



HAL
open science

Modélisation de la structure verticale de la turbulence optique en milieu naturel

Joris Pianezze

► **To cite this version:**

Joris Pianezze. Modélisation de la structure verticale de la turbulence optique en milieu naturel. Autre. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : 2013GRENI004 . tel-00830505

HAL Id: tel-00830505

<https://theses.hal.science/tel-00830505>

Submitted on 5 Jun 2013

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides, Énergétique, Procédés**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Joris Pianezze

Thèse dirigée par **Yves Gagne**

et codirigée par **Jean-Martial Cohard** et **Sandrine Anquetin**

préparée au sein du **Laboratoire d'étude des Transferts en Hydrologie et Environnement (LTHE, UMR 5564, CNRS - Grenoble INP - IRD - UJF)**
dans l'Ecole Doctorale **I-MEP²**

Modélisation de la structure verticale de la turbulence optique en milieu naturel

Thèse soutenue publiquement le **20 février 2013**,
devant le jury composé de :

M. Gerhard Krinner

DR CNRS, Grenoble, L.G.G.E, Président

M. Sylvain Cheinet

CR Institut de Saint-Louis, I.S.L, Rapporteur

M. Mathias W. Rotach

Pr. Université d'Innsbruck, I.M.G, Rapporteur

M. Jean-Luc Redelsperger

DR CNRS, Brest, L.P.O, Examineur

Mme Fabienne Lohou

MdC Université Paul Sabatier, Toulouse, L.A, Examinatrice

M. Yves Gagne

Pr. Université de Grenoble, L.E.G.I, Directeur de thèse

M. Jean-Martial Cohard

MdC Université de Grenoble, L.T.H.E, Co-Directeur de thèse

Mme Sandrine Anquetin

DR CNRS, Grenoble, L.T.H.E, Co-Directeur de thèse



RÉSUMÉ

Les milieux complexes sont une source d'incertitude importante notamment lorsqu'il s'agit de développer des modèles climatique ou météorologique. Le développement de la couche limite atmosphérique à l'intérieur d'une vallée encaissée, incluant des vents de vallée et de pente, n'est, par exemple, pas résolu, ce qui a un impact considérable sur la prévision de la convection, du transport de polluants, etc... La simulation des grandes échelles de la turbulence (SGE) est un outil qui a montré sa capacité à reproduire finement les structures turbulentes dans ce type de contextes au travers des approches idéalisées. L'extension de la SGE aux milieux naturels est réalisée dans cette thèse qui s'articule en trois parties. La première partie présente les équations et les notions nécessaires à la compréhension des problèmes de turbulence dans la couche limite atmosphérique. On s'attache à décrire le cadre des lois issues de la théorie des similitudes et le cadre de la turbulence optique. La seconde partie présente des résultats issus de deux simulations idéales dans lesquelles nous comparons les résultats issus de la simulation avec d'une part les lois issues de la théorie des similitudes et d'autre part les données radar disponible lors de la campagne IHOP. L'utilisation d'un maillage raffiné près du sol permet d'améliorer les profils verticaux des champs turbulents en améliorant la prédiction des gradients à l'interface sol/atmosphère. Globalement, la dynamique des champs turbulents résolus par le modèle reproduit les bons ordres de grandeur conformément à nos attentes et aux résultats de la littérature. Une simulation a été construite sur un cas d'étude de la campagne d'observation VOTALP située dans le sud de la Suisse. Cette simulation comprend 5 domaines emboîtés allant de 16 kms de résolution horizontales pour le plus grand domaine à 100m pour le plus petit domaine. L'important dispositif déployé durant la campagne VOTALP située dans une vallée dans le sud de la Suisse a permis de confronter les résultats issus de la modélisation à haute résolution avec ces données d'observation. Les résultats obtenus ont, entre autre, montré que la simulation à haute résolution est un outil adapté pour l'étude des phénomènes de basses couches et notamment la turbulence optique en milieu complexe.

Mots clés : simulation des grandes échelles de la turbulence, théorie des similitudes, terrains idéaux et complexes, turbulence optique

ABSTRACT

Complex environments are an important source of uncertainty especially when one comes to develop climate and weather forecast models. For example, the development of the atmospheric boundary layer within a valley, including valley and slope winds remain an unsolved problem, which has a significant impact on the prediction of convection, of pollutant transport, etc ... The large eddy simulation (LES) is a tool that has demonstrated its ability to reproduce turbulent structures in 2D or 3D idealized valley. The extension of the LES to natural environments is performed in this thesis, manuscript of which is divided into three parts. The first part presents the equations and the concepts necessary to understand the turbulence physic in the atmospheric boundary layer. There in, the laws for the similarity theories and the context of optical turbulence are described. The second part presents the results of two ideal simulations. We compare simulation outputs with similarity laws but also with available radar data recorded during the IHOP field experiment. The use of a thinner meshes near the model floor improves gradient prediction near the soil/atmosphere interface and then, the entire boundary layer turbulent profiles. The dynamics of solved turbulent fields are generally in good agreement with our expectations. A last simulation was set up around the measurement campaign VOTALP located in the south of Switzerland. This simulation includes five nested domains ranging from a 16 km horizontal mesh for the largest to a 100m mesh for the smallest. The important instrumental device deployed during the VOTALP campaign located in a southern Switzerland valley has allowed to confront the results of high-resolution modeling to observational data. The results obtained, among others, showed that the high-resolution simulation (LES) is a suitable tool to study lower atmospheric boundary layer and surface layer, including optical turbulence in complex environments.

Key words : large eddy simulation, ideal and complex terrain, optical turbulence, similarity theory

Remerciements

Un grand merci à toutes les personnes avec qui j'ai échangé durant ces trois années de thèse tant sur le plan professionnel que dans la vie extraprofessionnelle. Je remercie en premier lieu mes 3 directeurs de thèse sans qui cette thèse n'aurait pas été possible : Jean-Martial Cohard, Sandrine Anquetin et Yves Gagne. Merci aux membres de mon jury de thèse : Matthias Rotach et Sylvain Cheinet pour avoir rapporté ma thèse, Fabienne Lohou et Jean-Luc Redelsperger pour avoir examiné ma thèse et Gerhard Krinner pour avoir présidé mon jury de thèse.

Je remercie également mon tuteur de monitorat (activité complémentaire d'enseignement) Laurent Baillet avec qui j'ai réalisé les premiers TDs, TPs et examens.

Merci aux personnes s'occupant de Méso-NH au CNRM/LA qui m'ont permis d'avancer sur ma thèse en répondant à mes nombreuses questions : Christine Lac, Gaelle Tanguy, Juan Escobar...

Merci également à Markus Furger et Michel Tinguely pour leur accueil au Paul Scherrer Institute et pour nous avoir permis d'utiliser les données qu'ils ont obtenu lors de la campagne VOTALP. Merci également à Pietra Siebert pour nous avoir transféré ces données.

Je remercie Fleur Couvreur pour m'avoir donné ses fichiers de simulation IHOP et m'avoir ainsi permis de comparer mes résultats de simulation avec des données RADAR.

Je remercie bien évidemment tous les permanents du LTHE et du LEGI avec qui j'ai pu discuter et sympathiser.

Je remercie également tous les étudiants (doctorants, stagiaires et élèves) que j'ai rencontré durant cette thèse. J'ai passé d'excellents moments au LTHE, entre autre grâce à eux. Je pense notamment à Olivier Vannier, Gérémy Panthou, Baptiste François, Thomas Grangeon, Morlot et Geay, Solène Dutordoir, Antoine Chevalier, Aurélien Claude, Aurélien Desaunay, Matthieu Lafaysse, Nicolas Champollion, Julien Guilhermet, Romain Lafay, Sébastien Blein, Adrien Guyot, Jérémy Chardon, Stéphanie Froidurot, Matthias Latapie, Mamadou Ossenatou, Alois Richard, Benoit Perrimond, Maxime Litt, Solveig Schindler, Jonathan Jalbert, ...

Merci à mes 3 collègues de bureau qui se sont succédés et avec qui la cohabitation s'est très bien passée : Moussa Doukoure, Norbert Fouemkeu et Samuel Debionne. Samuel, encore merci d'avoir passé de nombreuses heures avec moi pour la confection de la vidéo de ma "soutenance" et de sa mise en ligne sur youtube.

Je remercie aussi mes collègues du foot avec qui j'ai passé 4 belles saisons dans une très bonne ambiance. Une grande pensée à tous mes potes avec qui j'ai vécu d'excellents moments : Michel Moussus, Olivier Vinatier, Pierre Martinez, Salah Zga, Mohamed Dem, ...

Et pour finir, merci à l'ensemble de ma famille (Marine, mes parents, mes beaux-parents, la sista, la grand-mère, ...) pour leur soutien permanent. Une petite pensée spéciale à mon grand-père Rinaldo qui a toujours poussé ses petits enfants vers le haut.

Pianezze Joris, le 7 mai 2013

Table des matières

Remerciements	iii
Table des matières	v
Contexte général	1
I La turbulence dans la Couche Limite Atmosphérique	5
Résumé : Partie 1	7
1 Équations dans la Couche Limite Atmosphérique	9
1 Structure de la Couche Limite Atmosphérique	10
2 Les équations du mouvement	17
3 Les équations moyennées et les équations filtrées	18
4 Modèles de fermeture	23
2 Analyse dimensionnelle et théorie des similitudes	29
1 Analyse dimensionnelle de la couche limite atmosphérique	30
2 Théorie des similitudes et loi d'échelle	30
3 Interactions onde-turbulence	35
1 Définition du paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, le C_{n^2}	35
2 Théorie des similitudes pour le paramètre de structure des fluctuations de température, le C_{T^2}	40
3 Les moyens d'observer la turbulence optique dans la couche limite atmosphérique convective	41
Synthèse : Partie 1	49

II	Modélisation des paramètres de structure sur sol plat	51
	Résumé : Partie 2	53
4	Présentation du modèle de dynamique atmosphérique Méso-NH	55
1	Description générale de Méso-NH	55
2	Mise en place d'une simulation avec Méso-NH	56
3	Description du schéma de surface	58
4	Paramétrisation de la turbulence dans Méso-NH	60
5	Expression des paramètres de structure à partir des champs résolus avec le modèle Méso-NH	64
5	Évaluation des paramètres de structure, le cas d'une C.L.A. sèche	67
1	Description de la simulation	68
2	Analyse qualitative des résultats	70
3	Comparaison avec la théorie des similitudes	72
4	Éléments de conclusion	86
6	Comparaison avec des données expérimentales, le cas d'une C.L.A. humide	89
1	Présentation de la campagne IHOP 2002	89
2	Description de la simulation	90
3	Évaluation du C_{n^2} simulé	92
	Synthèse : Partie 2	99
III	Modélisation des paramètres de structure dans une vallée alpine encaissée	101
	Résumé : Partie 3	103
7	Présentation de la campagne VOTALP	105
1	Description de la campagne VOTALP	105
2	Données disponibles	107
8	Stratégie de simulation et démarche d'évaluation	111
1	Choix du maillage	112
2	Configuration numérique et paramétrisations physiques	113
3	Analyse des données de forçage ECMWF	116

4	Démarche d'évaluation	119
9	Caractérisation de la turbulence dans la vallée de Mesolcina	135
1	Structure thermodynamique dans la vallée	136
2	Structure turbulente de la vallée	150
3	Variabilité des paramètres de structure	154
	Synthèse : Partie 3	161
	Conclusion générale et perspectives	163
	Annexes	167
A	Les différents types d'instruments utilisés pour documenter les basses couches de l'atmosphère	169
B	Les différents types de scintillomètres	171
C	Les différents types de RADAR	173
D	Étude de sensibilité à la paramétrisation sous-maille et à la zone d'absorption pour la simulation SS89	175
E	Étude de sensibilité à la hauteur totale du domaine pour la simulation VOTALP	181
F	Présentation des données ECMWF utilisées pour forcer le domaine 1	185
G	Présentation des radiosondages	197
H	Variabilité des scintillomètres ayant leur émetteur situés à Pradiron et Castenada	201
	Références	214

Contexte général

Le couplage des processus de surface avec la thermodynamique de l'atmosphère est une source d'incertitude importante notamment lorsqu'il s'agit de développer des modélisations numériques qui rendent compte au mieux de la complexité des milieux naturels. En effet, quelques soient les échelles atmosphériques considérées (globale-régionale-locale), la thermodynamique de l'atmosphère est sensible aux forçages surfaciques des plus petites échelles dont il faudra rendre compte à travers des lois d'échelles et/ou paramétrisation afin de restituer leurs variabilités "sous-mailles". A l'échelle globale, les modèles de circulation générale utilisés dans le cadre du G.I.E.C. * montrent une sensibilité importante aux processus de surface d'échelle beaucoup plus fine et notamment à la paramétrisation de la couche limite atmosphérique (IPCC 2007). Conceptuellement, aucun modèle de prévision numérique ou de climat n'est complet s'il ne prend pas en compte les effets de la C.L.A. (Stewart 1979) en particulier à travers les hétérogénéités de surface. La C.L.A a des effets sur la dynamique et la thermodynamique de l'atmosphère ; plus de la moitié de l'énergie cinétique de l'atmosphère est d'ailleurs dissipée dans la C.L.A. (Palmen et Newton 1969). Les transferts de chaleur et d'humidité à l'interface sol-végétation-atmosphère sont déterminants (et souvent mal documentés) et ont une influence sur les prédictions à moyennes et longues échelles. D'autre part, l'orographie joue un rôle clef dans les processus de surface et dans le développement de la C.L.A. La plupart des modèles théoriques de couche limite atmosphérique sont basés sur des hypothèses d'homogénéité spatiale et de stationnarité. Il est évident qu'en milieu naturel et notamment en milieu complexe (zones montagneuses par exemple), le forçage du relief sur l'écoulement atmosphérique complexifie la thermodynamique et les hypothèses de stationnarité et d'homogénéité spatiales sont difficilement vérifiables. Documenter les processus de basse couche au dessus d'un milieu complexe est donc nécessaire. Cette documentation est menée selon deux approches complémentaires : l'observation et la modélisation numérique. Ces deux approches ont des avantages et des limitations qui leur sont spécifiques.

OBSERVER LA COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE

L'un des problèmes majeurs de l'observation dans la C.L.A. réside dans le fait que l'observateur ne contrôle pas les conditions d'expérimentations. Pour rendre compatible les théories avec les observations, ces observations sont limitées à des conditions de surface homogène où le relief est peu marqué. Avec ces hypothèses d'homogénéité spatiale, la théorie des similitudes de Monin et Obukhov (1954) a vu le jour. Les relations issues de cette théorie permettent de décrire les profils verticaux de quelques champs thermodynamiques turbulents près de la surface. Des extensions existent pour représenter ces mêmes champs thermodynamiques turbulents sur l'ensemble de la C.L.A.

La variabilité spatiale liée aux hétérogénéités de surface rend difficile l'observation et la mesure de la turbulence en terrain complexe (Matzinger *et al.* 2003; Rotach et Zardi 2007). Le problème de fermeture du bilan d'énergie à la surface sur terrain homogène devient beaucoup plus prononcé en milieu complexe (Rotach *et al.* 2008; Eigenmann *et al.* 2011) et requiert une instrumentation supplémentaire (pour étudier

*. Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat

le rôle local des termes d'advection) et de haute précision (pour résoudre l'advection verticale).

Quelques projets récents ont vu le jour afin de palier à ce manque d'observation de la structure de la turbulence en milieu complexe notamment le projet VTMX (Doran *et al.* 2002), le projet MAP-Côte d'Azur (Rotach *et al.* 2004), le projet T-REX (Grubisic *et al.* 2008) ou encore le projet COPS (Wulfmeyer *et al.* 2011). Quelques caractéristiques de la turbulence pour ces configurations particulières ont été observées, mais leur généralisation reste limitée.

Depuis quelques années, des instruments nouveaux basés sur le principe de la scintillométrie ont été développés pour mesurer quelques caractéristiques de la C.L.A dont la vitesse du vent transverse au faisceau du scintillomètre (Ochs *et al.* 1976), l'échelle des structures turbulentes (Hill et Ochs 1978; Hartogensis *et al.* 2002) et le paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, C_n^2 (Ochs et Wang 1978). Il a notamment été montré que les données issues du scintillomètre permettent le calcul du flux de chaleur sensible à partir du C_n^2 (Wesely 1976; de Bruin *et al.* 1995; Meijinger *et al.* 2002; Kohsiek *et al.* 2002; Guyot *et al.* 2009). Ces instruments ont montré leur fiabilité et leur pertinence pour des mesures sur couvert hétérogène et des reliefs peu marqués (Chehbouni *et al.* 2000; Meijinger *et al.* 2002). Dans de telles conditions, la théorie des similitudes qui suppose un couvert plat et homogène peut encore s'appliquer. La possibilité d'utiliser cette instrumentation en zone de relief marqué pour l'acquisition des flux turbulents nécessite encore d'être démontrée. Une des approches pour vérifier la faisabilité d'un tel dispositif expérimental en milieu complexe est de s'appuyer sur la modélisation atmosphérique.

MODÉLISER LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

Bien que les modèles de prévision numériques opérationnelles du temps s'appuient au mieux sur 1km de résolution horizontale (Szintai *et al.* 2010), des applications de recherche explorent depuis plusieurs années des résolutions bien supérieures. L'augmentation de la résolution horizontale permet d'avoir une topographie plus précise, ce qui est bénéfique pour améliorer la qualité de la prévision (Weusthoff *et al.* 2010). Par ailleurs, il est montré que pour décrire au mieux la turbulence de basses couches, il est nécessaire de s'appuyer sur des maillages où la résolution horizontale est de l'ordre de la centaine de mètres. La simulation des grandes échelles de la turbulence (S.G.E.) permet une telle approche. La plupart des paramétrisations de la turbulence dans les modèles numériques sont essentiellement basées sur le concept de viscosité turbulente où les effets dynamique de la turbulence sont plus ou moins bien pris en compte. Dans le cas particulier de la couche limite atmosphérique, il est possible (comme l'ont fait Holtslag et Nieuwstadt (1986)) de valider les simulations numériques des grandes échelles de la turbulence grâce aux prédictions de la théorie des similitudes introduite par Monin et Obukhov (1954). Cette théorie a été développée et validée pour les terrains horizontalement homogène et plat; malgré cette limitation, elle reste employée pour des milieux complexes (Rotach et Zardi 2007). L'extrapolation de cette théorie à des milieux complexes (i.e. décrire la structure de la turbulence atmosphérique au dessus de pente raide) serait possible si les caractéristiques locales de l'écoulement sont proprement décrites et documentées. Ce dernier point reste une question ouverte laissant ainsi la formulation d'un modèle de turbulence pour les terrains complexe comme étant un axe de recherche encore très ouvert aujourd'hui. En général, le traitement des coordonnées verticales sur une topographie complexe n'est pas trivial et reste difficile quelques soient les échelles de modélisation à méso-échelle ou S.G.E. (Lundquist *et al.* 2010). En particulier, des problèmes de stabilité numériques peuvent survenir si le rapport d'aspect (maille vertical/maille horizontale) devient trop petit (Chow *et al.* 2006; Wekker *et al.* 2005). En dépit de ces aspects "techniques", les simulation des grandes échelles sont actuellement considérées comme étant la référence lorsqu'il s'agit de simulation des

flux turbulents en terrain complexe.

Les applications des simulations des grandes échelles de la turbulence peuvent être divisées en deux types : les études théoriques/conceptuelles et les confrontations observation/modélisation. Dans le premier cas, le terrain correspond à une surface idéalisée qui est utilisée dans le but d'étudier des processus particuliers (Rampanelli *et al.* 2004; Serafin et Zardi 2010; Schmidli et Rotunno 2010; Catalano et Moeng 2010; Schmidli et Rotunno 2012). Dans le deuxième cas, des simulations sont réalisées pour reproduire les conditions météorologiques et les caractéristiques de la turbulence observées sur terrains réels et aussi analyser les processus dominants et leur sensibilité aux conditions de forçage (Wekker *et al.* 2005; Doyle *et al.* 2009; Llargeron 2010).

CONFRONTATION OBSERVATION/MODÉLISATION

L'évaluation des champs simulés issus de la simulation des grandes échelles de la turbulence reste une question difficile et ouverte, en effet, généralement très peu de données sont disponibles pour l'ensemble du domaine simulé. Par exemple, les données provenant des Radars et Sodars permettent d'obtenir des champs de vent en 3 dimensions, mais les caractéristiques turbulentes dérivées du rapport signal sur bruit sont souvent affectées par la présence de poussières, de gouttelettes, d'insectes, d'aérosols, ... Les données provenant des avions sont moyennées sur une centaine de mètres et sont très espacées dans le temps. Les scintillomètres sont trop proches de la surface pour les conditions classiques de simulation et ont une empreinte au sol incertaine dans les conditions naturelles où les hétérogénéités de surface sont marquées. De plus, ils sont rarement installés au-dessus de 100 m. Enfin les stations d'Eddy-Corrélation possèdent des données locales et clairsemées. Alors que de nombreux inconvénients sont associés aux scintillomètres et aux stations d'Eddy-Corrélation, ces deux derniers capteurs restent suffisamment précis pour donner des informations concernant les processus turbulents, et peuvent être utilisés pour valider les champs simulés dans le cadre de la S.G.E.

Si l'on veut valider les données au sol avec les champs simulés, il est nécessaire de simuler des variables directement comparables aux données brutes. Le scintillomètre mesure la variance de l'intensité du signal que l'on peut relier au paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, le C_{n^2} . Le C_{n^2} est lui-même relié aux C_{T^2} , C_{Q^2} et C_{TQ} respectivement les paramètres de structure des fluctuations de température, d'humidité et de la corrélation température-humidité car l'indice de réfraction de l'air dépend des variables thermodynamiques. Dans le cadre de ce travail de thèse, nous allons nous concentrer sur l'évaluation des paramètres de structure simulés qui sont généralement obtenus à partir de capteurs distants, comme les radars, lidars ou scintillomètres.

L'objectif de ces travaux de thèse est de mettre en place une démarche scientifique qui conduise à une meilleure compréhension de la dynamique atmosphérique en zone de relief marqué, en particulier pour documenter la structure verticale de la turbulence. Il s'agit d'évaluer l'approche de simulation des grandes échelles de la turbulence pour des configurations topographiques et atmosphériques réelles. Pour cela, on s'appuie sur une démarche combinant l'observation et particulièrement l'observation scintillométrique, et la modélisation des grandes échelles de la turbulence. Nous proposons de mettre en oeuvre ces simulations avec le modèle Méso-NH couplé avec un modèle de surface qui calcule de manière interactive les échanges sol/atmosphère. Notre démarche scientifique est réalisée en deux temps :

1. Une évaluation du modèle dans des conditions idéalisées où il s'agit de comparer directement les champs turbulents et notamment les paramètres de structure avec d'une part la théorie des similitudes de Monin et Obukhov (1954) et d'autre part des données radar.

2. Évaluation du modèle dans des conditions réelles où il s'agit de confronter les champs thermodynamiques, les champs turbulents et les valeurs des paramètres de structure de l'indice de réfraction de l'air avec des observations et notamment des observations scintillométriques.

Le document est articulé en trois parties. Dans la première partie, nous présentons la couche limite atmosphérique et les équations de base décrivant l'évolution des variables thermodynamique dans le cas d'une couche limite atmosphérique se développant au-dessus d'un sol plat et homogène. L'ensemble des lois issues de la théorie des similitudes est ensuite décrit ; enfin, on présente les interactions onde-turbulence tout en appuyant nos développements sur les paramètres de structure. La deuxième partie présente l'évaluation de la modélisation des paramètres de structure après avoir décrit le modèle atmosphérique utilisé, Méso-NH. Un second chapitre présente l'évaluation du paramètre de structure des fluctuations de température avec Méso-NH à l'aide des théories des similitudes dans le cas d'une simulation idéale de couche limite convective sèche. Un dernier chapitre présente la simulation d'une couche limite convective humide et l'évaluation du paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air avec un radar. La partie 3 présente la simulation d'une couche limite convective sur terrain réel dans une vallée située dans le sud de la Suisse. Un important dispositif expérimental a été déployé durant cette campagne et nous utilisons les instruments déployés pour évaluer les simulations effectuées. La comparaison des paramètres de structure modélisé avec les scintillomètres présents dans la vallée est réalisé et discuté.

Première partie

**La turbulence dans la Couche Limite
Atmosphérique**

Résumé : Partie 1

La propagation d'onde électromagnétique dans la couche limite atmosphérique est affectée par la turbulence que l'on appelle turbulence optique. Sa caractérisation se fait via le paramètre de structure de l'indice de réfraction de l'air, le C_{n^2} . L'indice de réfraction de l'air est fonction de variables thermodynamiques telles que la température, l'humidité et la pression. De ce fait une bonne prédiction de la turbulence thermodynamique est nécessaire pour une bonne prédiction de la turbulence optique. Dans un premier Chapitre, nous décrivons les équations régissant l'évolution du fluide atmosphérique après une présentation synthétique de la structure de la Couche Limite Atmosphérique (C.L.A.). Compte tenu de la nature turbulente de la C.L.A, une attention particulière est dédiée à sa présentation. En particulier, les modèles de fermeture basés sur la simulation des grandes échelles de la turbulence sont détaillés. Dans un second Chapitre, les théories des similitudes et notamment celle de Monin et Obukhov sont présentées. Les hypothèses associées à cette théorie sont décrites ainsi que son extension à l'ensemble de la C.L.A. Enfin, le dernier Chapitre introduit les outils statistiques permettant de définir les paramètres de structure et les moyens expérimentaux que nous avons plus particulièrement utilisés dans ce travail pour caractériser le C_{n^2} .

Chapitre 1

Équations dans la Couche Limite Atmosphérique

Sommaire

1	Structure de la Couche Limite Atmosphérique	10
1.1	Localisation de la Couche Limite Atmosphérique dans l'atmosphère	10
1.2	La nature turbulente de la couche limite atmosphérique	10
a	Utilisation de nombres adimensionnels	10
b	Signature de la turbulence	12
c	Distribution fréquentielle de la turbulence	13
1.3	Évolution journalière de la C.L.A.	14
1.4	Description de la Couche Limite Atmosphérique Convective	15
1.5	Extension de la C.L.A.C. aux milieux complexes	16
2	Les équations du mouvement	17
3	Les équations moyennées et les équations filtrées	18
3.1	Moyenne d'ensemble et ergodicité	18
3.2	Les équations aux valeurs moyennes ou de Reynolds	19
3.3	Les équations filtrées	21
4	Modèles de fermeture	23
4.1	Modèles de fermeture des équations moyennées ou de Reynolds	23
4.2	Modèles de fermeture des équations filtrées	24
a	Modèle de Smagorinski (1963)	25
b	Modèle de Lilly (1967)	25
c	Modèle de Deardorff (1973)	25
d	Modèle de Redelsperger et Sommeria (1981)	27
e	Modèle dynamique de Germano (1991)	28

Depuis la communication de Prandtl (1904) lors du troisième congrès international de mathématiques de Heidelberg en 1904, on appelle couche limite la zone de l'écoulement fluide directement en contact avec une paroi. La condition d'adhérence à la paroi induit une zone à forts gradients de vitesse, de température, ... caractéristique de la couche limite. A l'extérieur de cette couche limite, la zone est dite libre.

Ce concept de couche limite a été au départ défini pour des applications en aéronautique. Son extension à l'étude de l'atmosphère est naturelle et on appelle couche limite atmosphérique (C.L.A.) la zone de

l'atmosphère directement en contact avec la surface terrestre. La zone dite libre à l'extérieur de la couche limite atmosphérique est nommée atmosphère libre (A.L.).

1. STRUCTURE DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE

1.1. Localisation de la Couche Limite Atmosphérique dans l'atmosphère

La couche limite atmosphérique et l'atmosphère libre composent ce qu'on appelle la troposphère. Son épaisseur est en moyenne d'une dizaine de kilomètres. Le sommet de la troposphère est nommé tropopause, altitude au delà de laquelle l'atmosphère présente une inversion de température absolue. Dans la troposphère, la température décroît avec l'altitude. Pour une atmosphère immobile, on estime un gradient vertical de température moyen de l'ordre de $-6.5K.km^{-1}$. Au sommet de la troposphère la température atteint $-83^{\circ}C$ à l'équateur et $-53^{\circ}C$ aux pôles. La couche limite atmosphérique (C.L.A.) possède une épaisseur notée h_{CLA} comprise entre le mètre et le kilomètre. L'épaisseur de l'atmosphère libre (A.L.) vient compléter la troposphère et avoisine les 8-9 kilomètres. La figure 1.1 présente la position de la C.L.A. et de l'A.L. dans la troposphère.

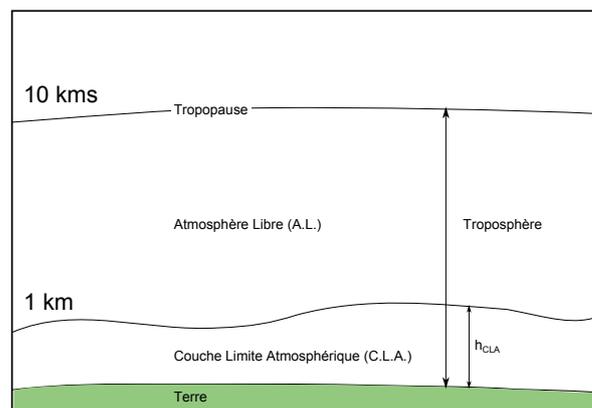


FIGURE 1.1 – Localisation de la couche limite atmosphérique et de l'atmosphère libre dans la troposphère.

1.2. La nature turbulente de la couche limite atmosphérique

a. Utilisation de nombres adimensionnels

L'adimensionnalisation des équations de conservation appliquée à l'atmosphère, conservation de la quantité de mouvement, de la température et de l'énergie cinétique turbulente, fait apparaître des rapports entre les forces en présence. Des nombres adimensionnels qui caractérisent l'état de la C.L.A. sont alors définis à partir de ces rapports. Dans la couche limite atmosphérique, on utilise classiquement 3 nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds, le nombre de Rayleigh et le nombre de Richardson. D'autres nombres adimensionnels sont utilisés et présentés dans la suite du document.

Le nombre de Reynolds Le nombre de Reynolds qualifie la nature turbulente ou laminaire d'un écoulement. Ce nombre est le rapport des forces d'inertie ("effet déstabilisateur") sur les forces de viscosité ("effet stabilisateur"). Les forces de viscosité ont tendance à inhiber les éléments perturbateurs via la dissipation visqueuse tandis que la force d'inertie a tendance à développer les éventuelles perturbations. Plus le nombre de Reynolds sera grand plus les éléments perturbateurs seront amplifiés et inversement !

Ce nombre s'exprime pour la C.L.A. dans son ensemble par :

$$Re = \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de viscosité}} \approx \frac{U^2/h_{\text{CLA}}}{\nu U/h_{\text{CLA}}^2} = \frac{Uh_{\text{CLA}}}{\nu} \quad (1.1)$$

avec U , l'échelle de vitesse caractéristique de la C.L.A et ν , la viscosité cinématique pour l'atmosphère sec, vaut $1,45 \cdot 10^{-5} m^2 \cdot s^{-1}$.

Le nombre de Rayleigh Le nombre de Rayleigh permet de quantifier la turbulence d'origine thermique. Ce nombre exprime le rapport entre les forces de flottabilité et les forces de viscosité. Il s'exprime :

$$Ra = \frac{\text{forces de flottabilité}}{\text{forces de viscosité}} = \frac{\alpha g h_{\text{CLA}}^3 \delta T}{\nu \nu_{\theta}} \quad (1.2)$$

avec α le coefficient de dilatation thermique ($\approx 1/T_0$), δT l'écart de température entre le haut et le bas de la C.L.A, g l'accélération de la pesanteur, h_{CLA} la hauteur de la couche limite atmosphérique, ν la viscosité cinématique de l'air sec et ν_{θ} la diffusivité thermique.

Le nombre de Richardson Le nombre de Richardson mesure le rapport entre les forces de flottabilité et les forces d'inertie qui correspondent aux éléments moteurs de la turbulence. Il existe deux nombres de Richardson différents, le nombre de Richardson de gradient (Eq. 1.3) et le nombre de Richardson de flux. Ce dernier est directement issu de l'adimensionnalisation de l'équation de l'énergie cinétique turbulente mais est difficilement accessible expérimentalement car nécessite d'avoir des mesures de corrélations turbulentes, nous nous intéressons donc uniquement au nombre de Richardson de gradient ici. Il s'exprime :

$$Ri = \frac{\text{forces de flottabilité}}{\text{forces d'inertie}} = \frac{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2} = \frac{\alpha g \delta T h_{\text{CLA}}}{U^2} \quad (1.3)$$

avec θ , la température potentielle. Cette dernière est la température qu'aurait une parcelle d'air si elle était amenée adiabatiquement à un niveau de pression correspondant à la surface (Eq. 1.4).

$$\theta = T \left(\frac{P}{P_0} \right)^{-R_d/C_p} \quad (1.4)$$

avec R_d la constante des gaz parfait pour une atmosphère sèche. C_p est la chaleur spécifique à pression constante. P_0 est la pression de référence au niveau du sol. T et P sont respectivement la température absolue et la pression de la parcelle d'air.

Ordres de grandeurs des nombres adimensionnels : Les ordres de grandeur des échelles caractéristiques de la C.L.A. sont présentés sur la figure 1.2.

Dans la couche limite atmosphérique, l'échelle de vitesse U est de l'ordre de 15m/s, h_{CLA} avoisine les 1000m et ν , la viscosité cinématique pour l'atmosphère sec, vaut $1,45 \cdot 10^{-5} m^2 \cdot s^{-1}$. Le nombre de Reynolds est donc de l'ordre de 10^9 . L'écoulement est donc fortement turbulent d'un point de vue cinématique. T_0 est de l'ordre de 300K, $\nu_{\theta} \approx 2 \cdot 10^{-5} m^2 \cdot s^{-1}$. Pour un écart de température de 1K entre le haut et le bas de la C.L.A. le nombre de Rayleigh atteint environ 10^{17} . L'écoulement est donc fortement turbulent d'un

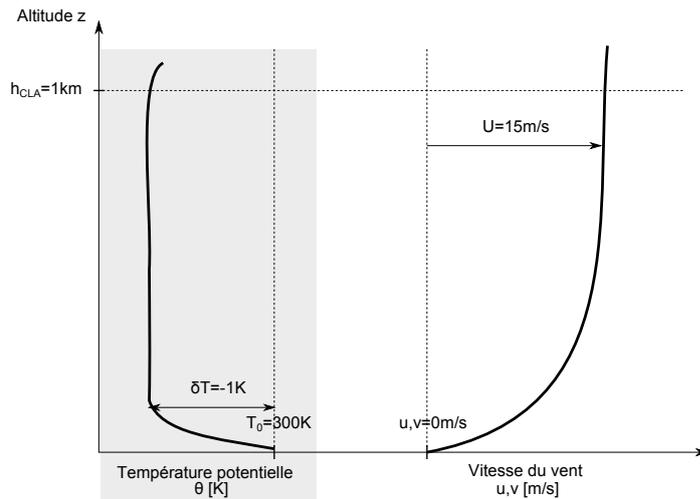


FIGURE 1.2 – Profils verticaux moyens de la température potentielle et de la vitesse du vent dans la couche limite atmosphérique en journée et en plaine.

point de vue thermique. Avec les valeurs mentionnées précédemment, le nombre de Richardson est égal à -0.14 . L'écoulement turbulent correspond à un mouvement de convection forcée.

Pour conclure, dans la C.L.A. les nombres adimensionnels de Reynolds et de Rayleigh montrent que la C.L.A. est le siège d'un écoulement turbulent qui est d'origine thermique et dynamique. Le nombre de Richardson permet de préciser le poids relatif des sources de turbulence : forces de flottabilité versus forces d'inertie.

b. Signature de la turbulence

Pour illustrer ce qu'est la turbulence, sur la Figure 1.3, deux séries de température enregistrées à haute fréquence (1 Hz) à deux hauteurs différentes, 6 mètres et 4 mètres au-dessus du sol sont présentées.

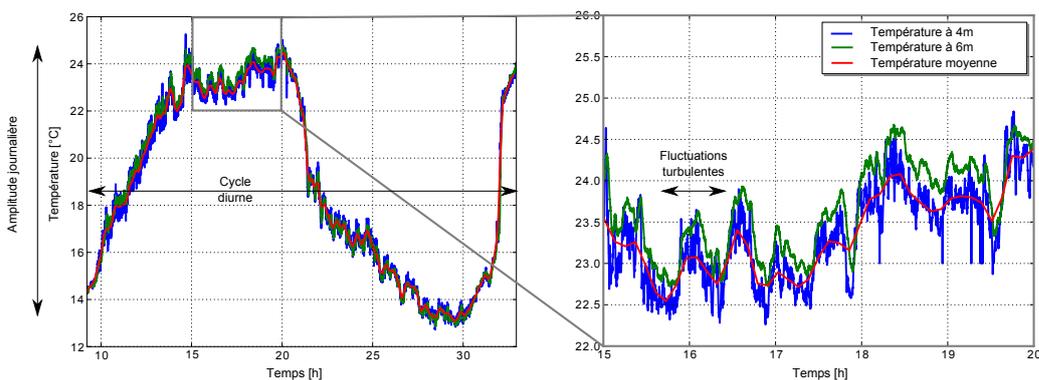


FIGURE 1.3 – Évolution d'un champ de température de l'air à 4m (bleu) à 6m (vert) et moyennées sur 5 minutes (rouge) sur : 25 heures (à gauche) et 5h (à droite).

L'évolution de ces deux séries de température montre deux types de fluctuation : des fluctuations lentes associées au cycle diurne et des fluctuations plus rapide et plus nombreuses qui semblent varier de façon désordonnée, quasi 'aléatoires'. Ce sont des fluctuations turbulentes. Malgré ces variations quasi-aléatoires, on peut extraire de ces chroniques de température une évolution de la température moyenne (moyenne glissante sur 5 minutes). Cette capacité à pouvoir trouver une valeur moyenne suggère que les

échelles temporelles de ces fluctuations turbulentes sont indépendantes des échelles journalières mais aussi des échelles plus grandes comme le cycle anticyclone/dépression au latitude moyenne, le cycle saisonnier, les ondes de Rossby ... Il apparaît sur cette figure que la turbulence présente une grande variété d'échelles de temps. Des fluctuations moins importantes se superposent aux fluctuations plus importantes (Fig. 1.3, droite). Si ces grandes ou petites variations temporelles sont associées à des grandes ou petites variations spatiales alors on peut conclure que cette turbulence est la signature de structures turbulentes ayant des tailles différentes.

Afin de caractériser ces différentes échelles temporelles ou spatiales, il est classique d'étudier la distribution en fréquence de ces fluctuations.

c. Distribution fréquentielle de la turbulence

Si on considère la turbulence comme un processus aléatoire on peut calculer l'énergie de la turbulence. Cette énergie de la turbulence porte le nom d'énergie cinétique de la turbulence (E.C.T. en français et T.K.E en anglais pour Turbulent Kinetic Energy). Le calcul de cette énergie est applicable à tous les signaux aléatoires y compris une série temporelle de température. Afin de voir l'apport des différentes structures sur l'intensité de la turbulence, il est classique de représenter la distribution fréquentielle (spectre *) de l'énergie cinétique de la turbulence. Le spectre de l'énergie cinétique de la turbulence est analogue au spectre de couleur qui apparaît lors de la diffraction de l'intensité lumineuse par un prisme. Le prisme permet de décomposer la lumière en différentes couleurs de fréquences différentes. On peut faire une analyse similaire avec la turbulence en utilisant non pas un outil physique mais un outil mathématique. La transformée de Fourier d'un signal temporel permet d'avoir son évolution en fréquence. Van der Hoven (1957) a été l'un des premiers à faire cette analyse sur un champ de vitesse mesuré localement dans l'atmosphère sur une large gamme d'échelles temporelles. Le spectre de l'énergie cinétique qu'il obtient est adapté et présenté sur la figure 1.4.

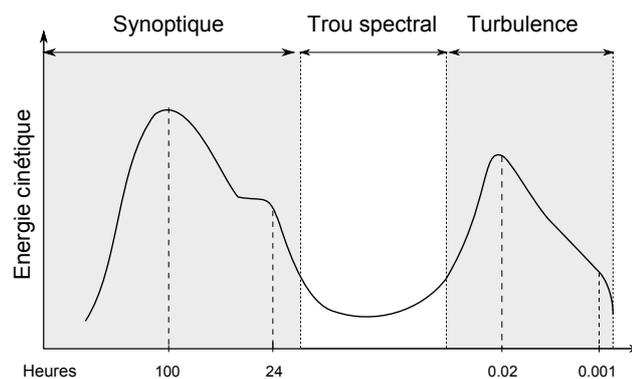


FIGURE 1.4 – Spectre de l'énergie cinétique schématique obtenue près du sol par Van der Hoven (1957)

Le spectre de l'énergie cinétique présente 3 zones distinctes correspondant au(x) :

- **Échelles synoptiques** le pic situé aux alentours de 100h correspond au passage de fronts telles les ondes de Rossby par exemple. Le pic situé aux alentours de 24h correspond à la variation diurne (augmentation de la vitesse en journée et diminution la nuit).
- **Trou spectral** la présence d'un trou dans le spectre de l'énergie cinétique présent entre la partie synoptique et la partie turbulente permet de séparer le spectre en deux parties énergétiques : la partie concernant les échelles synoptiques et la partie concernant les échelles de la turbulence.

*. Le spectre d'un signal temporel ou spatial correspond à sa représentation en fréquence temporelle ou spatiale

- **Échelles turbulentes** Le pic de droite correspond aux échelles turbulentes et varie de quelques minutes à quelques secondes. C'est cette zone qui nous intéresse dans la suite de cette étude. On remarque que pour capter toute la variabilité temporelle de la turbulence nous avons besoin d'avoir des échantillons de vitesse inférieure à l'échelle de la seconde.

1.3. Évolution journalière de la C.L.A.

Dans les couches limites, la dynamique est toujours une source de turbulence. En revanche, les effets thermiques peuvent être des sources ou des puits de turbulence. En effet, l'équilibre thermodynamique entre une masse d'air et son environnement peut-être mécaniquement stable ou instable. Ainsi pour les équilibres stables les forces de flottabilité (différence entre poids de la masse d'air et poussée d'Archimède) auront un rôle stabilisateur pour l'écoulement et seront un puits pour l'énergie cinétique turbulente. Dans le cas d'un équilibre instable ces mêmes forces produiront des mouvements ascendants et seront sources d'énergie cinétique turbulente. Pour les classer, on utilise le nombre de Richardson de gradient (Eq. 1.3).

Dans l'équation 1.3, le rapport g sur θ étant toujours positif, la stratification atmosphérique, ou état thermique de l'atmosphère, est définie en fonction du gradient vertical de la température potentielle. Dans le cas d'une atmosphère humide, on utilise la température potentielle virtuelle notée θ_v . La vapeur d'eau est moins dense que l'air sec, ainsi l'air humide s'élève plus facilement que l'air sec à la même température potentielle. La température potentielle virtuelle correspond à la température potentielle que l'air sec doit avoir pour être aussi léger que l'air humide (Eq. 1.5).

$$\theta_v = \theta \left(1 + \frac{M_v}{M_d} q \right) \quad (1.5)$$

avec q , l'humidité spécifique en kg/kg, $M_d = 28.97g/mol$ et $M_v = 18.01g/mol$ respectivement les masses molaires moléculaires de l'air sec et de la vapeur d'eau. Dans la suite de ce chapitre, afin de simplifier les expressions, nous considérerons une atmosphère sèche et donc que $\theta = \theta_v$.

Les 3 états thermiques de la C.L.A. sont :

- **un état stable** : Le gradient vertical de la température potentielle est positif, le flux de chaleur en surface est alors négatif, l'air a tendance à réchauffer le sol. Cet état est rencontré durant la nuit ou au dessus d'un sol froid, tels les glaciers ou les névés. La turbulence d'origine thermique est alors un puits de turbulence. La force de flottabilité tend à stabiliser l'air près du sol empêchant ainsi un brassage de l'air. Ces couches stables sont le plus souvent présentes lors des journées d'hiver favorisant les épisodes de pollution. En effet, les particules pouvant être assimilées à des scalaires passifs stagnent et s'accumulent dans les premiers mètres au dessus du sol au lieu d'être brassées dans le premier kilomètre.
- **un état instable** : Le gradient vertical de la température potentielle est négatif, le flux de chaleur est positif. Les forces de flottabilité tendent à élever l'air en altitude. Dans ce régime, la turbulence est d'origine thermique, il est nommé régime de convection. L'air est fortement brassé et l'épaisseur de la couche limite instable ou couche limite atmosphérique convective (C.L.A.C.) peut atteindre quelques kilomètres. Cette étude se focalise sur cet état thermique de l'atmosphère.
- **un état neutre** : Le gradient vertical de la température potentielle est nul. Le flux de chaleur en surface est donc également nul.

Lors du cycle nyctéméral, la couche limite atmosphérique nocturne aura tendance à être stable (C.L.A.N. pour Couche Limite Atmosphérique Nocturne) et la couche limite atmosphérique diurne instable (C.L.A.C. pour Couche Limite Atmosphérique Convective). L'évolution temporelle de la C.L.A en

plaine est présentée sur la figure 1.5.

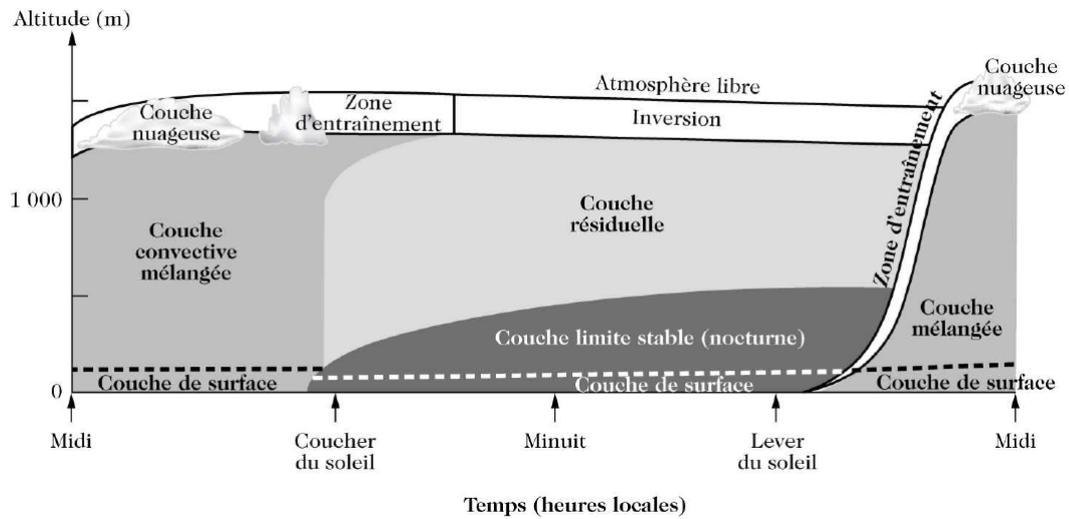


FIGURE 1.5 – Évolution temporelle de la C.L.A. sur un sol plat. *Adapté de Stull (1988)*

Au lever du soleil, le gradient de température potentielle devient négatif (l'air au sol est plus chaud que l'air en altitude) et l'atmosphère devient instable. La C.L.A.C est composée de 3 parties distinctes qui font l'objet d'une description détaillée dans la section suivante : la couche limite mélangée (C.L.M.), la couche limite de surface (C.L.S.) et la couche ou zone d'entraînement (C.E.). L'air est soulevé par la poussée d'Archimède jusqu'à atteindre l'altitude d'équilibre correspondant à l'altitude de l'inversion de température. Dès que le soleil se couche le gradient de température potentielle au sol devient négatif et les effets thermiques deviennent des puits de turbulence. Une couche stable se forme près du sol, la C.L.A.N. Une couche résiduelle subsiste entre la hauteur de la précédente C.L.A.C et la hauteur de la C.L.A.N. Dans la suite de notre étude, on s'intéresse uniquement à la C.L.A.C.

1.4. Description de la Couche Limite Atmosphérique Convective

Dans ce qui suit, nous nous intéressons à la description de la couche limite atmosphérique convective (C.L.A.C.). La C.L.A.C. a fait l'objet de nombreuses études tant en laboratoire en remplaçant l'air par l'eau (Deardorff et Yoon 1984; Deardorff et Willis 1985) que sur sites réels (Tab. 10-1 du livre de Stull (1988)). La Fig. 1.6 présente le profil de la température potentielle (θ) dans la C.L.A.C. Cette figure est adaptée de De Moor (2006). On distingue 3 couches : très proche du sol, la couche limite de surface ou surfacique (C.L.S.) ; puis la couche limite mélangée (C.L.M.) et enfin la couche d'entraînement (C.E.).

Les caractéristiques des trois couches sont pour :

- **la Couche Limite de Surface (C.L.S.)** : Partie de la C.L.A.C. directement en contact avec le sol dont l'épaisseur est de l'ordre de 10% de l'épaisseur de la C.L.A.C. La température potentielle décroît fortement avec l'altitude jusqu'à atteindre un gradient nul au sommet de la C.L.S. La C.L.S. est le siège de plumets convectifs d'une taille de l'ordre de la hauteur de la C.L.S. Le mélange se fait par diffusion moléculaire près de la surface puis par diffusion turbulente ;
- **la Couche Limite Mélangée (C.L.M.)** : Cette couche a une épaisseur de l'ordre de 80% de l'épaisseur de la C.L.A.C. Comme son nom l'indique, cette couche est le siège d'un fort mélange vertical caractérisé par une faible variation des valeurs moyennes des variables thermodynamiques. La C.L.M. est le siège de thermiques et de rouleaux convectifs horizontaux. Les rouleaux convectifs sont de l'ordre la hauteur de la C.L.A.C. en vertical et de 1.5 fois la hauteur de la C.L.A.C. en

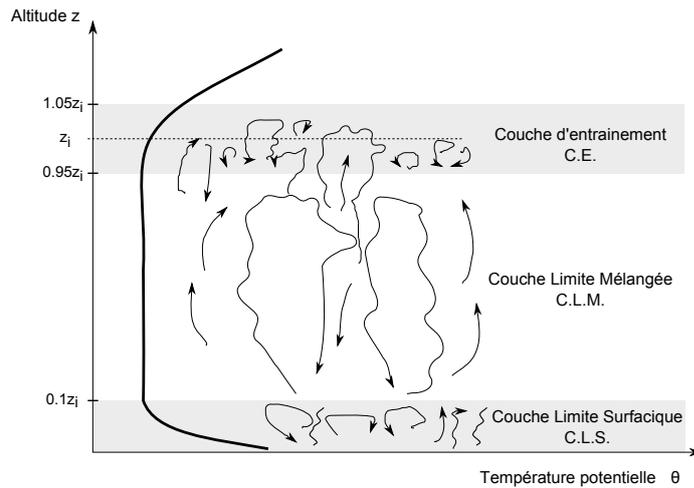


FIGURE 1.6 – Profils verticaux moyens de la température potentielle dans la couche limite atmosphérique convective en plaine. z_i correspond à l’altitude de la zone d’inversion thermique. *Adapté de De Moor (2006)*

- horizontal (Young 1988c; Young 1988b; Young 1988a). La hauteur des thermiques est de l’ordre de celle la C.L.M. Les thermiques possèdent une vitesse d’ascension de quelques mètres par seconde ;
- **la Couche d’Entraînement (C.E.)** : Sa stratification est stable et sert ”de couvercle” à la C.L.M. C’est le lieu de transition entre l’A.L. et la C.L.A.C. L’intensité de la turbulence est modulée par la pénétration de thermiques. Son épaisseur est d’environ 10% de l’épaisseur de la C.L.A.C. C’est également un lieu de mélange entre l’A.L. et la C.L.A.C, ce mélange est susceptible d’affecter en profondeur la C.L.M.

L’ensemble de ces définitions s’appliquent à une couche limite atmosphérique relativement idéale. Il est évident qu’en milieu naturel et notamment dans les régions où l’orographie est marquée, le forçage du relief sur l’écoulement atmosphérique complexifie la thermodynamique.

1.5. Extension de la C.L.A.C. aux milieux complexes

Un milieu complexe est défini comme étant un milieu dans lequel l’hypothèse d’homogénéité spatiale est mise en défaut. Ces milieux ont soit une topographie prononcée soit une forte hétérogénéité de surface (montagne, canyon, ville, etc...). En zone de montagne, les contrastes thermiques sont plus importants entre le sol et l’atmosphère situé au centre de la vallée qu’en zone de plaine. En effet, au coucher du soleil, des vents de vallée et de pente descendants viennent amplifier le gradient de température potentielle positif formé entre le sol et l’atmosphère par l’arrêt du réchauffement solaire. Au lever du soleil, la convection se met en place conjointement avec un système de vent de vallée et de vent de pente montant (Whiteman 2000). La figure 1.7 présente la structure d’un système de vent de vallée en milieu complexe en pleine après-midi.

Globalement, les éléments de la C.L.A.C. (C.L.S, C.L.M. et C.E) établis dans la section précédente peuvent se retrouver en milieu complexe avec cependant un couplage entre les processus de vallée et les forçages synoptiques. L’analogie de la C.L.A.C. en milieu complexe et plat peut être faite sous certaines conditions (vallée suffisamment large, inversion thermique pas trop forte, ...) que nous présentons dans la partie III.

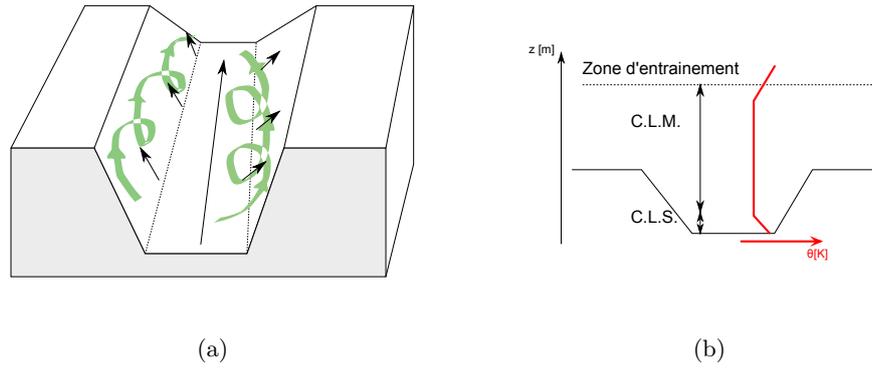


FIGURE 1.7 – Structure de la C.L.A.C. au cours de l'après-midi en milieu complexe. (a) La structure dynamique présente des vents de pente et de vallée montant. (b) La structure thermique au centre de la vallée ressemble à la structure thermique de la C.L.A.C. en plaine.

2. LES ÉQUATIONS DU MOUVEMENT

Les équations du mouvement du fluide atmosphérique résultent de l'application du principe fondamental de la dynamique et des lois de la thermodynamique à l'atmosphère. Les hypothèses sous-jacentes à leur élaboration sont :

- L'air atmosphérique est considéré comme un milieu continu, $K_n^* \ll 1$;
- On néglige la viscosité volumique, hypothèse de Stokes ;
- On considère l'air comme un gaz parfait ;
- On considère que pour un air sec la chaleur spécifique à pression constante, C_p , la chaleur spécifique à volume constant C_v et la masse volumique ρ sont constants ;
- On néglige l'apport de chaleur par rayonnement et par dissipation de l'énergie cinétique dans l'équation des lois de la thermodynamique.

