116), 2014.
- [25] S. Deck, N. Renard, R. Laraufie, and P.-E. Weiss. Large-scale contribution to mean wall shear in high-Reynolds number flat plate boundary layers up to $Re_\theta = 13650$. *Journal of Fluid Mechanics*, 743 :202–248, 2014.
- [26] S. Deck, P.-E. Weiss, M. Pamiès, and E. Garnier. Zonal Detached Eddy Simulation of a spatially developing flat plate turbulent boundary layer. *Computers and Fluids*, 48 :1–15, 2011.
- [27] D. DeGraaf and J. Eaton. Reynolds Number Scaling of the Flat Plate Turbulent Boundary Layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 422 :319–346, 2000.
- [28] J.-M. Deluc. Etude expérimentale d'un "écoulement de coin" à la soufflerie F2. Technical report, ONERA PV 1/19388 DAAP/DSFM, 2013.
- [29] A. Demuren and W. Rodi. Calculation of turbulence-driven secondary motion in non-circular ducts. *Journal of Fluid Mechanics*, 140 :189–222, 1984.
- [30] W. Devenport and R. Simpson. Time-dependant structure in wing-body junction flows. *Turbulent Shear Flows*, 6 :232–248, 1989.
- [31] W. Devenport and R. Simpson. Time-dependent and time-averaged turbulence structure near the nose of wing/body junction. *Journal of Fluid Mechanics*, 210 :23–55, 1990.

- [32] W. Devenport and R. Simpson. Flow Past a Wing-Body Junction - Experimental Evaluation of Turbulence Models. *AIAA Journal*, 30(4) :873–881, 1992.
- [33] W. Devenport, R. Simpson, M. Dewitz, and N. Agarwall. Effects of a Leading-Edge Fillet on the Flow Past an Appendage-Body Junction. *AIAA Journal*, 30(9) :2177–2183, 1992.
- [34] S. Dickinson. Time dependent flow visualization in the separated region of an appendage-flat plate junction. *Experiments in Fluids*, 6 :140–143, 1988.
- [35] J. Détery. Topologie des écoulements tridimensionnels décollés stationnaires : points singuliers, séparatrices et structures tourbillonnaires. Technical report, ONERA, 1999.
- [36] J. Détery. Robert Legendre and Henri Werlé : Toward the Elucidation of Three-Dimensional Separation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 54 :33–129, 2001.
- [37] J. Edwards and M. Liou. Low-diffusion flux-splitting methods for flows at all speeds. *AIAA Journal*, 36(9) :1610–1617, 1998.
- [38] J. Fleming, R. Simpson, and W. Devenport. An Experimental Study of a Turbulent Wing-Body Junction and Wake Flow. Technical report, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1991.
- [39] J. Fleming, R. Simpson, and W. Devenport. An Experimental Study of a Turbulent Wing-Body Junction and Wake Flow. *Experiments in Fluids*, 14 :366–378, 1993.
- [40] S. Fu, Z. Xiao, H. Chen, Y. Zhang, and J. Huang. Simulation of wing-body junction flows with hybrid RANS/LES methods. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28 :1379–1390, 2007.
- [41] F. Gand. *Dynamique des écoulements de jonction en régime turbulent*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2011.
- [42] F. Gand. Calculs de définition de la maquette "écoulements de coin". Technical report, ONERA RT 3/18169 DAAP, 2012.
- [43] F. Gand, V. Brunet, and S. Deck. Experimental and Numerical Investigation of a Wing-Body Junction Flow. *AIAA Journal*, 50(12) :2711–2719, 2012.
- [44] F. Gand, S. Deck, V. Brunet, and P. Sagaut. Flow dynamics past a simplified wing body junction. *Physics of Fluids*, 22, 2010.
- [45] F. Gand, J.-C. Monnier, J.-M. Deluc, and A. Choffat. Experimental study of the corner flow separation on a simplified junction. *AIAA Journal*, 2015.
- [46] F. Gao. *Advanced numerical simulation of corner separation in a linear compressor cascade*. PhD thesis, Ecole centrale de Lyon, 2014.
