

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

THÈSE PAR ARTICLES PRÉSENTÉE À
L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

COMME EXIGENCE PARTIELLE
À L'OBTENTION DU
DOCTORAT EN GÉNIE
Ph.D.

PAR
AMINA EL KASMI

SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DANS UN PARC D'ÉOLIENNES SITUÉES SUR
UN TERRAIN ACCIDENTÉ

MONTRÉAL, LE 14 JANVIER 2008

CETTE THÈSE A ÉTÉ ÉVALUÉE

PAR UN JURY COMPOSÉ DE :

M. Christian Masson, Directeur de la thèse
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Azzedine Soulaïmani, Président du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Michel prud'homme, Examineur externe
Département de génie mécanique à l'École polytechnique de Montréal

M. Stanislaw Kajl, Examineur
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

ELLE A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 27 NOVEMBRE 2007

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mon directeur de recherche, monsieur Christian Masson, professeur à l'école de technologie supérieure, pour le soutien technique et moral qu'il m'a accordé tout au long de cette recherche. Je le remercie aussi pour sa disponibilité, ses conseils judicieux, et son aide lors de la recherche et la révision de la thèse.

Je remercie aussi le personnel du soutien informatique du département de génie mécanique ainsi que le personnel au département de génie construction, d'avoir une permission spécifique d'accès au laboratoire informatique.

Enfin, j'aimerais remercier mon mari Nabil, mon père Mohammed, ma mère, de leurs soutien moral, mes frères et tous mes amis de près et de loin.

SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DANS UN PARC D'ÉOLIENNES SITUÉES SUR UN TERRAIN ACCIDENTÉ

Amina El KASMI

SOMMAIRE

L'objectif principal de cette thèse est la modélisation de l'écoulement de la couche limite atmosphérique dans un parc éolien sur un terrain complexe. Pour ce faire, trois domaines distincts ont été abordés : caractéristiques de la couche limite atmosphérique, aérodynamique des éoliennes et modélisation du terrain complexe. Ainsi l'objectif global de la thèse a été divisé à trois objectifs spécifiques. Le premier objectif spécifique est de démontrer l'efficacité du modèle de turbulence proposé basé sur le modèle de turbulence RNG, combinée avec les équations du tenseur de Reynolds moyennées dans le temps (RANS) pour simuler l'écoulement turbulent moyen sur les collines et les vallées bidimensionnelles de formes analytiques et de pentes variables. Les résultats sont comparés aux données expérimentales détaillées RUSHIL et RUSVAL. De plus, un nouvel ensemble de données et d'algorithmes a été appliqué pour produire des maillages tridimensionnelles d'un terrain complexe à partir d'un modèle numérique des terrains (MNTs). Ainsi, l'écoulement turbulent moyen est simulé sur le maillage proposé du terrain complexe tridimensionnel de la colline Blashaval et les résultats sont comparés avec les mesures expérimentales existantes. Le deuxième objectif spécifique de la thèse est de proposer un nouveau modèle de turbulence pour simuler l'écoulement axisymétrique à travers une éolienne à axe horizontal. Le modèle proposé emploie un terme supplémentaire dans l'équation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence. Ce modèle proposé améliore de manière significative la précision des résultats et offre un très bon accord avec les mesures expérimentales. Pour valider le modèle proposé, des résultats sont présentés pour les éoliennes expérimentales Nibe B, Danwin 180/23, et MOD-0A. Le dernier objectif spécifique est d'appliquer le modèle de turbulence proposé pour la simulation de l'écoulement tridimensionnel à travers une éolienne immergée dans une couche limite atmosphérique sous diverses conditions de stabilité thermique. Cette étude simule la totalité de l'écoulement à travers l'éolienne isolée la Danwin 180/23 en incluant le sillage proche et lointain sous différentes conditions de stratification thermique. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les mesures expérimentales.

SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DANS UN PARC D'ÉOLIENNES SITUÉES SUR UN TERRAIN ACCIDENTÉ

Amina El KASMI

ABSTRACT

The principal objective of this thesis is the modeling of the flow of the atmospheric boundary layer in a wind park on a complex ground. With this intention, three distinct fields were approached : characteristics of the atmospheric boundary layer, aerodynamics of the wind mills and modeling of the complex ground. Thus the total objective of the thesis was divided with three specific objectives. The specific prime objective is to improve the effectiveness of the proposed turbulence model based on the RNG turbulence model, combined with the Reynolds averaged Navier-Stokes (RANS) to simulate the mean turbulent flow over the two-dimensional hills and valleys of analytical shape and varying slopes. The results are compared with detailed wind data RUSHIL and RUSVAL experience. Moreover, a new set of data structures and algorithms are apply to produce three-dimensional grids for a complex terrain from the digital model of the terrain (DMT). Then, the mean turbulent flow is simulated on the proposed mesh of the three-dimensional complex terrain of the Blashaval hill and the results are compared with existing experimental measurements. The second specific objective of the thesis is to propose a new turbulence model to simulate the axisymmetric flow through a horizontal-axis wind turbine. The proposed model employs an extra term added to the approximate transport equation for the turbulence energy dissipation rate. This proposed term significantly improves the precision of the results and offers a very good agreement with experimental measurements. To validate the model, the results are presented for the Nibe wind turbine B, Danwin 180/23, and MOD-0A. The last specific objective is to apply the proposed turbulent model for the simulation of the three-dimensional flow In the vicinity of a wind turbine immersed in an atmospheric boundary layer under various stability conditions thermal. This study simulates the totality flow around isolated wind turbine Danwin 180/23 including the near and the far wake under various thermal stratifications conditions. The results obtained are in good agreement with experimental data.

TABLE DES MATIÈRES

	Page
REMERCIEMENTS	i
SOMMAIRE	i
ABSTRACT	ii
TABLE DES MATIÈRES	iii
LISTE DES ABRÉVIATIONS ET SIGLES	vi
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	6
1.1 Modèles numériques des terrains (MNT)	6
1.2 Mesures expérimentales	8
1.2.1 Mesures expérimentales sur terrains réels	8
1.2.2 Mesures expérimentales en laboratoires	9
1.3 Modèles théoriques	10
1.4 Modèles de turbulence des terrains	11
1.5 Traitement de la zone proche du sol	12
1.6 Aérodynamique des éoliennes	12
1.6.1 Calcul du couple mécanique généré par l'éolienne	12
1.6.2 Modélisation du sillage proche et lointain des éoliennes	13
1.7 Modèles de turbulence des éoliennes	14
1.8 Effet de la stabilité de la couche limite atmosphérique	15
CHAPITRE 2 DÉVELOPPEMENT ET VALIDATION D'UN MODÈLE DE TUR- BULENCE BASÉ SUR RNG POUR LA SIMULATION DE L'ÉCO- ULEMENT DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE SUR UN TERRAIN COMPLEXE	17
2.1 Le modèle de turbulence proposé	17
2.2 Le modèle Numérique du terrain développé	18
2.2.1 La méthode de triangulation	18
2.2.2 Le maillage régulier développé pour le terrain complexe	19

2.3	Résultats	19
2.3.1	Simulation à travers les collines et vallées de l'expérience EPA	20
2.3.2	Simulation à travers la colline expérimentale Blashaval	20
CHAPITRE 3 PROPOSITION ET VALIDATION D'UN MODÈLE DE TURBULENCE POUR LA SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT AXISYMMÉTRIQUE AUTOUR D'UNE ÉOLIENNE		23
3.1	Le modèle de turbulence proposé	23
3.2	La modélisation de la nacelle	25
3.3	Résultats	25
3.3.1	Simulation de l'éolienne Nibe-B 630-kW	25
3.3.2	Simulation de l'éolienne la Danwin 180-kW	26
3.3.3	Simulation de l'éolienne la MOD-0A 100kW	27
CHAPITRE 4 LA MODÉLISATION NUMÉRIQUE D'UN ÉCOULEMENT TRIDIMENSIONNEL TURBULENT À TRAVERS UNE ÉOLIENNE ASSUJETTI À PLUSIEURS CONDITIONS DE STABILITÉ ATMOSPHÉRIQUE		28
4.1	La modélisation tridimensionnel de l'écoulement à travers la Danwin 180/23	28
4.2	La modélisation de la rugosité du sol	29
4.3	Résultats	30
4.3.1	Sillage libre de la couche limite atmosphérique	30
4.3.2	Sillage dans la condition instable de la C.L.A.	30
4.3.3	Sillage dans la condition stable de la C.L.A.	31
4.3.4	Influence de la stabilité de la C.L.A. sur la puissance produite	31
CHAPITRE 5 CONCLUSION		33
ANNEXE 1	TURBULENCE MODELING OF ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER FLOW OVER COMPLEX TERRAIN : FROM WIND TUNNEL TO FULL SCALE	37
ANNEXE 2	CALCULS COMPLÉMENTAIRES POUR LES CONSTANTES DU MODÈLE DE TURBULENCE	86
ANNEXE 3	AN EXTENDED $K - \epsilon$ MODEL FOR TURBULENT FLOW THROUGH HORIZONTAL AXIS WIND TURBINES	89

ANNEXE 4	NUMERICAL MODELING OF THREE-DIMENSIONAL TURBULENT FLOW THROUGH WIND TURBINES UNDER VARIOUS ATMOSPHERIC STABILITY CONDITIONS	123
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES		161

LISTE DES ABRÉVIATIONS ET SIGLES

A	Surface balayée [m^2]
B	Nombre de pale du rotor
c	Corde de la pale
C_D	Coefficient de traîné
C_L	Coefficient de portance
C_T	Coefficient de poussée
$C_\mu, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, C_{\epsilon 3}$	Constantes du modèle $k - \epsilon$
c_p	Chaleur spécifique [$J/kg.K$]
D	Diamètre du rotor [m]
E	constante égale à 9.81
f_n	Force surfacique normale [N/m^2]
f_t	Force surfacique tangentielle [N/m^2]
G_b	Production de la turbulence due à la stratification thermique [$kJ/m^2.s$]
g_i	Composantes de l'accélération gravitationnelle [m/s^2]
H	Hauteur de moyeu [m]
TI	Intensité de turbulence
K	Constante de Van Karmàn
k	Énergie cinétique turbulente [$N/m.s^3$]
k_s	Rugosité uniforme de grain de sable [m]
L	Longueur de Monin-Obukhov [m]
n_i	Vecteur unitaire normal
P_t	Taux de Production de la turbulence due aux forces de cisaillement [$kg.m/s^4$]

p	Pression [Pa]
q_w	Flux de chaleur à la surface [$J.kg/m^5.s$]
Re_c	Nombre de Reynolds local
r, θ	Système de coordonnées polaires
S_o	Terme de source associée à la variable ϕ
$T_0(z, L)$	Température au niveau du sol [K]
T^*	Paramètre d'échelle de température de Monin-Obukhov
TI	Intensité de turbulence [%]
t_{corr}	Coefficient de correction de Prandlt combiné
t_H	Coefficient de correction au moyeu
t_T	Coefficient de correction au bout de pale
u, v, w	Composantes de la vitesse moyenne selon x, y, z [m/s]
$u_0(z, L)$	Distribution verticale de la vitesse selon la théorie de Monin-Obukhov
u^*	Vitesse turbulente de friction [m/s]
U_n, U_t	Composantes normale et tangentielle de la vitesse relative V_{rel} [m/s]
U^+	vitesse adimensionnelle
V_{rel}	Vitesse relative [m/s]
\dot{W}	Puissance mécanique générée par l'éolienne [W]
x, y, z	Système de coordonnées cartésiennes
z_0	Rugosité aérodynamique [m]
z^+	hauteur adimensionnelle
α	Angle d'attaque [rad]
β	Coefficient d'expansion thermique
β	Angle de vrillage de la pale [rad]

δ_{ij}	Symbole de Kronecker
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence [$kg/m.s^4$]
$\varepsilon_0(z, L)$	Distribution verticale du taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence selon la théorie de Monin-Obukhov [$kg/m.s^4$]
ϕ	Variable indépendant
γ	angle de conicité des pales [rad]
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Constantes du modèle de turbulence $k - \varepsilon$
σ_T	Coefficient de Turbulence de Prandlt
ρ	densité de l'air [kg/m^3]
ν	viscosité cinétique [m^2/s^2]
μ	viscosité moléculaire [$Pa.s$]
μ	viscosité turbulente [$Pa.s$]

INTRODUCTION

Généralités

Le vent est une source d'énergie renouvelable considéré comme étant une réserve potentiellement exploitable dans de nombreuses régions au monde. Les éoliennes représentent des aérogénérateurs ayant fondamentalement le but de capter l'énergie de la vitesse du vent à l'échelle locale. Le potentiel de cette forme d'énergie se manifeste de façon éminente sur les côtes, dans les zones dégagées de l'intérieur, sur les rives de plan d'eau et dans certaines régions montagneuses. Malgré les limites géographiques inhérentes au choix de l'emplacement des centrales éoliennes, il existe toutefois plusieurs endroits dans la plupart des régions du monde où l'énergie éolienne pourrait satisfaire une marge assez importante de la demande locale d'électricité.

La demande mondiale d'éoliennes a augmenté excessivement durant les dix dernières années. La capacité de fabrication de l'industrie totalise un chiffre d'affaire annuel dépassant plus de huit milliards de dollars témoignant ainsi de sa maturité. La prolifération de l'industrie éolienne relève avantagement la disponibilité des machines modernes se situant dans une marge qui approxime les 99%, témoignant ainsi d'une excellente fiabilité des produits de cette industrie. La ramification croissante du marché éolien aide à promouvoir et à enrichir cette industrie en prédisant un avenir prévisible. Dans certaines parties du monde, d'immenses centrales éoliennes fournissent de façon indéniable l'énergie électrique à un prix concurrentiel par rapport à celui de l'énergie produite par les installations classiques en l'occurrence les centrales nucléaires et les centrales thermiques au mazout ou au charbon. Le champ d'application de l'industrie éolienne s'étend également dans divers projets de moyenne envergure telles que les installations utilisées sur les réseaux isolés raccordés à une centrale diesel. Les petites installations éoliennes souvent hors-réseau permettent le pompage de l'eau ou la recharge de batteries à des postes d'approvisionnement en énergie.

Quoique la viabilité financière des centrales éoliennes soit généralement dominante dans les régions venteuses grâce à la proportionnalité du potentiel énergétique au cube de la vitesse du vent, il n'en demeure pas moins que, dans la pratique, la production d'énergie est généralement davantage proportionnelle au carré de la vitesse du vent. Ce phénomène est interprété par les caractéristiques et rendements aérodynamiques, mécaniques et électriques de conversion d'énergie des éoliennes. En outre l'énergie produite par une éolienne accroît avec un pourcentage de 20% pour chaque augmentation de 10% de la vitesse du vent. La détermination et le choix de l'emplacement de la centrale éolienne sont à priori essentiels à la rentabilité des projets envisagés par l'entreprise et à sa viabilité financière, en outre l'exactitude d'évaluation du gisement éolien est fondamentale pour la réalisation des projets d'aménagement de centrales éoliennes.

Problématique

Les études élaborées et travaux mis en œuvre en recherche et développement dans le domaine des éoliennes ont permis une importante augmentation du rendement énergétique des aérogénérateurs. En effet, ces efforts ont permis de perfectionner les concepts et aspects intrinsèques et extrinsèques des éoliennes par l'entremise de leurs aérodynamiques, leurs structures, leurs systèmes de contrôle, et leurs systèmes mécaniques et électriques. Cependant les études et méthodes sur la modélisation des effets du sol, de la prédiction du comportement du sillage proche et lointain, de l'interaction de la turbulence générée par l'éolienne, et des effets d'interférence de sillage n'ont pas encore atteints un niveau de maturité.

La recherche en aérodynamique de l'éolienne n'a pas encore abouti à un modèle général capable de prédire la puissance générée par l'éolienne en incluant la modélisation du sillage proche et lointain. Les analyses et observations expérimentales recueillies à partir des études menées dans ce domaine démontrent que le comportement du sillage des éoliennes sur un terrain réel s'avère très important, la cause principale réside dans le fait que le déficit de la vitesse en aval de l'éolienne et le niveau de la turbulence créée par celle-ci et la couche limite

terrestre engendrent une réduction de la puissance de sortie et génèrent ainsi une charge non stationnaire, causant la diminution de l'énergie dans un rayon équivalant à 7 fois le diamètre du rotor de la turbine et créant de la turbulence pouvant endommager les pales si la charge dynamique est importante ou encore affecter l'efficacité des machines avoisinantes.

Un parc d'éoliennes est une combinaison complexe de plusieurs phénomènes, (i) aérodynamique des éoliennes, (ii) écoulement atmosphérique et (iii) topographie. Il existe actuellement plusieurs méthodes d'analyse des parcs éoliens. Ces méthodes sont, pour la plupart, basées sur le même modèle mathématique qui consiste en la superposition d'une simulation de la distribution du vent sur le site potentiel du parc en introduisant comme condition aux limites des profils de la vitesse et de l'énergie cinétique initiaux générés par des profils basés sur des relations de similarités. La formulation mathématique de ces méthodes néglige la modélisation de la puissance mécanique produite par les éoliennes -en utilisant la courbe de puissance d'une machine isolée pour calculer le déficits de la vitesse-, le rôle des conditions de stabilité de la couche limite atmosphérique et les variations particulières des vents attribuables à la topographie. Ces hypothèses simplificatrices restreignent le champ d'applicabilité de ces méthodes d'analyse et leurs précisions en terme de prédictions.

L'étude des effets de la stabilité atmosphérique sur la performance des éoliennes et le sillage lointain a été rarement traité par les chercheurs (Vermulen *et al.*, 2003), les études expérimentales les plus performantes ont été effectuées sur le terrain Alsvik (Magnusson et Smedman, 1994). Dans ces travaux, des expressions empiriques ont été proposées pour prédire l'évolution de la vitesse et de la turbulence dans le sillage lointain.

Dans le cadre d'une analyse d'écoulement de la couche limite atmosphérique sur la topographie (diversité des reliefs, changement de rugosité, etc.), la modélisation numérique d'un terrain est une étape critique. La difficulté principale de la modélisation réside en grande partie dans la complexité et la variété des phénomènes à décrire. Dans ce travail, la modélisation spatiale se base sur l'utilisation des systèmes d'information géospatiale (SIG) -Geographic In-

formation Systems- outil de gestion de données géo référencées doté d'une capacité d'analyse spatiale avantageuse de la différenciation spatiale. Toutefois, ce ne sont pas tous les modèles qui peuvent être intégrés dans un SIG car la qualité d'un modèle numérique représentant la topographie, ne dépend pas seulement de son degré de réalisme mais également de son degré de performance dans le contexte spatial.

Objectifs et méthodologie

Les objectifs fixés dans le cadre de la présente thèse se résument en trois champs d'études. Le premier porte sur la simulation de l'écoulement de la couche limite atmosphérique sur un terrain complexe. Quatre volets sont traités : (i) l'adaptation du modèle de turbulence RNG pour la couche limite atmosphérique neutre, (ii) la représentation des reliefs d'un terrain complexe par un modèle numérique de terrain, (iii) la résolution des équations bidimensionnelles et tridimensionnelles de Navier-Stokes moyennées par la décomposition de Reynolds (RANS) et (iv) l'évaluation de quatre modèles de turbulence. La validation est effectuée par la comparaison des résultats obtenus avec les mesures expérimentales existantes sur les collines RUSHIL et les vallées RUSVAL et sur le terrain complexe Blashaval.

Le second champ d'étude consiste à proposer une méthodologie pour simuler l'intégralité de l'écoulement axisymétrique à travers l'éolienne en incluant les sillages proche et lointain. Le modèle mathématique est basé sur la théorie du disque actuateur combinée aux équations de Reynolds moyennées de turbulence (RANS). La validation est réalisée par comparaison avec trois éoliennes expérimentales.

Finalement, le troisième champ s'intéresse à prédire - en se basant sur la méthodologie de l'étape précédente - l'écoulement tridimensionnel à travers l'éolienne en incluant toutes les régions du sillage et sous l'effet de plusieurs conditions de stabilité thermique. La validation de ce modèle sera effectuée par la comparaison avec les résultats expérimentales obtenus sur l'éolienne Danwin 180/23 qui se situe dans le parc éolien Alsvik.

Structure de la thèse

Le premier chapitre passe en revue différents modèles existants dans la littérature, en l'occurrence les modèles de représentation des reliefs des terrains, les méthodes de modélisation de l'écoulement de la couche limite atmosphérique, les modèles de prédiction de la puissance mécanique des éoliennes et finalement les modèles traitant du comportement des sillages lointain et proche selon plusieurs conditions de stratification thermique. Le second chapitre décrit le modèle de turbulence proposé et analyse les résultats obtenus par simulations sur les cas des modèles choisis. Le troisième chapitre présente le modèle de turbulence proposé pour prédire l'écoulement à travers l'éolienne en incluant toutes les régions du sillage. Le quatrième chapitre analyse l'effet de la stabilité de la couche limite atmosphérique sur le comportement du sillage et du déficit de la vitesse au niveau du rotor. La conclusion finale est présentée au chapitre 5. La principale partie de ce travail a été rédigée sous la forme de trois articles soumis pour publication. Ils sont présentés aux Annexes 1, 2 et 3.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

1.1 Modèles numériques des terrains (MNT)

Le modèle numérique des terrains (MNT) est parmi les facteurs prédominants pour la réussite de la simulation de la couche limite atmosphérique. Le MNT a été utilisé dans le domaine de la géomorphologie (Jordan, 2003), d'hydrologie (Wise00, 2000), et de la gestion agricole (Engel *et al.*, 1993). La simulation d'écoulement de la couche limite atmosphérique sur des terrains complexes fait usage de modèles MNT dans le but d'extraire les informations géodésiques des terrains étudiés (Castro *et al.*, 2003; Uchida et Ohya, 1999; Maruyama, 1999).

Le MNT est conçu pour représenter la surface des modelés par l'ensemble de points (x,y,z) (Kalmar *et al.*, 1995). Les procédures nécessaires et pratiques pour la génération d'un MNT se base sur trois modules. Le premier consiste à rassembler des données originales mesurées, souvent à partir de deux modes : le pixel (raster) et le vecteur (polygones). Un MNT sous forme raster est aussi appelé matrice d'altitudes basée sur les mesures optiques stéréoscopiques par satellite (Hancock et Willgoose, 2001). Il s'agit d'un ensemble de valeurs numériques représentant des altitudes, régulièrement espacées et ordonnées selon un balayage du terrain (par exemple d'Ouest en Est et du Nord au Sud). Cette notion de balayage régulier explique l'emploi du terme raster. Chaque altitude ainsi positionnée correspond à ce qui doit être alors considéré comme une altitude moyenne d'un élément de surface du terrain. La seule alternative au mode raster est la digitalisation des cartes topographiques (Kennie et Petrie, 1994).

Le second module du MNT traite la formation des surfaces représentatives du terrain. Les méthodes les plus populaires qui en découlent sont celles de triangulation, les méthodes de réseaux des triangles irréguliers (RTIs) implémentées pour la première fois par Franklin (1993),

et celles utilisant l'analyse du plus proche voisin (grid-based methods) (Du, 1996; Gousie *et al.*, 2003) pour la création d'une surface à partir des points. L'outil de développement de la méthode de triangulation à partir des courbes de niveau que nous avons utilisé dans ce travail est le programme informatique baptisé Land Development Desktop (LDD, 1998) spécialisé dans la construction des terrains. Ainsi le logiciel LDD permet de représenter la surface par un pavage du terrain à l'aide de triangles. Les courbes de niveau sont des lignes - reliant des successions de points d'égale altitude - utilisées pour la représentation du relief sur une carte. Ces lignes de niveaux fournissent une voie plus précise pour développer une surface, car elles représentent des altitudes connues. Par conséquent, les surfaces construites n'ont pas habituellement les mêmes problèmes trouvés dans la méthode de triangulation RTI. Il est à noter que chaque courbe de niveau est un contour qui force le modelleur LDD à créer des triangles entre les courbes de niveau. La caractéristique principale de cette méthode réside du fait qu'elle s'appuie sur des points collectés qui sont généralement disposés de façon irrégulière. Cependant, le problème potentiel produit par la méthode RTI est la génération des facettes aplaties lors de la triangulation. En effet, le modelleur du LDD construit des triangles qui se relient à la même ligne de niveau, ainsi le résultat obtenu est une tache plate sur la surface. La précision de méthode la RTI dépend de la densité des points effectivement mesurés sur le terrain et de leurs répartitions en fonction du caractère plus ou moins accidenté des reliefs. Par contre, les méthodes de création de la surface à partir des points voisin faisant usage de la méthode d'analyse du plus proche voisin sont moins précises en raison de l'interpolation aléatoire entre les points. Enfin pour compléter la création du terrain numérique on doit générer un maillage régulier ou irrégulier du terrain à partir d'une méthode d'interpolation (Ardiansyah et Yokoyama, 2002; Goncalves *et al.*, 2002). La troisième étape est d'étudier la précision d'un MNT qui dépend de la résolution du terrain, (densité et distribution des points collectés) (Li, 1994) et des caractéristiques du terrain (Heesom et Mahdjoubi, 2001).

1.2 Mesures expérimentales

Bien qu'une description qualitative de l'écoulement d'air dans le terrain complexe existait pendant un certain temps, Jackson et Hunt (1975) furent les premiers à fournir la première théorie satisfaisante. Dans leur travail, non seulement ils ont établi une base ferme pour les futurs développements théoriques, mais ils ont également fourni les données expérimentales pour valider leur modèle. Depuis lors, plusieurs études expérimentales ont été réalisées tant sur des terrains réels qu'en laboratoires.

1.2.1 Mesures expérimentales sur terrains réels

Les programmes les plus détaillés de mesure sur les terrains réels ont été initiés par l'office météorologique britannique. Parmi ces terrains, on cite les collines isolées de l'île d'Ailsa Craig (Jenkins *et al.*, 1981), Blashaval (Mason et King, 1985) et Nyland (Mason, 1986). L'Organisation de Recherche Industrielle et Scientifique et de la Commonwealth (Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO)) a réalisé des mesures des profils moyens et turbulents du vent au-dessus du sommet de la montagne noire, près de Canberra (Bradley, 1980). Plus récemment, la même organisation a mis en œuvre une série de mesures plus détaillées en examinant les effets de la stabilité thermique sur une arête ovale (Coppin *et al.*, 1994). En 1987, l'agence internationale de l'énergie sur la recherche et développement de l'énergie éolienne a entamé des programmes de mesure dans la colline Askervein (Taylor et Teunisse, 1987; Mickle *et al.*, 1988).

La colline Blashaval a été choisie pour valider le modèle numérique du terrain, elle est considérée isolée, elle se situe au Nord de l'Irlande, les mesures ont été obtenues durant 5 semaines pendant la période de 6 Septembre au 8 Octobre 1982 sous des conditions atmosphériques considérées neutres. La vitesse moyenne horaire dans localisations des sites de mesures autour de la colline a été mesurée à des hauteurs de 8m, 4m, et 2m dans le site de référence R, et à l'élévation de 8m dans les autres tours de mesure. L'existence de plusieurs lacs rend la surface

non homogène. Les vents à partir de l'Ouest et Nord-Ouest sont influencés par la présence de certaines collines, alors que ceux qui proviennent de l'Est subissent l'effet du changement de la rugosité. Malgré ces irrégularités, une rugosité uniforme de 0.01m a été retenue à partir des mesures. La direction prédominante du vent a été observée dans la direction Sud à Est. Le ratio des vitesses du vent à différents hauteurs sont indépendants de la vitesse du vent.

1.2.2 Mesures expérimentales en laboratoires

La simulation de l'écoulement de la couche limite atmosphérique et des dispersions environnementales dans les laboratoires est vue comme une alternative attrayante aux expériences sur terrains réels, ceci est dû au fait que l'écoulement de la couche limite atmosphérique s'avère complexe dans les conditions aux limites et celles de stabilité. Quoique les sites topographiques originaux soient indispensables pour la simulation d'écoulements atmosphériques, il n'en demeure pas moins que leurs mises en œuvre à l'échelle industrielle soient coûteuses et lentes en terme de faisabilité. En effet, la fabrication d'une maquette topographique ne garantit guère une parfaite similitude des propriétés de l'écoulement atmosphérique. Or, la majorité des simulations du vent dans les tunnels se sont concentrées sur des formes génériques plus simples. Bowen et Lindley (1977) ont examiné l'accélération locale au dessus des escarpements de diverses formes, tandis que Pearse *et al.* (1981) et Arya et Shipman (1981) ont mesuré l'écoulement sur des arêtes bidimensionnelles. Castro et Snyder ont mesuré des concentrations des sources dans le vent sur des collines (Castro *et al.*, 1982) et des arêtes tridimensionnelles (Castro *et al.*, 1983). Arya et Gadiyaram (1986) et Snyder et Britter (1987) ont rapporté des mesures de dispersion de vent autour des collines coniques tridimensionnelles. Les meilleures expériences réalisées dans les tunnels sont celles effectuées autour des collines courbées car elles mesurent les fluctuations des grandeurs physiques de la turbulence; Britter *et al.* (1981) ont étudiées l'effet de la pente et de la rugosité sur des collines bidimensionnelles, tandis que Khurshudyan *et al.* (1981) et Snyder *et al.* (1991) ont effectué des mesures de dispersion autour des collines bidimensionnelles isolées ("RUSHIL") et sur les vallée de configuration inversée ("RUSVAL") (Khurshudyan *et al.*, 1981). Ici, les données de

l'expérience de RUSHIL et RUSVAL seront employées pour la validation du modèle de la turbulence proposé dans le chapitre 2.

1.3 Modèles théoriques

La théorie de Jackson et Hunt (1975) fut la première étude qui a présenté un modèle de turbulence linéaire. Elle se base sur la division en deux régions de la couche limite atmosphérique neutre, soit une région intérieure et autre extérieure. Dans cette dernière, l'écoulement est considéré potentiel non visqueux, tandis que la région intérieure est un équilibre entre les termes advectifs, le gradient de pression - induit dans la région externe non visqueuse - et les forces de viscosité turbulentes. Dans la région intérieure, la turbulence est modélisée par un modèle algébrique basé sur la longueur de mélange. Les équations gouvernantes du modèle de Jackson et Hunt sont résolues analytiquement par le biais de la transformée de Fourier. Ainsi, le modèle Jackson et Hunt utilise plusieurs hypothèses simplificatrices et présente plusieurs limitations.

Plusieurs logiciels de la simulation de la couche limite atmosphérique utilisant la théorie de Jackson et Hunt (1975) ont été développés lors des dernières années. Parmi les plus utilisés, on cite : WASP (Mortensen *et al.*, 1993) et Ms-Micro (Walmsley *et al.*, 1982). Malheureusement, ces logiciels utilisent des modèles linéaires et la turbulence est modélisée dans cette région par un modèle algébrique basé sur la longueur de mélange, ainsi la précision diminue avec l'augmentation de la complexité de terrain et avec les conditions de stabilité thermique de la couche limite atmosphérique. Récemment, des nouveaux logiciels ont été développés pour la simulation de la couche limite atmosphérique WINDSIM (1998) et ADMS (2001), ils utilisent les équations de transport de Reynolds (RANS) combinée avec un modèle de turbulence pour améliorer les prédictions.

1.4 Modèles de turbulence des terrains

L'objectif de ce travail est de simuler l'écoulement de la couche limite atmosphérique autour des structures topographiques complexes tridimensionnelles. On doit donc choisir un modèle de turbulence convenable qui pourra être adaptés aux situations complexes et qui reproduit d'une manière précises les mesures. Une variété de modèles de turbulence a été appliquée par la communauté scientifique. Le modèle de turbulence à deux équations $k - \varepsilon$ standard de Launder et Spalding (1974) représente le modèle de base de plusieurs modèles de turbulence. Les termes d'advection et de production dans les équations de Navier-Stokes moyennées sont exacts alors que les termes de diffusion et de dissipation doivent être paramétrisés empiriquement selon les caractéristiques physiques de l'écoulement. Le modèle $k - \varepsilon$ standard a été appliqué dans la résolution de plusieurs problèmes de simulation sur les collines et les vallées (Chung et Bienkiewicz, 2004; Lun *et al.*, 2003; Glekas et Bergeles, 1993; Apsley et Castro, 1997; Kim *et al.*, 1997), à cause de sa stabilité et de sa facilité d'être implémenté, il demande un temps de calcul bas et donne des prédictions raisonnables. Néanmoins, le concept de l'isotropie de la viscosité tourbillonnaire du modèle $k - \varepsilon$ standard échoue à modéliser précisément certains phénomènes comme la recirculation et la séparation. Pour surmonter ces difficultés, plusieurs versions du modèle $k - \varepsilon$ ont été proposées, Maurizi (2000) simule l'écoulement sur des vallées en utilisant le modèle $k - \varepsilon$ réalisable qui était proposé par Chen et Kim (1987) pour contourner la surestimation de la production de l'énergie cinétique de turbulence. Lun *et al.* (2003) ont appliqué le modèle révisé de Durbin (1996) imposent une limite à l'échelle de temps. Ying *et al.* (1994); Ying et Canuto (1997) et Shih *et al.* (1995, 1993) ont appliqué le modèle non linéaire de $k - \varepsilon$. Le modèle de turbulence (RNG) utilise le groupe de renormalisation proposé par Yakhot et Orszag (1986); Yakhot et Smith (1992) est une extension du modèle de turbulence $k - \varepsilon$ standard. Les tourbillons de petites échelles dans le modèle de turbulence RNG sont modélisées alors que ceux de grandes échelles sont étudiées pour déterminer la quantité de l'énergie qui sera transportée et celle qui sera dissipée, deux constantes déterminées théoriquement sont ajoutées, ce modèle de turbulence a été appliqué par Kim

et Patel (2000) pour simuler l'écoulement sur un terrain complexe et par Maurizi (2000) sur des vallées. Ce modèle qui a un terme supplémentaire dissipatif de l'énergie cinétique k dans l'équation de ε , permet de prédire certains phénomènes comme la séparation et la recirculation sur des géométries complexes et accidentées.

1.5 Traitement de la zone proche du sol

Le traitement accordé à la zone proche du sol influence d'une manière significative la précision des résultats numériques (Blocken *et al.*, 2007; Hargreaves et Wright, 2007). Cette région présente les plus forts gradients dus aux forces du cisaillement, généralement la loi de la paroi fournie par Cebeci et Bradshae (1977) est utilisée pour traiter cette zone. Mais sur un terrain réel le régime de l'écoulement proche de la paroi est complètement rugueux et la rugosité aérodynamique du sol n'est pas la bonne rugosité qu'il faut implémenter directement dans les calculs, Nikuradse (1933) a fourni une loi qui s'applique sur les parois complètement rugueuses à l'aide d'une rugosité uniforme appelée rugosité grain de sable, ainsi la recherche du lien entre les deux nous permet de modéliser correctement l'écoulement de la couche limite atmosphérique correctement dans cette zone.

1.6 Aérodynamique des éoliennes

La recherche sur l'aérodynamique des éoliennes est essentiellement divisée en deux principaux domaines : la prédiction du couple mécanique du rotor et l'étude du sillage.

1.6.1 Calcul du couple mécanique généré par l'éolienne

Durant plusieurs années, l'équation de conservation de quantité de mouvement appliquée sur les propulseurs combinée avec la théorie d'élément de pale (BEM), a été le modèle le plus populaire pour prédire la charge et les performances des turbines (Manwell *et al.*, 2002; Hansen, 2003). Quoique la méthode de BEM soit la seule méthode habituellement employée dans l'industrie, une grande variété de méthodes avancées d'aérodynamique ont été développées.

Généralement, ces méthodes se basent sur le modèle du disque actuateur qui demande l'utilisation des données tabulées des écoulements bidimensionnels autour des profils aérodynamiques (Hansen, 2003). La résolution la plus récente fait usage à des modèles basés sur la résolution tridimensionnelle instationnaire des équations de Navier-Stokes (Ekaterinaris, 1997; Duque *et al.*, 1999; Sørensen et Michelsen, 2000). Si l'intérêt est porté sur la prédiction des charges et sur les détails de l'écoulement à proximité de la turbine, il n'en demeure pas moins que les modèles du disque-actuateur généralisés (Mikkelsen, 2003; Rajagopalan *et al.*, 1985; Masson *et al.*, 1997; Madsen, 1982; Sørensen et Myken, 1992) présentent des approches plus intéressantes. Plusieurs méthodes ont été développées pour la résolution du champ de la vitesse à travers l'éolienne, ces méthodes se basent sur le modèle du disque actuateur combiné avec les équations d'Euler, de Navier-Stokes ou plus récemment les équations de Reynolds moyennées dans le temps (RANS) (Ammara *et al.*, 2002; Masson *et al.*, 2001). L'avantage d'employer les modèles généralisés de disque-actuateur est leurs facilités d'exécution, leurs inclusion d'une représentation physique de l'aérodynamique du rotor et leur capacité d'obtenir des résultats précis dans un court délai. La limitation principale des méthodes du disque actuateur réside dans le fait que la géométrie des pales n'est pas résolue.

1.6.2 Modélisation du sillage proche et lointain des éoliennes

En ce qui concerne les sillages, la plupart des études ont fait une division distincte entre deux régions le sillage-proche et sillage-lointain ; le raccordement entre les deux régions n'est pas encore complètement compris (Vermulen *et al.*, 2003). Le sillage proche est pris comme étant une région immédiate derrière le rotor, jusqu'à 3 diamètres en aval. Ici, l'effet du rotor est prédominant. La région du sillage-proche est caractérisée par une turbulence intense - produite par les pales, le cisaillement, et la dégradation des tourbillons en bout de pales - caractérisée par un grand éventail de longueur d'échelles. Le sillage-lointain est la région qui se produit derrière le sillage proche. L'objectif de la plupart des modèles de la région du sillage-lointain (Vermulen *et al.*, 2003) est d'évaluer l'influence des turbines dans les parcs d'éoliennes (Crespo *et al.*, 1999) ainsi la modélisation du rotor est moins critique. Encore,

dans la région-lointaine de sillage, l'attention est concentrée sur le modèle d'évolution de sillage (Lissaman, 1979; Ainslie, 1988; Crespo *et al.*, 1987) aussi bien que sur l'interférence de sillage et le modèle de turbulence (Luken et Vermeulen, 1986; Magnusson et Smedman, 1999). De tels modèles se basent fortement sur la vitesse initiale et les profils de l'énergie cinétique turbulente produite par des profils de similitude.

1.7 Modèles de turbulence des éoliennes

La modélisation de la turbulence présente une question principale pour prévoir le sillage complet, de la région proche à proximité de la turbine jusqu'au sillage lointain. Dans le cadre de ces modèles de turbulence à deux équations, les bonnes prévisions du champ turbulent moyen de l'écoulement se basent sur des descriptions raisonnables des longueurs d'échelles du temps et de la balance entre la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Le modèle de turbulence à deux-équations isotrope le plus employé est le modèle $k - \varepsilon$ (Launder et Spalding, 1974), ce modèle a été appliqué sur un éventail de problèmes d'écoulements turbulents, mais à ce jour il n'avait aucun modèle de turbulence fiable capable de prédire la totalité de l'écoulement à travers une éolienne incluant le sillage proche et lointain. L'amélioration du modèle mathématique est réalisée en modifiant l'équation du taux de dissipation ε (Hanjalic et Launder, 1980; Chen et Kim, 1987) puisque cette équation est fortement empirique. Dans la présente étude, une méthodologie a été développée pour simuler la totalité de l'écoulement autour de l'éolienne, y compris la région du sillage proche et lointain. Le modèle de turbulence proposé a certaines similitudes avec le travail de Chen et Kim (1987). Un terme supplémentaire a été ajouté dans l'équation du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente dans une région adjacente à l'éolienne étant défini une zone non équilibrée entre la production et la dissipation de la turbulence.

1.8 Effet de la stabilité de la couche limite atmosphérique

L'atmosphère est constituée de deux principales couches ; la troposphère et la stratosphère. La troposphère est une région d'altitude d'environ 11km à partir de la surface terrestre, elle est composée d'une couche limite atmosphérique constituant les premières centaines de mètres (Panofsky et Dutton, 1984) où les contraintes visqueuses et les effets de la stratification thermique sont prédominantes, puis l'atmosphère libre qui se situe au dessus de la couche limite atmosphérique, cette région est caractérisée par un écoulement potentiel non-visqueux. La stratosphère est la région au delà de la troposphère dont la densité et le mouvement de l'air sont faibles. La modélisation approfondie de l'impact des éoliennes dans un terrain complexe demande une étude approfondie des éléments importants qui caractérisent une couche limite atmosphérique, en l'occurrence, la stabilité de la couche limite atmosphérique qui est considérée parmi les éléments les plus influents sur la distribution de la vitesse et de la turbulence dans la direction verticale à partir de la surface terrestre. La couche limite atmosphérique est classée selon 3 catégories, stable, instable ou neutre dépendamment de la stratification thermique qui résulte du réchauffement ou du refroidissement de la surface terrestre par rayonnement solaire. L'effet des conditions de la stabilité thermique ont été rarement traités dans la littérature par les chercheurs (Vermulen *et al.*, 2003), par contre d'importantes études expérimentales ont été effectuées dans le parc d'éolien Alsvik par Magnusson et Smedman (1994); Magnusson *et al.* (1996); Magnusson et Smedman (1996, 1999), dans leurs travaux expérimentaux des expressions empiriques ont été proposées pour déterminer l'évolution du déficit de la vitesse ainsi celui de l'intensité de la turbulence dans le sillage. Dans les parcs offshores, plus récemment, l'effet de la stabilité a été étudié par Lange *et al.* (2003). La modélisation de la turbulence qui introduit l'effet de la stratification thermique a été proposé par Gibson et Launder (1976), Ce modèle a été utilisé par Crespo et Hernandez (1989) pour simuler le sillage des éoliennes et par Carruthers *et al.* (1994); Hanna *et al.* (1999) et récemment par Riddle *et al.* (2004) pour simuler la dispersion dans la couche limite atmosphérique. Le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ a été choisi pour simuler l'écoulement atmosphérique sous plusieurs

conditions de stratifications thermiques dans un terrain plat (Apsley et Castro, 1997; Thanh *et al.*, 2002; Alinot et Masson , 2005).