L'application de ces hypothèses au principe fondamental de la dynamique et à l'équation de la chaleur pour le fluide atmosphérique permet d'écrire le système d'équations regroupé dans les équations 1.6 à 1.8 avec $D./Dt$ correspondant à la dérivée particulaire égale à $\partial./\partial t + u_i \partial./\partial x_i$. Les équations 1.6 et 1.9 présentent l'équation de continuité et des gaz parfait.

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (1.6)$$

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + \rho g_i - 2\epsilon_{i\alpha\beta} \Omega_\alpha u_\beta \quad (1.7)$$

$$\rho \frac{DT}{Dt} = -\rho \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \mu_\theta \frac{\partial^2 T}{\partial x_k^2} \quad (1.8)$$

$$P = \rho R_d T \quad (1.9)$$

avec i, k, α, β les indices, P , la pression de l'air, T la température de l'air, R_d , la constante des gaz parfait pour une atmosphère sèche $R_d = 287 J.K^{-1}.kg^{-1}$, ρ la masse volumique de l'air, μ_θ la diffusivité thermique de l'air, μ , la viscosité dynamique de l'air, u_i la $i^{\text{ème}}$ composante du vecteur vitesse de l'air, t le temps, x_i la $i^{\text{ème}}$ composante du vecteur des coordonnées spatiales, ϵ le tenseur de commutation et Ω_α la composante de la force de Coriolis à l'indice α . On reconnaît dans le membre de droite de l'équation de Navier-Stokes (Eq. 1.7) : la force de pression $-\frac{\partial P}{\partial x_i}$, la force des tensions visqueuses $\mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)$,

*. Nombre de Knudsen : rapport du libre parcours moyen sur l'échelle caractéristique du problème

la force de pesanteur ρg_i et la force de Coriolis $-2\epsilon_{i\alpha\beta}\Omega_\alpha u_\beta$.

Pour décrire la dynamique de l'atmosphère, on adjoint à ce système d'équations aux dérivées partielles (E.D.P.) deux approximations couramment utilisées : l'approximation **anélastique** et l'approximation de **Boussinesq**.

L'approximation **anélastique** consiste à dire que l'état thermodynamique réel diffère peu d'un état hydrostatique et adiabatique de référence et à considérer que le nombre de Mach est petit. On note par l'indice "ref" les variables issues de l'état de référence. Localement le flux de masse est nul, ainsi l'équation de bilan de masse Eq. 1.6 (ou équation de continuité) devient l'équation 1.10. Cette approximation est utilisée dans le modèle atmosphérique Méso-NH (Lafore *et al.* 1998) mis en oeuvre dans la suite de ce travail.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_{ref} u_i) = 0 \quad (1.10)$$

L'approximation de **Boussinesq** considère en plus de l'approximation anélastique que les échelles des mouvements verticaux sont petites devant l'épaisseur de la C.L.A.C. Cette approximation est valable dans la couche limite atmosphérique car la masse volumique varie en moyenne de moins de 10% sur la verticale. Cette hypothèse supplémentaire entraîne une condition de flux nul. Moyennant l'approximation de Boussinesq, le système d'équation du mouvement devient :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.11)$$

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial P_{ref}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \rho_{ref} g_i - 2\epsilon_{i\alpha\beta} \Omega_\alpha u_\beta \quad (1.12)$$

$$\frac{DT}{Dt} = \nu_\theta \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} \quad (1.13)$$

La principale différence entre le système de Boussinesq et anélastique vient du fait que dans le système anélastique on considère que la masse volumique varie verticalement contrairement au système de Boussinesq. Nous nous baserons sur le système de Boussinesq dans la suite de ce chapitre pour simplifier les équations. Ce système d'équations aux dérivées partielles (E.D.P.) non linéaire est formellement fermé pour les variables u_i , ρ , T et P . Cependant, l'expérience montre que ce système d'équations permet de bien représenter la thermodynamique pour des écoulements laminaires mais pas pour des écoulements turbulents. Le recours à des outils statistiques est nécessaire pour traiter le problème de turbulence. Parmi les outils statistiques, il y a la moyenne d'ensemble qui fera l'objet de la prochaine section.

3. LES ÉQUATIONS MOYENNÉES ET LES ÉQUATIONS FILTRÉES

3.1. Moyenne d'ensemble et ergodicité

D'un point de vue mathématique, l'opération de moyenne idéale pour l'étude de la turbulence est la moyenne d'ensemble ou espérance mathématique. Elle se note $E(\cdot)$. Par définition, la moyenne d'ensemble est la moyenne arithmétique de n expériences réalisées dans les mêmes conditions définies par l'expérimentateur.

La variable f prend la valeur $f^{(i)}$ au point \vec{x} et à l'instant t dans l'expérience numéro i (Eq. 1.14).

$$E(f(\vec{x}, t)) = \lim_{n \rightarrow +\infty} \frac{\sum_{i=1}^n f^{(i)}(\vec{x}, t)}{n} \quad (1.14)$$

Cette moyenne n'est accessible qu'en laboratoire où les conditions sont reproductibles et contrôlées par l'expérimentateur. Dans la couche limite atmosphérique, on ne peut ni contrôler ni reproduire les conditions d'expérimentations. Expérimentalement, on a accès à des enregistrements portant sur une seule réalisation ($n=1$) et les moyennes accessibles sont nécessairement des moyennes spatio temporelles voire uniquement temporelles ou spatiales. Pour une turbulence homogène et stationnaire on fait généralement l'hypothèse d'ergodicité qui stipule que les moyennes d'ensemble, spatiales, temporelles ou spatio-temporelles sont équivalentes. Cette hypothèse est très forte car dans la couche limite atmosphérique la turbulence est loin d'être homogène et stationnaire. En effet, les conditions de surface induisent naturellement une hétérogénéité et le cycle diurne une instationnarité. Faire cette hypothèse est cependant incontournable pour pouvoir caractériser la turbulence en milieu naturel.

3.2. Les équations aux valeurs moyennes ou de Reynolds

Dans le cas d'un écoulement stationnaire, on peut assimiler la moyenne d'ensemble à une moyenne temporelle (ergodicité, Eq. 1.15). Cette hypothèse est à la base de la décomposition de Reynolds.

$$E(f(\vec{x}, t)) = \overline{f(\vec{x}, t)} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} f(\vec{x}, t - \tau) d\tau \quad (1.15)$$

$\bar{\cdot}$ désigne la moyenne temporelle. Le champs instantané et ponctuel (f) est décomposé en la somme de la valeur moyenne temporelle et d'une fluctuation autour de cette moyenne correspondant à la partie turbulente (Eq. 1.16). Pour alléger l'écriture dans les équations suivantes, la dépendance du temps et de l'espace a été omise.

$$f = \bar{f} + f' \quad (1.16)$$

Cette décomposition appelée décomposition de Reynolds vérifie les règles établies pour les variables aléatoires regroupées sur les Eq. 1.17 à 1.22.

$$\overline{f + g} = \bar{f} + \bar{g} \quad (1.17)$$

$$\overline{\bar{f}} = \bar{f} \quad (1.18)$$

$$\overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} \quad (1.19)$$

$$\overline{\alpha f} = \alpha \bar{f} \quad (1.20)$$

$$\overline{f'} = 0 \quad (1.21)$$

$$\overline{fg} = \bar{f}\bar{g} + \overline{f'g'} \quad (1.22)$$

où f et g sont deux fonctions du temps et de l'espace d'un champ turbulent.

L'introduction de la décomposition de Reynolds dans les équations de Boussinesq conduit aux équations de Reynolds aux valeurs moyennes (Reynolds Averaged Navier Stokes (R.A.N.S.)) élargie à l'équation de la température potentielle moyenne (Eq. 1.23 à 1.25). Les détails permettant l'obtention de ce système sont souvent décrits dans la littérature pour qu'ils ne soient pas rappelés ici (Monin et Yaglom

1971).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.23)$$

$$\frac{D\bar{u}_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial P_{ref}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i^2} + \rho_{ref} g_i - 2\epsilon_{ijk} \Omega_j \bar{u}_k - \frac{\partial \overline{u'_j u'_i}}{\partial x_j} \quad (1.24)$$

$$\frac{D\bar{\theta}}{Dt} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_i^2} - \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j} \quad (1.25)$$

On reconnaît dans le membre de droite les forces de pression, de viscosité, de Coriolis, de gravité et des nouveaux termes $\overline{u'_j u'_i}$ et $\overline{u'_j \theta'}$. Le produit de $\overline{u'_j u'_i}$ par la masse volumique de l'état de référence, ρ_{ref} , s'appelle le tenseur des tensions turbulentes moyennes ou tenseur de Reynolds. Le produit $\rho_{ref} C_p$ par $\overline{u'_j \theta'}$ est la composante suivant Ox_i du vecteur flux turbulent moyen de chaleur. Ces termes sont de nouvelles inconnues dans le système d'équation. De ce fait le système d'équations n'est pas/plus fermé en l'état. Pour résoudre ce problème, on peut décrire l'évolution des corrélations turbulentes ($\overline{u'_j u'_i}$ et $\overline{u'_j \theta'}$). Pour éviter d'alourdir, on présente uniquement l'équation d'évolution de $\overline{u'_j u'_i}$ (Eq. 1.26).

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u'_i u'_j}}{Dt} = & - \left(\overline{u'_\alpha u'_i} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_\alpha} + \overline{u'_\alpha u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_\alpha} \right) + \beta \left(k_j \overline{u'_i \theta'} + k_i \overline{u'_j \theta'} \right) \\ & - 2\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_\alpha} - \frac{1}{\rho} \left(\overline{u_i} \frac{\partial \overline{P'}}{\partial x_j} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{P'}}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial \overline{u'_\alpha u'_i u'_j}}{\partial x_\alpha} \\ & + \nu \frac{\partial^2 (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_\alpha^2} - 2\epsilon_{i\alpha\beta} \omega_\alpha \overline{u'_\beta u'_j} - 2\epsilon_{j\alpha\beta} \omega_\alpha \overline{u'_\beta u'_i} \end{aligned} \quad (1.26)$$

De nouvelles inconnues apparaissent du fait de la non linéarité initiale de l'équation 1.24, ces inconnues sont les corrélations triples $\overline{u'_\alpha u'_i u'_j}$. Il faudrait de nouvelles équations pour résoudre ce problème qui ferait apparaître une corrélation d'ordre 4... En effet, chaque équation d'évolution de la corrélation d'ordre m fait apparaître de nouvelles corrélations inconnues d'ordre m + 1. Le problème ne peut donc pas être fermé de cette manière. La solution est de modéliser les nouvelles inconnues. Il existe une multitude de modèles de fermeture des équations de Reynolds. Les différences entre ces différents modèles résident dans leurs capacités à reproduire fidèlement le comportement des écoulements turbulents pour différentes configurations, dans les difficultés liées à leur implémentation et leur résolution dans les codes de calcul. Parmi ces modèles certains utilisent l'énergie cinétique turbulente notée TKE (ou ECT en français) et définit par $TKE = \frac{1}{2} (\overline{u'_i u'_i})$. L'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente (Eq. 1.27) s'obtient en sommant (comme exprimé par la notation d'Einstein ci-dessus) les composantes j de 1 à 3 de l'équation des corrélations double (Eq. 1.26).

$$\frac{DTKE}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{u'_\alpha P'}) - \frac{\partial (\overline{u'_\alpha TKE})}{\partial x_\alpha} + \beta k_\alpha \overline{u'_\alpha \theta'} + \overline{u'_\alpha u'_\beta} \frac{\partial \bar{u}_\beta}{\partial x_\alpha} - \epsilon \quad (1.27)$$

Les différents termes de ces équations, de gauche à droite dans le membre de droite, correspondent à :

- $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{u'_\alpha P'})$ Terme de pression-correlation qui décrit comment la TKE est redistribuée par les variations de pression. Ce terme est souvent associé aux oscillations dans l'air (flottabilité ou gravité) ;
- $-\frac{\partial (\overline{u'_\alpha TKE})}{\partial x_\alpha}$ Terme transport de TKE par la turbulence ;
- $+\beta k_\alpha \overline{u'_\alpha \theta'}$ Terme de production ou de consommation thermique de la TKE. Ce terme est négatif durant la nuit et positif en journée ;

- $+ \overline{u'_\alpha u'_\beta \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha}}$ Terme de production dynamique de la TKE, la turbulence peut extraire de l'énergie de l'écoulement moyen. Généralement, $\overline{u'_\alpha u'_\beta}$ est du signe opposé à $\frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha}$, de ce fait avec le signe -, le terme dynamique est un terme de production de TKE par le champ moyen ;
- $-\epsilon = 2\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_\alpha} \frac{\partial u'_i}{\partial x_\alpha}}$ Terme de dissipation de la TKE par viscosité, i.e. conversion de la TKE en chaleur. Ce terme est toujours négatif.

La présentation de quelques modèles de fermeture pour les équations de Reynolds aux valeurs moyennes est fait dans la section présentant les modèles de fermeture.

3.3. Les équations filtrées

Dans le cas d'un écoulement homogène, si la moyenne d'ensemble est assimilée à une moyenne spatiale notée $\widetilde{\cdot}$ par la suite, on parle de filtrage. Le formalisme du **filtre**, initialement introduit par Lilly (1967) et Deardorff (1973) grâce à l'essor des simulations numériques, est présenté dans l'Eq. 1.28.

$$E(f(\vec{x}, t)) = \widetilde{f(\vec{x}, t)} = \frac{1}{\Delta x_i^3} \iiint_0^{\Delta x_i} f(\vec{x} - \vec{\xi}, t) d\xi_i \tag{1.28}$$

Ce filtre permet de résoudre les structures ayant une taille définie par Δx_i . Le schéma d'un spectre d'énergie cinétique, noté $E(k)$, d'un écoulement turbulent en fonction du nombre d'onde k (inverse de la taille des structures turbulentes) est présenté sur la figure 1.8. Cette distribution spectrale est l'équivalent spatial des hautes fréquences de la distribution temporelle présentée sur la figure 1.4 (zone grisée à droite). Le fait que la densité spectrale d'énergie de la figure 1.8 s'étale continûment depuis une grande échelle (notée L_0) jusqu'à une plus petite échelle dite de Kolmogorov (notée η) est l'illustration de la propriété bien connue de la turbulence, à savoir son caractère multi-échelle et désordonnée.

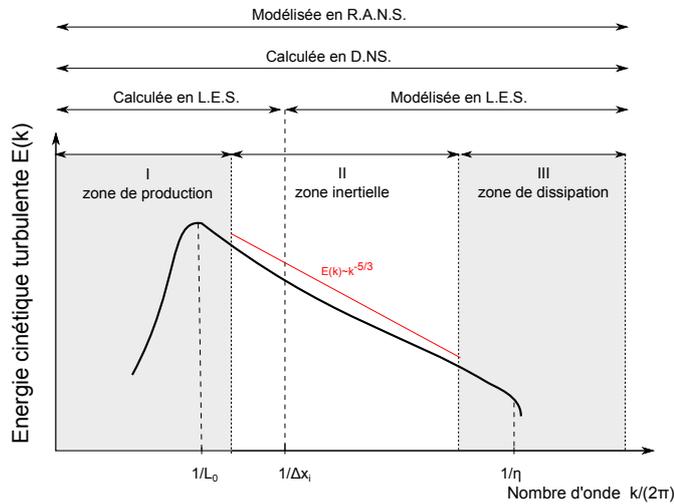


FIGURE 1.8 – Spectre de l'énergie cinétique turbulente.

Sur la figure 1.8, les zones I, II et III sont à la base du concept de cascade d'énergie de Kolmogorov. L'apport d'énergie à la turbulence se fait via l'écoulement moyen au travers des grosses structures de la turbulence (I). L'énergie contenue dans les grosses structures est transférée à taux constant (II) vers les petites structures jusqu'à dissipation par viscosité (III). L'échelle caractéristique des grosses structures s'appelle l'échelle intégrale et se note L_0 . L'échelle caractéristique de dissipation s'appelle l'échelle de Kolmogorov et se note η .

La théorie établie par Kolmogorov montre que la forme du spectre d'énergie cinétique de la turbulence dans la zone d'inertielle est une loi en $-5/3$ (Eq. 1.29).

$$E(k) = \alpha \epsilon k^{-5/3} \quad \eta < k < L_0 \quad (1.29)$$

avec α , la constante de Kolmogorov (≈ 1.5), ϵ , correspond à la dissipation de l'énergie cinétique turbulente et k au nombre d'onde. Une description plus détaillée sur la partie inertielle du spectre est présentée dans la section 1.2 du chapitre 3.

Dans l'idéal, pour caractériser précisément l'ensemble des échelles de la turbulence, il faudrait que Δx_i soit de la taille de la plus petite structure turbulente (i.e. de la taille de la structure turbulente au niveau de la dissipation visqueuse correspondant à l'échelle de Kolmogorov notée η). L'échelle de Kolmogorov est reliée à une échelle de longueur et au nombre de Reynolds via la relation 1.30.

$$\frac{h_{CLA}}{\eta} \approx Re^{3/4} \quad (1.30)$$

Remarque : En modélisation numérique, la résolution du modèle joue le rôle de filtre spatial. Ainsi, un modèle numérique défini par un maillage horizontal et vertical de taille Δx_i ne pourra pas résoudre les structures de tailles inférieures à Δx_i . Une application numérique permet de calculer la taille de maille nécessaire pour résoudre complètement les structures turbulentes. Si $h_{CLA} = 1000m$ et $Re = 10^9$ alors η est égale à $10^{-4}m$. D'après ces calculs, dans la couche limite atmosphérique, la taille de la plus petite structure turbulente est de l'ordre du dixième de millimètre. Avoir des mailles ayant une taille du millimètre n'est pas possible pour l'étude de la C.L.A. Pour des problèmes d'ingénierie, la simulation numérique directe (S.N.D. en français et D.N.S. en anglais) permet la résolution de telles échelles. Une méthode alternative existe qui consiste à résoudre la partie la plus énergétique de la turbulence i.e. résoudre les grosses structures. En effet, la plupart de la dynamique de la turbulence est comprise dans les grosses structures turbulentes. L'idée est alors de choisir une taille Δx_i suffisante/adaptée pour résoudre les structures les plus énergétiques, et paramétrer/modéliser la queue du spectre comme indiqué sur la figure 1.8. Dans les études de la C.L.A.C., la taille de la maille usuellement choisie est de l'ordre de la centaine de mètres.

En prenant une taille de maille de l'ordre de la centaine de mètres, le filtre agit comme un filtre passe bas en espace. Cette démarche de simulation porte le nom de simulation des grandes échelles de la turbulence (S.G.E. en français ou L.E.S. pour Large Eddy Simulation en anglais). Dans ce cas d'étude, le filtre boîte présenté dans l'équation 1.28 est le plus couramment utilisé dans l'étude de la turbulence dans la C.L.A. Si on applique ce filtre aux champs instantanés et ponctuels on obtient la décomposition S.G.E. telle que décrite par l'Eq. 1.31.

$$f = \tilde{f} + \tilde{f}' \quad (1.31)$$

$\tilde{\cdot}$ s'appelle la partie résolue et $\tilde{\cdot}'$ la partie sous maille. Comparée à la décomposition de Reynolds, cette décomposition permet la résolution explicite de la partie la plus énergétique de la turbulence. Si on applique cette fois-ci la décomposition S.G.E. aux équations de Boussinesq, on obtient les équations filtrées de S.G.E. (Eq. 1.32 à 1.34). Le détail des étapes de calculs n'est pas présenté dans ce document

(Sagaut 1998).

$$\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.32)$$

$$\frac{D\widetilde{u}_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial P_{ref}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \widetilde{u}_i}{\partial x_i^2} + \rho_{ref} g_i - 2\epsilon_{ijk} \Omega_j \widetilde{u}_k - \frac{\partial \widetilde{u}'_j \widetilde{u}'_i}{\partial x_j} \quad (1.33)$$

$$\frac{D\widetilde{\theta}}{Dt} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \widetilde{\theta}}{\partial x_i^2} - \frac{\partial \widetilde{u}'_j \widetilde{\theta}'}{\partial x_j} \quad (1.34)$$

$\widetilde{u}'_\alpha \widetilde{u}'_i$ et $\widetilde{u}'_\alpha \widetilde{\theta}'$ s'appellent les tenseurs sous-mailles. Dans les équations 1.23 et 1.25, les termes moyens permettent de représenter les évolutions synoptiques, les termes $'$ toutes les fluctuations turbulentes (Fig. 1.8). La coupure est située dans le trou spectral. Pour les équations 1.32 à 1.34, les termes moyens $\widetilde{\cdot}$ permettent de représenter l'écoulement synoptique mais aussi une partie de la turbulence. Les tourbillons de tailles supérieures à Δx_i sont explicitement résolus. Les petits tourbillons restent quant à eux modélisés. Le problème de fermeture des équations filtrées est identique au problème de fermeture des équations de Reynolds aux valeurs moyennes. L'ajout d'une équation d'évolution pour les moments d'ordre 2 entraînera de nouvelles inconnues d'ordre 3. Modéliser les tenseurs sous-mailles est donc nécessaire. A l'image des équations aux valeurs moyennes de Reynolds, la plupart des modèles de fermeture prennent en compte l'énergie cinétique turbulente résolue à travers son équation d'évolution (Eq. 1.35).

$$\frac{DTKE}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\widetilde{u'_\alpha P'} \right) - \frac{\partial \left(\widetilde{u'_\alpha TKE} \right)}{\partial x_\alpha} + \beta k_\alpha \widetilde{u'_\alpha \theta'} + \widetilde{u'_\alpha u'_\beta} \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} - \epsilon \quad (1.35)$$

Les différents termes de ces équations, de gauche à droite dans le membre de droite, correspondent : au termes de presso-corrélation qui décrit comment la TKE est redistribuée par les variations de pression sous-maille, au terme transport de TKE par la turbulence sous-maille, au terme de production ou de consommation thermique de la TKE, au terme de production dynamique de la TKE et au terme de dissipation de la TKE par viscosité. La forme de cette équation est similaire à la forme de l'équation d'énergie cinétique turbulente (Eq. 1.27).

4. MODÈLES DE FERMETURE

4.1. Modèles de fermeture des équations moyennées ou de Reynolds

Les modèles de fermeture les plus couramment utilisés pour les équations de Reynolds aux valeurs moyennes sont basés sur le concept de viscosité turbulente qui repose sur l'existence, au sein des couches cisailées à grand nombre de Reynolds, d'une région assez étendue d'équilibre approximatif entre la production d'énergie cinétique turbulente (extraite des grosses structures) et la dissipation turbulente (dissipée aux petites échelles) (Eq. 1.27). Cette hypothèse se traduit par les relations suivantes :

$$\overline{u'_\alpha u'_i} = \nu_t \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_\alpha} \quad (1.36)$$

$$\overline{u'_i \theta'} = \alpha_t \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} \quad (1.37)$$

avec ν_t , la viscosité turbulente et α_t la diffusivité turbulente qui correspondent aux termes que l'on doit modéliser. La viscosité turbulente correspond au produit d'une échelle de vitesse par une échelle de longueur. L'échelle de longueur utilisée correspond à la longueur de mélange notée l_m et l'échelle de vitesse turbulente soit au produit de la longueur de mélange par le gradient de vitesse ou par la racine carré de l'énergie cinétique turbulente. Parmi les modèles principalement utilisés pour modéliser la viscosité turbulente, il y a :

- Les modèles algébriques de Prandtl et celui de Michel *et al.* (1969) qui modélise la viscosité turbulente en fonction de la longueur de mélange et du gradient de vitesse, $\nu_t = f(l_m, \frac{\partial u_i}{\partial x_i})$ avec f une fonction qui dépend du modèle ;
- Le modèle à une équation de transport de Spalart et Allmaras (1992) qui résoud une équation d'évolution de la viscosité turbulente ;
- le modèle de Prandtl-Kolmogorov ou modèle TKE -L qui résoud une équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente (Eq. 1.27) et modélise le taux de dissipation, d'après Kolmogorov, à partir de l'énergie cinétique turbulente et la longueur de mélange. La viscosité turbulente a donc la forme suivante : $\nu_t = C_m l_m^2 TKE^{1/2}$ avec C_m , une constante de fermeture ;
- Le modèle a deux équations de transport aussi nommé $TKE - \epsilon$ de Jones et Launder (1972) est certainement le modèle le plus répandu dans les approches de modélisation R.A.N.S. avec $\nu_t = C_\nu \frac{TKE^2}{\epsilon}$.

Dans la couche limite atmosphérique nous n'utiliserons pas le système d'équations aux valeurs moyennes de Reynolds car nous souhaitons résoudre "plus" explicitement les grandes structures turbulentes. Nous utilisons donc le système d'équation de la simulation des grandes échelles de la turbulence.

4.2. Modèles de fermeture des équations filtrées

Pour fermer le système d'équations filtrées (Eq. 1.32 à 1.34), deux grandes stratégies de modélisation se confrontent :

- **La modélisation structurelle** : qui consiste à modéliser les termes sous-maîles sans connaissance de la nature des interactions inter-échelles. Cette technique nécessite une grande connaissance de la structure des petites échelles de la turbulence et est de ce fait très peu utilisée en étude de la turbulence dans la C.L.A.C. ;
- **La modélisation fonctionnelle** : qui rend compte de l'interaction entre échelles résolues et échelles sous-maîles. La modélisation consiste à représenter les effets dissipatifs et dispersifs des mécanismes de transfert d'énergie entre sous maille et résolue. Ce type de modélisation est très utilisée en C.L.A.C.

La stratégie de la modélisation fonctionnelle consiste à trouver les fonctions permettant de lier les termes sous-maîles aux termes résolus :

$$\widetilde{u'_\alpha u'_i} = F(\widetilde{u}_i) \quad (1.38)$$

$$\widetilde{u'_i \theta'} = H(\widetilde{\theta}) \quad (1.39)$$

avec les fonctions F et H à déterminer.

Les modèles de fermeture présentés pour la simulation des grandes échelles de la turbulence se basent sur le concept de viscosité turbulente initialement introduit pour les équations de Reynolds. Les viscosités appelées viscosités sous-maîles sont notées K_u (ou parfois notée dans la littérature K_m) pour le tenseur de Reynolds et K_θ (ou K_h) pour le flux turbulent de chaleur. Dans la suite, on gardera la notation en K_u et K_θ . Les modèles conceptuels à viscosité turbulente expriment les inconnues $\widetilde{u'_\alpha u'_i}$ et $\widetilde{\theta' u'_i}$ en fonction du produit des viscosités sous-maille et des gradients des champs résolus (Eq. 1.40 et 1.41).

$$\widetilde{u'_\alpha u'_i} = F(\widetilde{u}_i) = K_u \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_\alpha} \quad (1.40)$$

$$\widetilde{u'_i \theta'} = H(\widetilde{\theta}) = K_\theta \frac{\partial \widetilde{\theta}}{\partial x_i} \quad (1.41)$$

L'objectif à ce stade est donc de décrire explicitement ces nouvelles inconnues K_u et K_θ . Pour cela, de nombreux modèles sont disponibles dans la littérature. Nous ne retiendrons que ceux les plus couramment

utilisés. La viscosité turbulente correspond au produit d'une échelle de vitesse par une échelle de longueur. L'échelle de longueur utilisée correspond à la taille de la maille dans la simulation S.G.E. et l'échelle de vitesse turbulente soit au produit de la longueur de la maille par le gradient de vitesse (Smagorinsky 1963) ou par la racine carrée de l'énergie cinétique turbulente (Lilly 1967; Deardorff 1973; Sommeria 1976; Moeng 1984; Schmidt et Schumann 1989). On note l'analogie avec les modèles de Prandtl et de Prandtl-Kolmogorov présentés dans le cadre des modèles R.A.N.S.

a. Modèle de Smagorinski (1963)

Le premier modèle de fermeture visant à modéliser les coefficients d'échanges sous-maïlles pour la S.G.E. date des années 60 avec le modèle de Smagorinsky (1963) (Eq. 1.42).

$$K_u = K_\theta = (C_S \Delta)^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.42)$$

avec $C_S (= 1/\pi (3\alpha/2)^{-3/4} = 0.18)$, la constante de Smagorinski obtenu par intégration du spectre d'énergie cinétique de Kolmogorov (Eq. 1.29) entre 0 et la fréquence de coupure $k_c (= \pi/\Delta)$ et Δ , la racine cubique de la taille de la maille $((\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3})$. Cette formulation est très succincte et ne distingue pas le poids relatif des effets dynamique et thermique sur la production/inhibition de la turbulence. De plus, on remarque qu'aucune information sur la turbulence sous-maille n'est présente dans cette formulation, seule la forme du spectre de l'énergie cinétique turbulente est supposée.

b. Modèle de Lilly (1967)

Pour essayer de palier à ce manque, Lilly (1967) propose que les viscosités sous-maïlles dépendent de la structure de la turbulence sous maille. Il montre que cette turbulence sous maille est déterminée par l'énergie cinétique turbulente sous-maille. L'introduction de l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente (Eq. 1.35) dans le système d'équation permet d'avoir plus d'information sur la turbulence et ainsi de mieux documenter les viscosité sous-maïlles. Le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente est souvent modélisé, selon les hypothèses de Kolmogorov, à partir de l'énergie cinétique turbulente et une longueur caractéristique. Le formalisme de ce modèle sous-maille est présenté dans les équations 1.43 et 1.44.

$$K_u = K_\theta = C_k \Delta TKE^{1/2} \quad (1.43)$$

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{TKE^{3/2}}{\Delta} \quad (1.44)$$

avec C_ε et C_k des constantes de fermeture. Deardorff (1970b) a été le premier à appliquer le modèle de Lilly numériquement.

c. Modèle de Deardorff (1973)

Contrairement à Lilly (1967) et Smagorinsky (1963), Deardorff (1973) propose de séparer les expressions des viscosités sous-maille thermique, K_θ et dynamique K_u . Ce modèle basé sur celui proposé par Lilly (1967) est présenté dans les équations 1.45 à 1.46.

$$K_u = \frac{4}{15} \frac{\Delta}{C_m} TKE^{1/2} \quad (1.45)$$

$$K_\theta = \frac{2}{3} \frac{\Delta}{C_h} TKE^{1/2} = 2.5 \frac{C_m}{C_h} K_u \quad (1.46)$$

avec C_m et C_h , deux constantes de fermeture. Une amélioration de ce modèle se rapprochant de la formulation de Lilly (1967) a été proposée par Deardorff (1980) (Eq. 1.47 et Eq. 1.48).

$$K_u = C_k \cdot l_k \cdot TKE^{1/2} \quad (1.47)$$

$$K_\theta = \left(1 + \frac{2 \cdot l_k}{\Delta}\right) K_u \quad (1.48)$$

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{TKE^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (1.49)$$

Cette formulation fait intervenir l_ε la longueur de mélange caractéristique de la dissipation visqueuse et l_k , la longueur de mélange proposée par Deardorff (1980). Ces longueurs caractéristiques sont présentées dans l'équation 1.50.

$$l_k = l_\varepsilon = \min \left(\Delta x, 0.76 \sqrt{\frac{TKE}{N}} \right) \quad (1.50)$$

Δx correspond à la taille de la maille dans la direction x. L'énergie cinétique turbulente sous-maille (T.K.E.) est obtenue par résolution d'une équation d'évolution du type Eq. 1.27. Cette formulation prend en compte la stabilité de l'atmosphère (Eq. 1.50) via la fréquence de Brunt-Väisälä, N qui permet de quantifier la stabilité de l'atmosphère et est définie par :

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}} \quad (1.51)$$

avec g , l'accélération de la pesanteur, z l'altitude et θ , la température potentielle définie par l'équation 1.4. La fréquence de Brunt-Väisälä correspond à la fréquence d'oscillation d'une masse de fluide écartée de sa position d'équilibre et rappelée soit par gravité soit par la poussée d'Archimède suivant le signe du gradient vertical de température potentielle. Une oscillation se produit si et seulement si $N^2 > 0$, i.e. si le gradient vertical de température potentielle est positif. Dans le cas contraire, les oscillations présentes dans l'atmosphère tendent à se dissiper par la stratification thermique. En effet dans ce cas, le gradient vertical de température potentielle étant négatif, la parcelle d'air est soumise à la convection et va avoir tendance à s'écartée encore plus de sa position initiale.

Ce schéma est adapté aux simulations des grandes échelles de la turbulence avec des mailles ayant une résolution de l'ordre de 100 mètres et permet de résoudre la turbulence tridimensionnelle. En effet, cette paramétrisation permet de rendre compte de la longueur d'échange turbulent avec l'évolution de la stratification thermique. La simulation des grandes échelles de la turbulence impose que Δx , la taille de la maille soit située dans la partie inertielle du spectre de la turbulence (Fig. 1.8). En revanche, près de la surface, la taille horizontale des structures turbulentes contenant l'énergie sont fonctions de la distance au sol (voir Counihan (1975) pour une revue de ce phénomène), de ce fait une simulation des grandes échelles de la turbulence avec des mailles cubique ne peut pas prédire correctement les champs résolus près de la surface. La turbulence près de la surface est alors principalement contenue dans les paramétrisations sous-mailles ce qui a comme conséquence immédiate une surproduction du cisaillement et donc de la turbulence près de la surface (Mason et Thomson 1992; Andren *et al.* 1994; Sullivan *et al.* 1994). Il a été montré que cette erreur peut contaminer toute la solution dans la couche limite atmosphérique à travers les flux verticaux de flottabilité (Khanna et Basseur 1998). Une des solutions est d'utiliser le modèle de longueur de mélange de Prandtl $l_k = l_\varepsilon = \kappa z$ près de la surface où κ est la constante de von Kàrmàn. En revanche pour des simulations des grandes échelles de la turbulence avec un maillage cubique cette différenciation de longueur de mélange près du sol a peu d'effet (Mason 1989). Une des alternatives est d'augmenter la constante C_ε près de la surface qui entraînera une augmentation de la dissipation de la

turbulence et donc une diminution de la turbulence selon la relation 1.52 :

$$C_\varepsilon = 0.19 + 0.51 \frac{l_k}{\Delta} \quad (1.52)$$

avec Δ la racine cubique de la taille de la maille. De nombreux modèles simulant les grandes échelles sont basés sur cette fermeture (Deardorff 1980; Moeng 1984).

d. Modèle de Redelsperger et Sommeria (1981)

Contrairement aux précédents modèles, Redelsperger et Sommeria (1981) proposent d'introduire un terme permettant de prendre en compte la stabilité de l'atmosphère notée ϕ_3 dans les relations des viscosités sous-mailles. La stabilité de l'atmosphère est évaluée par le nombre de Richardson turbulent, R_θ . Ce nombre ressemble à celui présenté précédemment sur l'équation 1.3 mis à part que l'échelle de vitesse caractéristique est celle du mouvement turbulent ($TKE^{1/2}$) plutôt que de l'écoulement moyen U . Ce modèle est décrit dans les équations 1.53 à 1.57.

$$K_u = C_k l_k TKE^{1/2} \phi_3 \quad (1.53)$$

$$K_\theta = \left(1 + \frac{2l_k}{\Delta}\right) K_u \quad (1.54)$$

$$\phi_3 = \frac{1}{1 + CR_\theta} \quad (1.55)$$

$$R_\theta = \frac{\beta l_k^2}{TKE} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial z} \quad (1.56)$$

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{TKE^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (1.57)$$

avec C et $C_\varepsilon = 0.7$ deux constantes. Les longueurs caractéristiques de mélange et de dissipation sont identiques. Ce modèle souffre du même défaut que le modèle de Lilly (1967), i.e. d'une surproduction d'énergie cinétique turbulente près du sol. Contrairement à Deardorff (1980) qui, pour corriger ce défaut, a augmenté la valeur de la constante C_ε près du sol, Redelsperger *et al.* (2001) proposent de réduire les valeurs de l_ε et de l_k près de la surface. L'expression de ces deux longueurs est exprimée par les équations 1.58 et 1.59.

$$l_k = (1 - \gamma) Az f_{LMO} \left(\frac{z}{L}\right) + \gamma \Delta \quad (1.58)$$

$$l_\varepsilon = (1 - \gamma) Az g_{LMO} \left(\frac{z}{L}\right) + \gamma \Delta \quad (1.59)$$

où f_{LMO} et g_{LMO} sont des fonctions du nombre adimensionnel z/L_{MO} , le critère de Monin-Obukhov qui est le pendant du nombre de Richardson pour la couche limite de surface (Businger *et al.* 1971; Wyngaard et Coté 1974; Redelsperger *et al.* 2001). Δ est définie comme la racine cubique du volume de la maille; γ est un facteur variant entre 0 et 1, il contrôle la transition entre la couche de surface et la couche de mélange; $A = \alpha^{3/2} \kappa C_\varepsilon = \frac{1}{\alpha^{1/2}} \frac{\kappa}{C_k} = 2,79$ avec α la constante de Kolmogorov ($\alpha = 1,6$) et κ la constante de von Kàrmàn ($\kappa = 0,4$). Ce schéma permet d'améliorer la prédiction des profils pour les quantités moyennes dans la couche limite superficielle (Redelsperger *et al.* 2001).

Les modèles de Lilly (1967), Deardorff (1973) et Redelsperger et Sommeria (1981) permettent de mieux représenter la turbulence dans la couche limite atmosphérique que celui proposé par Smagorinsky (1963). En effet, l'ajout de l'énergie cinétique turbulente permet d'apporter l'information nécessaire pour une meilleure reproduction de la dynamique de l'écoulement turbulent. Cependant, les constantes de fermeture C_h , C_m et C_k sont établies selon la théorie de Kolmogorov dans des conditions de simulation particulière et dans des cas de turbulence homogène et isotrope. La question de la validité de la turbulence

homogène et isotrope se pose dans des conditions de simulation de terrains réels (hétérogènes et à orographie marquée). De nombreuses valeurs pour ces constantes existent dans la littérature pour s'adapter aux conditions de simulation. Un test de sensibilité à ces valeurs a été fait sur un cas idéal de simulation d'une couche limite convective sèche, il est présenté dans la Partie 2.

e. Modèle dynamique de Germano (1991)

Malgré les calibrations des constantes de fermeture des modèles précédents pour chaque simulation, ces modèles restent globalement trop dissipatifs (Mason et Thomson 1992; Porté-Agel *et al.* 2000). Pour éviter d'avoir des calibrations au cas par cas à réaliser, un modèle dynamique de calcul des constantes de fermeture a été proposé (Germano *et al.* 1991). Ce modèle permet de calculer les coefficients au cours de la simulation ; l'inconvénient de ce modèle réside dans le fait qu'il nécessite une direction privilégiée dans l'écoulement et est de ce fait pas applicable aux surfaces hétérogènes. Des formulations locales de ce modèle ont été développées pour pallier à ce problème et pour permettre des applications du modèle dynamique aux terrains hétérogènes et complexes (Ghosal *et al.* 1995; Piomelli et Liu 1995; Bou-Zeid *et al.* 2005; Talbot *et al.* 2012).

Chapitre 2

Analyse dimensionnelle et théorie des similitudes

Sommaire

1	Analyse dimensionnelle de la couche limite atmosphérique	30
2	Théorie des similitudes et loi d'échelle	30
2.1	Cas de la C.L.S.	30
a	Théorie des similitudes de Monin-Obukhov	30
b	Cas de la convection libre localement	31
2.2	Extension à l'ensemble de la C.L.A.C.	32

Une des théories très utilisées dans les études de la C.L.A. est la théorie des similitudes de Monin-Obukhov. Cette théorie a été initialement appliquée à la C.L.S. avec un vent non nul. L'utilisation de la théorie des similitudes de couche limite mélangée, de convection libre localement et de Rossby sont aussi utilisées dans les études de l'atmosphère.

Dans ces approches, tous les états thermiques (stable, neutre et instable) sont décrits. Pour la couche limite stable, la théorie des similitudes de Monin-Obukhov permet de décrire les profils verticaux de quelques variables proche du sol (Businger *et al.* 1971; Wyngaard *et al.* 1971; Caughey et Palmer 1979), une extension à l'ensemble de la couche limite stable a aussi été utilisé (Nieuwstadt 1984; Wyngaard 2010). Pour le cas de la couche limite neutre, on utilise généralement les limites des expressions établies dans le cas de l'état stable de l'atmosphère (Wyngaard *et al.* 1971; Panofsky *et al.* 1977). L'état instable est décrit dans ce chapitre. Cet état a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques (Businger *et al.* 1971; Lenschow 1974; Kaimal *et al.* 1976; Sorbjan 1986; Moeng et Wyngaard 1984). Notre objectif est de s'appuyer sur ce cadre théorique pour proposer une démarche d'évaluation de notre stratégie de simulation (Partie II). Elle concerne des situations atmosphériques et des conditions topographiques pour lesquelles les hypothèses de la théorie des similitudes sont respectées. Dans ce cadre, la théorie des similitudes est la référence lorsqu'il s'agit d'évaluer des simulations des grandes échelles de la turbulence (Moeng 1984; Cuxart *et al.* 2000).

Dans ce chapitre on présente la théorie des similitudes appliquée aux différentes couches de la C.L.A.C, on commence par décrire la théorie des similitudes appliquée à la C.L.S. via la théorie de Monin-Obukhov et le cas de la convection libre localement, puis on présente la théorie des similitudes dans la couche limite mélangée. Pour finir on présente son extension à toute la C.L.A.C.

1. ANALYSE DIMENSIONNELLE DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

L'homogénéité dimensionnelle constitue une contrainte qui conditionne la forme des relations entre paramètres physiques. Plus précisément, une relation entre n paramètres $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$, peut s'écrire sous la forme d'une relation entre $(n - r)$ combinaisons sans dimension de ces paramètres, où r désigne le nombre de dimension du problème. Les combinaisons sont appelées paramètres π_i et définissent la nature du phénomène. Chaque combinaison sans dimension est constituée à l'aide des paramètres d'un ensemble libre maximum, par exemple $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_r$ et de l'un des paramètres de l'ensemble complémentaire, ici $\alpha_{r+1}, \alpha_{r+2}, \dots, \alpha_n$. Cet énoncé est connu sous le nom de théorème π de Vaschy-Buckingham.

L'analyse dimensionnelle suggère la forme des relations entre les paramètres, mais ne la prouve pas, et laisse indéterminée des fonctions qui sont déterminées à l'aide d'expérience ou de théorie.

Si les grandeurs physiques adimensionnalisées ne dépendent que de paramètres π_i identiques, alors on parle de similitude.

L'adimensionnalisation nécessite de se donner des paramètres pertinents uniquement basés sur l'intuition physique et l'expérience. Un choix judicieux de ces paramètres conduira à une meilleure prévision. L'analyse dimensionnelle a largement été utilisée dans l'étude de la couche limite atmosphérique depuis le texte historique de Monin et Obukhov (1954). En revanche, son application est basée sur des hypothèses et les résultats ne seront valides que dans le cadre de ces hypothèses. Son application est présentée dans la prochaine section.

2. THÉORIE DES SIMILITUDES ET LOI D'ÉCHELLE

2.1. Cas de la C.L.S.

Les théories des similitudes établies dans la couche limite de surface (30 premiers mètres de l'atmosphère) se basent sur les hypothèses suivantes :

- On considère que la C.L.A. se développe au-dessus d'une surface plate et homogène horizontalement ;
- On néglige les forces de pression et de Coriolis devant les forces d'inertie ;
- On néglige l'influence de la couche limite mélangée (C.L.M.) ;
- On considère le fluide non visqueux $Re \gg 1$.

Il s'agit de définir les paramètres pertinents pour utiliser le théorème π de Vaschy-Buckingham. Nous allons évoquer l'exemple général appliqué à la couche limite de surface puis le cas de la convection libre (sans vent horizontal).

a. Théorie des similitudes de Monin-Obukhov

La théorie des similitudes de Monin-Obukhov est établie pour la couche limite surfacique uniquement possédant un vent non nul (Monin et Obukhov 1954; Sorbjan 1986; Wyngaard 2010). Les paramètres pertinents qui permettent de définir la couche de surface pour une atmosphère sèche avec un vent non nul sont :

- une altitude que l'on appellera $z(m)$;

- une échelle de vitesse : si on se place dans un système d'axes adéquats (u dans la direction principale de l'écoulement), la somme des flux de quantité de mouvement sera égale à $-u_*^2(m^2.s^{-2}) = -\overline{u'_i u'_j}(m^2.s^{-2})$ avec u_* , la vitesse de frottement ;
- le flux de chaleur en surface noté $Q_0(K.m.s^{-1})$;
- contrairement aux études de la turbulence en conduite, l'influence de la flottabilité n'est pas négligeable et on introduit $g/\theta_0(m.K^{-1}.s^{-2})$ dans les paramètres pertinents.

L'échelle de température notée T_* est définie comme étant égale à $Q_0 = u_* T_*$. Comme elle est une combinaison de deux paramètres pertinents, cette échelle ne compte pas comme un paramètre de plus.

4 paramètres pertinents ($n = 4$) permettent de décrire le problème ($z, Q_0, -u_*^2, g/\theta_0$), 3 dimensions (r) (le kelvin, le mètre et la seconde) suffisent à décrire les 4 paramètres pertinents. Le théorème π de Vaschy-Buckingham donne donc un seul nombre adimensionnel ($n - r$) noté π :

$$\pi = \frac{zQ_0g}{u_*^3\theta_0} \quad (2.1)$$

Dans la couche limite de surface, plus on s'éloigne de la surface plus la production verticale de la turbulence cinématique décroît et ce plus rapidement que la production verticale de la turbulence par flottabilité (Eq. 1.27). L'altitude à laquelle le terme de production par flottabilité égalise la production cinématique correspond à une échelle de longueur caractéristique pour la couche limite de surface et correspond à la longueur de Monin-Obukhov et est notée L_{MO} (Eq. 2.2).

$$L_{MO} = -\frac{u_*^3\theta_0}{\kappa g Q_0} \quad (2.2)$$

avec κ la constante de Von Karman.

La théorie des similitudes de Monin-Obukhov établit que toutes grandeurs turbulentes adimensionnalisées par les paramètres pertinents sont fonction de l'indice de Monin-Obukhov z/L_{MO} avec z la hauteur par rapport au sol et L_{MO} la longueur de Monin-Obukhov définie par l'Eq. 2.2.

$$\pi = \frac{z\kappa Q_0g}{u_*^3\theta_0} = \frac{z}{L_{MO}} \quad (2.3)$$

Cette grandeur adimensionnelle rend compte de la stabilité de l'atmosphère, elle est positive en régime stable ($Q_0 < 0$), nulle en régime neutre ($Q_0 = 0$) et positive en instable ($Q_0 > 0$). Elle est le pendant du nombre de Richardson pour la théorie des similitudes. Le nombre de Richardson est cependant appliqué à toute la C.L.A.C. tandis que le nombre de Monin-Obukhov à la C.L.S. uniquement.

b. Cas de la convection libre localement

Dans le cas de la convection libre localement ("localement" car appliquée à la C.L.S.), la vitesse de frottement n'a que très peu de sens puisqu'il n'y a pas de vent moyen. L'analyse dimensionnelle indique alors qu'il n'y a plus aucun nombre adimensionnel. Ainsi, à partir des 3 paramètres z, Q_0 et g/θ_0 , il est possible de construire une vitesse caractéristique de convection libre w_{LF} ("LF" pour local free convection), selon :

$$w_{LF} = (\alpha g z Q_0)^{1/3} \quad (2.4)$$

La variance des fluctuations de vitesse verticale et de température adimensionnées par ces paramètres pertinents s'écrivent :

$$\frac{\langle \overline{w'^2} \rangle}{w_{LF}^2} = A_{w'^2} \quad (2.5)$$

$$\frac{\langle \overline{\theta'^2} \rangle}{\theta_{LF}^2} = A_{\theta'^2} \quad (2.6)$$

$$(2.7)$$

avec $A_{w'^2}$ et $A_{\theta'^2}$ deux constantes obtenues expérimentalement ou par expériences numériques. θ_{LF} est la température caractéristique de la convection $\theta_{LF} = Q_0/w_{LF}$.

Si on réécrit les équations 2.5 et 2.6 en fonction du nombre de Monin-Obukhov, on obtient :

$$\frac{\langle \overline{w'^2} \rangle}{u_*^2} = A_{w'^2} \left(-\frac{z}{L_{MO}} \right)^{2/3} \quad (2.8)$$

$$\frac{\langle \overline{\theta'^2} \rangle}{T_*^2} = A_{\theta'^2} \left(-\frac{z}{L_{MO}} \right)^{-2/3} \quad (2.9)$$

D'un point de vue expérimental, il est intéressant de remarquer que, de même qu'en turbulence hydrodynamique la loi en $r^{2/3}$ s'observe pour des nombres de Reynolds supérieur à quelques milliers, les expériences du Kansas (Wyngaard *et al.* 1971) montrent que le régime de convection libre localement s'observe dès que l'indice de Monin-Obukhov dépasse quelques unités.

2.2. Extension à l'ensemble de la C.L.A.C.

Lenschow (1974) propose une expression pour le profil vertical du flux de chaleur sensible (Eq. 2.10).

$$\frac{\langle \overline{w'\theta'} \rangle}{Q_0} = 1 - 1.2 \left(\frac{z}{z_i} \right) \quad (2.10)$$

Adimensionalisé par Q_0 , le flux de chaleur dépend linéairement du rapport z/z_i . Cette expression est valable jusqu'à $z < 0.87z_i$ d'après Lenschow (1974). Il ne se base pas sur une analyse dimensionnelle mais sur l'équation des bilans de fluctuations de l'énergie. Il montre moyennant des hypothèses de stationnarité et d'homogénéité spatiale que la dérivée temporelle seconde du flux de chaleur est nulle, ce qui se traduit par l'obtention d'une relation linéaire pour la dépendance du flux de chaleur en fonction de l'altitude.

L'ensemble des relations établies en fin du paragraphe 2.1 sont valables dans la couche limite de surface uniquement. Au sommet de la couche limite surfacique, ces relations ne sont plus valables à cause de la couche mélangée située juste au-dessus de la C.L.S. (Deardorff 1979). Les paramètres pertinents pour la C.L.M. sont alors Q_0 , g/θ_0 , z , u_* et z_i . A partir de ces paramètres pertinents, on peut construire w_* la vitesse convective égale à $(\alpha g z_i Q_0)^{1/3}$. Une échelle de température est construite à partir de deux paramètres pertinents que l'on note $\theta_* = Q_0/w_*$.

L'échelle de la vitesse convective peut s'exprimer en fonction de l'indice de Monin-Obukhov (Eq. 2.3) :

$$w_* = (\alpha g z_i Q_0)^{1/3} = \kappa^{-1/3} u_* \left(\frac{z}{L_{MO}} \right)^{1/3} \quad (2.11)$$

Par nécessité dimensionnelle et par injection de l'échelle de la vitesse convective (Eq. 2.11) dans les équations 2.8 et 2.9 et par absence de direction privilégiée de l'écoulement la théorie des similitudes pour

la C.L.S. convertie avec les paramètres de la C.L.M. (Kaimal *et al.* 1976) donne les relations suivantes :

$$\frac{\langle \overline{w'^2} \rangle}{w_*^2} = \kappa^{2/3} C_{w'^2} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \quad (2.12)$$

$$\frac{\langle \overline{\theta'^2} \rangle}{\theta_*^2} = \kappa^{-2/3} C_{\theta'^2} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-2/3} \quad (2.13)$$

avec $C_{w'^2}$ et $C_{\theta'^2}$ des constantes qui sont déterminées expérimentalement/numériquement.

L'analyse dimensionnelle et la théorie des similitudes proposent que les variables turbulentes dans l'ensemble de la C.L.A.C. soient fonction de z/z_i uniquement. Il est nécessaire de connaître la forme de ces fonctions. Pour cela, on s'appuie sur des données expérimentales pour lesquelles les hypothèses de sol plat et homogène sont vérifiées au mieux. Plusieurs campagnes de mesure ont été réalisées dans les années 1970, en particulier les célèbres campagnes Kansas 1968 et Minnesota 1976 (Kaimal et Wyngaard 1990). Ces campagnes ont été réalisées dans les grandes plaines américaines (homogènes et plates), des conditions idéales pour la mise en oeuvre des instruments de mesure de la turbulence et pour l'établissement des lois de la théorie des similitudes.

Wyngaard *et al.* (1971) propose une loi de similitude sur le profil vertical des fluctuations de vitesse turbulentes en prenant $C_{w'^2} = 1.8$. Kaimal *et al.* (1976) proposent des lois de similitude pour la variance des fluctuations de température en prenant $C_{\theta'^2} = 1.8$. Ces lois de similitudes sont présentées dans les équations 2.14 à 2.15. Ces profils verticaux sont fonctions de la constante de Von Kármán, κ . Durant la campagne Kansas 1968, la constante de Von Kármán est trouvée égale à 0.35. Wieringa (1980) a démontré que durant cette campagne la constante de Von Kármán avoisinait les 0.4 et pas les 0.35 comme initialement trouvé, la valeur de cette constante (0.4) est utilisée dans la suite de ce document. Les relations 2.14 et 2.15 tiennent compte de la valeur de cette constante.

$$\frac{\langle \overline{w'^2} \rangle}{w_*^2} = 1.96 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \quad (2.14)$$

$$\frac{\langle \overline{\theta'^2} \rangle}{\theta_*^2} = 1.66 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-2/3} \quad (2.15)$$

Une extension à l'ensemble de la C.L.A.C. de la théorie des similitudes pour la variance des fluctuations verticales de vitesse a été établie par Wyngaard *et al.* (1971) (Eq. 2.16). Cette loi est le prolongement de la loi précédemment présentée (Eq. 2.14).

$$\frac{\langle \overline{w'^2} \rangle}{w_*^2} = 1.96 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \left(1 - 0.8 \left(\frac{z}{z_i} \right) \right)^2 \quad (2.16)$$

Près du sol pour $z/z_i \ll 1$, on retrouve la loi de similitude présentée équation 2.14.

Sorbjan (1991) et Moeng (1984) proposent également pour la variance des fluctuations de vitesse verticale et pour la variance des fluctuations de température deux formulations qui intègrent les effets d'entraînement. La première (Sorbjan 1991) est basée sur des observations, et la deuxième (Moeng 1984) sur des simulations numériques. En effet, l'impact sur les profils de température du mélange entre l'atmosphère libre et la C.L.A.C. dans la zone d'entraînement peut être très important et nécessite d'être pris en compte dans les lois de similitudes (Caughey *et al.* 1982).

La zone d'entraînement est caractérisée par deux paramètres R et D. R est le rapport entre le flux de chaleur au sommet de la C.L.A. (Q_i) et le flux de chaleur à la surface (Q_0). D est le rapport entre

l'épaisseur de la couche d'entraînement Δ_{CE} et la hauteur de la zone d'inversion z_i . Ces paramètres sont illustrés sur la Figure 2.1.

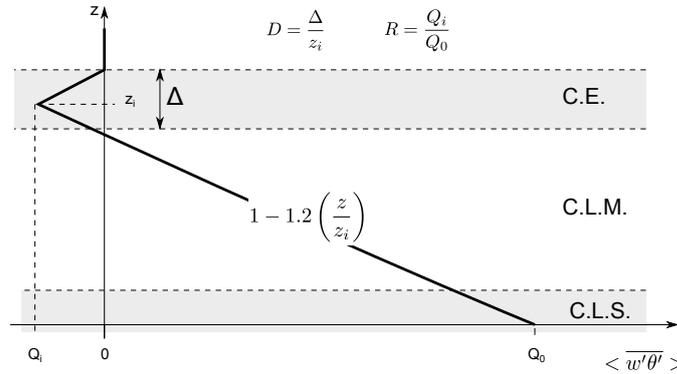


FIGURE 2.1 – Détermination des paramètres R et D qui caractérisent la zone d'entraînement.

