N ° d'ordre 40145 Année : 2009

THÈSE

Pour l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LILLE 1- SCIENCES ET TECHNOLOGIES

Discipline: Mécanique

présentée par

Xi WANG

Prédiction et analyse numérique d'écoulements turbulents avec transfert thermique dans des cavités ventilées à l'aide d'un modèle à relaxation elliptique

Soutenue le 27 Novembre 2009
devant le jury composé de:

M. Bouzidi	Université Clermont 2, France	Rapporteur
V. Feldheim	Université de Mons - Faculté Polytechnique, Belgique	Examinateur
S. Lassue	Université d'Artois - Faculté des Sciences Appliquées, France	Examinateur
G. Mompean	Université Lille 1 - Polytech'Lille, France	Examinateur
A. Ouahsine	Université de Technologie de Compiègne, France	Rapporteur
H. Naji	Université Lille 1 – Polytech'Lille, France	Directeur de thèse

LABORATOIRE de MECANIQUE de LILLE UMR CNRS 8107

E.C. LILLE E.N.S.A.M. U.S.T.L.

POLYTECH LILLE

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au sein de l'Université Lille 1-Sciences et Technologies / Polytech'Lille et du Laboratoire de Mécanique de Lille (LML). Je tiens donc tout d'abord à remercier l'ensemble du personnel enseignant et administratif pour leur accueil et leur convivialité.

Je tiens à manifester ma plus profonde et sincère reconnaissance envers mon directeur de thèse Monsieur **H. Naji** pour m'avoir offert la possibilité de réaliser ce travail. Sa rigueur scientifique, ses conseils avisés et ses précieuses remarques m'ont aidé et motivé dans la réalisation de cette thèse. Il a su m'orienter et m'apporter l'optimisme et la confiance nécessaire à la réalisation d'un tel projet. Pour tout cela, merci.

Je remercie également Monsieur **G. Mompean** pour son aide et pour m'avoir fait l'honneur d'être président du jury.

Je souhaite remercier très sincèrement Monsieur **M. Bouzidi** et Monsieur **A. Ouahsine** pour avoir consacré une partie de leurs temps comme rapporteurs.

J'adresse un remerciement particulier à Madame **V. Feldheim** et Monsieur **S. Lassue**, pour m'avoir fait l'honneur de participer au jury.

Enfin, un grand merci à :

mon père Wang YiGan et ma mère He DeXia, pour leur persévérance, leur patience et pour leur soutien sans faille;

ma femme Peng Cheng, pour sa patience, son soutien et ses encouragements durant cette thèse. Sans elle, je n'aurais pas pu surmonter les périodes de stress et de doute. Puisse cette thèse être le début de la réalisation de nos rêves ….

tous ceux qui m'ont aidé à Nanjing, à Saint-Étienne, à Toulouse et à Lille.

Table des matières

Introduction générale **1**

Chapitre 1 Etude bibliographique **4**

1.1 Introduction 4

1.2 Systèmes de ventilation 4

1.2.1 Classification des systèmes de ventilation 4

1.2.2 Influence des parois 6

1.3 Problèmes majeurs pour l'écoulement dans une cavité 7

1.4 Modélisation de la turbulence 10

1.4.1 Equations gouvernant l'écoulement 10

1.4.2 Modèles de la turbulence 11

1.4.2.1 Simulation des grandes échelles (LES) 12

1.4.2.2 Modélisation statistique- équations moyennées 12

1.4.2.3 Modèles à contraintes de Reynolds 14

1.4.2.4 Modèles à viscosité turbulente 20

A) Modèle à zéro équation 21

B) Modèle à une équation : modèle *k -l* 22

C) Modèle à deux équations 22

D) Modèle à trois équations: modèle de Durbin 28

1.5 Récapitulation des modèles d'écoulements 31

1.6 Résolution numérique 32

1.7 Modèles turbulences considérés 33

1.8 Conclusion 34

Chapitre 2 Etude a priori du modèle v^2-f **35**

2.1 Introduction 35

2.2 Ecoulement 3D isotherme dans une cavité ventilée 35

2.2.2 Equations de transport 36

2.2.3 Conditions aux limites 37

2.2.4 Résolution numérique du problème 38

2.2.5 Résultats numériques 38

2.2.5.1 Indépendance des résultats vis-à-vis du maillage 38

2.2.5.2 Justification de l'écoulement proche paroi 38

2.2.5.3 Analyse des résultats 39

2.3 Ecoulement bidimensionnelle avec transfert de chaleur dans une cavité ventilée....41
2.3.1 Equations de transport....41
2.3.2 Conditions aux limites....43
2.3.3 Résultats numériques....43
2.3.3.1 Indépendance des résultats vis-à-vis du maillage....43
2.3.3.2 Justification de l'écoulement en proche paroi....44
2.3.3.3 Analyse des résultats....44
2.4 Conclusion....52
Chapitre 3 Caractérisation de l'écoulement tridimensionnel avec transfert de chaleur dans une cavité ventilée 53
3.1 Introduction....53
3.2 Ecoulement tridimensionnel nonisotherme dans une cavité ventilée....53
3.3. Equations de transport et conditions aux limites....54
3.4. Résultats numériques....55
3.4.1 Indépendance des résultats vis-à-vis du maillage....56
3.4.2. Justification de l'écoulement proche paroi....56
3.5. Résultats numériques- Cas chaud....57
3.5.1 Analyse des profils de vitesse et de température....57
3.5.2. Caractérisation de la turbulence....62
3.5.3. Profils des contraintes normales turbulentes....64
3.5.4 Profils des tensions de cisaillement turbulentes....66
3.5.5 Transfert de chaleur....67
3.6. Analyse des résultats - Cas froid....69
3.6.1 Analyse des profils de vitesse et de température....69
3.6.2.Caractérisation de la turbulence....74
3.6.3.Distribution des contraintes normales turbulentes....75
3.6.4.Profils des tensions de cisaillement turbulentes....76
3.6.5. Transfert de chaleur (Nu)....77
3.7 Résumé et discussions....78
3.8. Conclusion....79
Chapitre 4 Prédiction de l'écoulement tridimensionnel et du confort thermique dans un bureau ventilé 81
4.1 Introduction....81
4.2 Ecoulement tridimensionnel non-isotherme dans un habitat....81
4.3 Equations de transport et conditions aux limites....82

4.4 Résolution numérique du problème 84
4.4.1 Etude du maillage 85
4.4.2 Etude du rayonnement 87
4.4.3 Paramètres de résolution adoptés 90
4.5 Résultats numériques 90
4.5.1 Analyse des profils de vitesse 97
4.5.2 Analyse des profils de température 101
4.5.3 Caractérisation de la turbulence 103
4.5.4 Profils des contraintes normales turbulentes 104
4.5.5 Transfert de chaleur 106
4.6 Modèle de confort thermique 111
4.6.1 Les indices du modèle de Fanger 113
4.6.2 Les limites et inconvénients du PMV 115
4.6.3 Résultats numériques 116
4.7 Conclusion 121
Conclusions et perspectives **122**
Références **126**
Liste des publications **131**

Table des figures

Figure 1. 1: Illustration des ventilations par brassage d'air et par déplacement. 6
Figure 1. 2: Effet Couanda 7
Figure 1. 3 : Point de séparation 7
Figure 1. 4: Schéma de la subdivision de couche limite 19
Figure 1. 5: Schéma du traitement à proximité de paroi et modèle à deux couches 19
Figure 1. 6: typologie des modèles de turbulence 32
Figure 1. 7: Maillage adopté 33
Figure 2. 1: Système de coordonnées et géométrie de la cavité. 35
Figure 2. 2: Profils du module de la vitesse U à x/L=0,5 dans le plan médian à Re=7000. 39
Figure 2. 3: Lignes de courant obtenues par le modèle $\overline{v^2} - f$ à z/H=0.5 (plan médian) à Re=7000. 40
Figure 2. 4: Comparaisons entre les résultats et les données: (a) v^2/k; (b) f à x/H=0.34 et z/H=0.5 à Re=7000. 40
Figure 2. 5: Système de coordonnées et géométrie de la cavité 41
Figure 2. 6: Profils de vitesse U à x/H =0.5 à Re=9923. 44
Figure 2. 7: Lignes de courant obtenues par modèle v^2-f à Re=9923. 45
Figure 2. 8: Comparaisons des prédictions et des données de la littérature à x/H=0.5 à Re=9923. 46
Figure 2. 9: Lignes de courant obtenues par (a) modèle RNG $k-\varepsilon$, (b) modèle RSM, (c) modèle v^2-f, (d) modèle SST $k-\omega$ à Re=9923. 47
Figure 2.10: Isothermes obtenues par (a) modèle RNG $k-\varepsilon$, (b) modèle RSM, (c) modèle v^2-f, (d) modèle SST $k-\omega$ à Re=9923. 48
Figure 2. 11: Comparaisons des prédictions et des données de la littérature à x/H=0.52 à Re=9923. 49
Figure 2. 12: Comparaisons des prédictions issues des modèles retenus à y/H=0.52 à Re=9923. 51
Figure 2. 13: Comparaisons des prédictions du transfert de chaleur à la paroi (y=0 m) à Re=9923. 51
Figure 3. 1: Système de coordonnées et géométrie de la cavité 53
Figure 3. 2: Conditions aux limites 54
Figure 3. 3: Profils de la vitesse moyenne U à z = 2.32 dans le plan médian (x = 1.55). Comparaison de trois maillages à Re=13360. 56
Figure 3. 4: Contours de la vitesse moyenne dans le plan médian (x=1.55 m) prédits par (a) $k-\omega$ SST ; (b) RNG k-ε; (c) RSM ; (d) $\overline{v^2} - f$ — cas chaud à Re=12800. 58

Figure 3. 5: Positions des profils de comparaison 58

Figure 3. 6: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y=0.60 m — cas chaud à *Re*=12800 59

Figure 3. 7: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y =1.50 m — cas chaud à *Re*=12800 59

Figure 3. 8: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y = 2.40 m — cas chaud à *Re*=12800. 60

Figure 3. 9: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan horizontal à y=0.60 m — cas chaud à *Re*=12800. 61

Figure 3. 10: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan horizontal à y=1.50 m — cas chaud à *Re*=12800. 61

Figure 3.11: Domaine admissible d'anisotropie dans le plan (II^*, III^*). 62

Figure 3.12: Carte d'anisotropie d'après [1] — cas chaud. 63

Figure 3.13: Carte d'anisotropie. Prédictions: (a) RNG k-ε; (b) k-ω SST; (c) RSM; (d) $\overline{v^2}-f$ — cas chaud à *Re*=12800. 64

Figure 3.14: Comparaisons des profiles des intensités turbulents dans la plan médian à y=1.50 m (a) $R_{11}^{1/2}/U_M$; (b) $R_{22}^{1/2}/U_M$; (c) $R_{33}^{1/2}/U_M$ — cas chaud à *Re*=12800. 65

Figure 3.15: Comparaisons des profiles des tensions de cisaillement de Reynolds dans le plan median à y=1.50 m (a) $R_{12}^{1/2}/U_M$; (b) $R_{13}^{1/2}/U_M$; (c) $R_{23}^{1/2}/U_M$ — cas chaud à *Re*=12800 66

Figure 3. 16: Profils du nombre de Nusselt en fonction de y à z=2.50 m dans le plan médian — cas chaud à *Re*=12800 67

Figure 3.17: Contours du nombre de Nusselt au plafond (z=2.50 m) — cas chaud à *Re*=12800. 68

Figure 3.18: Contours de la vitesse moyenne dans le plan médian (x=1.55 m) prédits par les modèles: (a) $k-\omega$ SST; (b) RNG k-ε; (c) RSM; (d) $\overline{v^2}-f$ — cas froid à *Re*=11760. 70

Figure 3.19: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y=0.60m — cas froid à *Re*=11760. 70

Figure 3.20: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y=1.50m — cas froid à *Re*=11760. 71

Figure 3.21: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y=2.40m — cas froid à *Re*=11760. 72

Figure 3.22: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan horizontal à y=0.60m — cas froid à *Re*=11760 72

Figure 3.23: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan horizontal à y=1.50m — cas froid à *Re*=11760 73

Figure 3.24: Carte d'anisotropie d'après [1] — cas froid avec *Re*=11760 74

Figure 3.25: Carte d'anisotropie. Prédictions (a) RNG k-ε, (b) k-ω SST, (c) RSM, (d) $\overline{v^2}-f$ — cas froid à *Re*=11760. 74

Figure 3.26: Comparaisons des profiles des intensités turbulentes dans la plan median à y=1.50 m (a) $(R_{11})^{1/2}/U_M$; (b) $(R_{22})^{1/2}/U_M$; (c) $(R_{33})^{1/2}/U_M$ — cas froid à *Re*=11760..... 76

Figure 3.27: Comparaisons des profiles des tensions de cisaillement de Reynolds dans le plan median à y=1.50 m (a) R_{12}/U_M^2; (b) R_{13}/U_M^2; (c) R_{23}/U_M^2 — cas froid à *Re*=11760..... 77

Figure 4. 1: Système de coordonnées et géométrie de la configuration: 1. Sortie; 2. Entrée; 3. Lampe; 4. Ordinateur 1 (PC1); 5. Ordinateur 2 (PC2); 6. Homme 1 (H1); 7. Homme 2 (H2); 8. Armoire; 9. Table; 10. Fenêtre. 82

Figure 4. 2: Conditions aux limites. 83

Figure 4.3: Profils de (a) vitesse et (b) température dans le plan médian (z=1.825 m) à la position P1, modèle $\overline{v^2}-f$ à *Re*=4264. Comparaison des trois maillages. 86

Figure 4.4: Profils de (a) vitesse et (b) température dans le plan médian (z=1.825 m) à la positions P3, modèle $\overline{v^2}-f$ à *Re*=4264. Comparaison de trois maillages. 86

Figure 4.5: Discrétisation angulaire 88

Figure 4.6: Etude de la sensibilité du modèle de rayonnement. (a) profils de vitesse (b) profil de température à la position P1 dans le plan médian z=1.825 m à *Re*=4264. 89

Figure 4.7: Etude de la sensibilité du modèle de rayonnement. (a) profils de vitesse; (b) profil de température à la position P3 dans le plan médian z=1.825 m à *Re*=4264. 89

Figure 4.8: Isothermes obtenues par (a) modèle RNG, (b) modèle SST, (c) modèle RSM, (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan médian z=1.825m à *Re*=4264. 91

Figure 4.9: Lignes de courant obtenues par (a) modèle RNG, (b) modèle SST, (c) modèle RSM, (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan médian z= 1.825 m à *Re*=4264. 91

Figure 4.10: Contours de vitesse obtenues par (a) modèle RNG, (b) modèle SST, (c) modèle RSM, (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan médian z= 1.825 m à *Re*=4264. 92

Figure 4.11: Isothermes obtenues par (a) modèle RNG k-ε; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan x= 1.80m à *Re*=4264. 93

Figure 4.12: Lignes de courant obtenues par (a) modèle RNG; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan x=1.80 m à *Re*=4264. 94

Figure 4.13: Contours de vitesse obtenus par (a) modèle RNG; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan x=1.80 m à *Re*=4264. 95

Figure 4. 14: Isothermes obtenues par (a) modèle RNG; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan x=3.00 m à *Re*=4264. 95

Figure 4. 15: Contours de vitesse obtenus par (a) modèle RNG; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan x=3.00 m à *Re*=4264. 96

Figure 4. 16: Lignes de courant obtenues par (a) modèle RNG; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan x=3.00 m à *Re*=4264. 96

Figure 4.17: Positions des profils de comparaison. 97

Figure 4.18 Comparaison des profils de vitesse moyenne issus des prédictions numériques et des données de la littérature à *Re*=4264. 100

Figure 4.19: Comparaison des profils de température issus des prédictions numériques et des données de la littérature à *Re*=4264. 102

Figure 4.20: Carte d'anisotropie. Prediction: (a) modèle RNG; (b) modèle *k*-ω SST; (c) modèle $\overline{v^2}-f$; (d) modèle RSM dans le plan médian z=1.825m à *Re*=4264. 104

Figure 4.21: Comparaisons des profiles des intensités turbulentes à la position P5 (a) $R_{11}^{1/2}/U_M$; (b) $R_{22}^{1/2}/U_M$; (c) $R_{33}^{1/2}/U_M$ à *Re*=4264. 105

Figure 4. 22: Profils du nombre de Nusselt en fonction de x à y=0 m (sol) dans le plan médian z=1.825m à *Re*=4264..... 107

Figure 4. 23: Contours du nombre de Nusselt au sol (y=0 m) à *Re*=4264. 108

Figure 4.24: Présentation des surfaces pour chaque objet. 109

Figure 4. 25: Contour du nombre de Nusselt à la surface S1 110

Figure 4. 26: Evolution du PPD en fonction du PMV selon [66] 114

Figure 4.27: Profils du (a) PMV ; (b) PPD. Comparaison entre les prédictions et l'expérience à différentes positions. 119

Liste des tableaux

Tableau 1. 1: Valeurs constantes pour le modèle RSM 17
Tableau 1. 2: Quelques modèles *k-l* typiques 22
Tableau 1. 3: Constante pour le modèle $k-\varepsilon$ 23
Tableau 1. 4: Les expression des termes G_k, G_ω, Y_k, Y_ω et D_ω 27
Tableau 1. 5: Résume de modèles turbulences sélectionnées 33
Tableau 2.1: Coefficients et terme source pour le modèle $\overline{v^2}-f$ 36
Tableau 2. 2: Conditions aux limites : cas tridimensionnel 37
Tableau 2. 3: Résumé des valeurs y^+ aux parois. 39
Tableau 2. 4: Coefficients et termes source pour équation 2.1 42
Tableau 2. 5: Conditions aux limites : cas bidimensionnel 43
Tableau 2. 6: Résumé des valeurs y^+ aux parois. 44
Tableau 2. 7: Temps de calcul relatif pour les modèles retenus 45
Tableau 2. 8: Erreurs relative moyennes pour chaque modèle. 49
Tableau 3. 1: Conditions aux limites à l'entrée 54
Tableau 3. 2: Résumé des valeurs y^+ aux parois. 57
Tableau 3.3: Erreurs relatives moyennes pour les profils de vitesse 78
Tableau 3.4: Erreurs relatives moyennes pour les profils de température 79
Tableau 3.5: Erreurs relatives moyennes pour les profils des intensités turbulentes 79
Tableau 4. 1: Conditions aux imites (entrée et fenêtre) 81
Tableau 4. 2: Géométrie et dimensions pour la configuration considérée 82
Tableau 4. 3**:** Critères de résolution et coefficients de sous-relaxations utilisés 84
Tableau 4. 4: Différents maillages utilisés 85
Tableau 4. 5: Résumé des valeurs y^+ aux parois 87
Tableau 4. 6 Emplacements des profils de comparaison. 97
Tableau 4. 7: Erreurs relatives à chaque profil pour la vitesse moyenne 100
Tableau 4. 8: Erreurs relative à chaque profil pour la température moyenne 103
Tableau 4. 9: Valeurs globales du nombre de Nusselt pour la surface S1 109
Tableau 4. 10: Valeurs globales du nombre de Nusselt pour les surfaces (S_i, $1 \le i \le 5$) 111
Tableau 4. 11: Valeurs typiques d'isolation de vêture (I_{cl}, f_{cl}) 113
Tableau 4. 12: Valeur typique du métabolisme en fonction de l'activité 113
Tableau 4. 13: L'échelle de sensation thermique 114
Tableau 4. 14: Les conditions de validité du PMV selon la norme ISO 7733 [64] et Humphreys et Fergus [66] 115

Tableau 4. 15: Valeurs retenues pour notre cas 116
Tableau 4. 16: Présentation des points de contrôle 117
Tableau 4. 17: Erreurs relatives à chaque profil pour l'indice PMV/PPD 120
Tableau 4. 18: Valeurs moyennes du PMV et PPD dans la pièce 121

Introduction générale

Les cavités fermées sont constituées d'espaces confinés qui peuvent être attribués pour certaines fonctionnalités (sportives, éducatives, hospitalières, résidentielles, etc.). De nos jours, l'homme passe la plupart de son temps dans des espaces confinés. Il est donc nécessaire de contrôler le confort dans l'environnement intérieur de ces espaces. Pour pouvoir assurer ce contrôle, plusieurs paramètres comme la vitesse, la température, la température de paroi et la turbulence doivent être déterminés.

La distribution de tout fluide dans un environnement intérieur peut être alimentée par des différentes forces (ventilation naturelle, ventilation mécanique). La combinaison de différents types d'écoulements (écoulement forcé, naturel, mixte) engendre une complexité de l'écoulement intérieur qui s'est souvent traduite par un écoulement impactant, une séparation de l'écoulement, un rattachement de l'écoulement, un écoulement induit par la poussée d'Archimède etc. En générale, la vitesse de l'air dans l'environnement intérieur est inférieure à 0.2 m/s et le nombre de Reynolds *Re* reste souvent faible. Par ailleurs, le régime de l'écoulement correspondant peut être laminaire, transitoire, turbulent ou une combinaison de tous ces régimes.

La complexité des écoulements dans des cavités fermées rend l'investigation expérimentale difficile voire trop coûteuse. Avec l'évolution croissante et la rapidité des calculateurs, la simulation numérique en mécanique des fluides (CFD: Computational Fluid Dynamics) est devenue une alternative importante pour prédire les écoulements dans un espace confiné ou non. En résolvant les équations de conservation de masse, de conservation de quantité de mouvement, de conservation d'énergie, etc., la simulation numérique permet d'accéder aux paramètres caractéristiques de ces écoulements et obtenir des informations très détaillées avec un coût beaucoup plus faible que les études expérimentales.

Depuis les années 70, de nombreux chercheurs (Nielsen et al. [1], Whittle [2], Lemaire et al. [3]) ont mis en œuvre des simulations numériques d'écoulements dans des environnements intérieurs et ont conclu que la prédiction numérique est une voie qui peut mener à de bons résultats. Cependant, il y a beaucoup de facteurs qui peuvent influer sur la précision des résultats prédits. Par ailleurs, différents résultats peuvent être obtenus avec le même programme de simulation numérique pour la même

configuration. Parmi les différents facteurs influents, une sélection appropriée des modèles de turbulence est une clé qui affecte directement la précision des simulations.

Des progrès récents dans la modélisation de la turbulence ont apporté de nouvelles améliorations dans la modélisation des écoulements dits confinés. De nombreux modèles de turbulence ont été développés depuis les années 70 mais très peu d'entre eux sont adoptés pour les écoulements confinés. Ainsi, pour les applications industrielles (ingénieries), les modèles de turbulence restent peu développées et applicables. Parmi ceux-ci, on peut citer le modèle $k-\varepsilon$ de Launder et Spalding [4], le modèle de $k-\varepsilon$ RNG de Yakhot et Orszag [5] et le modèle $k-\varepsilon$ réalisable de Shih et al. [6].

L'extension des modèles classiques de turbulence aux régions de paroi reste pénalisée par les hypothèses de quasi-homogénéité et de localité qui sont souvent adoptées. Notons que même avec l'aide des fonctions d'amortissement, la reproduction des effets induits par la présence de parois reste toujours difficile.

En vue de mieux prendre compte les zones pariétales, Durbin [7] a intuitivement proposé une formulation originale pour la modélisation de la turbulence en proche paroi. Celle-ci consiste à utiliser une relation scalaire pour la viscosité turbulente en association avec une équation de transport pour $\overline{v^2}$ et une équation de relaxation elliptique. Ce modèle est couramment désigné par $\overline{v^2}-f$ au lieu de $k-\varepsilon-\overline{v^2}$. Selon cet auteur, ce modèle apporte des améliorations dans la description physique de la turbulence pariétale et peut présenter de meilleures performances pour caractériser des écoulements turbulents en proche paroi.

Toutes ces démarches s'appuient sur le concept de viscosité turbulente. Il est intéressant d'examiner l'aptitude de ces modèles à reproduire des écoulements confinés et d'émettre des suggestions sur la bonne application de ces modèles.

Le travail proposé ici s'inscrit dans cette ligne directrice, le but étant d'examiner ces modèles au concept de viscosité tourbillonnaire et de dégager éventuellement un modèle pouvant mieux simuler les écoulements dans les cavités fermées. Notre travail se structure principalement suivant quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous définissons la problématique de notre travail. Pour cela, nous présentons une synthèse des différents systèmes de ventilation et décrivons brièvement la modélisation des écoulements dans le contexte du bâtiment. Pour la mise en oeuvre de cette étude, nous avons retenu quatre modèles de turbulence,

un modèle $k-\varepsilon$ RNG [5], un modèle $k-\omega$ SST [8], un modèle $\overline{v^2}-f$ [9] et un modèle à contraintes de Reynolds (RSM) [10].

Dans le second chapitre, nous nous attachons à décrire le modèle $\overline{v^2}-f$, lequel a été implanté dans le code industriel FLUENT pour sa simplicité, et à valider les résultats obtenus en considérant deux configurations (un cas tridimensionnel isotherme, un cas bidimensionnel non-isotherme). Les résultats ainsi obtenus sont comparés à ceux obtenus à l'aide des modèles $k-\varepsilon$ RNG, $k-\omega$ SST et le modèle à contraintes Reynolds (RSM).

Le troisième chapitre est dédié à la comparaison des résultats issus des quatre modèles considérés dans une configuration tridimensionnelle. Une étude plus approfondie permet d'analyser les champs de vitesse et de température dans le jet, qui est le principal moteur de l'écoulement. Nous montrons alors l'importance des structures turbulentes et déterminons une typologie des jets par la carte d'anisotropie. Aussi, une étude succincte du transfert de chaleur a été entreprise.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude d'une configuration plus complexe pouvant être assimilée à un bureau de travail quotidien. Cette étude est accompagnée par une évaluation du confort thermique.

Le dernier chapitre présente les conclusions ainsi que des perspectives ouvertes par cette étude.

Chapitre 1
Etude bibliographique

1.1 Introduction

Les bâtiments ont pour raison d'être d'abriter l'homme et ses activités, tant dans sa vie privée que dans sa participation sociale et professionnelle. Abriter implique non seulement le clos et le couvert, mais aussi que soit maintenue à l'intérieur du bâtiment une ambiance bien adaptée aux hommes. Dans un premier stade, ce contrôle d'ambiance engendre une forte croissance énergétique dans le secteur d'habitation. Dans un second stade, avec la diminution de l'énergie non renouvelable, la politique d'économie d'énergie efficace a conduit à limiter la consommation énergétique. Ainsi pour la conception thermodynamique du bâtiment, trouver une solution assurant le meilleur compromis entre le point de vue économique et les critères de confort est devenue une nécessité.

La ventilation (autrement dit, l'écoulement de l'air au sein du bâtiment) a une influence majeure sur le confort thermique et sur l'efficacité des installations thermiques. Ainsi, un bon système de ventilation peut fournir un habitat ayant une qualité de l'air saine et des conditions thermiques confortables avec une consommation d'énergie plus basse. Cependant pour l'application de la conception environnementale et énergétique, la ventilation reste encore un phénomène physique parfois difficile à comprendre. C'est pour toutes ces raisons que la prédiction aéraulique reste encore un sujet complexe.

1.2 Systèmes de ventilation

1.2.1 Classification des systèmes de ventilation

Les systèmes de ventilation de toute pièce peuvent être classés en trois catégories: la ventilation naturelle, la ventilation par brassage d'air et la ventilation par déplacement.

a) Ventilation naturelle

La ventilation naturelle, comme son nom l'indique, n'a pas besoin de système mécanique. Au lieu de cela, le mouvement d'air de chambre est créé par la différence de température entre l'intérieur et l'extérieure et/ou des différences de pression par

infiltration et exfiltration.

La ventilation naturelle a l'avantage de ne pas consommer d'énergie, mais elle dépend beaucoup des conditions intérieures et extérieures. Cependant, elle est moins contrôlable. Elle peut être utilisée dans des régions où le climat ne change pas beaucoup.

En revanche, les systèmes de ventilation par brassage d'air et par déplacement sont les plus utilisés dans tous les domaines industriels. Cependant, ils ont besoin de systèmes mécaniques et de nombreux supports (ventilateurs, conduits, filtres et diffuseurs, etc.).

b) Ventilation par brassage d'air

Pour *la ventilation par brassage d'air*, l'air frais est soufflé avec une grnade vitesse pour entraîner la recirculation complète et promouvoir le mélange des polluants et de l'air frais.

Elle est ainsi destinée à la dilution du niveau de contamination en bas de la pièce à un niveau acceptable. Pour éviter le courant d'air dans la zone occupée, l'ouverture du diffuseur est souvent installée au niveau du plafond.

Dans la plupart des cas, l'écoulement forme un jet proche de paroi. Comme la vitesse d'entrée est assez grande, le jet peut atteindre la paroi opposée et devient par conséquent un jet impactant (cf. Peng [11]).

Bien que le jet soit généralement caractérisé par une turbulence entièrement développée, le mouvement d'air dans la zone occupée est souvent caractérisé par des vitesses basses induites.

c) Ventilation par déplacement

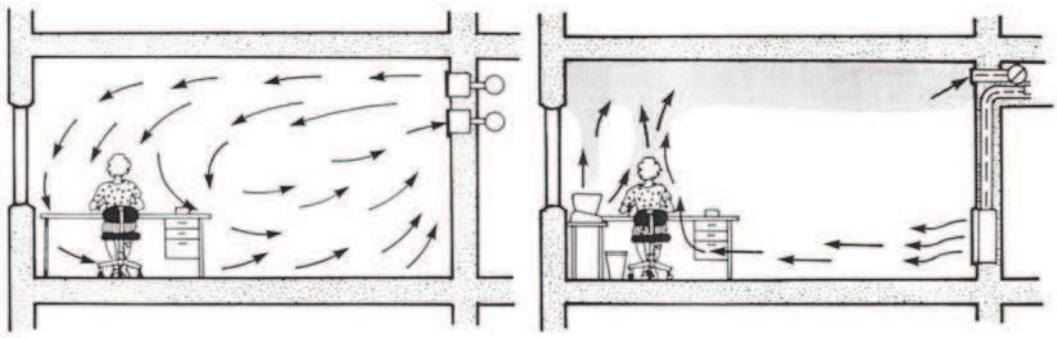
Ce nouveau concept de ventilation est apparu tout récemment. Il consiste à introduire de l'air à basse vitesse dans la partie inférieure du local à une température plus basse que celle de l'air ambiant (cf. Figure 1.1b).

Ainsi, grâce à la convection naturelle, l'air chaud s'élève dans l'atmosphère plus froide. L'air froid introduit se répand sur toute la surface du plancher. Au contact des sources thermiques (homme, machine), ce fluide (air) se réchauffe et un courant ascendant se crée spontanément. La stratification de l'air qui se met en place conduit à une concentration en polluants dans la zone d'occupation plus faible que dans le cas d'une ventilation par diffusion. En effet, le principe même de la ventilation par diffusion,

qui implique le mélange d'air soufflé et d'air ambiant conduit à une homogénéisation de la qualité de l'air dans tout le local, alors qu'ici, les polluants sont entraînés vers le haut du local, où se trouve la bouche de reprise.

La mise au point de tels systèmes reste complexe, puisque, comme tout phénomène de convection naturelle, l'équilibre qui se met en place est précaire, et peut être facilement perturbé. Dans l'industrie, où la position des machines est définie une fois pour toutes, la modélisation du local permet une mise au point optimum de ce concept. En revanche, son application au tertiaire ou au résidentiel reste difficile, puisque les différentes sources de chaleur, qui constituent le véritable moteur du système, sont susceptibles d'évoluer à la fois dans le temps et dans l'espace.

Soulignons que ce procédé permet des économies d'énergies substantielles : la stratification de l'air conduit à un gradient de température quasiment constant sur toute la hauteur de la pièce. La température à maintenir ne concernant que la zone d'occupation (h <1,8 m), on peut se permettre des températures d'air repris plus élevées, et diminuer ainsi la charge frigorifique de l'installation. Ce dernier point est particulièrement vrai pour des locaux industriels comprenant des machines à fortes déperditions thermiques.



(a) ventilation par brassage d'air (b) ventilation par déplacement

Figure 1. 1: Illustration des ventilations par brassage d'air et par déplacement.

1.2.2 Influence des parois

a) Adhérence: l'effet Couanda

Nous avons vu qu'un jet d'air a tendance à mettre en mouvement l'air dans lequel il s'épanouit. Lorsqu'un fluide (air) est soufflé près d'une paroi, il va donc aspirer une partie de l'air situé entre le jet et la paroi (cf. Figure 1.2). Par suite, il apparaît une chute de pression statique près de la paroi, qui va tendre à plaquer le jet le long de cette paroi. Dans le cas d'un soufflage horizontal, le jet d'air a donc tendance à adhérer contre le

plafond.

L'effet Couanda est très utile en climatisation puisque dans ce cas, l'air soufflé est à une température inférieure à celle de l'air ambiant et le jet a donc tendance à s'incurver vers le bas. L'effet Couanda permet au jet d'air de pénétrer dans le local sans s'incurver trop rapidement.

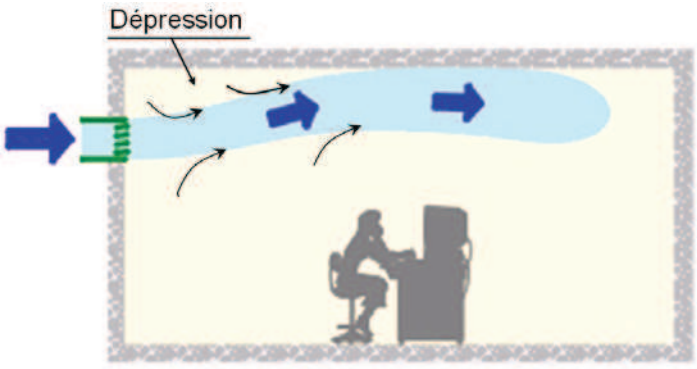


Figure 1. 2: Effet Couanda

b) Point de séparation

Malgré l'adhérence du jet au plafond due à l'effet Couanda, le jet finit par ne plus adhérer au plafond et s'incurve pour tomber dans la zone d'occupation (cf. figure 1.3).

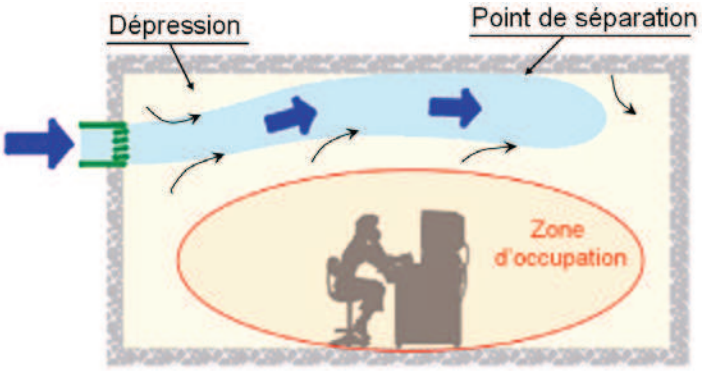


Figure 1. 3 : Point de séparation

1.3 Problèmes majeurs pour l'écoulement dans une cavité

À nos jours, il y a beaucoup de problèmes (par exemple: modèles de turbulence appropriés, traitement en proche paroi, convergence,…etc.) qui doivent être résolus pour la prédiction précise de l'écoulement et de la distribution de l'air dans des pièces. Les problèmes suivants ont été identifiés par beaucoup de chercheurs (voir par exemple Chen [12]; Murakami [13]; Schild [14])

- **Modèles de turbulence appropriés pour l'écoulement de ventilation.**

La plupart des modèles de turbulence ont été développés dans les cas à hauts-Reynolds. Leur pertinence pour la prédiction des écoulements dans le bâtiment, où le nombre de Reynolds est plutôt bas, et leur capacité à traiter les caractéristiques compliquées des l'écoulement doivent être évaluées et confronter à des données expérimentales.

Chen [15] a indiqué que, dans la plupart des cas, l'écoulement dans les cavités ventilées se produisent avec convection naturelle ou mixte et à faibles nombres de Reynolds. Les modèles de turbulence communément utilisés avec des fonctions logarithmiques de paroi ne sont peut être pas appropriés pour les régions proches et loin des parois. Cet auteur [16] a testé huit modèles de turbulence pour prédire la convection naturelle, la convection forcée, la convection mixte et les jets impactants dans des cavités. Il a constaté et conclu qu'aucun de ces modèles ne produit de résultats satisfaisants. La différence entre la prédiction et l'expérience peut parfois être de l'ordre de 100 %. Remarquons qu'un modèle peut bien convenir dans un cas et mal dans un autre. Ainsi, pour chaque type d'écoulement, une validation expérimentale semble essentielle pour assurer la pertinence de tout modèle (Chen [17]).

- **Traitement en proche paroi approprié**

Un autre problème lié au traitement proche paroi est le calcul du transfert thermique convectif aux murs. De nombreux chercheurs ont annoncé que le transfert thermique calculé en utilisant des fonctions parois est très sensible aux mailles pariétales (voir Murakami [13]).

Un maillage grossier peut entraîner une sous-estimation du coefficient du transfert thermique convectif. La raison principale de ce problème viendrait de l'utilisation des fonctions parois standards qui sont basées sur le profil logarithmique de la vitesse de l'écoulement sans gradient de pression dans la couche limite. Autrement dit, elles ne peuvent pas servir de modèles en couche limite ayant des profils de vitesse et de température différents. Par conséquent, si un maillage grossier est utilisé, les fonctions de parois standards sous-estimeront le coefficient de transfert thermique convectif car la première maille se trouve plutôt en dehors de la sous-couche visqueuse là où la vitesse de convection est maximum. En revanche, si le maillage est très fin, le coefficient de transfert thermique convectif peut être surestimé, puisque la première maille est localisée dans la région laminaire de la couche limite. Par conséquent, le choix du

modèle de turbulence à haut nombre de Reynolds impose (calcule) mal l'écoulement turbulent dans les mailles voisines de la couche limite interne.

Murakami [13] a indiqué que l'utilisation de fonctions de paroi est particulièrement limitée dans l'analyse du transfert thermique pariétal. Pour mieux analyser ce transfert, les modèles à bas-Reynolds devraient être utilisés. Mais l'application de ces derniers dans les systèmes de ventilation reste difficile, car des maillages très fins, qui consomment beaucoup de temps de calcul, sont nécessaires dans les régions proches paroi.

- **Conditions aux limites**

Chen [12] a indiqué que la diffusion d'air dans une cavité est dominé par l'écoulement du type diffuseur et par les paramètres mis en jeu. Cependant, il est difficile de simuler un tel écoulement à cause de la complexité géométrique du diffuseur. Sans une description correcte de l'écoulement d'air autour du diffuseur, les simulations des écoulements dans les cavités ne sont pas fiables. Ainsi, une méthode appropriée pour simuler les diffuseurs semble essentielle pour prédire l'écoulement d'air dans une cavité. Murakami [13] a indiqué que dans le cas de l'écoulement dans une cavité, les régions les plus importantes sont celles situées au voisinage du jet entrant et de la sortie, puisque le gradient de vitesse y est très élevé. La production d'énergie et la dissipation ont bien lieu dans ces zones et ses alentours. Donc, il importe d'être prudent lors de la mise en œuvre du maillage dans ces zones. Lorsqu'on analyse l'écoulement dans les cavités, il est souvent impossible de mettre un maillage adéquat qui couvre la totalité de la géométrie. C'est pour cette raison que les résultats des simulations sont souvent entachés d'erreurs dans ces régions.

- **Convergence**

En calculant les champs de vitesses, de températures,…, de l'écoulement où les effets de flottabilité sont souvent présents, la convergence est généralement difficile à obtenir. En pratique pour atteindre la solution, il semble nécessaire de faire appel à la fois à la stabilité et à la rapidité des procédures numériques utilisées.

- **Génération du maillage**

La technique de génération des maillages est une procédure consommatrice de temps. Des méthodes efficaces pour créer les maillages s'avèrent nécessaires pour représenter les configurations complexes d'écoulement dans des cavités.

1.4 Modélisation de la turbulence

Les écoulements de l'air dans les bâtiments sont confinés dans un espace tridimensionnel et sont généralement turbulents. Depuis longtemps et jusqu'à nos jours, la turbulence est l'objet de recherches actives qui intéressent de nombreuses disciplines.

1.4.1 Equations gouvernant l'écoulement

La physique des écoulements de fluides, des transferts de chaleur et des processus associés peuvent tous s'exprimer sous la forme d'une équation générale qui regroupe les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Celle-ci s'écrit comme suit:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + div\left(\rho V\phi - \Gamma_\phi grad\phi\right) = S_\phi \tag{1.1}$$

a) Equation de conservation de masse

Pour ϕ = 1 avec un écoulement sans terme source, on obtient l'équation de conservation de masse (ou équation de continuité) en coordonnées cartésiennes:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \qquad 1 \le i, j \le 3 \tag{1.2}$$

b) Equation de conservation de quantité de mouvement

Pour $\phi = u_i$, composante du vecteur de vitesse, on a l'équation de conservation de quantité de mouvement (ou d'impulsion). Le terme de source S_ϕ comprend alors par défaut l'opposé du gradient de pression.

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + u_j \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_j} + \rho u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \tau_{ij} + f_i \tag{1.3}$$

Si on suppose que le fluide est newtonien, avec la relation linéaire entre les contraintes visqueuses et les taux de déformation :

$$\tau_{ij} = 2\mu\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right] + \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij} \tag{1.4}$$

où μ et λ désignent respectivement la viscosité dynamique moléculaire et le coefficient de seconde viscosité moléculaire. Ainsi l'équation (1.3) peut devenir l'équation de Navier-Stokes (1.5):

$$\rho\left(\frac{\partial u_i}{\partial t}+u_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\lambda\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i\partial x_j}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right]+f_i \tag{1.5}$$

c) Equation de conservation d'énergie

Pour $\phi = h$ enthalpie statique et $\Gamma_\phi = C_p$, on obtient l'équation de l'énergie. Les termes de source sont par défaut la dérivée particulaire de la pression et la dissipation de l'énergie mécanique de chaleur $\tau_{ij}\,\partial u_i/\partial x_j$

$$\rho\left(\frac{\partial h}{\partial t}+u_j\frac{\partial h}{\partial x_j}\right)=\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\left(\frac{\partial p}{\partial t}+u_j\frac{\partial p}{\partial x_j}\right)-\frac{\partial q_j}{\partial x_j}+\Phi \tag{1.6}$$

où Φ désigne une puissance volumique, apport de chaleur exercé directement dans la masse fluide et q est le flux de chaleur apporté par conduction exprimé par la loi de Fourier.

d) Equations des lois d'état

D'une façon générale, ce système d'équation (1.2), (1.3) et (1.5) doit être complété par des lois d'état :

$$\mu = \mu(p,T,x_i) \tag{1.7}$$

$$\lambda_C = \lambda_C\left(p,T,x_i\right) \tag{1.8}$$

$$\rho = \rho\left(p,T,x_i\right) \tag{1.9}$$

On peut citer ici par exemple la définition de l'équation de gaz parfait pour un fluide non-compressible : $\rho = p/\left(RT/M\right)$, où $R(=8.3145\ J.mol^{-1}K^{-1})$ est une constante des gaz parfaits et M est le poids moléculaire de gaz.

1.4.2 Modèles de la turbulence

Les équations (1.2-1.6) constituent un modèle mathématique complet, si on leur adjoint les conditions aux limites du problème. Cependant, la résolution numérique d'un tel modèle est très compliquée à cause des phénomènes de turbulence.

La turbulence se caractérise par un large spectre de dimensions de tourbillons, les tourbillons les plus grands interagissant entre eux pour former des structures de plus en plus petites. Cet état désordonné favorise les échanges de chaleur et de masse, qui sont alors beaucoup plus importants que pour un écoulement laminaire. Résoudre numériquement ce phénomène demande que la taille de la maille de discrétisation soit

beaucoup plus petite que le plus petit tourbillon en régime instationnaire: c'est ce qu'on nomme la simulation numérique directe (Direct Numerical Simulation ou DNS). Dans cette approche, aucun modèle de turbulence n'est utilisé. En revanche, cette méthode nécessite des schémas de haute précision et des maillages de haute résolution, afin de capturer l'ensemble des échelles turbulentes en jeu et d'obtenir ainsi le niveau de description le plus élevé.

Puisque l'on peut difficilement résoudre directement l'écoulement turbulent, il faut plutôt modéliser la turbulence afin de pouvoir résoudre numériquement le problème initial de manière approchée. Parmi les techniques utilisées, on peut citer deux grandes familles: la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation ou LES), qui consiste globalement à ne résoudre les échelles turbulentes qu'à partir d'une certaine taille (filtrage spatial) et la modélisation statistique des équations moyennées.

1.4.2.1 Simulation des grandes échelles (LES)

Comme nous l'avons laissé entendre plus haut, la simulation des grandes échelles se situe entre la simulation directe et la modélisation statistique. L'idée est de résoudre les mouvements de grande taille et de modéliser les mouvements de 'petite taille', qui présentent un caractère universel. Pour cela, les équations de Navier-Stokes sont filtrées spatialement, la taille du filtre étant caractéristique de la partie résolue et de la partie modélisée de la turbulence.

L'évolution de la puissance de calcul des ordinateurs rend l'utilisation de cette approche de moins en moins marginale dans le cadre des cavités ventilées. L'utilisation du modèle simple de fermeture de sous-maille de Smagorinsky ne permet pas de prédire correctement les écoulements complexes [18]. Les modèles dynamiques de sous-maille sont donc de plus en plus utilisés [19-22] et permettent d'obtenir des résultat satisfaisants dans les configurations étudiées, mais qui restent majoritairement bidimensionnelles : la puissance de calcul requise pour des écoulements plus complexes devient rapidement très importante.

1.4.2.2 Modélisation statistique- équations moyennées

On postule que toute grandeur physique de l'écoulement peut être considérée comme une variable aléatoire. Ainsi chaque variable ϕ figurant dans l'équation (1.1) peut être moyennée sur un certain temps t et peut être décomposée en une partie moyenne et une partie fluctuante selon la décomposition de Reynolds sous la forme suivante:

$$\phi = \overline{\phi} + \phi' \tag{1.10}$$

En appliquant cette décomposition de Reynolds, le système d'équations de Reynolds s'écrit comme suit:

- Equation de conservation de la masse moyennée:

$$\frac{\partial \rho \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \tag{1.11}$$

- Equation de conservation de la quantité de mouvement moyennée:

$$\rho\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j}\right) = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial \rho \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \rho \overline{u}_j}{\partial x_i}\right) - \rho\overline{u_i u_j}\right] + \overline{f}_i \tag{1.12}$$

- Equation de conservation de l'énergie moyennée:

$$\rho\left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \frac{\lambda_C}{\rho C_p} \cdot \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} - \rho\overline{u_j T}\right) \tag{1.13}$$

Un examen de ces équations permet de constater que deux nouveaux termes apparaissent alors $R_{ij} = \overline{u_i u_j}$ (tensions de Reynolds) et $\overline{u_j T}$ (flux turbulent de chaleur) (cf. équation 1.32 pour la définition). Ces termes représentent les effets des fluctuations sur l'écoulement moyen.

Le nombre d'inconnues du problème devient supérieur au nombre d'équations disponibles : c'est le problème de fermeture. Si ce processus est poursuivi avec l'écriture de l'équation de transport pour R_{ij}, on trouverait alors de nouvelles inconnues d'ordre supérieur. Il est donc nécessaire de modéliser les inconnues supplémentaires à l'aide de 'lois' complémentaires qui n'introduisent pas de nouvelles inconnues : c'est ce qu'on appelle modèles de fermeture.

Selon les expressions du tenseur de Reynolds et du flux thermique, les modèles se classent en deux grandes familles : les modèles à contraintes de Reynolds et les modèles à viscosité turbulente.

Dans la section suivante, nous allons dans un premier temps nous intéresser aux modèles dits au seconde ordre (les modèles à contrainte de Reynolds) qui constituent le niveau de modélisation minimal pour prendre en compte de manière réaliste la complexité de la physique, mais aussi le niveau maximal acceptable pour pouvoir réaliser des simulation numériques de cas industriels dans des temps de calcul

raisonnables. Dans un second temps, nous nous focaliserons sur les modèles à viscosité turbulente, qui sont plus simples et représentent moins finement les mécanismes physiques, mais beaucoup plus faciles à utiliser et par conséquent très prisés des milieux industriels.

1.4.2.3 Modèles à contraintes de Reynolds

Les modèles de turbulence à contraintes de Reynolds (Reynolds Stress Model ou RSM dans la terminologie anglaise), sont de plus en plus utilisés à mesure que la puissance des calculateurs (ordinateurs) augmente. Ils résolvent les équations de transport et du taux de dissipation de l'énergie cinétique. Ils permettent donc de tenir compte pleinement de l'anisotropie de l'écoulement. Cependant, dans ces modèles, les contraintes du tenseur de Reynolds deviennent des inconnues du problème, au même titre que les composantes du champ moyen de vitesse et la température moyenne. Le moyennage de Reynolds étant appliqué aux équations de Navier-Stokes, l'équation de conservation de la masse moyennée (équation 1.2) et l'équation de conservation de l'énergie moyennée (équation 1.6) restent valables. L'équation de conservation de la quantité de mouvement moyennée devient alors:

$$\rho\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial t}+\rho\overline{u}_j\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_j}=-\frac{\partial\overline{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_j}-\rho\overline{u_iu_j}\right)+\rho g_i \tag{1.14}$$

L'objet de la fermeture concerne alors les équations de transport des tensions de Reynolds, obtenues à partir des équations de Navier-Stokes, et dont la forme est [23]:

$$\underbrace{\frac{\partial\overline{u_iu_j}}{\partial t}+U_k\frac{\partial\overline{u_iu_j}}{\partial x_k}}_{C_{ij}}=\underbrace{\upsilon\frac{\partial^2\overline{u_iu_j}}{\partial x_k\partial x_k}}_{D_{ij}^{\nu}}\underbrace{-\left(\overline{u_iu_k}\frac{\partial U_j}{\partial x_k}+\overline{u_ju_k}\frac{\partial U_i}{\partial x_k}\right)}_{P_{ij}}$$
$$\underbrace{-\frac{1}{\rho}\left(\overline{u_i\frac{\partial p}{\partial x_j}}+\overline{u_j\frac{\partial p}{\partial x_i}}\right)}_{\phi_{ij}^{*}}\underbrace{-2\upsilon\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k}}}_{\varepsilon_{ij}}\underbrace{-\frac{\partial\overline{u_iu_ju_k}}{\partial x_k}}_{D_{ij}^{T}} \tag{1.15}$$

où C_{ij}, D_{ij}^{ν}, P_{ij}, ϕ_{ij}^{*}, ε_{ij} et D_{ij}^{T} sont appelés respectivement terme de convection, de diffusion moléculaire, de production, de corrélation vitesse-pression, de dissipation et de diffusion turbulente,. Dans cette équation, les termes C_{ij}, D_{ij}^{ν} et P_{ij} ne dépendent que des vitesses moyennes et des tensions de Reynolds , et ne nécessitent par conséquent

aucune modélisation. En revanche, les termes ϕ_{ij}^{*} ε_{ij} et D_{ij}^{T}, dépendent de corrélations inconnues, et nécessitent par conséquent des modélisations pour chaque terme. Nous allons donc nous intéresser à chacun de ces trois termes.

- **Modélisation**

Il existe une multitude d'expressions concernant les différents termes de fermeture de l'équation de transport des tensions de Reynolds (pour plus de détails, on peut consulter par exemple les travaux [24], [25],[26]). Ainsi, nous nous contenterons ici de décrire les modélisations retenues.

a) **Terme de corrélation vitesse-pression**

Le choix du modèle concernant la corrélation vitesse-pression est primordial dans la prédiction des écoulements cisaillés, notamment des jets tridimensionnels de paroi. Deux modèles ont été analysés : une fermeture linéaire et une fermeture non linéaire quadratique.

- **Fermeture linéaire**

La corrélation vitesse-pression est modélisée conformément à la proposition de Gibson et al. [27]. La modélisation de cette corrélation vitesse-pression utilise la décomposition suivante:

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,w} \tag{1.16}$$

où $\Phi_{ij,1}$ est la partie lente de la corrélation vitesse-pression, $\Phi_{ij,2}$ la partie rapide et $\Phi_{ij,w}$ le terme de réflexion à la paroi.

La partie lente de la corrélation vitesse-pression est modélisée par:

$$\Phi_{ij,1} = C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k}\left[\overline{u_i' u_j'} - \frac{2}{3}\delta_{ij} k\right] \tag{1.17}$$

Quant à la partie rapide, elle est donnée par:

$$\Phi_{ij,2} = -C_2\left[P_{ij} + G_{ij} - C_{ij} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\left(P + G - C\right)\right] \tag{1.18}$$

où $P = \frac{1}{2}P_{kk}$, $G = \frac{1}{2}G_{kk}$, $C = \frac{1}{2}C_{kk}$,

Au voisinage des parois, le terme de réflexion est principalement nécessaire pour redistribuer les fluctuations d'énergie normales à la paroi vers les directions parallèles à

celle-ci. Ce terme est modélisé par [27]:

$$\Phi_{ij,w} = C_1' \frac{\varepsilon}{k}\left(\overline{u_k' u_m'} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2}\overline{u_j' u_k'} n_j n_k\right)\frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d}$$
$$+C_2'\left(\Phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2}\Phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2}\Phi_{jk,2} n_i n_k\right)\frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d} \quad (1.19)$$

où n_i est la composante de la normale à la paroi suivant l'axe x_i et d la distance à la paroi; $C_l = C_\mu^{3/4} / k$ avec C_μ=0.09 et k=0.4187. Bien entendu, le terme de réflexion diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi.

Les quatre coefficients présents dans le modèle sont exprimés conformément à la proposition de Launder et al. [28] afin de prendre en compte les effets de la paroi.

$$C_1 = 1 + 2.58\beta II^{1/4}\left(1 - e^{-(0.0067\,\mathrm{Re}_t)^2}\right) \quad (1.20)$$

$$C_2 = 0.75\sqrt{\beta} \quad (1.21)$$

$$C_1' = -\frac{3}{2}C_1 + 1.67 \quad (1.22)$$

$$C_2' = \max\left[\frac{4C_2 - 1}{6C_2}; 0\right] \quad (1.23)$$

Les paramètres *II* et *III* sont les invariants de Lumley [29] définis dans le chapitre III et $\beta = 1 - (II - III)9/8$ mesure l'écart à la situation de turbulence bidimensionnelle.

- **Fermeture non-linéaire**

La formulation non-linéaire du terme de fluctuation vitesse-pression retenue est celle de Speziale [30], cette formulation est une approche dynamique dans laquelle le terme de corrélation s'écrit de la façon suivante:

$$\phi_{ij} = -\left(C_1 \rho\varepsilon + C_1^* P\right) b_{ij} + C_2 \rho\varepsilon\left(b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} b_{mn} b_{mn} \delta_{ij}\right) + \left(C_3 - C_3^* \sqrt{b_{ij} b_{ij}}\right)\rho k S_{ij}$$
$$+C_4 \rho k\left(b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{mn} S_{mn} \delta ij\right) + C_5 \rho k\left(b_{ik}\Omega_{jk} + b_{jk}\Omega_{ik}\right) \quad (1.24)$$

où b_{ij} est le tenseur d'anisotropie défini dans le chapitre 3, S_{ij} est le tenseur de déformation moyen et Ω_{ij} est le tenseur de rotation moyen. Les constantes du modèle sont données dans le tableau 1.1.

Notons que ce modèle ne nécessite pas de termes de réflexion lorsque l'on s'approche de la paroi. En effet, ce modèle non-linéaire permet de mieux rendre compte de l'anisotropie des écoulements cisaillés et de prédire des taux d'expansion du jet plus en accord avec l'expérience que le modèle linéaire. Cependant, nous n'avons pas retenu ce modèle pour nos simulations.

Tableau 1. 1: Valeurs constantes pour le modèle RSM

C_1	C^*_1	C_2	C_3	C^*_3	C_4	C_5
3.4	1.8	4.2	0.8	1.3	1.25	0.4

b) **Terme du taux de dissipation**

Le tenseur du taux de dissipation est calculé à partir d'un schéma isotrope en posant:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3}\varepsilon\delta_{ij} \tag{1.25}$$

où ε est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente k, défini comme la demi-trace du tenseur de dissipation. Il est nécessaire d'ajouter au problème une équation de transport du taux de dissipation afin de fermer la modélisation du tenseur. Cette équation, similaire à celle des modèles à viscosité turbulente, a la forme:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right] + C_{\varepsilon 1}\frac{1}{2}(P_{ii} + C_{\varepsilon 3}G_{ii})\frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2}2\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{1.26}$$

où la viscosité turbulente μ_t est calculée à partir de l'expression : $\mu_t = \rho C_\mu k^2/\varepsilon$ où $C_\mu = 0.09$; $\sigma_\varepsilon = 1.0$; $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon_2} = 1.92$ et $C_{\varepsilon 3} = \tanh|v/u|$ où u et v sont les composantes de la vitesse.

c) **Terme de la diffusion turbulente**

Pour modéliser ce terme, Daly et al. [31] ont proposé le modèle suivant:

$$D_{ij}^T = C_s\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{k}{\varepsilon}\overline{u_k u_l}\frac{\partial\overline{u_i u_l}}{\partial x_l}\right) \tag{1.27}$$

Cependant, afin d'éviter des problèmes d'instabilités numériques, c'est l'expression suivante qui est souvent utilisée:

$$D_{ij}^{T} = \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}\right) \tag{1.28}$$

où $\sigma_k = 0.82$.

- **Extension vers la paroi**

Les modèles des différents termes de l'équation de transport des tensions de Reynolds introduits à la section précédente sont valables a priori uniquement loin des parois, dans la zone pleinement turbulente, mais à l'approche des parois, l'écoulement turbulent est affecté par la présence de celles-ci: plus on s'approche de la paroi, plus la turbulence est atténuée en raison du non-glissement à la paroi. Vers l'extérieur de la couche limite, la turbulence est renforcée par la production d'énergie due au tenseur de Reynolds et aux forts gradients de vitesse. Ainsi une représentation précise de 1'écoulement dan la couche limite joue un rôle important et même décisif dans la prédiction d'écoulement turbulent.

De nombreuses expériences ont montré que la couche limite peut être séparée en plusieurs zones: une sous-couche visqueuse dans laquelle les effets visqueux sont prépondérants, une zone de transition et une zone pleinement turbulente où les échanges turbulents prédominent. La Figure 1.4 [23] illustre cette subdivision dans la couche limite. Nous rappelons ci-dessous également les définitions des grandeurs utilisées en couche limite:

- la vitesse de frottement $u_\tau = \sqrt{\tau_p / \rho_p}$ où ρ_p la densité à la paroi et τ_p la contrainte pariétale,
- la distance adimensionnelle $y^+ = y u_\tau / \nu$,
- la vitesse adimensionnelle $u^+ = u / u_\tau$.

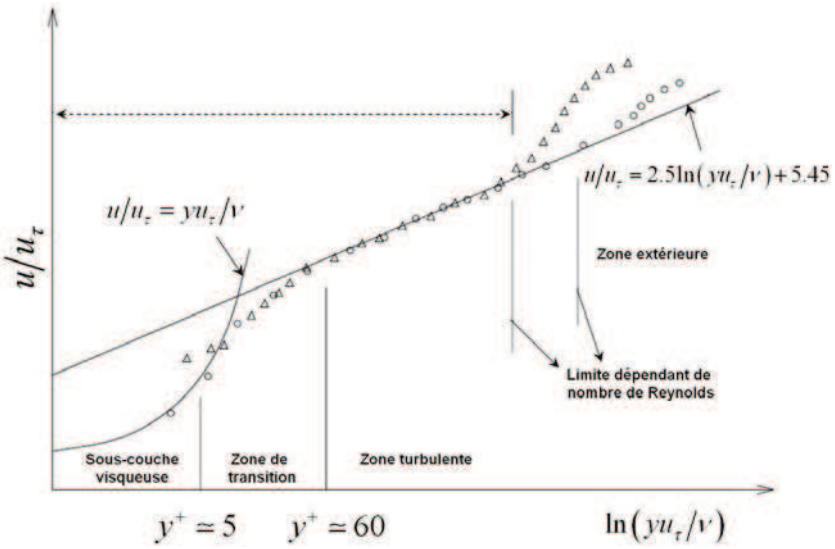


Figure 1. 4: Schéma de la subdivision de couche limite

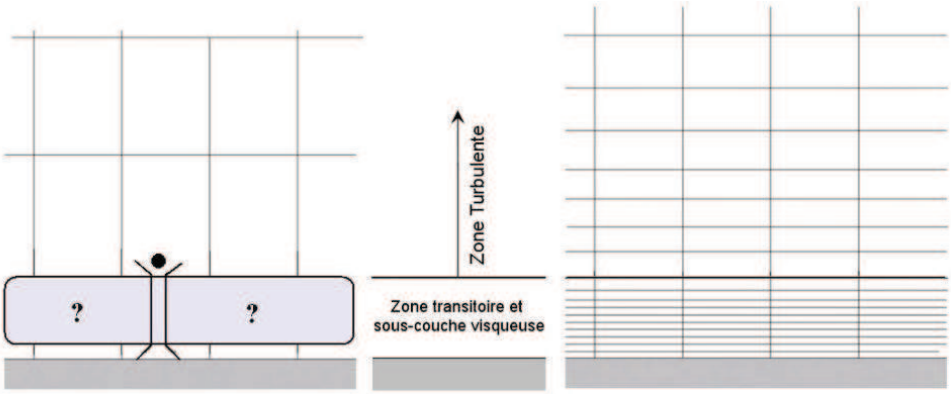


Figure 1. 5: Schéma du traitement à proximité de paroi et modèle à deux couches

Pour disposer de modèles que l'on puisse intégrer jusqu'à la paroi, de nombreux chercheurs continuent à proposer de nouvelles modifications afin d'étendre le domaine de validité des modèles. Ces traitements (ou modifications) près des parois sont généralement classées en deux catégories: le traitement avec fonctions de paroi et le traitement sans fonctions de paroi.

A travers l'étude bibliographique faite, on peut dire qu'il y a deux classes de fonctions de parois qui peuvent être utilisées lors de la modélisation de couche limite. Celles-ci sont les modèles standards et les modèles à deux couches:

- *Les modèles de fonction de paroi standards* consistent à appliquer des formules ou des fonctions semi-empiriques pour représenter la sous-couche visqueuse et la zone transitoire, comme un pont qui traverse ces deux zones et relie la zone turbulente et la paroi, sans tenir compte de l'influence visqueuse de ces deux zones [32].

- *Les modèles à couches* se distinguent des précédents par le fait qu'ils modélisent la

zone de sous-couche visqueuse. La caractérisation des couches est basée sur le 'nombre de Reynolds local' $\mathrm{Re}_y = \rho y\sqrt{k}/\upsilon$ où y est la distance entre la paroi et les centres des cellules.