CHAPITRE 2

DÉVELOPPEMENT ET VALIDATION D'UN MODÈLE DE TURBULENCE BASÉ SUR RNG POUR LA SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE SUR UN TERRAIN COMPLEXE

Dans ce chapitre nous présenterons un résumé du modèle mathématique de turbulence suggéré dans ce travail, nous donnerons un aperçu sur le modèle numérique du terrain qui a été développé pour obtenir un maillage adéquat du terrain complexe, par la suite nous discuterons de la validation de l'écoulement de la couche limite atmosphérique sur des collines RUSHIL, et les vallées RUSVAL bidimensionnelles et sur le terrain complexe Blashaval. Le développement et la validation de ces modèles ont été rédigés sous la forme d'un article et soumis pour publication au journal *Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Cet article est inclus à l'annexe 1.

2.1 Le modèle de turbulence proposé

Crespo *et al.* (1985) ont proposé une modification du modèle $k - \varepsilon$ standard en se basant sur les mesures expérimentales (Panofsky et Dutton, 1984) d'une couche limite atmosphérique neutre, ils ont ainsi proposé les constantes suivantes du modèle de turbulence :

$$\sigma_k = 1; \sigma_\varepsilon = 1.3; C_{\varepsilon 1} = 1.176; C_{\varepsilon 2} = 1.92; C_\mu = 0.0333 \quad (2.1)$$

Dans cette étude les constantes du modèle RNG $C_{\varepsilon 1} = 1.42; C_{\varepsilon 2} = 1.68; C_\mu = 0.0845$ ont été modifiées, pour respecter la solution exacte de la théorie de Monin-Obukhov. La solution finale obtenue dans le cas d'une couche limite atmosphérique neutre est :

$$\frac{1}{\sigma_\epsilon} = \left[C_{\epsilon 2} - C_{\epsilon 1} + \frac{\left(1 - \frac{1}{\eta_0 \sqrt{C_\mu}}\right)}{\sqrt{C_\mu} (1 + \beta C_\mu^{-3/2})} \right] \frac{\sqrt{C_\mu}}{K^2} \quad (2.2)$$

Donc les constantes du modèle de turbulence RNG modifiées sont :

$$\eta_0 = 4.38, \beta = 0.012, \sigma_k = 1; \sigma_\epsilon = 1.3; C_{\epsilon 1} = 0.47; C_{\epsilon 2} = 1.68; C_\mu = 0.0333 \quad (2.3)$$

Pour plus de détails voir annexe 2.

2.2 Le modèle Numérique du terrain développé

Le modèle numérique du terrain développé est basé sur le modèle vecteur, par conséquent nous avons procédé en premier lieu par la digitalisation du terrain, cette étape est cruciale pour avoir une haute qualité puisqu'elle dépend de la densité des points prélevés du terrain et de leurs répartitions selon la caractéristique accidentée du terrain, c'est pourquoi la digitalisation a été effectuée avec des distances variant entre 15m et 25m pour chaque ligne de niveau. L'étape de triangulation et de maillage s'ensuivent comme décrit :

2.2.1 La méthode de triangulation

La triangulation du terrain a été effectuée faisant usage du logiciel Land Development Desktop (LDD, 1998). La méthode de triangulation adoptée utilise les lignes de niveau puisqu'elle génère moins d'imprécision que la triangulation par points, en fait le modeleur crée des surfaces triangulaires entre 2 lignes de niveau successives, par contre, lorsque la densité des points n'est pas suffisante, il y a un risque potentiel de créer par le biais de cette méthode des triangles plats dont les sommets appartiennent au même ligne de niveau. Dans le but de remédier à cette situation, l'approche de la digitalisation -effectuée au départ- a été très précise

sachant qu'une visualisation avec une correction manuelle est incontournable pour éliminer ces erreurs.

2.2.2 Le maillage régulier développé pour le terrain complexe

La complexité du maillage triangulaire ainsi que le nombre de maille rendent les simulations numériques impossibles en se basant sur les outils numériques disponibles, c'est la raison majeure pour laquelle nous estimons qu'un maillage régulier est inéluctable pour représenter un terrain, or pour accroître la précision du maillage, un raffinement local a été adapté autour des tours de mesures et dans les régions où les lignes de niveau se rapprochent, pour cela un maillage dans le plan (x, y) a été développé et ensuite une interpolation d'ordre linéaire a été appliquée sur le réseau triangulaire pour obtenir les altitudes z des nœuds.

2.3 Résultats

La vérification des résultats obtenus a été effectuée en procédant par la simulation de l'écoulement à travers trois collines et deux vallées d'angle de pente différentes respectivement H8, H5, H3, V5 et V3. Ces structures topographiques ont été développées dans la soufflerie dans le cadre des expériences de l'EPA RUSHIL et RUSVAL (Khurshudyan *et al.*, 1981; Snyder *et al.*, 1991). La validation de ces résultats sera effectuée à travers la colline expérimentale Blashaval (Mason, 1986) étant un terrain complexe. Les simulations de la couche limite atmosphérique neutre sur les modèles cités ci-dessus seront effectuées en utilisant quatre modèles de turbulence tels que : (i) le modèle de turbulence proposé (ii) le modèle de turbulence RNG Yakhot et Orszag (1986); Yakhot et Smith (1992), (iii) le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ modifié par (Crespo *et al.*, 1985) et (iv) le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ standard (Launder et Spalding, 1974).

2.3.1 Simulation à travers les collines et vallées de l'expérience EPA

Les résultats obtenus avec les quatre modèles de turbulence comparent la vitesse moyenne $U(z)$ de l'écoulement turbulent à travers les trois collines H8, H5, H3 et les mesures expérimentales de la soufflerie EPA. Au sommet, Les résultats de la colline H8 prédits indiquent une similarité avec les quatre modèles de turbulence par contre ils présentent une légère différence avec les données expérimentales. Le profil de la vitesse moyenne obtenu avec le modèle proposé pour la colline H5 concorde mieux avec les mesures expérimentales, or le modèle RNG est plus approprié pour la colline H3. En aval des collines, le modèle proposé prédit mieux la zone de recirculation pour la colline H8 toutefois nous avons constaté qu'avec le modèle de turbulence RNG, les résultats sont plus précis pour H5 et semblables avec les deux modèles pour H3. Les prédictions avec le modèle de turbulence du $k - \varepsilon$ standard et le modèle de $k - \varepsilon$ proposé par Crespo *et al.* sont moins précises relativement aux autres modèles. Le modèle de turbulence proposé prédit mieux la vitesse moyenne $U(z)$ en amont des vallées V5 et V3, cependant nous avons remarqué qu'en aval existe une surestimation dans la zone de recirculation. C'est ainsi que l'on peut conclure que le modèle de RNG est le mieux adapté pour des zones de recirculation en vallées.

Les résultats relatifs à l'énergie cinétique de turbulence k montrent que le modèle de turbulence choisi a un impact significatif sur la prédiction numérique de cette énergie. Généralement, pour la colline H8 et les vallées V8 et V3, le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ standard prédit k mieux cette énergie, mais il la surestime pour la colline H3. Le modèle de turbulence proposé réalise une meilleure concordance avec les données expérimentales que le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ de Crespo et le modèle RNG.

2.3.2 Simulation à travers la colline expérimentale Blashaval

Le MNT a été appliqué sur la colline Blashaval dans un terrain de $3\text{km} \times 2\text{km}$ contenant 5 tours de mesures. Au voisinage de ces tours ainsi que dans les régions de forts gradients d'al-

titude nous avons effectué un raffinement du maillage suivant 25 directions du vent. Nous avons utilisé un maillage qui contient 150×150 de nœuds, au niveau du sol. Le premier point de maillage dans la zone proche du sol et dans la direction perpendiculaire du terrain a été établi à une hauteur de 0.6m avec 60 intervalles de longueur de ratio variable jusqu'au paroi supérieure du domaine qui elle a été établi à 700m. Par conséquent nous avons obtenu finalement 1 350 000 volumes de contrôles. Les ratios des vitesses normalisés expérimentalement obtenus par Mason (1986) indiquent qu'ils sont indépendants par rapport aux vitesses du vent en amont de la colline. Le vent soufflant vers la colline peut être divisé en trois catégories : (i) quand la direction du vent est comprise entre 30° et 100° les mesures montrent que les profils de la vitesse moyenne en amont de la colline sont très proche d'un profil logarithmique avec une valeur de α égal à 0.01m. Ici, Les tours A, B,C et R sont situés dans le sillage de la colline. (ii) Entre la direction de 100° et de 220° , le profil de la vitesse en amont de la colline est influencé par la présence des structures topographiques. (iii) Entre la direction de 230° en passant par 360° jusqu'au la direction 20° , le terrain en amont de la colline n'est pas homogène. Les résultats comparent les ratios de la vitesse obtenus pour chaque direction aux données mesurées (Mason, 1986) et au code ADMS (2001). En général, pour la tour de référence R, la concordance entre les mesures expérimentales et les valeurs obtenues avec les quatre modèles de turbulence aux altitudes de 4m et de 8m est bonne. Toutefois nous avons observé qu'à la hauteur de 2m le modèle proposé sous-estime la vitesse contrairement aux autres modèles de turbulence. Entre 30° et 100° dans lesquels les tours A, B, C, et R sont situés au sillage de la colline, le modèle proposé réalise de très bons résultats tout particulièrement au niveau de la tour C (voir tableau 2.1). Nous pouvons dire ainsi que le modèle proposé de turbulence est le mieux approprié pour la simulation de l'écoulement dans les régions de courbature brusque. Pour les autres directions dans lesquelles les tours sont situés en amont de la colline - là où il n'y a pas un effet prédominant de la topographie- les résultats sont plutôt influencés par les conditions aux limites où le profil de la vitesse en amont n'est pas complètement logarithmique. Ceci est du au fait que la vitesse moyenne en amont est influencée par les modèles

topographiques et par la non homogénéité du terrain. Les résultats obtenus dans ce cas sont quasi-similaires pour les quatre modèles de turbulences utilisés.

Tableau 2. 1

Erreurs relatives de la vitesse par rapport aux mesures expérimentales selon les directions du vent comprises entre 0° et 50°

Modèle de turbulence	Erreur relative (%)			
	Tour A	Tour B	Tour C	Tour S
Modèle proposé	9.3	13.7	10.8	3.1
RNG (Yakhot et Smith, 1992)	10.0	16.7	16.2	3.3
$k - \varepsilon$ (Crespo <i>et al.</i> , 1985)	10.2	17.9	18.0	3.8
$k - \varepsilon$ standard (Launder et Spalding, 1974)	10.6	18.7	18.9	3.9
Code ADMS (ADMS, 2001)	12.2	23.9	29.1	8.3

CHAPITRE 3

PROPOSITION ET VALIDATION D'UN MODÈLE DE TURBULENCE POUR LA SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT AXISYMMÉTRIQUE AUTOUR D'UNE ÉOLIENNE

Dans ce travail nous avons proposé un modèle de turbulence dans le but de simuler l'écoulement axisymétrique à travers une éolienne isolé dans des conditions atmosphériques neutres. Nous avons également proposé une méthode de modélisation de la nacelle et nous l'avons aussi mis en œuvre. Ici, le modèle mathématique est validé en se basant sur trois éoliennes expérimentales, telle que la Nibe B (Taylor *et al.*, 1985), la Danwin 180/23 (Magnusson *et al.*, 1996; Magnusson et Smedman, 1996), et la MOD-0A (Durand et Packard, 1982). Ce travail a été accepté pour la publication comme article dans la revue *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Cet article est inclus à l'annexe 3.

3.1 Le modèle de turbulence proposé

Le modèle de fermeture des équations de turbulence utilisé est le modèle à deux équations $k - \varepsilon$. L'équation de transport pour l'énergie de turbulence en régime permanent est donnée par :

$$\int_A \rho k u_i n_i = \int_V [P_t - \rho \varepsilon] dV + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} n_i dA \quad (3.1)$$

$$P_t = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.2)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.3)$$

La modification proposée dans ce travail portée essentiellement à l'équation du taux de dissipation. Ainsi un terme source dissipatif tel que proposé par Chen et Kim (1987) est ajouté à l'équation de dissipation pour mieux répondre en terme d'efficacité au tenseur de cisaillement que celui relié au modèle standard de turbulence $k - \varepsilon$ (Crespo *et al.*, 1985). Les échelles du temps incluses dans le présent modèle proposé sont : l'échelle de production $\frac{k}{P_t}$ et celui de la dissipation $\frac{k}{\varepsilon}$. Ainsi nous obtenons l'expression finale des équations de transports pour ε et nous l'écrivons comme suit :

$$\int_A \rho \varepsilon u_i n_i = \int_V \left[C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_t - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \right] dV + \int_{V \cap V_{NE}} \varphi_\varepsilon dV + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} n_i dA \quad (3.4)$$

Le terme φ_ε représente le taux de transfert de l'énergie dans l'ordre décroissant des échelles de turbulence, ce transfert est contrôlé par les échelles du temps du taux de production et celle du taux de dissipation. Il est défini par l'expression ci-dessous (Chen et Kim, 1987) :

$$\varphi_\varepsilon = C_{\varepsilon 3} \frac{P_t^2}{k} \quad (3.5)$$

Le volume V_{NE} est considéré comme étant une région de turbulence non équilibrée. Le choix des dimensions de cette région est critique, dans ce travail, Ce volume est défini comme étant le volume amont et aval de l'éolienne d'une distance d'environ $0.25D$. La présente formulation permet une réponse plus rapide du taux de dissipation ε pour contrôler mieux le développement de l'énergie cinétique de turbulence. Nous énumérons ci-dessous les constantes du modèle proposé et nous avons :

$$\sigma_k = 1; \sigma_\varepsilon = 1.3; C_{\varepsilon 1} = 1.176; C_{\varepsilon 2} = 1.92; C_{\varepsilon 3} = 0.37; C_\mu = 0.0333 \quad (3.6)$$

Il est à noter que dans la référence (Crespo *et al.*, 1985), $\varphi_\varepsilon = 0.0$.

3.2 La modélisation de la nacelle

Les caractéristiques de l'écoulement à travers la nacelle dépendent de plusieurs paramètres entre autre la forme de la nacelle, l'orientation de l'écoulement incident, la vitesse et les propriétés physiques du fluide. Le but de cette étude est de simuler l'écoulement moyen de réponse aérodynamique moyennée dans le temps de toute les composantes de la turbine. C'est pourquoi l'effet de la nacelle sur l'écoulement a été introduit par une formulation similaire à celle des pales, en effet, la nacelle est représenté par un disque perméable de surface A_{nac} normale à l'écoulement incident et délimité d'un diamètre D_{nac} , sur laquelle une force de traînée agit sur l'écoulement incident. Le coefficient de traînée des corps d'une forme similaire aux nacelles varie entre 0.8 et 1.2 (Schetz et Fuhs, 1996). Dans ce travail, le coefficient de traînée de la nacelle, $C_{d,nac}$ est considéré comme étant égale à 1. Par conséquent les forces normales surfaciques exercées par la nacelle sur l'écoulement globale est défini comme suit :

$$f_n^{nac} = \frac{1}{2} \rho C_{d,nac} U_0^2 \quad (3.7)$$

3.3 Résultats

3.3.1 Simulation de l'éolienne Nibe-B 630-kW

Dans le cas de la Nibe, la géométrie détaillée du rotor n'est pas disponible, le calcul des forces normales produites par l'éolienne a été effectué par l'utilisation des valeurs expérimentales du coefficient de la poussée C_T . Les prédictions du déficit de la vitesse axiale sur le rotor sont en bonne concordance avec la corrélation donnée par Glauert (1935), ces prédictions sont très importantes parce qu'elles présentent une condition essentielle du comportement du sillage proche. Dans le sillage lointain, à la distance $2.5D$, les résultats de la vitesse axiale sont très bonnes en comparaison avec les mesures expérimentales (Taylor *et al.*, 1985)(voir tableau 3.1), les prédictions à cette position sont très importantes parce qu'elles présentent la

transition du sillage proche vers le début du sillage lointain. Le terme ajouté dans l'équation de dissipation de la turbulence ε joue un rôle très important dans le transfert de l'énergie de grande échelle à celle de plus petite. Par conséquent ce transfert est essentiellement localisé dans la zone très adjacente du rotor. Dans le sillage lointain, aux positions $6D$ et $7.5D$, les résultats proposés sont en bonne concordance avec les mesures expérimentales, toutefois, nous constatons que le modèle $k - \varepsilon$ (Crespo *et al.*, 1985) génère des résultats indiquant l'amortissement rapide du sillage. Donc, le modèle $k - \varepsilon$ - utilisant une seule échelle de temps - dans les équations de transport n'est pas adéquat, car le sillage lointain est caractérisé par une superposition de plusieurs échelles de turbulence (e.g. la turbulence atmosphérique, les cisaillements provoqués par l'éolienne et par la stratification thermique).

Les calculs montrent que le modèle proposé de la nacelle influence sur le champ de la vitesse tout particulièrement dans le sillage proche de l'éolienne, par contre le modèle $k - \varepsilon$ utilisé par Crespo *et al.* (1985) n'indique aucune sensibilité à la présence de la nacelle.

La comparaison des calculs prédits de l'intensité de la turbulence k à la hauteur du moyeu et à la position axiale $1.5D$ avec les mesures expérimentales montrent une bonne concordance tant dis qu'avec l'utilisation du modèle $k - \varepsilon$, les résultats obtenus sont largement loin.

3.3.2 Simulation de l'éolienne la Danwin 180-kW

Le modèle proposé a été appliqué à l'éolienne la Danwin 180-kW wind installée dans le parc éolien Alsvik (Suède). Les prédictions ont été comparées avec les mesures fournies par Magnusson *et al.* (1996) et Magnusson et Smedman (1996). Les calculs ont été effectués pour deux vitesses du vent incidents : 8 et 11 ms^{-1} , qui correspondent respectivement aux deux intensités de turbulence : 6 and 7% . Les résultats obtenus (voir tableau 3.1) démontrent la capacité et l'efficacité du modèle proposé à prédire précisément de l'écoulement à travers l'éolienne ainsi que le sillage lointain.

3.3.3 Simulation de l'éolienne la MOD-0A 100kW

L'éolienne la MOD-0A turbine utilisée dans cette dernière partie de la validation est décrite dans la référence (Durand et Packard, 1982). Les quatre cas choisis dans ce travail respectent l'hypothèse d'une couche limite neutre. Encore une fois, les résultats de prédiction obtenus sont en bonne concordance avec les mesures expérimentales, ceci confirme de façon indéniable que le modèle proposé est le plus approprié pour obtenir une prédiction correcte et précise de la totalité du sillage proche et lointain.

Tableau 3. 1

Erreurs relatives de la vitesse par rapport aux mesures expérimentales

Nibe			Danwin		
Position	Erreur relative (%)		Position	Erreur relative (%)	
	Modèle proposé	$k - \varepsilon$ (Crespo <i>et al.</i> , 1985)		Modèle proposé	$k - \varepsilon$ (Crespo <i>et al.</i> , 1985)
4.1D	1.4	9.4	1D	1.8	11.7
6.4D	3.2	9.3	4.15D	2.8	9.23
9.6D	3.7	1.9	9.4D	4.0	4.7

CHAPITRE 4

LA MODÉLISATION NUMÉRIQUE D'UN ÉCOULEMENT TRIDIMENSIONNEL TURBULENT À TRAVERS UNE ÉOLIENNE ASSUJETTI À PLUSIEURS CONDITIONS DE STABILITÉ ATMOSPHÉRIQUE

Le modèle de turbulence proposé dans l'article précédent est appliqué sur un écoulement axisymétrique en condition neutre. Dans ce chapitre, nous y avons effectué un test en l'appliquant sur un écoulement tridimensionnel à travers une éolienne expérimentale. Nous introduisons une formulation mathématique pour le rotor et la nacelle. De plus nous appliquons une formulation de la rugosité du sol combinées avec les équations de turbulence moyennées de Navier-Stokes. La validation sera effectuée en comparaison avec les mesures expérimentales fournies de l'éolienne Danwin 180/23 (Magnusson et Smedman, 1994) sous les trois conditions de la stabilité atmosphérique, neutre, stable et instable. Ce travail a été soumis pour être publié dans le journal *Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Cet article est inclus à l'annexe4.

4.1 La modélisation tridimensionnel de l'écoulement à travers la Danwin 180/23

Dans le chapitre précédent, Le problème physique résolu a été plus simple sur deux niveaux, la première simplification est liée au modèle mathématique de l'éolienne qui est axisymétrique, ce qui élimine l'effet l'interaction du cisaillement produit par le sol et entre celui généré dans le sillage par l'éolienne, la deuxième simplification est liée à la condition de stabilité de la couche limite atmosphérique qui est neutre, en niant ainsi l'effet de la convection naturelle sur la production de la puissance mécanique de l'éolienne. Dans ce chapitre, on applique le modèle de turbulence proposé dans la chapitre3 et on résout l'écoulement à travers l'éolienne expérimentale la Danwin 180/23 (Magnusson et Smedman, 1994) , assujetti aux trois conditions de stratifications thermiques.

4.2 La modélisation de la rugosité du sol

La région proche du sol influence d'une manière significative la précision de la solution numérique. Dans cette région Cebeci et Bradshae (1977) ont proposé la loi de la paroi rugueuse dans un écoulement comme suit :

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln(Ez^+) - \Delta B \quad (4.1)$$

avec :

$$U^+ = \frac{u}{u_*} \quad \text{and} \quad z^+ = \frac{\rho u_* z}{\mu} \quad (4.2)$$

ΔB est la fonction de la rugosité, lorsque l'écoulement est complètement rugueux, elle est définie par :

$$\Delta B = \frac{1}{K} \ln(1 + C_{ks} k_s^+) \quad (4.3)$$

avec k_s la rugosité uniforme de grain de sable équivalente à z_0 et C_{ks} est la constante de la rugosité, elle est déterminée par la valeur de k_s^+ , qui est défini comme suit :

$$k_s^+ = \frac{\rho u_* k_s}{\mu} \quad (4.4)$$

Le profile de la vitesse proposé pour la rugosité uniforme de grain de sable k_s par Nikuradse (1933) lorsque le régime de l'écoulement est complètement rugueux a été utilisé pour déterminer la relation entre la rugosité aérodynamique du terrain z_0 et celle de grain de sable équivalente k_s .

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{z}{k_s}\right) + 8.5 \quad (4.5)$$

Donc on obtient la relation finale suivante

$$z_0 = k_s/32 \quad (4.6)$$

4.3 Résultats

La résolution de l'écoulement de la C.L.A. à travers la Danwin 180/23 a été effectuée dans le second article (voir chapitre précédent), avec l'hypothèse d'un modèle mathématique axi-symétrique sous des conditions atmosphériques neutres. Dans ce chapitre, nous étudierons l'interaction entre les forces de cisaillement créées par la turbulence produite par le rotor, le sol et la stabilité de la couche limite atmosphérique. Ici, le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ (Crespo et Hernandez, 1989) est utilisé à titre de comparaison avec le modèle proposé dans l'article 2.

4.3.1 Sillage libre de la couche limite atmosphérique

Avant d'introduire l'éolienne, l'écoulement du vent a été simulé sur un terrain uniforme sous les conditions neutres stables et instables de la couche limite atmosphérique, les résultats obtenus sont exactement similaires par rapport à ceux présentés dans la référence (Alinot et Masson, 2005), ces résultats nous permettent d'étudier d'une manière précise l'interaction de l'éolienne avec le milieu ambiant.

4.3.2 Sillage dans la condition instable de la C.L.A.

La structure de la turbulence de la C.L.A. instable est composée principalement par des tourbillons produits par la convection naturelle, le cisaillement produit par le sol est donc négligeable. La convection naturelle assure un grand mélange, donc les gradients de l'écoulement

incident sur le rotor sont faibles. La concordance des résultats du modèle proposé avec les mesures expérimentales du déficit de la vitesse horizontale est remarquable (Voir tableau 4.1), toutefois le modèle $k - \varepsilon$ utilisé par Crespo et Hernandez (1989) montre que le déficit de la vitesse s'amortit plus rapidement comparativement au modèle proposé, nous pourrions expliquer ceci par l'incapacité du modèle $k - \varepsilon$ à prédire correctement le champ de la vitesse dans le sillage et à son imprécision d'obtenir le facteur d'induction axiale au niveau du rotor. Le profil de l'intensité de la turbulence - ajouté dans le sillage - obtenu avec le modèle de turbulence proposé montre une forte intensité de la turbulence dans la zone où les forces de cisaillements qui délimite le sillage et le milieu externe est forte, alors que cette intensité est faible vers le centre du sillage, ce résultat est confirmé par l'expérience, en fait la structure hélicoïdale des tourbillons provenant du rotor est majoritairement formées en bout de pale, et avec la vitesse de rotation angulaire ces tourbillons forme couche de cisaillement qui sépare le sillage du milieu ambiant. Encore, les résultats démontrent qu'avec le modèle $k - \varepsilon$ les résultats ne se concordent pas avec les mesures expérimentales.

4.3.3 Sillage dans la condition stable de la C.L.A.

Dans les conditions stable de la C.L.A., la production de la turbulence due au sol domine, ici la convection naturelle atténue l'intensité de turbulence, ainsi, le mélange entre les différentes couches selon la direction verticale est faible, donc les gradients dans cette direction seront très élevés. Les résultats obtenus avec le modèle proposé sont en bonne concordance avec les mesures expérimentales (voir tableau 4.1).

4.3.4 Influence de la stabilité de la C.L.A. sur la puissance produite

Le sillage proche dépend totalement des caractéristiques géométriques de l'éolienne, malheureusement, les mesures expérimentales ne sont pas disponibles localement sur le rotor de la Danwin 180-kW. La corrélation de Glauert (1935), qui est basée sur les mesures, fournit une formule entre le facteur d'induction axiale sur le rotor et le coefficient de poussée. La com-

paraison entre les prédictions et la relation de Glauret pour le cas instable et neutre sont en bonne concordance, mais pour le cas stable la comparaison est moins bonne. Les résultats prédits montrent aussi que pour le même coefficient de poussé, le facteur d'induction locale augmente avec la diminution de la production de la turbulence due à la convection naturelle. Cela signifie que la puissance générée baisse avec la diminution de la production de la turbulence générée par la convection naturelle, cette diminution est de l'ordre de 6% lorsque la couche limite atmosphérique passe de l'état instable à stable, cela ainsi montre que la condition instable est la plus favorable pour la génération de la puissance éolienne.

Tableau 4. 1

Erreurs relatives de la vitesse par rapport aux mesures expérimentales selon les directions du vent comprises entre 0° et 50°

Position	Erreur relative (%)			
	C.L.A instable		C.L.A stable	
	Modèle proposé	$k - \varepsilon$ (Crespo <i>et al.</i> , 1985)	Modèle proposé	$k - \varepsilon$ (Crespo <i>et al.</i> , 1985)
4.2D	1.85	21.8	3.2	29.3
6.1D	6.7	12.9	10.2	16.9
9.6D	5.39	3.1	5.8	12.2

CHAPITRE 5

CONCLUSION

Dans cette thèse nous avons spécifié les trois principaux sujets qui affectent directement la production du couple mécanique de l'éolienne, nous avons commencé par établir la revue de littérature en présentant les différents modèles numériques et théoriques existants dans le domaine de la simulation de l'écoulement turbulent de la couche limite sur un terrain complexe, à travers l'éolienne en incluant le sillage proche et lointain et dans les différentes conditions de stabilité. Nous avons aussi présenté les différents modèles de turbulence et leurs champs d'applications. Finalement, nous avons présenté les différentes mesures expérimentales disponibles en terrain réel et en laboratoires.

Plusieurs contributions originales ont été introduites au niveau de la simulation de l'écoulement de la couche limite atmosphérique sur un terrain complexe. Le modèle de turbulence RNG présente un ajustement entre la production et la dissipation de la turbulence surtout dans des écoulements complexes d'où l'anisotropie du modèle $k - \varepsilon$ qui représente un grand obstacle pour l'aboutissement à des résultats souhaitables. Dans la littérature, le modèle de turbulence RNG a donné de bons résultats de prédictions de l'écoulement du vent sur certaines structures bidimensionnelles en laboratoires. De ce fait nous avons proposé une rectification du modèle RNG pour mieux l'adapter aux propriétés de la couche limite atmosphérique neutre. Nous avons proposé de nouvelles constantes du modèle de turbulence RNG dans l'équation de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε . En utilisant les données des coordonnées topographiques digitalisées d'un terrain complexe, nous avons généré une représentation des reliefs d'un terrain complexe par un modèle de triangulation faisant usage au logiciel Land Development Desktop (LDD). La surface triangulaire générée par ce logiciel est numérisée par le biais d'une méthode développée dans ce travail afin de la transformer en maillage régulier par une interpolation linéaire. Ici, une méthode de raffinement du maillage sera appliquée pour rehausser la qualité du calcul. Nous avons appliqué par la suite le modèle

de turbulence que nous avons proposé pour la résolution des équations bidimensionnelles et tridimensionnelles de Navier-Stokes moyennées par la décomposition de Reynolds (RANS). La validation du modèle de turbulence proposé et du MNT a été effectuée par l'utilisation de trois autres modèles de turbulence : a) le modèle RNG (Yakhot et Orszag, 1986; Yakhot et Smith, 1992), b) le modèle $k - \varepsilon$ de Launder et Spalding (1974) et c) le modèle $k - \varepsilon$ utilisé par Crespo *et al.* (1985).

Les résultats que nous avons obtenus - en appliquant les quatre modèles de turbulence- sur les collines bidimensionnelles de pente et d'allongement variables RUSHIL (H8, H5 et H3) (Khurshudyan *et al.*, 1981; Snyder *et al.*, 1991) et les vallées RUSVAL (V3 et V8) (Khurshudyan *et al.*, 1981) rejoignent efficacement les mesures expérimentales. Nous avons constaté suivant les résultats obtenus qu'aux sommets des collines, le profil de la vitesse moyenne est bien prédit par le modèle de turbulence proposé et celui de RNG. En ce qui a trait à la région de recirculation pour la colline H8 nous avons remarqué que le modèle proposé prédit mieux l'écoulement, cependant pour H5 la prédiction numérique par le modèle de RNG est plus précise. Finalement les deux modèles aboutissent à des résultats similaires pour H3. Les simulations correspondantes aux modèles de turbulence $k - \varepsilon$ standard et $k - \varepsilon$ utilisé par Crespo sont relativement moins précises. La prédiction de l'énergie cinétique turbulente est fortement affectée par le choix du modèle de turbulence. Les résultats confirment que les modèles de turbulence $k - \varepsilon$ standard et celui utilisé par Crespo surestiment les valeurs de l'énergie cinétique de turbulence k , tandis que le modèle proposé rapporte une bonne concordance avec les mesures expérimentales.

Pour le terrain réel Blashaval, la distinction entre le modèle de turbulence proposé et les autres modèles se manifeste précisément au niveau de la prédiction de la vitesse moyenne dans la zone de recirculation où l'on observe que le modèle proposé fournit de bons résultats. Quand les tours de mesures sont situées en amont de la colline Blashaval les quatre modèles de turbulence donnent des résultats similaires. Nous pouvons expliquer la différence qui réside entre les prédictions numériques et les mesures expérimentales à plusieurs niveaux, parmi

eux, nous citons en premier lieu le choix des profils de la vitesse et l'énergie cinétique turbulente à l'entrée du domaine, en effet le profil de la vitesse pourra être affecté par les structures topographiques qui se trouvent au voisinage de la colline et ainsi l'hypothèse d'un profil logarithmique n'est pas valide. En second lieu, la stratification thermique et la non homogénéité due à la présence des lacs peuvent efficacement aussi changer les caractéristiques de l'écoulement.

Parmi les objectifs fixés et atteints dans ce travail sont la simulation de l'intégralité de l'écoulement axisymétrique à travers l'éolienne en incluant les sillages proche et lointain. Ainsi nous avons proposé l'ajout d'un terme supplémentaire dans l'équation de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, et nous avons établi la résolution de l'écoulement en utilisant la théorie du disque actuateur combinée aux équations de Reynolds moyennées de turbulence (RANS). Ici, La validation est réalisée en comparant les résultats avec les données de trois éoliennes expérimentales la Nibe B (Pederson et Nielson, 1980; Taylor *et al.*, 1985), la Danwin 180/23 (Magnusson *et al.*, 1996; Magnusson et Smedman, 1999), et la MOD-0A (Puthoff et Sirocky, 1974; Durand et Packard, 1982). Les résultats obtenus avec le modèle proposé sont remarquables comparativement au modèle $k - \varepsilon$ utilisé par Crespo *et al.* (1985). Les prédictions du déficit de la vitesse axiale sur le rotor sont en bonne concordance avec la corrélation fournie par Glauert (1935), ces prédictions sont très importantes parce qu'elles présentent une condition essentielle du comportement du sillage proche. Ainsi les résultats sont excellents dans le sillage proche car le modèle proposé calibre mieux le transfert de l'énergie cinétique de turbulence des tourbillons de grandes échelles aux plus petites. Dans le sillage lointain, les résultats de la vitesse axiale sont en bonnes concordance avec les mesures expérimentales, tandis que le modèle $k - \varepsilon$ utilisé par Crespo *et al.* (1985) amortit prématurément le déficit de la vitesse, ce qui prouve d'avantage que l'anisotropie du modèle $k - \varepsilon$ utilisant une seule échelle du temps dans les équations de transport n'est pas approprié. Ceci est du au fait que le sillage lointain est caractérisé par une superposition de plusieurs échelles de turbulence (e.g. la turbulence atmosphérique et les cisaillements provoqués par l'éolienne et par la stratification thermique).

Dans la phase finale du présent travail nous avons analysé l'effet de la stabilité de la C.L.A. sur la production de la puissance mécanique d'une éolienne tridimensionnelle en étendant l'usage du modèle de turbulence proposé (voir l'article 2) qui dans ce cas suppose une éolienne axisymétrique en condition de stabilité atmosphérique neutre. Ici, La validation est effectuée en comparant les résultats avec les mesures obtenues à partir de l'éolienne expérimentale la Danwin 180/23 (Magnusson et Smedman, 1994, 1996) et ceci sous les trois conditions de la stabilité thermique, neutre, stable et instable. Les résultats obtenus au niveau du sillage proche démontrent l'efficacité du modèle de turbulence proposé. Le modèle $k - \varepsilon$ utilisé par Crespo *et al.* (1985) démontre son inefficacité à prédire le sillage proche et lointain, de même les résultats montrent son indifférence vis-à-vis de la nacelle sachant que celle-ci a un fort impact sur le sillage proche comme observé par les mesures expérimentales et démontré par les calculs numériques avec le modèle proposé. Ce dernier est ainsi la clé idéal dans le cadre de la prédiction de l'intégralité de l'écoulement de la C.L.A. à travers une éolienne isolée, en incluant le rotor, le sillage proche et lointain.

ANNEXE 1

**TURBULENCE MODELING OF ATMOSPHERIC BOUNDARY
LAYER FLOW OVER COMPLEX TERRAIN : FROM WIND TUNNEL TO FULL
SCALE**

1. Abstract

The first aim of this work is to propose a modified version of the RNG $k-\varepsilon$ turbulence model to improve flow simulations over two-dimensional hills and valleys of analytical shape and varying slope. This approach is validated with data from the RUSHIL and RUSVAL wind tunnel experiments and is contrasted with other popular turbulence closure schemes. In general, the flowfield properties predicted by RNG-based models agree well with measurements and are superior to those of classic k-e approaches. The second objective is to extend the proposed model to a real, three-dimensional flow by applying a new set of data structures and algorithms to generate three-dimensional meshes for complex terrain from digital terrain models using a triangulated irregular network. The mean turbulent flow over the complex terrain of Blashaval hill is thus simulated and the results verified with a database of full-scale measurements. Although wind speeds were fairly well predicted by all turbulence models tested for unobstructed flow, the proposed modified RNG model best reproduced wake flow observations.

2. Introduction

Currently, several numerical models are available to study wind energy, pollutant dispersion and other atmospheric phenomena, such as WAsP (Mortensen *et al.*, 1993) and MS-Micro (Walmsley *et al.*, 1982). Unfortunately, these specialized atmospheric flow simulation codes use linear models and, thus, accuracy decreases with increasing terrain complexity. Recently, new windfarm software have been developed that apply Computational Fluid Dynamics (CFD) to simulate wind flow over land (WINDSIM, 1998; ADMS, 2001). They propose the use of the Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) approach combined with a turbulence model to improve predictions. Local effects such as topography and roughness, turbulence modeling and fine grid resolution are necessary for accurate estimation of the wind resource. For this reason, two fundamental aspects are developed and tested in this work, the first is a suitable mathematical model to resolve atmospheric boundary layer flow and the se-

cond is a spatial Digital Terrain Model (DTM) for complex terrain to obtain quality meshes in regions of interest.

The most detailed measurement programs on real terrain were initiated by the British weather office on the following isolated hills : the island of Ailsa Craig (Jenkins *et al.*, 1981), Blashaval (Mason et King, 1985) and Nyland (Mason, 1986). The Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization (CSIRO) carried out measurements of the average velocity profiles and turbulent characteristics of the wind above the top of the Black mountain, close to Canberra (Bradley, 1980). More recently, the same organization implemented a series of more detailed measurements by examining the effects of thermal stability over an elongated ridge (Coppin *et al.*, 1994). In 1987, the International Energy Agency (IEA) started measurement programs on Askervein hill (Taylor et Teunisse, 1987; Mickle *et al.*, 1988). Experimental simulation of atmospheric boundary layer flow in a laboratory is seen as an attractive alternative to full-scale experiments. However, the simulation over a topographic model hardly guarantees perfect similarity with the full-scale terrain, so the majority of wind-tunnel simulations have concentrated on simpler generic forms. Bowen et Lindley (1977) examined local acceleration on the top of various forms of escarpments, while Pearse *et al.* (1981) and Arya et Shipman (1981) measured the flow on two-dimensional edges. Castro *et al.* (1982) measured dispersions from sources located downwind of three-dimensional hills (Castro *et al.*, 1983). Arya et Gadiyaram (1986) and Snyder et Britter (1987) reported wind dispersion measurements around three-dimensional conical hills. Well-documented experiments in wind tunnels are those carried out over curved hills because they measure the fluctuations of the turbulence : Britter *et al.* (1981) studied the effect of slope and roughness on two-dimensional hills, while Khurshudyan *et al.* (1981) and Snyder *et al.* (1991) took measurements of dispersion around isolated two-dimensional hills (RUSHIL) and on the reversed configuration valley (RUSVAL).

A variety of turbulence models are used by researchers. The two-equation $k - \varepsilon$ turbulence model is the most widely applied to hills (Chung et Bienkiewicz, 2004; Lun *et al.*, 2003; Gle-

kas et Bergeles, 1993; Apsley et Castro, 1997; Kim *et al.*, 1997) because of its robustness, ease of implementation, low computational cost and reasonably accurate predictions. However, the isotropic eddy-viscosity concept used in the standard $k - \varepsilon$ model fails to accurately model some phenomena like mean recirculation, separation and turbulence intensity. In order to overcome these disadvantages, several modified $k - \varepsilon$ versions have been applied. Maurizi (2000) used the Chen et Kim (1987) model to account for the overestimation of the production of k . The Renormalization Group (RNG) $k - \varepsilon$ model proposed by Yakhot et Orszag (1986) and Yakhot et Smith (1992) was applied by Kim et Patel (2000) over complex terrain and by Maurizi (2000) to valley problems and it has shown good results. The weakness of these two-equation models is that they use a single time scale to close the Reynolds transport equation for k and for the dissipation equation. This is why Ying *et al.* (1994); Ying et Canuto (1997) and Shih *et al.* (1995, 1993) have proposed a second-order turbulence closure model, where each component of the Reynolds stresses transport equation is modeled by a separate differential equation. However, in the case of three-dimensional flow, this model introduces 6 additional equations and consequently requires significant computer resources and can generate numerical instabilities. The objective of this work is to simulate the atmospheric boundary layer flow over the three-dimensional complex terrain of Blashaval. A suitable turbulence model will be applied that can be adapted in complex situations and can better reproduce the measured data.

The digital terrain model (DTM) is one of the most predominant factors affecting the success of numerical flow simulations over complex terrain. In this work, a mesh generation methodology is developed for any geometry which leads to faster convergence and allows to efficiently present, with high resolution, the terrain of interest. DTM is a dominant feature that has often been used in geomorphology (Jordan, 2003), hydrology (Wise00, 2000), and management agriculture (Engel *et al.*, 1993). It offers the most common method for extracting essential topographic information to analyze atmospheric flow across topography (Castro *et al.*, 2003; Uchida et Ohya, 1999; Maruyama, 1999). The aim of DTM is to represent the

relief of the earth's surface by a set of data points (Kalmar *et al.*, 1995). The practical and necessary procedures for the generation of a DTM can be described in three steps. The first is to collect original measurement data, by which there are two notable methods : the pixel or raster method which uses stereoscopic measurements from optical satellites (Hancock et Willgoose, 2001), or digitization from available topographical maps (Kennie et Petrie, 1994). DTM are often computed from isoline data because contour maps are immediately available from many sources and in different scales. The second step is the creation of the surface, the most popular methods being the Triangulated Irregular Network methods (TINs) and the grid-based methods (Du, 1996; Gousie *et al.*, 2003). However, the grid-based methods are less accurate because of random grid interpolation. The TIN method was first implemented by Franklin (Franklin, 1993). It can be computed from contours, it is more accurate and more complex as it depends on the density of the irregularly spaced data, but it can represent the terrain well. To complete the formation of the surface, interpolation is required in the hope of obtaining regular or irregular meshes. In this work, the x, y, z coordinates collected from the above sources are usually irregularly spaced and are transformed into regularly spaced gridded data using various interpolation algorithms (Ardiansyah et Yokoyama, 2002; Goncalves *et al.*, 2002). The last step is to evaluate the accuracy of the DTM. It can be related to the resolution of the terrain, (density and distribution of points) (Li, 1994) and to its characteristics (Heesom et Mahdjoubi, 2001).