La loi de Sorbjan (1991) basée sur des observations est la suivante :

$$\frac{\langle \overline{\theta'^2} \rangle}{\theta_*^2} = C_{2b} \frac{(1 - z/z_i)^{4/3}}{(z/z_i)^{2/3}} + C_{2t} R^{4/3} \frac{(z/z_i)^{4/3}}{(1 - z/z_i + D)^{2/3}} \quad (2.17)$$

avec $C_{2b} = 2.25$, $C_{2t} = 6$, $D = 0.1$ et $R = -0.2$.

Wyngaard et Brost (1984) décomposent les champs turbulents en deux composantes de diffusion "bottom-up" (indiquée b) associé à la surface et "top-down" (indiquée t) associé à la zone d'entraînement. Ces notations sont utilisées dans la suite de ce document. La loi de Moeng et Wyngaard (1984) est basée sur des résultats de simulation des grandes échelles de la turbulence. La connaissance des sources de variance des fluctuations de température permet d'identifier les termes de diffusion "bottom-up" et les termes de transfert "top-down". Cette loi s'exprime par :

$$\frac{\langle \overline{\theta'^2} \rangle}{\theta_*^2} = f_b + 2Rf_{tb} + R^2 f_t \quad (2.18)$$

avec f_b , f_{tb} et f_t des fonctions de z/z_i qui séparent la C.L.A. en trois parties distinctes : la C.L.S, la zone d'entraînement (C.E.) et la C.L.M. Ces fonctions de similitude sont proposées par Moeng et Wyngaard (1984) et s'expriment par :

$$\begin{cases} f_b = 1.8 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{-2/3} & \text{pour } z/z_i < 0.1 \\ = 0.47 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{-5/4} & \text{pour } z/z_i > 0.1 \\ f_{tb} = 1 & \forall z/z_i \\ f_t = 2.1 \left(1 - \frac{z}{z_i}\right)^{-3/2} & \text{pour } z/z_i < 0.9 \\ = 14 \left(1 - \frac{z}{z_i}\right)^{-2/3} & \text{pour } z/z_i > 0.9 \end{cases} \quad (2.19)$$

Les fonctions f_b , f_{tb} et f_t sont obtenus à l'aide d'une simulation des grandes échelles de la turbulence via l'utilisation de conditions initiales différentes pour le flux de chaleur et le rapport de mélange.

Chapitre 3

Interactions onde-turbulence

Sommaire

1	Définition du paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, le C_{n^2}	35
1.1	Covariance spatiale	36
1.2	Fonction de structure	36
a	Définition des paramètres de structure des fluctuations de température, de l'humidité et des corrélations température humidité	38
b	Expression de C_{n^2}	39
2	Théorie des similitudes pour le paramètre de structure des fluctuations de température, le C_{T^2}	40
3	Les moyens d'observer la turbulence optique dans la couche limite atmosphérique convective	41
3.1	Le scintillomètre	41
a	Cas d'une source ponctuelle	44
b	Cas d'une grande ouverture	45
3.2	Radar	45

La propagation d'une onde électromagnétique dans l'atmosphère est perturbée par la turbulence atmosphérique que l'on appelle turbulence optique et qui est quantifiée par le paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, le C_{n^2} . Les tourbillons ou structures turbulentes ont un rôle de filtre spatial sur la réfraction et l'absorption de l'onde. Dans ce chapitre, on décrit dans un premier temps les outils statistiques nécessaires à l'analyse spatiale de ces structures. Puis, on introduit les définitions des paramètres de structures. On présente ensuite les moyens d'observer la turbulence optique puis on discute brièvement des lois issues de la théorie des similitudes.

1. DÉFINITION DU PARAMÈTRE DE STRUCTURE DES FLUCTUATIONS DE L'INDICE DE RÉFRACTION DE L'AIR, LE C_{n^2}

Nous introduisons ici les outils statistiques nécessaires à la description de la turbulence optique et du paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air (le C_{n^2}). Le champ de température (présenté précédemment) se décompose selon Reynolds (Eq. 3.1) en la somme de la valeur moyenne \bar{T} et

de la fluctuation autour de cette moyenne notée T' .

$$T(\vec{x}, t) = \overline{T(\vec{x}, t)} + T'(\vec{x}, t) \quad (3.1)$$

\vec{x} représente le vecteur d'espace suivant les trois dimensions. t représente le temps.

1.1. Covariance spatiale

La covariance spatiale est un outil statistique qui correspond à une moyenne d'ensemble associée à une distribution statistique des événements. Pour un signal ergodique, elle est égale à la moyenne temporelle sur une période Δt si celle-ci est suffisamment longue. Elle est notée $B_{TT}(r_1, r_2)$, avec r_1 et r_2 qui correspondent à deux points de l'espace différent, et a pour expression l'équation 3.2. L'expression de cette fonction est généralisable à n points.

$$B_{TT}(r_1, r_2) = E(T'(r_1, t)T'(r_2, t)) \stackrel{\text{ergodicité}}{\approx} \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} T'(r_1, t)T'(r_2, t)dt \quad (3.2)$$

Pour un milieu homogène, la covariance spatiale ne dépend que de la différence des variables entre ces deux points de l'espace $r_1 - r_2$ (Eq. 3.3).

$$B_{TT}(r_1, r_2) = B_{TT}(r_1 - r_2) \quad (3.3)$$

Pour un milieu homogène et isotrope, elle ne dépend que de la distance entre les deux points $r = |r_1 - r_2|$, et pas de la direction (Eq. 3.4).

$$B_{TT}(r_1, r_2) = B_{TT}(r) \quad (3.4)$$

La limite d'utilisation de la covariance spatiale réside dans la taille de l'échantillon. En effet, derrière la notion de fluctuation se cache la notion de moyenne (la fluctuation est l'écart de la variable instantanée à la moyenne). Or la moyenne n'a de sens statistique que lorsque l'échantillon est suffisamment long. Ainsi, le produit $T'(r_1, t) \times T'(r_2, t)$ dépend fortement de la taille de l'échantillon. De plus si l'échantillon est trop long, on risque de prendre la variabilité à grande échelle (le cycle journalier par exemple). Le choix de la moyenne est crucial avec l'utilisation de la covariance spatiale. Pour s'affranchir de cette difficulté, l'utilisation de la fonction de structure est préférable.

1.2. Fonction de structure

La fonction de structure est la moyenne d'ensemble de la différence au carré des variations d'un signal entre deux points de mesure r_1 et r_2 . Comme pour la covariance spatiale et pour un milieu homogène et isotrope, la fonction de structure ne dépend que de la distance $r = |r_1 - r_2|$ entre les deux points de mesure. Concernant la fonction de structure de vitesse, Kolmogorov (1941) a établi une prédiction à partir d'une analyse phénoménologique de la turbulence pleinement développée. Celle-ci repose sur l'hypothèse que le transfert de l'énergie cinétique (communément appelée "cascade d'énergie") depuis les plus grandes échelles contenant l'énergie jusqu'aux petites structures dissipatives de cette énergie, est constant quelque soit la taille des structures considérée. Si on considère une structure turbulente de taille ℓ ayant une vitesse caractéristique $u(\ell)$, son temps caractéristique est de l'ordre de $\ell/u(\ell)$, le taux de transfert d'énergie par unité de temps est donc de l'ordre de $u^2(\ell)/(\ell/u(\ell))$ i.e. égal à $u^3(\ell)/\ell$. Dire que ce taux est constant pour toute échelle ℓ (avec $\eta \ll \ell \ll L_0$), cela signifie que $u^3(\ell)/\ell \propto \ell^0$, ce qui implique $u(\ell) \propto \ell^{1/3}$.

Lorsqu'à petite échelle, on identifie le taux de transfert d'énergie et le taux de dissipation, le résultat précédent conduit directement à une relation entre la grande échelle L_0 et l'échelle de dissipation η

(avec $L_0 \approx h_{CLA}$) (Eq. 1.30, rappelée ici pour la clarté de la lecture : $\frac{h_{CLA}}{\eta} \approx Re^{3/4}$). Cette prédiction phénoménologique peut s'exprimer en terme de fonction de structure selon l'idée que la différence de vitesse entre deux points distants d'une séparation $r(=|r_1 - r_2|)$ est une mesure pertinente pour estimer la vitesse caractéristique $U(r)$. En découle la relation 3.5 :

$$D_{LL}(r) = E([U(x+r) - U(x)]^2) = \alpha \varepsilon^{2/3} r^{2/3} \quad (3.5)$$

dans laquelle le préfacteur α s'appelle constante de Kolmogorov.

Si maintenant, on considère un scalaire conservatif convecté passivement par l'agitation turbulente, telle que la température (supposée passive), alors la loi d'échelle en $r^{2/3}$ est évidemment conservée avec une constante multiplicative C_{T^2} propre à la température (ou à tous scalaires conservatifs passifs) :

$$D_{TT}(r_1, r_2) = E([T'(r_1, t) - T'(r_2, t)]^2) \stackrel{\text{ergodicité}}{\approx} \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} [T'(r_1, t) - T'(r_2, t)]^2 dt \quad (3.6)$$

Par ailleurs, le développement du terme carré $[T'(r_1, t) - T'(r_2, t)]^2$ permet de relier la fonction de structure à la fonction de corrélation $B_{TT}(r)$ selon la relation suivante où $B_{TT}(0)$ représente la variance des fluctuations de température.

$$D_{TT}(r) = 2(B_{TT}(0) - B_{TT}(r)) \quad (3.7)$$

$$= \left(\overline{T'T'} - \overline{T'(x)T'(x+r)} \right) \quad (3.8)$$

$$= C_{T^2} r^{2/3} \quad (3.9)$$

Remarquons, qu'au plan physique, si on peut toujours définir la fonction de structure, la fonction de corrélation n'existe que si la variance $B_{TT}(0)$ existe (ce qui n'est pas possible pour toute variable aléatoire). Dans le cas de la turbulence, la fonction de corrélation a le défaut de ne pas se comporter en loi de puissance selon la séparation r . Enfin, rappelons qu'il est possible de transcrire la prédiction de Kolmogorov de l'espace physique (échelle r) dans l'espace de Fourier (nombre d'onde k) selon la règle générale suivante : Si une fonction $f(r) \propto r^\zeta$, alors sa transformée de Fourier est égale à $\Phi(k) \propto k^{-(1+\zeta)}$. On obtient ainsi le résultat connu de la densité spectrale de la turbulence pour le régime inertiel de Kolmogorov, Eq. 1.29 rappelée ici pour la clarté de la lecture :

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad \eta < k < L_0$$

L'ensemble de ces prédictions ne sont valables qu'en régime inertiel (hors des effets de dissipation visqueuse) pour une turbulence homogène et isotrope. Dans la pratique, ces conditions ne sont jamais strictement réalisées, cependant, pour ce qui concerne la couche limite atmosphérique, ces conditions sont relativement satisfaites pour plusieurs raisons. Compte tenu de la très grande valeur du nombre de Reynolds de la couche limite atmosphérique (de l'ordre de 10^9), il existe une très grande zone d'échelles dites inertielles où le régime inertiel au sens de Kolmogorov est vérifié car ni les effets dissipatifs, ni l'anisotropie des structures porteuses d'énergie ne s'y font sentir. Pour ce qui concerne l'homogénéité celle-ci est respectée dès qu'on atteint les structures inertielles qui participent aux fluctuations turbulentes bien que l'écoulement moyen de la CLA soit inhomogène. Quant à l'isotropie, les observations expérimentales ont montré qu'elle était bien vérifiée pour ces mêmes raisons de structures inertielles locales. En ce sens, la turbulence atmosphérique est un écoulement réel turbulent pour lequel le concept d'isotropie locale de Kolmogorov est tout à fait adapté.

a. *Définition des paramètres de structure des fluctuations de température, de l'humidité et des corrélations température humidité*

L'analyse dimensionnelle permet également d'obtenir une relation (Eq. 3.10) entre le paramètre de structure et les grandeurs caractéristiques de la turbulence. N_θ et ε , respectivement le taux de dissipation moléculaire de la variance des température et le taux de dissipation moléculaire de l'énergie cinétique turbulente (éq. 3.10 à 3.12).

$$D_{TT}(r) = C_2 N_\theta \varepsilon^{-1/3} r^{2/3} \quad (3.10)$$

$$N_\theta = \nu_\theta \overline{\left(\frac{\partial \theta'}{\partial x_j}\right)^2} \quad (3.11)$$

$$\varepsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j}\right)^2} \quad (3.12)$$

Avec C_2 une constante explicitée dans la suite.

Les relations 3.9 et 3.10 sont valables pour une turbulence pleinement développée homogène et isotrope uniquement. r doit être situé dans la partie inertielle du spectre d'énergie. r doit donc être supérieur à l'échelle de dissipation visqueuse (η) et inférieur à l'échelle intégrale (L_0).

En combinant les relations 3.9 et 3.10, C_{T^2} devient une fonction du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε et du taux de dissipation de la variance des fluctuations de température N_θ (Eq. 3.13).

$$C_{T^2}(\vec{x}, t) = C_2 \varepsilon^{-1/3}(\vec{x}, t) N_\theta(\vec{x}, t) \quad (3.13)$$

La constante C_2 est obtenue en considérant les spectres unidimensionnels dans la zone inertielle de la température. Afin de pouvoir calculer explicitement C_{T^2} à partir de mesures ou de résultats de simulation, on peut introduire les expressions modélisées (ou paramétrées) de ε et de N_θ dans l'équation 3.13. Pour cela nous considérons deux formulations différentes de ces spectres : celle de Corrsin (1951)(Eq. 3.14) et celle de Tatarski (1961) (Eq. 3.15).

$$\phi_\theta(\kappa) = \beta_\theta N_\theta \varepsilon^{-1/3} \kappa^{-5/3} \quad (3.14)$$

$$\phi_\theta(\kappa) = 0.25 C_{T^2} \kappa^{-5/3} \quad (3.15)$$

En considérant l'égalité entre ces 2 formulations, on retrouve l'équation 3.13 avec $C_2 = 4\beta_\theta$, avec β_θ la constante d'Obukhov-Corrsin.

On exprime le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ε , en fonction de la longueur de dissipation l_ε et de l'énergie cinétique turbulente TKE (Turbulent Kinetic Energy) (Lilly 1967; Deardorff 1973) (Eq. 1.49).

Le taux de dissipation de la variance de la température, N_θ , peut prendre deux formes différentes dans la littérature. La première s'exprime en fonction de la variance de la température $\overline{\theta'^2}$ (Andreas 1987; Sommeria 1976) avec $\beta_\theta = 0.4$. La seconde est fonction de $\frac{\overline{\theta'^2}}{2}$ (Kaimal *et al.* 1976; Yaglom 1981; Höglström 1996) avec $\beta_\theta = 0.8$.

N_θ est lié à l'échelle de longueur de mélange l_ε , à l'énergie cinétique turbulente TKE et la variance des fluctuations de température.

$$\begin{aligned} N_\theta &= 2C_\theta \frac{\overline{\theta'^2} TKE^{1/2}}{l_\varepsilon} && \text{pour l'équation en } \overline{\theta'^2} \\ N_\theta &= C_\theta \frac{\overline{\theta'^2} TKE^{1/2}}{l_\varepsilon} && \text{pour l'équation en } \frac{\overline{\theta'^2}}{2} \end{aligned} \quad (3.16)$$

En injectant les expressions 1.44 et 3.16 dans l'équation 3.13, on obtient les expressions de C_{T^2} (Eq. 3.17).

$$\begin{aligned} C_{T^2} &= 8\beta_\theta C_\theta C_\epsilon^{-1/3} \frac{\overline{\theta'^2}}{l_\epsilon^{2/3}} && \text{pour l'équation en } \overline{\theta'^2} \rightarrow \beta_\theta = 0.4 \\ C_{T^2} &= 4\beta_\theta C_\theta C_\epsilon^{-1/3} \frac{\overline{\theta'^2}}{l_\epsilon^{2/3}} && \text{pour l'équation en } \frac{\overline{\theta'^2}}{2} \rightarrow \beta_\theta = 0.8 \end{aligned} \quad (3.17)$$

En tenant compte des valeurs de β_θ cette dernière équation devient :

$$C_{T^2}(\vec{x}, t) = 3.2 C_\theta C_\epsilon^{-1/3} \frac{\overline{\theta'^2}(\vec{x}, t)}{l_\epsilon^{2/3}} \quad (3.18)$$

On obtient le paramètre de structure des fluctuations de l'humidité, C_{Q^2} (Eq. 3.19) et le paramètre de structure des corrélations température humidité, C_{TQ} (Eq. 3.20), par analogie avec l'expression du C_{T^2} (Eq. 3.18).

$$C_{Q^2}(\vec{x}, t) = 3.2 C_q C_\epsilon^{-1/3} \frac{\overline{\theta'^2}(\vec{x}, t)}{l_\epsilon^{2/3}} \quad (3.19)$$

$$C_{TQ}(\vec{x}, t) = 3.2 C_{\theta q} C_\epsilon^{-1/3} \frac{\overline{\theta'q'}(\vec{x}, t)}{l_\epsilon^{2/3}} \quad (3.20)$$

L'indice de réfraction de l'air, n , est une fonction de la température, de l'humidité, de la pression et de la longueur d'onde de l'onde se propageant dans l'atmosphère. Dans la section suivante, nous décrivons son formalisme

b. Expression de C_{n^2}

D'une façon générale, l'indice de réfraction de l'air, n , s'exprime comme une fonction de quatre variables : la température, l'humidité spécifique, la pression et la longueur d'onde (éq. 3.21).

$$n = f(\lambda, p, T, q) \quad (3.21)$$

Avec :

- λ : la longueur d'onde (en m)
- p : la pression totale de l'air (en Pa)
- T : la température absolue (en K)
- q : l'humidité spécifique (en kg.kg^{-1})

Il existe un grand nombre d'expressions empiriques pour l'indice de réfraction de l'air. Leur formalisme est basé sur celui de l'Eq. 3.22.

$$n - 1 = m_1(\lambda) \frac{p}{T} + m_2(\lambda) \frac{q}{T} \quad (3.22)$$

Dans cette expression, la dépendance de la longueur d'onde est présente dans les fonctions m_1 et m_2 qui dépendent des bandes d'absorption des différentes molécules présentes dans l'air.

Dans un contexte d'évaluation de la turbulence optique, cette expression est reformulée en décomposant les champs turbulents selon la décomposition de Reynolds. Les fluctuations de l'indice de réfraction de l'air sont appelées par Moene *et al.* (2005).

$$n' = m_1(\lambda) \frac{\bar{p}}{T} \frac{p'}{\bar{p}} - m_1(\lambda) \frac{\bar{p}}{T} \frac{T'}{\bar{T}} + \bar{q} m_2(\lambda) \frac{M_d}{M_v} \frac{\bar{p}}{T} - m_2(\lambda) \frac{\bar{q}}{T} \frac{T'}{\bar{T}} \quad (3.23)$$

$$n' = A_p \frac{p'}{\bar{p}} + A_q \frac{q'}{\bar{q}} + A_T \frac{T'}{\bar{T}} \quad (3.24)$$

Avec $A_p = \bar{p} \frac{\partial n}{\partial p} = m_1 \frac{\bar{p}}{T}$, $A_q = \bar{q} \frac{\partial n}{\partial q} = \bar{q} m_2 \frac{M_d}{M_v} \frac{\bar{p}}{T}$ et $A_T = \bar{T} \frac{\partial n}{\partial T} = -m_1 \frac{\bar{p}}{T} - m_2 \frac{\bar{q}}{T}$.

Ces trois coefficients A_T , A_q et A_p , dépendent de la longueur d'onde λ . Comme dans la section précédente, le paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, C_{n^2} , est défini comme le paramètre de structure des fluctuations de température, C_{T^2} , dans le cas d'une turbulence homogène isotrope.

$$D_{nn}(r) = 2(B_{nn}(0) - B_{nn}(r)) \quad (3.25)$$

$$= \left(\overline{n'n'} - \overline{n'(x)n'(x+r)} \right) \quad (3.26)$$

$$= C_{n^2} r^{2/3} \quad (3.27)$$

Si on injecte l'expression 3.24 dans l'expression 3.26, on obtient l'expression pour le paramètre de structure de l'indice de réfraction de l'air (éq. 3.28).

$$C_{n^2} = \frac{A_p A_p}{\bar{p}\bar{p}} C_{p^2} + \frac{A_q A_q}{\bar{q}\bar{q}} C_{q^2} + \frac{A_T A_T}{\bar{T}\bar{T}} C_{T^2} + 2 \frac{A_p A_q}{\bar{p}\bar{q}} C_{pq} + 2 \frac{A_p A_T}{\bar{p}\bar{T}} C_{pT} + 2 \frac{A_q A_T}{\bar{q}\bar{T}} C_{qT} \quad (3.28)$$

Moene *et al.* (2005) montre que les variations des fluctuations de la pression sont deux ordres de grandeurs en dessous des variations des fluctuations d'humidité; les paramètres de structure C_{pp} , C_{pT} et C_{qp} sont donc négligés, et l'expression de C_{n^2} devient :

$$C_{n^2} = \frac{A_T A_T}{\bar{T}\bar{T}} C_{T^2} + 2 \frac{A_q A_T}{\bar{q}\bar{T}} C_{qT} + \frac{A_q A_q}{\bar{q}\bar{q}} C_{q^2} \quad (3.29)$$

2. THÉORIE DES SIMILITUDES POUR LE PARAMÈTRE DE STRUCTURE DES FLUCTUATIONS DE TEMPÉRATURE, LE C_{T^2}

L'utilisation de la théorie de similitudes développée dans le Chapitre 2 permet d'exprimer le C_{T^2} en fonction du rapport z/z_i . En effet, Kaimal *et al.* (1976) propose des lois de similitude pour la variance des fluctuations de température et pour le paramètre de structure des fluctuations de température C_{T^2} .

$$\frac{C_{T^2} z_i^{2/3}}{\theta_*^2} = 2.45 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-4/3} \quad (3.30)$$

Comme pour la variance du profil de température, des termes additionnels sont utilisés pour prendre en compte l'influence de la zone d'entraînement dans les profils du paramètre de structure des fluctuations de température, C_{T^2} (Fairall 1987; Sorbjan *et al.* 1991). Les fonctions de similitudes sont données dans les équations 3.31 et 3.32 respectivement.

$$\frac{C_{T^2} z_i^{2/3}}{\theta_*^2} = 1.6 \frac{C_{Nb} \frac{(1-z/z_i)^{5/3}}{(z/z_i)^{4/3}} + C_{Nt} R^{5/3} \frac{(z/z_i)^{5/3}}{(1-z/z_i+D)^{4/3}}}{(C_{\epsilon 1} - C_{\epsilon 2} z/z_i)^{1/3}} \quad (3.31)$$

avec $C_{\epsilon 1} = 0.75$, $C_{\epsilon 2} = 0.5$, $C_{Nb} = 2$, $C_{Nt} = -5$ et $R = -0.2$.

$$\frac{C_{T^2} z_i^{2/3}}{\theta_*^2} = 2.3 \left[\frac{f_b}{\tau_b} + 2R \frac{f_{tb}}{\tau_{tb}} + R^2 \frac{f_t}{\tau_t} \right] \quad (3.32)$$

avec f_b , f_{tb} et f_t qui sont des fonctions de similitudes (Eq. 2.19) proposées par Moeng (1984) pour la variance de température. τ_b , τ_{tb} et τ_t sont des fonctions de z/z_i obtenues en utilisant la Fig. 10 de

l'article de Moeng (1984) comme proposé dans Fairall (1987). Ces expressions sont données sur le système d'équations 3.33.

$$\left\{ \begin{array}{ll} \tau_b = 2.2 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3} & \text{for } z/z_i < 0.1 \\ = 0.9 \left(\frac{z}{z_i}\right) + 0.41 & \text{for } z/z_i > 0.1 \\ \tau_{tb} = 1 & \forall z/z_i \\ \tau_t = 1.25 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{3/17} & \text{for } z/z_i < 0.8 \\ = -3 \left(\frac{z}{z_i}\right) + 3.45 & \text{for } z/z_i > 0.8 \end{array} \right. \quad (3.33)$$

La fonction τ_b près du sol a été choisie de telle sorte à pouvoir retrouver la théorie des similitudes de Kaimal *et al.* (1976), i.e. Eq.3.30.

3. LES MOYENS D'OBSERVER LA TURBULENCE OPTIQUE DANS LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE CONVECTIVE

Il existe de nombreux moyens pour observer la turbulence dans la couche limite atmosphérique. Les instruments de mesures in-situ au sol ou aéroportés (radiosondages, ballons captifs, vol avion) donnent un accès limité à la turbulence. L'extension spatiale des observations est restreint à une petite zone d'étude et/ou l'échantillonnage temporel est limité. Pour palier à ces difficultés, les développements de nouveaux instruments ont vu le jour et se positionnent sur les mesures à distance afin d'avoir une mesure intégrée dans l'espace et la plus continue possible dans le temps. Les développements de Tatarski (1961) sont majeurs dans ce domaine. Les liens entre la propagation d'onde et la turbulence ouvrent la porte à l'utilisation de nombreux instruments de mesure (LIDAR, RADAR, SODAR, Scintillomètre, etc...). Les caractéristiques de quelques instruments de mesure de la turbulence sont regroupés dans le Tableau de l'Annexe A.

Dans mon travail de thèse, je me suis particulièrement intéressé aux instruments qui permettent une mesure du paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, le C_{n^2} , en particulier le scintillomètre et le radar.

3.1. Le scintillomètre

L'un des premiers scintillomètres optique destiné à des études dans la couche limite de surface, le scintillomètre à grande ouverture (L.A.S. : Large Aperture Scintillometer) a été développé dans les années 1970's (Wang *et al.* 1978). Depuis, d'autres types de scintillomètres ont été testés et développés. L'annexe B présente les caractéristiques des scintillomètres existants.

Le scintillomètre comprend un émetteur et un récepteur distant d'une longueur notée L_{LAS} . L'émetteur et le récepteur ont un diamètre fini noté D_{LAS} qui correspond à l'ouverture de l'appareil. Les radiations émises par l'émetteur sont déviées (suivant les lois de l'optique géométrique Fig. 3.1(b)) et diffractées par le milieu turbulent présent entre les deux composants du scintillomètre. Le récepteur reçoit alors un ensemble d'ondes, ayant subi ces perturbations. L'analyse de la variance du signal reçu permet d'obtenir des informations sur le champ turbulent le long du trajet du scintillomètre. La Figure 3.1(a) présente une photo d'un scintillomètre BLS900 Scintec dont l'émetteur est constitué de 2 sources (disques de 450 LED) de 14.5 cm de diamètres. La figure 3.1(b) présente le schéma de l'installation d'un dispositif de

scintillomètre.

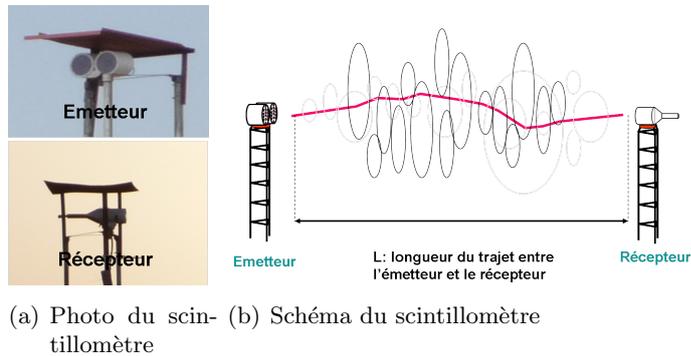


FIGURE 3.1 – Le scintillomètre

Le scintillomètre a été utilisé pour mesurer quelques caractéristiques de la C.L.A dont la vitesse du vent transverse au faisceau du scintillomètre (Ochs *et al.* 1976), l'échelle des structures turbulentes (Hill et Ochs (1978); Hartogensis *et al.* (2002)) et le paramètre de structure de l'indice de réfraction de l'air, C_n^2 (Ochs et Wang 1978). Il a notamment été montré que les données issues du scintillomètre permettent le calcul du flux de chaleur sensible (Wesely (1976); de Bruin *et al.* (1995); Meijinger *et al.* (2002); Kohsiek *et al.* (2002); Guyot *et al.* (2009)). En effet comme le C_n^2 dépend du C_{T^2} (Eq 3.29), la mesure du C_n^2 permet l'estimation de C_{T^2} puis par similitude l'estimation de T_* . Une méthode itérative sur les expressions de C_{T^2} et du profil de vent dans la C.L.S. issue de la théorie des similitudes permet alors d'estimer T_* , u_* et z/L_{MO} et de calculer le flux de chaleur sensible $H = \rho C_p u_* T_*$. En fonction de la longueur d'onde utilisée (quelques mm), on peut également estimer C_Q^2 puis Q_* et LE le flux de chaleur latente. Sur terrains hétérogènes, la même méthodologie peut être appliquée dans la mesure où le trajet optique est placé au dessus de la zone de mélange des couches de surface associées aux hétérogénéités (Lagouarde *et al.* 1996; Chehbouni *et al.* 1999; Meijinger *et al.* 2002).

La mesure du C_n^2 est réalisable car ce paramètre peut être relié à des observations de la puissance d'un signal électromagnétique ayant traversé le milieu turbulent. Une première approche qui décrit la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu turbulent est celle proposée par Tatarski (1961) dans le cadre de l'optique géométrique. On considère que les cellules convectives présentes sur le chemin du scintillomètre sont assimilables à des lentilles convergentes ou divergentes. La figure 3.2 est une illustration de ce phénomène. Dans les développements proposés par Tatarski (1961), le signal est supposé être diffracté par une seule perturbation.

Si un faisceau lumineux rencontre un tourbillon (lentille) de taille l , le signal est déformé selon un cône d'angle λ/l et donne alors une image à une distance R de taille $R\lambda/l$. Pour une image plus grande que la taille des tourbillons, les interférences périphériques détruisent l'image et le signal reçu n'est plus exploitable. Ces tourbillons les plus courbés ont une vergence plus importante que ceux de taille supérieure, d'où la condition $\sqrt{R\lambda} \ll l_0$. Pour des longueurs d'onde λ de l'ordre du micron et une échelle de dissipation l_0 de l'ordre du centimètre, cette approche est limitée à des distances inférieures à 100m. En plus d'avoir une contrainte sur la distance des mesures, cette approche ne prend pas en compte la diffraction. La diffraction a une taille caractéristique notée $F = \sqrt{\lambda L}$, plus connue sous le nom de première zone de Fresnel. Dans le cas de l'optique géométrique, tant que L est petit, alors $F \ll l_0$ et ainsi la diffraction peut être négligée. L'approche de l'optique géométrique est donc limitée aux courtes distances L . Pour des distances plus grandes la diffraction ne peut plus être négligée.

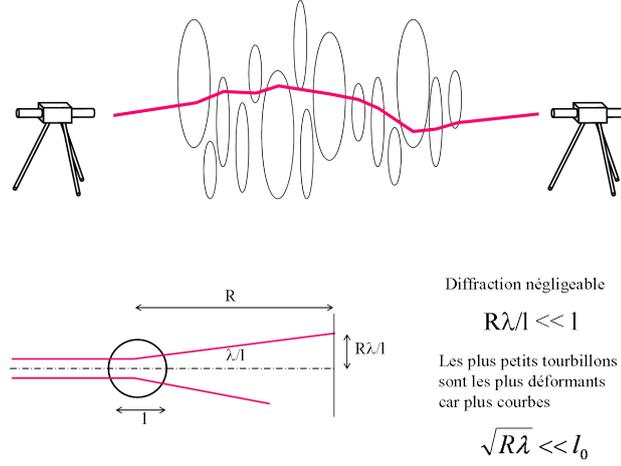


FIGURE 3.2 – Présentation du phénomène de propagation d'onde vue par l'optique géométrique

Pour des distances telles que $F \gg l_0$, Tatarski (1961) a proposé une approche dite des petites perturbations. Cette approche prend en compte la diffraction suivant l'approximation de Rytov. Elle permet de résoudre analytiquement l'équation de propagation issue des équations de Maxwell et est développé succinctement dans ce paragraphe. Pour une onde monochromatique, l'équation de propagation du champs électrique, E s'écrit selon l'équation 3.34.

$$\Delta E(\vec{r}) + k^2 n^2(\vec{r}) E(\vec{r}) = 0 \quad (3.34)$$

Soit $E_0(\vec{r})$, le champ électrique incident et $E(\vec{r})$ le champ électrique ayant traversé une portion de l'atmosphère. On peut écrire ces champs sous la forme d'une variable complexe d'amplitude A et de phase φ . Cette écriture peut également se mettre sous la forme exponentielle avec une seule variable complexe ψ (Eq. 3.35 et 3.36).

$$E_0(\vec{r}) = A_0(\vec{r}) \exp [i\varphi_0(\vec{r})] = \exp [\ln(A_0)] \cdot \exp [(i\cdot\varphi_0)] = \exp [\psi_0(\vec{r})] \quad (3.35)$$

$$E(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp [i\varphi(\vec{r})] = \exp [\ln(A)] \cdot \exp [(i\cdot\varphi)] = \exp [\psi(\vec{r})] \quad (3.36)$$

On introduit une décomposition de la variable complexe ψ en la somme d'une fonction d'onde en milieu non turbulent ψ_0 et de son écart à cette valeur dû à l'activité turbulente ψ_1 avec $\psi = \psi_0 + \psi_1$. Le champ électrique reçu $E(\vec{r})$, se décompose de la façon suivante :

$$E(\vec{r}) = E_0(\vec{r}) \exp [\psi_1(\vec{r})] = E_0(\vec{r}) \exp [\chi_1(\vec{r}) + i\varphi_1(\vec{r})] \quad (3.37)$$

où $\exp [\psi_1(\vec{r})]$ désigne la perturbation introduite par l'atmosphère.

On peut définir la partie réelle et la partie imaginaire de la perturbation à partir des équations 3.35, 3.36 et 3.37.

$$\chi_1(\vec{r}) = \Re(\psi_1(\vec{r})) = \ln \frac{A(\vec{r})}{A_0(\vec{r})} \quad (3.38)$$

$$\varphi_1(\vec{r}) = \Im(\psi_1(\vec{r})) = \varphi(\vec{r}) - \varphi_0(\vec{r}) \quad (3.39)$$

La partie réelle correspond aux fluctuations du log-amplitude du signal et la partie imaginaire aux fluctuations de phase.

L'approximation de Rytov stipule que :

- les variations d'indice de réfraction de l'air doivent être négligeable $\Delta n(\vec{r}) \ll 1$
- la perturbation de l'onde doit être faible $\nabla\psi_1 \ll \nabla\psi_0$

L'équation de propagation appliquée au terme d'écart à l'onde ψ_1 s'écrit alors sous la forme approchée :

$$\Delta\psi_1 + 2\nabla\psi_0 \cdot \nabla\psi_1 + 2k^2 n(\vec{r})\psi_1 = 0 \quad (3.40)$$

La solution générale de cette équation a pour expression :

$$\psi_1(\vec{r}) = \chi_1(\vec{r}) + i\varphi_1(\vec{r}) = \frac{k^2}{2\pi E_0(\vec{r})} \int_V n(\vec{r}') E_0(\vec{r}') \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' \quad (3.41)$$

a. Cas d'une source ponctuelle

Le cas d'une source ponctuelle est défini comme ayant une taille très inférieure à la taille de la plus petite structure turbulente, c'est le cas des scintillomètres à petites ouvertures (S.A.S.). La variance de χ se calcul par le carré de la partie réelle de ψ_1 . Dans le cas d'une source ponctuelle et où le signal a été diffracté une seule fois le long du trajet optique du scintillomètre, la variance du logarithme de l'intensité du signal pour un scintillomètre à petite ouverture s'exprime par :

$$\overline{(\Re(\psi_1(r)))^2} = \sigma_\chi^2 = \sigma_{\log I}^2 = 4\pi k^2 \int_0^L dx \int_0^\infty \kappa \Phi_{nn}(\kappa) \sin^2\left(\frac{\kappa^2 x(L-x)}{2kL}\right) d\kappa \quad (3.42)$$

En injectant, l'expression de la densité spectrale $\Phi_{nn}(\kappa) = 0.033C_{n^2}\kappa^{-11/3}$ (Tatarski 1961) dans l'Eq. 3.42, nous obtenons la variance de l'intensité du signal qui s'exprime en fonction du paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air selon l'équation 3.43.

$$\sigma_\chi^2 = 0.124 \overline{C_{n^2}} k_{SAS}^{7/6} L_{SAS}^{11/6} \quad \eta \ll F \ll L_0 \quad (3.43)$$

Cette relation permet à partir de la variance de l'intensité du signal optique du scintillomètre d'obtenir une mesure du C_{n^2} moyen entre l'émetteur et le récepteur d'un scintillomètre connaissant les caractéristiques du scintillomètre, L_{SAS} le chemin optique du scintillomètre et le nombre d'onde $k_{SAS} = 2\pi/\lambda$. On peut écrire le $\overline{C_{n^2}}$ moyen le long du trajet par le produit de la valeur ponctuel du C_{n^2} et d'une fonction de poids notée $W(x)$ obtenue à partir de l'équation 3.42 :

$$\overline{C_{n^2}} = \int_0^L C_{n^2}(x) W_{SAS}(x) dx \quad (3.44)$$

sachant que $\Phi_{nn}(\kappa) = 0.033C_{n^2}\kappa^{-11/3}$, le C_{n^2} se simplifie et la fonction de poids s'exprime par l'Eq. 3.45 (Moene *et al.* 2005).

$$W_{SAS}(x) = 4\pi k^2 \int_0^\infty \kappa \left(0.033\kappa^{-11/3}\right) \sin^2\left(\frac{\kappa^2 x(L-x)}{2kL}\right) d\kappa \stackrel{F \gg \eta}{\approx} \left(\frac{x}{L}\left(1 - \frac{x}{L}\right)\right)^{5/6} \quad (3.45)$$

Ces relations sont valables pour une turbulence relativement faible et pour une onde ayant été diffractée une seule fois le long de son parcours entre l'émetteur et le récepteur du scintillomètre. Dans des conditions de turbulence forte, la relation linéaire établie entre le χ^2 et le $\overline{C_{n^2}}$ (Eq. 3.43) n'est plus valable. Afin de limiter les problèmes de saturation, il faut se restreindre à des petites distances entre émetteur et récepteur.

b. Cas d'une grande ouverture

Ochs *et al.* (1976) montre que pour pallier à ce problème de saturation, on peut utiliser des diamètres d'ouverture des émetteurs et des récepteurs plus grands que la zone de Fresnel. Ces scintillomètres s'appellent des scintillomètres à grande ouverture (L.A.S.). Dans ces conditions, la variance de l'intensité du signal s'exprime par :

$$\overline{(\Re(\psi_1(r)))^2} = \sigma_\chi^2 = \sigma_{\log I}^2 = 4\pi k^2 \int_0^L dx \int_0^\infty \kappa \Phi_{nn}(\kappa) \sin^2\left(\frac{\kappa^2 x(L-x)}{2kL}\right) \phi_{Airy} d\kappa \quad (3.46)$$

avec

$$\phi_{Airy} = \left(\frac{2J_1\left(\frac{kD_{LAS}x}{2L_{LAS}}\right)}{\frac{kD_{LAS}x}{2L_{LAS}}} \right)^2 \left(\frac{2J_1\left(\frac{kD_{LAS}(L_{LAS}-x)}{2L_{LAS}}\right)}{\frac{kD_{LAS}(L_{LAS}-x)}{2L_{LAS}}} \right)^2 \quad (3.47)$$

L'intégration de cette expression permet d'obtenir l'Eq. 3.48 pour des longueurs d'onde proche de l'infrarouge (Wang *et al.* 1978).

$$\sigma_\chi^2 = 0.223 C_{n^2} D_{LAS}^{-7/6} L_{LAS}^3 \quad \eta \ll F \ll D_{LAS} \ll L_0 \quad (3.48)$$

avec $F = \sqrt{\lambda L}$, la taille de la zone de Fresnel. Le $\overline{C_{n^2}}$ s'obtient cette fois-ci en connaissant le chemin optique du scintillomètre L_{LAS} et le diamètre d'ouverture D_{LAS} . On peut écrire le $\overline{C_{n^2}}$ moyen le long du trajet émetteur-récepteur.

$$\overline{C_{n^2}} = \int_0^L C_{n^2}(x) W_{LAS}(x) dx \quad (3.49)$$

sachant que $\Phi_{nn}(\kappa) = 0.033 C_{n^2} \kappa^{-11/3}$, le C_{n^2} se simplifie et la fonction de poids s'exprime par l'Eq. 3.50 (Moene *et al.* 2005).

$$W_{LAS}(x) = 4\pi k^2 \int_0^\infty \kappa \left(0.033 \kappa^{-11/3}\right) \sin^2\left(\frac{\kappa^2 x(L-x)}{2kL}\right) \phi_{Airy} d\kappa \quad (3.50)$$

Les formes des différentes fonctions de poids W_{SAS} et W_{LAS} sont représentées sur la Figure 3.3. L'influence des structures au centre du faisceau sont dans les deux cas prépondérantes devant celles situées au bord du chemin optique, i.e vers l'émetteur ou le récepteur. Ces fonctions de pondération sont intéressantes car elle minimisent les effets de bord. Ainsi la turbulence induite par le dispositif expérimental contribue peu à la variance de l'intensité du signal, σ_χ^2 . Ces fonctions seront utilisées dans la suite pour simuler les observations scintillométriques avec un modèle atmosphérique.

Le scintillomètre à grande ouverture émet un signal de longueur d'onde fixée dans le proche infrarouge. Dans cette gamme de longueur d'onde, le C_{n^2} dépend principalement de C_{T^2} et dans une moindre mesure de C_{Q^2} et C_{TQ} . La relation 3.28 se réduit alors à l'équation 3.52 (Hill *et al.* 1980).

$$C_{n^2} = \left(\frac{0.78 \cdot 10^{-6} P}{T^2}\right)^2 (C_{T^2} + 0.113 C_{TQ} + 3.1 \cdot 10^{-3} C_{Q^2}) \quad (3.51)$$

$$\approx \left(\frac{0.78 \cdot 10^{-6} P}{T^2}\right)^2 C_{T^2} \quad (3.52)$$

3.2. Radar

Les radars météorologiques sont sensibles à la présence d'hydrométéores (gouttes d'eau nuageuses, pluie, neige, grêle). Cette sensibilité est liée à la diffusion de Rayleigh/Mie. Dans ce travail, je me suis uniquement intéressé aux **ciels clairs sans nuage ni précipitation**. Les sources d'échos mesurées par le RADAR sont alors liées aux inhomogénéités spatiales de l'indice de réfraction de l'air par diffusion de Bragg et aux insectes par diffusion de Rayleigh/Mie. L'importance de l'une par rapport à l'autre dépend

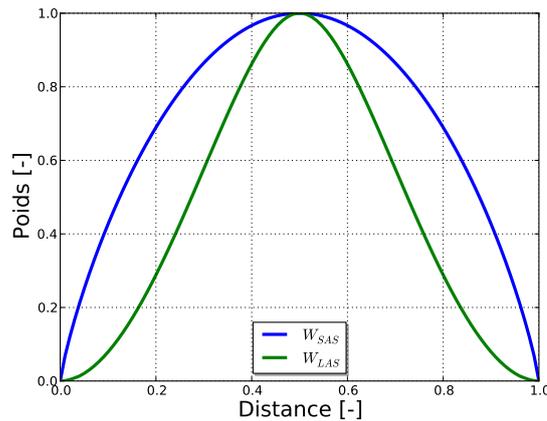


FIGURE 3.3 – Présentation des fonctions de poids W pour le scintillomètre à grande ouverture W_{LAS} et à petite ouverture W_{SAS} . Le poids est adimensionné par le poids maximum au centre du faisceau. En abscisse la distance correspond à la distance adimensionnée entre l'émetteur (0) et le récepteur (1). Moyenner le C_{n^2} par cette fonction permet d'avoir le $\overline{C_{n^2}}$ moyen mesuré par les différents scintillomètres.

de la gamme de longueur d'onde utilisée. Le Tableau de l'Annexe C classe les radars suivant la longueur d'onde émise.

Les radars ayant des longueurs d'ondes situées sous la dizaine de centimètres ne permettent pas d'avoir une évaluation efficace du C_{n^2} . En effet la majeure partie des ondes réfléchies reçues par le radar ne témoigne pas du caractère turbulent de l'atmosphère mais de la présence d'insectes ou d'oiseaux (Harper 1960). Cette diffusion se produit quand la longueur d'onde est inférieure aux cibles interceptées. C'est le cas des radars Bande X qui ont leur longueur d'onde directement située dans la taille caractéristique des insectes (sauterelles, criquets, ...). Si ces insectes étaient considérés comme des scalaires passifs, ils permettraient de mettre en évidence les différentes cellules convectives. Ce n'est pas le cas. En effet, lors des vents ascendants, l'insecte est advecté vers des zones où la température est plus faible. Ces zones empêchent le bon fonctionnement de ses ailes. Si le vent ascendant n'est pas très important l'insecte redescend (en chute libre) vers les zones chaudes pour pouvoir retrouver sa vigueur (Achtmeier 1991). Les échos radar issus de ces insectes faussent donc l'ensemble des mesures. Ces radars sont donc difficilement utilisables pour la mesure de l'indice de réfraction de l'air.

Nous nous intéressons dans ce travail aux radars UHF. Le phénomène subit par les échos de ces radars est la diffusion de Bragg et de Rayleigh. A 915 MHz, une partie des échos radar des radars UHF est liée à la diffusion de Rayleigh induites par les insectes. La diffusion de Bragg est liée, elle, aux fluctuations de l'indice de réfraction d'une échelle de la demi longueur d'onde (≈ 16 cm). En ciel clair, le phénomène de rétrodiffusion optimal pour les radars à 915 MHz se produit pour des cibles de dimension la demi-longueur d'onde où la diffusion de Bragg domine très largement devant la diffusion de Rayleigh.

Dans la suite, je présente les différentes relations qui permettent d'obtenir le paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air C_{n^2} à partir des données radar, soit le rapport de la puissance du signal reçu sur le bruit (en anglais Signal to Noise Ratio, S.N.R).

La plupart des profilers verticaux sont des radars à effet Doppler. Ils mesurent le décalage de fréquence entre le signal rétrodiffusé et le signal émis initialement. Ce décalage est dû au déplacement des cibles atmosphériques, c'est l'effet Doppler. La densité spectrale de puissance des fréquences d'un

signal reçu est ensuite reliée à la puissance moyenne du signal, à la fréquence Doppler et la variance. Ces différents moments permettent de déterminer la vitesse radiale moyenne et la variance des cibles détectées. Le calcul du bruit est obtenu après filtrage du signal afin de réduire au mieux le bruit d'origine thermique et atmosphérique. Pour plus de détails, voir par exemple les travaux de Puygrenier (2006).

Le S.N.R. permet d'obtenir des informations sur la turbulence. Cette variable correspond à la puissance du signal reçu (moment d'ordre 0 de la densité spectrale de fréquence) sur le bruit (signal filtré). Dans des conditions de ciel clair, le S.N.R. est relié à la réflectivité radar η [m².m⁻³] (Van Zandt *et al.* 1978).

$$\eta = \frac{9\pi ckB(T_c + T_{rx})/\alpha}{2 \alpha P_t F_r A_e \cos(\chi)} \left(\frac{r}{\Delta r} \right)^2 SNR \quad (3.53)$$

Les différents paramètres de cette relation sont regroupés dans le Tableau 3.1.

Symbole	Nom	Unité	Valeur
c	célérité de la lumière	m.s ⁻²	2.998.10 ⁸
k	constante de Boltzmann	J.mol ⁻¹ .K ⁻¹	1.3803.10 ⁻²³
A _e	surface de l'antenne	m ²	constante
α	rendement de l'antenne	-	constante
B	largeur du filtre	Hz	constante
P _t	Pic de puissance	W	constante
F _r	fréquence de répétition de la pulsation	Hz	constante
χ	angle de réduction de l'antenne	-	constante
T _c	température du bruit cosmique	K	constante
T _{rx}	température de bruit du récepteur	K	constante
Δr	résolution du radar	m	constante
r	distance des cibles	m	variable
SNR	Rapport Signal sur Bruit	-	donnée
η	reflectivité radar	m ² .m ⁻³	résultat

TABLEAU 3.1 – Paramètres figurant dans la relation $\eta = f(SNR)$ (Eq. 3.53)

Une simplification de cette relation est possible et présentée dans la relation 3.54. On considère ici que les constantes sont regroupées dans une seule constante. Cette dernière est déterminée par calibration en connaissant les caractéristiques du radar et nommée $C_{calibration}$.

$$\eta = C_{calibration} r^2 SNR \quad (3.54)$$

Le S.N.R. déduit de l'observation, SNR_{dB} , est généralement exprimé en dB. Les équations précédentes utilisent le S.N.R. déduit du SNR_{dB} par l'équation suivante $SNR = 10^{SNR_{dB}/10}$.

Le paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, C_{n^2} , est ensuite déduit de la réflectivité radar η (Ottersten 1969).

$$C_{n^2} = \frac{\eta}{0.38} \lambda^{1/3} \quad (3.55)$$

Cette relation est valable si les inhomogénéités spatiales de l'indice de réfraction sont produites par une turbulence homogène isotrope.

La dépendance de l'indice de réfraction de l'air avec la longueur d'onde est négligeable dans le domaine des micro-ondes (hyperfréquence, radar). L'indice de réfraction de l'air s'exprime alors uniquement en fonction des variables thermodynamique (Bean et Dutton 1966).

$$n = 1 + \frac{77.6.10^{-6}}{T} \left(p + 4180 \frac{e}{T} \right) \quad (3.56)$$

avec e la pression partielle de la vapeur d'eau qui s'exprime en fonction de l'humidité spécifique, q , comme :

$$q = \frac{M_{vap}}{M_{air}} \frac{e}{p - e} \quad (3.57)$$

avec $M_{vap}/M_{air} = 0.622$.

En utilisant les relations précédentes, l'expression du C_{n^2} devient pour les ondes radars (Fairall 1991) :

$$C_{n^2} = \left(\frac{6.10^{-4}P}{T^2} \right)^2 C_{Q^2} \alpha_r^2 \quad (3.58)$$

avec :

$$\alpha_r^2 = 1 - 2ar_{TQ} \frac{C_T}{C_Q} + a^2 \frac{C_{T^2}}{C_{Q^2}} \quad (3.59)$$

$$r_{TQ} = \frac{C_{TQ}}{C_Q C_T} \quad (3.60)$$

$$a = 0.13 \left(1 + 15.5 \frac{Q}{T} \right) \quad (3.61)$$

avec la pression P en mb, la température T en K et l'humidité spécifique Q en g.kg⁻¹. Dans cette Section, nous venons d'établir les relations permettant d'obtenir le C_{n^2} à partir de deux instruments de mesure utilisés dans cette thèse, le scintillomètre et le Radar.

Synthèse : Partie 1

Après avoir introduit la notion de couche limite atmosphérique, nous avons, dans un premier chapitre, établi les équations permettant de décrire les écoulements turbulents dans cette région de l'atmosphère. Les approximations anélastique et de Boussinesq sont présentées. Dans la mesure où mes travaux de thèse sont orientés vers l'étude de la couche limite atmosphérique convective, une attention particulière est portée sur la description de la turbulence qui a des origines thermique et dynamique. Les champs thermodynamiques, de par leur nature turbulents, nécessitent un traitement statistique. La décomposition de Reynolds et de simulation des grandes échelles sont décrites ainsi que les équations en découlant. Quelques modèles de fermeture sont présentés.

Dans le second chapitre, les hypothèses de la théorie des similitudes de Monin-Obukhov appliquée à la couche limite surfacique sont discutées. Les conditions de surface qui valident ces hypothèses (homogènes et plates) restreignent beaucoup les champs d'application de cette théorie. Une extension est donnée pour l'ensemble de la couche limite atmosphérique. Pour mieux reproduire les profils des champs turbulents dans toute la couche limite, il est nécessaire de prendre en compte la zone d'entraînement où les fluctuations de température et le paramètre de structure des fluctuations de température sont très sensibles.

Enfin, nous avons vu la théorie permettant de définir, à partir des variables thermodynamiques le paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air. L'application au cas des Radar et du scintillomètre est présentée.

Deuxième partie

**Modélisation des paramètres de
structure sur sol plat**

Résumé : Partie 2

Cette partie présente l'évaluation de la modélisation des paramètres de structure des fluctuations de température et des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air avec le modèle atmosphérique Méso-NH. Dans un premier chapitre, nous présentons ce modèle. On s'attachera à décrire la résolution des équations des champs turbulents, la paramétrisation de la turbulence et les différents jeu de constantes utilisés dans Méso-NH. Le second Chapitre présente les résultats issus d'une simulation idéale de couche limite convective "sèche". Cette simulation, référencée par SS89 (i.e. Schmidt et Schumann (1989)) est identifiée comme simulation de référence dans la communauté scientifique qui s'intéresse aux études de la C.L.A. Des tests de sensibilité sont effectués sur la condition à la limite supérieure, sur la paramétrisation du schéma sous-maille à travers i) le choix des constantes du schéma de fermeture et ii) l'utilisation du schéma de longueur de mélange et de dissipation de Redelsperger *et al.* (2001). Différentes simulations sont proposées pour évaluer l'impact du maillage sur la structure du C_{T^2} . Le troisième et dernier chapitre présente une simulation de couche limite convective humide située dans les Grandes plaines de l'Oklahoma référencée par C05 (i.e. Couvreux *et al.* (2005)) durant la campagne IHOP 2002. Une rapide présentation de la campagne est proposée, puis on décrit la démarche de simulation. Des radiosondages sont utilisés pour initialiser le modèle; les flux de chaleur sensible et latent sont imposés en surface et varient au cours du temps. Les résultats de simulation sont comparés aux observations. L'évaluation du C_{n^2} avec les données radars se fait via un calage pour passer du SNR au C_{n^2} . Deux méthodes de calage sont testées et l'évaluation avec le profil de C_{n^2} simulé est discutée.

Chapitre 4

Présentation du modèle de dynamique atmosphérique Méso-NH

Sommaire

1	Description générale de Méso-NH	55
1.1	Aspects numériques	56
1.2	Quelques exemples d'applications pour les études de la C.L.A.	56
2	Mise en place d'une simulation avec Méso-NH	56
2.1	Définition du maillage	57
2.2	Conditions aux limites et conditions initiales	57
2.3	Forçage et couplage	58
3	Description du schéma de surface	58
4	Paramétrisation de la turbulence dans Méso-NH	60
4.1	Équation pour l'énergie cinétique turbulente	61
4.2	Longueurs caractéristiques de mélange et de dissipation	61
	a Modèle de turbulence 1D (Bougeault et Lacarrère 1995)	61
	b Modèle de turbulence 3D (Deardorff 1980)	62
	c Amélioration de la prédiction dans la C.L.S. (Redelsperger 2001)	62
4.3	Schéma sous-maille	63
5	Expression des paramètres de structure à partir des champs résolus avec le modèle Méso-NH	64
5.1	Expression de C_{T^2}	64
5.2	Expression de C_{Q^2} et C_{TQ}	64
5.3	Expression de C_{n^2}	65
	a Pour le scintillomètre (longueur d'onde de 950nm)	65
	b Pour le radar UHF (longueur d'onde de 30 à 70cm)	65

1. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE MÉSO-NH

Le modèle Méso-NH (Lafore *et al.* 1998) est un modèle atmosphérique de recherche développé conjointement par le CNRM-GAME (URA 1357 CNRS/Météo-France) et le Laboratoire d'Aérodynamique (UMR 5560 UPS/CNRS) depuis les années 1990. Ce modèle est un modèle à aire limitée, non-hydrostatique, où l'approximation anélastique est utilisable. Méso-NH permet la simulation de la dynamique de l'atmosphère sur une large gamme d'échelles spatiales i.e. de l'échelle synoptique (résolution horizontale de 10-100 km) aux grandes échelles de la turbulence (résolution horizontale de la dizaine de mètres). Il existe dans la communauté internationale beaucoup de modèles quasi analogues au modèle Méso-NH (W.R.F, A.R.P.S,

R.A.M.S, ...). Le choix du modèle Méso-NH est essentiellement motivé par l'expertise du laboratoire d'accueil (Yates 2006; Godart 2009; Ceresetti 2011; Doukoure 2011) et par le contexte collaboratif à l'échelle nationale. Aucune étude d'intercomparaison n'est envisagée à ce stade. Ces travaux de recherche s'appuient sur la version 4.8 de Méso-NH compilée sur les calculateurs de l'I.D.R.I.S. * et de C.I.M.E.N.T †. Les schémas physiques disponibles sont nombreux et sont détaillés dans la notice utilisateur (Bechtold *et al.* 2010). Ces paramétrisations tendent à décrire entre autre les processus microphysique et chimique, les échanges turbulents et les interfaces avec la surface continentale (végétation, ville, mer, lac, sol nu).