Quand Re_y >200, tous les modèles de turbulence évoqués dans la section précédente sont valables puisqu'il s'agit d'une zone pleinement turbulente. Dans le cas contraire (Re_y < 200), le modèle de turbulence à une équation sera retenu dont la viscosité turbulente μ_t et le taux de dissipation ε sont modifiés pour tenir compte du bas nombre de Reynolds. La viscosité turbulente μ_t du modèle bi-couche et le taux de dissipation ε sont modélisées par:

$$\mu_t = \rho C_\mu \sqrt{k} \cdot l_\mu \tag{1.29}$$

$$\varepsilon = k^{3/2}/l_\varepsilon \tag{1.30}$$

où l'échelle $l_\mu = yc_l\left(1-e^{-\mathrm{Re}_y/A_\mu}\right)$ et $l_\varepsilon = yc_l\left(1-e^{-\mathrm{Re}_y/A_\varepsilon}\right)$.

Les coefficients de ces relations peuvent se trouver dans la littérature [32].

Signalons que de nombreux travaux [33-35] ont montré que le modèle bi-couche est plus fiable et plus adéquat pour les jets proches parois où les jets sont anisothermes. C'est le cas lorsque l'on simule l'écoulement d'air dans les bâtiments. Dans Fluent, ce traitement des parois est appelé 'Enhanced Wall Treatment'. Il combine une approche bi-couche avec l'utilisation de fonctions de parois développées par Wolfshtein [34].

Il est fort possible de mener la modélisation jusqu'à la paroi sans faire appel aux fonctions. Cette démarche est empruntée par de nombreux auteurs qui continuent à développer des modèles à bas-Reynolds pour les zones proches de parois. Parmi ceux-ci on peut citer Shima [36] et Launder & Shima [10]. Cependant l'utilisation de modèles à bas-Reynolds exige souvent un maillage très fin au voisinage des parois (un premier point aux alentours de $y^+ = 0.1$), ce qui est déjà contraignant dans le cas industriels. En plus, dans des cas à géométrie complexe, des modèles à bas-Reynolds peuvent avoir un mauvais comportement dans la sous-couche visqueuse. C'est pourquoi Craft & Launder [37]ont proposé un modèle très complexe qui ne fait référence à aucune donnée géométrique.

1.4.2.4 Modèles à viscosité turbulente

Il est claire que le second ordre apparaissant est le niveau de modélisation le plus

bas qui permet de représenter la physique de manière réaliste. Cependant, les exigences d'efficacité et de simplicité du calcul industriel ont rendu très populaire l'approche simplifiée que constitue l'hypothèse de viscosité turbulente. Cette hypothèse, formulée il y a déjà un siècle par Boussinesq, consiste à exprimer de manière algébrique le déviateur du tenseur de Reynolds en fonction du taux de déformation moyenne :

$$\rho\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3}\rho k\delta_{ij} = -2\mu_t S_{ij} \tag{1.31}$$

où $S_{ij} = \left(\partial U_i/\partial x_j + \partial U_j/\partial x_i\right)/2$ est le tenseur moyen de déformation. Avec cette hypothèse, il n'est plus nécessaire de calculer directement les tensions de Reynolds, mais seulement l'énergie turbulente $k = \overline{u_i u_i}/2$ et la viscosité dynamique turbulente μ_t.

Les composantes des flux thermiques dans l'équation (1.13) seront modélisées de façon classique à l'aide de la relation suivante:

$$\rho\overline{u_i T} = -\frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}_t}\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \tag{1.32}$$

où Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent. Dans nos simulations, le nombre de Prandtl il égale à 0.85.

En général, on utilise la relation suivante pour la viscosité dynamique turbulente μ_t:

$$\mu_t = C\rho U_t l \tag{1.33}$$

où C est une Constate empirique dépendant du type de modélisation, U_t est une échelle caractéristique de vitesse de la composante turbulente, ρ est la masse volumique, et l est une échelle de longueur caractéristique turbulente.

Ces hypothèses permettent de fermer le système d'équations (1.11) (1.12) et (1.13) à condition d'avoir déterminé la viscosité turbulente. Les modèles à concept de viscosité turbulente sont classés selon le nombre d'équations supplémentaires considéré, en plus de celles décrivant le mouvement moyen.

A) Modèle à zéro équation

En 1925, Prandtl [38] a proposé la formulation suivante:

$$\mu_t = \rho l_m \left[\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right] \tag{1.34}$$

où l_m est une longueur de mélange pouvant représenter les gros tourbillons qui assurent la diffusion transversale à l'écoulement moyen principal.

L'utilisation de ce modèle est relativement rare dans le cas des bâtiments. Signalons cependant l'étude [39] où la longueur de mélange est calculée par $\mu_t = 0.03874 \cdot U \cdot l$, U étant le module de la vitesse moyenne au point considéré et l est une longueur fixée. Les résultats présentées montrent un accord approximatif avec l'expérience concernant les vitesses et un meilleur accord concernant les températures [40].

B) Modèle à une équation : modèle *k -l*

Pour traduire les propriétés turbulentes des écoulements, il est préférable en général de lier les caractéristiques de l'agitation turbulente à l'évolution d'une grandeur transportable. La viscosité turbulente est calculée à partir des expressions de Kolmogorov-Prandtl :

$$\mu_t = \rho C_\mu l \sqrt{k} \tag{1.35}$$

où $C_\mu (= 0.5478)$ est une constante, l est une échelle de longueur constante et k est l'énergie cinétique turbulente qui permet d'obtenir une échelle de vitesse. Ce modèle est rarement utilisé dans le cas des cavités ventilées.

C) Modèle à deux équations

Dans ce modèle, la viscosité turbulente est obtenue en utilisant une équation de transport pour l'échelle de vitesse (k) et une équation de transport pour une échelle de turbulence (l) ou bien pour une variable $Z(= k^m l^n)$ permettant de déduire une échelle de longueur. Nous citons les modèles *k-l* les plus répandus dans le domaine de simulation numérique et les résumons dans le tableau ci-dessous.

Tableau 1. 2: Quelques modèles *k-l* typiques

Modèle	Expression de Z
Kolmogoroff (1942) [41]	$k^{1/2}/l (= \omega)$
chou (1945) [42]	$k^{3/2}/l (= \varepsilon)$
Rotta (1951) [43]	l

Rodi & Spalding (1970) [44]	kl
Spalding (1972) [45]	$k/l^2 (=W)$
Wilcox (1988) [46]	$k^{1/2}/l (=\omega)$

1) Modèles $k-\varepsilon$

Parmi ces modèles à viscosité turbulente, c'est actuellement le modèle le plus utilisé grâce à sa simplicité pour des applications d'ingénieries. Ce modèle est basé aussi sur le concept de viscosité dynamique turbulente, où la viscosité μ_t est exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulence k et de son taux de dissipation ε :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{1.36}$$

Les quantités k et ε sont obtenues en résolvant leurs équations de transport respectives qui complètent le système d'équations. Pour un écoulement turbulent incompressible, l'équation de l'énergie turbulence k s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho k \overline{u_i}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right) + G_k + G_b - \rho\varepsilon \tag{1.37}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho\varepsilon \overline{u}_i\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right) + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}\left(G_k + C_{3\varepsilon}G_b\right) - C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{1.38}$$

où σ est une constante qui représente le nombre de Prandtl de turbulence, G_k est le terme de génération de d'énergie cinétique turbulente dû aux gradients de la vitesse moyenne, G_b est le terme de génération d'énergie cinétique turbulente dus aux forces de poussée et $C_{3\varepsilon} = \tanh\left|v/u\right|$. Les constantes du modèle sont calibrées sur des écoulements en soufflerie, et reportées dans le tableau (1.3).

Tableau 1. 3: Constante pour le modèle $k-\varepsilon$

C_μ	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Le modèle $k-\varepsilon$ donne en général de bons résultats dans les écoulements simples mais ne peut reproduire de façon satisfaisante les caractéristiques des écoulements complexes (zones de recirculation, écoulements secondaires). Des difficultés subsistent également pour des écoulements turbulents relativement simples. Par exemple, avec les

valeurs numériques précédemment données pour les constantes du modèle, le taux d'élargissement d'un jet plan turbulent est bien calculé mais le taux d'élargissement d'un jet circulaire est surestimé d'environ 30%. Le même problème apparaît dans le cas des modèles aux tensions de Reynolds (RSM), plus accusé encore. La cause semble donc provenir de l'équation de ε .

- **Modèle $k-\varepsilon$ RNG**

Le modèle $k-\varepsilon$ RNG, développés par Yakhot V. et Orszag S.A [5], s'appuie sur la théorie dite de 'renormalisation'. Les équations relatives à ce modèle sont décrites dans le tableau 2.4.

Dans ce modèle, la viscosité turbulente est alors calculée à partir d'une équation différentielle permettant de prendre en compte l'influence du nombre de Reynolds turbulent. Une telle formulation conduit à une meilleure modélisation des zones d'écoulement à bas nombre de Reynolds.

La notion de "renormalisation" conduit également à l'introduction d'un terme (noté R_ε) dans l'équation de transport du taux de dissipation ε ayant un rôle modulateur. En effet, pour les zones d'écoulement où la vitesse moyenne de déformation est modérée (par exemple la zone logarithmique proche paroi), le terme R_ε augmente la dissipation de ε et il en résulte des résultats comparables au modèle standard *k-ε*. Pour les zones à fortes vitesses moyennes de déformation, le terme R_ε diminue la dissipation de ε, réduisant ainsi *k*, comparativement au modèle standard. Ainsi, le modèle RNG semble plus adapté aux écoulements avec recirculation.

- **Modèle *k-ε* "réalisable"**

Le modèle "réalisable" a été développé par Shih et al [6]. La dénomination du modèle, "réalisable", vient du fait que le modèle assure certaines contraintes mathématiques concernant le tenseur de Reynolds. Prenons par exemple la formulation d'une contrainte normale du tenseur de Reynolds en combinant l'hypothèse de Boussinesq et la définition de la viscosité turbulente:

$$\overline{u^2} = \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \tag{1.39}$$

La contrainte normale peut devenir négative si $\frac{k}{\varepsilon}\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} > 1/3C_\mu \approx 3.7$. Il en est de même pour les composantes non-normales du tenseur de Reynolds qui doivent,

mathématiquement, répondre à l'inégalité de Schwartz. Pour forcer ces contraintes mathématiques à être vérifiées, C_μ n'est plus une constante mais son expression est formulée en tenant compte des déformations moyennes du fluide et de la turbulence. L'hypothèse qui sous-tend les modèles à viscosité turbulente est que l'anisotropie des contraintes de Reynolds est identique à celle des gradients de vitesse. Cette hypothèse entraîne peu de conséquence pour les écoulements parallèles, en revanche elle peut être abusive à l'approche d'un point de stagnation dans les régions à forte courbure des lignes de courant ou à forte stratification thermique.

- **Extension vers la paroi**

Le traitement de l'écoulement près des parois, dans Fluent, se décompose en deux étapes. Tout d'abord, les valeurs de la température et des vitesses tangentielles dans la première maille sont données par des fonctions de paroi applicables dans toute la couche limite. Ensuite, les mailles se trouvant dans la zone affectée par la viscosité (zone visqueuse et zone tampon) sont résolues par une approche bi-couche décrite précédemment. Dans la zone pleinement turbulente, l'écoulement est résolu par les modèles de turbulence. Dans tous les cas, l'équation de transport de *k* est résolue dans tout le domaine, la valeur de ε dépendant de la zone de l'écoulement. Cette approche permet d'éviter d'avoir à résoudre entièrement la sous-couche laminaire ou d'utiliser seulement les fonctions de parois.

2) Modèles $k-\omega$

Cette famille de modèles utilise comme grandeur supplémentaire le taux de dissipation spécifique (ou fréquence spécifique) ω qui peut être interprété comme le rapport ε / k . La viscosité turbulente est alors calculée par

$$\mu_t = \frac{k}{\omega} \tag{1.40}$$

Kolmogorov développe les premières équations pour $k-\omega$ dès 1942, mais le premier modèle couramment utilisé est celui de Wilcox [46]. Ce modèle a tendance à prédire des taux d'expansion des jets tridimensionnels trop importants mais a de bons résultats près des parois. Les modifications apportées par Wilcox à son modèle permettent de corriger les problèmes cités précédemment et de rendre le modèle applicable aussi bien aux écoulements avec parois qu'aux écoulements cisaillés comme les jets. Les équations de transports de ce modèle peuvent s'écrire:

$$\rho\frac{\partial k}{\partial t}+\rho u_i\frac{\partial k}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)+G_k-Y_k \tag{1.41}$$

$$\rho\frac{\partial \omega}{\partial t}+\rho u_i\frac{\partial \omega}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\omega}\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right)+G_\omega-Y_\omega \tag{1.42}$$

où σ est une constante qui représente le nombre de Prandtl de turbulence, G est le terme de production de la quantité transportée (k ou ω), Y est le terme de dissipation. La viscosité turbulente est ici définie par $\mu_t=\alpha^*\rho k/\omega$, où α^* est une fonction d'amortissement de la viscosité turbulente qui permet de prendre en compte les zones d'écoulements à bas nombre de Reynolds [47]:

$$\alpha^*=\alpha_\infty^*\left(\frac{\alpha_0^*+\mathrm{Re}_t/6}{1+\mathrm{Re}_t/6}\right) \tag{1.43}$$

où Re_t $(=\rho k/\mu\omega)$ est le nombre de Reynolds turbulent, $\alpha_0^*=0.024$, $\alpha_\infty^*=1$.

Un autre modèle dit 'SST' (Shear Stress Transport) a été développé par Menter [8] afin de combiner les avantages des modèles $k-\varepsilon$ dans la zone externe pleinement turbulente et du modèle de Wilcox dans la région proche paroi. Ce modèle diffère du modèle de Wilcox [46] par la prise en compte, dans le calcul de la viscosité turbulente, des effets du transport des composantes principales du tenseur de Reynolds. De plus, l'équation de transport de ω est modifiée à partir des équations de transport de k et ε afin de prendre en compte la diffusion croisée (voir tableau 1.4) de k et de ω. Une variante de ce modèle s'écrit de la façon suivante:

$$\rho\frac{\partial k}{\partial t}+\rho u_i\frac{\partial k}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)+G_k-Y_k \tag{1.44}$$

$$\rho\frac{\partial \omega}{\partial t}+\rho u_i\frac{\partial \omega}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\omega}\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right)+G_\omega-Y_\omega+D_\omega \tag{1.45}$$

où D_ω est le terme dit de diffusion croisée. La viscosité turbulente est ici calculée par :

$$\mu_t=\frac{\rho k}{\omega}\left[\max\left(\frac{1}{\alpha^*},\frac{\Omega F_2}{a_1\omega}\right)\right]^{-1} \tag{1.46}$$

où Ω est la valeur absolue de la vorticité ($\Omega=\sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$;

$\Omega_{ij} = \left(\partial\overline{u}_i/\partial x_j - \partial\overline{u}_j/\partial x_i\right)/2$), $F_2 = \tanh\left[\max\left(\frac{2\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right)\right]^2$, y etant la dsitance à la paroi la plus proche.

Dans le tableau 1.4, nous donnons les expressions des termes G_k, G_ω, Y_k, Y_ω et D_ω respectivement pour les modèles $k-\omega$ de Wilcox [46] et SST de Menter [8] (pour plus de détails, on peut consulter par exemple les travaux [8, 46, 47]).

Il existe peu d'études relatives à l'utilisation des modèles $k-\omega$ pour la prédiction du transfert de masse et de chaleur dans les bâtiments. Notons le travail de Voigt [48] qui s'attache à comparer quatre modèles de turbulences : le modèle $k-\varepsilon$ standard, le modèle $k-\omega$ de Wilcox [46], et deux modèles de Menter [8] dont le modèle de SST. A travers cette comparaison, on peut dire que les modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ SST ne permettent pas de prédire correctement ce type d'écoulements, contrairement aux deux autres modèles qui sont équivalents.

- **Extension vers la paroi**

Les modèles $k-\omega$ incluent une correction qui tient compte des zones pariétales. Donc théoriquement, les équations décrites ici restent valables dans tout le domaine du fluide. Signalons que pour résoudre correctement la sous-couche visqueuse, il est nécessaire d'avoir un maillage assez fin de telle sorte que $y^+ < 5$. Dans Fluent [23], l'écoulement proche paroi est traité différentiellement suivant la valeur de y^+ :

- si $y^+ < 30$, les équations sont résolues jusqu'à la paroi,
- si $y^+ > 30$, les valeurs inconnues dans la première maille sont obtenues en utilisant les fonctions de parois décrites précédemment (cf. § 1.4.2.3).

Tableau 1. 4: Les expression des termes G_k, G_ω, Y_k, Y_ω et D_ω

Modèles	G_k	G_ω	Y_k	Y_ω	D_ω
k-ω Wilcox [46]	$2\mu_t S_{ij} S_{ij}$	$\alpha\frac{\omega}{k}G_k$	$\rho\beta^* f_{\beta^*} k\omega$	$\rho\beta_i f_\beta \omega^2$	—
	$\alpha = \frac{0.52}{\alpha^*}\left(\frac{1/9 + \mathrm{Re}_t/2.95}{1+\mathrm{Re}_t/2.95}\right)$; $\beta^* = 0.09\left(\frac{4/15 + (\mathrm{Re}_t/8)^4}{1+(\mathrm{Re}_t/8)^4}\right)$;				

	$f_{\beta^*}=\begin{cases}1 & \chi_k\le 0\\ \dfrac{1+680\chi_k^2}{1+400\chi_k^2} & \chi_k>0\end{cases}$; $\chi_k=\dfrac{1}{\omega^3}\dfrac{\partial k}{\partial x_j}\dfrac{\partial \omega}{\partial x_j}$; $f_\beta=\dfrac{1+70\chi_\omega}{1+80\chi_\omega}$; $\chi_\omega=\left\lvert\dfrac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(0.09\omega)^3}\right\rvert$; $S_{ij}=\left(\dfrac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j}+\dfrac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)\Big/2$; $\beta_i=0.072$; $\sigma_k=2$; $\sigma_\omega=2$				
SST Menter [8]	$2\mu_t S_{ij}S_{ij}$	$\dfrac{\alpha}{\nu_t}G_k$	$\rho\beta^* k\omega$	$\rho\beta_i\omega^2$	$2(1-F_1)\rho\sigma_{\omega,2}\dfrac{k_{,j}\omega_{,j}}{\omega}$
	$\sigma_k=\left[F_1/1.176+(1-F_1)\right]^{-1}$; $\sigma_\omega=\left[F_1/2+(1-F_1)/1.168\right]^{-1}$; $\beta_i=0.075F_1+0.0828(1-F_1)$; $F_1=\tanh\left[\min\left[\max\left(\dfrac{\sqrt{k}}{0.09\omega y},\dfrac{500\mu}{\rho y^2\omega}\right),\dfrac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2}D_\omega^+ y^2}\right]^4\right]$; $D_\omega^+=\max\left[\dfrac{2\rho}{\sigma_{\omega,2}\omega}\dfrac{\partial k}{\partial x_j}\dfrac{\partial \omega}{\partial x_j},10^{-20}\right]$; $\sigma_{\omega,2}=1.168$;				

D) Modèle à trois équations: modèle de Durbin

- **Le modèle** $\overline{v^2}-f$

Ce modèle a été mis au point par Durbin [7] et peut être considéré comme une simplification du modèle de relaxation elliptique [49]. Ce modèle permet une meilleure représentation de la turbulence près des parois. En effet, Durbin [7] considère que la viscosité turbulente est représentée par la fluctuation normale $\overline{v^2}$. Cette corrélation est ainsi utilisée comme une échelle de vitesse en proche paroi. Cet auteur a donc introduit une équation de transport pour $\overline{v^2}$ à laquelle il a associé une équation elliptique. Le modèle ainsi déduit se nomme $\overline{v^2}-f$ au lieu de $k-\varepsilon-\overline{v^2}$ et est constitué des équations de transport pour k, ε et $\overline{v^2}$. Ce système d'équations est le suivant:

$$\frac{\partial k}{\partial t}+\overline{u}_j\frac{\partial k}{\partial x_j}-\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{k,t}}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]=P_k-\varepsilon \tag{1.47}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}+\overline{u}_j\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}-\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon,t}}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right]=\frac{C_{\varepsilon 1}P_k-C_{\varepsilon 2}\varepsilon}{T} \tag{1.48}$$

$$\frac{\partial \overline{v^2}}{\partial t}+\overline{u}_j\frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_j}-\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{k,t}}\right)\frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_j}\right]=kf-6\overline{v^2}\frac{\varepsilon}{k} \tag{1.49}$$

où P_k $(=-\overline{u_iu_j}\,\partial u_i/\partial x_j)$ est le terme de production d'énergie cinétique turbulente

moyenne. La variable f, qui représente un effet de redistribution est évaluée par l'équation de relaxation elliptique suivante:

$$L^2\nabla^2 f - f = \frac{1}{T}(C_1 - 1)\left[\frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3}\right] - C_2\frac{P_k}{k} \tag{1.50}$$

La viscosité de la turbulence est exprimée par la relation:

$$\mu_t = C_\mu \overline{v^2} T \tag{1.51}$$

où $C_\mu = 0.22$, de manière à tenir compte de l'effet d'amortissement de la turbulence près des parois. La variable $\overline{v^2}$ est donc un indicateur de l'anisotropie de proche paroi. Le temps caractéristique T est défini par:

$$T = \max\left[\frac{k}{\varepsilon}, 6\left(\frac{\upsilon}{\varepsilon}\right)^{1/2}\right] \tag{1.52}$$

Notons que l'échelle de longueur qui apparaît dans l'équation de relaxation elliptique (1.49) doit également être modélisée. L'échelle turbulente classique $k^{3/2}/\varepsilon$ peut être utilisée mais, une singularité de cette équation apparaît car cette échelle tend vers zéro à la paroi. Afin de s'affranchir de cette anomalie, cette échelle est bornée par l'échelle de Kolmogorov $\upsilon^{3/4}/\varepsilon^{1/4}$. Par conséquent, l'expression retenue pour L est:

$$L = C_L \max\left[\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, C_\eta\frac{\upsilon^{3/4}}{\varepsilon^{1/4}}\right] \tag{1.53}$$

Les conditions aux limites sur une paroi s'écrivent:

$k = 0$, $\overline{v^2} = 0$, $\varepsilon = 2\upsilon\lim_{y\to 0}\frac{k}{y^2}$, $f = -\frac{20\upsilon^2}{\varepsilon}\lim_{y\to 0}\frac{\overline{v^2}}{y^4}$ de façon à obtenir $\overline{v^2} \propto y^4$ à la paroi.

Les constantes de ce modèle sont données par:

$C_\mu = 0.22$; $C_{\varepsilon 2} = 1.9$; $\sigma_k = 1$; $\sigma_\varepsilon = 1.3$; $C_1 = 1.4$; $C_2 = 0.3$; $C_L = 0.23$; $C_\eta = 70$, $C_{\varepsilon 1} = 1.4\left(1 + 0.05\left(k/\overline{v^2}\right)^{1/2}\right)$.

- **La variante de Davidson**

Le terme source kf dans l'équation de transport de $\overline{v^2}$ est la conséquence de la modélisation du terme contraintes-pression lequel est amorti au voisinage des parois

lorsque f tend vers zéro. Comme $\overline{v^2}$ représente la contrainte normale à la paroi, il devait être la plus petite parmi les autres contraintes de Reynolds (i.e. $\overline{v^2} \le \overline{u^2}$, $\overline{v^2} \le \overline{w^2}$) et donc vérifier la condition $\overline{v^2} \le 2k/3$. Dans les régions loin des parois, le terme Laplacian peut être négligé, $\nabla^2 f \to 0$. Ainsi, l'expression de f_{hom} peut s'écrire comme suit:

$$f_{\text{hom}} = -\frac{1}{T}\left[\left(C_1 - 6\right)\frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3}\left(C_1 - 1\right)\right] + C_2'\frac{P_k}{k} \tag{1.54}$$

Pour plus de détails, on pourra se reporter aux travaux [9, 50]

Cependant, Davidson et al. [9] ont montré que le terme Laplacien n'est pas toujours négligeable et que la grandeur $\overline{v^2}$ peut ne pas vérifier la condition $\overline{v^2} \le 2k/3$. Ils ont analysé l'équation de f dans un écoulement isotrope et ont postulé une relation simple permettant de limiter $\overline{v^2}$ dans les régions loin des parois. Pour remédier à ceci, Davidson et al. [9] ont proposé une expression pour le terme source kf de l'équation de transport pour $\overline{v^2}$:

$$\overline{v^2}_{source} = \min\left\{kf, -\frac{1}{T}\left[\left(C_1 - 6\right)\overline{v^2} - \frac{2}{3}k\left(C_1 - 1\right)\right] + C_2'P_k\right\} \tag{1.55}$$

Cette expression assure que la contrainte $\overline{v^2}$ verifie toujours la condition ($\overline{v^2} \le 2k/3$). La où $\overline{v^2} \square\ 2k/3$, la valeur de viscosité turbulente est modifiée selon l'expression $0.147k^2/\varepsilon$ (c.f. équation 1.51). Il faut noter que la valeur de la constante retenue ici est plus grande que celle habituellement utilisée dans les modèles $k-\varepsilon$ (0.09). Un remède simple est de calculer la viscosité turbulente μ_t à l'aide de la relation suivante:

$$\mu_t = \rho \min\left[0.22\overline{v^2}T, 0.09k^2/\varepsilon\right] \tag{1.56}$$

C'est cette modification que nous avons adopté lors de nos simulations.

- **La variante de Hanjalic**

Une autre variante du modèle $\overline{v^2} - f$ de Durbin, a été proposée par Hanjalic K. et al. [51]. Elle est basée sur la résolution d'une équation pour $\xi = \overline{v^2}/k$ au lieu d'une équation pour $\overline{v^2}$ et ce afin d'améliorer la stabilité numérique de la méthode et la

robustesse du modèle. L'équation transformée de cette grandeur s'écrit:

$$\frac{d\xi}{dt} = f - \frac{\zeta}{k}P + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\zeta}\right)\frac{\partial \zeta}{\partial x_j}\right) + \underbrace{\frac{2}{k}\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\zeta}\right)\frac{\partial \zeta}{\partial x_j}\frac{\partial k}{\partial x_j}}_{X} \tag{1.57}$$

Le dernier terme X provient du changement de variable et il est souvent omis en pratique. L'équation elliptique de f est construite d'après le modèle de Speziale et al. [52]

$$L^2\nabla^2 f - f = \frac{1}{\tau}\left(c_1 - C_2'\frac{P}{\varepsilon}\right)\left(\zeta - \frac{2}{3}\right) - \left(\frac{1}{4}C_4 - C_5\right)\frac{P}{k} \tag{1.58}$$

où $C_\mu = 0.22$, $c_1 = 0.4$, $C_2' = 0.65$, $C_4 = 0.625$, $C_5 = 0.2$, ainsi que $C_{\varepsilon 1} = 1.4\left(1 + 0.012/\zeta\right)$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $\sigma_\zeta = 1.2$.

La viscosité turbulente est obtenue par $\nu_t = C_\mu \xi k^2 / \varepsilon$. Ces auteurs ont émis une nouvelle suggestion qui consiste à résoudre une équation pour une nouvelle grandeur $\tilde{f}$ ($= f - 2\nu\left(\sqrt{\partial\zeta/\partial x_n}\right)^2$) au lieu de f puisque $\tilde{f}$ est nulle à la paroi, donc facile à traiter en pratique.

De part sa construction, le modèle $\overline{v^2} - f$ permet de mieux modéliser le caractère physique des écoulements turbulents en proche paroi. Ces derniers sont qualifiés de critiques dans les cavités ventilées. Cependant, ce modèle (ou ses variantes) n'a pas été suffisamment testé dans de tels écoulements où les conditions peuvent être nombreuses voire compliquées. Ainsi, une évaluation approfondie de ce modèle semble nécessaire.

- **Extension vers la paroi**

Le modèle $\overline{v^2} - f$ retenu inclut une correction dans les zones en proche paroi. Ainsi, les équations constituant ce modèle sont valables dans tout le domaine du fluide. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir un maillage extrêmement raffiné à la paroi, un première point à $y^+ = 1$ peut s'avérer largement suffisant [49].

1.5 Récapitulation des modèles d'écoulements

Pour avoir une image panoramique et comparative sur la typologie des modèles d'écoulements fluides, nous pouvons récapituler et schématiser ces modèles évoqués ci-dessus sur la figure 1.6.

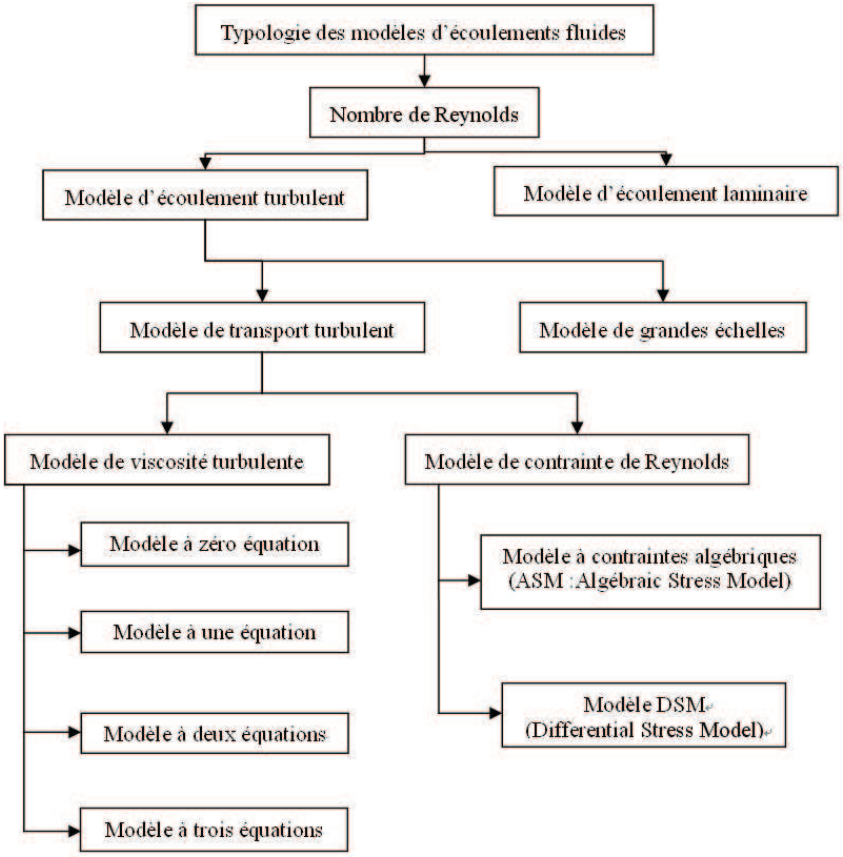
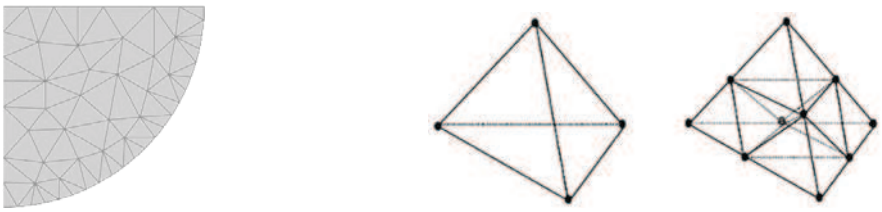


Figure 1. 6: typologie des modèles de turbulence

1.6 Résolution numérique

La résolution des équations discrétisées linéarisées est réalisée de façon itérative par algorithme SIMPLE en ce qui concerne le couplage pression-vitesse. Les termes diffusifs sont interpolés par un schéma spatial du second ordre, les termes convectifs sont interpolés par un schéma décentré en amont du second ordre. La résolution du système d'équations discrétisées est réalisée par la méthode de Gauss-Seidel et la résolution du système linéaire est accélérée par une méthode multigrille algébrique. Quant au contrôle de la convergence, il est réalisé par visualisation, de la part de l'utilisateur, des résidus normalisés (vitesses, continuité, énergie, grandeurs turbulentes) ainsi que des valeurs des vitesses et températures en certains points de l'écoulement. La convergence est alors considérée atteinte lorsque les grandeurs visualisées atteignent une asymptote horizontale.



(a) Maillage non-structuré (b) Maille tétraédrique

Figure 1. 7: Maillage adopté

En ce qui concerne le maillage que nous avons choisi lors de nos simulations, il est réalisé par le maillage, non-structuré, composé par de mailles tétraédrique (cf. figure 1.7). Ce choix est guidé par deux critères principaux :

- Les maillages non-structurés permettent une meilleure représentation des géométries complexes.
- Il est possible de raffiner facilement le maillage en fonction des résultats numériques : dans les zones de forts gradients (couches limites, zones de fort cisaillement,…etc.)

1.7 Modèles de turbulence considérés

Dans le tableau 1.5, nous résumons tous les modèles turbulents retenus lors de nos simulations.

En dépit des disparités des écoulements dans les cavités ventilées dans la littérature, on peut émettre des remarques générales pour la modélisation de ces écoulements:

1. Le modèle RNG $k-\varepsilon$ (Yakhot et Orszag, [5] 1986) fournit des résultats légèrement meilleurs que le modèle $k-\varepsilon$ standard et il est largement utilisé pour la simulation d'écoulements dans les cavités ventilées.
2. Les modèles RSM peuvent capturer les structures caractéristiques des écoulements qui ne peuvent pas être prises en compte par les modèles classiques à viscosité turbulente.
3. Le modèle $k-\omega$ (Wilcox) a été présenté comme un candidat potentiel pour prédire les écoulements dans les cavités ventilées. Il jouit d'une bonne stabilité numérique et permet d'obtenir de bons résultats. De nombreuses études indiquent que le modèle SST $k-\omega$ (Menter, [8] 1994) possède globalement une meilleure performance que les modèles $k-\varepsilon$ standard et $k-\varepsilon$ RNG, mais une évaluation approfondie est nécessaire avant qu'une conclusion solide puisse être donnée.
4. Le modèle $\overline{v^2}-f$ (Durbin, [7] 1995) est apparemment très prometteur pour la simulation d'écoulements dans les cavités ventilées.

Tableau 1. 5: Résume de modèles turbulences sélectionnées

Classification du	Modèles turbulences utilisées	Fonction de	Symbole

modèle	dans la ventilation de bâtiment	paroi	identifiant
Deux-équations	RNG $k-\varepsilon$ (Yakhot)	bi-couches	RNG $k-\varepsilon$
	SST $k-\omega$ (Menter)	non	SST $k-\omega$
Trois-équations	$\overline{v^2}-f-dav$ (Davidson)	non	$\overline{v^2}-f$
RSM	RSM-IP (Gibson)	bi-couches	RSM

1.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné une synthèse des différents systèmes de ventilation et décrit brièvement la modélisation des écoulements fluides dans le contexte du bâtiment. A travers cette étude bibliographique, on peut dire que la simulation d'écoulements d'air dans des cavités avec ou sans transfert thermique peut être entreprise à l'aide de modèles de turbulence. Cependant, il n'existe pas de modèles pouvant être qualifié d'universel pour cette classe d'écoulements. Notons que la sélection d'un modèle approprié dépend principalement de l'exactitude des résultats issus des prédictions numériques et du temps de calcul nécessaire.

Sans une connaissance approfondie des simulations numériques et des cas étudiés, il semble difficile de conclure quant à l'aptitude de chaque modèle de turbulence. Dans cette revue bibliographique, nous avons plutôt dressé une liste non exhaustive des modèles couramment utilisés pour l'étude d'écoulements en cavité. Dans les chapitres suivants, nous allons tenter d'effectuer des confrontations entre les quelques modèles de turbulence retenus et les données expérimentales disponibles dans la littérature en vue d'arrêter un choix du modèle qui semble le plus approprié pour prédire les écoulements dans les cavités ventilées.

Chapitre 2

Etude a priori du modèle v^2-f

2.1 Introduction

L'objectif principal de ce chapitre est la validation du modèle $\overline{v^2} - f$ retenu dans le chapitre précèdent pour la prédiction de l'écoulement dans une cavité ventilée. Notons que les trois autres modèles de turbulence ($k-\omega$ SST, RNG $k-\varepsilon$ et RSM) retenus dans le chapitre 1 sont déjà implantés dans Fluent. Deux cas issus de la littérature ont été choisis en vue de les confronter avec nos prédictions issues de ces quatre modèles. Ces cas sont: (1) un cas tridimensionnel (3D) de ventilation isotherme dans une cavité et (2) un cas bidimensionnel (2D) de ventilation thermique.

2.2 Ecoulement 3D isotherme dans une cavité ventilée

Nous avons étudié une cavité tridimensionnelle à l'aide du modèle $\overline{v^2} - f$ modifié et comparé les résultats obtenus avec ceux de Davidson [9]. La configuration considérée ici est présentée sur la figure 2.1 et ses dimensions respectives sont:

- la dimension de la cavité: $L \times H \times H$ ($L=3H$),
- l'entrée de soufflage: $h \times h$ ($h/H=0.01$),
- la dimension de la sortie: $t \times H$ ($t/H=0.15$).

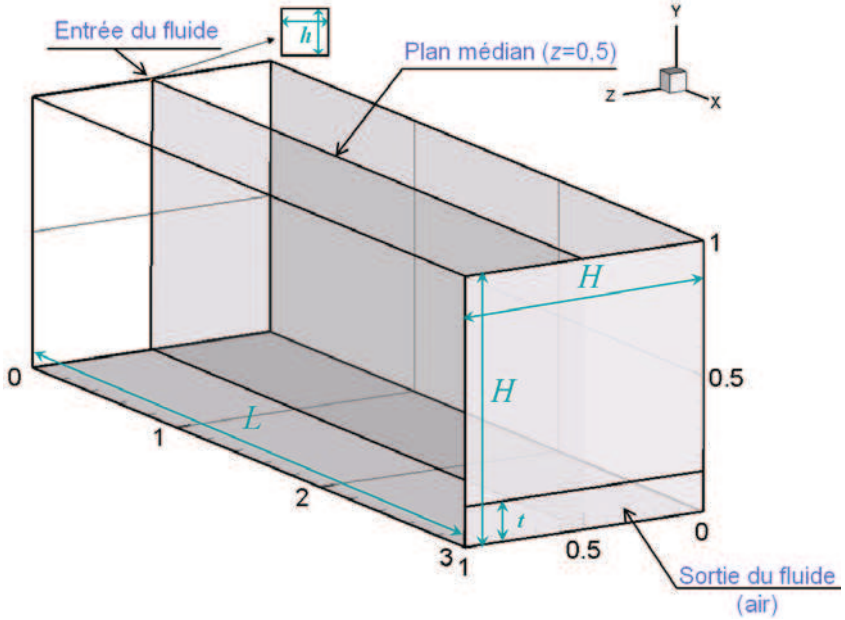


Figure 2. 1: Système de coordonnées et géométrie de la cavité.

2.2.2 Equations de transport

Dans un repère fixe cartésien (*x, y, z*), la projection des équations vectorielles qui régissent l'écoulement donne des équations scalaires. L'ensemble de ces dernières peut s'écrire sous la forme d'une équation de transport d'une grandeur scalaire ϕ suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + div\left(\rho V\phi - \Gamma_\phi grad\phi\right) = S_\phi \tag{2.1}$$

où les différents termes ϕ, Γ_ϕ et S_ϕ sont donnés dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1: Coefficients et terme source pour le modèle $\overline{v^2} - f$

	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Conservation de la masse	1	0	0
Equation de quantité de mouvement	u_i	$\upsilon + \upsilon_t$	$-\partial p/\partial x_i$
Energie cinétique turbulente	k	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_{k,t}$	$P_k - \rho\varepsilon$
Taux de dissipation de ε	ε	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_{\varepsilon,t}$	$\left(C_{\varepsilon 1}P_k - C_{\varepsilon 2}\rho\varepsilon\right)/T$
Equation de $\overline{v^2}$	$\overline{v^2}$	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_{k,t}$	$\overline{v^2}_{source} - \overline{v^2}\frac{\varepsilon}{k}$

Notons que les équations de transport pour *k,* ε et $\overline{v^2}$ sont complétées par les relations suivantes:

$$L^2\nabla^2 f - f = \frac{1}{T}(C_1 - 1)\left[\frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3}\right] - C_2\frac{P_k}{k} \tag{2.2}$$

$$L = C_L \max\left[\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, C_\eta\left(\frac{\mu}{\rho}\right)^{3/4}\varepsilon^{-1/4}\right] \tag{2.3}$$

$$T = \max\left[\frac{k}{\varepsilon}, 6\left(\frac{\mu}{\rho\varepsilon}\right)^{1/2}\right] \tag{2.4}$$

$$\overline{v^2}_{source} = \min\left\{kf, -\frac{1}{T}\left[\left(C_1 - 6\right)\overline{v^2} - \frac{2}{3}k\left(C_1 - 1\right)\right] + C_2 P_k\right\} \tag{2.5}$$

$$\upsilon_t = \min\left[0.22\overline{\upsilon^2}T, 0.09k^2/\varepsilon\right] \tag{2.6}$$

les différentes constantes de ce modèle prennent les valeurs suivantes : $C_\mu = 0.22$; $C_{\varepsilon 1} = 1.4$; $C_{\varepsilon 2} = 1.9$; $C_1 = 1.4$; $C_2 = 0.3$; $\sigma_{k,t} = 1.0$; $\sigma_{\varepsilon,t} = 1.3$; $C_T = 6.0$; $C_L = 0.23$ et $C_\eta = 70$. En ce qui concerne les conditions aux limites pariétales, elles sont formulées

comme suit: $U_i = 0$; $\overline{v^2} = 0$; $k = 0$; $\varepsilon = 2\upsilon\left(k/x_n^2\right)_{paroi}$; $f = -20\upsilon^2\left(\overline{v^2}/x_n^4\right)_{paroi}\Big/\varepsilon$

où x_n est l'axe normal à la paroi.

L'implantation du modèle $\overline{v^2} - f$ a été faite dans le code Fluent par un sous-programme dit UDF 'User Defined Function'. En général ce mode d'implantation d'UDF est réalisé à travers trois étapes. Celles-ci se résument de la façon suivante:

- l'étape 1 consiste à choisir le modèle de turbulence à incorporer,
- l'étape 2 consiste à construire un sous-programme écrit en langage C,
- l'étape 3 consiste à activer ce programme dans le code Fluent.

2.2.3 Conditions aux limites

L'entrée de soufflage de forme carrée se situe en haut près du plafond et de la sortie se trouve en bas près du sol et a une forme rectangulaire (cf. figure 2.1). Le nombre de Reynolds est basé sur la hauteur de l'entrée (h) qui correspond à une vitesse U_o. En supposant un régime pleinement établi, l'intensité de turbulence I, l'énergie cinétique turbulence k et la dissipation ε à l'entrée sont calculées par :

$$I = 0{,}16\left(\mathrm{Re}_D\right)^{-1/8} \tag{2.7}$$

$$k_o = 1{,}5\left(I_o \cdot U_o\right)^2 \tag{2.8}$$

$$\varepsilon_o = C_\mu^{3/4} k_o^{1,5} / l_o \tag{2.9}$$

où l_o est la longueur de mélange à l'entrée (ici, $l_0 = h$). Dans la section de sortie, la vitesse est calculée en supposant qu'il y a conservation des débits massiques entrant et sortant. Quant à la pression, le gradient normal de cette grandeur à la sortie est supposé nul. En ce qui concerne les parois, la vitesse est supposée nulle. Sur le tableau 2.2, nous résumons ces conditions aux limites.

Tableau 2. 2: Conditions aux limites : cas tridimensionnel

Entrée	U_o=10.5 m/s; V_o=W_o=0 m/s ; Re=$U_o h/\nu$=7000; k_o, ε_o sont définies par les équations (2.7-2.8)
Sortie	$dp/dx = 0$
Paroi	U_o=V_o=W_o= 0 m/s

2.2.4 Résolution numérique du problème

Les méthodes de résolution numériques sont communes à toutes les simulations et sont relatées ci-dessous :

- la résolution des équations discrétisées est réalisée par l'algorithme SIMPLE pour assurer le couplage pression-vitesse,
- les termes de diffusion sont interpolés par un schéma spatial du second ordre,
- les termes de convection sont interpolés par un schéma décentré en amont du second ordre.

2.2.5 Résultats numériques

Ce paragraphe est consacré à la comparaison des résultats numériques et leur confrontation avec des données de la littérature. Avant d'analyser quantitativement la pertinence des résultats numériques obtenus, nous commencerons par justifier l'indépendance des résultats issus du modèle vis-à-vis du maillage et de l'écoulement proche paroi.

2.2.5.1 Indépendance des résultats vis-à-vis du maillage

Pour vérifier l'indépendance des résultats vis-à-vis du maillage, nous avons construit un maillage initial comportant 46×46×132 nœuds (=279312 volumes finis) et un autre maillage plus dense comportant 359905 volumes finis, soit une augmentation d'environ 30 %. Le second maillage a été réalisé par ajout de tétraèdres dans la zone du jet de paroi où de plus forts gradients de vitesses sont présents.

La figure 2.2 présente le profil du module de la vitesse U en fonction de y/H à x/L=0.5 et z/H=0.5 (plan médian). Les prédictions obtenues pour les deux maillages considérés sont illustrées. On constate que la différence entre les valeurs obtenues à l'aide des deux maillages est de 2.5% au maximum. Ceci nous a permis de ne retenir que le maillage à 279312 volumes finis.

Notons qu'en raison de la symétrie géométrique selon l'axe x, seule la moitié de la cavité est considérée.

2.2.5.2 Justification de l'écoulement proche paroi

Le paramètre relatif au maillage à proximité des parois, y^+ (voir section 1.2.2.3 au chapitre 1), s'exprime en fonction des valeurs de l'écoulement : il n'a pas de valeurs fixée géométriquement. La vérification a posteriori de valeurs de ce paramètre est

nécessaire pour valider les approches choisies. Pour les modèles utilisant la fonction de paroi bi-couche, y^+ doit être inférieure à 1. En ce qui concerne le modèle $\overline{v^2} - f$, la variable y^+ doit être inférieure à 5 [53].

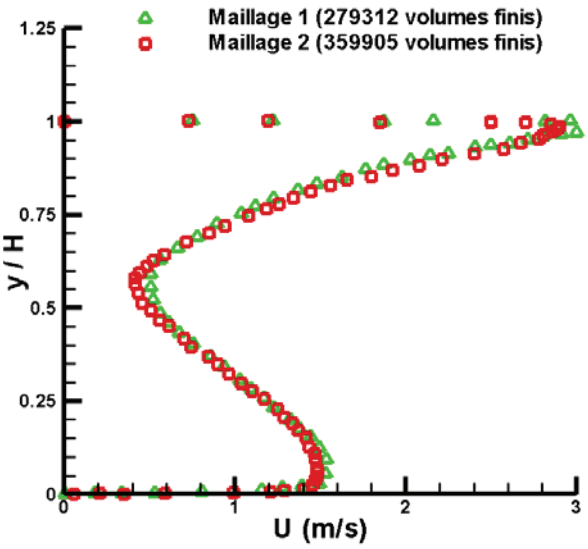


Figure 2. 2: Profils du module de la vitesse *U* à x/L=0,5 dans le plan médian à *Re*=7000.

Nous présentons, dans le tableau 2.3, les différentes valeurs de y^+ obtenues pour l'écoulement tridimensionnel isotherme dans une cavité ventilée. Nous observons que la première maille est dans la sous-couche visqueuse, les valeurs y^+ proches de parois sont généralement autour de 1, alors que la valeur la plus grande est observée le long de la paroi verticale près de la sortie, où elle atteint une valeur autour de 15.

Tableau 2. 3: Résumé des valeurs y^+ aux parois.

Paroi	y^+ minimum	y^+ maximum	y^+ moyen
Plafond (y=1 m)	0.23	5.59	2.01
Mur à l'entrée(x=0 m)	0.043	3.66	0.82
Mur à la sortie (x=3 m)	0.054	15.33	1.31
Paroi 1 (z=0 m)	0.027	1.06	0.55
Paroi 2 (z=1 m)	0.026	1.03	0.55
Sol (y=0 m)	0.161	2.31	1.03

2.2.5.3 Analyse des résultats

Avant d'analyser qualitativement les résultats obtenus, nous présentons sur la

figure 2.3 les lignes de courant prédites à l'aide du modèle $\overline{v^2} - f$ à z/H=0.5 dans le plan médian.

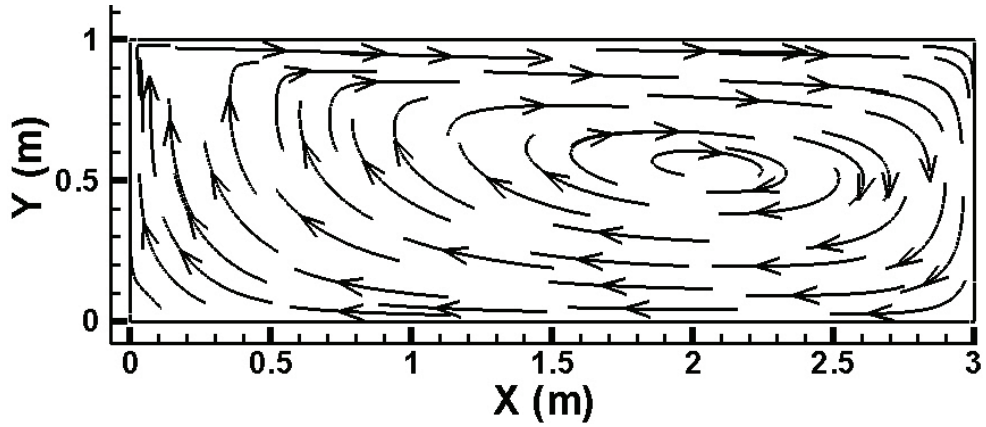
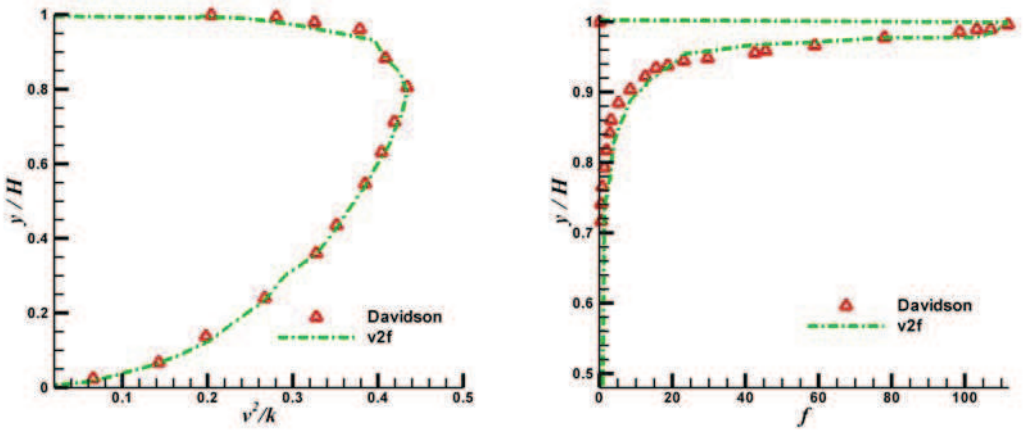


Figure 2. 3: Lignes de courant obtenues par le modèle $\overline{v^2} - f$ à z/H=0.5 (plan médian) à Re=7000.

Nous observons que dans les zones proche paroi, le jet reste parallèle à la paroi (y = 1.0 m) et lorsqu'il heurte la paroi verticale (x = 3.0 m), il change de direction, tout en donnant naissance à une structure tourbillonnaire au centre de la cavité. Notons qu'avec une ventilation isotherme, l'influence de variation de la masse volumique est absente et l'effet de gravité est donc négligeable.

Pour mener à bien cette analyse du modèle $\overline{v^2} - f$ retenu, nous illustrons qualitativement les profiles de $\overline{v^2}/k$ et f comparés avec ceux de Davidson [9].



(a) profils de v^2/k (b) profils de f

Figure 2. 4: Comparaisons entre les résultats et les données: (a) v^2/k; (b) f à x/H=0.34 et z/H=0.5 à Re=7000.

Sur la figure 2.4, les prédictions des valeurs $\overline{v^2}/k$ et f sont confrontées aux

données de la littérature à x/H=0.34 et dans le plan médian. On distingue généralement une très légère différence (<0.5 %) entre nos prédictions et la littérature. Pour assurer la contrainte $\overline{v^2} < 2/3k$ dans les régions loin de parois, Davidson a introduit un terme source dans le modèle de $\overline{v^2} - f$ afin que la quantité de $\overline{v^2}$ reste bornée. Sur la figure 2.4a, nous constatons que le profil de $\overline{v^2}/k$ est en très bon accord avec celui obtenu par Davidson. Aussi les valeurs de $\overline{v^2}/k$ restent inférieures à 2/3.

2.3 Ecoulement bidimensionnel avec transfert de chaleur dans une cavité ventilée

Nous avons étudié une cavité bidimensionnelle en convection mixte à l'aide du modèle $\overline{v^2} - f$ modifié (voir équation 1.63, chapitre 1) et comparé les résultats obtenus avec ceux de Zhai [54]. Toujours pour effectuer une confrontation, nous avons utilisé les trois modèles décrits dans le chapitre 1 (RNG k-ε, SST k-ω et RSM). La configuration qui a été considérée est présentée sur la figure 2.5 (voir ci-dessous).

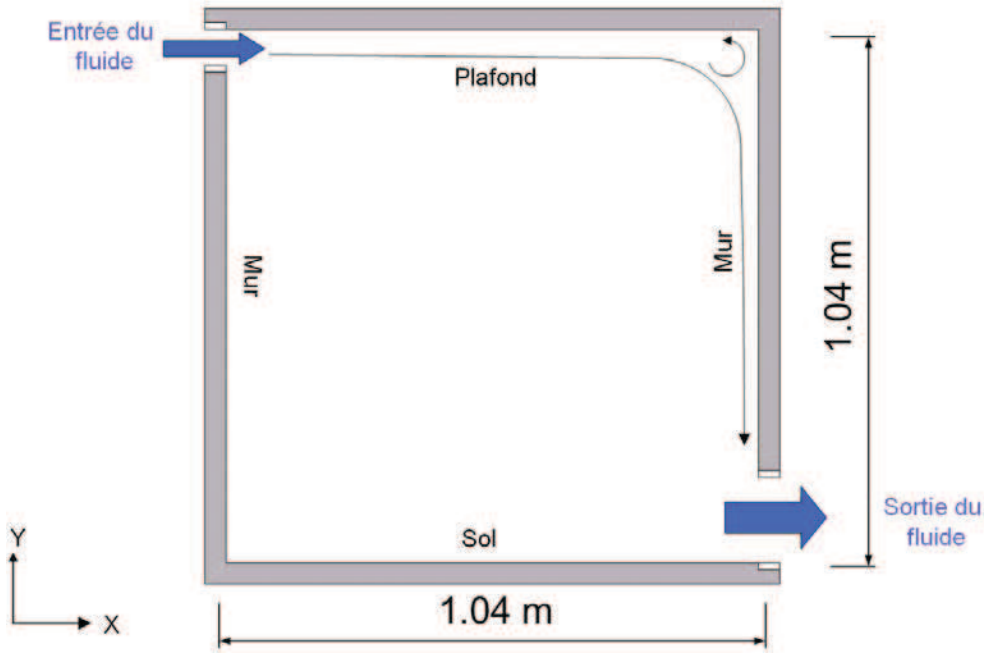


Figure 2. 5: Système de coordonnées et géométrie de la cavité

2.3.1 Equations de transport

Dans cette sous-section, nous rappelons les équations de Navier-Stocks ainsi que les équation des modèles qui sont les modèles RNG k-ε, SST k-ω, $\overline{v^2} - f$ et RSM. Les différentes constantes et les définitions des variables sont aussi résumées dans ce même tableau (cf. tableau 2.4).

Tableau 2. 4: Coefficients et termes sources pour équation 2.1

	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ	Constantes et coefficients
Conservation de la mass	1	0	0	
Quantité de mouvement	u_i	$\upsilon_{eff} = \upsilon + \upsilon_t$	$-\partial p/\partial x_i - \rho\beta g_i (T - T_o)/C_p$	
Transfert de chaleur	E	$\mu/\sigma_T + \mu_t/\sigma_{T,t}$	S_h	
RNG k-ε	k	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_{k,t}$	$G_k - \rho\varepsilon + G_B$	$\mu_t = C_\mu \rho k^2/\varepsilon$, $G_k = \mu_t S^2$, $S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, $G_B = \beta g_i (\mu_t/\sigma_{T,t})\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i}$, $C_{1\varepsilon} = 1.42$,
	ε	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_{\varepsilon,t}$	$C_{1\varepsilon}(G_k + C_{3\varepsilon}G_B)\varepsilon/k - C_{2\varepsilon}\rho\varepsilon^2/k$	$C_{1\varepsilon} = 1.68$, $C_\mu = 0.0845$, $\sigma_{T,t} = 0.9$, $\sigma_{k,t} = 1.0$, $\sigma_{\varepsilon,t} = 1.3$.
SST k-ω	k	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_{k,t}$	$\tilde{G}_k - Y_k$	$\mu_t = \rho k \Big/ \left(\omega \max\left[1/\alpha^*, SF_2/a_1\omega\right]\right)$, $\tilde{G}_k = \min\left(G_k, 10\rho\beta^* k\omega\right)$, $G_\omega = \rho\alpha G_k/\mu_t$,
	ω	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_{\omega,t}$	$G_\omega - Y_\omega + D_\omega$	$Y_k = \rho\beta^* k\omega$, $Y_\omega = \rho\beta\omega^2$, $\beta^*_\infty = 0.09$, $\beta_i = 0.072$, $\mathrm{Re}_t = \rho k/\mu\omega$, $a_1 = 0.31$ $\beta^* = \beta^*_\infty \frac{4/15 + (\mathrm{Re}_t/8)^4}{1 + (\mathrm{Re}_t/8)^4}$, $D_\omega = 2(1-F_1)\rho\sigma_{\omega,2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}$, $\alpha^* = \frac{\beta_i/3 + \mathrm{Re}_t/6}{1 + \mathrm{Re}_t/6}$.
$\overline{\upsilon^2} - f$	k	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_{k,t}$	$G_k - \rho\varepsilon$	$L^2\nabla^2 f - f = \frac{1}{T}(C_1 - 1)\left[\frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3}\right] - C_2\frac{P_k}{k}$, $L = C_L \max\left[\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, C_\eta\left(\frac{\mu}{\rho}\right)^{3/4}\varepsilon^{-1/4}\right]$,
	ε	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_{\varepsilon,t}$	$(C_{\varepsilon 1}P_k - C_{\varepsilon 2}\rho\varepsilon)/T$	$C_\mu = 0.22$, $\mu_t = \rho \min\left[0.22\overline{\upsilon^2}T, 0.09k^2/\varepsilon\right]$, $T = \max\left[\frac{k}{\varepsilon}, 6\left(\frac{\mu}{\rho\varepsilon}\right)^{1/2}\right]$, $C_{\varepsilon 1} = 1.4$;
	$\overline{\upsilon^2}$	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_{k,t}$	$\overline{\upsilon^2}_{source} - \overline{\upsilon^2}\frac{\varepsilon}{k}$	$C_{\varepsilon 2} = 1.9$; $C_1 = 1.4$; $C_2 = 0.3$; $\sigma_{k,t} = 1.0$; $\sigma_{\varepsilon,t} = 1.3$; $C_L = 0.23$ et $C_\eta = 70$.
RSM-IP	$\overline{u_i'u_j'}$	$\upsilon + \upsilon_t/\sigma_j$	$P_{ij} + G_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij}$	$P_{ij} = -\rho\left(\overline{u_i u_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k}\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\right)$, $\phi_{ij} = \overline{p\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)}$, $G_{ij} = -\rho\beta\left(g_i\overline{u_j T} + g_j\overline{u_i T}\right)$, $\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3}\delta_{ij}\varepsilon$

Notons: $S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)$, $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)$.

2.3.2 Conditions aux limites

L'entrée de soufflage se situe en haut près du plafond et la sortie se trouve en bas près du sol. A l'entrée, les conditions aux limites pour la vitesse U_{in}, la température T_{in} et l'énergie cinétique turbulence k_{in} sont celles données par Blay [55] (cf. tableau 2.5 ci-dessous).

Tableau 2. 5: Conditions aux limites : cas bidimensionnel

Entrée	U_{in}=0.57 m/s; V_{in}=0 m/s; T_{in}=15.0 °C; l_{in}=0.018 m; k_{in}=0.00125 m^2/s^2; ε_{in} = 0;
Sortie	U_{ext}=0.43 m/s; l_{ext}=0.024 m;
Paroi	T_{sol}=35.5 °C ; $T_{mur} = T_{plafond}$ =15.0 °C ;

2.3.3 Résultats numériques

Ce paragraphe est consacré à la comparaison des résultats numériques et les confrontations avec des données de la littérature. Avant d'analyser quantitativement la pertinence des résultats numériques obtenus, nous commencerons par justifier l'indépendance des résultats issus du modèle vis-à-vis du maillage et de l'écoulement proche paroi.

2.3.3.1 Indépendance des résultats vis-à-vis du maillage

Pour vérifier l'indépendance des résultats vis-à-vis du maillage, nous avons construit un maillage initial comportant 156×156 nœuds (=24336 volumes finis) et un autre maillage plus dense comportant 36475 volumes finis, soit une augmentation d'environ 50 %. Le second maillage a été réalisé par ajout de tétraèdres dans la zone du jet pariétale (au voisinage de y/H=1), zone qui est soumise aux plus forts gradients de vitesses.

La figure 2.6 présente le profil de vitesse U à x/H=0.5. Les prédictions obtenues par les deux maillages considérés sont illustrées. Sur cette figure, on constate que la différence entre les valeurs obtenues à l'aide des deux maillages est de 1.1% au

maximum. A l'issue de ce calcul, nous avons retenu le maillage initial à 24336 volumes finis car il semble suffisant.

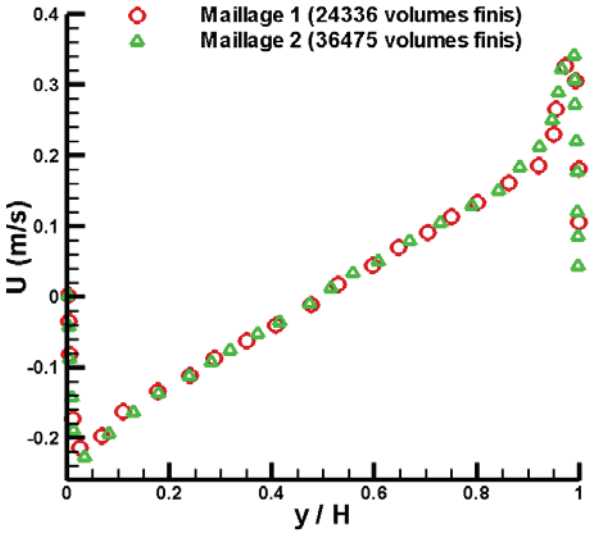


Figure 2. 6: Profils de vitesse U à x/H =0.5 à Re=9923.

2.3.3.2 Justification de l'écoulement en proche paroi

Nous présentons, dans le tableau 2.3, les différentes valeurs de y^+ obtenues pour l'écoulement considéré ici. Nous observons que la première maille est dans la sous-couche visqueuse, et que les valeurs y^+ proches parois sont généralement autour de 1, alors que la valeur la plus grande est observée à la sortie, où la valeur a atteint autour de 5.17.

Tableau 2. 6: Résumé des valeurs y^+ aux parois.

