



HAL
open science

Simulation de l'interaction jet/tourbillon dans le sillage d'un avion et son impact sur la formation des trainées de condensation en utilisant l'approche RANS et l'approche hybride RANS/LES

Vivien Chmielarski

► **To cite this version:**

Vivien Chmielarski. Simulation de l'interaction jet/tourbillon dans le sillage d'un avion et son impact sur la formation des trainées de condensation en utilisant l'approche RANS et l'approche hybride RANS/LES. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPAST071 . tel-03433381

HAL Id: tel-03433381

<https://theses.hal.science/tel-03433381>

Submitted on 17 Nov 2021

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.

Simulation de l'interaction jet/tourbillon dans le sillage d'un avion et son impact sur la formation des traînées de condensation en utilisant l'approche RANS et l'approche hybride RANS/LES

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°579 : sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences
(SMEMaG)

Spécialité de doctorat : Mécanique des fluides

Référent : CentraleSupélec

Thèse préparée dans l'unité de recherche DMPE Multi-Physique pour l'Énergétique (Université Paris-Saclay, ONERA), sous la direction de Laurent JACQUIN, Directeur de recherche, et l'encadrement de Weeded GHEDHAÏFI, Ingénieure de recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 05 Octobre 2021, par

Vivien CHMIELARSKI

Composition du jury

Riwal Plougonven Professeur Chargé de Cours, École Polytechnique	Président
Claude Cambon Directeur de Recherche Émérite, CNRS - École Centrale de Lyon	Rapporteur & Examineur
Nicolas Gourdain Professeur, ISAE-Supaero	Rapporteur & Examineur
François Garnier Professeur, ÉTS Montréal - Université du Québec	Examineur
Adrien Loseille Chargé de Recherche, INRIA	Examineur
Laurent Jacquin Directeur de Recherche, ONERA	Directeur de thèse
Weeded Ghedhaïfi Ingénieure de Recherche, ONERA	Encadrante de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué au succès de ma thèse et qui m'ont aidé lors de la rédaction de ce mémoire.

Je voudrais dans un premier temps remercier, mon directeur de thèse, Laurent Jacquin, qui malgré le nombre limité de nos interactions lors de cette thèse, a su m'aiguiller et m'a aidé à soutenir mes travaux.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mon encadrante de thèse, Weeded Ghedhaïfi. Je la remercie de m'avoir encadré, orienté, aidé et conseillé. Je tiens notamment à saluer sa patience sans faille.

Je remercie la Direction Générale de l'Aviation Civile qui a financé cette thèse à travers la convention PHYWAKE.

Je remercie également l'ensemble des personnes qui sont passés par l'unité CMEI de l'ONERA pendant ces trois années et demi, pour leur gentillesse et leur soutien. Je pense particulièrement à Emmanuel Montreuil avec qui j'ai pu partager de nombreuses discussions amicales et qui m'a prodigué de précieux conseils.

Merci aux autres doctorants du DMPE avec qui j'ai pu partager les hauts et les bas d'une thèse. Avec les autres ingénieurs du bâtiment B, vous m'avez permis de passer d'agréables années, dans des conditions de travail stimulantes mais surtout bienveillantes.

Je remercie chaleureusement mon ancien voisin Thomas Le Pichon de m'avoir introduit au monde de la recherche aéronautique, et grâce à qui j'ai pu réaliser mon stage au sein de l'ONERA et donc cette thèse.

Je remercie également Frédéric Ser, Mathieu, Nicolas et Étienne pour avoir relu et corrigé mon manuscrit.

Enfin, j'adresse un remerciement particulier à mes amis, à ma famille et surtout à Célia pour leur soutien constant et leurs encouragements.

Table des matières

Introduction	11
1 Physique des traînées de condensation	17
1.1 Physique des traînées de condensation	17
1.2 État de l'atmosphère à l'altitude de vol	18
1.3 Critère de formation	19
1.4 Régimes de dilution du panache dans le sillage d'un avion	22
1.4.1 Le régime jet	22
1.4.2 Le régime tourbillonnaire	23
1.4.3 Le régime de dispersion	24
1.4.4 Le régime de diffusion	25
2 Outils & méthodes numériques	27
2.1 Principales approches de simulations numériques	27
2.2 Logiciel CEDRE	30
2.3 Les équations de Navier-Stokes	31
2.3.1 Conservation de la masse volumique	31
2.3.2 Conservation de la quantité de mouvement	32
2.3.3 Conservation de l'énergie totale	33
2.4 Approches moyennées Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS)	34
2.4.1 Equations de Navier-Stokes moyennées	34
2.4.2 Modèle de fermeture à deux équations de transport $k-\omega$	36
2.4.3 Modèle aux tensions de Reynolds (DRSM)	38
2.5 Approches hybrides RANS/LES	39
2.5.1 Detached-Eddy Simulation (DES)	39
2.5.2 Delayed Detached-Eddy Simulation (DDES)	40

2.5.3	Zonal Detached-Eddy Simulation (ZDES)	41
2.6	Algorithme d'adaptation de maillage	44
3	Mise en place d'un domaine de simulation numérique rendant compte de l'interaction jet/tourbillon	49
3.1	Sélection du cas d'étude	49
3.2	Présentation de l'étude expérimentale	50
3.2.1	Installation expérimentale	50
3.2.2	Dimensionnement et conditions d'essais	52
3.3	Sélection des variables rendant compte des interactions jet/tourbillon	53
3.3.1	Données expérimentales	53
3.3.2	Champs de vitesses	54
3.3.3	Champ de température	57
3.4	Création de la géométrie et du domaine de calcul	61
3.5	Création d'un maillage	62
4	Simulations numériques de l'interaction jet/tourbillon par des approches moyennées de la modélisation de la turbulence	67
4.1	Mise en place d'une première simulation RANS	68
4.1.1	Configuration du calcul	68
4.1.2	Analyse de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon pour une simulation RANS sur le maillage ICEM	71
4.2	Étude de l'impact de l'utilisation d'un outil d'adaptation de maillage anisotrope sur un modèle RANS à deux équations de transport.	80
4.2.1	Caractéristiques de la boucle d'adaptation	80
4.2.2	Sélection de la variable d'adaptation	81
4.3	Deux stratégies d'adaptation de maillages	82
4.3.1	Début de l'adaptation de maillage	83
4.3.2	Évolution des maillages grâce à l'outil d'adaptation Feflo.a	87
4.3.3	Comparaison des deux stratégies d'adaptation de maillages	92
4.3.4	Analyse de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon pour des simulation RANS sur maillages adaptés anisotropes	101
4.4	Simulation numérique RSM	107
4.4.1	Analyse de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon pour la simulation RSM	107
4.5	Bilan de l'utilisation d'approche moyennées de la modélisation de la turbulence	112

5 Étude de l'interaction jet/tourbillon avec une modélisation de la turbulence par des approches hybrides	115
5.1 Simulation hybride RANS/LES de l'interaction jet/tourbillon sur un maillage construit	116
5.1.1 Configuration des calculs	116
5.1.2 Stratégie de déclenchement de la turbulence	116
5.2 Réalisation de la simulation RANS/LES	117
5.3 Analyse de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon pour une simulation hybride RANS/LES sur le maillage ICEM	119
5.4 Simulation hybride RANS/LES de l'interaction jet/tourbillon sur un maillage généré par une procédure d'adaptation de maillage préliminaire	123
5.4.1 Objectif et configuration de la simulation numérique	123
5.4.2 Analyse de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon pour une simulation RANS/LES sur un maillage adapté anisotrope	126
Conclusion	129
Bibliographie	140

Table des figures

1	Aperçu schématique des émissions aéronautiques et des processus liés à l'activité aéronautique civile affectant le climat. [Lee <i>et al.</i> , 2020]	12
2	Estimations des participations au forçage radiatif effectif global liés aux activités aéronautiques entre 1940 et 2018. Les barres et les intervalles représentent respectivement les estimations et les intervalles de confiance de 5 à 95%. Les barres rouges indiquent les termes de réchauffement et les barres bleues les termes de refroidissement. Les valeurs de forçage radiative (RF) sont multipliées par les rapports (ERF/RF) respectifs afin d'obtenir les valeurs de forçage radiatif effectif (ERF). Les valeurs ERF/RF désignées par [1] indiquent qu'aucune estimation n'est encore disponible. [Lee <i>et al.</i> , 2020]	13
1.1	Distribution de température typique en fonction de l'altitude à travers les couches concentriques constituant l'atmosphère. [Moreau, 2020]	18
1.2	Illustration de la décroissance exponentielle de la pression depuis le niveau de la mer vers l'espace. [Moreau, 2020]	19
1.3	Illustration de l'évolution de la pression de vapeur saturante (liquide ou solide) en fonction de l'âge et de la température du panache.	20
1.4	Représentation de la méthode analytique proposée par [Schumann, 1996] permettant la prédiction de la formation de traînées de condensation à l'aide de diagrammes thermodynamiques température-pression partielle de vapeur d'eau. [Paoli <i>et al.</i> , 2011]	21
1.5	Régimes de dilution du panache dans le sillage d'un avion. [Paoli <i>et al.</i> , 2011]	22
1.6	Isocontours de la source de vorticité axiale $\frac{\partial(1/\theta)}{\partial y}$ dans un section transversale yz à $x = 200 m$ dans le sillage. De gauche à droite : $t = 60 s, 80 s, 100 s$ et $120 s$. [Paugam <i>et al.</i> , 2010]	24
1.7	Photographie de la destruction d'une traînée de condensation caus�e par une instabilité de Crow. [Photo : Brian Barrett]	25
2.1	Schéma d'application des différentes méthodes de simulation d'écoulement turbulent [Bakker, 2008].	28
2.2	Visualisation de traînées de condensation modélisées par le code CEDRE. [Montreuil <i>et al.</i> , 2018] . .	30

2.3	Zone de décollement sur un profil d'aile en simulation RANS et DES97. [Menter et Kuntz, 2004]	40
2.4	Classification des configurations d'écoulement pour la ZDES. [Deck, 2012]	41
2.5	Boucle d'adaptation de maillages pour des problèmes stationnaires. \mathcal{T}_i représente un maillage, \mathcal{S}_i une solution numérique et \mathcal{M}_i la métrique calculée à partir du couple $(\mathcal{T}_i, \mathcal{S}_i)$. [Loseille, 2008]	45
3.1	Plan de la soufflerie aérodynamique ONERA-F2.	51
3.2	Vue du montage pour l'expérience de l'interaction jet/sillage dans la soufflerie F2.	51
3.3	Sonde fil chaud DISA P11.	54
3.4	Profils des trois vitesses moyennes centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$.	56
3.5	Profils des trois vitesses moyennes centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 8$.	56
3.6	Peigne de thermocouples.	57
3.7	Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 0$.	58
3.8	Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 0,5$.	58
3.9	Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 1$.	59
3.10	Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 3$.	59
3.11	Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 5$.	60
3.12	Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 8$.	60
3.13	Géométrie de la demi-aile NACA et de l'injecteur.	62
3.14	Maillage surfacique du domaine fluide.	63
3.15	Maillage surfacique au niveau de l'aile NACA et de l'injecteur.	63
3.16	Visualisation d'un coupe du maillage volumique dans l'axe de l'injecteur.	64
4.1	Dispositif de sondage en sortie d'injecteur [Molton, 2021].	68
4.2	Résultats expérimentaux du dispositif de sondage en sortie d'injecteur [Molton, 2021].	69
4.3	Prise en compte du champ de vitesse moyenne en sortie d'éjecteur pour les conditions aux limites des calculs numériques.	69
4.4	Lignes de courant obtenues par simulation numérique ayant pour origine le bord de fuite de l'aile (bleu) ou la sortie de l'injecteur (rouge).	71
4.5	Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 0$.	74
4.6	Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 0,5$.	74
4.7	Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 1$.	75

4.8	Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 3$	75
4.9	Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 5$	76
4.10	Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 8$	76
4.11	Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$ (RANS-ICEM) comparés à l'expérience.	77
4.12	Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 8$ (RANS-ICEM) comparés à l'expérience.	77
4.13	Évolution de la circulation du tourbillon calculée sur les plans orthogonaux à l'écoulement principal en aval de l'aile pour la simulation RANS-ICEM.	78
4.14	Vue d'ensemble des maillages construits pour les différentes stratégies de simulation RANS.	84
4.15	Visualisation du maillage et de la solution numérique initiale utilisés pour la stratégie d'adaptation "CP" à différents plans en aval de l'aile ($x/b = \{0; 0,5; 1\}$).	85
4.16	Visualisation du maillage et de la solution numérique initiale utilisés pour la stratégie d'adaptation "CP" à différents plans en aval de l'aile ($x/b = \{3; 5; 8\}$).	86
4.17	Comparaison entre la disposition des éléments du maillage adapté CP400 et les champs de senseur NVS calculés dans les plans de coupe $x/b = 0$, $x/b = 0,5$ et $x/b = 1$	88
4.18	Comparaison entre la disposition des éléments du maillage adapté CP400 et les champs de senseur NVS calculés dans les plans de coupe $x/b = 3$, $x/b = 5$ et $x/b = 8$	89
4.19	Évolution du nombre de mailles lors des différentes itérations de la stratégie d'adaptation de maillages conservant les couches de prismes ("CP")	91
4.20	Évolution du nombre de mailles lors des différentes itérations de la stratégie d'adaptation de maillages autorisation la modification des éléments surfaciques ("FT")	91
4.21	Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 0$	94
4.22	Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 0,5$	95
4.23	Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 1$	96
4.24	Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 3$	97

4.25	Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 5$.	98
4.26	Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 8$.	99
4.27	Évolution du coefficient de pression C_p autour de l'aile pour les simulations CP400 (bleu) et FT400 (rouge).	100
4.28	Évolution théorique du coefficient de pression C_p autour d'une aile NACA 0012 avec un angle d'incidence de 9° [Abbott et Von Doenhoff, 1960] [Anderson, 2001].	100
4.29	Comparaison de la disposition des mailles dans le plan de coupe $x/b = 3$ pour les maillages générés par la procédure d'adaptation "FT" et le maillage ICEM.	102
4.30	Comparaison simulation/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan d'étude $x/b = 8$ pour différentes simulations RANS k- ω SST-Menter.	103
4.31	Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$ pour différentes simulations RANS k- ω SST-Menter.	105
4.32	Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 8$ pour différentes simulations RANS k- ω SST-Menter.	105
4.33	Évolution de la circulation du tourbillon calculée sur les plans orthogonaux à l'écoulement principal en aval de l'aile pour les différentes simulations RANS k- ω SST-Menter.	106
4.34	Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$ pour différentes simulations RANS.	109
4.35	Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 8$ pour différentes simulations RANS.	109
4.36	Comparaison simulation/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans les plan d'étude $x/b = 0$, $x/b = 0,5$ et $x/b = 1$ pour la simulation RSM.	110
4.37	Comparaison simulation/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans les plan d'étude $x/b = 0$, $x/b = 0,5$ et $x/b = 1$ pour la simulation RSM.	111
5.1	Résultats expérimentaux du dispositif de sondage en sortie d'injecteur [Molton, 2021].	117
5.2	Visualisation des parties de l'écoulement traitées par approche moyennée de modélisation de la turbulence l'écoulement.	119
5.3	Comparaison simulation/ expérience de la distribution de la moyenne temporelle de l'écart de température relatif dans le plan $x/b = 8$ pour la simulation ZDES-ICEM.	121
5.4	Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans les plans $x/b = 0,5$ et $x/b = 8$ pour la simulation ZDES-ICEM.	122

5.5	Visualisation du volume des éléments du maillage FT1600 situés dans le plan $x/b = 3$	125
5.6	Visualisation du volume des éléments du maillage ICEM situés dans le plan $x/b = 3$	125
5.7	Comparaison simulation/ expérience de la distribution de la moyenne temporelle de l'écart de température relatif dans le plan $x/b = 8$ pour les simulation ZDES-ICEM et ZDES-FT1600.	127
5.8	Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$ pour les simulations ZDES-ICEM et ZDES-FT-1600.	128
5.9	Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 8$ pour les simulations ZDES-ICEM et ZDES-FT-1600.	128

Liste des tableaux

3.1 Paramètres caractéristiques d'un bi-moteur commercial de type Airbus A-330 en vol de croisière. . . .	52
3.2 Paramètres caractéristiques de la maquette et de l'étude expérimentale.	53

Introduction

Dans le contexte actuel de lutte contre le réchauffement climatique, le secteur aéronautique est pointé du doigt notamment pour ses émissions de gaz à effets de serre et surtout de CO_2 . Cependant, lors d'un cycle de vol, d'autres émissions perturbent la composition atmosphérique et engendrent des phénomènes aux conséquences parfois néfastes. La figure [Fig. 1] met ainsi en évidence les différentes émissions et processus physico-chimiques qui sont liés à l'activité aéronautique civile et leurs impacts sur les radiations solaires et terrestres. Les émissions de CO_2 , de vapeur d'eau, de NO_x et de suies ainsi que les traînées de condensation et les cirrus induits, par exemple, piègent les radiations terrestres et entraînent un forçage radiatif positif.

Le forçage radiatif est défini par le GIEC (Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat) [GIEC, 2013] comme "la variation du flux de rayonnement résultant (différence entre l'éclairement descendant et l'éclairement ascendant, exprimée en $W.m^{-2}$), à la tropopause ou au sommet de l'atmosphère, due à une modification d'un agent externe du changement climatique, par exemple une modification de la concentration de dioxyde de carbone ou du rayonnement solaire". D'ordinaire, on calcule le forçage radiatif après avoir laissé les températures stratosphériques éventuellement perturbées se réajuster à l'équilibre radiatif dynamique, en maintenant toutefois toutes les propriétés troposphériques à leurs valeurs non perturbées. Le forçage radiatif est dit instantané si on ne tient pas compte du changement de température dans la stratosphère. Une fois les ajustements rapides pris en compte, on parle alors de forçage radiatif effectif. Le forçage radiatif effectif (ERF) est alors la valeur la plus pertinente pour évaluer l'impact d'un phénomène sur l'environnement ([Myhre *et al.*, 2013], [Boucher *et al.*, 2013]).

La figure [Fig. 2] présente l'estimation des participations au forçage radiatif effectif global liés aux activités aéronautiques entre 1940 et 2018 [Lee *et al.*, 2020]. Cette étude met en évidence l'importance du rôle des cirrus induits par les traînées de condensation dans le bilan des différents forçages. En effet, avec une valeur estimée à $57,4 \text{ mW.m}^{-2}$, il s'agit de la contribution la plus importante, devançant celle liée aux émissions de dioxyde de carbone ($34,3 \text{ mW.m}^{-2}$). À elle seule, elle représente plus de la moitié de la valeur du forçage radiatif effectif global de l'aviation estimée à 100 mW.m^{-2} .

Cependant la figure [Fig. 2] met aussi en avant le faible niveau de confiance lié aux estimations des valeurs de forçage radiatif imputées aux cirrus induits. La formation des traînées de condensation et leur développement en

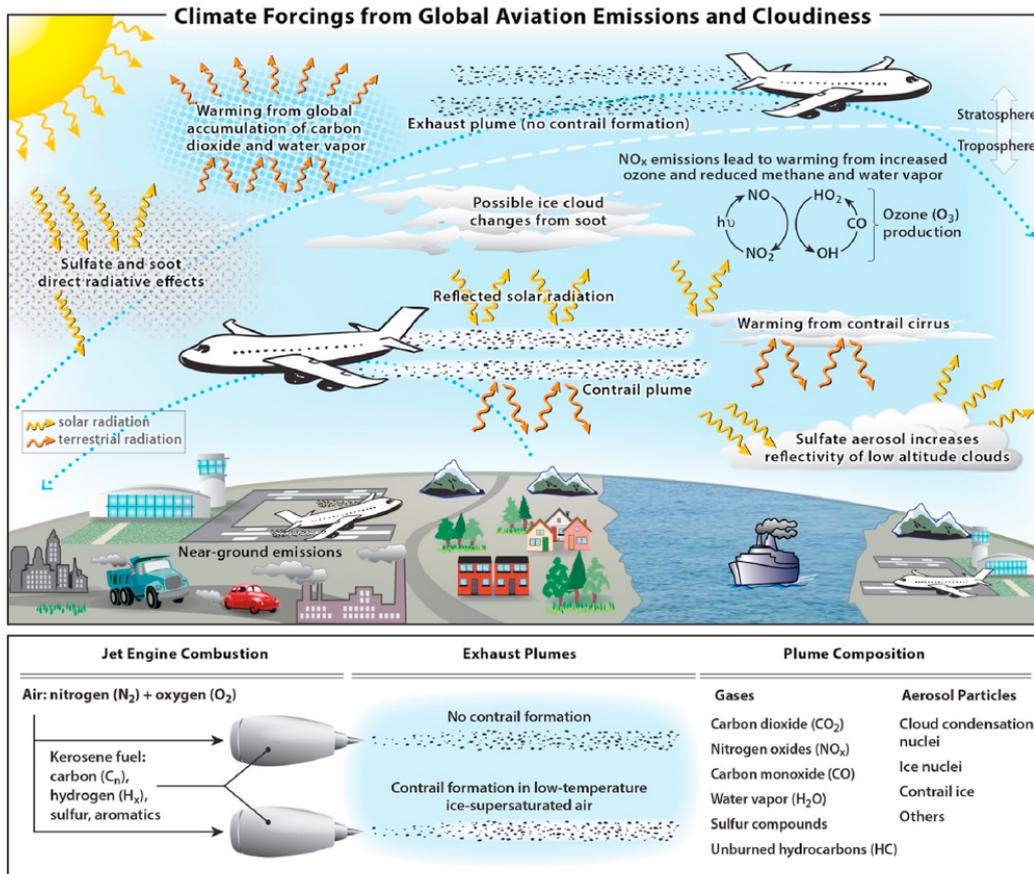


FIGURE 1 – Aperçu schématique des émissions aéronautiques et des processus liés à l'activité aéronautique civile affectant le climat. [Lee *et al.*, 2020]

cirrus sont, en effet, des phénomènes complexes faisant intervenir de nombreux processus physiques, chimiques et microphysiques.

Les premières observations de traînées de condensation sont attribuées à Ettenreich [1919]. Cependant, c'est au début des années 1940 que les chercheurs commencent à expliquer les principes physico-chimiques à l'origine de l'apparition des traînées de condensation [Schmidt, 1941]. L'étude des traînées de condensation se divise alors en deux volets. Une première partie des études porte sur la modélisation et la compréhension des processus pilotant la formation et l'évolution des traînées de condensation. La seconde partie s'intéresse, quant à elle, à l'impact environnemental des traînées et des cirrus induits. Il s'agit alors principalement d'estimer le forçage radiatif des cirrus en étudiant par exemple leur extension spatiale ou leur épaisseur optique.

L'extension spatiale des cirrus est principalement étudiée grâce aux observations satellites ([Spichtinger *et al.*, 2003], [Gettelman *et al.*, 2006], [Minnis *et al.*, 2013]) ou grâce à des modèles climatiques de type GCM (General Circulation Model)([Ponater *et al.*, 2002]). La difficulté de distinction entre les cirrus naturels et ceux formés par le vieillissement de traînées de condensation reste un problème majeur pour diminuer les incertitudes liées à ces mesures [Minnis *et al.*, 2013]. La télédétection par laser (LIDAR) est quant à elle utilisée afin de déterminer la

Global Aviation Effective Radiative Forcing (ERF) Terms (1940 to 2018)

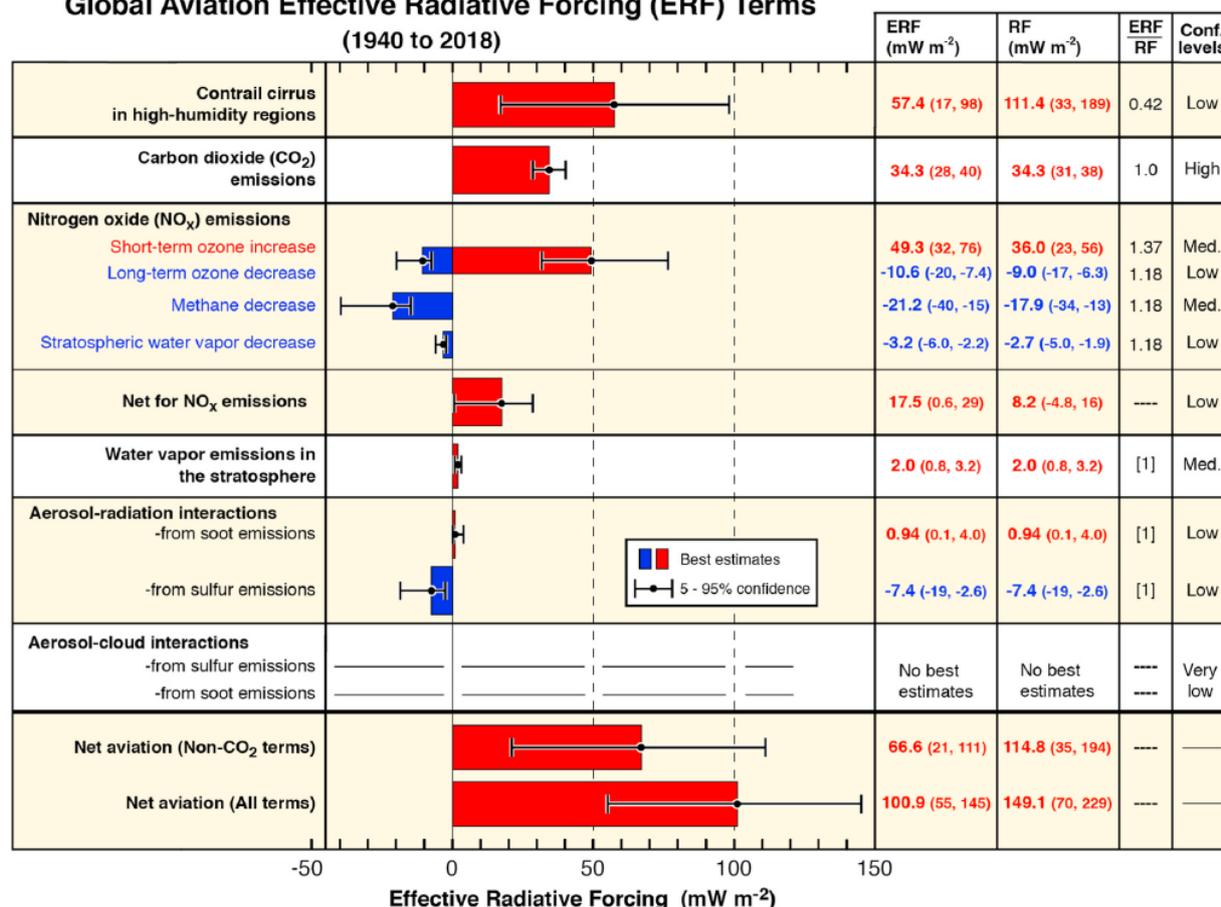


FIGURE 2 – Estimations des participations au forçage radiatif effectif global liés aux activités aéronautiques entre 1940 et 2018. Les barres et les intervalles représentent respectivement les estimations et les intervalles de confiance de 5 à 95%. Les barres rouges indiquent les termes de réchauffement et les barres bleues les termes de refroidissement. Les valeurs de forçage radiative (RF) sont multipliées par les rapports (ERF/RF) respectifs afin d'obtenir les valeurs de forçage radiatif effectif (ERF). Les valeurs ERF/RF désignées par [1] indiquent qu'aucune estimation n'est encore disponible. [Lee *et al.*, 2020]

constitution et les propriétés microphysiques des traînées de condensation et surtout des cirrus et donc d'en déduire, par exemple, une épaisseur optique. Cependant, ces propriétés sont très variables d'un nuage à l'autre car elles dépendent par exemple de sa localisation sur le globe ainsi que des conditions saisonnières ([Sassen *et al.*, 2008]). Un cirrus qui se situe au-dessus d'une zone tropicale n'aura statistiquement pas les mêmes caractéristiques que celui qui se situe au-dessus d'une zone désertique.

Les données récupérées par les différentes techniques optiques permettent d'alimenter les modèles de calcul d'impact environnemental. Mais les limites évoquées ne permettent pas, à l'heure actuelle de réduire significativement les intervalles de confiance liés à ces modèles.

La modélisation de la formation des traînées de condensation et de leur évolution est un autre sujet de recherche permettant d'améliorer les estimations de leur impact environnemental. Les simulations numériques par exemple

peuvent permettre de récolter des données concernant les propriétés microphysiques et dynamiques des traînées de condensation qui sont nécessaires à l'évaluation du forçage radiatif. Elles peuvent aussi permettre de trouver des solutions techniques ou des stratégies menant à une mitigation de l'impact environnemental des traînées de condensation.

En effet, les connaissances concernant la formation des traînées de condensation sont importantes. Les conditions de formation de traînées de condensation sont par exemple bien définies par le critère Schmidt-Appleman ([Schmidt, 1941], [Appleman, 1953],[Schumann, 1996]) et plusieurs études ont décrit précisément les principaux processus microphysiques permettant la condensation de la vapeur d'eau dans le panache des avions ([Kärcher, 1998], [Kärcher *et al.*, 2015]). Cependant, les paramètres entrant en jeu dans les processus de forçage radiatif comme la densité des cristaux de glace, leur distribution en taille, leur forme, ainsi que leur expansion spatiale dans le panache restent difficiles à obtenir. Ceux-ci dépendent en grande partie de l'évolution du sillage de l'avion et des conditions atmosphériques. Comme les mesures *in situ* de la formation des traînées de condensation et de l'évolution d'un sillage sont difficiles à mettre en place, les simulations numériques sont d'une grande importance pour obtenir ces données.

Plusieurs études ont déjà mis en place des simulations numériques de la formation de traînées de condensation. On peut citer les travaux de Paoli *et al.* [2013] qui ont réalisé des simulations LES tridimensionnelles de l'évolution de tourbillons de sillage couplée avec un modèle microphysique de formation de cristaux de glace. Or dans cette étude, la géométrie de l'avion n'est pas prise en compte et les tourbillons de sillage sont initialisés par des modèles analytique de tourbillons de type Lamb-Oseen. [Lamb, 1932]. En effet, ce type de tourbillon est souvent utilisé pour modéliser le sillage d'un avion [Gerz *et al.*, 2002]. Le problème est que la dynamique du sillage et l'interaction jet/tourbillon a un fort impact sur l'ensemble du développement des traînées de condensation. Ainsi, la prise en compte de la géométrie de l'avion paraît nécessaire à l'obtention de données réalistes concernant l'évolution des paramètres pilotant les processus de forçage radiatif.

Montreuil *et al.* [2018] ont ainsi réalisé des simulations numériques RANS tridimensionnelles du sillage d'un avion de type CRM (*NASA's Common Research Model*), prenant en compte les sorties primaires et secondaires des moteurs, incluant un schéma réactionnel comportant 22 espèces et 60 réactions ainsi que des modèles microphysiques d'activation de suies. Ces travaux permettent, à l'heure actuelle, d'observer la formation de traînées de condensation sur plusieurs envergures et d'obtenir de premières données concernant les paramètres responsables du forçage radiatif. Ces simulations ont, par ailleurs, été testées sur leur capacité à vérifier le critère de Schmidt-Appleman concernant l'occurrence des traînées de condensation [Ghedhaifi *et al.*, 2019].

Les résultats obtenus par ces simulations et modèles numériques sont cependant difficilement vérifiables, dû au manque de données expérimentales en la matière. On peut par exemple se poser des questions concernant la validité de l'écoulement de sillage obtenu. Une des solutions envisageables pour tester les modèles numériques

employés est d'utiliser des cas test. Ainsi, Kolomenskiy *et al.* [2014] ont par exemple utilisé leur approche hybride RANS/LES pour simuler la formation d'un tourbillon de bout d'aile dans les conditions de l'expérience de Chow *et al.* [1997]. Cette étape de vérification de leur approche numérique a ainsi pu appuyer les résultats obtenus lors de leurs simulations du sillage d'un avion Kolomenskiy et Paoli [2018].

Au regard de l'état actuel des connaissances, des recherches supplémentaires sont encore nécessaires afin de répondre aux défis environnementaux posés par les traînées de condensation. Des simulations numériques tri-dimensionnelles de la formation et de l'évolution des traînées de condensation, utilisant des géométries réalistes d'avion, sont nécessaires pour obtenir les données nécessaires à l'évaluation du forçage radiatif lié aux cirrus induits. Il s'agit cependant de simulations complexes par la dimension des domaines de calculs nécessaires et par la complexité des modèles physiques, chimiques et microphysiques utilisés. Les simulations qui ont été menées à l'ONERA ([Khou *et al.*, 2015], [Montreuil *et al.*, 2018], [Ghedhaifi *et al.*, 2019]) ne peuvent pas être comparées à des données expérimentales. Il est donc nécessaire de tester les modèles et approches utilisés afin de gagner en confiance sur ce type de calcul. Enfin, les calculs réalisés sur la géométrie CRM utilisent des approches dites moyennées de la résolution de la turbulence. Ces approches ne permettent pas de modéliser certains comportements dynamiques de l'écoulement. Il serait alors intéressant de comparer ces calculs à des calculs utilisant des approches instationnaires de la résolution de la turbulence afin d'évaluer la pertinence de l'utilisation des approches moyennées.

Dans ce contexte, cette thèse a pour but d'étudier, à partir d'un code de simulation de mécanique des fluides, la capacité de certaines approches numériques à modéliser une interaction jet/tourbillon. L'objectif est alors de sélectionner les paramètres et modèles qui seront utilisés pour les futures simulations de formations de traînées de condensation. À terme, une stratégie de simulation sera alors mise en place afin de déterminer les caractéristiques dynamiques, chimiques et microphysiques du sillage d'avion afin d'étudier le vieillissement des traînées de condensation en cirrus et de prédire leur impact environnemental. Cette stratégie a pour but de s'adapter aux différentes formes géométriques et carburants utilisés en aéronautique, afin de prendre en compte l'impact des traînées de condensation et des cirrus induits dans la conception des nouvelles configurations d'avions.

Ce mémoire de thèse est organisé en cinq chapitres. Le premier chapitre est consacré à la description des processus physiques liés à la formation et au développement des traînées de condensation. Le second chapitre présente les outils et modèles de simulation numérique de la dynamique des fluides et le principe de fonctionnement de l'algorithme d'adaptation de maillages qui sont utilisés dans ce manuscrit. Le troisième chapitre est consacré à la mise en place d'un cas test permettant la simulation d'une interaction jet/tourbillon. Dans le quatrième chapitre, nous verrons la mise en place de simulations numériques de cette interaction jet/tourbillon par des approches moyennées de la turbulence (RANS). Enfin, le cinquième chapitre présente la mise en place de simulation numérique interaction jet/tourbillon par des approches instationnaires et présente les avantages et limites de ces dernières.

Chapitre 1

Physique des traînées de condensation

1.1 Physique des traînées de condensation

Les traînées de condensation sont des nuages formés de cristaux de glace issus de la condensation de la vapeur d'eau dans la haute troposphère et la basse stratosphère. Elles sont majoritairement formées à la suite du passage d'un avion dont les moteurs émettent de la vapeur d'eau, diverses espèces chimiques et des particules de suies.

La formation des traînées de condensation est le résultat de l'interaction de trois types de phénomènes physiques : la dynamique de l'écoulement dans le sillage de l'avion, les transformations chimiques des effluents et des composées atmosphériques et les processus microphysiques qui ont lieu au niveau des particules composant les effluents de l'avion [Kärcher *et al.*, 1996b]. Il existe un rapport de dépendance mutuelle entre ces phénomènes. Ainsi, l'aérodynamique va piloter la dilution du panache [Schumann *et al.*, 1998] dont la composition sera elle-même modifiée par les différentes transformations chimiques [Kärcher *et al.*, 1996a]. La composition chimique du panache agit quant à elle directement sur les processus microphysiques. L'interdépendance de ces processus physiques fait qu'il est pertinent de pouvoir modéliser ces trois processus simultanément.

Dans cette partie, nous verrons l'impact de la dynamique de l'écoulement du sillage d'un avion sur la formation et l'évolution des traînées de condensation. Nous mettrons en avant les rôles de la géométrie et des caractéristiques techniques de l'avion ainsi que de l'état de l'atmosphère dans le processus de dilution du panache. Les transformations chimiques et processus microphysiques impliqués lors de ces étapes ne seront pas présentés en détail dans ce manuscrit. En effet, les simulations numériques réalisées pour cette étude n'impliquent aucune réaction chimique ou microphysique.

1.2 État de l'atmosphère à l'altitude de vol

L'atmosphère terrestre est l'enveloppe gazeuse qui entoure la Terre. La ligne Kármán, située à 100 km d'altitude au-dessus de la surface de la Terre, définit la limite entre l'atmosphère terrestre et l'espace selon la Fédération Aéronautique Internationale. On décompose généralement l'atmosphère en quatre couches concentriques comprises entre des altitudes différentes marquant des points d'inversion de l'évolution de la température [Fig. 1.1].

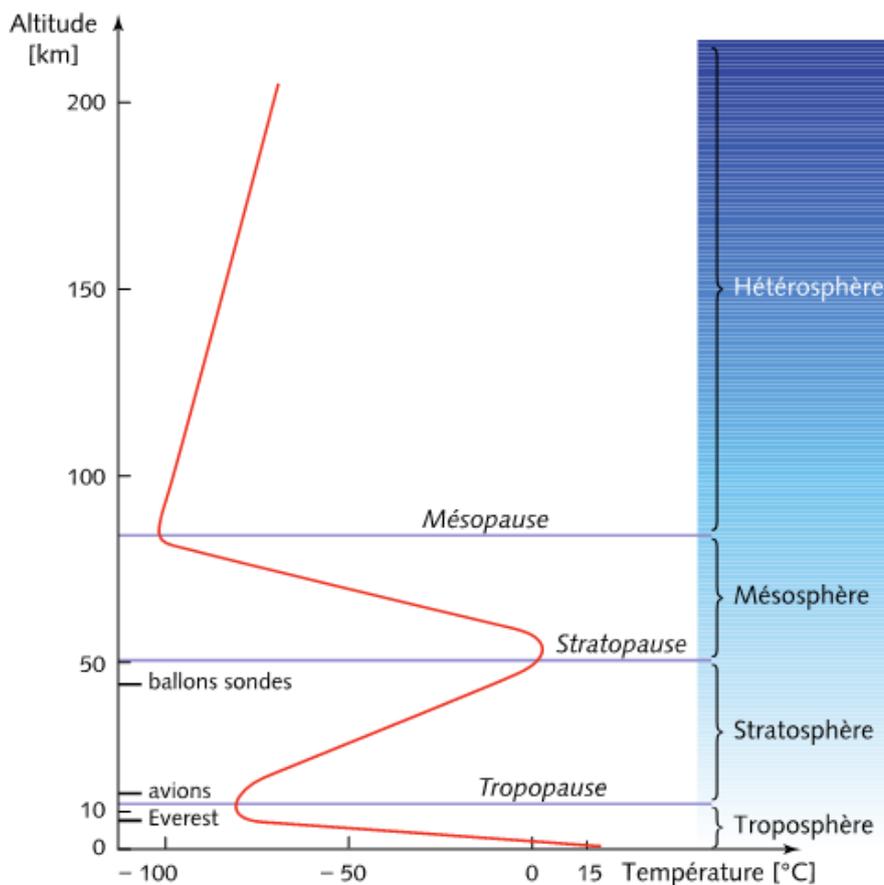


FIGURE 1.1 – Distribution de température typique en fonction de l'altitude à travers les couches concentriques constituant l'atmosphère. [Moreau, 2020]

Dans le cadre de la formation des traînées de condensation, nous nous intéressons particulièrement aux propriétés de l'atmosphère dans la troposphère et la basse stratosphère. En effet, les avions de ligne évoluent à des altitudes comprises entre 0 m au décollage et 10 km en régime de croisière. Cette altitude correspond à la limite entre la troposphère et la stratosphère qu'on appelle la tropopause. Cette zone est caractérisée par une température relativement stable, comprise entre -50°C et -60°C . À cette altitude, la valeur de la pression avoisine 22632 Pa, suite à la décroissance exponentielle de la pression atmosphérique [Fig. 1.2]. C'est d'ailleurs une des raisons pour lesquelles on souhaite atteindre la tropopause comme altitude de vol. En effet, une plus faible pression entraîne la

diminution de la densité de l'air et permet de réduire les frottements et ainsi économiser du carburant. Cependant, s'agissant de la zone la plus froide de la basse atmosphère, les conditions atmosphériques y sont propices à la formation de cristaux de glace qui forment les traînées de condensation.

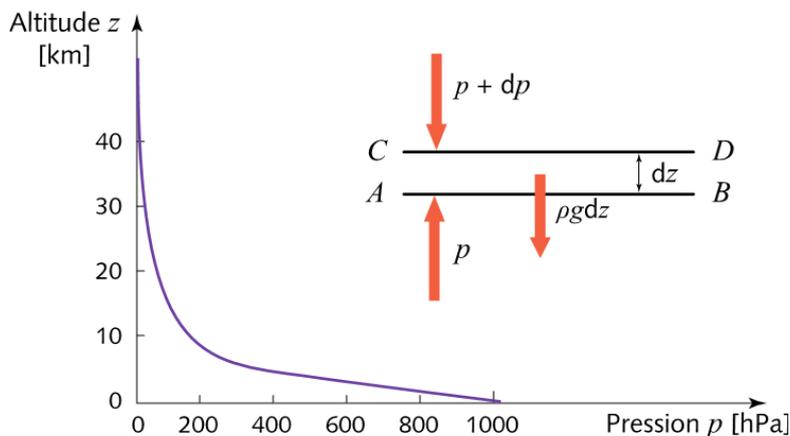


FIGURE 1.2 – Illustration de la décroissance exponentielle de la pression depuis le niveau de la mer vers l'espace. [Moreau, 2020]

La composition de l'atmosphère est aussi une donnée importante à prendre en compte dans l'étude des traînées de condensation. L'air sec est composé de quatre gaz majeurs, dont les concentrations sont approximativement les suivantes : 78 % pour l'azote (N_2), 21 % pour l'oxygène (O_2), 1 % pour l'argon (Ar) et 0,035 % pour le dioxyde de carbone (CO_2). Ces pourcentages varient très peu en fonction de l'altitude au sein de l'ensemble troposphère-stratosphère-mésosphère en raison de l'agitation moléculaire. Cependant, l'air de la troposphère n'est pas sec, sauf à de très grandes distances des plans d'eau, qui peuvent humidifier l'atmosphère par évaporation. Sa teneur en vapeur d'eau varie donc entre zéro et son maximum possible, que l'on appelle la pression de vapeur saturante. Au-delà de ce maximum, l'eau se condense en gouttelettes, qui forment les brouillards et les nuages. La teneur en vapeur d'eau est donc une donnée importante à prendre en compte qui peut faciliter la formation de cristaux de glace.

1.3 Critère de formation

L'état de l'atmosphère a une influence directe sur la formation et le développement des traînées de condensation. En effet, selon Schmidt et Appleman ([Schmidt, 1941], [Appleman, 1953]), une traînée de condensation se forme dans le panache en expansion lorsque la pression partielle de vapeur d'eau du mélange, constitué des effluents et d'air ambiant, est supérieure à la pression de vapeur saturante de l'eau par rapport à sa phase liquide.

La pression partielle d'un composant dans un mélange de gaz parfaits est définie comme la pression qui serait exercée par les molécules de ce composant s'il occupait seul tout le volume offert au mélange, à la température

de celui-ci. La pression de vapeur saturante est la pression à laquelle la phase gazeuse d'une substance est en équilibre avec sa phase liquide ou solide à une température donnée dans un système fermé. La Figure 1.3 illustre l'évolution de la pression partielle de vapeur d'eau lorsqu'elle est en équilibre avec sa phase condensée (solide ou liquide). Ainsi, au point B, la pression partielle de vapeur d'eau atteint la pression de vapeur saturante. Une partie de la vapeur d'eau peut ainsi passer sous forme liquide ou gazeuse. Ce schéma met aussi en évidence que la pression de vapeur saturante diminue lorsque le panache se refroidit. Ainsi, pour une quantité fixe de vapeur d'eau dans le panache, une diminution de la température du panache (passage du point A au point B) permet la formation de traînées de condensation.

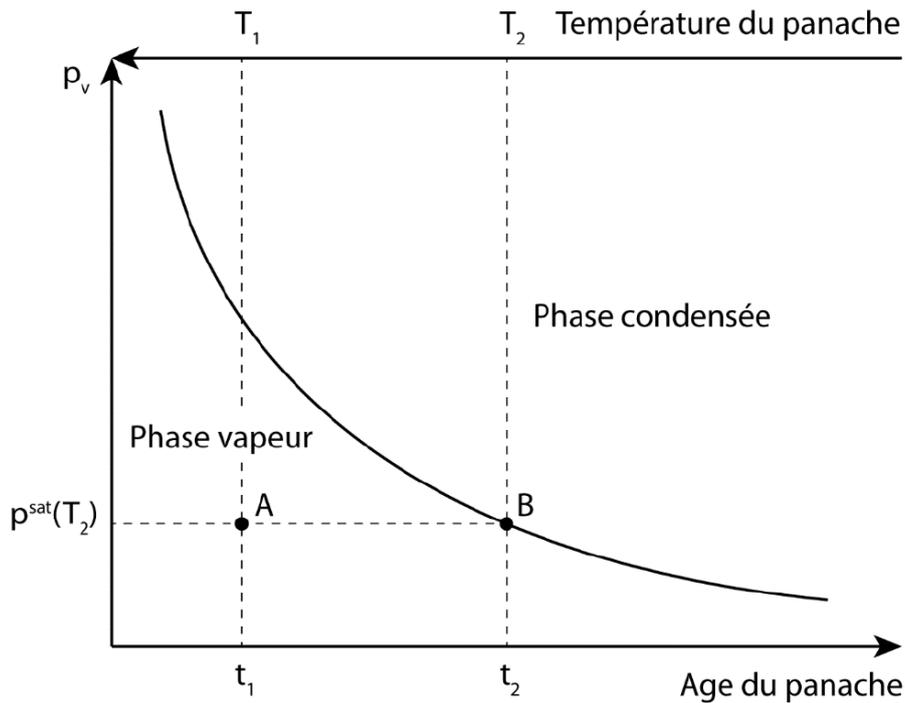


FIGURE 1.3 – Illustration de l'évolution de la pression de vapeur saturante (liquide ou solide) en fonction de l'âge et de la température du panache.

Schumann s'est appuyé sur ce critère afin d'en déduire une méthode analytique permettant de fournir une température seuil de formation des traînées de condensation en fonction du rendement des moteurs, de la température des gaz d'échappement, de l'indice d'émission de vapeur d'eau, ainsi que de la température et de l'humidité ambiantes [Schumann, 1996].

On suppose dans un premier temps, que le passage de l'état du mélange en sortie moteur (P_{vj}, T_j) à l'état d'air ambiant $(P_{v\infty}, T_\infty)$ est adiabatique, que la quantité de vapeur d'eau est fixe dans la panache et que la vapeur d'eau et la chaleur se diffusent proportionnellement. Alors, on peut représenter ce changement d'état par une droite dans un diagramme thermodynamique représentant la pression partielle de vapeur d'eau en fonction de la température.

Schumann nous donne alors une formulation (1.1) de la pente de cette droite faisant intervenir la capacité

thermique de l'air c_p , le rendement du moteur η , la chaleur dégagée par masse de carburant Q , le rapport des masses molaires de la vapeur d'eau et de l'air $\epsilon = M(H_2O)/M(\text{air})$, la pression de l'air ambiant P_∞ ainsi que l'indice d'émission de vapeur d'eau EI_{H_2O} qui représente la masse de vapeur créée par masse de carburant lors de la combustion.

$$G = \frac{P_{vj} - P_{v\infty}}{T_j - T_\infty} = \frac{c_p P_\infty EI_{H_2O}}{\epsilon Q (1 - \eta)} \quad (1.1)$$

On a placé sur les deux diagrammes présentés à la figure 1.4 les courbes de pression de vapeur saturante des phases liquide et solide ainsi que différents segments de droite gris possédant la même pente G . Ces derniers représentent divers scénarios dépendant des données atmosphériques de pression partielle de vapeur d'eau $P_{v\infty}$ et de température T_∞ .

Selon le critère de Schmidt Appleman, afin de pouvoir former des traînées de condensation, il faut se situer au-dessus de la la courbe de pression de vapeur saturante de la phase solide $P_{v\text{sat}}^{\text{ice}}$. On remarque que pour les deux scénarios présents sur le second diagramme, les segments de droite passent à un moment au dessus de la courbe $P_{v\text{sat}}^{\text{ice}}$. Dans les deux cas, nous avons donc formation de traînées de condensation. Cependant, l'extrémité finale $(P_{v\infty}, T_\infty)$ d'un des segments se situe en-dessous des courbes de pression de vapeur saturante. Dans ce cas, les traînées formées ne sont pas persistantes. On peut donc en déduire de cette formulation du critère Schmidt-Appleman que la persistance des traînées de condensation dépend aussi de la condition atmosphérique $P_{v\infty} > P_{v\text{sat}}^{\text{ice}}(T_\infty)$. Cependant, dans le cadre de traînées persistantes, le critère ne permet pas de prédire leur disparition.