- [47] F. Gao, W. MA, J. Boudet, X. Ottavy, L.-P. Lu, and F. LeBoeuf. Numerical analysis of three-dimensional corner separation in a linear compressor cascade. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2013*, 2013.
- [48] S. Gavrilakis. Numerical simulation of low Reynolds number turbulent flow through a straight square duct. *Journal of Fluid Mechanics*, 244 :101–129, 1992.
- [49] S. Gbadebo, N. Cumptsy, and T. Hynes. Three-Dimensional Separations in Axial Compressors. *Journal of Turbomachinery*, 127, 2005.

- [50] K. Gersten. Corner interference effects. Technical report, NATO, 1959.
- [51] F. Gessner and J. Po. A Reynolds Stress Model for Turbulent Corner Flows - Part II : Between Theory and Experiment. *Journal of Fluids Engineering*, 98 :269–276, 1976.
- [52] B. Green and J. Whitesides. Methods for Designing Leading-Edge Fillets to Eliminate Flow Separation. *Journal of Aircraft*, 40(2) :282–289, 2003.
- [53] W. Hage, D. Bechert, and R. Meyer. A novel use of vortex generatorx for separation control in the corner between a wall and a wing. *FLOWCON - IUTAM Symposium*, 1998.
- [54] M. Hasan, M. Casarella, and E. Rood. An Experimental Study of the Flow and Wall Pressure Field Around a Wing-Body Junction. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design*, 108 :308–314, 1986.
- [55] W. Hawthorne. The Secondary Flow About Struts and Airfoils. *Journal of The Aeronautical Sciences*, 1954.
- [56] B. K. Hazarika and R. Raj. An Investigation of the Flow Characteristics in the Blade Endwall Corner Region. Technical report, NASA, 1987.
- [57] B. K. Hazarika, R. Raj, and D. R. Boldman. Three-dimensional fluid flow phenomena in the blade end wall corner region. *International Journal of Turbo and Jet Engines*, 6 :327–332, 1989.
- [58] M. Head and P. Bandyopadhyay. New aspects of turbulent boundary layer structure. *Journal of Fluid Mechanics*, 107 :297–338, 1981.
- [59] A. Hellsten and S. Wallin. Explicit Algebraic Reynolds stress and non-linear eddy viscosity models. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 23(4) :349–361, 2009.
- [60] S. Hoerner. *Fluid dynamic drag*. 1965.
- [61] J. Hunt, C. Abbell, J. Peterka, and H. Woo. Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles ; applying topology to flow visualization. *Journal of Fluid Mechanics*, 86 :179–200, 1978.
- [62] A. Huser and S. Biringen. Direct numerical simulation of turbulent flow in a square duct. *Journal of Fluid Mechanics*, 257 :65–95, 1993.
- [63] A. Huser, S. Biringen, and F. F. Hatay. Direct simulation of turbulent flow in square duct : Reynolds stress budgets. *Physics of Fluids*, 6 :3144, 1994.
- [64] J. Ishii and S. Honami. A Three-Dimensional Turbulent Detached Flow With a Horseshoe Vortex. *Journal of Engineering Gas Turbines Power*, 108 :125–130, 1986.
- [65] Jacobs and Ward. Interference of wing and fuselage from tests of 209 combinations in the N.A.C.A variable-density tunnel. Technical report, NACA, 1935.
- [66] S. Jakirlic, G. Kadavelil, M. Kornhaas, M. Schäfer, D. Sternel, and C. Tropea. Numerical and physical aspects in LES and hybrid LES/RANS of turbulent flow separation in a 3-D diffuser. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31 :820–832, 2010.

- [67] N. Jarrin, S. Benhamadouche, D. Laurence, and R. Prosser. A Synthetic-Eddy-Method for Generating Inflow Conditions for Large-Eddy Simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27 :585–593, 2006.
- [68] J. Jeong and F. Hussain. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285 :69–94, 1995.
- [69] T. Kajishima and Y. Miyake. A discussion on eddy viscosity models on the basis of the large eddy simulation of turbulent flow in a square duct. *Computers Fluids*, 21(2) :151–161, 1992.
- [70] A. Kendall and M. Koochesfahani. A method for estimating wall friction in turbulent wall-bounded flows. *Experiments in Fluids*, 44 :773–780, 2008.