Paroi	y^+ minimum	y^+ maximum	y^+ moyen
Plafond (y =1.04 m)	0.059	4.74	1.01
Mur de droit (x =1.04 m)	0.034	3.21	0.55
Mur de gauche (x =0 m)	0.036	3.13	0.53
Sol (y = 0 m)	0.089	5.17	0.96

2.3.3.3 Analyse des résultats

Toutes les simulations sont exécutées sur une station de calcul Intel Xeon quatre-coeurs à 2.4 GHz (CPU) et 4G de mémoire. Pour cette configuration, les calculs sont réalisés sur un même maillage (156×156). En ce qui concerne le temps de calcul, le modèle RNG k-ε nécessite 20 minutes, le modèle SST k-ω 25 minutes, le modèle $\overline{v^2} - f$ 40 minutes et le modèle RSM environ 120 minutes. Pour comparer (voir tableau

ci-dessous) ces temps de calcul, nous prenons le temps de calcul relatif au modèle RNG k-ε comme référence (unité de mesure).

Tableau 2. 7: Temps de calcul relatif pour les modèles retenus

Modèles de turbulences	RNG k-ε	SST k-ω	$\overline{v^2} - f$	RSM
Temps de calcul normalisé	1	1,25	2	6

On constate que le modèle SST k-ω nécessite un peu plus de temps de calcul que le modèle RNG k-ε, que le modèle $\overline{v^2} - f$ exige deux fois plus de temps de calcul et que le modèle au second ordre RSM exige un temps de calcul qui est six fois le temps de référence.

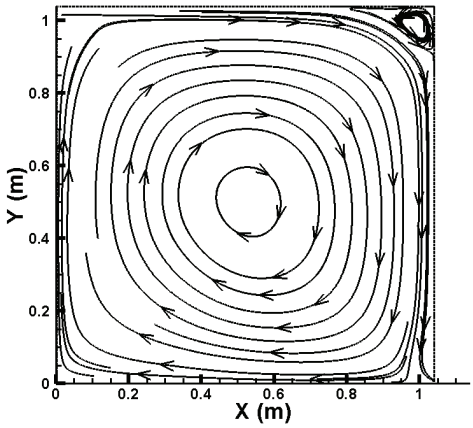


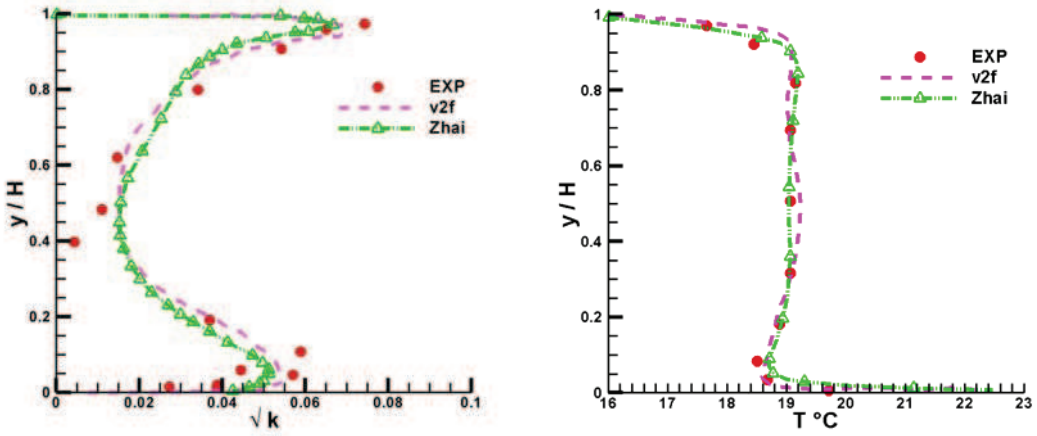
Figure 2. 7: Lignes de courant obtenues par modèle v^2-f à Re=9923.

Afin d'avoir une idée claire du mouvement de l'air dans la cellule test, nous présentons les lignes de courant prédites par le modèle $\overline{v^2} - f$ à x/H=0.5 sur la figure 2.7. On observe que dans les zones proche du plafond (y=1.04m), le jet reste parallèle à la paroi et lorsqu'il heurte la paroi verticale (x = 1.04 m), il change de direction, tout en donnant naissance à une structure tourbillonnaire au centre de la cavité. Notons qu'avec du transfert de chaleur, l'influence de variation de la masse volumique existe et l'effet de poussée d'Archimède va influer sur le mouvement du fluide.

Pour mener à bien cette analyse du modèle $\overline{v^2} - f$ retenu, nous illustrons les profiles de l'intensité turbulente $\sqrt{k}$ et de la température T comparés avec ceux de Zhai [54].

La figure 2.8 présente les confrontations entre les prédictions et les données de la

littérature à *x/H*=0.5. On constate qu'il y a une très légère différence (<0.5 %) entre nos prédictions et la littérature. Sur la figure 2.8a, le profil de l'intensité turbulente $\sqrt{k}$ est bien prédit par le modèle et donne un bon accord avec les résultats obtenus par Zhai [54]. Quant au profil de la température (figure 2.8b), le modèle présente un profil quasi-identique avec celui obtenu par les données expérimentales de Blay [55].



(a) profils de l'intensité turbulente $\sqrt{k}$ (b) profils de la température

Figure 2. 8: Comparaisons des prédictions et des données de la littérature à *x/H*=0.5 à *Re*=9923.

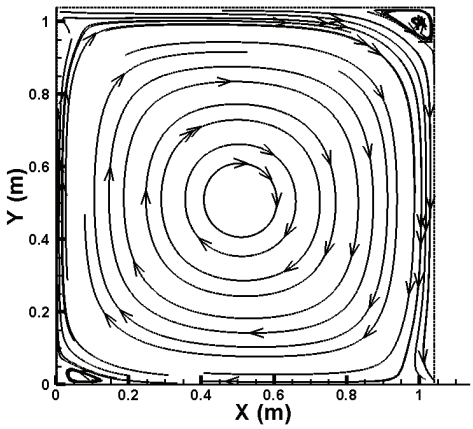
Notons que Zhai [54] utilise une équation différente pour la variable *f*. Celle-ci s'écrit:

$$L^2\nabla^2 f - f = \frac{C_1}{T}\left[\frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3}\right] - C_2\frac{P_k}{k} - 5\frac{\overline{v^2}}{kT} \tag{2.10}$$

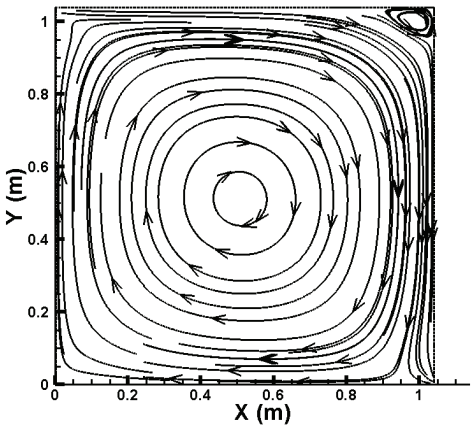
Et, il aussi utilise une définition différente de Davidson [9] pour la valeur $C_{\varepsilon 1}$:

$$C_{\varepsilon 1} = 1.4\left(1 + 0.05\sqrt{k/\overline{v^2}}\right) \tag{2.11}$$

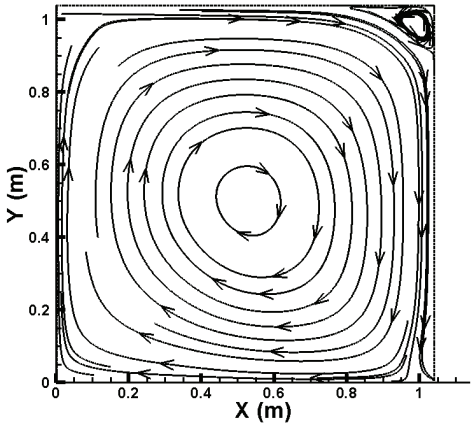
Les lignes de courant prédites par les modèles RNG, RSM, $\overline{v^2} - f$ et SST sont présentées sur la figure 2.9. On constate que ces modèles exhibent la même allure avec l'existence d'un grand tourbillon localisé au centre de la cavité. Quant aux structures secondaires aux coins de la cavité, leurs tailles sont différentes. Aussi, on remarque que le modèle SST prédit clairement trois petits tourbillons, alors que le modèle RNG ne permettent l'observation que de deux tourbillons de petite taille. En ce qui concerne les modèles $\overline{v^2} - f$ et RSM, on constate qu'il n'y a qu'un petit tourbillon.



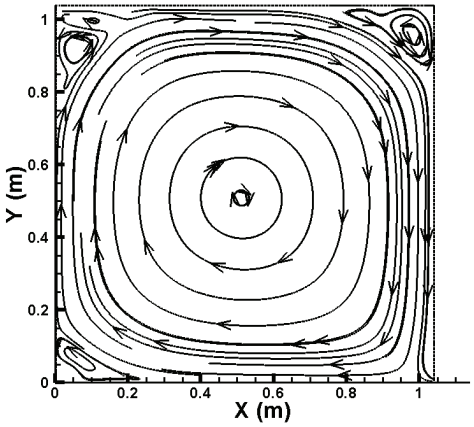
(a) modèle RNG $k-\varepsilon$



(b) modèle RSM

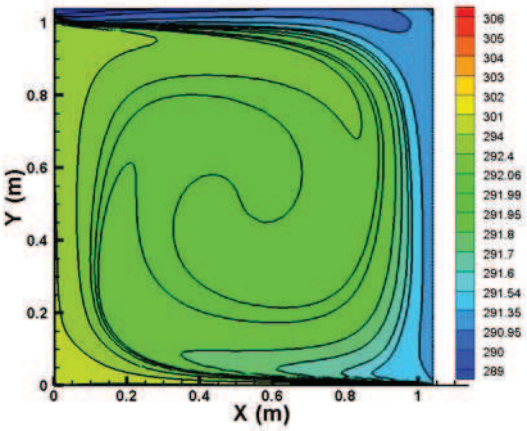


(c) modèle v^2-f

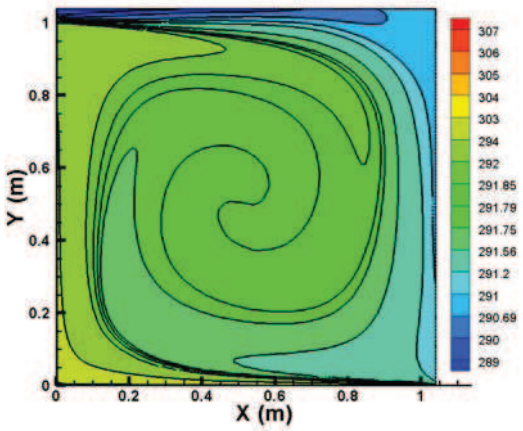


(d) modèle SST $k-\omega$

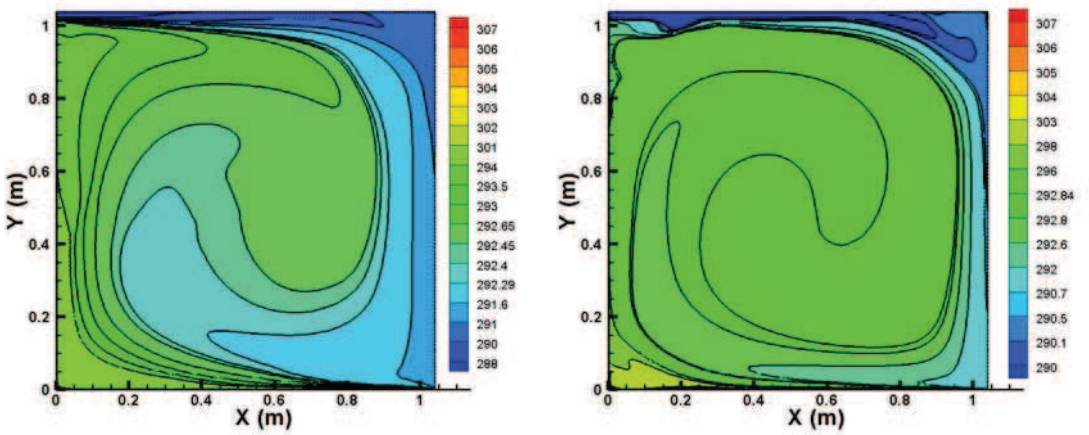
Figure 2. 9: Lignes de courant obtenues par (a) modèle RNG $k-\varepsilon$, (b) modèle RSM, (c) modèle v^2-f, (d) modèle SST $k-\omega$ à Re=9923.



(a) modèle RNG $k-\varepsilon$



(b) modèle RSM



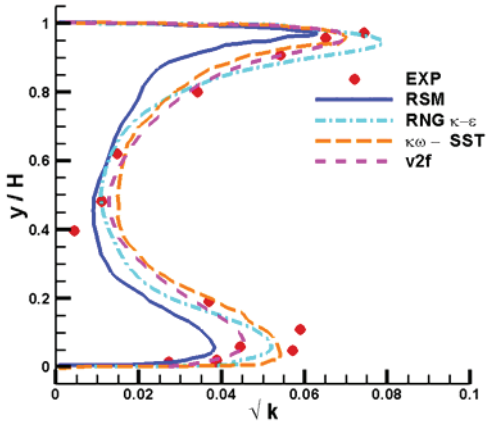
(c) modèle v^2-f (d) modèle SST $k-\omega$

Figure 2.10: Isothermes obtenues par (a) modèle RNG $k-\varepsilon$, (b) modèle RSM, (c) modèle v^2-f, (d) modèle SST $k-\omega$ à Re=9923.

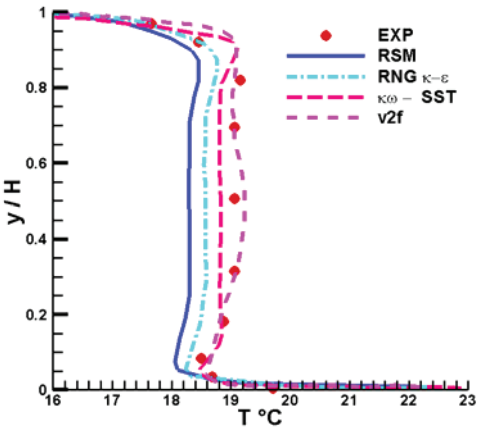
Pour avoir une vision du mouvement du fluide sous l'effet thermique dans la cellule test, nous illustrons les champs thermiques à l'aide des isothermes sur la figure 2.10. Les résultats utilisés sont issus des modèles numériques considérés. On observe que l'air froid se réchauffe lorsqu'il passe dans la zone au voisinage du sol. Ensuite il détourne son trajet et monte vers l'entrée de soufflage. Au cours de ce mouvement de l'air, la chaleur issue du sol est amenée au centre de la cavité. Les modèles RNG k-ε, RSM et SST k-ω donnent globalement une allure similaire. Quant au modèle $\overline{v^2}-f$, il permet d'obtenir une figure semblable sauf dans les zones y/H<0.5 où la température est plus élevée et l'air chaud est amené plus vite au centre de la cavité.

À la position x/H=0.52, les prédictions issues des quatre modèles de turbulence sont confrontés avec les données de la littérature sur la figure 2.11. Sur la figure 2.11a, nous observons que tous les modèles donnent un bon accord avec la littérature, à l'exception du modèle RSM qui produit un léger écart. En zone proche paroi (y=0m), le modèle $\overline{v^2}-f$ présente une meilleure performance et donne un excellent accord avec les données de la littérature [56]. En ce qui concerne les profiles de la température, les modèles $\overline{v^2}-f$ et SST k-ω restent plus fidèles avec les données de la littérature [56], alors que les modèles RNG k-ε et RSM sous-estiment l'évolution de la température et présentent un écart de l'ordre de 0.4 °C et 0.5 °C respectivement (cf. Figure 2.11b). La figure 2.11c montre les profils de la vitesse moyenne u en fonction de y/H. on constate que tous les profils s'accordent bien, sauf au voisinage de la paroi y/H=1 (plafond) et y/H=0 (sol) où les modèles RSM et $\overline{v^2}-f$ provoquent des dérivations. Remarquons

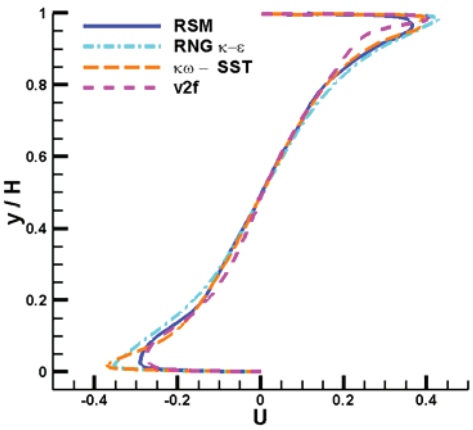
que pour cette grandeur, les résultats expérimentaux sont absents.



(a) profils de l'intensité turbulente $\sqrt{k}$



(b) profils de la température



(c) profils de la vitesse moyenne *u*

Figure 2. 11: Comparaisons des prédictions et des données de la littérature à *x/H*=0.52 à *Re*=9923.

Pour déterminer qualitativement les écarts entre les résultats des modèles et les données de la littérature, nous avons calculé ces écarts (erreurs) à l'aide de la relation suivante :

$$erreur(\%) = \left(\left|\phi_{CFD} - \phi_{EXP}\right| / \phi_{EXP}\right) \times 100 \qquad (2.12)$$

Tableau 2. 8: Erreurs relative moyennes pour chaque modèle.

Profil	RNG *k-ε*	SST *k-ω*	$\overline{v^2} - f$	RSM
Intensité de turbulence	12.38	10.21	14.55	20.58
Température	2.24	1.07	0.52	3.58

Sur le tableau 2.8, nous portons les valeurs de ces écarts. En examinant ce tableau,

nous constatons que les erreurs relatives pour ces quatre modèles restent comparables. Pour le profil de l'intensité de turbulence, le modèle SST k-ω présente un meilleur accord et donne une erreur de l'ordre de 10.21%. Quant au profil de la température, c'est le modèle $\overline{v^2} - f$ qui se comporte mieux et présente un excellent accord avec la littérature. En ce qui concerne le modèle au second ordre RSM, l'estimation n'est pas bonne par rapport aux modèles au premier ordre.

À la position y/H=0.52, les prédictions obtenues à l'aide des quatre modèles de turbulence sont comparées sur la figure 2.12. Tout d'abord remarquons qu'à cette position, les résultats expérimentaux sont absents. Nous observons que tous les modèles ont donné une allure similaire, sauf un léger écart au voisinage de la paroi (x/H=0; x/H=1) pour le modèle SST k-ω (cf. Figure 2.12a). Quant aux profils de la température, le modèle $\overline{v^2} - f$ prédit toujours une température relativement haute, alors que le modèle RSM donne un résultat bas (cf. Figure 2.12b). La figure 2.12c présente les profils de la vitesse moyenne v en fonction de x/H. Nous constatons que tous les modèles prédisent le même résultat, sauf au voisinage des positions x/H=1 et x/H=0.

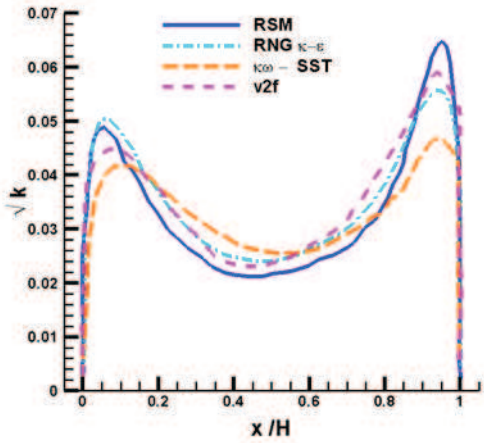
Pour rendre compte du transfert de chaleur entre la paroi chaude (y=0m) et l'air froid, nous déterminons le nombre de Nusselt local (Nu). Ce dernier est un nombre important en thermique. Il représente le rapport entre le transfert thermique par convection et le transfert par conduction. Il est défini de la façon suivante:

$$Nu = \frac{h_{eff} L_{ref}}{\lambda} \tag{2.13}$$

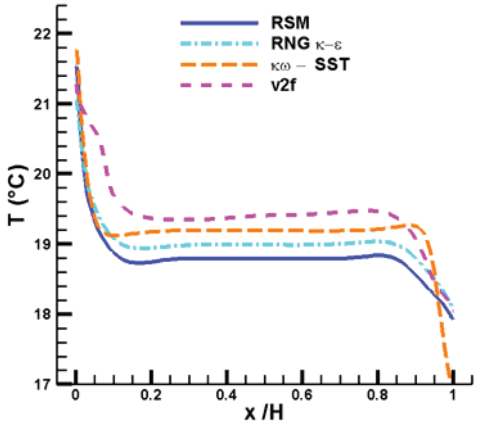
où h_{eff} est le coefficient de transfert thermique de chaleur à travers la paroi par convection, L_{ref} est une longueur référence (ici $L_{ref} = 1.0m$) et λ est la conductivité thermique du fluide considéré (ici c'est l'air).

La figure 2.13 montre l'évolution du nombre de Nusselt prédit par les modèles de turbulence à la paroi y=0m (sol). On remarque que le modèle $\overline{v^2} - f$ donne des valeurs surestimées du nombre de Nusselt et l'écart maximum de Nusselt est de l'ordre de 25 % par rapport aux trois autres modèles de turbulence et que cet écart maximum du nombre Nusselt issu des prédictions se situe à x =0.30m. Autrement dit, le modèle $\overline{v^2} - f$ engendre un transfert de chaleur plus élevé au niveau du sol. Ce résultat peut être expliqué partiellement par une grande intensité turbulente restituée par le modèle

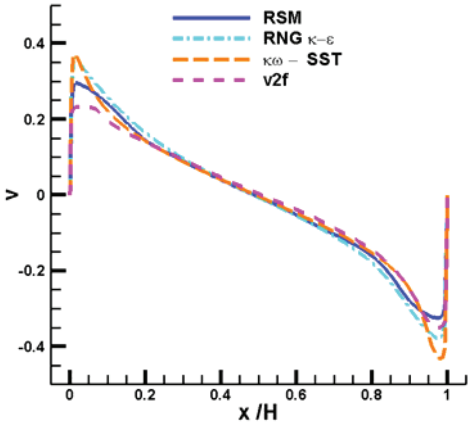
$\overline{v^2} - f$ en zone proche du sol. Néanmoins, on constate que tous les modèles reproduisent des valeurs ayant la même tendance.



(a) profils de l'intensité turbulente $\sqrt{k}$



(b) profils de la température



(c) profils de la vitesse moyenne *v*

Figure 2. 12: Comparaisons des prédictions issues des modèles retenus à *y/H*=0.52 à *Re*=9923.

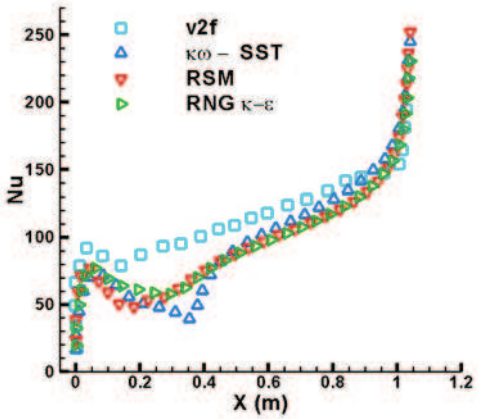


Figure 2. 13: Comparaisons des prédictions du transfert de chaleur à la paroi (*y*=0 m) à *Re*=9923.

2.4 Conclusion

Les différents résultats prédits, par nos simulations numériques, corroborent ceux issus des tests a priori présents dans la littérature [1,3]. A la lumière des résultats obtenus, nous pouvons émettre les conclusions suivantes :

1. Le champ de vitesses est correctement prédit par tous les modèles considérés, sauf en proche paroi où les écoulements secondaires (petit tourbillon) ne sont pas bien prédits par tous ces modèles.
2. Tous les résultats numériques corroborent les résultats expérimentaux, mais l'obtention de ces résultats nécessite un temps de calcul plus or moins important. Parmi les quatre modèles retenus, on peut dire que c'est le modèle SST k-ω qui présente un bon compromis entre la précision des résultats numériques et le temps de calcul.
3. Les valeurs du nombre de Nusselt données par le modèle $\overline{v^2} - f$ sont plus élevées que celles prédites par les autres modèles. Autrement dit, on peut dire que le modèle $\overline{v^2} - f$ favorise le transfert de chaleur au niveau du sol.

Une démarche logique pour montrer encore la capacité de ces modèles à prédire des écoulements turbulents dans la cavité est de procéder à des calculs a posteriori. Ceci fera l'objet des chapitres suivants.

Chapitre 3
Caractérisation de l'écoulement tridimensionnel avec transfert de chaleur dans une cavité ventilée

3.1 Introduction

Dans ce chapitre et le suivant, nous nous intéressons à l'étude a posteriori des quatre modèles RNG $k-\varepsilon$, $k-\omega$ SST, RSM et $\overline{v^2}-f$ dans le contexte des systèmes de cavités ventilées. Pour mener à bien cette étude, nous avons considéré deux configurations de cavités ventilées [57]. Ces cas sont (1) une cavité dite chaude avec un jet entrant ayant une température relative plus faible que celle du milieu intérieur et (2) une cavité froide où le jet entrant a une température plus élevée que celle du milieu environnant.

3.2 Ecoulement tridimensionnel nonisotherme dans une cavité ventilée

Nous avons étudié une cavité tridimensionnelle en convection mixte à l'aide des modèles RNG $k-\varepsilon$, $k-\omega$ SST, RSM et $\overline{v^2}-f$ et comparé les prédictions numériques avec celles de Kuznik [57]. La configuration considérée est illustrée sur la figure 3.1. La géometrie de cette configuration ainsi que ces dimensions sont précisées ci-dessous:

- dimension de la cavité: *3.1m×3.1m×2.5m* (*x×y×*z);
- diamètre de l'entrée du soufflage: D_{in}*=0.12 m;*
- dimension de la sortie: *0.2m×0.1m (x×y)*.

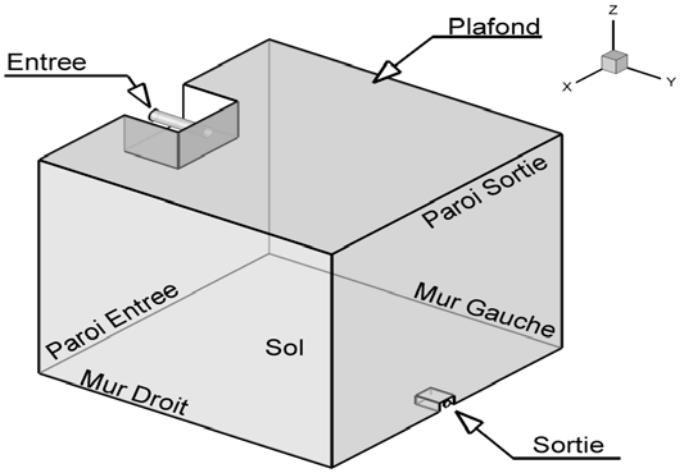


Figure 3. 1: Système de coordonnées et géométrie de la cavité

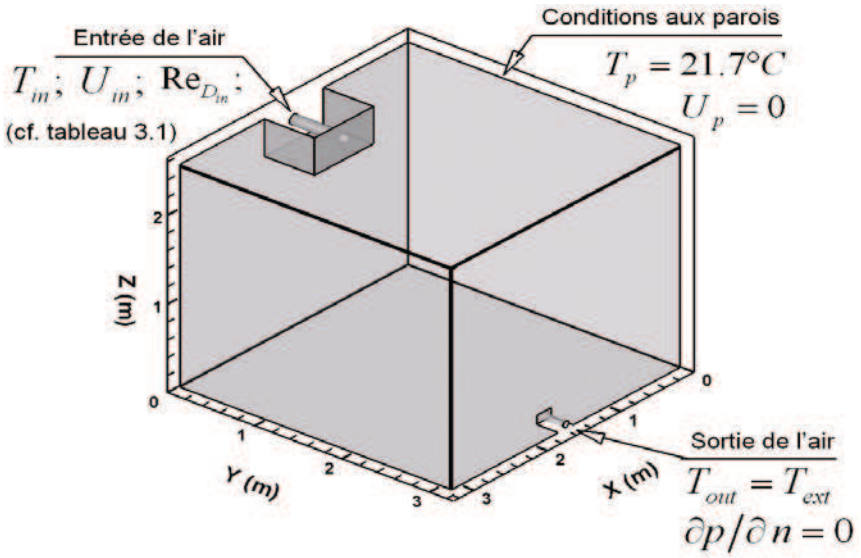


Figure 3. 2: Conditions aux limites

3.3. Equations de transport et conditions aux limites

Les équations qui gouvernent ce type d'écoulements sont celles écrites dans le chapitre 2 (voir § 2.3.1) et résumées dans le tableau 2.4 de ce même chapitre.

La figure 3.2 montre les conditions aux limites utilisées pour cette étude. A l'entrée, les valeurs de vitesses et de températures sont déterminées par les valeurs expérimentales. Nous résumons ces valeurs de températures (T_{in}), de vitesses (U_{in}) et du nombre de Reynolds (Re_{Din}) à l'entrée sur le tableau 3.1. Notons que Re_{Din} ($= U_{in} D_{in} / \nu$) est le nombre de Reynolds basé sur le diamètre D_{in}.

Tableau 3. 1: Conditions aux limites à l'entrée

Cas	T_{in} (°C)	Re_{Din}	U_{in} (m/s)
Chaud	30.6	12800	1.60
Froid	12.7	11760	1.47

Quant aux valeurs turbulentes (k_{in}, ε_{in}, ω_{in} et $\overline{v^2}_{in}$), elles sont calculées à partir de l'intensité de turbulence I_{in} déterminée en supposant un régime pleinement établi soit:

$$I_{in} = 0.16\left(\mathrm{Re}_{D_{in}}\right)^{-1/8} \tag{3.1}$$

Ainsi, les quantités turbulentes à l'entrée sont calculées par:

$$k_{in} = \frac{3}{2}\left(U_{in} I_{in}\right)^2 \tag{3.2}$$

$$\varepsilon_{in} = C_{\mu}^{3/4} \frac{k_{in}^{3/2}}{D_{in}} \tag{3.3}$$

$$\omega_{in} = \frac{k_{in}^{1/2}}{C_{\mu}^{1/4} D_{in}} \tag{3.4}$$

$$\overline{v^2}_{in} = \frac{2}{3} k_{in} \tag{3.5}$$

En ce qui concerne les conditions aux limites à la sortie, elles sont imposées à une section où le fluide est considéré en régime pleinement établi. Dans cette section, la vitesse est calculée en supposant qu'il y a conservation de la masse entre l'entrée et la sortie. Pour les autres variables, leurs gradients normaux sont supposés nuls.

Quant aux conditions aux parois, la vitesse est nulle et les températures sont celles ayant servi expérimentalement ($T_p = 21.7°C$). Le gradient d'énergie cinétique de turbulence normal à la paroi est supposé nul. Le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente est calculé comme suit:

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{y c_l \left(1 - e^{-\mathrm{Re}_y / 2c_l}\right)} \tag{3.6}$$

où $c_l = \kappa C_{\mu}^{-3/4}$; $\kappa = 0.42$; $C_{\mu} = 0.09$; $\mathrm{Re}_y = \rho y \sqrt{k} / \upsilon$, y étant la distance entre la paroi et les centres des cellules.

En ce qui concerne le taux de dissipation spécifique à la paroi (ω_p), il est déterminé de la façon suivante:

$$\omega_p = \frac{\rho u_{\tau}^2}{\mu} \omega^+ \tag{3.7}$$

où $\omega^+ = \min\left(2500; 6/0.072(y^+)^2\right)$, u_{τ} étant la vitesse de frottement qui est définie dans chapitre 1, §1.4.2.3.

3.4. Résultats numériques

Dans ce paragraphe, nous procédons à la comparaison des résultats numériques obtenus avec les données de la littérature. Avant d'analyser quantitativement la pertinence de ces résultats, nous commencerons par justifier la validité du modèle de turbulence utilisée vis-à-vis du maillage et de l'écoulement proche paroi.

3.4.1 Indépendance des résultats vis-à-vis du maillage

Pour vérifier l'indépendance des résultats vis-à-vis du maillage, nous avons construit trois maillages au cours de simulations. Le maillage initial comporte 72×72×62 nœuds (= 322958 volumes finis). Le second maillage comporte 484273 volumes finis et le troisième est composé de 645693 volumes finis. En ce qui concerne les second et troisième maillages, ils ont été réalisés par ajout de tétraèdres dans la zone du jet entrant au voisinage du plafond où de plus forts gradients de vitesse sont présents.

La figure 3.3 présente les profils de la vitesse moyenne U en fonction de y à $z = 2.32$ dans le plan médian ($x = 1.55$). Les prédictions obtenues pour les trois maillages considérés sont illustrées. On constate que les différences entre les valeurs obtenues sont de l'ordre de 9.0% (entre le maillage 1 et le maillage 2) et de 1.5% (entre le maillage 2 et le maillage3) au maximum. Pour un meilleur compromis, nous avons retenus le second maillage et ce pour toues nos simulations.

Notons qu'en raison de la symétrie géométrique selon l'axe y, seule la moitié de la cavité est considérée.

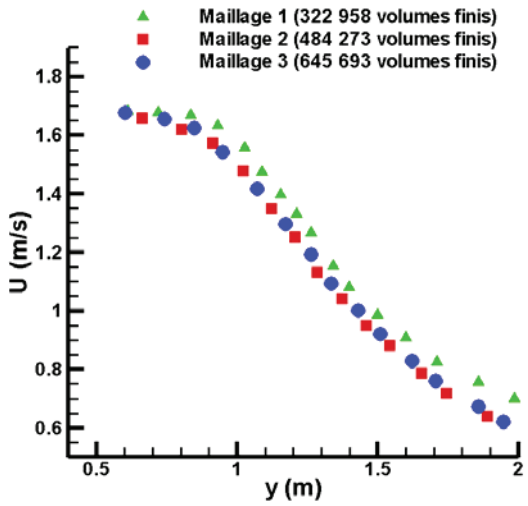


Figure 3. 3: Profils de la vitesse moyenne U à z = 2.32 dans le plan médian (x = 1.55). Comparaison de trois maillages à Re=13360.

3.4.2. Justification de l'écoulement proche paroi

La distance pariétale relative aux parois, y^+ (voir §1.4.2.3 chapitre 1), s'exprime en fonction des caractéristiques de l'écoulement. La vérification a posteriori des valeurs de ce paramètre est nécessaire pour valider les approches choisies. Rappelons que pour les modèles utilisant la fonction de paroi bi-couche, y^+ doit être inférieure à 1. En ce

qui concerne le modèle $\overline{v^2} - f$, il est admis que cette distance (y^+) doit être inférieure à 5 (voir par exemple [53]).

Tableau 3. 2: Résumé des valeurs y^+ aux parois.

Paroi	y^+ minimum	y^+ maximum	y^+ moyen
Plafond	0.23	5.59	2.01
Mur droit	0.043	3.66	0.82
Mur gauche	0.054	1.03	0.55
Paroi entrée	0.027	1.06	0.55
Paroi sortie	0.026	9.33	1.31
Sol	0.061	2.31	1.03

Nous présentons, dans le tableau 3.2, les différentes valeurs de y^+ obtenues pour l'écoulement tridimensionnel pour le cas de la cavité chaude. On constate que la première maille est dans la sous-couche visqueuse, que les valeurs moyennes de y^+ en proche parois restent généralement petites (0.5 ~ 2) et que la valeur la plus grande est observée au niveau de la paroi à la sortie ($y^+_{\max} = 9.33$).

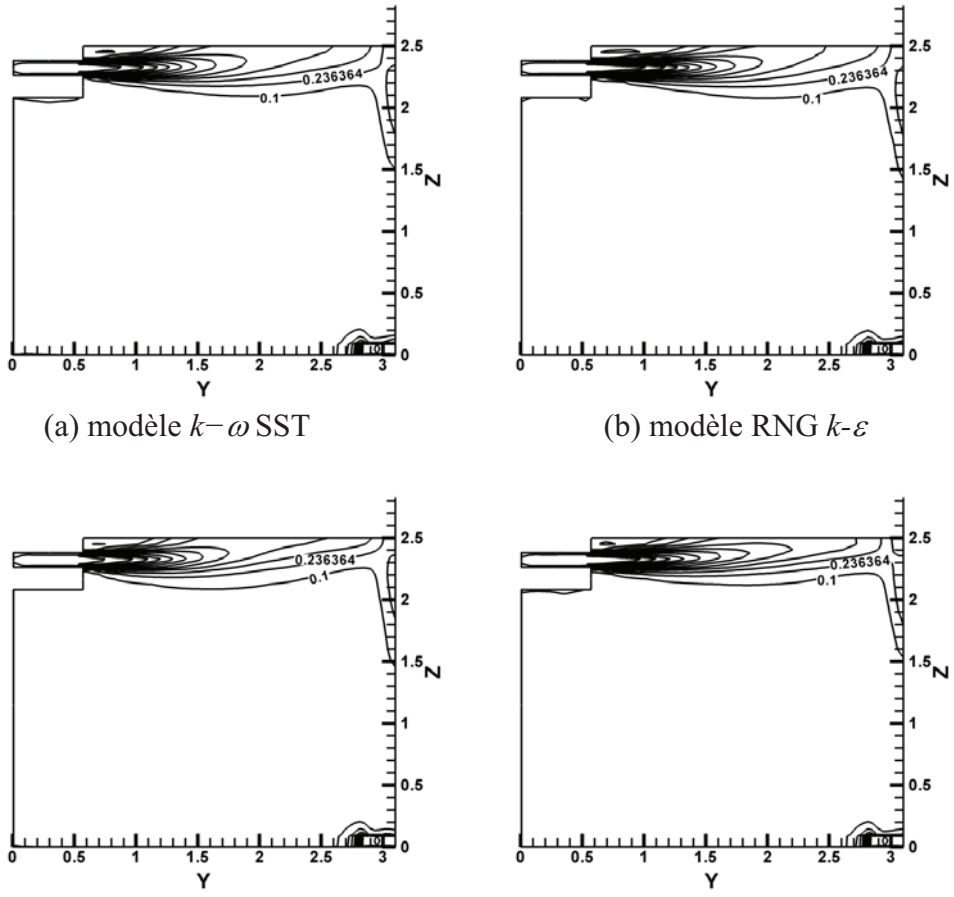
3.5. Résultats numériques- Cas chaud

La température de l'écoulement entrant (introduit par le soufflage) est beaucoup plus élevée que celle du milieu intérieur. Avec l'effet de poussée d'Archimède, la hauteur de l'écoulement monte rapidement. Afin d'avoir une idée claire de l'écoulement dans la cellule test, nous illustrons qualitativement le champ aéraulique à l'aide des contours de la vitesse moyenne dans le plan médian. Les données utilisées sont issues des modèles de turbulence. Nous constatons que ces modèles prédisent des valeurs presque identiques (cf. figure 3.4). Sur cette figure, le jet chaud issu de la bouche de soufflage est dévié petit à petit vers le plafond. En heurtant la paroi verticale, il se dirige ensuite vers la sortie.

3.5.1 Analyse des profils de vitesse et de température

Ici, nous avons choisi de représenter les profils de vitesses et de températures le long de lignes droites ($y = cte$). Sur la figure 3.5, nous donnons les valeurs des positions où ces profils vont être confrontés. Ceux–ci sont tracés dans deux plans orthogonaux, le plan médian (x=1.55m) et le plan horizontal (z=2.32m) à y = 0.60m, 1.50m et 2.40m.

Notons que la position y = 0.6m correspond à une distance de 3cm par rapport à la bouche de soufflage.



(a) modèle $k-\omega$ SST (b) modèle RNG k-ε

(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 3. 4: Contours de la vitesse moyenne dans le plan médian (x=1.55 m) prédits par (a) $k-\omega$ SST ; (b) RNG k-ε; (c) RSM ; (d) $\overline{v^2}-f$ — cas chaud à *Re*=12800.

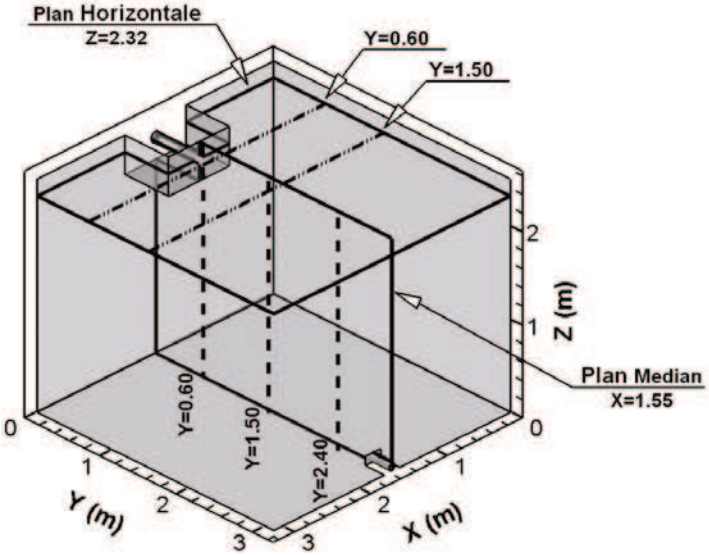
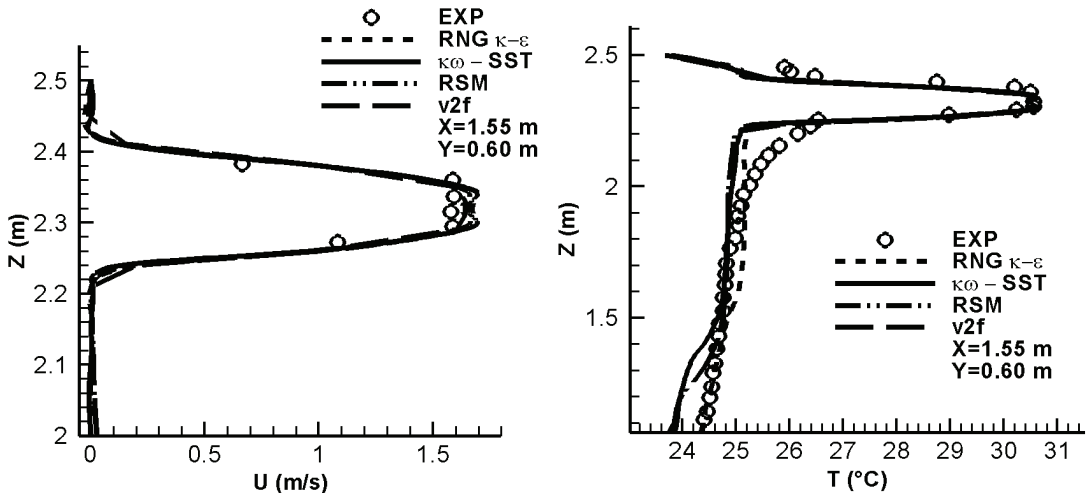


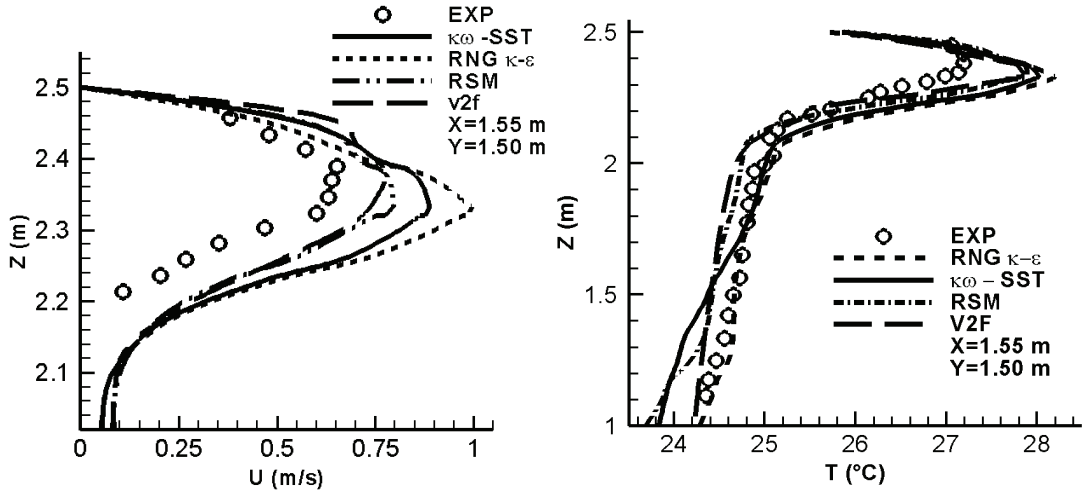
Figure 3. 5: Positions des profils de comparaison



(a) profils de vitesse moyenne *U* (b) profils de température *T*

Figure 3. 6: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y=0.60 m — cas chaud à *Re*=12800.

Sur la figure 3.6, nous présentons à la fois les prédictions numériques et les données de la littérature à la position y=0.60m. En ce qui concerne le profil de vitesse (cf. figure 3.6a), on constate qu'il y a un excellent accord entre les données de la littérature et les résultats numériques. Quant au profil de la température, nous observons que tous les modèles prédisent correctement la température à la bouche de soufflage où elle est maximum (z = 2.32 m). Ailleurs, on constate un léger écart entre les prédictions et les résultats expérimentaux [58].



(a) profils de la vitesse moyenne *U* (b) profils de la température *T*

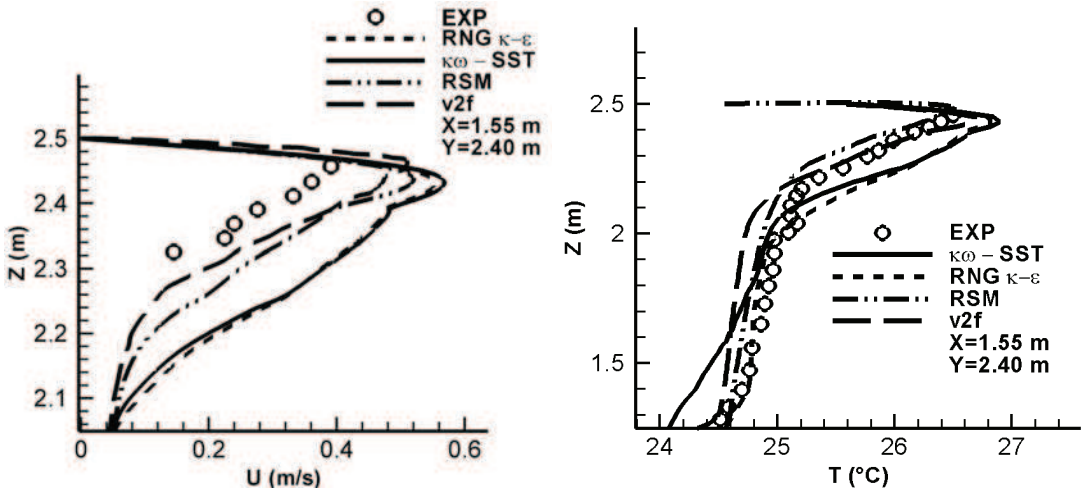
Figure 3. 7: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y =1.50 m — cas chaud à *Re*=12800.

Sur les figures 3.7 et 3.8, nous montrons les profils de vitesse et de température dans le plan médian à y=1.50 m et y=2.40 m respectivement. A la position y=1.50 m (cf. figure 3.7a), on constate un écart entre les modèles et l'expérience. Sur cette figure, on

voit clairement que c'est le modèle $\overline{v^2} - f$ qui corrobore mieux les résultats expérimentaux. Aussi, nous remarquons que le modèle RSM présente un bon accord avec l'expérience et que les modèles $k - \omega$ SST et $k - \varepsilon$ RNG surestiment le maximum de la vitesse de 38% et 59% respectivement. Dans tous les cas, l'écart le plus important est observé au niveau du pic.

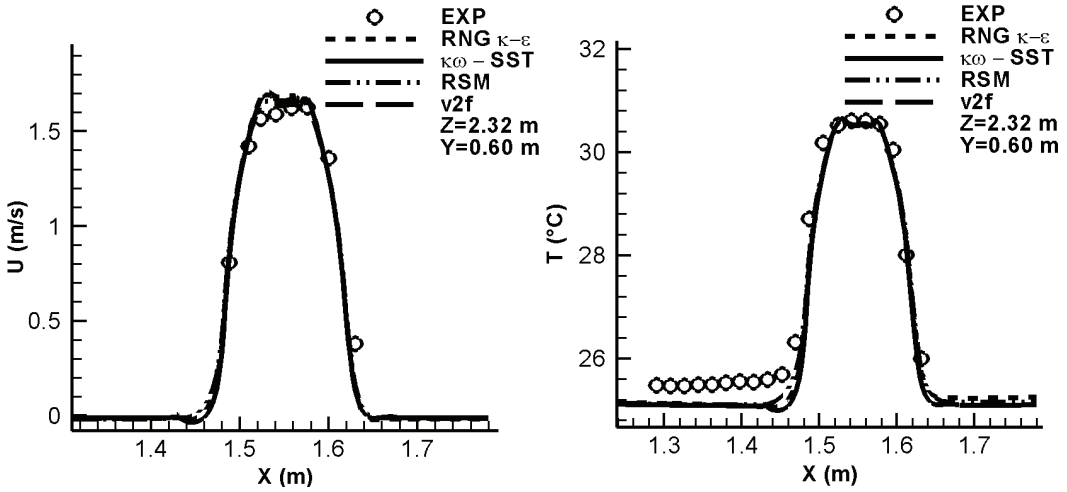
Pour les profils de température, un bon accord est constaté pour tous les modèles de turbulence. Cependant, on observe que le pic de température est légèrement surestimé de l'ordre de 2.5 %. Pour z<1.50 m, nous remarquons des écarts significatifs entre les profils prédits par le modèle *k-ω* SST et les profils expérimentaux.

À la position y=2.40 m, nous avons trouvé que tous les modèles surestiment la valeur maximum de la vitesse au voisinage de z=2.45m, et que le modèle RSM et $\overline{v^2} - f$ présentent un accord globalement bon (cf. figure 3.8a). Cependant, l'écart entre les deux modèles et l'expérience est de l'ordre de 20% et 30% respectivement. Quant au profil de la température (cf. figure 3.8b), un bon accord est constaté pour ces quatre modèles. En particulier, les modèles RSM et $\overline{v^2} - f$ prédisent très bien la valeur maximum du pic et situent ce dernier presque à la même position *z* que les autres modèles. Ce résultat n'est pas valable pour les modèles $k - \omega$ SST et $k - \varepsilon$ RNG qui donnent un léger écart pour le pic. Lorsque z≤1.80 m, le modèle $k - \omega$ SST s'écarte des autres modèles et des valeurs expérimentales.



(a) profils de la vitesse moyenne *U* (b) profils de la température *T*

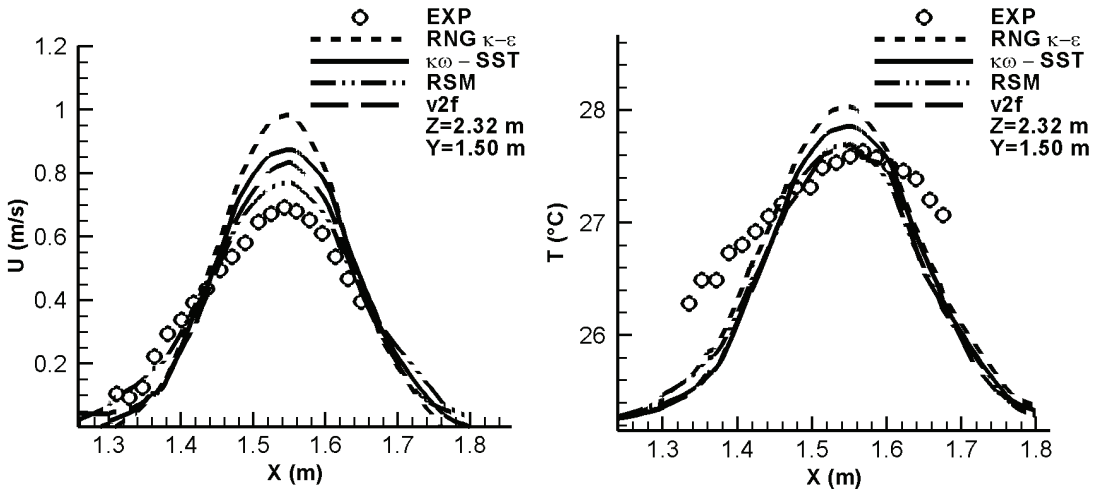
Figure 3. 8: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y = 2.40 m — cas chaud à *Re*=12800.



(a) profils de la vitesse moyenne *U* (b) profils de la température *T*

Figure 3. 9: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan horizontal à y=0.60 m — cas chaud à *Re*=12800.

Les figures 3.9 et 3.10 montrent les distributions de la vitesse moyenne et de la température dans le plan horizontal z = 2.32 m à y= 0.60 et 1.50 m respectivement. A la positions y=0.60m (cf. figure 3.9), nous observons un bon accord à la fois entre les prédictions numériques et l'expérience disponible et ce pour la vitesse moyenne et pour la température. Cependant, un léger écart de la température est observé pour x<1.45m. Quant à la position y=1.50m, nous constatons que les prédictions de la vitesse et de la température issues des quatre modèles s'écartent des valeurs expérimentales. On constate que les modèles RSM, $\overline{v^2}-f$ et $k-\omega$ SST présentent des prédictions semblables à celles de l'expérience, alors que le modèle RNG $k-\varepsilon$ surestime le pic de façon prononcée (cf. figure 3.10a). Pour la température, aucun des quatre modèles ne permet de prédire un profil qui corrobore le profil expérimental.



(a) profils de la vitesse moyenne *U* (b) profils de la température *T*

Figure 3. 10: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan horizontal à y=1.50 m — cas chaud à *Re*=12800.

Afin de caractériser l'aspect anisotrope de l'écoulement dans la cavité ventilée (cas chaud), nous procédons à une analyse brève de la carte d'anisotropie de l'écoulement dans la section ci-après.

3.5.2. Caractérisation de la turbulence

Pour mettre en évidence le caractère anisotrope de l'écoulement, on exploite les propriétés du tenseur d'anisotropie des contraintes de Reynolds b_{ij} qui est défini par [59]:

$$b_{ij} = \frac{R_{ij}}{2k} - \frac{1}{3}\delta_{ij} \tag{3.8}$$

Notons que ce tenseur est un bon indicateur de l'aspect anisotrope de l'écoulement et est souvent retenu. Lumley et Newman [59] et Pope [25] ont établi un domaine de validité de ce tenseur (b_{ij}) dans le plan des invariants (I^*, II^*, III^*). Le premier (I^*), second (II^*) et troisième (III^*) invariants modifiés peuvent être définis par:

$$I^* = 0\ ;\ \ II^* = 3\sqrt{b_{ij}b_{ij}/2}\ \ ;\ \ III^* = 6\sqrt[3]{b_{ip}b_{pj}b_{ji}/6} \tag{3.9}$$

Les frontières de ce domaine de validité (cf. figure 3.11) sont décrites par les équations suivantes:

$$II^* = \sqrt{1 + III^{*3}/4} \tag{3.10}$$

$$II^* = \sqrt{3}\left|III^*\right|/2 \tag{3.11}$$

Sur la figure 3.11, le domaine admissible se réduit à l'intérieur du triangle curviligne. L'origine du plan, coordonnées (0,0), représente l'état de turbulence isotrope.

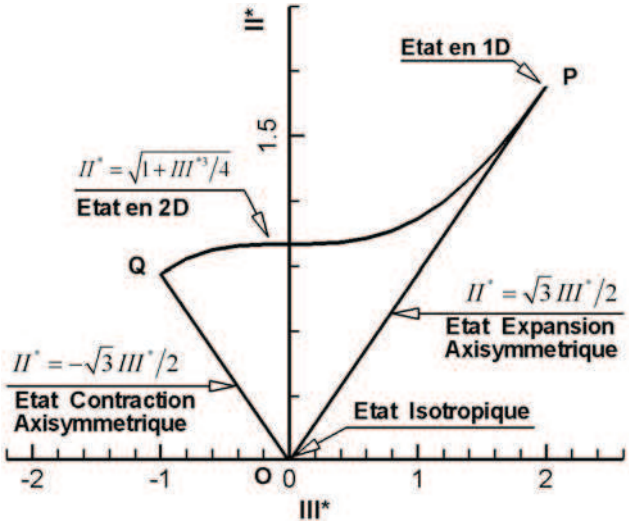


Figure 3.11: Domaine admissible d'anisotropie dans le plan (II^*, III^*).

La limite supérieur (ligne QP) correspond à une turbulence bidimensionnelle pour laquelle l'une des trois valeurs propres du tenseur de Reynolds est nulle (c'est le cas au voisinage d'une paroi). Les limites inférieures correspondent aux états axisymétriques, de contraction lorsque III^* est négatif (ligne OQ) et d'expansion lorsque III^* est positif (ligne OP). Le point P positionné à l'extrémité haute du triangle est appelé état unidimensionnel et le point Q correspond au cas pour lequel deux valeurs propres sont égales et la troisième est nulle.

La figure 3.12 présente les évolutions du second invariant II^* issues de l'expérience en fonction du troisième invariant III^* dans le plan médian (x=1.55m). On constate que l'évolution de l'anisotropie se caractérise par une augmentation du deuxième invariant le long des *y* croissants et montre une turbulence en expansion et en contraction axisymétrique.

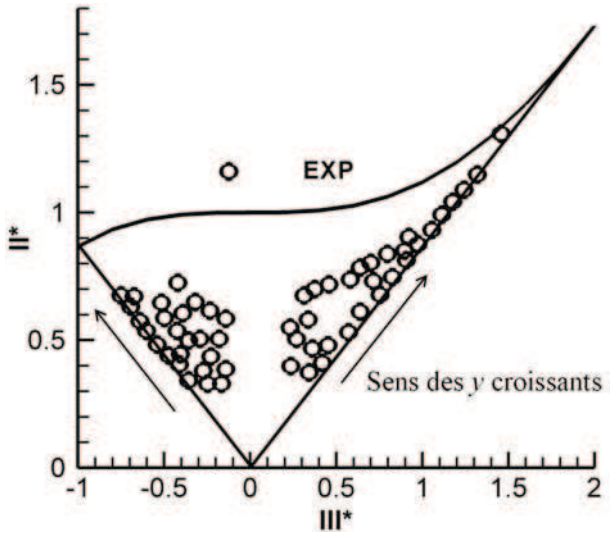
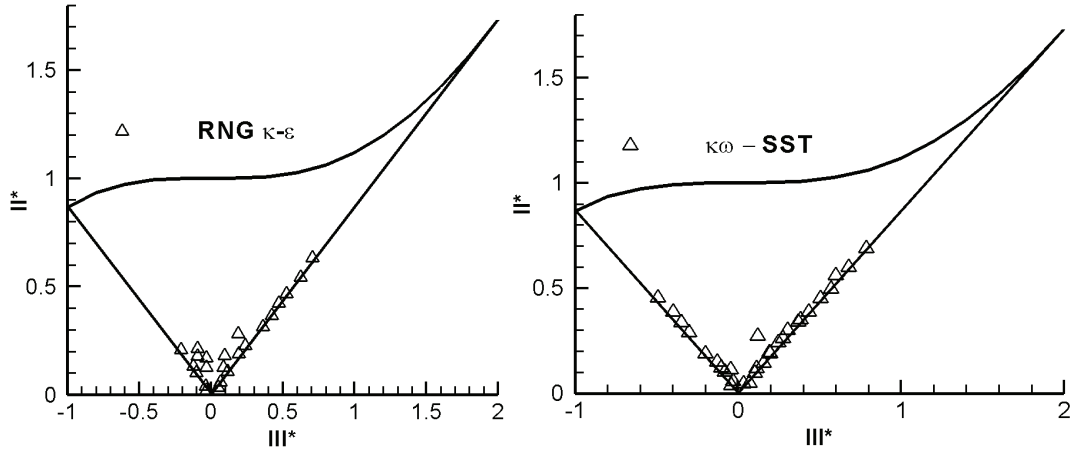
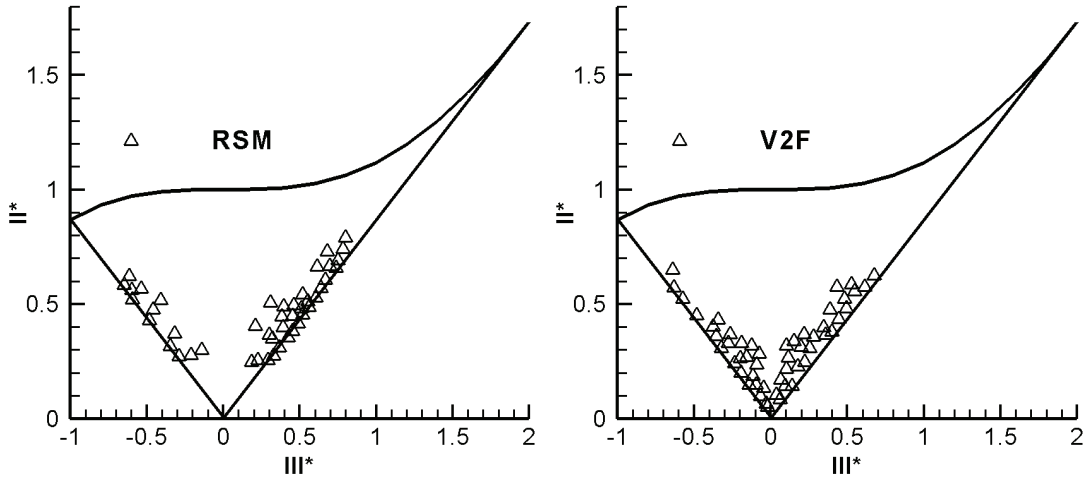


Figure 3.12: Carte d'anisotropie d'après [1] — cas chaud.



(a) modèle RNG k-ε (b) modèle k-ω SST



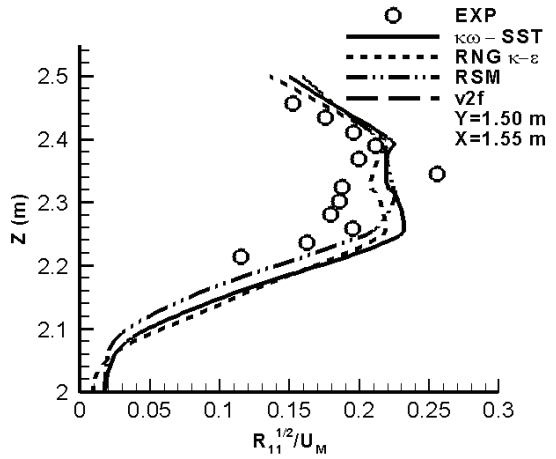
(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 3.13: Carte d'anisotropie. Prédictions: (a) RNG *k*-ε; (b) *k*-ω SST; (c) RSM; (d) $\overline{v^2}-f$ — cas chaud à *Re*=12800.