Dans le cadre de ce travail, nous avons concentré notre attention sur (i) la mise en place d'une simulation, (ii) le schéma de surface externalisé SurfEx (Le Moigne *et al.* 2009) et (iii) le schéma de turbulence.

1.1. Aspects numériques

La résolution numérique des équations dans Méso-NH est explicite et eulérienne et utilise la méthode des différences finies centrées du 2^{ième} ou 4^{ième} ordre en espace et en temps. L'intégration temporelle utilise un schéma explicite centré de type "leapfrog".

Méso-NH possède de nombreux diagnostics en sortie, tels que les bilans des variables pronostiques, les comparaisons aux données expérimentales comme les vols avions, les données Radar (Caumont *et al.* 2006) et les images satellites (Chaboureau et Pinty 2006).

Enfin, le modèle Méso-NH est parallélisé. C'est le premier modèle météorologique qui a été implémenté sur une architecture capable de faire du calcul massivement parallèle en France (utilisation de 130 000 coeurs) (Jabouille *et al.* 1999; Pantillon *et al.* 2011).

1.2. Quelques exemples d'applications pour les études de la C.L.A.

Méso-NH a été utilisé dans différents projets d'étude de la C.L.A. en milieu naturel. Plusieurs thèses sont d'ailleurs en cours sur ces thématiques. Les précédentes études ont concerné l'étude de la variabilité de la vapeur d'eau dans une C.L.A.C. se développant au dessus des plaines de l'Oklahoma (Couvreux *et al.* 2005; Couvreux *et al.* 2007), de l'impact des structures cohérentes sur la mesure des flux turbulent par avion (Lothon *et al.* 2007), du lien entre les structures cohérentes et le flux vertical turbulent de quantité de mouvement (Foster *et al.* 2006). Elles visaient également à l'amélioration du modèle sous-maille pour la C.L.S. (Redelsperger *et al.* 2001), l'étude de l'impact des hétérogénéités de surface sur le développement de la C.L.A. (Courault *et al.* 2007; Doukoure 2011), l'analyse de la variabilité verticale de la turbulence optique (Masciadri 1998; Mahé 2000) et l'étude de la formation des vents de vallée dans le "Y" grenoblois en condition stable (épisodes de fortes pollutions) (Largeron 2010). Nous nous appuyons sur l'ensemble de ces expertises pour configurer nos simulations.

2. MISE EN PLACE D'UNE SIMULATION AVEC MÉSO-NH

La mise en place d'une simulation avec Méso-NH se fait en plusieurs étapes. Ces étapes concernent le choix de la configuration numérique (nombre de domaines de simulation, maillages horizontal et vertical, conditions initiales et aux limites) et la mise en place de l'interface avec les observations (définition des forçages, mise en place de l'évaluation des simulations).

*. I.D.R.I.S. : Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique

†. C.I.M.E.N.T. : Calcul Intensif Modélisation Expérimentation Numérique et Technologique

2.1. Définition du maillage

La discrétisation de l'espace s'appuie sur un maillage non-cartésien suivant le relief (Gal-Chen et Somerville 1975) (Fig. 4.1(b)). La résolution verticale peut être variable alors que la résolution horizontale reste homogène sur tout le domaine. Cependant, le modèle Méso-NH peut fonctionner avec des domaines emboîtés de façon à pouvoir raffiner horizontalement certaines zones d'étude (Stein *et al.* 2000). Cette technique de descente d'échelle est utilisée dans la plupart des simulations des grandes échelles de la turbulence en milieu naturel afin d'assurer des conditions aux limites conformément au cas souhaité pour le domaine d'étude à fine résolution. L'emboîtement de modèle porte le nom de grid nesting en anglais. Dans le modèle Méso-NH, tous les modèles emboîtés ont le même maillage vertical. La figure 4.1 présente les maillages verticaux et horizontaux d'un exemple de 3 domaines emboîtés dans Méso-NH.

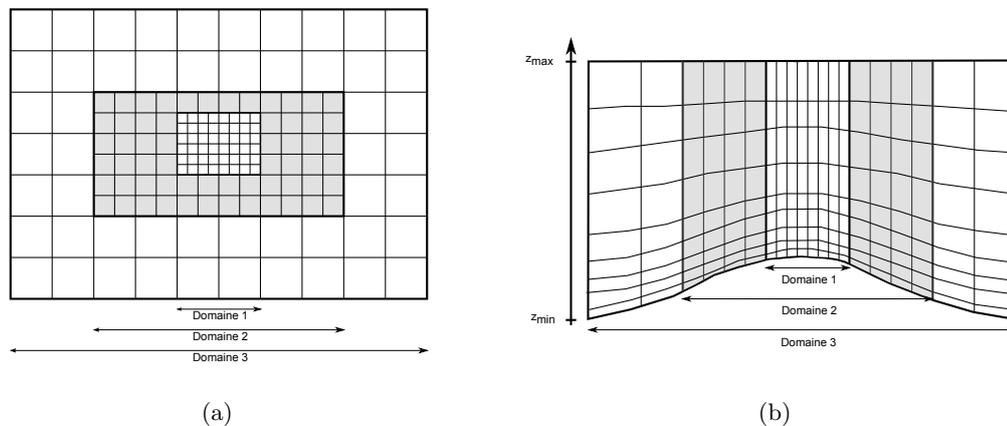


FIGURE 4.1 – Présentation des discrétisations horizontales et verticales dans Méso-NH sur 3 modèles emboîtés. (a) Résolution horizontale et visualisation de la technique d'emboîtement de modèle. (b) Système de coordonnées verticales de Gal-Chen suivant le relief.

Les interactions entre les modèles emboîtés peuvent être soit à double sens on parle alors de "two way nesting" ou à sens unique (one way nesting). Les champs résolus du grand domaine (appelé aussi domaine père) fournissent les conditions aux limites du petit domaine (domaine fils). L'emboîtement de modèles à double sens ajoute un rappel des champs du domaine père vers les champs moyens du domaine fils. Clark et Farley (1984) ont montré que dans le cas d'un écoulement au dessus d'un relief complexe avec deux modèles emboîtés, les ondes orographiques sont mieux reproduites avec une interaction "two-way" plutôt que "one-way". En effet, des irrégularités et des extremas locaux non prédits pas la théorie sont présents dans le domaine fils simulé en "one-way" et ne sont plus présents dans le cas "two-way". L'interaction "two-way" permet donc d'améliorer les champs simulés dans le domaine fils via les conditions aux limites.

2.2. Conditions aux limites et conditions initiales

Les conditions aux limites latérales sont soit des murs, soit périodiques, soit ouvertes ou encore forcées par un modèle à grande échelle (Ce modèle à grande échelle est soit imbriqué (domaine père) soit provenant des réanalyses atmosphériques archivées au centre européen (E.C.M.W.F. *)). Les conditions aux limites périodiques, ouvertes et forcées seront utilisés dans ces travaux. Dans le cas des conditions aux limites latérales périodiques, on suppose que le modèle est infiniment grand, ce qui nécessite des traitements numériques spécifiques (utilisation d'une F.F.T. complexe pour le solveur de pression). Les conditions aux limites latérales ouvertes permettent de limiter les réflexions d'onde aux bords du domaine. Les conditions aux limites forcées seront utilisées en "one-way" ou "two-way" suivant le domaine

*. European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

étudié. Les champs simulés aux bords du domaine fils sont relaxés par les champs situés à l'interface avec le domaine père. Ces champs sont interpolés linéairement à chaque pas de temps entre les deux pas de temps les plus proches.

La condition à la limite inférieure est gouvernée par le modèle de surface externalisé, SurfEx (Le Moigne *et al.* 2009), présenté dans la section suivante. La condition à la limite supérieure est une zone d'absorption permettant de limiter la réflexion d'ondes numériques générées en haut du domaine et qui se propageraient ensuite dans le domaine de simulation. La zone d'absorption se définit dans Més0-NH, à l'aide de deux paramètres :

- Z_{bas} : définit l'altitude du bas de la zone d'absorption. Elle doit correspondre à au moins 5-6 mailles en dessous du sommet du domaine ;
- K_{haut} : définit la force de rappel imposée au sommet du domaine permettant de filtrer les ondes. Plus cette valeur est importante plus les ondes sont filtrées.

Un test de sensibilité est effectué sur la caractérisation de cette zone (épaisseur et coefficient d'amortissement) dans le cas de la simulation d'une couche limite convective sèche en Annexe D.

Dans Més0-NH, les conditions initiales sont prescrites soit à l'aide de champ 2D ou 3D établit préalablement, soit à l'aide d'un radiosondage imposé en un point comprenant le profil de température, d'humidité et de vent (vitesse et direction) ou encore à l'aide de données grandes échelles (E.C.M.W.F. ou grand domaine si la technique de grid nesting est utilisée).

2.3. Forçage et couplage

Le forçage permet de rappeler les champs résolus sur tout le domaine vers les champs observés ou simulés à plus grandes échelles. Dans Més0-NH, le forçage s'impose à l'aide de profils verticaux en un point des champs moyens obtenus soit expérimentalement soit par des modèles météorologiques. A chaque pas de temps les variables pronostiques sont rappelées vers les profils verticaux des champs moyens interpolés linéairement entre les deux instants les plus proches. Ce type de forçage permet de s'assurer que l'on ne diverge pas trop des champs moyens observés/voulus. L'utilisation de ce type de forçage est utilisé dans la simulation effectuée dans le Chapitre 6.

Le couplage permet de rappeler les champs résolus au bord du domaine vers des champs grandes échelles (E.C.M.W.F. ou grand domaine si la technique de grid nesting est utilisée). A chaque pas de temps les variables pronostiques situées aux bords du domaine sont rappelés vers les champs interpolés linéairement entre les deux instants les plus proches. Ce type de couplage permet de s'assurer que les conditions aux limites sont bien conformes aux champs observés ou simulés, la dynamique qui se développe dans le domaine est, contrairement au forçage, pas forcée. Ce type de couplage est utilisé dans la Partie III.

3. DESCRIPTION DU SCHÉMA DE SURFACE

Le modèle Més0-NH est couplé au modèle de surface externalisé SurfEx (Le Moigne *et al.* 2009). Dans SurfEx, les échanges entre la surface et l'atmosphère sont réalisées par une interface généralisée (Polcher *et al.* 1998; Best *et al.* 2004) qui propose un couplage entre l'atmosphère et les différents types de surface. Pour décrire les différents types de surface, le modèle SurfEx s'appuie sur la base de données ECOCLIMAP élaborée par Masson *et al.* (2003) qui combine des cartes d'occupation du sol avec de

l'information satellitaire. Chaque maille du modèle de sol est découpée en 4 fractions représentatives de son état de surface :

- La fraction de mers/océans (A_M , Fig. 4.2) qui s'appuie sur les travaux de Gaspar *et al.* (1990) ;
- la fraction de lacs/rivières (A_L , Fig. 4.2) qui s'appuie aussi sur les travaux de Gaspar *et al.* (1990) ;
- la fraction de ville (A_V , Fig. 4.2) qui s'appuie sur le modèle TEB (Masson 2000)
- la fraction végétale (A_N , Fig. 4.2) qui s'appuie sur le modèle ISBA (Noilhan et Planton 1989). La fraction végétale est subdivisée en 12 catégories de végétation, elles mêmes réparties en 243 types de couverts de sol. Les spécificités locales de la végétation peuvent ainsi être prises en compte (de la toundra au maquis méditerranéen, en passant par les sites d'extraction minérale ou les oliveraies ; tous les types de végétation sont représentés et leur influence physique est modélisée de façon spécifique).

A tous les pas de temps du modèle, chaque maille de surface est forcée par la température de l'air, l'humidité spécifique, les composantes du vent horizontal, la pression, les précipitations totales, le rayonnement à grande longueur d'onde, le rayonnement à courte longueur d'ondes, les rayonnements direct et diffus et éventuellement les concentrations d'espèces chimiques et de poussières. En retour, chacun des 4 modèles physiques de SurfEx est exécuté afin d'évaluer les flux induits par chacune des fractions. Les flux totaux sont ensuite combinés à l'échelle de la maille par l'interface de Surfex qui calcule les flux moyens de quantité de mouvement, de chaleur sensible et latente et éventuellement des espèces chimiques et de poussières. Ces quantités sont alors prescrites au premier niveau du modèle atmosphérique. Toutes ces informations sont ensuite utilisées comme conditions aux limites inférieures des schémas radiatif et turbulent de Méso-NH. La figure 4.2 présente ces échanges entre le modèle atmosphérique Méso-NH et le modèle de surface SurfEx.

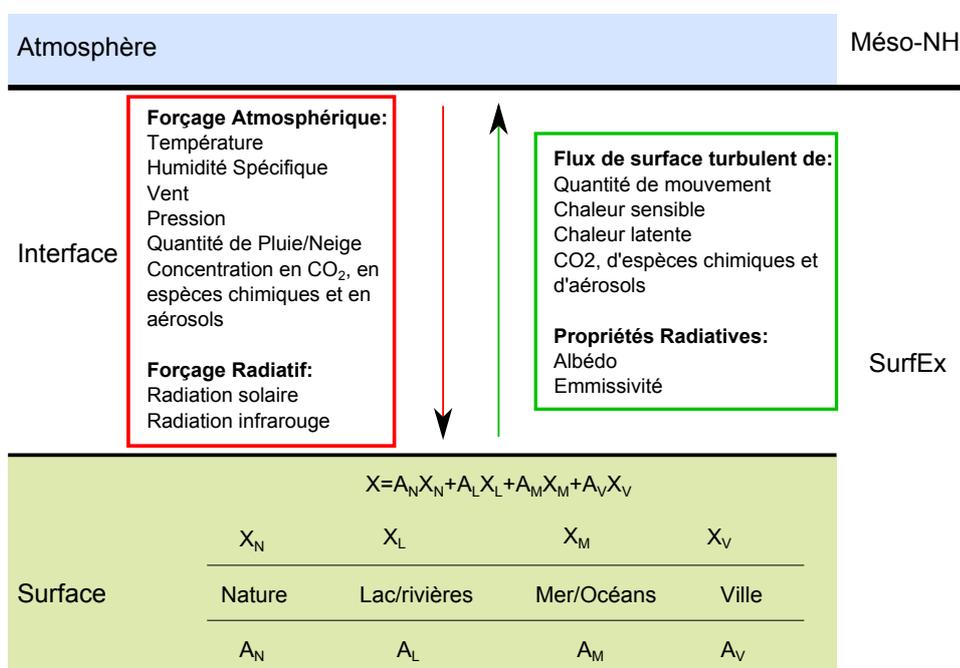


FIGURE 4.2 – Description des échanges entre le modèle atmosphérique Méso-NH et le modèle de surface SurfEx. A_N , A_L , A_M et A_V correspondent respectivement aux fractions de nature, de lacs et rivières, de mer et d'océan et de ville dans la maille. X_N , X_L , X_M et X_V correspondent aux variables physiques calculées pour les différents types de surface. La somme de ces variables physique pondérées par la fraction de la surface correspond au champ transmis au modèle atmosphérique comme condition de surface. Adapté de Le Moigne *et al.* (2009)

Dans la suite de cette étude, on s'intéresse principalement aux couverts possédant une fraction végétale prépondérantes au regard des autres fractions. On se focalise donc sur la description de l'interface entre Méso-NH et ISBA. Les variables physique (X_N) qui nous intéressent sont le flux de quantité de mouvement, le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente. Dans ISBA, ces flux sont calculés selon les équations suivantes :

$$\widetilde{w'\theta'} = -C_H V_a (\theta_{atmo} - \theta_{sol}) \quad (4.1)$$

$$\widetilde{w'q'} = -C_E V_a (q_{atmo} - q_{sol}) \quad (4.2)$$

$$\widetilde{u'w'} = -C_D V_a U_{atmo} \quad (4.3)$$

$$\widetilde{v'w'} = -C_D V_a V_{atmo} \quad (4.4)$$

avec C_H , C_E et C_D , les coefficients de traînée évalués dans le modèle de surface SurfEx à partir des nombres de Richardson de gradient obtenus à l'interface entre le modèle atmosphérique et le modèle de surface et à partir de la rugosité. Ces coefficients sont obtenus à partir de la formulation de Louis (1979) qui a été modifiée dans le but de considérer des longueurs de rugosité différentes pour la chaleur, le flux d'humidité et pour la quantité de mouvement (Mascart *et al.* 1995). θ_{atmo} , q_{atmo} , U_{atmo} , V_{atmo} et V_a correspondent à la température potentielle, l'humidité spécifique, le vent dans la direction x, le vent dans la direction y et la norme de la vitesse du vent horizontal au premier niveau vertical du modèle atmosphérique Méso-NH. θ_{sol} et q_{sol} correspondent à la température potentielle et à l'humidité spécifique au sol fournie par le schéma de sol ISBA.

Dans Méso-NH, l'utilisation d'une topographie réelle n'est pas obligatoire. On peut définir via des fonctions de Méso-NH, des vallées, des dunes, des sols plat afin de réaliser des simulations idéales. En ce qui concerne les simulations de cas réels, la topographie par défaut dans Méso-NH est issue de la base GTOPO30* qui a une résolution spatiale d'environ 1 km. L'utilisation d'une base de donnée plus précise est utilisée (dans la Partie III) afin de mieux décrire le relief. Cette base de donnée est issue du S.R.T.M.† et a une résolution spatiale de 90m.

4. PARAMÉTRISATION DE LA TURBULENCE DANS MÉSO-NH

Le schéma de fermeture de Méso-NH est basé sur le concept de coefficients d'échange turbulent qui permet de représenter les flux d'une quantité ξ en fonction du gradient de cette même quantité résolue (Partie 1, Chapitre 1). Il s'appuie sur le schéma de Deardorff (1973) repris par Sommeria (1976) puis Redelsperger et Sommeria (1981) et enfin discuté par Cuxart *et al.* (2000). Les coefficients d'échange turbulent K_u et K_θ décrit initialement par les Eqs. 1.53 et 1.54 sont rappelés dans les Eqs. 4.5 et 4.6 pour la clarté de la lecture.

$$K_u = C_k \cdot l_k \cdot TKE^{1/2} \phi_3 \quad (4.5)$$

$$K_\theta = \left(1 + \frac{2 \cdot l_k}{\Delta}\right) K_u \quad (4.6)$$

ϕ_3 est une fonction de la stabilité définie à partir du nombre de Richardson turbulent. Dans Méso-NH, cette fonction a une forme plus compliquée que celle présentée initialement (Eq. 1.55). Elle est présentée dans la suite.

*. <http://www1.gsi.go.jp/geowww/globalmap-gsi/gtopo30/gtopo30.html>

†. Shuttle Radar Topography Mission est un projet international mené par la National Geospatial-Intelligence Agency (NGA) et la National Aeronautics and Space Administration (NASA)

4.1. Équation pour l'énergie cinétique turbulente

Les coefficients d'échanges turbulents (Eq. 4.5 à 4.6) sont fonction de l'énergie cinétique turbulente (T.K.E.) et de la longueur de mélange, l_k . La résolution de l'équation pronostique de TKE permet d'introduire une meilleure description de l'activité turbulente dans la résolution des champs résolus (Deardorff 1973). Cette équation est présentée sur l'Eq. 4.7.

$$\begin{aligned} \frac{\partial TKE}{\partial t} = & -\frac{1}{\rho_{ref}} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_{ref} \cdot TKE \cdot \tilde{u}_j) - \widetilde{u'_i u'_j} \cdot \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_{vref}} \cdot \delta_{i3} \cdot \widetilde{u'_3 \theta'_v} \\ & - \frac{1}{\rho_{ref}} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-C_k \cdot \rho_{ref} \cdot l_k \cdot TKE^{1/2} \cdot \frac{\partial TKE}{\partial x_j} \right) - \varepsilon \end{aligned} \quad (4.7)$$

Les termes sources apparaissant dans l'équation 4.7 sont respectivement l'advection de TKE, la production par cisaillement, la production par flottabilité, la diffusion et la dissipation. u_i est la $i^{\text{ème}}$ -composante de la vitesse, le tilde se réfère à l'opérateur de filtrage, le prime désigne les composantes sous-mailles correspondant à la partie non résolue. ρ_{ref} est la masse volumique de référence. l_k est la longueur de mélange, g l'accélération de la pesanteur, $\delta_{i,j}$ le symbole de Kronecker. C_k et C_ε sont des constantes de fermeture établies dans des conditions de turbulence homogène et isotrope. Le choix de ces constantes sera discuté dans le Chapitre suivant.

Afin de fermer ce système d'équation, nous avons besoin de résoudre la dissipation turbulente par effets visqueux, ε . La première méthode consiste à résoudre son équation d'évolution mais celle-ci n'a pas encore montré de résultats satisfaisants dans Méso-NH. Nous utilisons donc la formulation de Kolmogorov (Eq. 1.57) qui exprime la dissipation en fonction de la TKE et de la longueur caractéristique de la dissipation, l_ε qui est rappelé ici pour la clarté de la lecture (4.8).

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{TKE^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (4.8)$$

Afin de fermer ce système d'équation, nous devons donc modéliser les longueurs caractéristiques de mélange et de dissipation, l_k et l_ε .

4.2. Longueurs caractéristiques de mélange et de dissipation

La différenciation entre la longueur de mélange l_k et la longueur de dissipation l_ε est possible dans Méso-NH. 3 types de schéma sont disponibles et présentés dans la suite, du plus simple au plus sophistiqué.

a. Modèle de turbulence 1D (Bougeault et Lacarrère 1995)

Le schéma de Bougeault et Lacarrère (1995) est souvent choisi pour paramétrer les échanges turbulents pour des mailles de l'ordre de 500 m. Il est également utilisé pour des simulations de la turbulence dans lesquelles les gradients horizontaux des quantités turbulentes sont négligeables devant leur gradients verticaux. Ces longueurs de mélange et de dissipation, telles que formulées par Bougeault et Lacarrère (1995), définie la distance sur laquelle une parcelle d'air d'énergie cinétique moyenne (TKE) se déplace verticalement vers le haut (l_{up}) ou vers le bas (l_{down}) avant d'être stoppée par les effets de flottabilité. L'expression de ces longueurs est donnée dans l'Eq. 4.9.

$$l_k = l_\varepsilon = \left[\frac{(l_{up})^{-2/3} + (l_{down})^{-2/3}}{2} \right]^{-3/2} \quad (4.9)$$

Les distances de déplacement de la particule d'air vers le haut (l_{up}) et vers le bas (l_{down}) sont obtenues par l'intégration des forces de flottabilité pour une altitude et une énergie cinétique turbulente donnée

(Eq. 4.10 et 4.11).

$$\int_z^{z+l_{up}} \frac{g}{\theta_{vref}} (\theta(z) - \theta(z')) dz' = -TKE(z) \quad (4.10)$$

$$\int_{z-l_{down}}^z \frac{g}{\theta_{vref}} (\theta(z') - \theta(z)) dz' = -TKE(z) \quad \text{pour } l_{down} \leq z \quad (4.11)$$

avec z l'altitude de départ et z' l'altitude atteinte par la particule disposant d'une énergie cinétique turbulente et de forces de flottabilité données. Un développement du second ordre des fonctions $\theta(z')$ (Bougeault et Lacarrere 1995) permet d'exprimer la longueur de mélange avec les variables résolues (Eq. 4.12).

$$l_k = l_\varepsilon = \sqrt{\frac{2.TKE}{N}} \quad (4.12)$$

avec N la fréquence de Brunt-Väisälä (Eq. 1.51).

b. Modèle de turbulence 3D (Deardorff 1980)

Comme décrit dans la Partie 1, les longueurs de mélange et de dissipation proposées par Deardorff (1980) correspondent au maximum à la taille de la maille, Δ . Lorsque l'atmosphère est stablement stratifiée, cette longueur est alors réduite (Eq. 1.50 et rappelée ici pour la clarté de lecture du document, Eq. 4.13).

$$l_k = l_\varepsilon = \min \left(\Delta, 0.76 \sqrt{\frac{TKE}{N}} \right) \quad (4.13)$$

Contrairement au modèle original de Deardorff (1980) qui possède une valeur de C_ε qui varie dans la couche limite surfacique, dans Méso-NH, cette valeur est fixée à 0.7 dans toute la couche limite atmosphérique et la valeur de taille de la maille choisie est Δ , la racine cubique de la taille de la maille. Suite aux remarques faites dans la Partie I, on peut donc s'attendre à ce que ce schéma de fermeture ait une surproduction d'énergie cinétique turbulente près de la surface.

c. Amélioration de la prédiction dans la C.L.S. (Redelsperger 2001)

Dans Méso-NH, il est possible de différencier les longueurs caractéristique de mélange, l_k et de dissipation, l_ε dans la couche limite surfacique pour pallier à la surproduction de la TKE près de la surface (Redelsperger *et al.* 2001). Les expressions de ces deux longueurs sont données dans les équations 1.58 et 1.59 et rappelées ici pour la clarté de la lecture.

$$l_k = (1 - \gamma) Az f_{LMO} \left(\frac{z}{L} \right) + \gamma l_k^{CLM} \quad (4.14)$$

$$l_\varepsilon = (1 - \gamma) Az g_{LMO} \left(\frac{z}{L} \right) + \gamma l_\varepsilon^{CLM} \quad (4.15)$$

avec l_k^{CLM} et l_ε^{CLM} les longueurs caractéristiques de mélange et de dissipation de Deardorff (1980) ou Bougeault et Lacarrere (1995) évoquées précédemment. Dans ce modèle, loin du sol, ces longueurs tendent vers les longueurs de mélange et de dissipation de Bougeault et Lacarrere (1995) ou de Deardorff (1980) contrairement au modèle précédent qui lui tend vers la taille de la maille. Ces longueurs de mélange et de dissipation permettent d'améliorer la prédiction des profils pour les quantités moyennes dans la couche limite superficielle (Redelsperger *et al.* 2001). Des tests de sensibilité à la prise en compte de ces formulations ou non ont été effectués et sont présentés en Annexe D.

4.3. Schéma sous-maille

Les schémas sous-mailles sont basés sur les coefficients d'échanges sous mailles (Eqs. 4.5 et 4.6) (Redelsperger et Sommeria 1981; Cuxart *et al.* 2000). Ils permettent d'exprimer les moments d'ordre 2 présents dans les équations des champs résolus (Eq. 1.32 à 1.34) et l'équation de la TKE 4.7. Les paramétrisations des moments d'ordre 2 sont décrites par les équations 4.16 à 4.21.

$$\widetilde{u'_i \theta'} = -\frac{2}{3} \frac{l_k}{C_s} TKE^{1/2} \frac{\partial \widetilde{\theta}}{\partial x_i} \phi_i \quad (4.16)$$

$$\widetilde{u'_i q'} = -\frac{2}{3} \frac{l_k}{C_h} TKE^{1/2} \frac{\partial \widetilde{q}}{\partial x_i} \psi_i \quad (4.17)$$

$$\widetilde{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} \delta_{ij} TKE - \frac{4}{15} \frac{l_k}{C_m} TKE^{1/2} \left(\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \widetilde{u}_m}{\partial x_m} \right) \quad (4.18)$$

$$\widetilde{\theta' q'} = C_2 l_k l_\varepsilon \left(\frac{\partial \widetilde{\theta}}{\partial x_i} \frac{\partial \widetilde{q}}{\partial x_i} \right) (\phi_i + \psi_i) \quad (4.19)$$

$$\widetilde{\theta'^2} = C_1 l_k l_\varepsilon \left(\frac{\partial \widetilde{\theta}}{\partial x_i} \frac{\partial \widetilde{\theta}}{\partial x_i} \right) \phi_i \quad (4.20)$$

$$\widetilde{q'^2} = C_1 l_k l_\varepsilon \left(\frac{\partial \widetilde{q}}{\partial x_i} \frac{\partial \widetilde{q}}{\partial x_i} \right) \psi_i \quad (4.21)$$

avec $C_1 = \frac{2}{3.C.C_\theta}$ et $C_2 = \frac{2}{3.C.C_q}$. Les constantes C_x , sont initialement établies à partir des travaux de Redelsperger et Sommeria (1981). Dans la littérature il existe de nombreuses valeurs pour ces constantes, quelques unes on été regroupées dans le Tableau 4.1. Le jeu de constantes nommé RS81 pour Redelsperger et Sommeria (1981) est le jeu de constante par défaut dans Méso-NH. SS89 est le jeu de constante provenant de Schmidt et Schumann (1989) donnant plus de poids aux forces de flottabilité. CCH02 pour Cheng *et al.* (2002) est un jeu de constantes basé sur une meilleure paramétrisation des termes de pressocorrélation. Dans l'Annexe D, nous proposons d'évaluer la signature de ces différentes constantes dans le cas d'une simulation d'une couche limite "sèche".

Constantes	C_k	C_ε	C_m	$C_\theta = C_q = C_{\theta q}$	$C = C_h = C_s$
RS81	0.2	0.7	4	1.2	4
SS89	0.33	0.845	3.5	1.01	3.25
CCH02	0.2	0.845	2.11	0.98	4.65

TABLEAU 4.1 – Les différentes constantes de fermeture des schémas sous-mailles. RS81 correspond à Redelsperger et Sommeria (1981), SS89 à Schmidt et Schumann (1989) et CCH02 à Cheng *et al.* (2002).

Les fonctions de stabilité ϕ_i et ψ_i (Redelsperger et Sommeria 1981), à la base de la définition de ϕ_3 dans l'Eq. 4.5, sont exprimées en fonction des nombres de Richardson $R_{\theta 1}$, $R_{\theta 3}$, $R_{r 1}$, $R_{r 3}$ and $R_{\theta r 3}^2$ et sont formulées par :

$$\phi_i = \begin{cases} 1 & \text{pour } i=1,2 \\ 1 - \frac{(1+C_1 R_{r 1})(2C_2 R_{\theta r 3}^2 + C_1 R_{\theta 3}^2) \frac{1}{R_{\theta 1}} + C_1 C_2 (R_{\theta 3}^2 - R_{r 3}^2)}{1+(C_1+C_2)(R_{\theta 1}+R_{r 1})+C_1(C_2(R_{\theta 1}^2+R_{r 1}^2)+C_1 R_{\theta 1} R_{r 1})} & \text{pour } i=3 \end{cases}$$

$$\psi_i = \begin{cases} 1 & \text{pour } i=1,2 \\ 1 - \frac{(1+C_1 R_{\theta 1})(2C_2 R_{\theta r 3}^2 + C_1 R_{r 3}^2) \frac{1}{R_{r 1}} + C_1 C_2 (R_{r 3}^2 - R_{\theta 3}^2)}{1+(C_1+C_2)(R_{\theta 1}+R_{r 1})+C_1(C_2(R_{\theta 1}^2+R_{r 1}^2)+C_1 R_{\theta 1} R_{r 1})} & \text{pour } i=3 \end{cases}$$

où C_1 et C_2 sont les constantes précédemment définies. Les nombres de Richardson sont exprimés par Sommeria (1976) :

$$\begin{aligned}
 R_{\theta 1} &= \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{l_k l_\varepsilon}{TKE} E_\theta \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_3} \\
 R_{\theta 3} &= \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{l_k l_\varepsilon}{TKE} E_\theta \left(\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_m} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_m} \right)^{1/2} \\
 R_{r1} &= \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{l_k l_\varepsilon}{TKE} E_{moist} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x_3} \\
 R_{r3} &= \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{l_k l_\varepsilon}{TKE} E_{moist} \left(\frac{\partial \tilde{q}}{\partial x_m} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x_m} \right)^{1/2} \\
 R_{\theta r3}^2 &= \left(\frac{g}{\theta_{vref}} \frac{l_k l_\varepsilon}{TKE} \right)^2 E_\theta \left(\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_m} \right) E_{moist} \left(\frac{\partial \tilde{q}}{\partial x_m} \right)
 \end{aligned}$$

où $E_\theta = \frac{\tilde{\theta}}{\theta}$ et $E_{moist} = 0.61\tilde{\theta}$. Ces nombres de Richardson tridimensionnels représentent le rapport des forces de flottabilité dues aux différences de température ou d'humidité sur la force d'inertie via l'énergie cinétique turbulente. Les nombres adimensionnels ϕ_i et ψ_i ont pour principal effet de diminuer l'énergie sous maille et le rapport entre les flux verticaux et horizontaux en augmentant la stabilité des couches stables. Dans la C.L.A.C, ce schéma améliore la pénétration des mouvements convectifs dans la zone d'entraînement.

5. EXPRESSION DES PARAMÈTRES DE STRUCTURE À PARTIR DES CHAMPS RÉSOLUS AVEC LE MODÈLE MÉSO-NH

5.1. Expression de C_{T^2}

Le paramètre de structure des fluctuations de température est exprimé en fonction des gradients des champs résolus, ici le gradient de température potentielle résolue (Eq. 4.22) en injectant la formulation du schéma de fermeture de $\tilde{\theta}^2$ (Eq. 4.20) dans l'Eq. 3.18.

$$C_{T^2} = 3.2C_\varepsilon^{-1/3} C_\theta C_1 l_k l_\varepsilon^{1/3} \left[\left(\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y} \right)^2 + \phi_3 \left(\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (4.22)$$

5.2. Expression de C_{Q^2} et C_{TQ}

De la même manière que précédemment, les paramètres de structure des fluctuations d'humidité, C_{Q^2} , et des corrélations température-humidité, C_{TQ} , sont exprimés en fonction des gradients du champs d'humidité résolu et des gradients du champs de température potentielle résolue, respectivement. Ainsi l'expression de ces paramètres devient :

$$C_{Q^2} = 3.2C_\varepsilon^{-1/3} C_q C_1 l_k l_\varepsilon^{1/3} \left[\left(\frac{\partial \tilde{q}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \tilde{q}}{\partial y} \right)^2 + \psi_3 \left(\frac{\partial \tilde{q}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (4.23)$$

$$C_{TQ} = 3.2C_\varepsilon^{-1/3} C_{\theta q} C_2 l_k l_\varepsilon^{1/3} \left[\left(\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial \tilde{q}}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial \tilde{q}}{\partial y} \right) + (\psi_3 + \phi_3) \left(\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial \tilde{q}}{\partial z} \right) \right] \quad (4.24)$$

5.3. Expression de C_{n^2}

L'expression du paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, C_{n^2} , est obtenue à partir des expressions 4.22, 4.23 et 4.24. Pour plus de clarté lors de la lecture, nous rappelons ici les expressions liant le C_{n^2} aux C_{T^2} , C_{Q^2} et C_{TQ} pour le scintillomètre et les radars UHF (Eq. 3.52 et Eq. 3.58).

a. Pour le scintillomètre (longueur d'onde de 950nm)

Le paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, C_{n^2} , devient :

$$C_{n^2} = \left(\frac{0.78 \cdot 10^{-6} \tilde{P}}{\tilde{T}^2} \right)^2 C_{T^2} \cdot f(C_{Q^2}, C_{TQ}) \quad (4.25)$$

avec $f(C_{Q^2}, C_{TQ})$ une fonction qui tend vers 1.

b. Pour le radar UHF (longueur d'onde de 30 à 70cm)

Le C_{n^2} est exprimé comme suit :

$$C_{n^2} = \left(\frac{6 \cdot 10^{-4} \tilde{P}}{\tilde{T}^2} \right)^2 C_{Q^2} \cdot g(C_{Q^2}, C_{TQ}) \quad (4.26)$$

avec $g(C_{Q^2}, C_{TQ})$ une fonction qui tend vers 1.

Ce chapitre a présenté succinctement le modèle atmosphérique Méso-NH utilisé dans ces travaux. Nous avons détaillé la description théorique des étapes pour la mise en place d'une simulation : le maillage, les conditions de forçage, le schéma de sol et la paramétrisation de la turbulence. Puis, nous avons établis les liens entre les champs résolus par Méso-NH et les différents paramètres de structure. L'évaluation du calcul du C_{T^2} est présenté dans le Chapitre 5 et le C_{n^2} dans le Chapitre 6.

Chapitre 5

Évaluation des paramètres de structure, le cas d'une C.L.A. sèche

Sommaire

1	Description de la simulation	68
1.1	Conditions initiales	69
1.2	Conditions aux limites	70
2	Analyse qualitative des résultats	70
2.1	La température potentielle	70
2.2	La vitesse verticale	71
3	Comparaison avec la théorie des similitudes	72
3.1	Stratégie d'évaluation	72
3.2	Analyse de la simulation de référence	72
a	Profil du flux vertical turbulent de chaleur sensible	72
b	Profil du flux vertical turbulent de vitesse verticale	73
c	Profil du flux vertical turbulent des fluctuations de température	73
d	Profil du flux vertical turbulent du paramètre de structure des fluctuations de température	74
3.3	Étude de sensibilité à la paramétrisation sous-maille et sur la zone d'absorption	75
3.4	Étude de sensibilité à la résolution verticale près du sol	76
a	Signature des maillages cubiques (25m, 50m et 100m) sur les champs simulés	77
b	Signature des maillages cubique et étirés à 50m sur les champs simulés	79
c	Signature des maillages étirés (50m Stret, 100m Stret et 160m Stret) sur les champs simulés	82
d	Éléments de conclusions intermédiaires	84
4	Éléments de conclusion	86

Ce chapitre est dédié à la mise en place et l'analyse de la simulation de référence proposée par Schmidt et Schumann (1989). Ce cas de référence est une simulation de couche limite convective sèche déclenchée puis entretenue par un flux de température constant en surface de type Rayleigh-Bénard. La comparaison entre les champs simulés et la théorie des similitudes est ainsi rendue possible. En effet, les conditions d'application de la théorie des similitudes sont parfaites pour cette simulation (surface plate et homogène). Par ailleurs, nous évaluons également le paramètre de structure des fluctuations de température obtenus à partir des champs simulés en comparaison avec les valeurs fournies par la théorie des similitudes établie dans la Partie I.

1. DESCRIPTION DE LA SIMULATION

La simulation de référence est celle proposée par Schmidt et Schumann (1989) référencée SS89 dans la suite du document. Elle fut l'objet de nombreuses validations de simulations des grandes échelles de la turbulence. Pour Méso-NH, on peut citer les travaux de Mahé (2000) et Cuxart *et al.* (2000). Nous utilisons le cadre de cette simulation pour réaliser des tests de sensibilité sur les différents choix de paramétrisations utilisées dans Méso-NH, en particulier, le choix des constantes des schémas de fermeture (Tableau 4.1), le choix des longueurs de mélange et de dissipation et enfin la sensibilité à l'épaisseur de la couche d'absorption.

Cette simulation vise à établir un régime de convection pure entretenue par un flux de température constant en surface Q_0 . Le domaine a une dimension horizontale de $L_x = 6400$ m et $L_y = 6400$ m et une hauteur de $L_z = 2400$ m. Il a été montré que la dimension horizontale pouvait être restreinte $L_x = L_y = 5000$ m (Cuxart *et al.* 2000). En revanche, quelques tests, non présentés ici, montrent que les structures cohérentes ont du mal à se développer correctement. Les dimensions initiales ont donc été conservées (i.e. $L_x = L_y = 6400$ m). Dans un premier temps, les mailles sont isotropes (i.e. $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 50$ m). La taille des structures turbulentes résolues est donc supérieure à 100m. La discrétisation du domaine s'appuie sur 128 points dans chacune des dimensions horizontales et 48 points sur la verticale. La Figure 5.1 présente schématiquement le domaine de simulation.

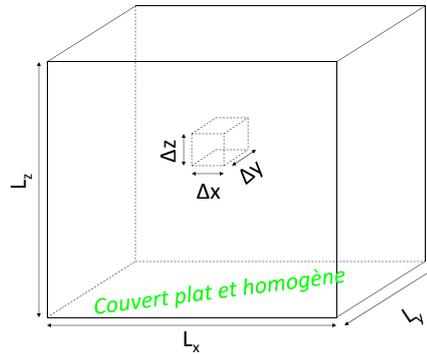


FIGURE 5.1 – Schéma représentant le domaine de simulation. L_x , L_y et L_z représentent les dimensions du domaine suivant les trois directions spatiales. Δx , Δy et Δz correspondent aux dimensions du maillage dans les trois directions spatiales.

Les échelles du mouvement convectif sont exprimées en fonction du flux de température en surface Q_0 et de la hauteur de la couche limite prescrite à l'instant initial z_{i0} (Deardorff 1970a). Dans la suite, les exposants 0 signifient l'instant initial.

$$w_*^0 = (\beta g Q_0 z_{i0}^0)^{1/3}, \quad \theta_*^0 = \frac{Q_0}{w_*^0}, \quad t_* = z_{i0}^0 / w_*^0 \quad (5.1)$$

w_*^0 et θ_*^0 (Eq. 5.1) correspondent aux échelles de vitesse et de température définies dans le Chapitre 2. t_* est le temps caractéristique des cellules convectives. Il correspond au temps nécessaire à une particule d'air pour parcourir la couche limite définie comme étant la distance du sol à la zone d'inversion (z_i). $\beta = 1/\theta_{sol} = 1/300$ est le coefficient d'expansion volumique. $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ est l'accélération de la pesanteur. En fixant, $Q_0 = 0.06 \text{ K.m.s}^{-1}$, on a $w_*^0 = 1.46 \text{ m.s}^{-1}$ et $\theta_*^0 = 0.041 \text{ K}$. Le nombre de Reynolds

est alors de :

$$Re = \frac{w_*^0 z_i^0}{\nu} = 1.6 \times 10^{11} \quad (5.2)$$

avec $\nu = 15 \times 10^{-6} m^2 s^{-1}$. Le nombre de Reynolds correspond à un écoulement fortement turbulent caractéristique d'une couche limite instable. Le temps caractéristique des cellules convectives est donc égal à $t_* = 1096s$. La durée de la simulation est fixée à $t = 10t_*$ pour obtenir une couche limite convective bien développée. Le pas de temps est choisit égal à 1s ($\Delta t = 1s$). Nous utilisons dans un premier temps le modèle de Redelsperger *et al.* (2001) pour lequel la longueur de mélange est différente de la longueur de dissipation dans la C.L.S. (Eq. 4.14 et 4.15).

1.1. Conditions initiales

Les conditions initiales sont imposées via un radiosondage idéalisé et introduit dans la procédure de simulation de Méso-NH. Les champs de vitesse et d'humidité initiaux sont nuls sur l'ensemble du domaine. Une hauteur de couche limite est imposée dans le profil vertical de température potentielle à $z_{i0} = 1350$ m. La structure verticale du profil de température potentielle a la forme suivante :

$$\begin{cases} \theta = \theta^0 & \text{pour } z < z_i^0 \\ \theta = \theta^0 + (z - z_i^0)d\theta/dz & \text{pour } z > z_i^0 \end{cases}$$

avec $d\theta/dz = 0.003K.m^{-1}$. Ce profil est un profil caractéristique d'une couche limite atmosphérique convective (C.L.A.C.). La turbulence qui s'y développe est en quelque sorte freinée par la couche stratifiée située au dessus de la C.L.A. (zone correspondant à la zone d'entraînement). L'altitude z_i^0 correspond à la zone d'inversion de température qui délimite le sommet de la C.L.A. Cette valeur n'est pas fixe et augmente au cours de la simulation. La valeur θ^0 est prise égale à 300K qui correspond à la température ambiante. Le champs de température initial est présenté sur les Figures 5.2(a) et 5.2(b).

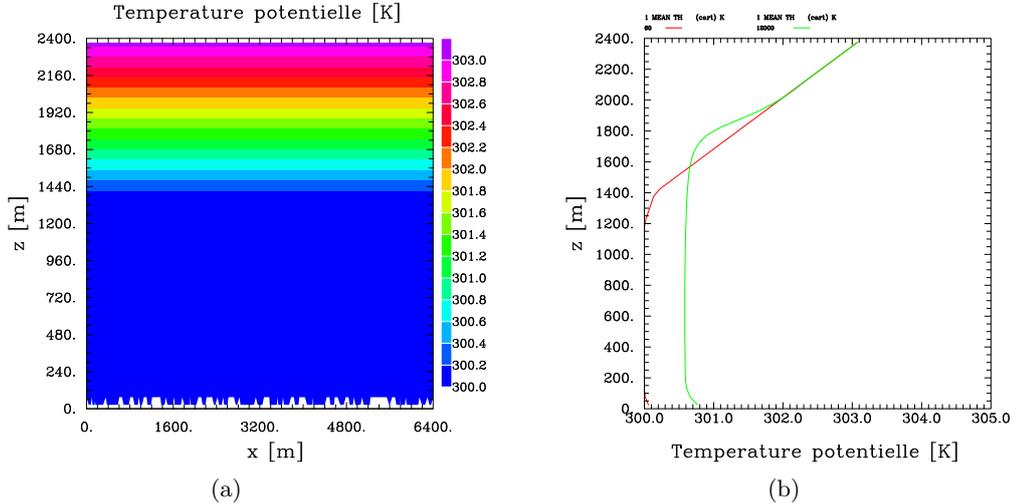


FIGURE 5.2 – (a) Coupe verticale de température au milieu du domaine à l'état initial. (b) Profils verticaux de la température potentielle : état initial (rouge) et final (i.e. $t = 10t_*$) (vert). Ces profils sont moyennés spatialement sur l'ensemble du domaine.

Pour que la convection puisse se déclencher, on perturbe aléatoirement à l'instant initial, uniquement, le champ de température au niveau du sol. Pour cela, on utilise une fonctionnalité disponible dans le modèle Méso-NH, qui revient à générer aléatoirement une valeur de température au niveau du sol. Cette

fonction est donnée sur l'Eq. 5.3.

$$\theta(x, y, z = 0, t = 0) = \theta^0 + \alpha_{\text{bruit}} * A_{\text{bruit}} \quad (5.3)$$

avec α_{bruit} une valeur aléatoire comprise entre 0 et 1. A_{bruit} est une amplitude fixée à 0.1 K.

1.2. Conditions aux limites

Nous imposons des conditions aux limites cycliques aux frontières latérales du domaine. Au sol, nous devons imposer un flux de chaleur sensible, H . Ce flux est exprimé en fonction du flux de température par l'Eq. 5.4

$$H = \rho C_p Q_0 \quad (5.4)$$

avec $C_p = 1004,7 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\rho = 1,128 \text{ kg.m}^{-3}$, $Q_0 = 0.06 \text{ K.m.s}^{-1}$ alors $H = 68 \text{ W.m}^{-2}$.

Au sommet du domaine, nous imposons une couche absorbante d'environ 400m d'épaisseur correspondant à $L_z - Z_{\text{bas}}$ (comme dans la simulation SS89). Le bas de cette couche est positionnée dans un premier temps à 2000m (Z_{bas}). Une étude de sensibilité sur les caractéristiques de cette zone tampon (épaisseur, altitude du point du bas) est discutée en Annexe D. Il s'agira d'évaluer la proximité du point du bas au regard de la zone d'inversion localisée à environ $z=1700\text{m}$ au temps final ($t = 10t_*$).

Les conditions aux limites du domaine de simulation sont regroupées sur la Figure 5.3.

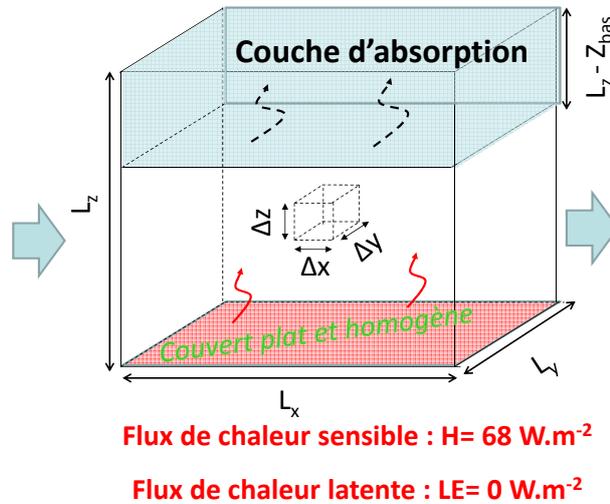


FIGURE 5.3 – Schéma représentant les conditions aux limites de notre domaine (SS89)

2. ANALYSE QUALITATIVE DES RÉSULTATS

Dans un premier temps, les champs de température potentielle et de vitesse simulés sont évalués qualitativement à l'aide de coupes verticales **instantanées** pour s'assurer que la simulation reproduit bien des mouvements de convection.

2.1. La température potentielle

La Figure 5.2(b) présente le profil moyen de température potentielle aux instants initiaux $t = 0t_*$ et finaux $t = 11t_*$. On note que la couche limite s'épaissit d'environ 200m et que globalement la température potentielle dans la couche limite mélangée a augmenté d'environ 0.5K. La présence d'un régime convectif

semble vérifié. Le flux de chaleur sensible imposé au sol fait croître l'épaisseur de la couche limite mélangée dont la croissance est ralentie par la couche d'inversion située au sommet de la couche limite.

Les figures 5.4(a) et 5.4(b) présentent les coupes verticales instantanées au milieu du domaine. Il est à noter que sur la figure 5.4(a), nous avons gardé l'ensemble du domaine de simulation afin de visualiser la contribution de la zone d'absorption.

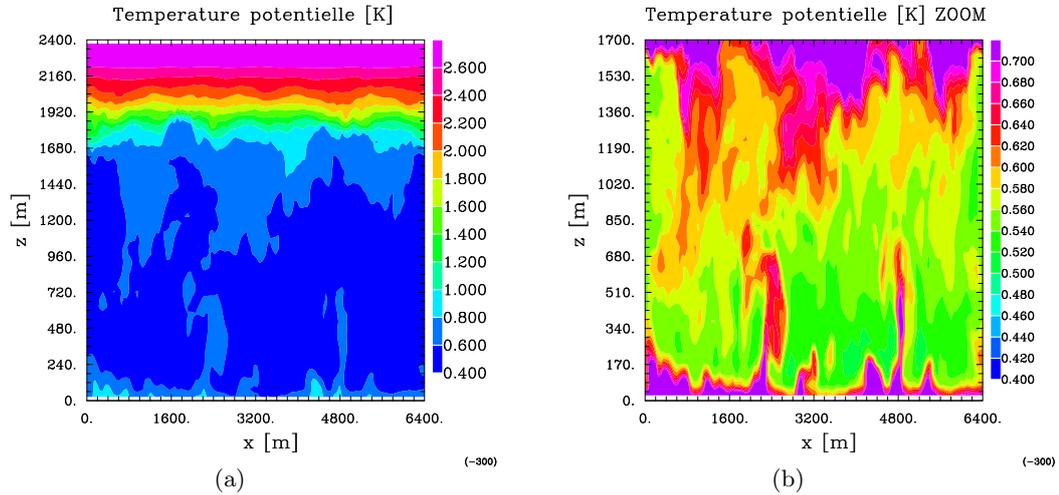


FIGURE 5.4 – (a) Coupe verticale au milieu du domaine de la température potentielle à $t = 10t_*$ (b) Zoom dans la couche limite atmosphérique (1700m correspondant à z_i altitude de la zone d'inversion)

Cette évaluation qualitative permet d'apprécier le bon déroulement de la simulation. Les "plumes" thermiques, caractéristiques des couches limites convectives sont visibles sur la Fig. 5.4(b). Leur extension va du bas au haut de la C.L.A.C. La pénétration de ces thermiques dans la couche stable située au dessus (la couche d'entraînement) vient perturber les iso-contours de température potentielle présentés initialement (Fig. 5.2(a)). La couche limite est bien mélangée (Fig. 5.2(b)) et reste marquée par une stratification thermique neutre où l'activité turbulente se développe.

2.2. La vitesse verticale

La dynamique des mouvements convectifs est présentée sur la Fig. 5.5. L'ensemble du domaine est représenté sur la Fig. 5.5(a) afin de voir l'impact de la zone d'absorption sur les champs de vitesse simulés.

Les mouvements de vent ascendants et subsidents caractéristiques des mouvements convectifs sont visibles dans le domaine sous la couche absorbante située à 2000m. Ces mouvements se sont établis dans le domaine de façon, quasi-symétrique. On observe deux mouvements ascendants et deux mouvements de subsidence. Nous pouvons aussi remarquer que les mouvements de subsidence ont une intensité plus faible que les mouvements ascendants.

Après cette première évaluation qualitative, nous analysons plus finement les champs simulés en s'appuyant sur la théorie des similitudes.

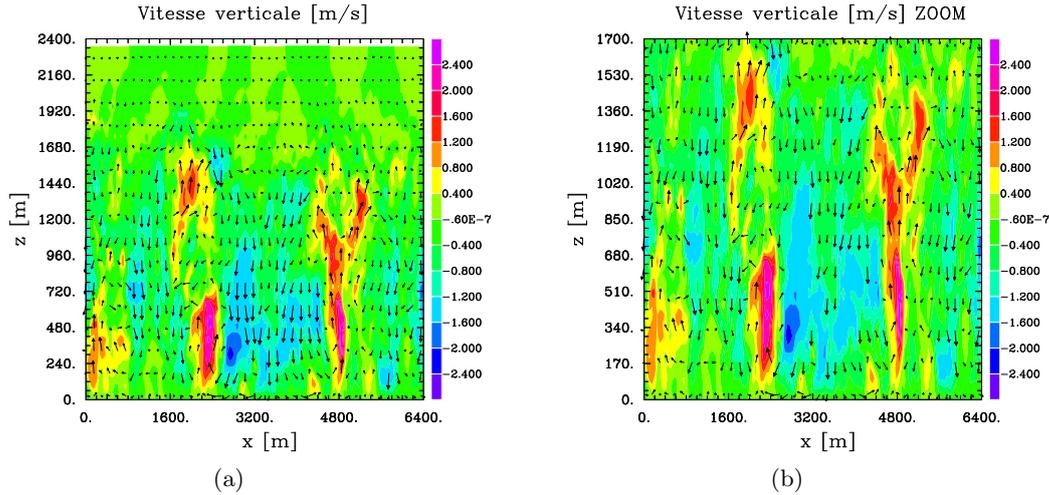


FIGURE 5.5 – (a) Coupe verticale de la vitesse verticale à $t = 10t_*$ (b) Zoom de la coupe verticale de la vitesse verticale à $t = 10t_*$ dans la couche limite atmosphérique (1700m correspondant à z_i altitude de la zone d'inversion)

3. COMPARAISON AVEC LA THÉORIE DES SIMILITUDES

3.1. Stratégie d'évaluation

Les champs simulés sont analysés dans le cadre de la théorie des similitudes (i.e. Partie I Chapitre 2) qui peut s'appliquer ici (surface plate, homogène et isotrope). Dans ce qui suit, le bracket $\langle X \rangle$ dénote une moyenne horizontale effectuée sur tous les points de la grille. La barre (\bar{X}) se réfère à une moyenne temporelle. La durée de la moyenne temporelle est fixée à 20 minutes, temps caractéristique des cellules convectives ($t_* = 1096s$). On considère la moyenne horizontale et temporelle comme la moyenne d'ensemble (De Moor 2006). Les profils verticaux présentés dans la suite de ce chapitre ont été obtenus en moyennant sur tout le domaine et temporellement sur $t_* = 1096s$, les champs simulés entre $t = 10t_*$ et $t = 11t_*$ et échantillonnés toutes les minutes. Les résultats sont présentés sous forme adimensionnelle en utilisant les échelles standard de la couche limite atmosphérique convective soit Q_0 , w_* et z_i . La hauteur de la couche limite, z_i est définie comme étant l'altitude à laquelle le profil de $\langle \overline{w'\theta'} \rangle$ est minimal. Cette hauteur est de l'ordre de 1700 m pour nos simulations.