The objectives of this article are : (i) to propose the modified RNG turbulence model and to evaluate several other turbulence models for the prediction of neutrally stratified atmospheric boundary-layer flow ; (ii) to develop a digital terrain model for complex topography (Blashaval hill) ; (iii) to compare the obtained results with the existing experimental data from the wind tunnel experiments RUSHIL and RUSVAL and over the Blashaval complex terrain in order to evaluate the performance of the proposed numerical tools. The Land Development Desktop software LDD (1998) is the sub-process for the TIN generation and FLUENT (2001) is the

solver for the governing equations, in which the RNG and standard $k - \varepsilon$ turbulence models are implemented.

3. Mathematical Model

The governing equations are derived from the basic principles of mass and momentum conservation. These principles have been applied to a non-deformable, fixed control volume V . The mean-flow governing equations for an incompressible fluid of density ρ and steady-state conditions are given in cartesian tensor notation by :

$$\int_A \rho u_i n_i dA = 0 \quad (1.1)$$

$$\int_A \rho u_i u_j n_i dA = - \int_A p \delta_{ij} n_i dA + \int_A \tau_{ij} n_i dA \quad (1.2)$$

with

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.3)$$

where u_i is the i^{th} flow velocity component, n_i is the cosine director outward unit vector \mathbf{n} perpendicular to the elementary control surface dA , p is the pressure, δ_{ij} is the Kronecker delta and τ_{ij} is the viscous-stress tensor.

3.1 Transport equations for the turbulence models

The RNG $k - \varepsilon$ turbulence model is derived from the instantaneous Navier-Stokes equations, using a mathematical technique called renormalization group (RNG) methods. The analytical

derivation results in a model with constants different from those in the standard $k - \varepsilon$ model and additional terms and functions in the transport equations for k and ε .

$$\int_A \rho k u_i n_i = \int_V [P_t - \rho \varepsilon] dV + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} n_i dA \quad (1.4)$$

$$P_t = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (1.5)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.6)$$

where P_t and ε represent the production and the dissipation rates of turbulence kinetic energy k respectively, and σ_k is a modeling constant. The production rate is related to the mean strain of the velocity field through the Boussinesq assumption.

For the dissipation rate equation, the main difference between the standard $k - \varepsilon$ turbulence model and the RNG model is an added R_ε term in the ε equation that allows the dissipation rate to respond to the mean strain rate more effectively. Indeed, in the logarithmic layer the RNG model leads to comparable results with respect to the standard $k - \varepsilon$ model. However, in regions of large strain rate, the R_ε term makes a negative contribution, reducing k and the turbulent viscosity. As a result, in rapidly strained flows, the RNG model is more responsive to the effect of rapid strain and streamline curvature than the standard $k - \varepsilon$ model. The expression for the transport equation of ε is given as :

$$\int_A \rho \varepsilon u_i n_i = \int_V \left[C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_t - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \right] dV + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} n_i dA \quad (1.7)$$

where

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} k \quad (1.8)$$

where

$$\eta \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}k/\varepsilon \quad (1.9)$$

and S_{ij} is the mean strain rate tensor, defined as :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial u_i} + \frac{\partial u_i}{\partial u_j} \right) \quad (1.10)$$

The model constants for the RNG $k - \varepsilon$ turbulence model are

$$\eta_0 = 4.38, \beta = 0.012, \sigma_k = 1; \sigma_\varepsilon = 1.3; C_{\varepsilon 1} = 1.42; C_{\varepsilon 2} = 1.68; C_\mu = 0.0845 \quad (1.11)$$

The model constants for the standard $k - \varepsilon$ turbulence model are

$$\sigma_k = 1; \sigma_\varepsilon = 1.3; C_{\varepsilon 1} = 1.42; C_{\varepsilon 2} = 1.92; C_\mu = 0.09 \quad (1.12)$$

3.2 Basic Flow Description

In this paper, the upstream flow is assumed to be that observed within the first hundred meters of the neutral atmospheric boundary layer (temperature decreasing upward at an isotropic rate). The expressions describing this flow are taken from Panofsky et Dutton (1984).

Turbulent viscosity is given by the mixing length relation :

$$\nu_{t0}(z) = K u_* z \quad (1.13)$$

where K is the von Kármán universal constant (equal to 0.4), and z is the vertical coordinate ($z = 0$ at the ground). Turbulent friction velocity u_* is given by :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (1.14)$$

where τ_0 is the surface shear stress and ρ the air density. Assuming shear stress to be constant over the lower part of the atmospheric boundary layer, a logarithmic velocity profile is obtained :

$$u_0(z) = \frac{u_*}{K} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (1.15)$$

where z_0 corresponds to the roughness length of the site.

Assuming equilibrium with respect to production and dissipation of turbulent kinetic energy, one can find :

$$\varepsilon_0(z) = \frac{u_*^3}{Kz} \quad (1.16)$$

Finally, using the standard $k - \varepsilon$ model, a relation between the turbulent kinetic energy k and ε can be obtained :

$$k_0(z) = \sqrt{\frac{\nu_{t0}\varepsilon_0}{C_\mu}} = 5.48u_*^2 \quad (1.17)$$

where the constant 5.48 has been experimentally determined (Panofsky et Dutton, 1984).

3.3 The proposed modified RNG turbulence model

Crespo *et al.* (1985) have developed a modified version of the standard $k - \varepsilon$ model. Based on measurements of a neutral atmospheric boundary layer (Panofsky et Dutton, 1984), where the constant 5.48 is observed, they have proposed the following constants :

$$\sigma_k = 1; \sigma_\varepsilon = 1.3; C_{\varepsilon 1} = 1.176; C_{\varepsilon 2} = 1.92; C_\mu = 0.0333 \quad (1.18)$$

The constants $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ and C_μ for the RNG $k - \varepsilon$ model are 1.42, 1.68 and 0.0845, respectively. These constants have been modified in this paper to ensure that the empirical expressions based on the theory of Monin-Obukhov (Eqs.(4.11), (1.16) and (1.17)) represent the exact solution of the RNG $k - \varepsilon$ model. The final solution obtained from the RNG dissipation equation ε for a neutral boundary layer is :

$$\frac{1}{\sigma_\varepsilon} = \left[C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1} + \frac{\left(1 - \frac{1}{\eta_0 \sqrt{C_\mu}}\right)}{\sqrt{C_\mu} \left(1 + \beta C_\mu^{-3/2}\right)} \right] \frac{\sqrt{C_\mu}}{K^2} \quad (1.19)$$

Then the model constants for the proposed modified RNG $k - \varepsilon$ turbulence model are

$$\eta_0 = 4.38, \beta = 0.012, \sigma_k = 1; \sigma_\varepsilon = 1.3; C_{\varepsilon 1} = 0.47; C_{\varepsilon 2} = 1.68; C_\mu = 0.0333 \quad (1.20)$$

4. Data Set And Site Description

The data set are selected to validate the numerical predictions over a wide range of topographical features to emphasize the performance of the proposed method. For 2D flow, the experiments are RUSHIL and RUSVAL which concern the flow behavior and pollutant dis-

persion over isolated hills and valleys, respectively. For 3D flow, the Blashaval hill is chosen as it represents a real complex terrain and for the availability of experimental data.

4.1 The EPA Experiments

The EPA wind-tunnel experiments RUSHIL (Khurshudyan *et al.*, 1981) and RUSVAL (Khurshudyan *et al.*, 1990) simulate a neutral atmospheric boundary layer. The incoming flow is a logarithmic velocity profile with a surface roughness $z_0 = 0.157 \times 10^{-3} \text{m}$, a friction velocity $u_* = 0.178 \text{m/s}$ and a free stream velocity of $u_\infty = 4 \text{m/s}$ at the height of 1m.

The hill and valley have an analytical shape given by the following parametric equations :

$$\begin{aligned} x &= \frac{1}{2}\xi \left[1 + \frac{a^2}{\xi^2 + m^2(a^2 - \xi^2)} \right] \\ z_s &= \frac{1}{2}m \sqrt{a^2 - \xi^2} \left[1 + \frac{a^2}{\xi^2 + m^2(a^2 - \xi^2)} \right] \end{aligned} \quad (1.21)$$

where

$$m = \frac{H}{a} + \sqrt{\frac{H}{a} + 1} \quad (1.22)$$

H is the maximum/minimum height of 0.117m with different slopes. The aspect ratios a/H were 8, 5 and 3 corresponding to slope angles of 10° , 16° and 26° respectively. These numbers have been used as identifiers for experimental hills and valleys : H8(V8), H5(V5) and H3(V3).

4.2 The Blashaval Hill Experiment

The Blashaval hill is located on the eastern side of the island of North Uist, with latitude of $57^\circ 37' N$ and longitude of $7^\circ 12' W$. It has an altitude of 100m and a base diameter of approximately 800m. Figure 1. 1 presents the topographical data used by the model. Flow field measurements were made at five locations : S (the summit of the hill), locations A, B, C and at the reference location R. A uniform roughness length of 0.01m was obtained experimen-

tally. The measurements were taken in periods of weak winds and cloudy weather with the predominant wind directions being from the south and west. It was observed that the ratio of wind speeds at various heights were independent of wind speed (Mason et King, 1985).

5. The Digital Terrain Model And Mesh Of The Complex Terrain Of Blashaval

5.1 The digitization

The quality of the numerical model of the terrain depends directly on the density of the measured points in the field and on the distribution of these points according to the more or less complex character of the terrain. For this reason, points have been digitized at 15m intervals for each contourline to increase point density and thus the accuracy of the land representation. Digitization must take into account the following classes of geographic objects : (i) the hydrography : a group of water courses and lakes, (ii) the communication ways : infrastructure allowing all forms of transportation (highway, railroad, bridge), (iii) the relief : configuration contourlines, peaks, etc. (iv) the vegetation : flora (wooded environment, hedge, humid environment), (v) the buildings : all construction with a roof.

5.2 The Triangular Irregular Network

To construct the terrain, specialized CAD software for topographic representation Land Development Desktop (LDD, 1998) has been used. In this software, there are three available methods for creating surfaces, the first being with data points. LDD also uses a second kind of data that are 3D lines, which are used to check and preserve the linear features of a surface (river, road etc.). The last kind of data are contourlines.

The contourlines are lines, linking up successions of points of equal altitude, used for the representation of the relief on a map. They provide a more concise way to develop a surface, since they represent known altitudes. Surfaces constructed from contourlines usually don't have the same problems found in the triangulation from points. Each contourline forces the

TIN Modeler to create triangles between the contourlines. Nevertheless, there is a potential problem with using contourlines : the generation of the flattened facets at the time of triangulation. The TIN Modeler constructs triangles that link points on the same level line because they are the nearest neighboring points. The result is a flat spot on the surface. The net result of these errors is minimal, and they are even able to be eliminated by the addition of lines or points to the numerical data, which must be processed manually. The TIN obtained for Blashaval is shown in Fig.1. 2.

5.3 The regular cartesian mesh for the complex terrain

A regular mesh was chosen for the planar coordinates (x, y) . The grid was refined around the masts and in regions with large slopes in which the contourlines are near. Figure 1. 3 shows the projection of the grid in the (x, y) plane. The digital terrain model of the terrain used in this work is based on a linear interpolation of the altitude z in the TINs. Figure 1. 4 shows a panoramic view of the terrain. Generally, the domain is discretized into approximately 150×150 points.

6. Numerical Method

The complete set of fluid equations, expressed in a Cartesian coordinate system, consists of the continuity equation, three momentum equations for transport of velocity and the transport equations for k and ε . These equations are solved by employing FLUENT (2001). FLUENT uses a control-volume-based technique to convert the governing equations to algebraic equations that can be solved numerically. In this paper, the solution algorithm adopted is SIMPLER (Patankar, 1980), and a second-order upwind scheme based on a multilinear reconstruction approach (Barth et Jespersen, 1989) is used for all dependent properties.

6.1 Computational domain of 2D flows from EPA Experiments

The computational domain has a horizontal distance of $68H$ and a vertical distance of $12H$. The domain is discretized into 380×140 points in the x and y directions, respectively.

6.2 Computational domain of Blashaval hill

The flowfield is three-dimensional so the computational domain is a rectangular box that includes the terrain as the bottom surface which is immersed in a non-uniform flow parallel the predominant direction of the wind. Figure 1. 5 illustrates the domain which is discretized into hexagonal elements defined by 8 nodes. The vertical direction near the ground is discretized into very thin control volumes to respect the law of the wall. Each element is considered a control volume. All dependent variables are stored at the centroid of the control volumes.

6.3 Boundary conditions

Among the most important aspects of this work is establishing the boundary conditions.

Inlet Boundary : The inlet boundary is the (y, z) plane located upstream of the topography of interest. In this plane, the three velocity components are prescribed as follows $u_x = u_0(z)$, $u_y = 0$ and $u_z = 0$, the turbulent properties k and ε are set to the undisturbed flow conditions (Eqs.(1.16) and (1.17)). The assumption of a logarithmic velocity profile at the inflow boundary is reasonable since the terrain close to the hill is fairly smooth. The same assumption is applied to fully developed flow at the outflow and side boundaries. In the case of complex terrain, these assumptions can be inaccurate and can affect the flow predictions significantly. In order to examine the impact of restricting the computational domain, the terrain has been extended artificially to allow the flow to better develop.

Outlet Boundary : The outlet boundary is the (y, z) plane located downstream of the predominant wind direction. In this plane, the three velocity components and $k - \varepsilon$ properties are computed using the outflow treatment of Patankar (1980).

Lateral surfaces : These surfaces are the (x, z) planes (side boundaries). On these two boundaries, the undisturbed flow conditions are prescribed for the three velocity components and for the turbulent kinetic energy and dissipation rate (Eqs.(4.11), (1.16) and (1.17)).

Top surface : This surface is an (x, y) plane. It is very difficult to obtain measurements about the the atmospheric boundary layer depth. Thus, we have chosen a symmetry condition in which the flow over the terrain is not influenced by the top surface. On this boundary, we have set $\frac{\partial(u, v, k, \varepsilon)}{\partial z} = 0$.

6.4 Modeling the near wall region

The near wall treatment significantly influences the accuracy of the numerical solution (Blocken *et al.*, 2007; Hargreaves et Wright, 2007). It is in the near-wall region that large gradients due to surface shear occur. In FLUENT, the Cebeci et Bradshae (1977) turbulent law for a rough wall is implemented :

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln(Ez^+) - \Delta B \quad (1.23)$$

where U^+ and z^+ are, respectively, the dimensionless velocity and length defined as :

$$U^+ = \frac{u}{u_*} \quad \text{and} \quad z^+ = \frac{\rho u_* z}{\mu} \quad (1.24)$$

E is a constant equal to 9.81, and ΔB is a roughness function defined for completely rough turbulent flow as :

$$\Delta B = \frac{1}{K} \ln(1 + C_{ks} k_s^+) \quad (1.25)$$

C_{ks} is a roughness constant (it is limited to between 0 and 1 in FLUENT). k_s^+ is defined as :

$$k_s^+ = \frac{\rho u_* k_s}{\mu} \quad (1.26)$$

where k_s is the equivalent sand roughness.

When the flow regime is completely rough ($k_s^+ \gg 1$), Eq.(1.23) reduces to the Nikuradse (1933) law of a rough wall :

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{k_s} \right) + 8.5 \right] \quad (1.27)$$

The relation between the aerodynamic roughness length z_0 and k_s can be obtained by substituting Eq.(4.30) into Eq.(4.11) :

$$z_0 = k_s/30 \quad (1.28)$$

This approach is equivalent to the one developed by Hargreaves et Wright (2007) when C_{ks} is set to a value of 0.33.

7. Results and Discussion

7.1 Distribution of mean velocity over the EPA hills and valleys

The distribution of the mean velocity $U(z)$ over the three hills H8, H5, H3 are shown in Figs. 1. 6, 1. 7 and 1. 8, respectively. They present comparisons between the four turbulence

models and the measurement data from the wind tunnel. Concerning the upstream slope of the hills, for hill H8 corresponding to slope angles of 10° , the predictions of the four models are very similar and they are slightly greater than the experimental data. For the slope angle of 16° (H5), the proposed modified RNG model predicts the velocity profile well, but for a slope of 26° (H3) the RNG variant is more appropriate. At the hill top, the velocity profile is well predicted by the RNG model and the proposed modified RNG model for the H5 hill, but one can see an underestimation by all models for the H8 hill and overestimation for the H3 hill by the proposed modified RNG model. Downstream of the hills, the proposed model predicts the recirculation region well for the hill H8 but the prediction by the RNG model is more accurate for H5 and similar for both models for H3. The predictions of the standard $k-\varepsilon$ and the Crespo modified standard $k-\varepsilon$ models are less accurate relative to the other models. Figures 1.9 and 1.10 show that the proposed modified RNG model predicts the mean velocity $U(z)$ well on the upstream slope of the valleys V5 and V3, but downstream, this model overpredicts the recirculation zone. It can be concluded that the RNG model is better for recirculation zones in valleys.

7.2 Distribution of the kinetic energy k over the EPA hills and valleys

Figures 1.11 to 1.14 present the turbulent kinetic energy at various positions over hills H8 and H5 and over the valleys V8 and V3. It can be seen that curvature and aspect ratio have a significant impact on the turbulent kinetic energy k . It is important to note that only the fluctuations One can also observed that, in general, the standard $k-\varepsilon$ model predicts well k for hill H8 and valleys V8 and V3 but is overestimating for hill H3. The proposed modified RNG is achieving better agreement with the experimental data than the Crespo $k-\varepsilon$ model and the RNG model.

7.3 Simulation of Blashaval hill

To verify the proposed method, the simulation results are compared with the Blashaval experiment. Velocity ratio fields have been studied for five masts in 36 wind directions. For each orientation, a large domain of $3\text{km} \times 2\text{km}$ with a height of 700m was used. A refinement of the terrain mesh was applied near the mast positions, using approximately 150×150 grid points. Near the ground, the first grid point was established at a height of 0.6m with 60 intervals of varying length to the top of the domain. This resulted in a mesh of 1 350 000 CVs.

The observed ratios of wind speeds at the masts were independent of wind speed. The wind blowing towards the hill can be divided in three categories : (i) when the wind direction is situated between 30° and 100° , the assumption of the logarithmic velocity profile in the upstream is acceptable, measurements show that the profiles are very close to logarithmic with a value of z_0 equal to 0.01m and all masts are situated in the wake of the hill, (ii) between the 100° and 220° , the upstream profile velocity is influenced by the presence of others topographic structures and, (iii) between 230° through 360° to 20° , the terrain is not homogenous but the assumption of a logarithmic inflow profile is acceptable.

Figures 1. 15, 1. 16 and 1. 17 compare the simulated velocity ratios for each direction with the measured data and the ADMS code. In general, the agreement between the experimental data and the predicted values is quite good for all models at heights of 4m and 8m, but at height of 2m, it is observed that the proposed model underestimates the velocity compared to the other turbulence models.

Figures 1. 18, 1. 19, 1. 20 and 1. 21 compare the simulated velocity ratios at the location of masts A,B,C and S and for each direction with the experimental data. Between 30° and 100° in which the masts A, B, C, and R are located in the wake of the hill, the proposed model achieves very good results, specifically in the mast C. The proposed turbulence model seems to be more adequate for the simulation of the flow near regions with abrupt curvature. In the

other directions for which the masts are located upstream of the hill, there is no major effects of the topography and similar results are obtained with all the turbulence models.

8. Conclusion

Numerical simulations of turbulent flow over two-dimensional hills and valleys with varying slopes and over the real complex terrain have been carried out using a finite volume method. Computation of the mean turbulent properties is accomplished with four different turbulence closure schemes : the standard $k - \varepsilon$ model, the modified standard $k - \varepsilon$ model proposed by Crespo, the RNG $k - \varepsilon$ based model, and the proposed modified RNG $k - \varepsilon$ based model. Comparisons show that these two-equation turbulence models can predict the flow over complex terrain efficiently. For the wind tunnel experiments, the conclusions can be summarized as follows :

- Generally, the mean velocities obtained with all models agree well with the measurements on the upstream slope of the hills and valleys. At the hill tops, the velocity profile is well predicted by the proposed modified RNG model and by the standard RNG model. In the recirculation region for hill H8, the proposed model performed well, but the prediction by the RNG model is more accurate for H5 and both models yield similar results for H3. The predictions of the standard $k - \varepsilon$ and the Crespo $k - \varepsilon$ models are relatively less accurate.
- The prediction of the turbulent kinetic energy is strongly affected by the choice of turbulence model. The results confirm that the $k - \varepsilon$ model proposed by Crespo overestimates the values of k , whereas the proposed model yields a good agreement with measurements.

For the real terrain of Blashaval, the velocity profiles are not well predicted in the recirculation zones. The error could be caused by many sources, among them the choice of inflow profiles for velocity and turbulent kinetic energy. Stratification and buoyancy can effectively change

the characteristics of the flow. The results obtained by the four turbulence models are similar when the masts are located upstream of the hill.

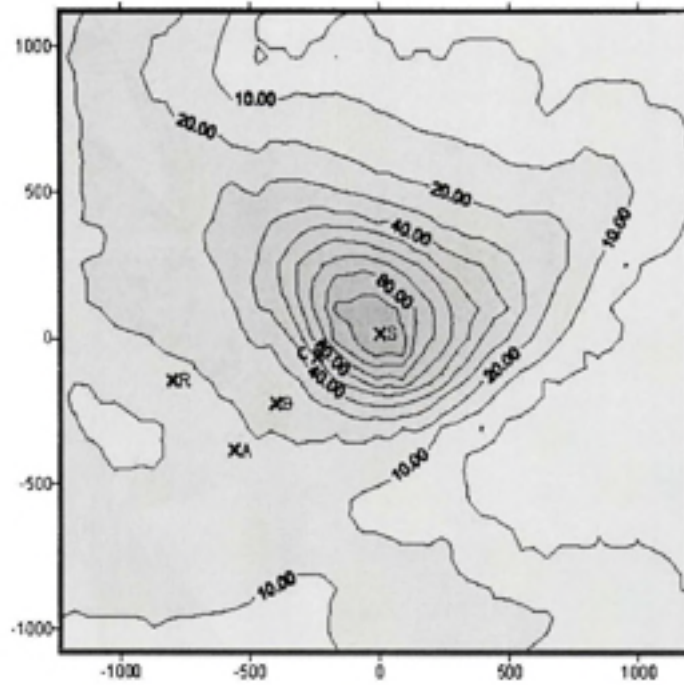


Figure 1.1 *Map of Blashaval hill. The letters A, B, C, S and R indicate the positions of the mast stations.*

(From the reference Mason et King (1985))

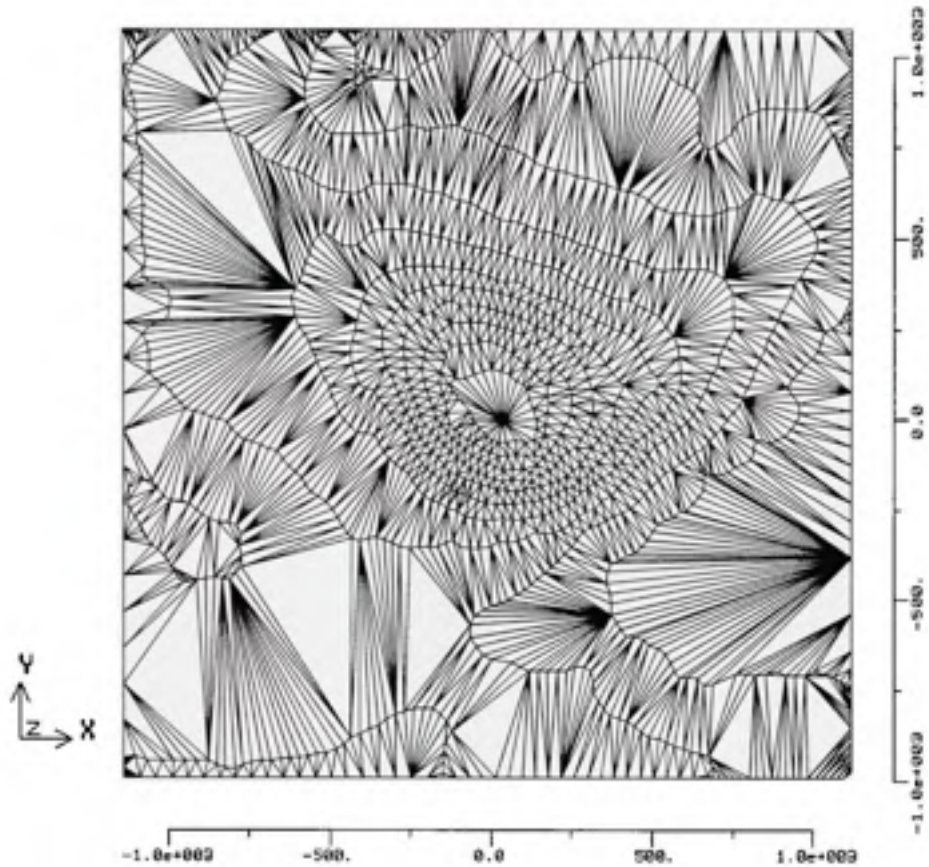


Figure 1. 2 *Blashaval hill topography.*

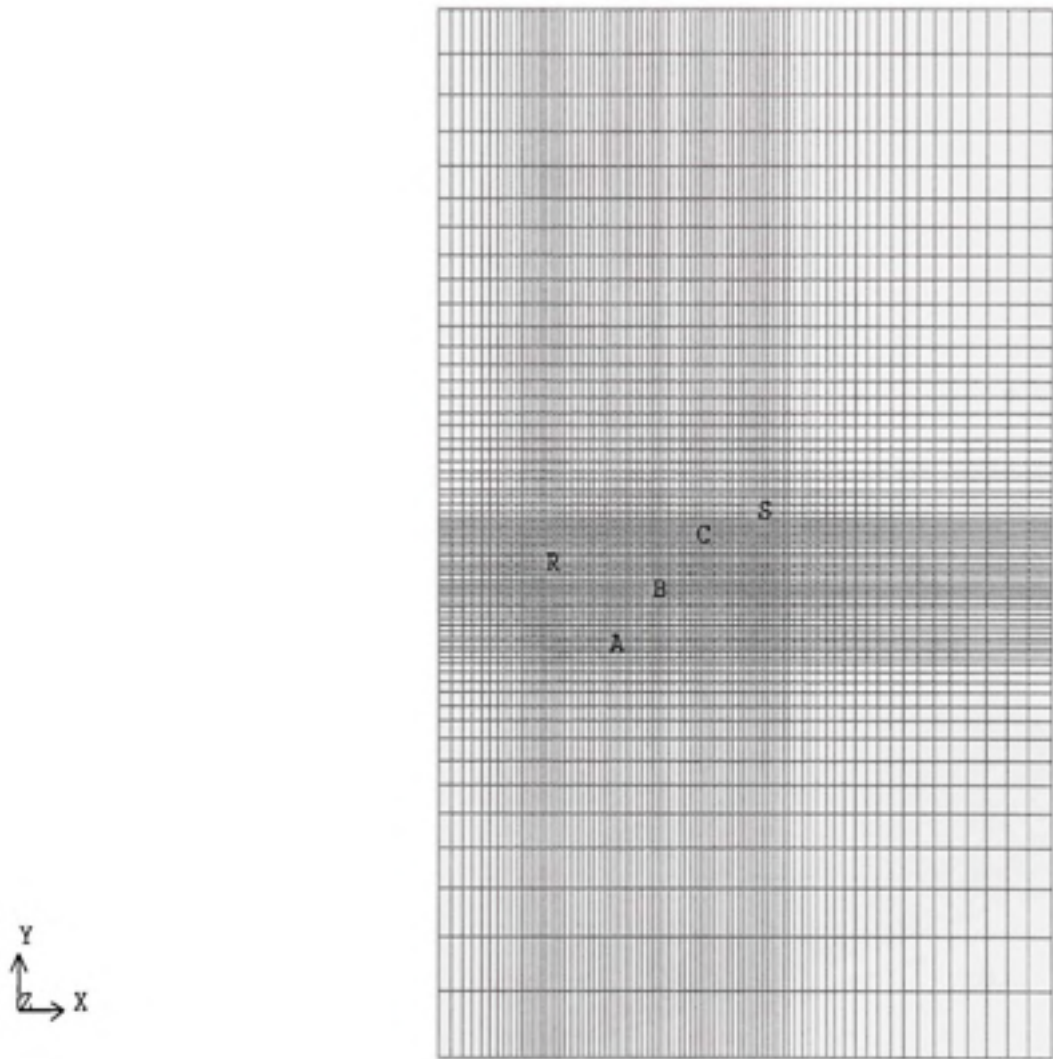


Figure 1.3 *The planar (x,y) projection of the regular mesh of Blashaval.*

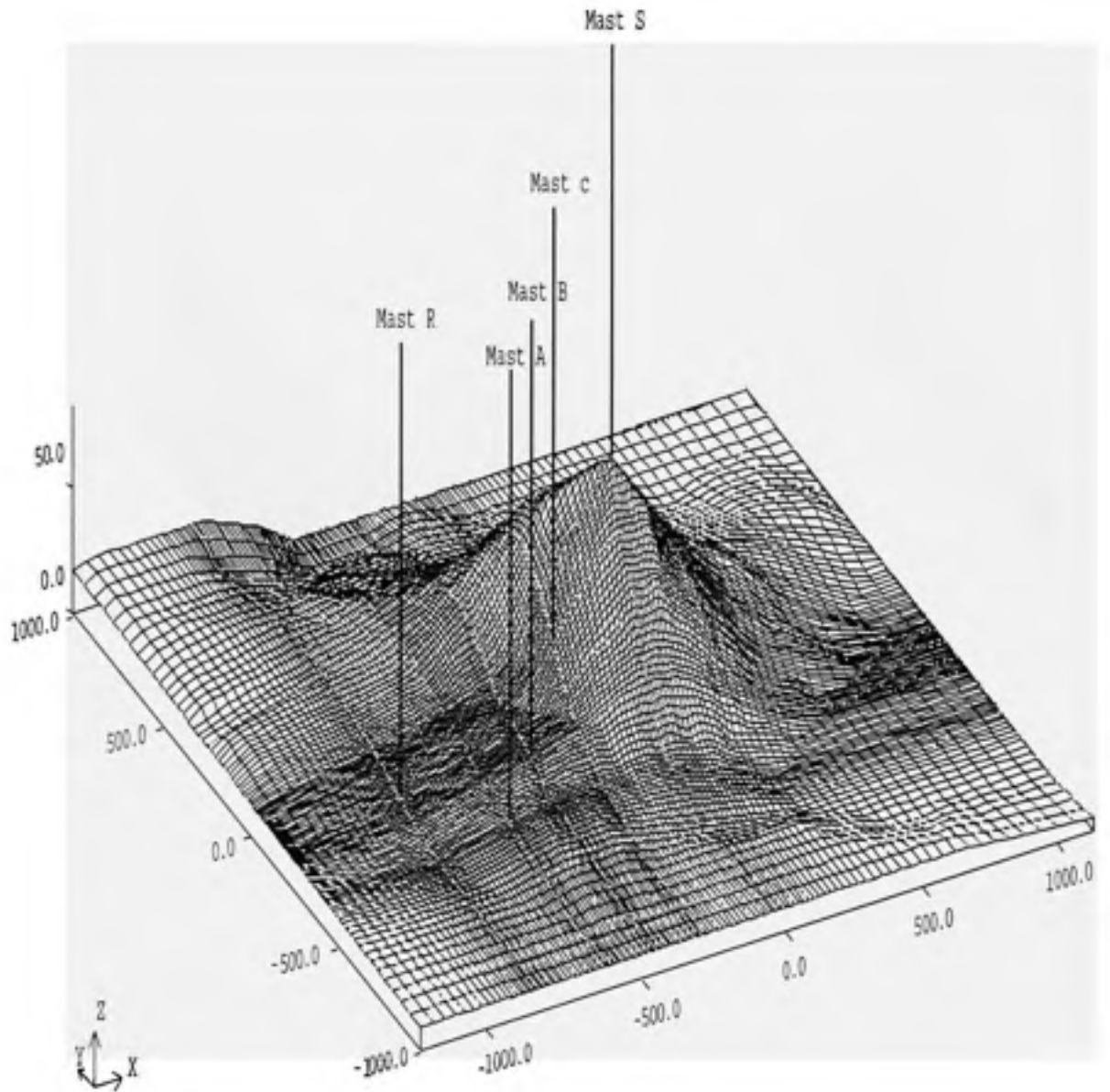


Figure 1.4 *Panoramic view of the regular mesh of Blashaval after linear interpolation.*

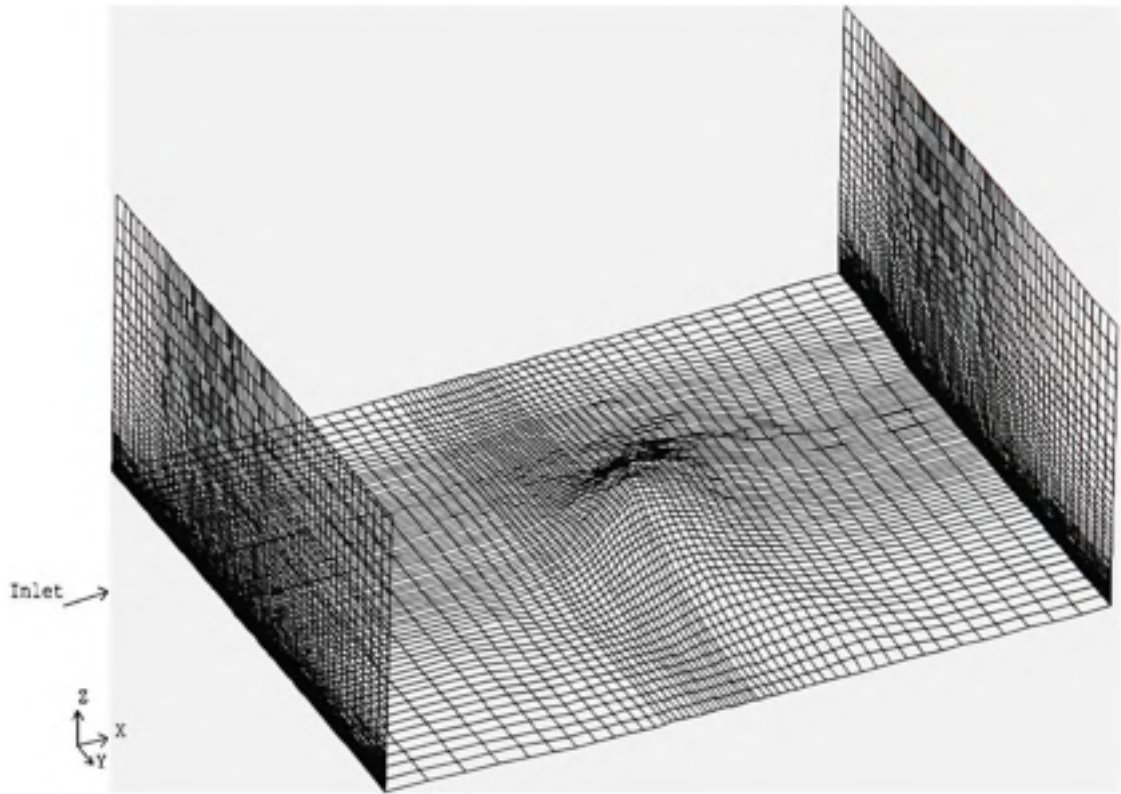


Figure 1.5 *Domain of Blashaval.*

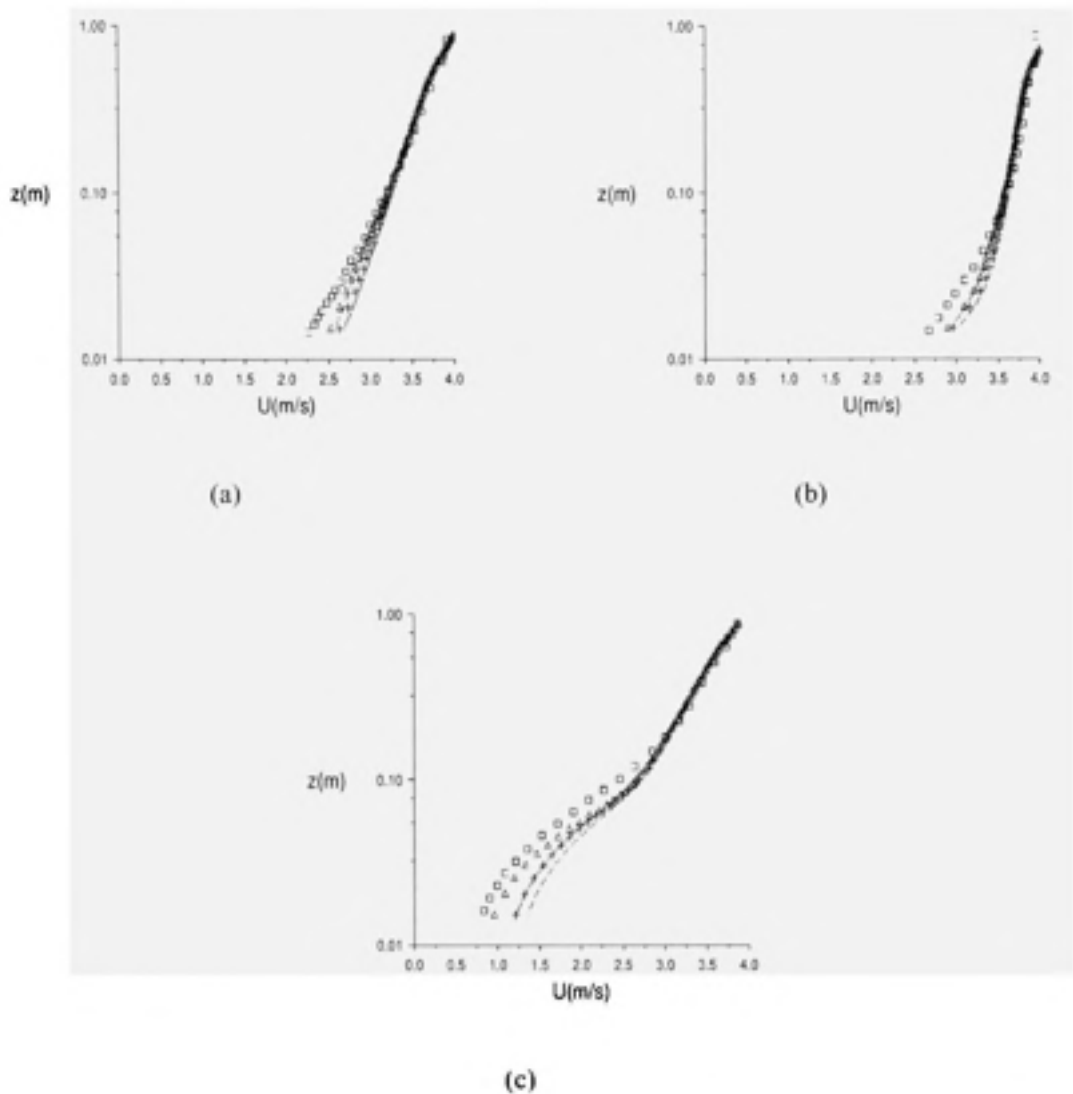


Figure 1. 6 *Vertical profiles of the horizontal mean velocity $U(z)$ over Hill H8 at three positions : (a) $x=-a/2$, (b) $x=0$, (c) $x=a$. The triangles represent the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the solid lines represent the simulation results with the modified $k-\epsilon$ of Crespo et al. (1985), the dashed lines represent the simulation results with the standard $k-\epsilon$ model (Launder et Spalding, 1974). The squares are the experimental data (Ying et Canuto, 1997).*

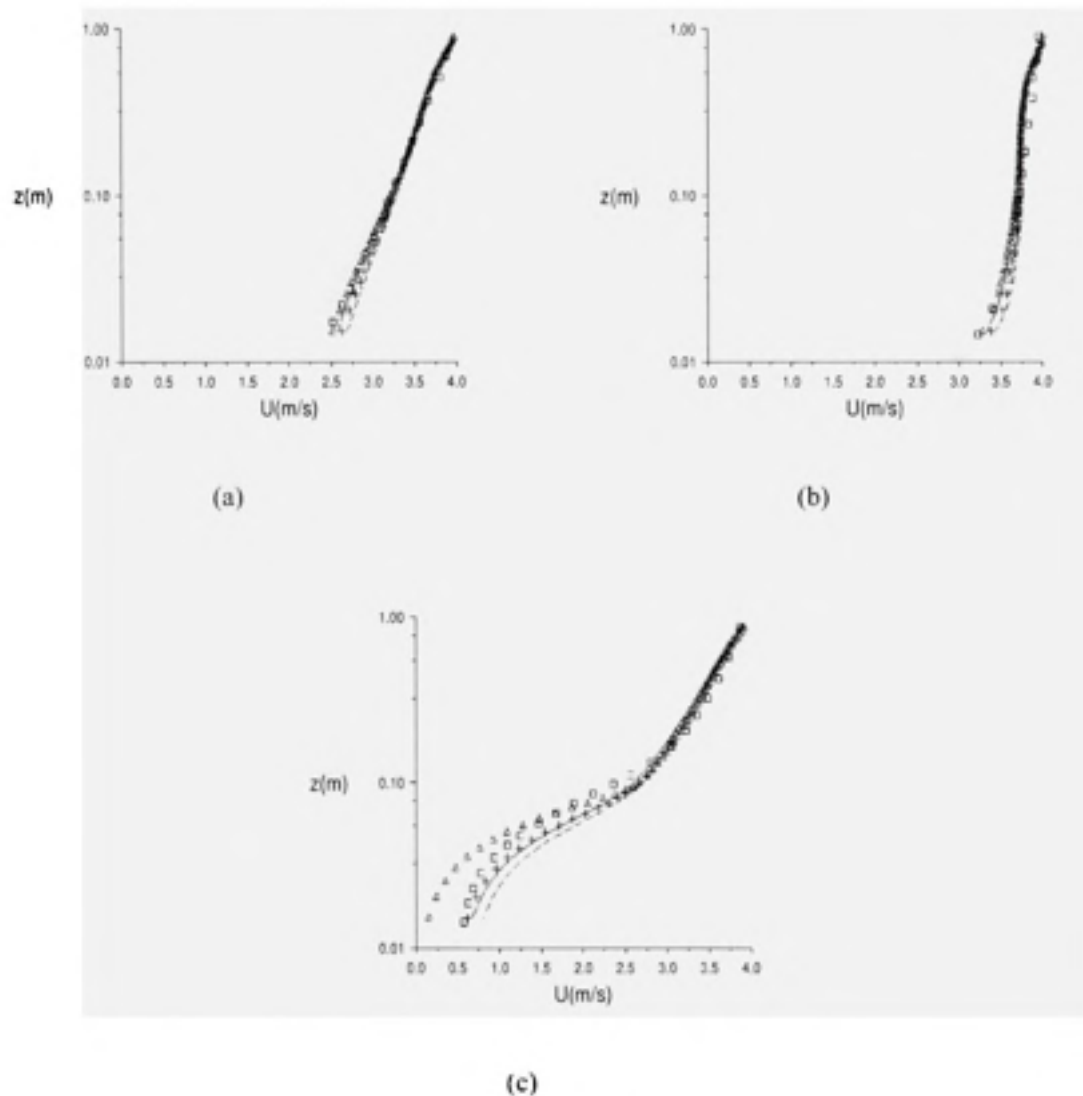


Figure 1.7 *Vertical profiles of the horizontal mean velocity $U(z)$ over Hill H5 at three positions : (a) $x=-a/2$, (b) $x=0$, (c) $x=a$. The triangles represent the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the solid lines represent the simulation results with the modified $k-\epsilon$ of Crespo et al. (1985), the dashed lines represent the simulation results with the standard $k-\epsilon$ model (Launder et Spalding, 1974). The squares are the experimental data (Ying et Canuto, 1997).*