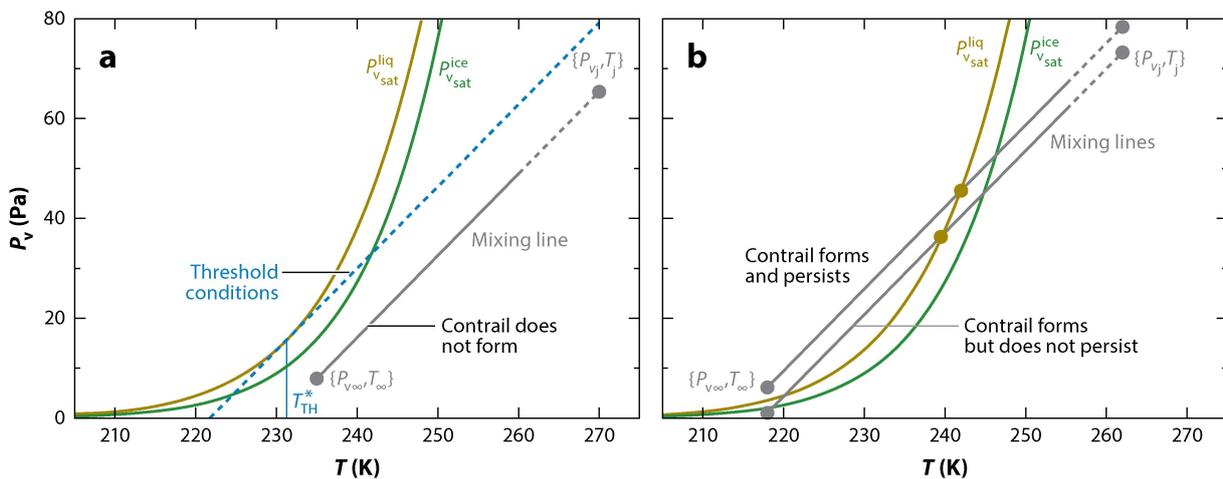


FIGURE 1.4 – Représentation de la méthode analytique proposée par [Schumann, 1996] permettant la prédiction de la formation de traînées de condensation à l'aide de diagrammes thermodynamiques température-pression partielle de vapeur d'eau. [Paoli *et al.*, 2011]

Enfin, connaissant la pente G il est possible de trouver la température seuil à partir de laquelle la formation d'une traînée de condensation peut se produire. Celle-ci correspond en effet, à l'abscisse du point de tangence

de la courbe de pression de vapeur saturante pour la phase solide et de la droite de coefficient directeur G. Cette méthode est illustré sur le premier diagramme de la figure 1.4.

Le critère de Schmidt-Appleman a été vérifié à plusieurs reprises par des mesures *in situ* ([Busen et Schumann, 1995], [Schumann, 1996], [Petzold *et al.*, 1997], [Jensen *et al.*, 1998]) ainsi que par des simulations numériques ([Paoli *et al.*, 2004], [Paoli *et al.*, 2013]). Ce critère permet d'analyser les résultats obtenus lors de simulations numériques, afin d'évaluer leur capacité à prédire la formation ou non de traînées de condensation [Ghedhaifi *et al.*, 2019].

Cette section a donc permis de mettre en évidence que la motorisation et les émissions des avions ont aussi une influence sur l'occurrence des traînées de condensation. Il ne s'agit pas d'un processus uniquement lié aux conditions atmosphériques. Or d'autres caractéristiques des avions jouent un rôle dans la formation des traînées de condensation. C'est notamment le cas de leur géométrie qui va impacter la dilution du panache dans le sillage.

1.4 Régimes de dilution du panache dans le sillage d'un avion

Les effluents, après avoir été éjectés des tuyères dans l'air, subissent un processus de dilution spécifique lié notamment au sillage des avions de ligne. On a pour habitude de décomposer le développement du panache en quatre phases présentant des dynamiques de dispersion complexes différentes [Gerz *et al.*, 1998]. Ainsi, on a chronologiquement le régime jet, le régime tourbillonnaire, le régime de dispersion et le régime de diffusion [Fig. 1.5].

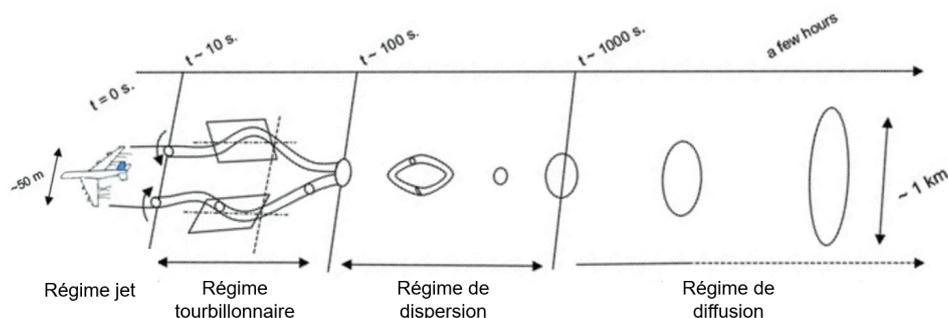


FIGURE 1.5 – Régimes de dilution du panache dans le sillage d'un avion. [Paoli *et al.*, 2011]

1.4.1 Le régime jet

Le régime jet débute à l'instant $t = 0$, à l'éjection des effluents de la sortie moteur et se termine selon [Hoshizaki, 1972] lorsque les effluents sont entièrement dilués dans les tourbillons de sillage. En effet, aux tous premiers instants, la dynamique de dispersion des effluents correspond à celle d'un jet turbulent. Rapidement, en raison de leur flottabilité, les jets sont attirés par les tourbillons de sillage qui sont alors en cours de formation en bout

d'aile [Gerz et Ehret, 1997]. On appelle communément ce phénomène l'interaction jet/tourbillon. Cette interaction jet/tourbillon a été simulée numériquement par [Paoli *et al.*, 2003] et [Ferreira Gago *et al.*, 2002]. Ceux-ci montrent la décomposition en deux phases du régime jet. Dans un premier temps, l'expansion du jet chaud dans l'atmosphère froide puis l'interaction jet/tourbillon caractérisée par l'entraînement du jet dans le tourbillon de sillage en cours de formation.

La fin du régime des jets est atteinte lorsque les effluents occupent toute la recirculation du tourbillon et les détails de l'entraînement dans le sillage deviennent négligeables [Hoshizaki, 1972]. La durée du régime jet varie selon les configurations mais est généralement estimée à une dizaine de secondes. En effet, celle-ci dépend majoritairement des caractéristiques des jets et des tourbillons de sillage et donc de la géométrie et des caractéristiques de l'avion étudié (nombre de moteurs, emplacement des moteurs, profil des ailes,...).

Le régime des jet est important principalement parce qu'il détermine l'environnement dans lequel les gaz d'échappement peuvent encore être chimiquement actifs en raison des températures relativement élevées. En effet, il a été constaté que les réactions chimiques importantes se produisent soit dans le moteur, soit dans son voisinage immédiat. De plus, des mesures expérimentales de Ricou et Spalding [1961] ont montré que la température élevée des effluents en sortie moteur impacte la dispersion dans les premiers instants du panache. En effet, la différence de température entraîne une amplification de la différence de densité entre les composants du jet et l'air froid de l'atmosphère qui est à l'origine d'une augmentation de la turbulence et du taux de dilution du panache.

1.4.2 Le régime tourbillonnaire

Le régime tourbillonnaire est le deuxième régime de dilution du panache. Il succède directement au régime jet et se termine lorsque les tourbillons de sillage se brisent. La fin de ce régime intervient généralement quelques centaines de secondes après l'éjection des effluents. Comme l'indique sa dénomination, lors du régime tourbillonnaire, le processus de dilution du panache est principalement piloté par la dynamique tourbillonnaire. Pendant cette période, l'influence de la turbulence atmosphérique reste négligeable.

Durant cette phase, les tourbillons de sillage sont maintenant plus développés et interagissent entre eux. Cette interaction est à l'origine de la descente mutuelle des deux tourbillons contrarotatifs. Les effluents piégés à l'intérieur des structures tourbillonnaires suivent donc ce mouvement. Les simulations numériques de [Paugam *et al.*, 2010] permettent d'observer ce mouvement descendant du panache ainsi que la fuite d'une partie des effluents qui se libèrent de l'attraction des tourbillons de sillage. Un panache secondaire est ainsi créé. Ce dernier va subir un mouvement ascendant avant de se diffuser rapidement dans l'atmosphère ambiante. Hoshizaki [1972] avait déjà noté ce phénomène d'étirement des traînées de condensation dans la direction verticale lors d'observations.

Selon [Paugam *et al.*, 2010], le mécanisme de libération des effluents serait dû à la formation de vorticités induites par l'interaction des tourbillons de sillage avec la stratification de densité ambiante. En effet, l'observation des

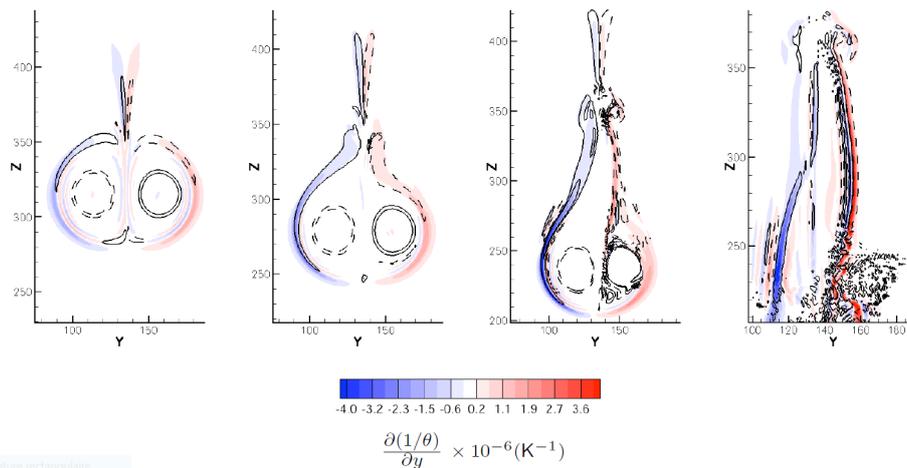


FIGURE 1.6 – Isocontours de la source de vorticité axiale $\frac{\partial(1/\theta)}{\partial y}$ dans un section transversale yz à $x = 200 m$ dans le sillage. De gauche à droite : $t = 60 s, 80 s, 100 s$ et $120 s$. [Paugam *et al.*, 2010]

isocontours de la source de vorticité axiale, [Fig. 1.6], met en évidence l'apparition de structures tourbillonnaires supplémentaires en périphérie des vortex principaux. Ces dernières, en se déplaçant vers le haut, dans le sens opposé des tourbillons, entraînent une partie des effluents et génèrent le panache secondaire.

Les études numériques de Gerz *et al.* [1998] mettent aussi en évidence la création d'un panache secondaire et ont permis d'estimer que sa masse représente entre 10 et 30 % de la masse totale du panache avant séparation. Unterstrasser et Görsch [2014] constatent que ces proportions dépendent des conditions atmosphériques et des caractéristiques de l'avion.

Ce phénomène est occasionnellement visible lorsque l'humidité relative ambiante est suffisamment élevée. On distingue alors les panaches primaire et secondaire. Le premier est dense car il est piégé par les tourbillons de sillage. Le second est diffus, parfois quasiment transparent, car les effluents relâchés lors du mouvement de descente se dispersent plus rapidement dans l'atmosphère.

1.4.3 Le régime de dispersion

Le régime de dispersion, qui succède au régime tourbillonnaire, commence une centaine de seconde environ après l'éjection des effluents avec le démarrage de la phase de destruction des tourbillons de sillage par des perturbations d'origine atmosphérique. En effet, le cisaillement du vent, la stratification et la turbulence atmosphérique perturbent le processus d'interaction mutuelle des tourbillons de sillage en engendrant par exemple des instabilités sinusoïdales, appelées instabilités de Crow [Crow, 1970]. Selon leur magnitude, ces instabilités peuvent engendrer des anneaux tourbillonnaires allongés [Fig. 1.7] preuve de la destruction des tourbillons marginaux.



FIGURE 1.7 – Photographie de la destruction d'une traînée de condensation causée par une instabilité de Crow. [Photo : Brian Barrett]

1.4.4 Le régime de diffusion

Le régime de diffusion commence au moment où les tourbillons de sillage sont entièrement détruits. On estime que cela se produit à environ un millier de secondes après l'éjection des effluents de la sortie moteur. Les processus de dilution du panache sont alors pilotés par les caractéristiques atmosphériques. En effet, la turbulence induite par le passage de l'avion est maintenant dissipée. Le cisaillement du vent et la stratification atmosphérique sont les seuls acteurs de la diffusion. Le cisaillement du vent correspond à une différence de vitesse ou de direction du vent entre deux points suffisamment proches de l'atmosphère. Si les deux points de référence sont à des altitudes différentes ou à des coordonnées géographiques différentes, le cisaillement est dit vertical ou horizontal. Selon les études numériques de Dürbeck et Gerz [1996] et les observations *in situ* de Schlager *et al.* [1997], dans des conditions de turbulence atmosphérique dites normales, le panache s'étend alors avec un coefficient de diffusion horizontale de l'ordre de $20 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et un coefficient de diffusion verticale de l'ordre de $0,2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Les études numérique de Gerz *et al.* [1998] ainsi que de Ehret et Oertel [1998] ont montré que la stratification de l'atmosphère ne joue un rôle prépondérant dans la diffusion des effluents que lorsque le cisaillement du vent est faible ($< 0,02 \text{ s}^{-1}$). Or, cette situation est rare et les valeurs de diffusion du panache dépendent surtout du cisaillement du vent.

Ainsi, pour un cisaillement du vent modéré, la concentration des effluents dans l'atmosphère atteint celle du fond atmosphérique dans les 2 à 12 heures suivant leur éjection. Pour un cisaillement du vent important, les taux de diffusion horizontale et verticale du panache peut atteindre respectivement $60 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et $4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, selon Dürbeck et Gerz [1996].

L'importance de l'interaction jet/tourbillon

La dilution du panache d'un avion dans l'atmosphère est une suite de processus complexes. On la divise généralement en quatre régimes liés chacun à des processus de dispersion différents. Ceux-ci sont souvent liés à la dynamique de l'écoulement. Pour les trois premiers régimes, qui correspondent aux mille premières secondes du panache, les tourbillons de sillage sont les acteurs principaux de sa dilution. En effet, ceux-ci se forment parallèlement au développement du panache. Ce dernier va ensuite être attiré puis piégé à l'intérieur des structures tourbillonnaires. Cette interaction, appelée jet/tourbillon, est ainsi responsable de la plus grande partie du taux de dilution. Ainsi, pour toutes les études qui ont pour but de modéliser fidèlement la dispersion du panache, la prise en compte d'une interaction jet/tourbillon réaliste est indispensable. Les travaux de Lewellen et Lewellen [1996] ont par exemple montré que les expansions verticales et horizontales du panache en champ lointain étaient tributaires des spécificités de l'aéronef étudié.

Ainsi, une simulation tridimensionnelle fidèle de la formation d'une traînée de condensation doit s'appuyer sur une modélisation satisfaisante de l'interaction jet/tourbillon. C'est pourquoi cette thèse est axée sur la simulation tridimensionnelle de l'interaction jet/tourbillon.

Chapitre 2

Outils & méthodes numériques

Ce chapitre introduit les principales approches de simulations numériques de la mécanique des fluides, les outils de simulation numérique, les modèles de simulation de la turbulence ainsi que l'outil d'adaptation de maillages utilisé dans cette thèse. Le principe des modèles à N équations de transport ainsi que celui des simulations hybrides RANS/LES implémentées dans le code multi-physique CEDRE, est rappelé. Enfin, le principe de fonctionnement de l'adaptation anisotrope de maillages réalisé par le logiciel Feflo.a de l'INRIA est présenté.

2.1 Principales approches de simulations numériques

La résolution des équations de Navier-Stokes est difficile et l'existence mathématique de solutions à ces équations n'est pas démontrée dans un cas général. Cependant, par le biais de simulations, on peut obtenir une résolution approchée des écoulements turbulents. Pour cela, on a besoin de codes de calcul, dans lesquels le problème est discrétisé et résolu numériquement. Dans certain cas, la simulation numérique peut permettre d'obtenir une solution précise (et non approchée) si la totalité du spectre turbulent est simulé sur un maillage adéquat. On distingue principalement trois grandes familles de méthodes pour simuler les écoulements turbulents. Celles-ci se différencient notamment par la part des échelles de la turbulence qui est résolue par rapport à la part qui est modélisée [Fig. 2.1]. Il est à noter que plus les méthodes résolvent une grande part des échelles de la turbulence, plus les coûts en ressource de calculs sont importants.

Simulation numérique directe (DNS)

Les simulations numériques directes ont pour but de résoudre directement les équations de Navier Stokes, sans aucun modèle de turbulence. Toute la gamme d'échelles de turbulence est résolue explicitement. Cette approche permet d'obtenir une grande précision en termes de représentation de la turbulence. Cependant, pour se dispenser de modèles, il faut utiliser des discrétisations spatiales et temporelles extrêmement fines, de l'ordre des échelles

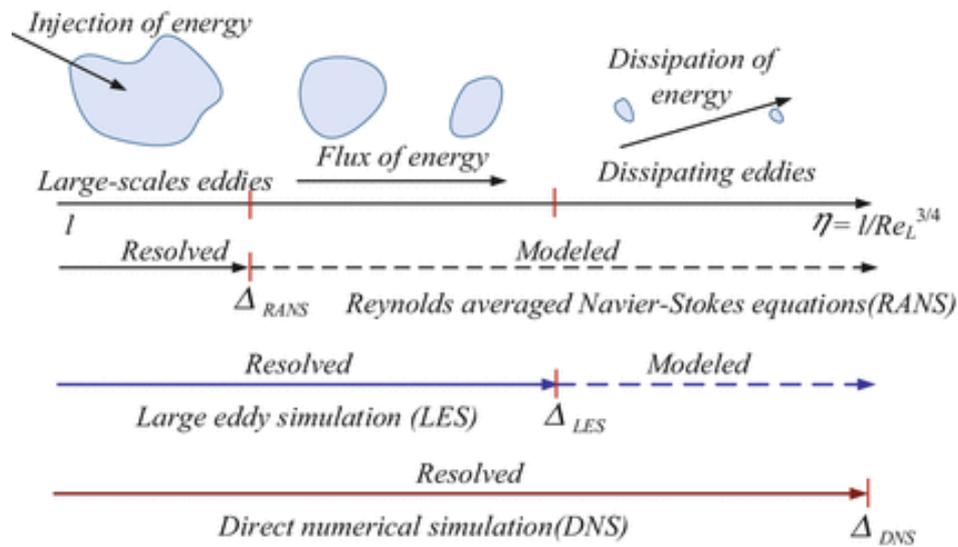


FIGURE 2.1 – Schéma d'application des différentes méthodes de simulation d'écoulement turbulent [Bakker, 2008].

dissipatives. Ces contraintes entraîne des simulations extrêmement coûteuses en ressources de calculs. Par conséquent, la DNS est difficilement applicable aux problématiques industrielles. Cette méthode est plus adaptée à la recherche fondamentale sur les structures de la turbulence et pour le développement de nouveaux modèles.

Modélisation statistique à N équations (RANS)

Souvent regroupées sous le nom de "Reynolds Averaged Navier-Stokes", ces approches consistent à résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées avec une modélisation de toutes les échelles de turbulence. Cette famille d'approches regroupe de nombreux modèles qui ont été établis de manière empirique en négligeant l'aspect déterministe de la turbulence. Ces modèles ont des domaines de fonctionnement et sont conçus pour prédire certains types d'écoulement. Cependant dans un même écoulement, les modèles RANS ne peuvent pas prédire correctement toutes les gammes de configurations turbulentes. Les modèles statistiques utilisés pour modéliser la turbulence nécessitent la résolution d'équations supplémentaires. Cela peut aller d'un modèle algébrique pour déterminer une longueur de mélange à un ensemble d'équations de transport pour les contraintes de Reynolds. Le coût en ressource numérique de ces équations supplémentaires est largement pallié par le recours à des discrétisations spatiales beaucoup moins fines et par l'absence, en général, de discrétisation temporelle. Certains modèles, dits URANS, utilisent une résolution par pas de temps mais la discrétisation temporelle est alors, là aussi, beaucoup moins fine.

Ces approches sont donc très utilisées pour la résolution de problématiques industrielles, en raison de leur faible coût en ressource numérique. Il est aussi à noter que la représentation des champs moyennés de la turbulence est particulièrement adaptée pour la simulation d'écoulements stationnaires.

Simulation aux grandes échelles (LES)

Le principe des méthodes de simulation des grandes échelles est de résoudre explicitement les grandes échelles de la turbulence et de modéliser l'effet des plus petites échelles. Classiquement, la taille des mailles sert de paramètre de coupure. Les tourbillons de tailles plus petites que celles-ci sont modélisés, tandis que les plus grands sont calculés explicitement. Ces méthodes sont issues du constat de Kolmogorov que les petites structures de la turbulence sont moins dépendantes de l'écoulement que les grandes et donc plus intéressantes à modéliser. Pour les approches LES, la modélisation se base sur un filtrage convolutif des équations de Navier-Stokes. L'intérêt de ces méthodes réside donc dans l'accès à l'évolution dynamique de l'écoulement.

Un des problèmes des approches LES se situe à proximité des parois. En effet les échelles turbulentes sont alors si petites qu'il est nécessaire d'avoir des maillages très fins pour les résoudre, et donc ceci implique un surcoût en ressource numérique. De plus, le filtre étant souvent lié à la taille des mailles, l'inhomogénéité des maillages introduit certaines erreurs qu'il est nécessaire d'estimer. Les approches LES sont alors très difficiles à appliquer pour des configurations complexes ou industrielles.

Méthodes hybrides RANS/LES

Les méthodes hybrides ont pour but d'exploiter les avantages des approches RANS par rapport à leur faible coût en ressources numériques et la simulation plus détaillée des approches LES. Ces méthodes font l'objet d'un nombre croissant de recherches car elles peuvent répondre aux problèmes d'utilisation dans un cadre industriel des approches classiques. Il existe de nombreuses méthodes hybrides différentes. Par exemple, la méthode hybride RANS/LES utilisée dans cette thèse et présentée à la section (2.5) consiste à utiliser des approches RANS fiables en proche paroi pour réduire les coûts de calculs et à adopter une approche LES dans le reste du domaine pour avoir accès à l'évolution dynamique du reste de l'écoulement.

2.2 Logiciel CEDRE

Le logiciel CEDRE est un code massivement parallèle de calcul multi-physique développé à l'ONERA et principalement destiné aux applications en énergétique et propulsion [Refloch *et al.*, 2011]. Les multiples solveurs disponibles et les possibilités de couplage permettent d'appréhender toutes sortes de phénomènes, de la combustion aux transferts thermiques en passant par les écoulements internes, externes, diphasiques, multi-espèces et les écoulements de films [Scherrer *et al.*, 2011]. Parmi ces solveurs, nous utilisons le solveur eulérien de gaz réactifs appelé CHARME. Ce dernier permet, entre autres, le couplage entre la simulation des processus dynamiques d'un écoulement compressible multi-espèces et celle des processus de transformations chimiques subies par des composés. Il s'agit donc du solveur utilisé à l'ONERA pour les différentes simulations de formation des traînées de condensation ([Khou *et al.*, 2015], [Montreuil *et al.*, 2018]). La figure [Fig. 2.2] montre par exemple une visualisation de traînées de condensation modélisées par le code CEDRE [Montreuil *et al.*, 2018].

Le solveur CHARME repose sur la méthode des volumes finis, bien adaptée aux maillages non-structurés généraux et par définition discrets en espace. L'ensemble des calculs numériques de cette thèse a été réalisé avec ce solveur.

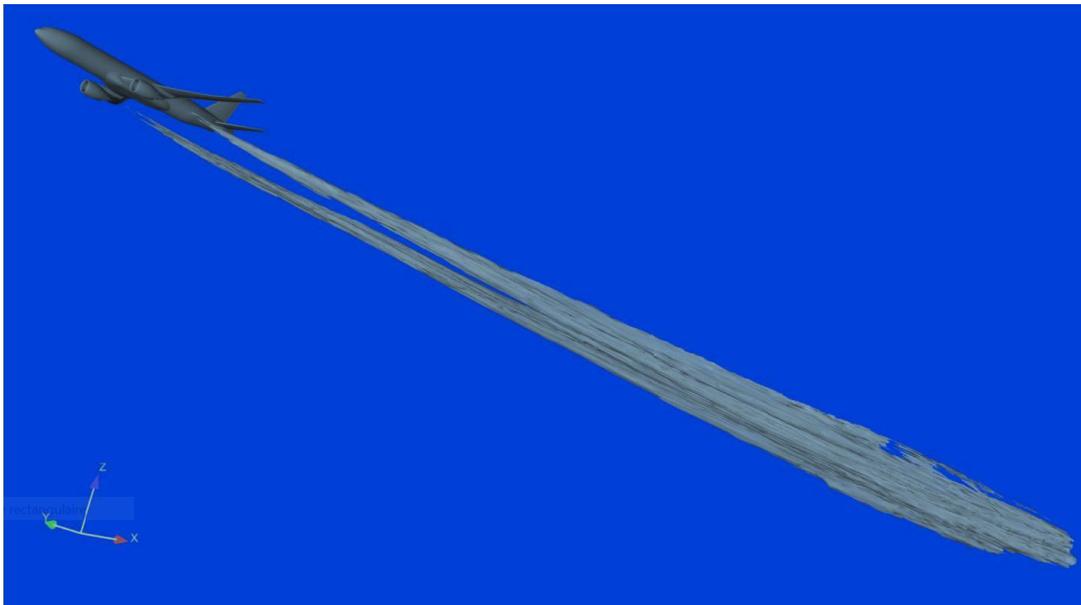


FIGURE 2.2 – Visualisation de traînées de condensation modélisées par le code CEDRE. [Montreuil *et al.*, 2018]

2.3 Les équations de Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes sont des équations aux dérivées partielles non linéaires qui décrivent le mouvement des fluides newtoniens. La formulation eulérienne de ces équations est la plus utilisée lorsque l'on traite un problème stationnaire ou instationnaire dans lequel le domaine de calcul est connu à l'avance, comme c'est le cas dans cette thèse. On fait alors appel à un référentiel fixe naturel auquel on attache un système de coordonnées. Ces équations sont obtenues par l'application de la loi de conservation à la masse volumique ρ , à la quantité de mouvement ρu et à l'énergie totale ρE .

Toutes les équations présentées dans ce paragraphe sont formulées en coordonnées cartésiennes (O, x_1, x_2, x_3) . Nous adoptons la convention de sommation d'Einstein pour faciliter la manipulation des équations. Ainsi, pour les grandeurs f_i et g_i où i se réfère à une coordonnée :

$$f_i g_i = \sum_{i=1}^3 f_i g_i \quad (2.1)$$

2.3.1 Conservation de la masse volumique

En considérant qu'une particule fluide du mélange est constituée d'une seule phase vapeur contenant les espèces E_k , on peut exprimer l'équation de conservation de masse globale (2.2). Celle-ci fait intervenir le temps t , la masse volumique du mélange ρ et le vecteur vitesse de l'écoulement \vec{u} .

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (2.2)$$

Pour un mélange composé de n_e espèces, la concentration massique ρ_k de chaque espèce s'écrit $\rho_k = \rho y_k$ où y_k représente la fraction massique de l'espèce E_k . La somme des fractions massiques de chaque espèce vaut par définition l'unité. Pour chacune des espèces E_k on obtient une équation de conservation de la masse (2.3) où s_k est le terme source massique de l'espèce E_k et D_{diff}^k est le coefficient de diffusion massique de l'espèce E_k .

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho y_k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i y_k) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho D_{\text{diff}}^k \frac{\partial y_k}{\partial x_i}) + s_k \quad (2.3)$$

Le terme source massique s_k inclut entre autres le taux de réaction de l'espèce E_k , qui provient des transformations chimiques. Cette quantité est positive lorsqu'il s'agit d'un terme de production et négative lorsqu'il s'agit d'un terme de consommation. Il est à noter que si l'on somme les équations (2.3) correspondant à chaque espèce E_k ,

on obtient l'équation (2.2). On suppose que la densité de flux de diffusion de masse de l'espèce E_k dans l'équation (2.3) suit une loi de Fick (2.4).

$$\vec{\Phi}_{\text{Diff}}^k = -\rho D_{\text{diff}}^k \vec{\nabla} y_k \quad (2.4)$$

2.3.2 Conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (2.5) provient de la deuxième loi de Newton. Elle relie l'accélération de la particule fluide aux forces surfaciques et volumiques qu'elle subit.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} - \rho g \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\mu S_{ij}^d) \quad (2.5)$$

Cette équation fait intervenir p la pression du fluide, g l'accélération de la pesanteur, δ_{ij} le symbole de Kronecker, μ la viscosité dynamique du fluide et S_{ij}^d le tenseur des contraintes visqueuses.

On associe le fluide à un gaz parfait. La pression p du fluide peut être alors liée à la masse volumique et à la température grâce à l'équation (2.6), où R_s est la constante spécifique du gaz définie par $R_s = R/M$ et M est la masse molaire du mélange.

$$p = \rho R_s T \quad (2.6)$$

La viscosité dynamique du mélange μ est évaluée comme la moyenne arithmétique des viscosités μ_k de chaque espèce E_k , pondérée par les fractions massiques respectives y_k (2.7). La viscosité dynamique μ_k d'une espèce E_k est évaluée en fonction de la température T par une loi de Sutherland (2.8), où T_i^0 est une température de référence fixée, μ_k^0 est la viscosité dynamique de l'espèce E_k à la température T_k^0 et T_k^1 est la température de Sutherland dépendant du gaz considéré.

$$\mu = \sum_{k=1}^{n_e} y_k \mu_k \quad (2.7)$$

$$\mu_k = \mu_k^0 \frac{T_k^0 + T_k^1}{T + T_k^1} \left(\frac{T}{T_k^0} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.8)$$

Enfin le fluide étant supposé newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses S_{ij}^d est un tenseur symétrique. On peut donc l'écrire en adoptant l'hypothèse de Stokes (2.9).

$$S_{ij}^d = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (2.9)$$

2.3.3 Conservation de l'énergie totale

L'équation de conservation de l'énergie totale e_t du mélange (2.10) prend en compte l'enthalpie totale du mélange $h_t = e_t + p/\rho$, la conductivité thermique du mélange α et l'enthalpie h_k de l'espèce E_k .

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e_t) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h_t) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial x_i} + \sum_k h_k \rho D_{\text{diff}}^k \frac{\partial y_k}{\partial x_i} + \mu S_{ij}^d u_j \right) \quad (2.10)$$

La densité de flux de diffusion thermique est calculée par une loi de Fourier (2.11).

$$\vec{\phi}_c = -\alpha \vec{\nabla} T \quad (2.11)$$

La conductivité thermique du mélange α est calculée en fonction des conductivités thermiques α_k des espèces constituant le mélange (2.12). Une loi d'Eucken (2.13) permet de déterminer les conductivités thermiques α_k des espèces E_k .

$$\alpha = \mu \sum_{k=1}^{n_e} y_k \frac{\alpha_k}{\mu_k} \quad (2.12)$$

$$\alpha_k = \mu_k \left[c_{p,k} + \frac{5}{4} R_{s,k} \right] \quad (2.13)$$

La capacité thermique à pression constante $c_{p,k}$ de l'espèce E_k , introduite dans l'équation (2.13) varie en fonction de la température T . Elle est calculée suivant un ajustement polynomial d'ordre n (2.14) utilisant les coefficients $a_{k,X}$ obtenus dans la base de données NIST-JANAF [Manion *et al.*, 2015].

$$c_{p,k}(T) = \sum_{X=0}^n a_{k,X} T^X \quad (2.14)$$

Système d'équations de Navier-Stokes

Le système d'équations de Navier Stokes (2.15) comprend donc $5 + n_e$ équations.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho y_k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i y_k) = \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho D_{\text{diff}}^k \frac{\partial y_k}{\partial x_i}) + s_k, k \in [1; n_e] \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} - \rho g \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\mu S_{ij}^d), i \in [1; 3] \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho e_t) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h_t) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial x_i} + \sum_k h_k \rho D_{\text{diff}}^k \frac{\partial y_k}{\partial x_i} + \mu S_{ij}^d u_j \right) \end{array} \right. \quad (2.15)$$

2.4 Approches moyennées Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS)

2.4.1 Equations de Navier-Stokes moyennées

Pour obtenir les équations de Navier-Stokes moyennées, on utilise une approche statistique qui consiste à décomposer les variables physiques en une partie moyenne et une partie fluctuante. Les grandeurs moyennes deviennent les inconnues du système d'équation à résoudre tandis que les grandeurs fluctuantes restantes sont déterminées par des modèles. Dans le cas des fluides compressibles, on utilise conjointement les moyennes de Reynolds et de Favre.

La moyenne de Reynolds décompose une grandeur f en une partie moyenne \bar{f} et une partie fluctuante f' respectant l'égalité $f = \bar{f} + f'$. La moyenne d'ensemble \bar{f} équivaut alors à une moyenne temporelle d'après l'hypothèse d'ergodicité (2.16).

$$\bar{f} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} f(t) dt \quad (2.16)$$

La moyenne de Favre décompose une grandeur f en une partie moyenne \tilde{f} et une partie fluctuante f'' , respectant l'égalité $f = \tilde{f} + f''$. La moyenne de Favre est définie par la relation (2.17).

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (2.17)$$

Dans un premier temps, on moyenne les équations de Navier-Stokes (2.15) au sens de Reynolds puis on utilise la relation (2.17) afin de faire apparaître les inconnues moyennées. On obtient alors les équations (2.18)(2.19)(2.20).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho y_k}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho \tilde{u}_i y_k}) = \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho D_{\text{diff}}^k} \frac{\partial \tilde{y}_k}{\partial x_i} - \overline{\rho \tilde{u}_i'' y_k''}) + \bar{s}_k \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho \tilde{u}_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \bar{\rho} g \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\mu \tilde{S}_{ij}^d - \overline{\rho \tilde{u}_i'' \tilde{u}_j''}) \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho \tilde{e}_t}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{h}_t}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \overline{\rho \tilde{u}_i'' T''} + \sum_k \tilde{h}_k \overline{\rho D_{\text{diff}}^k} \frac{\partial \tilde{y}_k}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(- \sum_k \tilde{h}_k \overline{\rho \tilde{u}_i'' y_k''} + 2\mu \tilde{S}_{ij}^d \tilde{u}_j - \overline{\rho \tilde{u}_i'' \tilde{u}_j'' \tilde{u}_j} \right) \quad (2.20)$$

Les équations moyennées obtenues impliquent des grandeurs fluctuantes. Ainsi $\overline{\tilde{u}_i'' \tilde{u}_j''}$ est appelé tenseur de Reynolds, $\overline{\tilde{u}_i'' y_k''}$ correspond à la diffusion turbulente de l'espèce E_k et $\overline{\tilde{u}_i'' T''}$ correspond à la diffusion turbulente de la chaleur. Ces grandeurs fluctuantes, appelées termes de corrélation, sont des inconnues supplémentaires qui

posent un problème de fermeture des équations moyennées de Navier-Stokes. Les approches RANS consistent donc à modéliser ces termes de corrélation, ce qui revient à modéliser l'ensemble des échelles de la turbulence.

L'hypothèse de Boussinesq (2.21) permet de modéliser le tenseur de Reynolds $\widetilde{u_i'' u_j''}$ en introduisant μ_t la viscosité turbulente et $k = \frac{1}{2} \widetilde{u_k'' u_k''}$ l'énergie cinétique turbulente.

$$\overline{\rho u_i'' u_j''} = -\mu_t \widetilde{S_{ij}^d} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.21)$$

On peut aussi modéliser la diffusion turbulente de l'espèce E_k grâce à une loi de Fick (2.22) faisant intervenir la viscosité turbulente μ_t et le nombre de Schmidt turbulent Sc_t , usuellement fixé à une valeur de 0,9.

$$\overline{\rho u_j'' y_k''} = -\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \widetilde{y}_k}{\partial x_j} \quad (2.22)$$

Enfin, on peut modéliser le flux de chaleur turbulent $\overline{\rho u_j'' T''}$ par une loi de Fourier (2.23), faisant intervenir le nombre de Prandtl turbulent Pr_t , usuellement fixé à une valeur de 0,9.

$$\overline{\rho u_j'' T''} = -\frac{\mu_t c_p}{Pr_t} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \quad (2.23)$$

Au final, en remplaçant les termes de corrélations par les modèles (2.21), (2.22) et (2.23), on obtient un système d'équations moyennées où μ_t et k restent à modéliser par un modèle de fermeture. Il est à noter que ces simplifications conditionnent l'utilisation de modèles de turbulence à deux équations (k- ω , k- ϵ , K-kL, ...). Certains modèles s'affranchissent par exemple de l'hypothèse de Boussinesq (ARSM, EARSM, k- ϵ "non linéaire", ...).

2.4.2 Modèle de fermeture à deux équations de transport k- ω

Les modèles de turbulence à deux équations visent généralement à obtenir la viscosité turbulente via une équation de transport pour k (énergie cinétique turbulente) et une deuxième équation de transport. Les plus employées utilisent soit une équation de transport de ϵ (le taux de dissipation de l'énergie cinétique k) soit le transport de ω (la dissipation spécifique généralement considérée comme la fréquence caractéristique des structures porteuses d'énergie) qui a été initialement proposé par Wilcox [1998].

Dans le code CEDRE, utilisé pour cette thèse, plusieurs modèles de turbulence RANS à deux équations de transport sont disponibles. Parmi eux, le modèle k- ω SST de Menter *et al.* [2003] a été principalement utilisé. Cette version a la particularité d'utiliser une fonction permettant de se changer en un modèle k- ω ou un modèle k- ϵ selon les conditions de l'écoulement. Cette hybridation, basée sur le principe du modèle Menter BSL [Menter, 1994], permet de limiter la sensibilité aux conditions turbulentes extérieures pour une couche limite et permet donc de mieux prendre en compte les cas décollés. Des études comparatives ont mis en évidence sa capacité à modéliser les gradients de pression et les séparations de couche limite et donc son bon comportement dans le cas de profil d'aile [Douvi *et al.*, 2012]. Il s'agit du modèle RANS k- ω par défaut dans CEDRE car il est reconnu pour sa bonne robustesse. Il s'agit aussi du modèle utilisé par défaut pour la partie RANS du modèle hybride RANS/LES implémenté dans CEDRE. La justification de ce choix sera traitée dans la section dédiée à l'approche hybride utilisée (2.5).

Le modèle de turbulence SST (Shear Stress Transport) de Menter est un modèle de viscosité turbulente linéaire permettant de modéliser le tenseur des contraintes de cisaillement (2.24) basé sur l'approximation de Boussinesq.

$$\tau_{ij} = 2\mu_t(S_{ij} - \frac{1}{3}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij}) - \frac{2}{3}\rho k\delta_{ij} \quad \text{avec} \quad S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (2.24)$$

La viscosité dynamique turbulente μ_t (2.25) est obtenue grâce à la prise en compte de deux nouvelles équations : l'équation de l'énergie cinétique turbulente (2.26) et l'équation du taux de dissipation spécifique (2.27).

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1\omega, \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}F_2)} \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\alpha \tilde{P}_k}{\nu_t} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.27)$$

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\mu}{y^2 \omega}\right) \right]^2 \right] \quad (2.28)$$

Dans la version du modèle utilisée, un limiteur a été ajouté au niveau du terme de production (2.29) afin d'éviter la surestimation de la turbulence dans les zones de stagnation [Menter *et al.*, 2003].

$$P_k = \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \longrightarrow \tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \cdot \beta^* \rho k \omega) \quad (2.29)$$

La fonction (2.30) permet l'hybridation entre le transport pur de ω et de ϵ . Ainsi quand F_1 tend vers 0, on se situe alors dans un zone distante de toute surface et le transport de ϵ est privilégié. Au contraire, au niveau des couches limites, F_1 tend vers la valeur 1 et le modèle va donc s'intéresser au transport de ω .

$$F_1 = \tanh \left[\left[\min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \mu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right]^4 \right] \quad (2.30)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (2.31)$$

Afin de s'adapter aux différents modèles que la fonction F_1 permet de brancher, certaines constantes utilisées sont issues d'une fonction de mélange. Ainsi chaque constante Φ s'exprime en fonction des constantes Φ_1 et Φ_2 respectivement utilisées pour les modèles k- ω et k- ϵ (2.32).

$$\Phi = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2 \quad (2.32)$$

Le jeu de constantes utilisées pour ce modèle est le suivant :

- $\alpha_1 = \frac{5}{9}$, $\alpha_2 = 0,44$
- $\beta_1 = 0,075$, $\beta_2 = 0,0828$
- $\sigma_{\omega 1} = 0,5$, $\sigma_{\omega 2} = 0,856$
- $\sigma_{k1} = 0,85$, $\sigma_{k2} = 1,0$
- $\beta^* = 0,09$, $\kappa = 0,41$, $a_1 = 0,31$

2.4.3 Modèle aux tensions de Reynolds (DRSM)

Les modèles aux tensions de Reynolds, connus sous le nom de Reynolds Stress Model (RSM) ou Differential Reynolds Stress Model (DRSM) consistent à résoudre les équations de transport de chaque composante du tenseur de Reynolds et d'une échelle de longueur (ou équivalente). Ces modèles sont dits du second ordre. Le tenseur de Reynolds est ainsi décomposé en sept composantes (2.33) qui mèneront à la résolution de sept équations supplémentaires.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u'_i u'_j}) + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k \overline{u'_i u'_j})}_{\text{Convection } C_{ij}} = & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{\rho u_k u'_i u'_j u'_k} + p'(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)]}_{\text{Diffusion due à la pression } Dp_{ij}} \\
 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right]}_{\text{Diffusion visqueuse } DV_{ij}} - \underbrace{\rho (\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k})}_{\text{Production } P_{ij}} + \underbrace{p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{Redistribution } \phi_{ij}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}}_{\text{"Dissipation" } \epsilon_{ij}} - \underbrace{2\rho \Omega_k (\overline{u'_j u'_m} \epsilon_{ikm} + \overline{u'_i u'_m} \epsilon_{jkm})}_{\text{Diffusion turbulente } DT_{ij}}
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Les termes de convection (C_{ij}), de production (P_{ij}) et de diffusion visqueuse (DV_{ij}) peuvent être résolus avec leur formulation exacte mais les autres termes doivent faire l'objet de modélisations. Le terme ϵ_{ij} dû aux effets visqueux est appelé terme de "dissipation". Ce terme est généralement obtenu en posant une équation de transport pour ϵ ou ω . Le terme de redistribution Φ_{ij} représente les interactions turbulentes pression-déformation dues aux fluctuations de pression. C'est le terme le plus complexe à modéliser et sa modélisation constitue la principale différence entre les différents modèles aux tensions de Reynolds existants. En effet, il s'agit du terme le plus important après le terme de production en terme d'influence sur l'écoulement.

Les modèles DRSM les plus utilisés sont le modèle LRR proposé par Launder *et al.* [1975] et le modèle SSG proposé par Speziale *et al.* [1991]. Le modèle SSG- ω utilisé dans cette thèse a été implémenté dans CEDRE dans le cadre du projet FLOWMANIA [Haase *et al.*, 2006]. Il s'agit d'un modèle s'inspirant des travaux réalisés par Wilcox [1998] et Chen [1995]. Sa particularité est l'utilisation d'une formulation quasi-linéaire du terme de redistribution Φ_{ij} basée sur l'équation de ω de Menter (2.27). Il utilise aussi la modification du terme de redistribution de Chen [1995] (maintenant noté Φ_{ij}^{Ch}) qui introduit une fonction d'amortissement à la paroi f_w et un terme de réflexion pariétale Φ_{ij}^w . Cette modification a pour but d'étendre la validité du modèle SSG- ω en proche paroi.

2.5 Approches hybrides RANS/LES

L'utilisation d'une approche hybride RANS/LES est au centre de ces travaux de thèse. Ce type d'approche a pour but de tirer avantage des qualités des approches RANS et des approches LES comme cela a été mentionné à la section 2.1. Dans cette étude, l'approche utilisée est l'approche ZDES (Zonal Detached-Eddy Simulation) formulée par Deck [2005] [2012] et implémenté dans le code CEDRE de l'ONERA. Sa formulation s'inscrit dans la succession de modèles qui ont repris le principe de la DES (Detached Eddy Simulation) développé par Spalart *et al.* [1997].

2.5.1 Detached-Eddy Simulation (DES)

La "Detached-Eddy Simulation" se base sur le modèle de turbulence RANS à une équation S-A (2.34). Cette équation de transport de la viscosité turbulente propose un terme de destruction proportionnel à $\frac{\tilde{\mu}}{d_w}$ avec d_w la distance à la plus proche paroi. Par équilibre avec le terme de production, on en déduit que $\tilde{\mu}$ est proportionnel à la grandeur Sd_w^2 . L'idée est donc qu'en remplaçant d_w par une distance proportionnelle à la taille caractéristique du maillage Δ_c , on peut se ramener à un modèle analogue à un modèle de sous-maille de type Smagorinsky [Smagorinsky, 1963]. La "Detached-Eddy Simulation" de Spalart *et al.* [1997] propose donc de délimiter les zones RANS et LES en remplaçant la distance d_w du terme de destruction par une distance \tilde{d} (2.35).

$$\frac{D\tilde{\mu}}{Dt} = c_{b1}\tilde{S}\tilde{\mu} + \frac{1}{\sigma} \left[\nabla \cdot ((\mu + \tilde{\mu})\nabla\tilde{\mu}) + c_{b2}(\nabla\tilde{\mu})^2 \right] - c_{w1}f_w \left[\frac{\tilde{\mu}}{d_w} \right] \quad (2.34)$$

$$\tilde{d} = \min(d_w, C_{DES} \Delta_c) \quad \text{avec} \quad C_{DES} = 0,65 \quad (2.35)$$

Ce modèle est donc un modèle hybride car il agit comme un modèle RANS quand $d \ll \Delta_c$ et comme un modèle de sous-maille quand $d \gg \Delta_c$. Cela permet donc de traiter les couches limites avec un modèle RANS et les zones décollées par un processus de type LES. Strelets [2001] a proposé une extension du principe de la DES au modèle SST k- ω de Menter [1994] afin de bénéficier des atouts de ce dernier dans la résolution des couches limites. Ce modèle, appelé DES97, opère une modification du terme de destruction Y_k (2.36).

$$Y_k = \beta^* \omega k = \frac{k^{3/2}}{\tilde{d}} \quad (2.36)$$

Cette première approche hybride présente quelques défauts qui seront en partie palliés par les modèles qui en découleront. En effet, la DES97 rencontre des problèmes dans la zone dite "grise" où la distance à la paroi est de l'ordre de Δ_c . Cela arrive notamment lors de l'utilisation de maillages structurés où le raffinement des zones LES impacte le maillage en proche paroi. Cependant, le défaut majeur de ce modèle est l'existence du problème nommé "Modelled Stress Depletion" (MSD) qui se traduit par une sous-estimation du coefficient de frottement et donc des

problèmes de profils de vitesse en proche paroi. Ce comportement est lié à l'activation du limiteur au niveau des couches limites qui se produit lorsque l'espacement des mailles dans la direction parallèle à la paroi devient plus petit que l'épaisseur de la couche limite. Cela peut être engendré par un épaissement de la couche limite ou un raffinement local du maillage. L'activation non souhaitée de la fonction LES entraîne alors une chute de viscosité turbulente et donc des tensions de Reynolds modélisées [Spalart *et al.*, 1997]. Par ailleurs, dans ce cas, la chute des tensions de Reynolds peut provoquer la relaminarisation de la couche limite turbulente. On assiste alors à un décollement prématuré de la couche limite appelé "Grid Induced Separation" (GIS) [Menter et Kuntz, 2004] comme on peut le voir sur la figure [Fig. 2.3].