3.2. Analyse de la simulation de référence

a. Profil du flux vertical turbulent de chaleur sensible

La Figure 5.6 illustre notre stratégie d'évaluation. Sur cette figure, les courbes grises indiquent la variabilité temporelle sur 20 minutes et la ligne pleine en gras donne la moyenne de ces 20 profils "instantanés". Le profil vertical du flux turbulent moyen de température est comparé avec la théorie de la similitude (Eq. 2.10) proposée par Lenschow (1974).

Globalement le champ simulé est en bon accord avec la théorie des similitudes. On note une légère différence sur la pente de décroissance en haut de la couche mélangée certainement causé par la dynamique de l'entraînement. La pente constante confirme l'état stationnaire de la turbulence dans cette région. La zone d'inversion est également bien reproduite et se superpose avec une couche à flux constant. La valeur minimale du flux de chaleur sensible simulé ($-0,18 \pm 0,04$) à proximité de la couche d'inversion z_i est très semblable aux résultats obtenus dans la littérature (par exemple $-0,13$ dans Deardorff (1974a) et

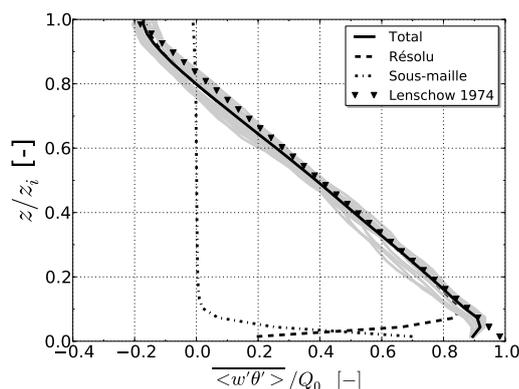


FIGURE 5.6 – Flux vertical de chaleur sensible dans la couche limite atmosphérique convective. La ligne en gras correspond à la moyenne temporelle et spatiale de la variable totale, la ligne en tiret est la partie moyenne résolue, la ligne en pointillé est la partie moyenne sous-maille. Les lignes grises indiquent les profils instantanés moyennés horizontalement extraits toutes les minutes. La théorie de la similitude est rappelée par les triangles.

–0,17 dans Moeng (1984)). Cette valeur négative est principalement due à un flux ascendant d’air froid dans la couche d’inversion (Wilczak et Businger 1983). On note une transition sur la partie résolue et sous-maille vers $z/z_i < 0,1$. Au-dessus de ce seuil, le flux vertical total de chaleur sensible est régi par les quantités résolues. Au contraire, sous cette valeur, le modèle sous-maille contribue principalement au flux de chaleur sensible.

La variabilité temporelle (lignes grises Figure 5.6) présente au sommet de la couche limite (i.e. $z/z_i \approx 1$) et dans le premier tiers de la couche limite atmosphérique (i.e. $0 < z/z_i < 0,33$) illustre la présence d’ondes internes dans la couche limite. Il semblerait que l’épaisseur de la couche d’absorption soit trop faible.

b. Profil du flux vertical turbulent de vitesse verticale

Le profil vertical de la variance des fluctuations turbulentes de la vitesse verticale simulées est présenté Fig. 5.7 avec la même charte graphique que précédemment. On note que le modèle surestime légèrement ces variables au regard de la théorie des similitudes proposée par Wyngaard *et al.* (1971).

Le maximum de la variance est situé à $z/z_i \approx 0,4$ alors que dans la littérature il est montré qu’il était situé vers $z/z_i \approx 0,3$ (Deardorff 1974b; André *et al.* 1978). Les profils ”instantanés” présentent une variabilité marquée à cette altitude. On suspecte que ce problème vienne aussi de la présence d’ondes internes. Il se peut tout comme pour la différence de pente dans le profil du flux de chaleur sensible que ce problème vienne de la présence d’ondes internes.

c. Profil du flux vertical turbulent des fluctuations de température

Le profil vertical de la variance des fluctuations turbulentes de température simulées est présenté Fig. 5.8. On note que le modèle sous estime considérablement cette variable au regard de la théorie des similitudes obtenue par Kaimal *et al.* (1976). Néanmoins, ce résultat est en accord avec les travaux de Schmidt et Schumann (1989).

Les Fig. 5.8(a) et (b) suggèrent les remarques suivantes. Les valeurs maximales au sommet de la couche limite mélangée ($z/z_i = 1$) et celles observées à proximité du sol correspondent à des altitudes où il y a de forts gradients de température et où les effets de la flottabilité sont importants comme montré

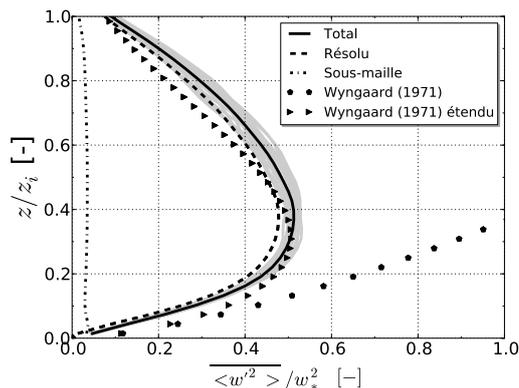


FIGURE 5.7 – Profil vertical de la variance de la vitesse turbulente verticale dans la couche limite. La ligne en gras correspond à la moyenne temporelle et spatiale de la variable totale, la ligne en tiret est la partie moyenne résolue, la ligne en pointillé est la partie moyenne sous-maille. Les lignes grises indiquent les profils instantanés moyennés horizontalement extraits toutes les minutes. La théorie de la similitude est rappelée par les triangles et les pentagones.

expérimentalement par André *et al.* (1978).

En tenant compte des effets de la zone d'entraînement dans la formulation de la théorie des similitudes, l'écart entre le champ simulé et la théorie est réduit (Sorbján 1991; Moeng et Wyngaard 1984). En particulier, la proximité du profil simulé avec le profil de Moeng et Wyngaard (1984) basé sur des résultats de simulation nous suggère que le schéma de Mésó-NH se comporte comme celui de Moeng. D'autre part, la déformation du profil pour $z/z_i > 0,2$ est donc expliquée par l'entraînement d'air dans la couche limite (Fig. 5.8(b)). Malgré tout, quelle que soit les théories utilisées comme référence, les variances de température restent sous estimées. Ce problème est identifié dans la littérature et a souvent été discuté. Cheinet et Siebesma (2007) expliquent que cette sous estimation est directement liée au taux de dissipation des fluctuations de température également sous-estimé. On montre dans les sections suivantes que cette sous-estimation est en partie liée à la faible résolution au dessus du sol (seulement 3 points pour $z/z_i < 0,1$). Ainsi, les fortes valeurs de θ'^2 attendues près du sol sont mal résolues pourtant, au-dessus de $z/z_i = 5.10^{-2}$, on note que la pente $-2/3$ est bien reproduite par le modèle.

d. Profil du flux vertical turbulent du paramètre de structure des fluctuations de température

La Fig. 5.9 présente le profil vertical du paramètre de structure des fluctuations de température adimensionné comparé aux lois issues de la théorie des similitudes (Kaimal *et al.* 1976; Fairall 1987; Sorbján *et al.* 1991). Le paramètre de structure des fluctuations de température est défini dans la partie inertielle du spectre (Chapitre 3). Nous nous sommes donc assurés de la présence de cette partie inertielle dans les différents spectres énergétiques simulés. Cependant ces spectres ne sont pas présentés dans ce manuscrit.

Comme pour le profil de $\langle \theta'^2 \rangle$, plusieurs couches apparaissent dans le profil de C_{T^2} . Au sommet de la couche limite, le profil de C_{T^2} est affecté par la zone d'entraînement conformément au profil théorique de Fairall (1987). En milieu de couche limite, on note une sous-estimation similaire à celle de $\langle \theta'^2 \rangle$ du fait de la dépendance de C_{T^2} à θ'^2 . Dans cette partie de la C.L.A. la pente en $-4/3$ semble pourtant également bien résolue. Enfin, près du sol les valeurs simulées semblent se rapprocher du profil théorique. En conclusion, dans cette simulation, le rapport entre les flux de chaleur au niveau de la zone d'entraînement et au sol est égal à $R = \overline{w'\theta'_i}/\overline{w'\theta'_0} = -0,2$ (Fig. 2.1). Pour ces valeurs et d'après Deardorff (1979),

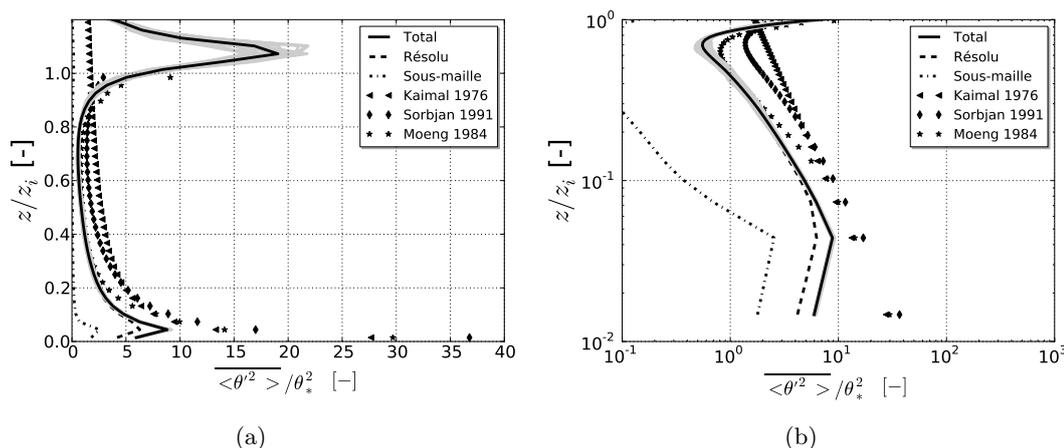


FIGURE 5.8 – Profil vertical des fluctuations turbulentes de température dans toute la couche limite représenté (a) en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique. La ligne en gras correspond à la moyenne temporelle et spatiale de la variable totale, la ligne en tiret est la partie moyenne résolue, la ligne en pointillé est la partie moyenne sous-maille. Les lignes grises indiquent les profils instantanés moyennés horizontalement extraits toutes les minutes. Les profils basés sur la théorie de la similitude sont rappelés par les triangles, les losanges et les étoiles.

la vitesse du vent dans la zone d'entraînement w_* est d'environ 10^{-2}m.s^{-1} , valeur relativement élevée. Pour de telles conditions, la couche de mélange est profondément affectée par le processus d'entraînement. Notre simulation s'ajuste donc mieux à la théorie des similitudes qui prend en compte ce processus (Fairall 1987). Suivant les hypothèse de Cheinet et Siebesma (2007), nous avons réalisé une étude de sensibilité supplémentaire à la paramétrisation sous-maille (Annexe D).

En conclusion partielle, le modèle Méso-NH simule correctement la dynamique de la couche limite convective sèche. Cependant, on note des écarts non négligeables aux valeurs définies par les théories des similitudes pour les profils de température, et de vitesse et de paramètre de structure des fluctuations de température.

3.3. Étude de sensibilité à la paramétrisation sous-maille et sur la zone d'absorption

Les résultats précédents nous invitent à évaluer la sensibilité du modèle à i) l'épaisseur de la zone d'absorption et ii) aux différents constantes du schéma sous maille détaillées aux sections 2.2 et 2.3. Cette étude, réalisée en Annexe D, montre que l'utilisation du jeu de constante de Cheng *et al.* (2002) et du schéma de longueurs de mélange et de dissipation dans la couche limite surfacique de Redelsperger *et al.* (2001) permettent d'améliorer les profils dans l'ensemble de la couche limite atmosphérique. De plus prendre une hauteur de domaine située à 6000m plutôt que 2400m et le bas de la zone d'absorption à 4000m plutôt que 2000m permet de s'affranchir de la réflexion d'ondes en haut de domaine. Dans la suite de ce Chapitre, nous utilisons donc ces paramétrisations. Les profils simulés avec ces paramétrisations sont présentés sur la figure 5.10.

Des écarts non négligeables aux valeurs définies par les théories des similitudes pour les profils de température et de paramètre de structure des fluctuations de température sont toujours présents. Ce comportement semble indépendant des conditions aux limites qui modifient à la marge les profils simulés (Annexe D). D'autre part, nous notons également que la résolution verticale proche de la paroi ne nous

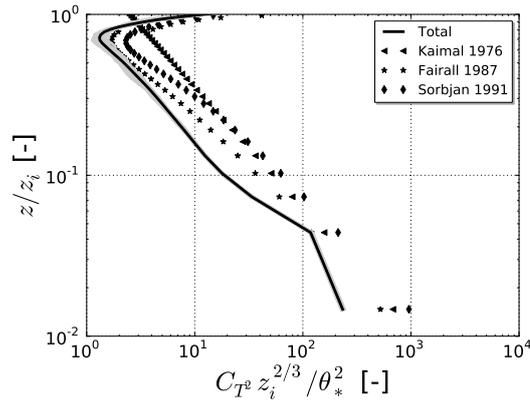


FIGURE 5.9 – Profil vertical du paramètre de structure des fluctuations de température dans la couche limite. La ligne en gras correspond à la moyenne temporelle et spatiale de la variable totale, la ligne en tiret est la partie moyenne résolue, la ligne en pointillé est la partie moyenne sous-maille. Les lignes grises indiquent les profils instantanés moyennés horizontalement extraits toutes les minutes. Les profils basés sur la théorie de la similitude sont rappelés par les triangles, les étoiles et les losanges.

permet pas d'envisager une comparaison directe entre des mesures observées au sol et celles obtenues par simulation des grandes échelles de la turbulence. Pour cela, il est nécessaire de raffiner la résolution près du sol sans pour autant conduire à des coûts de calcul prohibitifs.

3.4. Étude de sensibilité à la résolution verticale près du sol

Dans cette section, les tests de sensibilité visent à évaluer l'impact d'un maillage vertical possédant une résolution de plus en plus fine près du sol. En effet, la résolution verticale de référence (i.e. $\Delta z = 50$ m) semble trop grossière pour simuler correctement les gradients et notamment les gradients de température. Pour augmenter la résolution près du sol, deux stratégies sont explorées :

- Maintenir une maille cubique et la réduire autant que possible. Cette approche est rapidement limitée par la capacité des ordinateurs. En effet, une taille de grille de 1 mètre dans chaque direction produirait 200 milliards de points de calcul dans la présente étude contre 2 millions pour une résolution de 50 mètres ;
- Etirer la maille dans la direction verticale à proximité du sol. Cette approche génère des maillages anisotropes, où les rapports d'aspect ($\Delta x/\Delta z$ ou $\Delta y/\Delta z$) varient entre 50 et 160 pour les mailles les plus fines. En augmentant la résolution près du sol, les gradients verticaux seront d'autant plus précis et on anticipe ainsi une meilleure prédiction des profils turbulents près du sol.

Six configurations de maillage sont retenues et présentées sur les Figures 5.11(a) et 5.11(b) (3 maillages cubiques : 25, 50 et 100m, 3 maillages étirés* : 50m Stret, 100m Stret et 160m Stret).

Les configurations numériques des 6 maillages sont précisées dans le Tableau 5.1. Le coefficient d'éirement assure un rapport entre deux mailles successives inférieur à 20%. Le premier niveau est fixé à 1 m pour les trois maillages étirés.

La simulation de la couche limite convective sèche de Schmidt et Schumann (1989) est réalisée dans un premier temps sur les 3 maillages cubiques à 25m, 50m et 100m de résolution. Dans un second temps, nous comparons uniquement les champs simulés issus du maillage cubique à 50m de résolution et du

*. Maille étirée que l'on nommera Stret dans les noms de maillages pour Stretching.

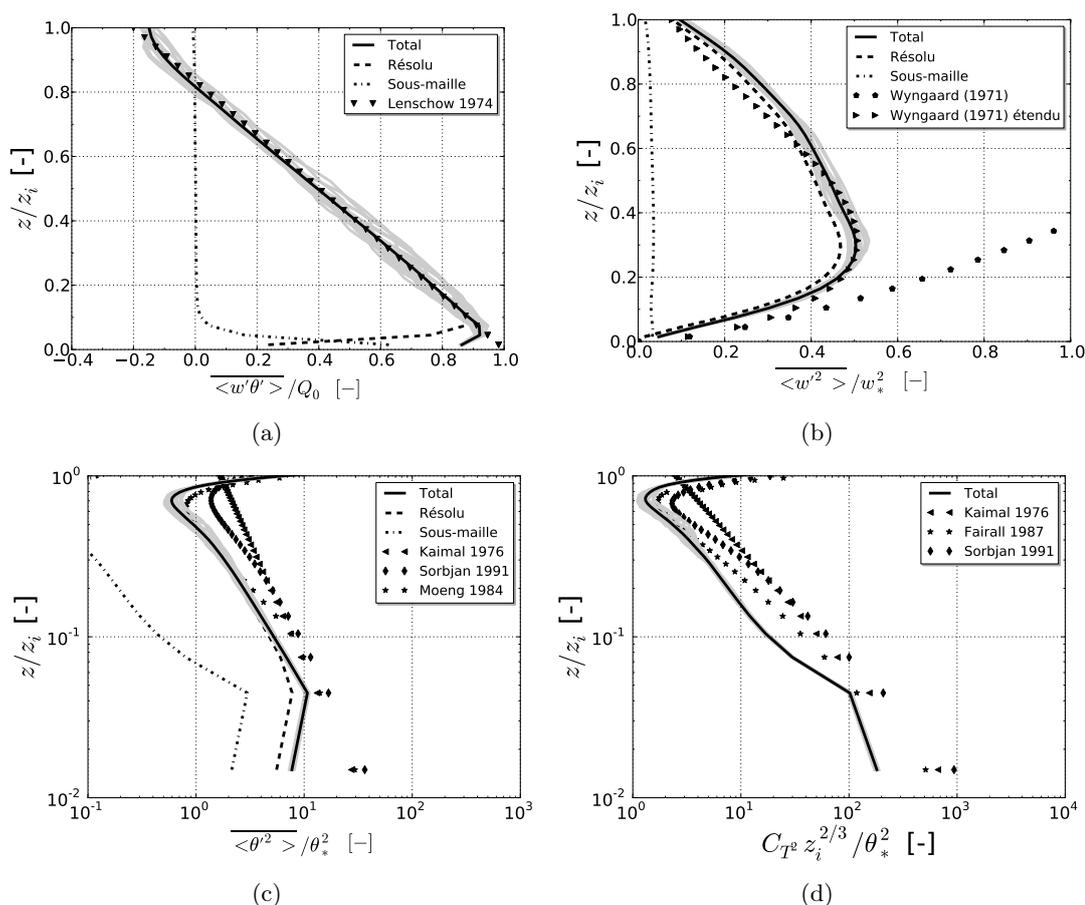
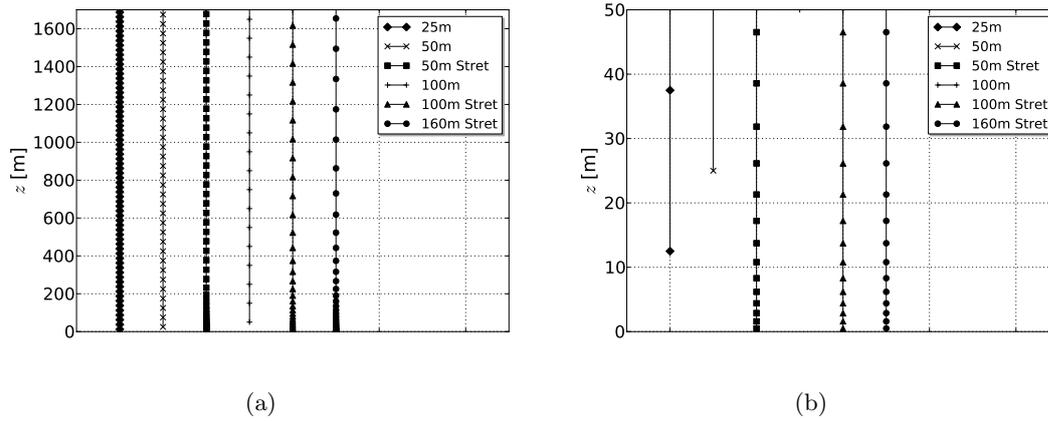


FIGURE 5.10 – Profils verticaux de la nouvelle simulation de référence (a) du flux de chaleur sensible, (b) de la variance des fluctuations de vitesse verticale, (c) de la variance des fluctuations de température et (d) du paramètre de structure des fluctuations de température dans toute la couche limite. La ligne en gras correspond à la moyenne temporelle et spatiale de la variable totale, la ligne en tiret est la partie moyenne résolue, la ligne en pointillé est la partie moyenne sous-maille. Les lignes grises indiquent les profils instantanés moyennés horizontalement extraits toutes les minutes. Les profils basés sur la théorie de la similitude sont rappelés par les triangles, les losanges et les étoiles.

maillage étiré près du sol à 50m de résolution horizontale (50m Stret). Pour finir, on s'intéresse aux champs simulés par les maillages étirés près du sol (50m Stret, 100m Stret et 160m Stret). Comme précédemment, l'évaluation est basée sur la comparaison entre les profils simulés moyen du flux de chaleur sensible ($\langle \overline{w'\theta'} \rangle$), de la variance des fluctuations de vitesse verticale ($\langle \overline{w'^2} \rangle$), la variance des fluctuations de température ($\langle \overline{\theta'^2} \rangle$) et du paramètre de structure des fluctuations de température (C_{T^2}) et leurs valeurs respectives formulées par les théories des similitudes. Les parties sous-maille et résolue des champs simulés sont aussi présentées.

a. Signature des maillages cubiques (25m, 50m et 100m) sur les champs simulés

La figure 5.12 présente les profils simulés avec leurs contributions sous maille et résolue pour les 3 maillages cubiques dans toute la couche limite atmosphérique convective. Près du sol, en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170m$), seuls les profils verticaux du flux de chaleur sensible et de la variance des fluctuations de vitesse verticale simulés sont présentés (Fig. 5.12(b) et (d)).


 FIGURE 5.11 – Représentation des 6 maillages étudiés (a) dans toute la couche limite atmosphérique convective ; (b) dans la couche de surface pour $z < 50\text{m}$

Nom	Symbole	25m	50m	50m Stret	100m	100m Stret	160m Stret
Taille horizontale du domaine	L_x, L_y [km]	6.4	6.4	6.4	6.4	6.4	6.4
Taille verticale du domaine	L_z [km]	6	6	6	6	6	6
Taille horizontale du maillage	$\Delta x, \Delta y$ [m]	25	50	50	100	100	160
Taille verticale du maillage	Δz [m]	25	50	$z < 300\text{m}$ $1\text{m} \rightarrow 50\text{m}$	100	$z < 500\text{m}$ $1\text{m} \rightarrow 100\text{m}$	$z < 600\text{m}$ $1\text{m} \rightarrow 160\text{m}$
Coefficient d'éirement	%			2%		2%	2%
				$z > 300\text{m}$ 50m		$z > 500\text{m}$ 100m	$z > 600\text{m}$ 160m
Coefficient d'éirement	%			7%		7%	7%

TABLEAU 5.1 – Configurations numériques des 6 maillages retenus.

Globalement dans toute la C.L.A.C, les profils verticaux de chaleur sensible simulés par les maillages cubiques sont en accord avec la théorie des similitudes de Lenschow (1974) (Fig. 5.12(a)). Près du sol (Fig. 5.12(b)), l'effet de la résolution est perceptible. En négligeant le dernier point directement affecté par la condition aux limites au sol, nous observons que quelque soit le maillage cubique, le profil simulé du flux de chaleur sensible est en accord avec la théorie des similitudes. Plus la résolution devient grossière plus l'altitude à laquelle la partie sous-maillage prend de l'importance sur la partie résolue augmente.

Une analyse similaire est proposée pour la variance des fluctuations de vitesse verticale (Fig. 5.12(c) et (d)). Globalement, dans l'ensemble de la C.L.A.C. (Fig. 5.12(c)), plus la résolution du maillage est grossière, plus le profil simulé de la variance des fluctuations de vitesse verticale est en désaccord avec les profils issus de la théorie des similitudes. En effet le maximum de variance des fluctuations de vitesse verticale situé vers $z/z_i = 0.3$ est mal reproduit par la simulation ayant un maillage cubique de 100m de résolution. En ce qui concerne les maillages à 25 et 50m de résolution, les champs simulés possèdent des variations similaires dans l'ensemble de la C.L.A.C. La partie sous-maillage permet de combler la résolution grossière des champs résolus et permet un bon accord avec la théorie des similitudes. Près du sol (Fig. 5.12(d)), l'apport de la résolution est net. En effet, le gradient de la variance des fluctuations de vitesse verticale simulées près du sol avec le maillage à 100m de résolution est important comparé aux profils issus de la théorie des similitudes, ce qui entraîne une surestimation de l'altitude du maximum de vitesse verticale discuté précédemment. En revanche, plus la résolution du maillage cubique augmente, plus les profils simulés de la variance des fluctuations de vitesse verticale se rapprochent des profils issus de la théorie des similitudes. Malgré une sous-estimation globale des valeurs des fluctuations de vitesse verti-

cale, le gradient des profils de la variance des fluctuations de vitesse verticale obtenu avec le maillage à 25m est en bon accord avec celui obtenu par les lois de similitudes dans la C.L.S.

En ce qui concerne les profils verticaux de la variance des fluctuations de température et du paramètre de structure des fluctuations de température (Fig. 5.12(e) et (f)), l'échelle logarithmique utilisée permet d'avoir suffisamment d'information dans l'ensemble de la C.L.A.C pour qu'un agrandissement près du sol ne soit pas nécessaire. Les remarques sont valables pour ces deux champs simulés. Globalement, l'augmentation de la résolution du maillage cubique permet d'apporter un prolongement des profils près du sol. Contrairement aux précédents profils, la partie sous-maille des profils des fluctuations de température simulés est toujours inférieure à la partie résolue.

b. Signature des maillages cubique et étirés à 50m sur les champs simulés

L'apport de l'étirement des mailles près du sol sur les champs simulés est présenté sur la Figure 5.13. Seuls les profils verticaux de flux de chaleur sensible et des fluctuations de vitesse verticale sont présentés dans l'ensemble de la C.L.A.C (Fig. 5.13(a) et (c)).

Globalement, dans l'ensemble de la C.L.A.C, quelque soit les champs simulés obtenus avec le maillage cubique à 50m de résolution ou étiré près du sol avec 50m de résolution horizontale; les résultats de simulation sont en bon accord avec les différents profils issus des théories des similitudes (Fig. 5.13(a) et (c)). On observe cependant une légère sous-estimation du maximum de la variance des fluctuations de vitesse verticale à $z/z_i = 0.3$ pour le maillage étiré (Fig. 5.13(c)). La partie sous-maille du profil vertical de la variance des fluctuations de vitesse verticale modélisée sur le maillage étiré dans l'ensemble de la C.L.M. est identique à celle modélisée sur le maillage cubique. La différence entre les deux profils vient donc de la partie résolue du profil vertical de la variance des fluctuations de vitesse verticale pour le maillage étiré qui est plus faible comparée à celle obtenue avec le maillage cubique.

Dans la C.L.S ($z/z_i < 0.1$), les flux verticaux turbulents de chaleur simulés avec le maillage étiré ou le maillage cubique sont en accord avec le profil issu de la théorie des similitudes (Fig. 5.13(b)). Le profil issu du maillage étiré correspond au prolongement du profil issu du maillage cubique : l'étirement des mailles près du sol ne détériore pas les résultats comparés aux profils issus de la théorie des similitudes. La partie sous-maille qui est prépondérante avec le maillage cubique entre le premier point et le second point de grille le devient avec le maillage étiré aux alentours du cinquième point de grille. Ce point d'intersection entre les parties résolue et sous-maille du maillage étiré se situe à une altitude inférieure à l'altitude du point d'intersection des parties résolue et sous-maille avec le maillage cubique. Globalement, le maillage étiré près du sol permet de résoudre plus finement la turbulence au regard des résultats obtenus avec le maillage cubique. La comparaison avec les profils issus de la théorie des similitudes reste intéressante.

L'apport du maillage étiré est net pour la variance des fluctuations de vitesse verticale près du sol (Fig. 5.13(d)). L'ordre de grandeur des fluctuations de vitesse verticale du maillage étiré est plus proche que le profil issu du maillage cubique de celui issu de la théorie des similitudes. De plus, le gradient de vitesse vertical est mieux résolu avec le maillage étiré qu'avec le maillage cubique. On constate également que la partie sous-maille est du même ordre de grandeur que ce soit pour le maillage étiré ou le maillage cubique. Près du sol, la partie sous-maille devient prépondérante sur la partie résolue, ce qui entraîne une surestimation des valeurs de fluctuations des vitesses verticales. Globalement, le maillage étiré permet de mieux résoudre les gradients de vitesse verticale dans la C.L.S. et d'avoir un ordre de grandeur et un gradient similaire à ceux obtenus par la théorie des similitudes. La précision de calcul des gradients près du sol semble affecter l'ensemble de la C.L.A.C.

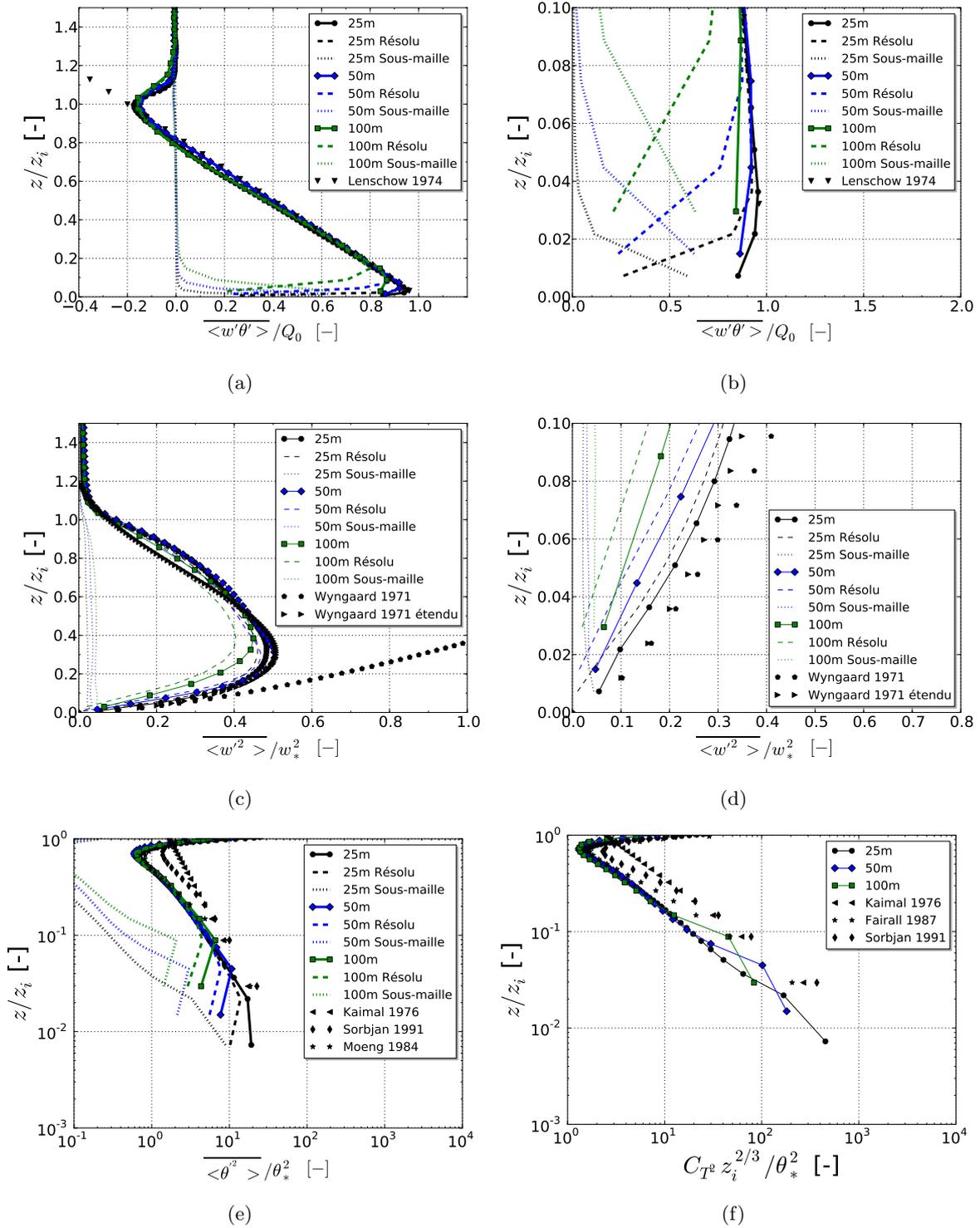


FIGURE 5.12 – Profils verticaux simulés avec les contributions sous-maillages et résolues pour les 3 maillages cubiques (25m, 50m et 100m). (a) Profil vertical du flux de chaleur sensible. (b) Profil vertical du flux de chaleur sensible en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170$ m). (c) Profil vertical de la variance des fluctuations de vitesse verticale. (d) Profil vertical de la variance des fluctuations de vitesse verticale en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170$ m). (e) Profil vertical de la variance des fluctuations de température. (f) Profil vertical du paramètre de structure des fluctuations de température. Le profil basé sur la théorie des similitudes est identique à celui utilisé dans la section 3.2.

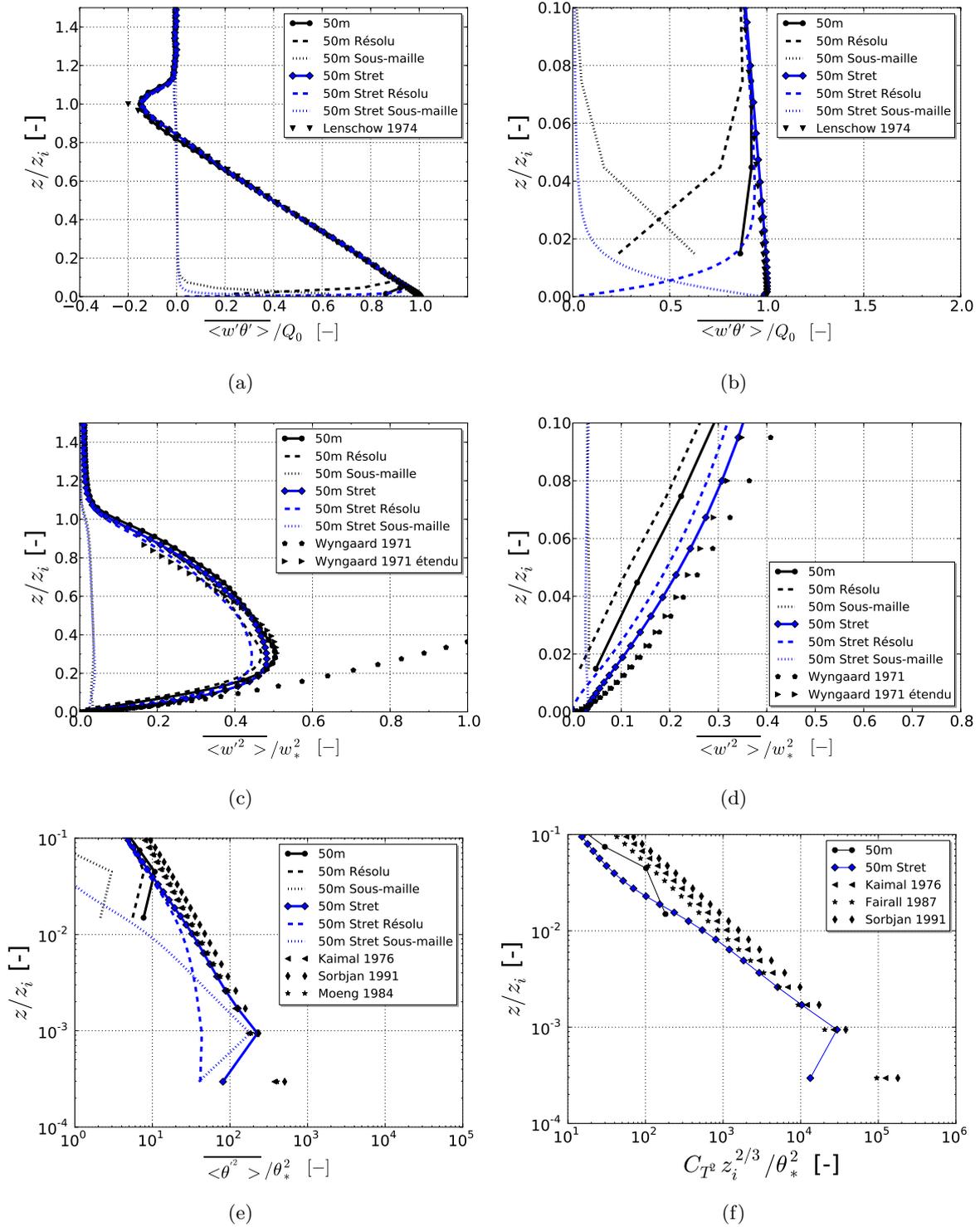


FIGURE 5.13 – Profils verticaux simulés avec les contributions sous-mailles et résolues pour le maillage cubique à 50m de résolution et le maillage étiré à 50m (50m Stret). (a) Profil vertical du flux de chaleur sensible. (b) Profil vertical du flux de chaleur sensible en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170$ m). (c) Profil vertical des fluctuations de vitesse verticale. (d) Profil vertical des fluctuations de vitesse verticale en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170$ m). (e) Profil vertical des fluctuations de température en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170$ m). (f) Profil vertical du paramètre de structure des fluctuations de température en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170$ m). Les profils basés sur la théorie de la similitude sont rappelés par les triangles, les étoiles et les losanges (section 3.2).

Sur les figures 5.13(e) et (f), on observe l'apport du maillage étiré sur les champs de température et du paramètre de structure des fluctuations de température simulées. Près du sol et en particulier pour $z/z_i < 0,01$ les profils de variance des fluctuations de température présentent une pente de $-4/3$ très proche de celle issue de la théorie des similitudes proposées par Kaimal *et al.* (1976), Sorbjan (1991) et Moeng et Wyngaard (1984). Le schéma de fermeture se comporte comme prévu et permet une bonne estimation de la variance de température. Entre $0,02 < z/z_i < 0,2$, à la transition entre la couche limite de surface et la couche de mélange, les champs simulés sont sous-estimés en comparaison de ceux obtenus par les théories des similitudes. La construction de la théorie des similitudes ne prend pas en compte cette zone de transition. En effet, la théorie des similitudes de Moeng et Wyngaard (1984) ne possède pas de dépendance en z/z_i pour la transition entre le haut et le bas du domaine ($f_{tb} = 1$, Chapitre 2).

Sur la Figure 5.13(e), la variance des fluctuations de température est bien reproduite, quelque soit la résolution. L'étirement des mailles près du sol permet de se rapprocher de la théorie des similitudes rendant ainsi possible la comparaison simulation/théorie dans ce cas d'étude. La Figure 5.13(f) suggère les observations suivantes. Près du sol et en particulier pour des altitudes $z/z_i < 0,01$, les profils de C_{T^2} sont proches de ceux issus des théories des similitudes de Kaimal *et al.* (1976) et Sorbjan *et al.* (1991). Le point d'inflexion à $z/z_i = 10^{-2}$ marque la transition entre la couche limite de surface et la couche de mélange. Nous supposons que l'altitude de cette transition repose sur la force relative des flux en haut et en bas de la couche mélangée.

c. Signature des maillages étirés (50m Stret, 100m Stret et 160m Stret) sur les champs simulés

Les profils simulés avec les contributions sous maille et résolue par les 3 maillages étirés près du sol (50m Stret, 100m Stret et 160m Stret) sont présentés sur la figure 5.14. Comme pour la section précédente, dans toute la C.L.A.C, seuls les profils verticaux de flux de chaleur sensible et des fluctuations de vitesse verticale sont présentés (Fig. 5.14(a) et (c)).

Globalement, les profils simulés de flux de chaleur sensible avec les 3 maillages étirés sont équivalents dans l'ensemble de la C.L.A.C. (Fig. 5.14(a)) : le pente du flux de chaleur sensible issu de la théorie des similitudes est bien respectée ainsi que les ordres de grandeurs. Près du sol, les profils simulés sont aussi équivalents. On constate que plus le maillage horizontal est grossier plus l'altitude du point d'intersection entre la partie sous-maille et la partie résolue augmente. Près du sol, la partie résolue du profil vertical du flux de chaleur sensible simulé par le maillage étiré avec des mailles de 160m est plus faible que la partie résolue du maillage à 50m. Pour un même étirement près du sol, un changement de résolution horizontale impacte donc les champs résolus. Les champs résolus sont cependant bien corrigés par le schéma sous-maille.

En ce qui concerne les profils verticaux de la variance des fluctuations de vitesse verticale, les profils sont différents dans l'ensemble de la C.L.A.C. Le maximum dans le profil de la variance des fluctuations de vitesse verticale se situe bien à $z/z_i = 0.3$ mais la valeur diffère en fonction du maillage. Les parties résolues et sous mailles semblent responsables de cette différence. Globalement, plus la résolution horizontale augmente plus la partie sous-maille prend de l'importance dans la C.L.M. Ce constat ne peut cependant pas être fait pour la partie résolue. En effet, les parties résolues issues avec les maillages à 160m et 50m sont supérieures à la partie résolue avec le maillage à 100m. Il est difficile de voir une tendance générale pour les profils verticaux de la variance de vitesse verticale. Près du sol, l'apport de la résolution horizontale sur le maillage étiré est net. Les gradients de vitesse verticale sont bien résolus pour le maillage à 50m de résolution horizontale. Les gradients résolus par les deux autres maillages sont moins bien corrélés avec les valeurs proposées par la théorie des similitudes.

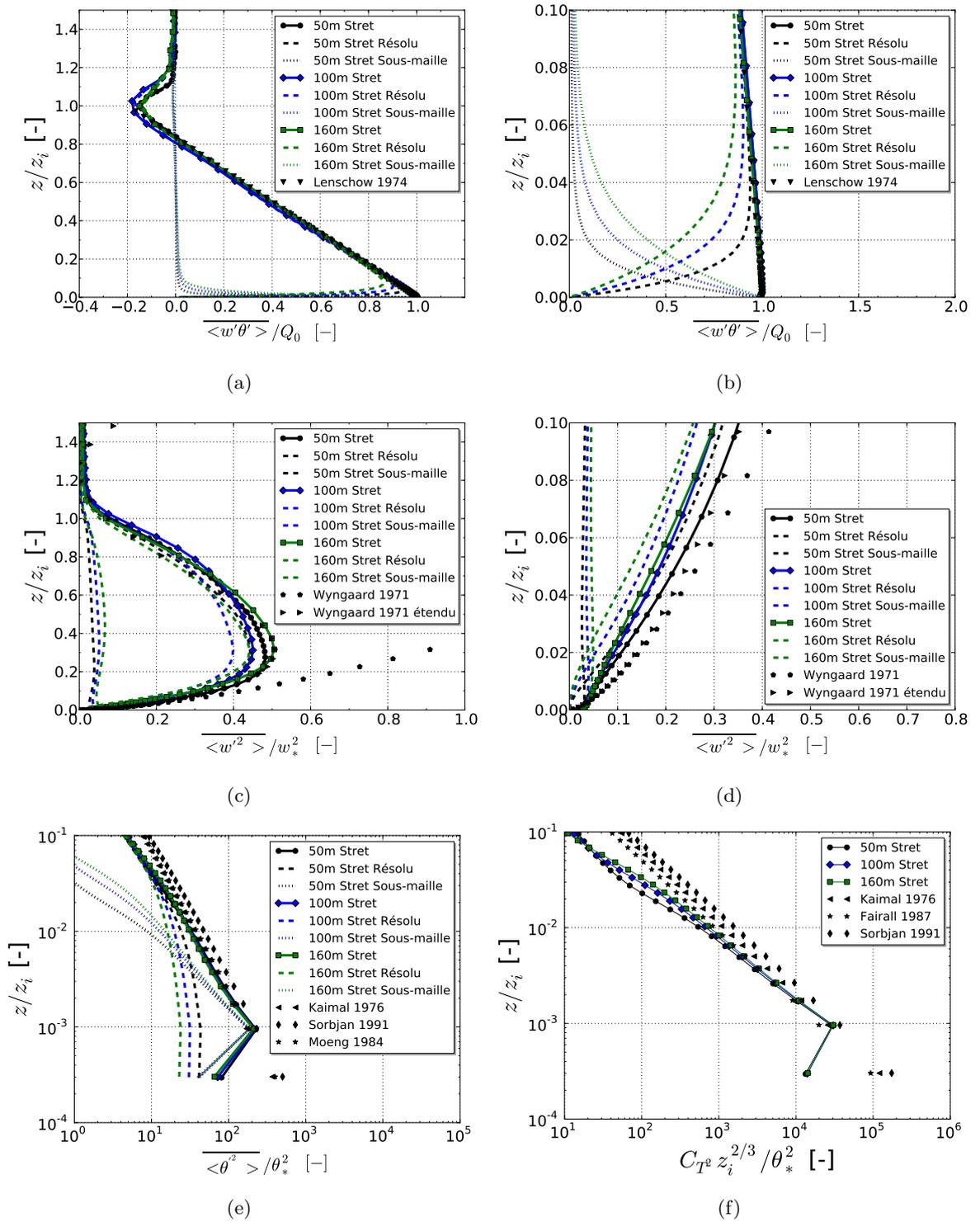


FIGURE 5.14 – Profils verticaux simulés avec les contributions sous-maillages et résolus pour le maillage cubique à 50m de résolution et le maillage étiré à 50m (50m Stret). (a) Profil vertical du flux de chaleur sensible. (b) Profil vertical du flux de chaleur sensible en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170$ m). (c) Profil vertical des fluctuations de vitesse verticale. (d) Profil vertical des fluctuations de vitesse verticale en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170$ m). (e) Profil vertical des fluctuations de température en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170$ m). (f) Profil vertical du paramètre de structure des fluctuations de température en dessous $z/z_i = 0.1$ ($z \approx 170$ m). Les profils basés sur la théorie de la similitude sont rappelés par les triangles, les étoiles et les losanges (section 3.2).

Les profils verticaux de la variance des fluctuations de température et du paramètre de structure des fluctuations de température simulés avec les 3 maillages étirés près du sol sont semblables et en accord avec les profils issus de la théorie des similitudes près du sol $z/z_i < 0.1$. Globalement, pour les maillages étirés, plus la résolution horizontale augmente, plus la partie résolue diminue et plus la partie sous-maille augmente. Ce qui entraîne une augmentation de l'altitude des points d'intersection entre ces deux termes. Globalement, plus la résolution horizontale augmente, plus l'altitude du point d'intersection entre la partie sous-maille et résolue augmente. Au final, le schéma sous-maille permet près du sol de se rapprocher les profils issus de la théorie des similitudes.

d. *Éléments de conclusions intermédiaires*

Cette section propose de quantifier l'écart entre les champs simulés provenant de la S.G.E. et les lois issues de la théorie des similitudes. Trois scores sont utilisés : le biais (Eq. 5.5), le coefficient de corrélation, R^2 (Eq. 5.6) et le critère de Nash-Sutcliffe (Nash et Sutcliffe 1970) (Eq. 5.7) souvent utilisé pour souligner la capacité d'un modèle à reproduire la dynamique des observations. Nous utilisons le terme "observations" pour désigner les valeurs de la théorie de la similitude.

$$\text{bias} = \frac{\sum_{i=1}^n \beta(i) - \sum_{i=1}^n \alpha(i)}{\sum_{i=1}^n \alpha(i)} \quad (5.5)$$

$$R^2 = \left(\frac{\sum_{i=1}^n (\alpha(i) - \bar{\alpha}^z)(\beta(i) - \bar{\beta}^z)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (\alpha(i) - \bar{\alpha}^z)^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (\beta(i) - \bar{\beta}^z)^2}} \right)^2 \quad (5.6)$$

$$\text{Nash} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n (\alpha(i) - \beta(i))^2}{\sum_{i=1}^n (\alpha(i) - \bar{\alpha}^z)^2} \quad (5.7)$$

où α représente les valeurs issues des théories des similitudes et β des champs simulés. Les comparaisons entre les champs simulés et les théories des similitudes sont d'abord réalisées pour la couche limite mélangée (100m à 1700m) et pour les six maillages (Tableau 5.2). Les profils issus de la théorie des similitudes sont choisis dans la continuité des discussions précédentes :

- La variance de la température simulée est comparée à celle issue de la théorie des similitudes proposée par Moeng et Wyngaard (1984) (Eq. 2.18) ;
- La variance de la vitesse verticale simulée est comparée à celle issue de la théorie des similitude proposée par Wyngaard *et al.* (1971) (Eq. 2.16) ;
- Le flux de chaleur sensible simulé est comparé à celui issu de la théorie des similitudes de Lenschow (1974) (Eq. 2.10) ;
- Le paramètre de structure des fluctuations de température, le C_{T^2} est comparé à celui issu de la théorie des similitudes de Fairall (1987) (Eq. 3.32).

Le Tableau 5.2 suggère les remarques suivantes. Pour les trois scores, la simulation utilisant le maillage cubique à 100m de résolution conduit aux résultats les plus mauvais (un biais important (20%) et un Nash de 0.63 pour le profil des fluctuations des vitesses verticales par exemple). Par ailleurs et quelque soit les maillages considérés, les profils verticaux du flux de chaleur sensible simulés dans la C.L.M. sont en bon accord avec le profil issu de la théorie des similitudes. En effet, le score de Nash et le R^2 avoisine 1. Le biais entre les profils simulés et observés est faible, moins de 7.10^{-2} soit 7% de différence pour tous les maillages excepté celui à 100m de résolution qui possède un biais de 17%. Un biais négatif signifie que le profil du flux de chaleur sensible est sous-estimé au regard du profil observé. Les profils verticaux de la variance des fluctuations de vitesse verticale simulés dans la C.L.M. sont aussi en bon accord avec les profils issus de la théorie des similitude. En effet, le score de Nash et le R^2 avoisine les 0.8-0.9 excepté pour le maillage à 100m de résolution où le score de Nash et le R^2 sont respectivement de 0.6 et de 0.63. En ce

	25m			50m			50m Stret			100m		
	bias	R^2	Nash	bias	R^2	Nash	bias	R^2	Nash	bias	R^2	Nash
$\overline{w'\theta'}$	-0.067	1	0.98	0.014	1	1	0.012	1	1	-0.17	1	0.94
$\overline{w'^2}$	0.01	0.96	0.92	-0.019	0.94	0.89	0.0034	0.99	0.97	-0.052	0.6	0.63
$\overline{\theta'^2}$	-0.36	0.98	0.9	-0.31	0.92	0.89	-0.4	0.97	0.82	-0.34	0.96	0.88
C_{T2}	-0.42	0.98	0.92	-0.47	0.98	0.89	-0.57	0.96	0.8	-0.4	0.99	0.92

	100m Stret			160m Stret		
	bias	R^2	Nash	bias	R^2	Nash
$\overline{w'\theta'}$	-0.059	1	0.99	0.024	1	1
$\overline{w'^2}$	-0.026	0.9	0.9	-0.073	0.83	0.81
$\overline{\theta'^2}$	-0.41	0.99	0.7	-0.36	0.99	0.72
C_{T2}	-0.64	0.98	0.6	-0.64	0.99	0.54

TABLEAU 5.2 – Scores obtenus dans la couche limite mélangée ($z=100\text{m}$ to 1700m ; $0.06 < z/z_i < 1$).

qui concerne les profils verticaux simulés de la variance des fluctuations de température et du paramètre de structure des fluctuations de température, on constate que le biais est situé aux alentours de 50%, les R^2 sont eux plutôt bons (i.e. situé aux alentours de 0.95) et le Nash est bon (i.e. situé aux alentours de 0.9 excepté pour les maillages étirés à 100m et 160m de résolution horizontale). Même si l'utilisation des maillages cubiques à 25m et 50m de résolution conduit à de bons scores dans la couche limite mélangée, la résolution près du sol reste trop grossière pour nos objectifs finaux. L'utilisation des maillages étirés reste nécessaire. D'une manière générale, les conclusions établies dans la section précédente sont retrouvées avec l'utilisation des scores.

Une deuxième évaluation est proposée ne considérant que les 30 premiers mètres de l'atmosphère (c'est à dire $0 < z/z_i < 0,02$). Le premier point directement influencé par la condition aux limites au sol est alors négligé. Seuls les maillages étirés 50m, 100m et 160m sont considérés. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.3.

	50m Stret			100m Stret			160m Stret		
	bias	R^2	Nash	bias	R^2	Nash	bias	R^2	Nash
$\overline{w'\theta'}$	0.0079	0.0095	-1.9	0.0036	0.6	0.23	0.0022	0.86	0.69
$\overline{w'^2}$	-0.2	0.98	0.68	-0.2	0.99	0.6	-0.17	1	0.56
$\overline{\theta'^2}$	0.019	1	0.99	0.0052	1	1	-0.0021	1	1
C_{T2}	0.086	1	0.95	0.17	1	0.94	0.2	1	0.94

TABLEAU 5.3 – Scores obtenus dans la couche limite surfacique ($z/z_i < 0.02$, $z \approx 34\text{m}$).

Les scores présentés dans le Tableau 5.3 soulignent que les champs simulés dans la C.L.S. avec les maillages étirés sont en très bon accord avec les lois issues de la théorie des similitudes. Tous les scores (que ce soit le biais, le R^2 ou le Nash) sont en meilleur accord dans la C.L.S. que les scores dans la C.L.M. pour les profils verticaux de la variance des fluctuations de température et du paramètre de structure des fluctuations de température, en effet le score de Nash et le R^2 avoisine 1, les biais sont inférieurs à 10% avec le maillage étiré pour une résolution horizontale de 50m et moins de 20% avec le maillage étiré pour une résolution horizontale de 100m ou 160m. Les mauvais scores de Nash et de R^2 pour le profil vertical du flux de chaleur sensible avec les maillages étirés à 50m et 100m de résolution traduisent une mauvaise représentation de la dynamique proche du sol malgré un biais très faible (moins de 0.8%). Les biais importants des profils verticaux des fluctuations de la vitesse verticale (20%) sont dus aux faibles valeurs de ce mêmes fluctuations de vitesse verticale. Un écart même minime autour de ces grandeurs

engendre des biais importants.

A ce stade de notre analyse, il est difficile d'identifier un maillage plus précis qu'un autre pour conduire à des champs simulés proches des théories de similitudes. Ainsi nous avons souhaité comparer les profils des champs simulés entre eux. Le tableau 5.4 présente les mêmes scores que précédemment où cette fois α et β sont des champs simulés sur deux maillages distincts.