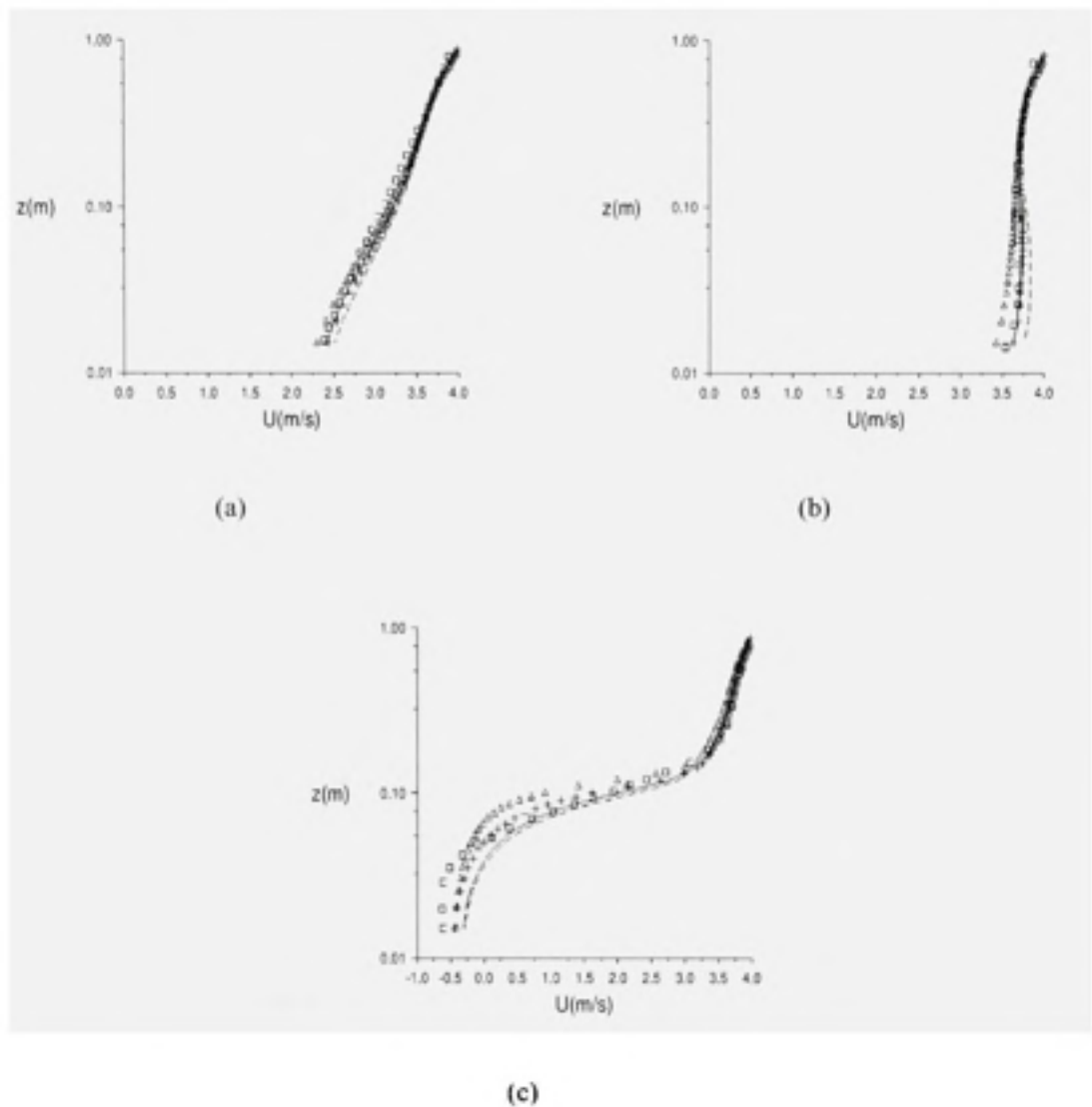


Figure 1.8 *Vertical profiles of the horizontal mean velocity $U(z)$ over Hill H3 at three positions : (a) $x=-a/2$, (b) $x=0$, (c) $x=a$. The triangles represent the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the solid lines represent the simulation results with the modified $k-\varepsilon$ of Crespo et al. (1985), the dashed lines represent the simulation results with the standard $k-\varepsilon$ model (Launder et Spalding, 1974). The squares are the experimental data (Ying et Canuto, 1997).*

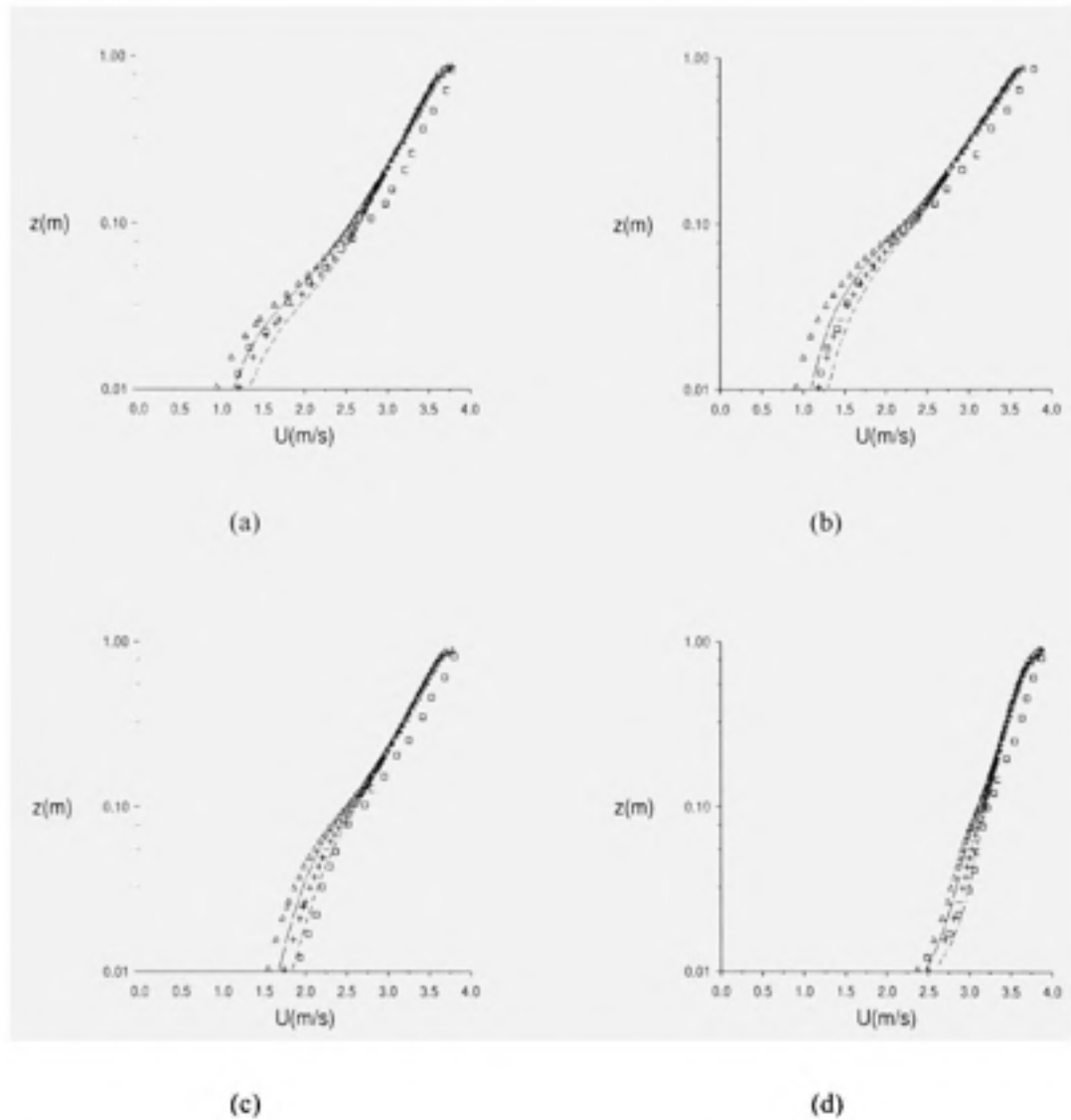


Figure 1.9 Vertical profiles of the horizontal mean velocity $U(z)$ over valley V8 at four positions : (a) $x=-0.5a$, (b) $x=0$, (c) $x=0.5a$, (d) $x=a$. The triangles represent the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the solid lines represent the simulation results with the modified $k-\epsilon$ of Crespo et al. (1985), the dashed lines represent the simulation results with the standard $k-\epsilon$ model (Launder et Spalding, 1974). The squares represent the experimental data (Maurizi, 2000).

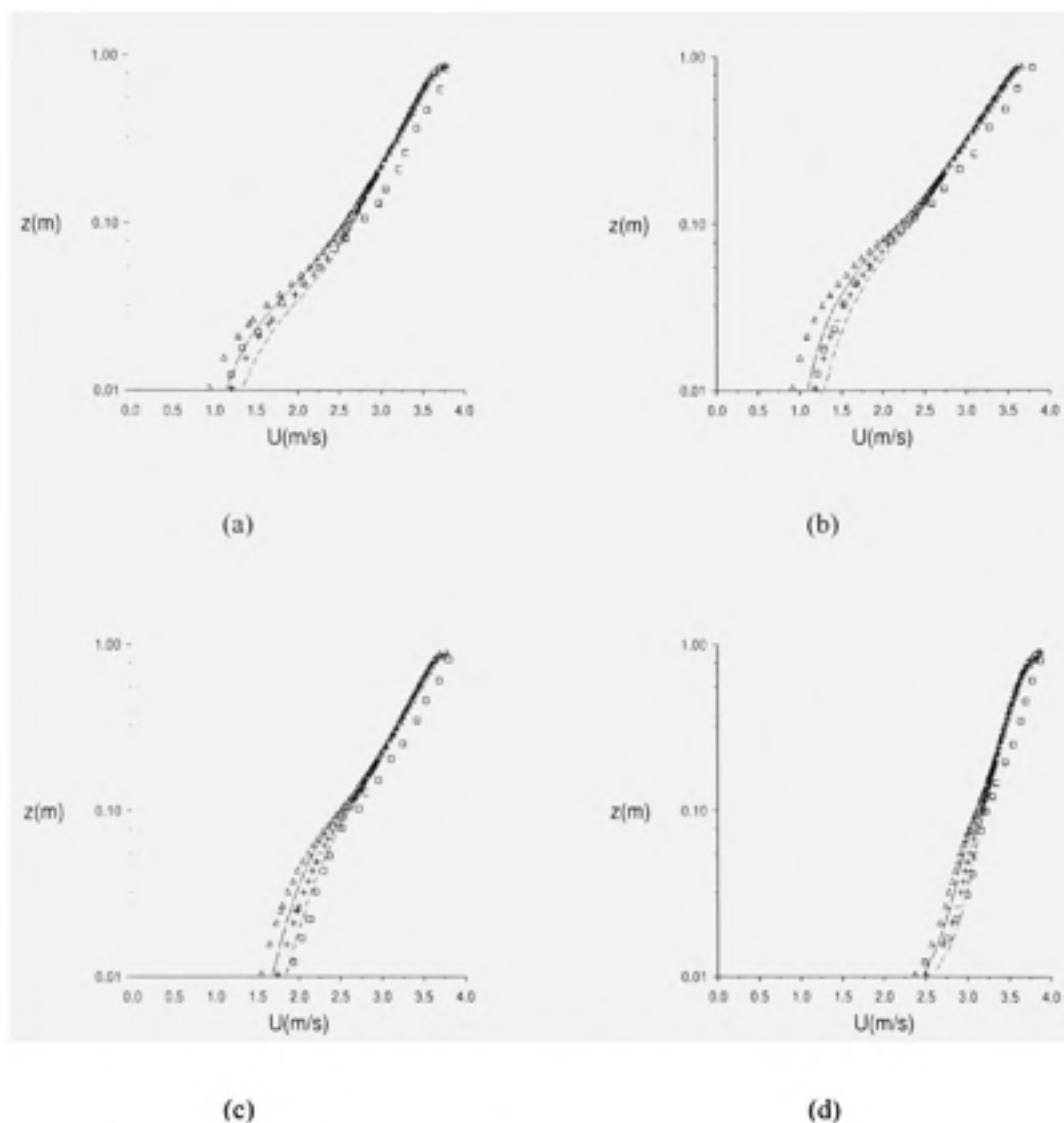


Figure 1.10 Vertical profiles of the horizontal mean velocity $U(z)$ over valley V3 at four positions : (a) $x=-0.5a$, (b) $x=0$, (c) $x=0.5a$, (d) $x=a$. The triangles represent the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the solid lines represent the simulation results with the modified $k-\epsilon$ of Crespo et al. (1985), the dashed lines represent the simulation results with the standard $k-\epsilon$ model (Launder et Spalding, 1974). The squares represent the experimental data (Maurizi, 2000).

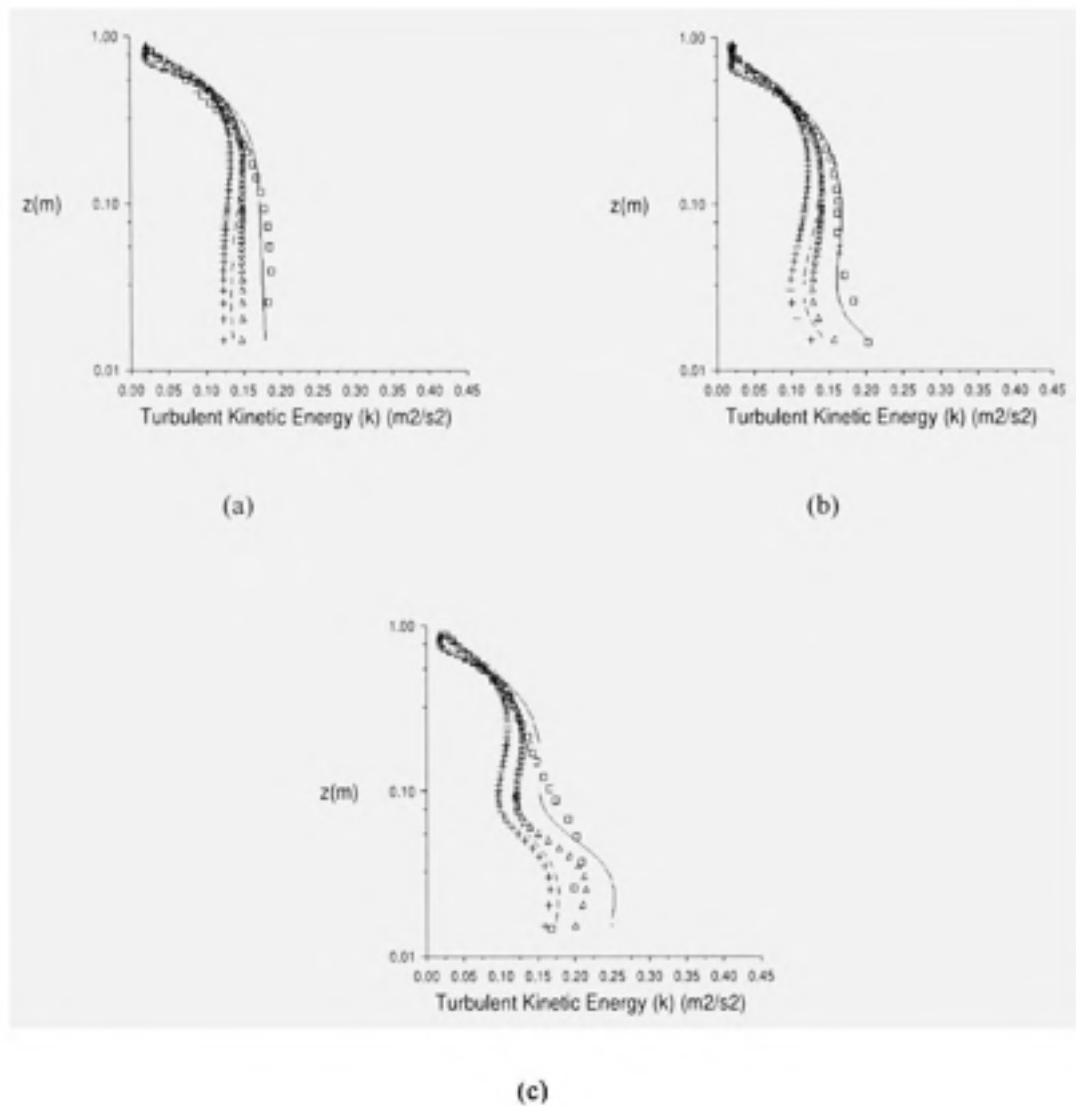


Figure 1. 11 *Turbulent kinetic energy profiles $k(z)$ over Hill H8 at three positions : (a) $x=-a$, (b) $x=0$, (c) $x=3a/4$. The triangles represent the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the solid lines represent the simulation results with the modified $k-\epsilon$ of Crespo et al. (1985), the dashed lines represent the simulation results with the standard $k-\epsilon$ model (Launder et Spalding, 1974). The squares represent the experimental data (Ying et Canuto, 1997).*

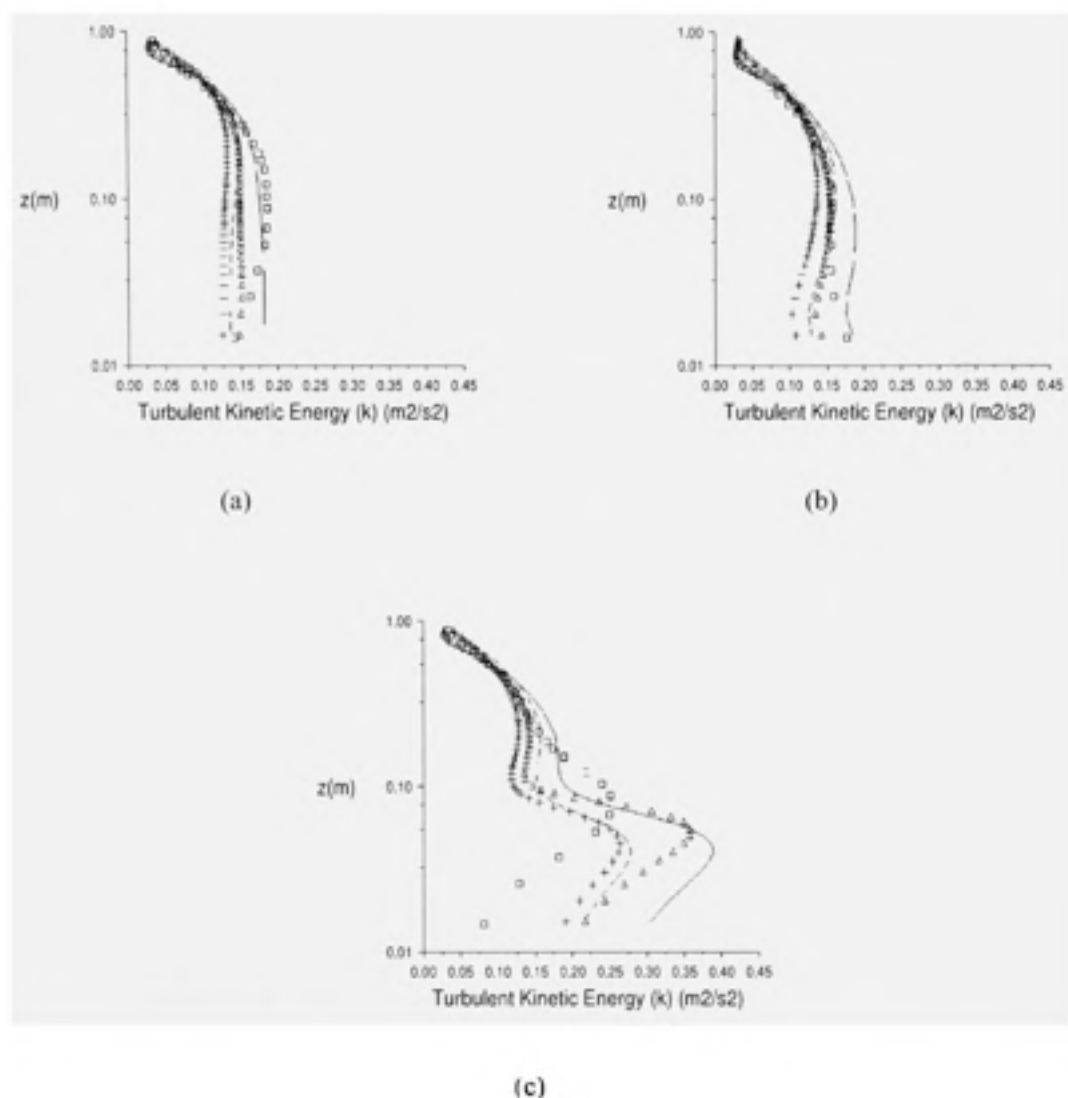


Figure 1. 12 *Turbulent kinetic energy profiles $k(z)$ over Hill H5 at three positions : (a) $x=-a$, (b) $x=0$, (c) $x=3a/4$. The triangles represent the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the solid lines represent the simulation results with the modified $k-\varepsilon$ of Crespo et al. (1985), the dashed lines represent the simulation results with the standard $k-\varepsilon$ model (Launder et Spalding, 1974). The squares represent the experimental data (Ying et Canuto, 1997).*

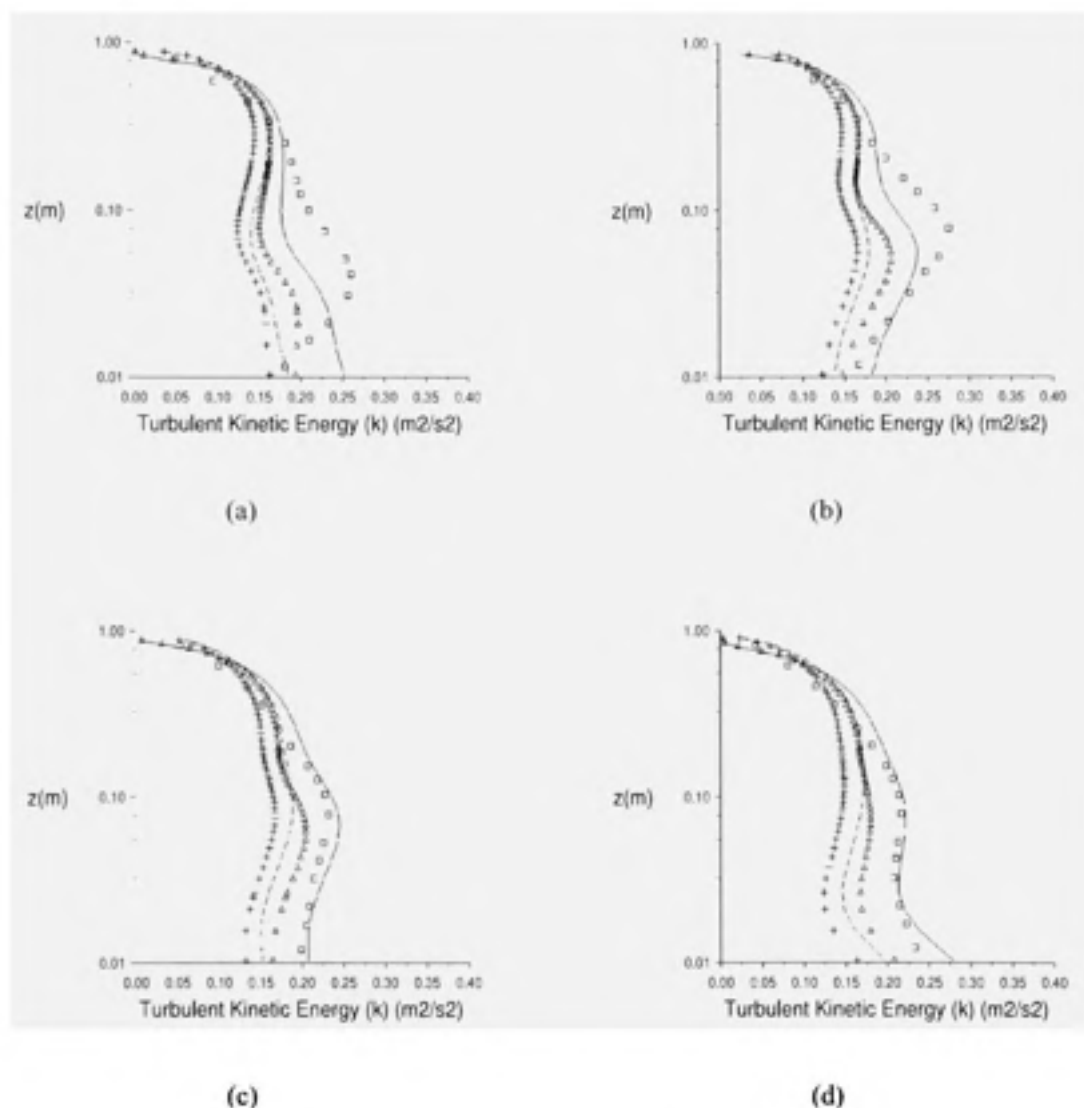


Figure 1. 13 *Turbulent kinetic energy profiles $k(z)$ over valley V8 at four positions : (a) $x=-0.5a$, (b) $x=0$, (c) $x=0.5a$, (d) $x=a$. The triangles represent the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the solid lines represent the simulation results with the modified $k-\epsilon$ of Crespo et al. (1985), the dashed lines represent the simulation results with the standard $k-\epsilon$ model (Launder et Spalding, 1974). The squares represent the experimental data (Maurizi, 2000).*

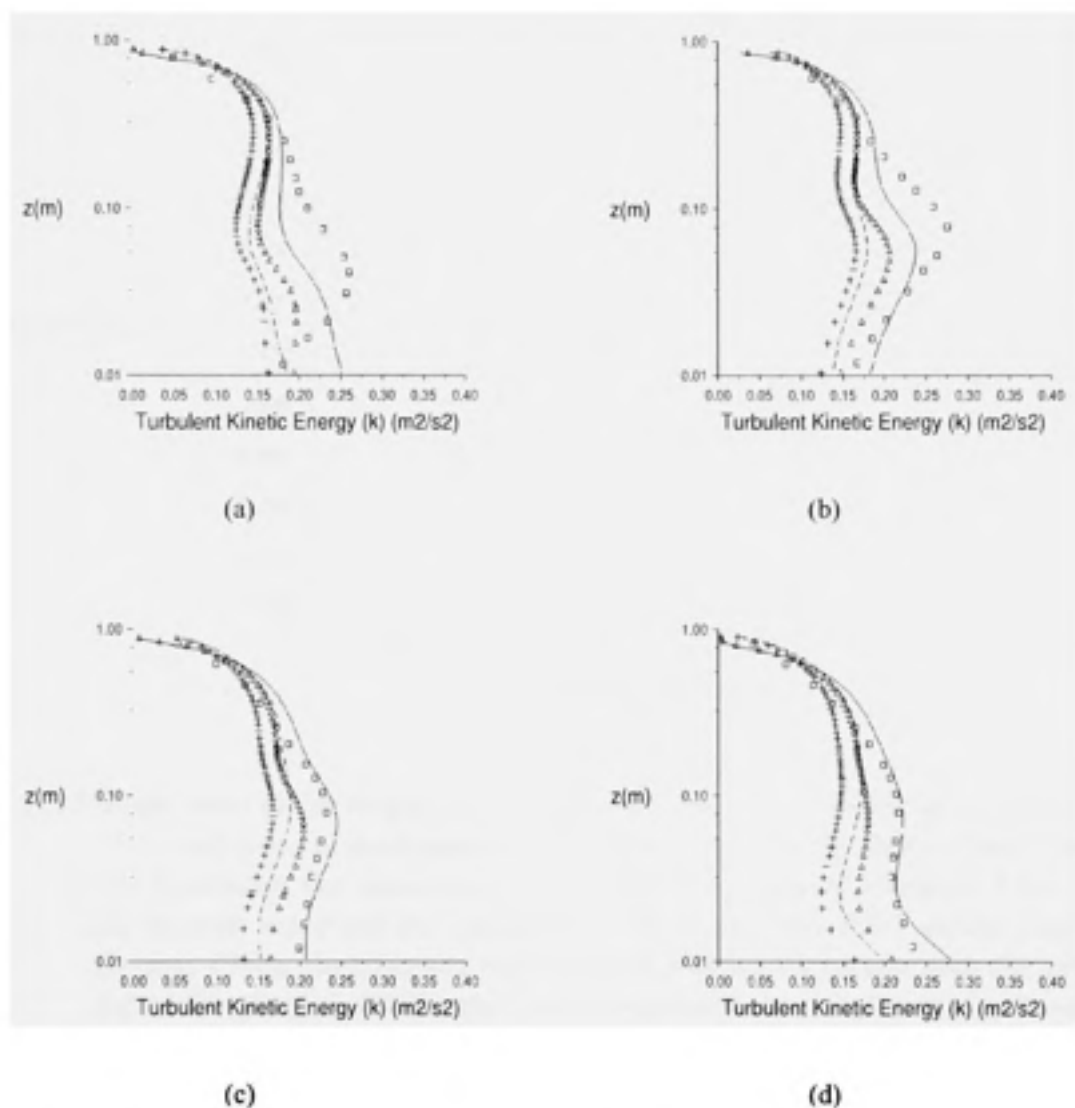


Figure 1. 14 *Turbulent kinetic energy profiles $k(z)$ over valley V3 at four positions : (a) $x=-0.5a$, (b) $x=0$, (c) $x=0.5a$, (d) $x=a$. The triangles represent the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the solid lines represent the simulation results with the modified $k-\epsilon$ of Crespo et al. (1985), the dashed lines represent the simulation results with the standard $k-\epsilon$ model (Launder et Spalding, 1974). The squares represent the experimental data (Maurizi, 2000).*

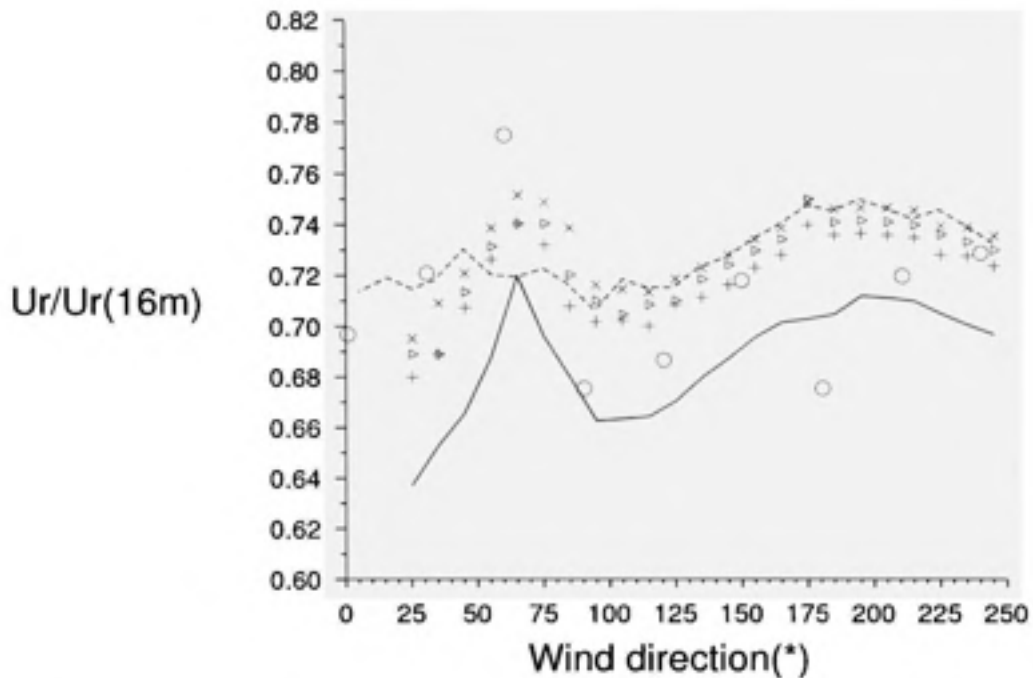


Figure 1.15 *Wind speed at 2m height at the reference site as a function of wind direction. The wind speed at each altitude has been normalized by that at 16m. The solid line represents the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the triangles represent the simulation results with the modified $k-\epsilon$ of Crespo et al. (1985), the crosses represent the simulation results with the standard $k-\epsilon$ model (Launder et Spalding, 1974), the dashed line represents the ADMS (2001) code results. The circles represent the experimental data (Mason et King, 1985).*

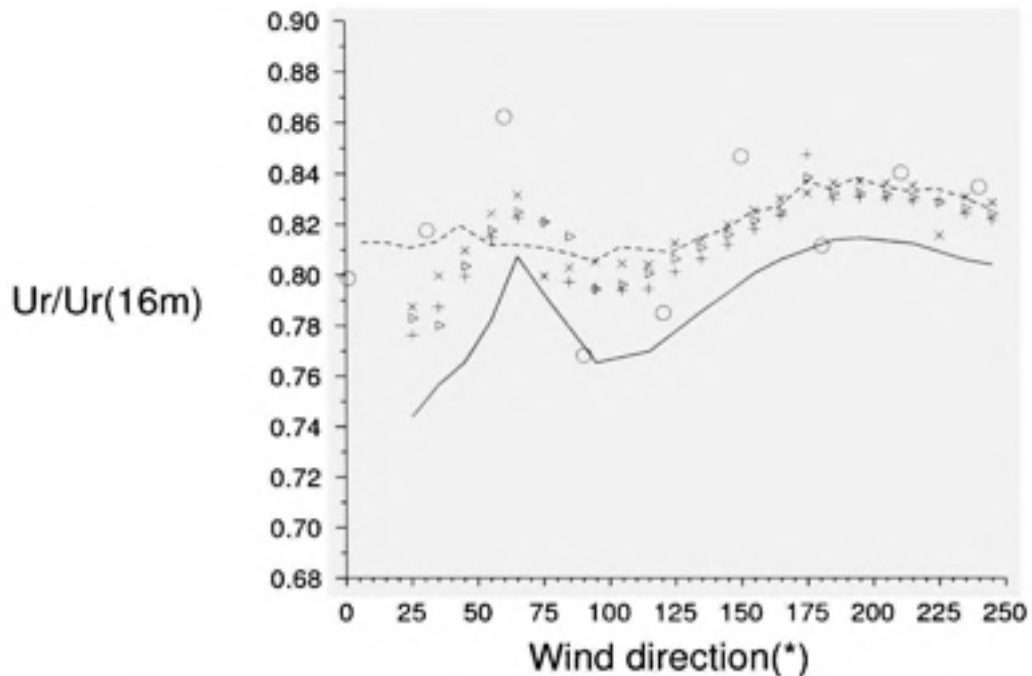


Figure 1. 16 *Wind speed at 4m height at the reference site as a function of wind direction. The wind speed at each altitude has been normalized by that at 16m. The solid line represents the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the triangles represent the simulation results with the modified $k-\varepsilon$ of Crespo et al. (1985), the crosses represent the simulation results with the standard $k-\varepsilon$ model (Launder et Spalding, 1974), the dashed line represents the ADMS (2001) code results. The circles represent the experimental data (Mason et King, 1985).*

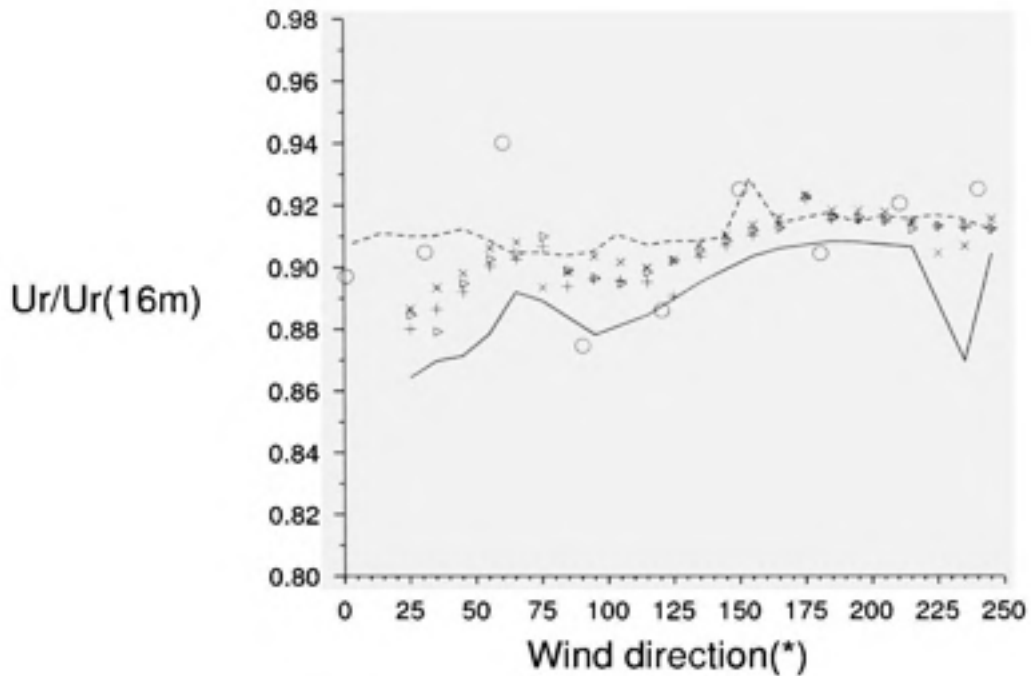


Figure 1. 17 *Wind speed at 8m height at the reference site as a function of wind direction. The wind speed at each altitude has been normalized by that at 16m. The solid line represents the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the triangles represent the simulation results with the modified $k-\varepsilon$ of Crespo et al. (1985), the crosses represent the simulation results with the standard $k-\varepsilon$ model (Launder et Spalding, 1974), the dashed line represents the ADMS (2001) code results. The circles represent the experimental data (Mason et King, 1985).*

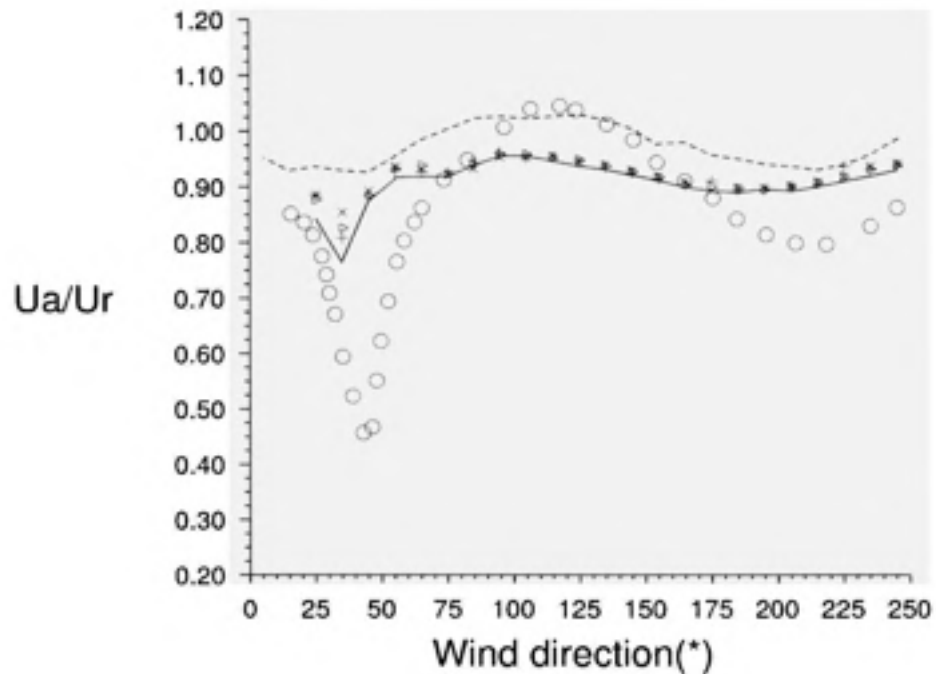


Figure 1. 18 *Wind speed at the site (A) normalized by U_R at 16m as a function of wind direction. The solid line represents the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the triangles represent the simulation results with the modified $k-\epsilon$ of Crespo et al. (1985), the crosses represent the simulation results with the standard $k-\epsilon$ model (Launder et Spalding, 1974), the dashed line represents the ADMS (2001) code results. The circles represent the experimental data (Mason et King, 1985).*

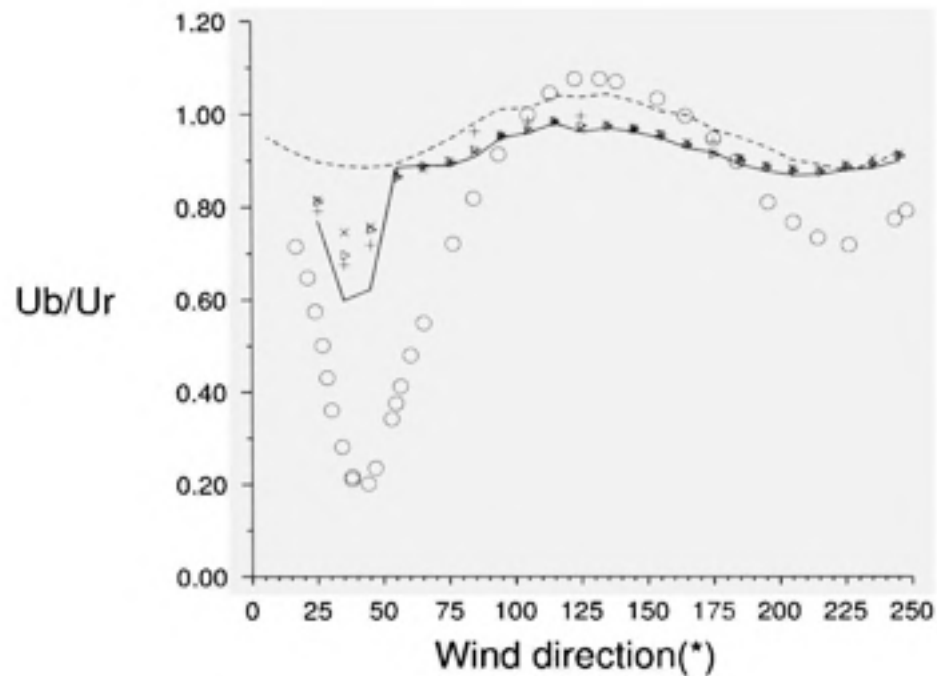


Figure 1. 19 *Wind speed at the site (B) normalized by U_R at 16m as a function of wind direction . The solid line represents the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the triangles represent the simulation results with the modified $k-\varepsilon$ of Crespo et al. (1985), the crosses represent the simulation results with the standard $k-\varepsilon$ model (Launder et Spalding, 1974), the dashed line represents the ADMS (2001) code results. The circles represent the experimental data (Mason et King, 1985).*

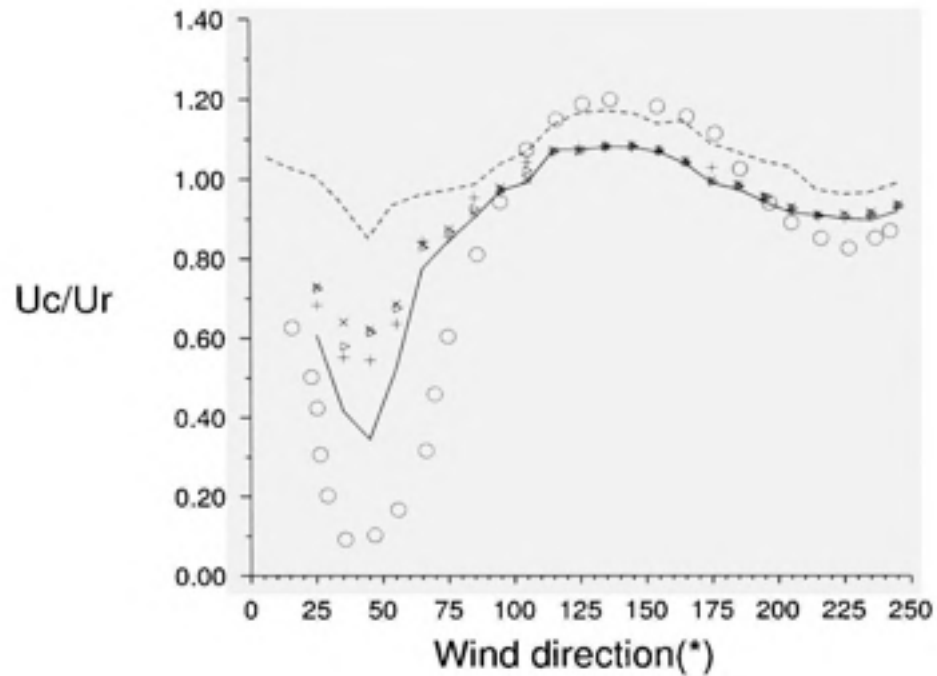


Figure 1.20 Wind speed at the site (C) normalized by U_R at 16m as a function of wind direction. The solid line represents the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the triangles represent the simulation results with the modified $k-\epsilon$ of Crespo et al. (1985), the crosses represent the simulation results with the standard $k-\epsilon$ model (Launder et Spalding, 1974), the dashed line represents the ADMS (2001) code results. The circles represent the experimental data (Mason et King, 1985).