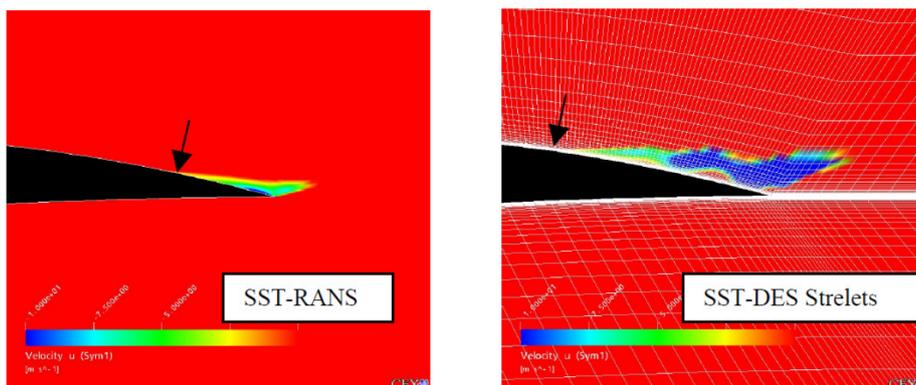


FIGURE 2.3 – Zone de décollement sur un profil d'aile en simulation RANS et DES97. [Menter et Kuntz, 2004]

2.5.2 Delayed Detached-Eddy Simulation (DDES)

La "Delayed Detached-Eddy Simulation" ou DDES a été mise au point par Spalart *et al.* [2006]. Celle-ci peut s'adapter à tous les modèles de turbulence impliquant une viscosité turbulente. Ce modèle introduit un nouveau limiteur \tilde{d} (2.37) utilisant une fonction f_d (2.38) conçue pour valoir 1 dans les zones LES et 0 ailleurs.

$$\tilde{d} = d_w - f_d \max(0, d_w - C_{DES} \Delta_c) \quad (2.37)$$

$$f_d = 1 - \tanh([8r_d]^3) \quad (2.38)$$

La paramètre r_d (2.39), en prenant en compte la viscosité μ , permet de corriger le comportement en très proche paroi. Ce dernier vaut 0 à la paroi et augmente progressivement jusqu'à 1 dans la zone logarithmique de la couche limite.

$$r_d = \frac{\mu_t + \mu}{\sqrt{2} S k^2 d_w^2} \quad (2.39)$$

Dans ce modèle, le limiteur \tilde{d} ne dépend plus uniquement du maillage mais aussi de la viscosité turbulente. Cela entraîne un passage plus rapide du mode RANS au mode LES après décollement et donc une diminution de la "zone grise". De plus, cette formulation permet d'éradiquer le phénomène de "Grid Induced Separation" [Spalart *et al.*, 2006].

2.5.3 Zonal Detached-Eddy Simulation (ZDES)

La "Zonal Detached-Eddy Simulation" initialement développée par Deck [2005] propose à l'utilisateur de sélectionner les régions RANS et DES en permettant la désactivation du limiteur \tilde{d} de la "DES97". Cette approche a pour but d'éviter les problèmes de zones grises, MSD ou GIS présentés précédemment. Cependant, cette stratégie nécessite une connaissance *a priori* de l'écoulement simulé et supprime le caractère automatique de la DES. Si elle peut être efficace pour certaines études, cette méthode est moins adaptée à un contexte industriel.

Une nouvelle version de la ZDES Deck [2012] permet alors de faire le choix entre l'approche zonale de la version précédente et différentes approches automatiques DES. En effet, trois formulations de la DES ont été implémentées dans ce modèle afin de répondre aux différentes configurations d'écoulement présentées sur la figure [Fig. 2.4]. La configuration (I) représente les décollements massifs fixés par la géométrie. La configuration (II) illustre les décollements induits par un gradient de pression adverse sur une surface courbe. Enfin, la configuration (III) représente les cas où le décollement est fortement influencé par la dynamique de la turbulence de la couche limite à l'inverse des deux configurations précédentes où les décollements importants développent des instationnarités prédominantes.

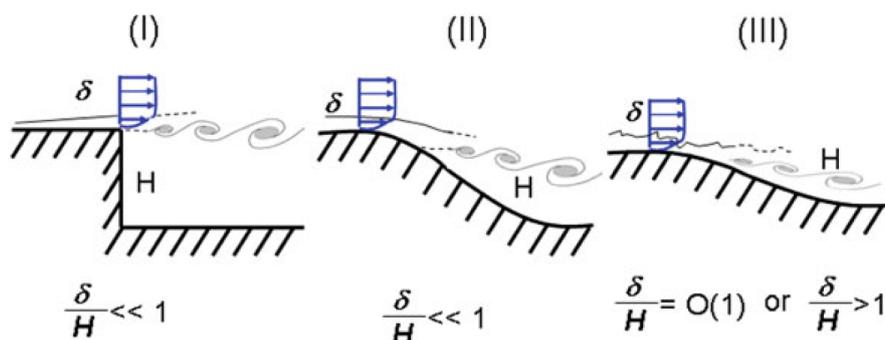


FIGURE 2.4 – Classification des configurations d'écoulement pour la ZDES. [Deck, 2012]

Selon la configuration de l'écoulement étudié, l'utilisateur peut alors décider d'activer un modèle DES ou de choisir les zones RANS ou DES comme dans la version précédente de la ZDES [Deck, 2005]. Un limiteur \tilde{d}_{ZDES} est alors défini en fonction des valeurs des senseurs $ides$ et $imode$ (2.40).

$$\tilde{d}_{\text{ZDES}} = \begin{cases} d = d_w & \text{si } ides = 0 \\ \tilde{d}_{\text{ZDES}}^I & \text{si } ides = 1 \text{ et } imode = 1 \\ \tilde{d}_{\text{ZDES}}^{II} & \text{si } ides = 1 \text{ et } imode = 2 \\ \tilde{d}_{\text{ZDES}}^{III} & \text{si } ides = 1 \text{ et } imode = 3 \end{cases} \quad (2.40)$$

$$\tilde{d}_{\text{ZDES}}^I = \min(d_w, C_{\text{DES}}\Delta_{\text{ZDES}}^I) \quad (2.41)$$

$$\tilde{d}_{\text{ZDES}}^{II} = d_w - f_d \max(0, d_w - C_{\text{DES}}\Delta_{\text{ZDES}}^{II}) \quad (2.42)$$

$$\tilde{d}_{\text{ZDES}}^{III} = \begin{cases} d_w & \text{si } d < d^{\text{interface}} \\ \tilde{d}_{\text{ZDES}}^I & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.43)$$

On remarque que la formulation de $\tilde{d}_{\text{ZDES}}^I$ (2.41) correspond à la formulation de la DES97 (2.35) [Spalart *et al.*, 1997]. De même, la formulation (2.42) du mode (II) s'apparente à celle du modèle DDES en faisant intervenir une fonction de protection f_d . Durant cette thèse, on utilisera la formulation de Fan *et al.* [2003] (2.44) de cette fonction. Enfin, pour le modèle (III), le passage au mode LES se produit à partir d'une certaine distance à la paroi, $d_{\text{interface}}$ fixée par l'utilisateur (2.43).

$$f_d = 1 - \tanh\left(\left[\frac{1}{\omega} \max\left(\frac{500\mu}{d_w^2}, \frac{\sqrt{k}}{d_w\beta^*}\right)\right]^4\right) \quad (2.44)$$

Pour les différents modes de la ZDES, une attention particulière a été apportée sur la formulation de l'échelle de longueur caractéristique de sous-maille Δ_c . Ainsi, trois formulations (2.45) de cette dernière ont été implémentés dans le modèle pour s'adapter aux différents modes et aux caractéristiques des différents écoulements que l'on peut rencontrer. Celles-ci s'appuient sur les composantes du vecteur de vorticité normalisé $N_\Omega = \frac{\Omega}{\|\Omega\|} = (N_x, N_y, N_z)$ et la taille des cellules $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z)$.

$$\Delta_c = \begin{cases} \Delta_{\text{max}} & = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) \\ \Delta_{\text{vol}} & = \sqrt{\Delta_x \Delta_y \Delta_z} \\ \Delta_\Omega & = \sqrt{N_x^2 \Delta_y \Delta_z + N_y^2 \Delta_z \Delta_x + N_z^2 \Delta_x \Delta_y} \end{cases} \quad (2.45)$$

Nous verrons dans les chapitres dédiés aux simulations hybrides RANS/LES que seul le mode (II) de la ZDES a été utilisé dans le cadre de cette thèse. Ainsi, nous nous limiterons à la formulation de l'échelle de longueur caractéristique de sous-maille $\Delta_{\text{ZDES}}^{II}$ (2.46). Dans cette configuration, une utilisation directe de Δ_{vol} et Δ_Ω peuvent

favoriser une réduction de la viscosité turbulente et donc le développement de MSD. L'idée est donc d'utiliser la fonction protectrice f_d (2.44) afin de garantir le passage entre la formulation Δ_{\max} utilisée dans la couche limite et la formulation Δ_{Ω} utilisée dans les zones LES. La valeur f_{d0} , fixée à 0,8 sur la base d'un calcul de couche limite de plaque plane, est utilisée comme valeur seuil pilotant le changement de formulation.

$$\Delta_{\text{ZDES}}^{\text{II}} = \begin{cases} \Delta_{\max} & , \text{ si } f_d < f_{d0} \\ \Delta_{\Omega} & , \text{ sinon} \end{cases} \quad (2.46)$$

Au final, le modèle ZDES proposé par Deck [2012] implémenté dans CEDRE réussit à intégrer l'ensemble des évolutions de l'approche hybride RANS/LES initialement conçu par Spalart *et al.* [1997]. Dans notre étude, seul le mode (II) correspondant à une DDES sera utilisé pour des raisons qui seront justifiées dans le chapitre IV.

2.6 Algorithme d'adaptation de maillage

Lors de cette étude, nous avons décidé d'utiliser un outil d'adaptation de maillages (chapitre 4). On a alors sélectionné le logiciel d'adaptation de maillages Feflo.a. Ce logiciel, développé dans le cadre du projet GAMMA3 (Automatic mesh generation and advanced methods) de l'INRIA est un logiciel de remaillage anisotropique robuste et local. Il permet de réaliser, de manière couplée, des adaptations de maillages surfaciques et volumiques mais aussi de réaliser des adaptations volumiques en préservant les couches de prismes au niveau de parois.

Dans certaines simulations numériques, les caractéristiques physiques de l'écoulement peuvent présenter de fortes composantes anisotropiques dans des zones du domaine. Il est alors parfois intéressant de réaliser une adaptation de maillage anisotrope [Menier, 2015] afin de raffiner le maillage dans ces zones, dans des directions privilégiées. En ne raffinant pas de la même manière tout le domaine de calcul, on peut alors obtenir un gain de temps de calcul et de précision des résultats.

Théoriquement, l'adaptation de maillage vise à réduire l'erreur d'interpolation sur le domaine, c'est-à-dire la différence entre la solution calculée par éléments finis et la solution exacte. En pratique, comme cette dernière est inconnue, l'utilisation d'estimateurs d'erreur est nécessaire pour contrôler l'algorithme d'adaptation. Ainsi, l'algorithme d'adaptation théorique d'une méthode adaptative en éléments finis peut se résumer ainsi :

1. On discrétise le domaine de calcul en générant un maillage initial qui compte généralement peu d'éléments.
2. On calcule une solution grâce à un code de calcul CFD.
3. On estime une erreur grâce à l'estimateur d'erreur.
4. On modifie le maillage grâce à un opérateur de transition.
5. On projette le nouveau maillage sur le domaine de calcul.
6. On interpole la solution du maillage précédent sur le nouveau maillage.
7. On revient à l'étape 2.

Dans notre cas, qui correspond à l'adaptation de maillages dans le cadre de simulations numériques d'écoulements de fluides, le processus adaptatif se décompose en une phase de calcul de la solution par un solveur numérique (ici CHARME) et une phase d'interpolation. Pour réaliser l'adaptation de maillages, on ne peut se baser que sur la solution numérique dont la précision dépend du maillage courant. Ainsi, l'algorithme théorique d'adaptation doit être modifié. On obtient dans la cas de l'algorithme adaptatif Feflo.a utilisé, la boucle d'adaptation illustrée par la figure [Fig. 2.5].

La résolution numérique permet l'estimation d'erreur à l'origine d'un espace métrique (\mathcal{M}_i) permettant la modification du maillage. On projette alors sur ce nouveau maillage la solution précédente afin d'initier une nouvelle résolution numérique.

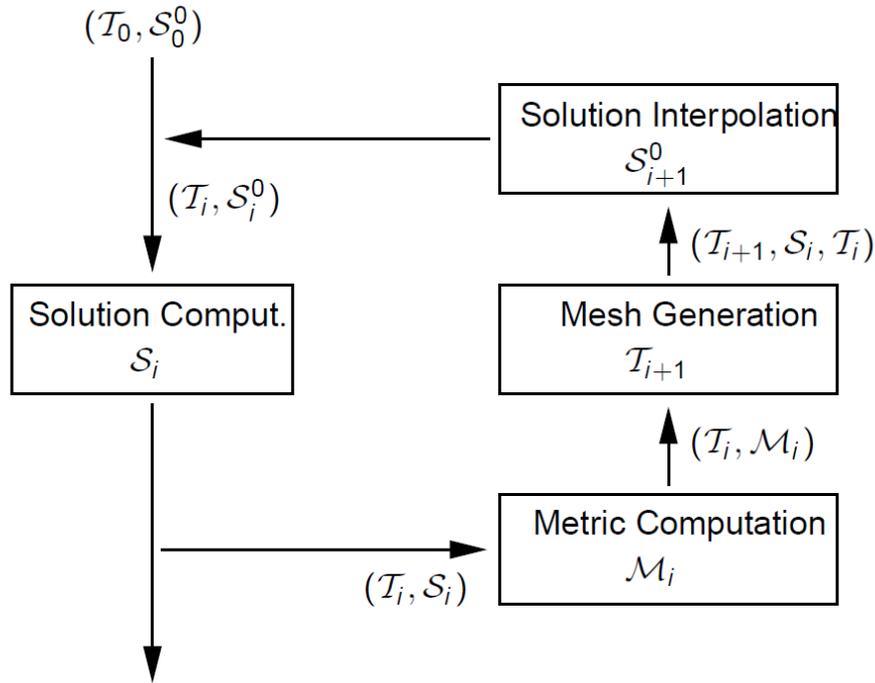


FIGURE 2.5 – Boucle d’adaptation de maillages pour des problèmes stationnaires. \mathcal{T}_i représente un maillage, S_i une solution numérique et \mathcal{M}_i la métrique calculée à partir du couple (\mathcal{T}_i, S_i) . [Loseille, 2008]

L’étape clé d’une itération d’adaptation de maillages est le calcul du champ de métrique $(\mathcal{M}_h)_{h=1\dots N}$. Ce champ de métrique est constitué de l’ensemble des métriques \mathcal{M}_h calculées sur les N nœuds d’un maillage \mathcal{T}_i . Une métrique est un tenseur d’ordre deux qui définit une transformation affine de l’espace physique eulérien (\mathbb{R}) vers un espace virtuel (espace métrique riemannien $(\mathcal{M}_h)_{h \in \Omega}$). C’est dans cette espace que le maillage va être modifié grâce aux outils de la géométrie différentielle.

L’outil Feflo.a se base sur une méthode d’adaptation de maillages anisotropes faisant appel aux métriques afin de minimiser l’erreur d’interpolation en norme L_p . Cette méthode d’adaptation est inspirée par les travaux de [Castro-Diaz *et al.*, 1998] et [Bottasso, 2004]. L’estimateur d’erreur d’interpolation est ici basé sur la matrice hessienne. La matrice hessienne H est la matrice composée des dérivées secondes de la solution. Ainsi, le logiciel va reconstruire une matrice hessienne H_R grâce à une double projection L^2 du gradient. Les opérateurs de projection utilisés ne seront pas présentés dans ce manuscrit, mais le lecteur pourra les retrouver en se référant aux travaux de [Tam *et al.*, 2000] et [Vallet *et al.*, 2007].

Dans notre étude, le raffinement va être réalisé vis-à-vis d’une variable d’intérêt que l’on appelle senseur (densité, nombre de Mach, pression, etc.). Celui-ci est choisi en fonction des caractéristiques physiques de l’écoulement et de l’objectif de la simulation numérique. En considérant la solution numérique u_h du senseur au nœud h , le tenseur métrique ponctuel $M_{L^p}(u_h)$ est donné par la formule (2.47) où $H_R(u_h)$ est la matrice hessienne reconstruite de la solution numérique u_h . $|H_R|$ est obtenu à partir de la valeur absolue des valeurs propres de H_R .

$$M_{L^p}(u_h) = \det(|H_R(u_h)|)^{\frac{-1}{2p+3}} |H_R(u_h)| \quad (2.47)$$

Dans le cas où la variable u est lisse et continue, il a été montré [Loseille, 2017] que la métrique M_{L^p} vérifie la condition (2.48) où $H(u)$ est la véritable hessienne de u et Π_{h^u} est l'interpolation linéaire de u .

$$\|u - \Pi_{h^u}\|_{L^p(\Omega_h)} \leq CN^{-\frac{1}{2}} \left(\int_{\Omega} \det(|H(u)|)^{\frac{p}{2p+3}} \right)^{\frac{2p+3}{p}} \quad (2.48)$$

Cette condition donne un outil pour régler l'erreur d'interpolation souhaitée lors de la génération de la métrique. L'estimation de la partie droite de l'équation (2.48) en remplaçant $H(u)$ par $H_R(u)$ nous donne accès à une erreur ϵ_0 . Ainsi, en chaque point h la métrique M_{L^p} est finalement obtenu grâce à l'équation (2.49).

$$M_{L^p}(u_i, \epsilon) = \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \det(|H_R(u_i)|)^{\frac{-1}{2p+3}} |H_R(u_i)| \quad (2.49)$$

Opérations sur le maillage

Après avoir obtenu le champ de tenseurs métriques $(\mathcal{M}_i)_{i=1\dots N}$ à partir du senseur sélectionné, le maillage unitaire peut être généré. On qualifie de maillage unitaire par rapport à un espace métrique riemannien, un maillage discret \mathcal{T} dont tout les éléments h sont quasi-unitaires. Ainsi, un tétraèdre d'arête $(e_i)_{i=1..6}$ est quasi-unitaire si la longueur de toutes ses arêtes dans l'espace métrique riemannien est comprise entre $\frac{1}{\sqrt{2}}$ et $\sqrt{2}$ (2.50). Les définitions de la distance, de la longueur et du volume dans un espace métrique riemannien ne seront pas présentées ici car elles nécessitent au préalable une définition mathématique rigoureuse d'un espace métrique riemannien et de ses propriétés.

$$\forall i \in [1, 6], l_M(e_i) \in \left[\frac{1}{\sqrt{2}}; \sqrt{2} \right] \quad (2.50)$$

Pour obtenir ce maillage unitaire, deux opérations de base sont disponibles : l'insertion d'un sommet sur une arête et la suppression d'un sommet.

L'insertion d'un nouveau point sur une arête $e = [AB]$ se fait au milieu du segment dans l'espace métrique riemannien. Ce milieu correspond effectivement au milieu géométrique $\frac{1}{2}(A + B)$ si les distances $l_{\mathcal{M}_A}$ et $l_{\mathcal{M}_B}$ sont égales. Dans le cas contraire, l'insertion du point doit passer par la résolution par dichotomie du problème non linéaire (2.51). Le sommet est alors positionné aux coordonnées $(1-t)A + tB$.

$$\text{Trouver } t \in [0, 1] \text{ tel que } \frac{1}{2} = l_{\mathcal{M}_A} \frac{r^t - 1}{\log(r)} \text{ avec } r = \frac{l_{\mathcal{M}_B}}{l_{\mathcal{M}_A}} \quad (2.51)$$

À chaque vague de suppression/insertion, l'algorithme va calculer la longueur de chaque arête et vérifier qu'elle

respecte bien la condition de quasi-unitarité (2.50). Si l'arête est trop grande, une insertion est réalisée et si elle est au contraire trop petite, une suppression de sommet est effectuée.

Cependant, le seul contrôle de la longueur de chaque arête est insuffisant. En effet, en se focalisant seulement sur les directions données par les arêtes, on ne prend pas en compte les autres directions. Cela peut conduire à la définition de tétraèdres à volume tendant vers 0. Une façon simple de résoudre ce problème est d'utiliser parallèlement une fonction qualité basée sur la taille de l'arête et le volume du tétraèdre concerné.

La fonction de qualité Q (2.52) a été ainsi introduite dans l'objectif de contrôler le volume des mailles générés. Celle-ci fait intervenir le volume $|K|_M$ du tétraèdre dans l'espace métrique riemannien.

$$\alpha \leq Q_M(K) = \frac{36}{3^{\frac{1}{3}}} \frac{|K|_M^{\frac{2}{3}}}{\sum_{i=1}^6 l_M^2(e_i)} \leq 1 \quad \text{avec} \quad \alpha \in]0, 1] \quad (2.52)$$

On considère que la qualité de l'élément est convenable si la fonction de qualité se trouve dans l'intervalle $[\alpha, 1]$. Usuellement, on fixe à 0,8 la valeur de l'entier positif α .

De retour dans l'espace euclidien de départ, le maillage est finalement anisotrope et la taille des éléments a été adaptée en fonction de la solution numérique précédente. On peut alors de nouveau résoudre l'écoulement avec notre solveur et le nouveau maillage obtenu.

Ce système d'adaptation de maillages permet de réaliser une adaptation de maillages anisotropes [Menier, 2015] afin de raffiner le maillage dans des zones présentant des caractéristiques physiques à fortes composantes anisotropiques. L'algorithme d'adaptation Feflo.a est bien adapté à nos simulations numériques car il est conçu pour fonctionner avec un solveur "volumes finis" comme CHARME. En ne raffinant pas de la même manière tout le domaine de calcul, il doit nous permettre d'obtenir un gain de temps de calcul et de précision des résultats. Nous verrons ainsi au chapitre (4), dans quel cadre celui-ci a été utilisé ainsi que son apport aux simulations numériques RANS menées.

Chapitre 3

Mise en place d'un domaine de simulation numérique rendant compte de l'interaction jet/tourbillon

Le but de cette thèse est de simuler une interaction jet/tourbillon par des approches numériques moyennées RANS et des approches hybrides RANS/LES afin d'étudier l'évolution des variables et des phénomènes pilotant le processus de formation des traînées de condensation. Ce premier chapitre a pour but d'expliquer le choix de l'expérience en soufflerie ONERA-F2 du profil NACA0012 avec injecteurs d'air chaud comme base d'étude de l'interaction jet/tourbillon par différentes approches numériques de la turbulence. Il permet aussi de justifier les étapes de création du domaine de calcul ainsi que d'un maillage permettant la simulation de l'interaction jet/tourbillon.

3.1 Sélection du cas d'étude

Ces travaux de thèse se positionnent dans le cadre de l'étude de la formation des traînées de condensation. Dans l'idéal, on souhaiterait comparer les différentes approches numériques à disposition dans le code de calcul CEDRE sur un cas réaliste du sillage d'un avion. Cependant plusieurs problématiques ont conduit à la réalisation d'un domaine de simulation sans géométrie réaliste d'avion. Dans un premier temps, les simulations numériques tridimensionnelles sont coûteuses en ressources numériques. Ce coût dépend des modèles numériques utilisés mais aussi du nombre d'éléments constitutifs du maillage. Or, prendre en compte l'évolution du sillage d'une géométrie réaliste d'avion nécessite la création d'un domaine très long (plusieurs centaines de mètres) et un maillage très complexe au niveau notamment de la géométrie de l'avion. Des simulations numériques ont déjà été réalisées à l'ONERA ([Khou *et al.*, 2015], [Montreuil *et al.*, 2018]). Dans un second temps, il est difficile d'obtenir des données

expérimentales concernant le développement du sillage d'un avion ainsi que de la formation de traînées de condensation. Il existe donc un manque de ressources permettant de confronter les résultats de simulations numériques prenant en compte des géométries réalistes d'avion.

Une solution envisageable pour tester les modèles numériques employés est d'utiliser des cas test. Ce procédé permet de vérifier le comportement de certains modèles dans des conditions similaires au cas d'étude final. Ainsi, Kolomenskiy *et al.* [2014] ont par exemple utilisé leur approche hybride RANS/LES pour simuler la formation d'un tourbillon de bout d'aile dans les conditions de l'expérience de Chow *et al.* [1997]. Cette étape de vérification de leur approche numérique a permis de consolider les résultats obtenus lors de leurs simulations du sillage d'un avion Kolomenskiy et Paoli [2018]. Il faut cependant rappeler que l'utilisation d'un cas test ne valide pas les résultats obtenus lors de simulations numériques sur les cas complexes.

Dans le cadre de cette thèse, on s'intéresse en particulier à l'interaction jet/tourbillon. En effet, on a vu (1) qu'elle est la principale responsable de la dilution des espèces émises par les moteurs et de celles qui découlent de transformations chimiques ayant lieu quasiment instantanément. Notre cas test doit alors permettre d'étudier l'interaction entre un tourbillon de sillage et un jet représentant une sortie moteur. Dans le cadre du projet européen Far-Wake (2005-2008), l'ONERA a réalisé des essais sur le thème de l'interaction jet/sillage. Ceux-ci n'étaient alors pas destinés à l'étude de la formation des traînées de condensation mais à l'accumulation de connaissances sur le sillage des avions de transport. Les essais réalisés entre 1997 et 1998 [Loiret, 1998] et les essais réalisés en 2005 [Deluc, 2006] ont permis de récolter des données expérimentales afin d'améliorer les connaissances sur ce phénomène et développer des solutions permettant de maîtriser et/ou contrôler les sillages émis par les avions de transport. Le dispositif expérimental mis en place pour ces essais peut être utilisé dans le cadre de la formation des traînées de condensation.

3.2 Présentation de l'étude expérimentale

Le travail expérimental n'a pas été réalisé dans le cadre de cette thèse. Les résultats de cette étude expérimentale ont notamment fait l'objet de la thèse de Brunet [1999].

3.2.1 Installation expérimentale

Les essais ont été réalisés dans la soufflerie F2 du centre du Fauga-Mauzac de l'ONERA. Il s'agit d'une soufflerie atmosphérique à retour [Fig. 3.1]. La veine d'essais, de 5 m de longueur, a une section rectangulaire de 1,4 m de large et de 1,8 m de hauteur. Le convergent, d'un rapport de contraction de 12 permet d'atteindre une vitesse maximale de 100 m/s. La soufflerie est équipée d'un vélocimètre laser tri directionnel monté sur un bâti mobile qui permet d'effectuer des explorations sur toute la longueur de la veine. En effet, les parois de cette dernière sont interchangeables (verre ou bois) afin de permettre l'utilisation d'instruments de mesure optique.

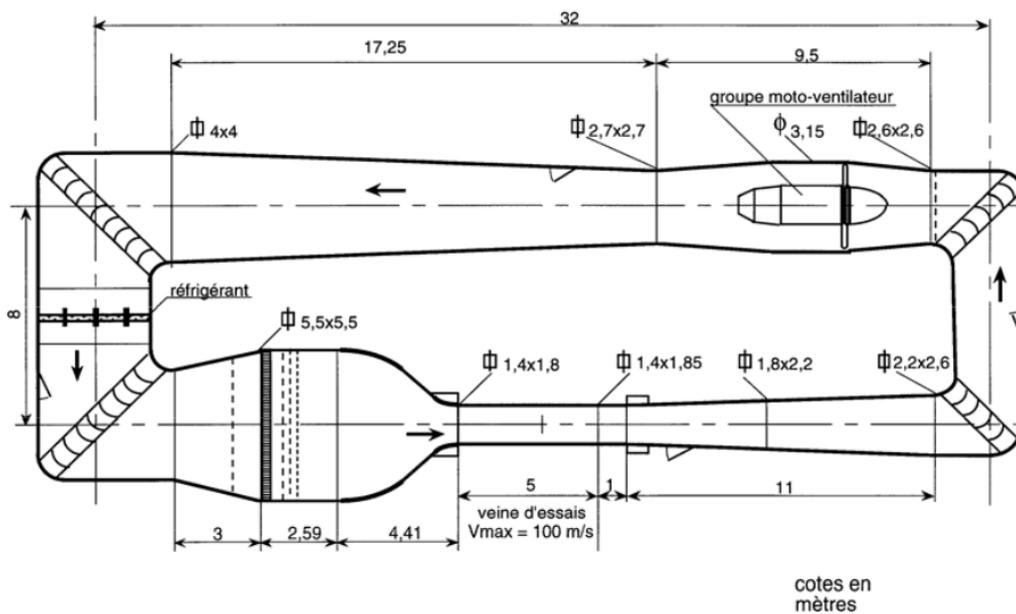


FIGURE 3.1 – Plan de la soufflerie aérodynamique ONERA-F2.



FIGURE 3.2 – Vue du montage pour l'expérience de l'interaction jet/sillage dans la soufflerie F2.

Le dispositif expérimental est composé d'un générateur de tourbillons et d'un générateur de jets chauds [Fig. 3.2]. Le générateur de tourbillons est une aile NACA-012 possédant une corde de 0,125 m et une envergure de 0,5 m

suspendu par l'intermédiaire d'un mât. Ce dernier est un profil d'aile NACA-015 possédant une corde de 0,045 m. La stabilité du montage est assurée par des haubans. L'aile est disposée au centre de la veine d'essai, à 0,75 m de l'entrée de la veine d'essai. Le générateur de jets chauds est quant à lui constitué de deux éjecteurs (un pour chaque tourbillon généré) de 0,01 m de diamètre, situés sous l'intrados du profil d'aile NACA-012. L'air est préalablement chauffé par un réchauffeur thermique d'une puissance de 80 kW localisé sous la veine d'essais et alimenté en air comprimé à 7 bars. L'air chaud est alors acheminé par des conduits placés dans des mâts constitués de profils d'aile NACA-015 de 0,1 m de corde [Fig. 3.2]. Une grille placée en amont de la sortie de chaque éjecteur permet d'obtenir des jets homogènes.

3.2.2 Dimensionnement et conditions d'essais

L'atout de cette expérience est qu'elle a été dimensionnée dans le but de simuler au mieux le cas d'un avion de transport en régime de croisière. Pour cela, le rapport de similitude entre la quantité de mouvement axiale du jet et celle d'un tourbillon est conservé. Ce rapport permet d'imposer une poussée et une portance comparables à celles obtenues en vol de croisière [Jacquin et Garnier, 1996].

Pour ces essais, un avion de type Airbus A-330 est pris comme cas de référence. Les paramètres de vol sont répertoriés dans le tableau [Tab. 3.1]. L'étude de rapport de similitude a donné les caractéristiques suivantes pour le dimensionnement de l'expérience [Fig. 3.2].

Conditions de vol de croisière	A-330
Altitude	10 km
Envergure	60 m
Rapport d'Aspect AR	9,3
Circulation Γ_0	540 m ² s ⁻¹
Coefficient de portance C_L	0,5
Vitesse de croisière	252 ms ⁻¹
Vitesse des jets moteur	480 ms ⁻¹
Rapport de densité atmosphère / jet chaud	2,4
Distance relative séparant les centres des jets des tourbillons $\tilde{d}_{cj} = d_{cj}/b$	23 %
Diamètre des jets	0,6 m

TABLEAU 3.1 – Paramètres caractéristiques d'un bi-moteur commercial de type Airbus A-330 en vol de croisière.

Conditions d'essais	Maquette
Envergure b	0,5 m
Rapport d'Aspect AR	4
Circulation Γ_0	1,6 m ² s ⁻¹
Coefficient de portance C_L	0,50
Vitesse de l'écoulement U_0	20 ms ⁻¹
Vitesse des jets chauds U_j	60 ms ⁻¹
Rapport de densité atmosphère / jet chaud	1-2
Distance relative séparant les centres des jets de des tourbillons Δ_j/b	21,2 %
Diamètre des jets D_j	0,01 m

TABLEAU 3.2 – Paramètres caractéristiques de la maquette et de l'étude expérimentale.

Le dispositif expérimental permet de faire varier la distance entre les centres de jets et des tourbillons (Δ_j), ainsi que le rapport de densité (ρ_0/ρ_j). En effet, les essais avaient pour but initial d'étudier l'influence de la distance jet/tourbillon sur le sillage.

La configuration qui a été sélectionnée pour notre étude est celle d'une aile avec en angle α fixé à 9 ° et un rapport de distance entre les jets Δ_j/b de 21,2 %. Il s'agit du cas qui a servi à l'étude de l'influence de la température du jet sur l'interaction jet/sillage et donc celui qui a fait l'objet du plus grand nombre de mesures. La circulation de référence Γ_0 est la circulation théorique « 2D » dans le plan de symétrie de l'aile où on note c_0 la corde, α_0 l'incidence géométrique de l'aile et U_∞ la vitesse à "l'infini amont" (3.1).

$$\Gamma_0 = \pi \cdot c_0 \cdot \alpha_0 \cdot U_\infty \quad (3.1)$$

3.3 Sélection des variables rendant compte des interactions jet/tourbillon

3.3.1 Données expérimentales

Lors des différents essais de l'étude expérimentale, trois moyens de mesures ont été utilisés afin de qualifier le champ aérodynamique :

- mesures par sonde thermocouple ;
- mesures par vélocimétrie laser tri directionnelle ;
- mesures par sonde fil chaud mono dimensionnelle.

3.3.2 Champs de vitesses

La soufflerie F2 est équipée d'un système de vélocimétrie laser tri directionnel (ou anémométrie laser Doppler (LDA)). Il s'agit d'une technique optique fondée sur la mesure du décalage en fréquence de faisceaux laser éclairant des particules très fines entraînées par un fluide. Ainsi, en mesurant la vitesse des particules dans le fluide, on peut connaître la vitesse du fluide. La vélocimétrie laser a pour intérêt de ne perturber les mesures car il s'agit d'un dispositif extérieur.

Le vélocimètre fonctionne sur le principe d'interférence. Le dispositif utilise deux paires de faisceaux lasers de couleurs violettes ($0,4765 \mu\text{m}$), bleue ($0,488 \mu\text{m}$) et verte ($0,5145 \mu\text{m}$) émises par des sources lasers à argon ionisé. Ces faisceaux forment, au point focal des objectifs des détecteurs, trois réseaux de franges dans les plans normaux à leur axe d'émission. Des compteurs traitent les signaux émis par les trois photomultiplicateurs. Chaque point de mesure nécessite l'acquisition de 2000 échantillons. Les vitesses négatives sont prises en compte grâce à des cellules de Bragg.

Pour l'expérience, l'ensemencement de l'écoulement extérieur est effectué grâce à de la fumée d'encens. L'injection de particules d'oxyde de Magnésium (MgO) en amont du réchauffeur assure l'ensemencement des jets.

Une sonde Dantec P11 à fil droit [Fig. 3.3], reliée à un anémomètre Dantec 55L90, a été utilisée afin de sonder des points caractéristiques tels que le sillage de l'aile, le centre du jet ou le cœur des tourbillons.

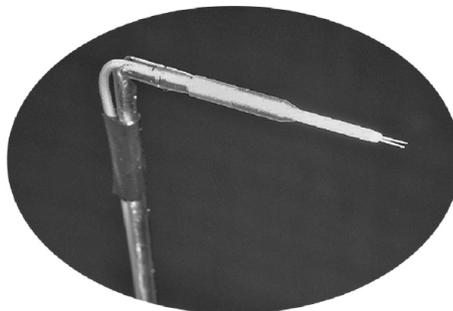


FIGURE 3.3 – Sonde fil chaud DISA P11.

Grâce à ce dispositif, l'étude expérimentale a permis d'obtenir les profils de vitesses moyennes à travers le tourbillon sur une ligne verticale dans les plans $x/b = 0,5$ et $x/b = 8$ (respectivement ([Fig. 3.4], [Fig. 3.5])). Sur ces figures, l'axe des abscisses est centré sur une estimation de la vitesse moyenne et les composantes des vitesses moyennes sont normalisées par la vitesse à l'infini U_0 ($U/U_0, V/U_0, W/U_0$).

Dans le plan $x/b = 0,5$ ([Fig. 3.4]), le profil de vitesse V/U_0 nous permet d'estimer le rayon caractéristique du tourbillon qui correspond au rayon pour lequel on atteint un maximum de la vitesse tangentielle. Ainsi sur le rayon $(z - z_0)/b = 0,012$ la vitesse tangentielle atteint 43 % de la vitesse de l'écoulement entrant. C'est à ce même rayon que l'on obtient le plus grand déficit de vitesse axiale. En effet, la vitesse axiale dans le tourbillon est déficitaire

car on se situe dans le sillage de l'aile. Cependant au centre du tourbillon, on a une survitesse ($U/U_0 > 1$) liée à l'influence du jet.

Dans le plan $x/b = 8$ ([Fig. 3.5]), la vitesse axiale dans le tourbillon reste déficitaire. L'influence du jet n'est plus visible et un minimum de vitesse est atteint au centre du tourbillon avec une amplitude correspondant à 90 % de la vitesse extérieure. La vitesse tangentielle maximum a diminué pour atteindre environ 39 % de la vitesse de l'écoulement principal. On observe que le rayon caractéristique reste sensiblement le même que pour le plan $x/b = 0,5$.

La dernière composante W/U_0 témoigne de la vitesse de descente du sillage. Cette vitesse augmente légèrement dans le dernier plan de sondage, preuve de l'accélération de la descente du sillage.

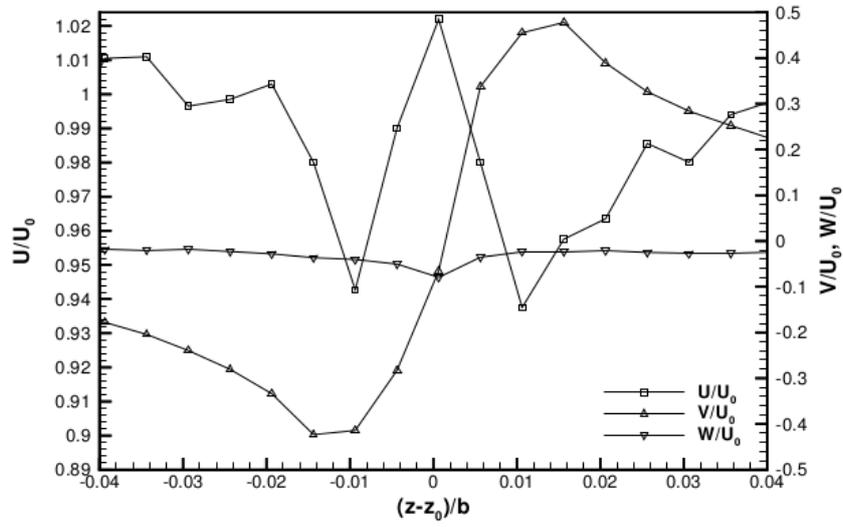


FIGURE 3.4 – Profils des trois vitesses moyennes centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$.

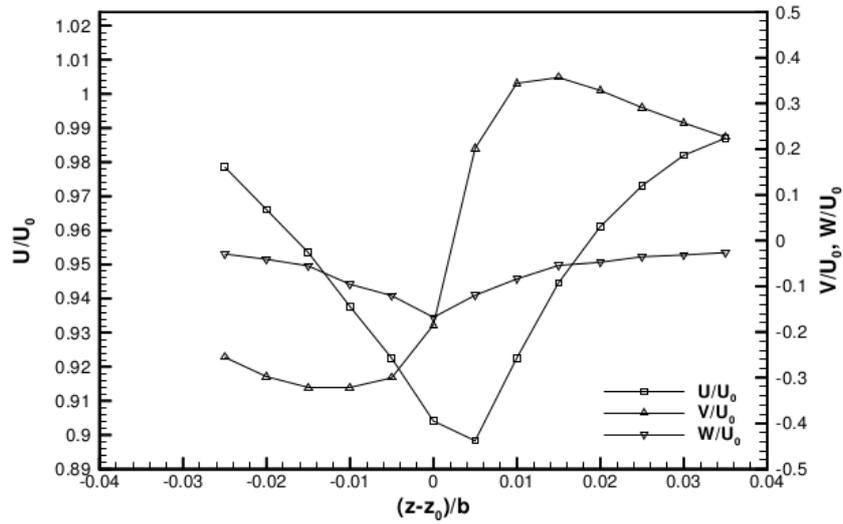


FIGURE 3.5 – Profils des trois vitesses moyennes centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 8$.

3.3.3 Champ de température

Les mesures de température sont effectuées grâce à un dispositif de sondage constitué d'un peigne de thermocouples Chromel-Alumel de type K (Fig. 3.6) monté sur un système de déplacement triaxial. Les points de mesure pris en compte correspondent à la moyenne arithmétique de 250 mesures obtenues sur 3 secondes d'acquisition et après une temporisation de 2 secondes.

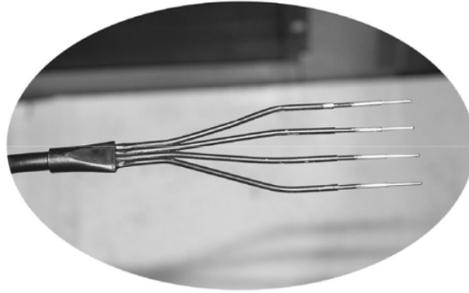


FIGURE 3.6 – Peigne de thermocouples.

Cette configuration nous permet d'obtenir la distribution transversale de l'écart de température relatif, dans les plans $x/b = 0, \frac{1}{2}, 1, 3, 5$ et 8 (respectivement [Fig. 3.7], [Fig. 3.8], [Fig. 3.9], [Fig. 3.10], [Fig. 3.11], [Fig. 3.12]). Cet écart est calculé à partir de la température initiale du jet $T_j = 600$ K et de la température d'entrée de soufflerie $T_0 = 300$ K via la relation (3.2).

$$T_r = \frac{(T - T_0)}{(T_j - T_0)} \quad (3.2)$$

Ainsi, le plan $x/b = 0$ ([Fig. 3.7]) présente la distribution de l'écart de température relatif au niveau de la sortie de l'injecteur. On observe alors un écart de température relatif minimal ($T_r=1$). On peut observer le sillage thermique des mâts qui ne semble pas influencer les distributions de champs de température suivants.

Au plan de sondage $x/b = 0,5$ ([Fig. 3.8]), le centre du jet reste sensiblement à la même position que dans le plan $x/b = 0$ ([Fig. 3.7]). Le jet est faiblement déformé et le champ de température commence à s'étirer. On peut considérer ce plan comme la transition entre le "régime jet" et le début du "régime tourbillonnaire". La diffusion de la température est alors encouragée par le cisaillement tangentiel du champ de vitesses tourbillonnaires et à partir de ce point, le jet chaud est transporté autour du centre tourbillonnaire.

Le plan de sondage, $x/b = 8$ ([Fig. 3.12]) est le plan de sondage le plus lointain disponible. La distribution de température montre que le centre du jet a parcouru trois quarts de tour autour du centre tourbillonnaire. L'écart de température relatif est très proche de celui observé dans l'écoulement libre. Il est intéressant de noter que le jet ne pénètre pas à l'intérieur du noyau visqueux du tourbillon de sillage.

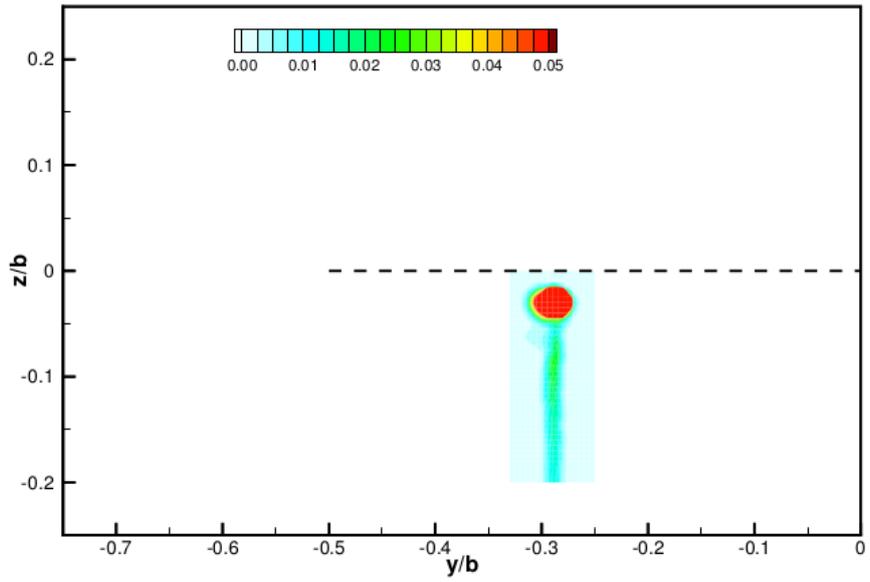


FIGURE 3.7 – Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 0$.

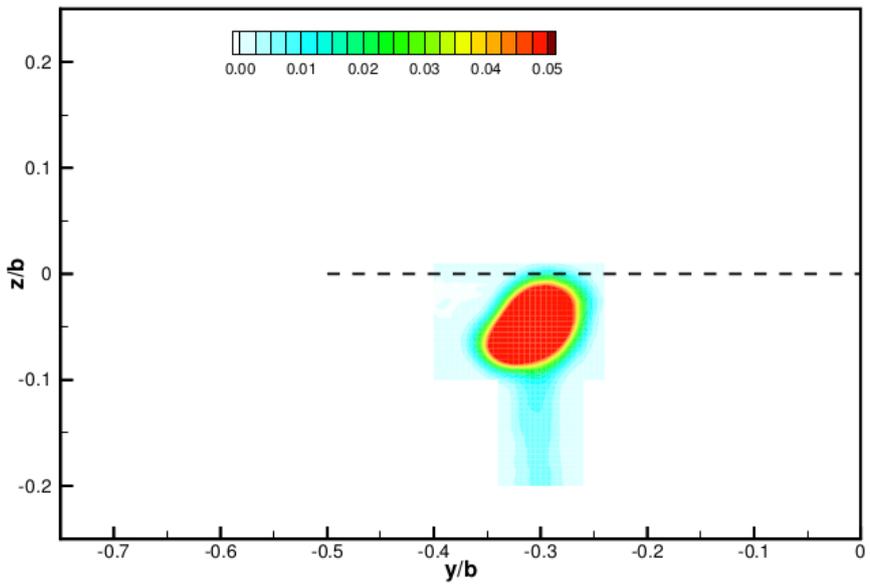


FIGURE 3.8 – Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 0,5$.

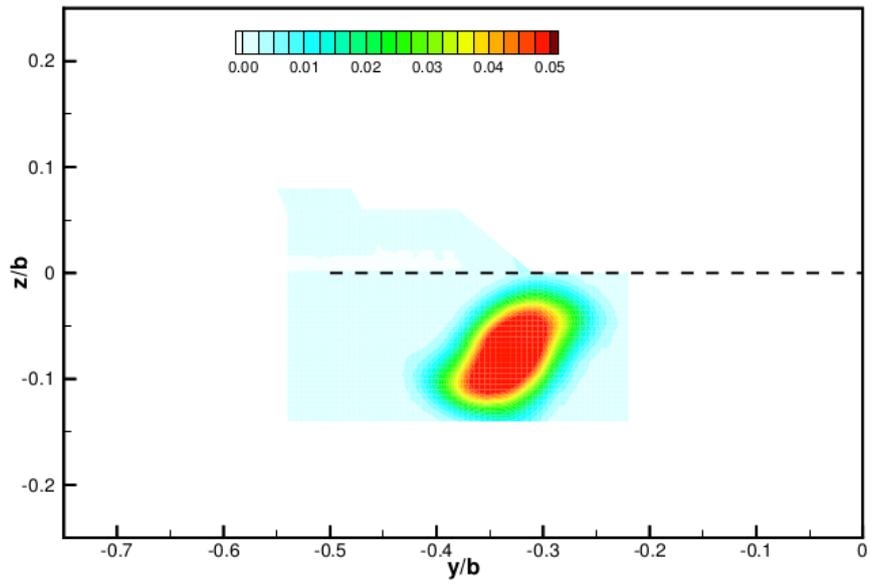


FIGURE 3.9 – Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 1$.

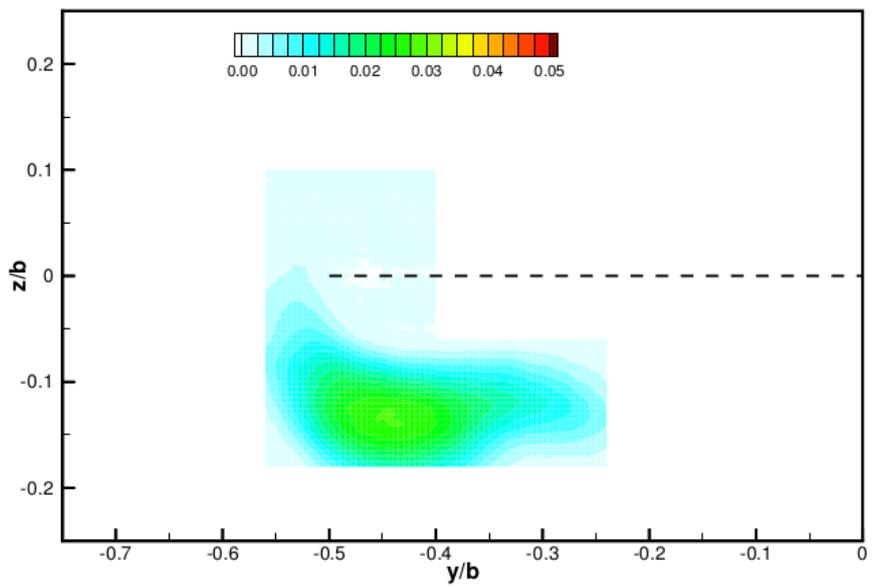


FIGURE 3.10 – Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 3$.