	50m Stret vs 100m Stret			100m Stret vs 160m Stret			50m Stret vs 160m Stret		
	bias	R^2	Nash	bias	R^2	Nash	bias	R^2	Nash
$\overline{w'\theta'}$	-0.0041	0.49	-0.13	-0.0016	0.91	0.71	0.0057	0.2	-1.7
$\overline{w'^2}$	0.0065	1	0.97	0.025	0.99	0.97	-0.031	0.98	0.79
$\overline{\theta'^2}$	-0.013	1	1	-0.0069	1	1	0.021	1	0.98
C_{T^2}	0.074	1	1	0.027	1	1	-0.093	1	1

TABEAU 5.4 – Scores obtenus dans la couche limite surfacique ($z/z_i < 0.02$, $z \approx 34m$). Comparaisons entre les champs simulés sur les maillages étirés 50m, 100m et 160m.

Le tableau 5.4 suggère les observations suivantes : les simulations avec les trois maillages étirés sont finalement très semblables, quels que soient les champs simulés. Dans le tableau 5.3, les champs simulés avec le maillage étiré 50m sont plus proches de la théorie des similitudes que ceux calculés avec les autres maillages étirés. Néanmoins, le maillage étiré 50m possède un nombre de points 6.7 fois plus important que les autres maillages. L'augmentation du temps CPU est alors important. Par ailleurs, l'apport de cette haute résolution sur la précision des champs simulés reste faible (Tableau 5.4). Un compromis entre la précision et le nombre de points de grille de simulation nous conduit donc à choisir le maillage étiré de 100m.

4. ÉLÉMENTS DE CONCLUSION

Ce chapitre a présenté la simulation d'une couche limite convective sèche avec le modèle atmosphérique, Méso-NH. Une première simulation est effectuée sur un domaine d'une dimension horizontale de 6.4kms par 6.4kms et d'une hauteur de 2.4km avec des mailles cubiques de 50m. L'évaluation de la simulation est basée sur des comparaisons entre les champs simulés et les lois issues de la théorie des similitudes établies dans le Chapitre 2. On s'attache à analyser en particulier : le flux de chaleur sensible, la variance des fluctuations de vitesse verticale, la variance des fluctuations de température et le paramètre de structure des fluctuations de température. Globalement, la simulation reproduit bien les gradients de ces champs simulés dans toute la couche limite atmosphérique. Les valeurs du flux vertical de chaleur sensible et des variances de vitesse verticale sont en bon accord avec les lois issues de la théorie des similitudes. En revanche, les profils verticaux de la variance des fluctuations de température et du paramètre de structure des fluctuations de température sont environ deux fois inférieurs aux profils obtenus par les lois de la théorie des similitudes. Des tests de sensibilité sont effectués pour voir si on peut améliorer la simulation des profils de variance de température ou du paramètre de structure dans la C.L.A. Cette étude décrite en Annexe D a permis de choisir la paramétrisation du schéma sous maille et les caractéristiques de la zone d'absorption. On retient une zone d'absorption d'épaisseur 2km située à 4km au dessus du sol, un maillage étiré avec des mailles horizontales de 100m et un schéma sous-maille de Redelsperger *et al.* (2001) avec un jeu de constante de fermeture de Cheng *et al.* (2002).

Avec ces éléments, une troisième étude de sensibilité concernant la résolution du maillage verticale a montré que l'utilisation d'un maillage étiré près du sol permet d'améliorer la prédiction des profils dans la C.L.S. et dans l'ensemble de la C.L.M.

Chapitre 6

Comparaison avec des données expérimentales, le cas d'une C.L.A. humide

Sommaire

1	Présentation de la campagne IHOP 2002	89
2	Description de la simulation	90
2.1	Conditions initiales	90
2.2	Conditions aux limites	91
3	Évaluation du C_{n^2} simulé	92
3.1	Choix du radar	92
3.2	Évaluation du C_{n^2}	93
	a Méthodologie	93
	b Comparaison de ces deux approches	93
3.3	Évaluation du C_{n^2} simulé avec le SNR observé	94

Les champs turbulents simulés avec Méso-NH ont été évalués dans le chapitre précédent avec les lois issues de la théorie des similitudes. Le cas idéal d'une couche limite convective sèche a été simulé et différentes paramétrisations ont été testées. Nous présentons dans ce chapitre la simulation d'une couche limite convective humide située dans les grandes plaines de l'Oklahoma (Couvreur *et al.* 2005) que nous appelons C05. Les champs simulés ont été obtenus par Couvreur *et al.* (2005). Ils ont été repris afin de calculer le C_{n^2} simulé. L'objectif est d'évaluer le C_{n^2} simulé avec les données expérimentales provenant d'un radar. Dans un premier temps nous présentons les caractéristiques numériques et le forçage utilisés par Couvreur *et al.* (2005) dans leur simulation. Puis nous discutons de la comparaison entre le C_{n^2} simulé avec le C_{n^2} expérimental obtenu à partir du radar.

1. PRÉSENTATION DE LA CAMPAGNE IHOP 2002

La campagne IHOP 2002 (International H_2O Project, Weckwerth et Parsons (2006)), située dans les Grandes Plaines de l'Oklahoma a été initiée par les communautés scientifiques américaines et européennes. Elle s'est déroulée du 13 mai au 25 juin 2002. L'objectif principal était de caractériser la répartition spatio-temporelle de la distribution de la vapeur d'eau dans l'atmosphère afin de mieux comprendre et prédire

les phénomènes convectifs. La région présente l'avantage de posséder un réseau d'instruments (expérimentaux et opérationnels) déjà en place et de se situer dans une zone fréquemment marquée par de forts gradients d'humidité et très actifs pour la convection.

Les Grandes Plaines de l'Oklahoma est un site où le relief est plat et où la végétation est relativement homogène. Cette campagne a fait l'objet de modélisations avec MM5 et Méso-NH. La modélisation réalisée avec Méso-NH visait à :

- Montrer qu'une simulation des grandes échelles de la turbulence est capable de reproduire les fluctuations de vapeur d'eau dans une couche limite convective ;
- Caractériser l'échelle de variabilité des champs d'humidité ;
- Expliquer les mécanismes responsables de cette variabilité.

L'ensemble des instruments de mesure disponible pendant cette campagne sont largement détaillés dans l'article de Couvreur *et al.* (2005) et dans Bennet *et al.* (2010) pour les radars. Aucun scintillomètre étant disponible durant cette étude, nous utilisons donc les données radars pour obtenir une mesure du C_n^2 calculée à partir du SNR. On décrit brièvement dans la section suivante les principales caractéristiques numériques de la simulation de la journée du 14 juin 2002 réalisée par Couvreur *et al.* (2005).

2. DESCRIPTION DE LA SIMULATION

Le domaine simulé a une taille horizontale de $L_x = L_y = 10kms$. Le maillage horizontal est identique dans les deux directions et a une taille de $\Delta x = \Delta y = 100m$. Le maillage vertical est étiré près du sol et en altitude, il possède 58 points, sa première maille est à 20m et le haut du domaine se situe aux alentours de 5000m.

2.1. Conditions initiales

Pour reproduire ce cas réel, le modèle Méso-NH est forcé par des radiosondages réalistes dérivés de données expérimentales. La simulation débute à 12h UTC soit 7h heure locale. Les profils initiaux (température potentielle, humidité spécifique, vent) sont présentés sur la Fig. 6.1.

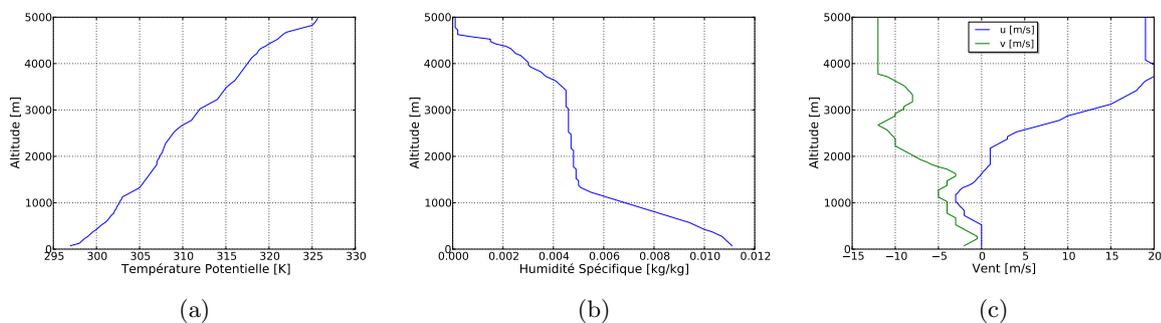


FIGURE 6.1 – Conditions initiales imposées pour la simulation IHOP 2002 à 12h UTC et 7h heure locale. (a) Profil vertical de température potentielle. (b) Profil vertical d'humidité. (c) Profils verticaux des composantes zonale et méridienne du vent.

Les profils initiaux de température potentielle et d'humidité sont caractéristiques de ceux d'une atmosphère stablement stratifiée. A cette heure de la journée, le brassage dans la C.L.A. n'est pas encore présent et la C.L.M. n'est pas encore formée. Les profils initiaux du vent horizontal présentent des vitesses de vent relativement faible (d'environ 5m/s). Ces amplitudes correspondent à une couche limite atmosphérique relativement "calme" d'un point de vue dynamique.

2.2. Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont résumées sur la Figure 6.2. Aux frontières latérales du domaine, on impose des conditions cycliques ; la couche d'absorption au sommet du domaine a une épaisseur de 1km et le coefficient sur la force de rappel est de 0.01.

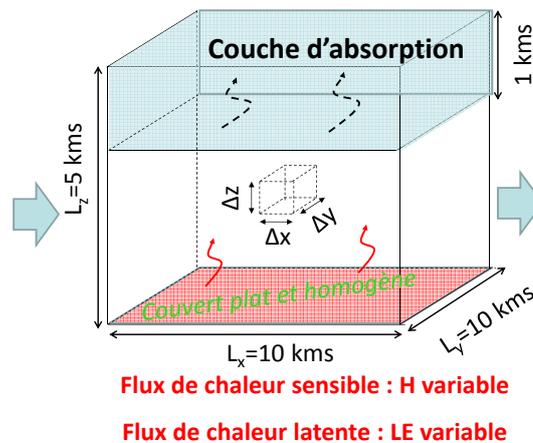


FIGURE 6.2 – Schéma représentant les conditions aux limites de la simulation (C05)

Au sol, on impose un flux de chaleur sensible et latent qui varient au cours de la simulation. Ces flux sont présentés sur la Fig. 6.3(b). Ils sont issus de données expérimentales et rendent compte des conditions locales.

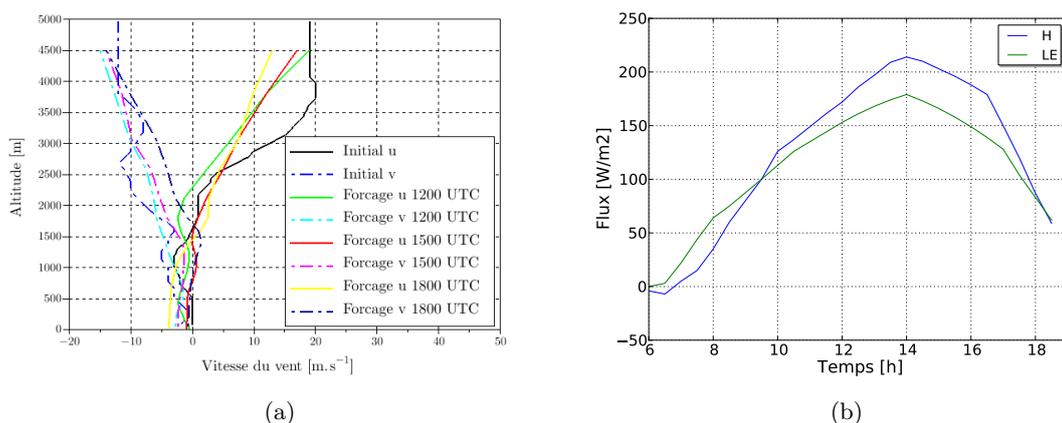


FIGURE 6.3 – Forçage imposé dans le domaine (C05). (a) Forçage dynamique. (b) Forçage de surface sur le flux de chaleur sensible H et sur le flux de chaleur latente LE.

Enfin pour prendre en compte la dynamique atmosphérique et son évolution temporelle, on force en tous points du domaine et à chaque pas de temps les profils présentés sur la Fig. 6.3(a). Ces profils sont interpolés linéairement entre chaque pas de temps. Le pas de temps de simulation est fixé à 1s.

3. ÉVALUATION DU C_{n^2} SIMULÉ

Une analyse complète de cette simulation est montré par Couvreur *et al.* (2005), nous nous intéressons ici qu'à l'évaluation des paramètres de structure de l'indice de réfraction de l'air simulé au travers les champs résolus avec Méso-NH. Cette évaluation est proposée en s'appuyant sur une comparaison avec la mesure de ce paramètre obtenue avec le radar.

3.1. Choix du radar

Les radars disponibles durant la campagne IHOP sont listés dans le Tableau 6.1. Les caractéristiques de ces radars sont détaillées dans l'article de Bennet *et al.* (2010).

Radars	Fréquence	Longueur d'onde	Données disponible
FMCW	3 GHz	10 cm	-
MIPS	915 MHz	32.8 cm	SNR 1 - SNR 2 - SNR 3
MAPR	915 MHz	32.8 cm	SNR
X_Band	9 GHz	3 cm	SNR
WCR	95 GHz	0.3 cm	SNR

TABLEAU 6.1 – les différents types de radars disponible durant IHOP

Ceux-ci sont des radars micro-onde* avec des gammes de fréquence variant de 0,3 à 1000 GHz soit des longueurs d'onde variant respectivement de 1 m à 0.3 mm.

Compte tenu de la discussion que nous avons eu dans le Chapitre 3, nous orientons notre choix sur les deux radars de longueur d'onde supérieurs à 10 cm afin de s'affranchir des difficultés liées à la présence des insectes.

Les deux radars MIPS et MAPR sont donc des candidats potentiels. Les échos reçus par ces radars sont liés à des phénomènes de diffusion de Bragg et de Rayleigh. Pour ces deux radars, seule la documentation du radar MIPS était disponible. Par ailleurs, ce radar mobile (Fig. 6.4) était localisé dans la zone d'étude le 14 juin 2002. C'est donc ce dernier que nous utilisons pour mener à bien l'évaluation du C_{n^2} simulé.

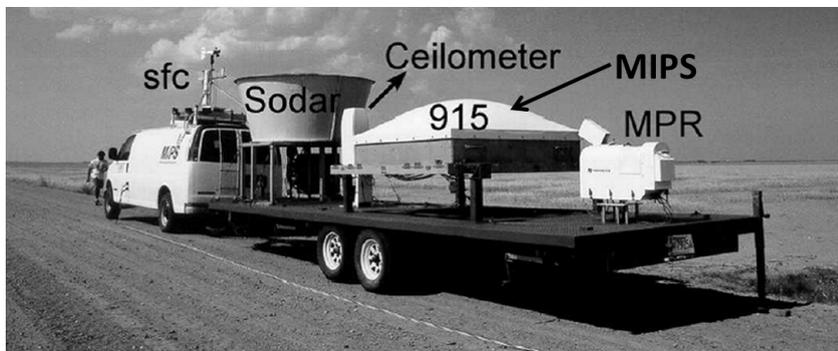


FIGURE 6.4 – Photo de la remorque transportant le MIPS radar (*Extrait de Karan et Knupp (2006)*)

Karan et Knupp (2006) ont validé les observations de ce radar en documentant la structure verticale du vent vertical avec une précision de $\pm 0.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ils ont également déterminé la hauteur de la couche

*. le terme micro-onde provient du fait que leur longueur d'onde soit plus courte que ceux de la bande VHF

limite en analysant le profil de SNR (Signal to Noise Ratio). Leurs résultats suggèrent que les observations n'ont pas été trop affectées par la présence d'insectes.

3.2. Évaluation du C_{n^2}

a. Méthodologie

Dans les chapitres précédents, nous avons mis en avant deux approches pour calculer le C_{n^2} . L'approche de Hill et Clifford (1981) est utilisée pour le traitement des observations scintillométriques. Nous avons vu que :

$$C_{n^2} = \frac{A_T A_T}{T T} C_{T^2} + 2 \frac{A_T A_Q}{T Q} C_{TQ} + \frac{A_Q A_Q}{Q Q} C_{Q^2} \quad (6.1)$$

Pour des fréquences inférieurs au GHz, l'approche de Hill coïncide avec la fonction de l'indice de réfraction de l'air de Thayer (1974). Cette dernière sera donc utilisée pour évaluer le C_{n^2} de Hill.

L'approche de Fairall (1991) est utilisée pour le traitement des observations radar. Nous avons vu que :

$$C_{n^2} = \left(\frac{6 \cdot 10^{-4} P}{T^2} \right)^2 C_{Q^2} \alpha_r^2 \quad (6.2)$$

α_r (Eq. 3.59) dépend des paramètres de structure des fluctuations de température et d'humidité, de l'humidité et de la température.

b. Comparaison de ces deux approches

Une comparaison de ces 2 approches est présentée sur la Fig. 6.5. Les profils verticaux du C_{n^2} sont moyennés sur tout le domaine. La moyenne temporelle est réalisée entre 17h et 18h UTC (i.e. 12h à 13h heure locale), période où la turbulence est pleinement établie dans la couche limite.

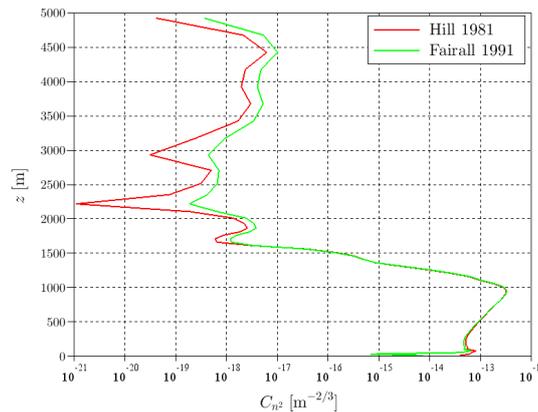


FIGURE 6.5 – Profils moyen du C_{n^2} estimés à partir des 2 approches de Hill et Clifford (1981) et Fairall (1991). Ces profils ont été moyennés sur l'ensemble du domaine et sur la période 17h à 18h UTC (i.e. 12h à 13h heure locale)

Globalement, ces deux approches donnent des profils similaires dans la couche limite atmosphérique dont les amplitudes diffèrent néanmoins dans l'atmosphère libre. L'approche de Fairall (1991) qui se base essentiellement sur les variables thermodynamiques conduit à des valeurs plus élevées du C_{n^2} . Cette approche considère que la restitution de l'indice de réfraction de l'air est indépendante de la longueur d'onde du capteur utilisé. Cette hypothèse nous semble forte. Néanmoins, cette expression est construite pour l'analyse des données radar, c'est donc celle-ci que nous utilisons dans la suite. La Fig. 6.6 montre que

le paramètre de structure des fluctuations de l'humidité spécifique est plus important que le paramètre de structure des fluctuations de température. Le terme de corrélation humidité spécifique-température étant par endroit négatif, nous ne pouvons pas le représenter sur une échelle logarithmique. La valeur de ce terme semble être située entre les deux autres, sauf aux endroits où celui-ci subit de fortes variations jusqu'à devenir négatif. Enfin, la valeur du C_{n^2} est obtenue en faisant la somme de toutes ces contributions.

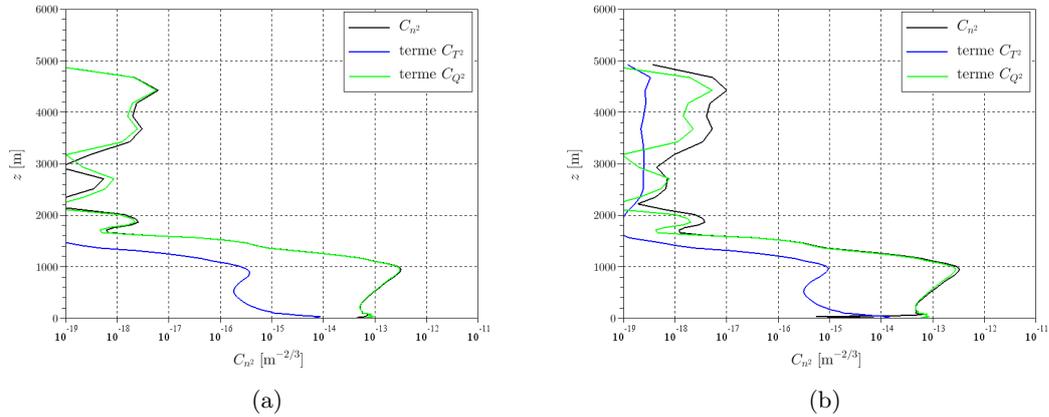


FIGURE 6.6 – Profils moyens des différents termes contribuant au C_{n^2} . Ces profils ont été moyennés sur l'ensemble du domaine et sur la période 17h à 18h UTC (i.e. 12h à 13h heure locale). (a) Estimés par l'approche de Hill et Clifford (1981) et (b) Estimés par l'approche de Fairall (1991)

3.3. Évaluation du C_{n^2} simulé avec le SNR observé

Nous choisissons un seul pas de temps pour mettre en place la méthode de calage. L'heure 17h02m49 est choisie pour effectuer cette évaluation. Les profils de SNR et de C_{n^2} sont très semblables dans le créneau 17h00-17h15 UTC (pas montré ici). A cette heure de la journée (i.e. 12h heure locale), la convection est bien développée.

3 observations de SNR sont disponibles. La figure 6.7 présente les 3 observations disponibles à 17h02m49s UTC le 14 juin 2002.

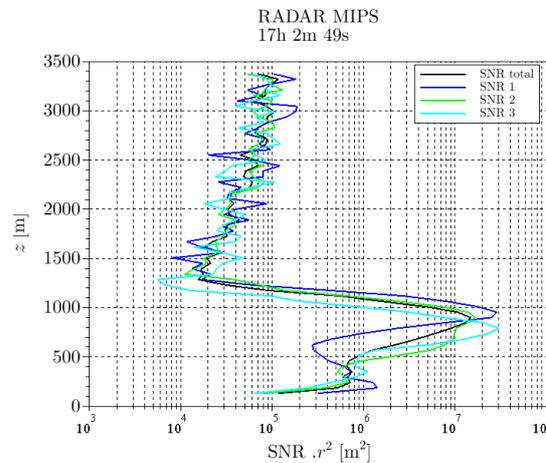


FIGURE 6.7 – Profils verticaux des SNR observés par le radar MIPS lors de la campagne IHOP le 14 juin 2002 à 17h02m49s UTC. Le profil moyen est présenté avec la courbe noire.

Le C_{n^2} observé par le radar est obtenu, à la constante de calibration près, en multipliant le SNR par la hauteur au carré (Eq. 6.3). Cette équation est obtenue à partir de l'injection de l'équation 3.54 dans l'équation 3.55.

$$C_{n^2} = C_{calage} \cdot r^2 \cdot SNR \quad (6.3)$$

On observe sur la Fig. 6.7, les profils des trois mesures de SNR acquises le 14 juin 2002 à 17h02mn49s UTC. Ces profils présentent une structure similaire marquée par un pic à environ 900m. Ce pic permet de localiser la hauteur de la C.L.A. (White *et al.* 1991; Angevine *et al.* 1994) estimée à 900 ± 80 m .

Dans la partie basse de la C.L.A, sous le pic de SNR situé aux alentours de 900 mètres (Fig. 6.7), nous observons une forte variabilité du SNR. Nous utilisons donc le SNR moyen pour mener à bien nos comparaisons.

Une première évaluation des champs simulés s'est attachée à identifier la hauteur de la C.L.A. simulée par le modèle et à comparer cette valeur à celle observée par le radar. Pour estimer la hauteur de la C.L.A. à partir des champs simulés, nous utilisons deux méthodes distinctes illustrées sur la Fig. 6.8.

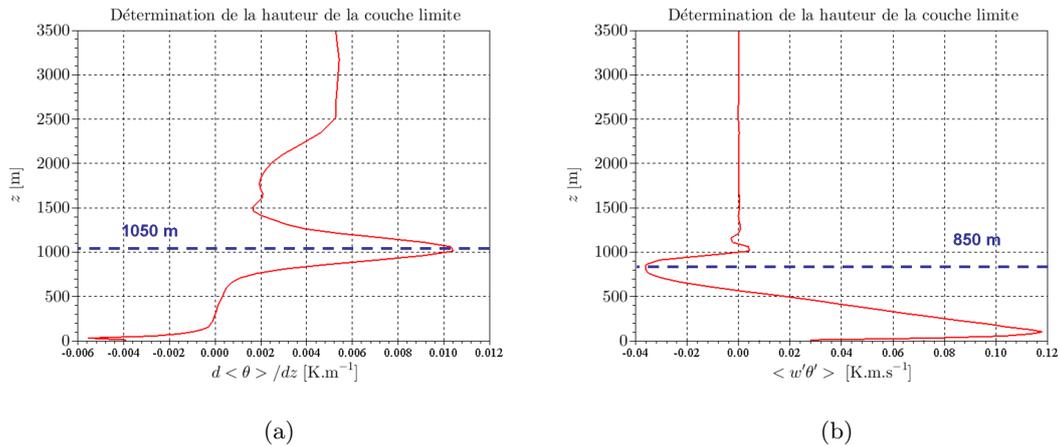


FIGURE 6.8 – Évaluation de la hauteur de la C.L.A. à partir des champs simulés. (a) $\langle d\theta/dz \rangle$ (b) $\langle w'\theta' \rangle$

Il s'agit d'analyser les profils verticaux de $\langle d\theta/dz \rangle$ (Fig. 6.8(a)) et de $\langle w'\theta' \rangle$ (Fig. 6.8(b)) où on cherche l'altitude pour laquelle ces valeurs sont maximale et minimale respectivement. La Fig. 6.8 montre pour le cas étudié que ces altitudes diffèrent légèrement (i.e. 1050m avec $\langle d\theta/dz \rangle$ et 850m estimée avec le profil de $\langle w'\theta' \rangle$). La hauteur obtenue à partir des profils de SNR s'inscrit dans cet intervalle. On estime donc que nous observons un relativement bon accord entre la modélisation et l'observation. De plus, la validation de cette simulation par Couvreur *et al.* (2005) nous certifie que la dynamique reproduite par la simulation est cohérente avec la dynamique observée.

Il s'agit désormais d'estimer le profil de C_{n^2} à partir des observations du SNR. Pour cela, nous allons estimer la constante de calage en comparant le profil du C_{n^2} simulé avec celui issu des observations SNR. Ce calage est réalisé avec le profil de SNR à 17h02mn49s UTC. Nous proposons deux méthodes pour estimer cette constante (Fig. 6.9).

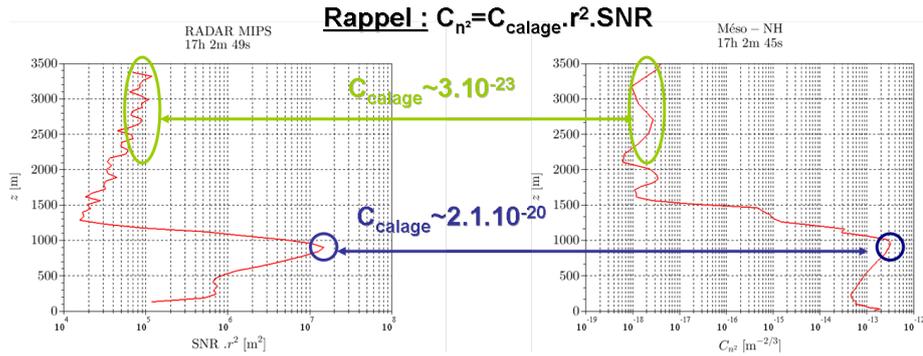


FIGURE 6.9 – Méthodes d'identification des constantes de calage pour estimer le C_{n^2} à partir des observations du SNR. Rappel : $C_{n^2} = C_{calage} \cdot r^2 \cdot SNR$. (a) profil de SNR observé par le radar MIPS à 17h02m49s UTC; (b) Profil du C_{n^2} simulé à partir des champs résolus avec Meso-NH, profil instantané à 17h02m49s UTC.

Le premier calage s'appuie sur les travaux de Campistron (2009). La démarche consiste à caler les données sur la partie haute de l'atmosphère où les valeurs de SNR sont constantes. Lors de la calibration, Campistron (2009) identifie l'altitude de calibration comme étant l'altitude à partir de laquelle le profil de SNR reste constant. Nous avons donc ajusté la constante en comparant les profils simulés au delà de 1000m et le profil de SNR. Ce premier calage nous conduit à une constante telle que $C_{calage} = 3 \cdot 10^{-23}$.

Le second calage s'appuie sur l'identification de la hauteur de la couche limite. En effet, nous avons vu que la hauteur de la couche limite est bien observée par les données de SNR (White *et al.* 1991; Angevine *et al.* 1994) ainsi que par les données de C_{n^2} (Heo *et al.* 2003). Nous avons donc estimé la constante de calage à cette altitude, cette estimation conduit à $C_{calage} = 2.1 \cdot 10^{-20}$.

La comparaison entre les profils de C_{n^2} "observés" (2 méthodes pour l'évaluation de la constante de calage) et simulés est présentée sur la Fig. 6.10.

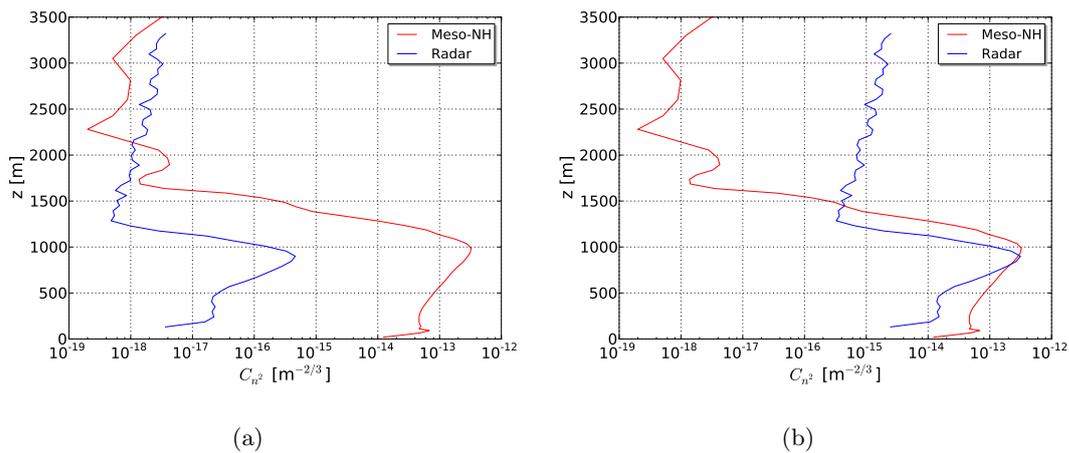


FIGURE 6.10 – Profils verticaux du C_{n^2} observé (ligne noire) et simulé (ligne rouge). Les méthodes de calage de la constante reliant le SNR observé au C_{n^2} "observé" sont présentées : (a) Calage 1 : $C_{calage\ 1} = 3 \cdot 10^{-23}$. (b) Calage 2 : $C_{calage\ 2} = 2.1 \cdot 10^{-20}$

Globalement, les profils observés présentent des structures verticales quasi-similaires. Néanmoins, les résultats montrent que notre démarche d'évaluation de la constante de calage ne permet pas d'ajuster le profil de C_{n^2} observé sur toute l'épaisseur de l'atmosphère. Compte tenu des objectifs visés, il nous semble

que la démarche basée sur la hauteur de la couche limite conduit à des résultats plus pertinents (Fig. 6.10). On note néanmoins sur la Fig. 6.10(b) une différence importante entre les profils de C_{n^2} observé et simulé dans la partie basse de la couche limite. Un agrandissement de cette partie de la courbe est présenté sur la Fig. 6.11(a).

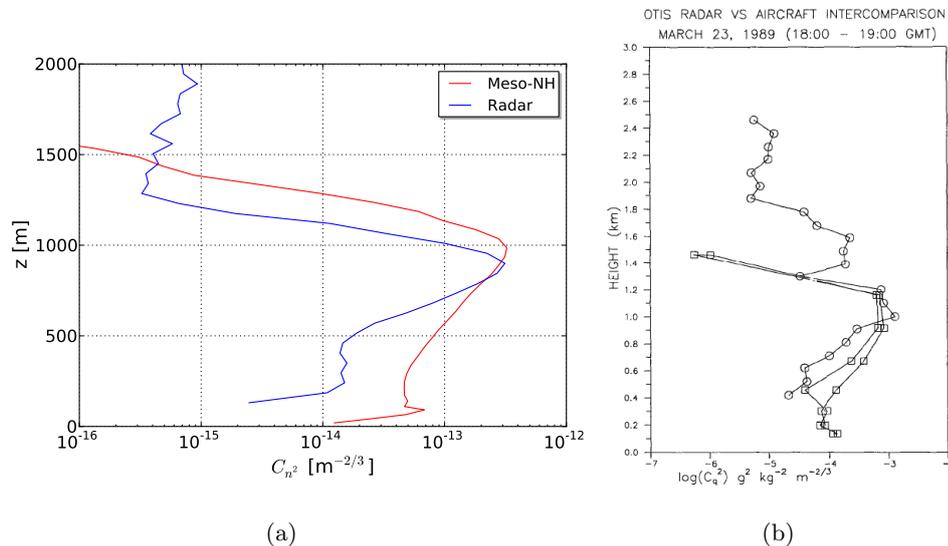


FIGURE 6.11 – (a) Agrandissement de la Fig. 6.10(b) dans la partie basse de l’atmosphère. (b) Profil vertical du $\log(C_{Q^2})$ calculé par radar (cercles) et par avion (carrés). Extrait de White *et al.* (1991)

Les ordres de grandeur des C_{n^2} observés et simulés sont ceux correspondant aux valeurs présentes dans la littérature (Wheelon 2001). Les hauteurs de la couche limite sont quasiment identiques et se situent dans l’intervalle défini précédemment (i.e. 1050m et 850m). Si l’on compare avec les résultats obtenus par White *et al.* (1991) dans une autre campagne (Fig. 6.11(b)), on observe une certaine ressemblance. Le C_{Q^2} obtenu par le radar sous-estime la zone entre les deux calages par rapport au profil de C_{Q^2} . Pour les longueurs d’onde correspondant au radar utilisé dans IHOP, l’analogie des résultats de White *et al.* (1991) avec nos résultats peut être faite car le C_{n^2} est principalement dépendant du C_{Q^2} et lui est directement proportionnel comme présenté sur la Fig. 6.6. En ce sens, on constate que la dynamique du C_{n^2} reproduite par la simulation C05 est encourageante pour la suite.

Dans ce chapitre, nous avons évalué la capacité du modèle Mésos-NH à reproduire le profil vertical du paramètre de structure des fluctuations d’indice de réfraction de l’air pour un cas réel à l’aide des données radar. Nous avons montré que la valeur maximale au sommet de la C.L.A. et que la dynamique sont plutôt bien reproduites. En revanche, l’évaluation sur les ordres de grandeur du C_{n^2} simulé est beaucoup plus difficile car la constante de calibration utilisée dépend des caractéristiques du radar que l’on ne possède pas.

Synthèse : Partie 2

Dans cette partie, nous avons évalué les performances du modèle atmosphérique Méso-NH dans la simulation de la structure de quelques variables turbulentes au-dessus d'un sol plat et homogène. Nous nous sommes attachés à reproduire des couches limites idéale (sèche) et réelle (cas de la campagne IHOP).

Dans le cas de la couche limite convective sèche, notre démarche d'évaluation s'appuie sur une comparaison entre les profils verticaux de chaleur sensible, de la variance des fluctuations de vitesse verticale, de la variance des fluctuations de température et du paramètre de structure des fluctuations de température simulés avec les profils obtenus dérivés de la théorie des similitudes présentées dans le Chapitre 2 de la Partie I. Après des tests de sensibilité sur les paramétrisations sous-mailles et sur la zone d'absorption, nous avons étudié l'impact de la résolution verticale sur les champs résolus. Globalement, on retiendra que le jeu de constante de Cheng *et al.* (2002), le schéma de longueur de mélange de Redelsperger *et al.* (2001) et une hauteur de zone d'absorption d'environ 2km minimum sont à utilisées. De plus, nous avons montré que l'impact d'un maillage étiré près du sol permet d'améliorer considérablement les profils turbulents simulés dans l'ensemble de la C.L.A.C à un moindre coût de temps de calcul, la forte résolution près du sol permet de mieux résoudre les différents gradients (température, vitesse verticale, etc...). Décrire avec plusieurs points de simulation les 10 premiers mètres de la C.L.A. est indispensable pour une comparaison entre les champs simulés et les observations. Pour la situation du cas réel, notre évaluation s'est appuyée sur les observations disponibles, i.e. les données issues d'un radar. Nous avons essayé de dériver des profils verticaux de C_{n^2} à partir des observations du SNR. Nous avons montré que la couche d'absorption présente à la limite supérieure du domaine a une influence non négligeable sur les profils des champs turbulents simulés.

Malgré les difficultés de validation, un faisceau de présomption nous incite à penser que le modèle Méso-NH est capable de reproduire finement la structure turbulente de la C.L.A. Ce travail préliminaire nous a aidé à choisir la configuration des simulations de C.L.A en zone de relief marqué, en particulier pour la condition aux limites supérieure, le maillage et le choix de paramétrisation sous maille. Enfin, ces travaux nous mettent également en vigilance sur les difficultés liées aux comparaisons observation-modélisations.

Troisième partie

Modélisation des paramètres de structure dans une vallée alpine encaissée

Résumé : Partie 3

Cette dernière Partie s'attache à mettre en application les développements proposés dans la Partie 2 dans le cas de l'étude d'une CLA en zone de relief marqué. Pour cela, on s'intéresse à la campagne VOTALP (Vertical Ozone Transport in the Alps datant de 1996) réalisée dans une des vallées encaissées du canton des Grisons en Suisse. Cette campagne d'observation a bénéficié d'un important dispositif instrumental au sol basé sur une stratégie d'échantillonnage s'appuyant sur des observations ponctuelles (stations météorologiques), des profils verticaux (sondages) et des données intégrées (scintillomètres).

On présente dans un premier chapitre la stratégie d'observation utilisée pour documenter les transports verticaux et horizontaux d'ozone dans la vallée. On s'intéresse en particulier aux données utilisées pour l'évaluation des paramètres de structure. Un soin est apporté sur la description des données disponibles. Puis, on présente la stratégie de simulation mise en place (choix de la période ; configuration numérique ; démarche d'évaluation des simulations). On présente l'évaluation des domaines simulés en utilisant une partie des données disponible durant la campagne VOTALP. Le dernier chapitre s'attache à décrire la structure verticale de la turbulence dans la vallée de Mesolcina en s'appuyant notamment sur une évaluation des champs simulés avec les données scintillométriques.

Chapitre 7

Présentation de la campagne VOTALP

Sommaire

1	Description de la campagne VOTALP	105
2	Données disponibles	107
2.1	Périodes d'observation	107
2.2	Stratégie d'échantillonnage	107

L'évaluation de la modélisation des paramètres de structure en zone de relief marqué est proposée en s'appuyant sur les données issues de la campagne VOTALP (Vertical Ozone Transport in the ALPs) (Furger *et al.* 2000; Wotawa et Kromp-Kolb 2000). Le domaine d'étude de cette campagne s'étend des Alpes au Nord de la chaîne des Apennins et a pour principal objectif l'évaluation de la dynamique temporelle et spatiale de la couche d'ozone dans les régions montagneuses. Un des sites instrumentés est la vallée de Mesolcina localisée dans le Sud de la Suisse où de nombreux instruments ont été déployés notamment 5 scintillomètres. Cette campagne menée en 1996 dans la vallée de Mesolcina en particulier fut l'objet de la thèse de Poggio (1998) qui a étudié le transport de l'ozone. Dans ce chapitre, nous présentons les objectifs et les principaux résultats obtenus lors de la campagne, la localisation des principaux instruments de mesure et leur disponibilité.

1. DESCRIPTION DE LA CAMPAGNE VOTALP

La campagne d'observation VOTALP visait à étudier la pollution de l'air dans les vallées alpines. Il s'agissait d'étudier les mécanismes dynamique et chimique associés aux structures verticale et horizontale des concentrations en ozone en zone de montagne. Trois objectifs scientifiques étaient visés :

- L'étude de l'intrusion de l'ozone dans la troposphère ;
- La caractérisation de l'advection de l'air pollué ;
- La quantification des échanges verticaux de l'ozone entre la couche limite et l'atmosphère libre.

Le domaine d'étude de cette campagne s'étend des Alpes au Nord de la chaîne des Apennins. Dans ce cadre général, la vallée de Mesolcina (Fig. 7.1(b)) située dans le sud de la Suisse fut un des sites d'observations intensives du projet VOTALP en juillet et août 1996 (Fig. 7.1(a)).

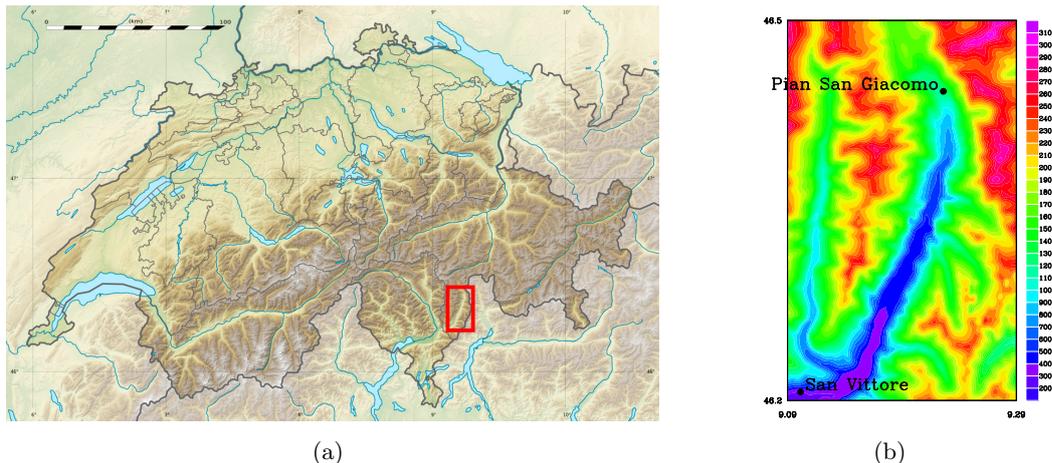


FIGURE 7.1 – (a) Carte de la Suisse. Localisation de la vallée de Mesolcina (rectangle rouge). (b) Vallée de Mesolcina où sont indiquées les sections Sud (San Vittore) et Nord (Pian San Giacomo)

Sur ce site, il s’agissait de documenter en particulier l’effet des vents thermiques de vallée sur le transport horizontal et vertical de l’ozone sur une gamme de distances étendue (i.e. 15 kms à 30 kms), et sur la production locale d’ozone dans une vallée alpine. La vallée de Mesolcina, typique pour les Alpes est le lieu d’un trafic routier qui faisait de cette vallée une zone d’étude privilégiée.

L’axe de la vallée est approximativement orienté Nord-Sud. Ses crêtes culminent de 2000 à 3000 mètres au-dessus du niveau de la mer. Deux sections transversales à la vallée et distantes d’environ 20 kms ont fait l’objet d’une instrumentation renforcée pour documenter les bilans d’ozone dans la vallée : au Sud, le secteur de San Vittore et au Nord, le secteur de Pian San Giacomo (Fig. 7.1(b)).

Outre les mesures en concentration de polluants, la vallée fut aussi instrumentée pour documenter avec soin la structure de la turbulence dans un objectif de quantifier l’advection des polluants. Plusieurs instruments ont été déployés (station de flux, scintillomètre, sodar, lidar) afin d’avoir une observation multi-capteurs de la turbulence en milieu complexe. L’ensemble des données disponibles dans cette campagne est présenté dans la section suivante.

Grell *et al.* (2000) ont conduit une étude numérique avec le modèle MM5 (Grell *et al.* 1994) pour simuler la dynamique des masses d’air dans la vallée. Leur simulation s’appuie sur 3 modèles emboîtés où la résolution la plus fine est de l’ordre de 1km. Les auteurs concluent que la dynamique de la pollution dans la vallée de Mesolcina venait du bassin du Pô en journée. Ce bassin est situé au Sud-Ouest de la vallée. La nuit, l’air ”propre” remplit la vallée par les vents catabatiques et expulse les polluants vers le bassin du Pô. Ces résultats numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par Poggio *et al.* (2000). A notre connaissance, pas d’autre étude numérique n’a été publiée sur cette campagne. Notre étude numérique à haute résolution (centaine de mètres horizontalement) exploite donc de façon originale la richesse de la base de données de la campagne VOTALP.

2. DONNÉES DISPONIBLES

2.1. Périodes d'observation

Durant cette campagne, deux périodes d'observation intensive ont été réalisées dont les principales caractéristiques sont résumées dans le Tableau 7.1.

	Date	Conditions synoptiques du temps
1	19,22,23 juillet 1996	anticyclonique, vent du Nord le 19-21 juillet et du sud le 22-23 juillet
2	16-18 aout 1996	anticyclonique, chaud et ensoleillé pas de prédominance sur la direction du vent

TABLEAU 7.1 – Périodes d'observations intensives réalisées dans la campagne VOTALP (adapté et traduit de Poggio (2000)).

Poggio (1998) expliquent que lors de la première période, les capteurs (et notamment les scintillomètres) installés dans la vallée de Mesolcina n'étaient, pour l'essentiel, pas opérationnels. Afin de disposer d'un dispositif expérimental le plus complet possible, nous ciblons donc notre étude sur la deuxième période d'observations intensives, i.e. du 16 au 18 aout 1996.

2.2. Stratégie d'échantillonnage

La stratégie d'observation s'appuie sur une démarche multi-échelles et multi-capteurs. L'ensemble des données disponibles concerne :

- Les vols avion, où l'intensité et la direction du vent sont documentés le long de leurs trajectoires ;
- Les stations météorologiques qui fournissent la température, l'humidité relative et le vent à 2m ;
- Les radiosondages à partir desquels on dispose des profils verticaux de la température, de l'humidité et du vent (direction et vitesse) ;
- 2 sodars dont on déduit les profils verticaux de vent (direction et vitesse) ;
- 1 profileur de vent à 1290 MHz à partir duquel on obtient les profils verticaux de vent (direction et vitesse) ;
- 5 scintillomètres qui permettent de documenter les composantes horizontales et verticales du vent moyen au travers de la vallée ;
- 1 tour de 30m où sont documentés la température, l'humidité relative et le vent à 30m ;
- 1 station d'Eddy corrélation qui enregistre les fluctuations de vitesse et fournit ainsi une mesure de la turbulence localement ;
- 1 lidar qui permet d'obtenir les profils verticaux de vent (direction et vitesse).

La localisation de ces différents capteurs est présentée sur les Figures 7.2 et 7.3.

Outre les données acquises spécifiquement lors de la campagne VOTALP, les sondages de Payerne et Milan sont aussi exploités dans le cadre de cette étude. Nous disposons de 4 sondages par jour à Milan (00h, 06h, 12h et 18h UTC) et 2 sondages par jour à Payerne (00h et 12h UTC). Les radiosondages de Payerne et de Milan sont obtenus à partir du site *meteocentre** qui archive des radiosondages effectués sur l'Europe de l'Ouest. Dans la vallée de Mesolcina, le réseau de stations météorologiques est très dense (Fig. 7.2(b)). Il permet un suivi précis de l'évolution des variations en surface des champs thermodynamiques au cours de la journée. Quelques données provenant de stations météorologiques situées aux

*. <http://meteocentre.com/>

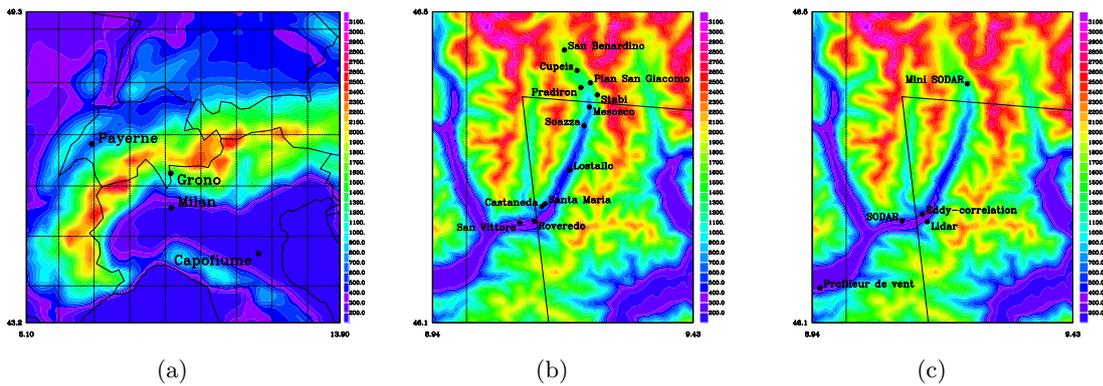


FIGURE 7.2 – Localisation des données disponibles (capteurs indiqués avec le symbole ●). En fond de carte l’altitude est indiquée avec la même palette de couleurs. (a) Radiosondages. (b) Stations météorologiques. (c) Sodar, Lidar, station d’Eddy corrélation et profileur de vent.

alentours de la vallée sont aussi disponibles mais ne seront pas utilisées dans le cas de cette étude. Les Sodar, Lidar, Radiosondages, station d’Eddy Corrélation et le profileur de vent (Fig. 7.2(c)) sont situés dans la vallée et permettent ainsi d’accroître la densité du réseau d’observation au sol. Les vols avions ne sont pas présentés ; leurs trajectoires sont décrites précisément dans la thèse de Poggio (1998).

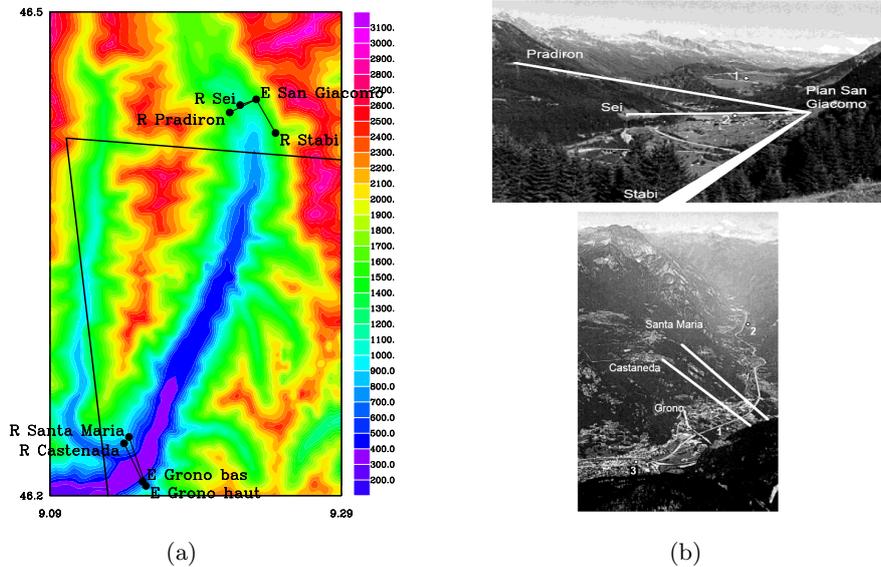


FIGURE 7.3 – Emplacement des scintillomètres de part et d’autre de la vallée Mesolcina. (a) Localisation des émetteurs (E) et des récepteurs (R). (b) La photo du haut correspond à la section située au Nord (Pian San Giacomo) et la photo du bas au Sud (San Vittore) (d’après Poggio (2000)). Les traits noirs et blancs correspondent aux chemins optiques.

Compte tenu des objectifs visés dans ce travail de thèse, une attention particulière est donnée aux observations scintillométriques. Les scintillomètres, placés de part et d’autre de la vallée (Fig. 7.3), ont permis de documenter le vent transverse aux faisceaux afin d’obtenir une estimation de l’advection de polluant au centre de la vallée et entre 60m à 600m loin au dessus du sol.

Trois scintillomètres sont placés dans la section Nord de la vallée. Leurs 3 émetteurs sont colocalisés à Pian San Giacomo alors que les 3 récepteurs sont situés à 3 endroits différents (Stabi, Pradiron et

Sei). Deux autres scintillomètres sont situées dans la section au Sud. Les 2 émetteurs sont situés sur la commune de Grono et les récepteurs de l'autre côté de la vallée à Santa Maria et Castaneda. Ce dispositif permet ainsi de i) quantifier les flux entrant et sortant de la vallée et ii) réaliser des bilans d'ozone en associant à cette mesure scintillométrique des mesures de concentration à l'aide du DOAS (Differential Optical Absorption Spectroscopy) installé au niveau des scintillomètres.

La disponibilité des données scintillométriques durant la seconde période d'observation intensive est présentée sur le Tableau 7.2.

Date	15 aout 1996				16 aout 1996				17 aout 1996				18 aout 1996				19 aout 1996			
Heure	6	12	18	24	6	12	18	24	6	12	18	24	6	12	18	24	6	12	18	24
Castenada																				
Santa Maria																				
Stabi																				
Sei																				
Pradiron																				

TABLEAU 7.2 – Disponibilité des données scintillométriques durant la seconde période d'observation intensive, en noir les données disponibles, en gris les données partiellement disponibles et en blanc les données absentes. (Adapté de Poggio (2000)).

Sur le Tableau 7.2, on note la disponibilité de l'ensemble des observations scintillométriques le 17 aout en milieu de journée. Cette journée relève donc d'un intérêt majeur pour les objectifs de nos travaux de simulation. Le Tableau 7.3 présente les autres observations disponibles durant la journée du 17 aout.

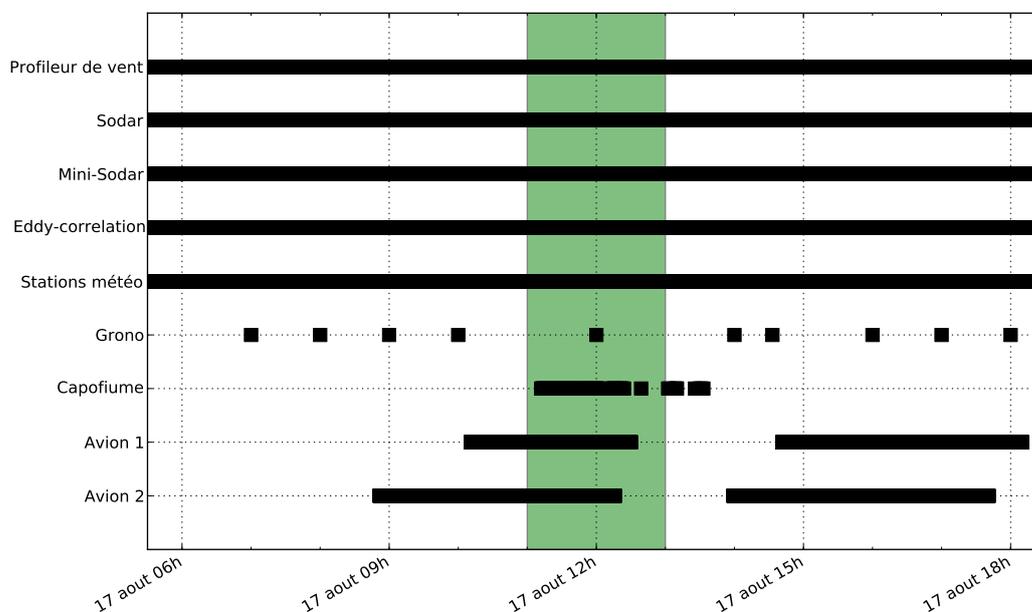


TABLEAU 7.3 – Disponibilité des données pendant la journée du 17 aout 1996.