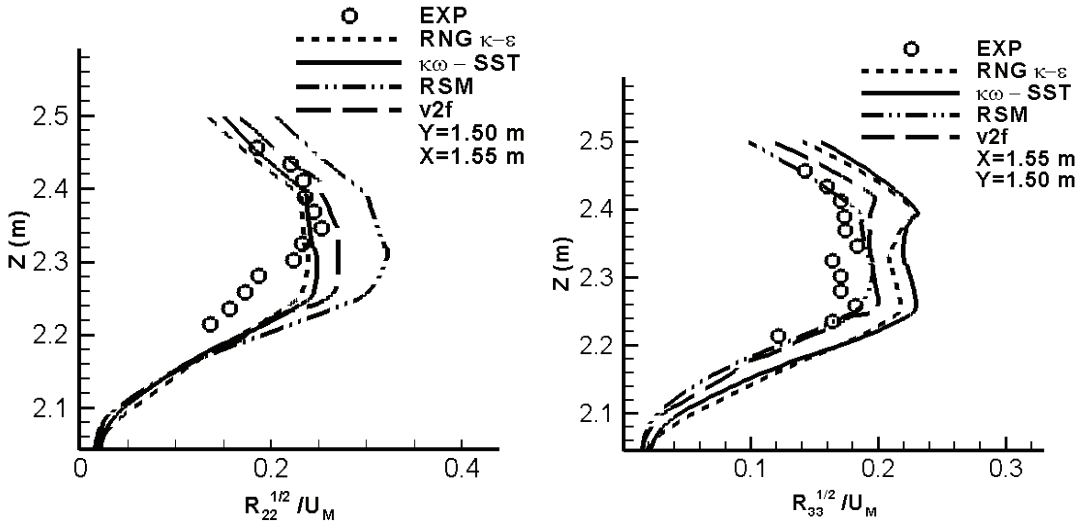
Sur la figure 3.13, on présente la même carte d'anisotropie pour les quatre modèles RNG $k-\varepsilon$, $k-\omega$ SST, $\overline{v^2}-f$ et RSM. Un examen de ces cartes montre que tous les modèles présentent un état de turbulence mixte en contraction et expansion axisymétrique. La partie d'expansion se trouve principalement dans la zone centrale du jet, alors que la partie de contraction se trouve dans la zone externe du jet. Par ailleurs, nous constatons que ce sont les modèles RSM et $\overline{v^2}-f$ qui reproduisent l'expérience avec un très bon accord.

3.5.3. Profils des contraintes normales turbulentes

Dans cette partie, on compare les contraintes normales adimensionnalisées, dites aussi intensités turbulentes ($R_{ii}^{1/2}/U_M$, $1\le i\le 3$) prédites dans le plan médian avec celles de l'expérience [57].



(a) profiles de $R_{11}^{1/2}/U_M$



(b) profiles de $R_{22}^{1/2}/U_M$ (c) profiles de $R_{33}^{1/2}/U_M$

Figure 3.14: Comparaisons des profiles des intensités turbulents dans la plan médian à y=1.50 m (a) $R_{11}^{1/2}/U_M$; (b) $R_{22}^{1/2}/U_M$; (c) $R_{33}^{1/2}/U_M$ — cas chaud à *Re*=12800.

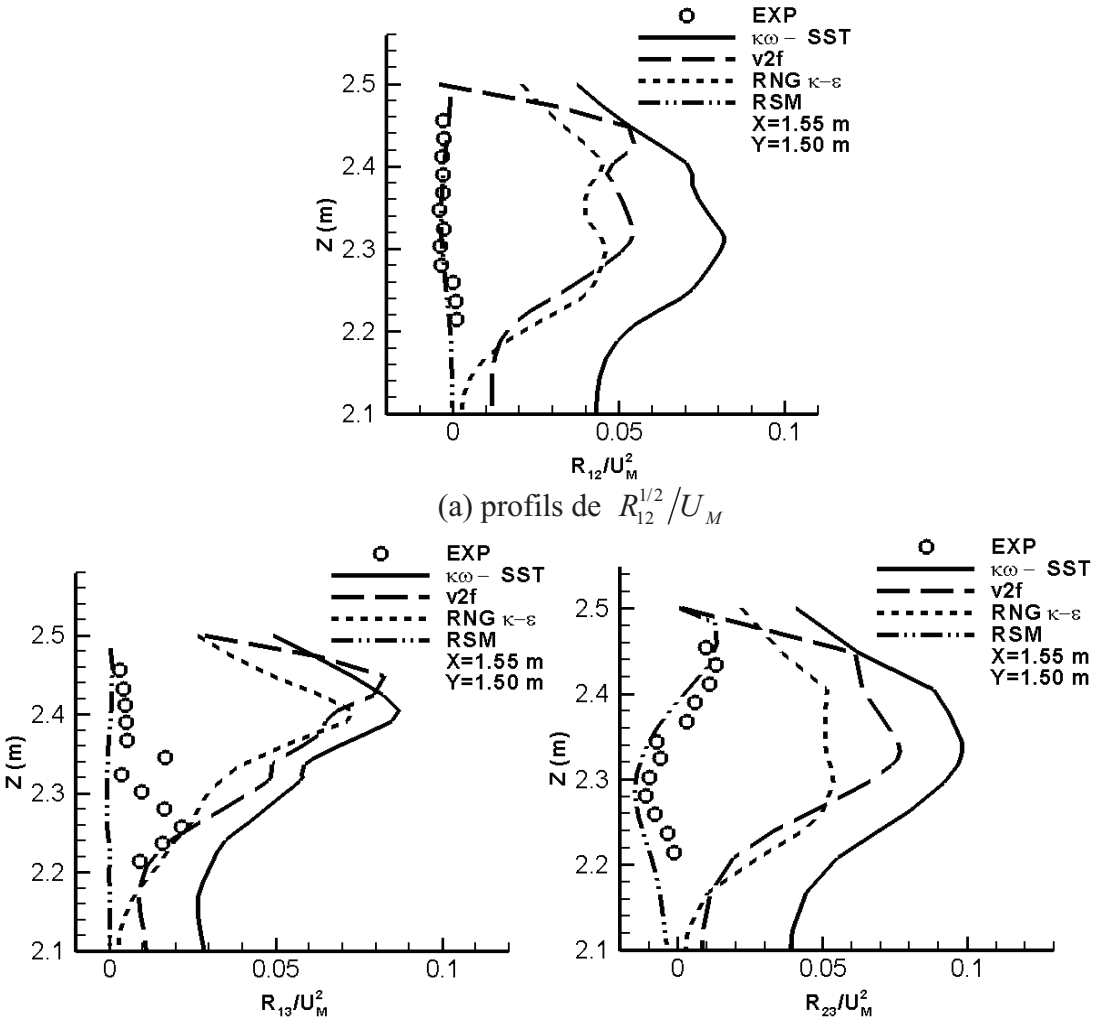
Pour mieux appréhender les différences entre les modèles sélectionnés et l'écoulement expérimental, nous avons décidé de nous intéresser à la partie du jet pour laquelle $y \geq 1.50$ m. Cette zone correspond à l'endroit à partir duquel les résultats expérimentaux et numériques diffèrent. La figure 3.14 montre la comparaison des profils de ces grandeurs. On peut raisonnablement dire que les prédictions donnent des profils proches des profils expérimentaux.

De manière générale, on constate que l'intensité turbulente $(uu)^{1/2}/U_M$ prédite est en bon accord avec l'expérience (cf. figure 3.14a). Cependant, les maximums de cette quantité sont surestimés (légèrement) par rapport aux valeurs de l'expérience d'environ 4 %. Quant à l'intensité turbulente $(vv)^{1/2}/U_M$ (cf. figure 3.14b), on observe que les modèles RNG $k-\varepsilon$, $k-\omega$ SST et $\overline{v^2}-f$ présentent un bon accord avec les résultats expérimentaux et donnent un écart de l'ordre 5% pour le pic. Notons que ce résultat n'est pas valable pour le modèle RSM qui présente un écart excessif de l'ordre de 30% pour le pic entre la prédiction et l'expérience. Concernant la troisième intensité turbulente $(ww)^{1/2}/U_M$ (cf. figure 3.14c), on note un bon accord entre les prédictions obtenues à l'aide des modèles $\overline{v^2}-f$ et RSM et les valeurs expérimentales. Quant aux modèles RNG $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ SST, ils prédisent des résultats plus éloignés de l'expérience et donnent un écart de l'ordre de 20% pour le pic. Aussi, on constate, d'une part que les maximums prédits sont tous au-dessus de celui donné par l'expérience, et d'autre part

que c'est le modèle $\overline{v^2} - f$ qui corrobore au mieux les profils expérimentaux des trois intensités turbulentes.

3.5.4 Profils des tensions de cisaillement turbulentes

La figure 3.15 montre les distributions des tensions de cisaillements turbulentes R_{12}/U_M^2, R_{13}/U_M^2 et R_{23}/U_M^2 adimensionenalisées dans le plan médian à y=1.50 m.



(a) profils de $R_{12}^{1/2}/U_M$

(b) profils de $R_{13}^{1/2}/U_M$

(c) profils de $R_{23}^{1/2}/U_M$

Figure 3.15: Comparaisons des profiles des tensions de cisaillement de Reynolds dans le plan median à y=1.50 m (a) $R_{12}^{1/2}/U_M$; (b) $R_{13}^{1/2}/U_M$; (c) $R_{23}^{1/2}/U_M$ — cas chaud à *Re*=12800.

La prédiction des trois tensions R_{ij}/U_M^2 $1 \leq i,j \leq 3$ (cf. figure 3.15a-c) obtenue avec le modèle RSM est en très bon accord avec les profils expérimentaux. Pour les modèles au premier ordre ($k-\omega$ SST, RNG $k-\varepsilon$ et $\overline{v^2} - f$), ils surestiment ces tensions de cisaillement le long de l'axe z avec un grand écart. Dans tous les cas, il semble que le

modèle RSM peut correctement prédire les évolutions de ces tensions de cisaillement indiquant une turbulence d'anisotropie, alors que les autres modèles donnent des résultats inadéquats.

3.5.5 Transfert de chaleur

Pour rendre compte du transfert de chaleur entre la paroi froide (z= 2.5 m) et le jet chaud, nous avons choisi d'utiliser le nombre de Nusselt (Nu). Celui-ci est défini de la façon suivante:

$$Nu = \frac{h_{eff} L_{ref}}{\lambda} \tag{3.12}$$

où h_{eff} est le coefficient de transfert thermique de chaleur à travers la paroi par convection, L_{ref} est une longueur référence (ici $L_{ref} = 1.0m$) et λ est la conductivité thermique du fluide considéré (ici c'est l'air).

La figure 3.16 montre les profils du nombre de Nusselt local prédits par les quatre modèles de turbulence considérés. On observe que le nombre de Nusselt augmente à fur et à mesure que le jet chaud se dirige vers le plafond. Après avoir atteint son maximum, il décroît car le jet s'éloigne de la paroi. Un examen de ces profils permet de constater que les modèles $\overline{v^2} - f$ et RSM surestiment le nombre de Nusselt et prédisent un écart maximum de l'ordre de 20% par rapport aux modèles $k - \omega$ SST et RNG $k - \varepsilon$. On voit que cet écart se situe au voisinage de la position y = 1.50m (cf. figure 3.5).

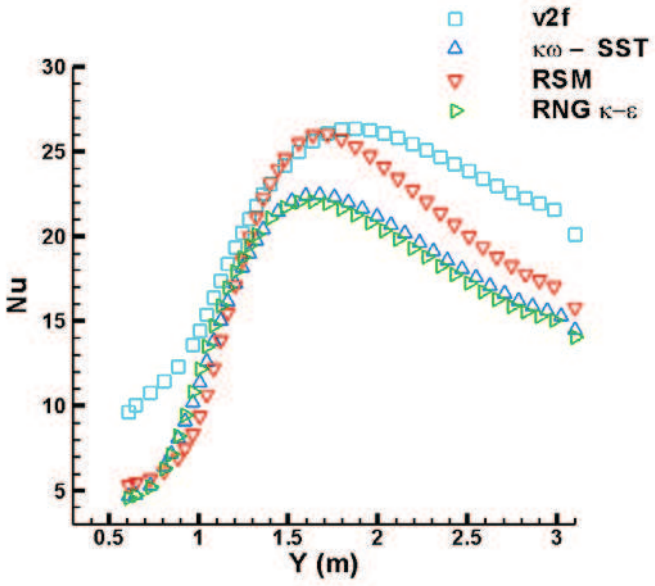
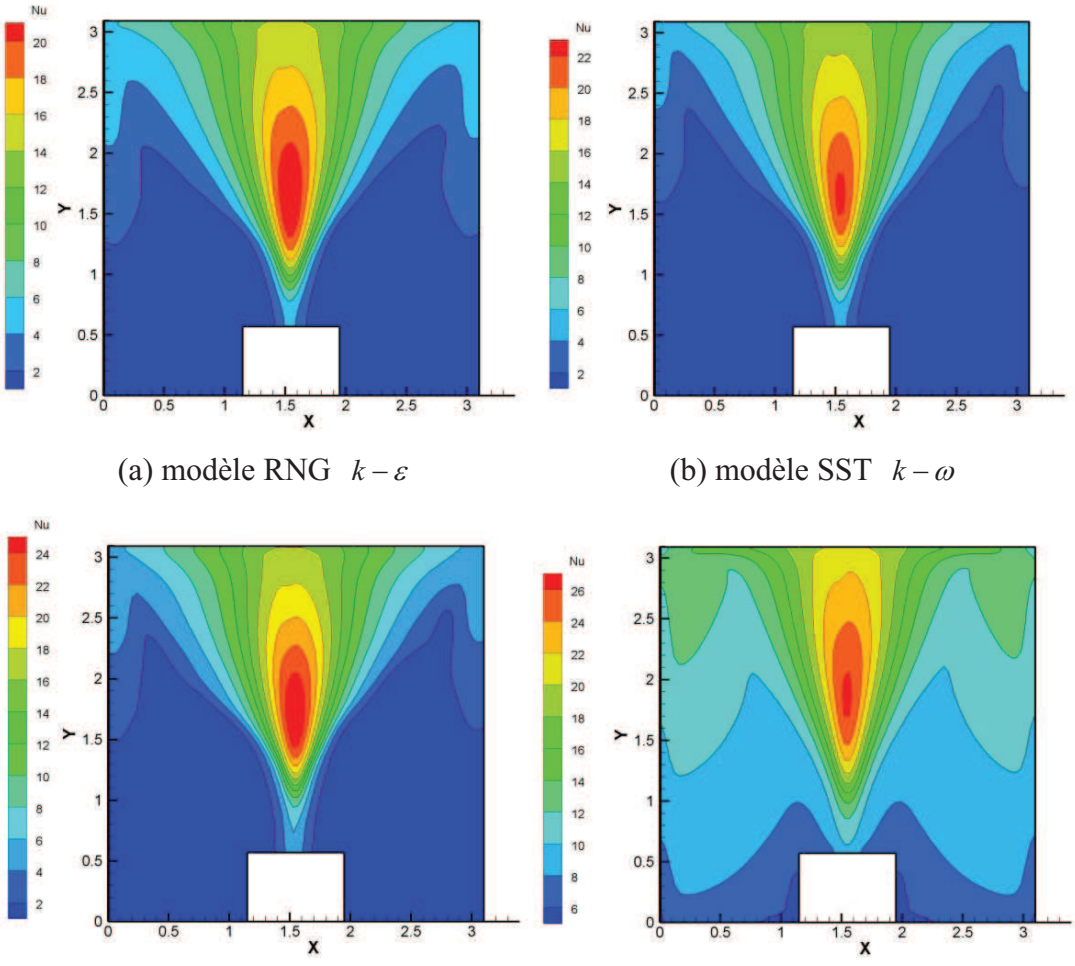


Figure 3. 16: Profils du nombre de Nusselt en fonction de y à z=2.50 m dans le plan médian — cas chaud à *Re*=12800.

La figure 3.17 illustre qualitativement le transfert de chaleur au plafond dans le plan (x,y) à z=2.50 m à l'aide des contours du nombre de Nusselt local (Nu). En examinant ces figures, on observe l'existence d'une zone où règne un transfert de chaleur intense (Nu > 4) qui s'étend selon l'axe y et ce depuis la bouche de soufflage. Dans cette zone, les valeurs de Nusselt augmentent en fonction de y et diminuent ensuite après avoir atteint leurs maximums. Au plafond (z=2.50 m) et pour y=3.10 m où l'écoulement heurte la paroi verticale tout en se dirigeant vers la sortie, cette zone s'étend selon l'axe x. Notons que les modèles RNG $k-\varepsilon$, $k-\omega$ SST et RSM présentent des résultats très proches et indiquent une zone de transfert de chaleur qui couvre pratiquement la moitié du plafond. Quant au modèle $\overline{v^2}-f$, il prédit un transfert de chaleur plus intense sur une zone beaucoup plus large que celle prédite par les autres modèles.



(a) modèle RNG $k-\varepsilon$ (b) modèle SST $k-\omega$

(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 3.17: Contours du nombre de Nusselt au plafond (z=2.50 m) — cas chaud à *Re*=12800.

Le nombre de Nusselt global ($\overline{Nu}$) est obtenu par intégration du nombre de Nusselt local sur la totalité de la surface du plafond. Nous donnons ci-après la valeur du nombre de Nusselt global pour chaque modèle de turbulence:

$\overline{Nu}_{RNG} = -12.7$; $\overline{Nu}_{SST} = -12.7$; $\overline{Nu}_{RSM} = -13.7$; $\overline{Nu}_{\overline{v^2}-f} = -15.3$;

Nous constatons que parmi les quatre modèles, c'est le modèle $\overline{v^2} - f$ qui prédit un transfert de chaleur plus élevé au niveau du plafond. Pour le modèle RSM, celui-ci montre une légère sous-estimation du nombre de Nusselt par rapport au modèle $\overline{v^2} - f$. Concernant les autres modèles (RNG $k - \varepsilon$ et $k - \omega$ SST), ils prédisent un transfert de chaleur relativement faible.

3.6. Analyse des résultats - Cas froid

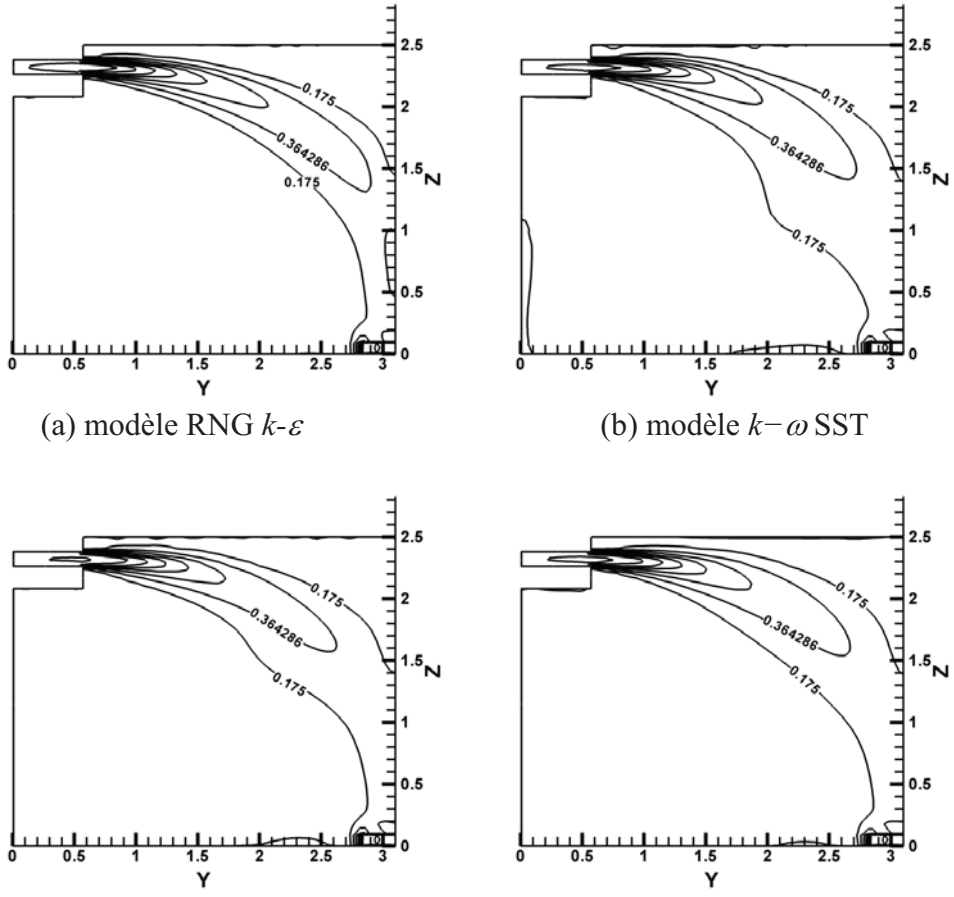
Dan ce cas, la température de l'entrée de soufflage est moins élevée que celle du milieu intérieur. Avec l'effet de poussée d'Archimède, la hauteur de l'écoulement chute rapidement. Afin d'avoir une idée claire de l'écoulement dans la cellule test, nous illustrons qualitativement le champ de l'écoulement à l'aide des contours de la vitesse moyenne dans le plan médian (cf. figure 3.18). Les données utilisées sont issues des modèles considérés. Nous observons que les quatre modèles prédisent pratiquement la même évolution. Cette évolution est traduite par un jet froid issu de la bouche de soufflage s'inclinant vers la sortie sous l'effet d'Archimède. Cependant, les expansions verticales de ces jets selon l'axe *z* sont plus ou moins grandes.

Notons que le modèle RNG *k-ε* indique une expansion légèrement plus petite, que le modèle $k-\omega$ SST prédit une expansion plus grande et que les modèles RSM et $\overline{v^2} - f$ présentent pratiquement la même expansion.

3.6.1 Analyse des profils de vitesse et de température

Sur la figure 3.19, nous présentons la confrontation des profils de vitesse et de température calculés et mesurés dans le plan médian (x=1.55m) à y=0.6 m. Les profils de vitesse montrent un excellent accord avec le profil expérimental (cf. figure 3.19a). Cette remarque vaut aussi pour le profil de température (figure 3.19b). Sur la figure 3.19b, il est intéressant de noter que pour z<2.10 m, c'est le modèle $\overline{v^2} - f$ qui permet d'obtenir un très bon accord, alors que les autres modèles (RNG $k - \varepsilon$, $k - \omega$ SST et RSM) sous-estiment le profil de température avec un écart de 0.7°C, 0.6°C et 0.5°C

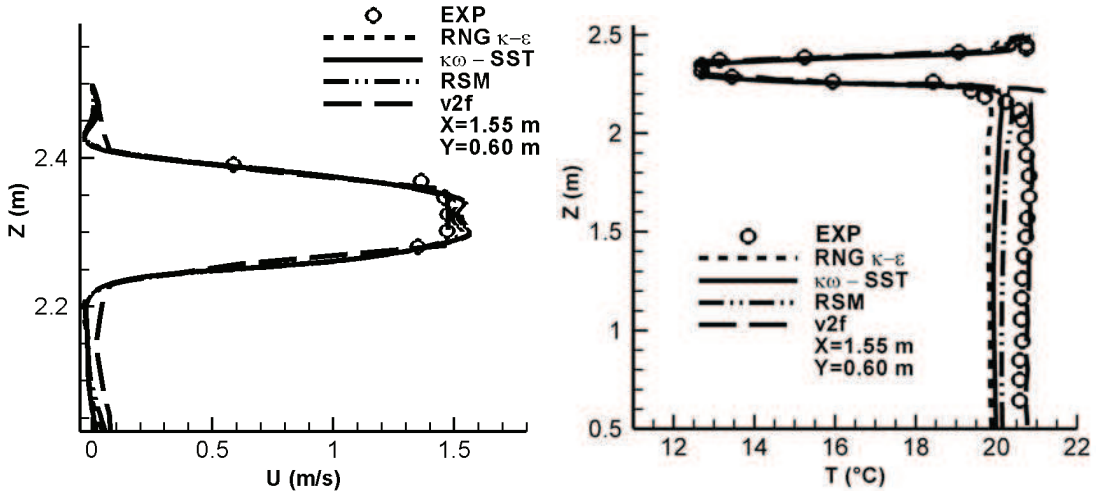
respectivement.



(a) modèle RNG k-ε (b) modèle $k-\omega$ SST

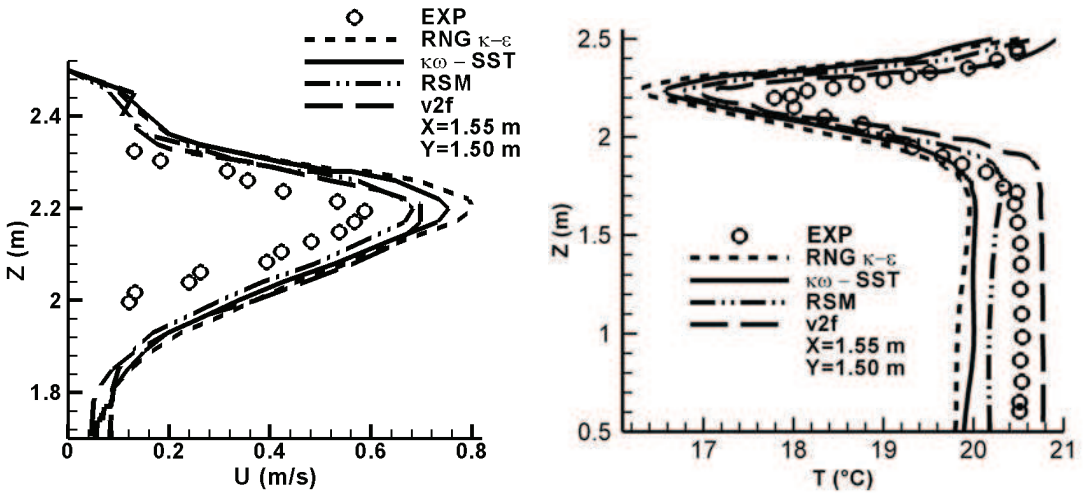
(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 3.18: Contours de la vitesse moyenne dans le plan médian (x=1.55 m) prédits par les modèles: (a) $k-\omega$ SST; (b) RNG k-ε; (c) RSM; (d) $\overline{v^2}-f$ — cas froid à Re=11760.



(a) profils de la vitesse moyenne U (b) profils de la température T

Figure 3.19: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y=0.60m — cas froid à Re=11760.



(a) Profils de la vitesse *U* (b) Profils de la température *T*

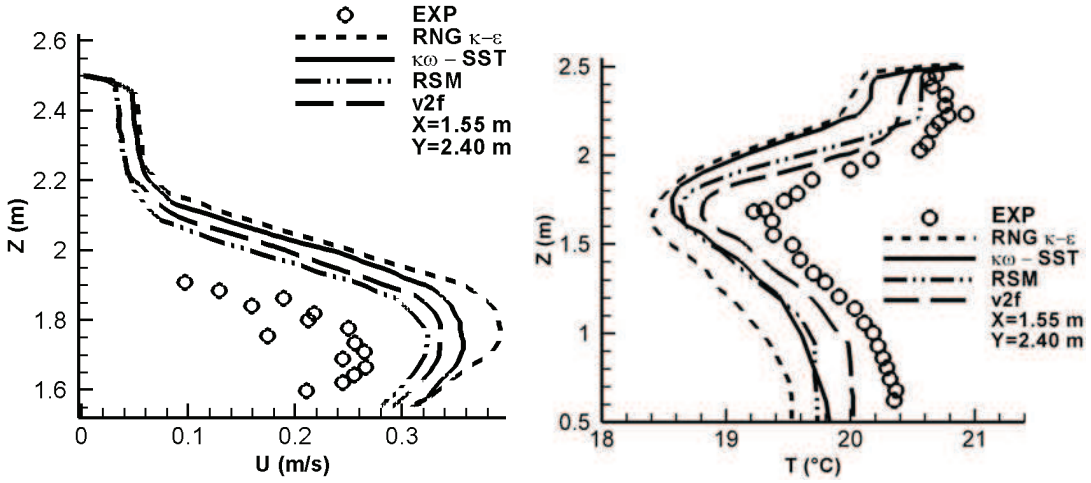
Figure 3.20: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y=1.50m — cas froid à *Re*=11760.

Sur la figure 3.20 et 3.21, nous illustrons les profils de vitesse et de température dans le plan médian à y=1.50 m et y=2.40 m. A la position y=1.50m (cf. figure 3.20a), nous constatons que les profils de vitesse calculés sont surestimés. En particulier, l'écart entre les maximums calculés et mesurés se produit au voisinage de z=2.20 m pour le pic. Sur cette figure, on voit clairement que le modèle RSM corrobore mieux les résultats expérimentaux. Aussi, nous constatons que le modèle $\overline{v^2} - f$ présente un bon accord avec l'expérience et que les modèles *k-ε* SST et RNG *k-ε* surestiment le maximum de la vitesse de l'ordre de 26% et 34% respectivement.

Quant aux profils de la température (cf. figure 3.20b), on constate que tous les modèles s'écartent légèrement de l'expérience (cf. 3.20b). Pour z ≥1.8 m, nous remarquons que les prédictions montrent pratiquement une même allure corroborant ainsi l'expérience. On note cependant que pour z ≤1.8 m, il y a un décalage significatif entre les prédictions et les données expérimentales. Parmi les quatre modèles de turbulence, ce sont les modèles RSM et $\overline{v^2} - f$ qui restent plus proches de l'expérience et donnent un écart de 1.4%. Quant aux modèles *k-ε* SST et RNG *k-ε*, ils sous-estiment les profils de température avec un écart de 0.6°C pour z ≤1.8 m.

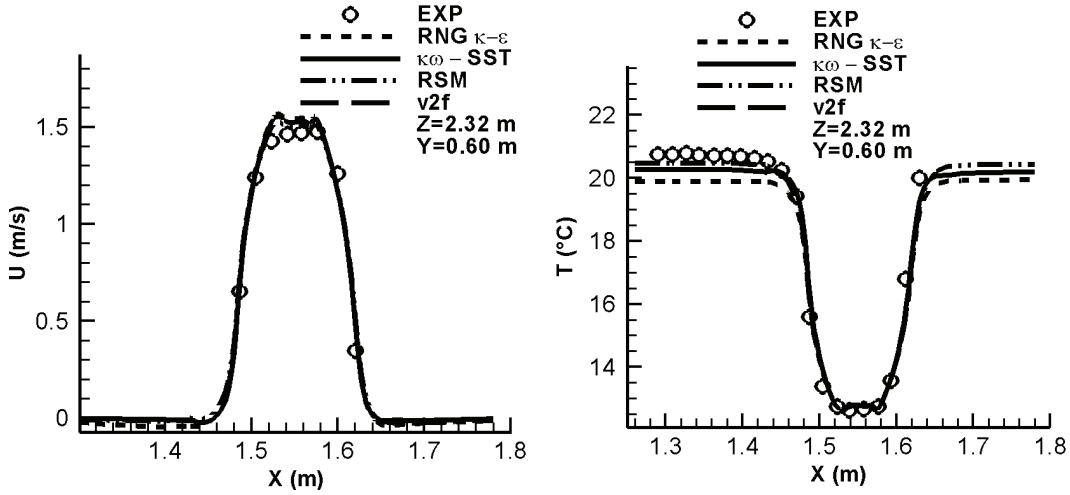
Sur le figure 3.21, à la position y=2.40m, nous voyons clairement que toutes les prédictions de vitesse et de température s'écartent des données expérimentales. En ce qui concerne les profils de la vitesse (cf. figure 3.21a), tous les modèles surestiment le profil de l'expérience. En particulier, l'écart maximum pour le profil de vitesse entre la prédiction du modèle RNG et l'expérience est de 45% au voisinage de z=1.75m. Parmi

ces quatre modèles, ce sont les modèles RSM et $\overline{v^2} - f$ qui sont en accord avec les résultats expérimentaux et prédisent un écart de l'ordre de 10% et 12% respectivement pour le pic. Pour le modèle *k-ε* SST, il montre une prédiction assez proche de celles de modèle RSM avec une légère surestimation du pic. Concernant le modèle RNG *k-ε*, il présente un résultat très éloigné de l'expérience et indique un écart de l'ordre de 55% pour le pic. Quant aux profils de la température (cf. figure 3.21b), nous observons que le maximum des profils est prédit au même endroit (z=1.75 m) pour tous les modèles. A la lumière de résultats obtenus, on peut dire que ce sont les modèles $\overline{v^2} - f$, RSM et *k-ε* SST qui prédisent correctement la valeur du pic avec un écart de 2%, 2,5% et 2,6% respectivement.



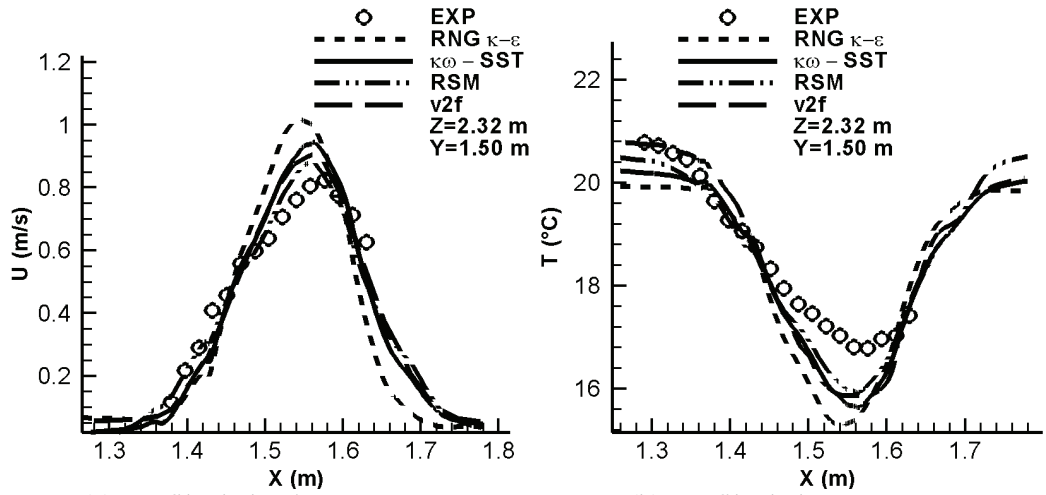
(a) Profils de la vitesse *U* (b) Profils de la température *T*

Figure 3.21: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan médian à y=2.40m — cas froid à *Re*=11760.



(a) Profils de la vitesse *U* (b) Profils de la température *T*

Figure 3.22: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan horizontal à y=0.60m — cas froid à *Re*=11760.



(a) Profils de la vitesse U (b) Profils de la température T

Figure 3.23: Comparaison des prédictions numériques et des données de la littérature dans le plan horizontal à y=1.50m — cas froid à *Re*=11760.

Les figures 3.22 et 3.23 montrent les profils de la vitesse moyenne et de température dans le plan horizontal (z=2.32m) à y=0.60 m et y=1.50 m. A la position y=0.60m (cf. figure 3.22a-b), nous observons un bon accord à la fois entre les prédictions et l'expérience et ce pour la vitesse moyenne et pour la température. Cependant, un léger écart de la température est constaté pour x<1.46 m et x>1.64m (cf. figure 3.22b). A la position y=1.50 m (cf. figure 3.23a-b), nous constatons que les résultats issus des quatre modèles sont en bon accord avec l'expérience sauf au voisinage de x=1.55 m où un écart est observé. En ce qui concerne les profils de vitesse (cf. figure 3.23a), on note que tous les modèles montrent un très bon accord avec l'expérience pour x< 1.47 m et x> 1.62 m. Cependant, les profils sont légèrement sur-estimé pour 1.47 m<x< 1.62 m par tous les modèles. Notons que les modèles RSM, $\overline{v^2}-f$ et $k-\omega$ SST indiquent un écart de 10%, 11% et 12.5% respectivement pour le pic, alors que le RNG $k-\varepsilon$ surestime cette quantité de façon prononcée (25%) (cf. figure 3.23a). Pour les profils de température (cf. figure 3.23 b), on remarque que tous les modèles prédisent des profils qui sont en bon accord avec l'expérience sauf pour 1.47 m<x< 1.6 m où les modèles sous-estiment les valeurs de la température. Un examen de cette figure permet de dire que l'écart au pic entre les prédictions et l'expérience est de 'ordre de 6% pour les modèles RSM, $\overline{v^2}-f$ et $k-\omega$ SST et de 9.5% pour le modèle RNG $k-\varepsilon$. Afin de caractériser l'aspect anisotrope de l'écoulement dans la cavité ventilée (cas froid), nous allons nous intéresser à l'analyse de la carte d'anisotropie dans ce qui suit:

3.6.2. Caractérisation de la turbulence

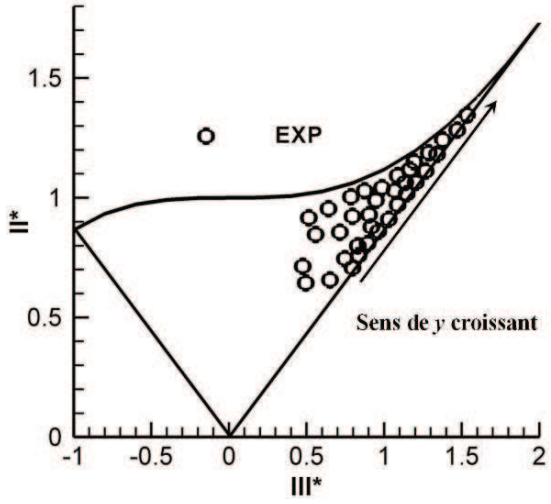
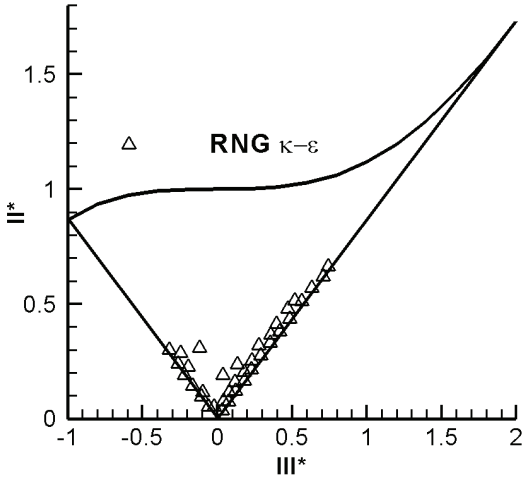
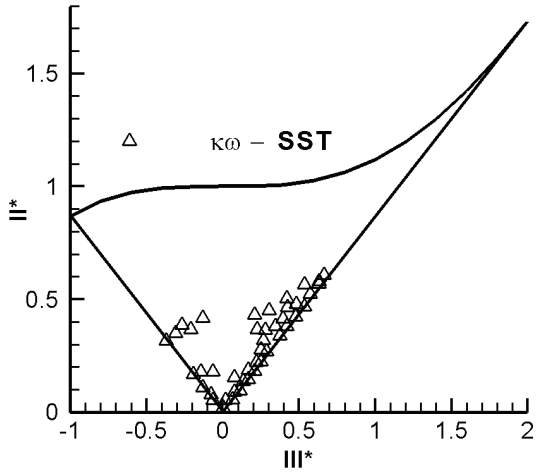


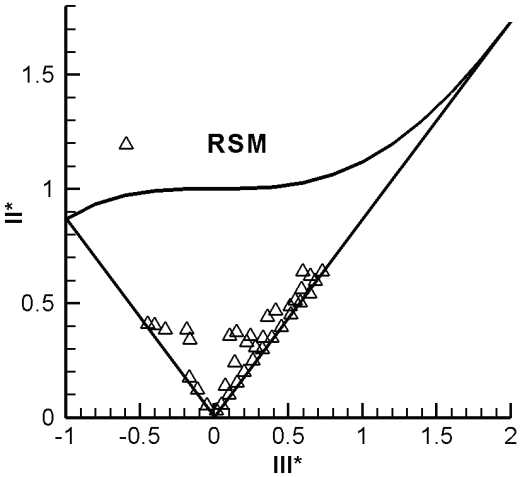
Figure 3.24: Carte d'anisotropie d'après [1] — cas froid avec *Re*=11760.



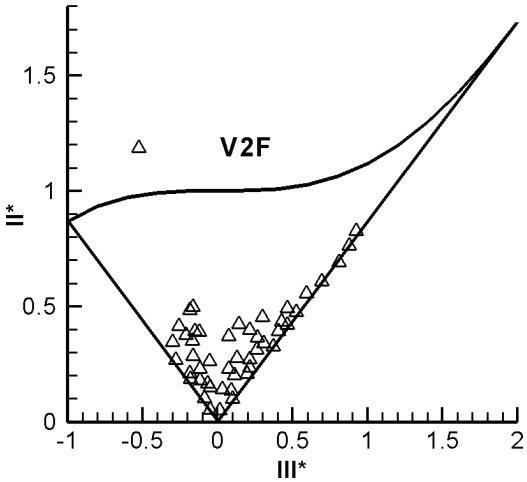
(a) modèle RNG *k-ε*



(b) modèle *k-ω* SST



(c) modèle RSM



(d) modèle $\overline{v^2} - f$

Figure 3.25: Carte d'anisotropie. Prédictions (a) RNG *k-ε,* (b) *k-ω* SST, (c) RSM, (d) $\overline{v^2} - f$ — cas froid à *Re*=11760.

Sur la figure 3.24, nous illustrons les évolutions du second invariant II^* issues

des données expérimentales en fonction du troisième invariant III^* le long de plan médian (x=1.55m). Cette évolution de l'anisotropie se caractérise par une augmentation du troisième invariant III^* et montre une expansion axisymétrique de la turbulence vers l'état unidirectionnel.

Sur la figure 3.25a-d, on montre la même carte d'anisotropie obtenue à l'aide des quatre modèles de turbulence ($\overline{v^2}-f$, $k-\omega$ SST, RNG $k-\varepsilon$ et RSM). En analysant ces cartes, on peut dire que tous les modèles présentent généralement une turbulence mixte en contraction et expansion axisymétrique (cf. figure 3.25). La partie d'expansion se trouve principalement dans la zone centrale du jet, alors que la partie de contraction se trouve dans la zone externe du jet. En se focalisant sur la zone centrale du jet (centre du jet), nous observons que les modèles $\overline{v^2}-f$, RSM et $k-\omega$ SST donnent des prédictions proches de l'expérience tout en prédisant une turbulence fortement isotropique.

3.6.3. Distribution des contraintes normales turbulentes

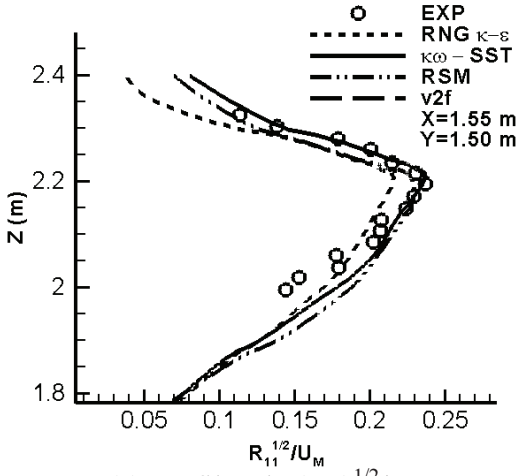
Dans ce paragraphe, nous comparons les contraintes normales adimensionnalisées (intensités turbulentes), prédites dans le plan médian avec celles de l'expérience [57].

Sur la figure 3.26, on constate globalement que les modèles montrent des profils proches des profils expérimentaux. Pour l'intensité turbulente $R_{11}{}^{1/2}/U_M$ (cf. figure 3.26a), on constate que les prédictions sont en bon accord avec l'expérience. En particulier, les maximums prédits par les modèles $k-\omega$ SST, RSM et $\overline{v^2}-f$ sont presque confondus avec ceux issus de l'expérience.

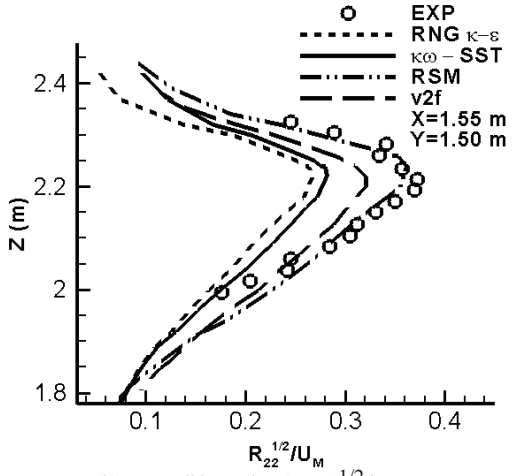
Quant à l'intensité turbulente $R_{22}{}^{1/2}/U_M$ (cf. figure 3.26b), les profils des contraintes prédites par le modèle RSM sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, nous constatons que les autres modèles RNG $k-\varepsilon$, $k-\omega$ SST et $\overline{v^2}-f$ prédisent des résultats qui s'écartent des données expérimentales. L'écart entre les maximums sont de 27%, 22%, 11% respectivement.

Pour la troisième intensité turbulente $(R_{33})^{1/2}/U_M$ (cf. figure 3.26c), on note un bon accord entre nos prédictions et celles obtenues avec l'expérience pour z>2.2 m vers la plafond. Dans cette zone, les modèles RNG $k-\varepsilon$, RSM et $\overline{v^2}-f$ donnent des résultats plus proches de l'expérience alors que le modèle $k-\omega$ SST surestime

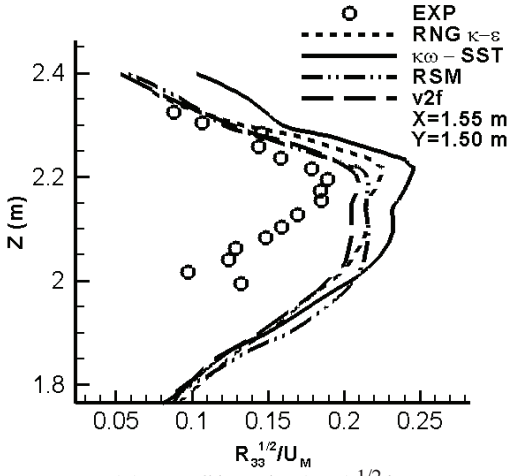
l'expérience. Pour z<2.2 m, un désaccord entre nos prédictions et celles obtenues avec l'expérience est observé. Aucun des quatre modèles ne permet de prédire correctement le profil expérimental. On peut dire que plus on s'approche du sol, moins bons sont les prédictions.



(a) profiles de $(R_{11})^{1/2}/U_M$



(b) profiles de $(R_{22})^{1/2}/U_M$



(c) profiles de $(R_{33})^{1/2}/U_M$

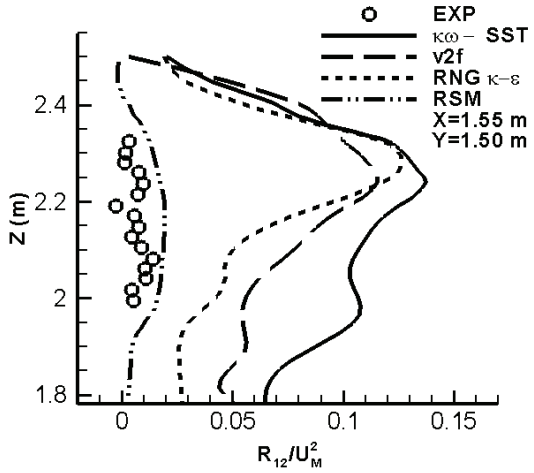
Figure 3.26: Comparaisons des profiles des intensités turbulentes dans la plan median à y=1.50 m (a) $(R_{11})^{1/2}/U_M$; (b) $(R_{22})^{1/2}/U_M$; (c) $(R_{33})^{1/2}/U_M$ — cas froid à Re=11760.

3.6.4. Profils des tensions de cisaillement turbulentes

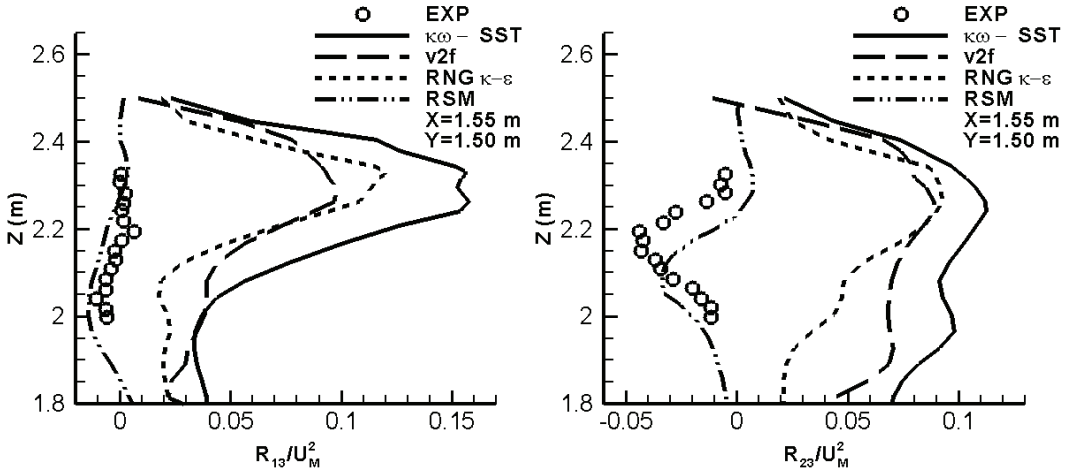
La figure 3.27 montre les distributions des tensions de cisaillements turbulentes R_{12}/U_M^2, R_{13}/U_M^2 et R_{23}/U_M^2 adimensionenalisées dans le plan médian à y=1.50 m.

La prédiction des trois tensions R_{ij}/U_M^2 $1 \leq i,j \leq 3$ (cf. figure 3.27 a-c) obtenue avec le modèle RSM est en très bon accord avec les profils expérimentaux sauf la tension R_{23}/U_M^2 pour laquelle la position du pic qui s'écarte de 0.1 m au-dessous du pic de l'expérience . Dans les tous cas, il semble que le modèle RSM peut correctement prédire les évolutions de ces tensions de cisaillement. Pour les modèles au premier ordre ($k-\omega$

SST, RNG $k-\varepsilon$ et $\overline{v^2}-f$), ils sont incapables de décrire cette situation et donnent des résultats inadéquats.



(a) profils de R_{12}/U_M^2



(b) profils de R_{13}/U_M^2 (c) profils de R_{23}/U_M^2

Figure 3.27: Comparaisons des profiles des tensions de cisaillement de Reynolds dans le plan median à y=1.50 m (a) R_{12}/U_M^2; (b) R_{13}/U_M^2; (c) R_{23}/U_M^2 — cas froid à *Re*=11760.

3.6.5. Transfert de chaleur (Nu)

Dans cette configuration, le jet froid issu de la bouche de soufflage se dirige vers la sortie sans toucher le plafond. Le transfert de chaleur le long du plafond reste donc très faible par rapport au cas chaud. Nous notons que la valeur maximum du nombre de Nusselt est d'environ 5.2 pour tous les modèles. Par ailleurs, le nombre de Nusselt global prédit par les quatre modèles est pratiquement confondu et celui-ci est d'environ 2 pour tous les modèles, qui correspond à une convection naturelle [60]. Donc, nous ne tentons pas de procéder à la comparaison de cette quantité ici puisque les résultats sont

incomparables.

3.7 Résumé et discussions

Les écarts entre les résultats des modèles de turbulence et les données expérimentales, nous calculons ces écartes à l'aide de la relation ci-dessous et nous les résumons dans les tableaux suivants (cf. tableaux 3.3-3.5).

$$erreur(\%) = \left(\left| \phi_{CFD} - \phi_{EXP} \right| / \phi_{EXP} \right) \times 100 \tag{3.13}$$

où, $\phi = U, T, ...$

En examinant ces tableaux, nous constatons que les erreurs relatives pour ces quatre modèles restent comparables. Pour les profils de la vitesse (cf. tableau 3.3), les modèles $\overline{v^2} - f$ et RSM présentent un meilleur accord pour les deux cas (cas chaud et froid), alors que les modèles à deux-équations RNG k-ε et k-ω SST, ils montrent une erreur relativement grande de l'ordre de 52% et de 33% pour les cas chaud et froid respectivement. Quant aux profils de température (cf. tableau 3.4), c'est le modèle $\overline{v^2} - f$ qui se comporte mieux et présente un bon accord avec l'expérience, alors que les autres modèles (RSM, RNG k-ε et k-ω SST) montrent des erreurs relatives assez proches. Dans tous les cas, les erreurs relatives pour tous les modèles sont dans la même échelle de grandeurs.

Concernant les profils des intensités turbulentes (cf. tableau 3.5), on note que c'est le modèle $\overline{v^2} - f$ qui corrobore mieux ces quantités et présente un écart entre les prédictions et l'expérience plus stable (une erreur relative de 16.4% et de 15.4% pour les cas chaud et froid respectivement).

Tableau 3.3: Erreurs relatives moyennes pour les profils de vitesse

	RNG k-ε		k-ω SST		RSM		$\overline{v^2} - f$	
Cas Chaud/Froid	chaud	froid	chaud	froid	chaud	froid	chaud	froid
Profil XY060	3.2	4.3	3.2	5.6	3.2	1.7	3.2	1.2
Profil XY150	92.0	50.3	85.7	63.5	57.5	44.9	44.4	50.3
Profil XY240	79.3	82.5	82.3	68.7	41.5	47.4	34.1	56.5
Profil ZY060	6.1	4.7	6.1	5.5	6.1	4.8	6.1	4.8
Profil ZY150	79.3	23.6	82.3	16.9	41.5	12.9	34.1	14.3
Moyenne	52.0	33.1	51.9	32.0	29.9	22.4	24.4	25.4

Tableau 3.4: Erreurs relatives moyennes pour les profils de température

	RNG k-ε		k-ω SST		RSM		$\overline{v^2}-f$	
Cas Chaud/Froid	chaud	froid	chaud	froid	chaud	froid	chaud	froid
Profil XY060	6.4	4.0	3.6	3.0	8.4	2.1	4.1	1.0
Profil XY150	5.9	3.2	11.3	2.6	11.6	1.8	10.6	1.8
Profil XY240	6.1	4.4	7.8	3.3	4.2	2.6	4.8	1.6
Profil ZY060	6.1	3.4	7.8	1.6	4.2	1.1	4.8	1.2
Profil ZY150	13.3	5.3	14.4	4.0	12.8	3.2	13.3	3.5
Moyenne	7.6	4.0	9.0	2.9	8.3	2.2	7.5	1.8

Tableau 3.5: Erreurs relatives moyennes pour les profils des intensités turbulentes

	RNG k-ε		k-ω SST		RSM		$\overline{v^2}-f$	
Cas Chaud/Froid	chaud	froid	chaud	froid	chaud	froid	chaud	froid
Profil R11	13.9	11.2	18.5	6.4	12.6	8.6	10.4	8.1
Profil R22	19.6	25.7	21.0	20.6	46.5	5.0	27.3	12.4
Profil R33	27.0	31.3	32.1	44.0	7.2	30.1	12.3	24.9
Moyenne	20.2	22.7	24.9	23.7	22.1	14.5	16.4	15.4

3.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectué une investigation numérique dans une cavité ventilée non-isotherme. Celle-ci correspond au milieu intérieur d'un bâtiment. Aussi, nous avons procédé à une confrontation de nos prédictions avec des données expérimentales disponibles dans la littérature [57]. A la lumière des résultats obtenus, nous pouvons émettre les conclusions suivantes:

1. Les quatre modèles peuvent correctement décrire le champ aéraulique à l'aide des contours de vitesse. Les différences entre les prédictions des modèles considérés ici sont mineures.
2. L'analyse des profils de vitesse permet d'affirmer que ce sont les modèles RSM et $\overline{v^2}-f$ qui prédisent un champ de vitesse très proche de celui de l'expérience. Par contre, seul le modèle $\overline{v^2}-f$ permet de prédire le champ de température

corroborant les données expérimentales.

3. La carte d'anisotropie et les distributions des intensités turbulentes laissent penser que seuls les modèles $\overline{v^2} - f$ et RSM corroborent les données expérimentales, sauf pour les tensions de cisaillement obtenues par le modèle $\overline{v^2} - f$. Il nous semble acceptable de dire que les modèles à deux équations sont incapables de prédire correctement l'état de turbulence et reproduisent moins bien les intensités turbulentes et les tensions de cisaillement.

A travers ces confrontations entre les prédictions et les données expérimentales, on peut dire que le modèle $\overline{v^2} - f$ présente un meilleur résultat et possède un grand potentiel de prédiction pour les champs de vitesse et de température parmi tous les modèles sélectionnés. Dans certains cas ce modèle se comporte même mieux que le modèle RSM. Pour poursuivre dans notre démarche d'étude de la capacité de ces modèles à prédire des écoulements dans des cavités, nous avons choisis (cf. chapitre suivant) une autre configuration habitat. Le choix d'une telle configuration sera justifié dans le chapitre 4.

Chapitre 4

Prédiction de l'écoulement tridimensionnel et du confort thermique dans un bureau ventilé

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous comparons dans un premier temps les différentes modèles (modèle RNG, modèle SST, modèle RSM et modèle $\overline{v^2}-f$) aux données de la littérature [40]. Nous souhaitons reproduire les prédictions de ces modèles aussi fidèlement que possible dans une configuration où différents objets (bureau, ordinateur, corps humain) et des sources de chaleur (éclairage, vitrage) sont présents. Nous allons vérifier que les simulations des modèles sont en bon accord avec celles de la littérature. Dans un second temps, une évaluation du confort de la pièce est effectuée en utilisant l'indice PMV/PPD, qui est déterminé en fonction des paramètres climatiques (température de l'air, vitesse de l'air, température de rayonnement, humididé, … etc.). Nous constaterons donc l'influence de ces paramètres (vitesse et température de l'air) sur l'indice du confort thermique pour les modèles de turbulence considérés ici.

4.2 Ecoulement tridimensionnel non-isotherme dans un habitat

Nous avons étudié un local (bureau) tridimensionnel en convection mixte à l'aide des modèles RNG $k-\varepsilon$, $k-\omega$ SST, RSM et $\overline{v^2}-f$ et comparé les prédictions numériques obtenues avec celles de Yuan [40]. La configuration considérée est illustrée sur la figure 4.1. La géométrie de cette configuration ainsi que ces dimensions sont précisées dans les tableaux 4.1 et 4.2.

Tableau 4. 1: Conditions aux imites (entrée et fenêtre)

	Emplacement (m)						Température	Vitesse
	X_{min}	Y_{min}	Z_{min}	X_{max}	Y_{max}	Z_{max}	T (°C)	U (m/s)
Entrée	4.88	0	1.51	5.16	1.14	2.04	17.0	0.08722
Fenêtre	0.0	0.94	0.0	0	2.1	3.65	27.7	

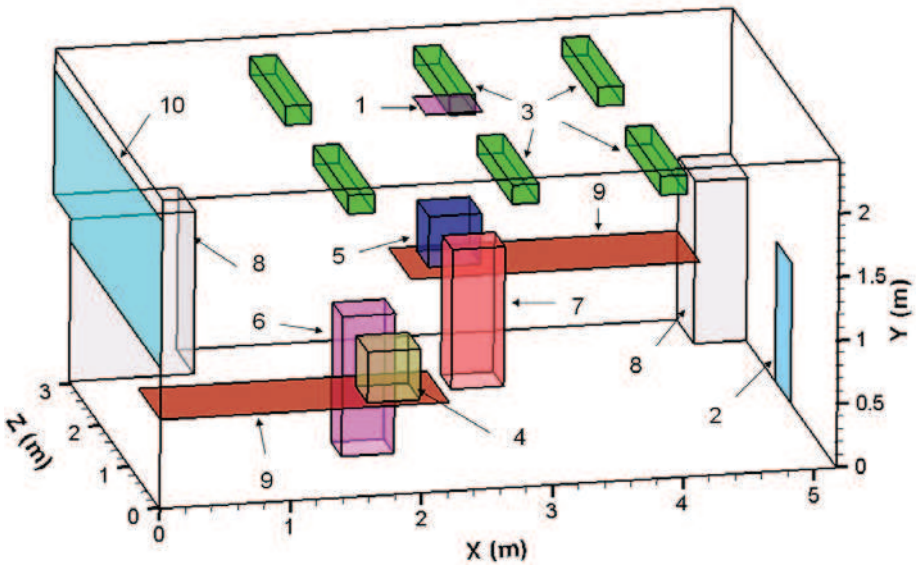


Figure 4. 1: Système de coordonnées et géométrie de la configuration: 1. Sortie; 2. Entrée; 3. Lampe; 4. Ordinateur 1 (PC1); 5. Ordinateur 2 (PC2); 6. Homme 1 (H1); 7. Homme 2 (H2); 8. Armoire; 9. Table; 10. Fenêtre.

Tableau 4. 2: Géométrie et dimensions pour la configuration considérée

	Emplacement (m)						Chaleur
	X_{min}	Y_{min}	Z_{min}	X_{max}	Y_{max}	Z_{max}	Q (W)
Chambre	0.0	0.0	0.0	5.16	2.43	3.65	-
Homme 1	1.1	0.0	0.95	1.5	1.1	1.3	75
Homme 2	3.90	0.0	2.40	4.3	1.1	2.75	75
Ordinateur 1	1.1	0.75	0.1	1.5	1.1	0.45	108
Ordinateur 2	3.9	0.75	3.2	4.3	1.1	3.55	173
Table 1	0	0.74	0.0	2.23	0.75	0.75	-
Table 2	2.5	0.74	2.90	4.81	0.75	3.55	-
Lampe 1	1.03	2.18	0.16	1.23	2.33	1.36	34
Lampe 2	2.41	2.18	0.16	2.61	2.33	1.36	34
Lampe 3	3.61	2.18	0.16	3.81	2.33	1.36	34
Lampe 4	1.03	2.18	2.29	1.23	2.33	3.50	34
Lampe 5	2.41	2.18	2.29	2.61	2.33	3.50	34
Lampe 6	3.61	2.18	2.29	3.81	2.33	3.50	34
Armoire 1	0.0	0.0	0.0	0.58	1.32	0.33	-
Armoire 2	4.21	0.0	0.0	5.16	1.24	0.58	-
Sortie	2.35	2.43	1.51	2.78	2.43	2.04	-

4.3 Equations de transport et conditions aux limites

Les équations qui gouvernent ce type d'écoulements sont celles écrites dans le chapitre 2 (voir § 2.3.1) et résumées dans le tableau 2.4 de ce même chapitre.