- [71] J. Khan and A. Ahmed. Turbulence Measurements in wing-Body Junction Flow. In *In 34th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 96-0413, 1996.
- [72] J. Khan and A. Ahmed. On the Juncture Vortex in the Transverse Planes. In *In 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2002-0163, 2002.
- [73] M. Khan, A. Ahmed, and R. Tropper. Dynamics of the Juncture Vortex. *AIAA Journal*, 33(7) :1273–1278, 1995.
- [74] S. Kim, D. Walker, and R. Simpson. Observation and Measurements of Flow Structures in the Stagnation Region of a Wing Body Junction. Technical report, VPI-E-91-20, 1991.
- [75] V. I. Kornilov and A. M. Kharitonov. Investigation of the structure of turbulent flows in streamwise asymmetric corner configurations. *Experiments in Fluids*, 2 :205–212, 1984.
- [76] L. Kubendran, H. McMahon, and J. Hubbartt. Interference Drag in a Simulated Wing-Fuselage Juncture. Technical report, NASA, 1984.
- [77] L. Langston. Secondary Flows in Axial Turbine - A Review. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 934 :11–26, 2001.
- [78] R. Laraufie and S. Deck. Assessment of Reynolds stresses tensor reconstruction methods for synthetic turbulent inflow conditions. Application to hybrid RANS/LES methods. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2013.
- [79] R. Laraufie, S. Deck, and P. Sagaut. A dynamic forcing method for unsteady turbulent inflow conditions. *Journal of Computational Physics*, 2011.
- [80] L. Larchevêque. *Simulation des grandes échelles de l'écoulement au dessus d'une cavité*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2003.
- [81] B. Launder. Phenomenological modelling : present... and future? *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 10(4) :282–300, 1989.
- [82] B. E. Launder and W. M. Ying. Prediction of Flow and Heat Transfer in Ducts of Square Cross-Section. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 187 :455–461, 1973.
- [83] V.-M. Lei, Z. Spakovszky, and E. Greitzer. A Criterion for Axial Compressor Hub-Corner Stall. *Journal of Turbomachinery*, 130, 2008.
- [84] C. Lin, P. Chiu, and S. Shieh. Characteristics of horseshoe vortex system near a vertical plate-base plate juncture. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 27 :25–46, 2002.

- [85] T. Lund, X. Wu, and K. Squires. Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially Developing Boundary Layer Simulations. *Journal of Computational Physics*, 140 :233–258, 1998.
- [86] W. Ma, X. Ottavy, and L. Lu. Intermittent corner separation in a linear compressor cascade. *Experiments in Fluids*, 54 :1546, 2013.
- [87] R. K. Madabhushi and S. Vanka. Large eddy simulation of turbulence-driven secondary flow in a square duct. *Physics of Fluids*, 3 :2734–2745, 1991.
- [88] A. Malik. *Suppression of Junction Flow Effect in Half Model Wind Tunnel Testing*. PhD thesis, Loughborough University, 2012.
- [89] M. Mani, D. Babcock, C. Winkler, and P. Spalart. Predictions of a Supersonic Turbulent Flow in a Square Duct. In *AIAA 2013-0860*, 2013.
- [90] I. Mary and P. Sagaut. Large Eddy Simulation of Flow around an Airfoil Near Stall. *AIAA Journal*, 40(6) :1139–1145, 2002.
- [91] R. Mehta. Effect of Wing Nose Shape on the Flow in a Wing Body Junction. *The Aeronautical Journal*, pages 456–460, 1984.
- [92] M. V. Melander and F. Hussain. Polarized vorticity dynamics on a vortex column. *Physics of Fluids A*, 5 :1992–2003, 1993.
- [93] F. Menter, A. Garbaruk, and Y. Egorov. Explicit algebraic Reynolds stress models for anisotropic wall-bounded flows. *Progress in Flight Physics*, 3 :89–104, 2012.
- [94] F. R. Menter. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598–1605, 1994.
- [95] R. Meyer, D. Bechert, and W. Hage. Secondary flow control on compressor blades to improve the performance of axial turbomachines. In *5th European Conference on Turbo-machinery*, 2003.