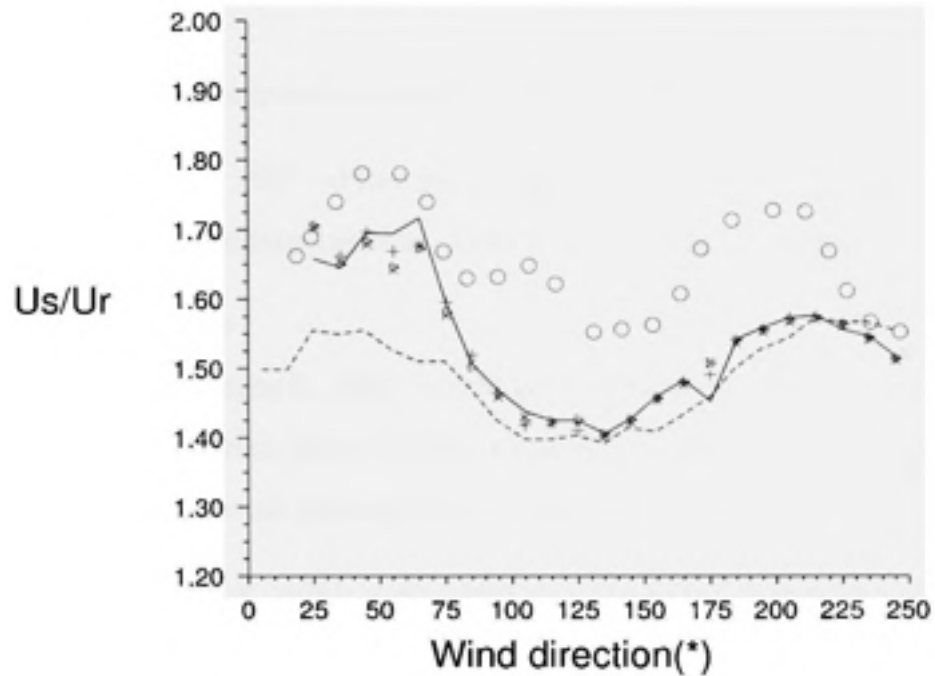


Figure 1. 21 *Wind speed at the site (S) normalized by U_R at 16m as a function of wind direction. The solid line represents the simulation results with the proposed modified RNG model, the plusses represent the simulation results with the RNG model (Yakhot et Orszag, 1986), the triangles represent the simulation results with the modified $k-\varepsilon$ of Crespo et al. (1985), the crosses represent the simulation results with the standard $k-\varepsilon$ model (Launder et Spalding, 1974), the dashed line represents the ADMS (2001) code results. The circles represent the experimental data (Mason et King, 1985).*

BIBLIOGRAPHY

- ADMS. En ligne. <<http://www.cerc.co.uk/software/adms3.htm>>. Consulté le 19 mai 2003.
- Apsley D.D. et Castro I.P., 1997. «Flow and Dispersion over Hills : Comparison between Numerical Predictions and Experimental Data». *J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 67/68, p. 375-386.
- Ardiansyah P.O.D. et Yokoyama R., 2002. «DEM generation method from contour lines based on the steepest slope segment chain and a monotone interpolation function». *ISPRS Journal of Photogrammetry & Remote Sensing*, vol. 57, p.86-101.
- Arya, S.P.S. et Shipman, M.S., 1981. « An experimental investigation of flow and diffusion in the disturbed boundary-layer flow over a ridge - I. Mean flow and turbulence structure». *Atmospheric Environment*, vol. 15, p.1173-1184
- Arya, S.P.S. et Gadiyaram, P.S., 1986. « An experimental study of flow and dispersion in the wakes of three-dimensional low hills». *Atmospheric Environment*, vol. 20, p. 729-740
- Barth, T.J.,et Jespersen, D., 1989. «The design and application of upwind schemes on unstructured meshes». *AIAA paper* 89-0366.
- Blocken, B., Stathopoulos, T. et Carmeliet, J., 2007. «CFD simulation of the atmospheric boundary layer : wall function problems». *Atmospheric Environment* vol. 41, n°. 2 p.238-252.
- Bowen, A.J. et Lindley, D., 1977. «A wind tunnel investigation of the wind speed and turbulence characteristics close to the ground over various escarpment shapes». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 12, p. 259-271
- Bradley, E.F., 1980. «An experimental study of the profiles of wind speed, shearing stress and turbulence at the crest of a large hill». *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 106, p. 101-123

- Britter, R.E., Hunt, J.C.R. et Richards, K.J., 1981. «Air flow over a two-dimensional hill : studies of velocity speed-up, roughness effects and turbulence». *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 107, p. 91-110
- Castro, I.P. et Snyder, W.H., 1982. « A wind tunnel study of dispersion from sources downwind of three-dimensional hills». *Atmospheric Environment*, vol. 16, p. 1869-1887
- Castro, I.P., Snyder, W.H. et Marsh, G.L., 1983. «Stratified flow over three-dimensional ridges». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 135, p. 261-282
- Castro F.A., Palma J.M.L.M. et Silva Lopes A., 2003. « Simulation OF The Askervein Flow. Part 1 : Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations (k - ϵ Turbulence Model)». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 107 p. 501-530.
- Cebeci, T., et Bradshae, P, 1977. *Momentum transfert in boundary layers*. «Hemisphere Publishing Corporation».
- Chen, Y.S., et Kim, S.W., 1987. *Computation of turbulent flow using an extended turbulence closure model*. Coll. «NASA Contractor Report», NASA CR-179204.
- Chung J. et Bienkiewicz B., 2004. «Numerical Simulation of Flow past 2D hill and Valley». *Wind and structures*, vol. 7, n°. 1, p. 1-12.
- Coppin, P.A., Bradley, E.F. et Finnigan, J.J., 1994, «Measurements of flow over an elongated ridge and its stability dependence : the mean field». *Boundary Layer Meteorology*, vol. 69, p. 173-199
- Crespo, A., Manuel, F., Moreno, D., Fraga, E., et Hernandez, J., 1985. «Numerical analysis of wind turbine wakes». *Proc. Delphi Workshop on Wind Energy Applications*, Delphi, Greece, p. 15-25.
- Du C., 1996. «An Interpolation Method for Grid-Based Terrain Modelling». *The Computer Journal*, vol. 39, n°. 10, 1996.

- Duque, E.P.N., Van Dam, C.P. et Hughes, S., 1999. «Navier-Stokes simulations of the NREL combined experiment phase II rotor». *AIAA paper 97-0037*.
- Durbin P.A., 1996. «Technical note : on the $k-\varepsilon$ stagnation point anomaly». *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 17, p. 89-90.
- Ekaterinaris, J.A., 1997. «Numerical simulation of incompressible two-bladed rotor flow field». *AIAA paper 97-0398*.
- Engel B.A., Srinivasan R. et Rewerts C. 1993. *A spatial decision support system for modelling and managing agricultural non-pointsource pollution*, in Goodchild, M. F., Parks, B. O. and Steyaert, L. T. (Eds), *Environmental Modelling with GIS*, Oxford University Press, New York, p. 231-237.
- FLUENT, 2001. *FLUENT 6 User's Guide*. 1-4, Fluent Inc., Lebanon.
- Franklin W.R., 1993. *Triangulated irregular network program*, vol. 52, p. 22-44.
- Glekas, J. P., et Bergeles, C. G., 1993, «A Numerical Method for Recirculating Flows on Generalized Coordinates : Application in Environmental Flows». *Appl. Math. Model.*, vol. 17, p. 506-521.
- Gonçalves G., Julien P., Riazanoff S., Cervelle B., 2002. «Preserving cartographic quality in DTM interpolation from contour lines». *ISPRS Journal of Photogrammetry & Remote Sensing*, vol. 56, p. 210-220
- Gousie M.B. et Franklin Wm.R., 2003. «Constructing a DEM from Grid-based Data by Computing Intermediate Contours». *ACM 1-58113-730-3/03/0011*.
- Hancock G. et Willgoose G., 2001. «The Production Of Digital Elevation Models For Experimental Model Landscapes». *Earth Surf. Process. Landforms*, vol. 26, p. 475-490.
- Hansen, M.O.L., 2003. *Aerodynamics of Wind Turbines*. James x James.

- Hargreaves D.M. et Wright N.G., 2007. «On the use of the $\kappa - \epsilon$ model in commercial CFD software to model the neutral atmospheric boundary layer». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 95, n°. 5, p. 355-369.
- Heesom D. et Mahdjoubi L. 2001. «Effect of Resolution and Terrain Characteristics on Data From DTM». *Journal of Computing in Civil Engineering*, vol. April, p. 137-143.
- Jackson P. S. et Hunt J. C. R., 1975. «Turbulent Wind Over a low Hill». *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 101, p. 929-955
- Jenkins, G.J., Mason, P.J., Moores, W.H. et Sykes, R.I., 1981. «Measurements of the flow structure around Ailsa Craig, a steep, three-dimensional, isolated hill». *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 107, p. 833-851
- Jordan G. 2003. «Morphometric Analysis and Tectonic interpretation of Digital Terrain Data : A Case Study». *Earth Surf. Process. Landforms*, vol. 28, p. 807-822.
- Kalmar J., Papp G. et Szabo T. 1995. «DTM based Surface and Volume Approximation : Geophysical Applications». *Comput. Geosc.*, vol. 21, p. 245-257.
- Kennie T.J.M. et Petrie G. 1994. «Digital Terrain Modelling». *Engineering surveying technology*, eds., Blackie A&B, Glasgow, Scotland, p. 334-426.
- Khurshudyan L.H., Snyder W.H. et Nekrasov I.V., 1981. *Flow and dispersion of pollutants over two-dimensional hills*, United States Environmental Protection Agency «Report EPA»-600/4-81-067
- Khurshudyan L.H., Snyder W.H., Nekrasov I.V., Lawson R.E., Thompson R.S. et Schiermeier F.A., 1990. *Flow and dispersion of pollutants over two-dimensional valleys : summary report on joint Soviet- American study*, «Technical Report EPA»-600/3-90-025, Res. Tri. Pk., N.C.

- Kim, H. G., Lee, C. M., Lim, H. C., et Kyong, H. C., 1997. «An Experimental and Numerical Study on the Flow over Two-Dimensional Hills». *J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 6, p. 17-33.
- Kim, H. G., et Patel, V. C., 2000. «Test of Turbulence Models for Wind Flow on Terrain with Separation and Recirculation». *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 94, p. 5-21.
- Launder, B.E., et Spalding, D.B., 1974. «The numerical computation of turbulent flows». *Comp. Meth. Appl. Mech. Engr.*, vol. 3, p. 269-289.
- User's Guide. 1998. *AutoCAD Land Development Desktop*. 1-2, Autodesk Inc. USA.
- Li Z. 1994. «A comparative study of the accuracy of digital terrain models (DTMs) based on various data models». *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, vol. 49, n°. 1, p. 2-11.
- Lun Y.F., Mochidaa A. , Murakamib S., Yoshinoa H. et Shirasawaa T., 2003. «Numerical Simulation of Flow over topographic features by revised $k - \varepsilon$ models». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 91, p. 231-245.
- Manwell, J.F., Mc Gowan, J.G. et Royers, A.L., 2002. *Wind Energy Explained*. John Wiley & Sons, west Sussex.
- Mason P.J. et King J.C., 1985. «Measurements and predictions of flow and turbulence over an isolated hill of moderate slope». *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, vol. 111, p. 617-640.
- Mason, P.J., 1986. «Flow over the summit of an isolated hill». *Boundary Layer Meteorology*, vol. 37, p. 385-405
- Maurizi A., 2000. « Numerical simulation of turbulent Flows over 2-D valleys using three versions of the $k - \varepsilon$ closure model». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 85, p. 59-73

- Mickle, R.E., Cook, N.J., Hoff, A.M., Jensen, N.O., Salmon, J.R., Taylor, P.A., Tetzlaff, G. et Teunissen, H.W., 1988 «The Askervein hill project : vertical profiles of wind and turbulence». *Boundary-Layer Meteorology*, 43, p. 143-169
- Mikkelsen, R., 2003. «Actuator disc methods applied to wind turbines». Ph.D. thesis, Technical University of Denmark.
- Maruyama T. , 1999. «Surface and inlet boundary conditions for the simulation of turbulent boundary layer over complex rough surfaces». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 81, p. 311-322.
- Mortensen N.G., Landberg L., Troen I. et Petersen E.L. 1993. *Wind Atlas Analysis and Application Program (WAsP)*. RisøNational Laboratory, Roskilde, Denmark.
- Nikuradse, J. 1933. *Strömungsgesetze in rauhen Rohren*. Forschg. Arb. Ing.-Wes. n°. 361.
- Panofsky, H. et Dutton, J., 1984. *Atmospheric Turbulence*, John Wiley & Sons.
- Patankar, S.V., 1980. *Numerical heat transfer and fluid flow*, McGraw-Hill, New York.
- Pearse, J.R., Lindley, D. et Stevenson, D.C., 1981. «Wind flow over ridges in simulated atmospheric boundary layers». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 21, p. 77-92
- Rajagopalan, R.G., et Fanucci, J.B., 1985. «Finite difference model for the vertical axis wind turbines». *Journal of Propulsion and Power*, vol. 1, p. 432-436.
- Shih T.H., Zhu J. et Lumley J.L., 1995. «A new Reynolds stress algebraic equation model». *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, vol. 125, p. 287-302.
- Shih T.H., Zhu J. et Lumley J.L., 1993. «A realizable Reynolds stress algebraic equation model». *NASA TM- 105993*.
- Snyder, W.H. et Britter, R.E., 1987. «A wind tunnel study of the flow structure and dispersion from sources upwind of three-dimensional hills». *Atmospheric Environment*, vol. 21, p. 735-751

- Snyder, W.H., Khurshudyan, L.H., Nekrasov, I.V., Lawson, R.E. et Thompson, R.S., 1991. «Flow and dispersion of pollutants within two-dimensional valleys». *Atmospheric Environment*, vol. 25A, p. 1347-1375
- Sørensen, N.N., et Michelsen, J. A., 2000. «Aerodynamics predictions for the unsteady aerodynamics experiment phase II rotor at the National Renewable Energy Laboratory». *AIAA paper*. p. 2000-0037.
- Taylor, P.A. et Teunissen, H.W., 1987, «The Askervein Hill Project : Overview and Background data». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 39, p. 15-39
- Uchida T. et Ohya Y., 1999. «Numerical simulation of atmospheric flow over complex terrain». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 81, p. 283-293.
- Walmsley John L., Salmon J.R. , et Taylor P. A., 1982. «On the application of a model of Boundary-Layer over low Hills to Real Terrain». *Boundary Layer Meteorol.*, 23, p. 17-46.
- Gravdahl A.R., 1998. «Meso scale modelling with a Reynolds Averaged Navier-Stokes solver- Assessment of wind resources along the Norwegian coast», 31st Meeting of experts- State of the art on wind resource estimation, Risø, Denmark October. p. 29-30. Vector, Tønsberg, Norway
- Wise S. 2000. «Assessing the quality for hydrological applications of digital elevation models derived from contours». *Hydrol. Process.*, vol. 14, p. 1909-1929.
- Yakhot V. et Orszag S.A., 1986. «Renormalization group analysis of turbulence», *J. Sci. Comput*, vol. 1, n°. 3, p. 3-51.
- Yakhot V. et Smith L.M., 1992. «The renormalization group, the eps-expansion and derivation of turbulence models». *J. Sci. Comput.*, vol. 7, n°.1. p. 35-61.
- Ying R. , Canuto V. M. et Ypma R. M., 1994. «Numerical simulation of flow data over two-dimensional hills». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 70, p. 401-427.

Ying R. et Canuto V. M., 1997. «Numerical simulation of flow over two-Dimensional hill using a second-ordre Turbulence Closure model». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 85, p. 447-474.

ANNEXE 2

CALCULS COMPLÉMENTAIRES POUR LES CONSTANTES DU MODÈLE DE TURBULENCE

Pour un fluide incompressible, en régime stationnaire, et avec l'hypothèse de l'homogénéité dans la direction principale de l'écoulement du vent, la solution exacte de Monin-Obukhov est :

$$\begin{cases} U_0(z) = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \\ \varepsilon_0(z) = \frac{u_*^3}{Kz} \\ k_0(z) = \sqrt{\frac{\nu_0 \varepsilon_0}{C_\mu}} = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \end{cases} \quad (2.1)$$

Avec

$$\nu_{t0}(z) = \kappa u_* z \quad (2.2)$$

L'équation du taux de dissipation ε dans le modèle $k-\varepsilon$ standard (Launder et Spalding, 1974) est :

$$\int_A \rho \varepsilon u_i n_i = \int_V \left[C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_t - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \right] dV + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} n_i dA \quad (2.3)$$

en calculant les termes $\frac{\varepsilon}{k}$, $\frac{\varepsilon^2}{k}$, P_t et $\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}$ à partir de la solution exacte de Monin-Obukhov et en les substituant dans l'équation du taux de dissipation ε , on trouve l'équation suivante :

$$0 = C_{\varepsilon 1} \rho \sqrt{C_\mu} \frac{u_*^4}{\kappa^2 z^2} - \rho C_{\varepsilon 2} \sqrt{C_\mu} \frac{u_*^4}{\kappa^2 z^2} + \frac{\rho u_*^4}{\sigma_\varepsilon z^2} \quad (2.4)$$

D'où la solution fournie par Crespo *et al.* (1985)

$$\sigma_k = \frac{\kappa^2}{\sqrt{C_\mu} (C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1})} \quad (2.5)$$

Dans l'article 1 présenté dans l'annexe 1, on introduit les calculs cités auparavant dans l'équation de dissipation ε du modèle RNG (Yakhot et Orszag, 1986)

$$\int_A \rho \varepsilon u_i n_i = \int_V \left[C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_t - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \right] dV + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} n_i dA \quad (2.6)$$

Avec

$$R_\epsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \epsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (2.7)$$

On trouve la solution comme suit :

$$\frac{1}{\sigma_\epsilon} = \left[C_{\epsilon 2} - C_{\epsilon 1} + \frac{\left(1 - \frac{1}{\eta \sqrt{C_\mu}}\right)}{\sqrt{C_\mu} (1 + \beta C_\mu^{-3/2})} \right] \frac{\sqrt{C_\mu}}{\kappa^2} \quad (2.8)$$

ANNEXE 3

AN EXTENDED $K - \varepsilon$ MODEL FOR TURBULENT FLOW THROUGH HORIZONTAL AXIS WIND TURBINES

1. Abstract

This paper proposes a new model for simulating flow through a horizontal-axis wind turbine. The proposed model uses an extra term added to the approximate transport equation for the turbulence energy dissipation rate. The term presents the role of the energy transfer rate from large-scale turbulence to small-scale turbulence in the turbine's near wake region. This term significantly improves agreement with experimental data. To validate the model, results are presented for the Nibe wind turbine 'B', the Danwin 180/23, and the MOD-0A.

keywords

Wind energy, Wind turbine wake, RANS, Turbulent flows, Generalized actuator-disk model

2. Introduction

Research on the aerodynamics of wind turbines is essentially divided into two principal domains : the prediction of rotor performance and the study of the wake.

For many years, the momentum theory, as applied to propellers and combined with a blade-element strip theory approach (BEM), has been the most popular model for load and performance predictions for wind turbines (Manwell *et al.*, 2002; Hansen, 2003). Although the BEM method is the only method used routinely by industry, a wide variety of advanced aerodynamics methods have been developed. Generally, these methods range from actuator-disk models requiring the use of tabulated airfoil data (Hansen, 2003) to models based on the solution of the full unsteady 3-D Navier-Stokes equations (Ekaterinaris, 1997; Duque *et al.*, 1999; Sørensen et Michelsen, 2000). When one is interested in predicting not only the loads, but also the details of the flow in the turbine's vicinity, the generalized actuator-disk models (Mikkelsen, 2003; Rajagopalan *et al.*, 1985; Masson *et al.*, 1997; Madsen, 1982; Sørensen et Myken, 1992) constitute an interesting approach. Although methods such as these are still based on the actuator-disk model, their computation of the flow field is done using Euler, Navier-Stokes or, in recent work (Ammara *et al.*, 2002; Masson *et al.*, 2001) the Reynolds-Averaged Navier-

Stokes (RANS) equations. The advantage of using generalized actuator disk models is that they are easy to implement, include physical representation of rotor aerodynamics and achieve accurate results. Their main limitation is that blade geometry is not resolved : when computing the flow past actual wind turbines, the aerodynamic forces acting on the rotor are determined from two-dimensional airfoil characteristics, corrected for three-dimensional effects.

With regard to wakes, most studies have made a distinct division between the near-wake and far-wake regions ; the connection between the two regions is not yet completely understood (Vermulen *et al.*, 2003). The near wake is taken as the region just behind the rotor, up to 3 diameters downstream. Here, the effect of the rotor is predominant. The near-wake region is characterized by an intense turbulence – generated by the blades, shear, and the degradation of tip vortices - transporting a wide range of length scales. The far wake is the region beyond the near wake. The objective of most models in the far wake region (Vermulen *et al.*, 2003) is to evaluate the influence of wind turbines in farms (Crespo *et al.*, 1999) ; thus, modeling of the rotor is less critical. Again, in the far wake region, attention is focused on wake evolution models (Lissaman, 1979; Ainslie, 1988; Crespo et Hernandez, 1989) as well as on wake interference and turbulence models (Luken et Vermeulen, 1986; Magnusson et Smedman, 1999). Such models strongly rely on the initial velocity and turbulent kinetic energy profiles generated by similarity profiles.

Turbulence modeling presents a key issue for predicting the complete wake, from the near-wake region just behind the turbine to the far wake. Within the framework of eddy viscosity turbulence closure modeling, good predictions of the mean and turbulent flow fields rely on reasonable descriptions of the turbulent length scale and velocity scale inside the flow. The most widely-used isotropic two-equation turbulence model is the standard $k - \varepsilon$ model (SKE) (Launder et Spalding, 1974). This model, with standard model constants, has been applied over a wide range of turbulent flow problems. Since the dissipation rate equation is highly empirical, improvement in model performance is usually achieved by modifying the dissipation rate equation (Hanjalic et Launder, 1980). (Chen et Kim, 1987) have taken a ge-

neral approach, testing for several problems ; their approach yielded much better results than had the standard $k - \varepsilon$ Model.

In the present study, a methodology has been developed for simulating the hole flow around the turbine, including the near and the far wake. The proposed method predicts the near-wake region based on knowledge of turbine performance. A numerical model based on the actuator-disk model, combined with the RANS, has been used to calculate the flow in the vicinity of the turbine, including both near and far wakes. The proposed turbulent model bears certain similarities to the work of (Chen et Kim, 1987). An extra term has been added to the approximate transport equation for the turbulence energy dissipation rate in the near wake ; this term represents the energy transfer rate from large-scale turbulence to small-scale turbulence controlled by the production range scale and the dissipation rate time scale.

3. Modeling of the rotor

3.1 Actuator-Disk Concept

The turbine is represented by an actuator disk upon which a distribution of forces acts upon the incoming flow at a rate defined by the period-averaged mechanical work that the rotor extracts from the fluid. These forces per unit area of the actuator disk will be referred to as the surficial forces in this paper. For horizontal-axis wind turbines (HAWTs), actuator-disk geometry is defined as a circular cone of base radius $R \cos \gamma$, where R is the blade length and γ is the coning angle of the blades. Figure 1 shows a drawing of a typical HAWT actuator disk. Blade coning has been exaggerated for clarity (typical coning angles are between 0° and 10°). It is assumed that the rotor has no spanwise action on the flow ; therefore the surficial force exerted by an elementary actuator-disk surface dA may be decomposed into normal and tangential components denoted by f_n and f_t , respectively (see Fig.1).

3.2 Blade-element theory

The rotor is composed of B blades of length R having a rotational velocity Ω . The blade chord c and its twist angle β can vary radially. Figure 2(a) shows a representation of the rotor for a given azimuthal position. The x axis is defined as the turbine's axis of rotation. The forces due to lift and drag over a blade section at a given radial position are presented in Fig.2(b). In the plane of the section, the fluid velocity relative to the blade, V_{rel} , is decomposed into a normal component U_n and a tangential component U_t :

$$V_{rel} = \sqrt{U_n^2 + U_t^2}, \quad U_n = -u_i n_i^R, \quad U_t = r\Omega - u_i t_i^R \quad (3.1)$$

where u_i is i^{th} the fluid velocity component and n_i^R and t_i^R are the appropriate cosine directors of the unit vectors \mathbf{n}^R and \mathbf{t}^R respectively.

The geometric angle of attack is generally defined according to the relationship

$$\alpha = \arctan\left(\frac{U_n}{U_t}\right) - \beta \quad (3.2)$$

Blade-element theory assumes that the local forces exerted on the blades by the flow depend only on airfoil aerodynamic properties and relative fluid velocity. Decomposing these forces along the \mathbf{n}^R and \mathbf{t}^R axes and time-averaging the forces exerted by the blades on the flow during one period of rotation yield the following expressions for the normal and tangential components of the surfacing force the rotor exerts on the flow :

$$f_n^R = \frac{B}{2\pi r} \frac{\rho V_{rel} c}{2} (U_t C_L + U_n C_D), \quad f_t^R = -\frac{B}{2\pi r} \frac{\rho V_{rel} c}{2} (U_n C_L - U_t C_D) \quad (3.3)$$

C_L and C_D are the static lift and drag coefficients of the blade-defining airfoil, respectively, and are, in general, functions of angle of attack α and the local Reynolds number. In the proposed model, these coefficients have been taken from experimental results obtained over the appropriate airfoil (Abbott et von Doenhoff, 1959). Furthermore, to take into account the effects of both the blade tip vortices and the hub, the lift of the two-dimensional airfoil must be corrected using the Prandtl tip-loss factor.

3.3 Uniformly loaded rotor

The BEM method can be applied only when the geometry of the blade is known. When such information is not available, it is still possible to represent the rotor's effect on the flow if the thrust coefficient is known :

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 \pi R^2} \quad (3.4)$$

where πR^2 is the rotor area and T is the total thrust. Assuming that the rotor is uniformly loaded the normal and tangential components of the surfacing force exerted by the rotor on the flow are :

$$f_n^R = \frac{1}{2}\rho C_T U_0^2, \quad f_t^R = 0 \quad (3.5)$$

4. Nacelle modeling

The characteristics of the flow past the nacelle depend very strongly on various parameters such as the shape of the nacelle and the flow's orientation, speed and fluid properties. This study's aim is to simulate the time-averaged aerodynamic response of the complete turbine. Therefore the nacelle's effects on the flow have been introduced into the formulation in simi-

larly fashion to those of the rotor : the nacelle is represented as a disk-permeable surface A_{nac} normal to the incoming flow and delimited by a diameter D_{nac} (see Fig.1), on which a drag force acts upon the incoming fluid flow. The drag coefficient of bluff bodies of shape similar to typical nacelles varies between 0.8 and 1.2 (Schetz et Fuhs, 1996). In this paper, the drag coefficient of the nacelle, $C_{d,nac}$ has been set to 1. Consequently the normal surficial force exerted by the nacelle on the flow is :

$$f_n^{nac} = \frac{1}{2} \rho C_{d,nac} U_0^2 \quad (3.6)$$

5. Description of basic flow

In this paper, the flow upstream of the rotor is assumed to be the one observed within the first hundred meters of the atmospheric boundary layer, over uniform flat terrain in the case of neutral conditions (temperature decreasing upward at an isotropic rate). The expressions describing this flow are taken from (Panofsky et Dutton, 1984).

Turbulent viscosity is given by the mixing length relation :

$$\nu_{t0}(z) = K u_* z \quad (3.7)$$

where K is the von Kármán universal constant (equal to 0.4), and z is the vertical coordinate ($z=0$ at the ground). Turbulent friction velocity u_* is given by :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (3.8)$$

where τ_0 is the surface shear stress and ρ , the air density. Assuming shear stress to be constant over the lower part of the atmospheric boundary layer, a logarithmic velocity profile is obtained :

$$u_0(z) = \frac{u_*}{K} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (3.9)$$

where z_0 corresponds to the roughness length of the site and x to the coordinate in the windward direction.

Assuming equilibrium with production and dissipation of turbulent kinetic energy, one can find :

$$\varepsilon_0(z) = \frac{u_*^3}{Kz} \quad (3.10)$$

Finally, using use of the standard $k - \varepsilon$ model, a relation between the turbulent kinetic energy k and ε can be obtained :

$$k_0(z) = \sqrt{\frac{\nu_{t0}\varepsilon_0}{C_\mu}} = 5.48u_*^2 \quad (3.11)$$

where the constant 5.48 has been experimentally determined.

6. Governing equations

The governing equations are derived from the basic principles of mass and momentum conservation. These principles have been applied to non-deformable, fixed control volume V , delimited by an outer surface A . The mean-flow governing equations for an incompressible fluid of density ρ are given in tensor-form notation by :

$$\int_A \rho u_i n_i dA = 0 \quad (3.12)$$

$$\int_A \rho u_i u_j n_i dA = \int_A \tau_{ij} n_i dA + \int_{V \cap A_R} [(f_n^R)_j + (f_t^R)_j] dA + \int_{V \cap A_{nac}} (f_n^{nac})_j dA \quad (3.13)$$

with

$$\tau_{ij} = \left[-p \delta_{ij} + \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3.14)$$

where n_i is the outward unit vector perpendicular to the elementary control surface dA ; δ_{ij} is the Kronecker delta; $V \cap A_R$ refers to the surface defined by the intersection of control volume V and the rotor actuator-disk surface (Fig.1); and $V \cap A_{nac}$ refers to the surface defined by the intersection of control volume V and the nacelle. The term $\int_{V \cap A_R} [(f_n^R)_j + (f_t^R)_j] dA$ accounts for the actuator-disk contribution to the momentum balance, and the term $\int_{V \cap A_{nac}} (f_n^{nac})_j dA$ accounts for the nacelle's contribution to the momentum balance. In this paper, velocity and its derivatives are assumed to be continuous functions, and only pressure is allowed to be discontinuous across the actuator-disk surface.

For the closure of the governing equations, the widely used two-equation $k - \varepsilon$ turbulence model is employed. For a control volume V delimited by an outer surface A , the transport equation for turbulent kinetic energy can be written as :

$$\int_A \rho k u_i n_i = \int_V [P_t - \rho \varepsilon] dV + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} n_i dA \quad (3.15)$$

$$P_t = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.16)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.17)$$

where P_t and ε represent the production and the dissipation rates of turbulence kinetic energy k respectively, and σ_k is a modeling constant. The production rate is related to the mean strain of the velocity field through the Boussinesq assumption.

For the dissipation rate equation, two time scales are included to allow the dissipation rate to respond to the mean strain more effectively than the standard $k-\varepsilon$ turbulence model (Crespo *et al.*, 1985) would have done. The time scales included in the present model are : the production range time scale $\frac{k}{P_t}$ and the dissipation rate time scale $\frac{k}{\varepsilon}$. The final expression for the transport equation of ε is given as :

$$\int_A \rho \varepsilon u_i n_i = \int_V \left[C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_t - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \right] dV + \int_{V \cap V_{NE}} \varphi_\varepsilon dV + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} n_i dA \quad (3.18)$$

The term φ_ε represents the energy transfer rate from large-scale turbulence to small-scale turbulence controlled by the production range scale and the dissipation rate time scale. It is defined as (Chen et Kim, 1987) :

$$\varphi_\varepsilon = C_{\varepsilon 3} \frac{P_t^2}{k} \quad (3.19)$$

Volume V_{NE} is defined as the region of non-equilibrium turbulence. The choice of dimension for this region is critical. In this paper it is defined as a volume upstream and downstream of the turbine of approximately $0.25D$ (see Fig.3). The net effect of the present energy transfer function is an enhancement of the development of ε when the main strain is strong or when there is a large production rate. The present formulation enables the dissipation rate to respond to the mean flow field more rapidly so as to control the development of the turbulent kinetic energy more effectively. The constants for the proposed model (Crespo *et al.*, 1985) are :

$$\sigma_k = 1; \sigma_\varepsilon = 1.3; C_{\varepsilon 1} = 1.176; C_{\varepsilon 2} = 1.92; C_{\varepsilon 3} = 0.25; C_\mu = 0.033 \quad (3.20)$$

It is be noted, however, that in the reference (Crespo *et al.*, 1985), $\varphi_\varepsilon = 0.0$.

6.1 Axisymmetric approximation

In this paper, the axisymmetric simplification procedure proposed by (Leclerc *et al.*, 1999) is applied to the proposed mathematical model as follows :

$$\int_A u_i^* n_i dA = 0 \quad (3.21)$$

$$\int_A u_i^* u_j^* n_i dA = \int_A \left[-p^* \delta_{ij} + \mu_t^* \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i} \right) \right] n_i dA + \int_{A_t} \Delta p dA \quad (3.22)$$

$$\int_A \rho k^* u_i^* n_i dA = \int_V [P_t^* - \rho \varepsilon^* + \rho \varepsilon_0(H)] dV + \int_A \frac{\mu_t^*}{\sigma_k} \frac{\partial k^*}{\partial x_i} n_i dA \quad (3.23)$$

$$\int_A \rho \varepsilon^* u_i^* n_i = \int_V \left[C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon^*}{k^*} P_t^* + \rho C_{\varepsilon 2} \left(\frac{\varepsilon_0^2(H)}{k_0(H)} - \frac{\varepsilon^{*2}}{k^*} \right) \right] dV + \int_{V \cap V_{NE}} \varphi_{\varepsilon} dV + \int_A \frac{\mu_i^*}{\sigma_{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon^*}{\partial x_i} n_i dA \quad (3.24)$$

where the superscript $*$ indicates an axisymmetric solution of the model. Far upstream and downstream of the wind turbine, flow properties are those of basic undisturbed flow; thus, the axisymmetric properties u_i^* , k^* and ε^* are equal to $u_0(H)$, $k_0(H)$ and $\varepsilon_0(H)$.

7. Numerical method

The complete set of fluid equations, expressed in a Cartesian coordinate system, consists of the continuity equation, three momentum equations for transport of velocity, the energy equation and the transport equations for k and ε . These equations are solved by employing FLUENT (FLUENT, 2001). FLUENT uses a control-volume-based technique for converting the governing equations into algebraic equations that can be solved numerically. In this paper, the solution algorithm adopted is SIMPLER (Patankar, 1980), and a second-order upwind scheme based on a multilinear reconstruction approach (Barth et Jespersen, 1989) is used for all dependent properties.

7.1 Computational domain

The computational domain is a cylinder that includes the wind turbine. Figure 3 presents a section of the domain. Nodes are distributed along the actuator-disk surface. Uniform grid systems in the longitudinal and transverse directions are employed to cover the entire physical domain. In all cases, the dimensions of the computational domain have been set equal to 25D and 5D (D is the turbine diameter) in the axial and radial directions, respectively.

7.2 Boundary conditions

Inlet Boundary : The inlet boundary is an $r - \theta$ plane located upstream of the wind turbine. In this plane, the three velocity components and $k^* - \varepsilon^*$ properties are given by the values of the undisturbed neutral atmospheric boundary layer properties at hub height ($u_0(H)$, $k_0(H)$ and $\varepsilon_0(H)$).

Outlet Boundary : The outlet boundary is an $r - \theta$ plane located downstream of the wind turbine. In this plane, the three velocity components and $k^* - \varepsilon^*$ properties are computed using the outlet treatment proposed by (Patankar, 1980).

Top Boundary : This is a curved surface located at a radial distance far from the wind turbine blade tip. In this plane, the velocity and the diffusion of turbulent kinetic energy and rate of viscous dissipation are set to their undisturbed values at hub height ($u_0(H)$, $k_0(H)$ and $\varepsilon_0(H)$).

7.3 Pressure discontinuity treatment

Rotor modeling was implemented using the "FAN MODEL" in FLUENT, which determines the impact of a fan with known characteristics. The model allows for the introduction of a pressure jump at the rotor. This model's performance was tested by analyzing the actuator disk with constant load in laminar flow. The results obtained are similar to the one-dimensional momentum classical theory proposed by (Froude, 1989) and (Rankine, 1965), and also to experimental data, when the axial deficit velocity is less than the value of 0.3 (operating in the windmill state).

8. Results and discussion

The results presented in this section are intended to demonstrate the proposed model's ability to accurately predict the behaviour of velocity and turbulent kinetic energy : (*i*) at the rotor

(ii) in the near wake, and (iii) in the far wake. To this effect, the flows assume a neutral boundary layer with the surrounding flat terrain : (i) a three-blade Nibe-B 630-kW wind turbine operating at a rotational speed of 33 rpm with a 40m diameter located at a hub height of 45m (Pederson et Nielson, 1980; Taylor *et al.*, 1985); (ii) the two-blade NASA/DOE Mod-0A 100-kW, operating at a rotational speed of 40 rpm with rotor diameter of 37.5 m and located at a hub height of 30m (Puthoff et Sirocky, 1974; Durand et Packard, 1982); (iii) the three-blade Danwin 180-kW, operating at a rotational speed of 40 rpm with a diameter rotor of 23m and located at a hub height of 31m (Magnusson *et al.*, 1996; Magnusson et Smedman, 1999).