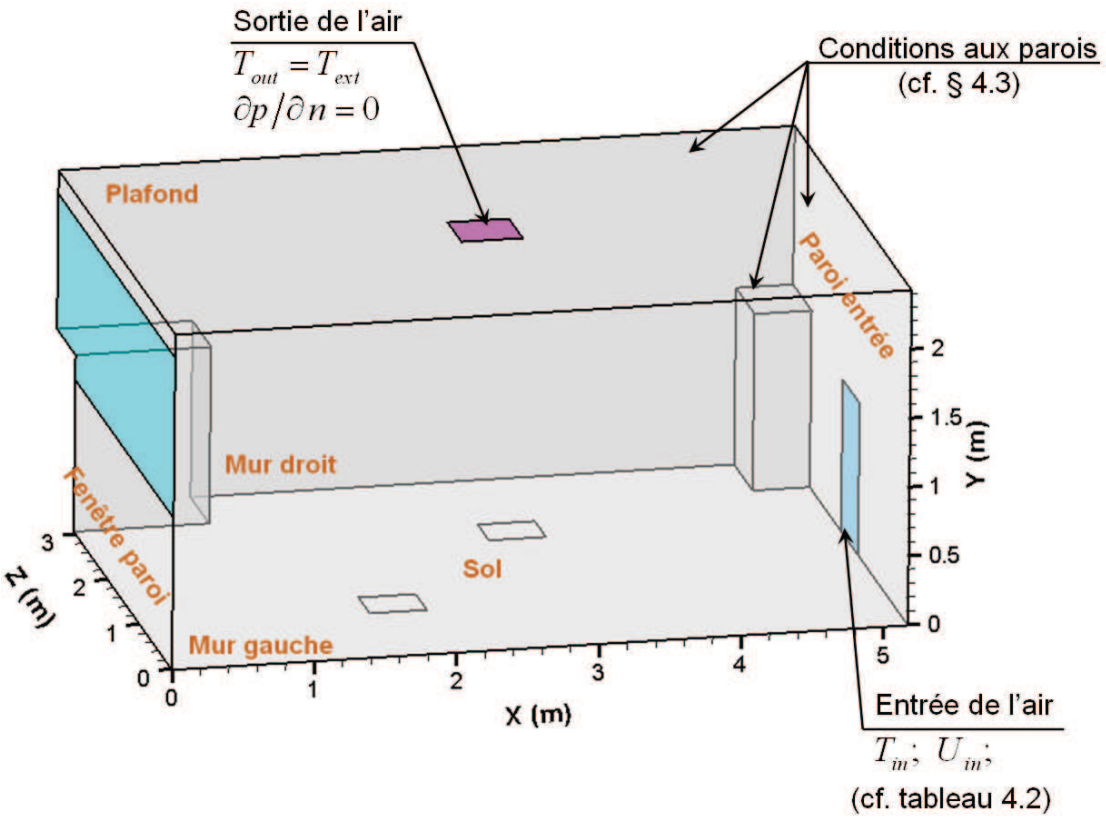


Figure 4. 2: Conditions aux limites.

Pour mieux prendre en compte la physique de cette configuration, nous illustrons les conditions aux limites (les conditions d'entrée, de sortie et les conditions aux parois) utilisées pour cette étude (cf. figure 4.2) et les détaillons ci-après :

- **Conditions d'entrée d'air**

La vitesse à l'entrée est de U_{in}=0.0872 m/s sur la surface de soufflage. La température de l'entrée d'air est de 17.0 °C. En ce qui concerne les valeurs turbulentes, l'intensité de turbulence I_{in} (= 4%) est donnée par l'expérience. Quant aux autres valeurs, elles sont calculées par:

$$k_{in} = \frac{3}{2}\left(U_{in} I_{in}\right)^2 \tag{4.1}$$

$$\varepsilon_{in} = C_\mu^{3/4} \frac{k_{in}^{3/2}}{D_{in}} \tag{4.2}$$

$$\omega_{in} = \frac{k_{in}^{1/2}}{C_\mu^{1/4} D_{in}} \tag{4.3}$$

$$\overline{v^2} = \frac{2}{3} k_{in} \tag{4.4}$$

où $C_\mu = 0.09$; $D_{in} = 0.715$.

Toutes nos simulations ont été menées à bien avec un nombre de Reynolds Re_D ($=U_{in}D_{in}/\nu= 4267$) où D_{in} est le diamètre hydraulique à l'entrée.

- **Conditions de sortie de l'air**

Similairement aux conditions d'entrée d'air, les conditions de sortie de l'air sont imposées à une section où le fluide est considéré en régime pleinement établi. Dans cette section, la vitesse est calculée en supposant qu'il y a une conservation de la masse entre l'entrée et la sortie. En ce qui concerne les autres variables, les gradients normaux sont supposés nuls.

- **Conditions aux parois**

La vitesse ainsi que l'énergie cinétique sont nulles à la paroi. Les températures statiques pour les parois sont citées ci-après:

$T_{plafond}$ = 22.87 °C ; T_{sol}= 21.87°C ; T_{mur}= 22.57 °C ; T_{table}= 22.57 °C

Pour les objets, considérés comme des sources de chaleur (ordinateur, lampe et corps humain), les conditions thermiques aux parois sont données par l'expérience :

- ordinateur 1 : 134.98 W/m²
- ordinateur 2 : 216.26 W/m²
- corps humain : 41.9 W/m²
- lampe : 37.78 W/m²

4.4 Résolution numérique du problème

Les méthodes de résolution numériques sont communes à toutes les simulations. Pour ce cas simulé, les critères de résolution et les coefficients de sous-relaxation utilisés sont présentés dans le tableau 4.3.

Tableau 4. 3**:** Critères de résolution et coefficients de sous-relaxations utilisés

	Facteur de sous-relaxation	Type de discrétisation
Pression	0.8	Second ordre amont
Quantité de mouvement	0.5	Second ordre amont
Energie	1	Second ordre amont
Couplage Pression-vitesse	-	Simple
Masse volumique	1	-
Forces de gravité	1	-
Rayonnement	1	-

Notons que pour cette configuration, nous avons adopté le modèle de rayonnement à ordonnées discrètes (DO - Discrete Ordinates) [23]. Une présentation plus détaillée de ce dernier est donnée dans le paragraphe 4.4.2.

4.4.1 Etude du maillage

Indépendance des résultats vis-à-vis du maillage

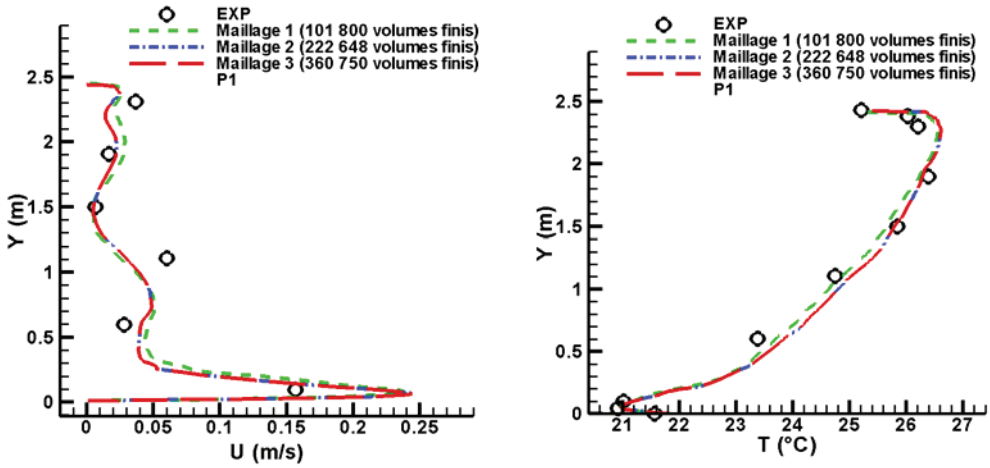
Afin d'étudier l'influence du maillage sur la solution numérique, trois types de maillage ont été utilisés. Il est clair que tous ces maillages sont resserrés près des parois (cf. tableau 4.4).

Tableau 4. 4: Différents maillages utilisés

	Couche limite près des parois				Reste de la pièce	
	Epaisseur de la 1ère maille [cm]	Facteur de progression	Nombre de mailles	Epaisseur [cm]	Taux d'espacement entre mailles	Nombre de mailles
Maillage 1	0.2	1.2	12	7.91	1.2	101 800
Maillage 2	0.2	1.2	12	7.91	1.1	222 648
Maillage 3	0.2	1.15	15	9.51	1	360 750

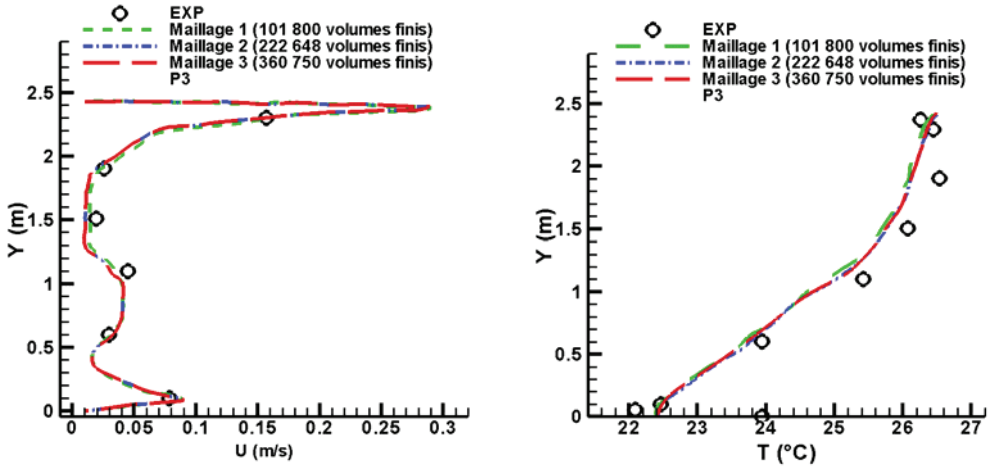
Nous comparons les profils de température et de vitesse obtenus avec ces trois maillages en vue de leur comparaison. Nous admettons que le maillage est adéquat lorsque la différence de température (ou de vitesse) est inférieure à 0.5% calculée au niveau des points de contrôle issus de la simulation (cf. §4.5 pour l'emplacement des points de contrôle). Pour alléger le texte et le rendre clair, nous ne présentons ici que les résultats relatifs au modèle $\overline{v^2} - f$.

Les figures 4.3 et 4.4 présentent les profils de vitesse et de température pour les différents maillages utilisés dans le plan médian (z =1.825 m) pour le modèle $\overline{v^2} - f$ et pour les deux positions étudiées P1 (x = 4.58 m) et P3 (x = 2.58 m). On remarque que ces trois types de maillage donnent des résultats assez proches. Il y a quelques différences entre les trois maillages considérés. Il est donc difficile de comparer les résultats pour ces maillages. Nous avons finalement choisi le maillage 2 qui est un compromis acceptable entre résolution spatiale et temps de calcul. Notons que Yuan et al. [40] ont utilisé un maillage dont le nombre des volumes finis est 4 fois moins que celui du nôtre.



(a) profil de vitesse (b) profil de température

Figure 4.3: Profils de (a) vitesse et (b) température dans le plan médian (z=1.825 m) à la position P1, modèle $\overline{v^2}-f$ à *Re*=4264. Comparaison des trois maillages.



(a) profil de vitesse (b) profil de vitesse température

Figure 4.4: Profils de (a) vitesse et (b) température dans le plan médian (z=1.825 m) à la positions P3, modèle $\overline{v^2}-f$ à *Re*=4264. Comparaison de trois maillages.

Justification de l'écoulement proche paroi

La distance pariétale relative aux parois, y^+ (voir §1.4.2.3, chapitre 1), s'exprime en fonction des caractéristiques de l'écoulement. La vérification a posteriori des valeurs de ce paramètre est nécessaire pour valider les approches choisies. Rappelons que pour les modèles utilisant la fonction de paroi bi-couche, y^+ doit être inférieure à 1. En ce qui concerne le modèle $\overline{v^2}-f$, il est admis que cette distance (y^+) doit être inférieure à

5 (voir par exemple [53]).

Nous présentons, dans le tableau 4.5, les différentes valeurs de y^+ obtenues pour l'écoulement tridimensionnel pour cette configuration. On constate que la première maille est dans la sous-couche visqueuse, que les valeurs moyennes de y^+ en proche parois restent généralement petites (0.85 ~ 4.03) et que la plus grande valeur est obtenue au niveau du sol à l'entrée ($y^+_{\max} = 23.61$).

Tableau 4. 5: Résumé des valeurs y^+ aux parois.

Paroi	y^+ minimum	y^+ maximum	y^+ moyen
Plafond	0.23	18.59	3.81
Mur droit	0.043	3.66	0.82
Mur gauche	0.054	5.33	1.01
Paroi entrée	0.027	4.06	0.85
Fenêtre paroi	0.026	15.03	2.55
Sol	0.061	23.61	4.03

4.4.2 Etude du rayonnement

Les résultats de la simulation dépendent également du modèle de rayonnement utilisé. Le code Fluent [23] propose cinq modèles de rayonnement et d'après [23] seuls deux modèles semblent plus appropriés pour simuler le rayonnement paroi-à-paroi, cas qui correspond de la cavité fermée retenue ici. Ces modèles se nomment S2S (Surface to Surface) et DO (Discrete Ordinates) respectivement.

Le premier modèle (modèle S2S), basé sur le calcul du facteur de vue (ou facteur de forme) entre deux surfaces, semble être le modèle le mieux approprié [23] puisque le fluide ne participe pas au rayonnement, mais nous nous sommes heurtés à sa mise en œuvre car la génération des facteurs de vue nécessite des ressources en mémoire vive très importantes, et ces dernières croissent rapidement avec le nombre de surfaces. Pour ces raisons, nous avons opté pour le modèle DO (Discrete Ordinates), qui résout l'équation générale du transfert radiatif suivante (selon une direction $\vec{s}$ donnée):

$$\underbrace{\vec{\nabla}\cdot\left(I\left(\vec{r},\vec{s}\right)\vec{s}\right)}_{E-entrant}+\underbrace{\left(a+\sigma_s\right)I\left(\vec{r},\vec{s}\right)}_{E-perte}=\underbrace{an_0^2\frac{\sigma T^4}{\pi}}_{E-absorption}+\underbrace{\frac{\sigma_s}{4\pi}\int_0^{4\pi}I\left(\vec{r},\vec{s}'\right)\Phi'\left(\vec{s},\vec{s}'\right)d\Omega'}_{E-dispersion} \quad (4.5)$$

où $I\left(\vec{r},\vec{s}\right)$ est l'intensité radiative dans la direction $\vec{s}$ à la position $\vec{r}$; $\vec{r}$ est le

vecteur position; $\vec{s}$ est le vecteur direction; a est le coefficient d'absorption; n_0 est l'indice de réfraction; σ_s est le coefficient de dispersion; σ est la constante de Stefan-Boltzmann; T est la température locale; $\vec{s}'$ est la direction du vecteur de dispersion; Φ' est la fonction de phase; Ω' est l'angle solide.

Notons que ce modèle de rayonnement peut tenir compte de la participation du milieu au rayonnement. Mais dans notre cas pour le milieu (l'air), il n'y a ni absorption, ni dispersion ($a=0$, $\sigma_s=0$), d'où :

$$\vec{\nabla}\cdot\left(I\left(\vec{r},\vec{s}\right)\vec{s}\right)=0 \tag{4.6}$$

Ce modèle considère que le rayonnement se fait principalement à travers les parois. Au niveau d'une surface, il y a absorption, réflexion, diffusion et émission. Pour une surface se comportant comme un corps gris d'émissivité ε_r, le flux radiatif entrant ($\Phi_{rad-entrant}$) au niveau de cette surface s'écrit :

$$\Phi_{rad-entrant}=\int_{\vec{s}\cdot\vec{n}>0} I_{entrant}\vec{s}\cdot\vec{n}d\Omega' \tag{4.7}$$

Le flux radiatif sortant ($\Phi_{rad-sortant}$) de cette surface s'écrit :

$$\Phi_{rad-sortant}=\left(1-\varepsilon_r\right)\Phi_{rad-entrant}+n_0^2\varepsilon_r\sigma T_s^4 \tag{4.8}$$

où $I_{entrant}$ est l'intensité radiative entrante dans la direction $\vec{s}$ à la position $\vec{r}$; $\vec{n}$ est le vecteur normal ; T_s est la température de surface.

Chaque octant d'angle solide est discrétisé en $N_\theta \times N_\phi$ angles. Les angles θ et ϕ sont respectivement l'angle polaire et l'angle azimutal (cf. figure. 4.5).

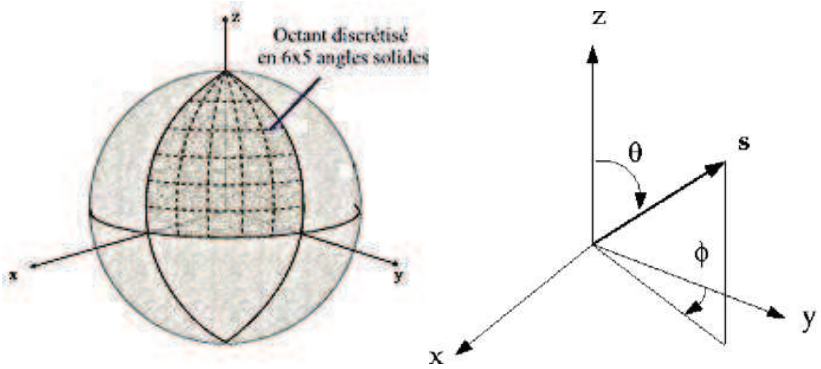
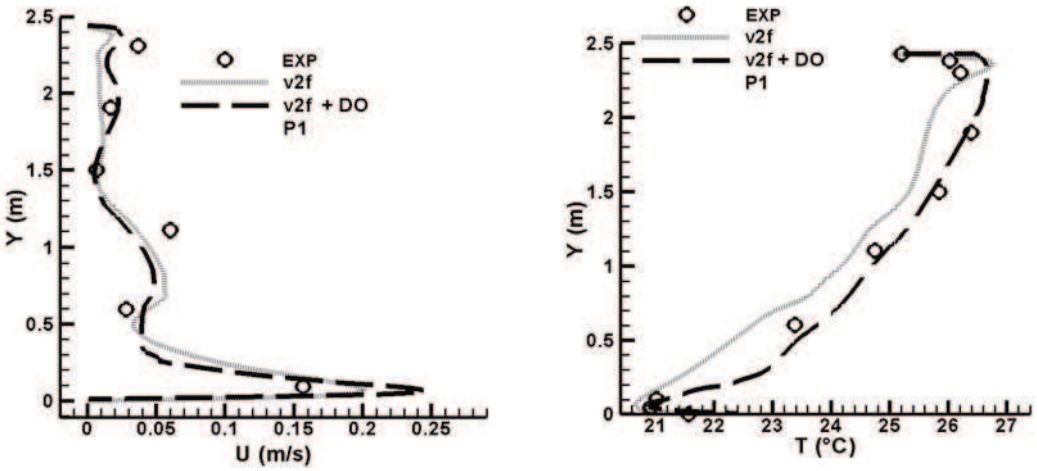


Figure 4.5: Discrétisation angulaire

En utilisant le modèle de rayonnement DO, la solution des simulations peut dépendre de la finesse de la discrétisation des angles θ et ϕ. Nous avons choisi de

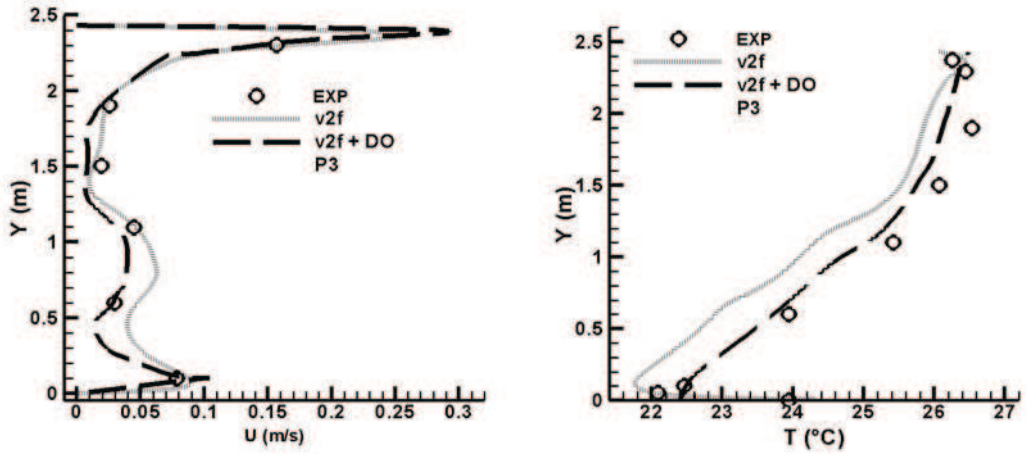
travailler avec la discrétisation angulaire $N_\theta = N_\varphi = 4$ (compromis entre résolution angulaire et temps de calcul) [61].

Afin d'étudier l'influence de ce modèle de rayonnement (DO) sur la solution, deux cas ont été simulés, l'un avec le modèle DO et l'autre sans rayonnement. Nous allons tracer les profils de température et de vitesse en vue de les comparer.



(a) profil de vitesse (b) profil de température

Figure 4.6: Etude de la sensibilité du modèle de rayonnement. (a) profils de vitesse (b) profil de température à la position P1 dans le plan médian z=1.825 m à *Re*=4264.



(a) profil de vitesse (b) profil de température

Figure 4.7: Etude de la sensibilité du modèle de rayonnement. (a) profils de vitesse; (b) profil de température à la position P3 dans le plan médian z=1.825 m à *Re*=4264.

Les figures 4.6 et 4.7 présentent les profils de vitesse et de température pour les deux positions étudiées P1 ($x = 4.58$ m), P3 ($x = 2.58$ m) et ce pour le modèle $\overline{v^2} - f$. Nous remarquons que les profils obtenus avec ou sans modèle de rayonnement sont proches. En comparant les profils de température, nous trouvons que l'écart moyen est d'environ

0.5°C le long de l'axe *y* un tel écart est important. Cependant, pour les profils de vitesse, la différence entre les prédictions avec ou sans modèle de rayonnement est moins importante. Ainsi, l'influence du modèle de rayonnement n'est pas négligeable. Nous avons donc adopté ce modèle de rayonnement (DO) pour la suite de cette étude.

4.4.3 Paramètres de résolution adoptés

Une étude détaillée a été menée sur la sensibilité aux discrétisations spatiales et au modèle de rayonnement à appliquer dans une telle configuration.

Les résultats de cette étude nous ont permis de fixer des problèmes, comme la stabilité et l'indépendance de résolution numérique pour atteindre la convergence et le régime permanent, et d'adopter des compromis (entre finesse de discrétisation et temps de calcul).

Les simulations ont été réalisées sur une station de calcul intel Xeon quatre-processeurs à 2.4 GHz et 4 GO de mémoire.

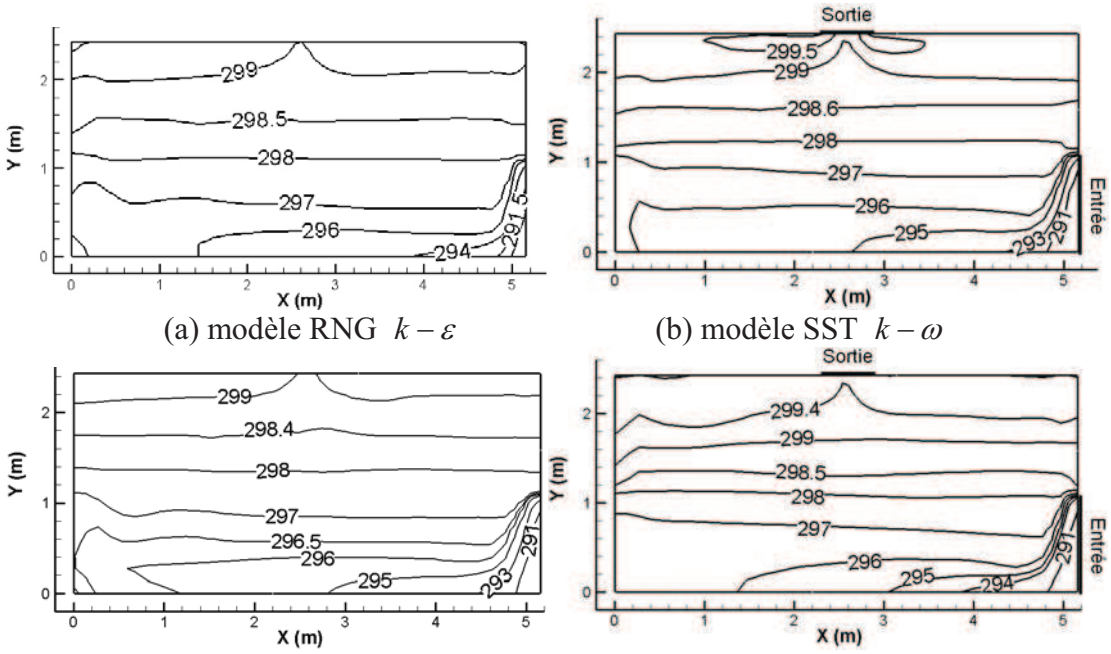
4.5 Résultats numériques

La température de soufflage à l'entrée est moins élevée que celle du milieu ambiant. Avec l'effet de poussée, la hauteur de l'écoulement de l'entrée chute rapidement et touche le sol. Avec divers modes de transfert de chaleur (convection, conduction et même radiation), la configuration adoptée ici est plus complexe et plus réelle que le cas traité dans le chapitre 3. Donc, avant d'analyser les résultats numériques, il est souhaitable d'avoir une idée claire de l'écoulement dans la chambre.

Sur la figure 4.8, nous illustrons les contours de champ de température prédits par les quatre modèles. On constate une stratification de température au milieu de la chambre pour $0.5\ m<y<2\ m$ sauf pour les zones proches du sol et de la sortie où règne un fort gradient de température.

La figure 4.9 montre les lignes de courant dans le plan médian ($z=1.825m$). Comme nous l'avons mentionné plus haut, l'air frais est introduit par la bouche de soufflage et ce jet a chuté rapidement et touché le sol à cause de l'effet de la poussée d'Archimède. Globalement, nous observons que tous les modèles exhibent l'existence d'une recirculation principale localisée dans la zone où $y<1m$. Aussi, on remarque qu'une recirculation au voisinage du plafond, qui est produite par l'extraction de l'air à la sortie, est prédite par les quatre modèles. Par ailleurs, des petites recirculations, qui se

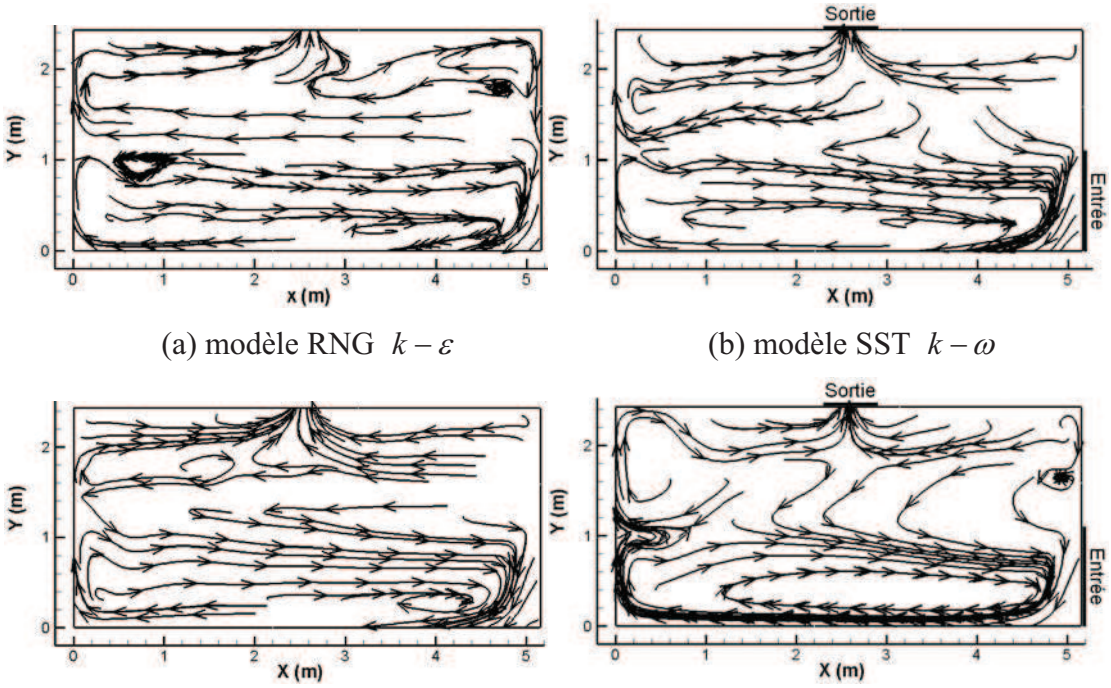
trouvent dans la pièce, sont plus ou moins identifiées par ces modèles.



(a) modèle RNG $k-\varepsilon$ (b) modèle SST $k-\omega$

(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 4.8: Isothermes obtenues par (a) modèle RNG, (b) modèle SST, (c) modèle RSM, (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan médian z=1.825m à *Re*=4264.



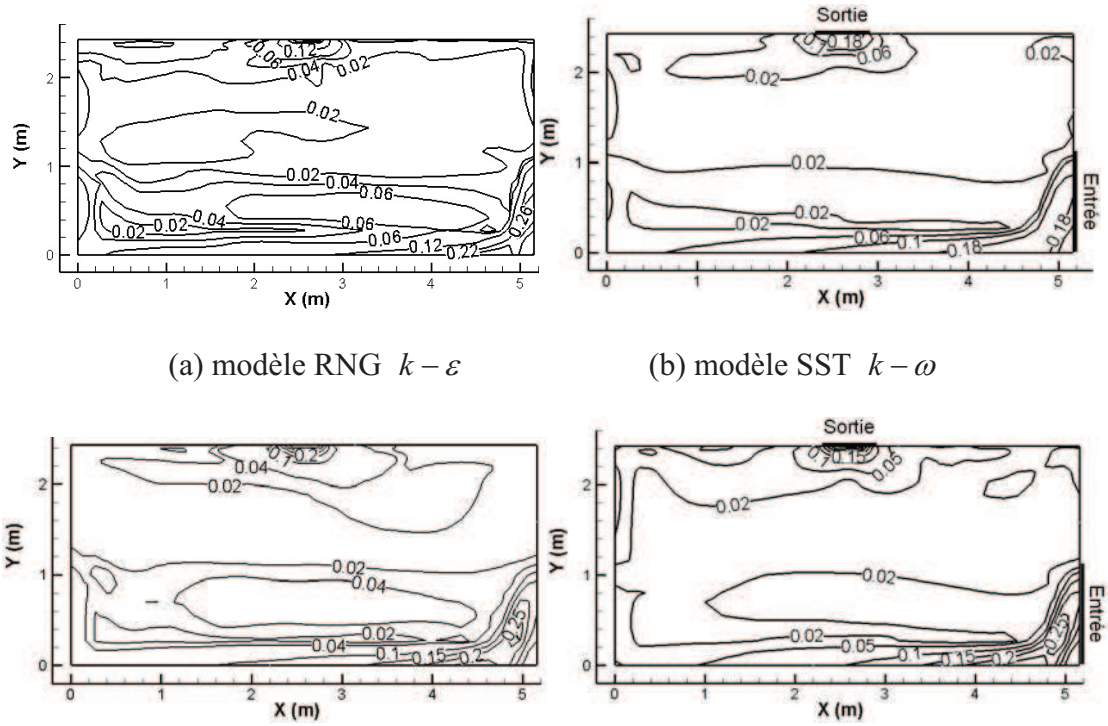
(a) modèle RNG $k-\varepsilon$ (b) modèle SST $k-\omega$

(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 4.9: Lignes de courant obtenues par (a) modèle RNG, (b) modèle SST, (c) modèle RSM, (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan médian z= 1.825 m à *Re*=4264.

Les contours de vitesses prédits par les modèles RNG, SST, RSM et $\overline{v^2}-f$ sont

présentés sur la figure 4.10. On constate que tous les modèles prédisent une vitesse minimum de 0.02 m/s dans la zone de recirculation principale (y<1m). Aussi, on remarque qu'il y a un fort gradient de vitesse le long du sol dès le soufflage de l'air. Par ailleurs, un fort gradient de vitesse est également constaté au milieu du plafond près de la sortie de l'air.



(a) modèle RNG $k-\varepsilon$ (b) modèle SST $k-\omega$

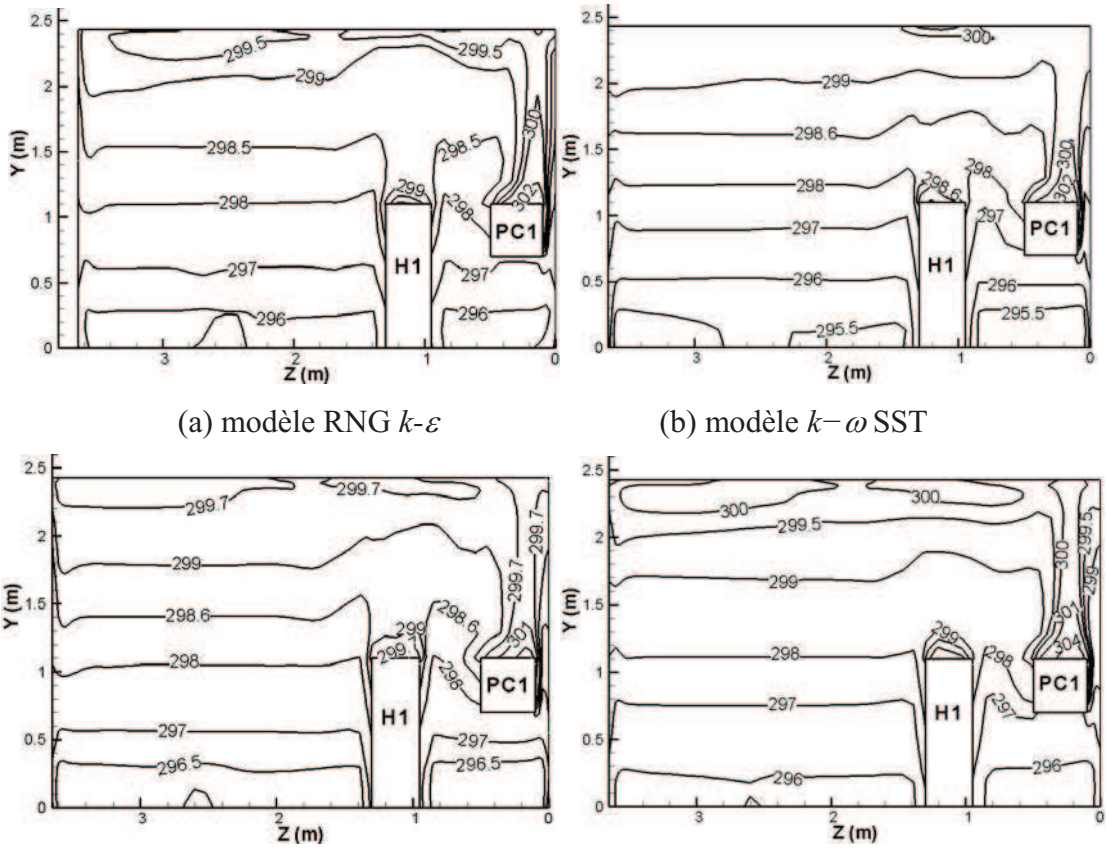
(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 4.10: Contours de vitesse obtenues par (a) modèle RNG, (b) modèle SST, (c) modèle RSM, (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan médian z= 1.825 m à *Re*=4264.

La figure 4.11 montre les contours de température obtenus par les quatre modèles de turbulence considérés dans le plan x=1.80 m. Nous constatons que ces modèles prédisent des évolutions de température presque identiques. Cette évolution s'est traduite par un fort de gradient de température localisé au-dessus de l'ordinateur et le simulateur humain. Un peu loin de ces objets, on retrouve alors une stratification de température au sein de la pièce comme la figure précédente (cf. figure 4.10).

Sur la figure 4.12, nous illustrons les lignes de courant dans le même plan (x=1.80m). On constate qu'il y a des écoulements ascendants principalement localisés au-dessus des deux objets (l'ordinateur et le corps humain). Aussi, nous observons que l'écoulement ascendant issu du corps humain tend à s'approcher de celui issu de

l'ordinateur. Cela peut être expliqué par une émission de chaleur relativement plus forte (ordinateur 108w / humain 75w). Cependant, pour le modèle RNG, nous remarquons que cette tendance est relativement faible par rapport aux autres modèles.



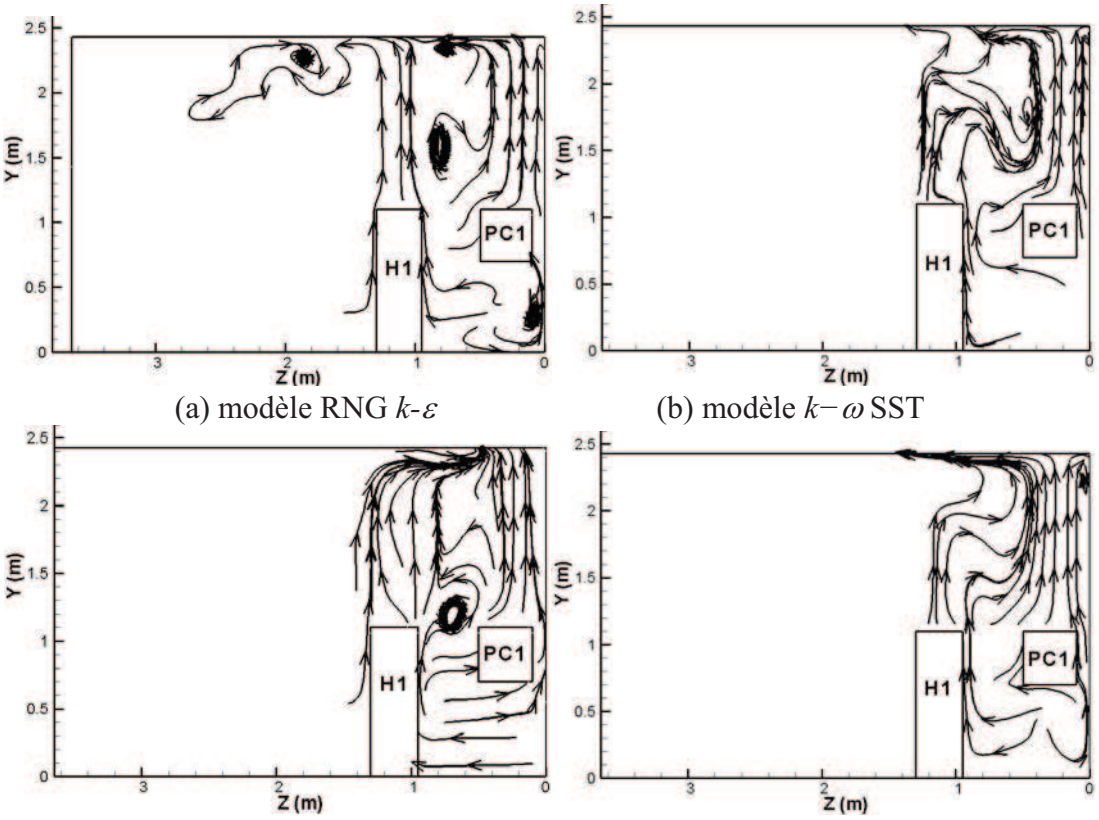
(a) modèle RNG k-ε (b) modèle $k-\omega$ SST

(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 4.11: Isothermes obtenues par (a) modèle RNG k-ε; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan x= 1.80m à *Re*=4264.

La figure 4.13 présente les contours de vitesse obtenus par les quatre modèles de turbulence considérés dans le plan x=1.80 m. Nous constatons que les champs de vitesse dans la partie située au-dessus de l'ordinateur sont bien prédits par les quatre modèles. Cependant, nous remarquons de grandes différences entre ces prédictions dans la partie au-dessus du corps humain. Pour les modèles RNG, RSM et $\overline{v^2}-f$, les prédictions montrent une allure semblable dans cette partie et présentent une zone importante où règne une vitesse plus élevée (U>0.04 m/s), alors que pour le modèle SST, la vitesse dans cette même zone est visiblement plus faible car cette zone (U>0.04 m/s) est beaucoup moins importante. Un examen de ces résultats nous permet de dire que les modèles RSM et $\overline{v^2}-f$ semblent donner meilleure satisfaction.

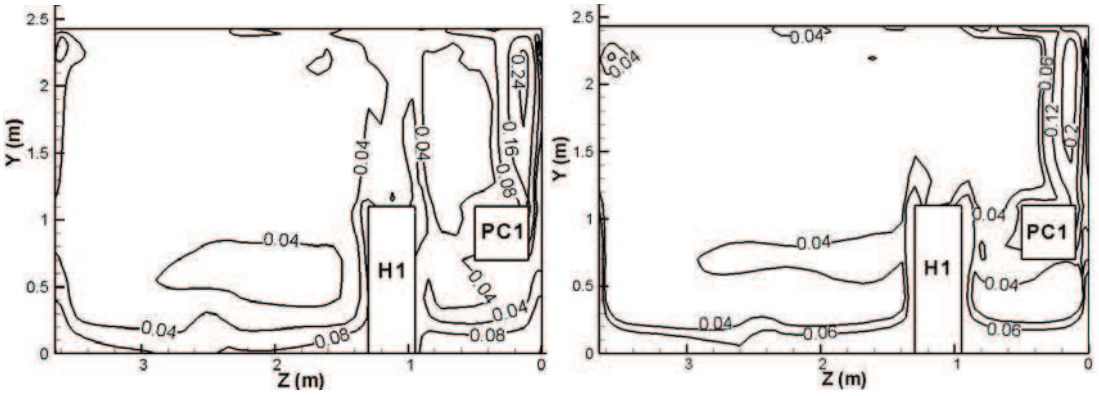
Pour les objets 'homme 2' et 'ordinateur 2' dans le plan x=3.00m, un examen des résultats issus des quatre modèles nous permet de tirer les mêmes conclusions. Sur les figures 4.14- 4.16, nous montrons respectivement les contours de température, de vitesse et les lignes de courant dans le plan x=3.00m.



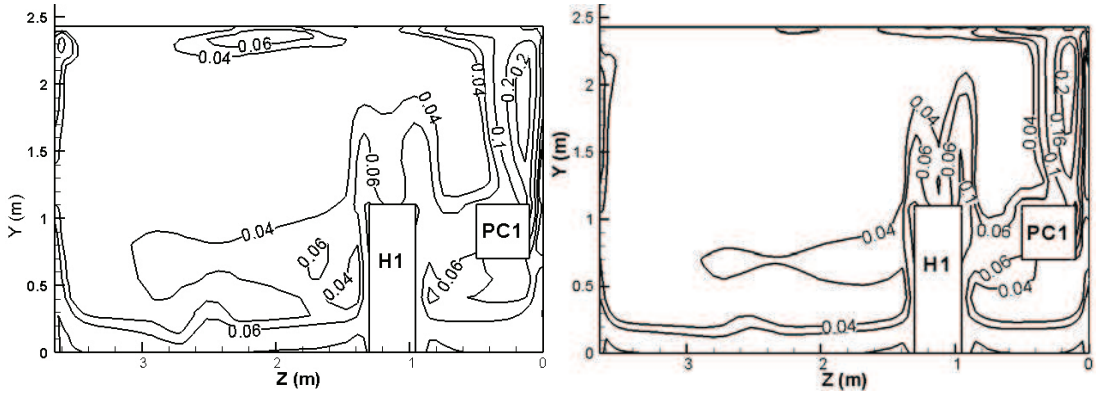
(a) modèle RNG k-ε (b) modèle $k-\omega$ SST

(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 4.12: Lignes de courant obtenues par (a) modèle RNG; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan x=1.80 m à *Re*=4264.

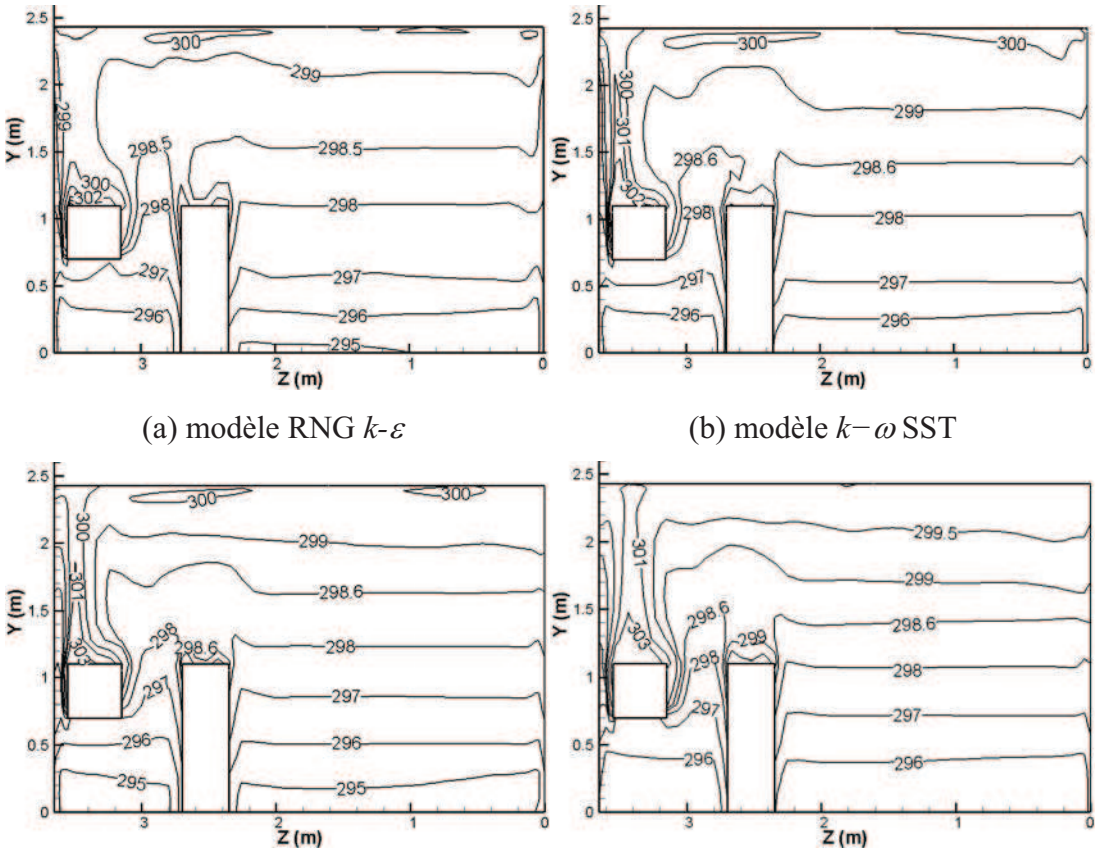


(a) modèle RNG k-ε (b) modèle $k-\omega$ SST



(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2} - f$

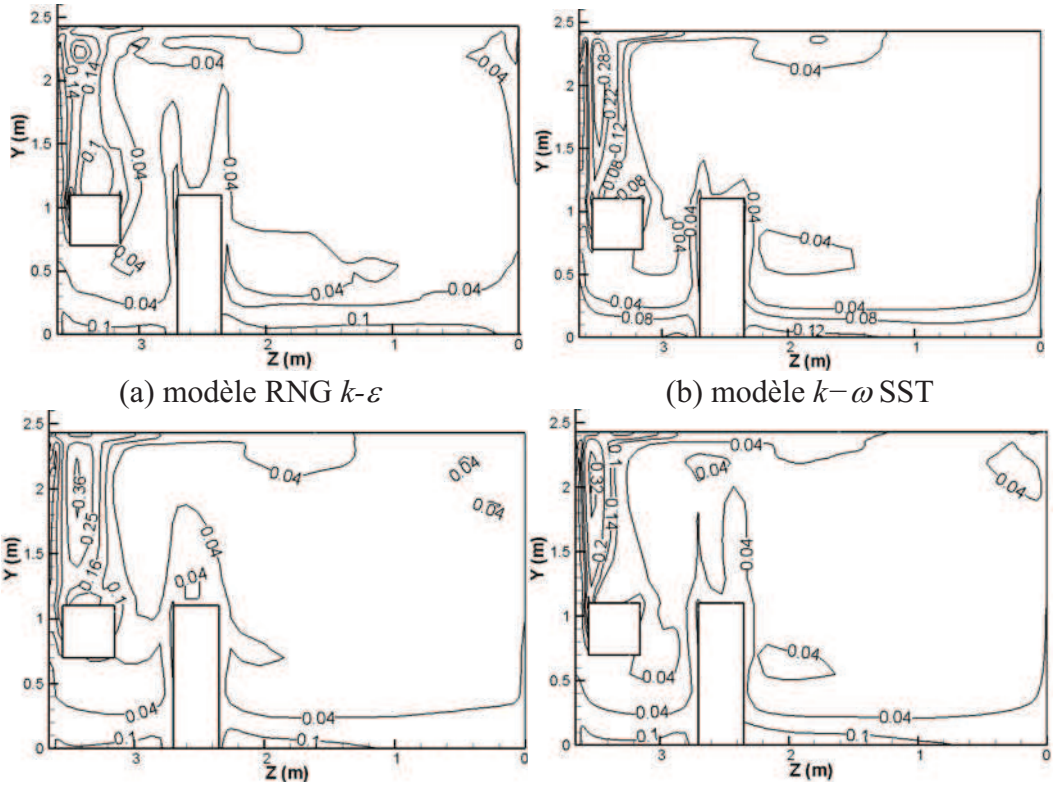
Figure 4.13: Contours de vitesse obtenus par (a) modèle RNG; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2} - f$ dans le plan x=1.80 m à *Re*=4264.



(a) modèle RNG k-ε (b) modèle $k-\omega$ SST

(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2} - f$

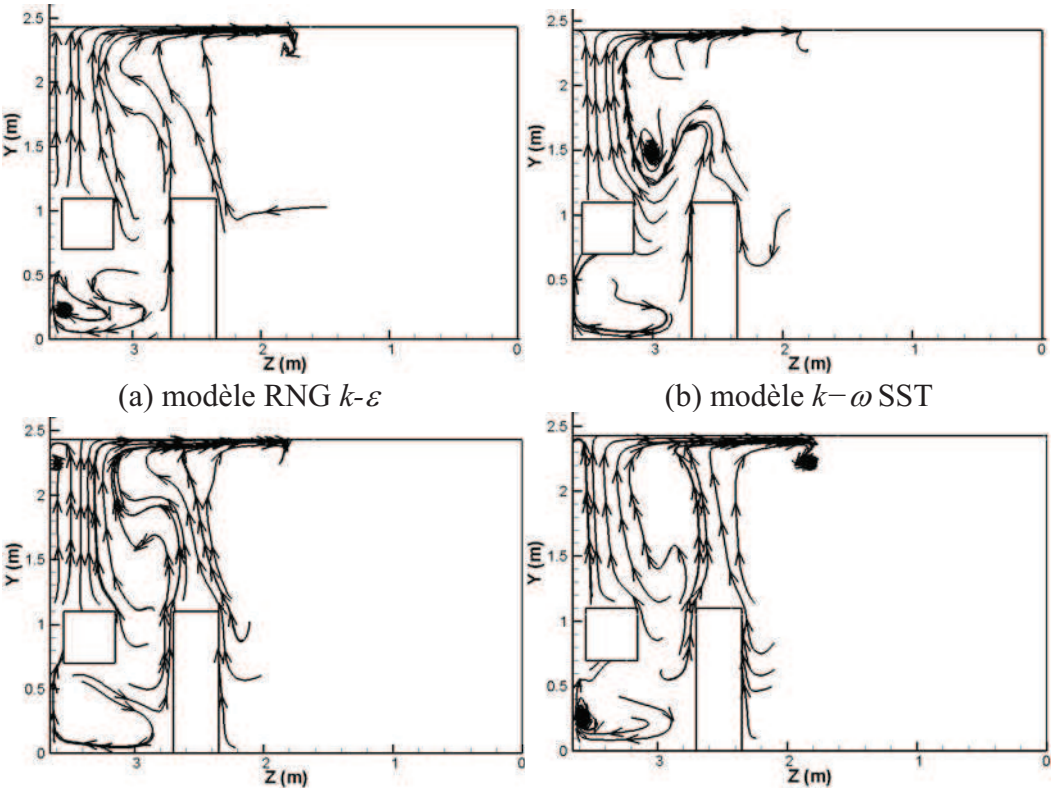
Figure 4. 14: Isothermes obtenues par (a) modèle RNG; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2} - f$ dans le plan x=3.00 m à *Re*=4264.



(a) modèle RNG k-ε (b) modèle $k-\omega$ SST

(c) modèle RSM (d) modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 4. 15: Contours de vitesse obtenus par (a) modèle RNG; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan x=3.00 m à *Re*=4264.



(a) modèle RNG k-ε (b) modèle $k-\omega$ SST

(c) Modèle RSM (d) Modèle $\overline{v^2}-f$

Figure 4. 16: Lignes de courant obtenues par (a) modèle RNG; (b) modèle $k-\omega$ SST ; (c) modèle RSM; (d) modèle $\overline{v^2}-f$ dans le plan x=3.00 m à *Re*=4264.

4.5.1 Analyse des profils de vitesse

Sur la figure 4.17, nous montrons les positions où ces profils vont être présentés et confrontés. Ceux-ci sont tracés dans deux plans orthogonaux, le plan médian (z=1.825 m) pour tous les points P1 à P5 et le plan transversal (x= 2.58 m) P6 à P9 (voir tableau 4.6 pour plus de détails).

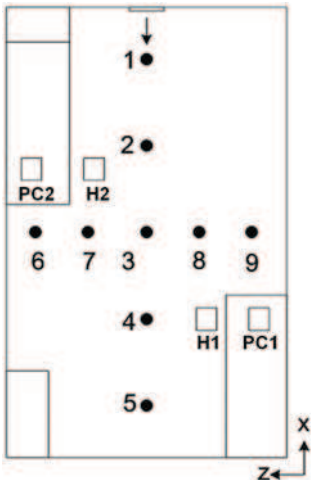


Figure 4.17: Positions des profils de comparaison.

Tableau 4. 6 Emplacements des profils de comparaison.

Profil	Emplacement (m)	
	x	z
P 1	4.58	1.825
P 2	3.58	1.825
P 3	2.58	1.825
P 4	1.58	1.825
P 5	0.58	1.825
P 6	2.58	0.4
P 7	2.58	1.4
P 8	2.58	2.25
P 9	2.58	3.25

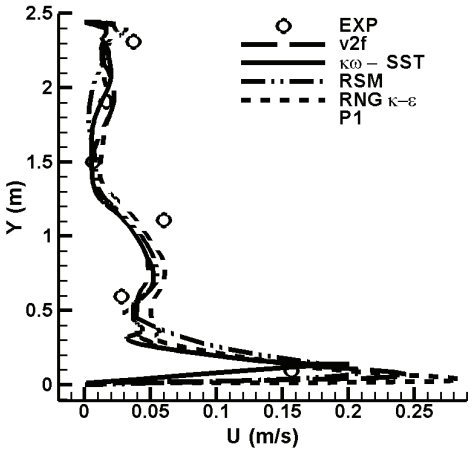
Sur la figure 4.18, nous présentons à la fois les prédictions numériques et les données de la littérature aux positions de contrôle. Pour ne pas encombrer cette section, nous ne présentons ici que sept profils de vitesse qui correspondent aux positions P1, P3, P5, P6, P7, P8 et P9. Nous constatons globalement que les prédictions issues des modèles de turbulence sont en bon accord avec l'expérience. Les résultats prédits par ces modèles sont presque confondus à la position P1 située au voisinage de la bouche de

soufflage (cf. figure 4.18a). Le long de l'axe x, plus loin de la bouche de soufflage, des écarts sont observés entre les prédictions et les données expérimentales. En particulier pour la position P5 (cf. figure 4.18c), on observe des écarts importants entre les prédictions et l'expérience au voisinage du plafond pour y=2.3 m. A cette position, le modèle RNG semble corroborer les données expérimentales alors que le modèle $\overline{v^2} - f$ sous-estime cette valeur avec un écart de 9%. Quant aux autres modèles RSM et $k-\omega$ SST, ils sous-estiment cette valeur de l'ordre de 35%.

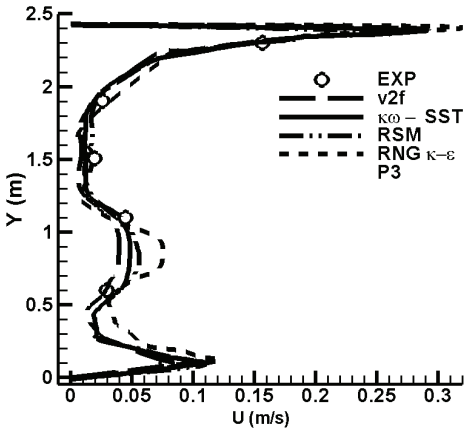
Lorsqu'on examine l'évolution de vitesse selon l'axe z pour les positions P6-P9, nous constatons que l'accord entre nos prédictions et les résultats expérimentaux est satisfaisant. Pour les positions P8 et P9 où il n'y a pas d'obstacles dans le sens de l'écoulement (cf. figure 4.18g-h), tous les modèles corroborent l'expérience de façon remarquable, en particulier au voisinage de la paroi (y=0m). Lorsqu'on s'intéresse aux positions P6 et P7 (cf. figure 4.18e-f), la conclusion précédente cesse d'être valable car il y a des obstacles dans le sens de l'écoulement.

Nous notons que les prédictions diffèrent le long de la hauteur y sauf au voisinage des parois (sol et plafond). Dans une zone caractérisée par $0.4 \le y \le 1$ (cf. figure 4.18e) et par $0.3 \le y \le 0.8$ (cf. figure 4.18f), les prédictions numériques obtenues à l'aide du modèle RNG $k-\varepsilon$ s'écartent beaucoup des autres modèles. À la position P6 (cf. figure 4.18e), un examen de cette figure permet de constater que c'est le modèle RNG $k-\varepsilon$ qui reproduit les résultats expérimentaux avec seulement un écart de 10% pour la valeur maximum du pic dans cette même zone mentionnée plus haut.

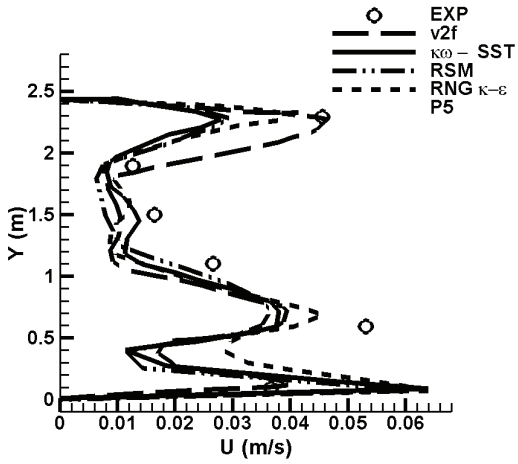
Quant aux autres modèles ($\overline{v^2} - f$, SST et RSM), ils prédisent cette valeur maximum plus éloignée avec un écart de 23%, 25%, 50%, respectivement. A la position P7 (cf. figure 4.18f) et à y≈ 0.5 m (au voisinage de la paroi), les modèles $k-\omega$ SST, $\overline{v^2} - f$ et RSM prédisent favorablement la valeur maximum du pic avec un écart de 2%, 3% et 10%, respectivement, alors que le modèle RNG surestime le pic de façon prononcée.



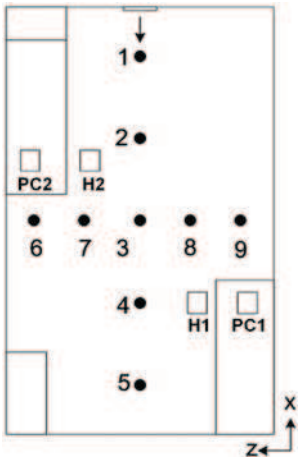
(a) profils de vitesse à la position P1



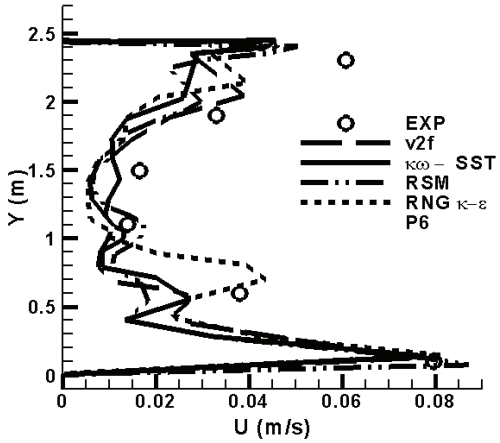
(b) profils de vitesse à la position P3



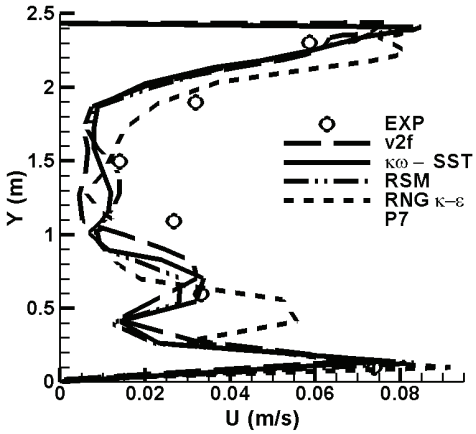
(c) profils de vitesse à la position P5



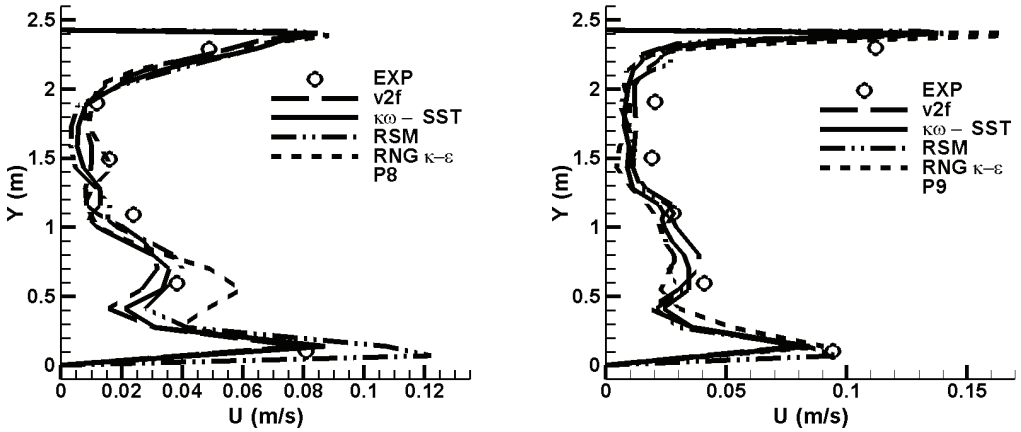
(d) position de profils



(e) profils de vitesse à la position P6



(f) profils de vitesse à la position P7



(g) profils de vitesse à la position P8 (h) profils de vitesse à la position P9

Figure 4.18 Comparaison des profils de vitesse moyenne issus des prédictions numériques et des données de la littérature à *Re*=4264.

Pour quantifier les écarts (différences) entre les résultats des modèles de turbulence et les données expérimentales, nous calculons ces écartes à l'aide de la relation ci-dessous et nous les résumons dans le tableau suivant (cf. tableau 4.7).

$$erreur(\%) = \left(\left| \phi_{CFD} - \phi_{EXP} \right| / \phi_{EXP} \right) \times 100 \tag{4.9}$$

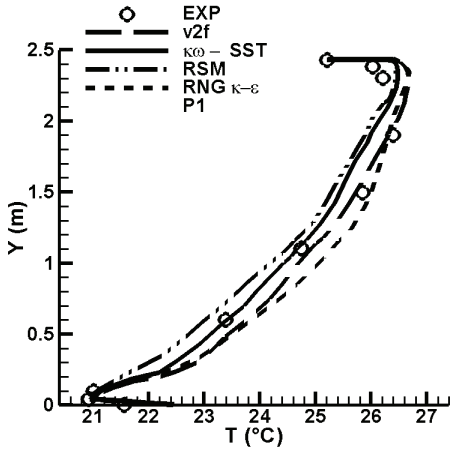
En examinant ce tableau, nous constatons que les erreurs relatives pour ces quatre modèles restent comparables. Les modèles $\overline{v^2} - f$, RSM et k-ω SST présentent un écart moyen assez proche et donnent un écart autour de 37%. Quant au modèle RNG k-ε, il surestime cette valeur avec une différence de 40.8% par rapport aux données expérimentales.