- [96] O. Mojola. On secondary flow in secondary streamwise corners. *Journal de Mécanique appliquée*, 4(2) :177–196, 1980.
- [97] G. Mompean. Numerical simulation of a turbulent flow near a right-angled corner using the Speziale non-linear model with RNG $k - \epsilon$ equations. *Computers and Fluids*, 21 :847–859, 1998.
- [98] G. Mompean, S. Gaviralakis, L. Machiels, and O. Deville. On predicting the turbulence-induced secondary flows using nonlinear $k - \epsilon$ models. *Physics of Fluids*, 8(7) :1856–1868, 1996.
- [99] J. Morrison and B. Kleb. Observations on CFD Verification and Validation from the AIAA Drag Prediction Workshops. In *52nd Aerospace Sciences Meeting*, 2014.
- [100] M. Murayama and K. Yamamoto. Comparison Study of Drag Prediction by Structured and Unstructured Mesh Method. *Journal of Aircraft*, 45(3) :799–822, 2008.
- [101] H. Muttray. Investigation of the effect of the fuselage on the wing of a low-wing monoplane. Technical report, NACA, 1928.

- [102] H. Muttray. The aerodynamic aspect of wing-fuselage fillets. Technical report, NACA, 1935.
- [103] D. Naot, A. Shavit, and M. Wolfshtein. Numerical Calculation of Reynolds Stresses in a Square Duct with Secondary Flow. *Wärme- und Stoffübertragung*, 7 :151–161, 1974.
- [104] J. Nikuradse. *Untersuchungen über die Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen*. 1926.
- [105] S. Nisizima and A. Yoshizawa. Turbulent channel and Couette flows using an anisotropic $k-\epsilon$ model. *AIAA journal*, 25, 1986.
- [106] S. Ölçmen and R. Simpson. Influence of Wing Shapes on the Surface Pressure Fluctuations at Wing Body Junctions. *AIAA Journal*, 32 :6–15, 1994.
- [107] S. Ölçmen and R. Simpson. An experimental study of a three-dimensional pressure-driven turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 290 :225–262, 1995.
- [108] S. Ölçmen and R. Simpson. Some features of a turbulent wing-body junction vortical flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27 :980–993, 2006.
- [109] B. Oudheusden, C. Steenaert, and L. Boermans. Attachment-Line Approach for Design of a Wing-Body Leading-Edge Fairing. *Journal of Aircraft*, 41(2) :238–246, 2006.
- [110] J. Paik, C. Escauriaza, and F. Sotiropoulos. On the bimodal dynamics of the turbulent horseshoe vortex system in a wing-body junction. *Physics of Fluids*, 19 :045107, 2007.
- [111] M. Pamiès. *Contrôle d'une couche limite turbulente au moyen d'un micro-système distribué*. PhD thesis, Université de Lille 1, 2008.
- [112] M. Pamiès, P.-E. Weiss, E. Garnier, S. Deck, and P. Sagaut. Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows. *Physics of Fluids*, 21(4) :045103–15, 2009.
- [113] H. Perkins. The formation of streamwise vorticity in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 44 :721–740, 1970.
- [114] B. Petterson Reif and H. Andersson. Prediction of Turbulence-Generated Secondary Mean Flow in a Square Duct. *Flow, Turbulence and Combustion*, 68 :41–61, 2002.
- [115] R. Pečnik and G. Iaccarino. Predictions of turbulent secondary flows using the $v^2 - f$ model. *Center for Turbulent Research - Annual Research Briefs*, pages 333–343, 2007.
- [116] F. Pierce and S. Nath. Interference Drag of a Turbulent Junction Vortex. *Journal of Fluids Engineering*, 112, 1990.
- [117] T. Praisner and C. R. Smith. The Dynamics of the Horseshoe Vortex and Associate End-wall Heat Transfer - Part 1 : Temporal Behavior. *Journal of Turbomachinery*, 128 :747–754, 2006.
- [118] M. Rakowitz and B. Eisfeld. Structured and Unstructured Computations on the DLR-F4 Wing-Body Configurations. *Journal of Aircraft*, 2003.
- [119] S. Robinson. Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23 :601–639, 1991.