Sur le tableau 7.3, il ressort que le créneau entre 11h et 13h est celui qui bénéficie le plus d'observation. Il sera donc retenu pour notre étude. En plus de ces données d'observations issues de la campagne

VOTALP, les réanalyses* météorologiques du centre européen sont utilisées pour le forçage du modèle.

La diversité des observations disponibles lors de la campagne VOTALP offre à notre étude des perspectives intéressantes. En effet, la stratégie d'échantillonnage multi-échelles et multi-capteurs nous permet de construire une évaluation observation/modélisation à différentes échelles. Les champs simulés à méso-échelle seront évalués à l'aide des radiosondages, des différents profileurs et des stations météorologiques. A l'échelle de la vallée, la dynamique de l'atmosphère et la structure turbulente de l'écoulement simulé par le modèle seront mis en regard des données d'eddy-correlation et scintillométriques. Les deux prochains chapitres sont dédiés à ces comparaisons observation/modélisation.

*. Une ré-analyse résulte d'un couplage optimal entre l'observation et la modélisation afin de produire un état de l'atmosphère le plus proche possible de l'état réel.

Chapitre 8

Stratégie de simulation et démarche d'évaluation

Sommaire

1	Choix du maillage	112
1.1	Le maillage horizontal	112
1.2	Le maillage vertical	112
2	Configuration numérique et paramétrisations physiques	113
2.1	Topographie	113
2.2	Caractéristiques de la simulation	115
2.3	Stratégie de simulation	115
3	Analyse des données de forçage ECMWF	116
3.1	Données dans le sol	116
a	Stock d'eau dans le sol	117
b	Température dans le sol	118
3.2	Pression en surface	118
3.3	Température, humidité et vent à 500 hPa	119
4	Démarche d'évaluation	119
4.1	Éléments d'incertitude liés à la résolution horizontale	119
4.2	Évolution temporelle du vent à altitudes constantes	120
4.3	État thermodynamique des basses couches de l'atmosphère le 17 aout à 12h	121
a	Structures horizontales à 4 mètres au dessus du sol	121
b	Structures verticales	122
4.4	Évaluation à l'aide des radiosondages	127
a	Radiosondages de Payerne	127
b	Radiosondages de Capofiume	127
c	Radiosondages de Milan	128
d	Radiosondages de Grono	129
4.5	Évaluation à l'aide du profileur de vent de Cadenazzo	129
4.6	Évaluation à l'aide des sodars	130
a	Mini-Sodar situé à Pian San Giacomo	130
b	Sodar situé à San Vittore	131
4.7	Évaluation à l'aide de quelques stations météorologiques	132
4.8	Conclusion sur l'évaluation des simulations	134

Ce chapitre présente dans un premier temps le maillage, les paramétrisations physiques et la démarche de simulation. Les données de forçage sont ensuite présentées. Pour finir, on présente l'évaluation des simulations effectuées en s'appuyant sur une partie des données issues de la campagne VOTALP.

1. CHOIX DU MAILLAGE

L'étape du choix du maillage est certainement l'étape la plus difficile dans la mise en place d'une simulation d'un cas réel. Le maillage conditionne d'une part la qualité de la résolution numérique des champs simulés et d'autre part impacte directement le temps de calcul. Un compromis doit donc être trouvé entre "temps de calcul" et "résolution souhaitée".

1.1. Le maillage horizontal

Le domaine dans lequel nous allons effectuer la simulation des grandes échelles de la turbulence est contraint par les dimensions de la vallée. Le domaine est choisi pour que :

- Toute la vallée soit considérée ;
- Les maillages horizontal et vertical correspondent à ceux établis dans la Partie 2.

La vallée a une dimension d'environ 15 kms de large sur 30 kms de long. La taille des mailles est choisie horizontalement à 110m (proche de la taille des mailles horizontales précédemment trouvée dans la Partie 2 : 100m). Afin de reproduire au mieux les conditions aux limites pour le modèle à haute résolution et la dynamique observée dans la vallée de Mesolcina, nous utilisons des données de forçage à grandes échelles provenant des réanalyses du centre européen (ECMWF). En 1996, la résolution horizontale de ces réanalyses est de 0.5625 degré soit une soixantaine de kilomètres. Ces forçages sont présentés dans la section suivante.

Pour établir le lien entre ces forçages de grande échelle et le domaine d'intérêt, nous devons mettre en place un emboîtement de modèles pour passer de la résolution horizontale des champs ECMWF (60kms) à la résolution horizontale du domaine de simulation des grandes échelles de la turbulence (110m). La stabilité numérique n'est assurée que lorsque le rapport de maillages entre le domaine de forçage et le domaine forcé est compris entre 2 et 4. Dans notre cas d'étude, 5 domaines sont donc nécessaires pour conduire à terme les simulations envisagées. La résolution horizontale du domaine 1, domaine sur lequel le forçage par les champs ECMWF sera appliqué, est choisie égale à 16 kms. Nous nous sommes attachés à prendre en compte l'ensemble des Alpes pour éviter d'avoir des fortes pentes en bord de domaine.

Les résolutions horizontales des autres domaines sont choisies telles que les rapports entre les maillages du domaine "n+1" et du domaine "n" vérifient la contrainte numérique, en étant compris entre 2 et 4. Cette étape a été menée à terme après plusieurs itérations en portant une attention particulière sur la présence de pente trop forte aux limites du domaine tout en limitant le nombre de points de grille.

Après de nombreux essais, les caractéristiques des maillages horizontaux associées aux cinq domaines sont présentés dans le Tableau 8.1.

1.2. Le maillage vertical

Verticalement, le premier point de grille est situé à 2m. Comme dans les simulations établies dans la Partie 2, on applique un stretching sur la verticale pour atteindre une taille de grille de 800m à 15kms

d'altitude. La taille du domaine est choisie égal à 25 kms au dessus du niveau de la mer. L'étude de sensibilité à la hauteur totale du domaine est présentée en Annexe E où on présente des coupes verticales de vitesse verticale situées au centre du domaine 1 pour des hauteurs de domaine de 18kms, 20kms et 25kms. Les dimensions retenues sont : une hauteur de domaine égale à 25kms et le bas de la couche d'absorption situé à 18kms. Le Tableau 8.1 présente le maillage vertical choisi. On notera que, dans Méso-NH, le maillage vertical reste le même quelque soit le domaine.

	Symbole	Domaine 1	Domaine 2	Domaine 3	Domaine 4	Domaine 5
<i>Maillage horizontal</i>						
Taille des domaines	$L_x, L_y [km]$	720,720	360,360	120,120	39,48	16,26.6
Résolution horizontale	$\Delta x, \Delta y [km]$	16,16	4,4	1.4,1.4	0.443,0.443	0.11,0.11
<i>Maillage vertical</i>						
Taille des domaines	$L_z [km]$			25		
Résolution verticale	$\Delta z_{sol} [m]$			2		
	$\Delta z_{sommets} [m]$			800		
Taux d'augmentation [%]	$\Delta z [\%]$			$z < 300m$ 2%		
				$z > 300m$ 7%		
<i>Maillage vertical et horizontal</i>						
Nbre points N_x, N_y, N_z	$[*10^3]$	345	1 215	1 083	1 487	5 582

TABLEAU 8.1 – Caractéristiques du maillage vertical commun aux 5 domaines simulés

2. CONFIGURATION NUMÉRIQUE ET PARAMÉTRISATIONS PHYSIQUES

2.1. Topographie

Contrairement aux simulations idéales réalisées jusqu'à présent (Chapitre 2 et 3 de la Partie 2), on utilise pour cette simulation un modèle numérique de terrain (M.N.T.) afin de documenter au mieux la topographie complexe du site. Le M.N.T. utilisé par défaut dans Méso-NH (gtopo30) a une résolution horizontale d'environ 1 km. Cette résolution est beaucoup trop grossière pour représenter les détails de la vallée de Mesolcina. L'utilisation d'un M.N.T. plus précis est donc nécessaire. Nous nous sommes donc orienté vers le M.N.T. provenant du S.R.T.M. (Shuttle Radar Topography Mission) qui a une résolution horizontale de 90m. Cette résolution est parfaitement adaptée à notre étude. La Figure 8.1 présente la topographie des 5 domaines fournie par le MNT-SRTM à la résolution horizontale de chacun des domaines.

L'apport de la haute résolution horizontale sur la définition de la topographie est parfaitement visible sur la Figure 8.1. En effet, à la résolution horizontale du domaine 1 ($\Delta = 16km$), les Alpes sont décrits grossièrement (Fig. 8.1(a)) tandis qu'à haute résolution (domaine 5, $\Delta = 110m$), les détails topographiques de la vallée sont parfaitement visibles (Fig. 8.1(e)). Néanmoins, ces résolutions horizontales distinctes d'un domaine à l'autre entraînent une incertitude importante sur la hauteur des pixels qui servent pour la comparaison avec les observations. On discutera de ces différences d'altitude dans la dernière section de ce chapitre.

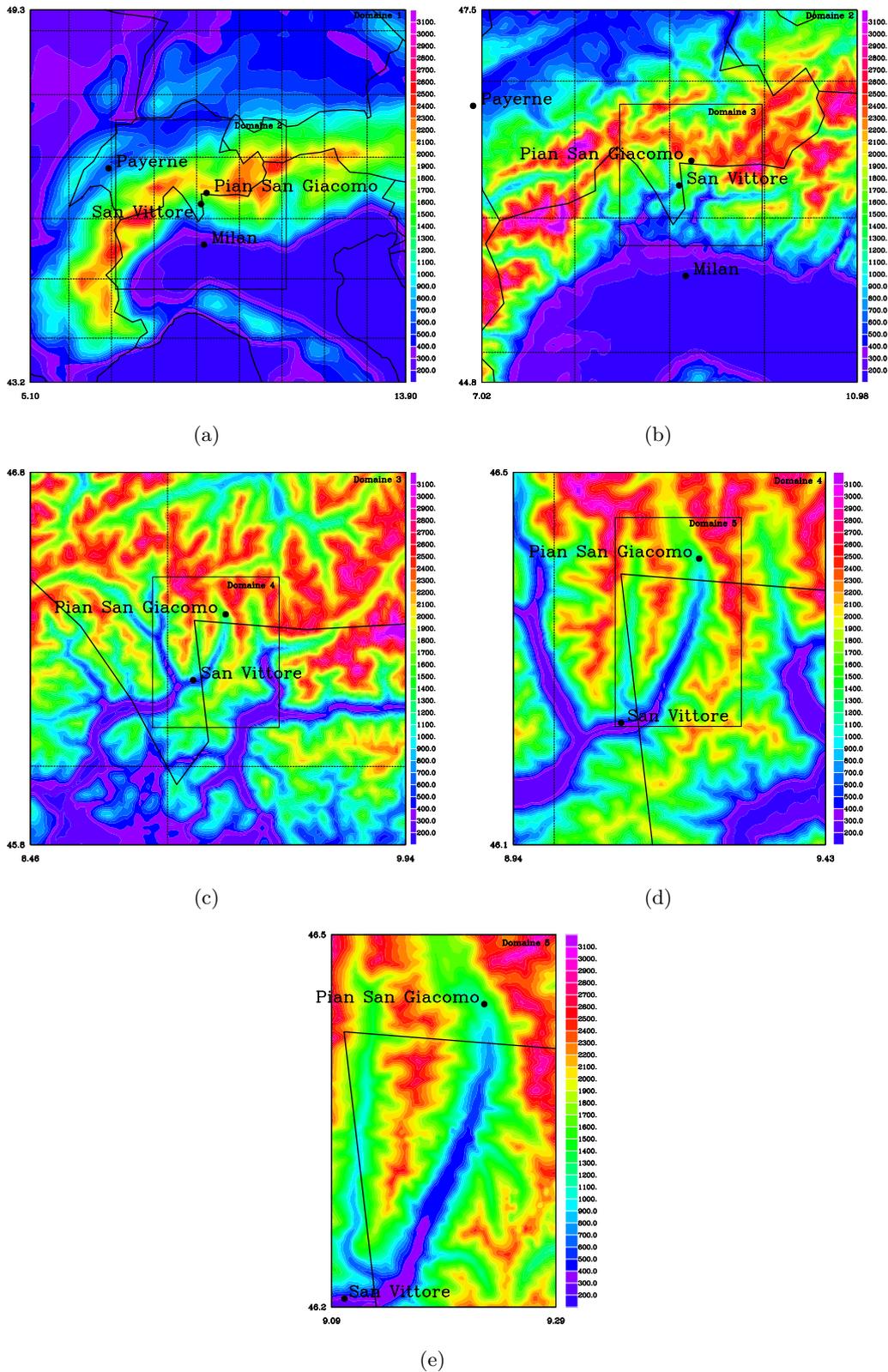


FIGURE 8.1 – Emboîtement des cinq domaines de simulation. La topographie est représentée et affichée à la même résolution, i.e. de 200 à 3100m. (a) Domaine 1 à 16 kms de résolution horizontale. (b) Domaine 2 à 4 kms de résolution horizontale. (c) Domaine 3 à 1 km de résolution horizontale. (d) Domaine 4 à 340 m de résolution horizontale. (e) Domaine 5 à 110 m de résolution horizontale. Les villes de Payerne, Milan, Pian San Giacomo et San Vittore sont représentées par le symbole ●.

2.2. Caractéristiques de la simulation

Le choix des paramétrisations physiques et des configurations numériques s'appuie sur les éléments de conclusion de la Partie 2. Elles sont présentées dans le Tableau 8.2.

	Domaine 1	Domaine 2	Domaine 3	Domaine 4	Domaine 5
<i>Paramétrisations Physique</i>					
Modèle de turbulence	1D	1D	1D	3D	3D
Schéma de longueurs de mélange	BL89	BL89	BL89	DEAR	DEAR
Différenciation l_k, l_ε			oui		
Schéma radiatif			ECMWF		
Conditions aux limites au sol			Surfex		
<i>Configurations numérique</i>					
Conditions aux limites latérales	ECMWF	2-Ways	2-Ways	1-Way	1-Way
Pas de temps [s]	10	4	1	0.1	0.05
Pas de temps Schéma radiatif [mn]			10		
Conditions aux limites au sommet					
Z_{bas} [km] (voir Annexe E)			18		
K_{haut} (voir Annexe E)			0.01		
Solveur de pression			CRESI		
Diffusion numérique			oui		

TABLEAU 8.2 – Les paramétrisations physiques et les configurations numériques des 5 domaines simulés

2.3. Stratégie de simulation

Notre objectif vise à étudier en détail la structure turbulente de l'atmosphère dans la vallée de Mesolcina le 17 aout 1996 entre 11h et 13h afin de profiter au mieux du dispositif expérimental. Pour ce faire et compte tenu des temps de calcul nécessaire pour conduire ces simulations sur l'ensemble des 5 domaines emboîtés, nous avons adapté la stratégie présentée Figure 8.2 et décrite ci-dessous :

- Pour initialiser l'ensemble du domaine, l'heure de début de la simulation est fixée le 16 aout à 18h. Il eut été idéal d'exécuter les 5 domaines en même temps mais ceci aurait entraîné un coût CPU trop important * ;
- Nous avons donc choisi d'exécuter une première simulation de 24h sur les trois premiers domaines. Ces trois domaines interagissent en double interaction ("two-ways nesting") et le domaine 1 est forcé toutes les 6h par les données du centre européen ECMWF. L'objectif est ici d'obtenir une simulation de la thermodynamique de l'atmosphère dans le domaine 3 (résolution horizontale de 1.4kms) la plus cohérente possible. Les champs simulés dans les trois domaines sont sauvegardés toutes les heures et sont comparés avec les données de radiosondages, des stations météorologiques, du profileur de vent et des sodars ;
- Le 17 aout 1996 à 11h, on effectue une deuxième simulation où le domaine 4 est introduit, initialisé avec les champs simulés dans le domaine 3 à 11h avec la première simulation. La simulation dure 2 heures (temps physique), le domaine 4 est forcé par les champs simulés lors de la première simulation dans le domaine 3. L'emboîtement est ici unidirectionnel ("one-way nesting"). Les champs simulés dans le domaine 4 sont sauvegardés toutes les 10 minutes et leurs évaluations s'appuieront sur les données de radiosondages, de profileur de vent, les sodars et les stations météorologiques ;

*. sur la machine Foehn du méso-centre CIMENT de Grenoble, une heure simulée correspond à une journée temps réel en prenant 8 noeuds, et donc 24 heures simulées à 24 jours

- Enfin, une dernière simulation est réalisée et concerne le domaine d'étude de la vallée de Mesolcina. Seul le domaine 5 est exécuté et forcé par les champs simulés dans le domaine 4 lors de la seconde simulation. La simulation est fixée à 20 minutes de temps physique. Seules les variables nécessaires au calcul du paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air (Eq. 3.29) sont sauvegardées toutes les minutes sur tout le domaine. Ces champs turbulents seront analysés au regard des observations disponibles et discutés pour identifier la structure turbulente de l'atmosphère dans cette vallée.

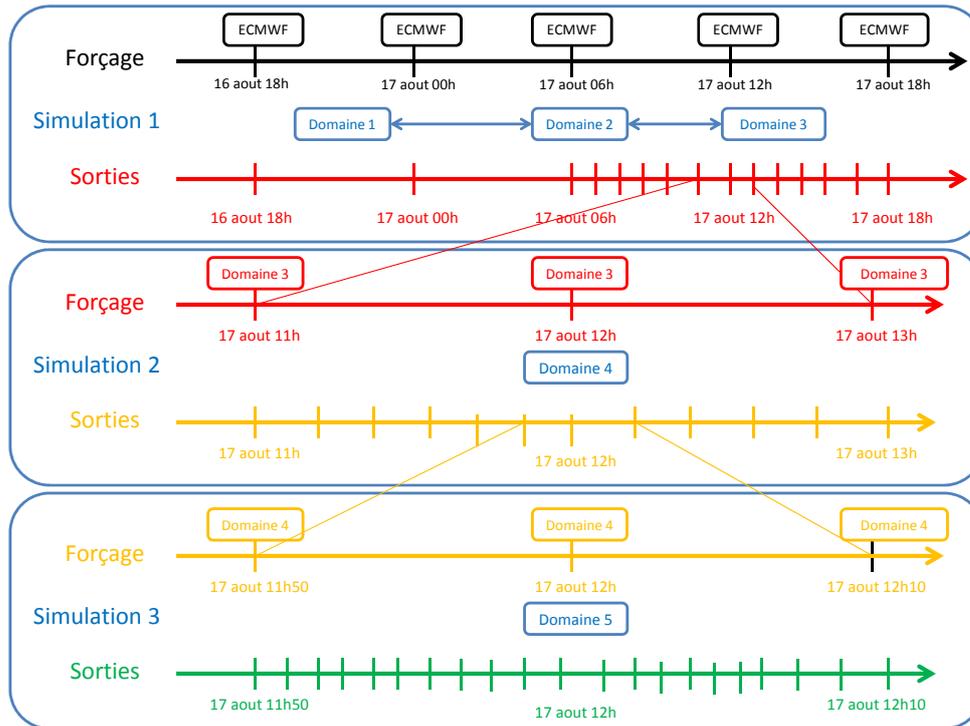


FIGURE 8.2 – Présentation des simulations effectuées du 16 aout à 18h au 17 aout à 18h.

3. ANALYSE DES DONNÉES DE FORÇAGE ECMWF

Les champs de température de l'air, de température dans le sol, d'humidité spécifique, de stock d'eau dans le sol, de vent et de pression au sol sont utilisés pour initialiser et forcer la simulation aux limites du domaine 1 de Méso-NH. Nous présentons dans cette section les données ECMWF utilisées pour initialiser la simulation (i.e. à 18h le 16 aout 1996). Les données utilisées pour le forçage à 00h, 06h, 12h et 18h sont données en Annexe F.

3.1. Données dans le sol

Le forçage du domaine 1 par les données ECMWF est réalisé dans l'atmosphère mais aussi dans le sol. La température et le stock d'eau dans le sol sont respectivement documentés sur 2 et 4 niveaux. Le stock d'eau correspond au produit de la teneur en eau par l'épaisseur de la couche, ce stock d'eau s'exprime donc en mètres. Les niveaux dans le sol, identiques que ce soit pour le stock d'eau ou la température sont

présentés dans le Tableau 8.3.

Niveau	Haut (m)	Bas (m)	Épaisseur (m)	Variable
1	0.0	0.07	0.07	Température et stock d'eau
2	0.07	0.28	0.21	Température et stock d'eau
3	0.28	1.0	0.72	Stock d'eau
4	1.0	2.89	1.89	Stock d'eau

TABLEAU 8.3 – Niveaux dans le sol documentés dans les forçages ECMWF pour la température et le stock d'eau

a. Stock d'eau dans le sol

Le stock d'eau situé aux niveaux 1, 2, 3 et 4 est présenté sur la Figure 8.3.

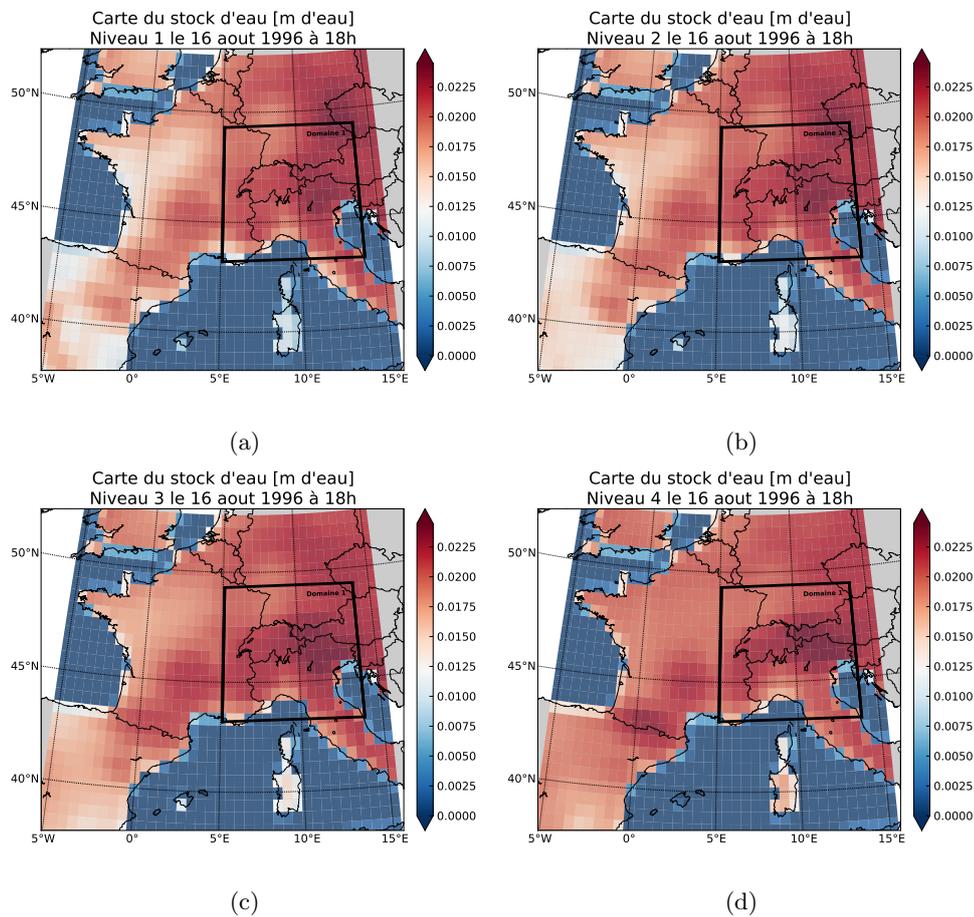


FIGURE 8.3 – Cartes du stock d'eau en m d'eau dans le sol issu des réanalyses ECMWF le 16 aout 1996 à 18h. (a) au premier niveau. (b) au second niveau. (c) au troisième niveau. (d) au quatrième niveau. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Le stock d'eau est plus important au niveau des zones de montagne et en Europe de l'Est que dans les plaines situées à l'Ouest de la France. Dans le domaine 1, le stock d'eau est important. Ces remarques sont valables quelques soit le niveau discuté.

b. Température dans le sol

La température dans le sol située aux niveaux 1 et 2 est présentée sur la Figure 8.4.

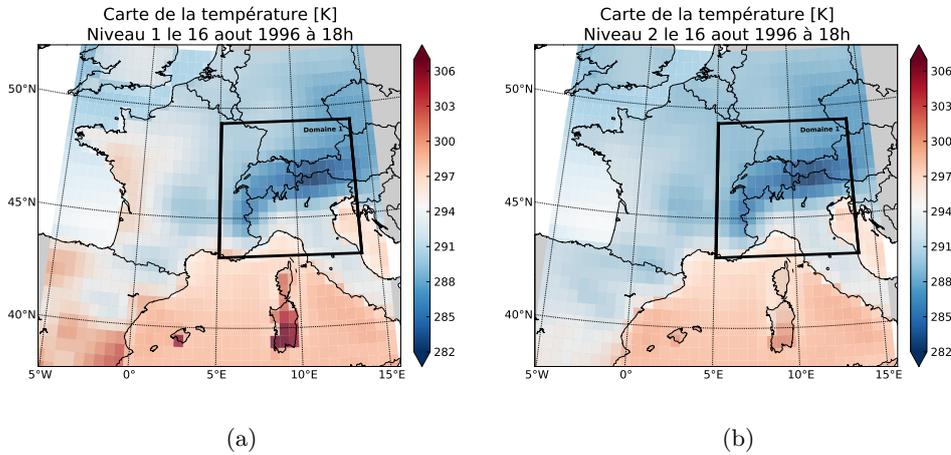


FIGURE 8.4 – Cartes de la température en °K issue des réanalyses ECMWF le 16 aout 1996 à 18h. (a) au premier niveau. (b) au second niveau. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Comme attendu, la répartition de la température au premier niveau (Fig. 8.4 (a)) est fortement liée à l'altitude. En zone de montagne, la température est faible (environ 280K) tandis que dans les zones au Sud, en Espagne et dans le Sud de la France la température est plus importante (environ 300K). Dans le domaine 1, la température dans le sol ne présente pas de structure particulière et avoisine les 280K. On retrouve ce même résultat pour tous les niveaux. Contrairement au stock d'eau, on peut observer un gradient de température selon la latitude dans le domaine 1.

3.2. Pression en surface

La pression en surface est présentée sur la Figure 8.5.

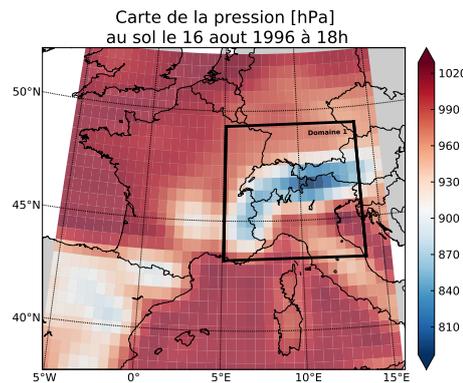


FIGURE 8.5 – Pression en surface en hPa, le 16 aout 1996 à 18h issue des données ECMWF. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Tout comme la répartition de la température dans le sol, la répartition de la pression en surface est naturellement liée à la topographie. Les chaînes des Pyrénées, du massif central ou des Alpes sont parfaitement visibles sur la Figure 8.5. La pression est minimale en altitude (environ 800 hPa) et maximale en plaine et sur la mer (1000 hPa). On retrouve la pression de référence 1013.25 hPa au niveau de la mer.

3.3. Température, humidité et vent à 500 hPa

La température, l'humidité et le vent dans l'atmosphère sont disponibles sur 60 niveaux verticaux allant de 1013.25 hPa jusqu'à 100 hPa. Afin de visualiser la situation à grande échelle, nous avons choisi de présenter les coupes horizontales de la température et de l'humidité à 500hPa (environ 5500 m) (Figure 8.6). Le vent horizontal est représenté sous forme de vecteurs sur ces deux coupes horizontales.

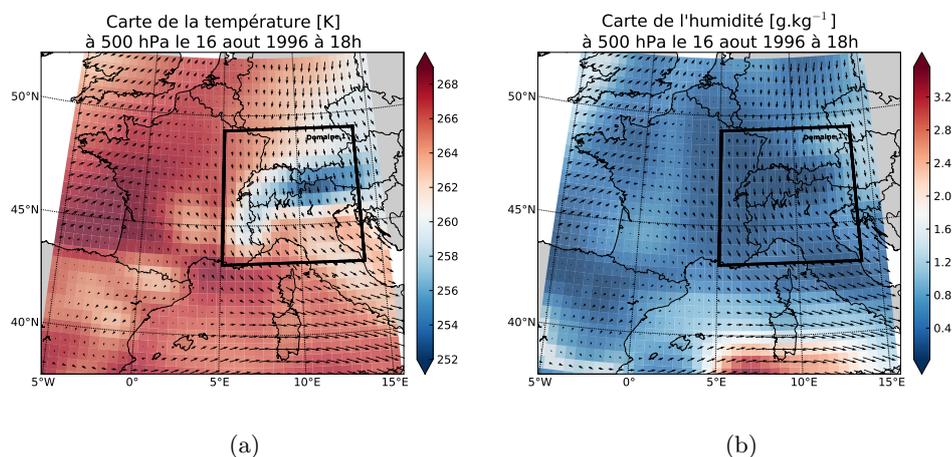


FIGURE 8.6 – Cartes de la température en °K (a) et de l'humidité spécifique en g.kg^{-1} (b) à 500hPa issues des réanalyses le 16 aout 1996 à 18h. Le domaine 1 est indiqué par le cadre noir.

A 500 hPa, la signature du relief est encore visible sur les champs de température et d'humidité (Figure 8.6). Les minima de température permettent de visualiser les Alpes, les Pyrénées et le Massif Central. Dans le domaine 1, le vent du Nord subit une inflexion vers le Sud-Est, très probablement dû à la présence de la chaîne Alpine.

4. DÉMARCHE D'ÉVALUATION

Dans un premier temps, nous analysons les champs simulés dans plusieurs coupes horizontales et verticales dans les 5 domaines de simulation afin de s'assurer de la cohérence des champs simulés. Ensuite, une évaluation plus quantitative est réalisée en s'appuyant sur la comparaison des champs observés et simulés. Les observations issues des radiosondages, les sodars, le profileur de vent ainsi que des stations météorologiques sont utilisées pour cette évaluation.

Par soucis de concision, seules les évaluations des champs simulés le 17 aout à 12h sont présentées dans le corps du texte. Dans l'Annexe G, les évaluations pour les autres créneaux horaires sont présentées pour les radiosondages de Payerne, Milan et Capofiume uniquement.

4.1. Éléments d'incertitude liés à la résolution horizontale

Les champs simulés sont repérés par le pixel où est localisé l'instrument de mesure. Ainsi, on pourra, par exemple, avec les données de radiosondages de Milan et de Cadenazzo évaluer l'effet de la résolution horizontale sur les profils verticaux simulés. Les différences d'altitude entre les sites réels d'observation et les pixels qui leurs sont associés dans les différents domaines sont minimales pour les radiosondages de Milan et Capofiume situés en plaine; elles sont de l'ordre de la dizaine de mètres. En revanche pour l'ensemble des autres instruments utilisés pour l'évaluation, les différences d'altitude entre les profils simulés et les

profils observés pour le domaine 1 sont plus importantes (entre 400 et 900 mètres). Les différences entre les altitudes des stations d'observation et les pixels dans chacun des domaines sont présentées dans le Tableau 8.4.

Nom	Type	Obs	Domaine 1	Domaine 2	Domaine 3	Domaine 4	Domaine 5
Milan	RS	103m	178m	165m	-	-	-
Payerne	RS	176m	604m	-	-	-	-
Capofiume	RS	11m	11.9m	-	-	-	-
Grono	RS	320m	1226m	832m	541m	386m	348m
Cadenazzo	PV	204m	990m	513m	330m	234m	-
Pian San Giacomo	SO	1320m	1916m	1725m	1630m	1413m	1386m
San Vittore	SO	269m	1122m	848m	458m	300m	273m

TABLEAU 8.4 – Altitude des villes où est implémenté un instrument de mesure utilisé pour l'évaluation de la simulation. Les sigles RS, PV et SO correspondent respectivement à Radiosondage, Profileur de Vent et Sodar.

Ces différences d'altitude sont inhérentes à la résolution des domaines de simulation. On remarque que de manière générale, plus on augmente la résolution horizontale plus les différences d'altitude entre le pixel et le site d'observation sont faibles (de la dizaine de mètres quelque soit la station pour le domaine 5). Généralement, les niveaux verticaux situés au dessus du sol s'expriment soit en pression, soit en altitude par rapport au niveau de la mer soit en altitude par rapport au sol.

Les vents de pente généralement localisé près du sol doivent nécessairement être comparé à des données de simulation située près du sol également. Pour ce qui est des variables de température et d'humidité, leur variation en fonction de l'altitude par rapport au niveau de la mer fait que l'on peut comparer les profils verticaux observés par rapport à l'altitude exprimée par rapport au niveau de la mer ou par rapport au niveau de pression. Dans la suite de ce document nous utiliserons comme échelle verticale la pression atmosphérique pour les champs de température et d'humidité et l'altitude par rapport au sol pour la vitesse et la direction de vent.

4.2. Évolution temporelle du vent à altitudes constantes

La Figure 8.7 présente l'évolution temporelle du vent entre le 16 aout 1996 à 18h et le 17 aout 1996 à 18h UTC. 3 altitudes sont présentées : 1800m (première ligne), 3000m (seconde ligne) et 5000m (ligne du bas).

A 1800m (Fig. 8.7(a-e)), le cycle diurne influence beaucoup la direction du vent. A 18h UTC, les vents sont orientés vers le Sud, "descendant" ainsi des parties Nord plus marquées par les reliefs. Cette activité semble s'atténuer dans la nuit où on observe une situation sans direction privilégiée de vent. Les vents anabatiques se mettent en place au lever du soleil et conduisent à des vents orientés vers le Nord-Est remontant ainsi les régions montagneuses. Cette situation s'établit dès 6h UTC le 17 aout et se maintient dans la journée jusqu'à 12h UTC. A nouveau les vents descendants se remettent en place en fin de journée à 18h UTC le 17 aout. Cette signature du cycle diurne est également visible sur les coupes à 3000m (Fig. 8.7(f-j)), alors qu'à 5000m cette signature disparaît quasiment (Fig. 8.7(k-o)). A 5000m, l'orientation du vent est essentiellement contrôlée par la dynamique de l'atmosphère libre qui subit une légère deflection vers le Sud-Est le 17 aout dans la journée.

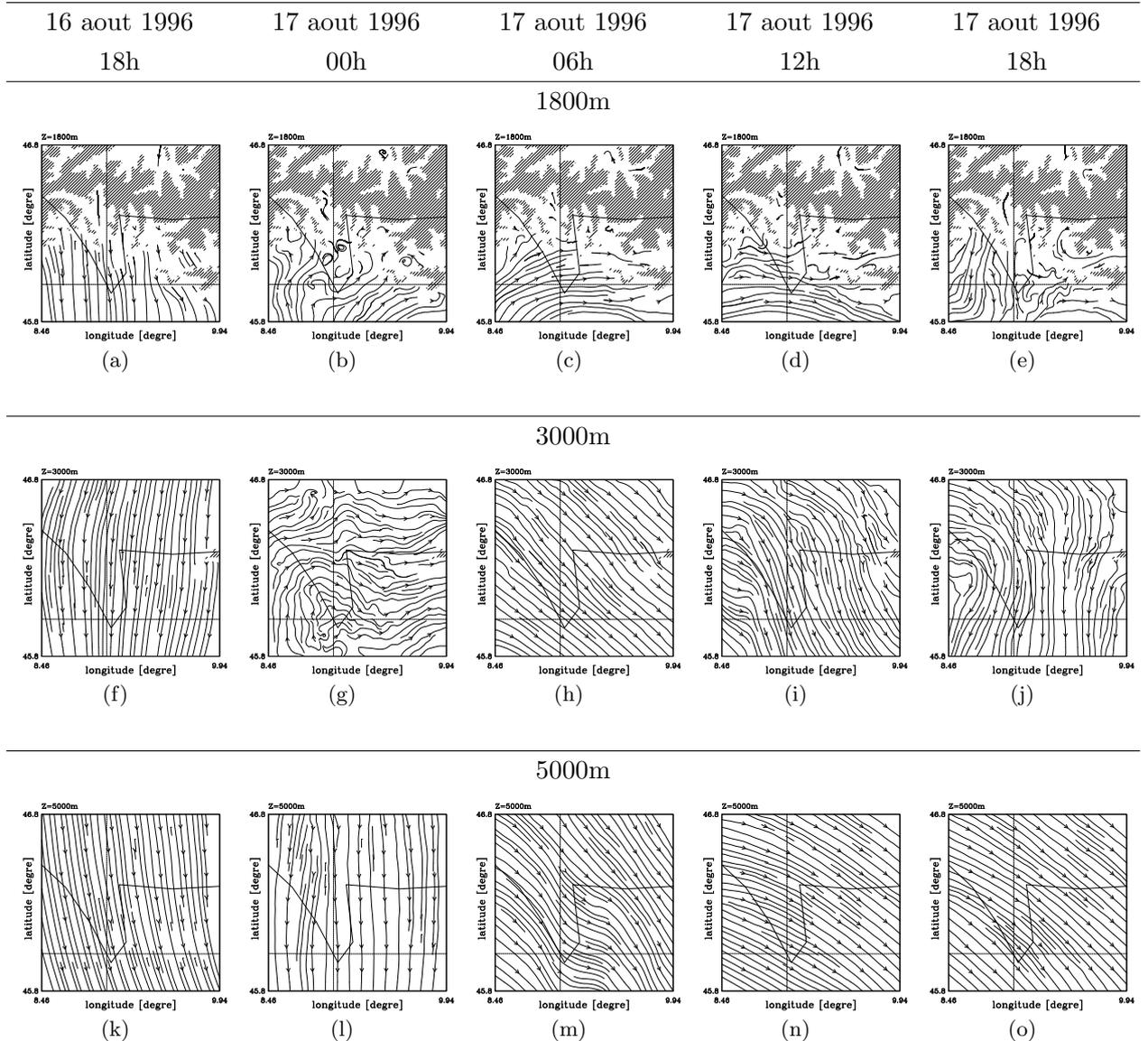


FIGURE 8.7 – Évolution temporelle du vent simulé dans le domaine 3 sous forme de lignes de courant à 1800 m sur la première ligne, à 3000 m sur la ligne du milieu et à 5000m sur la ligne du bas. La première colonne correspond à 18h le 16 aout 1996. La deuxième colonne correspond à 00h le 17 aout 1996. La troisième colonne correspond à 06h le 17 aout 1996. La quatrième colonne correspond à 12h le 17 aout 1996. La dernière colonne correspond à 18h le 17 aout 1996.

4.3. État thermodynamique des basses couches de l'atmosphère le 17 aout à 12h

On s'intéresse dans un premier temps à décrire la structure horizontale et verticale de l'humidité spécifique, de la température et du vent simulée dans les 3 simulations. Les échelles de couleur sont les mêmes quelque soit le domaine, tout ceci afin de faciliter les comparaisons. Les champs simulés sont présentés pour les 5 domaines sur les Figures 8.8 à 8.11.

a. Structures horizontales à 4 mètres au dessus du sol

La Figure 8.8 présente la variabilité horizontale de la température à 4 mètres au dessus du sol. L'apport de la résolution horizontale sur la variabilité horizontale de la température est net. En effet, si on regarde

le champ de température simulé dans le domaine 1 (Fig. 8.8 (a)), on remarque qu'au niveau de notre zone d'étude la température semble relativement homogène, alors que dans le domaine 5 (Fig. 8.8 (e)) la température simulée présente une variabilité imposée par les structures fines du relief. La résolution du domaine 1 ne permet donc pas de reproduire les variations de température locale qui peuvent atteindre 9 Kelvin dans la vallée. Globalement, on remarque que plus la résolution est grossière plus la température potentielle est importante en surface.

En ce qui concerne la variabilité horizontale de l'humidité spécifique à 4 mètres au dessus du sol, on peut faire les mêmes remarques que pour la température. La Figure 8.9 présente des coupes horizontales à 4 m situées au dessus du sol de l'humidité spécifique sur les 5 domaines simulés. L'augmentation de la résolution horizontale apporte beaucoup sur la variabilité de l'humidité spécifique dans la vallée. En effet, le champ d'humidité spécifique simulé dans le domaine 1 (Fig. 8.9 (a)) présente à nouveau une faible variabilité (d'environ 4g/kg) au niveau de notre zone d'étude. Le champ d'humidité spécifique simulé dans le domaine 5 présente une plus forte variabilité (d'environ 12g/kg) (Fig. 8.9 (e)). D'une manière générale, l'apport de la résolution n'est pas du tout négligeable et permet de représenter plus finement les gradients horizontaux localement.

Globalement, les coupes horizontales à 4 mètres au dessus du sol de la température et de l'humidité spécifique permettent de mettre en évidence que plus la résolution augmente plus les gradients locaux sont bien simulés. De plus, on remarque que plus la résolution est grossière plus la température potentielle et l'humidité spécifique sont importantes en surface.

b. Structures verticales

La structure verticale des champs simulés est représentée sur des coupes verticales réalisées à latitude constante égale à 46.35° (latitude qui correspond environ au centre des domaines). Seuls les champs simulés sous la zone d'absorption (i.e. 18 kilomètres d'altitude) sont présentés.

La structure verticale du champ de température potentielle est présentée sur la Figure 8.10. Les lignes de courant sont aussi représentées. Dans les 5 domaines, la structure thermique verticale présente une stratification stable de 3 à 18kms. Le gradient vertical de température potentielle avoisine les -4K/km et la fréquence de Brunt Vaisala est d'environ 0.011s^{-1} . L'atmosphère simulée ne présente pas d'inversion thermique. Pour les altitudes inférieures à 3000m, la structure thermique est fortement corrélée à la résolution du domaine et donc à la résolution du relief. Sur la Figure 8.10(a), on observe cependant une légère influence du relief aux alentours de 7000m d'altitude, la température potentielle augmente de quelques Kelvin quand on se déplace de l'ouest vers l'est. D'une manière générale, au niveau de notre zone d'étude (au centre des coupes verticales) plus on augmente la résolution plus la température simulée en surface est faible. La structure dynamique est elle aussi fortement dépendante de la résolution de la topographie. Des zones de recirculation sont visibles près du sol (pour une altitude inférieur à 3km) quelque soit le domaine.

La structure verticale de l'humidité spécifique est présentée sur la Figure 8.11. L'humidité est localisée dans les basses couches de l'atmosphère. Pour des altitudes supérieures à 3500 mètres, les valeurs de l'humidité spécifique deviennent inférieures à 0.5 g/kg quelque soit les domaines. Dans les basses couches, les structures de l'humidité spécifique suivent les lignes de courant et sont donc liées à la résolution de la topographie. Comme le vent est orienté d'Ouest en Est, on observe sur les faces Est de chaque sommet des courants de recirculation. Ces courants transportent l'humidité spécifique des sommets vers l'Est et dans les vallées adjacentes. Ce phénomène est bien visible sur la Figure 8.8 (e) au centre du domaine ($x=6000\text{m}$). Globalement, les coupes verticales de température, d'humidité spécifique et des lignes de courant mettent en évidence l'impact de la résolution du relief sur l'ensemble des champs thermodynamiques.

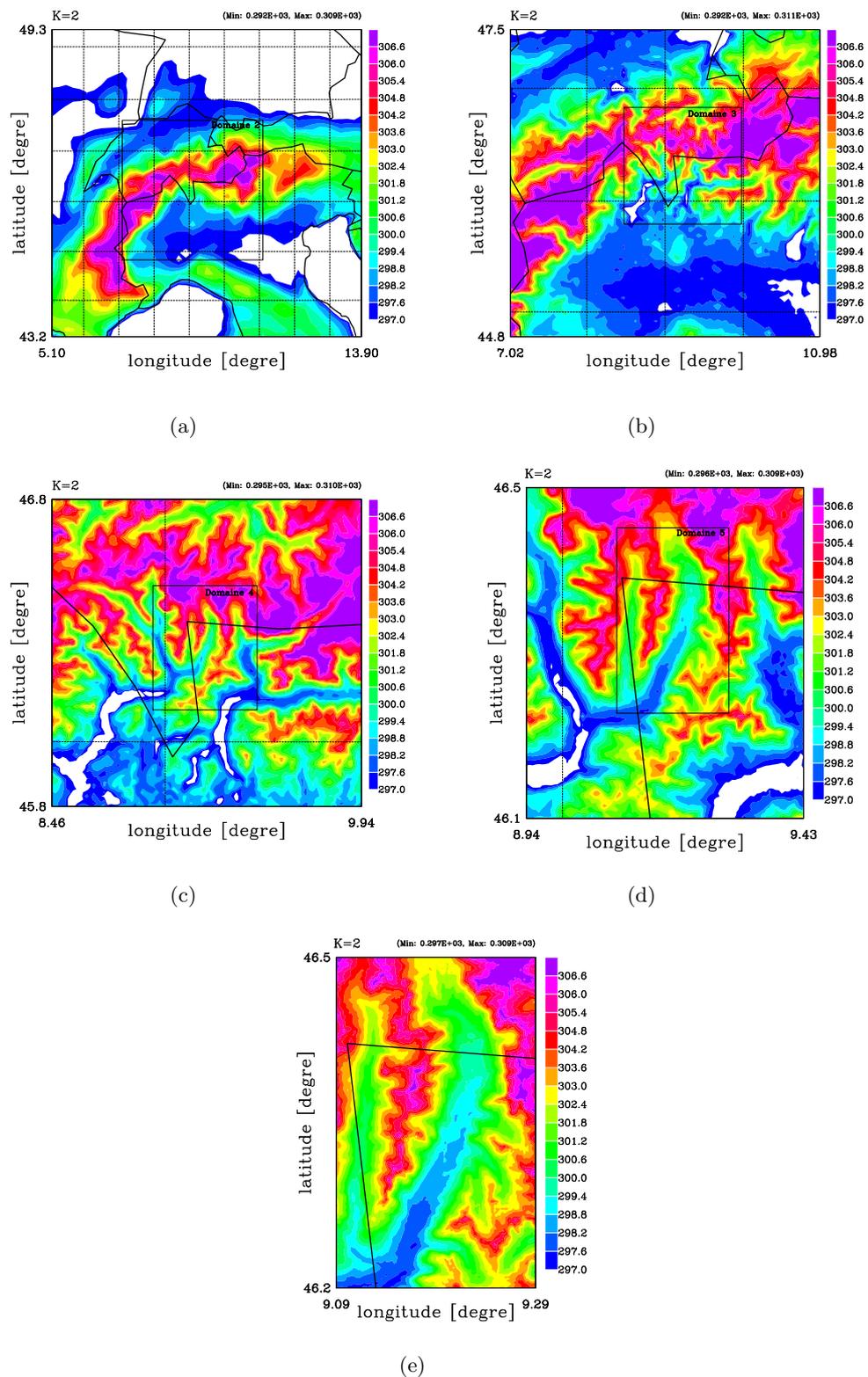


FIGURE 8.8 – Coupes horizontales de la température potentielle en °K au niveau K=2, i.e. à 4 mètres au dessus du sol le 17 aout 1996 à 12h. (a) Domaine 1 à 16 kms de résolution horizontale. (b) Domaine 2 à 4 kms de résolution horizontale. (c) Domaine 3 à 1 kms de résolution horizontale. (d) Domaine 4 à 340 m de résolution horizontale. (e) Domaine 5 à 110 m de résolution horizontale.

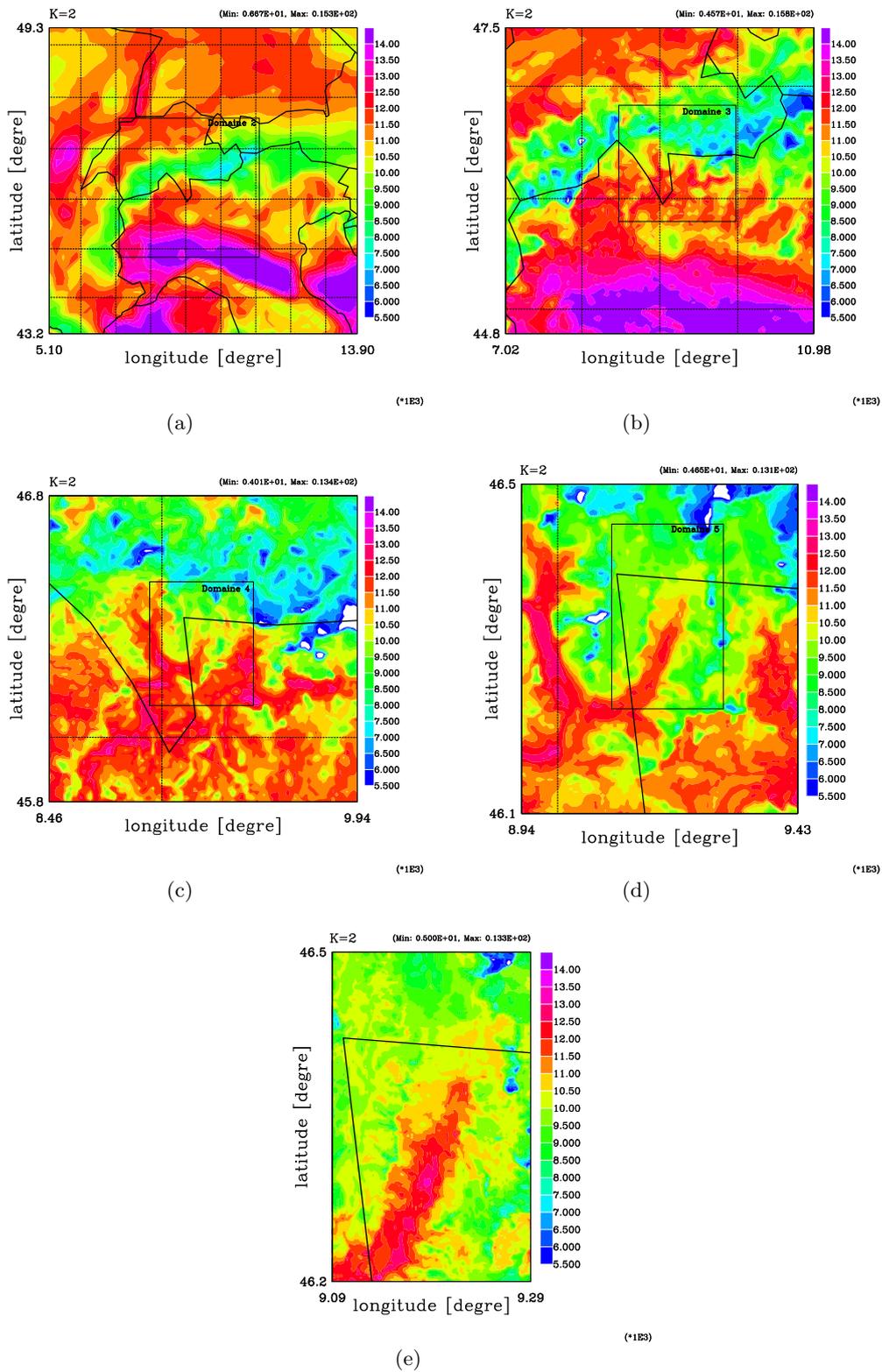


FIGURE 8.9 – Coupes horizontales de l'humidité spécifique en g/kg au niveau K=2, i.e. à 4 mètres au dessus du sol le 17 aout 1996 à 12h. (a) Domaine 1. (b) Domaine 2. (c) Domaine 3. (d) Domaine 4. (e) Domaine 5.

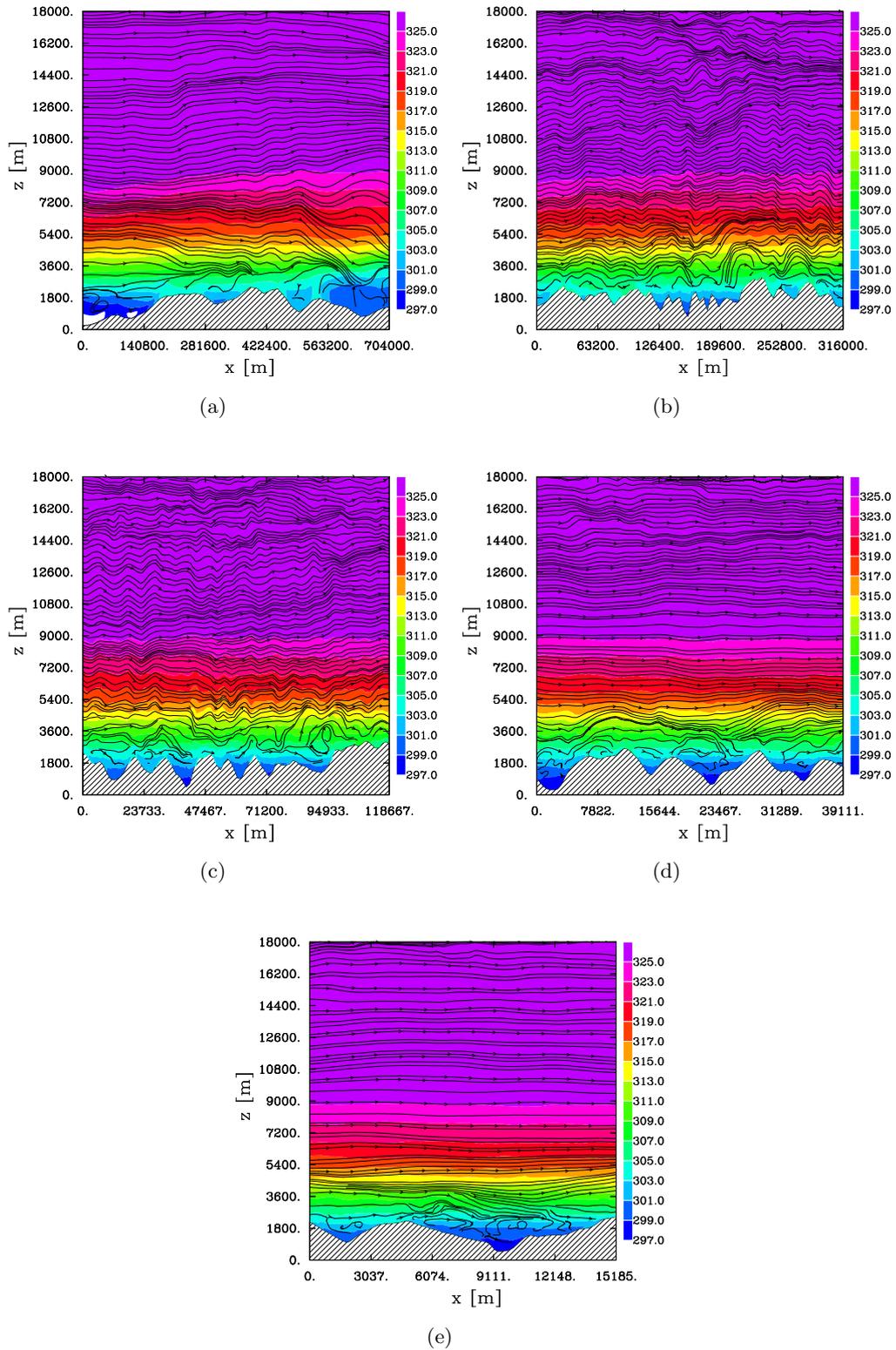


FIGURE 8.10 – Coupes verticales de la température potentielle en °K (couleurs) et des lignes de courant (lignes) au centre des domaines à latitude constante de 46.35° le 17 aout 1996 à 12h. (a) Domaine 1. (b) Domaine 2. (c) Domaine 3. (d) Domaine 4. (e) Domaine 5. Les traits surmontés de flèches représentent les lignes de courant.