Tableau 4. 7: Erreurs relatives à chaque profil pour la vitesse moyenne

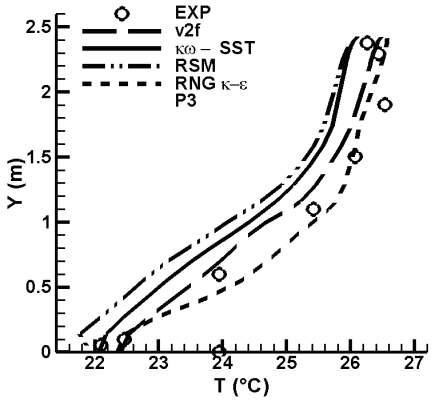
Profil	RNG k-ε	k-ω SST	$\overline{v^2} - f$	RSM
P1	57.5	48.6	34.6	61.9
P2	45.6	23.7	20.0	19.2
P3	8.6	21.5	33.3	4.1
P4	46.9	49.4	41.1	49.1
P5	33.1	32.0	50.0	41.8
P6	49.4	33.4	37.6	43.4
P7	42.0	46.7	52.6	40.1
P8	33.6	39.6	38.8	42.1
P9	50.9	38.6	28.6	33.8
Ecart Moyen	40.8	37.0	37.4	37.3

4.5.2 **Analyse des profils de température**

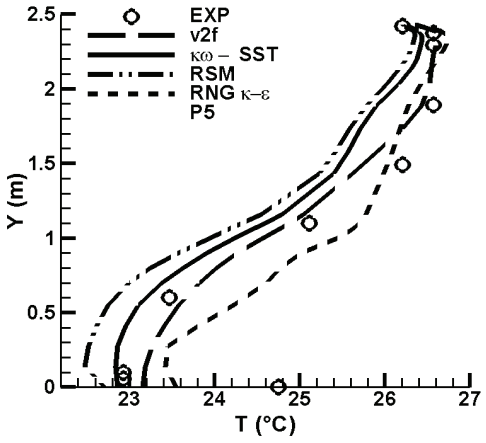
La figure 4.19 montre les profils de température issus des modèles considérés et des données de la littérature. Nous effectuons toujours des comparaisons aux positions de contrôle retenues précédemment. Nous constatons globalement que les prédictions de température issues des quatre modèles sont en bon accord avec l'expérience. Cependant, nous remarquons que les valeurs de température aux parois supérieurs (y=2.5 m) diffèrent légèrement des données expérimentales avec un écart de 0.5°C pour certaines positions. Ceci peut être expliqué par l'hypothèse de température uniforme imposée au plafond (T=26°C) pour toutes les positions. Par ailleurs, nous remarquons que le modèles $\overline{v^2} - f$ présente une meilleure prédiction du champ thermique. Celui-ci joue un rôle important pour le confort thermique qui sera évoqué dans le paragraphe 4.6.



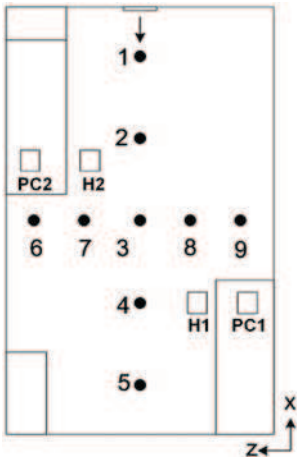
(a) profils de vitesse à la position P1



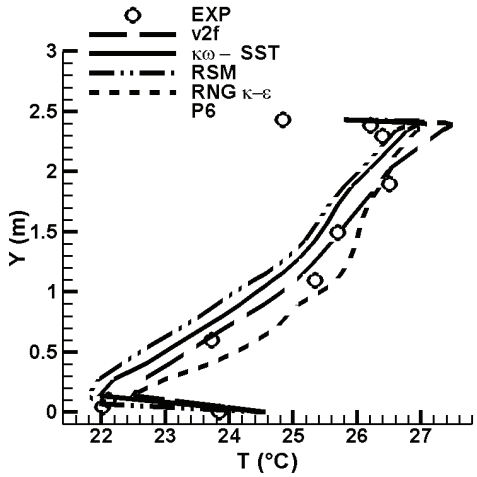
(b) profils de vitesse à la position P3



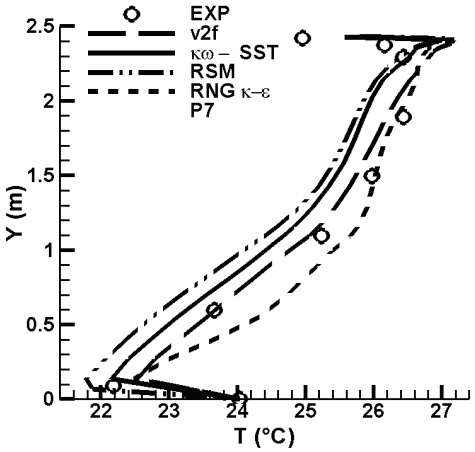
(c) profils de vitesse à la position P5



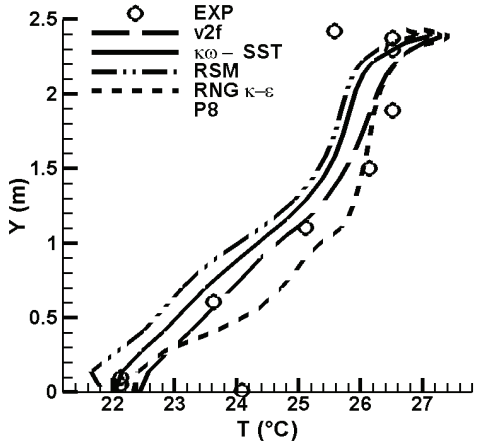
(d) position de profils



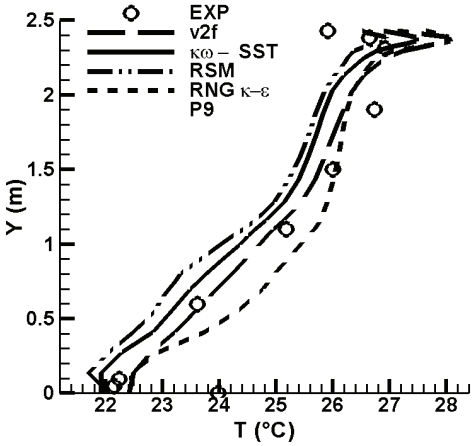
(e) profils de vitesse à la position P6



(f) profils de vitesse à la position P7



(g) profils de vitesse à la position P8



(h) profils de vitesse à la position P9

Figure 4.19: Comparaison des profils de température issus des prédictions numériques et des données de la littérature à *Re*=4264.

Nous quantifions les écartes entre les prédictions numériques et les données expérimentales à l'aide de la relation 4.9 et nous les résumons dans le tableau suivant (cf. tableau 4.8). Un examen de ce tableau nous permet de dire que tous les modèles prédisent bien l'évolution de température au milieu de la chambre et donnent des écarts relativement faibles par rapport à l'expérience. Parmi les quatre modèles considérés, c'est le modèle $\overline{v^2} - f$ qui donne de bons résultats avec un écart moyen de 1.1%, alors que pour les autres modèles (RSM, *k*-ω SST et RNG *k*-ε), les écarts restent assez proches et sont de l'ordre de 2.4%, 2.1% et 1.6%, respectivement.

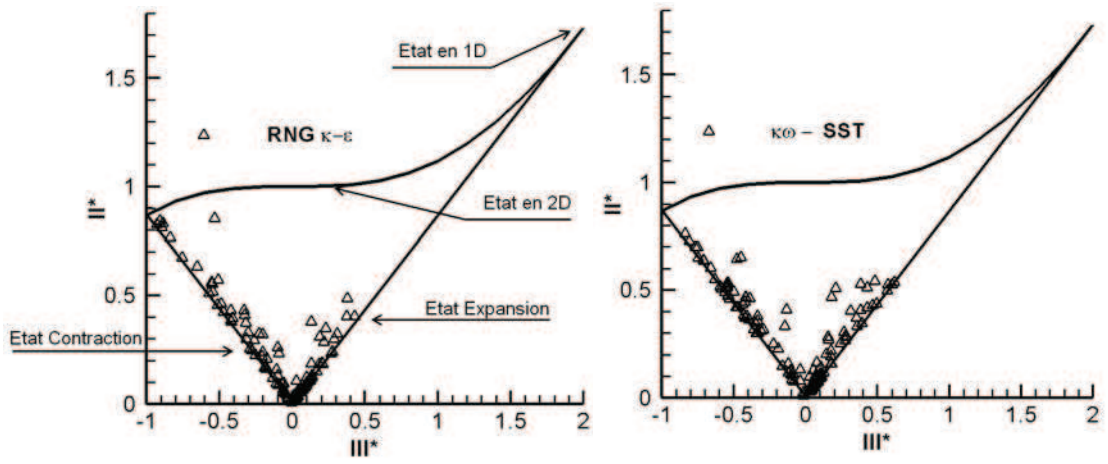
Tableau 4. 8: Erreurs relative à chaque profil pour la température moyenne

Profil	RNG	SST	$\overline{v^2} - f$	RSM
P1	1.3	1.0	0.9	1.9
P2	1.5	1.9	0.5	2.5
P3	1.5	2.0	3.1	1.5
P4	1.9	2.4	1.1	3.1
P5	1.8	2.2	0.8	2.5
P6	1.3	2.2	0.8	2.6
P7	1.2	2.1	0.9	2.7
P8	1.7	2.3	1.0	2.5
P9	1.7	2.4	1.1	2.6
Ecart moyen	1.6	2.1	1.1	2.4

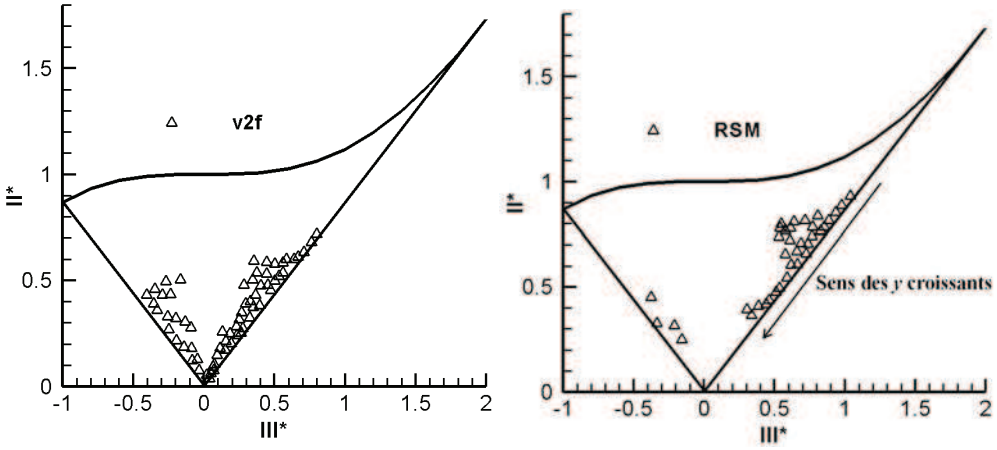
4.5.3 Caractérisation de la turbulence

Comme nous l'avons déjà évoqué au début de ce mémoire (cf. chapitre 3 § 3.5.3), la production de la carte d'anisotropie permet une analyse qualitative de la répartition de la turbulence et une typologie des écoulements. Afin de mieux comprendre l'apport des modèles considérés ici sur la prédiction de l'écoulement, nous menons dans ce paragraphe une comparaison de cette carte d'anisotropie. Notons que cette comparaison a lieu uniquement entre les modèles considérés puisque les résultats expérimentaux sont absents.

Sur la figure 4.20, nous présentons les évolutions du second invariant II^* en fonction du troisième invariant III^* dans le plan médian z=1.825 m. Nous observons globalement que les modèles RNG, SST et $\overline{v^2} - f$ présentent une turbulence mixte en contraction et expansion axisymétrique. La partie d'expansion se trouve principalement dans la zone centrale du jet proche du sol où le module de la vitesse est supérieur à 0.1 m/s, alors que la partie de contraction se trouve dans la zone externe du jet. En particulier, pour le modèle $\overline{v^2} - f$, la carte d'anisotropie indique un état de turbulence en expansion plus prononcée. Quant au modèle RSM, il décrit un état de turbulence en expansion axisymétrique tendant vers une turbulence isotrope.



(a) modèle RNG k-ε (b) modèle k-ω SST



(c) modèle $\overline{v^2} - f$ (d) modèle RSM

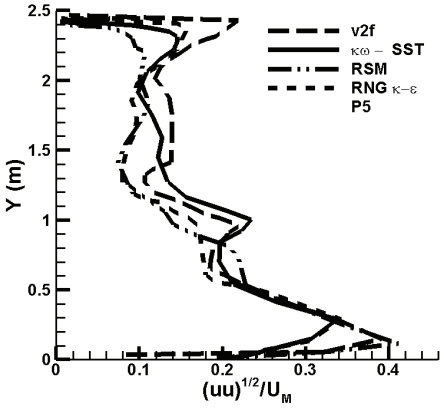
Figure 4.20: Carte d'anisotropie. Prediction: (a) modèle RNG; (b) modèle k-ω SST; (c) modèle $\overline{v^2} - f$; (d) modèle RSM dans le plan médian z=1.825m à Re=4264.

En résumé, on peut dire que parmi ces quatre modèles, c'est le modèle RSM qui semble donner des résultats en étroite liaison avec la littérature [62, 63] . On remarque aussi que le modèle $\overline{v^2} - f$, qui présente une turbulence en expansion plus importante, prédit de façon assez raisonnable l'écoulement.

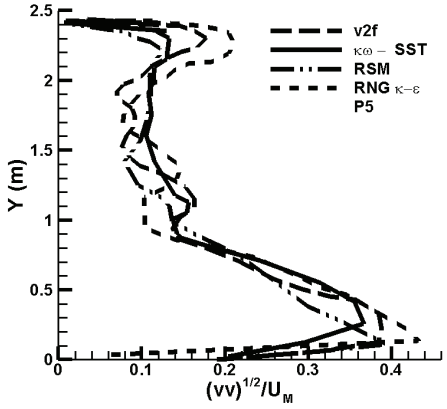
4.5.4 Profils des contraintes normales turbulentes

Dans ce paragraphe, nous comparons les contraintes normales adimensionnalisées (intensités turbulentes: $R_{ii}^{1/2}/U_M$, $1 \leq i \leq 3$, $R_{ii} = \overline{u_i u_i}$) prédites dans le plan médian z=1.825m. Afin d'approfondir notre compréhension des modèles considérés ici, nous avons décidé de nous concentrer sur la position P5 qui correspond à l'endroit où les

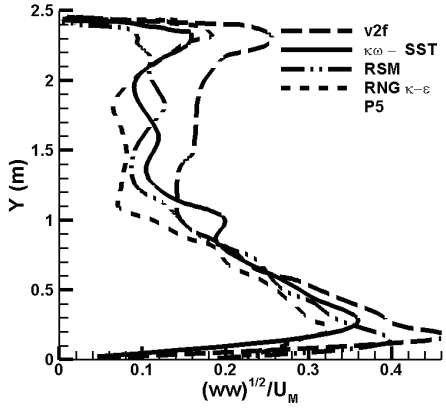
profils expérimentaux et numériques diffèrent.



(a) profils de $R_{11}^{1/2}/U_M$



(b) profils de $R_{22}^{1/2}/U_M$



(c) profils de $R_{33}^{1/2}/U_M$

Figure 4.21: Comparaisons des profiles des intensités turbulentes à la position P5 (a) $R_{11}^{1/2}/U_M$; (b) $R_{22}^{1/2}/U_M$; (c) $R_{33}^{1/2}/U_M$ à *Re*=4264.

La figure 4.21 présente les profils des contraintes normales des tenseurs de Reynolds adimensionnalisées. Tout d'abord, il importe de noter que dans cette comparaison les résultats expérimentaux sont manquants. Pour l'intensité turbulente $R_{11}^{1/2}/U_M$ (cf. figure 4.21a), on constate que les prédictions des différents modèles sont en bon accord entre elles. En particulier, pour la zone 0≤y≤0.5 (cf. figure 4.21a), les profils issus de ces quatre modèles sont presque confondus sauf pour les modèles RNG et SST où un écart est produit au voisinage de la paroi 0≤y≤0.3. Les modèles $\overline{v^2}-f$, RNG et SST prédisent le pic à y≈ 0.15m avec un écart de l'ordre de 4%, 17%, 17%, respectivement par rapport à celui prédit par le modèle RSM. Par contre, au voisinage du plafond (y≈ 2.35), les écarts entre ces trois modèles et le modèle RSM sont plus importants.

Pour l'intensité turbulente $R_{22}^{1/2}/U_M$ (cf. figure 4.21b), nous pouvons tirer la même conclusion que la figure précédente: tous les modèles présentent un bon accord entre eux sauf au voisinage des parois.

En ce qui concerne l'intensité turbulente $R_{33}^{1/2}/U_M$ (cf. figure 4.21c), nous remarquons que pour la zone y<1m, tous les modèles prédisent une évolution très proche et indiquent un écart maximal du pic en proche paroi (sol). Parmi les trois modèles au premier ordre, c'est le modèle RNG qui présente un écart plus important de l'ordre de 20% par rapport au modèle RSM. Pour la zone y>1 m, on constate que tous les modèles s'écartent entre eux. En particulier, au voisinage du plafond, les valeurs maximums du pic de ces trois modèles sont très éloignées de celle du modèle RSM.

4.5.5 Transfert de chaleur

Pour rendre compte du transfert de chaleur entre le sol (y= 0 m) et le jet froid, nous avons choisi d'utiliser le nombre de Nusselt (Nu). Celui-ci est défini de la façon suivante:

$$Nu = \frac{h_{eff} L_{ref}}{\lambda} \tag{4.10}$$

où h_{eff} est le coefficient de transfert thermique de chaleur à travers la paroi par convection, L_{ref} est une longueur référence (ici $L_{ref} = 1.0m$) et λ est la conductivité thermique de l'air.

La figure 4.22 montre les profils du nombre de Nusselt local prédits par les quatre modèles de turbulence. On observe que le nombre de Nusselt atteint son maximum au voisinage de x= 4.2 m, i.e. lorsque le jet heurte le sol. Ensuite, il diminue au fur et à mesure que x décroît. Un examen de ces profils permet de constater que les modèles $\overline{v^2} - f$, RSM et $k - \omega$ SST donnent des résultats assez proches et que le modèle RNG $k - \varepsilon$ prédit cette évolution très différemment. La valeur du pic est prédite correctement par le modèle RNG, cependant, cette grandeur est décalée vers l'entrée (x=5.16m). Lorsque x décroît, le modèle RNG présente une diminution du nombre de Nusselt le long de paroi (sol). En comparant avec les autres modèles, nous remarquons que le modèle RNG décrit un transfert de chaleur plus important pour y<3m et moins jusqu'à x≈4.8m.

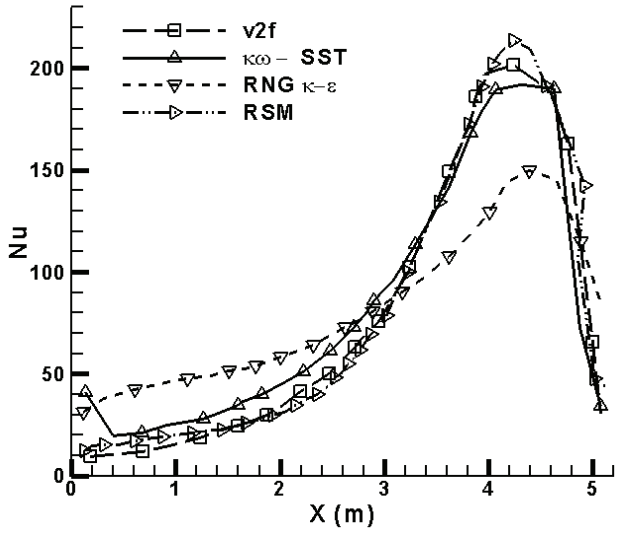


Figure 4. 22: Profils du nombre de Nusselt en fonction de x à y=0 m (sol) dans le plan médian z=1.825m à *Re*=4264.

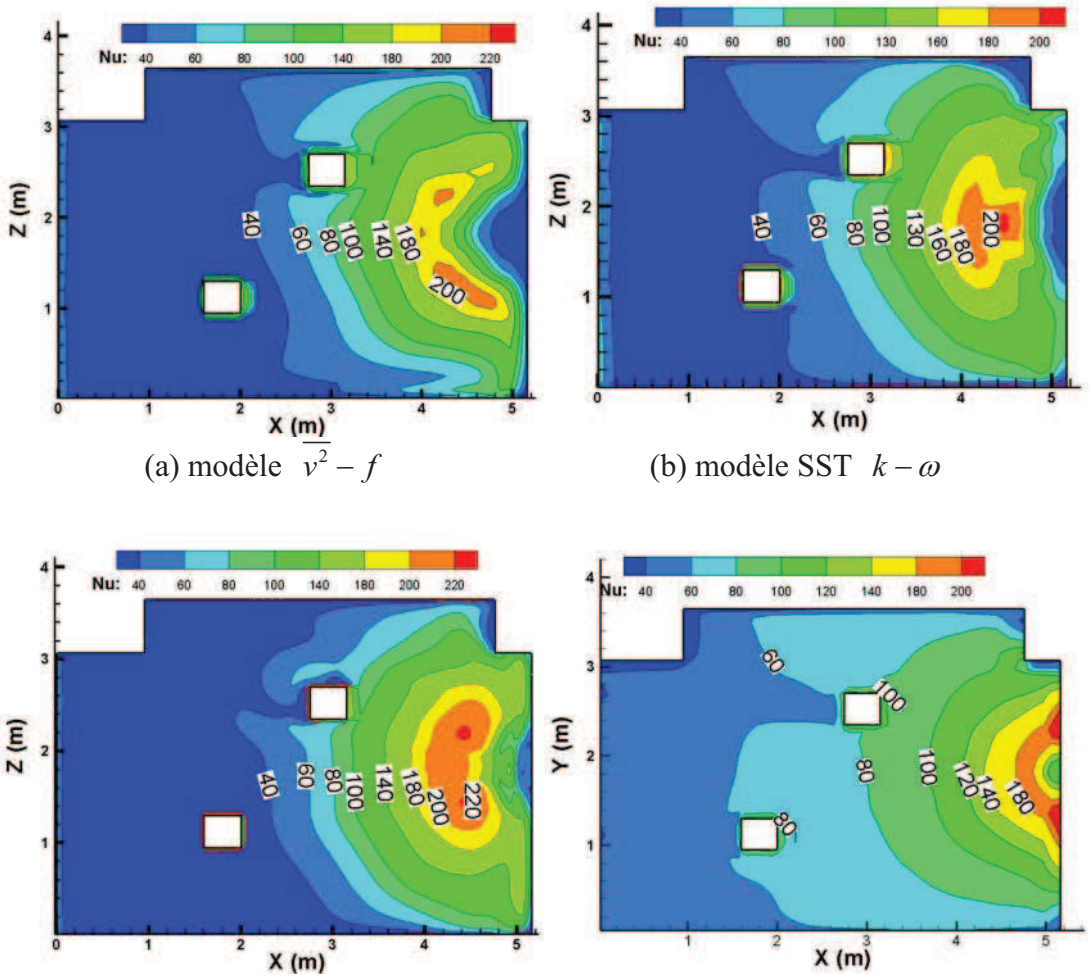
Sur la figure 4.23, nous illustrons qualitativement le transfert de chaleur au sol dans le plan (x,z) à y=0 m à l'aide des contours du nombre de Nusselt local (Nu). En examinant ces figures, on observe l'existence d'une zone où règne un transfert de chaleur intense (Nu > 40) qui s'étend selon l'axe x et z depuis la bouche de soufflage. Cette zone se forme en demi-cercle autour de l'entrée. Dans cette zone, les valeurs de Nusselt augmentent en fonction de x et diminuent ensuite après avoir atteint leurs maximums. Nous notons que dans cette zone les modèles RSM, $k-\omega$ SST et $\overline{v^2}-f$ montrent des évolutions du nombre de Nusselt local assez proches. Quant au modèle RNG, l'évolution est semblable à celle du modèle RSM mais avec un nombre de Nusselt plus faible pour 3≤y≤5.16.

Le nombre de Nusselt global ($\overline{Nu}$) est obtenu par intégration du nombre de Nusselt local sur la totalité de la surface du sol. Nous donnons ci-après la valeur du nombre de Nusselt global pour chaque modèle de turbulence:

$\overline{Nu}_{RNG} = 66.3$; $\overline{Nu}_{SST} = 37.2$; $\overline{Nu}_{RSM} = 33.9$; $\overline{Nu}_{\overline{v^2}-f} = 32.2$;

Nous constatons que parmi les quatre modèles, c'est le modèle RNG qui prédit un transfert de chaleur plus élevé au niveau de la surface du sol. Concernant les autres modèles (RSM, $\overline{v^2}-f$ et $k-\omega$ SST), ils prédisent un transfert de chaleur relativement faible. Aussi les modèles RSM et $\overline{v^2}-f$ donnent une estimation du nombre de Nusselt assez proche. Quand au modèle $k-\omega$ SST, il surestime cette

grandeur de l'ordre de 9.7% par rapport au modèle RSM.



(a) modèle $\overline{v^2} - f$ (b) modèle SST $k - \omega$

(c) modèle RSM (d) modèle RNG $k - \varepsilon$

Figure 4. 23: Contours du nombre de Nusselt au sol (y=0 m) à *Re*=4264.

Afin de mieux comprendre le transfert de chaleur sur les parois de source de chaleur (ordinateur et corps humain: PC1, PC2, H1, H2), nous donnons les valeurs du nombre de Nusselt local (Nu). La présentation des parois de source de chaleur est illustrée dans la figure suivante (cf. figure 4.24). Pour ne pas encombrer cette sous-section, nous ne montrons ici que les contours du nombre de Nusselt sur les parois 'S1', surfaces frontales des sources de chaleur (PC1, PC2, H1, H2) dans le sens de l'écoulement.

Sur la figure 4.25, nous présentons les contours du nombre de Nusselt local (Nu) aux parois 'S1' (cf. figure 4.25). De manière générale, on constate que les contours prédits par les modèles RSM, RNG et SST sont semblables, alors que le modèle $\overline{v^2} - f$ décrit un transfert de chaleur plus intense. En se focalisant sur l'objet 'H2' (corps

humain), nous observons que le nombre de Nusselt augmente selon l'axe y et cesse d'augmenter à la position y≈ 0.5m située dans la zone de recirculation principale. Cette évolution est bien prédite par tous les modèles sauf le modèle RNG. Lorsqu'on s'intéresse à l'objet 'PC2' (ordinateur), on remarque que la valeur de Nusselt augmente selon l'axe y tendant vers le corps humain (H2). Cela peut être expliqué partiellement par une vitesse plus élevée entre les deux objets (PC2 et H2).

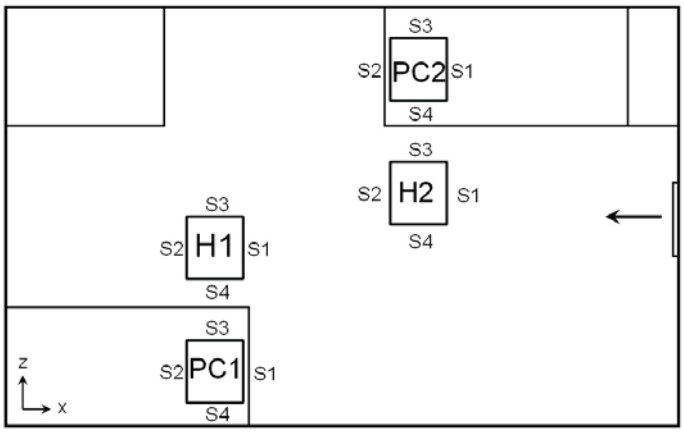


Figure 4.24: Présentation des surfaces pour chaque objet.

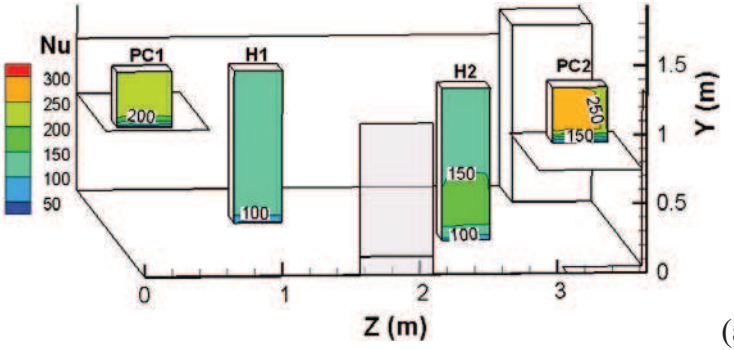
En examinant le nombre de Nusselt global ($\overline{Nu}$) sur la surface S1 (cf. tableau 4.9), nous constatons que tous les modèles indiquent un transfert de chaleur plus intense sur les ordinateurs (PC1 et PC2). Les modèles RNG, SST et RSM prédisent cette grandeur de façon presque similaire pour ces objets (ordinateurs et corps humains). Par contre, le modèle $\overline{v^2} - f$ surestime cette grandeur de l'ordre de 6% pour le corps humain et de 17% pour l'ordinateur (cf. tableau 4.9) et ce par rapport au modèle RSM.

Tableau 4. 9: Valeurs globales du nombre de Nusselt pour la surface S1

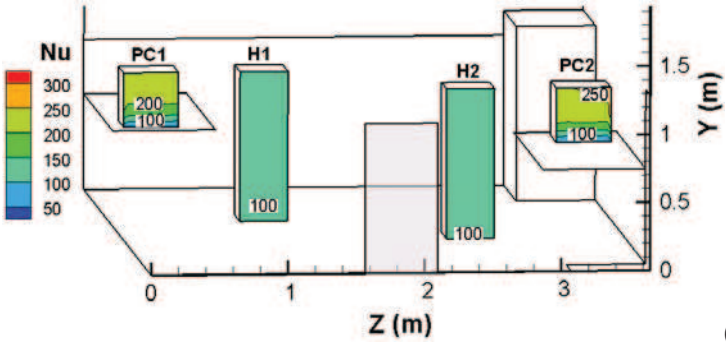
Objet	RNG	SST	RSM	$\overline{v^2} - f$
PC1	186.4	194.8	206.8	243.9
PC2	204.2	222	231	266.7
H1	124.7	129.6	127.9	137.4
H2	120.9	133.4	135.6	139.8

Nous calculons des valeurs du nombre de Nusselt global pour chaque objet et les résumons sur le tableau 4.10. On constate que la valeur globale du nombre de Nusselt pour les ordinateurs (PC1 et PC2) est plus élevée et presque égale au double de celle du corps humain. Parmi les quatre modèles, les modèles RNG, SST et RSM présentent des

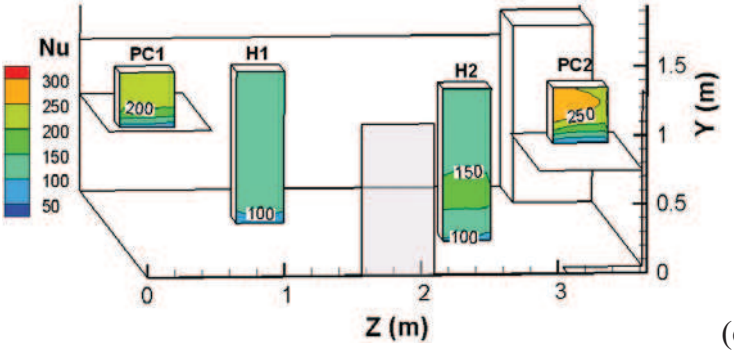
résultats semblables, alors que le modèle $\overline{v^2} - f$ montre un écart de 4% pour le corps humain et de 16% pour l'ordinateur par rapport à la prédiction obtenue à l'aide du modèle RSM.



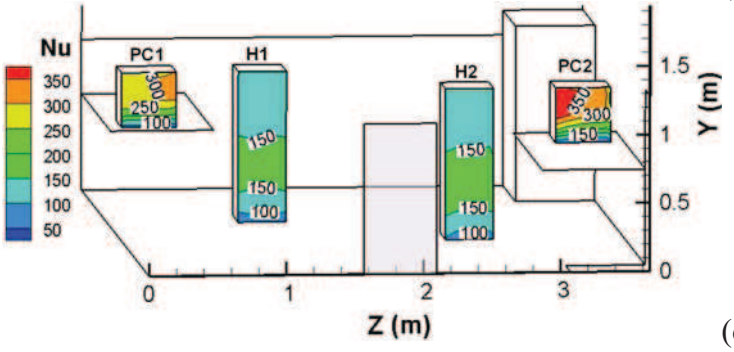
(a) modèle RSM



(b) modèle RNG $k-\varepsilon$



(c) Modèle SST $k-\varepsilon$



(d) Modèle $\overline{v^2} - f$

Figure 4. 25: Contour du nombre de Nusselt à la surface S1

Tableau 4. 10: Valeurs globales du nombre de Nusselt pour les surfaces (S_i, $1 \le i \le 5$)

Objet	RNG	SST	RSM	$\overline{v^2} - f$
PC1	206.1	207.2	214.9	247
PC2	246.8	243.2	246	298.9
H1	124.2	126.5	123.8	132.1
H2	121.3	126.6	124.8	133.1

4.6 Modèle de confort thermique

Dans cette section, nous tentons de comparer à la fois le champ de la température et la vitesse en appliquant l'indice du confort thermique. Depuis les années 1960, plusieurs modèles de confort sont apparus. Le principe de l'ensemble des modèles utilisés de nos jours consiste à considérer que le corps est compartimenté. Les échanges entre les compartiments se font par conduction tissulaire et convection sanguine. Cependant, les modèles sont complexes et nécessitent des données physiologiques difficiles à obtenir. En entreprenant une étude comparative, Lotens [64] a montré que la complexité du modèle n'amène pas à une plus grande précision.

Fanger [65] a mis en œuvre un modèle qui allie efficacité de confort et faisabilités des stratégies de contrôle. Dans ce modèle, l'auteur a établi une équation du confort. Celle-ci peut s'écrire de la façon suivante:

$$L = M_{metabolisme} + P_{pespiration} - S_{sudation} - R_{respiration} - R_{rayonnement} - C_{convection} \tag{4.11}$$

où

$$M_{metabolisme} = M - W \tag{4.12}$$

$$P_{perspiration} = 3.05 \cdot 10^{-03} \cdot \left[5733 - 6.99 \cdot (M - W) - P_a\right] \tag{4.13}$$

$$S_{sudation} = 0.42\left[\left(M - W\right) - 58.15\right] \tag{4.14}$$

$$R_{respiration} = 1.7 \cdot 10^{-5} \cdot M \cdot \left(5867 - P_a\right) - 0.0014 \cdot M \cdot \left(34 - T_a\right) \tag{4.15}$$

$$R_{rayonnement} = 3.9 \cdot 10^{-8} \cdot f_{cl} \cdot \left[\left(T_{cl} + 273\right)^4 - \left(T_{mr} + 273\right)^4\right] \tag{4.16}$$

$$C_{convection} = f_{cl} \cdot h_c \cdot \left(T_{cl} - T_a\right) \tag{4.17}$$

$$T_{cl} = 35.7 - 0.0275 \cdot \left(M - W\right) - 0.155 \cdot I_{cl}\left\{3.96 \cdot 10^{-8} \cdot f_{cl} \cdot \left[\left(T_{cl} + 273\right)^4 - \left(T_{mr} + 273\right)^4\right] + f_{cl} \cdot h_c \cdot \left(T_{cl} - T_a\right)\right\} \tag{4.18}$$

$$\text{avec } h_c = \begin{cases} 2.38 \cdot \left(T_{cl} - T_a\right)^{0.25} & si \quad 2.38 \cdot \left(T_{cl} - T_a\right)^{0.25} > \sqrt{V}_a \\ 12.1\sqrt{V_a} & si \quad 2.38 \cdot \left(T_{cl} - T_a\right)^{0.25} < \sqrt{V}_a \end{cases} \tag{4.19}$$

$$\text{et} \quad f_{cl} = \begin{cases} 1 + 0.2 \cdot I_{cl} & si \quad I_{cl} < 0.5 \cdot clo \\ 1.05 + 0.1 \cdot I_{cl} & si \quad I_{cl} > 0.5 \cdot clo \end{cases} \tag{4.20}$$

L : Charge thermique du corps (W/m^2) ;

M : Taux de production métabolique produit par réaction chimique (met[1]) (cf. tableau 4.12);

W : Taux de chaleur produit par un travail externe (W/m^2);

P_a : Pression de l'air ambiance (Pa);

T_a : Température de l'air (°C);

T_{cl} : Température de vêtement (°C);

V_a : Vitesse de l'air (m/s);

T_{mr} : Température radiante moyenne (c.f. équation (4.21) pour une personne assise);

h_c : Coefficient de transfert de chaleur par convection (W/m²·K);

I_{cl} : Valeur d'isolation de vêtement (clo[2]) (cf. tableau 4.11);

f_{cl} : Facteur de surface de vêtement (cf. tableau 4.11 pour des valeurs classiques).

Pour une personne assise, la température radiante moyenne peut être modélisée par l'équation suivante:

$$T_{mr} = \{0.18\left[t_{pr}(dessus) + t_{pr}(dessous)\right] + 0.22\left[t_{pr}(droit) + t_{pr}(gauch)\right] + 0.3\left[t_{pr}(devant) + t_{pr}(derriere)\right]\} \div \left[2\left(0.18 + 0.22 + 0.3\right)\right] \tag{4.21}$$

où t_{pr} est la température de paroi radiante.

Sur le tableau 4.11, nous montrons des valeurs typiques d'isolation de vêture dans une chambre. Pour le cas étudié ici, nous avons choisi la tenue de travail légère qui correspond à I_{cl} = 0.7 clo et f_{cl} = 1.21. Nous présentons quelques valeurs typiques du métabolisme en fonction de l'activité (repos, marche, travail) sur le tableau 4.12. Dans notre cas, la chaleur métabolique pour une personne est donnée par l'expérience et est égale à 75 W/m² (1.3 met).

[1] 1 met = 58.2 W/m^2

[2] 1 *clo* = 0.155 *(m^{2}K)/W*

Tableau 4. 11: Valeurs typiques d'isolation de vêture (I_{cl} , f_{cl})

Tenue vestimentaire	I_{cl} (clo)	f_{cl}
Tenue tropicale type (short, chemise à col ouvert et à manches courtes, chaussettes légères et sandales).	0.3	1.09
Tenue d'été légère (pantalon léger, chemise à col ouvert et à manches courtes, chaussettes légères et chaussures).	0.5	1.15
Tenue de travail légère (chemise de travail en coton à manches longues, pantalon de travail, chaussettes de laine et chaussures).	0.7	1.21
Tenue d'intérieur pour l'hiver (chemise à manches longues, pantalon, pull-over à manches longues, chaussettes épaisses et chaussures).	1.0	1.3
Tenue de ville traditionnelle (complet avec pantalon, gilet et veston, chemise, chaussettes de laine et grosses chaussures).	1.5	1.45

Tableau 4. 12: Valeur typique du métabolisme en fonction de l'activité

Activité		Chaleur métabolique	
		met	W/m²
Repos	assis	1.0	60
	debout	1.2	70
Marche	lente	2.0	115
	vite	3.8	220
Travail	sur l'ordinateur	1.1	65
	léger, debout	1.4	80
	emballage/transport	2.1	120

4.6.1 Les indices du modèle de Fanger

Il existe deux indices issus du modèle de Fanger permettant de mesurer le confort thermique:

- Le sondage moyen prévisible, appelé PMV (en anglais: Predicted Mean Vote), qui est l'appréciation moyenne d'une population dans un environnement donné, sur l'échelle de -3 à 3. Le confort optimal correspond à un PMV nul. La norme ISO 7730 [66] recommande d'utiliser cet indice entre -2 et +2. Les sensations thermiques du corps (cf. tableau 4.13) dans son ensemble peuvent être prévues par cet indice PMV. Cet indice est déterminé en fonction du métabolisme, de l'isolement vestimentaire et des paramètres climatiques (température, humidité, vitesse de l'air et température de rayonnement).

Tableau 4. 13: L'échelle de sensation thermique

PMV	Sensation thermique
+3	Chaud
+2	Tiède
+1	Légèrement tiède
0	Neutre
-1	légèrement frais
-2	Frais
-3	Froid

Fanger [67] a proposé un expression du PMV reliant la charge thermique du coprs L (cf. équation 4.11). Celle-ci s'écrit:

$$PMV = L \cdot \left(0.303 \cdot e^{-0.0036 \cdot M} + 0.028\right) \tag{4.22}$$

- Le pourcentage prévisible d'insatisfaits, appelé PPD (en anglais: Predicted Percentage of Dissatisfied) qui donne des informations sur l'inconfort thermique et l'insatisfaction thermique, en estimant le pourcentage de personnes susceptibles d'avoir trop chaud ou trop froid dans une ambiance donnée. L'étude de cet indice montre que le PPD n'est jamais nul mais au minimum de 5 % dans des conditions climatiques optimales. L'indice PPD peut être relié au PMV par la relation suivante [66]:

$$PPD = 100 - 95\exp\left[-\left(0.03353PMV^4 + 0.2179PMV^2\right)\right] \tag{4.23}$$

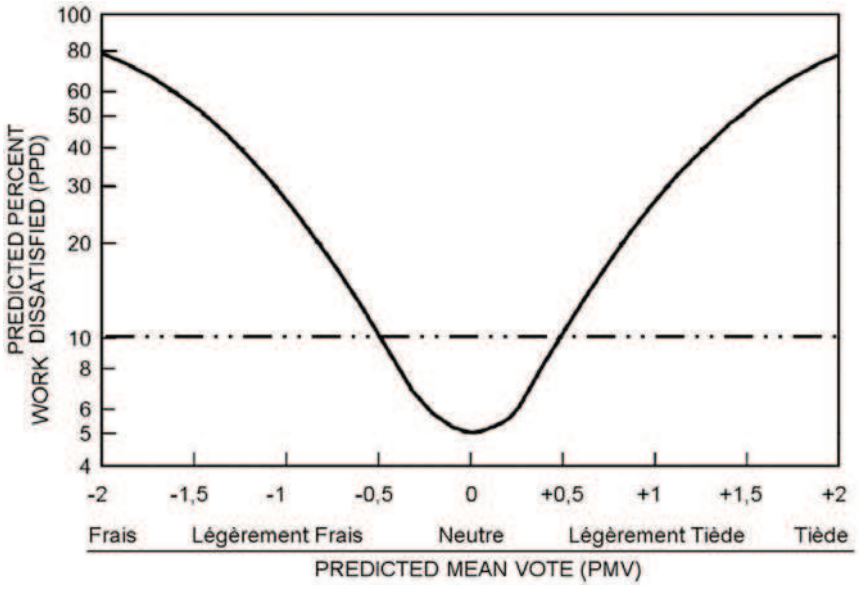


Figure 4. 26: Evolution du PPD en fonction du PMV selon [66]

Il faut noter que ces deux indices permettent de quantifier le confort thermique local en un point dans la zone d'occupation. Sur la figure 4.26, nous reportons l'évolution du PPD en fonction du PMV (équation 4.23) à laquelle nous associons l'échelle de sensation thermique allant du frais jusqu'au tiède. La norme [68] préconise une valeur de 10% pour la valeur maximale du PPD. Celle-ci correspond à un PMV compris entre -0.5 et +0.5 (cf. figure 4.26). Pour apprécier le confort thermique par ces deux indices locaux, il faut connaître les valeurs locales de différentes variables comme la température de l'air, la température radiante moyenne, la vitesse de l'air et l'humidité.

4.6.2 Les limites et inconvénients du PMV

Depuis son instauration, le PMV a toujours fait l'objet de critiques tant pour les conditions de sa validation que pour ses limites à prendre en compte le comportement adaptatif de l'individu. Humphreys et Fergus [69] ont récemment dressé un bilan concernant la validé de l'indice PMV. Ce bilan peut être résumé comme suit:

1. Le PMV a été développé dans des conditions stationnaires.
2. En conditions chaudes, le PMV sous estime l'influence de l'humidité.
3. L'intégration de la vêture dans le PMV ne prend pas en compte le rôle du microclimat créé entre les vêtements et le corps.

Toutefois, l'étude effectuée par Humphreys et Fergus [69] montre que l'erreur induite par l'usage du PMV n'est pas très préjudiciable dans les conditions résumées dans le tableau 4.14.

Tableau 4. 14: Les conditions de validité du PMV selon la norme ISO 7733 [66] et Humphreys et Fergus [69]

Les conditions de validité du PMV selon la norme ISO 7733 [66]	Les conditions de validité du PMV selon Humphreys et Fergus [69]
$10\ °C < T_a < 30\ °C$	$10\ °C < T_a < 30\ °C$
$10\ °C < T_{rm} < 40\ °C$	$10\ °C < T_{rm} < 40\ °C$
$V_a < 1\ m.s^{-1}$	$V_a < 0.2\ m.s^{-1}$
$Pa\ (H_2O) < 2.7\ k\ Pa$	$Pa\ (H_2O) < 2.2\ k\ Pa$
$I_{cl} < 2\ clo$	$0.3\ clo < I_{cl} < 1.2\ clo$
$M < 4\ met$	$M < 1.4\ met$

Nous constatons globalement que ces nouvelles restrictions ne différentes que par la vitesse de l'air, l'isolation de vêtement et le taux de chaleur métabolique. Ces auteurs

[69] préconisent que ces valeurs doivent être plus petites que celles de la norme ISO 7733. c'est ce que nous avons retenu pour notre simulation: une activité sédentaire (M=1.3 met), une valeur de vêture non importante (I_{cl}= 0.7 clo) et une vitesse de l'air faible (U=0.15 m/s).

4.6.3 Résultats numériques

Pour mener à bien notre calcul des indices PMV/PPD, nous devons tout d'abord préciser les valeurs des paramètres inconnues des équations 4.22-4.23.

Signalons que les paramètres comme le taux de production métabolique *M*, le taux de chaleur produit par un travail externe *W* et la pression de l'air, sont empruntées à l'expérience. Les autres paramètres (valeur d'isolation de vêtement et facteur de surface de vêtement) sont fixés (cf. tableau 4.11). Nous rappelons les valeurs de ces paramètres dans le tableau ci-dessous (cf. tableau 4.15).

Tableau 4. 15: Valeurs retenues pour notre cas

Paramètre	Valeur
M	75 W/m² (1.3 met)
W	0 W/m²
P_a	1.0133 MPa
I_{cl}	0.7 (clo)
f_{cl}	1.21

Pour les grandeurs comme la température de l'air (T_a) et la vitesse de l'air (V_a), elles sont déduites des prédictions numériques (cf. figures 4.18 et 4.19). Quant au coefficient de transfert de chaleur par convection (h_c), il est calculé à l'aide de l'équation 4.19. En ce qui concerne la température radiante moyenne (T_{mr}), nous supposons qu'elle est égale à la température de l'air (T_a), leurs deux valeurs étant très proches [68]. Pour procéder à une confrontation entre l'expérience et la simulation, il semble nécessaire d'utiliser la température de l'air locale au lieu de la température radiante moyenne qui est manquante pour les deux indices PMV et PPD expérimentaux.

Pour ce qui est des comparaisons des indices de PMV/PPD, nous avons choisi six points de contrôle le long de l'axe y (voir figure 4.17 pour les positions) et donnons

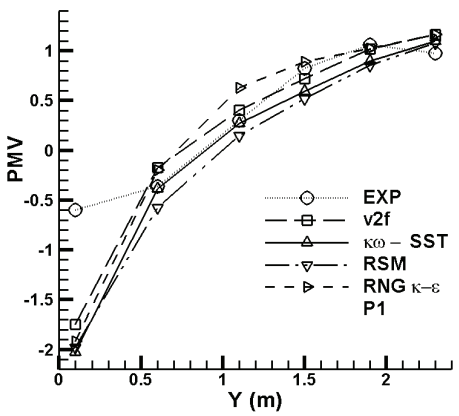
leurs ordonnées y respectives (cf. tableau 4.16).

Tableau 4. 16Présentation des points de contrôle

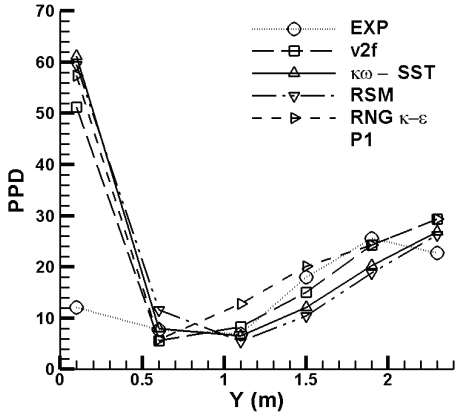
	proche du sol	milieu de la pièce	proche du plafond
y (m)	0.1	0.6 ; 1.1 ; 1.5 ; 1.9	2.3

La figure 4.27 montre les comparaisons de l'indice de PMV/PPD entre les résultats issus des modèles et les données expérimentales pour les positions P1, P3, P5, P6, P7, P8, P9. Nous constatons globalement que l'indice PMV est localisé entre -1.0 et +1.0 ce qui correspond à une sensation du confort thermique neutre. Pour l'indice PPD, sa valeur est généralement inférieure à 30%. Pour les profils de l'indice PMV, nous remarquons que les résultats issus des modèles de turbulence sont en bon accord avec l'expérience, sauf en certains points qui sont proches du sol ou plafond. L'hypothèse de température uniforme imposée par l'expérience peut être incriminée. A l'entrée (position P1), tous les modèles donnent une allure presque similaire. Cependant, plus loin de la bouche de soufflage (positions P3-P9), les résultats des différents modèles s'écartent entre eux. On observe que seul le modèle $\overline{v^2} - f$ produit l'expérience de façon satisfaisante, sauf pour la position P7.

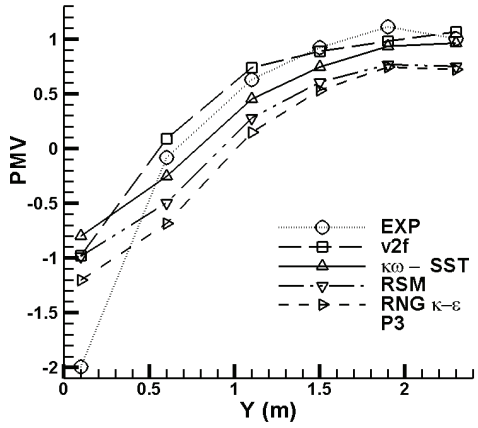
Quant aux profils du PPD, nous pouvons dire que tous les modèles produisent l'expérience assez favorablement, sauf pour les points proches du sol (P1 et P3). On observe que l'expérience exhibe un minimum localisé à point y=0.6 m. Ce dernier est effectivement reproduit par les modèles $\overline{v^2} - f$ et RNG. Quant aux modèles SST et RSM, certes ils prédisent eux aussi un pic, mais ce dernier est décalé vers le haut de la pièce au point y≈1.1m.



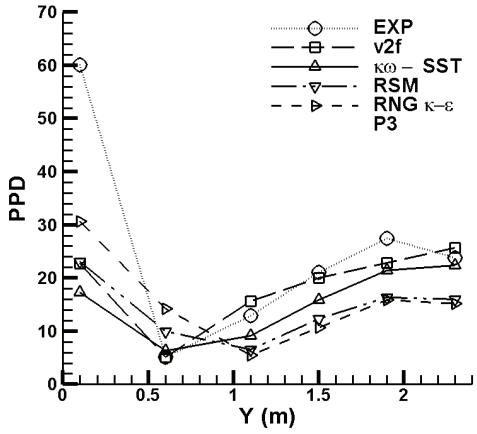
(a) profil du PMV à la position P1



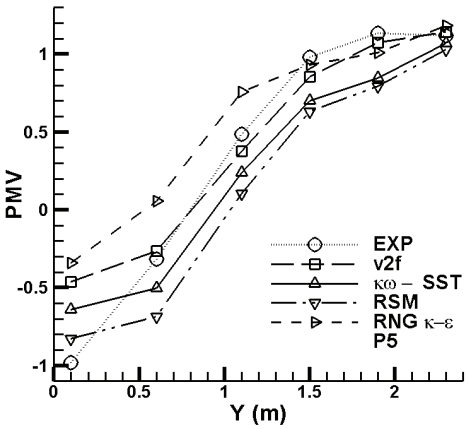
(b) profil du PPD à la position P1



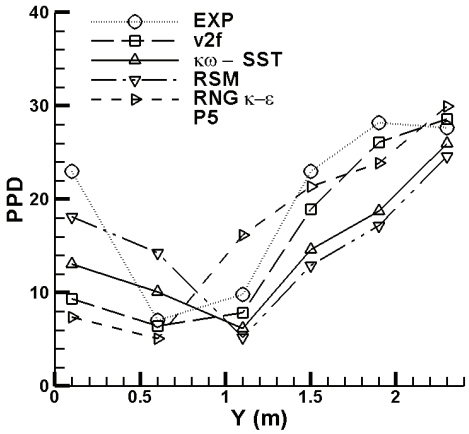
(a) profil du PMV à la position P3



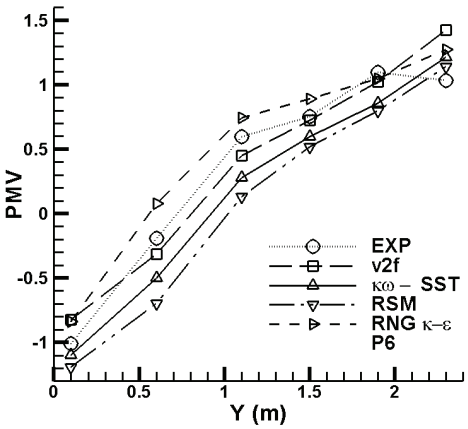
(b) profil du PPD à la position P3



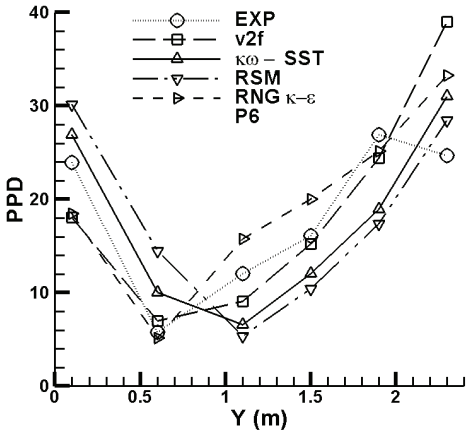
(a) profil du PMV à la position P5



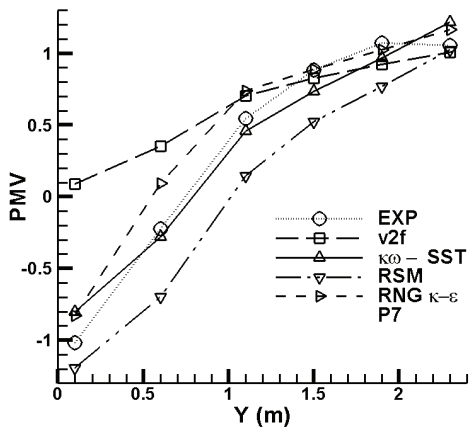
(b) profil du PPD à la position P5



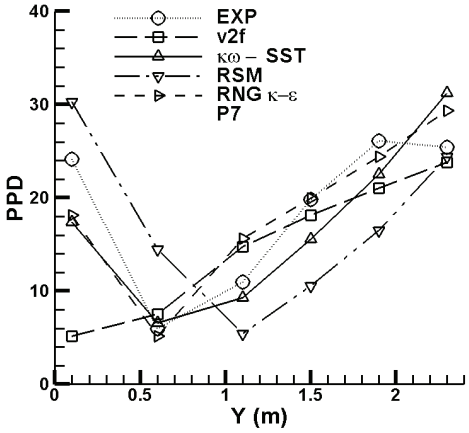
(a) profil du PMV à la position P6



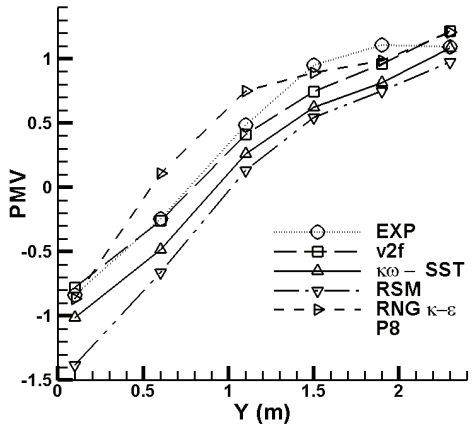
(b) profil du PPD à la position P6



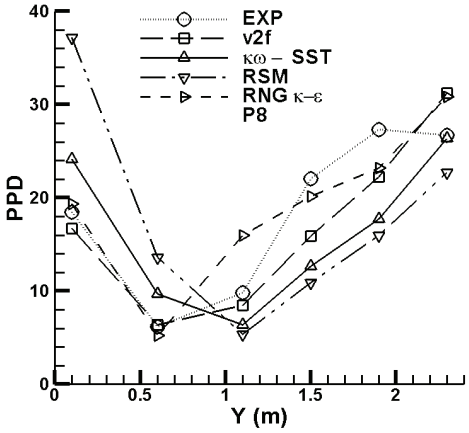
(a) profil du PMV à la position P7



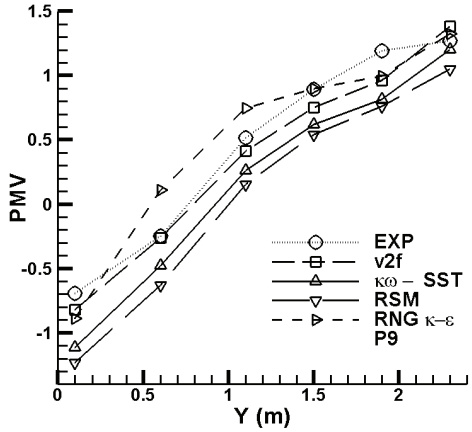
(b) profil du PPD à la position P7



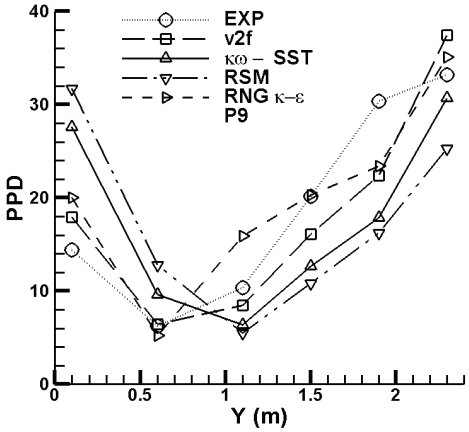
(a) profil du PMV à la position P8



(b) profil du PPD à la position P8



(a) profil du PMV à la position P9



(b) profil du PPD à la position P9

Figure 4.27: Profils du (a) PMV ; (b) PPD. Comparaison entre les prédictions et l'expérience à différentes positions.

En s'appuyant toujours sur la formule 4.9 (cf. § 4.5), nous calculons les écarts

entre les prédictions numériques et les données expérimentales et les portons dans les tableaux 4.17-4.18.

L'examen du tableau 4.17 montre que les erreurs relatives produites par les modèles restent comparables. Cependant, le modèle $\overline{v^2}-f$ présente un meilleur accord pour les deux indices PMV et PPD, l'écart moyen étant le plus faible (30.2% pour le PMV et 24.6% pour le PPD). En revanche, les modèles RSM, RNG k-ε et k-ω SST montrent un écart beaucoup plus prononcé.

Le tableau 4.18 montre une évaluation globale du confort pour la pièce. Nous constatons que la valeur moyenne du PMV de l'expérience est égale à 0.41, alors que les résultats des modèles de turbulence présentent des écarts plus ou moins importants par rapport à la valeur expérimentale. Notons que les modèles $\overline{v^2}-f$ et RNG montrent un léger écart de l'ordre de 1.77% et 2.69% respectivement. Quant au PPD, nous observons alors que c'est encore le modèles $\overline{v^2}-f$ qui présente une différence mineure entre le résultat prédit et la valeur d'expérience.

A travers cette analyse, on peut dire que c'est le modèle $\overline{v^2}-f$ qui donne un meilleur résultat pour la prédiction du confort thermique.

Tableau 4. 17: Erreurs relatives à chaque profil pour l'indice PMV/PPD

Profil	PMV				PPD			
	$\overline{v^2}-f$	SST	RNG	RSM	$\overline{v^2}-f$	SST	RNG	RSM
P1	52.4	51.8	67.7	68.1	70.3	81.3	88.6	91.3
P2	6.5	35.1	28.2	61.2	6.7	28.1	21.8	51.0
P3	50.3	56.9	159.3	117.1	19.1	29.4	68.5	53.1
P4	19.5	44.3	32.2	60.9	20.5	37.1	29.7	48.5
P5	18.9	33.9	43.4	47.3	19.4	33.2	32.0	43.9
P6	26.0	47.3	38.2	71.3	24.0	35.3	21.6	53.2
P7	70.4	17.7	35.5	62.9	28.8	18.6	17.3	50.9
P8	12.8	38.3	38.3	66.0	14.9	33.5	20.4	62.2
P9	14.8	45.3	39.8	65.9	17.4	44.8	22.9	64.7
Ecart moyen	30.2	41.2	53.6	69.0	24.6	37.9	35.9	57.6

Tableau 4. 18: Valeurs moyennes du PMV et PPD dans la pièce

	EXP	$\overline{v^2} - f$	RNG	SST	RSM
PMV	0.41	0.40	0.42	0.24	0.17
Ecart (Modèle/ EXP)	0	1.77	2.69	40.36	57.54
PPD	18.76	18.47	17.87	17.14	17.15
Ecart (Modèle/ EXP)	0	1.55	4.76	8.68	8.61

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons effectué une investigation numérique dans une pièce de bâtiment en présence d'obstacles (corps humain, lampe, ordinateur, table) avec une ventilation par déplacement. Cette configuration correspond à l'intérieur d'un bureau de travail. Quatre modèles de turbulence ont été considérés et leurs prédictions ont été confrontées avec les données expérimentales disponibles. L'analyse des différents résultats et leur confrontation permettent d'émettre les conclusions suivantes:

1. L'examen des profils de vitesse permet de dire que ce sont les modèles k-ω SST, RSM et $\overline{v^2} - f$ qui ont donné un champ de vitesse très proche de celui de l'expérience. En revanche, pour le champ thermique, ce sont les modèles RNG k-ε et $\overline{v^2} - f$ qui reproduisent relativement correctement les données expérimentales.

2. La carte d'anisotropie laisse penser que les modèles RSM et $\overline{v^2} - f$ peuvent décrire des évolutions assez proches entre elles. Par contre, pour les distributions des intensités turbulentes, c'est le modèle k-ω SST qui présente des profils semblables à ceux du modèle RSM et indique des écarts moins importants par rapport au modèle RSM. Il importe de noter que sans valeurs expérimentales disponibles, la justification du choix de tel ou tel modèle n'est pas une chose aisée.

3. L'analyse des indices de PMV/PPD permet d'affirmer que seule le modèle $\overline{v^2} - f$ est capable de reproduire de façon satisfaisante l'expérience.