8.1 Simulation of the Nibe-B 630-kW wind turbine

Detailed rotor geometry was not available ; consequently, the surficial force f_n has been calculated using the experimental C_T . Table 1 shows the three cases studied with corresponding reference wind speed and measured ambient turbulence intensity.

A grid dependence study was performed using a computational domain of 25×5 rotor diameters and 130×190 grid points. The turbine was located 5 diameters downstream of the inlet boundary and 80 points were used to discretize the blade. Table 2 illustrates the difference between the value of hub-height ($r = 0$) axial velocity deficit a_x at the rotor ($\frac{x}{D} = 0$) and at position $\frac{x}{D} = 2.5$. The results obtained for N grid points $a_x(N)$ were compared with the corresponding grid-independent solution $a_x(\infty)$. The grid dependency study was conducted on uniform grids with equal grid spacing in r and with a ratio in x direction to ensure smooth distribution between adjacent grids. The grid-independent solution was reached near $N=24700$.

The near wake, extending up to 3 diameters, was mainly influenced by turbine characteristics. Unfortunately, experimental data were not available at the rotor position. However, a

measurement-supported correlation (Glauert, 1935) shows that the mean relative deficit velocity in the rotor was directly related to the C_T :

$$C_T = 4a_x \left(1 - \frac{a_x}{4}(5 - 3a_x) \right) \quad (3.25)$$

The proposed model provides an axial rotor deficit velocity that agrees very well with Eq.(25). Table 3 illustrates the results obtained for three values of C_T and presents a comparison between the proposed model and the $k - \varepsilon$ model used by (Crespo *et al.*, 1985). As shown in Table 3, the results of the proposed model are in good agreement with the Glauert correlation, which is an essential condition for predicting the near wake.

The proposed model was applied in order to predict vertical velocity profiles in the rotor wake at positions $\frac{r}{D} = 2.5, 6$ and 7.5 . Figures 4(a), 5(a) and 6(a) are particularly interesting results that were obtained at critical position $\frac{r}{D} = 2.5$: the velocity profile at $\frac{r}{D} = 2.5$ is very close to the end of the near-wake region and represents the initial condition for the far wake. The extra term added in Eq.(17) plays a primordial role in transferring energy from the larger to the smaller scale. Furthermore, this transfer mechanism is essentially located at the region close to the rotor. One can also see in Figs. 4-6 that wake recovery is achieved earlier when the $k - \varepsilon$ model used by (Crespo *et al.*, 1985) is applied. Furthermore, the $k - \varepsilon$ model uses only one time scale to solve transport equations, whereas the far wake is characterized by a superposition of several turbulence scales (e.g. atmospheric and shear-layer turbulence). At positions $\frac{r}{D} = 6$ and 7.5 , the experimental axial velocity deficit are lower than the numerical one for $C_T = 0.77$ and 0.82 . This can be explained by the fact that under some circumstances, the anemometer tower was not aligned exactly with the turbine's axis rotation (Taylor *et al.*, 1985).

The nacelle's modeling also influenced the velocity field, as shown in Figs. 4(a), 5(a) and 6(a). In contrast to the $k - \varepsilon$ model used Crespo *et al.*, the proposed model is sensitive to the

presence of the nacelle and this is more of a physical phenomena. In Figs. 4(b-c), 5(b-c) and 6(b-c) the nacelle presence is not noticeable, since only the load level (and not its distribution) affects far-wake characteristics.

Considering the axial wake structure of k at hub height for $C_T = 0.82$ (see Fig.7), the peak of k occurring at the position $1.5D$ when using the $k - \varepsilon$ model used by Crespo *et al.* (Crespo *et al.*, 1985), is moved towards $5D$ with the proposed model. This behaviour by the proposed model is confirmed by experimental data in Fig.7. This is the direct consequence of the increase in turbulence energy dissipation in the near wake. A helical vortex originating from each blade is convected downstream with the local flow velocity. These helical tip vortices will form a continuous vortex layer that produces a shear layer in the wake near $\frac{r}{D} = 0.5$ with a strong turbulent intensity with respect to the inner region of the wake. This expected behaviour is clearly seen in the turbulent intensity measured at $\frac{r}{D} = 2.5$ presented in Fig.8, showing a maximum at $\frac{r}{D} = 0.5$ and a minimum at $r = 0$. The predictions from the proposed numerical model compare well with the measured data, whereas the $k - \varepsilon$ model used by Crespo *et al.* is largely far from the measured data.

8.2 Simulation of the Danwin 180-kW wind turbine

In this section, the proposed model was applied to the Danwin 180-kW wind turbine installed in a wind farm at Alsvik (Sweden). Predictions were compared with full-scale measurements (Magnusson *et al.*, 1996). The proposed model was applied to two wind speeds, 8 and 11 ms^{-1} , corresponding to two turbulence intensities : 6 and 7% respectively. The turbine operated in the stall region, and the selected experimental aerofoil data included contributions from stall-delay phenomena (Björck *et al.*, 1996). The nacelle model was used with a drag coefficient equal to 1. The results presented in this section seek to confirm the capacity of the proposed model to predict the entire flow around the turbine and in the far wake.

Since the numerical results are axisymmetric, the experimental data presented in this section are those measured in the horizontal plane for which the incident velocity was almost constant (velocity at the hub height). The use of the measured vertical distributions instead of the horizontal ones may introduce a thermal stratification effect.

Figures 9 and 10 show the velocity distribution for two values, 0.82 and 0.65. Again, it appears clearly that the proposed model is better and more appropriate for predicting the flow correctly than is the $k - \varepsilon$ model proposed by (Crespo *et al.*, 1985). There is good agreement with past experimental data, as shown in Figs. 9 and 10(b-c). Figure 10(a) also illustrates the results obtained using the BEM method and assuming a uniformly loaded rotor. The principal difference is essentially linked to blade-root modeling.

8.3 Simulation of the MOD-0A 100kW turbine

The MOD-0A turbine used for this validation is described in (Durand et Packard, 1982). The site was composed of a plane array of 7 towers located 4 rotors to the southwest of the turbine ; two towers were also placed 4 rotors northeast of the turbine. On each tower, Gill propeller anemometers (Durand et Packard, 1982) were located at hub height. The results predicted by the proposed model are compared with experimental wake measurements in Figs. 11 to 14. The four cases chosen in this paper are those for which the hypothesis of a neutral atmosphere appeared more justified. Again, the proposed model's agreement with the experimental data was very good.

9. Conclusion

In this paper, an extended $k - \varepsilon$ model has been proposed and tested over three wind turbines. The method proposed has been shown to yield much better results than the standard $k - \varepsilon$ model. This is particularly evident in the near wake, where rapid changes in turbulent kinetic energy production and rates were observed. These are mainly attributable to the energy transfer term introduced into the dissipation rate equation which suppresses the overshoot

phenomenon of turbulent kinetic energy, as revealed by the standard $k - \varepsilon$ model, in regions where the mean shear is strong. Applications of the present model to other complex turbulent flow problems, (e.g. wind turbine wakes on complex terrain) are planned for future studies. They will yield a better assessment of the generalizability of the proposed turbulence model.

Tableau 3. 1

Measurements data for the Nibe-B 630-kW (Taylor *et al.*, 1985)

C_T	Reference wind speed (m/s)	Ambient turbulence Intensity (%)
0.82	8.54	10-15
0.77	9.56	10-15
0.67	11.52	10-15

Tableau 3. 2

Grid dependence study

N	N_{ROTOR}	$\frac{r}{D} = 0$ (rotor position)		$\frac{r}{D} = 2.5$	
		$a_r(N)$	$\frac{ a_r(N) - a_r(\infty) }{ a_r(\infty) }$ (%)	$a_r(N)$	$\frac{ a_r(N) - a_r(\infty) }{ a_r(\infty) }$ (%)
1800	5	0.265	10.5	0.33	36.5
6500	20	0.289	2.36	0.48	7.7
24 700	80	0.296	0	0.52	0
35 150	120	0.296	0	0.52	0

Tableau 3. 3

Comparison with Glauert correlation

C_T	Glauert Correlation (Glauert, 1935)	Proposed model		$k - \varepsilon$ model (Crespo <i>et al.</i> , 1985)	
	a_r	a_r	Error (%)	a_r	Error (%)
0.82	0.294	0.297	1	0.239	19
0.77	0.268	0.275	2.6	0.224	16.4
0.67	0.220	0.232	5.4	0.189	14

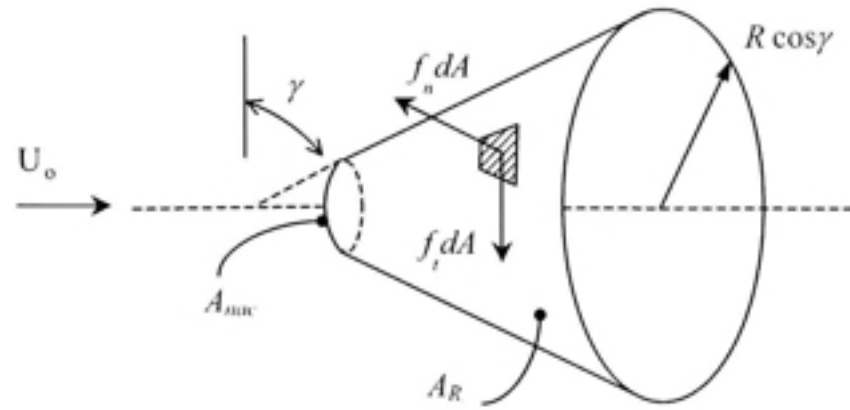
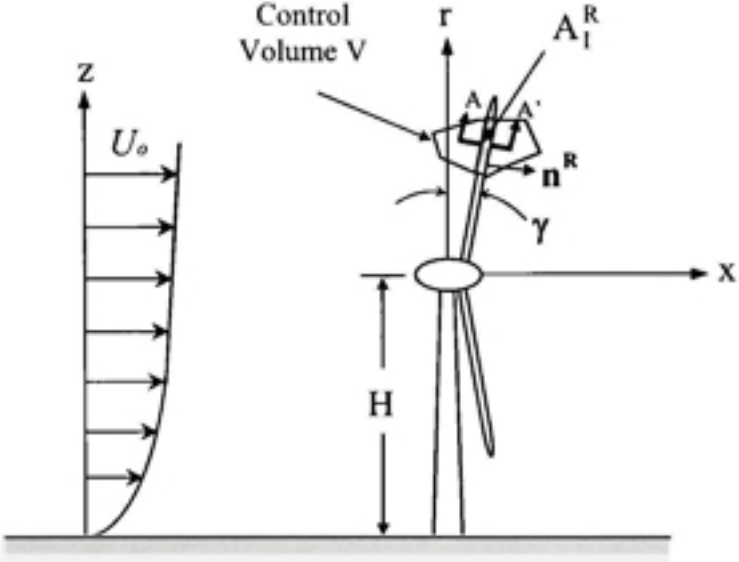
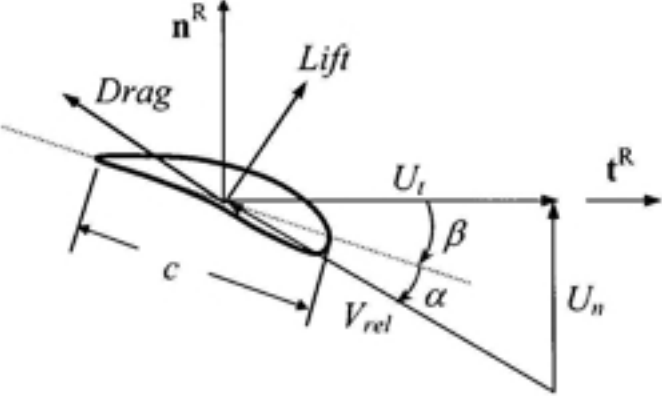


Figure 3.1 *Description of the actuator disk.*



(a)



Section A-A'

(b)

Figure 3.2 Wind turbine geometric : (a) trailing-edge view of the rotor ; (b) cross-section A-A' of the blade.

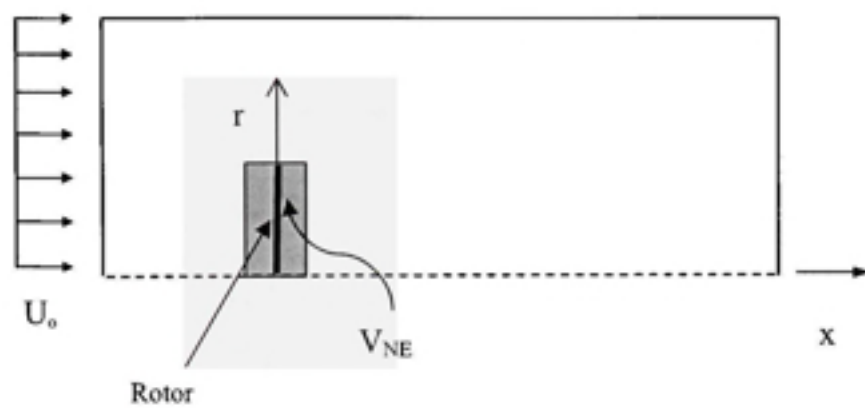


Figure 3.3 *Computational domain.*

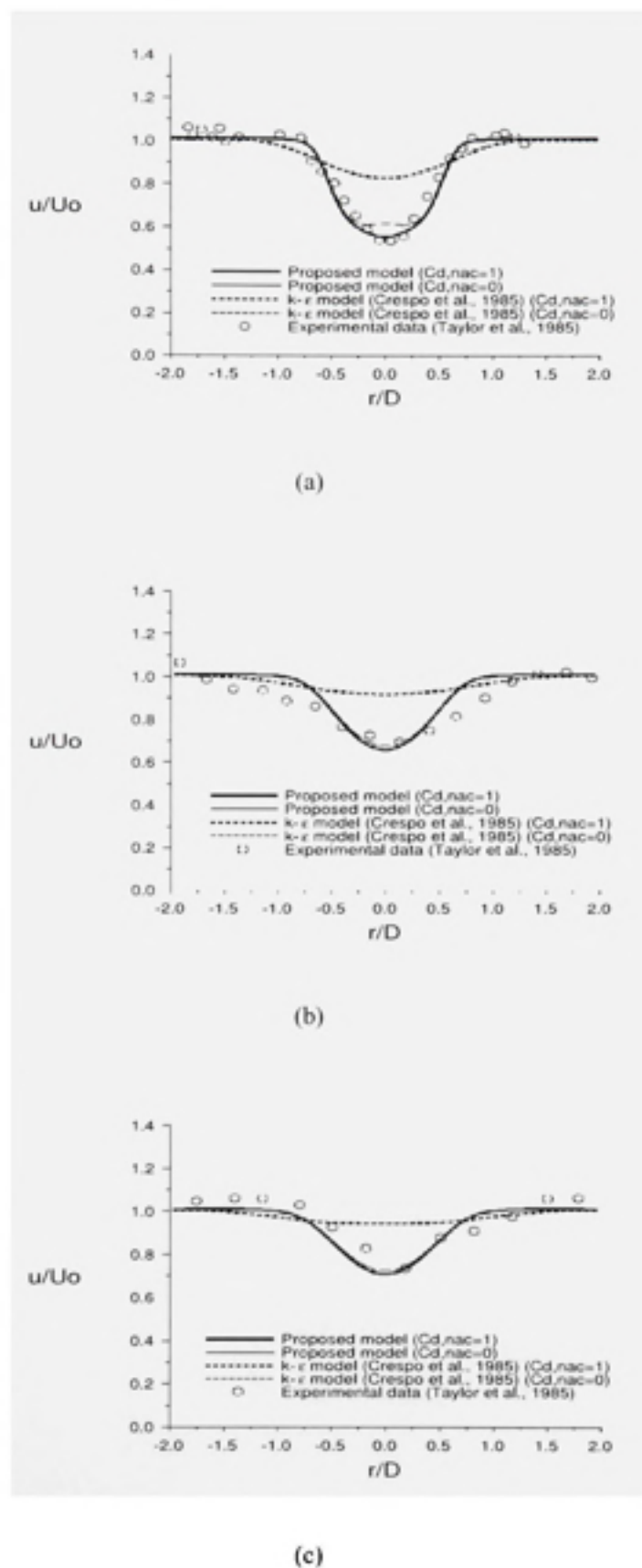


Figure 3.4 *Nibe B* : Wake vertical distribution of velocity for several downstream sections for $U_o = 11.52$ m/s, $C_T=0.67$ and $IT=10.5\%$ at (a) $\frac{x}{D} = 2.5$, (b) $\frac{x}{D} = 6$ and (c) $\frac{x}{D} = 10$

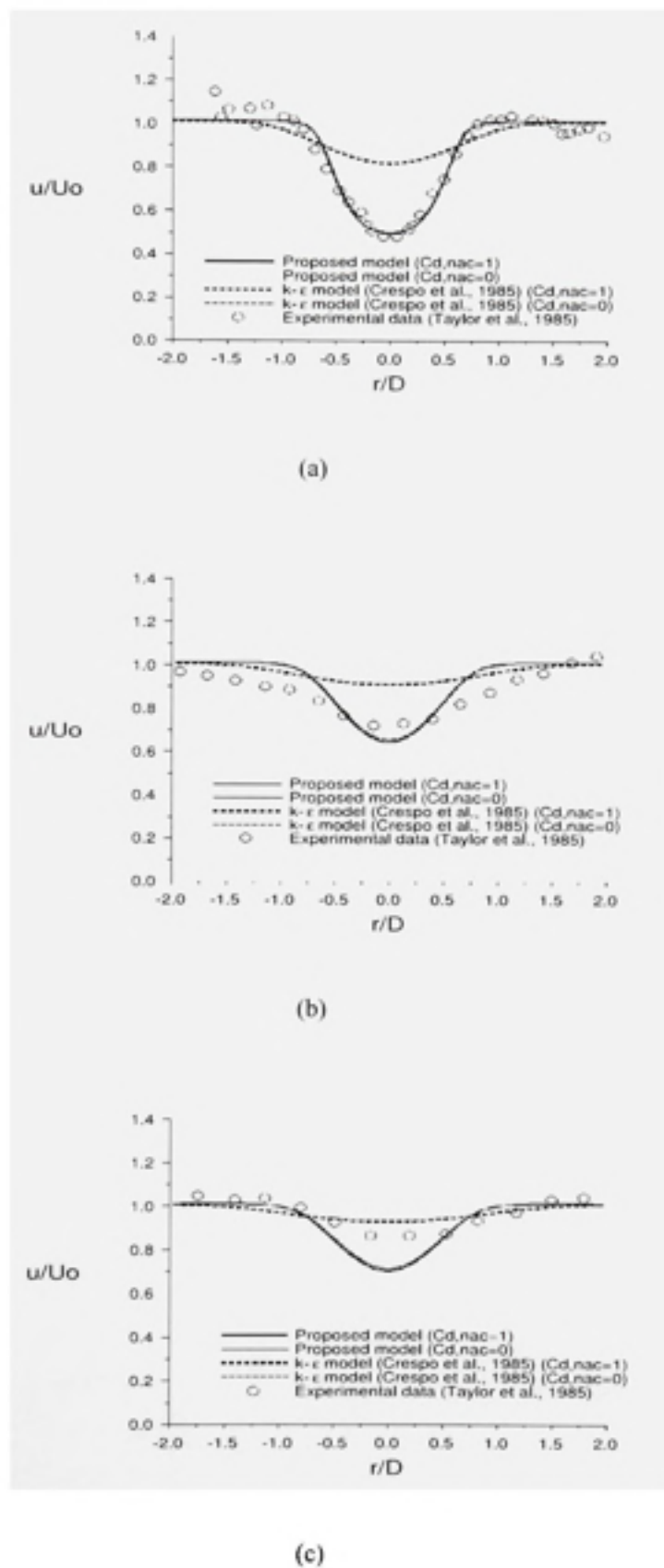


Figure 3.5 *Nibe B* : Wake vertical distribution of velocity for several downstream sections for $U_0 = 9.56$ m/s , $C_T = 0.77$ and $IT = 11\%$ at (a) $\frac{x}{D} = 2.5$, (b) $\frac{x}{D} = 6$ and (c) $\frac{x}{D} = 11$

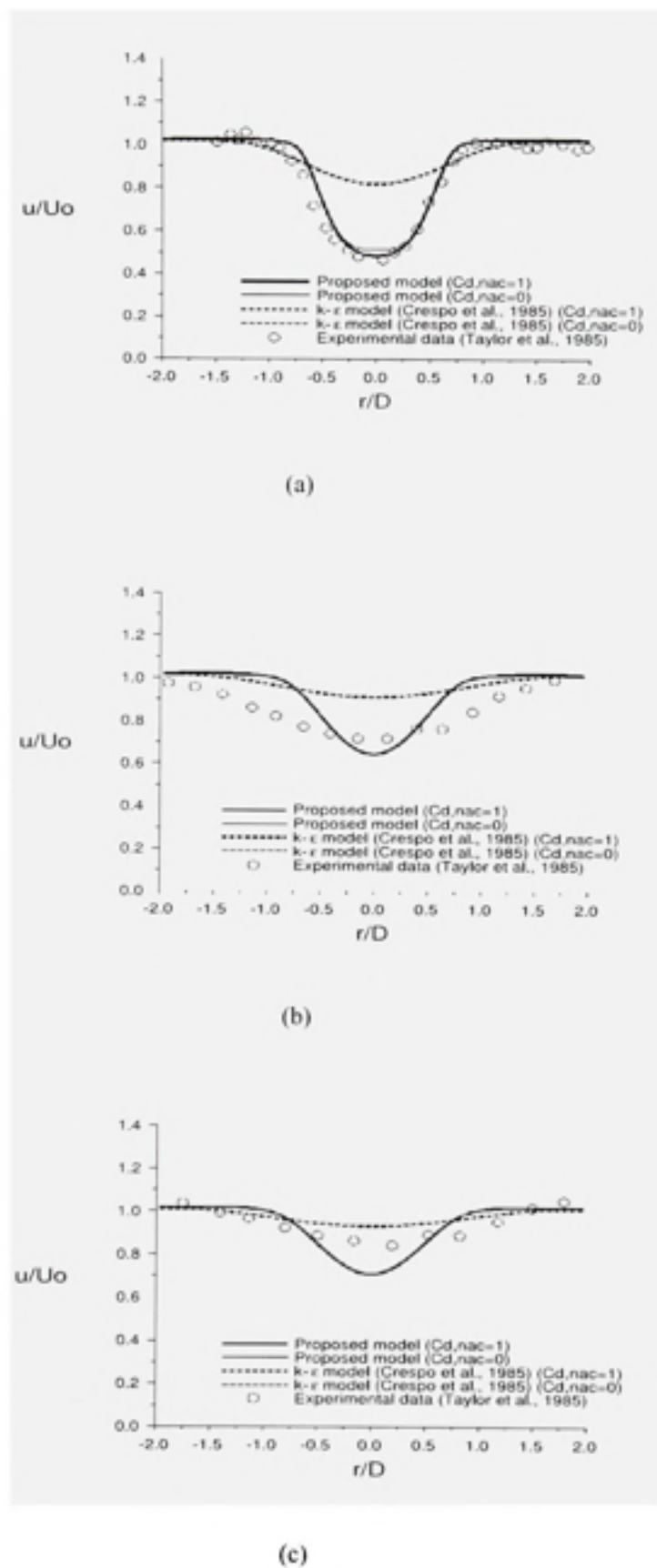


Figure 3.6 *Nibe B* : Wake vertical distribution of velocity for several downstream sections for $U_0 = 8.5 \text{ m/s}$, $C_T = 0.82$ and $IT = 11\%$ at (a) $\frac{x}{n} = 2.5$, (b) $\frac{x}{n} = 6$ and (c) $\frac{x}{n} = 10$

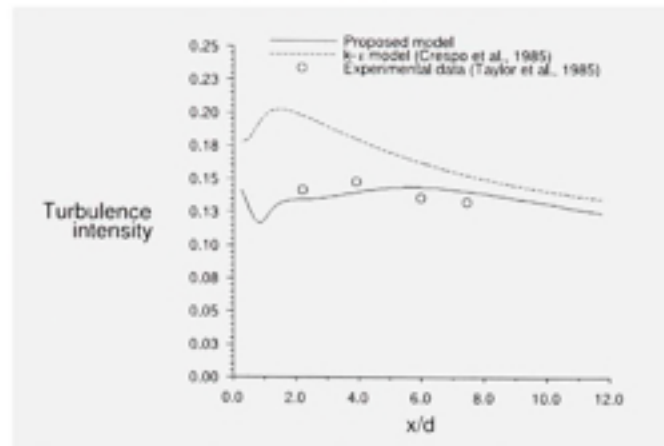


Figure 3. 7 *Nibe B* : Wake axial turbulence intensity decay for $U_0 = 8.5 \text{ m/s}$, $C_T=0.82$ and $IT=11\%$.

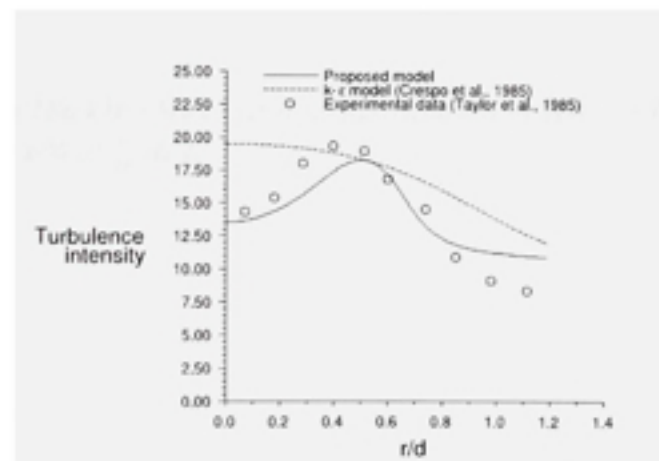


Figure 3. 8 *Nibe B* : Wake vertical distribution of turbulence intensity at $\frac{x}{D} = 2.5$ for $U_0 = 8.5 \text{ m/s}$, $C_T = 0.82$ and $IT = 11\%$.

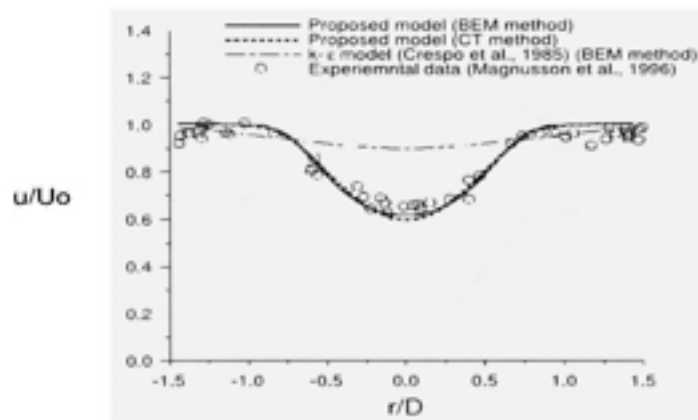


Figure 3.9 *Danwin 180 kW: Wake vertical distribution of velocity for $U_0=11$ m/s, $C_T=0.65$ and $IT=6\%$ at $\frac{x}{D}=6.2$.*

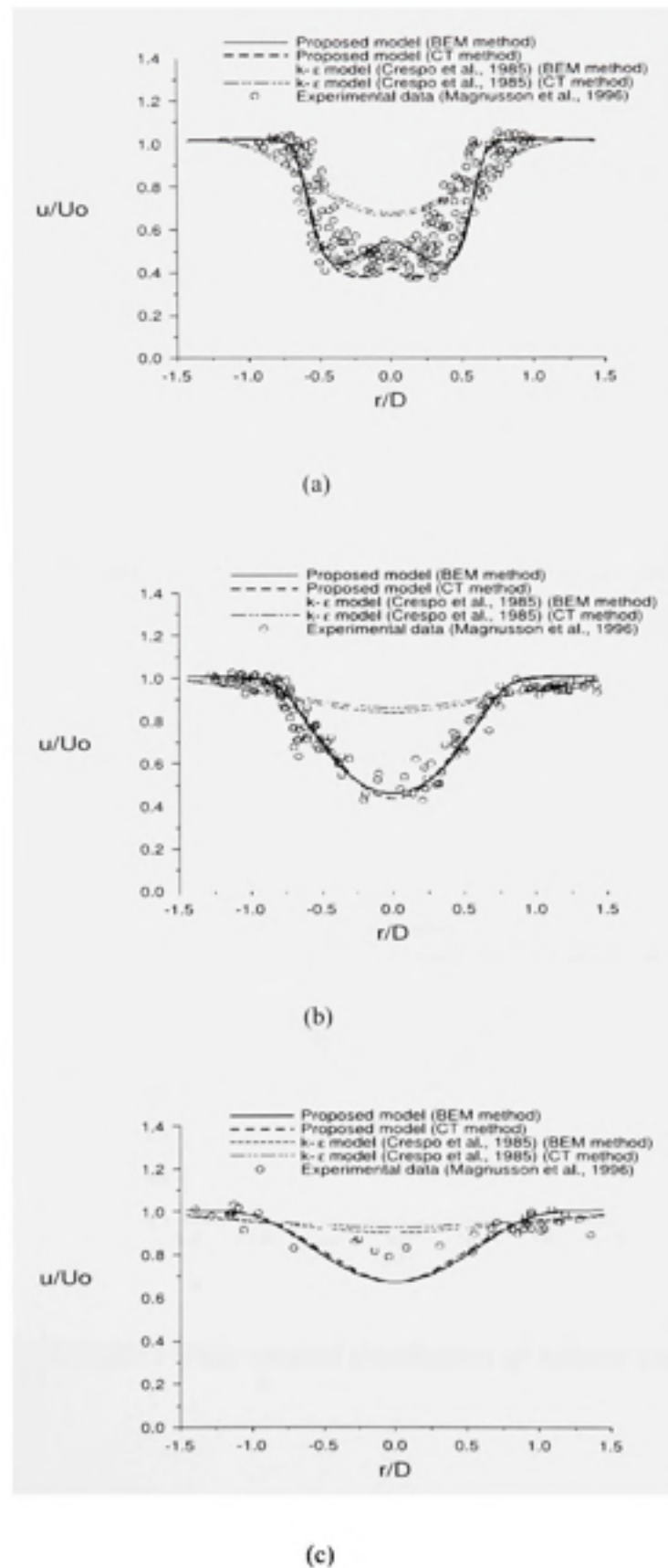


Figure 3.10 Danwin 180 kW : Wake vertical distribution of velocity for $U_0=8$ m/s , $C_T=0.82$ and $IT=7\%$ at $\frac{x}{n}=1$, $\frac{x}{n}=4.15$ and $\frac{x}{n}=9.4$.

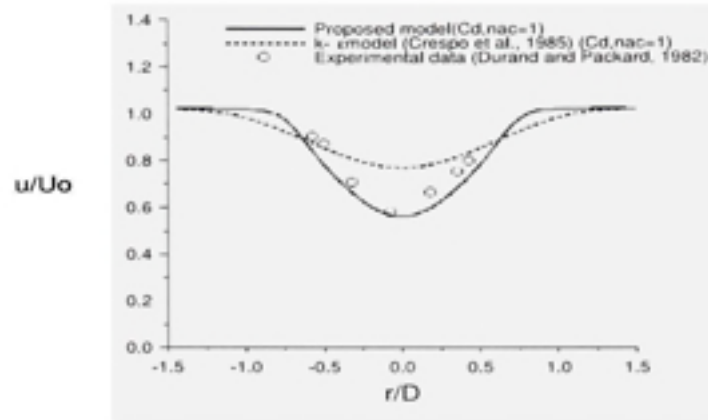


Figure 3. 11 *MOD-0A 100-kW* : Wake vertical distribution of velocity for $U_0=5.67$ m/s and $IT=13\%$.

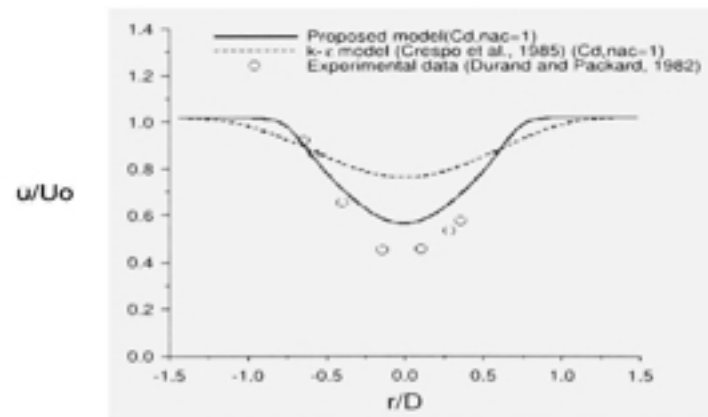


Figure 3. 12 *MOD-0A 100-kW* : Wake vertical distribution of velocity for $U_0=6.43$ m/s and $IT=13\%$.

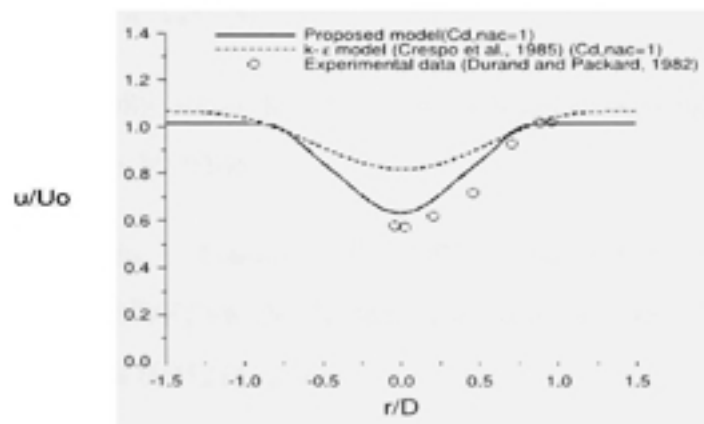


Figure 3. 13 MOD-0A 100-kW : Wake vertical distribution of velocity for $U_0=6.74$ m/s and $IT=11\%$.

BIBLIOGRAPHY

- Abbott, I.H.A. et von Doenhoff., A.E., 1959. *Theory of Wing Sections, Including a Summary of Airfoil Data*. New York : «Dover Publications».
- Ainslie J.F., 1988. «Calculating the field in the wake of wind turbines». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 27, p. 213-224.
- Ammara I., Leclerc C., et Masson, C., 2002. «A viscous three-dimensional differential/actuator disc method for the analysis of wind farms». *ASME Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 124, n°. 4, p. 345-356.
- Barth, T.J.,et Jespersen, D., 1989. «The design and application of upwind schemes on unstructured meshes». *AIAA paper 89-0366*.
- Björck, A., Dahlberg, J., Carlén, I., Ganander, H., 1996. «Load prediction of stallregulated wind turbines». *Proc. of EUWEC96, 20-24 May Göteborg, Sweden, Proceeding by H.S. Stephens & associates*, ISBN 0-9521452-9-4.
- Chen, Y.S., et Kim, S.W., 1987. *Computation of turbulent flow using an extended turbulence closure model*. Coll. «NASA Contractor Report», NASA CR-179204.
- Crespo, A., Manuel, F., Moreno, D., Fraga, E., et Hernandez, J., 1985. «Numerical analysis of wind turbine wakes». *Proc. Delphi Workshop on Wind Energy Applications, Delphi, Greece*, p. 15-25.
- Crespo, A., Hernandez, J., Frega, E., et Andreu, C., 1988. «Experimental validation of the UPM computer code to calculate wind turbine wakes and comparison with other models». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 27, p. 77-88.
- Crespo A. et Hernandez, J., 1989. «Numerical modeling of the flow field in a Wind Turbine Wakes». *ASME, Fluid Engineering Division*, vol. FED 76, p. 121-127.

- Crespo, A., Hernandez, J., et Frandsen, S., 1999. «Survey of modelling methods fro wind turbine wakes and wind farms». *Wind Energy*, vol. 2, p.1-24.
- Duque, E.P.N., Van Dam, C.P. et Hughes, S., 1999. «Navier-Stokes simulations of the NREL combined experiment phase II rotor». *AIAA paper 97-0037*.
- Durand, J.C., et Packard, K.R., 1982. *Comparaison of model and observations of the wake of a MOD-0A wind turbine*. PNL-4433, Richland, WA, Pacific Northwest Laboratory.
- Ekaterinaris, J.A., 1997. «Numerical simulation of incompressible two-bladed rotor flow field». *AIAA paper 97-0398*.
- FLUENT, 2001. *FLUENT 6 User's Guide*. 1-4, Fluent Inc., Lebanon.
- Froude, R.E., 1889. «On the part played in propulsion by differences of fluid pressure». *Transactions of the institution of Naval Architects*, vol. 30, p. 390-405.
- Glauert, H., 1935. *Airplane Propellers in Aerodynamics Theory*, (Ed. W.F.Durand), 4, Division L, Springer, Berlin.
- Hanjalic, K., et Launder, B.E., 1980. «Sensitizing of the dissipation equation to irrotational strains». *Transactions of ASME*, vol. 102 p. 34-40.
- Hansen, M.O.L., 2003. *Aerodynamics of Wind Turbines*. James x James.
- Launder, B.E., et Spalding, D.B., 1974. «The numerical computation of turbulent flows». *Comp. Meth. Appl. Mech. Engr.*, vol. 3, p. 269-289.
- Leclerc, C., Masson, C., Ammara, I., et Parashivoiu, I., 1999. «Turbulence modelling of the flow around HAWTs». *Wind Engineering*, vol. 23, n°. 5, p. 279-294.
- Lissaman, P.B.S., 1979. «Energy effectiveness of arbitrary arrays of wind turbines». *AIAA paper 79-0114*.

- Luken, E. et Vermeulen, P.E.J., 1986. «Development of advanced mathematical models for calculation of wind turbine wake-interaction». *EWEC'86, Rome*, vol. 1, p. 423-427.
- Madsen, H.A., 1982. *The actuator cylinder : a flow model for vertical axis wind turbines*. Aalborg University Center, Institute of Industrial Construction and Energy Technology, Aalborg, Denmark.
- Manwell, J.F., Mc Gowan, J.G. et Royers, A.L., 2002. *Wind Energy Explained*. John Wiley & Sons, west Sussex.
- Magnusson, M., Rados, K.G. et Voutsinas, S.G., 1996. «A study of the flow downstream of wind turbine using measurements and simulations». *Wind Engineering*, vol. 20, no 6, p. 389-403.
- Magnusson, M. et Smedman, A.S., 1999. «Air flow behind wind turbines». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 80, p. 169-189.
- Masson, C., Ammara, I., et Paraschvoiu, I., 1997. «An aerodynamic method for the analysis of isolated horizontal-axis wind turbines». *International Journal of Rotating Machinery*, vol. 3, p. 21-32.
- Masson, C., Smaili, A., et Leclerc, C., 2001. «Aerodynamic analysis of HAWTs operating in unsteady conditions». *Wind Energy*, vol. 4, n°. 1, p. 1-22.
- Mikkelsen, R., 2003. «Actuator disc methods applied to wind turbines». Ph.D. thesis, Technical University of Denmark.
- Panofsky, H. et Dutton, J., 1984. *Atmospheric Turbulence*, John Wiley & Sons.
- Patankar, S.V., 1980. *Numerical heat transfer and fluid flow*, McGraw-Hill, New York.
- Pederson, B.M. et Nielson, P., 1980. «Description of the two Danish 630kW wind turbines, Nibe-A and Nibe-B, and some preliminary test results». *DEFU, Denmark, Third International Symposium on Wind Energy Systems*, vol. August 26-29, p. 223-238.

- Puthoff, R.L. et Sirocky, P.J., 1974. «Preliminary description design of a 100-kW wind turbine generator. NASA TMX-71585.
- Rankine, W.J.M., 1865. «On the mechanical principals of the action of propellers». *Transactions of the Institution of Naval Architects*, vol. 6, p. 13-30.
- Rajagopalan, R.G., et Fanucci, J.B., 1985. «Finite difference model for the vertical axis wind turbines». *Journal of Propulsion and Power*, vol. 1, p. 432-436.
- Schetz, J.A. et Fuhs, A.E., 1996». *Handbook of Fluid Dynamics and Fluid Machinery*, New York, John Wiley & Sons.
- Sørensen, J.N. et Myken, A., 1992. «Unsteady actuator disc model for horizontal axis wind turbines». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 39, p. 139-49.
- Sørensen, N.N., et Michelsen, J. A., 2000. «Aerodynamics predictions for the unsteady aerodynamics experiment phase II rotor at the National Renewable Energy Laboratory». *AIAA paper*. p. 2000-0037.
- Taylor, G.J., Milborrow, D.J., McIntosh, D.N., et Swift-Hook, D.T., 1985. «Wake measurements on the Nibe windmills. Proc. 7th BWEA Wind Energy Conference, Oxford, p. 67-73.
- Vermulen, L.J., Sørensen, J.N., et Crespo, A., 2003. «Wind turbine wake aerodynamics». *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 39, p. 467-510.

ANNEXE 4

NUMERICAL MODELING OF THREE-DIMENSIONAL TURBULENT FLOW THROUGH WIND TURBINES UNDER VARIOUS ATMOSPHERIC STABILITY CONDITIONS

3.1 Abstract

This paper proposes a new model for simulating three-dimensional flow through horizontal axis wind turbines under various atmospheric stability conditions. The mathematical formulation is based on the Reynolds' averaged Navier-Stokes equations complemented by a k - ϵ turbulence model in which an extra term is added to the approximate transport equation for the turbulence energy dissipation rate. The Boussinesq approximation is used in the momentum equation to introduce the effect of the atmospheric boundary layer's thermal stratification. The present study simulates the flow around an isolated wind turbine, including the near and the far wake under various thermal stratifications. The results obtained are in good agreement with experimental data.

keywords

Wind energy, Wind turbine wake, RANS, Turbulent flows, Generalized actuator-disk model, atmospheric stability

3.2 Introduction

In order to ensure the successful exploitation of wind energy, it is important to investigate the various aerodynamic aspects that have structural impacts on the wind turbine. For example, wind turbines in wind farms often operate in the wakes of upstream turbines. In such situations, wind velocity and atmospheric turbulence intensity in the wind park, and consequently wind turbine load conditions, are highly dependent upon the wind turbine's wake properties. This paper is primarily concerned with the behavior of wind turbine wakes under the influence of various thermal stratifications of the atmospheric boundary layer. More specifically, the objective of this paper is to propose a numerical model suitable for simulating flow in the vicinity of the wind turbine, including its wake, immersed in an atmospheric boundary layer under various thermal stratifications. The analysis of such a problem requires the consideration of the

atmospheric boundary layer under various thermal stratifications as well as the aerodynamics of the turbine and wake flow phenomena. Critical aspects are turbulence modelization and blade aerodynamics analysis.