- [120] S. Roh and S. Park. Vortical flow over the free end surface of a finite circular mounted on a flat plate. *Experiments in Fluids*, 34 :63–67, 2003.
- [121] M. Rokni, C. Olsson, and B. Sunden. Numerical and experimental investigation of turbulent flow in a rectangular duct. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 22 :225–242, 1998.
- [122] E. Rood and D. Anthony. Tail Profile Effects on Unsteady Large Scale Flow Structure in the Wing and Plate Junction. In *ASME Fluids Engineering Division*, 1985.
- [123] K. San, Y. Lin, and S. Yen. Effects of sweep angles and angles of attack on junction-flow patterns. *Journal of Marine Science and Technology*, 2013.
- [124] C. Seal, C. Smith, O. Akin, and D. Rockwell. Quantitative characteristics of a laminar unsteady necklace vortex system at a rectangular block-flat plate juncture. *Journal of Fluid Mechanics*, 286 :117–135, 1995.
- [125] R. Simpson. Junction Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 415, 2001.
- [126] P. Spalart. Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21 :252–263, 2000.
- [127] P. Spalart and S. Allmaras. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. *Recherche Aerospaciale*, (1) :5–21, 1994.
- [128] P. Spalart, S. Deck, M. Shur, K. Squires, M. Strelets, and A. Travin. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2006.
- [129] P. Spalart, W. Jou, L. Strelets, and S. Allmaras. Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid RANS/LES approach. In *Proceedings of the 1st AFSOR International Conference on DNS/LES*, pages 137–147, 1998.
- [130] C. Speziale. On turbulent secondary flows in pipes of noncircular cross-section. *International Journal of Engineering Science*, 20 :863–872, 1982.
- [131] C. Speziale. On non-linear $k - l$ and $k - \epsilon$ models of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 178 :459–475, 1987.
- [132] C. Speziale and T. Gatski. Analysis and modelling of anisotropies in the dissipation rate of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 344 :155–180, 1997.
- [133] A. Thomas. The unsteady characteristics of laminar juncture flow. *Physics of Fluids*, 1987.
- [134] E. Tinoco. DLR F6-FX2B Summary. In *3rd CFD Drag Prediction Workshop*, 2006.
- [135] V. Togiti, B. Eisfeld, and O. Brodersen. Turbulence Model Study for the Flow Around the NASA Common Research Model. *Journal of Aircraft*, 2014.
- [136] C. Truesdell. *The Kinematics of Vorticity*. Indiana University Press., 1954.
- [137] J. Vassberg, A. Sclafani, and M. DeHaan. A Wing-Body Fairing Design for the DLR-F6 Model : a DPW-III Case Study. In *24th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, 2005.
- [138] F. Wang, Y. Chew, B. Khoo, and K. Yeo. Computation of turbulent flow in a square duct : aspects of the secondary flow and its origin. *Computers Fluids*, 23 :157–176, 1994.

-
- [139] J. Wang, W. Bi, and Q. Wei. Effects of an upstream inclined rod on the circular cylinder-flat plate junction flow. *Experiments in fluids*, 46 :1093–1104, 2009.
- [140] P. Welch. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra : a Method Based on Time Averaging over Short Modified Periodograms. *IEEE Trans. Audio and Electroacoust.*, 15(2) :70–73, 1967.
- [141] J. Wong and E. Png. Numerical Investigation of the Wing-Body Junction Vortex using various Large Eddy Simulation models. In *39th AIAA Fluid Dynamics Conference*, 2009.
- [142] H. Xu and A. Pollard. Large eddy simulation of turbulent flow in a square annular duct. *Physics of Fluids*, 13 :3321, 2001.
- [143] K. Yamamoto, K. Tanaka, and M. Murayama. Effect of a Nonlinear Constitutive Relation for Turbulence Modeling on Predicting Flow Separation at Wing-Body Junction of Transonic Commercial Aircraft. In *30th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, 2012.
- [144] S. Yen, K. San, and Y. Lin. Influences of upstream floor roughness and aerodynamics parameters on swept-wing junction flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 45 :16–24, 2013.
- [145] X. Yu and B. Liu. A prediction model for corner separation/stall in axial compressors. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010 : Power of Land, Sea and Air*, June 2010.