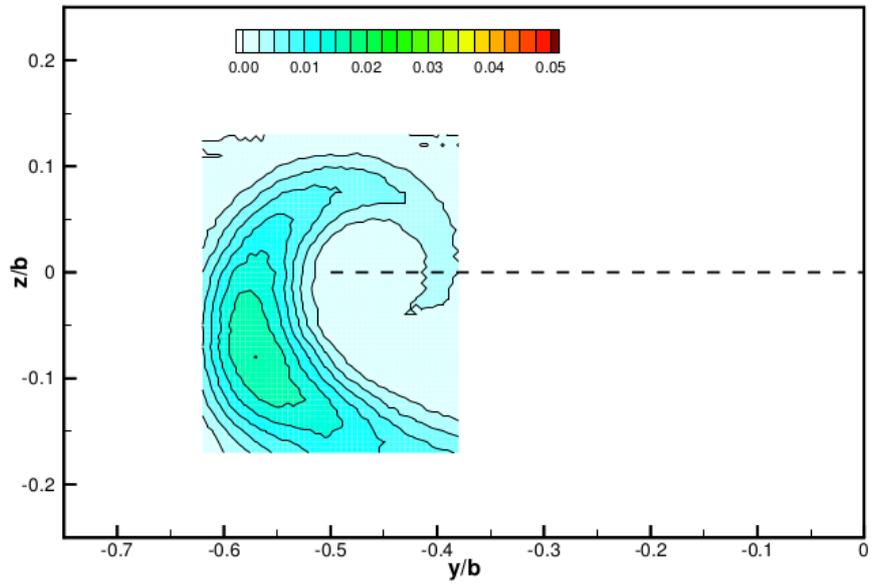


FIGURE 3.11 – Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 5$.

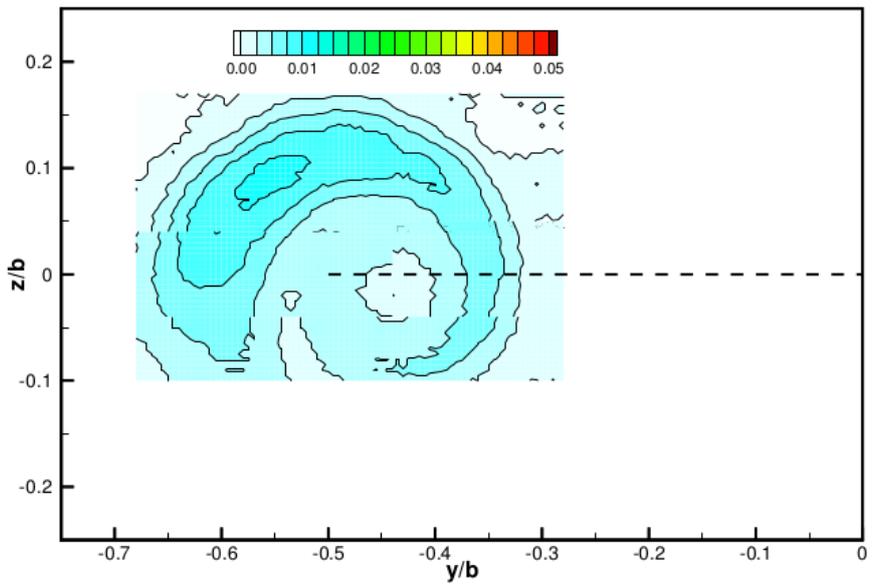


FIGURE 3.12 – Distribution de l'écart de température relatif mesuré dans le plan de sondage $x/b = 8$.

3.4 Création de la géométrie et du domaine de calcul

Afin de pouvoir réaliser des simulations numériques et confronter l'évolution des variables sélectionnées aux données expérimentales, il faut d'abord créer une géométrie du domaine que l'on veut étudier. La géométrie sert à définir les limites du domaine fluide de l'étude. Ce domaine fluide sera ensuite découpé en éléments volumiques permettant de mettre en place des calculs numériques grâce aux méthodes des volumes finis qu'utilise le solveur CHARME.

L'installation expérimentale présentant un plan de symétrie, seule une moitié de la géométrie de cette dernière est utilisée pour les simulations. Les résultats correspondant à l'autre moitié sont obtenus par symétrie planaire.

Pour des raisons de simplification de la configuration de calcul, les mâts supportant et positionnant les injecteurs et l'aile n'ont pas été pris en compte dans cette géométrie. Ces mâts, qui relient les éléments suspendus au centre de la soufflerie, ont été conçus pour avoir le minimum d'impact sur l'écoulement en aval de l'aile. En effet, ceux-ci possèdent un profil NACA0015 avec une incidence nulle. Nous retiendrons que l'absence de ces éléments pourrait altérer l'écoulement de l'air en aval de l'installation et que l'étude sur la présence des mâts et de ces conséquences devra être réalisée.

La géométrie utilisée pour les simulations numériques a été réalisée avec le logiciel ANSYS Design Modeler. Elle est dans un premier temps constituée d'un pavé droit d'une longueur de 5 m, d'une largeur de 0,7 m et d'une hauteur de 1,8 m qui reprend les dimensions de la soufflerie aérodynamique ONERA-F2.

Dans ce pavé, une extrusion sur 0,25 m d'une esquisse de profil NACA0012 inclinée de 9° a été effectuée afin de former la géométrie de la demi-aile étudiée. Les surfaces de l'injecteur ont été obtenues par une extrusion par révolution.

La figure [Fig. 3.13] montre une vue des limites du domaine fluide générant les géométries de la demi-aile NACA et de l'injecteur.

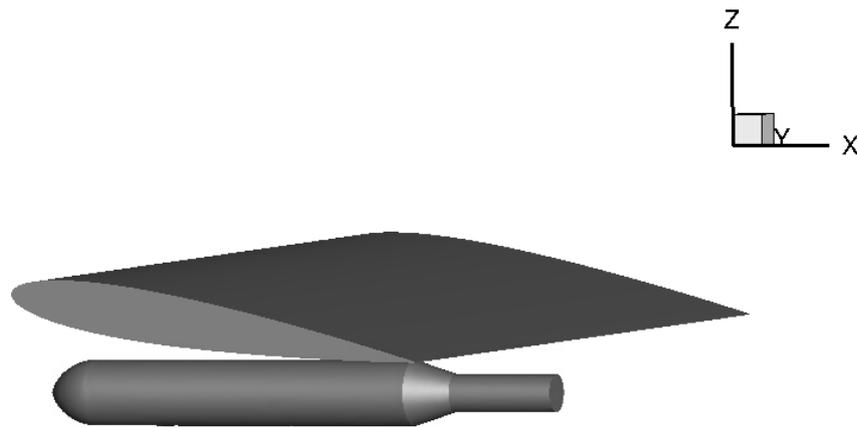


FIGURE 3.13 – Géométrie de la demi-aile NACA et de l'injecteur.

3.5 Création d'un maillage

Les maillages non-structurés sont plus simples à mettre en œuvre et sont plus adaptés aux formes complexes. C'est donc ce type de maillage qui est privilégié pour les simulations de l'écoulement autour d'un avion. De plus, le solveur CHARME utilisé pour les simulations numériques est bien adapté à ce type de maillage (2.2).

La création d'un maillage est une étape clé lors de simulations numériques. En effet, la création d'un maillage correspond à la discrétisation spatiale du domaine de calcul qui servira de support à l'écriture des équations de bilan pour les quantités conservées. Il s'agit aussi d'une étape complexe car elle doit prendre en compte les phénomènes physiques qui devront être simulés. Par exemple, la taille des cellules doit être adaptée à la taille des processus locaux simulés.

Dans le cas de l'expérience simulée, plusieurs zones doivent faire l'objet d'une attention particulière : l'écoulement autour de l'aile, la sortie de l'injecteur, la zone de développement du tourbillon et la zone de l'interaction jet/tourbillon.

Dans le reste du domaine, notamment au niveau de l'entrée de la soufflerie ainsi que des parois, l'écoulement ne présente pas de complexité ni d'intérêt. Un maillage, avec des mailles larges, peut donc être mis en place au niveau de ces surfaces et de l'écoulement en amont de l'aile [Fig. 3.14].

Au cours de cette étude, des approches moyennées de la turbulence ainsi que des approches hybrides sont utilisées. Dans les deux cas, l'écoulement à proximité des surfaces des géométries aérodynamiques est traité avec une approche moyennée de la turbulence. En effet, dans le cadre, de l'approche hybride utilisée, un modèle RANS SST $k-\omega$ est activé dans les zones à proximité des parois (2.5). Afin de limiter l'usage de modèles aux parois, il a été décidé de créer des couches de prismes au niveau des surfaces aérodynamiques. Ainsi la figure [Fig. 3.15] montre la faible dimension des mailles en surface de l'aile et de l'injecteur.

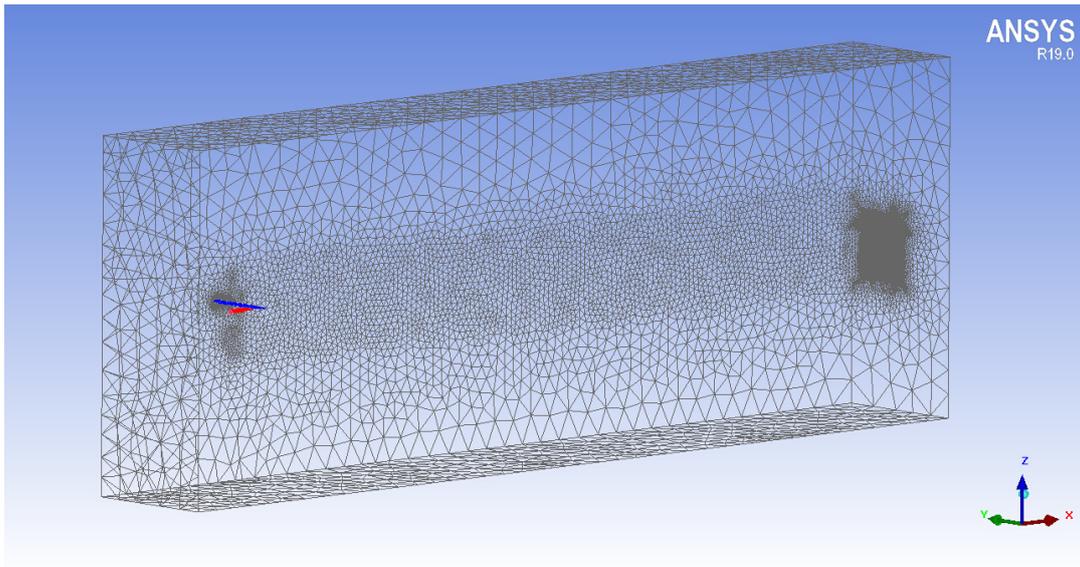


FIGURE 3.14 – Maillage surfacique du domaine fluide.

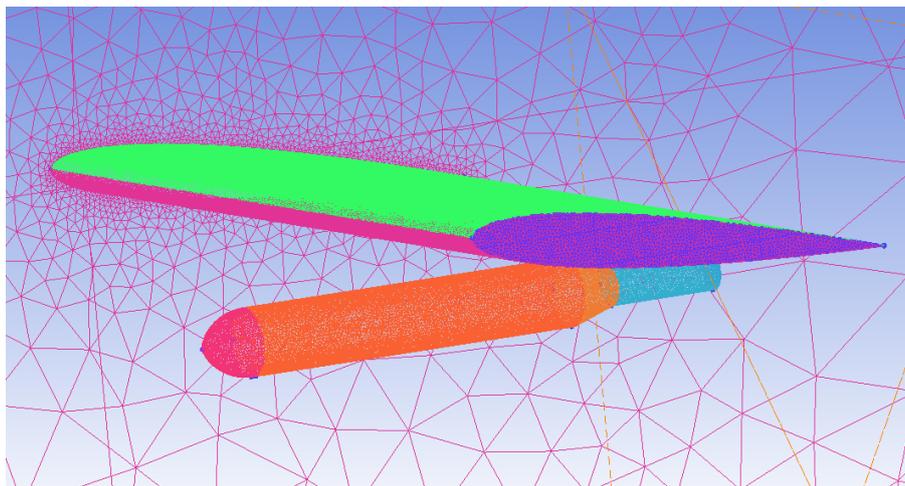


FIGURE 3.15 – Maillage surfacique au niveau de l'aile NACA et de l'injecteur.

Pour la zone de développement du tourbillon et de l'interaction jet/tourbillon, une zone parallélépipédique avec une densité de maille plus importante a été générée. Cette zone s'étend de la géométrie de l'aile à la limite correspondant à la sortie de la veine d'essai de la soufflerie. On peut ainsi observer son impact sur le maillage surfacique de notre domaine sur la figure [Fig. 3.14]. La hauteur et la largeur de cette zone ont été définies grâce à l'observation des champs de distribution de température relative mesurés expérimentalement afin d'établir le volume dans lequel l'interaction jet/tourbillon doit avoir lieu. Il s'agit là d'un des avantages de l'utilisation d'un cas test. En effet, pour les simulations de l'interaction de jet/tourbillon en aval d'une géométrie réaliste d'avion, le manque de données expérimentales nous oblige à estimer la zone de développement du tourbillon et du jet. Plusieurs itérations de constructions de maillages et de calculs numériques sont alors nécessaires afin d'établir un maillage dont le raffinement et le placement des mailles permet une simulation satisfaisante de l'interaction jet/tourbillon.

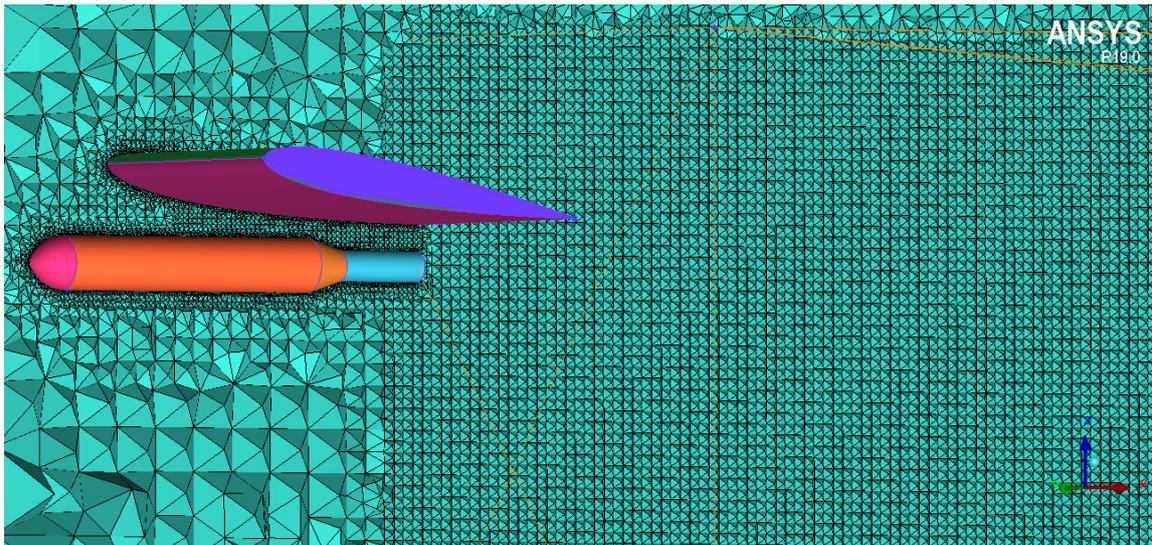


FIGURE 3.16 – Visualisation d'un coupe du maillage volumique dans l'axe de l'injecteur.

La zone de densité de mailles permet ainsi de fixer une taille de maille. Pour le test, on souhaite un maillage sur lequel on peut réaliser des simulations RANS et hybrides RANS/LES. En général, les simulations LES ou RANS/LES sont en meilleur accord avec l'expérience que les simulations RANS si un maillage suffisamment fin est utilisé. En effet, les résultats d'une simulation LES dépendent de la taille des mailles utilisées (voir Annexe Smagorinsky) et un maillage suffisamment fin peut amener à des résultats équivalents à une simulation de type DNS selon Celik [2005]. Pour ce maillage, le choix a été fait de réduire au maximum la taille des mailles dans notre zone de densité en se fixant un nombre d'éléments limite à notre maillage. En effet, le nombre de mailles influe directement sur le coût numérique d'une simulation

Au final, on a généré un premier maillage composé de 89.644.635 éléments volumiques. La figure [Fig. 3.16], donne une aperçu de l'évolution des tailles de mailles selon les différentes zone du domaine. Ce maillage a pour vocation de permettre une première comparaison des approches RANS et hybrides RANS/LES. Il sera, dans le cadre de cette étude, mentionné sous les noms "ICEM-mesh" ou "Maillage ICEM".

Dans ce chapitre, nous avons vu l'intérêt que représente l'utilisation d'un cas test dans le cadre de l'étude de l'interaction jet tourbillon et de la formation des traînées de condensation. L'interaction jet/sillage d'une aile NACA0012 qui a fait l'objet d'essais expérimentaux au sein de la soufflerie ONERA-F2 a été sélectionné pour être le support des différentes approches et stratégies de la simulation numérique que l'on souhaite, à terme, utiliser sur le cas d'un sillage d'une géométrie réaliste d'avion. La création d'une géométrie et d'un maillage permet la mise en place de simulations numériques.

Au chapitre suivant, plusieurs simulations numériques utilisant des approches moyennées de la modélisation de la turbulence vont être réalisées sur ce cas test. Les résultats obtenus seront alors confrontés aux données expérimentales recueillies lors des essais expérimentaux. Le but est de comprendre les limites et atouts de l'utilisation

d'approches moyennées RANS pour la simulation numérique d'une interaction jet/tourbillon.

Chapitre 4

Simulations numériques de l'interaction jet/tourbillon par des approches moyennées de la modélisation de la turbulence

Ce chapitre a pour but d'étudier la capacité des approches moyennées de la modélisation de la turbulence (RANS) à prédire l'évolution de l'interaction jet/tourbillon. Dans un premier temps, nous présenterons la mise en place d'une simulation numérique utilisant le modèle RANS $k-\omega$ SST-Menter sur le maillage dit "ICEM", dont la création a été présentée dans le chapitre précédent (3.5). La confrontation de la solution numérique obtenue par cette simulation numérique avec les données expérimentales nous amènera alors à étudier les différentes stratégies d'adaptation de maillage à notre disposition avec l'outil Feflo.a. Il s'agira alors d'étudier les bénéfices de l'utilisation de ces procédures d'adaptation dans le cadre de simulation RANS $k-\omega$ SST-Menter. Enfin, une simulation numérique utilisant une approche moyennée de modélisation aux tensions de Reynolds (RSM) permettra d'établir un premier bilan sur l'efficacité des différentes stratégies de simulation numérique de l'interaction jet/tourbillon par des approches moyennées de la modélisation de la turbulence.

4.1 Mise en place d'une première simulation RANS

Cette première partie présente la mise en place et les résultats obtenus par un calcul numérique de notre cas test, utilisant le modèle RANS $k-\omega$ SST-Menter présenté précédemment (2.4.2). Ce modèle a été choisi comme point de départ de notre étude pour plusieurs raisons. Dans un premier temps, il s'agit d'un modèle robuste dont la capacité à modéliser les gradients de pression et les séparations de couche limite est reconnue [Douvi *et al.*, 2012]. Cela est donc bien adapté à notre cas d'étude qui est principalement constitué d'une aile NACA 0012. De plus, ce modèle est aussi utilisé dans le modèle hybride RANS/LES que l'on veut utiliser dans la suite de cette étude.

4.1.1 Configuration du calcul

La dernière étape afin de réaliser un calcul numérique de dynamique des fluides consiste à définir les conditions des limites du domaine ainsi que des conditions initiales dans l'ensemble du domaine. Dans notre cas d'étude, la limite du domaine représentant l'entrée d'air de l'écoulement principal est caractérisée par une température T_0 de 300 K et une vitesse purement axiale de $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Une deuxième entrée, correspondant à l'injection du jet d'air chaud, existe dans notre domaine. L'étude expérimentale [Molton, 2021] a montré que le jet en sortie d'injecteur n'est pas uniforme. L'air chaud éjecté par l'injecteur passe dans un conduit situé dans le mât supportant l'injecteur. Ce conduit présente un coude à quelques centimètres en aval du plan d'éjection qui provoque une perturbation du champ de vitesse théorique souhaité en sortie d'injecteur. La figure [Fig. 4.1] montre le plan de sondage qui a été réalisé afin d'obtenir les caractéristiques du jet. La figure [Fig. 4.2] présente ainsi le champ de vitesse moyenne U_m ainsi que le champ des vitesses de perturbation u_p .

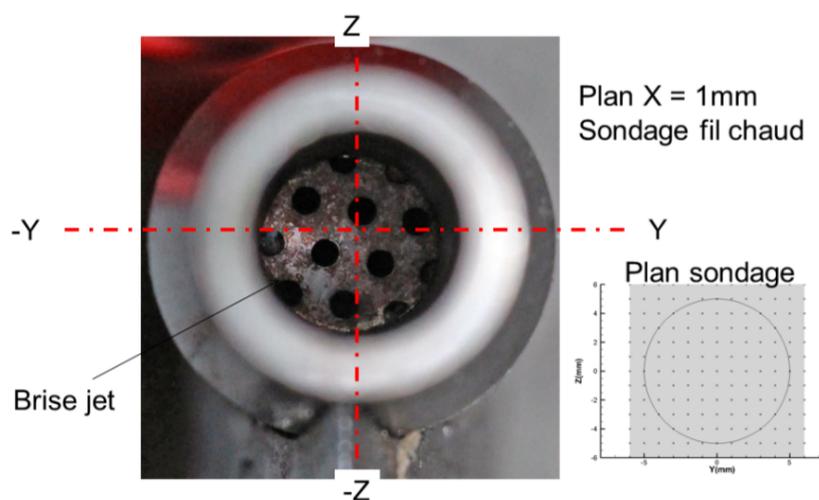


FIGURE 4.1 – Dispositif de sondage en sortie d'injecteur [Molton, 2021].

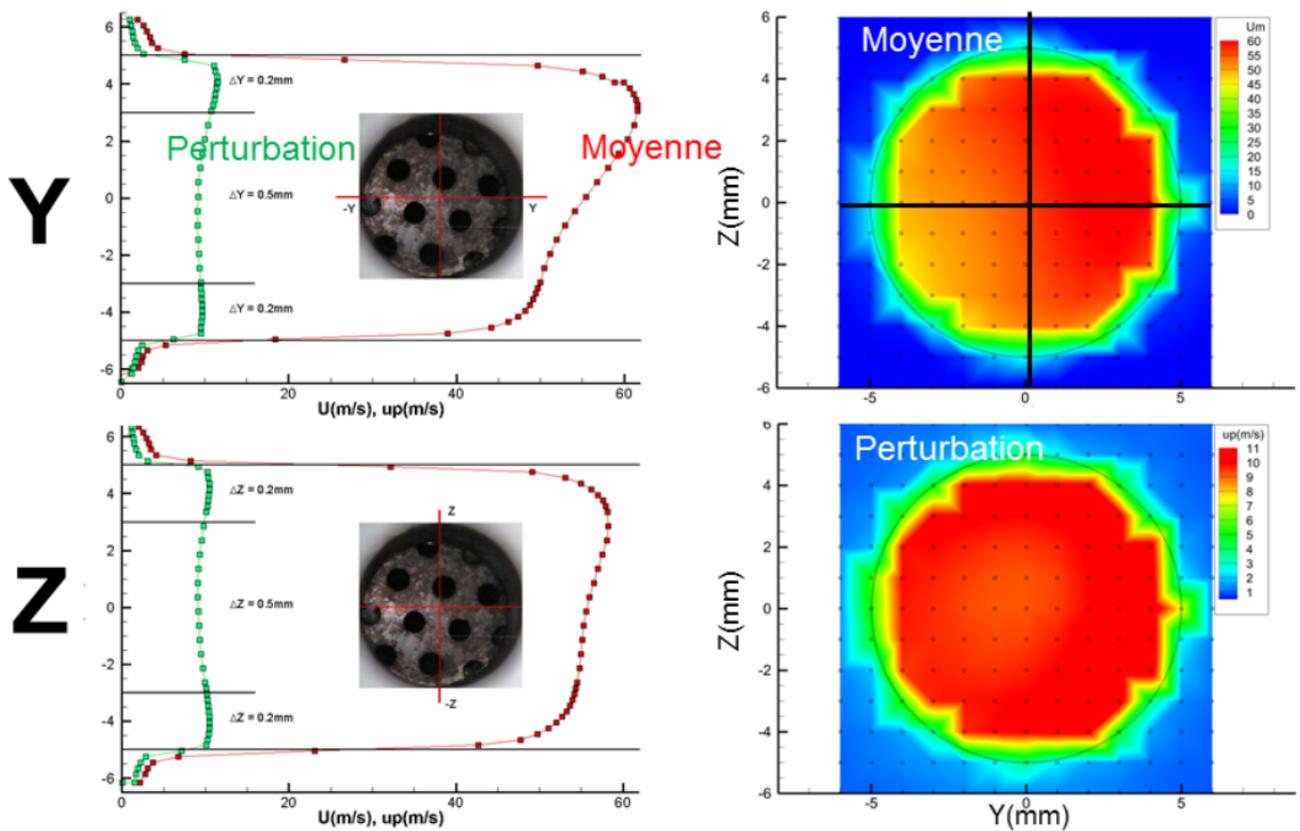


FIGURE 4.2 – Résultats expérimentaux du dispositif de sondage en sortie d'injecteur [Molton, 2021].

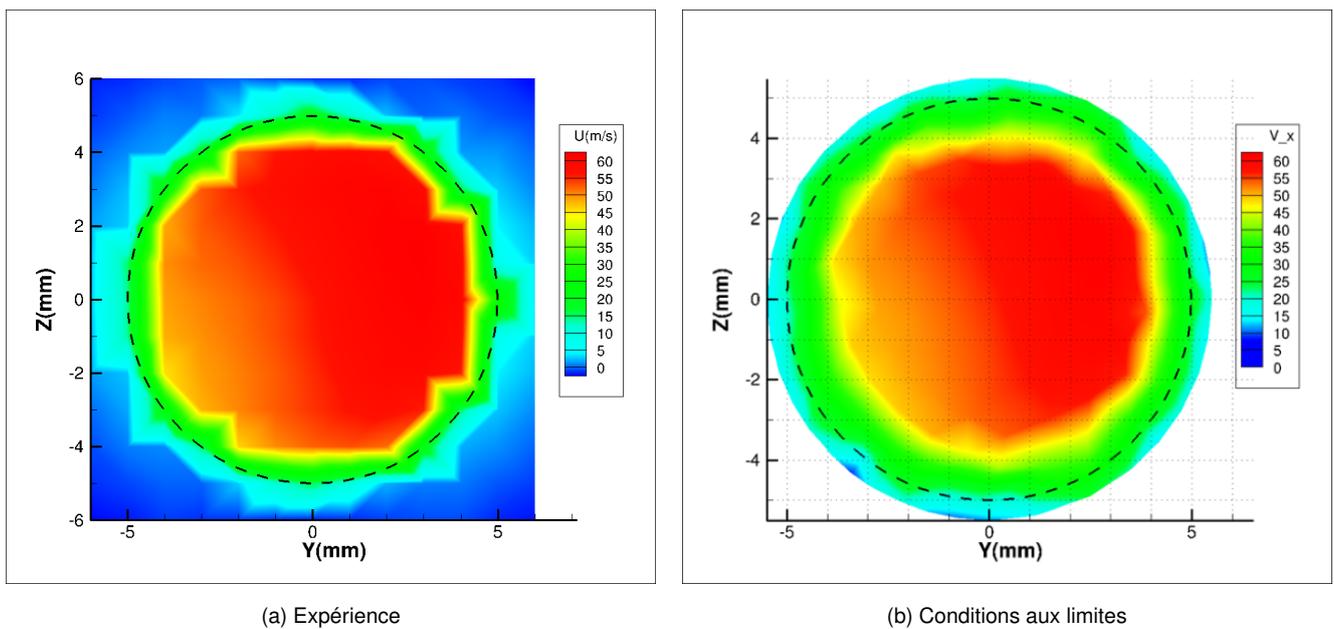


FIGURE 4.3 – Prise en compte du champ de vitesse moyenne en sortie d'éjecteur pour les conditions aux limites des calculs numériques.

La distribution de la vitesse axiale moyenne expérimentale permet ainsi de créer une condition d'entrée hétérogène au niveau de l'entrée du domaine correspondant au jet d'air chaud. La figure [Fig. 4.3] présente ainsi le champ de vitesse axiale qui est utilisé pour l'ensemble des calculs RANS qui sont menés sur ce cas d'étude. On remarque que, si la vitesse maximale atteint bien 60 m.s^{-1} dans la partie supérieure du plan d'injection, la vitesse dans la partie inférieure diminue sensiblement pour avoisiner 50 m.s^{-1} .

La mesure au fil chaud a pour atout de donner accès aux perturbations et à certaines données turbulentes. Ainsi, la distribution de la vitesse de perturbation (u_p) présentée sur la figure [Fig. 4.2] permet de définir des valeurs pour les scalaires turbulents aux limites nécessaires aux modèles de turbulence.

4.1.2 Analyse de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon pour une simulation RANS sur le maillage ICEM

La première simulation RANS, utilisant le modèle $k-\omega$ SST-Menter a été réalisée sur le maillage "ICEM" présenté dans la partie (3.5). Cette simulation a permis de prédire une interaction jet/tourbillon que l'on peut notamment observer en traçant les lignes de courant ayant pour origine le bord de fuite de l'aile NACA ainsi que la sortie de l'injecteur. Sur la figure [Fig. 4.4], on constate ainsi que les lignes de courant issues du jet se courbent pour se confondre avec celles du tourbillon marginal qui est généré en bout d'aile.

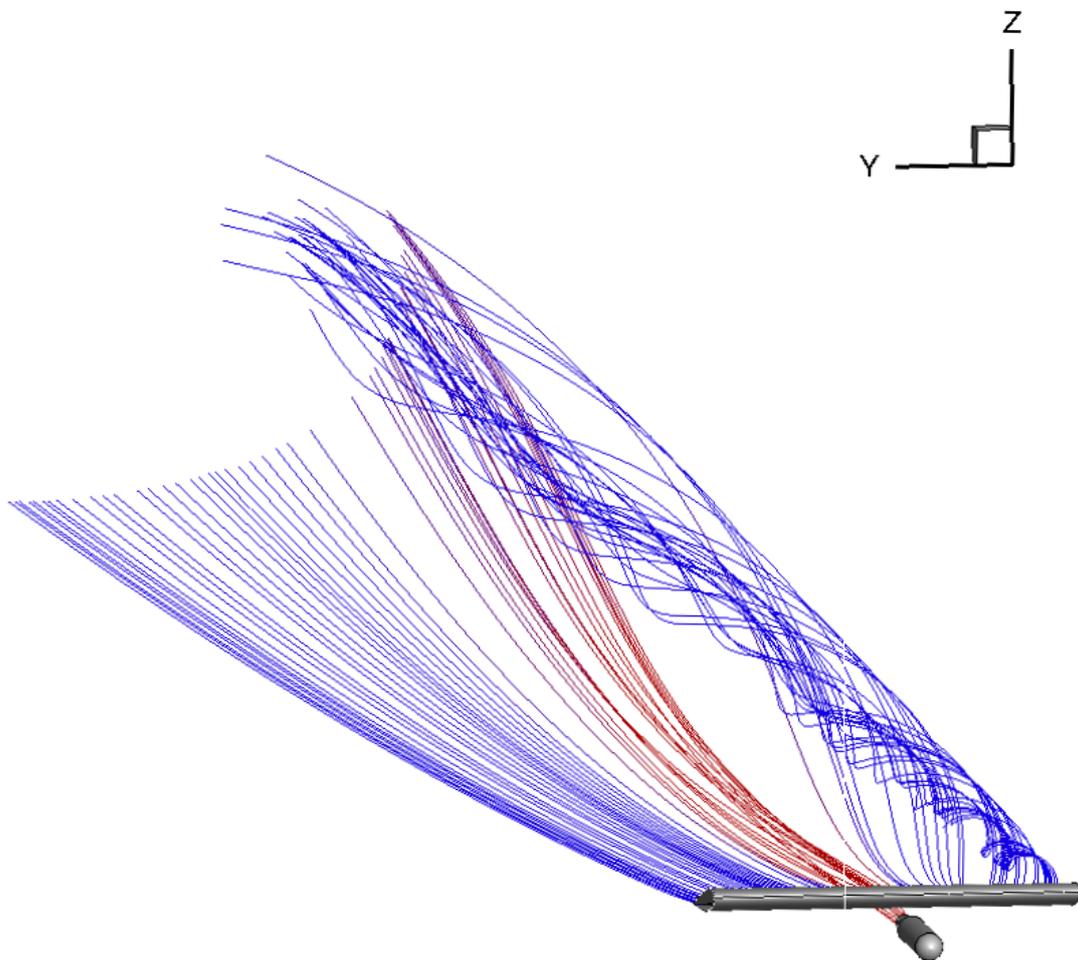


FIGURE 4.4 – Lignes de courant obtenues par simulation numérique ayant pour origine le bord de fuite de l'aile (bleu) ou la sortie de l'injecteur (rouge).

Afin d'évaluer la capacité de cette première simulation à reproduire l'interaction jet/tourbillon obtenue expérimentalement, il faut étudier l'évolution des variables sélectionnées dans la section (3.3).

Distributions de l'écart de température relatif

Pour notre étude, les données expérimentales brutes ayant permis la génération des champs expérimentaux de température relative ne sont pas disponibles. La comparaison des différentes distributions expérimentales de l'écart de température relatif (T_r) avec les distributions obtenues par simulation numérique se fait donc visuellement. Les figures [Fig. 4.5], [Fig. 4.6], [Fig. 4.7], [Fig. 4.8], [Fig. 4.9] et [Fig. 4.10] confrontent ainsi les distributions de l'écart de température relatif obtenues expérimentalement et numériquement dans les plans respectifs $x/b = 0$, $x/b = 0,5$, $x/b = 1$, $x/b = 3$, $x/b = 5$ et $x/b = 8$.

Pour rappel, la température dans notre cas d'étude agit comme un traceur de la dilution du jet dans le sillage. L'étude des champs de température dans les différents plans en aval de l'aile permet d'évaluer la position du jet dans le tourbillon ainsi que l'influence du tourbillon sur la dilution du jet.

La figure [Fig. 4.5] présente la distribution de l'écart de température relatif au niveau de la sortie de l'injecteur. À cette abscisse, le jet n'est pas encore déformé par le sillage et l'écart de température relatif s'approche de $T_r = 1$. On observe sur le champ expérimental le sillage thermique du mât supportant l'injecteur. Ce sillage n'est pas observable sur le résultat de simulation car ce mât n'est pas pris en compte dans le domaine d'étude.

À l'abscisse, $x/b = 0,5$ ([Fig. 4.6]), les deux distributions de l'écart de température relatif mettent en évidence le début de l'étirement du jet sous l'action des cisaillements des composantes tangentielles du champ de vitesse. Cette déformation du jet ne prend pas la même forme pour l'expérience et la simulation. Cela peut être dû à l'influence de la présence du mât au niveau de l'expérience dont le sillage thermique est encore légèrement perceptible à cette abscisse.

Dans le plan $x/b = 1$ ([Fig. 4.7]), la déformation du jet est plus prononcée et la diffusion de la température s'amplifie, favorisée par les cisaillements tangentiels du champ de vitesses tourbillonnaires. La distribution de température prédite par la simulation numérique se caractérise par une diffusion thermique plus faible que pour l'expérience. Cette sous-estimation de la diffusion thermique se confirme à l'abscisse $x/b = 3$ ([Fig. 4.8]) et entraîne une surestimation de l'écart de température relatif au centre du jet.

Au plan $x/b = 5$ ([Fig. 4.9]), on remarque un retard significatif de l'enroulement du jet dans le tourbillon sur la solution numérique. En effet, l'ensemble du jet semble rester en-dessous de la hauteur du bord de fuite de l'aile alors que du côté de l'expérience, l'empreinte thermique du jet permet de dessiner le centre tourbillonnaire et le développement du tourbillon de sillage. Cette tendance est accentuée dans le plan $x/b = 8$ ([Fig. 4.10]). Le centre du jet visualisé dans la distribution obtenue par simulation numérique est déphasé d'un quart de tour par rapport à l'expérience.

Au final, pour cette première simulation numérique RANS k- ω SST-Menter sur le maillage ICEM, le jet est moins embarqué dans le tourbillon que lors de l'expérience. La source de ce phénomène peut être liée à une mauvaise

modélisation du tourbillon de sillage qui conduit à une sous-estimation du développement du tourbillon. L'étude des profils des vitesses moyennes centrés sur le noyau tourbillonnaire dans les plans $x/b = 0,5$ et $x/b = 8$ a pour objectif de vérifier les caractéristiques du tourbillon de sillage simulé.

Profils de vitesse

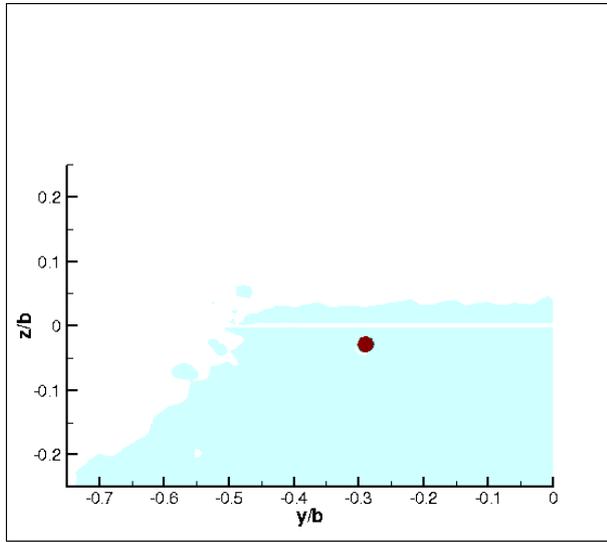
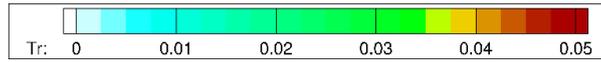
L'étude des profils de vitesses moyennes centrés sur le noyau tourbillonnaire a pour objectif de vérifier certaines caractéristiques du tourbillon généré. On s'intéresse particulièrement à la composante tangentielle de la vitesse du tourbillon.

La figure [Fig. 4.11] permet de comparer les profils de la vitesse tangentielle moyenne du tourbillon centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$. À cette abscisse, on se situe à 25 cm du bord de fuite de l'aile. On remarque déjà un écart important de vitesse entre la simulation et l'expérience. Pour la simulation RANS, la vitesse tangentielle maximale atteint seulement 32 % de la vitesse de l'écoulement entrant contre 43 % pour l'expérience. De plus, le rayon caractéristique du tourbillon se situe au niveau de la coordonnée $(Z - Z_0)/b = 0,018$. Il est donc plus grand de 3 cm que le rayon caractéristique du tourbillon expérimental.

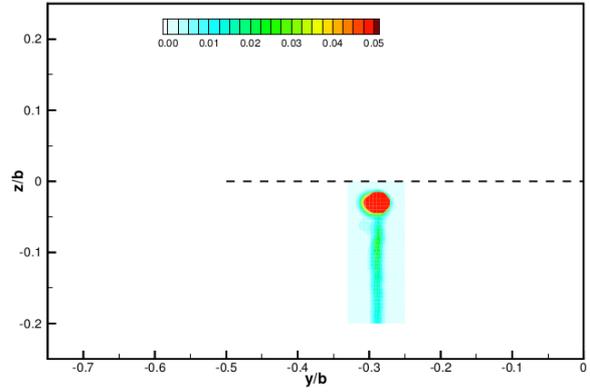
Ces différences expérience/simulation peuvent être soit liées à une mauvaise simulation de l'écoulement autour de l'aile NACA 0012, soit à une destruction rapide du tourbillon provoquée par le modèle numérique $k-\omega$ SST-Menter. Dans notre cas, la seconde piste est privilégiée. En effet, l'écoulement rotationnel généré par la géométrie de l'aile peut être vu comme un écoulement cisailé anisotrope où un mouvement de fluide à grande échelle initie un transfert d'énergie vers les petites échelles provoquant leur dissipation. Cette dissipation peut être numériquement surévaluée par les modèles basés sur la formulation d'une viscosité turbulente et utilisant l'hypothèse de Boussinesq, ce qui entraîne une diminution de l'intensité tourbillonnaire.

Cette hypothèse semble se confirmer avec les résultats présentés par la figure [Fig. 4.12]. On observe, en effet, qu'à huit envergures en aval, un changement d'échelle est nécessaire afin de définir le rayon caractéristique du tourbillon simulé. Celui-ci atteint 65 mm soit une valeur dix fois plus élevée que le rayon caractéristique expérimental. Enfin, la vitesse tangentielle moyenne maximale atteint péniblement les 5 % de la vitesse de l'écoulement entrant.

Cette défaillance du modèle RANS $k-\omega$ SST-Menter devrait aussi se répercuter au niveau de la circulation du tourbillon qui est la dernière variable étudiée dans cette étude de la solution numérique de notre première simulation numérique.

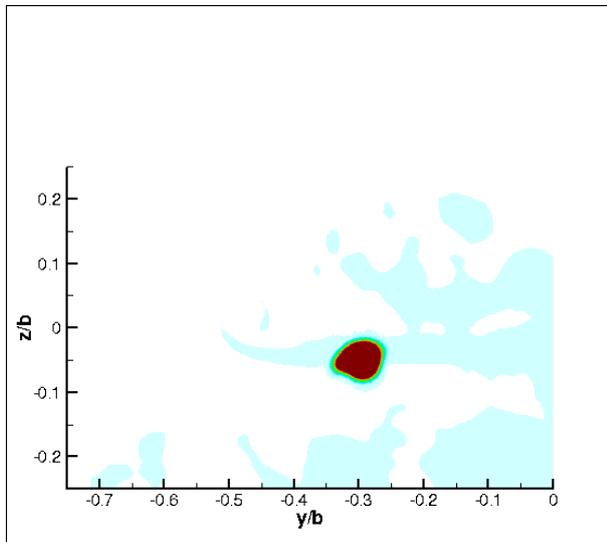


(a) RANS- $k\omega$ -ICEM

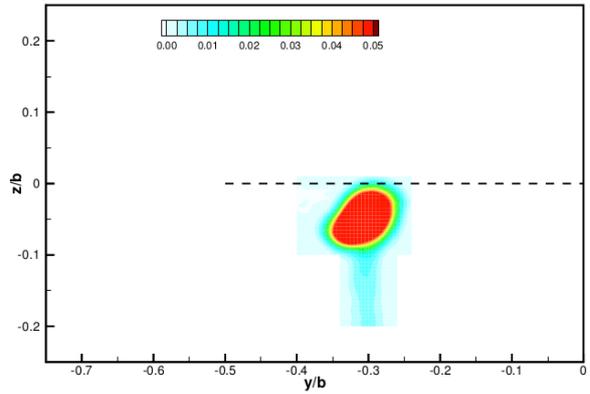


(b) Expérience

FIGURE 4.5 – Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 0$.

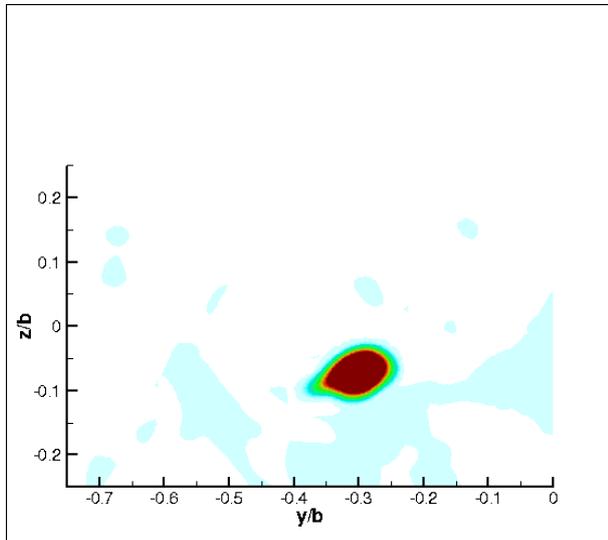
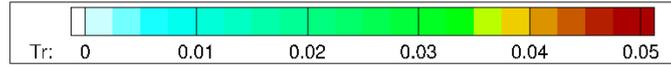


(a) RANS-ICEM

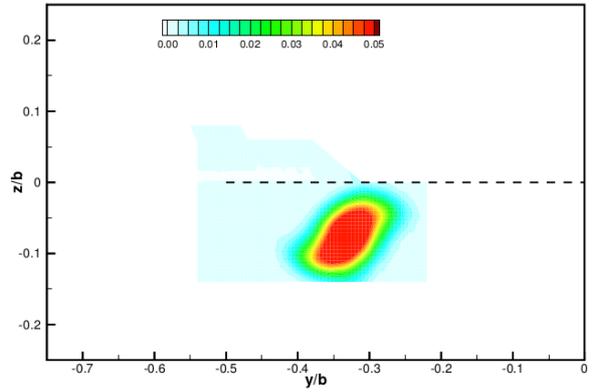


(b) Expérience

FIGURE 4.6 – Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 0,5$.

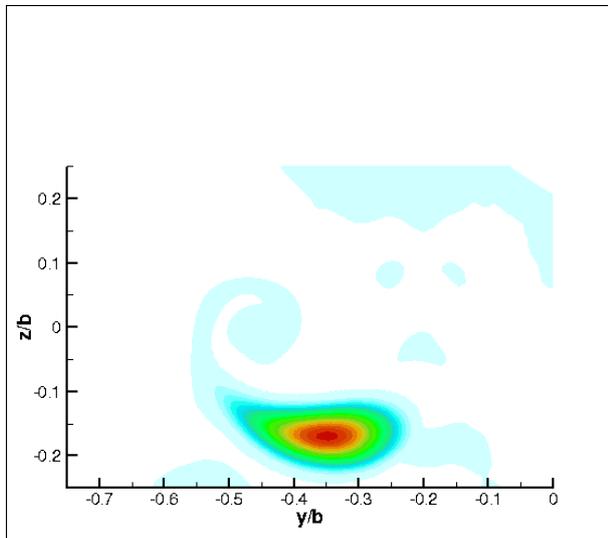


(a) RANS-ICEM

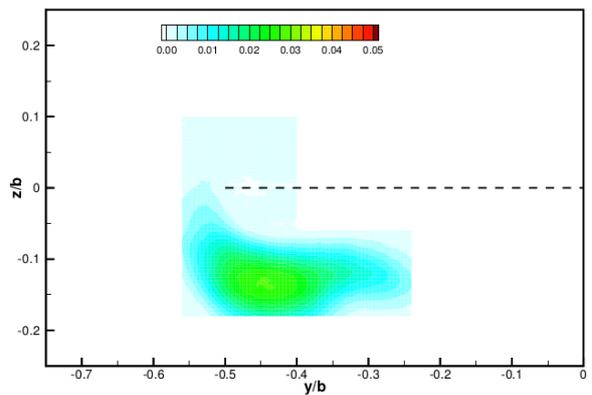


(b) Expérience

FIGURE 4.7 – Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 1$.

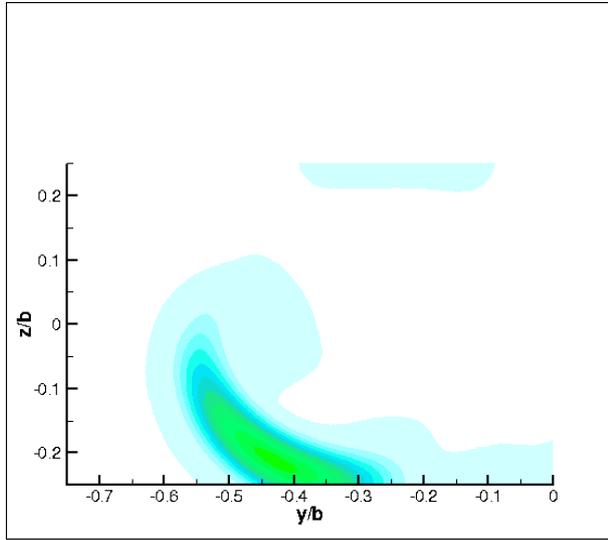
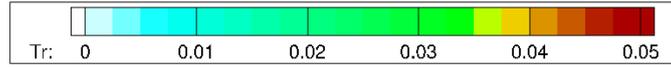


(a) RANS-ICEM

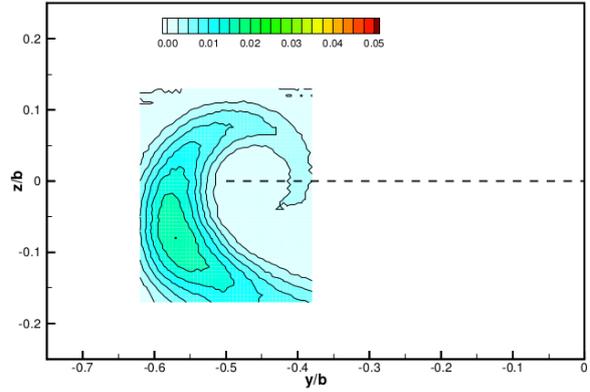


(b) Expérience

FIGURE 4.8 – Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 3$.