Conclusions et perspectives

Ce travail est une contribution à l'examen des modèles au concept de viscosité tourbillonnaire dans les écoulements confinés, tout en s'intéressant à la modélisation des effets de paroi par les modèles statistiques au premier ordre.

Le premier chapitre de ce travail a été consacré à l'étude bibliographique. Nous avons présenté les différents types de ventilation et montré des difficultés majeures, qui peuvent être présentées dans ce type d'écoulements, en particulier l'effet de paroi. Après une revue succincte de la modélisation des écoulements fluides dans les cavités fermées, nous avons dressé une liste de modèles de turbulence couramment utilisés et choisi parmi eux quatre modèles en vue d'examiner leur aptitude à prédire les écoulements confinés. Ces modèles sont le modèle $k-\varepsilon$ RNG de Yakhot et Orszag [5], le modèle $k-\omega$ SST de Menter [8], le modèle à contraintes de Reynolds (RSM) de Launder et Shima [28] et le modèle $\overline{v^2}-f$ de Davidson et al. [9].

En vue de l'implantation de ce dernier modèle dans le code Fluent, nous avons entrepris une étude a priori de celui-ci dans le deuxième chapitre. Dans un premier temps, nous avons décrit le modèle $\overline{v^2}-f$ retenu et validé nos résultats avec ceux de Davidson et al. [9] dans une cavité tridimensionnelle sans transfert de chaleur. Après une analyse des résultats obtenus, nous constatons un très bon accord entre nos prédictions et ceux de Davidson et al. [9]. Nous avons ensuite effectué une première confrontation entre les quatre modèles retenus et les données expérimentales [60] dans une cavité bidimensionnelle non-isotherme. Un examen des résultats numériques nous a permis de constater que les prédictions issues des modèles turbulents corroborent les résultats expérimentaux, mais le temps de calcul pour les différents modèles sont plus ou moins importants. Après une analyse du transfert de chaleur au sol, nous avons remarqué que le modèle $\overline{v^2}-f$ surestime l'évolution du nombre de Nusselt. Par ailleurs, tous les modèles reproduisent des résultats ayant la même tendance. Comme première conclusion, on peut dire qu'entre ces quatre modèles retenus, seul le modèle $k-\omega$ SST a présenté à la fois une bonne précision des résultats et un temps de calcul raisonnable.

Dans le troisième chapitre, nous avons poursuivi l'étude précédente en vue de mener à bien une deuxième confrontation avec les données expérimentales disponibles.

La simulation a été menée dans une cavité tridimensionnelle non-isotherme. Deux configurations ont été testées: une avec un jet entrant ayant une température relativement plus faible que celle du milieu intérieur et l'autre avec un jet entrant dont la température est plus élevée. A travers les résultats obtenus, nous avons pu émettre les conclusions suivantes:

- Les profils et les contours de vitesse moyenne prédits par les quatre modèles sont semblables entre eux. Parmi ces modèles, ce sont les modèles RSM et $\overline{v^2} - f$ qui ont permis de reproduire des résultats qui se comparent favorablement à ceux de l'expérience. En revanche, seul le modèle $\overline{v^2} - f$ a pu reproduire un champ thermique corroborant les données expérimentales.
- A partir de la carte d'anisotropie, nous avons obtenu une typologie des jets pour chaque cas (cas chaud et cas froid). La typologie obtenue nous a permis d'expliquer les faiblesses des modèles de turbulence ($k - \varepsilon$ RNG et $k - \omega$ SST) et de montrer que les modèles RSM et $\overline{v^2} - f$ peuvent reproduire l'anisotropie de la turbulence de l'écoulement de façon assez satisfaisante. Cependant, pour l'étude de distribution des contraintes de Reynolds (contraintes normales et de cisaillement), nous constatons que seul le modèle RSM prédit ces quantités favorablement.
- L'étude du transfert de chaleur nous a permis de constater que le modèle $\overline{v^2} - f$ surestime l'évolution du nombre de Nusselt à la paroi en comparaison avec les résultats issus des autres modèles. Autrement dit, on peut affirmer que le modèle $\overline{v^2} - f$ favorise le transfert de chaleur au niveau de la paroi.

Dans le dernier chapitre, nous avons entrepris une troisième confrontation dans une configuration tridimensionnelle plus complexe où différents objets (sources de chaleur) sont présents. Avant de comparer les résultats obtenus, nous avons effectué différentes études en vue de justifier le maillage utilisé vis-à-vis l'indépendance des résultats ou valider les conditions d'utilisation des modèles de turbulence aux parois. Nous avons enfin retenu un maillage qui est un compromis acceptable entre résolution spatiale et temps de calcul. Ensuite, une étude du rayonnement est mise en oeuvre en vue de choisir un modèle de rayonnement plus adéquat. Nous avons finalement adopté un modèle de rayonnement, dit DO (Discrete Ordinates), qui a présenté à la fois une modélisation appropriée et un besoin moins important des ressources en mémoire vive.

L'analyse des résultats obtenus est décomposée en deux parties. Dans la première partie, nous avons comparé qualitativement les résultats obtenus concernant les champs de vitesse, les champs de température et les grandeurs turbulentes afin de caractériser ces écoulements. Les résultats obtenus nous ont permis d'émettre les conclusions suivantes:

- L'analyse des profils de vitesse montre que les modèles $k-\omega$ SST, RSM et $\overline{v^2}-f$ permettent l'obtention des champs de vitesse très proches de ceux de l'expérience. Cependant, seuls les modèles $k-\varepsilon$ RNG et $\overline{v^2}-f$ reproduisent les champs thermiques de façon satisfaisante.
- L'étude d'anisotropie a permis d'affirmer que parmi les quatre modèles, seuls les modèles RSM et $\overline{v^2}-f$ ont montré une capacité réelle à prendre en compte l'anisotropie.

Dan la deuxième partie de ce même chapitre, nous avons effectué une analyse des indices PMV (Predicted Mean Vote) et PPD (Predicted Percentage of Dissatisfied) pour évaluer le confort thermique d'un bureau de travail équipé tout en examinant l'aptitude de ces quatre modèles à prédire les écoulements confinés. A l'issue de cette analyse, nous pouvons affirmer que seul le modèle $\overline{v^2}-f$ est capable de reproduire de façon satisfaisante l'expérience.

Enfin, les résultats obtenus et leurs confrontations ont permis d'aboutir aux deux conclusions principales suivantes:

- Le modèle $\overline{v^2}-f$ permet une meilleure prédiction des écoulements considérés et en particulier les champs thermiques et aérauliques. Ce modèle nécessite un temps de calcul légèrement plus grand que celui des autres modèles au premier ordre ($k-\varepsilon$ RNG ou $k-\omega$ SST) et consomme seulement un tiers de temps de calcul par rapport au modèle au second ordre (modèle RSM).
- Le modèle $\overline{v^2}-f$ s'est avéré être un bon candidat pour la prédiction des indices de confort thermique. Bien que les indices PMV et PPD déterminés s'approchent de ceux fournis par l'expérience disponible, cette étude ne constitue qu'une première étape en direction de l'application pratique dans les bâtiments.

Comme perspectives, nous proposons d'étendre la théorie de la relaxation

elliptique dans l'approche statistique RANS au second ordre pour les écoulements confinés avec transfert de chaleur. Un modèle simplifié et robuste pourrait être celui suggéré par Manceau et Hanjalic [70]. Cette modélisation, dite EB-RSM, permet de conserver la non-localité du terme de pression dans l'équation des tensions de Reynolds, et ainsi de modéliser l'effet de paroi sur la composante normale de vitesse fluctuante.

Références

[1] Nielsen, P.V., Restivo, A. and Whitelaw, J.H., 1978, Velocity charactistics of ventilated rooms, J Fluids Eng Trans ASME, vol. 100 (3), pp. 291-298.

[2] Whittle, G.E., 1986, Computation of air movement and convective heat transfer within buildings, International Journal of Ambient Energy, vol. 7 (3), pp. 151-164.

[3] Lemaire, A.D., Chen, Q., Ewert, M., Heikkinen, J., Inard, C., Moser, A., Nielsen, P.V. and Whittle, G., 1993, Room air and contaminant flow, evaluation of computational methods, subtask 1 summary report, IEA Energy Conservation in Buildings and Community Systems Programme.

[4] Launder, B.E. and Spalding, D.B., 1974, The numerical computation of turbulent flows, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, vol. 3 (2), pp. 269-289.

[5] Yakhot, V. and Orszag, S.A., 1986, Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory, Journal of Scientific Computing, vol. 1 (1), pp. 3-51.

[6] Shih, T. H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z. and Zhu, J., 1995, New k-ε eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows, Computers and Fluids, vol. 24 (3), pp. 227-238.

[7] Durbin, P.A., 1991, Near-wall turbulence closure modeling without "damping functions", Theoretical and Computational Fluid Dynamics, vol. 3 (1), pp. 1-13.

[8] Menter, F.R., 1994, Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, AIAA journal, vol. 32 (8), pp. 1598-1605.

[9] Davidson, L., Nielsen, P.V. and Sveningsson, A., 2003, Modification of the v^2-f Model for Computing the Flow in a 3D Wall Jet, 4th International symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Antalya, Turkey, vol. 4, pp. 577-584.

[10] Launder, B.E. and Shima, N., 1989, Second-moment closure for the near-wall sublayer. Development and application, AIAA journal, vol. 27 (10), pp. 1319-1325.

[11] Peng, S.H., 1998, Modelling of Turbulent Flow and Heat Transfer for Building Ventilation, Ph. D Thesis, Chalmers University of Technology, Sweden.

[12] Chen, Q. and Jiang, Z., 1992, Significant question in predicting room air motion, ASHRAE Transactions, vol. 98, pp. 929-939.

[13] Murakami, S., Kato, S., Kobayashi, H. and Henyu, F., 1995, Current status of CFD application to air-conditioning engineering, Pan Pacific Symposium on Building and Urban Environmental Conditioning in Asia, Nagoya, Japan, March 1995.

[14] Schild, P., 1997, Accurate Prediction of Indoor Climate in Glazed Enclosures, Ph.D Thesis, Norwegian University of Science and Technology, Norway.

[15] Chen, Q., 1988, Indoor Airflow, Air Quality and Energy Consumption of Buildings, Ph. D Thesis, Delft University of Technology, Netherlands.

[16] Chen, Q., 1995, Comparison of different k-ε models for indoor air flow computations, Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, vol. 28 (3), pp. 353-369.

[17] Chen, Q. and Srebric, J., 2002, A procedure for verification, validation, and reporting of indoor environment CFD analyses, HVAC and R Research, vol. 8 (2), pp.

201-216.

[18] Zhang, W. and Chen, Q., 1999, A new filtered dynamic subgrid-scale model for large eddy simulation of indoor airflow, Proceeding of the 6th International IBPSA Conference, Kyoto, Japan.

[19] Peng, S.H. and Davidson, L., 2001, Large eddy simulation for turbulent buoyant flow in a confined cavity, International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 22 (3), pp. 323-331.

[20] Chen, Q., Otte, M.J., Sullivan, P.P. and Tong, C., 2009, A posteriori subgrid-scale model tests based on the conditional means of subgrid-scale stress and its production rate, Journal of Fluid Mechanics, vol. 626, pp. 149-181.

[21] Jarecka, D., Grabowski, W.W. and Pawlowska, H., 2009, Modeling of subgrid-scale mixing in large-eddy simulation of shallow convection, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 66 (7), pp. 2125-2133.

[22] Tuliszka-Sznitko, E., Zielinski, A. and Majchrowski, W., 2009, LES of the non-isothermal transitional flow in rotating cavity, International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 30 (3), pp. 534-548.

[23] Fluent, 2005, User's Manual to FLUENT version 6.2.

[24] Chassaing, P., 2000, Turbulence en mécanique des fluides: analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur, Editions Cépaduès.

[25] Pope, S.B., 2000, Turbulent Flows, Cambridge University Press.

[26] Schiestel, R., 1993, Modélisation et simulation des écoulements turbulents, Hermes, Paris.

[27] Gibson, M.M. and Launder, B.E., 1978, Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer, Journal of Fluid Mechanics, vol. 86 (pt 3), pp. 491-511.

[28] Launder, B.E., 1989, Second-moment closure and its use in modelling turbulent industrial flows, International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 9 (8), pp. 963-985.

[29] Lumley, J.L. and Newman, G.R., 1977, Return to isotropy of homogeneous turbulence, Journal of Fluid Mechanics, vol. 82 (pt 1), pp. 161-178.

[30] Speziale, C.G., Sarkar, S. and Gatski, T.B., 1991, Modeling the pressure-strain correlation of turbulence, an invariant dynamical systems approach, Journal of Fluid Mechanics, vol. 227, pp. 45-272.

[31] Daly, B.J. and Harlow, F.H., 1970, Transport equations in turbulence, Physics of Fluids, vol. 13(11), pp. 2634-2649.

[32] Launder, B.E. and Spalding, D.B., 1972, Lectures in mathematical models of turbulence, Academic Press, London, England.

[33] Kader, B.A., 1981, Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 24 (9), pp. 1541-1544.

[34] Wolfshtein, M., 1969, The velocity and temperature distribution in one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 12 (3), pp. 301-318.

[35] Chen, H.C. and Patel, V.C., 1988, Near-wall turbulence models for complex flows including separation, AIAA journal, vol. 26 (6), pp. 641-648.

[36] Shima, N., 1988, Reynolds-Stress model for near-wall and low-Reynolds-number regions, Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, vol. 110 (1), pp. 38-44.

[37] Craft, T.J. and Launder, B.E., 1995, Improvements in near-wall Reynolds-Stress modelling for complex flow geometries, 10th Symposium on Turbulent Shear Flows, Pennsylvania State University, USA, 14-16 August, vol. 20, pp. 25-30.

[38] Prandtl, L., 1925, Report on investigation of developed turbulence, Mechanik, vol. 5 (2).

[39] Chen, Q. and Xu, W., 1998, A zero-equation turbulence model for indoor airflow simulation, Energy and Buildings, vol. 28 (2), pp. 137-144.

[40] Yuan, X., Chen, Q., Glicksman, L.R., Hu, Y. and Yang, X., 1999, Measurements and computations of room airflow with displacement ventilation, ASHRAE Transactions, vol. 105 Part 1.

[41] Kolmogorov, A.N., 1942, Equations of turbulent motion of an incompressible fluid, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz, vol. 6 (1-2), pp. 56-58.

[42] Chou, P.Y., 1945, On velocity correlations and the solutions of the equations of turbulent fluctuation, Quart. Appl. Math, vol. 3 (1), pp. 38-54.

[43] Rotta, J.C., 1951, Statistiche Theorie nichthomogener Turbulenz, Zeitschrift fur Physik, vol. 129, pp. 547-572.

[44] Rodi, W. and Spalding, D.B., 1970, A two-parameter model of turbulence, and its application to free jets, Warme und Stoffubertragung, vol. 3 (2), pp. 85-95.

[45] Spalding, D.B., 1972, A two-equation model of turbulence, Commemorative Lecture for Prof. F. Boswajacovic, vol. 546, pp. 5-16.

[46] Wilcox, D.C., 1988, Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models, AIAA journal, vol. 26 (11), pp. 1299-1310.

[47] Schiestel, R., 2006, Méthodes de modélisation et de simulation des écoulements turbulents, Hermès, Paris.

[48] Voigt, K.L., 2000, Comparison of Turbulence Models for Numerical Calculation of Airflow in an Annex 20 Room, Technical Report, Technical University of Denmark, Copenhagen, Denmark.

[49] Manceau, R., 1999, Modélisation de la turbulence. Prise en compte de l'influence des parois par relaxation elliptique, Thèse de doctorat, Université de Nantes, France.

[50] Davidson, L. and Nielsen, P.V., 2003, Comparing a k-ε model and the v2-f model in a 3D isothermal wall jet, Aalborg Universitet, Denmark.

[51] Hanjalic, K., Popovac, M. and Hadziabdic, M., 2004, A robust near-wall elliptic-relaxation eddy-viscosity turbulence model for CFD, International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 25 (6), pp. 1047-1051.

[52] Speziale, C.G., Sarkar, S. and Gatski, T.B., 1991, Modelling the pressure-strain correlation of turbulence. An invariant dynamical systems approach, Journal of Fluid Mechanics, vol. 227, pp. 245-272.

[53] Parneix, S., Durbin, R.A. and Behnia, M., 1998, Computation of 3-D turbulent boundary layers using the v2-f model, Flow, Turbulence and Combustion, vol. 60 (1), pp. 19-46.

[54] Zhai, Z., Zhang, Z., Zhang, W. and Chen, Q., 2007, Evaluation of various turbulence models in predicting airflow and turbulence in enclosed environments by CFD: Part 1 - Summary of prevalent turbulence models, HVAC and R Research, vol. 13 (6), pp. 853-870.

[55] Baly, D., Mergui, S. and Niculae, C., 1992, Confined turbulent mixed convection in the presence of a horizontal buoyant wall jet ASME, Heat Transfer Division, vol. 213, pp. 65-72.

[56] Zhang, Z., Zhang, W., Zhai, Z. and Chen, Q., 2007, Evaluation of various turbulence models in predicting airflow and turbulence in enclosed environments by CFD: Part 2 - Comparison with experimental data from literature, HVAC and R Research, vol. 13 (6), pp. 871-886.

[57] Kuznik, F., 2005, Etude expérimentale des jets axisymétriques anisothermes horizontaux se développant près d'une paroi. Application a la modélisation numérique des cavités ventilées, Thèse de dictorat, INSA - Lyon, France

[58] Kuznik, F., Rusaouen, G. and Hohota, R., 2006, Experimental and numerical study of a mechanically ventilated enclosure with thermal effects, Energy and Buildings, vol. 38 (8), pp. 931-938.

[59] Lumley, J.L. and Newman, G.R., 1977, Return of isotropy of homogeneous turbulence, Journal of Fluid Mechanics, vol. 82 (pt 1), pp. 161-178.

[60] Mergui, S., 1993, Caractérisation expérimentale des écoulements d'air de convection naturelle et mixte dans une cavité fermée, Thèse de doctorat, Université de Poitiers, France.

[61] Amara, S.B., 2005, Ecoulements et transferts thermiques en convection naturelle dans les milieux macro-poreux alimentaires. Applications aux réfrigérateurs ménagers, Thèse de doctorat, Institut National Agronomique de Paris Grignon, Paris.

[62] Abe, K., Jang, Y.J. and Leschziner, M.A., 2003, An investigation of wall-anisotropy expressions and length-scale equations for non-linear eddy-viscosity models, International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 24 (2), pp. 181-198.

[63] Schwarze, R., Klostermann, J. and Brucker, C., 2008, Experimental and numerical investigations of a turbulent round jet into a cavity, International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 29 (6), pp. 1688-1698.

[64] Lotens, W.A., 1988, Comparison of thermal predictive models for clothed humans, ASHRAE Transactions, vol. 94 (part 1), pp. 1321-1341.

[65] Fanger, P.O., 1970, Thermal Comfort, Danish Technical Press, Copenhagen.

[66] ISO, 1994, Moderate thermal environments-determination of the PMV and PPD indices and specification of the conditions for thermal comfort (ISO7730), International Organisation for Standardisation, Geneva, Suisse.

[67] Fanger, P.O., 1973, Assessment of man's thermal comfort in practice, British Journal of Industrial Medicine, vol. 30 (4), pp. 313-324.

[68] ASHRAE, ASHRAE 2005 Fundamentals, 2005.

[69] Humphreys, M.A. and Fergus Nicol, J., 2002, The validity of ISO-PMV for predicting comfort votes in every-day thermal environments, Energy & Buildings, vol. 34 (6), pp. 667-684.

[70] Manceau, R. and Hanjalic, K., 2002, Elliptic blending model: A new near-wall Reynolds-stress turbulence closure, Physics of Fluids, vol. 14 (2), pp. 744-754.

Liste des publications

Wang, X., Naji, H., and Mezrhab, A., 2008, "Computational Investigation of Different Turbulent Models When Predicting Airflow In An Enclosure", PVP2008-61276, *2008 ASME Pressure Vessels & Piping Conference*, July 26-31 2008, Chicago, USA.

Wang, X., Naji, H., and Mezrhab, A., 2009, "Computational heat transfer in enclosed environment with a $v^2 - f$ model", *Advance of Computational Heat and Mass Transfer,* May 18–21, 2009, Guangzhou, China. pp.171-175.

Wang, X., Naji, H., and Mezrhab, A., 2009, "Simulation of flow and heat transfer in enclosed environments using a $v^2 - f$ model", 1*9ème Congrès Français de Mécanique*, 24 - 28 août, 2009, Marseille, France. pp.595-600

Wang, X., Naji, H., and Mezrhab, A., 2009, "Evaluation of heat transfer in an enclosure with a $v^2 - f$ model", *9ème Congrès de Mécanique*, 21 - 24 Avril, 2009, Marrakech, Maroc. pp.379-381.

Proceedings of PVP2008
2008 ASME Pressure Vessels & Piping Conference
July 27-31, 2008, Chicago, Illinois, USA

COMPUTATIONAL INVESTIGATION OF DIFFERENT TURBULENT MODELS WHEN PREDICTING AIRFLOW IN AN ENCLOSURE

Xi Wang [1], Hassan Naji [1], Ahmed Mezrhab [2]

[1]Université des Sciences et Technologies de Lille, Polytech'Lille,
LML - UMR CNRS 8107, Boulevard P.Langevin,
59655 Villeneuve d'Ascq, France

xi.wang@polytech-lille.fr
hassan.naji@polytech-lille.fr

[2] Laboratoire de Mécanique & Energétique,
Département de Physique, Faculté des Sciences, Université Mohammed 1er,
60000 Oujda, Maroc

mezrhab@fso.ump.ma

ABSTRACT

In the present study, a numerical investigation is carried out for an isothermal case, a hot case and a cold case with FLUENT code. Three turbulence models are considered: the *k-ε* realisable model, the RNG *k-ε* model and the RSM linear model. The obtained results are compared to experiments and show generally a good agreement for the mean velocities and temperatures, but less satisfactory for the turbulent stress. The performance of the RSM model is remarkable. Even if none of the models is able to give the exact experimental pattern on the map of turbulence, the RSM model seems able to predict such configuration.

Keywords: Computational fluid dynamics; Room ventilation; Wall jet; Airflow.

1. INTRODUCTION

The quality of indoor air is increasingly recognized as an essential factor for our overall level of health and comfort. Increased awareness of the potential health risks associated with indoor air pollutants has stimulated interest in improving our knowledge about how ventilated air is distributed and how indoor contaminants are transported in buildings. Indoor air motion is also an important component for thermal comfort. Therefore, it is necessary to investigate air distribution in rooms. The nature and severity of indoor air quality and thermal comfort problems could be assessed by airflow analysis, and effective numerical tools may help designers to choose the optimum design from a number of possible alternatives.

At present, after several decades of development, turbulence modelling has become the mainstream in airflow research. Actually, there are three main types of approaches used: the Reynolds Averaged Navier–Stokes (RANS), the Large Eddy Simulation (LES) and the Direct Numerical Simulation (DNS).

Among the RANS models, the standard *k-ε* model has become the first choice of practical engineering flow calculations in the time (see Launder and Spalding [1]). Economy and reasonable accuracy for a wide range of turbulent flows explain its popularity in industrial flow and heat transfer simulations (Lu et al. [2]; Rouaud and Havet [3]). It is a semi-empirical model, and the derivation of the model equations relies on phenomenological considerations and empiricism. Chen [4] compared five *k-ε* models concerning indoor airflow and recommended the RNG *k-ε* models model for airflow simulation, but neither of these tow-equation models is able to predict the presence of the secondary recirculation flow. Nady et al. [5] also underlines the inability of the *k-ε* model to predict the detachment of the jet from the ceiling as observed experimentally under non-isothermal conditions. Teodosiu [6] used a realizable *k-ε* model developed by Shih et al. [7] to model airflow in enclosures and it showed its reliability to predict the velocity and temperature mean fields.

In LES models, the large scales are resolved and the small scale eddies are modelled by a Subgrid–Scale (SGS) model. The simplest and first SGS model to be developed is that of Smagorinsky [8]. This has been applied to room

ventilation problems by Emmerich and McGrattan [9]. Although LES is promising, the computational cost involved with LES is normally orders of magnitude higher than that for steady RANS calculations in terms of memory and CPU time. Hence, Jouvray et al. [10] proposed to explore the use of nonlinear RANS models for room airflows.

DNS is that the Navier-Stokes equations are numerically solved without any turbulence model. Nevertheless, one of the major shortcomings of the DNS simulations is their exertion only at low or moderate Reynolds number, because the number of grid points increases as $Re^{9/4}$, where Re is the Reynolds numbers. Today, because of the limitations in computer processing capacities and the limitation of the industrial design cycle, this approach is not used in the simulation of indoor ventilation.

In this paper, our comparisons are made with measurements for a short room (L/H<2.5, where L is the length of the room and H is the height of the room). The experimental data come from the result of Kuznik et al. [11]. To compare with turbulence models, we employ three dimensional CFD results with code Fluent under thermal conditions. Three turbulence models are considered in this study: a realizable *k-ε* model of Shih et al. [7], a RNG *k-ε* model [12] and a RSM model [13]. The aim of this paper is to provide indications about the performance of these models considered for a ventilated room.

The remainder of this paper is organised as follows: the next section describes briefly the models herein employed. The section 3 contains the description of the problem investigated together with comparison among our predictions and available experimental data. Finally, the major conclusions are summarized in section 4.

2. TURBULENCE MODELLING AND NUMERICAL METHODS

This part is devoted to a brief description of the turbulence modelling and computational details considered here.

2.1. TURBULENCE MODELLING

To predict the turbulent flow under thermal conditions, with inspiration of the works of our predecessors [4, 11], we decided to explore three turbulent models in this paper: a Realizable *k-ε* model, a RNG *k-ε* model and a RSM anisotropic model.

2.2.1. THE REALIZABLE *k-ε* MODEL (RKE)

This model has been developed by Shih et al. [7]. It is distinct from the standard *k-ε* model in terms of the determination of C_μ and the transport equation for the turbulent dissipation rate. “Realizable” means that values of variables, e.g. negative normal stresses, can be removed from the predictions by numerical clipping. To achieve the realizability effect, the C_μ is considered as a function of the mean strain and mean vorticity rates (cf. Eq. 2).

As in standard *k-ε* model, the turbulent viscosity μ_t is computed from:

$$\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon \tag{1}$$

where ρ is the density, k is the turbulent kinetic energy, ε is the dissipation rate and C_μ is computed as:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \tag{2}$$

with the model constants A_0 and A_s are given by $A_0 = 4.04$ and $A_s = \sqrt{6}\cos(\phi)$, where $\phi = \arccos(\sqrt{6}W)/3$, $W = S_{ij}S_{jk}S_{ki}/\sqrt{S_{ij}S_{ji}}$ and $U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \Omega_{ij}\Omega_{ij}}$.

The mean strain rate and mean vorticity tensor S_{ij} and Ω_{ij} respectively, are defined as: $S_{ij} = \left(\overline{u}_{i,j} + \overline{u}_{j,i}\right)/2$ and $\Omega_{ij} = \left(\overline{u}_{i,j} - \overline{u}_{j,i}\right)/2$, where $\overline{u}_{i,j}\left(= \partial\overline{u}_i/\partial x_j\right)$ denotes the mean velocity gradient. The realizable *k-ε* model will hereafter be referred to as the RKE model.

2.1.1. THE RNG *k–ε* MODEL (RNG)

The RNG k–ε model based on standard *k-ε* turbulence model is derived from the instantaneous Navier-Stokes equations, using a mathematical technique called "renormalization group" (RNG) methods (for more details see e.g. [12]). To avoid the inaccuracies in the ε equation, some modifications have been done: the constants in the equations are calculated by a statistical mechanics approach, rather than determined from experiments; small scale motions are systematically removed from the governing equations to the point so that turbulence can be described with a large scale model resolvable with available computer capacities. The dissipation equation can be expressed as [12, 14]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon\overline{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right) + \tilde{C}_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k + C_{3\varepsilon}G_b) - \tilde{C}_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \tag{3}$$

where α_ε is the inverse effective Prandtl number for ε.

$\mu_{eff}(=\mu + \mu_t/\sigma_\varepsilon)$ denotes the effective viscosity and G_k represents the generation of turbulence kinetic energy due to the mean velocity gradients. The model constants are $\tilde{C}_{1\varepsilon} = 1.42$ and $\tilde{C}_{2\varepsilon} = 1.68$. $C_{3\varepsilon}$ is defined as $C_{3\varepsilon} = \tanh\left|\overline{v}/\overline{u}\right|$.

The main difference between the RNG and standard *k-ε* models lies in the additional term R_ε in the dissipation equation which is given by:

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + C\eta^3}\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{4}$$

where $\eta_0 = 4.38$, $C = 0.012$ and $\eta = Sk/\varepsilon$.

2.2.2. THE REYNOLDS STRESS MODEL (RSM)

With the anisotropic eddy-viscosity hypothesis, the RSM closes the Reynolds averaged Navier-Stokes equations by solving transport equations for the Reynolds stresses, together with an equation for the dissipation rate. This means that five additional transport equations are required in 2D flows and seven additional transport equations must be solved in 3D.

The transport equation for the RSM can be written below in the shorthand form:

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = D_{T,ij} + D_{L,ij} + P_{ij} + \Phi_{ij} - G_{ij} - F_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (5)$$

where D/Dt is the material derivative of the Reynolds stress tensor ($\overline{u_i u_j}$).

The terms on the right-hand side of this equation (5) are, respectively: turbulent diffusion, viscous diffusion, turbulent production, pressure-strain, buoyancy production, production by system rotation and turbulent dissipation. Among these various terms, only $D_{T,ij}$, ϕ_{ij}, G_{ij} and ε_{ij} have to be modelled. More informations about the modelling RSM can be found in Murphy et al. [15].

The term $D_{T,ij}$ can be modelled as:

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}\right) \quad (6)$$

where $\sigma_k = 0.82$

The pressure-strain term, also called pressure scrambling, is responsible for the redistribution of turbulent energy amongst the six stress components. The linear pressure-strain term, Φ_{ij}, is modelled according to the proposals by Gibson and Launder [16], Fu et al. [17], and Launder [13].

Φ_{ij} uses the following decomposition:

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,w} \quad (7)$$

where $\Phi_{ij,1}$ is the slow pressure-strain term, $\Phi_{ij,2}$ is the rapid pressure-strain term and $\Phi_{ij,w}$ is the wall-reflection term.

The 'linear' refers to the slow pressure-strain term $\phi_{ij,1}$ which is a linear function of the anisotropy tensor, i.e. this term enclosed in brackets in equation (8).

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k}\left[\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3}\delta_{ij}k\right] \quad (8)$$

with C_1=1.8.

For $\Phi_{ij,2}$ and $\Phi_{ij,w}$, we considered the same modelling used by [15-17].

The production term due to buoyancy is modelled as:

$$G_{ij} = -\frac{\mu_t}{\rho \mathrm{Pr}_t}\left(g_i \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + g_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i}\right) \quad (9)$$

where $Pr_t\left(=0.85\right)$ is the turbulent Prandtl number.

The viscous dissipation term ε_{ij} is modelled using an isotropic assumption [15]:

$$\varepsilon_{ij} = 2\delta_{ij}\rho\varepsilon/3 \quad (10)$$

The dissipation in the small eddies at the centre of highly turbulent flow is usually assumed to be isotropic. Nevertheless, near the wall the difference in length scales decreases and the turbulent stresses are anisotropic. Some authors (Launder [13]; Leschziner [18]) consider the formulation of the ε is the weakest part of the model because it relies on analogy, intuition and experiment. However, the improvement of the RSM is not negligible. Many researches [15, 19] have indicated the advantage of using Reynolds-Stress models in prediction of room air motion, especially for the secondary recirculation.

2.3. NUMERICAL ASPECTS

In this sub-section, we briefly describe several aspects involved in numerical methods for the CFD simulation: boundary conditions, discretization and numerical scheme.

For our cases, three kinds of boundary conditions will be requested: inlet conditions, outlet conditions and wall boundary conditions.

The inlet conditions are assumed at a fully developed flow upstream where the turbulence intensity was supposed 5% and the dissipation was zero. The velocity and temperature values are given in Table 1. The outlet conditions are computed from mass balance. At outlet, the other variables were simulated with zero-pressure and zero-gradients for other variables. In three cases, for the wall boundary conditions, an ideal condition was applied: zero heat flux at internal wall and a wall temperature was imposed about 22°C during manipulations.

Since the considered configuration has a simple geometrical form, the Cartesian coordinate system with a structured meshes system (hexahedral cells) was adopted. Our final mesh is composed by 401598 finite volumes.

The coupling between pressure and velocity distribution is obtained using SIMPLE algorithm procedure. The second order upwind difference scheme has been employed in discrete equations. To accelerate the convergence, certain under-relaxation factors were changed (e.g. 0.5 for turbulence kinetic energy and dissipation rate; 0.95 for energy).

3. RESULTS AND DISCUSSIONS

In the following section, an extensive comparison has been carried out between the experimental data from the literature and numerical results from CFD. For the sake of clarity of this presentation, only one plane and three positions have been retained. These are the median plane (X=1.55m), Y=0.60m, 1.50m, and 2.00m (see Fig. 1).

3.1. ISOTHERMAL CASE

Isothermal ventilation is not common in a typical room, as found in our daily life. But it is a simple way to test the numerical models under perfect conditions. For example: the buoyancy effect is negligible and the equation energy is not concerned in this case.

The geometrical configuration of the room is the

following: room length and width L=3.1m, room height H=2.5m, inlet diameter D_{inlet}=0.12m and outlet diameter D_{outlet}=0.06m. The Reynolds number at the inlet is 13360 and the inlet velocity is v=1.67m/s.

Figure 2 shows the mean velocity profiles near the inlet obtained by the numerical models and experiments. All models give a good agreement with experiments. While far away from the inlet, nearby Z=2.32m, there are some significant discrepancies between the CFD results and experiments as seen in Fig. 2b, even if numerical results of all these models are always in an overall accord with experiments. The present RSM model overestimates the maximum velocity by about 15% at Y=1.50m compared with experiments. The two k-ε models perform less well and present an overestimation of the peak by a large margin.

At the inlet orifice, airflow is one-dimensional and anisotropic with v=1.67m/s. However far from the inlet, the airflow becomes more homogeneous. Finally, this flow will come to be three-dimensional and isotropic. To represent this behaviour of the evolution, the profiles of the three normal components $\overline{u_i u_i}/U_M$ ($1 \le i \le 3$) of Reynolds stress at location Y=2.00m in the median plane are shown in Fig. 3.

In Fig. 3, the anisotropic character is observed. The values in Fig. 3b are larger than in Fig. 3a and 3c. All the models over-predict the normalized Reynolds stress $(uu)^{1/2}/U_M$, by a large margin (cf. Fig. 3a and 3c). For the other stress (Fig. 6b), an overall agreement with experiments is correctly obtained. The RSM model is considered anisotropic and has a significant contribution to the pressure-gradient, while the standard k-ε model is not. So, the RSM correctly predicts this behaviour and gives a better agreement while over-predicting the peak by about 5% at Z=2.25m (see Fig. 4b).

A more detailed analysis of the flow anisotropy may be performed through the anisotropy-invariant map (cf. Fig. 4) proposed by Pope [20]. This map characterizes the various possible states of the turbulence from the anisotropy tensor b_{ij} which is defined as:

$$b_{ij} = \left(\overline{u_i u_j} - 2k\delta_{ij}/3\right)/2k \tag{11}$$

$$k = \overline{u_i u_i}/2 \tag{12}$$

The three invariants (I^*, II^* and III^*) of the anisotropy tensor are given by

$$I^* = 0 \tag{13}$$

$$II^* = 3\sqrt{b_{ij}b_{ji}/2} \tag{14}$$

$$III^* = 6\sqrt[3]{b_{ip}b_{pj}b_{ji}/6} \tag{15}$$

The various states characterizing the turbulence can be identified by the curve of II^* as a function of III^*(see Fig.4). Isotropic turbulence corresponds to II^*=III^*=0. The top of the graph represents the most anisotropic state, called the one-dimension state, for which one of the velocity components dominates the other two. The upper branch of the graph, corresponding to equation (16), represents the two-dimensional state. The other two boundaries of the graph, corresponding to equation (17), are representative of axisymmetric states. The right one indicates an expansion state and the left represents a contraction state.

$$II^* = \sqrt{1 + III^{*3}/4} \tag{16}$$

$$II^* = \sqrt{3}\left|III^*\right|/2 \tag{17}$$

Figure 4 shows the modified anisotropy map within the realizable domain in the median plane (X=1.55m) for the isothermal case. As previously indicated, near the inlet orifice due to the inlet conditions, a classical one-dimensional state behaviour is observed (cf. Fig. 4a). The more the distance from the inlet orifice increases, the more the difference between the three mean velocity components decreases. This phenomenon is translated by a tendency towards a more isotropic state along the right branch. Note that the RNG and the RKE models present the similar behaviour (cf. Fig. 4a and 4b): right bigger branch correspond to the axisymmetric expansion state and the left part is the contraction state. While for the RSM model, it gives the same trend of an expansion state as experiments, even if it does not indicate exactly one-dimensional state for inlet conditions. Note that all our computed points are located on anisotropy-invariant map, which constitutes a quality check for our computations.

3.2. HOT CASE

In winter, the inlet temperature of the ventilation is generally higher than the indoor temperature. With the buoyancy effects, the flow ventilated will adhere to the ceiling. Since the phenomenon of heat transfer is strongly present, we have included the energy equation which is coupled to the transport equations for each model.

The predicted velocity and temperature profiles in the median plane (X=1.55m) at two selected locations are compared with the experimental data in Fig. 5 and 6.

As observed (Fig. 5) near the inlet orifice, all models predict reasonably well with experiments. However, far away from the orifice, some differences are observed between the CFD results and experiments as shown in Fig. 5b. All models can predict the same trends, while the maximum value is always more or less overestimated. The RSM coincides better with experiments and indicates a slight over-prediction of the peak by about 5% compared with experiments. Especially for the centre of jet zone, in interval of 2.2m<Z<2.5m, the RSM shows less large margin than the k-ε models.

In Fig. 6a, the comparisons of the temperature profiles indicate some stagnant points. The phenomenon of heat transfer comes to appear by convection, when the airflow gets out of the orifice. So the experimental profile gives a curve near the inlet (Z≈2.2m) to reply this aspect. None of the models can predict and give a good agreement with experiments. However, far from the inlet, these models come to predict better and give a good accord with experiments. The RSM presents a slight overestimation of the peak by about 2%. An

improvement for the RNG is observed. Especially in the interval of Z=1m to 2m, the RNG coincides with experiments as well as the RSM model. We underline a non-reasonable large margin presented in Fig. 6b at $Z \leq 1.50$m by the RKE model.

Park et al. [21] have observed an improvement of the enhanced heat transfer in near-wall region when using a nonlinear turbulence model. This could be the subject of a future work.

Figure 7 shows the results of the dimensionless turbulent normal stress components by the models and experiments at Y=2.00m in the median plane. The airflow becomes more and more anisotropic. In Fig. 7a and 7c, the experiment indicates a high level of peaks of $(uu)^{1/2}$ and $(ww)^{1/2}$ components. None of the models predicts this statement. Otherwise, all models can not give suitable values.

Figure 8 portrays the predicted anisotropy invariant map in the median plane (X=1.55m). It can be seen that all models come to return the expansion and contraction states in reasonable agreement with the experiments. Compared to the isothermal case (see §3.1), no significant improvement is observed for the two k-ε models. Meanwhile, the RSM model reproduces the two states (expansion and contraction) reasonably close to the experiments.

3.3. COLD CASE

In summer, the inlet temperature is less high than the indoor environment. With the buoyancy effects, the flow falls rapidly. From this case, we can study the performance and accuracy of the models to prevent uncomfortable ventilation.

Velocity profiles in the median plane are compared with experiments as shown in Fig. 9. It can be seen that the models agree reasonably well with experiments. Nevertheless, at Y=1.50m (Fig. 9c), a discrepancy is observed in interval of $2.15\text{m} \leq Z \leq 2.3\text{m}$. However, the predictions are in broad accord with the measured data. The peak given by the RSM model is slightly over-predicted by about 2%.

Due to the density varying with the temperature and gravity effect, the cold airflow drops very quickly. The numerical results displayed in Fig. 9b might suggest that models can not follow this evolution. It is also worth nothing that the position of the peak is not correctly predicted.

Figure 10 portrays the predicted mean temperature profiles in the median plane. The comparison indicates an overall agreement with experiments as in preceding cases (isothermal and hot cases). As observed (see Fig. 10a), the predictions of all models are in excellent accord with the measured data near the orifice (Y=0.60m). Far from the inlet, more discrepancies are observed between the model results and experiments (see Fig. 10b). Further away from the orifice, the RSM model exhibits better results and supplies a peak which is overestimated by about 5%

Profiles of the dimensionless turbulent normal stress components are compared with experiments in Fig. 11 at position Y=2.00m. Although the predicted profiles show discrepancies, the overall agreement remains good. Obviously, the cross-plan components $(ww)^{1/2}/U_M$ is reasonably well predicted, especially by the RSM model (see Fig. 11c). An inspection of this figure allows noticing that all models overpredict the peak. This peak is located at different positions (RKE at $Z \approx 2.1$m, RNG at $Z \approx 2.0$m and RSM at $Z \approx 2.0$m). Note that the maximum given by the RSM model is slightly overestimated.

Figure 12 portrays the predicted anisotropy invariant map in the median plane(X=1.55m). Experiments exhibit a turbulent flow with an expansion state and a tendency to be two-dimensional state. In this case, the phenomenon of the heat transfer is less important as in hot case. The one-dimensional flow falls quickly far from the inlet and becomes to be two-dimensional. This trend is exactly represented in the map. Three models give a general expansion trend which is quit well matched with experiments. Also, the RNG and RSM model indicate a trend to a two-dimensional state. Nevertheless, as observed, no significant discrepancy among three figures for the RNG and RKE models (cf. Fig. 4, 8 and 12) is adverted.

4. CONCLUSIONS

In order to characterize velocities, airflow patterns and temperature fields within the ventilated enclosure, three numerical models have been employed: a k-ε realizable model, a k-ε RNG model and a Reynolds Stress Model under thermal conditions for three cases: an isothermal case, a hot case and a cold case.

All the models can generally predict the temperature and velocity accurately, even if they present an unsubstantial margin compared with experiments. The RSM model is the most reliable, even if it does not match exactly the literature results. The k-ε realizable model is slightly better than the k-ε RNG for the three cases. So, these models can be used to deal with global comfort prediction as well as no isothermal ventilation in environmental building.

For the anisotropy analysis, these k-ε models can not give any suitable results for the comparisons. The RSM, on the other hand, seems far superior.

All comparisons concluded suggest that the RSM model improves temperature and velocity predictions. This enables us to state that this model is suitable in indoor simulations. In order to better understand such type of airflow, further investigation based on nonlinear modelling (cf. [22, 23]; to list a few) will be engaged.

NOMENCLATURE

g_i ; ith component of the gravitational vector

k : turbulent kinetic energy (m²/s²)

R_e: Reynolds number

T : mean temperature (°C)

$\overline{u}$, $\overline{v}$, $\overline{w}$: mean velocity components in direction x, y, z (m/s)

U: mean velocity magnitude (m/s)

$\overline{u_i}$: mean velocity (m/s)

X, Y, Z: lateral, longitudinal and vertical coordinates (m)

GREEKS SYMBOLS

ε : dissipation rate of k (m^2/s^3)

μ : dynamic viscosity (kg/ms)

ρ : density (kg/m^3)

SUBSCRIPTS

t : turbulent

REFERENCES

[1] Launder, B. E., and Splading, D. B., 1974, "The numerical computation of turbulent flow," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3, pp. 269–289.

[2] Lu, W., Howarth, A. T., and Jeary, A. P., 1997, "Prediction of airflow and temperature field in a room with convective heat source," Building and Environment, 32(6), pp.541–550.

[3] Rouaud, O., and Havet, M., 2002, "Computation of the airflow in a pilot scale clean room using k– e turbulence models," Intenational Journal of Refrigeration, 25 (2002), pp. 351–361.

[4] Chen, Q., 1996, "Comparison of different k–ε models for indoor airflow computations," Heat Transfer, Part B, Fundam., 28, pp. 353–359.

[5] Nady, A., Saïd, M., Shaw, C. Y., Zhang, J. S., and Christianson, L. L., 1995, "Computation of room air distribution," ASHRAE Transactions, Symposia 101, pp. 1065–1077.

[6] Teodosiu, C., 2001, "Modelisation des systèmes techniques dans le domaine des equipements des Bâtiments à l'aide des codes CFD," Ph.D. Thesis presented at the INSA of Lyon.

[7] Shih, T., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., and Zhu, J., 1995, "A new k - ε Eddy viscosity model for high Reynolds turbulent flows," Computer Fluids, 24 (3), pp. 227–238.

[8] Smagorinsky, J., 1963, "General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment," Monthly Weather Rev., 91 (3), pp. 99–164.

[9] Emmerich, S. J., and McGrattan, K. B., 1998, "Application of a large eddy simulation model to study room airflow," ASHRAE Trans., Part 1-B 104, pp. 1128–1140.

[10] Jouvray, A., Tucker, P. G., and Liu, Y., 2007, "On nonlinear RANS models when predicting more complex geometry room air flows," International Journal of Heat and Fluid Flow, 28, pp. 275–288.

[11] Kuznik, F., Rusaoue, G., and Hohota, R., 2006, "Experimental and numerical study of a mechanically ventilated enclosure with thermal effects," Energy and Buildings, 38, pp. 931–938.

[12] Yakhot, V., and Orszag, S. A., 1986, "Renormalization Group Analysis of Turbulence: I. Basic Theory," Journal of Scientific Computing, 1(1), pp. 3-51.

[13] Launder, B. E., 1989, "Second-Moment Closure and Its Use in Modelling Turbulent Industrial Flows," International Journal for Numerical Methods in Fluids, 9, pp. 963-985.

[14] Choudhury, D., 1993, "Introduction to the Renormalization Group Method and Turbulence Modeling," Fluent Inc. Technical Memorandum, TM-107.

[15] Murphy, S., Delfos, R., Pourquié, M. J. B. M., Olujic, Z., Jansens, P. J., and Nieuwstadt, F. T. M., 2007, "Prediction of strongly swirling flow within an axial hydrocyclone using two commercial CFD codes," Chemical Engineering Science, 62(6), pp. 1619-1635.

[16] Gibson, M.M., and Launder, B.E., 1978, "Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer," J. Fluid Mech., 86, pp. 491-511.

[17] Fu, S., Launder, B. E., and Leschziner, M. A., 1987, "Modelling Strongly Swirling Recirculating Jet Flow with Reynolds-Stress Transport Closures," In Sixth Symposium on Turbulent Shear Flows, Toulouse, France.

[18] Leschziner, M. A., 1990, "Modelling engineering flows with Reynolds stress turbulence closure," Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 35, pp. 21–47.

[19] Moureh, J., and Flick, D., 2005, "Airflow characteristics within a slot-ventilated enclosure," International Journal of Heat and Fluid Flow, 26, pp. 12-24.

[20] POPE, S. B., 2000, Turbulent flows. Cambridge: University Press.

[21] Park, T. S., Sung, H. J., and Suzuki, K., 2003, "Development of a nonlinear near-wall turbulence model for turbulent flow and heat transfer," International Journal of Heat and Fluid Flow, 24, pp. 29–40.

[22] Shih, T. H., Zhu, J., and Lumley, J. L., 1995, "A new Reynolds stress algebraic equation model," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 125, pp. 287-302.

[23] Craft, T. J., Launder, B. E., and Suga, K., 1996, "Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence," International Journal of Heat and Fluid Flow, 17(2), pp. 108-115.

Case	*T* (°C)	*Re*	*v* (m/s)
Isotherm	21.8	13360	1.67
Hot	30.6	12800	1.60
Cold	12.7	11760	1.47

Table 1 INLET CONDITIONS FOR THE NUMERICAL PREDICTION.

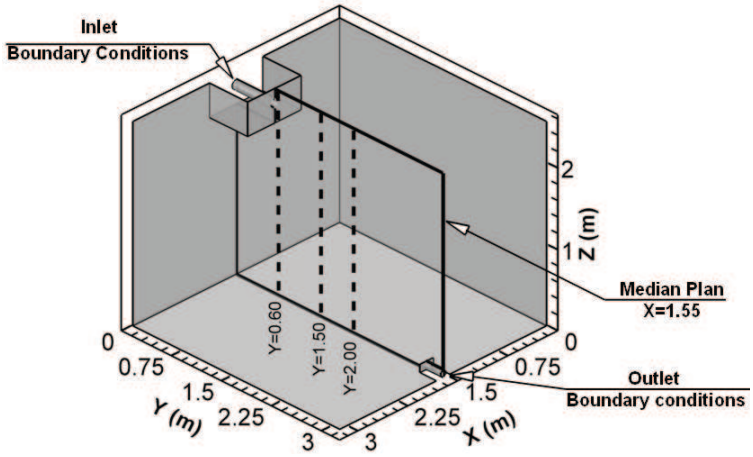
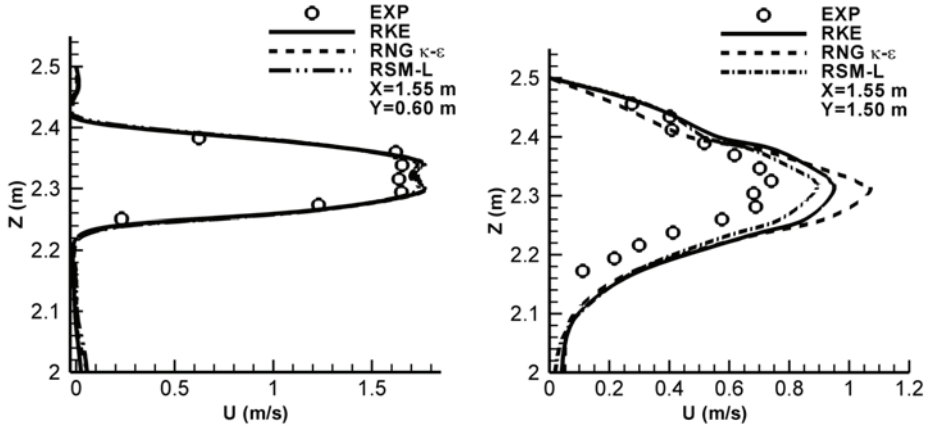
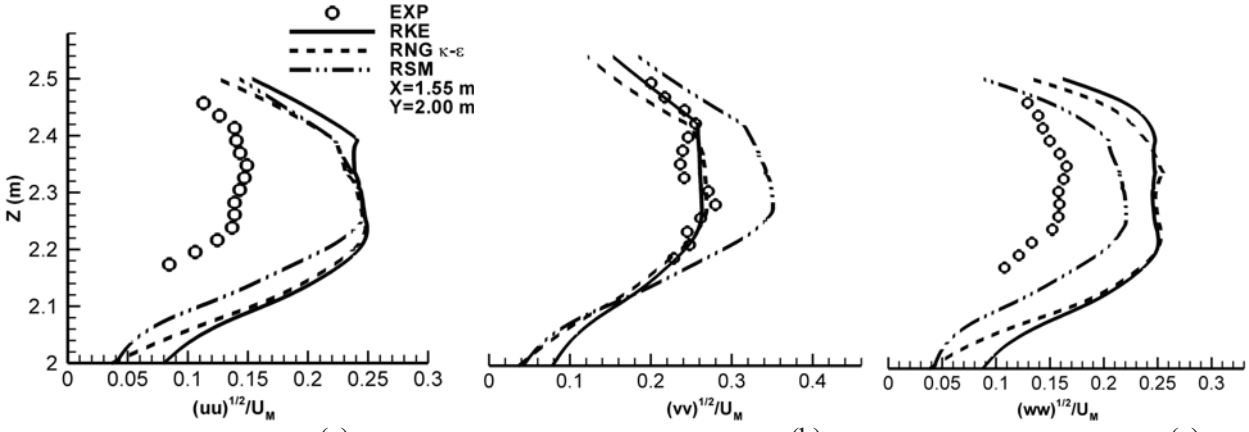


Fig. 1: POSITIONS OF PROFILES AND NUMERICAL BOUNDARY CONDITIONS



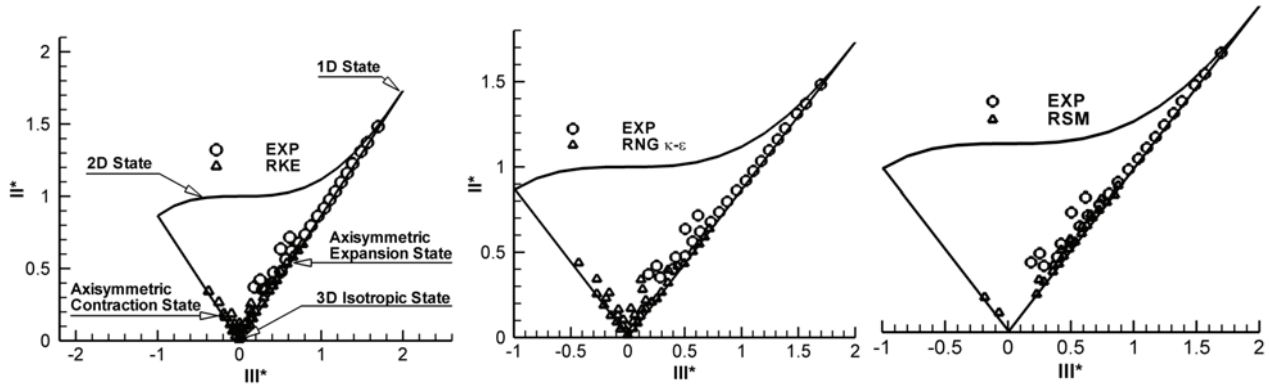
(a) (b)

Fig. 2: VELOCITY PROFILES IN THE MEDIAN PLANE (*X*=1.55 m) FOR THE ISOTHERMAL CASE: (a) *Y*=0.60; (b) *Y*=1.50.
COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE, RNG *k-ε* AND RSM MODELS WITH EXPERIMENTAL DATA.



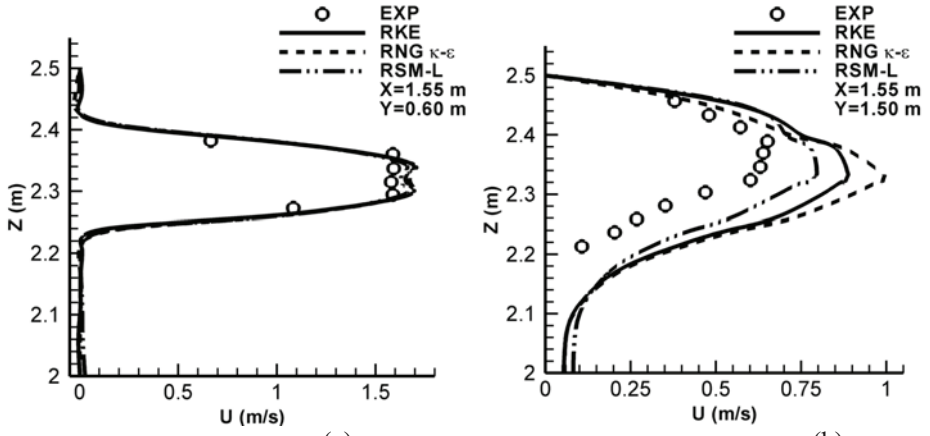
(a) (b) (c)

Fig. 3: PREFILES OF THE DIMENSIONLESS ROOT-MEAN-SQUARE TURBULENT VELOCITY IN THE MEDIAN PLANE (*X*=1.55 m, *Y*=2.00 m) FOR THE ISOTHERMAL CASE: (a) $(uu)^{/12}/U_M$; (b) $(vv)^{1/2}/U_M$; (c) $(ww)^{1/2}/U_M$.
COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE, RNG *k-ε* AND RSM MODELS WITH EXPERIMENTAL DATA.



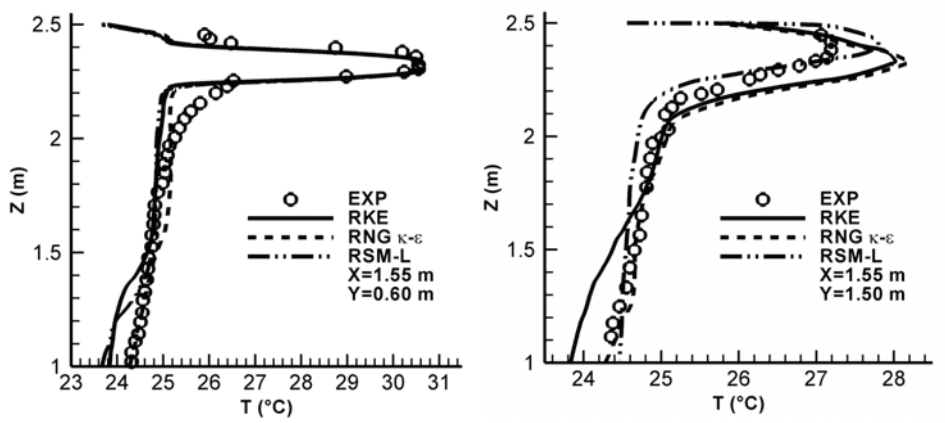
(a) (b) (c)

Fig. 4: ANISOTROPY INVARIANT MAP IN THE MEDIAN PLANE (*X*=1.55 m) FOR THE ISOTHERMAL CASE. COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE (a), RNG *k-ε* (b), RSM (c) WITH EXPERIMENTAL DATA.



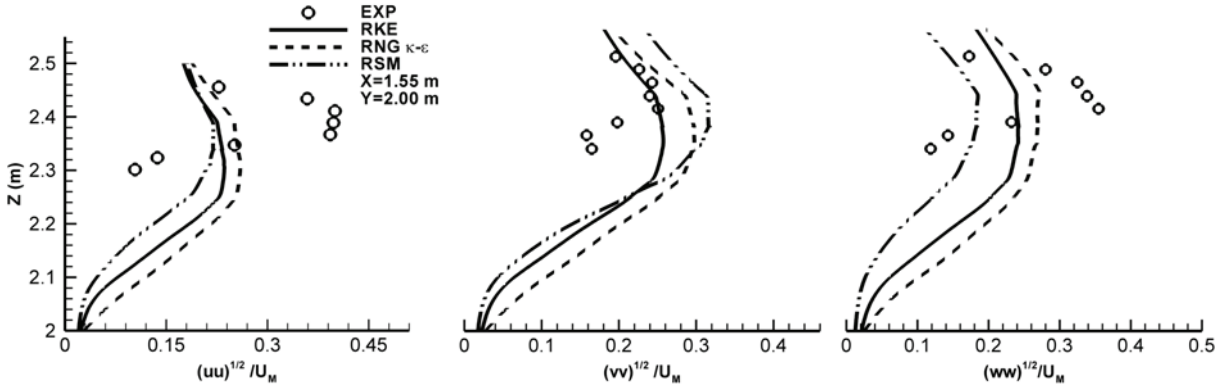
(a) (b)

Fig. 5: VELOCITY PROFILES IN THE MEDIAN PLAN (*X*=1.55 m) FOR THE HOT CASE: (a) *Y*=0.60; (b) *Y*=1.50. COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE, RNG *k-ε* AND RSM MODELS WITH EXPERIMENTAL DATA.



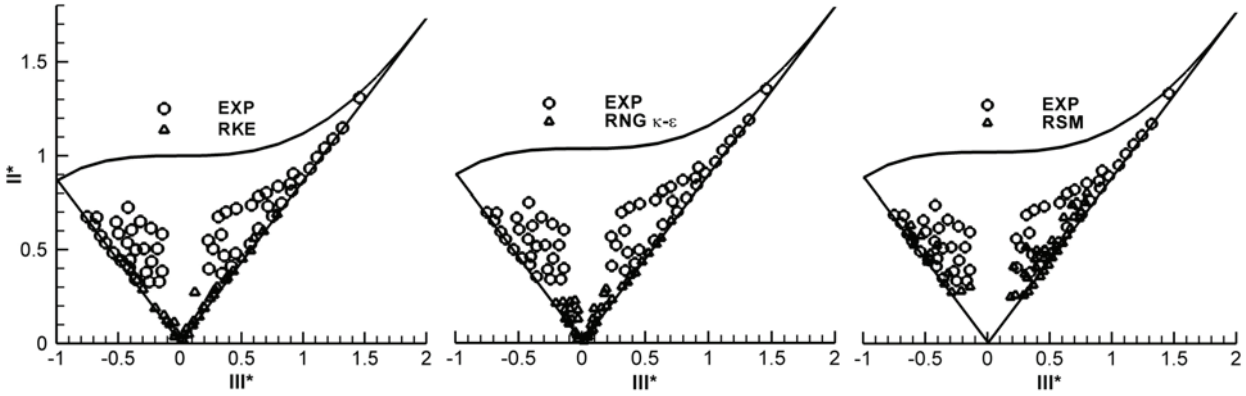
(a) (b)

Fig. 6: TEMPERATURE PROFILES IN THE MEDIAN PLANE (*X*=1.55 m) FOR THE HOT CASE: (a) *Y*=0.60; (b) *Y*=1.50.
COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE, RNG *k-ε* AND RSM MODELS WITH EXPERIMENTAL DATA.



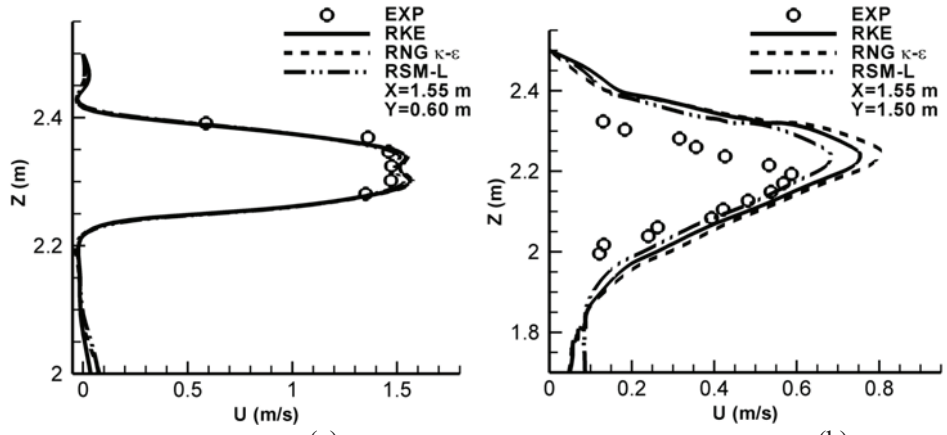
(a) (b) (c)

Fig. 7: PROFILES OF THE DIMENSIONLESS ROOT-MEAN-SQUARE TURBULENT VELOCITY IN THE MEDIAN PLANE (*X*=1.55 m, *Y*=2.00 m) FOR THE HOT CASE: (a) $(uu)^{/12}/U_M$; (b) $(vv)^{1/2}/U_M$; (c) $(ww)^{1/2}/U_M$. COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE, RNG *k-ε* AND RSM MODELS WITH EXPERIMENTAL DATA.