Wind turbine wake studies are generally aimed at evaluating the effect of wind turbines in farms (Vermulen *et al.*, 2003; Crespo *et al.*, 1999). Attention is typically focused on wake evolution models (Lissaman, 1979; Ainslie, 1988; Crespo *et al.*, 1987) as well as on wake interference and turbulence models (Luken et Vermeulen, 1986). These studies make a distinction between the near and far wake regions. The near wake is taken as the region just behind the rotor, up to 3 diameters downstream (Vermulen *et al.*, 2003). The far wake is the region beyond the near wake. Calculation of the wake is started at the end of the near wake using the initial velocity and turbulent kinetic energy profiles generated by similarity and/or empirical profiles.

There are only a few studies on the effect of stability conditions on wind turbine wakes (Vermulen *et al.*, 2003). Interesting experimental results of the flow downstream of single turbines with the influence of atmospheric stability behaviour have been performed at the Alsvik wind farm by Magnusson et Smedman (1994), Magnusson *et al.* (1996) and Magnusson and Smedman (1996, 1999). In these papers, empirical expressions are proposed for the evolution of the velocity deficit and the added turbulence in the wake. More recently, Lange *et al.* (2003) have studied the effects of atmospheric stability in offshore wind parks.

Investigation on the aerodynamics of wind turbines is essentially divided into two principal domains : the first is the prediction of rotor performance and the second is the study of the far wake. The most interesting approach, when one is interested not only in rotor loads but also in the details of the flow in the turbine vicinity, involves generalized actuator-disk models (Madsen, 1982; Rajagopalan *et al.*, 1985; Sørensen et Myken, 1992; Masson *et al.*, 1997; Mikkelsen, 2003) combined with the Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) equations (Masson *et al.*, 2001; Ammara *et al.*, 2002). In this paper, such a capability for predicting flow details

is crucial ; consequently, this approach has been adopted for the aerodynamics analysis of the turbines.

Turbulence modelization is a crucial aspect when using generalized actuator-disk models based on the RANS equations. Regarding turbulence modelization of the atmospheric boundary layer, the $k - \varepsilon$ turbulence model that takes gravitational effect into account (Gibson et Launder, 1976) was adapted and used by Crespo et Hernandez (1989) to simulate wind turbine wakes, and by Carruthers *et al.* (1994), Hanna *et al.* (1999) and recently by Riddle *et al.* (2004) for simulating atmospheric dispersion. The $k - \varepsilon$ model has also demonstrated its capacity to predict atmospheric boundary layer accurately under various thermal stratifications over flat terrain (Apsley et Castro, 1997; Thanh *et al.*, 2002; Alinot et Masson , 2005). More recently, El Kasmi and Masson (2007) have proposed a modified $k - \varepsilon$ model allowing for accurate predictions of both near and far wakes.

In this paper, a numerical method is proposed to predict the three-dimensional flow in the vicinity of the wind turbines, including both near and far wakes, under various atmospheric stability conditions. The proposed mathematical model is summarized as follows : the rotor is represented as an actuator disk on which external surficial forces exerted by the turbine blades on the flow are prescribed according to the blade-element theory. The incompressible three-dimensional RANS is used to calculate the flow in the vicinity of the turbine and in all regions of the wake. The turbulence model proposed in this paper is a blend of the $k - \varepsilon$ model for atmospheric boundary layer under various thermal stratifications (Alinot et Masson , 2005) and the $k - \varepsilon$ model for wind turbine wakes (El Kasmi and Masson, 2007). The proposed model has been successfully compared with experimental data.

3.3 Modeling Of The Rotor

3.3.1 Actuator-disk concept

The turbine is represented by an actuator disk, upon which a distribution of forces acts upon the incoming flow at a rate defined by the period-averaged mechanical work that the rotor extracts from the fluid. These forces per unit area of the actuator disk will be referred to as the surficial forces in this paper. For horizontal-axis wind turbines (HAWTs), actuator-disk geometry is defined as a circular cone of base radius $R \cos \gamma$, where R is the blade length and γ is the coning angle of the blades. Figure 1 shows a drawing of a typical HAWT actuator disk. Blade coning has been exaggerated for clarity (typical coning angles are between 0° and 10°). It is assumed that the rotor has no spanwise action on the flow; therefore the surficial force exerted by an elementary actuator-disk surface dA may be decomposed into normal and tangential components denoted by f_n and f_t , respectively (see Fig.4. 1).

3.3.2 Blade-element theory

The rotor is composed of B blades of length R having a rotational velocity Ω . The blade chord c and its twist angle β can vary radially. Figure 4. 2(a) shows a representation of the rotor for a given azimuthal position. The x axis is defined as the turbine's axis of rotation. The forces due to lift and drag over a blade section at a given radial position are presented in Fig.4. 2(b). In the plane of the section, the fluid velocity relative to the blade, V_{rel} , is decomposed into a normal component U_n and a tangential component U_t :

$$V_{rel} = \sqrt{U_n^2 + U_t^2}, \quad U_n = -u_i n_i^R, \quad U_t = r\Omega - u_i t_i^R \quad (4.1)$$

where u_i is i^{th} the fluid velocity component and n_i^R and t_i^R are the appropriate cosine directors of the unit vectors \mathbf{n}^R and \mathbf{t}^R respectively.

The geometric angle of attack is generally defined according to the relationship

$$\alpha = \arctan\left(\frac{U_n}{U_t}\right) - \beta \quad (4.2)$$

Blade-element theory assumes that the local forces exerted on the blades by the flow depend only on airfoil aerodynamic properties and relative fluid velocity. Decomposing these forces along the \mathbf{n}^R and \mathbf{t}^R axes and time-averaging the forces exerted by the blades on the flow during one period of rotation yield the following expressions for the normal and tangential components of the surfacing force the rotor exerts on the flow :

$$f_n^R = \frac{B}{2\pi r} \frac{\rho V_{rel} c}{2} (U_t C_L + U_n C_D), \quad f_t^R = -\frac{B}{2\pi r} \frac{\rho V_{rel} c}{2} (U_n C_L - U_t C_D) \quad (4.3)$$

C_L and C_D are the static lift and drag coefficients of the blade-defining airfoil, respectively, and are, in general, functions of angle of attack α and the local Reynolds number. In the proposed model, these coefficients have been taken from experimental results obtained over the appropriate airfoil (Abbott et von Doenhoff, 1959). Furthermore, to take into account the effects of both the blade tip vortices and the hub, the lift of the two-dimensional airfoil must be corrected using the Prandtl tip-loss factor.

3.4 Nacelle Modeling

The characteristics of the flow past the nacelle depend very strongly on various parameters, such as the shape of the nacelle and the flow's orientation, speed and fluid properties. This study's aim is to simulate the time-averaged aerodynamic response of the complete turbine.

Therefore the nacelle's effects on the flow have been introduced into the formulation in similar fashion to those of the rotor : the nacelle is represented as a disk-permeable surface A_{nac} normal to the incoming flow and bounded by a diameter D_{nac} (see Fig.4. 1), on which a drag force acts upon the incoming fluid flow. The drag coefficient of bluff bodies of shape similar to typical nacelles varies between 0.8 and 1.2 (Schetz et Fuhs, 1996). In this paper, the drag coefficient of the nacelle, $C_{d,nac}$ has been set to 1. Consequently the normal surficial force exerted by the nacelle on the flow is :

$$f_n^{nac} = \frac{1}{2} \rho C_{d,nac} U_0^2 \quad (4.4)$$

3.5 Description Of The Basic Flow

In this paper, the flow upstream of the rotor is assumed to be the one observed in the first hundred meters of the atmospheric boundary layer, over uniform flat terrain ; the expressions describing this flow are based on the Monin-Obukhov similarity theory and have been taken from Panofsky et Dutton (1984).

The turbulent viscosity is given by the mixing length relation :

$$\nu_{t0}(z) = \frac{K u_* z}{\phi_m(\frac{z}{L})} \quad (4.5)$$

where K is the von Kármán universal constant (equal to 0.4), z is the vertical coordinate ($z=0$ at the ground), L the Monin-Obukhov length and ϕ_m is the non dimensional wind shear. Using the Reynolds' analogy, turbulent heat diffusivity is related to turbulent heat through a turbulent Prandtl number (Panofsky et Dutton, 1984) :

$$\sigma_T = 1 \quad (4.6)$$

The Monin-Obukhov length and the non dimensional wind shear are given by the following relations :

$$L = \frac{u_* T_w}{K g T_*} \quad (4.7)$$

$$\phi_m \left(\frac{z}{L} \right) = \begin{cases} 1 + 5 \frac{z}{L} & L > 0 \\ (1 - 16 \frac{z}{L})^{-\frac{1}{4}} & L < 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

The turbulent friction velocity u_* and temperature T_* are given by :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (4.9)$$

$$T_* = \frac{-\dot{q}_w}{\rho c_p u_*} \quad (4.10)$$

where τ_0 is the surface shear stress, ρ the air density, T_w the surface temperature, \dot{q}_w the surface heat flux, c_p the air-specific heat at constant pressure, and g the gravitational acceleration.

Assuming shear stress and heat flux to be constant over the lower part of the atmospheric boundary layer, modified logarithmic velocity and temperature profiles are obtained in Ref. (Panofsky et Dutton, 1984) :

$$u_0(z) = \frac{u_*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (4.11)$$

with

$$\Psi_m \left(\frac{z}{L} \right) = \begin{cases} 1 - \phi_m \left(\frac{z}{L} \right) & L > 0 \\ \ln \left[\frac{1}{8} (1 + \phi_m^{-2} \left(\frac{z}{L} \right)) (1 + \phi_m^{-1} \left(\frac{z}{L} \right))^2 \right] - 2 \arctan \left(\phi_m^{-1} \left(\frac{z}{L} \right) \right) + \frac{\pi}{2} & L < 0 \end{cases} \quad (4.12)$$

$$T_0(z) - T_w = \frac{T_*}{K} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Psi_h \left(\frac{z}{L} \right) \right] - \frac{g}{C_p} (z - z_0) \quad (4.13)$$

with

$$\Psi_h \left(\frac{z}{L} \right) = \begin{cases} 1 - \phi_m \left(\frac{z}{L} \right) & L > 0 \\ 2 \ln \left[\frac{1}{2} (1 + \phi_m^{-2} \left(\frac{z}{L} \right)) \right] & L < 0 \end{cases} \quad (4.14)$$

where z_0 corresponds to the roughness length of the site and x to the coordinate in the windward direction.

Based on measurements of turbulent kinetic energy budget terms in the surface layer of an atmospheric boundary layer over a flat terrain (Panofsky et Dutton, 1984), one can find :

$$\varepsilon_0(z) = \frac{u_*^3}{Kz} \phi_\varepsilon \left(\frac{z}{L} \right) \quad (4.15)$$

where

$$\phi_\varepsilon\left(\frac{z}{L}\right) = \begin{cases} 1 - \frac{z}{L} & L < 0 \\ \phi_m\left(\frac{z}{L}\right) - \frac{z}{L} & L > 0 \end{cases} \quad (4.16)$$

Finally making use of the standard $k-\varepsilon$ model, a relation between the turbulent kinetic energy k and ε can be obtained :

$$k_0(z) = \sqrt{\frac{\nu_{t0}\varepsilon_0}{C_\mu}} = 5.48u_*^2 \left[\frac{\phi_\varepsilon\left(\frac{z}{L}\right)}{\phi_m\left(\frac{z}{L}\right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.17)$$

where the constant 5.48 has been experimentally determined (Panofsky et Dutton, 1984).

3.6 Governing Equations

The governing equations are derived from the basic principles of mass and momentum conservation. These principles have been applied to a non-deformable, fixed-control volume V , delimited by an outer surface A . The mean-flow governing equations for an incompressible fluid of density ρ are given in tensor-form notation by :

$$\int_A \rho u_i n_i dA = 0 \quad (4.18)$$

$$\int_A \rho u_i u_j n_i dA = \int_A \tau_{ij} n_i dA + \int_{V \cap A_R} [(f_n^R)_j + (f_t^R)_j] dA + \int_{V \cap A_{nac}} (f_n)_j dA + \int_V \rho g_j dV \quad (4.19)$$

$$\int_V \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dV + \int_A \rho c_p T u_i n_i dA = + \int_V \rho u_i g_i dV + \int_A (u_j \tau_{ij} + G_b) n_i dA \quad (4.20)$$

with

$$\tau_{ij} = \left[-p \delta_{ij} + \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (4.21)$$

and

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{\sigma_T} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} - \frac{g_i}{c_p} \right) \quad (4.22)$$

where n_i is the outward unit vector perpendicular to the elementary control surface dA and δ_{ij} is the Kronecker delta; $V \cap A_R$ refers to the surface defined by the intersection of the control volume V , and the rotor actuator-disk surface (Fig.4. 1), and $V \cap A_{nac}$ refer to the surface defined by the intersection of control volume V and the nacelle. The term $\int_{V \cap A_R} [(f_n^R)_j + (f_t^R)_j] dA$ accounts for the actuator-disk's contribution to the momentum balance, and the term $\int_{V \cap A_{nac}} (f_n^{nac})_j dA$ accounts for the nacelle's contribution to the momentum balance. In this paper, velocity and its derivative are assumed to be continuous functions, and only pressure is allowed to be discontinuous across the actuator disk surface. The Boussinesq approximation is used : density ρ is assumed to vary linearly with temperature only in the gravity term. Finally, g_i is the i^{th} component of the gravitational acceleration.

To obtain the closure of the governing equations, the two-equation $k - \varepsilon$ turbulence model for atmospheric boundary layer under gravitational effect (Alinot et Masson , 2005) is employed. For a control volume V delimited by an outer surface A , the transport equation of the turbulent kinetic energy can be written as

$$\int_A \rho k u_i n_i = \int_V [P_t - \rho \varepsilon + G_b] dV + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} n_i dA \quad (4.23)$$

$$P_t = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (4.24)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.25)$$

where P_t and ε represent the production and the dissipation rate of the turbulence kinetic energy k respectively, and where σ_k is a modeling constant and β is the air thermal volumetric expansion coefficient. The production rate is related to the mean strain of the velocity field through the Boussinesq assumption.

For the dissipation rate equation, the recommendations found in Ref. (El Kasmi and Masson, 2007) are followed : two time scales are included to allow the dissipation rate to respond to the mean strain more effectively than the $k - \varepsilon$ turbulence model for atmospheric boundary layer under gravitational effect (Alinot et Masson , 2005) would have done. The time scales included in the present model are : the production range time scale $\frac{k}{P_t}$ and the dissipation rate time scale $\frac{k}{\varepsilon}$. The final expression for the transport equation of ε is given as :

$$\int_A \rho \varepsilon u_i n_i = \int_V \left[C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} (P_t + (1 - C_{\varepsilon 3}) G_b) - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \right] dV + \int_{V \cap V_{NE}} \varphi_\varepsilon dV + \int_A \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} n_i dA \quad (4.26)$$

The term φ_ε represents the energy transfer rate from large-scale turbulence to small-scale turbulence controlled by the production range scale and the dissipation rate time scale. It is defined as (Chen et Kim, 1987) :

$$\varphi_\varepsilon = C_{\varepsilon 4} \frac{P_t^2}{\rho k} \quad (4.27)$$

The volume V_{NE} is defined as the region of the non-equilibrium turbulence. The choice of dimension for this region is critical. Following the recommendations of Ref. (El Kasmi and Masson, 2007), the region is defined as a volume upstream and downstream of the turbine of approximately $0.25D$ (see Fig.4. 3). The net effect of the present energy transfer function is an enhancement of the development of ε when the main strain is strong or when there is a large production rate. The present formulation enables the dissipation rate to respond to the mean flow field more rapidly so as to control the development of turbulent kinetic energy more effectively. Following the recommendations found in Refs. (Alinot et Masson , 2005; El Kasmi and Masson, 2007), the constants for the proposed model are :

$$\sigma_k = 1; \sigma_\varepsilon = 1.3; C_{\varepsilon 1} = 1.176; C_{\varepsilon 2} = 1.92; C_{\varepsilon 4} = 0.37; ; C_\mu = 0.033 \quad (4.28)$$

And

$$C_{\varepsilon 3} = \begin{cases} 3.4 & L > 0 \\ -4.4 & L < 0 \end{cases} \quad (4.29)$$

3.7 Numerical Method

The complete set of fluid equations, expressed in a Cartesian coordinate system, consists of the continuity equation, three momentum equations for transport of velocity, and the energy equation and the transport equation for k and ε . These equations are solved by employing FLUENT (2001). FLUENT uses a control-volumes-based technique to convert the governing equations to algebraic equations that can be solved numerically. In this paper, the solution algorithm adopted is SIMPLER (Patankar, 1980), and a second-order upwind scheme based

on a multilinear reconstruction approach (Barth et Jespersen, 1989) is used for all dependent properties.

3.7.1 Computational domain

Because the flow field is three-dimensional, the computational domain is a rectangular box that includes the wind turbine, which is immersed in a non-uniform flow parallel to the axis of rotation. Figure 4. 3 illustrates the domain which is discretized into hexagonal elements defined by eight nodes. Each element is considered as a control volume. All dependent variables are stored at the centroid of the control volumes. The dimensions of the computational domain have been set equal to $30D$ in the windward direction, $12D$ along the transversal direction and $15D$ long height (D is the turbine diameter). The wind turbine is located in $7D$ from the inlet boundary. In the same figure, one can see the projection of the volume V_{NE} , in which we add the proposed source term as defined in Eq.(4.26).

3.7.2 Boundary conditions

Inlet boundary : The inlet boundary is a (y, z) plane located upstream of the wind turbine. In this plane, the three velocity components are prescribed as follows : $u_x = u_0(z)$, $u_y = 0$ and $u_z = 0$. The turbulent properties $k - \varepsilon$ are set to undisturbed flow conditions (Eqs. (15) and (17)).

Outlet boundary : The outlet boundary is a (y, z) plane located downstream of the wind turbine. In this plane, the three velocity components and $k-\varepsilon$ properties are computed using the outflow treatment proposed by Patankar (1980).

Lateral surfaces : These surfaces are (x, y) plane (top boundary) and (x, z) planes (side boundaries). Along these three boundaries, undisturbed flow conditions are prescribed for three velocity components and for the turbulent kinetic energy and rate dissipation (Eqs. (13), (15) and (17)).

Wall boundary : The near wall significantly influences the accuracy of numerical solution. In this region, the Nikuradse law of rough wall is applied (Nikuradse, 1933) :

$$u_0(z) = \frac{u_*}{K} \ln \left(\frac{z}{k_s} \right) + 8.5 \quad (4.30)$$

The relation between the aerodynamic roughness of terrain z_0 and k_s can be obtained by substituting Eq.(4.30) into Eq.(4.11) :

$$z_0 = k_s/30 \quad (4.31)$$

3.8 Results and Discussion

The results presented in this section show the proposed model's ability to predict the behaviour of the velocity accurately : (i) at the rotor (ii) in the near wake, and (iii) in the far wake under various atmospheric stability conditions. Simulations were carried out for a commercial three-blade Danwin 180-kW installed in the wind farm at Alsvik (Sweden), operating at a rotational speed of 40 rpm with a rotor diameter of 23m and located at a hub height of 35m (Magnusson et Smedman, 1994; Magnusson *et al.*, 1996). The terrain was assumed to be flat and the Monin-Obukov length was set to $L = -121m$, $L = 117m$ and $L \rightarrow \infty$ for the unstable, stable and neutral conditions, respectively. For the neutral condition, two cases were analyzed with hub height wind velocities U_0 of $8m/s$ and $9.2m/s$ respectively, and with turbulence intensities TI_0 of 7% and 8% respectively (Magnusson *et al.*, 1996). For stable and unstable cases, the hub height velocity and turbulence intensity were $9.2m/s$, 8%, and 12% respectively (Magnusson et Smedman, 1994). Since the turbine operates in the stall region, the experimental airfoil data selected (Björck *et al.*, 1996) include contributions from the stall-delay phenomena. At the ground, the following values were used :

- Neutral : $z_0 = 1.56mm$, and $q_w = 0W/m^2$
- Stable : $z_0 = 0.62mm$, and $q_w = -40.7W/m^2$
- Unstable : $z_0 = 1.16mm$, and $q_w = 21.57W/m^2$

To obtain accurate results while keeping computational time reasonable, grid refinement was applied in the regions with high gradients. In order to simulate the effect of the rotor accurately, the blade-swept surface was discretized using 1200 grid points. All the results presented in this paper were obtained using a total of 900 000 grid points.

The wake flow parameters presented in this section are the local axial relative velocity deficit $a_x(x, y, z)$ and the added turbulence $\Delta TI(x, y, z)$. The relative velocity deficit is defined as :

$$a_x(x, y, z) = \frac{U_0 - u(x, y, z)}{U_0} \quad (4.32)$$

When the relative velocity deficit is evaluated at the rotor disk, it corresponds to the axial induction factor at the blade. The added turbulence is defined as :

$$\Delta TI(x, y, z) = \sqrt{TI_0^2 - TI^2(x, y, z)} \quad (4.33)$$

The predictions obtained using the proposed model are compared with full scale measurements (Magnusson et Smedman, 1994; Magnusson *et al.*, 1996). Simulations using the $k-\varepsilon$ turbulence models of Crespo et Hernandez (1989) and Alinot et Masson (2005) were also undertaken and included in the comparisons. As shown in Ref.(Alinot et Masson , 2005), these two models produce very similar results for neutral and unstable atmospheric boundary layers, while the model proposed by Alinot et Masson (2005) is more accurate in stable stratifications. Consequently, in neutral and unstable stratifications, the results of the proposed model are compared to those obtained using the $k-\varepsilon$ model proposed by Crespo et Hernandez (1989), while in stable situations, comparisons are made with the Alinot & Masson's $k-\varepsilon$ model (Alinot et Masson , 2005).

3.8.1 Free-wake atmospheric boundary layers

Before introducing the effect of the wind turbine, the atmospheric boundary layer for the three stability classes over flat terrain must be resolved. When no turbine is present in the computational domain, the proposed model is exactly the same as the model presented in Ref. (Alinot et Masson , 2005). As expected from the findings of Ref. (Alinot et Masson , 2005), the results of the proposed model presented in Figs.4. 4, 4. 5 and 4. 6 are in good agreement with the theory of Monin-Obukhov.

3.8.2 Wake in unstable atmospheric boundary layer

The turbulence structure for the unstable boundary layer is mainly composed of eddies produced by buoyancy ; atmospheric surface shear production is negligible. Thermal convection ensures a high mixing and, consequently, flow property gradients over the rotor are lower.

Figure 4. 7 shows two sets of calculation results, one using the turbulence model proposed in this paper and the other using the $k-\varepsilon$ model employed by Crespo et Hernandez (1989). The computed relative velocity deficits are also compared to the experimental data. Improvements in accuracy are significant when using the proposed model instead of the model employed by Crespo et Hernandez (1989). When the $k-\varepsilon$ model used by Crespo et Hernandez (1989) is applied, wake recovery is achieved earlier. This can be directly related to the inability of the $k-\varepsilon$ model used by Crespo et Hernandez (1989) to accurately predict the induction factor at the rotor, as discussed in more detail in Section 7.5. At positions $\frac{x}{D} = 6.1$ and 9.6, the experimental axial velocity deficit is slightly lower than that predicted by the proposed model.

Figure 4. 8 shows the hub height-added turbulence intensity at $\frac{x}{D} = 4.2$. The experimental measurements clearly indicate that the shear layer in the wake near $\frac{x}{D} = 0.5$ has a strong turbulent intensity with respect to the wake's inner region. This particular structure of the added turbulence intensity confirms that the helical vortex originating from each blade plays

a major role in the near wake. The predictions from the proposed model compare well with the observed behavior of the added turbulence intensity in the near wake, whereas the $k - \varepsilon$ model used by Crespo et Hernandez (1989) produces a completely different behavior.

3.8.3 Wake in stable atmospheric boundary layer

Under stable conditions, shear surface turbulence production dominates, but it is damped by atmospheric buoyancy. The mixing between layers at different altitudes is relatively weak, so the vertical gradients tend to be large. Figure 4. 9 compares the results of the proposed model, those obtained with the $k - \varepsilon$ model proposed by Alinot et Masson (2005), and the experimental data. The comments on the proposed model's accuracy for the unstable conditions shown in the previous section also apply to stable conditions. The added turbulence intensity profile shown in Fig.4. 10 is qualitatively in good agreement with the overall behaviour of the experimental data. These results confirm that turbulence modeling is a crucial element in predicting far-wake behaviour.

3.8.4 Wake in neutral atmospheric boundary layer

The neutral cases are interesting since there are more measurements, allowing for the illustration of the proposed model's generality. Figs. 4. 11 and 4. 12 present comparisons between the proposed model, the $k - \varepsilon$ model used by Crespo et Hernandez (1989) and the experimental data. Once again, the improvements in accuracy when using the proposed model instead of the model used by Crespo et Hernandez (1989) are significant both in terms of the vertical and horizontal velocity deficit and for C_T values of both 0.74 and 0.82. It can be concluded that the proposed model is a general one and that it achieves good predictions for various conditions. The added turbulence intensity evaluated at hub height at the position $\frac{x}{D} = 4.2$ (see Fig.4. 13) is in better agreement with the experimental data, as compared to the predictions obtained with the $k - \varepsilon$ model used by Crespo et Hernandez (1989).

3.9 Influence of atmospheric stability on wind power

The near wake is mainly influenced by turbine characteristics. Unfortunately, experimental data were not available at the rotor position for the Danwin 180-kW turbines installed at Alsvik. However, a measurement-supported correlation (Glauert, 1935) shows that the axial induction factor in the rotor plane, a_x , is directly related to the thrust coefficient C_T :

$$C_T = 4a_x \left(1 - \frac{a_x}{4}(5 - 3a_x) \right) \quad (4.34)$$

Thus, the thrust coefficient C_T determines the initial velocity deficit of the wake. In the context of the flow prediction in the vicinity of a wind turbine, the ability to predict accurate induction factors is not only important for predicting loads and performances, but also for simulating the wake. The proposed model predicts an axial induction factor in the rotor plane that agrees very well with Eq.(4.34). Table 1 illustrates the results obtained for the three stability conditions and presents a comparison between the proposed model and the $k - \varepsilon$ model used by Crespo et Hernandez (1989). As shown, the results of the proposed model under neutral and unstable conditions are in very good agreement with the Glauert correlation, while agreement for stable conditions is not as good.

Table 1 also clearly shows that for the same thrust coefficient, the axial induction factor increases when turbulence production from buoyancy decreases. In terms of generated power, the behavior is opposite, with a decrease in power as turbulence production from buoyancy decreases. There is a 6% decrease in power when the atmospheric boundary goes from an unstable to a stable state. An unstable atmosphere seems to be more advantageous for generating wind power.

3.10 Conclusion

In this paper, an extended $k - \varepsilon$ model was proposed and tested. This turbulence model was developed specifically in order to analyze thermal stratification effects on wind turbine wakes. Predictions are compared to full-scale measurements of Magnusson *et al.* (1994, 1996). The proposed three-dimensional model has been shown to improve the accuracy of simulations with respect to the $k - \varepsilon$ model used by Crespo *et al.* (1989) both for velocity and added turbulence in the wake. This is particularly evident in the near wake, where rapid changes in turbulent kinetic energy production and rates were observed. As regards turbulence characteristics in the wake, it has been shown, in both experimental data and in predictions arising from the proposed model, that maximum turbulent energy is located at approximately $\frac{r}{D} = 0.5$ and minimum at $r = 0$. This behavior is attributable mainly to the energy transfer term introduced into the dissipation rate equation, which suppresses the overshoot phenomenon of turbulent kinetic energy observed in the predictions arising from the $k - \varepsilon$ model used by Crespo *et al.* (1989), in regions where the mean shear is strong. Application of the present model to other complex turbulent flow problems (e.g. wind turbine wakes on complex terrain) should be undertaken to obtain a better assessment of the generalizability of the proposed turbulence model.

Acknowledgments

This study received support from the Canada Research Chairs Program. Support from the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) in the form of research grants is gratefully acknowledged.

Tableau 4. 1

Comparison with Glauert correlation for $C_T = 0.74$

Stability condition	Glauert Correlation (Glauert, 1935)	Proposed model		$k - \varepsilon$ model (Crespo <i>et al.</i> , 1999)		Power (kW)
		a_x	Error (%)	a_x	Error (%)	
Unstable	0.253	0.261	3.2	0.224	11	107
Neutral	0.253	0.265	4.7	0.232	8.3	105
Stable	0.253	0.277	9	0.262	3.5	101

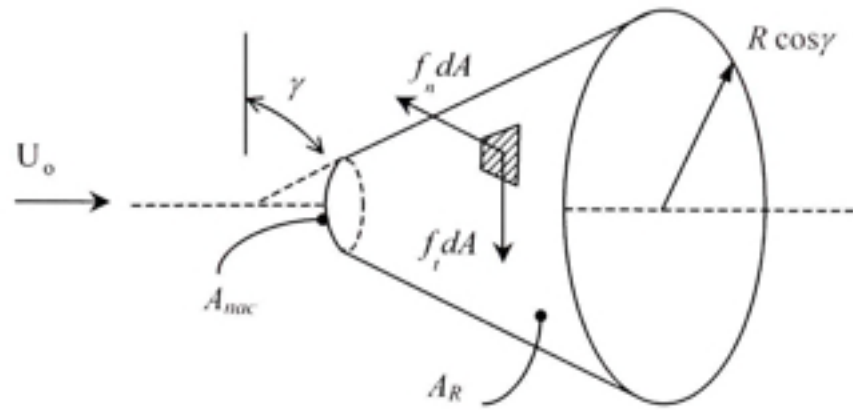


Figure 4. 1 Description of the actuator disk.

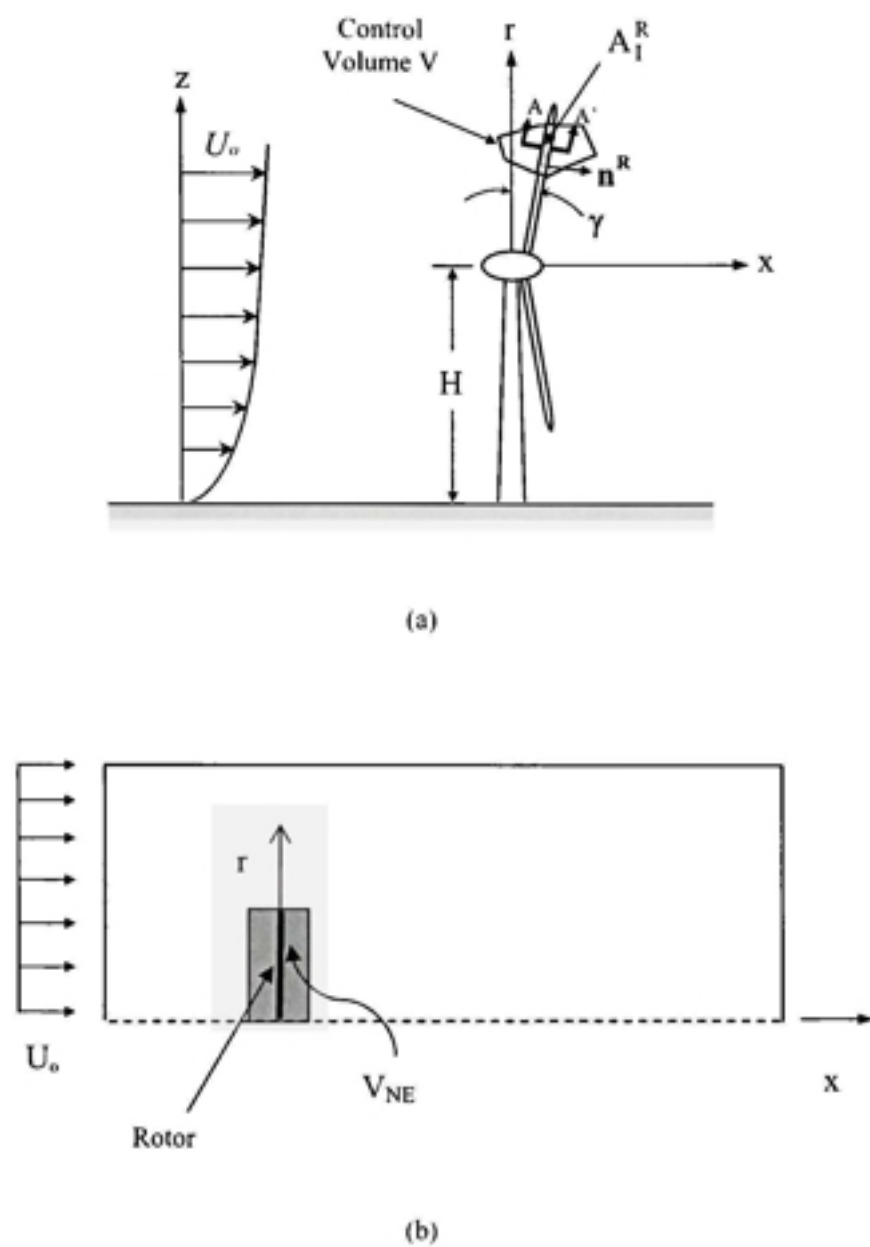


Figure 4.2 *Wind turbine geometric : (a) trailing-edge view of the rotor ; (b) cross-section $A-A'$ of the blade.*

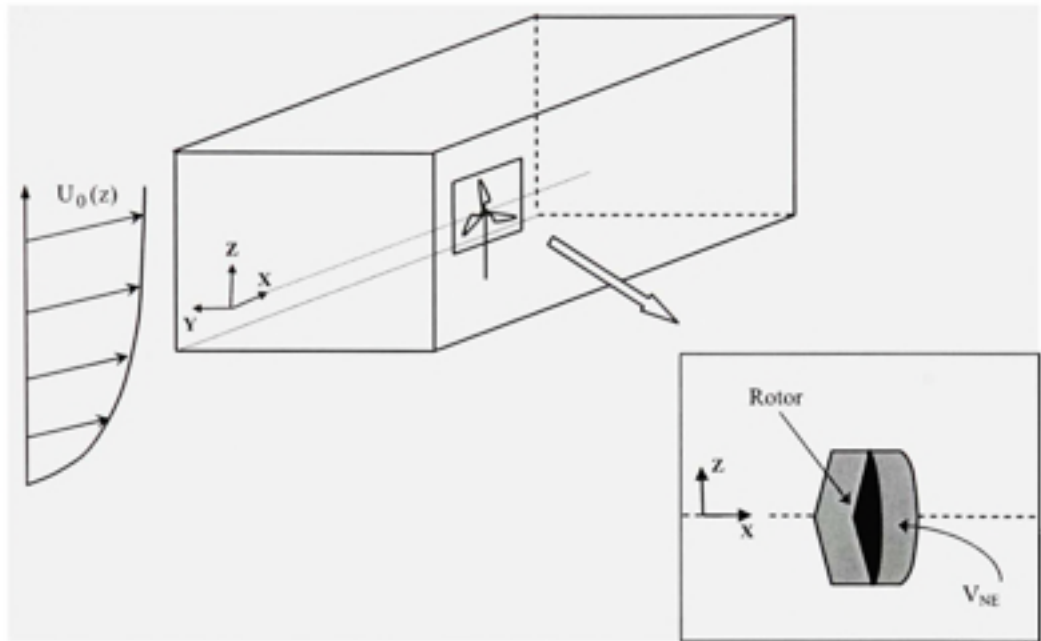


Figure 4.3 *Computational domain with the projection of the wind turbine in the (x,z) plane.*

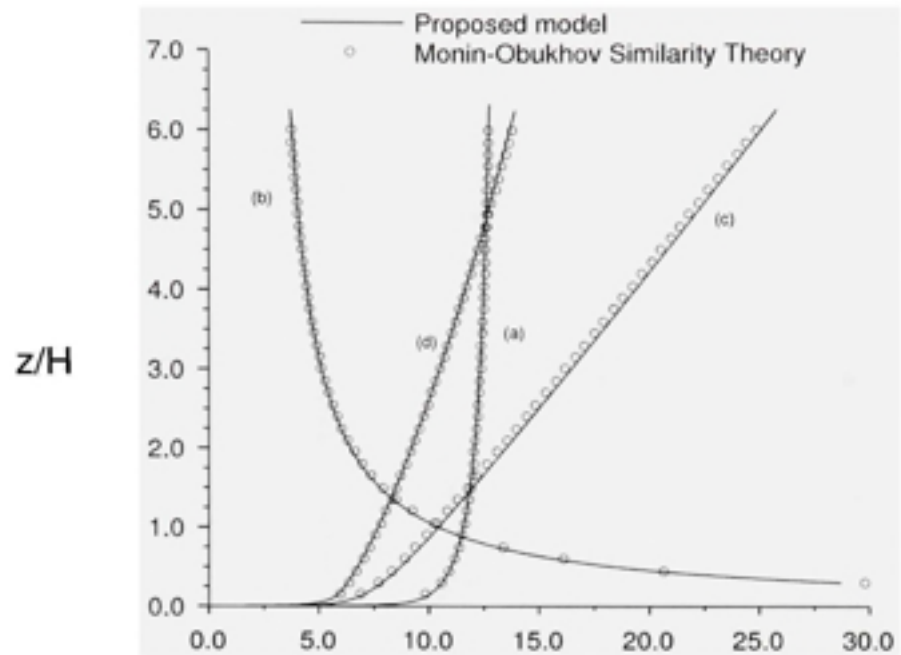


Figure 4. 4 *Unstable atmospheric boundary layer with $U_0=9.2$ m/s, $TI_0=12$ %, $z_0=1.16$ mm and $L=-121$ m, for the following profiles : (a) $\frac{u_0(z)}{2u_*}$, (b) $\frac{\tau_0(z)L}{u_*^2}$, (c) $\frac{T_0(z)-T_w}{2T_w}$ and (d) $\frac{k_p(z)}{u_*^2}$.*

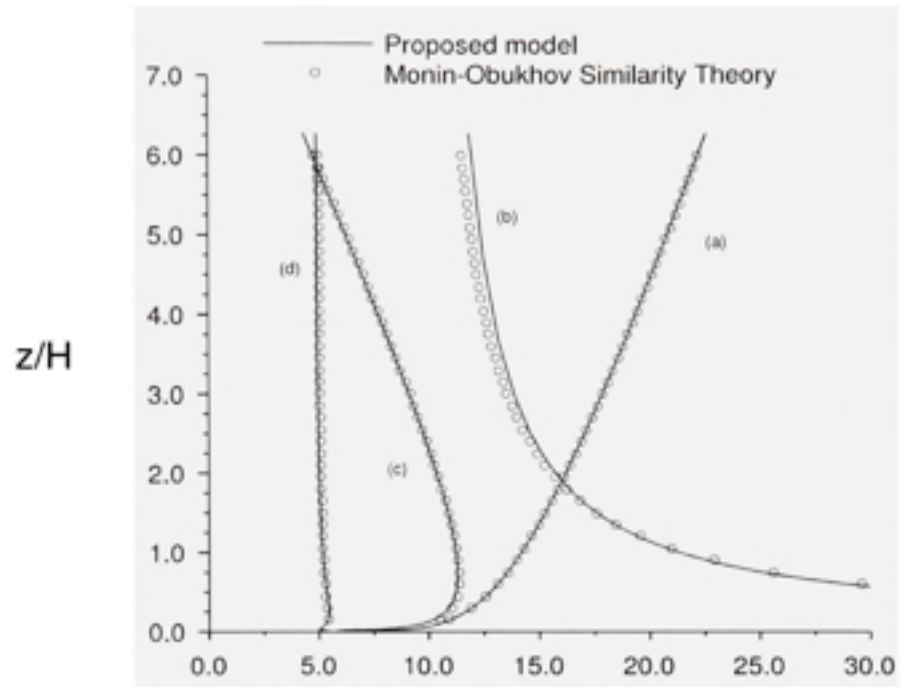


Figure 4. 5 *Stable atmospheric boundary layer with $U_0=9.2$ m/s, $TI_0=8$ %, $z_0=0.62$ mm and $L=171$ m, for the following profiles : (a) $\frac{u_g(z)}{2u_*}$, (b) $\frac{c_g(z)L}{u_*^2}$, (c) $\frac{T_g(z)-T_w}{2T_w}$ and (d) $\frac{k_g(z)}{u_*^2}$.*

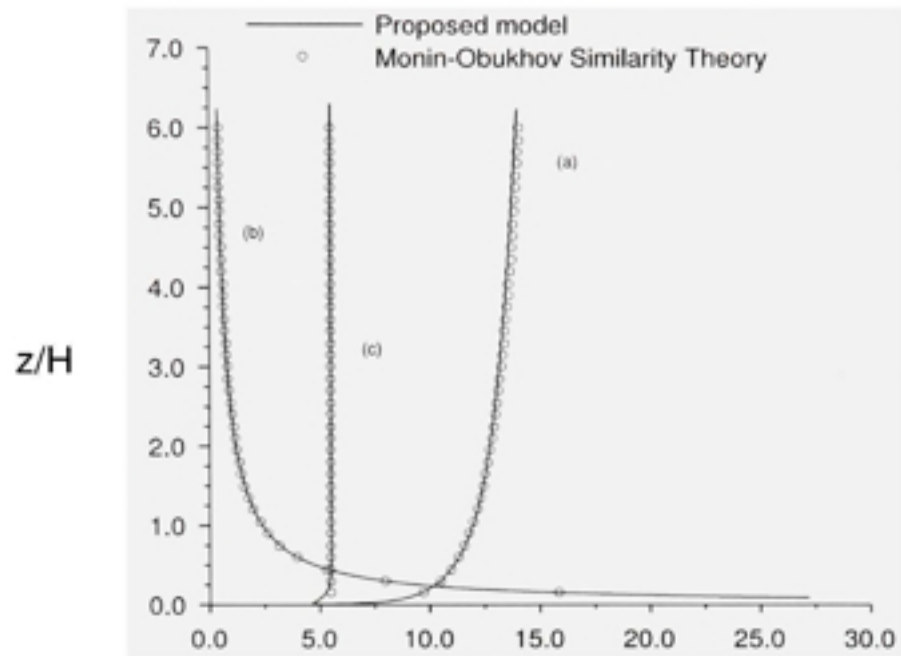


Figure 4.6 Neutral atmospheric boundary layer with $U_0 = 9.2$ m/s, $TI_0 = 8$ % and $z_0 = 1.52$ mm, for the following profiles : (a) $\frac{u(z)}{u_*^2}$, (b) $\frac{\epsilon(z)H}{u_*^2}$ and (c) $\frac{k_g(z)}{u_*^2}$.