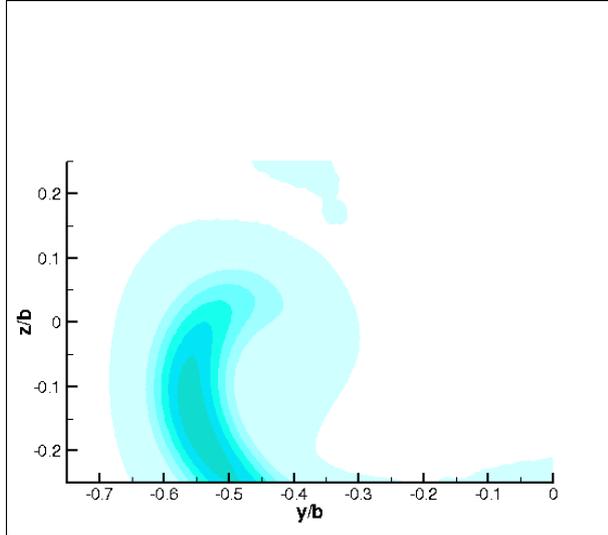


(a) RANS-ICEM

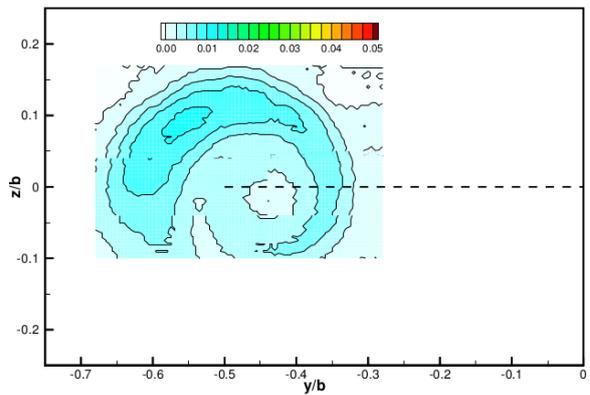


(b) Expérience

FIGURE 4.9 – Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 5$.



(a) RANS-ICEM



(b) Expérience

FIGURE 4.10 – Comparaison simulation RANS- $k\omega$ -ICEM/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan $x/b = 8$.

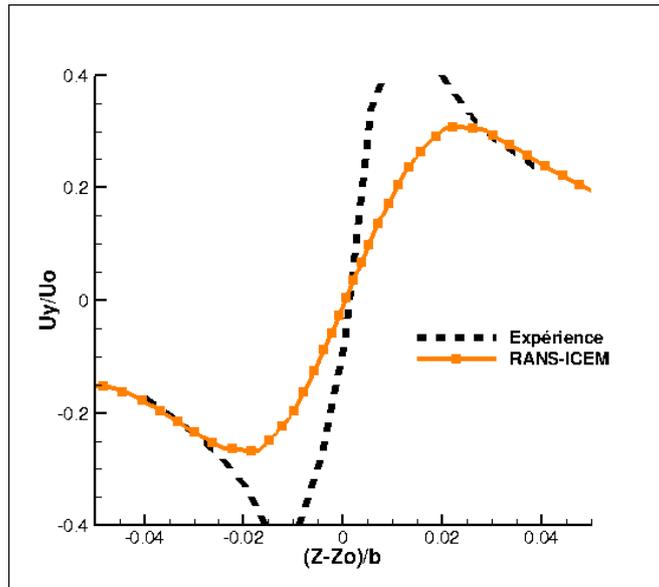


FIGURE 4.11 – Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$ (RANS-ICEM) comparés à l'expérience.

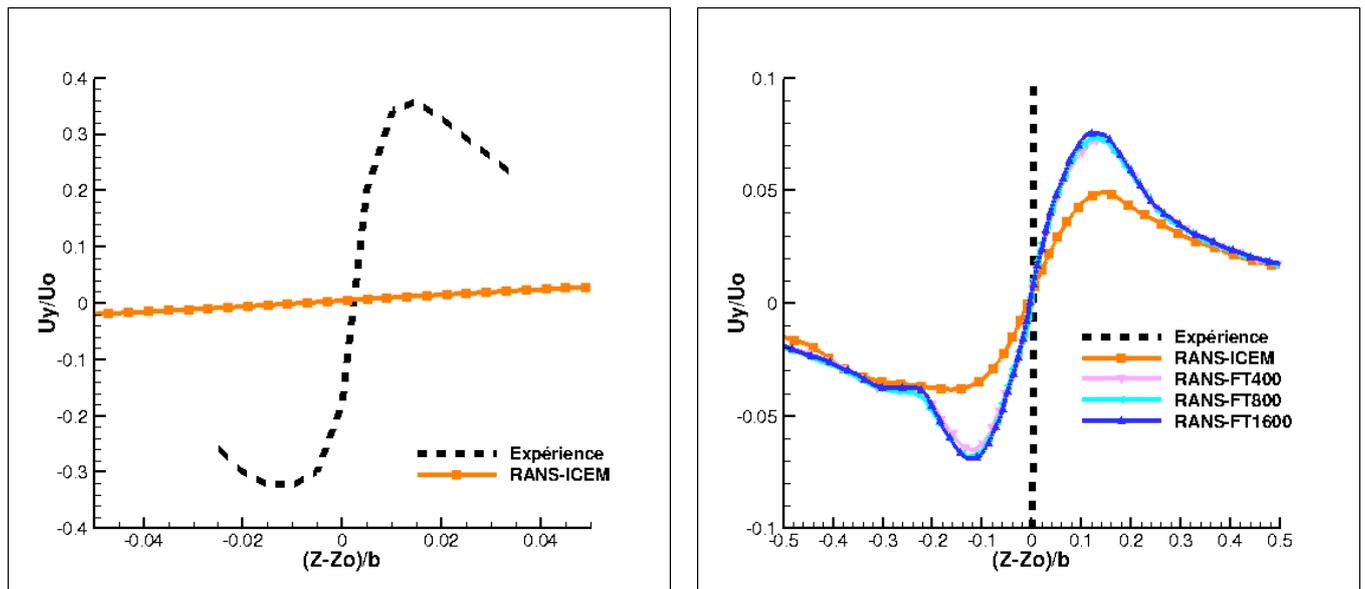


FIGURE 4.12 – Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 8$ (RANS-ICEM) comparés à l'expérience.

Circulation

La circulation du tourbillon Γ est calculée pour chaque plan en intégrant le vecteur tourbillon $\vec{\omega}$, définie comme le rotationnel du champ de vitesse du fluide, sur l'ensemble du plan de coupe du domaine. Dans le cadre de notre étude où l'on considère l'axe \vec{x} comme axe de rotation du fluide, la formulation de la circulation du tourbillon peut être simplifiée (4.1). La circulation théorique Γ_0 du tourbillon généré par l'aile NACA 0012 dans les conditions de l'expérience atteint $1,6 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

$$\Gamma = \iint_{P(y,z)} \left(\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) dy dz \quad (4.1)$$

La figure [Fig. 4.13] montre l'évolution de la circulation du tourbillon calculée sur les plans orthogonaux à l'écoulement principal en aval de l'aile. On remarque que la circulation du tourbillon décroît au fur et à mesure de son développement. Cette décroissance, en partie prévue lors de l'étude des profils de la vitesse tangentielle, traduit les difficultés du modèle de fermeture à deux équations de transport à simuler le développement d'un tourbillon de sillage sur plusieurs envergures en aval de notre géométrie.

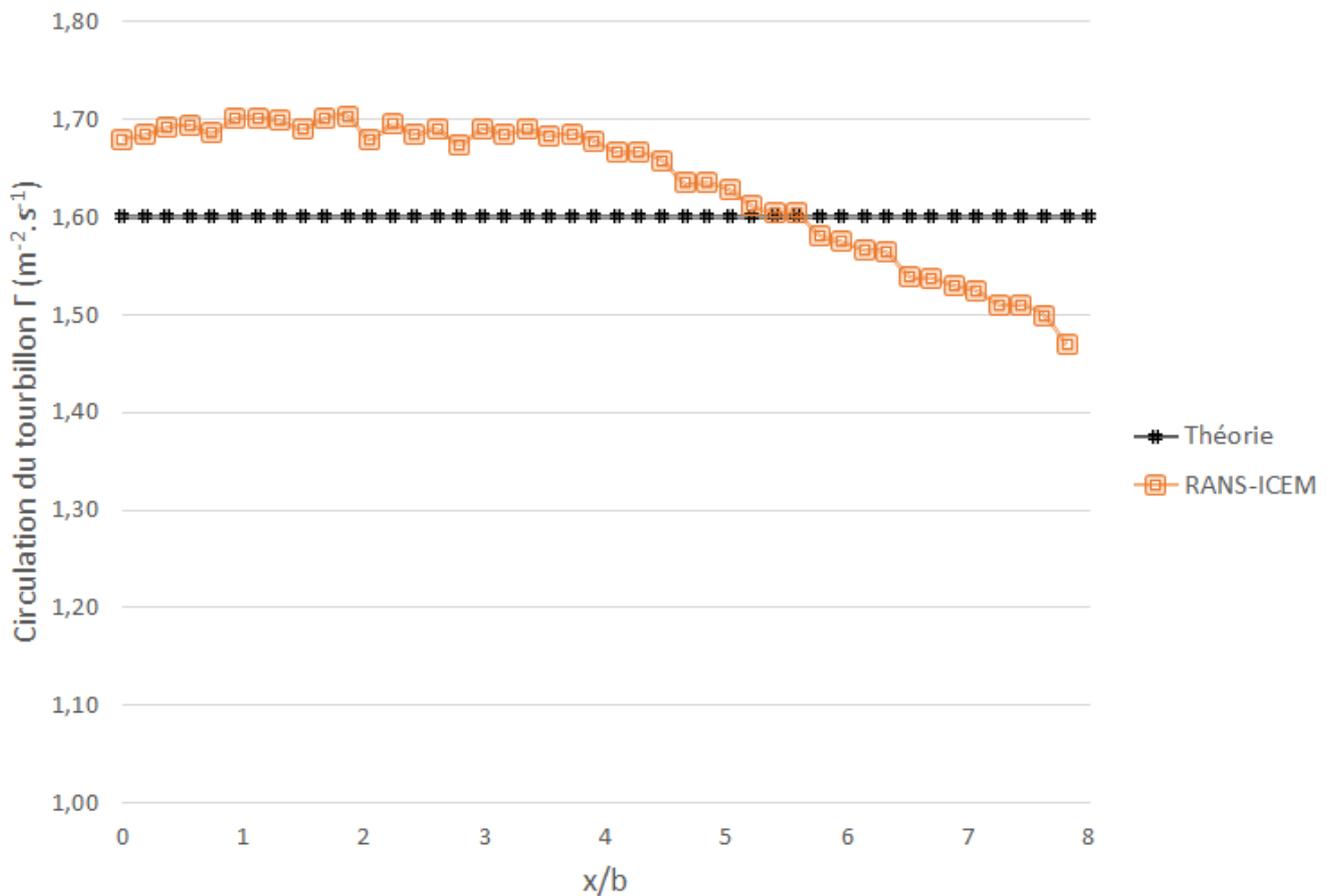


FIGURE 4.13 – Évolution de la circulation du tourbillon calculée sur les plans orthogonaux à l'écoulement principal en aval de l'aile pour la simulation RANS-ICEM.

Les résultats de cette première simulation RANS utilisant le modèle de turbulence $k-\omega$ SST de Menter montrent la complexité de la modélisation de l'interaction jet/tourbillon. En effet, celle-ci nécessite un modèle capable de prédire la formation et l'évolution d'un tourbillon de sillage, le développement des couches limites autour de l'aile ainsi que la diffusion du jet. Si le modèle de turbulence $k-\omega$ SST-Menter est bien adapté à l'étude du développement de couches limites, on a pu voir qu'il n'est pas pertinent en ce qui concerne la résolution de l'écoulement rotationnel. Cependant, ce modèle de turbulence étant facile à mettre en place et peu coûteux en ressources numériques, on souhaite trouver une stratégie permettant son utilisation pour ce cas d'étude et, ultérieurement, pour une simulation de formation de traînée de condensation dans le sillage d'une géométrie d'avion.

4.2 Étude de l'impact de l'utilisation d'un outil d'adaptation de maillage anisotrope sur un modèle RANS à deux équations de transport.

La simulation numérique réalisée sur le maillage ICEM a mis en évidence certaines lacunes du modèle de turbulence $k-\omega$ SST-Menter. Cependant, les avantages que présente ce modèle nous ont poussé à réfléchir à une méthode permettant de palier aux difficultés qu'il rencontre au niveau de la résolution des écoulements rotationnels. La piste envisagée dans cette étude est l'utilisation d'un outil d'adaptation de maillage anisotrope permettant le raffinement du maillage au centre du tourbillon afin de réduire la diffusion numérique liée au modèle de turbulence utilisé. Cette stratégie a déjà fait l'objet d'une étude [Joubarne et Guibault, 2011].

Dans cette section, on utilisera l'outil d'adaptation de maillage anisotrope Feflo.a de l'INRIA présenté précédemment à la section (2.6). On étudiera les différentes stratégies d'adaptation disponibles, leur impact sur les maillages générés ainsi que leur influence sur les simulations RANS utilisant le modèle de turbulence $k-\omega$ SST-Menter.

4.2.1 Caractéristiques de la boucle d'adaptation

Dans le cas d'une simulation numérique, la précision de la solution numérique dépend de sa résolution via le solveur utilisé mais aussi du maillage utilisé. L'adaptation de maillage anisotrope est un procédé de modification de maillage où la taille des mailles est non uniforme en espace et en direction (c'est-à-dire que les éléments peuvent être étirés dans une direction particulière, en fonction des besoins de l'utilisateur). L'adaptation de maillage anisotrope est un processus adaptatif itératif qui nécessite la convergence du maillage et de la solution.

L'adaptation de maillage consiste, à partir d'un maillage initial et d'une solution initiale, à réaliser k boucles d'adaptation de complexité N (correspondant à un niveau d'erreur recherché ϵ) jusqu'à la convergence algorithmique du couple maillage/solution. Dans la théorie, on considère comme critère d'arrêt le pourcentage de variation du nombre de sommets entre deux maillages successifs. Cependant, pour accélérer la procédure adaptative et limiter les coûts de calculs numériques, on considère un algorithme dynamique où l'on fait varier incrémentalement le seuil d'erreur. En effet, comme la solution numérique obtenue sur le maillage initial ou les maillages intermédiaires ne sera pas forcément précise, il n'est pas pertinent de chercher à respecter un seuil d'erreur optimal lors des premières itérations. L'idée consiste alors d'augmenter la complexité d'adaptation au cours du processus adaptatif.

Cette méthode permet de converger de manière progressive vers la solution recherchée en évitant des solutions intermédiaires coûteuses et non optimales.

Dans le cadre de notre étude, aucun seuil d'erreur n'est préalablement ciblé. Un maillage initial est créé. Une première solution numérique est ensuite calculée. Une première complexité, correspondant à un seuil d'erreur faible est alors utilisée. Cette complexité est doublée après un certain nombre d'itérations (entre 3 et 5) afin d'améliorer la précision du maillage. Le critère d'arrêt de la procédure a été le nombre d'éléments composant le maillage ainsi

que la taille des éléments dans les zones d'intérêt. En effet, le domaine de calcul étant assez large, un nombre trop important de mailles peut vite entraîner des coûts de calculs élevés.

4.2.2 Sélection de la variable d'adaptation

L'adaptation de maillage est réalisée à partir de la solution numérique d'un calcul et s'appuie sur la reconstruction des dérivées secondes d'un ou plusieurs senseurs. Le choix de ces senseurs est donc une étape déterminante.

Lors de notre étude, le couple formé du code de calcul CEDRE et de l'outil d'adaptation Feflo.a ne permet pas l'utilisation conjointe de multiples senseurs. Notre objectif est d'avoir un maillage permettant la simulation de l'interaction jet/tourbillon dans le cadre de la formation de traînées de condensation. Comme pour le maillage réalisé dans le chapitre 3, celui-ci doit permettre d'avoir une densité de mailles suffisante dans la zone de développement du tourbillon. Dans cette optique, une norme de vitesse d'écoulement transversale (4.2) (nommé en interne NVS) a été implémentée et sélectionnée en tant que senseur. Ce senseur a pour avantage de ne subir des variations que dans les zones d'intérêt de notre cas test. De plus, il va permettre la génération de mailles fortement anisotropes dans les directions partant de l'axe du tourbillon vers l'extérieur.

$$\text{NVS} = \sqrt{V_y^2 + V_z^2} \quad (4.2)$$

L'utilisation de ce senseur oriente notre processus d'adaptation sur la modélisation du tourbillon. Une autre stratégie aurait pu être de se focaliser sur le jet en sélectionnant un senseur prenant en compte par exemple la température. En effet, dans le cadre de la formation des traînées de condensation, la bonne prédiction de l'évolution du jet et de la dispersion des effluents sont indispensables. Cependant, la diffusion de la température est très importante dès les premières secondes après la sortie moteur et les variations de température deviennent très faibles au niveau du régime tourbillonnaire. L'algorithme d'adaptation de maillage ne permettrait alors pas de raffiner convenablement le domaine lointain ou la zone de formation du tourbillon. Le nombre de Mach est aussi un senseur intéressant car sa formulation fait intervenir les termes de température et de vitesse.

Les distributions expérimentales de la température en aval de l'aile (3.3.3) montrent que le régime jet dans cette expérience s'étale entre les plans $x/b = 0$ et $x/b = 0,5$. Durant celui-ci, le jet n'est que faiblement diffusé. Dans le reste du domaine, la dynamique du jet est piloté par le tourbillon marginal, il s'agit du régime tourbillonnaire. Cela vient donc confirmer le choix d'un senseur se focalisant sur la zone de développement du tourbillon.

4.3 Deux stratégies d'adaptation de maillages

Dans le cadre de notre étude, deux stratégies d'adaptation de maillage ont été réalisées en parallèle. Pour la première, on décide de préserver les couches de prismes réalisées sur un maillage initial et d'autoriser la modification du maillage dans le reste du domaine. Pour la seconde, on autorise l'adaptation du maillage surfacique au niveau de l'aile et de l'injecteur. Ces deux stratégies d'adaptation de maillages visent des objectifs différents.

En préservant le maillage surfacique et les couches de prismes au niveau des géométries étudiées, on s'assure que l'écoulement en proche paroi est bien pris en compte et que la couche limite se développe correctement. Cependant, ce travail sur le maillage surfacique est complexe et demande du temps et une certaine connaissance de l'écoulement au niveau des parois. En autorisant l'adaptation surfacique, on se dispense de l'étude approfondie de la création de couches de prismes et de maillages surfaciques complexes. Les itérations d'adaptation permettent alors de générer des mailles fines sur certaines zones de la géométrie [Chaillat *et al.*, 2018].

Cette dernière stratégie présente un avantage conséquent dans la modélisation de la formation des traînées de condensation. En effet, pour des calculs numériques où l'on considère une géométrie complète d'avion, l'étape de maillage surfacique de cette dernière est complexe et chronophage. De plus, comme pour l'adaptation dans le volume du domaine, l'adaptation surfacique va permettre de diminuer le nombre de mailles au niveau des surfaces lorsque l'écoulement proche paroi ne présente pas de caractéristiques critiques. L'adaptation du maillage à la surface de l'avion ainsi que dans le reste du domaine peut permettre un gain de temps mais aussi au niveau des coûts de calcul. Cela a été vérifié lors de l'étude de Chaillat *et al.* [2018] où l'adaptation anisotrope du maillage surfacique sur une géométrie complète d'un avion F15 permet un gain de mailles important par rapport à un maillage uniforme ou isotrope.

Dans la suite de cette étude, on utilise la dénomination "CP" (couches de prismes) pour désigner les simulations ou maillages issus de la stratégie d'adaptation où l'on conserve les couches de prismes et le maillage surfacique au niveau de l'aile et de l'injecteur. À l'inverse, l'utilisation de la désignation "FT" (Full Tetrahedron) se rapporte aux simulations et maillages issus de la stratégie d'adaptation autorisant la modification des éléments du maillage situés sur l'ensemble des surfaces du domaine.

Enfin, pour les deux stratégies d'adaptation de maillage, les simulations numériques réalisées à chaque itération utilisent le modèle $k-\omega$ SST-Menter. Les conditions aux limites de ces calculs sont les mêmes que pour la simulation numérique réalisée sur le maillage "ICEM".

4.3.1 Début de l'adaptation de maillage

Les deux processus d'adaptation de maillages commencent par la création d'un maillage non-raffiné, avec un nombre d'éléments relativement faible. La figure [Fig. 4.14] met en valeur les différences entre les deux maillages initiaux utilisés pour les stratégies d'adaptation de maillage et le maillage "ICEM" qui a été utilisé pour la première simulation RANS à la section (4.1.2).

Dans le cas de l'adaptation de maillages avec préservation de la couche de prismes ("CP"), le processus débute avec un maillage comprenant 2.986.142 éléments dont 861.055 qui constituent les couches de prismes situées au niveau de l'aile et de l'injecteur. Il s'agit des mêmes couches de prismes que pour le maillage "ICEM". Pour l'adaptation de maillage avec adaptation de la surface ("FT"), l'absence de couches de prismes permet de limiter la taille du maillage à 737.761 éléments.

En comparant une coupe de ces maillages à trois envergures en aval de l'aile, on constate bien la différence de taille de mailles. La taille caractéristique des éléments volumiques des maillages initiaux pour les stratégies d'adaptation de maillage peut atteindre plusieurs décimètres. En effet, on veut converger de manière progressive vers la solution recherchée en évitant des solutions intermédiaires coûteuses et non optimales.

Les figures [Fig. 4.15] et [Fig. 4.16] montrent l'évolution des distributions de l'écart de température relatif (T_r) en aval de l'aile pour une simulation RANS $k-\omega$ SST-Menter sur le maillage initial utilisé pour la stratégie d'adaptation "FT". On remarque ([Fig. 4.15]) que dès l'abscisse $x/b = 0,5$, la diffusion thermique au niveau du jet est plus importante que lors de l'étude expérimentale et sa forme ne semble pas être déformée par le cisaillement d'un champ de vitesses tangentielles. Enfin, si la signature thermique du jet est encore légèrement présente à l'abscisse $x/b = 1$, celle-ci n'est plus perceptible sur les plans d'étude suivants ([Fig. 4.16]).

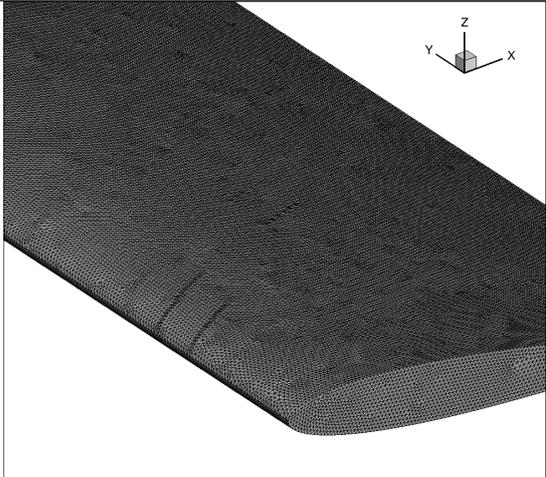
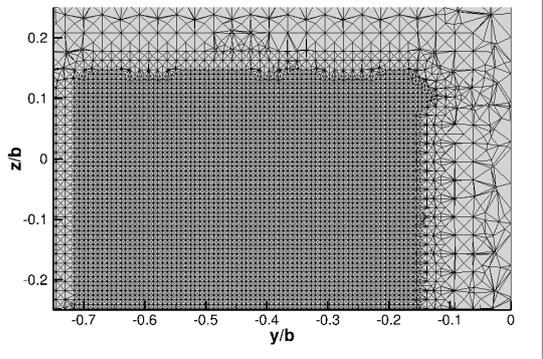
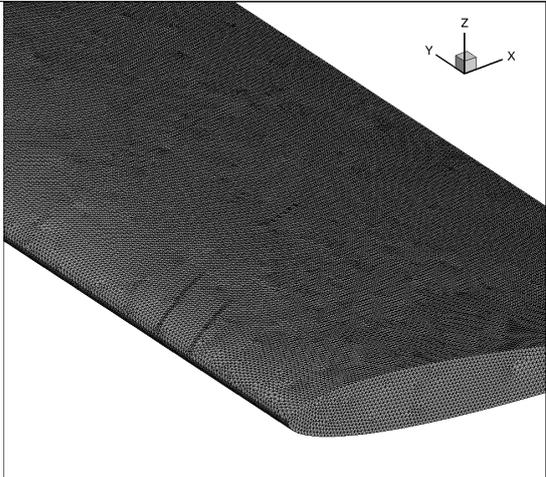
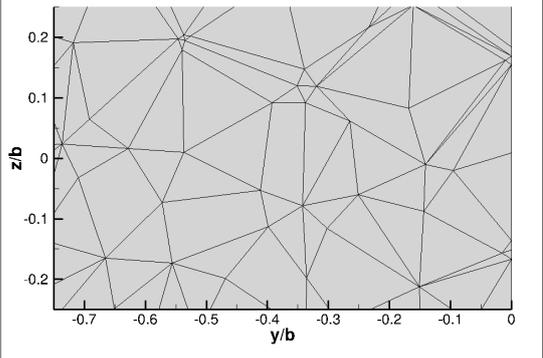
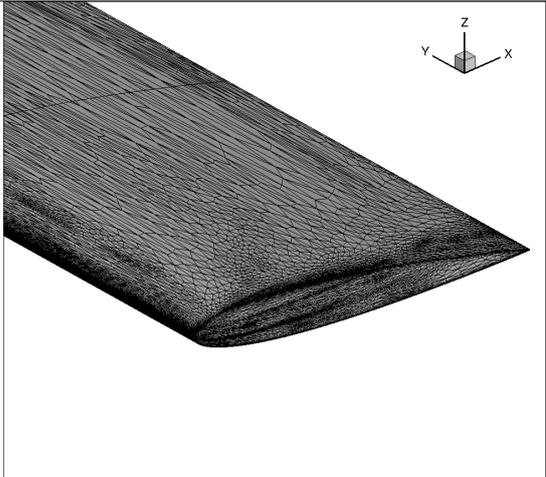
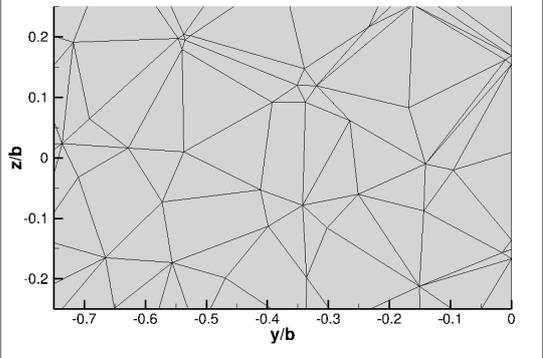
	Éléments du maillage sur la surface de l'aile	Coupe du maillage à 3 envergures en aval de l'aile
Maillage ICEM		
	Couche de prismes : 861.055 éléments	Total : 89.644.635 éléments
Maillage initial "CP"		
	Couches de prismes : 861.055 éléments	Total : 2.986.142 éléments
Maillage initial "FT"		
	Aucune couche de prismes	Total : 737.761 éléments

FIGURE 4.14 – Vue d'ensemble des maillages construits pour les différentes stratégies de simulation RANS.

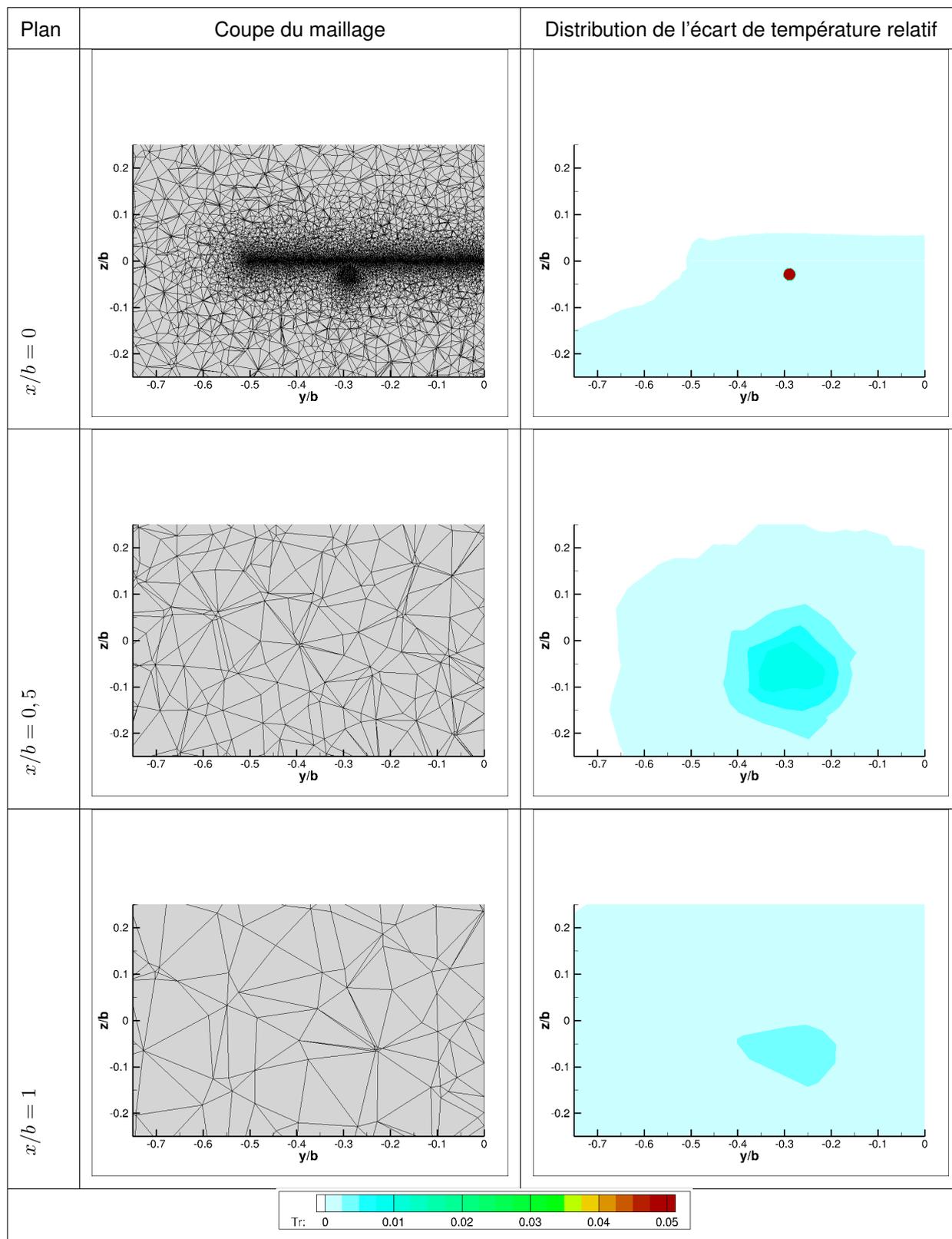


FIGURE 4.15 – Visualisation du maillage et de la solution numérique initiale utilisés pour la stratégie d'adaptation "CP" à différents plans en aval de l'aile ($x/b = \{0; 0,5; 1\}$).

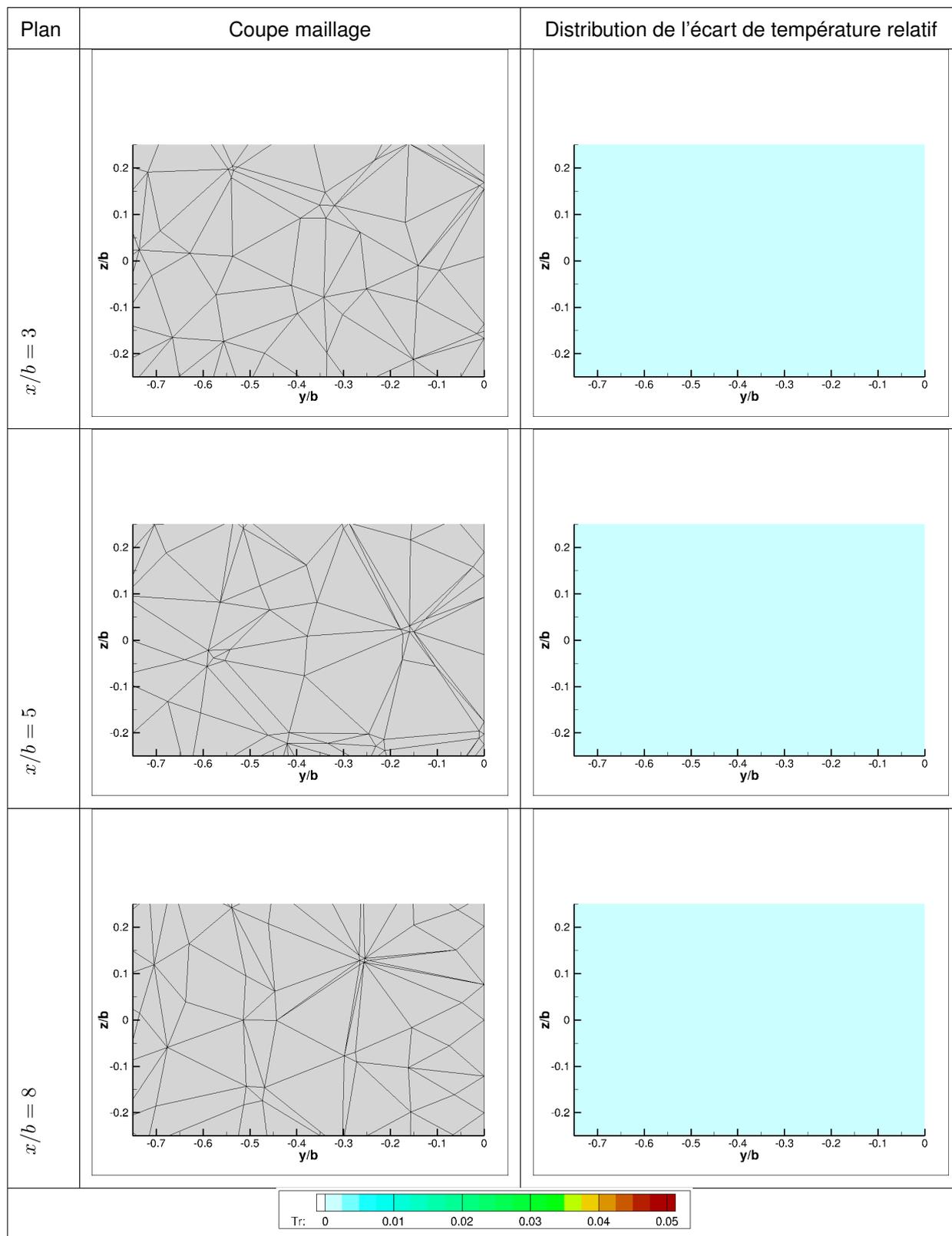


FIGURE 4.16 – Visualisation du maillage et de la solution numérique initiale utilisés pour la stratégie d'adaptation "CP" à différents plans en aval de l'aile ($x/b = \{3; 5; 8\}$).

4.3.2 Évolution des maillages grâce à l'outil d'adaptation Feflo.a

À partir des résultats des simulations numériques réalisées sur les maillages initiaux "CP" et "FT", on génère les premiers maillages adaptés à partir des champs volumiques de la variable NVS formulée précédemment (4.2). Afin de se repérer dans les différentes étapes d'adaptations, les différents maillages et simulations numériques réalisés dans cette étude seront associés à la complexité N utilisée lors de l'étape d'adaptation. L'erreur ϵ associée à cette complexité N ne sera pas explicitée car notre stratégie d'adaptation ne vise pas à obtenir un seuil d'erreur précis. $N = 100.000$ est la première complexité utilisée pour les deux procédures.

Pour faciliter la compréhension, seuls les maillages et solutions numériques liés aux dernières itérations réalisées pour chaque complexité N donnée sont présentés dans ce manuscrit. Ainsi, dans le cadre de la stratégie d'adaptation de maillages avec préservation de couches de prismes ("CP"), le dernier maillage obtenu à la complexité $N = 400.000$ est nommé "maillage CP400".

Les figures [Fig. 4.17] et [Fig. 4.18] confrontent des coupes des maillage "CP400" à différentes envergures en aval de l'aile avec les distributions du senseur NVS sur ces mêmes coupes. Ces figures mettent ainsi en évidence le lien entre le champ volumique du senseur utilisé pour l'adaptation de maillage et la disposition et la taille des éléments constitutifs du maillage adapté. On remarque que le senseur choisi permet effectivement de raffiner le maillage dans la zone de développement du tourbillon et particulièrement au centre de ce dernier. L'objectif principal de l'adaptation de maillage est donc respecté.

De plus, on remarque à la figure [Fig. 4.17] qu'un raffinement du maillage est aussi opéré au niveau de la sortie jet pour les deux premières abscisses étudiées. Cela permet de bien prendre en compte le régime jet précédant le régime tourbillonnaire et l'interaction jet/tourbillon.

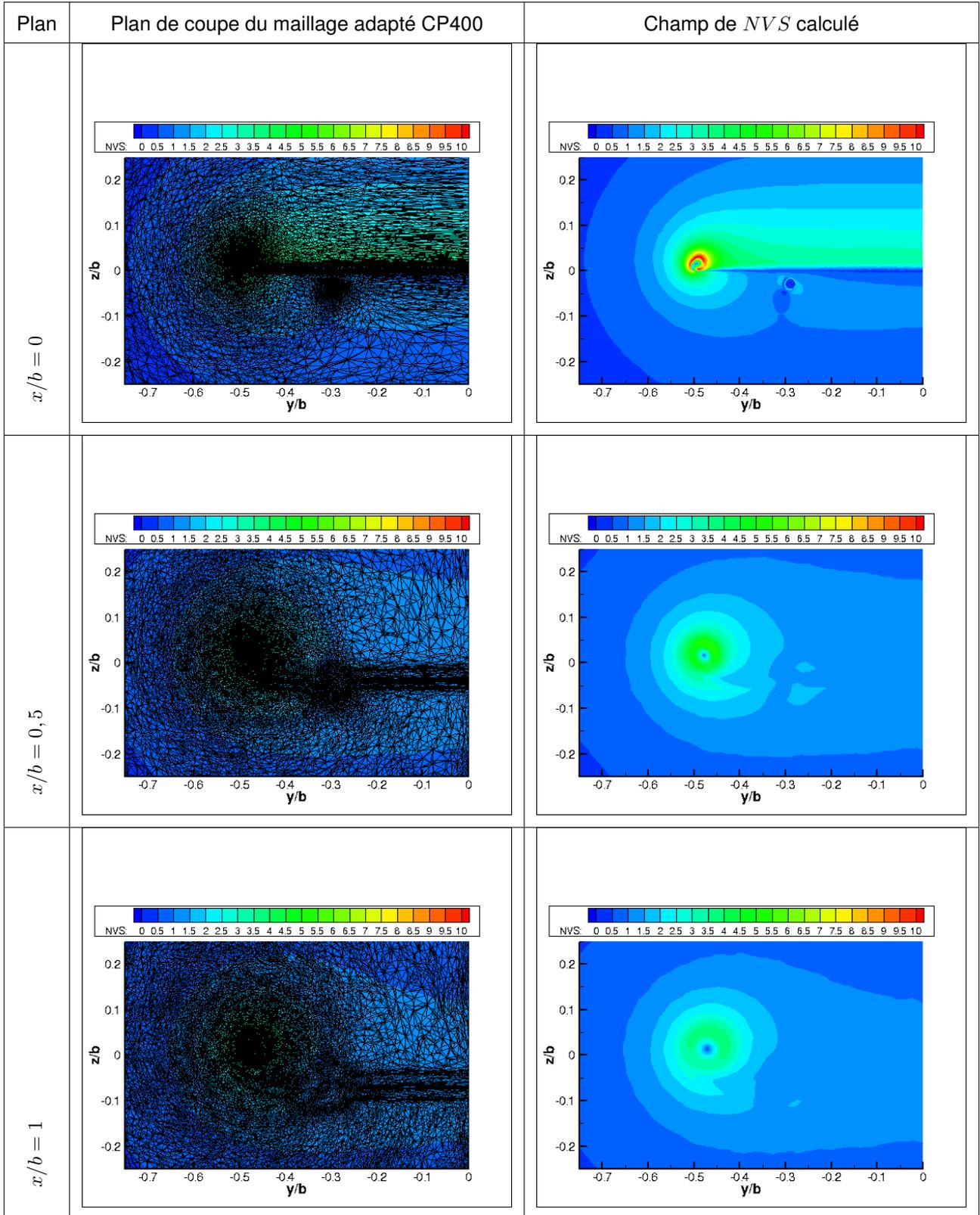


FIGURE 4.17 – Comparaison entre la disposition des éléments du maillage adapté CP400 et les champs de capteur NVS calculés dans les plans de coupe $x/b = 0$, $x/b = 0,5$ et $x/b = 1$.

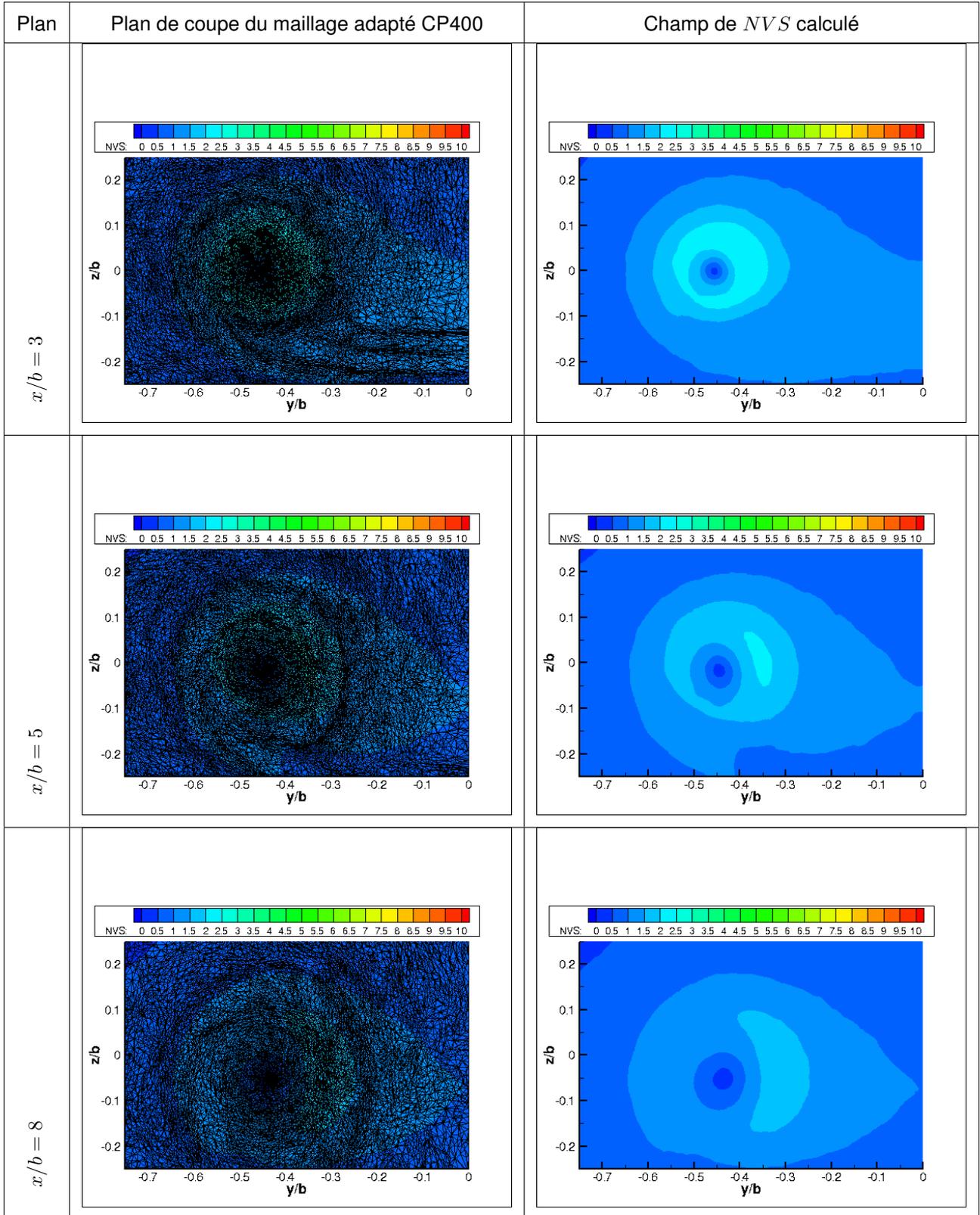


FIGURE 4.18 – Comparaison entre la disposition des éléments du maillage adapté CP400 et les champs de capteur *NVS* calculés dans les plans de coupe $x/b = 3$, $x/b = 5$ et $x/b = 8$.

L'application des deux stratégies d'adaptation de maillage a mené à la génération d'un grand nombre de maillages. Les figures [Fig. 4.19] et [Fig. 4.20] répertorient les différentes itérations réalisées pour les deux stratégies ainsi que le nombre de cellules composant les différents maillages.

On s'intéresse, dans un premier temps, à la stratégie d'adaptation avec conservation des couches de prismes ([Fig. 4.19]). Pour celle-ci, cinq itérations d'adaptation ont été réalisées à la première complexité $N = 100.000$. On remarque que le maillage obtenu lors de la première adaptation contient 1.738.472 éléments Il y a donc eu une réduction du nombre d'éléments par rapport au maillage initial à 2.986.142 éléments. En effet, on a vu dans la section (2.6) que l'algorithme peut aussi supprimer des noeuds et donc augmenter le volume de certaines cellules. Dans notre cas, la valeur du senseur NVS utilisé est constante et quasi-nulle dans l'ensemble du domaine en amont de l'aile ainsi que dans certaines zones à l'écart de l'influence du sillage de l'aile. Dans ces parties du domaine, le volume des cellules augmente fortement, ce qui contrebalance l'augmentation du nombre de cellules dans les zones d'intérêt. Le cinquième maillage obtenu à la complexité $N = 100.000$ possède 3.649.161 éléments.

Pour la complexité $N = 200.000$, quatre itérations ont été effectuées. On remarque, que le nombre de mailles a faiblement augmenté entre les itérations 3 et 4. Enfin, pour la complexité $N = 400.000$, six itérations d'adaptation ont été réalisées. Le nombre de mailles varie très peu entre la troisième et la sixième itération. Cela va dans le sens des instructions d'utilisation de la boucle d'adaptation qui préconisent entre 3 et 4 itérations par complexité. Le maillage final obtenu à cette complexité (Maillage CP400) possède 10.769.156 cellules.

À cette étape de l'étude, on considère que l'on ne souhaite pas augmenter le nombre de mailles dans notre maillage adapté et que l'on peut comparer les deux stratégies d'adaptation de maillage à cette complexité.

La figure [Fig. 4.20] permet d'étudier l'évolution des maillages obtenus avec la stratégie d'adaptation de maillage avec modification des éléments surfaciques (FT). Fort de l'expérience du premier processus d'adaptation de maillage, seulement trois itérations d'adaptations ont été réalisées pour les complexités $N = 100.000$ et $N = 200.000$. À la différence du processus d'adaptation "CP", le maillage obtenu à la toute première itération d'adaptation possède plus d'éléments que le maillage initial. En effet, l'absence de couches de prismes a obligé l'outil d'adaptation à ajouter de multiples éléments dans les zones proches des surfaces géométriques étudiées afin de résoudre le développement des couche limites.

Le maillage (FT400) obtenu à la quatrième itération à une complexité $N = 400.000$ est constitué de 10.361.287 de cellules et atteint donc aussi le seuil fixé des 10 millions d'éléments.

Les deux stratégies d'adaptation de maillages ont permis l'obtention de deux maillages adaptés à un peu plus de 10 millions de mailles. L'étude des simulations numériques menées sur ces deux maillages (CP400 et FT400) doit permettre de dégager des conclusions quant à l'influence des deux stratégies d'adaptation.

Complexité	N°Itération	Nombre de mailles
Initial	0	2.986.142
100.000	1	1.736.472
	2	1.838.652
	3	2.927.073
	4	3.344.109
	5	3.649.161
200.000	1	5.216.486
	2	5.838.285
	3	6.050.917
	4	6.094.229
400.000	1	9.092.885
	2	10.311.910
	3	10.635.158
	4	10.702.655
	5	10.716.717
	6	10.769.156
800.000	-	21.749.691

FIGURE 4.19 – Évolution du nombre de mailles lors des différentes itérations de la stratégie d'adaptation de maillages conservant les couches de prismes ("CP")

Complexité	N°Itération	Nombre de mailles
Initial	0	737.761
100.000	1	1.808.854
	2	2.179.087
	3	2.396.874
200.000	1	3.874.097
	2	4.928.683
	3	5.160.358
400.000	1	8.258.015
	2	9.442.905
	3	9.942.336
	4	10.361.287
800.000	-	20.014.064
1.600.000	-	32.455.202

FIGURE 4.20 – Évolution du nombre de mailles lors des différentes itérations de la stratégie d'adaptation de maillages autorisation la modification des éléments surfaciques ("FT")

4.3.3 Comparaison des deux stratégies d'adaptation de maillages

Les deux stratégies d'adaptation de maillages ont généré des maillages avec des nombres d'éléments proches l'un de l'autre. Des simulations RANS $k-\omega$ SST-Menter sont réalisées sur ces deux maillages afin d'estimer l'influence de ces deux stratégies sur la solution numérique.

Les figures [Fig. 4.21], [Fig. 4.22], [Fig. 4.23], [Fig. 4.24], [Fig. 4.25] et [Fig. 4.26] permettent de comparer les distributions de l'écart de température relatif T_r , obtenues sur les maillages CP400 et FT400 dans les plans respectifs $x/b = 0$, $x/b = 0,5$, $x/b = 1$, $x/b = 3$, $x/b = 5$ et $x/b = 8$, ainsi que la distribution des éléments du maillage.