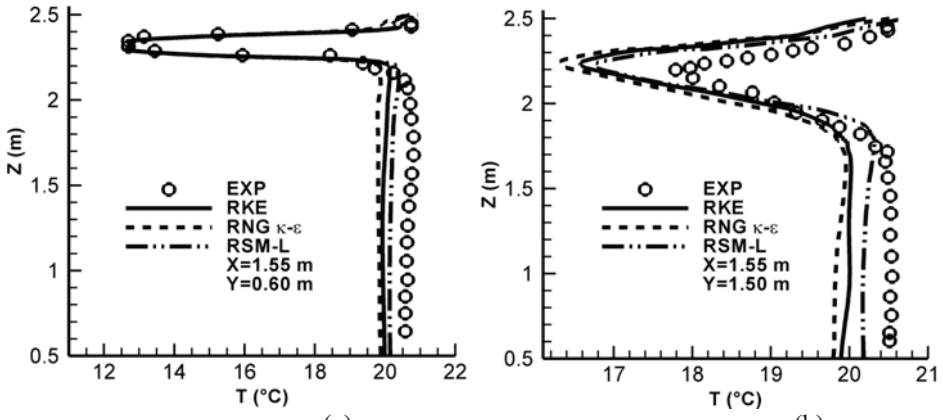
(a) (b) (c)

Fig. 8: ANISOTROPY INVARIANT MAP IN THE MEDIAN PLANE (*X*=1.55 m) FOR THE HOT CASE. COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE (a), RNG *k-ε* (b), RSM (c) WITH EXPERIMENTAL DATA.



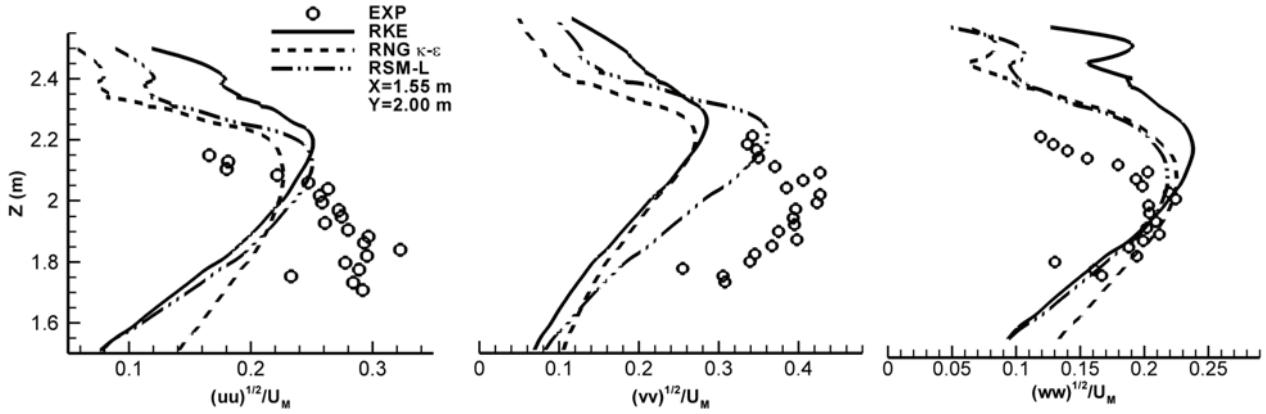
(a) (b)

Fig. 9: VELOCITY PROFILES IN THE MEDIAN PLAN (*X*=1.55 m) FOR THE COLD CASE: (a) *Y*=0.60; (b) *Y*=1.50. COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE, RNG *k-ε* AND RSM MODELS WITH EXPERIMENTAL DATA



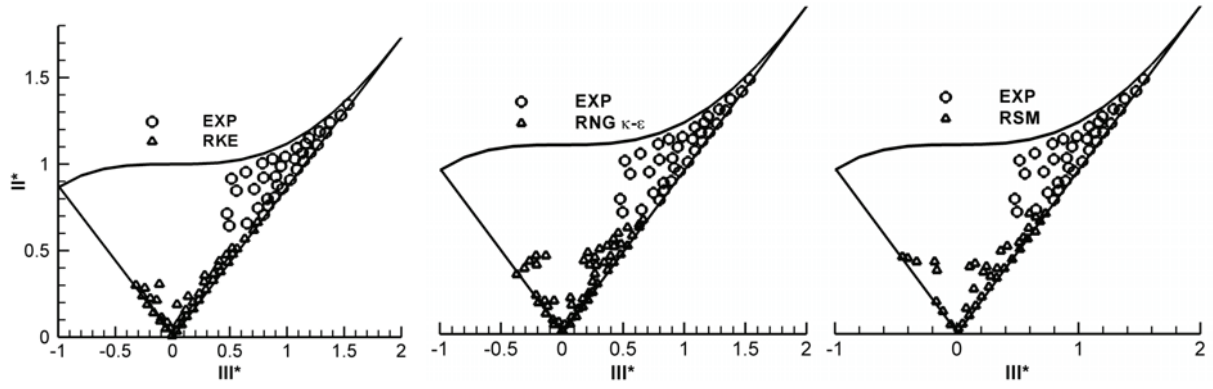
(a) (b)

Fig. 10: TEMPERATURE PROFILES IN THE MEDIAN PLAN (*X*=1.55 m) FOR THE COLD CASE: (a) *Y*=0.60; (b) *Y*=1.50. COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE, RNG *k-ε* AND RSM MODELS WITH EXPERIMENTAL DATA



(a) (b) (c)

Fig. 11: PROFILES OF THE DIMENSIONLESS ROOT-MEAN-SQUARE TURBULENT VELOCITY IN THE MEDIAN PLANE (*X*=1.55 m, *Y*=2.00 m) FOR THE COLD CASE: (a) $(uu)^{1/12}/U_M$; (b) $(vv)^{1/2}/U_M$; (c) $(ww)^{1/2}/U_M$. COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE, RNG *k-ε* AND RSM MODELS WITH EXPERIMENTAL DATA.



(a) (b) (c)

Fig. 12: ANISOTROPY INVARIANT MAP IN THE MEDIAN PLANE (*X*=1.55 m) FOR THE COLD CASE. COMPARISON OF THE PREDICTIONS OF THE RKE (a), RNG *k-ε* (b), RSM (c) WITH EXPERIMENTAL DATA

Proceedings of 6th ICCHMT

May 18–21, 2009, Guangzhou, CHINA

COMPUTATIONAL HEAT TRANSFER IN ENCLOSED ENVIRONMENTS WITH A $\overline{v^2}-f$ MODEL

Xi Wang [1], Hassan Naji [1*], A. Mezrhab [2]

[1] Université des Sciences et Technologies de Lille/Polytech'Lille/LML UMR 8107 CNRS, F-59655 Villeneuve d'Ascq cedex, France

[2] Université Mohammed 1er, Faculté des Sciences, Laboratoire de Mécanique & Energétique, Département de Physique, 60000 Oujda, Maroc

[*]Corresponding author. Tel.: +33 (0) 328 76 73 59; fax: +33 (0) 3 28 76 73 01, E-mail: hassan.naji@polytech-lille.fr (H. Naji).

ABSTRACT

The $\overline{v^2}-f$ model makes use of the standard *k-ε* model, but extends it by incorporating near-wall turbulence anisotropy and non-local pressure-strain effects. It is presented in a form that is completely independent of distance to the wall. This formalism is well suitable for the complex 3D configuration and especially for the indoor environment. In this study, numerical investigations are carried out on a thermal jet, using Fluent code. Three turbulence models are applied: a *k-ε* RNG model, a *k-ε* realizable model and a $\overline{v^2}-f$ model to compare with the literature data. The mean velocity and temperature fields for the $\overline{v^2}-f$ model show more agreement with the experimental results than do the *k-ε* models in such configuration. This conclusion is confirmed using the analysis based on the anisotropy-invariant map.

INTRODUCTION

The quality of indoor air is increasingly recognized as an essential factor in our overall level of health and comfort. There is also increasing awareness of the potential health risks associated with indoor air pollutants, and this has stimulated interest in improving our knowledge on how ventilated air is distributed and how indoor contaminants are transported in buildings. Indoor air motion is also an important component of thermal comfort and a means of investigating air distribution in rooms is therefore necessary. Under development for several decades, turbulence modelling has now moved to the mainstream in airflow research. At present, there are two main types of approaches being used: the Large Eddy Simulation (LES) model and the Reynolds Averaged Navier–Stokes (RANS) model.

As for LES approach, the large scales are resolved and the small scale eddies are modelled by a Subgrid–Scale (SGS) model. The simplest and first SGS model was that of Smagorinsky [1], which was applied to room ventilation problems by Emmerich and McGrattan [2]. Then, the results obtained by the LES models were greatly improved (cf. [3]and[4];). Although the LES models are promising, they pay normally much more extensive computational costs than those of the RANS calculations in terms of memory (RAM) and CPU time.

Among the RANS models, the standard *k−ε* model has become the first choice in practical engineering flow calculations, ever since it was proposed by Launder and Spalding [5]. Its popularity can be explained by the economy and reasonable accuracy obtained in a wide range of turbulent flow calculations, in both industrial flow and heat transfer simulations (c.f. [6], [7]and [8]). Chen [9] made comparisons of five k−ε indoor airflow models with respect to: the standard k−ε model, a low Reynolds number k−ε model, a two-layer k−ε model, a two-scale k−ε model and a renormalization group (RNG) k−ε models. And he then recommended the RNG k−ε models model for airflow simulation, but neither of these tow-equation models was able for predicting the presence of the secondary recirculation flow. Said [10] also underlined the inability of the *k-ε* model

to predict the detachment of the jet from the ceiling as observed experimentally under non-isothermal conditions. In 1991, Durbin [11] suggested a turbulent model, named v2f model, which brings more turbulence physics especially for low speed near-wall flows, which are critical in enclosed environments. However, the model has not been well tested and evaluated for indoor environment under different flow conditions. So, a systematic and comprehensive evaluation is inevitable before the model can be recommended.

The primary objective of the present study is an evaluation of this v2f model for an indoor turbulent flow under a thermal condition. The relative performances of the v2f model, a realizable $k-\varepsilon$ model [12] and a RNG $k-\varepsilon$ model [13] are investigated.

TURBULENCE MODELLING

The two-layer realizable $k-\varepsilon$ model and two-layer RNG $k-\varepsilon$ model are those that exist in CFD code FLUENT 6.2. The v^2–f model has been coded separately as a subroutine (UDF) and was incorporated into the CFD code. The implementation of this model has been validated against previously published results in the open literature.

In the v2f model, the turbulent viscosity can be determined as follows: $\nu_t = C_\mu \overline{\upsilon^2} T$, where T is a turbulent time scale. The ensemble-averaged governing equations for the modified v2f model can be summarized in the following form (c.f. Davidson et al. [14]):

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k,t}}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \quad (1)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{C_{\varepsilon 1}P_k - C_{\varepsilon 2}\varepsilon}{T} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon,t}}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] \quad (2)$$

$$\frac{D\overline{\upsilon^2}}{Dt} = S_{\overline{v^2}} - \overline{\upsilon^2}\frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k,t}}\right)\frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_j}\right] \quad (3)$$

$$L^2\nabla^2 f - f = \frac{1}{T}(C_1 - 1)\left[\frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3}\right] - C_2\frac{P_k}{k} \quad (4)$$

where D/Dt is the convective derivative following the mean flow , $P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij}$ and the length and time scales are determined as:

$$T = \max\left[k/\varepsilon, C_T\left(\nu/\varepsilon\right)^{1/2}\right] \quad (5)$$

$$L = C_L \max\left[k^{3/2}/\varepsilon, C_\eta\left(\nu^3/\varepsilon\right)^{1/4}\right] \quad (6)$$

Commonly used model coefficients are:
$C_\mu = 0.22$; $C_{\varepsilon 1} = 1.4$; $C_{\varepsilon 2} = 1.9$; $C_1 = 1.4$; $C_2 = 0.3$; $\sigma_{k,t} = 1.0$; $\sigma_{\varepsilon,t} = 1.3$; $C_T = 6.0$; $C_L = 0.23$ and $C_\eta = 70$.

For the reason to set an upper bound for $\overline{v^2} \le 2/3k$, Davidson et al. [14] proposed a simple modification for the source term of the kf in the $\overline{v^2}$ equation as:

$$S_{\overline{v^2}} = \min\left\{kf, -\frac{1}{T}\left[(C_1 - 6)\overline{\upsilon^2} - \frac{2}{3}k(C_1 - 1)\right] + C_2 P_k\right\} \quad (7)$$

And he then suggested a simple remedy to compute the turbulent viscosity:

$$\nu_t = \min\left\{0.22\overline{\upsilon^2}T, 0.09k^2/\varepsilon\right\} \quad (8)$$

RESULTS AND DISCUSSION

The test configuration considered in the present study is from the results of Kuznik et al.[15] (c.f. Fig. 1). We outline several aspects of the numerical methods used in the simulation (e.g. boundary conditions; numerical scheme) before to analyse the results.

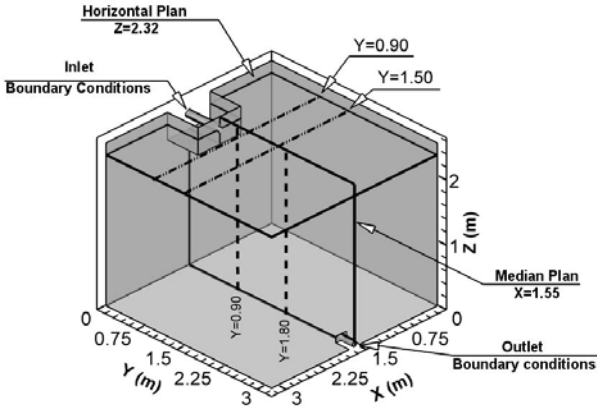
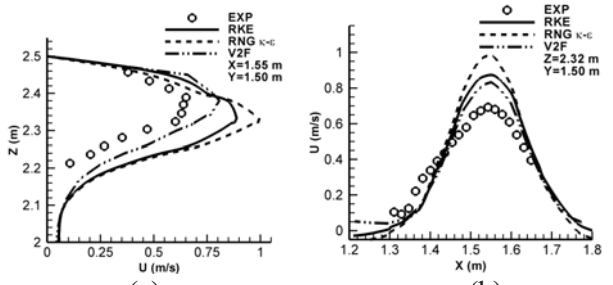


Fig. 1: Indoor flow configuration and boundary conditions.

The inlet conditions are assumed to be fully developed at the upstream flow, where the turbulence intensity is assumed to be 5% and the dissipation zero. The inlet conditions for numerical prediction were given as follow: T (°C) =30.6; U (m/s) =1.60; Re = 11760; Ar = 0.0097. The outlet conditions are computed from mass balance and the other variables are simulated with zero-pressure. An ideal condition was applied for the wall boundary conditions: zero heat flux at the internal wall and a wall temperature of about 22°C is imposed during manipulations.

The coupling between pressure and velocity distribution is obtained using the SIMPLE (semi-implicit method for pressure-linked

equations) algorithm procedure. The second order upwind difference scheme is employed in discrete equations. To accelerate the convergence, certain under-relaxation factors are changed (e.g. 0.5 for turbulence kinetic energy and dissipation rate; and 0.95 for energy).

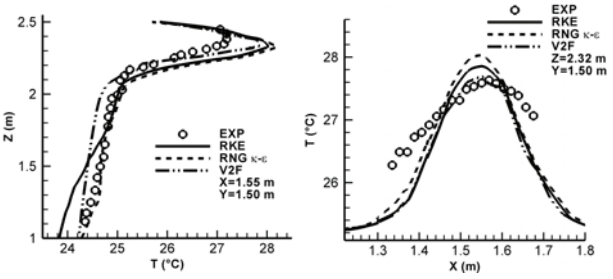


(a) (b)

Fig. 2: Comparison of the predictions on the velocity profiles with experimental data in the position: (a) X=1.55 m; (b) Z=2.32 m.

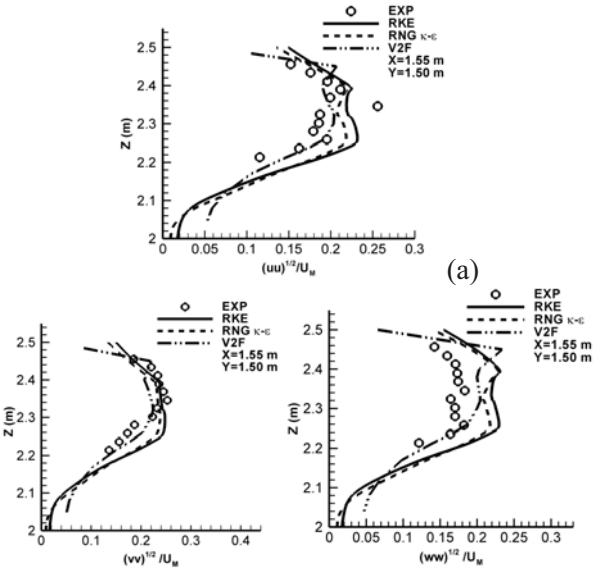
Velocity profiles in the median plane are compared with experiments as shown in Fig.2a. It can be seen that the models agree reasonably well with experiments. Nevertheless, at Y=1.50m, a discrepancy is observed in interval of 2.2 m < Z < 2.4 m. However, the predictions are in broad accord with the measured data. The peak given by the v2f model is slightly over-predicted by about 2%. In the horizontal plan (Fig. 2b), all models can predict the lateral expansion and the v2f model performs slightly better.

In Fig. 3a, the comparisons of temperature profiles give a good agreement with experiments in the median plan. The v2f model presents a overestimation of the peak by about 2%. An improvement for the RNG is observed. Especially in the interval of 1m < Z < 2m, the RNG results best agree with literature data. It should be noted that the RKE model exhibits significant differences, particularly for Z ≤ 1.50 m as shown in Fig. 3a. However, in the horizontal plan (c.f. Fig. 3b), the lateral expansion on the temperature was not predicted by any models in interval X≤1.45 m and X≥ 1.62 m, even the v2f model can give the exact value at the peak.



(a) (b)

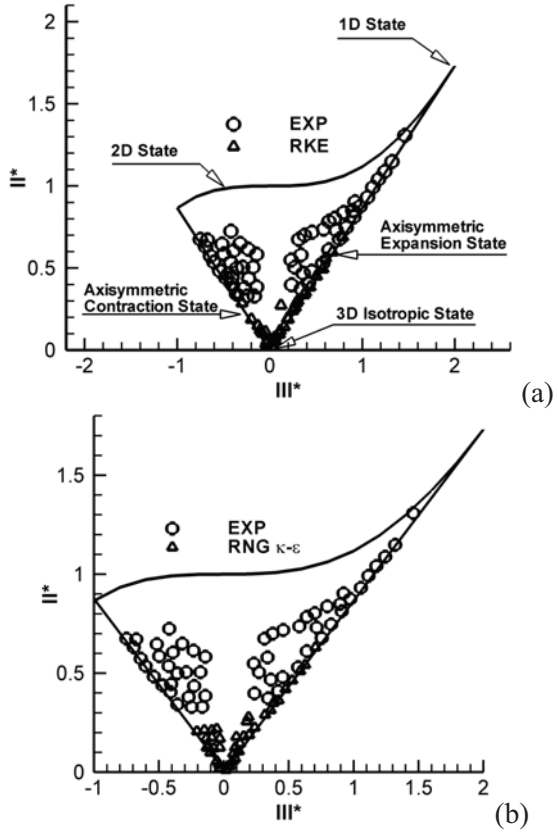
Fig. 3: Comparison of the predictions on the temperature profiles with experimental data in the position: (a) X=1.55 m; (b) Z=2.32 m.



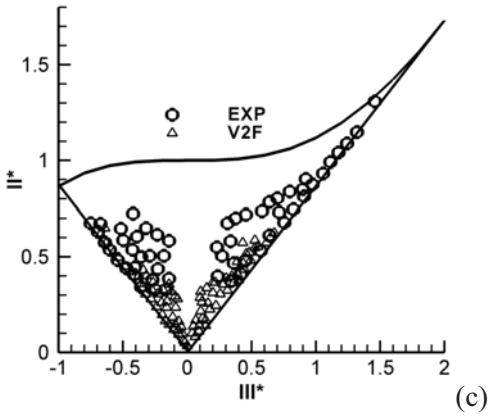
(a) (b) (c)

Fig. 4: Comparison of the dimensionless root-mean-square turbulent velocity with experimental data in the median plane: (a) $(uu)^{/12}/U_M$; (b) $(vv)^{1/2}/U_M$; (c) $(ww)^{1/2}/U_M$.

Figures 4 shows the results of the dimensionless turbulent normal stress components by the models and experiments at Y=1.50m in the median plane. At Y=1.50m (cf. Fig. 4), the predicted results generally agree with experiments, these models give almost the same tendency with the experimental data. Both models and experiments give a maximum for the three stress components, but these peaks are located at different positions.



(a) (b)



(c)

Fig. 5: Anisotropy invariant map in the median plan (X=1.55 m). Comparison of the predictions with literature data: (a) RKE, (b) RNG k-ε, (c) v2f.

Figure 5 portrays the predicted anisotropy invariant map in the median plane (X=1.55m). It can be seen that airflow comes to represent the expansion and contraction states in such configuration. Note that the k-ε models do not predict correctly the different states. As for the v2f model, it exhibits these two states (expansion and contraction), although some small disparities remain.

CONCLUSIONS

In winter, the inlet temperature for the ventilation is generally higher than the indoor temperature. With the buoyancy effects, the ventilated flow adheres to the ceiling at first and then tends to fall down. In the near-wall region (ceiling), the turbulent and heat transfer phenomenon are much more important than the other regions. For this purpose, we try to evaluate the overall performance of the v2f model for modelling the hot airflow in a ventilated enclosure.

From this study, we observe that the maximum velocity and temperature decay seemed better predicted by the v2f model. For the comparison of the dimensionless turbulent normal stress components, all these models gave the almost same tendency and the v2f model presented a less margin with the experimental data. It seems that the v2f model is the more reliable compared with the two-layer k-ε models in such configuration.

As for the anisotropy invariant map analysis, we observed that these k-ε models can not give suitable results from the comparisons. On the other hand, the v2f model has the best overall performance compared to these models.

All comparisons concluded suggest that the v2f model improves temperature and velocity predictions. This enables us to state that this model is suitable in such configuration. More investigation for v2f model will be engaged in complex indoor environment and under different conditions.

REFERENCES

1. Smagorinsky, J., 1963, General Circulation Experiments with The Primitive Equations: Part I, The Basic Experiment, Mon Wea Rev, 91, pp.164-199.
2. Emmerich, S.J., and McGrattan, K.B., 1998, Application of A Large Eddy Simulation Model to Study Room Airflow, ASHRAE Transactions, 104, pp.1128-1140, .
3. Davidson, L., and Nielsen, P.V., 1996, Large Eddy Simulation of The Flow in A Three-Dimensional Ventilated Room, Proceedings of ROOMVENT '96, 2, pp.161-168.
4. Nielsen, P.V., Restivo, A. and Whitelaw, J.H., 1978, Velocity Characteristics of Ventilated Rooms, J Fluids Eng Trans ASME, 100, pp.291-298.
5. Launder, B.E. and Spalding, D.B., 1972, *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press.
6. Lu, W., Howarth, A.T. and Jeary, A.P., 1997, Prediction of Airflow and Temperature Field in A Room with Convective Heat Source, Building and Environment, 32, pp.541-550.
7. Rouaud, O., and Havet, M., 2002, Computation of The Airflow in A Pilot Scale Clean Room Using k-e Turbulence Models, International Journal of Refrigeration, 25, pp.351-361.
8. Teodosiu, C., Hohota, R., Rusaouen, G., and Woloszyn, M., 2003, Numerical Prediction of Indoor Air Humidity and Its Effect on Indoor Environment, Building and Environment, 38, pp.655-664.
9. Chen, Q., 1995, Comparison of Different k-e Models for Indoor Air Flow Computations, Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, 28, pp.353-369.
10. Said, M.N.A., Zhang, J.S., Shaw, C.Y., and Christianson, L.L., 1995, Computation of Room Air Distribution, ASHRAE Transactions, pp.1065-1077.
11. Durbin, P.A., 1991, Near-Wall Turbulence Closure Modeling without "Damping Functions", Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 3, pp.1-13.
12. Shih, T.H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z. and Zhu, J., 1995, New k-e Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows, Computers and Fluids, 24, pp.227-238.
13. Yakhot, V. and Orszag, S.A., 1986, Renormalization Group Analysis of Turbulence. I. Basic Theory, Journal of Scientific Computing, 1, pp.3-51.
14. Davidson, L., Nielsen, P.V., and Sveningsson, A., 2003, Modification of The v2-f Model for Computing the Flow in a 3D Wall Jet, Turbulence, Heat adn Mass Transfer, 4, pp.577-584.
15. Kuznik, F., Rusaouen, G. and Hohota, R., 2006, Experimental and Numerical Study of a Mechanically Ventilated Enclosure with Thermal Effects, Energy and Buildings, 38, pp.931-938.

Simulation of flow and heat transfer in enclosed environments using a $\overline{\upsilon^2} - f$ model

X. WANG [a], H. NAJI [a*], A. Mezrhab [b]

a. *Université des Sciences et Technologies de Lille/Polytech'Lille/LML UMR 8107 CNRS, F-59655 Villeneuve d'Ascq cedex, France*

b. Université Mohammed 1er, Faculté des Sciences, Laboratoire de Mécanique & Energétique, Département de Physique, 60000 Oujda, Maroc

[*]Corresponding author. Tel.: +33 (0) 328 76 73 59; fax: +33 (0) 3 28 76 73 01,
E-mail: hassan.naji@polytech-lille.fr.

Résumé:

Dans ce papier, le modèle de turbulence $\overline{\upsilon^2} - f$ est employé pour la simulation d'une ventilation thermique d'une cavité. Les modèles k-epsilon RNG et SST k-ω sont aussi considérés afin de mener à bien une confrontation complète avec des données disponibles dans la littérature. Les champs de vitesses et de températures moyens sont en bon accord avec ceux de la littérature. Grâce aux résultas obtenus, nous pouvons stipuler que le modèle $\overline{\upsilon^2} - f$ est adéquat. Cette conclusion est confirmée en utilisant l'analyse des erreurs pour chaque profil dans les deux cas

Abstract:

In this paper, the $\overline{\upsilon^2} - f$ model is employed for the numerical simulation of a cavity with an effect of thermal ventilation (hot airflow and cold airflow). Two numerical models, a RNG k-ε model and a SST k-ω model, are also used for a confrontation from the available data in the literature. The fields of averaged velocities and averaged temperatures predicted give generally agreement with available data. In the light of the obtained results, we can stipulate that the $\overline{\upsilon^2} - f$ model is adequate. This conclusion is confirmed using the analysis of average errors with each profile for two cases.

Keywords: $\overline{\upsilon^2} - f$ ***model, heat transfer, room ventilation.***

Introduction

The quality of indoor air is increasingly recognized as an essential factor in our overall level of health and comfort. There is also increasing awareness of the potential health risks associated with indoor air pollutants, and this has stimulated interest in improving our knowledge on how ventilated air is distributed and how indoor contaminants are transported in buildings. Indoor air motion is also an important component of thermal comfort and a means of investigating air distribution in rooms is therefore necessary. Under development for several decades, turbulence modelling has now moved to the mainstream in airflow research.

For the numerical turbulence models, the standard $k-\varepsilon$ model has become the first choice in practical engineering flow calculations, ever since it was proposed by Launder and Spalding [1]. Its popularity can be explained by the economy and reasonable accuracy obtained in a wide range of turbulent flow calculations, in both industrial flow and heat transfer simulations. Chen [2] made comparisons of five $k-\varepsilon$ indoor airflow models and he then recommended the RNG $k-\varepsilon$ models model for airflow simulation, but neither of these tow-equation models was able for predicting the presence of the secondary recirculation flow. Stamou and Katsiris [3] used a RNG k-ε model, a SST k-ω model, a standard k-ε model and the laminar turbulent models to predict air velocity and temperature

distributions in a model office room with a ventilation system and observed that the SST k-ω model performs slightly better among these models selected. In 1991, Durbin [4] suggested a turbulent model, named $\overline{\upsilon^2} - f$ model, which brings more turbulence physics especially for low speed near-wall flows, which are critical in enclosed environments. The model received continuous improvement and modification afterwards (e.g. Durbin [5]; Davidson et al. [6]). However, the model has not been well tested and evaluated for indoor environment under different flow conditions. So, a systematic and comprehensive evaluation is inevitable before the model can be recommended.

The primary objective of the present study is an evaluation of this $\overline{\upsilon^2} - f$ model for an indoor turbulent flow under a thermal condition. The relative performances of the $\overline{\upsilon^2} - f$ model, a SST $k-\omega$ model and a RNG $k-\varepsilon$ model are investigated.

Turbulence modelling

The two-layer RNG $k-\varepsilon$ model and SST $k-\omega$ model are those that exist in CFD code FLUENT 6.2. The $\overline{\upsilon^2} - f$ model has been coded separately as a subroutine (UDF) and was incorporated into the CFD code. The implementation of this model has been validated against previously published results in the open literature.

In the $\overline{\upsilon^2} - f$ model, the turbulent viscosity can be determined as follows: $\nu_t = C_\mu \overline{\upsilon^2} T$, where T is a turbulent time scale. The ensemble-averaged governing equations for the modified v2f model can be summarized in the following form (c.f. Davidson et al. [6]):

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k,t}}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{1}$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{C_{\varepsilon 1}P_k - C_{\varepsilon 2}\varepsilon}{T} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon,t}}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] \tag{2}$$

$$\frac{D\overline{\upsilon^2}}{Dt} = S_{\overline{v^2}} - \overline{\upsilon^2}\frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k,t}}\right)\frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_j}\right] \tag{3}$$

$$L^2\nabla^2 f - f = \frac{1}{T}(C_1 - 1)\left[\frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3}\right] - C_2\frac{P_k}{k} \tag{4}$$

where D/Dt is the convective derivative following the mean flow , $P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij}$ and the length and time scales are determined as:

$$T = \max\left[k/\varepsilon, C_T\left(\nu/\varepsilon\right)^{1/2}\right] \tag{5}$$

$$L = C_L \max\left[k^{3/2}/\varepsilon, C_\eta\left(\nu^3/\varepsilon\right)^{1/4}\right] \tag{6}$$

Commonly used model coefficients are:

$C_\mu = 0.22$; $C_{\varepsilon 1} = 1.4$; $C_{\varepsilon 2} = 1.9$; $C_1 = 1.4$; $C_2 = 0.3$; $\sigma_{k,t} = 1.0$; $\sigma_{\varepsilon,t} = 1.3$; $C_T = 6.0$; $C_L = 0.23$ and $C_\eta = 70$.

For the reason to set an upper bound for $\overline{v^2} \le 2/3k$, Davidson et al. [6] proposed a simple modification for the source term of the kf in the $\overline{v^2}$ equation as:

$$S_{\overline{v^2}} = \min\left\{kf, -\frac{1}{T}\left[(C_1-6)\overline{v^2} - \frac{2}{3}k(C_1-1)\right] + C_2 P_k\right\} \quad (7)$$

and he then suggested a simple remedy to compute the turbulent viscosity:

$$\nu_t = \min\left\{0.22\overline{v^2}T, 0.09k^2/\varepsilon\right\} \quad (8)$$

Configuration data details

Comparison is made with the velocity and temperature measurements of Frédéric [7] for mixed ventilation room. The case-Frédéric measurements, for the Fig. 1 geometry, include hot sphere anemometer velocity (accuracy ±0.025 m/s), thermistor velocity (accuracy ±0.025 m/s) and thermistor temperature (accuracy ±0.4 K). Wall temperatures are measured using thermocouples with an accuracy of ±0.4 K and the minimal measurable velocity is 0.05m/s. Full details of the figure 1 room dimensions and elements can be found in Frédéric [7].

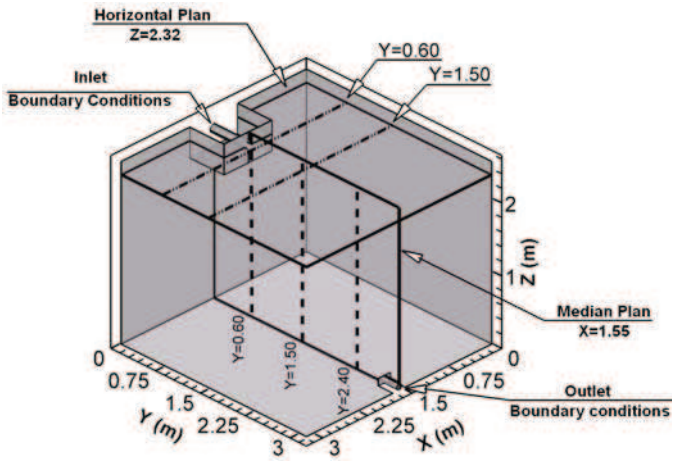


FIG. 1: Configuration for Frédéric data set.

Numerical methods

The numerical solution of the governing equations was performed using the CFD code Fluent, version 6.2. In this code the conservation equations for mass, momentum and turbulence quantities are solved using the finite volume discretization method by an unstructured grid. The coupling between pressure and velocity distribution is obtained using the SIMPLE (semi-implicit method for pressure-linked equations) algorithm procedure. The second order upwind difference scheme is employed in discrete equations. To accelerate the convergence, certain under-relaxation factors are changed (e.g. 0.5 for turbulence kinetic energy and dissipation rate; and 0.95 for energy).

We outline several aspects of the numerical methods used in the simulation (e.g. boundary conditions; numerical scheme) before to analyse the results.

The inlet conditions are assumed to be fully developed at the upstream flow, where the turbulence intensity is assumed to be 5% and the dissipation zero. The inlet conditions for numerical prediction were given as follow: T (°C) =30.6, U (m/s) =1.6, Re = 12800 for the hot case; and T (°C) =12.7, U (m/s) =1.47, Re = 11760 for the cold case. Note that the Reynolds $Re = UD/\nu$ is based on inlet height D and the mean velocity U.

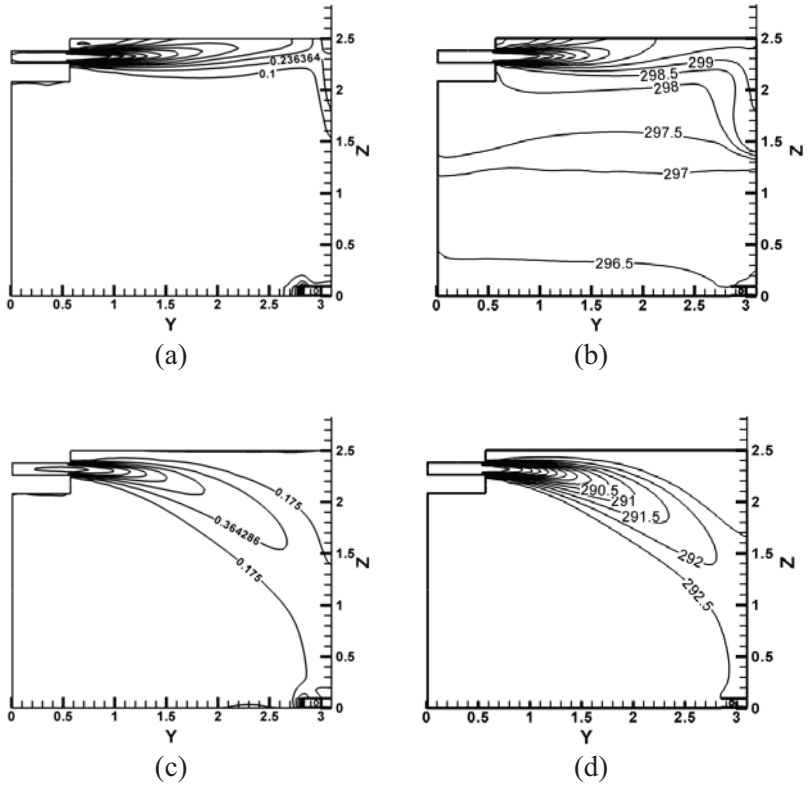
The outlet conditions are computed from mass balance and the other variables are simulated with zero-pressure. An ideal condition was applied for the wall boundary conditions: zero heat flux at the internal wall and a wall temperature of about 22°C is imposed during manipulations.

Table 1: Convergence of U with grid refinement

Grid size	U (y=0.90m)	U (y=1.50m)
322 958	1.629	0.9873
484 273	1.5222	0.9139
645 698	1.5199	0.9116

In order to ensure grid-independent solutions, a series of trial calculations for this case are conducted for different non-uniform grid distributions. Table 1 shows the convergence of the maximal values of velocity at two positions selected for hot case. We observed that the differences between the last two grids are inferior 1% and so we believed that the 645 698 grid was fine enough to get sufficient accurate solutions for all simulations also for the cold case.

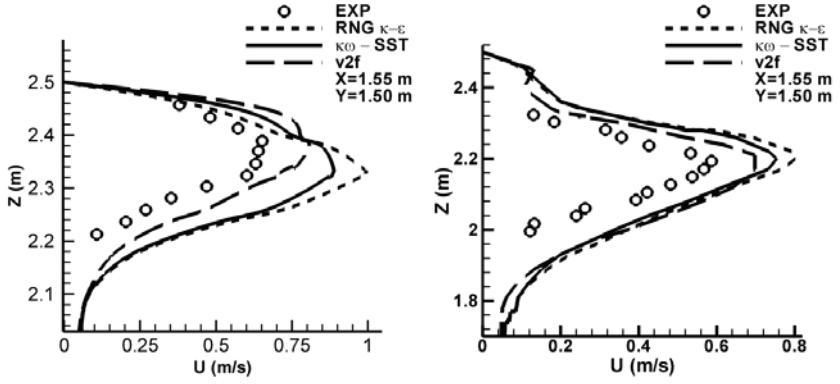
Results and discussion



(a) (b)

(c) (d)

FIG.2: Contour plots in the median plan (X=1.55m) for $\overline{\upsilon^2} - f$ model for hot case: velocity contour (a), temperature contour (b) and for cold case: velocity contour (c), temperature contour (d).



(a) (b)

FIG. 3: Comparison of the predictions on the velocity profiles with experimental data in the position X=1.55 m Y=1.50 m for hot case (a) and cold case (b).

The figure 2 depicts the velocity contour plot for the $\overline{\upsilon^2} - f$ model in the median plan (X=1.55m). For hot case, the relatively hot inlet air can be seen to rapidly rise on entering the room, soon reaching the ceiling and being a wall jet. Clearly, there is strong streamline and complex flow physics, while for the cold case, the cold inlet airflow falls rapidly on entering the room, but without reaching the floor before entering the outlet. From the two cases, we can study the ability of $\overline{\upsilon^2} - f$ model within ventilated enclosure in near-wall region and zone far from wall.

Velocity profiles in the median plane are compared with experiments as shown in figure3. It can be seen that the models agree reasonably well with experiments. Nevertheless, at *Y*=1.50m, a discrepancy is observed in interval of 2.1 m < *Z* < 2.4 m for the hot case and 1.9 m < *Z* < 2.3 m for the cold case. However, the predictions are in broad accord with the measured data. Note that the peak given by the $\overline{\upsilon^2} - f$ model is slightly over-predicted.

The accuracy of the models tested is summarized in Table 2 which gives the relative errors at each of the five profiles. The errors given in Table 2 and other tables are obtained using the following equation: $error(\%) = \left(\left|\phi_{CFD} - \phi_{EXP}\right| / \phi_{EXP}\right) \times 100$. The table shows that overall the $\overline{\upsilon^2} - f$ model is more accurate than the RNG *k-ε* and *k-ω* SST models by about 27% for hot case. This is to be expected. The $\overline{\upsilon^2} - f$ model is more complete having one more transport equation $\overline{\upsilon^2}$ which near wall is similar to the second moment closure of the wall normal Reynolds stress. As for the two other models, the two-layer RNG *k-ε* model presents the same performance as the *k-ω* SST model in this case. It may be partially explained by insufficient physics to deal with the complex wall jet flow near the ceiling. For the cold case, the discrepancy is not as important as previously. However, the $\overline{\upsilon^2} - f$ model exhibits fewer errors (7%) than the other models.

Table 2: Relative average velocity errors for each case of five measured profiles

Case	RNG *k-ε*	*k-ω* SST	$\overline{\upsilon^2} - f$
Hot case	52,0	51,9	24,4
Cold case	33,1	32,0	25,4

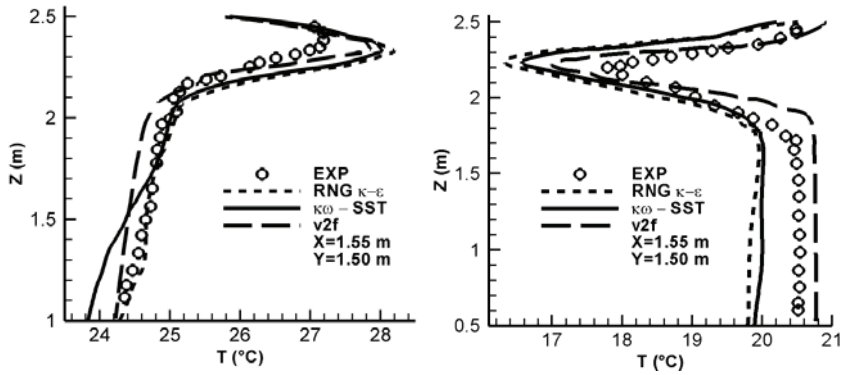


FIG. 4: Comparison of the predictions on the temperature profiles with experimental data in the position X=1.55 m Y=1.50 m for hot case (a) and cold case (b)

In figure 4a, the comparisons of temperature profiles give a good agreement with experiments in the median plan. We note that the $\overline{\upsilon^2} - f$ model overestimats the peak by about 0.9 °C. An improvement for the RNG is observed. Especially in the interval of 1m < *Z* < 2m, the RNG results best agree with literature data. It should be noted that the k-ω SST model exhibits significant differences, particularly for Z ≤ 1.50 m as shown in figure 4a. As for the cold case, the discrepancy between the three numerical models is also minor (about 0.8 °C).

Table 3 gives a summary of temperature prediction errors for hot and cold case. For he hot case, it should be noted that *k-ω* SST model gives greater errors than the RNG *k-ε* and $\overline{\upsilon^2} - f$ models which have similar average errors. For the cold case, it is the RNG *k-ε* model that gives the greater errors than the *k-ω* SST model (1.1 %) and the $\overline{\upsilon^2} - f$ model (2.2 %). Obviously, the $\overline{\upsilon^2} - f$ model presents more performance than *k-ω* SST model and the RNG *k-ε* model. Even considering an uncertain accuracy done by measurement about ±0.4 °C for the temperature, the discrepancy between these models should not be neglected.

Table 3: Relative average temperature errors for each case of five measured profiles

Case	RNG *k-ε*	*k-ω* SST	$\overline{\upsilon^2} - f$
Hot case	7,6	9,0	7,5
Cold case	4,0	2,9	1,8

Conclusions

The study evaluated the overall performance of the $\overline{\upsilon^2} - f$, the two-layer RNG *k-ε* and *k-ω* SST turbulence models for modelling the indoor airflow relatively hot and cold. Comparison between the predictions and available experimental data confirm that the two-layer RNG *k-ε* and *k-ω* SST models severely overestimate the velocity profiles. As for the temperature profiles, the two models perform better and present a minor margin with the results of $\overline{\upsilon^2} - f$ model. Of all the numerical simulations carried out in this study, the $\overline{\upsilon^2} - f$ model is closest to the experimental values. All comparisons concluded suggest that the $\overline{\upsilon^2} - f$ model improves temperature and velocity predictions. This enables us to state that this model seems to be appropriate for such flows. More investigations for the $\overline{\upsilon^2} - f$ model will be engaged in complex indoor environment and under other conditions.

References

[1] Launder, B.E. and Spalding, D.B., Lectures in Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, 1972.

[2] Chen, Q., Comparison of Different k-e Models for Indoor Air Flow Computations, Numerical Heat Transfer, Part. B: Fundamentals, 28, 353-369, 1995.

[3] Stamou, A., and Katsiris, I., Verification of a CFD model for indoor airflow and heat transfer, Building and Environment, 41(9), 1171-1181, 2006.

[4] Durbin, P.A., Near-Wall Turbulence Closure Modelling without "Damping Functions", Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 3, 1-13, 1991.

[5] Durbin, P. A., Separated flow computations with the *k-ε* - $\overline{\upsilon^2}$ model, AIAA journal, 33(4), 659-664, 1995.

[6] Davidson, L., Nielsen, P.V., and Sveningsson, A., Modification of The $\overline{\upsilon^2} - f$ Model for Computing the Flow in a 3D Wall Jet, Turbulence, Heat and Mass Transfer, 4, 577-584, 2003.

[7] Kuznik, F., Etude expérimentale des jets axisymétriques anisothermes horizontaux se développant près d'une paroi. Application a la modélisation numérique des cavités ventilées, PhD thesis, Lyon: INSA de Lyon, 190p, 2005.

Evaluation of heat transfer in an enclosure with a $\overline{v^2}-f$ model

X.Wang[1], H. Naji[1*], A. Mezrhab[2]
[1] Université des sciences et technologies de Lille/ Polytech'Lille/ LML UMR 8107, F-59655 Villeneuve d'Ascq cedex, France
[2]Faculté des sciences, Département de physique, Laboratoire de Mécanique & Energétique, 60000 Oujda, Maroc
[*]Auteur correspondant : hassan.naji@polytech-lille.fr

Abstract:

The $\overline{v^2}-f$ model makes use of the standard *k-ε* model, but extends it by incorporating near-wall turbulence anisotropy and non-local pressure-strain effects. It is presented in a form that is completely independent of distance to the wall. This formalism is well suitable for the complex 3D configuration and especially for the indoor environment. In this study, numerical investigations are carried out on a thermal jet and a isothermal jet in using Fluent code. Three turbulence models are applied: a *k-ε* RNG model, a *k-ε* realizable model and a $\overline{v^2}-f$ model to compare with the literature data. The mean velocity and temperature fields for the $\overline{v^2}-f$ model show more agreement with the experimental results than do the *k-ε* models in such configuration. This conclusion is confirmed using the analysis based on the anisotropy-invariant map.

1. Introduction

The quality of indoor air is increasingly recognized as an essential factor in our overall level of health and comfort. There is also increasing awareness of the potential health risks associated with indoor air pollutants, and this has stimulated interest in improving our knowledge on how ventilated air is distributed and how indoor contaminants are transported in buildings. Indoor air motion is also an important component of thermal comfort and a means of investigating air distribution in rooms is therefore necessary. Under development for several decades, turbulence modelling has now moved to the mainstream in airflow research. At present, there are two main types of approaches being used: the Large Eddy Simulation (LES) model and the Reynolds Averaged Navier–Stokes (RANS) model.

Among the RANS models, the standard *k*−*ε* model has become the first choice in practical engineering flow calculations, ever since it was proposed by Launder and Spalding [1]. Its popularity can be explained by the economy and reasonable accuracy obtained in a wide range of turbulent flow calculations, in both industrial flow and heat transfer simulations. Chen [2] made comparisons of five k−ε indoor airflow models and then recommended the RNG k−ε models model for airflow simulation, but neither of these tow-equation models was able for predicting the presence of the secondary recirculation flow. Said [3] also underlined the inability of the *k-ε* model to predict the detachment of the jet from the ceiling as observed experimentally under non-isothermal conditions. In 1991, Durbin [4] suggested a turbulent model, named v2f model, which brings more turbulence physics especially for low speed near-wall flows, which are critical in enclosed environments. However, the model has not been well tested and evaluated for indoor environment under different flow conditions. So, a systematic and comprehensive evaluation is inevitable before the model can be recommended.

The primary objective of this present study is an evaluation of this v2f model for an indoor turbulent flow under two thermal conditions. The relative performances of the v2f model, a realizable *k*−*ε* model and a RNG *k*−*ε* model are investigated.

2. Turbulence modeling

The two-layer realizable *k*−*ε* model and two-layer RNG *k*−*ε* model are those that exist in CFD code FLUENT 6.2. The v^2–*f* model has been coded separately as a subroutine (UDF) and was incorporated into the CFD code. The implementation of this model has been validated against previously published results in the open literature.

In the v2f model, the turbulent viscosity can be determined as follows: $\nu_t = C_\mu \overline{v^2} T$, where *T* is a turbulent time scale. The ensemble-averaged governing equations for the modified v2f model can be summarized in the following form (c.f. Davidson et al. [5]):

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k,t}}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{1}$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{C_{\varepsilon 1}P_k - C_{\varepsilon 2}\varepsilon}{T} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon,t}}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] \tag{2}$$

$$\frac{D\overline{v^2}}{Dt} = S_{\overline{v^2}} - \overline{v^2}\frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k,t}}\right)\frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_j}\right] \tag{3}$$

$$L^2\nabla^2 f - f = \frac{1}{T}(C_1 - 1)\left[\frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3}\right] - C_2\frac{P_k}{k} \tag{4}$$

where D/Dt is the convective derivative following the mean flow , $P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij}$ and the length and time scales are determined as:

$$T = \max\left[k/\varepsilon, C_T\left(\nu/\varepsilon\right)^{1/2}\right] \tag{5}$$

$$L = C_L \max\left[k^{3/2}/\varepsilon, C_\eta\left(\nu^3/\varepsilon\right)^{1/4}\right] \tag{6}$$

Commonly used model coefficients are:

$C_\mu = 0.22$; $C_{\varepsilon 1} = 1.4$; $C_{\varepsilon 2} = 1.9$; $C_1 = 1.4$; $C_2 = 0.3$; $\sigma_{k,t} = 1.0$; $\sigma_{\varepsilon,t} = 1.3$; $C_T = 6.0$; $C_L = 0.23$ and $C_\eta = 70$.

For the reason to set an upper bound for $\overline{\upsilon^2} \le 2/3k$, Davidson et al. [5]proposed a simple modification for the source term of the kf in the $\overline{\upsilon^2}$ equation as:

$$S_{\overline{\upsilon^2}} = \min\left\{kf, -\frac{1}{T}\left[(C_1 - 6)\overline{\upsilon^2} - \frac{2}{3}k(C_1 - 1)\right] + C_2 P_k\right\} \quad (7)$$

And he then suggested a simple remedy to compute the turbulent viscosity:

$$\nu_t = \min\left\{0.22\overline{\upsilon^2}T, 0.09k^2/\varepsilon\right\} \quad (8)$$

4. Results and discussions

The test configuration considered in the present study is from the results of Kuznik et al.[6] (c.f. Fig. 1). We outline several aspects of the numerical methods used in the simulation (e.g. boundary conditions; numerical scheme) before to analyse the results.

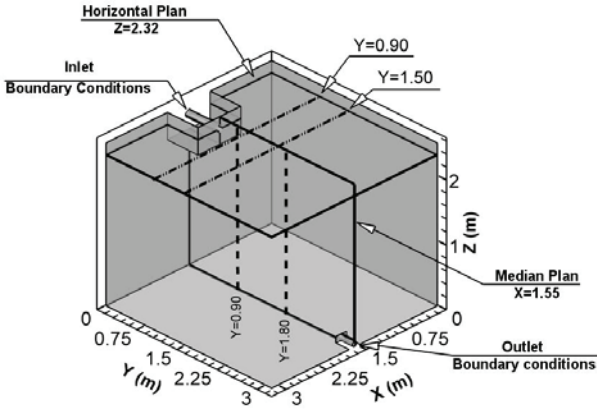


Fig. 1: Indoor flow configuration and boundary conditions.

The inlet conditions are assumed to be fully developed at the upstream flow, where the turbulence intensity is assumed to be 5% and the dissipation zero. The inlet conditions for numerical prediction were given as follow: T(°C) =30.6; U (m/s) =1.60; Re = 11760; Ar = 0.0097 for thermal case and T (°C) =22; U (m/s) =1.67; Re = 13360; Ar=0 for isothermal case. The outlet conditions are computed from mass balance and the other variables are simulated with zero-pressure. An ideal condition was applied for the wall boundary conditions: zero heat flux at the internal wall and a wall temperature of about 22°C is imposed during manipulations.

The coupling between pressure and velocity distribution is obtained using the SIMPLE (semi-implicit method for pressure-linked equations) algorithm procedure. The second order upwind difference scheme is employed in discrete equations. To accelerate the convergence, certain under-relaxation factors are changed (e.g. 0.5 for turbulence kinetic energy and dissipation rate; and 0.95 for energy).

4.1. Thermal jet

Velocity profiles in the median plane are compared with experiments as shown in Fig.2a. It can be seen that the models agree reasonably well with experiments. Nevertheless, at Y=1.50m, a discrepancy is observed in interval of 2.2 m < Z < 2.4 m. However, the predictions are in broad accord with the measured data. The peak given by the v2f model is slightly over-predicted by about 2%. In the horizontal plan (Fig. 2b), all models can predict the lateral expansion and the v2f model performs slightly better

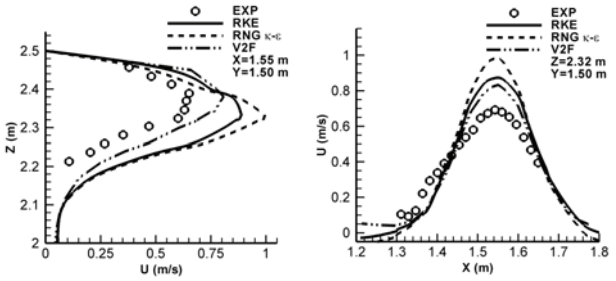


Fig. 2: Comparison of the predictions on the velocity profiles with experimental data in the position: (a) X=1.55 m; (b) Z=2.32 m.

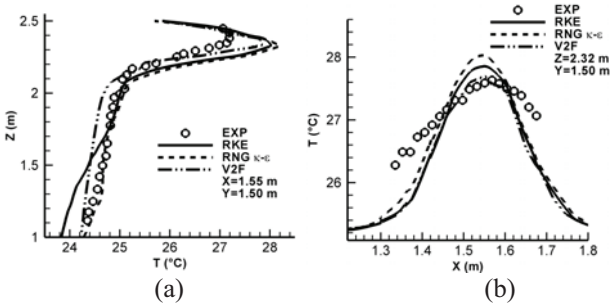
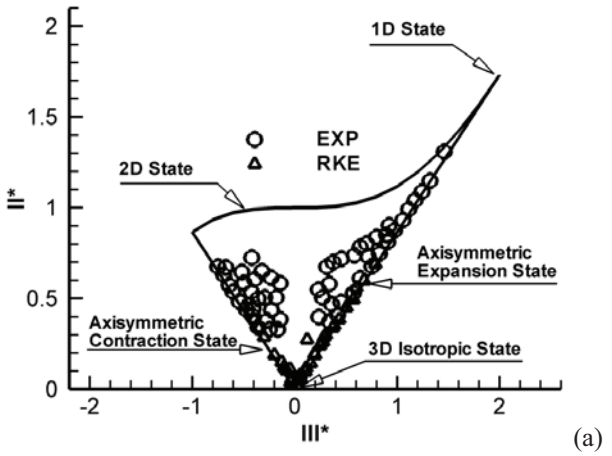
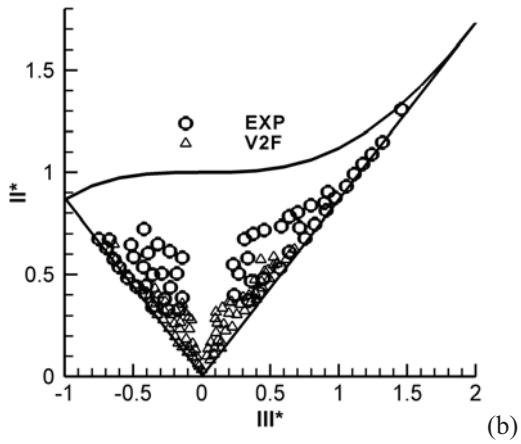


Fig. 3: Comparison of the predictions on the temperature profiles with experimental data in the position: (a) X=1.55 m; (b) Z=2.32 m.

In Fig. 3a, the comparisons of temperature profiles give a good agreement with experiments in the median plan. The v2f model presents a overestimation of the peak by about 2%. An improvement for the RNG is observed. Especially in the interval of 1m < Z < 2m, the RNG results best agree with literature data. It should be noted that the RKE model exhibits significant differences, particularly for Z ≤ 1.50 m as shown in Fig. 3a. However, in the horizontal plan (c.f. Fig. 3b), the lateral expansion on the temperature was not predicted by any models in interval X≤1.45 m and X≥ 1.62 m, even the v2f model can give the exact value at the peak.



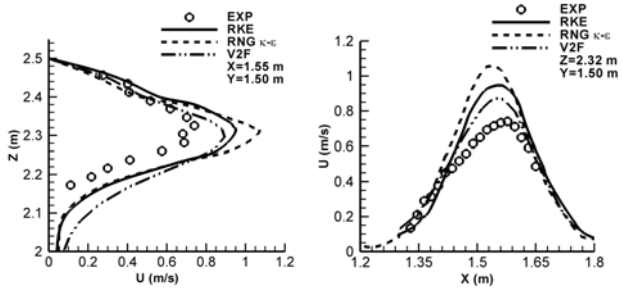


(b)

Fig. 4: Anisotropy invariant map in the median plan (X=1.55 m). Comparison of the predictions with literature data: (a) RKE, (b) v2f.

Figure 4 portrays the predicted anisotropy invariant map in the median plane (X=1.55m). It can be seen that airflow comes to represent the expansion and contraction states in such configuration. Note that the realizable $k-\varepsilon$ model and RNG $k-\varepsilon$ model (not presented here) do not predict correctly the different states. As for the v2f model, it exhibits these two states (expansion and contraction), although some small disparities remain.

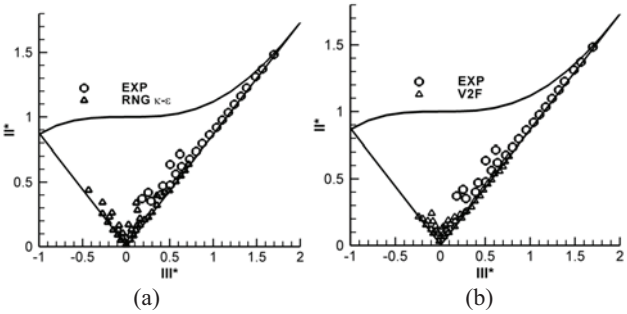
4.2. Isothermal jet



(a) (b)

Fig. 5: Comparison of the predictions on the velocity profiles with experimental data in the position:
(a) X=1.55 m; (b) Z=2.32 m.

As observed in precedent case, all models give a good agreement with experiments (c.f. Fig. 5), while the v2f model performs slightly better than the two $k-\varepsilon$ models in two positions and presents only an overestimation by about 5% compared with the literature data.



(a) (b)

Fig. 6: Anisotropy invariant map in the median plan (X=1.55 m). Comparison of the predictions with literature data: (a) RNG, (b) v2f.

In isothermal case, the phenomenon of turbulence is translated by a tendency towards an isotropic state along the right branch in invariant map. Note that the RNG model and the RKE model (not presented here) describe the similar behaviour (cf. Fig. 6a): right bigger branch correspond to the axisymmetric expansion state and the left part is the contraction state. While for the v2f model, it gives the same trend of an expansion state as the $k-\varepsilon$ models.

5. Conclusion

The purpose of this study is to evaluate the overall performance of the v2f model for modelling a ventilated enclosure under a thermal condition and an isothermal condition.

From this study, we observe that the maximum velocity and temperature decay seemed better predicted by the v2f model which is compared with the two-layer $k-\varepsilon$ models.

As for the anisotropy analysis, these $k-\varepsilon$ models can not give suitable results from the comparisons. On the other hand, the v2f model has the best overall performance compared to these models especially for the thermal case.

All comparisons concluded suggest that the v2f model improves temperature and velocity predictions. This enables us to state that this model is suitable in such configurations. More investigation for v2f model will be engaged in complex indoor environment and under different conditions.

6. Références

[1] Launder, B.E. and Spalding, D.B., 1974, The numerical computation of turbulent flows, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, vol. 3(2), pp. 269-289.

[2] Chen, Q., 1995, Comparison of different k-ε models for indoor air flow computatuins, Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, vol. 28(3), pp. 353-369.

[3] Said, M.N.A., Zhang, J.S., Shaw, C.Y. and Christianson, L.L., 1995, Computation of room air distribution, ASHRAE Transactions, vol., pp. 1065-1077.

[4] Durbin, P.A., 1991, Near-wall turbulence closure modeling without “damping functions”, Theoretical and Computational Fluid Dynamics, vol. 3, pp. 1-13.

[5] Davidson, L., Nielsen, P.V. and Sveningsson, A., 2003, Modification of the v2-f Model for Computing the Flow in a 3D Wall Jet, Turbulence, Heat adn Mass Transfer, vol. 4, pp. 577-584.

[6] Kuznik, F., Rusaouen, G. and Hohota, R., 2006, Experimental and numerical study of a mechanically ventilated enclosure with thermal effects, Energy and Buildings, vol. 38(8), pp. 931-938.

Auteur (Author): Xi Wang

Titre: Prédiction et analyse numérique d'écoulements turbulents avec transfert thermique dans des cavités ventilées à l'aide d'un modèle à relaxation elliptique

Résumé: L'objectif de ce travail est la prédiction numérique d'écoulements turbulents avec transfert thermique dans des cavités ventilées à l'aide d'un modèle à relaxation elliptique. Cette approche dite $\overline{v^2}-f$ a été intuitivement proposée pour la modélisation de la turbulence en proche paroi. Pour mener à bien cette étude, les investigations numériques ont été mise en œuvre sur trois configurations et validées en s'appuyant sur les résultats expérimentaux disponibles et des résultats numériques issus des modèles $k-\varepsilon$ RNG de Yakhot & Orszag, le modèle $k-\omega$ SST de Menter et le modèle à contraintes de Reynolds (RSM). L'analyse et la confrontation des résultats obtenus permettent de constater que le modèle de relaxation elliptique présente une meilleure prédiction pour les champs thermique et aéraulique avec un temps de calcul raisonnable. Ensuite, les comparaisons des indices du confort thermique entre les modèles de turbulence et l'expérience nous confortent dans l'idée que le modèle $\overline{v^2}-f$ est un bon candidat pour la prédiction du confort thermique dans les cavités ventilées.

Mots clés: Ventilation, Environnement confiné, Modèle $\overline{v^2}-f$, Transfert de chaleur, Confort thermique, PMV/PPD.

Title: Prediction and numerical analysis of turbulent airflow with heat transfer in indoor environment using an elliptic relaxation model

Abstract: The aim of this work is to predict numerically turbulent airflow with heat transfer in indoor environment using an elliptic relaxation model. This approach named $\overline{v^2}-f$ has been proposed for modelling near-wall turbulence. In this study, numerical investigations have been carried out in three configurations and validated on available experimental data and numerical results from the models considered, $k-\varepsilon$ RNG model of Yakhot & Orszag, $k-\omega$ SST model of Menter and Reynolds stress model. The analysis and comparison of results obtained shows that the $\overline{v^2}-f$ model provides a better prediction for the velocity fields and temperature fields with a reasonable computational time. All comparisons of thermal comfort indices suggest that this $\overline{v^2}-f$ model is a good candidate on predicting thermal comfort for indoor environment.

Keywords: Ventilation, Indoor environment, $\overline{v^2}-f$ model, Heat transfer, Thermal comfort, PMV/PPD.