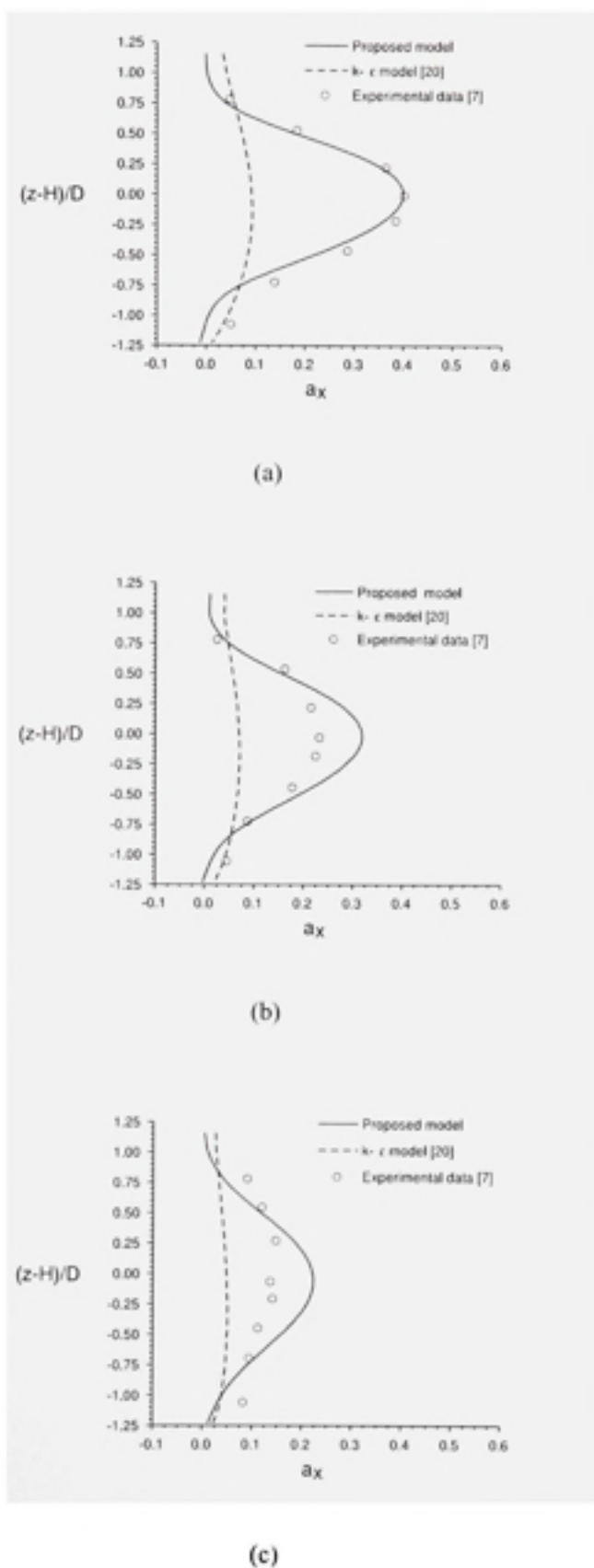


Figure 4.7 Wake vertical distribution of velocity deficit under unstable conditions for $U_0=9.2$ m/s and $TI_0=12\%$ at positions, (a) $\frac{x}{D}=4.2$, (b) $\frac{x}{D}=6.1$ and (c) $\frac{x}{D}=9.6$.

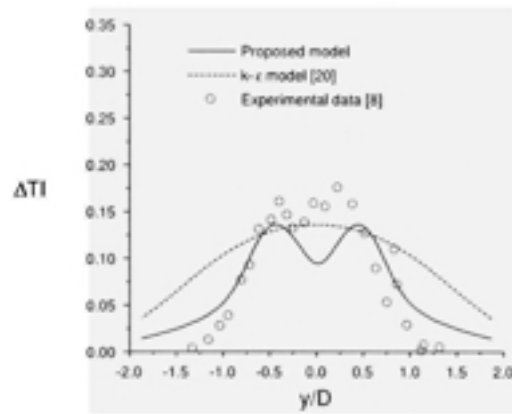


Figure 4. 8 *Wake horizontal distribution of added turbulence for $U_0=9.2$ m/s and $TI_0=12\%$ under unstable conditions at position $\frac{x}{D}=4.174$.*

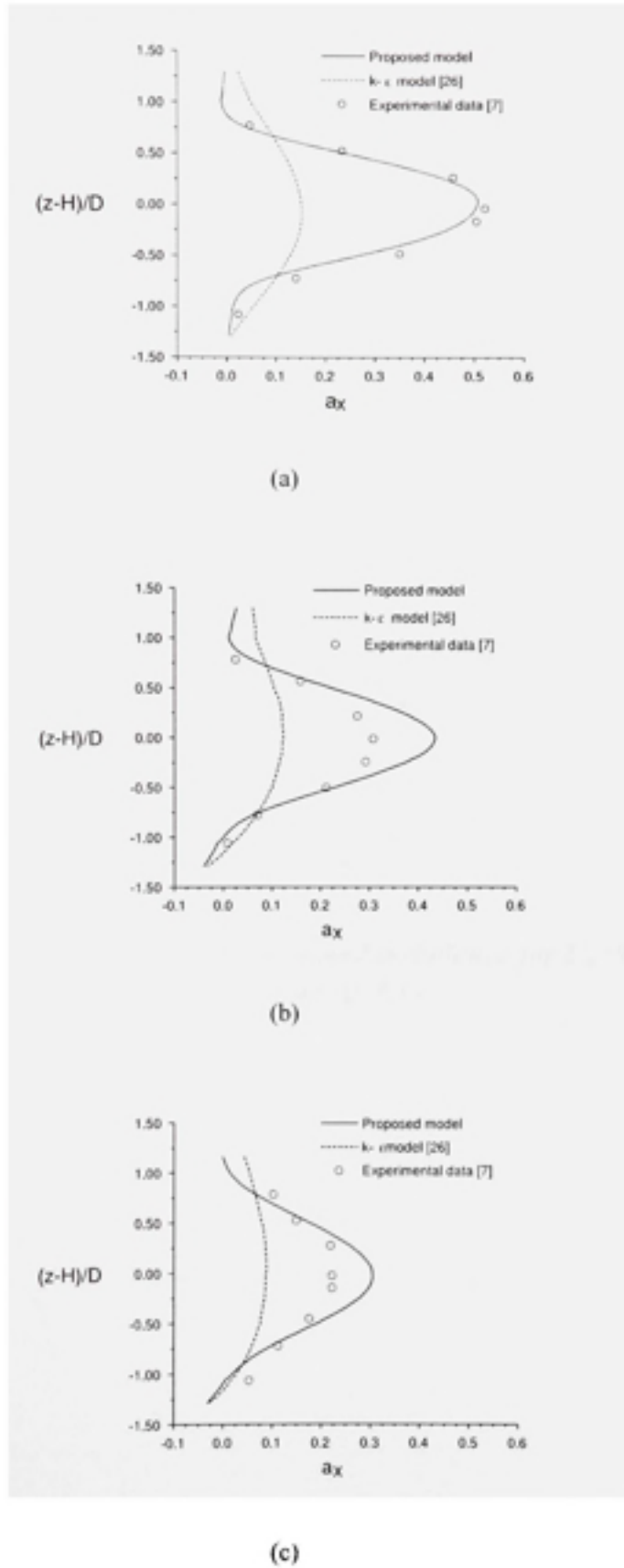


Figure 4.9 Wake vertical distribution of velocity deficit under stable conditions for $U_0 = 9.2$ m/s and $TI_0 = 8\%$ at positions, (a) $\frac{x}{n} = 4.2$, (b) $\frac{x}{n} = 6.1$ and (c) $\frac{x}{n} = 9.6$.

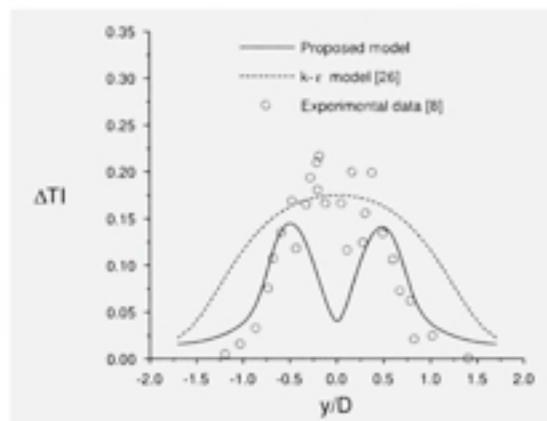


Figure 4.10 *Wake horizontal distribution of added turbulence for $U_0=9.2$ m/s and $TI_0=8\%$ under stable conditions at position $\frac{x}{D}=4.2$.*

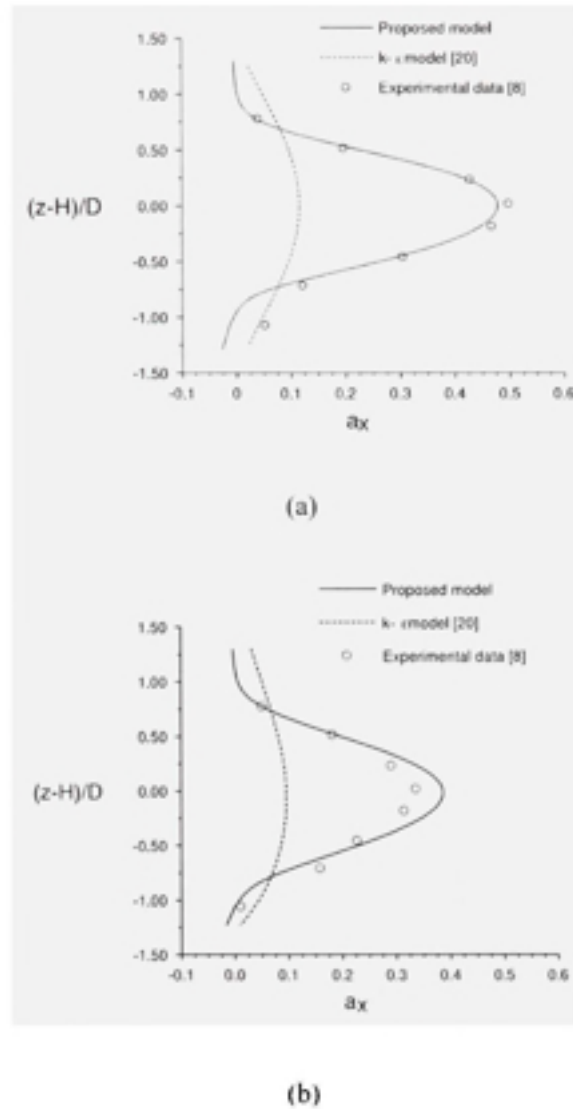


Figure 4.11 Wake vertical distribution of velocity deficit for $U_0=9.2$ m/s and $TI_0=8\%$ under neutral conditions at positions, (a) $\frac{x}{D}=4.2$ and (b) $\frac{x}{D}=6.1$.

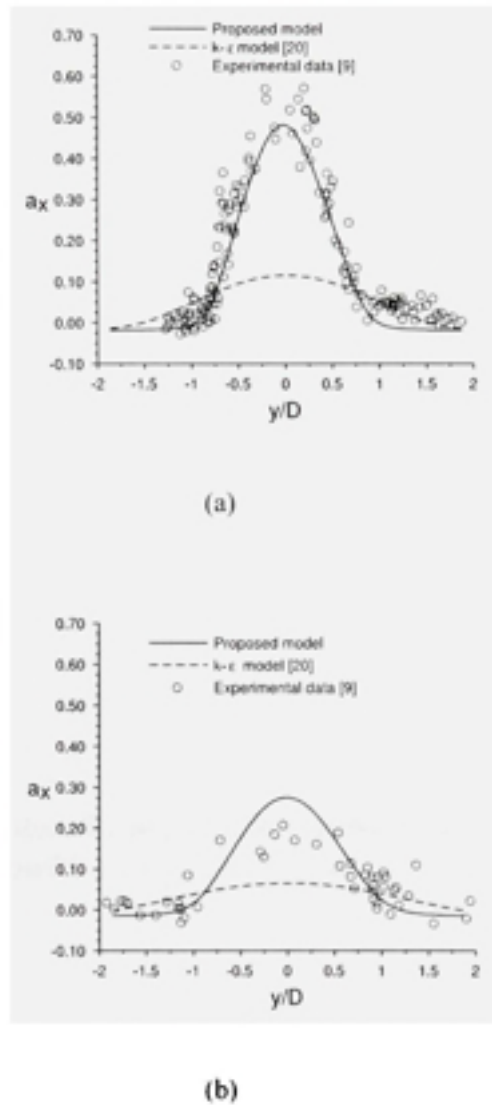


Figure 4.12 Wake horizontal distribution of velocity deficit for $U_0 = 8$ m/s and $TI_0 = 8\%$ under neutral conditions at positions, (a) $\frac{x}{D} = 4.2$ and (b) $\frac{x}{D} = 9.4$.

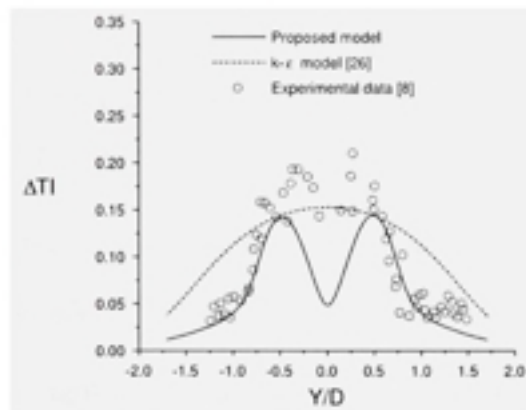


Figure 4.13 *Wake horizontal distribution of added turbulence for $U_0 = 9.2$ m/s and $TI_0 = 8\%$ under neutral conditions at position $\frac{x}{D} = 4$.*

BIBLIOGRAPHY

- Abbott, I.H.A. et von Doenhoff., A.E., 1959. *Theory of Wing Sections, Including a Summary of Airfoil Data*. New York : «Dover Publications».
- Ainslie J.F., 1988. «Calculating the field in the wake of wind turbines». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 27, p. 213-224.
- Alinot C. et Masson C, 2005. «k- ϵ Model for the Atmospheric Boundary Layer Under Various Thermal Stratifications». *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 127, p. 438-443.
- Ammara I., Leclerc C., et Masson, C., 2002. «A viscous three-dimensional differential/actuator disc method for the analysis of wind farms». *ASME Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 124, n°. 4, p. 345-356.
- Apsley D.D. et Castro I.P., 1997. «A Limited-Length-Scale k- ϵ Model for Neutral and Stably-Stratified Atmospheric Boundary Layer». *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 83, p. 75-98.
- Barth, T.J.,et Jespersen, D., 1989. «The design and application of upwind schemes on unstructured meshes». *AIAA paper* 89-0366.
- Björck, A., Dahlberg, J., Carlén, I., Ganander, H., 1996. «Load prediction of stallregulated wind turbines». *Proc. of EUWEC96, 20-24 May Göteborg, Sweden, Proceeding by H.S. Stephens & associates*, ISBN 0-9521452-9-4.
- Carruthers, D.J., Holroyd, R.J., Hunt, J.C.R., Weng, W.-S., Robins, A.G., Thomson, D.J. et Smith, F.B., 1994. «UKADMS, a new approach to modelling dispersion in the earth's atmospheric boundary layer». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 52, p. 139-153.
- Chen, Y.S., et Kim, S.W., 1987. *Computation of turbulent flow using an extended turbulence closure model*. Coll. «NASA Contractor Report», NASA CR-179204.

- Crespo, A., Hernandez, J., Frega, E., et Andreu, C., 1988. «Experimental validation of the UPM computer code to calculate wind turbine wakes and comparison with other models». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 27, p. 77-88.
- Crespo A. et Hernandez, J., 1989. «Numerical modeling of the flow field in a Wind Turbine Wakes». *ASME, Fluid Engineering Division*, vol. FED 76, p. 121-127.
- Crespo, A., Hernandez, J., et Frandsen, S., 1999. «Survey of modelling methods fro wind turbine wakes and wind farms». *Wind Energy*, vol. 2, p.1-24.
- El Kasmi A. and Masson C. «An extended k- ϵ model for turbulent flow through horizontal axis wind turbines». accepted for publication in the *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, March 2007.
- FLUENT, 2001. *FLUENT 6 User's Guide*. 1-4, Fluent Inc., Lebanon.
- Gibson, M.M. et Launder, B.E., 1976. «On the Calculation of the Horizontal, Turbulent, Free Shear Flows Under Gravitaional Influence». *ASME J. Heat Transfer*, p. 81-87.
- 2Glauert, H., 1935. *Airplane Propellers in Aerodynamics Theory*, (Ed. W.F.Durand), 4, Division L, Springer, Berlin.
- Hanna S.R., Egan B.A., Purdum J. et Wagler J., 1999. «Evaluation of the ADMS, AERMOD and ISC3 Models with the Optex, Duke Forest, Kincaid, Indianapolis and Lovett Field Data Sets». *International Journal of Environment and Pollution*. Proceedings of the Rouen Conference 11-14 October 1999,
- Lange B., Waldl HP., Guerrero AG., Heinemann D. et Barthelmie RJ., 2003. «, Modelling of Offshore Wind Turbine Wakes with the Wind Farm Program FLaP». *Wind Energy*, vol. 6, p. 87-104.
- Lissaman, P.B.S., 1979. «Energy effectiveness of arbitrary arrays of wind turbines». *AIAA* paper 79-0114.

- Luken, E. et Vermeulen, P.E.J., 1986. «Development of advanced mathematical models for calculation of wind turbine wake-interaction». *EWEC'86, Rome*, vol. 1, p. 423-427.
- Madsen, H.A., 1982. *The actuator cylinder : a flow model for vertical axis wind turbines*. Aalborg University Center, Institute of Industrial Construction and Energy Technology, Aalborg, Denmark.
- Magnusson M. et Smedman A.S, 1994. «Influence of Atmospheric Stability on Wind Turbines Wakes». *Wind Engineering* , vol.18, n°. 3, p. 139-152
- Magnusson, M., Rados, K.G. et Voutsinas, S.G., 1996. «A study of the flow downstream of wind turbine using measurements and simulations». *Wind Engineering*, vol. 20, no 6, p. 389-403.
- Magnusson M. et Smedman A.S, 1996. «A practical method to estimate wind turbine wake characteristics from turbine data and routine wind measurements». *Wind Engineering*, vol. 20, no 2, p. 73-93.
- Magnusson, M. et Smedman, A.S., 1999. «Air flow behind wind turbines». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 80, p. 169-189.
- Masson, C., Ammara, I., et Paraschvoiu, I., 1997. «An aerodynamic method for the analysis of isolated horizontal-axis wind turbines». *International Journal of Rotating Machinery*, vol. 3, p. 21-32.
- Masson, C., Smaili, A., et Leclerc, C., 2001. «Aerodynamic analysis of HAWTs operating in unsteady conditions». *Wind Energy*, vol. 4, n°. 1, p. 1-22.
- Mikkelsen, R., 2003. «Actuator disc methods applied to wind turbines». Ph.D. thesis, Technical University of Denmark.
- Nikuradse, J. 1933. *Strömungsgesetze in rauhen Rohren*. *Forschg. Arb. Ing.-Wes.* n°. 361.
- Panofsky, H. et Dutton, J., 1984. *Atmospheric Turbulence*, John Wiley & Sons.

- Patankar, S.V., 1980. *Numerical heat transfer and fluid flow*, McGraw-Hill, New York.
- Rajagopalan, R.G., et Fanucci, J.B., 1985. «Finite difference model for the vertical axis wind turbines». *Journal of Propulsion and Power*, vol. 1, p. 432-436.
- Riddle, A., Carruthers, D., Sharpe, A., McHugh, C., et Stocker, J., 2004. «Comparison between FLUENT and ADMS for Atmospheric Dispersion modeling». *Atmos. Environ.*, vol. 38, p. 1029-1038.
- Schetz, J.A. et Fuhs, A.E., 1996». *Handbook of Fluid Dynamics and Fluid Machinery*, New York, John Wiley & Sons.
- Sørensen, J.N. et Myken, A., 1992. «Unsteady actuator disc model for horizontal axis wind turbines». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 39, p. 139-49.
- Thanh, C. V., Yasunobu, A., et Takashi, A., 2002. «A $k-\varepsilon$ Turbulence Closure Model for the Atmospheric Boundary Layer Including Urban Canopy». *Boundary-Layer Meteorol.*, 102, p. 459-490.
- Vermulen, L.J., Sørensen, J.N., et Crespo, A., 2003. «Wind turbine wake aerodynamics». *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 39, p. 467-510.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Abbott, I.H.A. et von Doenhoff., A.E., 1959. *Theory of Wing Sections, Including a Summary of Airfoil Data*. New York : «Dover Publications».
- ADMS. En ligne. <<http://www.cerc.co.uk/software/adms3.htm>>. Consulté le 19 mai 2003.
- Alinot C. et Masson C, 2005. «k- ϵ Model for the Atmospheric Boundary Layer Under Various Thermal Stratifications». *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 127, p. 438-443.
- Ammara I., Leclerc C., et Masson, C., 2002. «A viscous three-dimensional differential/actuator disc method for the analysis of wind farms». *ASME Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 124, n°. 4, p. 345-356.
- Ainslie J.F., 1988. «Calculating the field in the wake of wind turbines». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 27, p. 213-224.
- Apsley D.D. et Castro I.P., 1997. «Flow and Dispersion over Hills : Comparison between Numerical Predictions and Experimental Data». *J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 67/68, p. 375-386.
- Apsley D.D. et Castro I.P., 1997. «A Limited-Length-Scale k- ϵ Model for Neutral and Stably-Stratified Atmospheric Boundary Layer». *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 83, p. 75-98.
- Ardiansyah P.O.D. et Yokoyama R., 2002. «DEM generation method from contour lines based on the steepest slope segment chain and a monotone interpolation function». *ISPRS Journal of Photogrammetry & Remote Sensing*, vol. 57, p.86-101.
- Arya, S.P.S. et Shipman, M.S., 1981. « An experimental investigation of flow and diffusion in the disturbed boundary-layer flow over a ridge - I. Mean flow and turbulence structure». *Atmospheric Environment*, vol. 15, p.1173-1184
- Arya, S.P.S. et Gadiyaram, P.S., 1986. « An experimental study of flow and dispersion in the wakes of three-dimensional low hills». *Atmospheric Environment*, vol. 20, p. 729-740

- Barth, T.J., et Jespersen, D., 1989. «The design and application of upwind schemes on unstructured meshes». *AIAA paper* 89-0366.
- Björck, A., Dahlberg, J., Carlén, I., Ganander, H., 1996. «Load prediction of stallregulated wind turbines». *Proc. of EUWEC96, 20-24 May Göteborg, Sweden, Proceeding by H.S. Stephens & associates*, ISBN 0-9521452-9-4.
- Blocken, B., Stathopoulos, T. et Carmeliet, J., 2007. «CFD simulation of the atmospheric boundary layer : wall function problems». *Atmospheric Environment* vol. 41, n°. 2 p.238-252.
- Bowen, A.J. et Lindley, D., 1977. «A wind tunnel investigation of the wind speed and turbulence characteristics close to the ground over various escarpment shapes». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 12, p. 259-271
- Bradley, E.F., 1980. «An experimental study of the profiles of wind speed, shearing stress and turbulence at the crest of a large hill». *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 106, p. 101-123
- Britter, R.E., Hunt, J.C.R. et Richards, K.J., 1981. «Air flow over a two-dimensional hill : studies of velocity speed-up, roughness effects and turbulence». *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 107, p. 91-110
- Castro, I.P. et Snyder, W.H., 1982. « A wind tunnel study of dispersion from sources downwind of three-dimensional hills». *Atmospheric Environment*, vol. 16, p. 1869-1887
- Castro, I.P., Snyder, W.H. et Marsh, G.L., 1983. «Stratified flow over three-dimensional ridges». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 135, p. 261-282
- Castro F.A., Palma J.M.L.M. et Silva Lopes A., 2003. « Simulation OF The Askervein Flow. Part 1 : Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations (k - ϵ Turbulence Model)». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 107 p. 501-530.

- Carruthers, D.J., Holroyd, R.J., Hunt, J.C.R., Weng, W.-S., Robins, A.G., Thomson, D.J. et Smith, F.B., 1994. «UKADMS, a new approach to modelling dispersion in the earth's atmospheric boundary layer». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 52, p. 139-153.
- Cebeci, T., et Bradshae, P, 1977. *Momentum transfert in boundary layers*. «Hemisphere Publishing Corporation».
- Chen, Y.S., et Kim, S.W., 1987. *Computation of turbulent flow using an extended turbulence closure model*. Coll. «NASA Contractor Report», NASA CR-179204.
- Chung J. et Bienkiewicz B., 2004. «Numerical Simulation of Flow past 2D hill and Valley». *Wind and structures*, vol. 7, n°. 1, p. 1-12.
- Coppin, P.A., Bradley, E.F. et Finnigan, J.J., 1994, «Measurements of flow over an elongated ridge and its stability dependence : the mean field». *Boundary Layer Meteorology*, vol. 69, p. 173-199
- Crespo, A., Manuel, F., Moreno, D., Fraga, E., et Hernandez, J., 1985. «Numerical analysis of wind turbine wakes». *Proc. Delphi Workshop on Wind Energy Applications*, Delphi, Greece, p. 15-25.
- Crespo, A., Hernandez, J., Frega, E., et Andreu, C., 1988. «Experimental validation of the UPM computer code to calculate wind turbine wakes and comparison with other models». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 27, p. 77-88.
- Crespo A. et Hernandez, J., 1989. «Numerical modeling of the flow field in a Wind Turbine Wakes». *ASME, Fluid Engineering Division*, vol. FED 76, p. 121-127.
- Crespo, A., Hernandez, J., et Frandsen, S., 1999. «Survey of modelling methods fro wind turbine wakes and wind farms». *Wind Energy*, vol. 2, p.1-24.
- Du C., 1996. «An Interpolation Method for Grid-Based Terrain Modelling». *The Computer Journal*, vol. 39, n°. 10, 1996.

- Duque, E.P.N., Van Dam, C.P. et Hughes, S., 1999. «Navier-Stokes simulations of the NREL combined experiment phase II rotor». *AIAA paper 97-0037*.
- Durand, J.C., et Packard, K.R., 1982. *Comparison of model and observations of the wake of a MOD-0A wind turbine*. PNL-4433, Richland, WA, Pacific Northwest Laboratory.
- Durbin P.A., 1996. «Technical note : on the $k-\varepsilon$ stagnation point anomaly». *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 17, p. 89-90.
- Ekaterinaris, J.A., 1997. «Numerical simulation of incompressible two-bladed rotor flow field». *AIAA paper 97-0398*.
- Engel B.A., Srinivasan R. et Rewerts C. 1993. *A spatial decision support system for modelling and managing agricultural non-pointsource pollution*, in Goodchild, M. F., Parks, B. O. and Steyaert, L. T. (Eds), *Environmental Modelling with GIS*, Oxford University Press, New York, p. 231-237.
- FLUENT, 2001. *FLUENT 6 User's Guide*. 1-4, Fluent Inc., Lebanon.
- Franklin W.R., 1993. *Triangulated irregular network program*, vol. 52, p. 22-44.
- Froude, R.E., 1889. «On the part played in propulsion by differences of fluid pressure». *Transactions of the institution of Naval Architects*, vol. 30, p. 390-405.
- Gibson, M.M. et Launder, B.E., 1976. «On the Calculation of the Horizontal, Turbulent, Free Shear Flows Under Gravitational Influence». *ASME J. Heat Transfer*, p. 81-87.
- Glauert, H., 1935. *Airplane Propellers in Aerodynamics Theory*, (Ed. W.F.Durand), 4, Division L, Springer, Berlin.
- Glekas, J. P., et Bergeles, C. G., 1993, «A Numerical Method for Recirculating Flows on Generalized Coordinates : Application in Environmental Flows». *Appl. Math. Model.*, vol. 17, p. 506-521.

- Gonçalves G., Julien P., Riazanoff S., Cerville B., 2002. «Preserving cartographic quality in DTM interpolation from contour lines». *ISPRS Journal of Photogrammetry & Remote Sensing*, vol. 56, p. 210-220
- Gousie M.B. et Franklin Wm.R., 2003. «Constructing a DEM from Grid-based Data by Computing Intermediate Contours». *ACM 1-58113-730-3/03/0011*.
- Hancock G. et Willgoose G., 2001. «The Production Of Digital Elevation Models For Experimental Model Landscapes». *Earth Surf. Process. Landforms*, vol. 26, p. 475-490.
- Hanna S.R., Egan B.A., Purdum J. et Wagler J., 1999. «Evaluation of the ADMS, AERMOD and ISC3 Models with the Optex, Duke Forest, Kincaid, Indianapolis and Lovett Field Data Sets». *International Journal of Environment and Pollution*. Proceedings of the Rouen Conference 11-14 October 1999,
- Hanjalic, K., et Launder, B.E., 1980. «Sensitizing of the dissipation equation to irrotational strains». *Transactions of ASME*, vol. 102 p. 34-40.
- Hansen, M.O.L., 2003. *Aerodynamics of Wind Turbines*. James x James.
- Hargreaves D.M. et Wright N.G., 2007. «On the use of the $\kappa - \epsilon$ model in commercial CFD software to model the neutral atmospheric boundary layer». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 95, n°. 5, p. 355-369.
- Heesom D. et Mahdjoubi L. 2001. «Effect of Resolution and Terrain Characteristics on Data From DTM». *Journal of Computing in Civil Engineering*, vol. April, p. 137-143.
- Jackson P. S. et Hunt J. C. R., 1975. «Turbulent Wind Over a low Hill». *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, vol. 101, p. 929-955
- Jenkins, G.J., Mason, P.J., Moores, W.H. et Sykes, R.I., 1981. «Measurements of the flow structure around Ailsa Craig, a steep, three-dimensional, isolated hill». *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 107, p. 833-851

- Jordan G. 2003. «Morphometric Analysis and Tectonic interpretation of Digital Terrain Data : A Case Study». *Earth Surf. Process. Landforms*, vol. 28, p. 807-822.
- Kalmar J., Papp G. et Szabo T. 1995. «DTM based Surface and Volume Approximation : Geophysical Applications». *Comput. Geosc.*, vol. 21, p. 245-257.
- Kennie T.J.M. et Petrie G. 1994. «Digital Terrain Modelling». *Engineering surveying technology*, eds., Blackie A&B, Glasgow, Scotland, p. 334-426.
- Khurshudyan L.H., Snyder W.H. et Nekrasov I.V., 1981. *Flow and dispersion of pollutants over two-dimensional hills*, United States Environmental Protection Agency «Report EPA»-600/4-81-067
- Khurshudyan L.H., Snyder W.H., Nekrasov I.V., Lawson R.E., Thompson R.S. et Schiermeier F.A., 1990. *Flow and dispersion of pollutants over two-dimensional valleys : summary report on joint Soviet- American study*, «Technical Report EPA»-600/3-90-025, Res. Tri. Pk., N.C.
- Kim, H. G., Lee, C. M., Lim, H. C., et Kyong, H. C., 1997. «An Experimental and Numerical Study on the Flow over Two-Dimensional Hills». *J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 6, p. 17-33.
- Kim, H. G., et Patel, V. C., 2000. «Test of Turbulence Models for Wind Flow on Terrain with Separation and Recirculation». *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 94, p. 5-21.
- Lange B., Waldl HP., Guerrero AG., Heinemann D. et Barthelmie RJ., 2003. «Modelling of Offshore Wind Turbine Wakes with the Wind Farm Program FLaP». *Wind Energy*, vol. 6, p. 87-104.
- Launder, B.E., et Spalding, D.B., 1974. «The numerical computation of turbulent flows». *Comp. Meth. Appl. Mech. Engr.*, vol. 3, p. 269-289.
- Leclerc, C., Masson, C., Ammara, I., et Parashivoiu, I., 1999. «Turbulence modelling of the flow around HAWTs». *Wind Engineering*, vol. 23, n°. 5, p. 279-294.

- User's Guide. 1998. *AutoCAD Land Development Desktop*. 1-2, Autodesk Inc. USA.
- Li Z. 1994. «A comparative study of the accuracy of digital terrain models (DTMs) based on various data models». *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, vol. 49, n°. 1, p. 2-11.
- Lissaman, P.B.S., 1979. «Energy effectiveness of arbitrary arrays of wind turbines». *AIAA paper* 79-0114.
- Lun Y.F., Mochidaa A. , Murakamib S., Yoshinoa H. et Shirasawaa T., 2003. «Numerical Simulation of Flow over topographic features by revised $k - \varepsilon$ models». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 91, p. 231-245.
- Luken, E. et Vermeulen, P.E.J., 1986. «Development of advanced mathematical models for calculation of wind turbine wake-interaction». *EWEC'86, Rome*, vol. 1, p. 423-427.
- Luken, E., 1988. *Nibe wake measurements data analysis and model validation*. «TNO Report» n°. 88-301.
- Madsen, H.A., 1982. *The actuator cylinder : a flow model for vertical axis wind turbines*. Aalborg University Center, Institute of Industrial Construction and Energy Technology, Aalborg, Denmark.
- Manwell, J.F., Mc Gowan, J.G. et Royers, A.L., 2002. *Wind Energy Explained*. John Wiley & Sons, west Sussex.
- Magnusson M. et Smedman A.S, 1994. «Influence of Atmospheric Stability on Wind Turbines Wakes». *Wind Engineering* , vol.18, n°. 3, p. 139-152
- Magnusson, M., Rados, K.G. et Voutsinas, S.G., 1996. «A study of the flow downstream of wind turbine using measurements and simulations». *Wind Engineering*, vol. 20, no 6, p. 389-403.

- Magnusson M. et Smedman A.S, 1996. «A practical method to estimate wind turbine wake characteristics from turbine data and routine wind measurements». *Wind Engineering*, vol. 20, no 2, p. 73-93.
- Magnusson, M. et Smedman, A.S., 1999. «Air flow behind wind turbines». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 80, p. 169-189.
- Mason P.J. et King J.C., 1985. «Measurements and predictions of flow and turbulence over an isolated hill of moderate slope». *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, vol. 111, p. 617-640.
- Mason, P.J., 1986. «Flow over the summit of an isolated hill». *Boundary Layer Meteorology*, vol. 37, p. 385-405
- Masson, C., Ammara, I., et Paraschvoiu, I., 1997. «An aerodynamic method for the analysis of isolated horizontal-axis wind turbines». *International Journal of Rotating Machinery*, vol. 3, p. 21-32.
- Masson, C., Smaili, A., et Leclerc, C., 2001. «Aerodynamic analysis of HAWTs operating in unsteady conditions». *Wind Energy*, vol. 4, n°. 1, p. 1-22.
- Maurizi A., 2000. « Numerical simulation of turbulent Flows over 2-D valleys using three versions of the $k - \varepsilon$ closure model». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 85, p. 59-73
- Mickle, R.E., Cook, N.J., Hoff, A.M., Jensen, N.O., Salmon, J.R., Taylor, P.A., Tetzlaff, G. et Teunissen, H.W., 1988 «The Askervein hill project : vertical profiles of wind and turbulence». *Boundary-Layer Meteorology*, 43, p. 143-169
- Mikkelsen, R., 2003. «Actuator disc methods applied to wind turbines». Ph.D. thesis, Technical University of Denmark.
- Maruyama T. , 1999. «Surface and inlet boundary conditions for the simulation of turbulent boundary layer over complex rough surfaces». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 81, p. 311-322.

- Mortensen N.G., Landberg L., Troen I. et Petersen E.L. 1993. *Wind Atlas Analysis and Application Program (WAsP)*. RisøNational Laboratory, Roskilde, Denmark.
- Nikuradse, J. 1933. *Strömungsgesetze in rauhen Rohren*. Forschg. Arb. Ing.-Wes. n°. 361.
- Panofsky, H. et Dutton, J., 1984. *Atmospheric Turbulence*, John Wiley & Sons.
- Patankar, S.V., 1980. *Numerical heat transfer and fluid flow*, McGraw-Hill, New York.
- Pearse, J.R., Lindley, D. et Stevenson, D.C., 1981. «Wind flow over ridges in simulated atmospheric boundary layers». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 21, p. 77-92
- Pederson, B.M. et Nielson, P., 1980. «Description of the two Danish 630kW wind turbines, Nibe-A and Nibe-B, and some preliminary test results». *DEFU, Denmark, Third International Symposium on Wind Energy Systems*, vol. August 26-29, p. 223-238.
- Puthoff, R.L. et Sirocky, P.J., 1974. «Preliminary description design of a 100-kW wind turbine generator. NASA TMX-71585.
- Rankine, W.J.M., 1865. «On the mechanical principals of the action of propellers». *Transactions of the Institution of Naval Architects*, vol. 6, p. 13-30.
- Rajagopalan, R.G., et Fanucci, J.B., 1985. «Finite difference model for the vertical axis wind turbines». *Journal of Propulsion and Power*, vol. 1, p. 432-436.
- Riddle, A., Carruthers, D., Sharpe, A., McHugh, C., et Stocker, J., 2004. «Comparison between FLUENT and ADMS for Atmospheric Dispersion modeling». *Atmos. Environ.*, vol. 38, p. 1029-1038.
- Schetz, J.A. et Fuhs, A.E., 1996». *Handbook of Fluid Dynamics and Fluid Machinery*, New York, John Wiley & Sons.
- Shih T.H., Zhu J. et Lumley J.L., 1995. «A new Reynolds stress algebraic equation model». *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, vol. 125, p. 287-302.

- Shih T.H., Zhu J. et Lumley J.L., 1993. «A realizable Reynolds stress algebraic equation model». *NASA TM- 105993*.
- Snyder, W.H. et Britter, R.E., 1987. «A wind tunnel study of the flow structure and dispersion from sources upwind of three-dimensional hills». *Atmospheric Environment*, vol. 21, p. 735-751
- Snyder, W.H., Khurshudyan, L.H., Nekrasov, I.V., Lawson, R.E. et Thompson, R.S., 1991. «Flow and dispersion of pollutants within two-dimensional valleys». *Atmospheric Environment*, vol. 25A, p. 1347-1375
- Sørensen, J.N. et Myken, A., 1992. «Unsteady actuator disc model for horizontal axis wind turbines». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 39, p. 139-49.
- Sørensen, N.N., et Michelsen, J. A., 2000. «Aerodynamics predictions for the unsteady aerodynamics experiment phase II rotor at the National Renewable Energy Laboratory». *AIAA paper*. p. 2000-0037.
- Taylor, G.J., Milborrow, D.J., McIntosh, D.N., et Swift-Hook, D.T., 1985. «Wake measurements on the Nibe windmills. Proc. 7th BWEA Wind Energy Conference, Oxford, p. 67-73.
- Taylor, P.A. et Teunissen, H.W., 1987, «The Askervein Hill Project : Overview and Background data». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 39, p. 15-39
- Thanh, C. V., Yasunobu, A., et Takashi, A., 2002. «A $k-\epsilon$ Turbulence Closure Model for the Atmospheric Boundary Layer Including Urban Canopy». *Boundary-Layer Meteorol.*, 102, p. 459-490.
- Uchida T. et Ohya Y., 1999. «Numerical simulation of atmospheric flow over complex terrain». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 81, p. 283-293.
- Vermulen, L.J., Sørensen, J.N., et Crespo, A., 2003. «Wind turbine wake aerodynamics». *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 39, p. 467-510.

- Walmsley John L., Salmon J.R. , et Taylor P. A., 1982. «On the application of a model of Boundary-Layer over low Hills to Real Terrain». *Boundary Layer Meteorol.*, 23, p. 17-46.
- Gravdahl A.R., 1998. «Meso scale modelling with a Reynolds Averaged Navier-Stokes solver- Assessment of wind resources along the Norwegian coast», 31st Meeting of experts- State of the art on wind resource estimation, Risø, Denmark October. p. 29-30. Vector, Tønsberg, Norway
- Wise S. 2000. «Assessing the quality for hydrological applications of digital elevation models derived from contours». *Hydrol. Process.*, vol. 14, p. 1909-1929.
- Yakhot V. et Orszag S.A., 1986. «Renormalization group analysis of turbulence», *J. Sci. Comput.*, vol. 1, n°. 3, p. 3-51.
- Yakhot V. et Smith L.M., 1992. «The renormalization group, the eps-expansion and derivation of turbulence models». *J. Sci. Comput.*, vol. 7, n°.1, p. 35-61.
- Ying R. , Canuto V. M. et Ypma R. M., 1994. «Numerical simulation of flow data over two-dimensional hills». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 70, p. 401-427.
- Ying R. et Canuto V. M., 1997. «Numerical simulation of flow over two-Dimensional hill using a second-ordre Turbulence Closure model». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 85, p. 447-474.