On remarque sur l'ensemble de ces figures qu'il n'y a aucune différence sensible entre les distributions de l'écart de température obtenues dans les cas CP400 et FT400. Cette similitude dans la solution numérique s'explique par l'utilisation des mêmes modèles numériques ainsi que par la faible différence des deux maillages. En effet, on remarque dans l'ensemble des plans de coupe que les zones de densité de mailles ainsi que la taille des mailles semblent assez similaires pour les deux maillages. Cela s'explique par l'utilisation du même senseur pour les deux stratégies d'adaptation.

La similitude des résultats numériques et des maillages en aval de l'aile soulignent la qualité du travail réalisé au niveau de l'adaptation du maillage en proche paroi dans le cas de la stratégie dite FT. En effet, la résolution de l'écoulement aval est dépendant de la résolution de l'écoulement autour de l'aile.

L'écoulement en proche paroi peut être caractérisé par l'étude de la distribution de pression à la surface du profil. Celle-ci est souvent représentée sous la forme du coefficient de pression C_p . Ce coefficient adimensionnel est exprimé en fonction de la pression locale p , de la pression ambiante p_∞ , de la masse volumique du fluide ρ et de la vitesse à l'infini U_0 (4.3).

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (4.3)$$

La figure [Fig. 4.27] compare l'évolution du coefficient de pression C_p autour de l'aile pour les deux simulations CP400 et FT400. Les deux courbes se superposent, ce qui confirme qu'aucune différence significative n'existe entre les simulations réalisées sur les deux maillages adaptés. La figure [Fig. 4.28] montre la distribution théorique du coefficient de pression autour d'un profil NACA 0012 avec un angle d'incidence α de $0,9^\circ$ obtenu par les travaux de [Abbott et Von Doenhoff, 1960]. On observe ainsi qu'il existe un léger écart entre la distribution théorique et les distributions obtenues par la simulation numérique. Cette différence, même faible, peut influencer sur le développement du sillage de l'aile et de l'interaction jet/tourbillon.

Au final, les deux stratégies d'adaptation de maillages ont mené à des concentrations de sommets de cellules en aval de l'aile et à des solutions numériques très similaires. La différence au niveau du traitement des surfaces et

des couches limites ne semble pas avoir d'influence particulière sur les résultats de simulation. Il a donc été décidé de se concentrer, pour le reste de notre étude, uniquement sur la stratégie d'adaptation autorisant la modification des cellules au niveau des surfaces de l'aile et de l'injecteur (FT). Ce choix est motivé par l'intérêt que représente cette stratégie pour une simulation du sillage d'un avion avec prise en compte d'une géométrie complète. En effet, cette dernière permet de s'affranchir du travail complexe de la création de couches de prismes et de maillages surfaciques sur la géométrie de l'avion. De plus, celle-ci permet une diminution plus significative de la taille du maillage [Chaillat *et al.*, 2018].

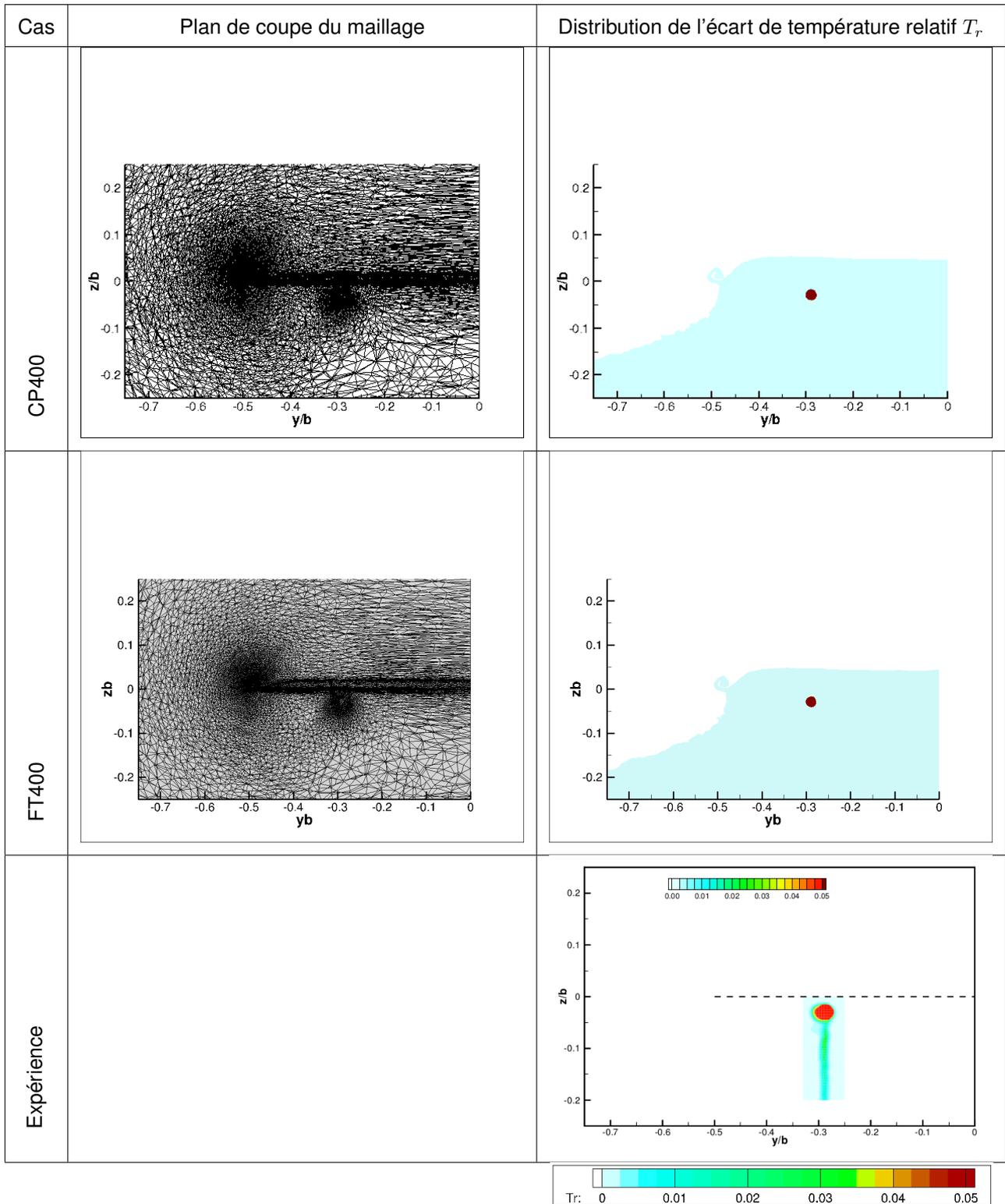


FIGURE 4.21 – Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 0$.

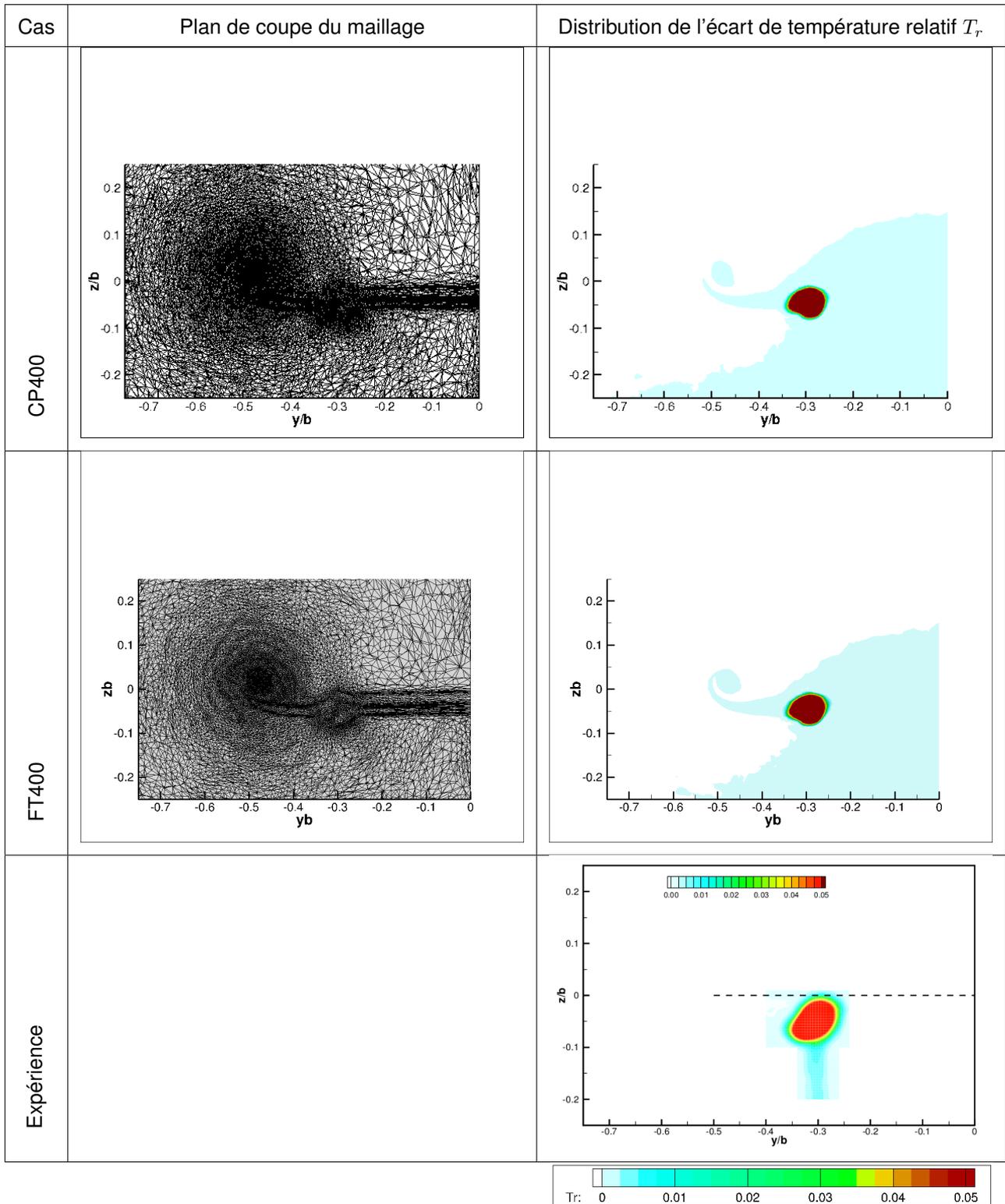


FIGURE 4.22 – Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 0,5$.

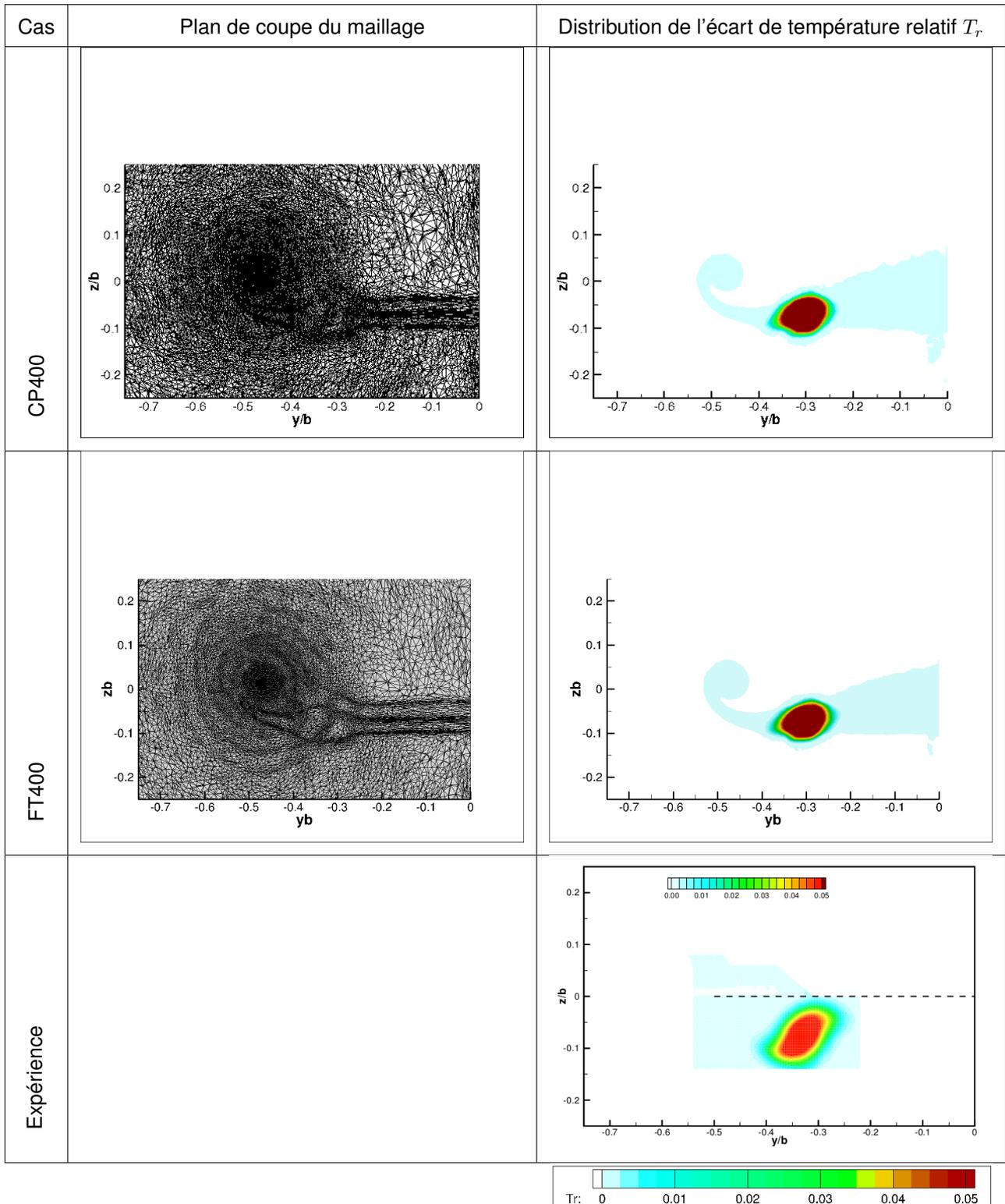


FIGURE 4.23 – Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 1$.

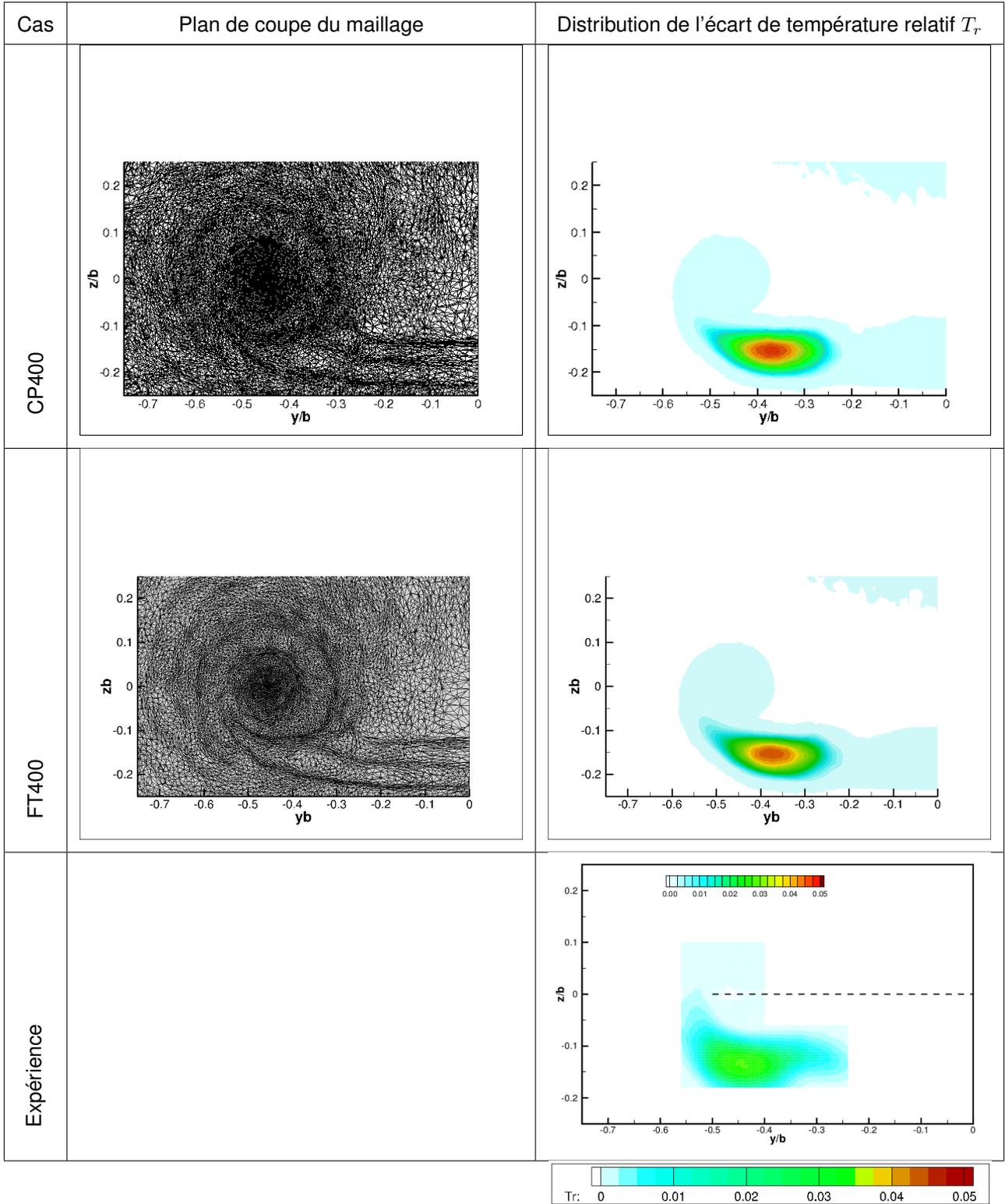


FIGURE 4.24 – Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 3$.

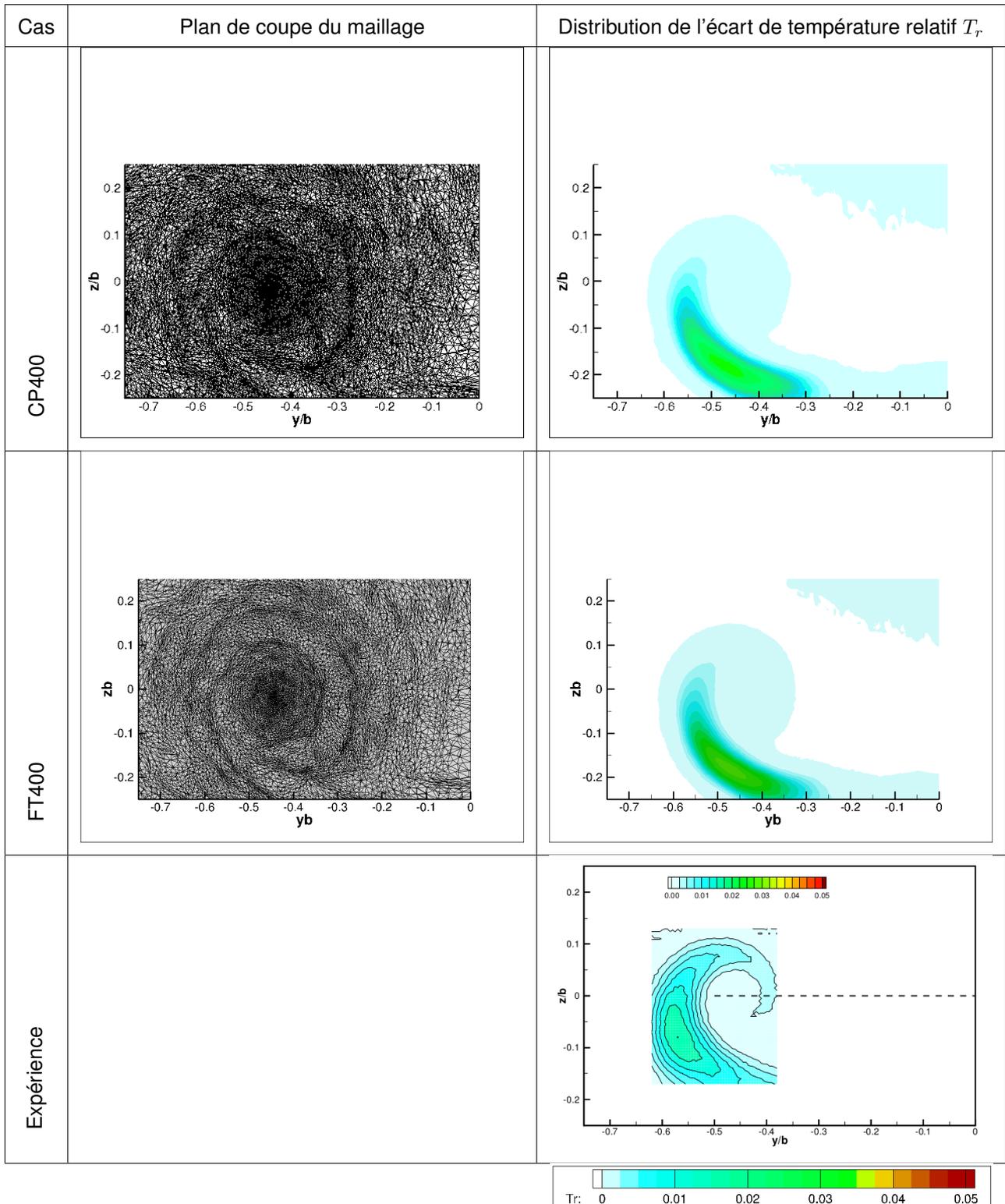


FIGURE 4.25 – Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 5$.

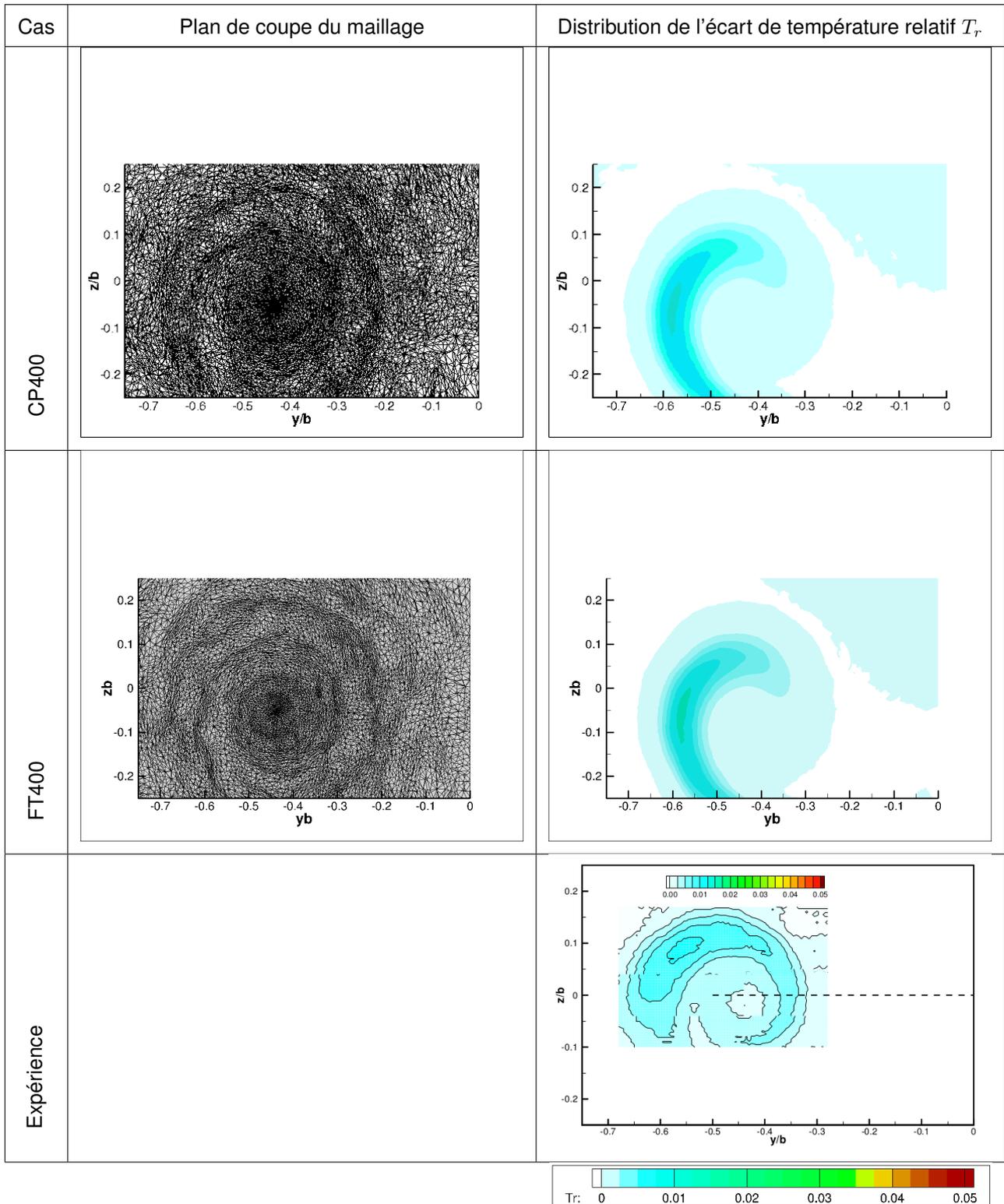


FIGURE 4.26 – Comparaison des distributions de l'écart de température relatif T_r obtenues sur les maillages adaptés CP400 et FT400 avec l'expérience dans le plan $x/b = 8$.

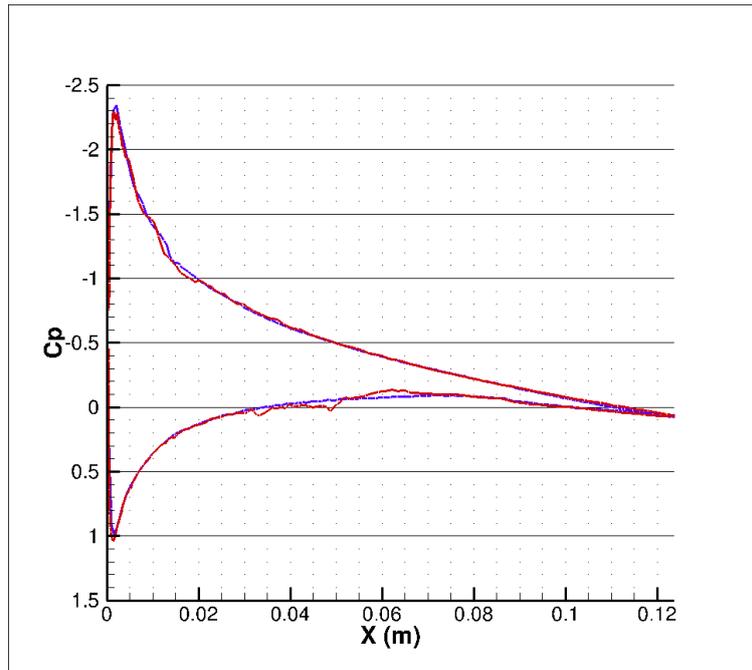


FIGURE 4.27 – Évolution du coefficient de pression C_p autour de l'aile pour les simulations CP400 (bleu) et FT400 (rouge).

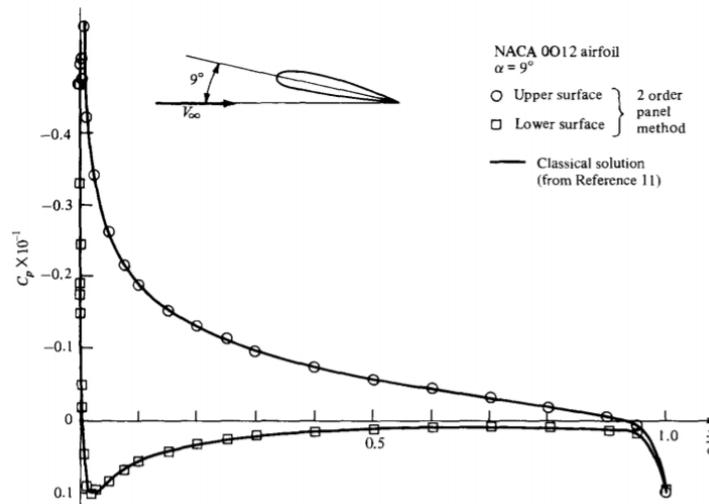


FIGURE 4.28 – Évolution théorique du coefficient de pression C_p autour d'une aile NACA 0012 avec un angle d'incidence de 9° [Abbott et Von Doenhoff, 1960] [Anderson, 2001].

4.3.4 Analyse de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon pour des simulation RANS sur maillages adaptés anisotropes

Pour le reste de notre étude, seule la stratégie d'adaptation "FT" (sans couches de prismes) est poursuivie afin de limiter le nombre de simulations numériques à réaliser. Les maillages FT800 et FT1600 obtenus pour les complexités $N = 800.000$ et $N = 1.600.000$ possèdent respectivement 20.014.064 et 32.455.202 cellules. Les résultats des différentes simulations numériques RANS $k-\omega$ SST-Menter réalisées sur les maillages obtenues doivent permettre d'étudier l'influence des maillages adaptés anisotropes sur la diffusion numérique liée au modèle de turbulence utilisé.

Visualisation des maillages adaptés

Dans un premier temps, la figure [Fig. 4.29] permet de vérifier l'évolution de la disposition des mailles à trois envergures derrière l'aile. On constate que l'objectif d'un raffinement du maillage au centre du tourbillon afin de réduire la diffusion numérique semble atteint. Chaque complexité permet le raffinement toujours plus important des couches extérieures du tourbillon mais aussi du maillage dans les zones de l'écoulement qui présentent moins d'intérêt. On peut alors se demander si la montée en complexité s'accompagne toujours d'une amélioration de la solution numérique obtenue ou si une convergence numérique est atteinte.

Distributions de l'écart de température relatif

La figure [Fig. 4.30] permet de comparer l'ensemble des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan d'étude $x/b = 8$ pour les simulations RANS $k-\omega$ SST-Menter "ICEM", "FT400", "FT800" et "FT1600". La première observation que l'on peut faire est que la distribution de l'écart de température relatif ne varie que très peu entre les simulations numériques réalisées sur les maillages adaptés. Le travail d'adaptation de maillage effectué après la complexité $N = 400.000$ ne semble pas avoir d'influence sur la solution numérique de l'écoulement. Il se pourrait que l'on soit arrivé à une convergence du couple maillage/solution numérique.

Dans un second temps, on voit que malgré un enroulement légèrement plus important du jet dans le tourbillon que lors de la simulation "RANS-ICEM", l'interaction jet/tourbillon obtenue sur les maillages adaptés ne correspond toujours pas à l'interaction observée expérimentalement. La stratégie de réduction de la dissipation numérique par l'utilisation de mailles anisotropes au niveau du tourbillon ne semble pas fonctionner de manière optimale sur notre cas d'étude. L'étude des profils de vitesses tangentielles et de la circulation du tourbillon dans le sillage devrait permettre de confirmer cette conclusion.

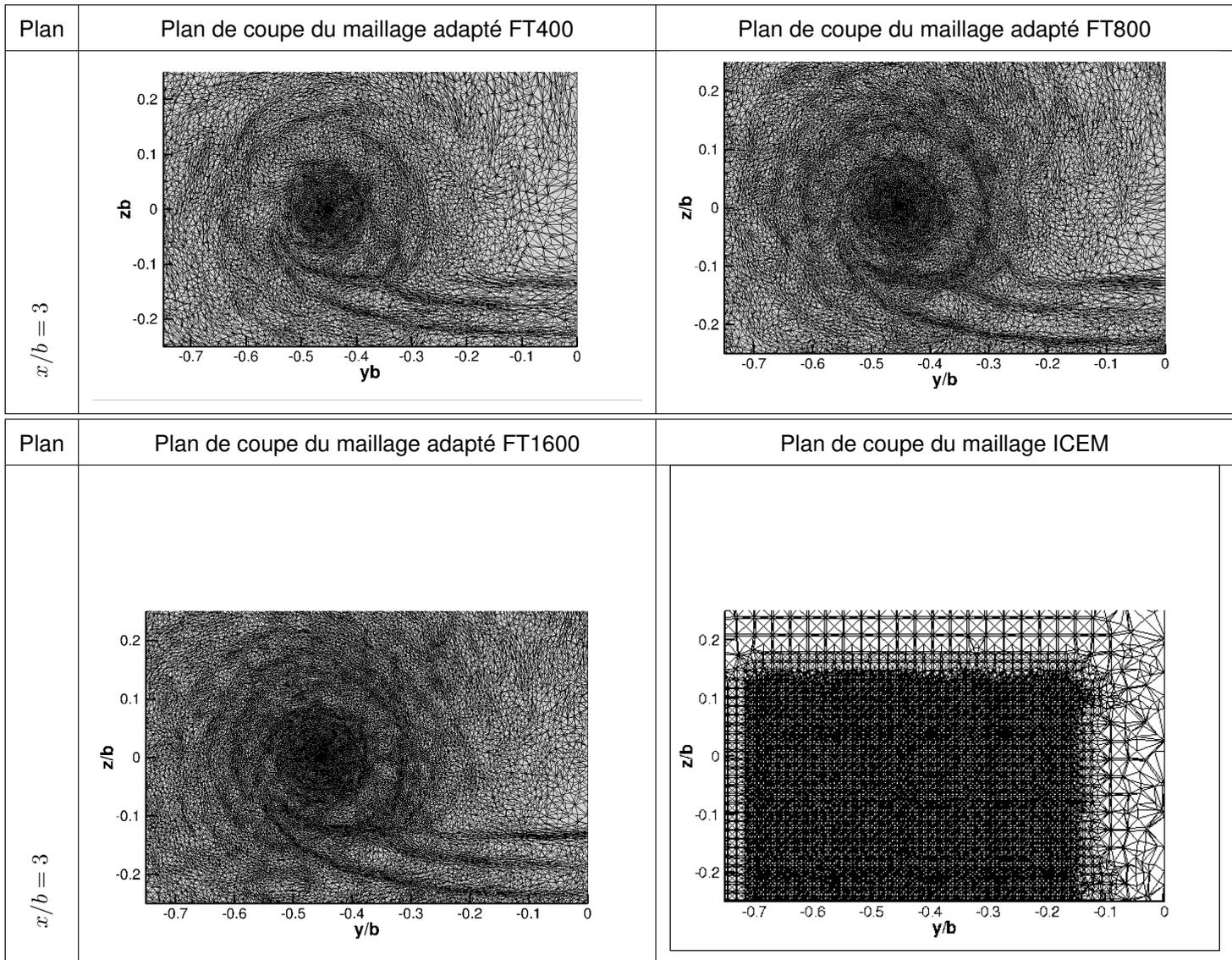


FIGURE 4.29 – Comparaison de la disposition des mailles dans le plan de coupe $x/b = 3$ pour les maillages générés par la procédure d'adaptation "FT" et le maillage ICEM.

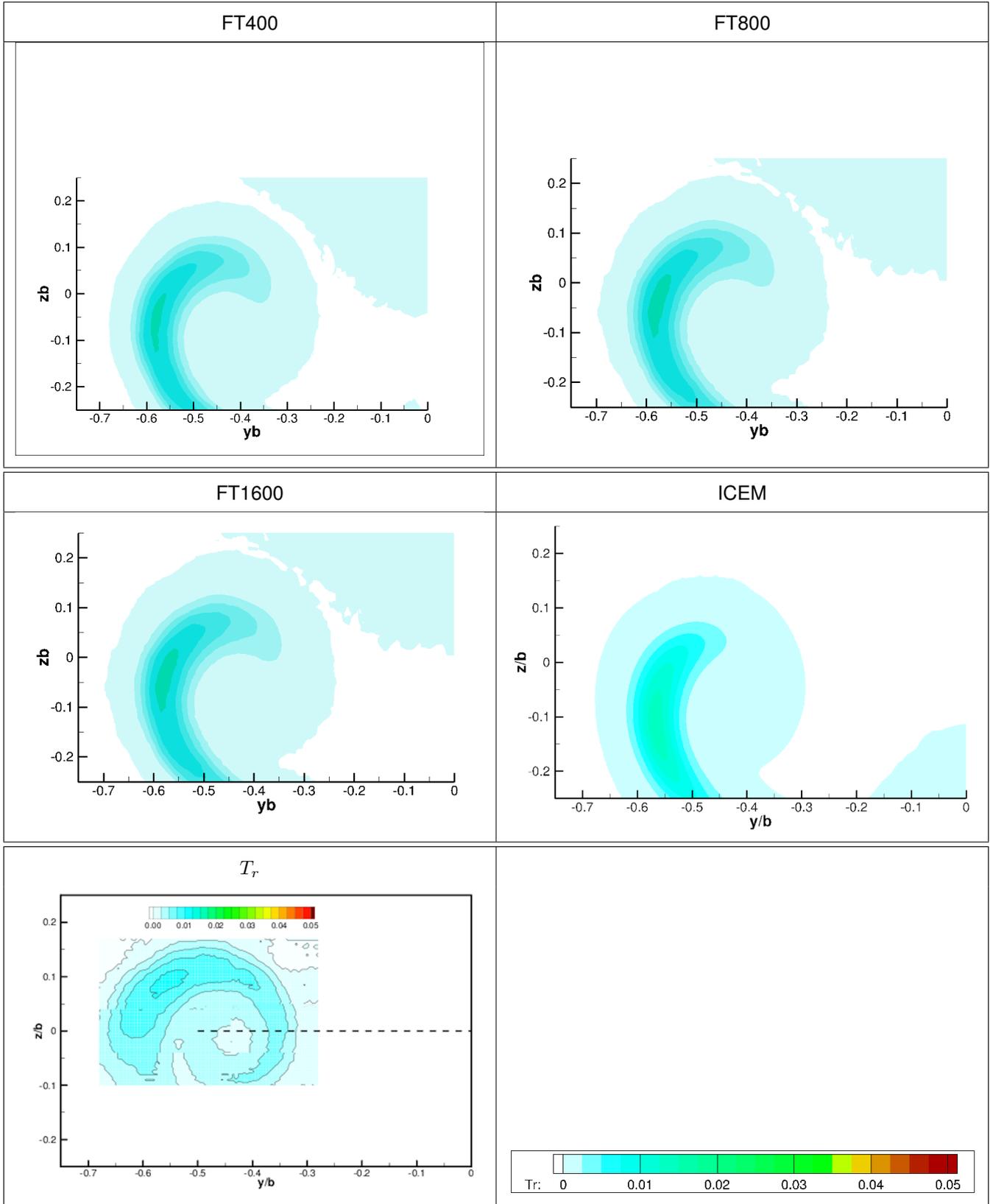


FIGURE 4.30 – Comparaison simulation/expérience des distributions de l'écart de température relatif T_r dans le plan d'étude $x/b = 8$ pour différentes simulations RANS $k-\omega$ SST-Menter.

Profils de vitesses tangentielles et circulation du tourbillon

Les figures [Fig. 4.31] et [Fig. 4.32] permettent de comparer les profils de la vitesse tangentielle moyenne du tourbillon centrés sur le noyau tourbillonnaire dans les plans respectifs $x/b = 0,5$ et $x/b = 8$ pour les différentes simulations RANS $k-\omega$ SST-Menter.

La proximité des profils de vitesses obtenus pour les différents maillages adaptés vient confirmer l'hypothèse émise lors de l'analyse des distributions d'écart de température relatif. En effet, les dernières complexités d'adaptation ne semblent pas avoir apporté de changement significatif au niveau de l'écoulement simulé.

Au plan $x/b = 0,5$, on remarque, que le rayon caractéristique pour les simulations "FT" est légèrement plus important que pour la simulation dite "ICEM" et que la vitesse tangentielle maximale correspondante à ce point de l'espace est moindre. Cela peut venir d'une résolution peut être moins satisfaisante de l'écoulement autour de l'aile et donc de l'initialisation du tourbillon.

À l'inverse, au plan $x/b = 8$, on constate le phénomène inverse. Le rayon caractéristique pour les simulations "FT" est légèrement plus faible que pour la simulation dite "ICEM" et la vitesse tangentielle maximale correspondante à ce point de l'espace est plus importante. Cependant, celle-ci atteint seulement 8 % de la vitesse de l'écoulement entrant, soit beaucoup moins que les 39 % mesurés au cours de l'expérience.

Parallèlement, on remarque que l'adaptation de maillages anisotropes permet de contrer la décroissance de la circulation du tourbillon lors de nos simulations RANS ([Fig. 4.33]).

On peut donc en déduire que la dissipation numérique liée à la formulation d'une viscosité turbulente et l'utilisation de l'hypothèse de Boussinesq n'a pas été suffisamment réduite par l'introduction de mailles anisotropes dans le maillage au niveau du centre tourbillonnaire. En effet, les caractéristiques physiques des tourbillons de sillage simulés sont encore très éloignées de celles du tourbillon de l'expérience.

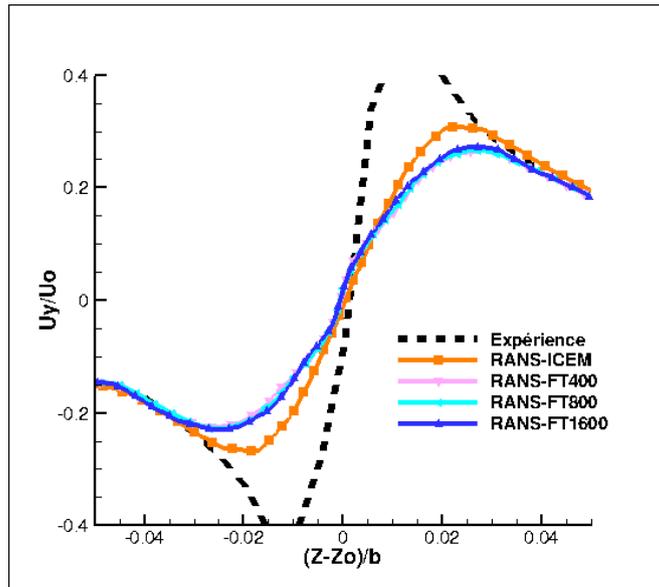


FIGURE 4.31 – Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$ pour différentes simulations RANS $k-\omega$ SST-Menter.

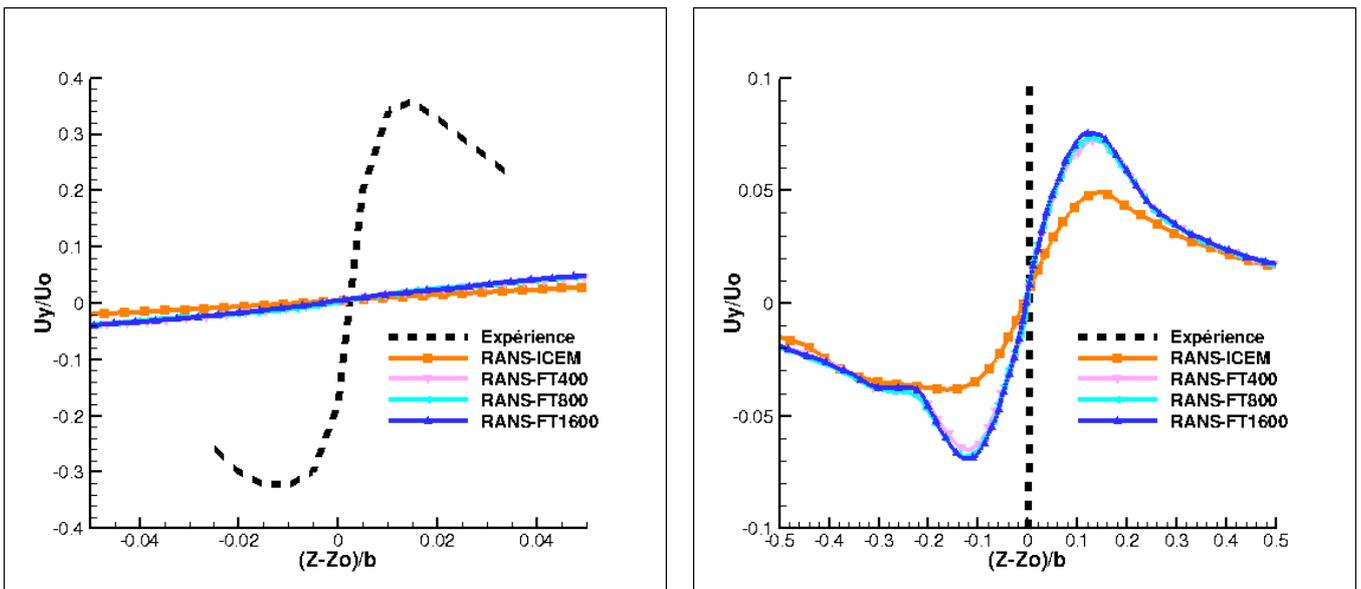


FIGURE 4.32 – Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 8$ pour différentes simulations RANS $k-\omega$ SST-Menter.

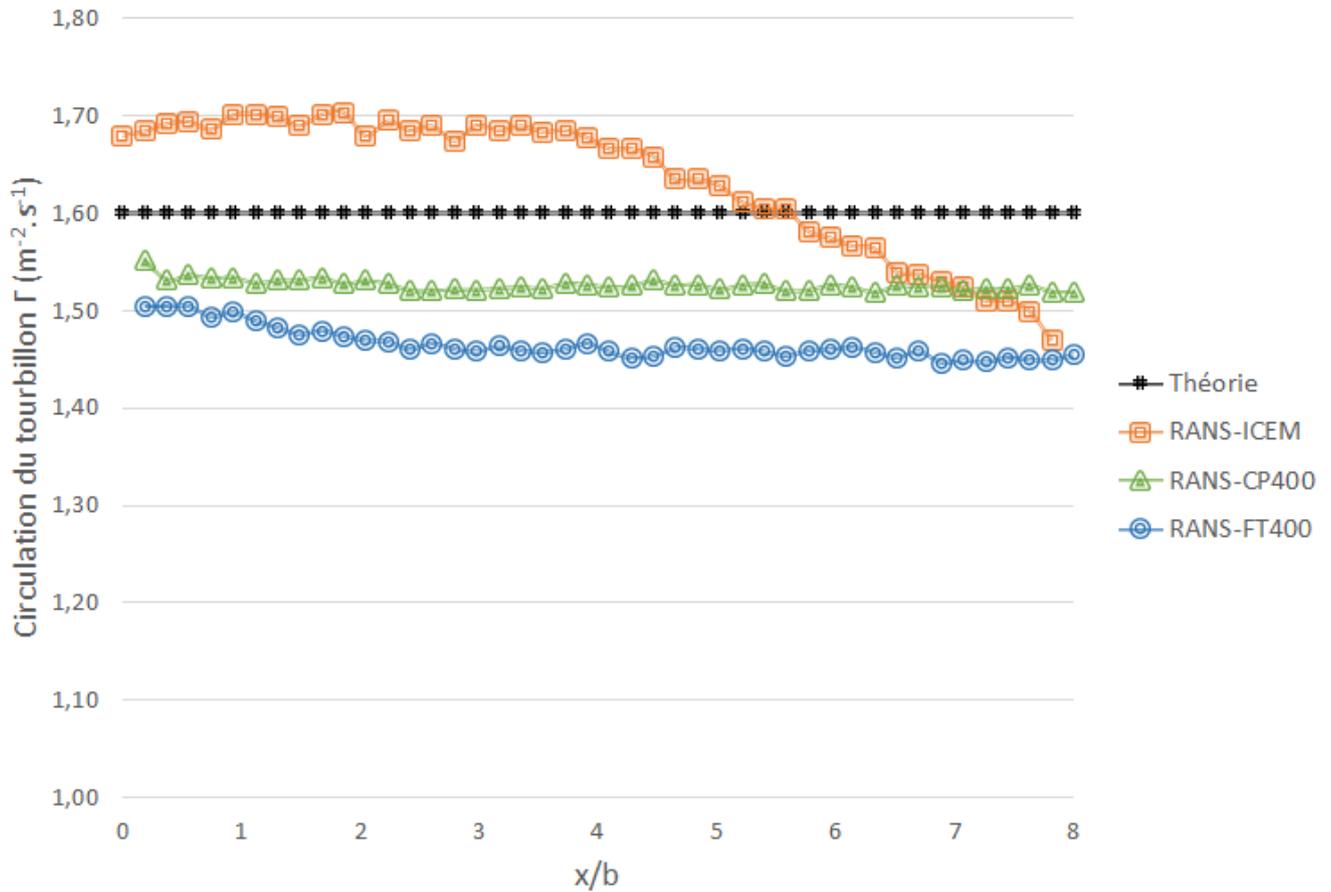


FIGURE 4.33 – Évolution de la circulation du tourbillon calculée sur les plans orthogonaux à l'écoulement principal en aval de l'aile pour les différentes simulations RANS $k-\omega$ SST-Menter.

Le travail de réduction de la dissipation numérique porté par le processus d'adaptation de maillage anisotrope ne semble pas porter ses fruits. Le modèle RANS $k-\omega$ SST-Menter reste défaillant quant à modéliser l'interaction jet/tourbillon obtenue expérimentalement. Les atouts de ce modèle de turbulence restent cependant intéressants dans le cadre de la simulation numérique de la formation de traînées de condensation dans le sillage d'une géométrie réaliste d'avion. Une solution serait de garder le modèle de turbulence pour simuler l'écoulement au niveau des couches limites et d'utiliser un modèle de turbulence adapté aux écoulements rotationnels dans la zone de développement du tourbillon. C'est l'idée qui se cache derrière les simulations hybrides RANS/LES. Cependant, en restant dans l'optique d'utilisation d'approches moyennées de modélisation de la turbulence, quelques modèles présentent des spécificités adaptées à la résolution d'écoulements cisailés. C'est notamment le cas des modèles aux tensions de Reynolds, communément désignés sous le sigle RSM pour *Reynolds Stress Model*.

4.4 Simulation numérique RSM

L'utilisation d'une approche RANS et du modèle de fermeture à deux équations de transport $k-\omega$ SST-Menter s'est avérée limitée dans sa capacité à prédire l'évolution de l'interaction jet/tourbillon pour notre cas test. Dans le cadre des approches RANS, un modèle spécialisé dans la résolution d'écoulements cisailés pourrait permettre une meilleure simulation de cette interaction au cœur du processus de formation des traînées de condensation. Pour cette étude, il a été décidé d'utiliser un modèle aux tensions de Reynolds (Reynolds Stress Model) et en particulier le modèle DRSM SSG- ω présenté dans la section (2.4.3).

Une simulation RANS avec le modèle DRSM SSG- ω a été menée sur le maillage ICEM. Les conditions initiales et aux limites pour cette simulation sont les mêmes que celles utilisées pour les simulations RANS avec le modèle $k-\omega$ SST-Menter. Le coût numérique de cette simulation est plus élevé que pour la simulation "RANS-ICEM" (4.1.2). En effet, les modèles aux tensions de Reynolds nécessitent la résolution de sept équations supplémentaires à cause de la décomposition du tenseur de Reynolds en sept composantes.

4.4.1 Analyse de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon pour la simulation RSM

Pour ce modèle de turbulence, on se concentre en premier lieu sur l'analyse des profils de vitesse tangentielle centrés sur le noyau tourbillonnaire dans les plans $x/b = 0,5$ et $x/b = 8$ ([Fig. 4.34] et [Fig. 4.35]).

Au plan $x/b = 0,5$, on remarque une faible amélioration de la valeur du rayon caractéristique par rapport aux simulations RANS précédentes mais qui reste cependant supérieure à la valeur observée expérimentalement. De plus, la vitesse tangentielle maximale pour ce profil est inférieure par rapport à celles obtenues lors des autres simulations numériques. Ces résultats insatisfaisants dans les premiers instants du sillage peuvent être liés à une mauvaise prise en compte de l'écoulement autour de l'aile.

Au plan $x/b = 8$, on observe que le modèle RSM, bien qu'ayant de meilleurs résultats que l'ensemble des simulations utilisant le modèle de turbulence $k-\omega$ SST-Menter ($r_c = 4$ cm et $(U_y/U_0)_{\max} = 0,08$), ne permet toujours pas d'atteindre les valeurs de l'expérience.

Ainsi, le modèle aux tensions de Reynolds utilisé ne parvient pas à maintenir un rayon caractéristique du tourbillon constant sur la longueur du sillage étudié et ne répond pas à l'objectif fixé.

En ce qui concerne l'interaction jet/tourbillon, on analyse l'évolution du jet grâce aux distributions de l'écart de température relatif car la température du jet peut être considérée comme un traceur du mouvement et de la déformation de ce dernier. Les figures [Fig. 4.36] et [Fig. 4.37] permettent de comparer les distributions de l'écart de température relatif sur les différents plans d'étude avec celles obtenues expérimentalement. Pour les trois premiers plans ($x/b = 0$, $x/b = 0,5$ et $x/b = 1$), les résultats de simulations sont semblables à ceux obtenus lors des

simulations RANS $k-\omega$ SST-Menter. En effet, la diffusion thermique du jet semble respecter l'ordre de grandeur expérimental même si la forme de la déformation du jet diffère.

C'est dans les plans suivants ([Fig. 4.37]) qu'une grande différence s'opère avec les distributions expérimentales mais aussi avec les distributions obtenues lors de la simulation numérique avec le modèle RANS $k-\omega$ SST-Menter ([Fig. 4.8], [Fig. 4.9] et [Fig. 4.10]). En effet, au plan $x/b = 3$, le jet est beaucoup plus diffus et les températures au centre de ce dernier sont beaucoup faibles. Il en est de même pour le plan $x/b = 5$ et surtout le plan $x/b = 8$ où l'on ne distingue plus la position du noyau de température.

L'explication derrière cette surestimation de la diffusion thermique provient du modèle de diffusion thermique utilisé avec le modèle aux tensions de Reynolds. En effet, on a vu que pour les approches moyennées, on peut modéliser le flux de chaleur turbulent par une loi de Fourier (2.4). On a utilisé cette formulation basée sur un Prandtl turbulent Pr_t constant dont la valeur est fixée à 0,9 pour nos simulations avec le modèle $k-\omega$ SST mais aussi avec ce modèle RSM. Or, pour les modèles aux tensions de Reynolds il faut privilégier l'utilisation d'un modèle dit "algébrique" comme l'approche GGDH (Generalized Gradient Hypothesis), tirée des travaux de [Daly et Harlow, 1970], pour la modélisation des flux thermiques turbulents.

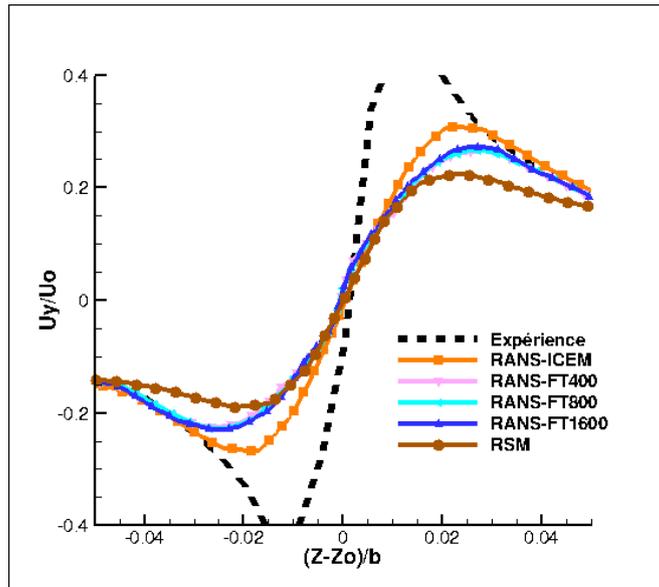


FIGURE 4.34 – Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$ pour différentes simulations RANS.

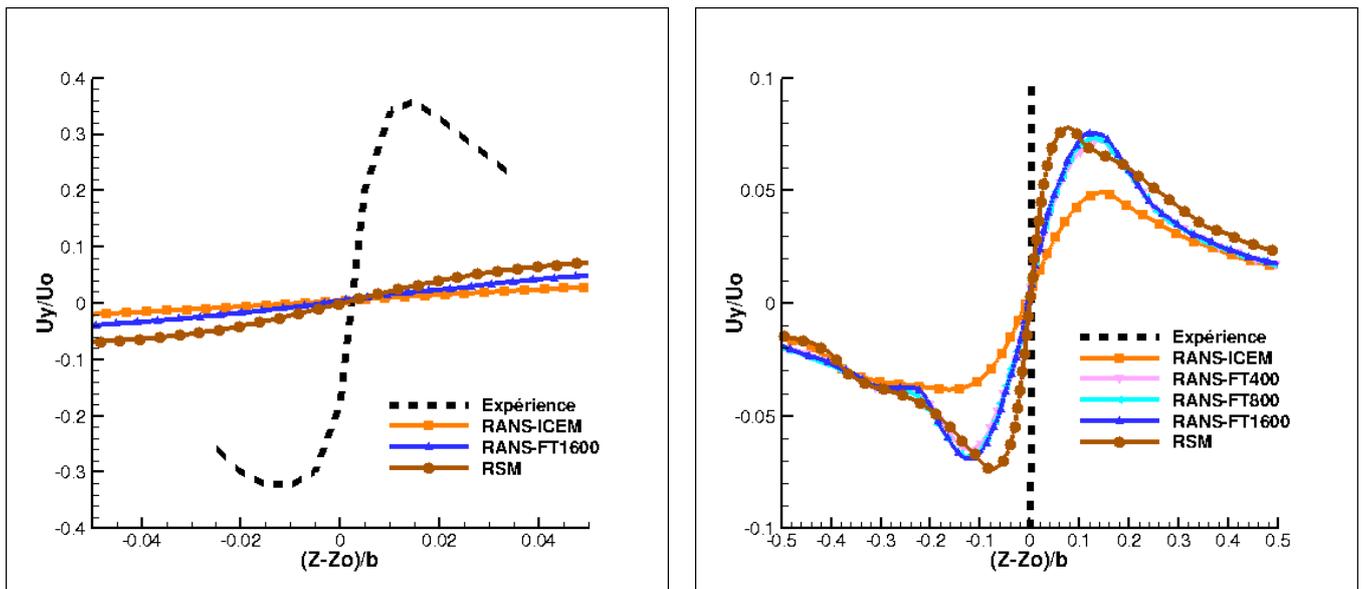


FIGURE 4.35 – Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 8$ pour différentes simulations RANS.

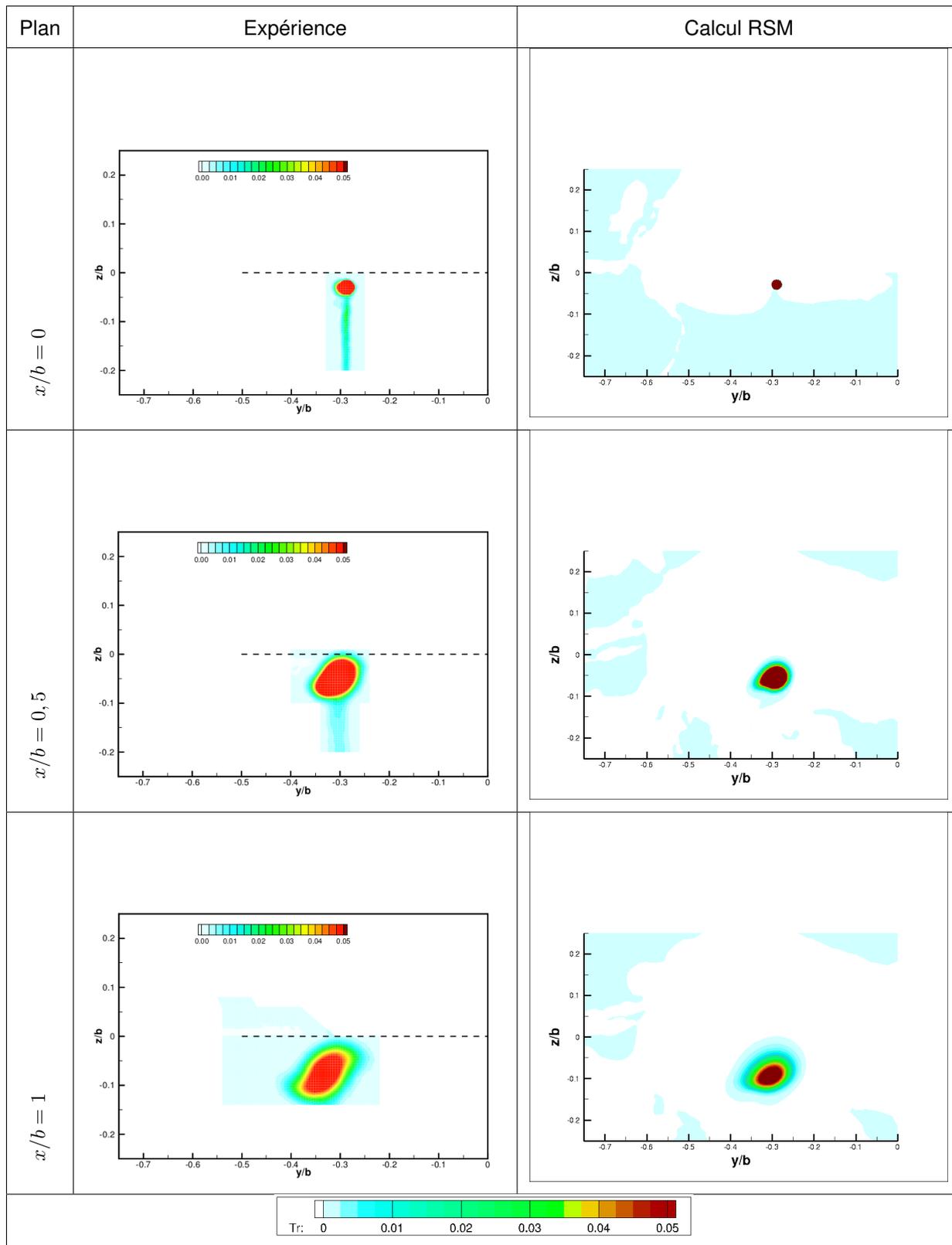


FIGURE 4.36 – Comparaison simulation/expérience des distributions de l'écart de température relatif Tr dans les plan d'étude $x/b = 0$, $x/b = 0,5$ et $x/b = 1$ pour la simulation RSM.

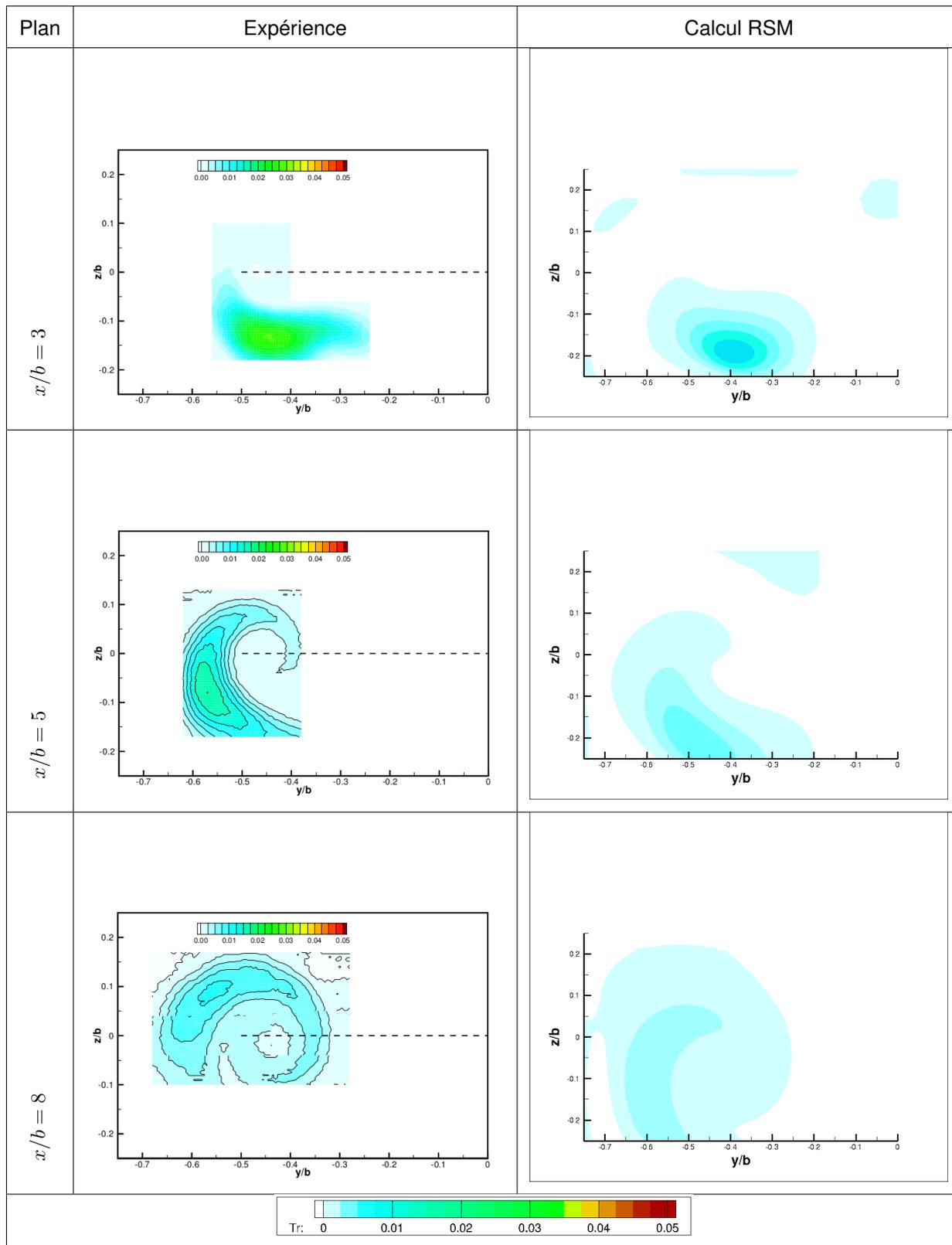


FIGURE 4.37 – Comparaison simulation/expérience des distributions de l'écart de température relatif Tr dans les plan d'étude $x/b = 0$, $x/b = 0,5$ et $x/b = 1$ pour la simulation RSM.

4.5 Bilan de l'utilisation d'approche moyennées de la modélisation de la turbulence

Dans ce chapitre, plusieurs stratégies de simulation numérique et plusieurs approches RANS ont été testées sur le cas de l'interaction entre le sillage de l'aile NACA 0012 et d'un jet d'air chaud.

Dans un premier temps, un calcul RANS $k-\omega$ SST-Menter a été mené sur le maillage dit ICEM, construit classiquement sur un logiciel de maillage. La solution numérique montre que l'enroulement du jet dans le tourbillon n'est pas correctement prédit. En effet, les distributions d'écart de température relatif, qui permettent de repérer le flux d'air sortant de l'injecteur, montre que le centre du jet n'est pas assez embarqué et que les hypothétiques effluents ne sont pas assez dispersés. Cet écart entre l'interaction jet/tourbillon étudiée expérimentalement et notre solution numérique est lié à la destruction accélérée du tourbillon simulé. En effet, le modèle RANS $k-\omega$ SST-Menter est robuste et pertinent dans l'optique d'une résolution de l'écoulement autour de géométries aéronautiques mais limité pour l'étude des écoulements rotationnels. En effet, pour ce type d'écoulement, le mouvement de fluide à grande échelle initie un transfert d'énergie vers les petites échelles provoquant sa dissipation. Cette dissipation peut être numériquement surévaluée par les modèles basés sur la formulation d'une viscosité turbulente et utilisant l'hypothèse de Boussinesq.

Pour contrer cette dissipation numérique, l'idée de l'utilisation d'un algorithme d'adaptation de maillages permettant la création de maillages anisotropes raffinés au niveau du centre tourbillonnaire a été étudiée. L'orientation et la disposition des mailles anisotropes est assuré par l'utilisation d'un senseur prenant en compte l'évolution des gradients de vitesses tourbillonnaires. L'utilisation d'un processus d'adaptation de maillages possède aussi l'avantage de faciliter le travail de construction de maillages et de réduire le nombre de cellules dans ces derniers. Ces deux aspects sont d'autant plus intéressants, qu'il s'agit de problématiques inhérentes aux simulations numériques tri-dimensionnelles de géométries complètes d'avion qui restent l'objectif principal de nos travaux sur la simulation de l'interaction jet/tourbillon dans le cadre de la formation des traînées de condensation.

Deux stratégies d'adaptation de maillages ont été confrontées dans ce chapitre. La première a pour but de préserver le travail de maillage surfacique et de création de couches de prismes en proche paroi. La seconde a pour but de permettre l'adaptation de l'ensemble du domaine d'étude. La grande similarité des maillages et des solutions numériques obtenus par la mise en place de ces deux stratégies nous a conduit à poursuivre uniquement avec la seconde méthode.

Malgré les itérations successives et l'augmentation importante du nombre de mailles, les solutions numériques obtenues sur ces maillages adaptés ont montré les mêmes limites dans la capacité du modèle RANS $k-\omega$ SST-Menter à modéliser l'interaction jet/tourbillon. Il est cependant intéressant de noter que l'utilisation de maillages adaptés a mené à l'amélioration de certains aspects comme la conservation de la valeur de circulation du tour-

billon dans l'ensemble du domaine ainsi que la réduction significative du nombre de mailles. L'outil d'adaptation de maillages reste ainsi une piste d'étude pertinente pour l'amélioration des simulations numériques du sillage des avions et de la formation des traînées de condensation.

Une dernière simulation RANS a été étudiée dans ce chapitre. Son objectif était d'utiliser un modèle aux tensions de Reynolds afin de permettre une meilleure prise en compte de l'écoulement rotationnel du sillage. Si une amélioration de la modélisation de la structure tourbillonnaire a, en effet, été observée, celle-ci reste assez peu conforme à la structure tourbillonnaire obtenue expérimentalement. Le modèle DRSM-SSG- ω étant plus difficile à mettre en place que les modèles de fermeture à deux équations de transport, d'autres simulations numériques sont peut-être nécessaires pour conclure pertinemment sur la capacité des modèles aux tensions de Reynolds à modéliser une interaction jet/tourbillon.

Au final, les différentes simulations numériques utilisant des approches moyennées de la modélisation de la turbulence qui ont été présentées dans ce chapitre ont toutes été dans l'incapacité de reproduire totalement l'interaction jet/tourbillon obtenu expérimentalement dans la soufflerie ONERA-F2. Le principal problème des approches utilisées est qu'elles ne semblent pas pouvoir simuler correctement la formation et l'évolution d'un tourbillon de sillage. D'autres modèles d'approches moyennées de la modélisation de la turbulence spécialisés dans la simulation d'écoulements rotationnels et de tourbillons existent. Il serait intéressant de compléter cette étude par l'utilisation de certains d'entre eux.

Dans notre cas, il a été décidé de se tourner vers l'utilisation d'approches instationnaires de modélisation de la turbulence et plus particulièrement vers une approche hybride RANS/LES. Cette approche a pour but de limiter les coûts numériques en utilisant une approche moyennée RANS $k-\omega$ SST-Menter dans les zones proche paroi où se développent des couches limites tout en prenant en compte les instationnarités de l'écoulement dans le reste du domaine grâce à une approche LES (Large Eddy Simulation).

Chapitre 5

Étude de l'interaction jet/tourbillon avec une modélisation de la turbulence par des approches hybrides

Dans ce chapitre, plusieurs simulations numériques tridimensionnelles utilisant l'approche hybride RANS/LES, présentée dans la section (2.5), ont été réalisées. Le but de ces simulations est de vérifier la capacité de cette approche à prédire l'interaction jet/tourbillon obtenue lors des différentes expériences menées dans la soufflerie ONERA-F2 (voir 3.2). Dans un premier temps, nous étudierons une simulation menée sur le maillage ICEM spécifiquement construit pour ce type d'approche (3.5). Nous étudierons ensuite le comportement de l'approche hybride sur un maillage obtenu suite à la procédure d'adaptation de maillage anisotrope menée dans le chapitre précédent sur une succession de simulations numériques RANS $k-\omega$ SST-Menter (4.3.4). Cette dernière simulation a pour objectif d'étudier la possibilité de l'utilisation de l'outil d'adaptation de maillage et d'approches moyennées de la modélisation de la turbulence pour préparer et faciliter la mise en place d'une simulation instationnaire complexe de la formation des traînées de condensation.

5.1 Simulation hybride RANS/LES de l'interaction jet/tourbillon sur un maillage construit

5.1.1 Configuration des calculs

Cette première simulation RANS/LES est réalisée sur le maillage dit ICEM. Pour rappel, ce maillage dont les caractéristiques et le processus de création ont été explicités dans la section (3.5) a pour objectif principal de permettre une simulation. Le modèle utilisé est le modèle ZDES présenté dans la section (2.5). L'ensemble des résultats liés à cette simulation numérique sera donc notifié sous le terme "ZDES-ICEM".

Les conditions aux limites et initiales restent globalement semblables à celles définies pour le calcul RANS réalisé dans la section (4.1.1), même en ce qui concerne les scalaires turbulents permettant d'initialiser les modèles de turbulence. En effet, le modèle ZDES implémenté dans CEDRE doit activer le modèle RANS $k-\omega$ SST-Menter au niveau des zones proches parois et au niveau de la sortie de l'injecteur.

Cependant, dans le cadre des simulations des grandes échelles de turbulence (LES), il est parfois nécessaire d'utiliser une stratégie de déclenchement de la turbulence. En effet, le résultat d'une simulation aux grandes échelles est très sensible à l'état de la turbulence à l'entrée du domaine de calcul et il faut continuellement alimenter l'entrée du domaine de calcul par un champ instationnaire représentant le plus fidèlement possible l'état de la turbulence à l'entrée. En général, on dispose du profil moyen de la vitesse débitante sur lequel on applique une perturbation instantanée en fonction de l'état de la turbulence. Plusieurs variantes sont envisageables et Tabor et Baba-Ahmadib [2010] ont réalisé une étude détaillée sur différentes méthodes de déclenchement de la turbulence grâce aux conditions aux limites.

5.1.2 Stratégie de déclenchement de la turbulence

Dans le cadre de notre cas test, la stratégie de déclenchement de la turbulence s'est appuyée sur les données expérimentales récoltées à la sortie de l'injecteur (Fig. 5.1). Un champ de vitesses fluctuant de façon périodique a ainsi été mis en place au niveau de cette limite. Le but étant d'associer à chaque point de la surface d'éjection une vitesse $U_X(Y, Z, t)$ définie comme la somme d'une vitesse moyenne $U_m(Y, Z)$ et d'une perturbation $U'(Y, Z, t)$. La formulation (5.1) qui consiste à faire osciller la vitesse du jet autour de sa valeur moyenne avec une fonction sinusoïdale a finalement été retenue. Il s'agit d'une condition aux limites périodique.

Cette formulation ne respecte pas l'ensemble des critères préconisés par l'étude de Tabor et Baba-Ahmadib [2010] (notamment le caractère stochastique de la turbulence) mais reste simple d'utilisation et doit tout de même permettre un meilleur comportement du modèle de simulation aux grandes échelles utilisé.

$$U_X(Y, Z, t) = U_m(Y, Z) + u_p(Y, Z) \sin(2\pi \frac{t}{T}) \quad t \in [0, T] \quad (5.1)$$

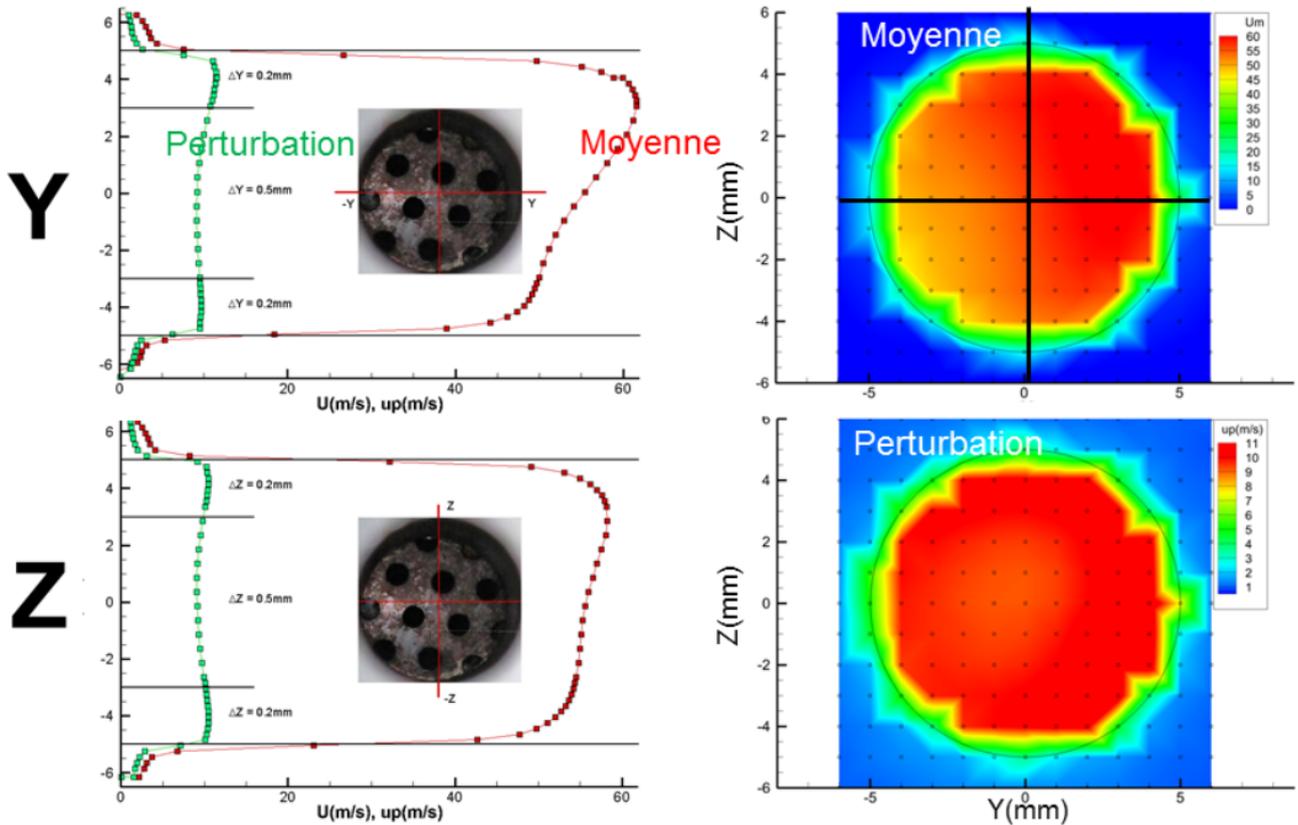


FIGURE 5.1 – Résultats expérimentaux du dispositif de sondage en sortie d'injecteur [Molton, 2021].

5.2 Réalisation de la simulation RANS/LES

Coût numérique et difficultés de simulation

La simulation numérique hybride RANS/LES sur le maillage ICEM a été principalement menée sur des partitions du supercalculateur "Jean Zay" grâce à une allocation de ressources provenant de l'IDRIS. Ce calcul numérique a nécessité la consommation de 1.568.547 heures de calcul CPU. Il s'agit donc d'un calcul très coûteux réalisé sur un maillage comportant 89.644.635 éléments. La principale difficulté de ce type de calcul numérique réside dans la gestion des solutions numériques et dans la taille des éléments à manipuler pour les étapes de post-traitement.

Transition entre l'approches RANS et LES

Le modèle ZDES utilisé lors de cette simulation permet une transition souple et automatique de la résolution de l'écoulement par une approche moyennée RANS vers une approche de simulation des grandes échelles de la turbulence. Dans le cadre de simulation hybride RANS/LES, il est important de vérifier que la résolution de l'écoulement par l'approche moyennée RANS a bien lieu dans les zones où celle-ci est nécessaire. Pour le cas test de notre étude, il s'agit des zones de développement des couches limites autour de l'aile et des zones proches des parois. À l'inverse, il est important que l'écoulement dans le reste du domaine en aval de l'aile soit résolu par l'approche LES afin de justifier le choix de ce modèle plus coûteux en ressources numériques.

La figure [Fig. 5.2] expose la partie du domaine dans laquelle l'écoulement est résolu par l'approche moyennée RANS. En effet, on a vu dans la section consacrée à la présentation du modèle ZDES utilisé (2.5) que le mode activé dans le cadre de nos calculs numériques fait appel à une fonction de protection f_d garantissant le passage entre les différentes formulations de l'échelle de longueur caractéristique de sous-maille et donc entre les différentes approches de simulation.

Lors de la simulation ZDES-ICEM du cas test de l'interaction jet/tourbillon dans le sillage de l'aile NACA 0012, on vérifie bien que l'écoulement autour de l'aile est traité par l'approche moyennée. On constate par ailleurs, que la transition vers l'approche de simulation aux grandes échelles de la turbulence se produit rapidement, ce qui est nécessaire si l'on veut une résolution pertinente de l'écoulement rotationnel généré en bout d'aile.

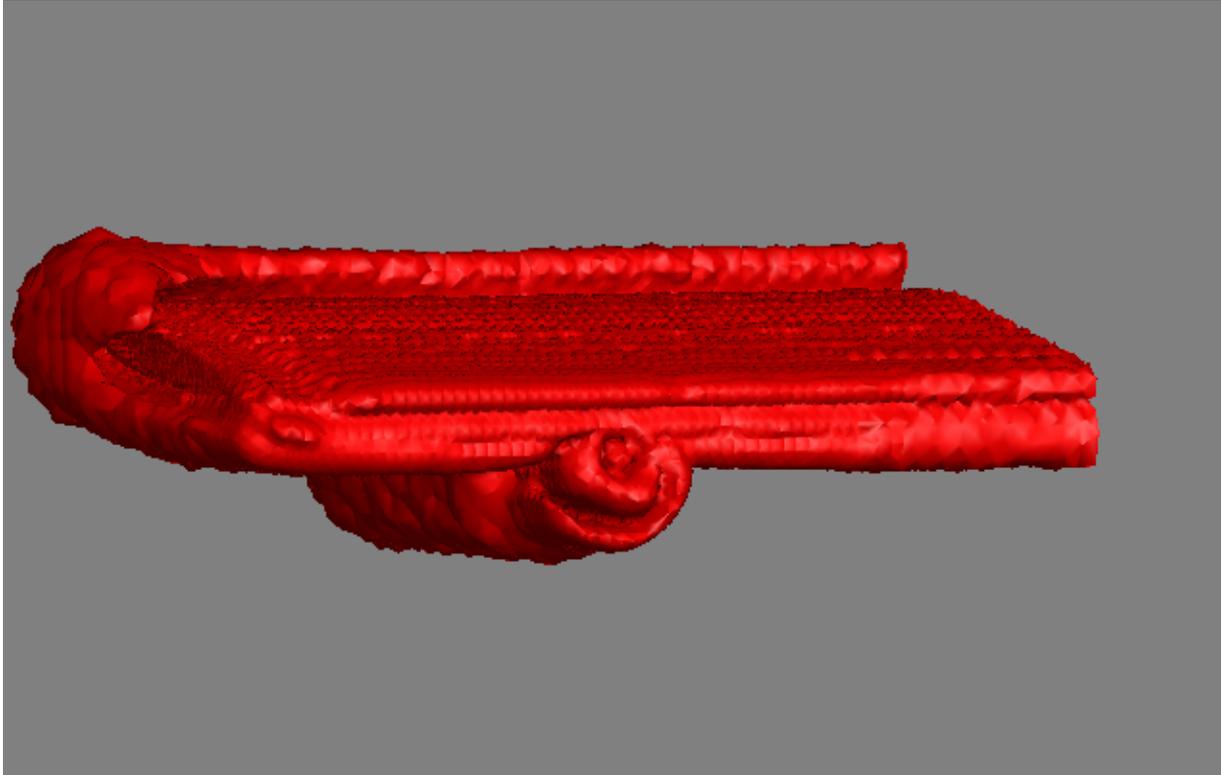


FIGURE 5.2 – Visualisation des parties de l'écoulement traitées par approche moyennée de modélisation de la turbulence l'écoulement.

5.3 Analyse de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon pour une simulation hybride RANS/LES sur le maillage ICEM

La simulation hybride RANS/LES réalisée sur le maillage ICEM donne accès à des solutions numériques instationnaires. Il est nécessaire de réaliser une moyenne temporelle des différentes variables étudiées afin de pouvoir comparer les résultats de la simulation numérique avec l'expérience ou les solutions numériques RANS. Dans ce contexte, on se limitera pour ce calcul à l'étude de la distribution de la moyenne temporelle de l'écart de température relatif dans le plan $x/b = 8$ et des profils des moyennes temporelles des vitesses tangentielles.

Distribution de l'écart de température relatif

La figure [Fig. 5.3] permet de comparer la distribution de la moyenne temporelle de l'écart de température relatif dans le plan $x/b = 8$ pour la simulation ZDES-ICEM avec la distribution de l'écart de température relatif T_r obtenu expérimentalement. Pour la première fois, l'enroulement du jet dans le tourbillon s'approche de ce que l'on peut observer expérimentalement. En effet, son centre se situe dans la partie supérieure du tourbillon et l'empreinte

dessinée par la diffusion thermique du jet s'étale sur un tour complet du tourbillon. On observe même l'écart quasi nul de température relatif dans la zone centrale du tourbillon qui est une caractéristique spécifique à cette interaction jet/tourbillon.

Profils de vitesse tangentielle

La figure [Fig. 5.4] présente les profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire aux abscisses $x/b = 0,5$ et $x/b = 8$ pour la simulation ZDES-ICEM.

À l'abscisse $x/b = 0,5$, la vitesse tangentielle atteint 40 % de la vitesse de l'écoulement d'entrée au niveau du rayon caractéristique se situant sur à une distance $(Z - Z_0)/b = 0,021$ de l'axe du tourbillon. Ces caractéristiques sont proches des caractéristiques du tourbillon de l'expérience. On peut alors penser que l'approche RANS $k-\omega$ Menter SS a permis une bonne résolution de l'écoulement autour de l'aile et que la rapide transition vers le modèle LES a limité la dissipation qui avait entraîné pour les autres simulations la sous-estimation des vitesses tangentielles.

L'étude du profil de vitesses tangentielle moyenne dans le plan $x/b = 8$ confirme l'amélioration de la prédiction du développement du tourbillon de sillage. En effet, la vitesse tangentielle maximale atteint 28 % de la vitesse de l'écoulement entrant et est donc environ 3,5 fois plus grande que la plus haute vitesse tangentielle atteinte sur ce même plan avec une approche moyennée de la turbulence. On constate cependant toujours un écart simulation/expérience. Ainsi le rayon caractéristique du tourbillon n'est toujours pas constant et atteint sur ce dernier plan d'étude la valeur $r_c = 16$ mm.

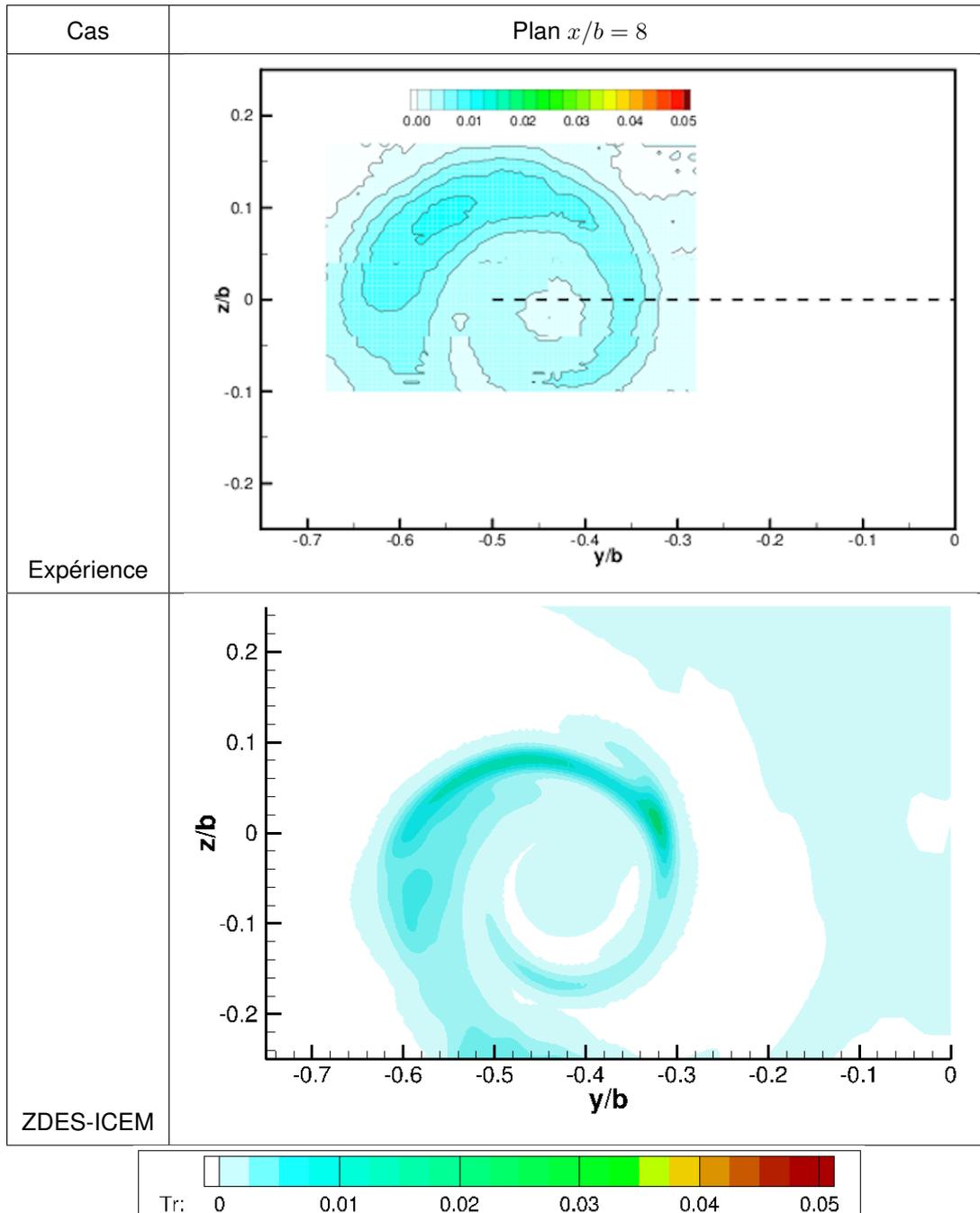


FIGURE 5.3 – Comparaison simulation/ expérience de la distribution de la moyenne temporelle de l'écart de température relatif dans le plan $x/b = 8$ pour la simulation ZDES-ICEM.

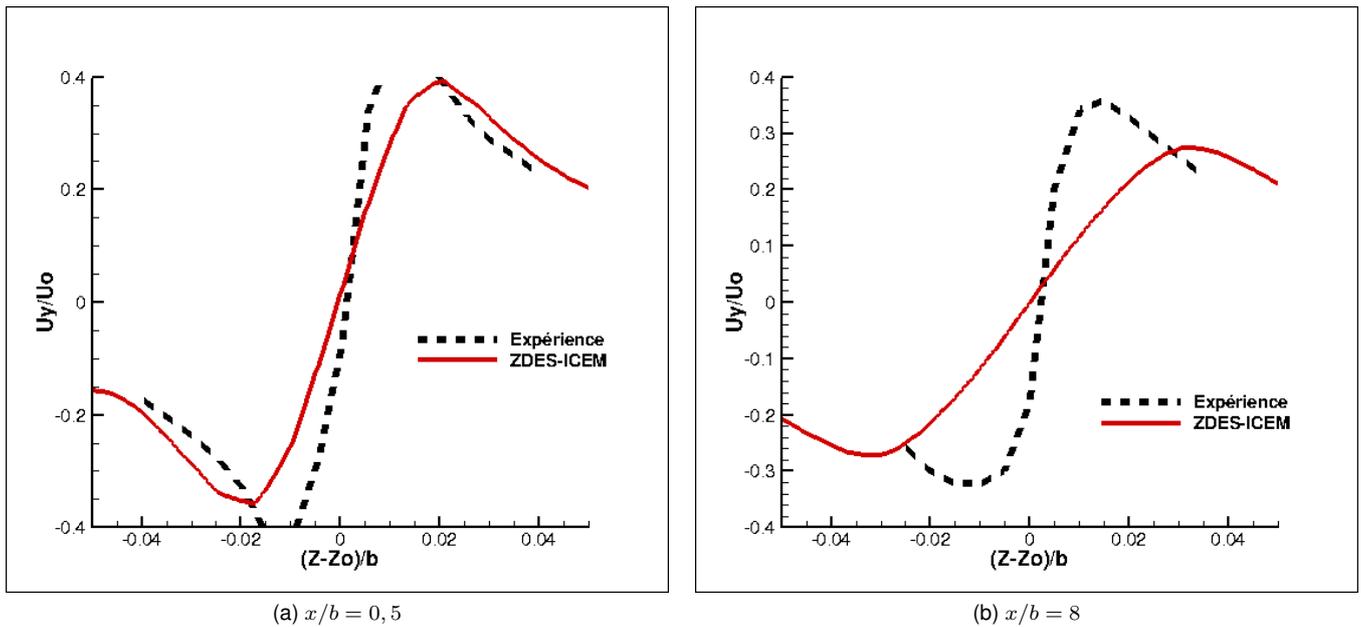


FIGURE 5.4 – Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans les plans $x/b = 0,5$ et $x/b = 8$ pour la simulation ZDES-ICEM.

Au final, l'utilisation d'une approche de simulation hybride RANS/LES démontre sa capacité à prédire le développement d'une interaction jet/tourbillon. En effet, la complémentarité des modèles numériques qui composent le modèle ZDES permet de résoudre convenablement les différentes catégories d'écoulements que l'on retrouve dans le cas test de l'interaction d'un jet chaud avec le sillage d'une aile NACA 0012.

Cependant, la mise en place de ce type de simulation reste complexe. La simulation sur le cas test a nécessité l'utilisation d'un grand nombre de ressources numériques. Ce type de simulation est alors difficilement réalisable dans le cadre de l'étude de la formation de traînées de condensation en aval d'une géométrie entière d'avion. En effet, il faudrait réussir à réaliser un maillage très complexe, raffiné dans les zones de développement des tourbillons de sillage et au niveau des parois extérieures de l'avion. Ce maillage posséderait alors un nombre de mailles beaucoup trop imposant.

Une solution pour réduire ces coûts de calculs et le travail de maillage serait d'utiliser la stratégie d'adaptation de maillage anisotrope présentée dans la section (4.3.4).

5.4 Simulation hybride RANS/LES de l'interaction jet/tourbillon sur un maillage généré par une procédure d'adaptation de maillage préliminaire

5.4.1 Objectif et configuration de la simulation numérique

La piste de l'utilisation de l'outil d'adaptation de maillage pourrait répondre à certaines limites mises en évidence lors de la mise en place et la réalisation de notre première simulation numérique RANS/LES (5.1). En effet, on a pu voir dans la section (4.3) que l'utilisation d'une stratégie d'adaptation de maillages peut permettre de faciliter le travail de création de maillage mais aussi de réduire significativement la taille des maillages utilisés.

Il existe des méthodes d'adaptation de maillages réalisés grâce aux solutions numériques de simulations instationnaires des grandes échelles de la turbulence (LES). Dans le cadre de cette étude, le couple formé par le solveur CHARME de CEDRE et l'outil d'adaptation de maillage Feflo.a ne permet pas ce type de processus d'adaptation. Par ailleurs, cette stratégie nécessiterait des coûts numériques très importants, vu qu'elle impliquerait la réalisation d'une succession de calculs hybrides RANS/LES sur un domaine d'étude caractérisé par de grandes dimensions.

Dans le cadre de cette thèse, une autre piste a été explorée afin de trouver une stratégie permettant de mettre en place des simulations hybrides RANS/LES de la formation de traînées de condensation avec une géométrie réaliste d'avion. Il s'agit de réaliser cette simulation sur un maillage préalablement adapté grâce à des approches moyennées de la modélisation de l'écoulement. Cette stratégie permet ainsi de générer un maillage raffiné au niveau du sillage et d'obtenir une première solution numérique RANS pour initialiser la simulation RANS/LES.

Dans cette étude, il a donc été décidé de réaliser une simulation RANS/LES utilisant le modèle ZDES implémenté dans CEDRE sur le maillage FT1600 obtenu par la procédure d'adaptation de maillage à la section (4.3.4). Cette simulation a pour but d'étudier le comportement de ce modèle de turbulence sur un maillage fortement anisotrope.

Pour rappel, le maillage FT1600 est constitué de 32.455.202 tétraèdres et ne possède pas de couches de prismes au niveau de l'aile NACA 0012. Il possède donc environ 2,7 fois moins d'éléments volumiques que le maillage ICEM utilisé pour la première simulation RANS/LES, ce qui va permettre de réduire significativement les coûts en ressources numériques. Cette diminution du nombre d'éléments n'ampute cependant pas la finesse de la discrétisation spatiale obtenue par le maillage adapté.

En effet, les figures [Fig. 5.5] et [Fig. 5.6] présentant le volume des éléments constituant respectivement le maillage FT1600 et le maillage ICEM dans le plan $x/b = 3$ permettent de vérifier que le maillage adapté possède une discrétisation spatiale au moins aussi fine que le maillage ICEM dans la partie du domaine où se développe le

tourbillon de sillage.

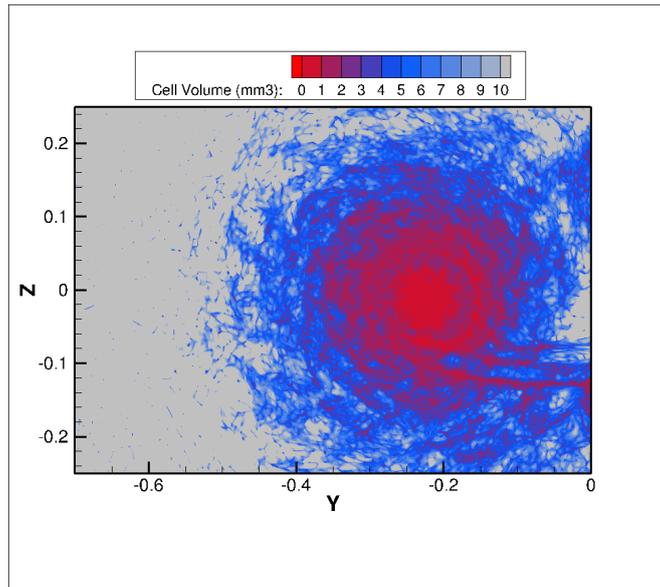


FIGURE 5.5 – Visualisation du volume des éléments du maillage FT1600 situés dans le plan $x/b = 3$.

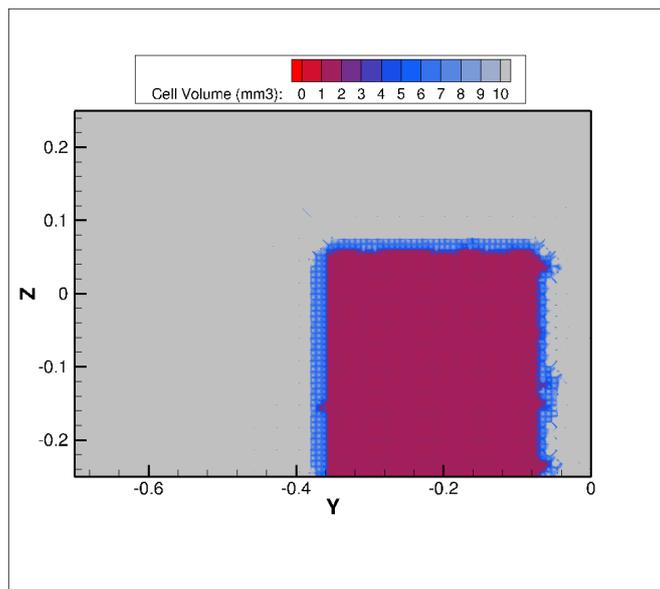


FIGURE 5.6 – Visualisation du volume des éléments du maillage ICEM situés dans le plan $x/b = 3$.

5.4.2 Analyse de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon pour une simulation RANS/LES sur un maillage adapté anisotrope

Distribution de l'écart de température relatif

La figure [Fig. 5.7] permet de comparer la distribution de la moyenne temporelle de l'écart de température relatif dans le plan $x/b = 8$ pour la simulation ZDES-FT1600 avec la distribution de l'écart de température relatif T_r obtenu expérimentalement.

L'enroulement du jet dans le tourbillon est significativement moins important que lors de la première simulation ZDES ou lors de l'expérience. On remarque aussi que la diffusion thermique du jet est plus restreinte et que la valeur moyenne de l'écart de température relatif au niveau du centre du jet est plus élevée.

L'utilisation du maillage adapté anisotropique, dans notre cas d'étude, semble détériorer la capacité du modèle à prédire l'interaction jet/tourbillon. On peut émettre l'hypothèse que la solution numérique pâtit, au même titre que les simulations RANS étudiées dans le chapitre précédent (4), d'une mauvaise modélisation de l'écoulement rotationnel. L'étude des profils de vitesse tangentielle a pour but de valider cette spéculation.

Profils de vitesse tangentielle

Les figures [Fig. 5.8] et [Fig. 5.9] présentent les profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire aux abscisses $x/b = 0,5$ et $x/b = 8$ obtenus à la suite des simulations hybrides RANS/LES.

À l'abscisse $x/b = 0,5$, la vitesse tangentielle atteint 32 % de la vitesse de l'écoulement d'entrée au niveau du rayon caractéristique se situant à une distance $(Z - Z_0)/b = 0,014$ de l'axe du tourbillon. On observe donc déjà une diminution de la vitesse de rotation du tourbillon.

L'étude du profil de vitesse tangentielle moyenne dans le plan $x/b = 8$ confirme que le modèle hybride ZDES ne fonctionne pas correctement avec le maillage adapté. En effet, ce profil de vitesse tangentielle pour cette simulation est comparable au profil obtenu à la suite de la simulation RANS utilisant un modèle de turbulence RSM.

Limites de la stratégie

Au final, on sait que les simulations instationnaires des grandes échelles de turbulence (LES) sont particulièrement dépendants de la discrétisation temporelle mais aussi de la discrétisation spatiale. C'est ce qui rend le travail de création de maillage complexe lors de l'utilisation de ce type d'approche. Le maillage FT1600 possède des mailles très anisotropes. Ceci n'est peut être pas adapté au filtre LES utilisé par le modèle ZDES. Deux pistes peuvent encore être explorées afin de réussir à mettre en place cette stratégie de simulation hybride RANS/LES de l'interaction jet/tourbillon. Premièrement, on peut imaginer la possibilité d'utiliser un senseur différent lors de la procédure d'adaptation de maillage. Celui-ci pourrait alors permettre de raffiner le maillage dans le centre tourbillon-

naire tout en limitant au maximum la déformation et l'asymétrie des mailles. Deuxièmement, il existe des modèles LES adaptés aux maillages anisotropes. Ceux-ci ne sont cependant pas implémentés dans le modèle hybride RANS/LES utilisé dans le code CEDRE.

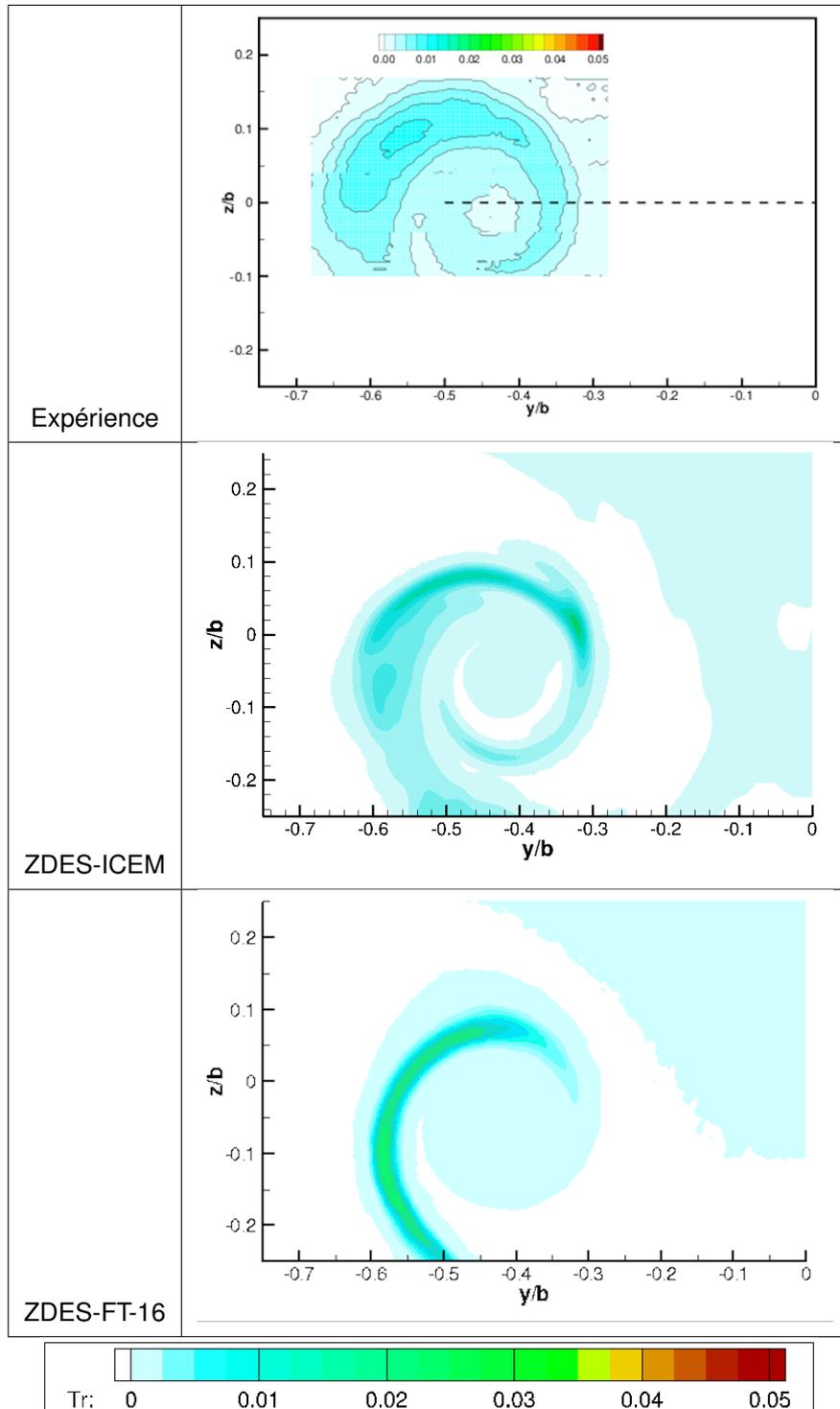


FIGURE 5.7 – Comparaison simulation/ expérience de la distribution de la moyenne temporelle de l'écart de température relatif dans le plan $x/b = 8$ pour les simulation ZDES-ICEM et ZDES-FT1600.

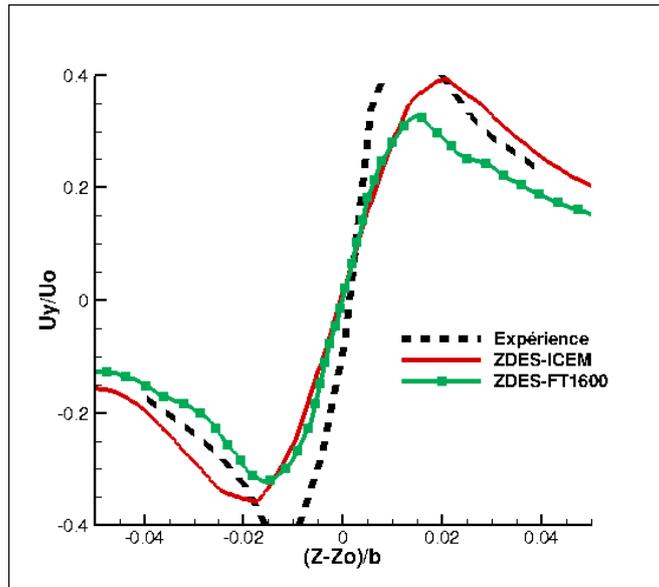


FIGURE 5.8 – Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 0,5$ pour les simulations ZDES-ICEM et ZDES-FT1600.

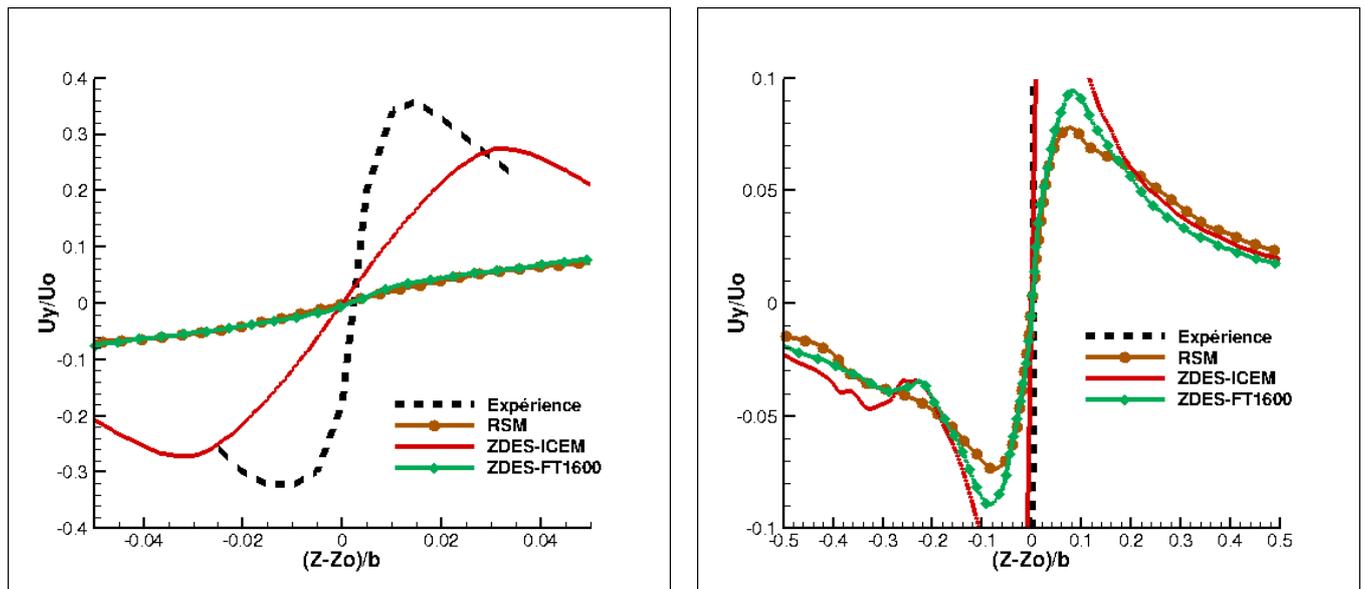


FIGURE 5.9 – Profils de la vitesse tangentielle moyenne centrés sur le noyau tourbillonnaire dans le plan $x/b = 8$ pour les simulations ZDES-ICEM et ZDES-FT1600.

Conclusion et perspectives

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont permis de mettre en place plusieurs stratégies de simulations numériques tridimensionnelles, avec le code multiphysique CEDRE, de l'interaction entre le sillage d'une aile NACA 0012 et un jet d'air chaud. Ces stratégies ont pour but d'améliorer la capacité à prédire l'évolution des champs de variables, ayant un rôle dans la formation des traînées de condensation et leur impact environnemental. En effet, l'interaction jet/tourbillon est un acteur principal de la dilution du panache dans l'atmosphère et donc de la dispersion des effluents d'avions.

Dans le cadre de ces travaux, plusieurs limites empêchent l'utilisation d'une géométrie complète d'avion pour comparer les différentes approches numériques permettant une simulation pertinente de l'interaction jet/tourbillon. Premièrement, cela entraînerait des coûts en ressources numériques trop importants. Deuxièmement, il existe peu de mesures expérimentales permettant de vérifier les résultats de telles simulations numériques.

Nous avons donc sélectionné un cas test permettant l'étude d'une interaction jet/tourbillon. Il s'agit de l'interaction jet/sillage d'une aile NACA0012 avec un jet d'air chaud qui a fait l'objet d'essais expérimentaux au sein de la soufflerie ONERA-F2. Ce cas a été le support des différentes approches et stratégies de simulations numériques que l'on souhaite, à terme, utiliser sur le cas d'un sillage d'une géométrie réaliste d'avion.

Plusieurs simulations numériques tridimensionnelles utilisant des approches moyennées de la turbulence ont été réalisées sur ce cas test. L'utilisation d'approches RANS dans le cadre de simulation de la formation de traînées de condensation a pour avantage d'engager des coûts en ressources numériques limités tout en facilitant leur mise en place.

Une première simulation numérique, utilisant le modèle RANS $k-\omega$ SST-Menter, a été menée sur un maillage non-structuré. Ce modèle de turbulence est robuste et pertinent dans l'optique d'une résolution de l'écoulement autour de géométries aéronautiques. Cependant, la comparaison de l'évolution des variables rendant compte de l'interaction jet/tourbillon expérimentale a mis en évidence certaines limites de ce modèle concernant sa capacité à résoudre l'écoulement rotationnel engendré par l'aile.

La piste pour contrer la dissipation numérique liée au modèle RANS $k-\omega$ SST-Menter a été de mettre en place une procédure d'adaptation de maillage anisotrope utilisant l'outil d'adaptation Feflo.a développé par l'INRIA. La

génération d'un maillage anisotrope a pour but de créer des concentrations de mailles orientées dans les zones d'intérêt de l'étude, où l'on constate une surestimation de la dissipation numérique. Dans notre cas, le choix de la norme de la vitesse d'écoulement transversale comme variable d'adaptation a permis la génération de maillages raffinés au niveau des centres tourbillonnaires et comportant plus de 10 millions d'éléments volumiques.

Une étude comparative a permis de valider l'utilisation d'une procédure d'adaptation s'affranchissant de la génération préalable de couches de prismes et permettant l'adaptation de mailles au niveau des zones de développement de couches limites. Cela expose un deuxième bénéfice que l'on peut tirer de l'utilisation de la procédure d'adaptation de maillage anisotrope dans le cadre de simulations RANS tridimensionnelles de la formation des traînées de condensation. En effet, l'intégration dans le domaine de calcul d'une géométrie réaliste d'avion entraîne un travail complexe et chronophage qui peut maintenant être en partie contourné par cette procédure.

Malgré les espoirs portés par l'utilisation de la procédure d'adaptation, l'étude de l'évolution de variables en aval de l'aile pour les simulations RANS $k-\omega$ SST-Menter réalisées sur les différents maillages adaptés a montré le maintien des problèmes de modélisation rencontrés lors de la première simulation.

L'utilisation d'un autre modèle de turbulence a donc été étudiée. Le modèle aux tensions de Reynolds DRSM SSG- ω implémenté dans CEDRE, a donc été sélectionné pour sa capacité à modéliser fidèlement les écoulements cisailés. Une meilleure prise en compte de la structure tourbillonnaire a, en effet, été observée, mais la structure tourbillonnaire obtenue reste peu conforme à celle observée expérimentalement. Ce modèle étant plus difficile à mettre en place que les modèles de fermeture à deux équations de transport, d'autres simulations numériques sont peut-être nécessaires pour conclure pertinemment sur la capacité des modèles aux tensions de Reynolds à modéliser une interaction jet/tourbillon.

Suite à l'incapacité des différentes simulations RANS à reproduire totalement l'interaction jet/tourbillon obtenue expérimentalement dans la soufflerie ONERA-F2, il a été décidé de se tourner vers l'utilisation d'approches instationnaires de modélisation de la turbulence et plus particulièrement vers une approche hybride RANS/LES. Cette approche a pour but de limiter les coûts numériques en utilisant une approche moyennée RANS $k-\omega$ SST-Menter dans les zones proches parois où se développent des couches limites tout en prenant en compte les instationnarités de l'écoulement dans le reste du domaine grâce à une approche LES (Large Eddy Simulation).

Dans cette étude, deux simulations numériques tridimensionnelles de notre cas test, utilisant l'approche hybride RANS/LES implémentée dans CEDRE, ont été réalisées.

La première a été mise en place sur un maillage non structuré, à plus de 89 millions de mailles. Elle a démontré la capacité du modèle hybride ZDES à prédire le développement d'une interaction jet/tourbillon, en étant la seule simulation prédisant un enroulement satisfaisant du jet dans le tourbillon de sillage ainsi que des profils de vitesse tangentielle centrés sur le noyau tourbillonnaire cohérents avec ceux observés expérimentalement. Cependant, cette simulation a aussi montré les défauts de cette méthode en ce qui concerne la forte consommation en res-

sources numériques. Cette stratégie de simulation numérique semble pour l'heure trop complexe à mettre en place dans le cadre d'un domaine de calcul prenant en considération une géométrie réaliste d'avion ainsi que son sillage sur plusieurs envergures.

La deuxième simulation numérique a été mise en place sur un maillage anisotrope, à plus de 32 millions de mailles, généré par une procédure d'adaptation de maillage couplée à des simulations RANS. Cette simulation avait pour but d'étudier la possibilité d'associer un maillage adapté anisotrope avec une simulation hybride RANS/LES afin de s'affranchir de la complexité du travail de création d'un maillage répondant aux critères de simulations aux grandes échelles mais aussi afin de diminuer le nombre d'éléments constituant le maillage.

Cette simulation, qui fût la dernière de notre étude, n'a pas permis d'obtenir des résultats numériques en adéquation avec les résultats de la première simulation RANS/LES ou avec les données expérimentales. Cependant la praticité de la mise en place de cette simulation ainsi que la possibilité à terme de pouvoir prendre en compte les instabilités atmosphériques font de cette stratégie de simulation une piste privilégiée pour les futures simulations tridimensionnelles de formation de traînées de condensation.

Ces résultats doivent être appréciés à la lumière d'incertitudes ouvrant diverses perspectives.

Tout d'abord, en ce qui concerne les approches moyennées de la modélisation de la turbulence, d'autres efforts peuvent encore être faits afin d'être capable de modéliser une interaction jet/tourbillon. D'une part, d'autres modèles de turbulence adaptés aux écoulements rotationnels sont encore disponibles. D'autre part, il serait intéressant d'étudier de nouvelles possibilités que peut offrir l'outil d'adaptation Feflo.a. Ainsi, d'autres variables d'adaptation peuvent être étudiées afin de réduire la dissipation numérique comme la norme de la vitesse secondaire avec fluctuation turbulente que l'on peut retrouver lors de la décomposition du tenseur de Reynolds. La procédure d'adaptation de maillage pourrait aussi être utilisée avec d'autres modèles de turbulence RANS adaptés aux écoulements rotationnels.

Concernant les approches instationnaires, une simulation tridimensionnelle de formation de traînées de condensation en aval d'une géométrie réaliste d'avion, sur un maillage répondant aux critères de simulations aux grandes échelles, pourrait être réalisée afin d'obtenir un résultat numérique de référence. La possibilité de l'utilisation de la procédure d'adaptation pour les approches instationnaires doit encore faire l'objet d'études complémentaires.

La procédure d'adaptation de maillage anisotrope reste un outil qui présente de nombreux avantages indispensables aux simulations numériques tridimensionnelles du sillage d'avions ainsi que de la formation de traînées de condensation. En effet, celle-ci permet de s'affranchir d'un travail complexe de création de maillage et permet de générer des maillages raffinés aux niveaux des zones de développement des tourbillons de sillage sans connaissance au préalable de l'emplacement de ces zones. C'est à dire qu'aucune donnée expérimentale n'est nécessaire au préalable afin de générer un maillage.

Au vu de l'impact environnemental lié à la formation des traînées de condensation et des cirrus induits, il pour-

rait être pertinent d'étudier l'influence des géométries aéronautiques sur ces questions dès leur conception. Des simulations numériques tridimensionnelles sur un domaine de calcul prenant en considération ces géométries seraient alors nécessaires et l'outil d'adaptation de maillage anisotrope pourrait faciliter la génération de maillages complexes et adaptés à l'étude de l'interaction jet/tourbillon. On pourrait alors élaborer des stratégies originales de mitigation technologique et opérationnelle de l'impact des traînées de condensation sur l'environnement à mettre en place lors des phases de conception des avions du futur.

Bibliographie

- H. ABBOTT et A. VON DOENHOFF : *Theory of Wing Sections, Including a Summary of Airfoil Data*. Dover Publications Inc., 1960.
- J. ANDERSON : *Fundamentals of Aerodynamics*. McGraw-Hill Science Engineering Math, 2001.
- H. APPLEMAN : The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, (34):14–20, 1953.
- A. BAKKER : Lectures on applied computational fluid dynamics. <https://www.bakker.org/>, 2008.
- C. L. BOTTASSO : Anisotropic mesh adaption by metric-driven optimization. *Int. J. Numer. Meth. Engng*, 60(3):597–639, 2004. URL <https://doi.org/10.1002/nme.977>.
- O. BOUCHER, D. RANDALL, P. ARTAXO, C. BRETHERTON, G. FEINGOLD, P. FORSTER, V.-M. KERMINEN, Y. KONDO, H. LIAO, U. LOHMANN, P. RASCH, S. SATHEESH, S. SHERWOOD, B. STEVENS et X. ZHANG : Clouds and aerosols. in : Report of the intergovernmental panel on climate change [stocker, t.f., d. qin, g.-k. plattner, m. tignor, s.k. allen, j. boschung, a. nauels, y. xia, v. bex and p.m. midgley (eds.)]. *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment*, 2013. URL <https://doi.org/10.1017/CB09781107415324.016>.
- S. BRUNET : *Etude numérique et expérimentale du mélange des jets de moteurs dans les tourbillons de sillage d'un avion de ligne*. Thèse, Université de Provence, 1999.
- R. BUSEN et U. SCHUMANN : Visible contrail formation from fuels with different sulfur contents. *Geophys. Res. Lett.*, 22(11):1357–1360, 1995. URL <https://doi.org/10.1029/95GL01312>.
- M. J. CASTRO-DIAZ, F. HECHT, B. MOHAMMADI et O. PIRONNEAU : Anisotropic mesh adaption by metric-driven optimization. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 25(4):475–491, 1998. URL [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1097-0363\(19970830\)25:4<475::AID-FLD575>3.0.CO;2-6](https://doi.org/10.1002/(SICI)1097-0363(19970830)25:4<475::AID-FLD575>3.0.CO;2-6).
- I. CELIK : Rans/les/des/dns : The future prospects of turbulence modeling. *ASME. J. Fluids Eng.*, 127(5):829–830, 2005. URL <https://doi.org/10.1115/1.2033011>.

- S. CHAILLAT, S. GROTH et A. LOSEILLE : Metric-based anisotropic mesh adaptation for 3d acoustic boundary element methods. *Journal of Computational*, 372:473–499, 2018. URL <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2018.06.048>.
- H. CHEN : Assessment of a reynolds stress closure model for appendage-hull junction flows. *Journal of Fluid Engineering*, 117(4):557–563, 1995.
- J. CHOW, G. ZILLIAC et P. BRADSHAW : Turbulence measurements in the near field of a wingtip vortex. Rap. tech. Technical Memorandum 110418, NASA, February 1997.
- S. C. CROW : Stability theory for a pair of trailing vortices. *AIAA J.*, 8(12):2172–2179, 1970. URL <https://doi.org/10.2514/3.6083>.
- B. DALY et F. HARLOW : Transport equations in turbulence. *Phys. Fluids*, 13:2634, 1970. URL <https://doi.org/10.1063/1.1692845>.
- S. DECK : Zonal-detached-eddy simulation of the flow around a high-lift configuration. *AIAA J.*, 44(11):2372–2384, 2005. URL <https://doi.org/10.2514/1.16810>.
- S. DECK : Recent improvements in the zonal detached eddy simulation (zdes) formulation. *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, 26:523–550, 2012. URL <https://doi.org/10.1007/s00162-011-0240-z>.
- J. DELUC : étude d’une interaction de jet avec un sillage d’une aile à f2. Rap. tech. ONERA PV 1/10243 DAFE/DSFM, ONERA, Février 2006.
- E. DOUVI, I. TSAVALOS et D. MARGARIS : Evaluation of the turbulence models for the simulation of the flow over a national advisory committee for aeronautics (naca) 0012 airfoil. *Journal of Mechanical Engineering Research*, 4(3):100–111, 03 2012.
- T. DÜRBECK et T. GERZ : Dispersion of aircraft exhausts in the free atmosphere. *J. Geophys.Res.*, 101(D20):26007–26015, 1996. URL <https://doi.org/10.1029/96JD02217>.
- T. EHRET et H. J. OERTEL : Calculation of wake vortex structures in the near-field wake behind cruising aircraft. *Atmospheric Environment*, 32(18):3089–3095, 1998. URL [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(98\)00112-5](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(98)00112-5).
- R. ETTENREICH : Wolkenbildung über einer feuersbrunst und an flugzeugabgasen. , 36, 355–356. *Meteorologische Zeitschrift*, 36, 1919.
- T. FAN, X. XIAO, J. EDWARDS, H. HASSAN et R. BAURLE : Hybrid les/rans simulation of a mach 3 shock wave / boundary layer interaction. In *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 06-09 January, Reno, Nevada, USA, 2003*. AIAA. URL <https://doi.org/10.2514/6.2003-80>.

- C. FERREIRA GAGO, S. BRUNET et F. GARNIER : Numerical investigation of turbulent mixing in a jet/wake vortex interaction. *AIAA Journal*, 40(2):276–284, 2002. URL <https://doi.org/10.2514/2.1643>.
- T. GERZ, T. DÜRBECK et P. KONOPKA : Transport and effective diffusion of aircraft emissions. *J. Geophys. Res. Atmospheres*, 103(D20):25905–25913, 1998. URL <https://doi.org/10.1029/98JD02282>.
- T. GERZ et T. EHRET : Wingtip vortices and exhaust jets during the jet regime of aircraft wakes. *Aerosp. Sci. Technol.*, 1(7):463–474, 1997. URL [https://doi.org/10.1016/S1270-9638\(97\)90008-0](https://doi.org/10.1016/S1270-9638(97)90008-0).
- T. GERZ, F. HOLZÄPFEL et D. DARRACQ : Commercial aircraft wake vortices. *Progress in Aerospace Sciences*, 38(3):181–208, 2002. URL [https://doi.org/10.1016/S0376-0421\(02\)00004-0](https://doi.org/10.1016/S0376-0421(02)00004-0).
- A. GETTELMAN, E. J. FETZER, A. ELDERING et F. W. IRION : The global distribution of supersaturation in the upper troposphere from the atmospheric infrared sounder. *J. Climate*, 19(23):6089–6103, 2006. URL <https://doi.org/10.1175/JCLI3955.1>.
- W. GHEDHAIFI, A. BIENNER, R. MEGHERBI, E. MONTREUIL, E. TERRENOIRE, X. VANCASSEL et A. LOSEILLE : Influence of atmospheric conditions on contrail formation : 3D simulation versus Schmidt- Appleman criterion. In *ISABE 2019 - 24th ISABE Conference*, Canberra, Australia, sept. 2019. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02470854>.
- GIEC : Giec, 2013 : Glossaire [planton, s. (coord.)]. in : Changements climatiques 2013 : Les éléments scientifiques. [stocker, t.f., d. Qin, g.-k. Plattner, m. Tignor, s.k. Allen, j. Boschung, a. Nauels, y. Xia, v. Bex et p.m. Midgley (dir. publ.)]. *Contribution du Groupe de travail I au cinquième Rapport d'évaluation du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat*, 2013.
- W. HAASE, B. AUPOIX, U. BUNGE et D. SCHWAMBORN : *FLOMANIA - A European initiative on flow physics modelling*. In *Notes on numerical fluid mechanics and multidisciplinary design, Volume 14*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- H. HOSHIZAKI : *Study of High-altitude Aircraft Wake Dynamics*. Report. Lockheed Palo Alto Research Laboratory, 1972. URL <https://books.google.fr/books?id=T5GgzQEACAAJ>.
- L. JACQUIN et F. GARNIER : On the dynamics of engine jets behind a transport aircraft. In *Symposium, The characterisation & modification of wakes from lifting vehicles in fluids*, p. 37.1–37.8, Trondheim, Norway, 1996. AGARD CP 584.
- J. JENSEN, O. TOON, S. KINNE, G. SACHSE, B. ANDERSON, K. ROLAND CHAN, T. C.H., B. GANDRUD, A. HEYM-SFIELD et R. MIAKE-LYE : Environmental conditions required for contrail formation and persistence. *Geophys. Res. Lett. Atmospheres*, 103(D4):3929–3936, 1998. URL <https://doi.org/10.1029/97JD02808>.

- E. JOUBARNE et F. GUIBAULT : 3d metric-based anisotropic mesh adaptation for vortex capture. *Mathematics and Computers in Simulation*, 82(1):163–180, 2011. URL <https://doi.org/10.1016/j.matcom.2011.02.004>.
- J.-C. KHOU, W. GHEDHAÏFI, X. VANCASSEL et F. GARNIER : Spatial simulation of contrail formation in near-field of commercial aircraft. *J. Aircraft*, 52(6):1927–1938, 2015. URL <https://doi.org/10.2514/1.C033101>.
- D. KOLOMENSKIY et R. PAOLI : Numerical simulation of the wake of an airliner. *Journal of Aircraft*, 55(4):1689–1699, 07 2018.
- D. KOLOMENSKIY, R. PAOLI et J.-F. BOUSSUGE : Hybrid rans-les simulation of wingtip vortex dynamics. In *4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting, 03 June - 07 August*. ASME, 2014.
- B. KÄRCHER : Physicochemistry of aircraft-generated liquid aerosols, soot, and ice particles : 1. model description. *J. Geophys.Res. Atmospheres*, 103(D14):17111–17128, 1998. URL <https://doi.org/10.1029/98JD01044>.
- B. KÄRCHER, U. BURKHARDT, A. BIER, L. BOCK et I. J. FORD : The microphysical pathway to contrail formation. *J. Geophys.Res. Atmospheres*, 120(D15):7893–7927, 2015. URL <https://doi.org/10.1002/2015JD023491>.
- B. KÄRCHER, M. M. HIRSCHBERG et P. FABIAN : Small-scale chemical evolution of aircraft exhaust species at cruising altitudes. *J. Geophys.Res. Atmospheres*, 101(D10):15169–15190, 1996a. URL <https://doi.org/10.1029/96JD01059>.
- B. KÄRCHER, T. PETER, U. M. BIERMANN et U. SCHUMANN : The initial composition of jet condensation trails. *J. Atmos. Sci.*, 53(21):3066–3083, 1996b. URL [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1996\)053<3066:TIC0JC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1996)053<3066:TIC0JC>2.0.CO;2).
- H. LAMB : *Hydrodynamics*. Cambridge University Press, 1932.
- B. LAUNDER, G. REECE et W. RODI : Progress in the development of a reynolds-stress turbulence closure. *J. Fluid Mech.*, 68(3):537–566, 1975. URL <https://doi.org/10.1017/S0022112075001814>.
- D. LEE, D. FAHEY, A. SKOWRON, M. ALLEN, U. BURKHARDT, Q. CHEN, S. DOHERTY, S. FREEMAN, P. FORSTER, J. FUGLESTVEDT, A. GETTELMAN, R. DE LEON, L. LIM, M. LUND, R. MILLAR, B. OWEN, J. PENNER, G. PITARI, M. PRATHER, R. SAUSEN et L. WILCOX : The contribution of global aviation to anthropogenic climate forcing for 2000 to 2018. *Atmospheric Environment*, p. 1352–2310, 2020. URL <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2020.117834>.
- D. C. LEWELLEN et W. S. LEWELLEN : Large-eddy simulations of the vortex-pair breakup in aircraft wakes. *AIAA Journal*, 34(11):2337–2345, 1996. URL <https://doi.org/10.2514/3.13399>.
- P. LOIRET : étude expérimentale du sillage tourbillonnaire d'un avion dans sa phase proche de formation dans la soufflerie f2 (eurowake). Rap. tech. ONERA PV 10/2496 ANG, ONERA, DSFM Juillet 1998.

- A. LOSEILLE : *Adaptation de maillage anisotrope 3D multi-échelles et ciblée à une fonctionnelle pour la mécanique des fluides : Application à la prédiction haute-fidélité du bang sonique*. Thèse de doctorat, Paris VI, 2008. URL <http://www.theses.fr/2008PA066622>. Thèse de doctorat dirigée par Alauzet, Frédéric et Dervieux, Alain Mathématiques appliquées Paris 6 2008.
- A. LOSEILLE : *Chapter 10 - Unstructured Mesh Generation and Adaptation*, in Handbook of Numerical Analysis (Volume 18). Édité par Abgrall, R. et Shu, C.-W, Elsevier, 2017.
- J. A. MANION, R. E. HUIE, R. D. LEVIN, D. R. BURGESS JR, V. L. ORKIN, W. TSANG, W. S. MCGIVERN, J. W. HUDGENS, V. D. KNYAZEV, D. B. ATKINSON, E. CHAI, A. M. TEREZA, C.-Y. LIN, T. C. ALLISON, W. G. MALLARD, F. WESTLEY, J. T. HERRON, R. F. HAMPSON et D. H. FRIZZELL : Nist chemical kinetics database, nist standard reference database 17, version 7.0 (web version), release 1.6.8, data version 2015.09. <http://kinetics.nist.gov/>, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, 20899-8320 2015.
- V. MENIER : *Numerical Methods and Mesh Adaptation for reliable RANS Simulations*. Thèse, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2015.
- F. MENTER, M. KUNTZ et R. LANGTRY : Ten years of industrial experience with the sst turbulence model. *Heat and Mass Transfer*, 4:625–632, 2003.
- F. R. MENTER : Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA J.*, 32(8):1598–1605, 1994. URL <https://doi.org/10.2514/3.12149>.
- F. MENTER et M. KUNTZ : Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles. *The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics*, 19, 2004. URL https://doi.org/10.1007/978-3-540-44419-0_30.
- P. MINNIS, S. BEDKA, D. DUDA, K. BEDKA, T. CHEE, J. AYERS, R. PALIKONDA, D. SPANGENBERG, K. KHLOPENKOV et R. BOEKE : Linear contrail and contrail cirrus properties determined from satellite data. *Geophys.Res.Lett.*, 40(12):3220–3226, 2013. URL <https://doi.org/10.1002/grl.150569>.
- P. MOLTON : Dynamique des sillages de tourbillons d'avions : Etude expérimentale de l'interaction jet/sillage dans la soufflerie f2. analyse des résultats et base de données.(convention dgac phywake). Rap. tech. ONERA Rapport Technique 10/25336 DAAA, ONERA, Janvier 2021.
- E. MONTREUIL, W. GHEDHAIFI, V. CHMIELARSKI, F. VUILLOT, F. GAND et A. LOSEILLE : Numerical simulation of contrail formation on the common research model wing/body/engine configuration. *In AIAA Aviation 2018 Forum : Atmospheric and Space Environments Conference ; June 25-29, Atlanta, Georgia, USA, 2018*. AIAA. URL <https://doi.org/10.2514/6.2018-3189>.

- R. MOREAU : L'atmosphère et l'enveloppe gazeuse de la terre, encyclopédie de l'environnement [issn 2555-0950], 2020. URL <https://www.encyclopedie-environnement.org/air/atmosphere-et-lenveloppe-gazeuse-de-terre/>.
- G. MYHRE, D. SHINDELL, F.-M. BRÉON, W. COLLINS, J. FUGLESTVEDT, J. HUANG, D. KOCH, J.-F. LAMARQUE, D. LEE, B. MENDOZA, T. NAKAJIMA, A. ROBOCK, G. STEPHENS, T. TAKEMURA et H. ZHANG : Anthropogenic and natural radiative forcing. in : Report of the intergovernmental panel on climate change [stocker, t.f., d. qin, g.-k. plattner, m. tignor, s.k. allen, j. boschung, a. nauels, y. xia, v. bex and p.m. midgley (eds.)]. *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment*, 2013. URL <https://doi.org/10.1017/CB09781107415324.018>.
- R. PAOLI, D. CARIOLLE et R. SAUSEN : Review of effective emissions modeling and computation. *Geosci. Model Dev.*, 4:643–667, 2011.
- R. PAOLI, J. HÉLIE et T. POINSOT : Contrail formation in aircraft wakes. *J. Fluid Mech.*, 502:361–3730, 2004. URL <https://doi.org/10.1017/S0022112003007808>.
- R. PAOLI, F. LAPORTE et B. CUENOT : Dynamics and mixing in jet/vortex interactions. *Physics of Fluids*, 15(7): 1843-1860, 2003. URL <https://doi.org/10.1063/1.1575232>.
- R. PAOLI, L. NYBELEN, J. PICOT et D. CARIOLLE : Effects of jet/vortex interaction on contrail formation in supersaturated conditions. *Physics of Fluids*, 25:053305, 2013.
- R. PAUGAM, D. CARIOLLE et R. PAOLI : Influence of vortex dynamics and atmospheric turbulence on the early evolution of a contrail. *Atmos. Chem. Phys.*, 10:3933–3952, 2010. URL <https://doi.org/10.5194/acp-10-3933-2010>.
- A. PETZOLD, R. BUSEN, F. P. SCHRÖDER, R. BAUMANN, M. KUHN, J. STRÖM, D. E. HAGEN, P. D. WHITEFIELD, D. BAUMGARDNER, F. ARNOLD, S. BORRMANN et U. SCHUMANN : Near-field measurements on contrail properties from fuels with different sulfur content. *J. Geophys. Res. Atmospheres*, 102(D25):29867-29880, 1997. URL <https://doi.org/10.1029/97JD02209>.
- M. PONATER, S. MARQUART et R. SAUSEN : Contrails in a comprehensive global climate model : Parameterization and radiative forcing results. *J. Geophys. Res. Atmospheres*, 107(D13):ACL 2–1–ACL 2–15, 2002. URL <https://doi.org/10.1029/2001JD000429>.
- A. REFLOCH, B. COURBET, A. MURRONE, P. VILLEDIEU, C. LAURENT, P. GILBANK, J. TROYES, L. TESSÉ, G. CHAÏNERAY, J. B. DARGAUD, E. QUÉMERAS et F. VUILLOT : Cedre software. *AerospaceLab J.*, p. 1–10, 2011. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01182463>.

- F. P. RICOU et D. B. SPALDING : Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *J. Fluid Mech.*, 11(1):21–32, 1961. URL <https://doi.org/10.1017/S0022112061000834>.
- K. SASSEN, Z. WANG et D. LIU : Global distribution of cirrus clouds from cloudsat/cloud-aerosol lidar and infrared pathfinder satellite observations (calipso) measurements. *J. Geophys. Res. Atmospheres*, 113(D8):D00A12, 2008. URL <https://doi.org/10.1029/2008JD009972>.
- D. SCHERRER, F. CHEDEVERGNE, P. GRENARD, J. TROYES, A. MURRONE, E. MONTREUIL, F. VUILLOT, N. LUPOGLAZOFF, M. HUET, B. SAINTE-ROSE, P. THORIGNY, N. BERTIER, J.-M. LAMET, T. LE PICHON, E. RADENAC, A. NICOLE, L. MATUSZEWSKI et M. ERRERA : Recent cedre applications. *Aerosp. Lab. J.*, 1(2):1–28, 2011. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01182477>.
- H. SCHLAGER, P. KONOPKA, P. SCHULTE, U. SCHUMANN, H. ZIEREIS, F. ARNOLD, M. KLEMM, D. E. HAGEN, P. D. WHITEFIELD et J. OVARLEZ : In situ observations of air traffic emission signatures in the north atlantic flight corridor. *J. Geophys. Res. Atmospheres*, 102(D9):10739–10750, 1997. URL <https://doi.org/10.1029/96JD03748>.
- E. SCHMIDT : Die entstehung von eisnebel aus den auspuffgasen von flugmotoren. *Schriften Dtsch. Akad. Für Luftfahrtforsch.*, (44):1–15, 1941. URL <https://elib.dlr.de/107948/>.
- U. SCHUMANN : On conditions for contrail formation from aircraft exhausts. *Meteorol. Z.*, 5(1):4–23, 1996. URL <https://dx.doi.org/10.1127/metz/5/1996/4>.
- U. SCHUMANN, H. SCHLAGER, F. ARNOLD, R. BAUMANN, P. HASCHBERGER et O. KLEMM : Dilution of aircraft exhaust plumes at cruise altitudes. *Atmos. Environ.*, 32(18):3097–3103, 1998. URL [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(97\)00455-X](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(97)00455-X).
- J. SMAGORINSKY : General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Mon. Wea. Rev.*, 91(3):99–164, 1963. URL [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1963\)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2).
- P. SPALART, W. JOU, M. STRELETS et S. ALLMARAS : Comments on the feasibility of les for wings, and on a hybrid rans/les approach. *In Adv. DNS/LES, 1st AFOSR International Conference on DNS/LES, August 4-8, Ruston, Louisiana, USA, 1997*. Louisiana Tech University.
- P. R. SPALART, S. DECK, M. L. SHUR, K. D. SQUIRES, M. K. STRELETS et A. TRAVIN : A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 20:181, 2006. URL <https://doi.org/10.1007/s00162-006-0015-0>.
- C. SPEZIALE, S. SARKAR et T. GATSKI : Modelling the pressure–strain correlation of turbulence : an invariant dynamical systems approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 227:245–272, 1991.

- P. SPICHTINGER, K. GIERENS et W. READ : The global distribution of ice-supersaturated regions as seen by the microwave limb sounder. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 129(595):3391–3410, 2003. URL <https://doi.org/10.1256/qj.02.141>.
- M. STRELETS : Detached eddy simulation of massively separated flows. *In 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 08-11 January*, Reno, Nevada, USA, 2001. AIAA. URL <https://doi.org/10.2514/6.2001-879>.
- G. TABOR et M. BABA-AHMADIB : Inlet conditions for large eddy simulation : A review. *Computers & Fluids*, 39(4): 553–567, 2010. URL <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2009.10.007>.
- A. TAM, D. AIT-ALI-YAHIA, M. P. ROBICHAUD, M. MOORE, V. KOZEL et W. G. HABASHI : Anisotropic mesh adaptation for 3d flows on structured and unstructured grids. *Comput. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, 189(4):1205–1230, 2000. URL [https://doi.org/10.1016/S0045-7825\(99\)00374-6](https://doi.org/10.1016/S0045-7825(99)00374-6).
- S. UNTERSTRASSER et N. GÖRSCH : Aircraft-type dependency of contrail evolution. *Geophys. Res. Lett. Atmospheres*, 119(24):14,015–14,027, 2014. URL <https://doi.org/10.1002/2014JD022642>.
- M.-G. VALLET, C.-M. MANOLE, J. DOMPIERRE, S. DUFOUR et F. GUIBAULT : Numerical comparison of some hessian recovery techniques. *Int. J. Numer. Meth. Engng*, 72(8):987–1007, 2007. URL <https://doi.org/10.1002/nme.2036>.
- D. WILCOX : *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, 1998.

Titre : Simulation de l'interaction jet/tourbillon dans le sillage d'un avion et son impact sur la formation des traînées de condensation en utilisant l'approche RANS et l'approche hybride RANS/LES

Mots clés : Traînées de condensation, simulations numériques tridimensionnelles, interaction jet/tourbillon, approches hybrides RANS/LES, adaptation de maillage anisotrope

Résumé : Dans le cadre des études portant sur l'impact de l'aviation sur le changement climatique, les traînées de condensation et les cirrus induits font partie des phénomènes présentant le plus d'incertitudes quant à leur rôle. Dans ce contexte, cette thèse vise à sélectionner une stratégie de simulation numérique permettant de prévoir au mieux l'interaction jet/tourbillon dans le sillage des avions. En effet, une simulation fidèle de la formation d'une traînée de condensation doit s'appuyer sur une modélisation satisfaisante de cette interaction. Différentes stratégies de simulation numérique ont été testées sur un domaine de calcul reprenant la configuration d'une expérience en soufflerie étudiant l'évolution de jets d'air chaud dans le sillage d'une aile avec un profil NACA0012. Les résultats des simulations tridimensionnelles de l'écoulement aérodynamique autour et dans le sillage de cette configuration ont été réalisées à l'aide du code CEDRE de l'ONERA et ont été comparés aux données expérimentales obtenues lors de campagnes de mesures menées dans la soufflerie ONERA-F2. Les premières simulations numériques ont mis en évidence les limites des approches moyennées de la modélisation

de la turbulence à prédire l'évolution du tourbillon de sillage sur plusieurs envergures dans le sillage de l'aile. Couplée à des simulations RANS, l'utilisation de l'outil d'adaptation de maillage anisotrope Feflo.a développé par l'INRIA a permis de générer des maillages anisotropes raffinés dans la zone de développement du tourbillon. Une simulation numérique utilisant une approche RANS/LES de la modélisation de la turbulence a montré la capacité de ce modèle de turbulence à prédire l'évolution d'une interaction jet/tourbillon. Cette approche n'est cependant pas compatible avec l'utilisation d'un maillage anisotrope. La procédure d'adaptation de maillage et les approches hybride RANS/LES montrent cependant un fort potentiel dans l'optique d'une simulation réaliste de la modélisation tridimensionnelle de la formation des traînées de condensations. Ce travail, par la stratégie de calcul mise en place, permettra d'appréhender le rôle de certains paramètres clés liés à l'avion comme sa géométrie sur les propriétés microphysiques de la traînée de condensation.

Title : Simulation of the aircraft jet/wake interaction and its impact on contrail formation using RANS and RANS/LES hybrid approaches

Keywords : Contrails, three-dimensional numerical simulation, jet/vortex interaction, hybrid RANS/LES approaches, anisotropic mesh adaptation

Abstract : In the framework of the impact of aviation on climate change studies, contrails and induced cirrus clouds are among the phenomena with the most uncertainty concerning their role. In this context, this thesis aims to select a numerical simulation strategy to better simulate the jet/vortex interaction in the wake of aircraft. Indeed, a faithful simulation of the formation of a contrail must be based on a satisfactory modeling of this interaction. Different numerical simulation strategies have been performed on a computational domain based on the configuration of a wind tunnel experiment studying the evolution of hot air jets in the wake of a wing with a NACA0012 profile. The results of the three-dimensional simulations of the aerodynamic flow around and in the wake of this configuration were carried out using the code CEDRE of ONERA and were compared to the experimental data obtained during measurement campaigns carried out in the ONERA-F2 wind tunnel. The numerical simulations highlighted the limits of Reynolds-averaged Navier-

Stokes turbulence models to predict the evolution of the wake vortex over several spans in the wake of the wing. Coupled with RANS simulations, the use of the anisotropic mesh adaptation tool Feflo.a developed by INRIA allowed generating refined anisotropic meshes in the vortex development area. A numerical simulation using a RANS/LES approach to turbulence modelling has shown the ability of this turbulence model to predict the evolution of a jet/vortex interaction. However, this approach is not compatible with the use of an anisotropic mesh. The mesh adaptation procedure and the hybrid RANS/LES approach show however a strong potential in the perspective of a realistic simulation of the three-dimensional modeling of contrails formation. This work, through its computational strategy, will enable to apprehend the role of certain key parameters related to the aircraft such as its geometry on the microphysical properties of the contrails.