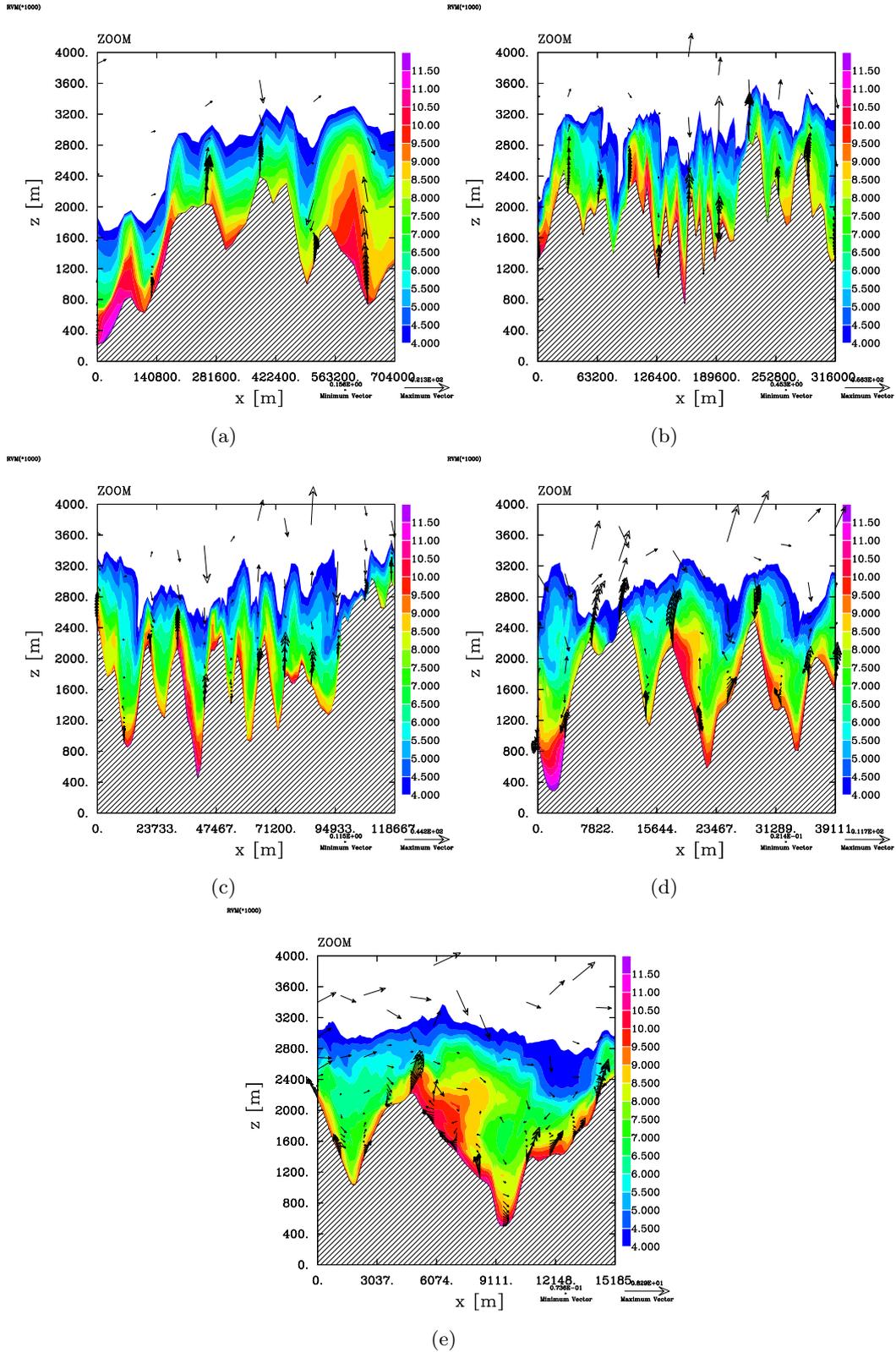


FIGURE 8.11 – Coupes verticales de l'humidité spécifique en g/kg (couleurs) et des vecteurs vitesse (flèches) au centre des domaines à latitude constante de 46.35° le 17 août 1996 à 12h. (a) Domaine 1. (b) Domaine 2. (c) Domaine 3. (d) Domaine 4. (e) Domaine 5. Les traits surmontés de flèches représentent les lignes de courant.

4.4. Évaluation à l'aide des radiosondages

Dans cette section, on propose une évaluation plus fine des champs simulés en s'appuyant sur les données issues des radiosondages de Payerne, Capofiume, Milan et Grono. Les sondages de Payerne et Capofiume sont utilisés pour évaluer les champs simulés dans le domaine 1 tandis que celui de Milan sera utilisé pour évaluer les champs simulés dans les domaines 1 et 2. Le radiosondage de Grono est utilisé pour évaluer les champs simulés dans les 5 domaines. Les analyses concernent les champs simulés le 17 aout 1996 à 12h. On présente dans l'Annexe G, l'ensemble des autres analyses mettant en regard les données observées et simulées pour les autres heures des sondages (i.e. le 16/08 à 18h, le 17/08 à 0, 6 et 18h).

a. Radiosondages de Payerne

La Figure 8.12 présente les profils verticaux de température et d'humidité relative instantanés simulés dans le domaine 1 à Payerne. Ils sont comparés au sondage de Payerne effectué le 17 aout 1996 à 12h.

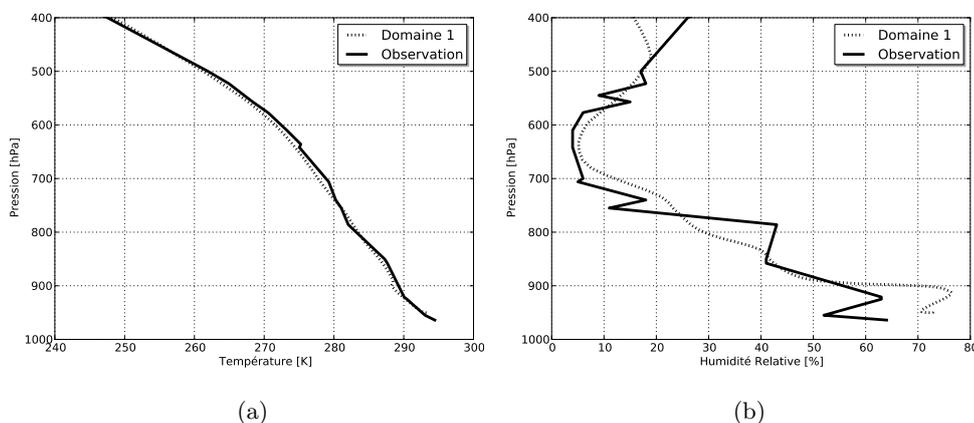


FIGURE 8.12 – Comparaison du radiosondage obtenu à Payerne le 17 aout 1996 à 12h avec (a) le profil de température et (b) le profil d'humidité relative instantanés simulés dans le domaine 1 à la même heure.

Sur la Figure 8.12(a), on note que le modèle Més0-NH reproduit bien le profil vertical de température sur l'ensemble de l'atmosphère sondée par le radiosondage à Payerne. On n'observe pas de différences majeures entre les profils de température observée et simulée notamment au niveau des basses couches de l'atmosphère même si l'altitude du pixel au niveau de Payerne est surestimée de 400m. De plus on note que les gradients verticaux de la température observée et simulée est de l'ordre de -6.4 K/km, ce qui est conforme à nos attentes (gradient pour ce type d'atmosphère aux alentours de -6 K/km). En ce qui concerne le profil vertical d'humidité relative, on observe quelques différences entre le profil simulé et celui obtenu expérimentalement. Dans les basses couches (niveau de pression supérieur à 900 hPa), le modèle surestime l'humidité alors qu'aux alentours de 850 hPa le modèle semble être légèrement déficitaire en humidité. Près du sol, cette différence est d'environ 10%.

b. Radiosondages de Capofiume

La Figure 8.13 présente les profils verticaux de température et d'humidité relative instantanés simulés dans le domaine 1 à Capofiume. Ils sont comparés au sondage de Capofiume effectué le 17 aout 1996 à 12h.

Dans les basses couches de l'atmosphère (pression supérieure à 900 hPa), la température simulée à Capofiume le 17 aout 1996 à 12h est sous-estimée (Fig. 8.13(a)). Cette sous-estimation reste cependant

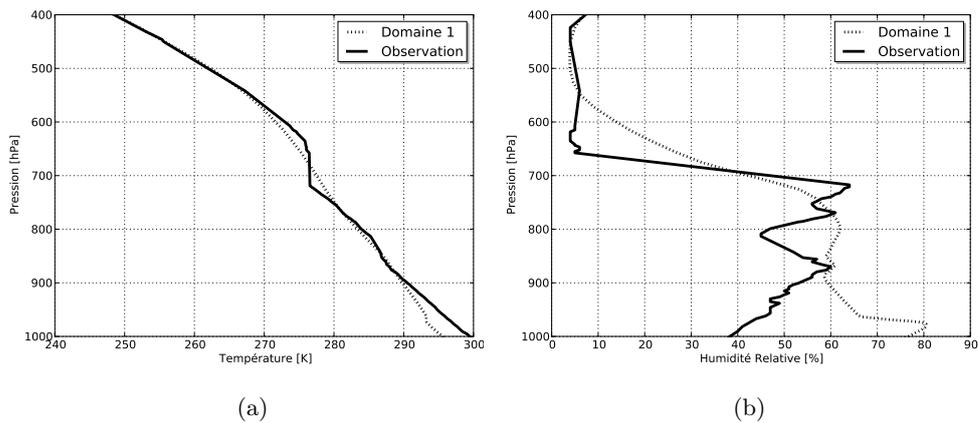


FIGURE 8.13 – Comparaison du radiosondage obtenu à Capofiume le 17 aout 1996 à 12h avec (a) le profil de température et (b) le profil d'humidité relative instantannés simulés dans le domaine 1 à la même heure.

faible, entre 3 ou 4 Kelvin. Au dessus, le gradient de température est bien reproduit et est de l'ordre de -6.2 K/km. La comparaison entre les profils observé et simulé de l'humidité relative (Fig. 8.13(b)) conduit aux mêmes conclusions que précédemment. L'humidité relative dans les basses couches est fortement surestimée. La différence d'altitude entre le pixel "Capofiume" et le site réel ne peut pas expliquer cette surestimation de l'humidité relative dans les basses couches, car celle-ci ne dépasse pas 1m. Néanmoins, ce radiosondage est situé loin de la vallée de Mesolcina, on peut donc penser que l'excès d'humidité simulée par le modèle n'affectera pas notre zone d'étude d'autant plus que le site de Capofiume se situe à l'opposé de la vallée de Mesolcina par rapport au vent dominant de Sud-Est.

c. Radiosondages de Milan

La Figure 8.14 présente les profils verticaux de la température et de l'humidité relative instantannés simulés dans les domaines 1 et 2 à Milan. Ils sont comparés au sondage de Milan effectué le 17 aout 1996 à 12h.

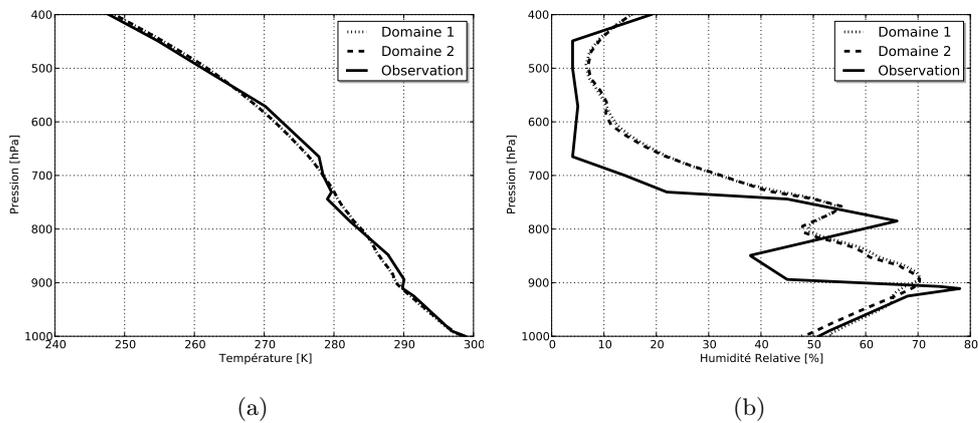


FIGURE 8.14 – Comparaison du radiosondage obtenu à Milan le 17 aout 1996 à 12h avec (a) le profil de température et (b) le profil d'humidité relative instantannés simulés dans les domaine 1 et 2 à la même heure.

Comme précédemment, on note que le modèle reproduit bien les profils verticaux de température. Sur la Figure 8.14(a), on observe que quelque soit la résolution horizontale (domaine 1 : $\Delta x = \Delta y = 16\text{kms}$; domaine 2 : $\Delta x = \Delta y = 4\text{kms}$) sur toute la colonne atmosphérique sondée, les profils simulés sont parfaitement en adéquation avec le profil observé. Le gradient vertical de la température est identique à ceux obtenus précédemment (Payerne et Capofiume). On observe que les profils d'humidité simulés pour les 2 domaines sont équivalents. Néanmoins pour le site de Milan, les profils d'humidité dans les basses couches sont plus proches que celui observé ; au dessus de 850hPa, les profils simulés présentent un excédent d'humidité plus important que pour les profils de Payerne et Capofiume. Les différences d'altitude entre la station du radiosondage et le pixel associé sont situées entre 70 et 60 mètres et malgré ces différences, le modèle semble bien se comporter dans les basses couches à Milan.

d. Radiosondages de Grono

La Figure 8.15 présente les profils verticaux de température et d'humidité relative instantanés simulés dans les 5 domaines à Grono. Ils sont comparés au sondage de Grono effectué le 17 aout 1996 à 12h.

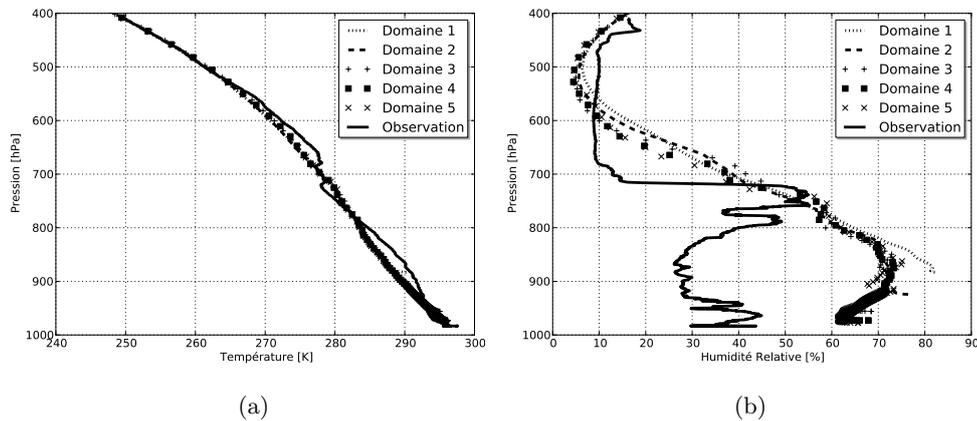


FIGURE 8.15 – Comparaison du radiosondage obtenu à Grono le 17 aout 1996 à 12h avec (a) le profil de température et (b) le profil d'humidité simulés dans les 5 domaines à la même heure.

Quelque soit la résolution horizontale, le profil vertical de température simulée à Grono est très proche du profil vertical de température observé (Fig. 8.15(a)). Les différences d'altitude induites par la résolution de la topographie ne semblent pas impacter les profils verticaux simulés de température, et pourtant ces différences sont significatives : de 900 m pour le domaine 1 à 20 m pour le domaine 5. Le gradient vertical de température est toujours bien reproduit dans les 5 domaines et est égal à environ -6.8 K/km . Comme pour les sondages de Payerne et Capofiume, le modèle surestime d'un facteur 2 l'humidité relative simulée dans les basses couches. Globalement, Méso-NH semble ne pas reproduire le découplage observé entre $z < 850\text{hPa}$ et $z > 850\text{hPa}$ dans les profils d'humidité. En effet, le profil observé présente une humidité relative quasiment homogène sur toute l'épaisseur entre 1000 et 850hPa, puis à 850hPa (3000m), l'humidité atmosphérique est subitement réduite. Les profils simulés ne présentent aucune rupture et proposent une tendance plus "continue" dans la décroissance de l'humidité avec l'altitude.

4.5. Évaluation à l'aide du profileur de vent de Cadenazzo

La Figure 8.16 présente les profils verticaux de vitesse et de direction du vent instantanés simulés dans les domaines 1, 2, 3 et 4 à Cadenazzo. Ils sont comparés aux données issues du profileur de vent situé à Cadenazzo obtenues le 17 aout 1996 à 12h avec deux résolutions différentes liées aux fréquences

d'émission : 100m et 400m.

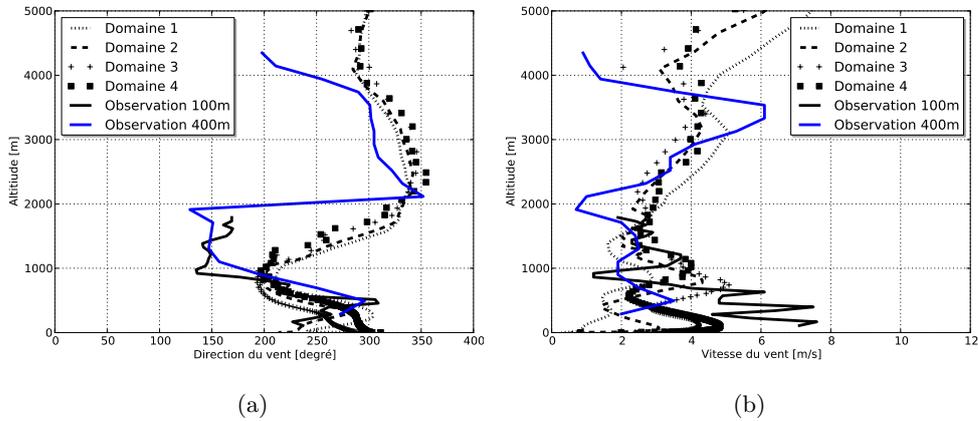


FIGURE 8.16 – Comparaison du profil de vent obtenu à Cadanezzo le 17 aout 1996 à 12h avec (a) le profil de vitesse et (b) le profil de la direction du vent simulés dans les domaines 1, 2, 3 et 4 à la même heure.

D'une manière générale, le profil vertical de direction du vent simulé à Cadanezzo (Fig. 8.16(a)) est similaire au profil de vent observé à Cadanezzo dans les basses couches. Les deux profils de direction du vent observés (à 100 m ou 400 m de résolution) sont similaires. L'impact de la résolution horizontale sur le profil vertical de direction du vent est visible. En effet, les différences d'altitude entre les observations et les simulations (700 mètres de différence pour le domaine 1 et 35 mètres pour le domaine 5) conduisent à des profils légèrement décalés. Malgré ces différences, la direction du vent près du sol (altitude inférieure à 1km) se trouve situé entre 200 et 300 degré Nord pour les 4 domaines. Cadanezzo est situé au Sud-Ouest de la vallée de Mesolcina, le vent pénètre donc dans la vallée. Les profils verticaux de la vitesse du vent simulée dans les domaines 1, 2, 3 et 4 (Fig. 8.16(b)) sont globalement compris entre les observations à 100m de résolution et 400m. L'impact de la résolution sur l'échantillonnage du vent observé (100m versus 400m) est important sur les profils de vent restitués dans les très basses couches (i.e. inférieure à 1km). Le vent observé avec le profileur de vent à 400m de résolution est quasiment 3 fois plus faible que celui observé par le profileur de vent à 100m de résolution. Les profils de vent simulés dans les domaines 3 et 4 sont compris entre les deux profils de vent observés.

4.6. Évaluation à l'aide des sodars

Deux sodars sont utilisés pour l'évaluation des 3 simulations. Le mini-sodar situé à Pian San Giacomo permet de sonder l'atmosphère jusqu'à 150 mètres au dessus du sol tandis que le sodar situé à San Vittore jusqu'à 400m. Nous présentons dans les sous sections suivantes l'évaluation de nos simulations avec les champs observés par les deux sodars.

a. Mini-Sodar situé à Pian San Giacomo

La Figure 8.17 présente les profils verticaux de vitesse et de direction du vent instantanés simulés dans les 5 domaines à Pian San Giacomo. Ils sont comparés aux données issues du mini-sodar situé à Pian San Giacomo obtenues le 17 aout 1996 à 11h50 et 12h10. Il n'y a pas de données le 17 aout 1996 à 12h.

Globalement, on constate qu'à Pian San Giacomo dans les basses couches (dans les premiers 150m) un bon accord entre les champs simulés et observés quelque soit la résolution horizontale. En effet, l'écart

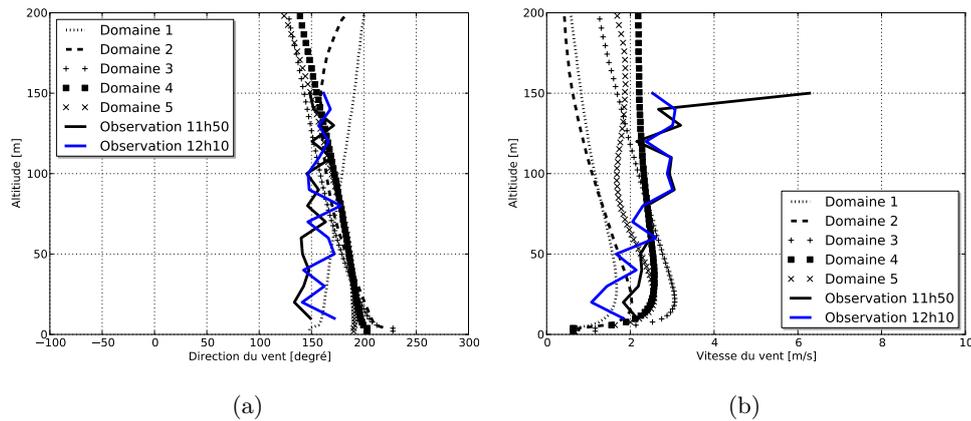


FIGURE 8.17 – Comparaison du profil de vent obtenu à Pian San Giacomo le 17 aout 1996 à 12h avec (a) le profil de vitesse et (b) le profil de la direction du vent simulés dans les 5 domaines à 11h50 et 12h10.

maximum entre les profils de direction du vent simulés et observés n'excède pas 40° . L'impact de la résolution horizontale n'est pas direct. Globalement, les résolutions des domaines 2, 3, 4 et 5 conduisent à des profils de direction du vent très similaires avec un biais de l'ordre de 30 à 40 degrés par rapport aux observations. Le profil obtenu dans le domaine 1 diffère des 4 autres dans toute la colonne atmosphérique. A Pian San Giacomo, les différences d'altitude du sol entre les 5 domaines et l'observation sont comprises entre 600 mètres pour le domaine 1 et 60 mètres pour le domaine 5. Malgré ces différences importantes, on observe peu d'impact sur les directions simulées sauf dans le domaine 1. Les profils verticaux de vitesse du vent simulés sont, eux aussi, similaires aux profils de vitesse de vent observés par le mini-sodar à Pian San Giacomo. On observe tout de même une légère surestimation de moins de 1m/s de la vitesse du vent près du sol pour les domaines 3, 4 et 5. Proche du sol (altitude inférieure à 150m), la vitesse du vent est comprise entre 1 et 3 m/s que ce soit pour les 5 domaines simulés ou pour l'observation.

b. Sodar situé à San Vittore

La Figure 8.18 présente les profils verticaux de vitesse et de direction du vent instantanés simulés dans les 5 domaines à San Vittore. Ils sont comparés aux données issues du sodar situé à San Vittore obtenues le 17 aout 1996 à 12h.

Les profils verticaux de direction du vent simulés dans les domaines 2 à 5 à San Vittore (Fig. 8.18(a)) sont en bon accord avec les observations; la direction est située vers 275 degrés (Nord-Est). A cette altitude, le vent de Sud-Ouest pénètre dans la vallée de Mesolcina. Le profil de direction du vent simulé dans le domaine 1 est beaucoup plus biaisé (i.e. environ 50 degrés). Cette différence est à mettre en regard avec la différence des altitudes entre les simulations et les observations à San Vittore (pour le domaine 1, il y a quasiment 900 mètres de différence et seulement 4 mètres pour le domaine 5). Pour les domaines 2 à 5 le profil de direction du vent simulé à San Vittore diffère d'environ 25 degrés au maximum. D'une manière générale, pour ces 4 domaines, le profil du vent près du sol est très similaire à celui observé par le sodar. L'apport de la résolution horizontale sur la représentation du profil vertical de direction du vent à san Vittore est donc très claire. Les profils verticaux de vitesse du vent simulés dans les 5 domaines ne sont pas équivalents. En effet, on observe une différence de 4 m/s entre le maximum de vitesse de vent obtenu dans le domaine 3 contre 2 m/s pour le domaine 1 et environ 4 m/s pour les domaines 2, 3 et 5. Il est difficile de faire ressortir des éléments de conclusion sur cette analyse. En revanche, les profils de vent simulés sont très changeant mais possèdent tous une forme classique de couche limite.

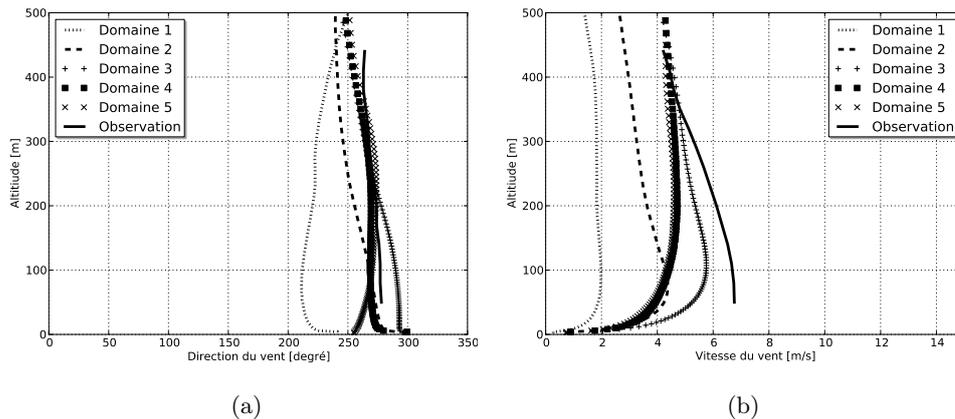


FIGURE 8.18 – Comparaison du profil de vent obtenu à San Vittore le 17 aout 1996 à 12h avec (a) le profil de vitesse et (b) le profil de la direction du vent simulés dans les 5 domaines à 12h.

4.7. Évaluation à l'aide de quelques stations météorologiques

La Figure 8.19 présente les champs de température, d'humidité relative, de vitesse et direction du vent à 10m au dessus du sol instantanées extraites sur quelques stations météorologiques le 17 aout 1996 à 12h simulés dans le domaine 5. Les stations météorologiques utilisées pour cette évaluation ont été présentées sur la Figure 7.2(b). On admettra, au vu du Tableau 8.4, que les différences d'altitude du sol entre les stations de mesure et les champs simulés dans le domaine 5 sont minimales (de l'ordre de la dizaine de mètre).

On précise que sur le bas de la Figure 8.19, la distance correspond à la distance située entre la station météorologique utilisée et l'entrée de la vallée de Mesolcina à San Vittore.

La température simulée à 10m au dessus du sol dans le domaine 5 est sous-estimée quelque soit l'emplacement de la station dans la vallée. Cette sous-estimation n'excède pas quelques degrés sauf à Pradiron où on observe une différence de plus de 7°K.

Contrairement à ce qu'on avait observé lors de l'évaluation à l'aide des radiosondages, l'humidité relative simulée à 10 mètres est très proche des champs d'humidité observés aux stations météorologiques. Globalement, plus on s'approche du Nord de la vallée plus l'humidité relative diminue et plus les différences entre les champs d'humidité observés et simulés semblent s'atténuer. Au Sud de la vallée, à Santa Maria, cette différence n'excède pas 5%. A Grono, légèrement au Sud de Santa Maria correspondant à la ville dans laquelle se situe la station d'Eddy-Corrélation (Fig. 7.2(c)), elle atteint 10 à 15 %. Finalement, le vent de vallée advecte un excès d'humidité qui se dissipe au fur et à mesure que l'on se déplace vers le Nord de la vallée (Fig. 8.9(e)).

La direction du vent est relativement bien simulée et correspond à un vent dirigé vers le Nord-Est (i.e. vent de vallée). Les différences entre la direction du vent simulé et observé restent faibles, les biais présentant des valeurs positives et négatives. La vitesse du vent simulé est surestimée au regard des vitesses observées. Cette différence est de l'ordre de 0.5 m/s pour la station de Lostallo jusqu'à 1.2 m/s pour Castenada. Globalement, malgré une direction du vent bien simulée, on observe des surestimations importantes pour la vitesse de vent simulé (jusqu'à 2 fois la vitesse observée). L'humidité relative en excès, observée en bas de vallée (sur les radiosondages ou sur les stations météorologiques), pourrait éventuellement provenir d'un vent de vallée simulé trop fort qui entraîne une importante advection d'humidité.

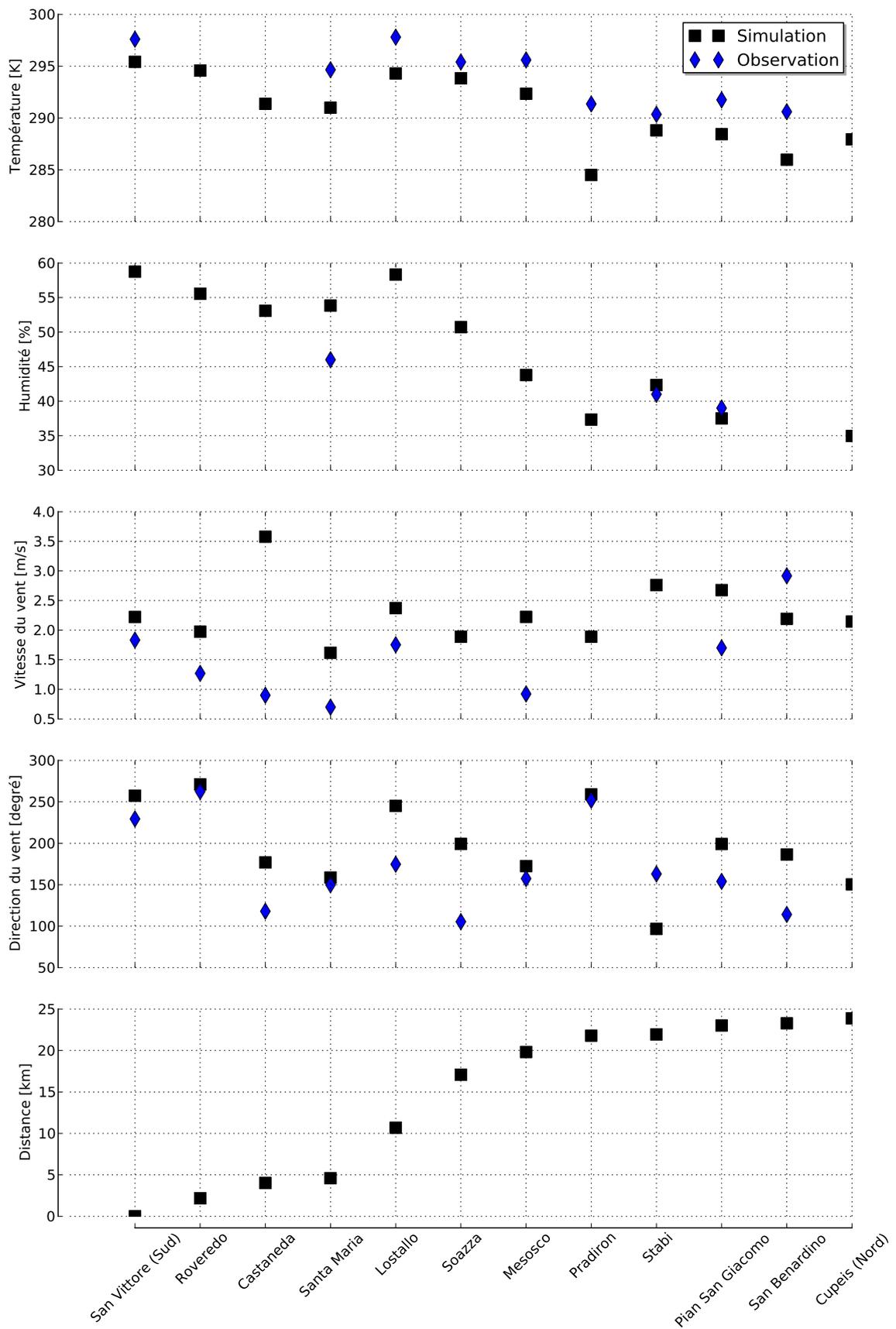


FIGURE 8.19 – Comparaison des observations de température en K, d’humidité en %, de la vitesse en m/s et de la direction du vent obtenus par les stations météorologiques situées le long de l’axe de la vallée le 17 aout 1996 à 12h.

4.8. Conclusion sur l'évaluation des simulations

L'apport de la résolution horizontale sur les champs simulés a été démontrée dans cette section. L'état thermodynamique de la vallée est bien représentée avec l'utilisation de la plus haute résolution horizontale alors que pour des résolutions horizontales kilométriques, les champs simulés sont plus éloignés des états thermodynamique observés. La haute résolution permet également de mieux décrire les altitudes de la topographie et de réduire ainsi les différences entre les altitudes simulées et observées.

D'une manière générale, les champs résolus à haute résolution sont en meilleure adéquation avec les observations, en particulier pour le champ de température et de vitesse. Les radiosondages, le profileur de vent, les stations météorologiques et les sodars permettent d'avoir une évaluation précise de la thermodynamique de vallée et ce quelque soit le domaine utilisé. L'humidité dans les basses couches de l'atmosphère, pour des niveaux de pression supérieur à 900hPa, est de manière générale surestimée par rapport aux données observées. En revanche, on observe en altitude une meilleure adéquation avec les observations.

Globalement, la direction et la vitesse du vent sont bien simulées. On observe cependant une surestimation de la vitesse du vent dans la vallée de Mesolcina. Cette surestimation du vent et de l'humidité spécifique entraîne certainement une advection d'humidité relative surestimée elle aussi.

D'une manière générale, la démarche de simulation et d'évaluation que nous avons mis en place avec Méso-NH nous a permis de vérifier que les champs thermodynamiques simulés dans l'ensemble des domaines étaient cohérents et proches des observations effectuées lors la campagne VOTALP. Nous pouvons donc entreprendre une étude de la turbulence dans la vallée de Mesolcina dans le prochain chapitre.

Chapitre 9

Caractérisation de la turbulence dans la vallée de Mesolcina

Sommaire

1	Structure thermodynamique dans la vallée	136
1.1	Champ de vent au sol	136
1.2	Structure thermodynamique horizontale	137
a	Le vent	137
b	La température potentielle	138
c	L'humidité spécifique	138
1.3	Structure thermodynamique verticale	139
a	Le vent	139
b	La température potentielle	145
c	L'humidité spécifique	147
1.4	Aspect thermodynamique global de la vallée	149
2	Structure turbulente de la vallée	150
2.1	Énergie Cinétique Turbulente (TKE)	150
a	Structure horizontale	150
b	Structure verticale	151
2.2	Flux turbulents de surface : H et LE	153
2.3	Eddy Corrélation	153
3	Variabilité des paramètres de structure	154
3.1	Structure verticale des paramètres de structure au niveau des scintillomètres	155
a	Santa Maria-Grono	155
b	Pian San Giacomo - Sei	156
c	Pian San Giacomo - Stabi	157
3.2	Variabilité des paramètres de structure le long des trajets optique des scintillomètres	158
3.3	Comparaison observation - simulation	159

Ce chapitre concerne l'étude de la structure thermodynamique et turbulente de l'atmosphère simulée dans la vallée de Mesolcina (domaine 5) entre 11h50 et 12h10 UTC* le 17 aout 1996. Le temps de simulation total (20 minutes) est contraint par les ressources informatiques et le temps disponibles. Dans un premier temps, on présente la structure spatiale des variables thermodynamiques (vent, température et

*. En suisse en été, 12h UTC correspond à l'heure locale -1h, i.e. 13h heure locale

humidité spécifique) à travers l'analyse des coupes verticales et horizontales. La dynamique atmosphérique établie au sein de la vallée est également présentée. La structure spatiale de l'énergie cinétique turbulente est ensuite présentée selon les mêmes coupes verticales et horizontales. La discussion s'articule autour d'une comparaison entre les champs turbulents simulés (le flux de chaleur sensible, H , le flux de chaleur latente, LE et l'énergie cinétique turbulente, TKE) et observés obtenus à la station d'Eddy Corrélation située à Grono (au Sud-Ouest de la vallée). Enfin, on présente la variabilité des paramètres de structure situés au niveau des scintillomètres en nous appuyant sur l'évaluation des paramètres de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air simulé et observé par les scintillomètres.

1. STRUCTURE THERMODYNAMIQUE DANS LA VALLÉE

Une première étude des champs thermodynamiques simulés dans la vallée de Mesolcina (domaine 5) est présentée dans cette section. On s'intéresse dans un premier temps au champ de vent au sol et à la dynamique horizontale et verticale de l'écoulement atmosphérique dans la vallée.

1.1. Champ de vent au sol

Le vent de vallée simulé dans le domaine 5 à 12h UTC le 17 aout 1996 dans les 10 premiers mètres au dessus du sol est présenté sous forme de vecteurs sur la Figure 9.1.

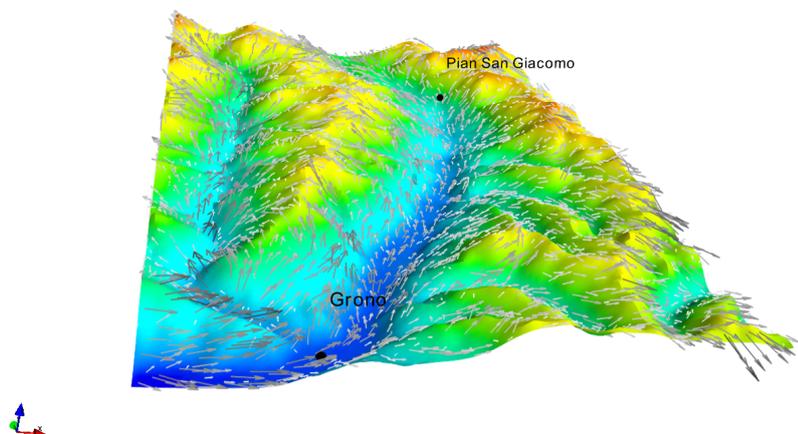


FIGURE 9.1 – Visualisation 3D de la structure du vent dans les 10 premiers mètres au dessus du sol dans la vallée de Mesolcina. Les villes de Pian San Giacomo, section Nord, et Grono, section Sud, sont représentées par le symbole ●.

Globalement la Figure 9.1 met en évidence la présence au sol d'un vent remontant la vallée dirigé du Sud, secteur de Grono, au Nord, secteur de Pian San Giacomo. Pian San Giacomo est situé à une altitude plus élevée que Grono; ce vent longitudinal est appelé vent de vallée montant et est typique de la dynamique d'une vallée encaissée aux alentours de 12h UTC (Defant 1949; Defant 1951; Kerbiriou 2004; Whiteman 2000; Chemel 2005). A l'entrée de la vallée, à Grono, on observe que la vitesse du vent est plus intense que celle en fond de vallée à Pian San Giacomo. Associés au vent de vallée montant, on observe également la présence de vents anabatiques le long des pentes dus au chauffage radiatif de celles-ci. En effet, le vent remonte les pentes et s'engouffre dans les vallons adjacents à la vallée. Ce phénomène typique pour les journées ensoleillées montre que la simulation reproduit correctement la dynamique de

vent thermique d'une journée d'été composée de vent de pente et d'un vent de vallée bien établis (Serafin 2006).

1.2. Structure thermodynamique horizontale

La structure horizontale du vent, de la température et de l'humidité spécifique le 17 août 1996 à 12h UTC est étudiée à travers des coupes horizontales extraites à deux altitudes constantes : 1800m et 3000m au-dessus du niveau de la mer.

a. Le vent

Les Figures 9.2(a) et 9.2(b) présentent les lignes de courant aux altitudes respectives de 1800m et 3000m. A 1800m, on observe la signature du vent de vallée se dirigeant du Sud vers le Nord. A l'entrée de la vallée, le vent se divise en deux pour s'engouffrer dans deux vallées distinctes. Le vent dans la vallée de Mesolcina reste cependant prépondérant. On observe également la présence de courants de recirculation derrière chaque singularité liée à la topographie. A 3000m d'altitude, le vent est globalement orienté vers le Sud-Est. Il y a donc un cisaillement vertical très fort dans la mesure où les vents au sol et en altitude sont globalement opposés en direction. Wenger (1923) a été l'un des premiers à décrire théoriquement ce phénomène où il y a un découplage fort entre la dynamique à l'intérieur de la vallée marquée par le vent de vallée et les vents anabatiques et la dynamique au dessus des reliefs. Les vents de vallée et les vents de pentes anabatiques en journée sont assimilables à une circulation fermée avec des vents d'altitude opposés aux vents en surface. A 3000m, l'impact du relief sur les lignes de courant est très peu visible. Seules quelques perturbations sont perceptibles au niveau des endroits où la topographie avoisine les 2800 mètres. Il a été montré que les vents de pentes réagissaient rapidement aux changements des conditions synoptiques extrêmes, ce temps de réponse se situe entre 30s et 2mn (Kossmann et Fiedler 2000), à condition que le couplage de la circulation dans la vallée et l'atmosphère libre soit possible. Les rares moments où on observe pas une telle situation ont lieu quand une forte inversion est présente (Whiteman 2000). Nous verrons par la suite si cette situation synoptique est couplée ou pas avec l'écoulement dans la vallée.

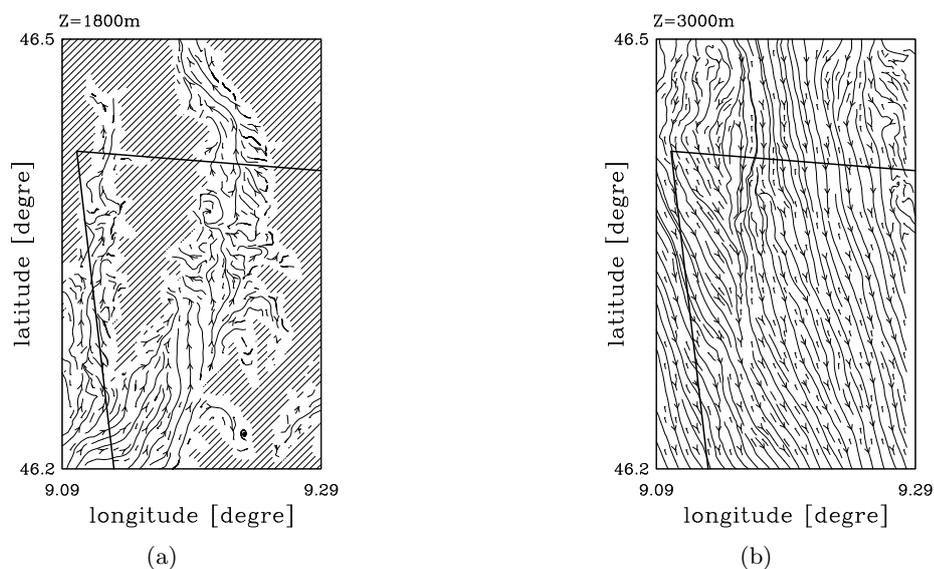


FIGURE 9.2 – Structure horizontale du champ de vent sous forme de lignes de courant le 17 août 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 à altitude constante : (a) à 1800m et (b) à 3000m.

b. La température potentielle

La structure horizontale de la température potentielle à 1800m et 3000m d'altitude est présentée sur les Figures 9.3(a) et 9.3(b). Globalement, on remarque qu'à 1800m la température potentielle dans la vallée à l'Ouest de celle de Mesolcina est de quelques degrés supérieure à la température dans la vallée de Mesolcina. Dans la vallée de Mesolcina, on constate que la face exposée à l'Est est légèrement plus froide que celle exposée à l'Ouest. En effet, le 17 aout 1996 à 12h UTC, le soleil a dépassé le zénith de quelques degrés vers l'Ouest. De ce fait la face exposée Est n'est plus soumise au réchauffement radiatif alors que celle exposée à l'Ouest l'est encore. Ce gradient de température entraîne l'établissement d'un courant le long de la section de la vallée. De plus, le gradient de température potentielle horizontal local visible près des parois provoque l'apparition d'une force de flottabilité ayant tendance à élever l'air en altitude et d'un gradient de pression qui tend à plaquer l'air contre la paroi. Les vents anabatiques sont générés par ce gradient horizontal de température. Il a été d'ailleurs été montré que la contribution de la force de flottabilité était plus importante que la contribution de la force de pression sur les vents anabatiques (Kossmann et Fiedler 2000). A 3000m d'altitude, on observe un gradient de température positif Nord-Ouest Sud-Est, plus on se dirige vers le Sud-Est plus la température potentielle augmente, contrairement au champ de vent l'impact du relief sur la variabilité de la température potentielle à 3000m est peu visible.

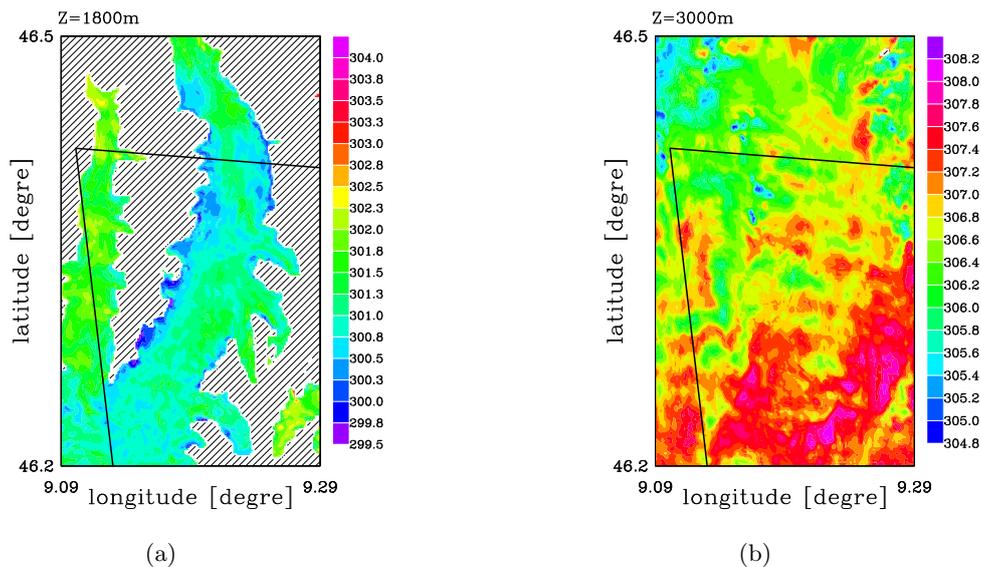


FIGURE 9.3 – Structure horizontale du champ de température potentielle en K le 17 aout 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 à altitudes constante : (a) à 1800m et (b) à 3000m.

c. L'humidité spécifique

La structure horizontale de l'humidité spécifique à 1800m et 3000m d'altitude est présentée sur les Figures 9.4(a) et 9.4(b). Globalement, l'humidité spécifique dans la vallée de Mesolcina à 1800m est corrélée avec la température. En effet, les endroits où la température est élevée l'humidité spécifique est faible et inversement les endroits où la température est faible l'humidité spécifique est élevée. En revanche, la variabilité de l'humidité spécifique à 3000m présente quelques signes différents de celle de la température à la même altitude. Le gradient d'humidité spécifique négatif Nord-Ouest Sud-Est est quand à lui toujours présent. De plus, on observe deux bandes d'humidités spécifiques orientées Nord-Ouest Sud-Est au dessus de la vallée. La bande d'humidité spécifique située plus au Nord est due à la vallée de

Mesolcina elle-même. En revanche, la bande d'humidité spécifique située au Sud est due au transport de l'humidité spécifique présente au Nord-Ouest par le vent. En effet, au Nord-Ouest de la vallée, on est en présence d'un sommet avoisinant les 2800 mètres, ce relief entraîne un fort taux d'humidité spécifique à 3000m car le sol est proche de cette altitude. Cette humidité spécifique est transportée par le vent qui est orienté vers le Sud-Est.

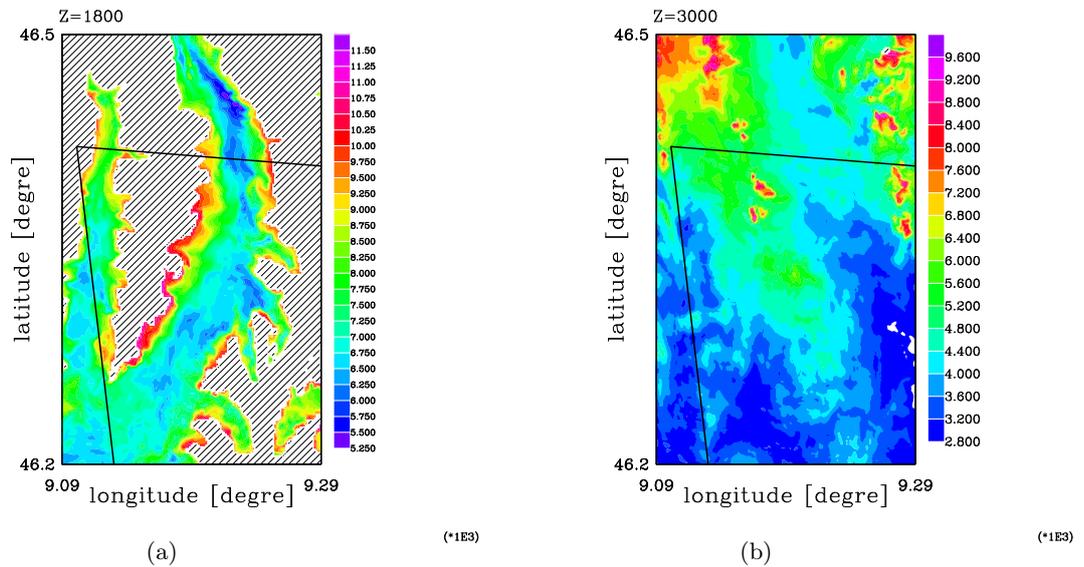


FIGURE 9.4 – Structure horizontale du champ d'humidité spécifique en g/kg le 17 août 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 à altitude constante : (a) à 1800m et (b) à 3000m.

La mise en place d'un vent de vallée et de pente, typique pour une journée ensoleillée en zone montagneuse est observée dans la vallée de Mesolcina. L'impact du relief sur la variabilité des champs thermodynamique est important. En effet, que ce soit pour les champs situés à 1800m ou 3000m au dessus du niveau de la mer, on montre que le relief a un impact sur la direction des vents, du transport de l'humidité spécifique et de la répartition de la température. Avoir un relief bien défini semble donc nécessaire pour une bonne simulation des variables thermodynamiques en zone de relief marqué. Un vent synoptique opposé au vent de vallée est présent aux alentours de 3000m d'altitude.

1.3. Structure thermodynamique verticale

La structure verticale le 17 août 1996 à 12h UTC des champs thermodynamiques (vent, température et humidité spécifique) est présentée sur des coupes verticales positionnées le long de la vallée. L'emplacement de ces coupes verticales est présenté sur la Figure 9.5. Les 6 coupes verticales sont notées respectivement de C1 à C6. Les coupes de C1 à C4 permettront d'avoir les structures verticales des champs thermodynamique selon des sections transverses à l'axe de la vallée, i.e. globalement orientées Est-Ouest. La coupe verticale notée C4 correspond à la section Nord (proche de Pian San Giacomo) tandis que la coupe verticale notée C1 est située proche de la section Sud (à quelques centaines de mètres au Nord de Grono). Les coupes C5 et C6 sont des sections longitudinales et orientées Nord-Sud le long de l'axe de la vallée.

a. Le vent

La structure verticale du vent dans les sections transverses à l'axe de la vallée (coupes C1 à C4) est présentée sur la Figure 9.6.

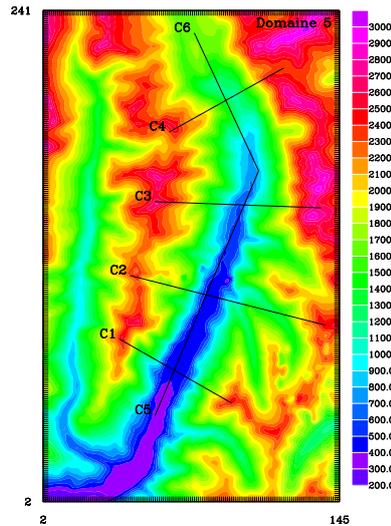


FIGURE 9.5 – Emplacement des coupes verticales notées respectivement de C1 à C6 dans la vallée de Mesolcina.

Dans les 4 sections, on observe la présence d'un vent anabatique le long des deux pentes qui composent la vallée. Ces coupes verticales mettent également en évidence que ces vents anabatiques sont surmontés d'un vent subsident donnant lieu à une zone de cisaillement importante. Il a été montré que la présence de ces vents de pente subsidents situés au dessus des vents anabatiques freinent le développement de la couche limite (Kuwagata et Kondo 1989). La hauteur de la couche limite est définie comme étant l'altitude à laquelle la direction du vent s'inverse avec la direction du vent en surface. La vitesse maximum du vent proche du sol est de l'ordre de 4 m/s. De telles intensités de vent de pente ont déjà été observées (Defant 1949; Chen *et al.* 1996; Whiteman 2000). Cette intensité est directement corrélée aux gradients de température qui sont également liés à la morphologie de la vallée. L'intensité du vent augmente avec les différences de température importantes.

Au sud de la vallée (coupes C1 et C2), le vent vertical situé au centre de la vallée est globalement ascendant. Entre les zones d'ascendance, on observe des vents subsidents. En altitude, pour les 4 coupes verticales aux alentours de 3000m, le vent est orienté vers l'Est et présente quelques oscillations verticales. L'enchaînement de vent subsident et ascendant est typique des phénomènes de vents thermiques se développant dans les vallées encaissées et étroites. On peut classer les vallées à partir de quelques critères notamment le facteur d'amplification topographique noté T.A.F. (pour Topographic Amplification Factor) et présenté dans l'équation 9.1. Dans notre étude, le TAF est de l'ordre de 2.

$$TAF = \frac{\frac{W}{A_{xy,vallée}}}{\frac{W}{A_{xy,plaine}}} \quad (9.1)$$

avec W , la largeur de la vallée au sommet des pentes qui la composent. A_{xy} sont les aires de la section plaine et vallée. La Figure 9.7 schématise la procédure de calcul de ces deux paramètres $A_{yz,plaine}$ et $A_{yz,vallée}$.

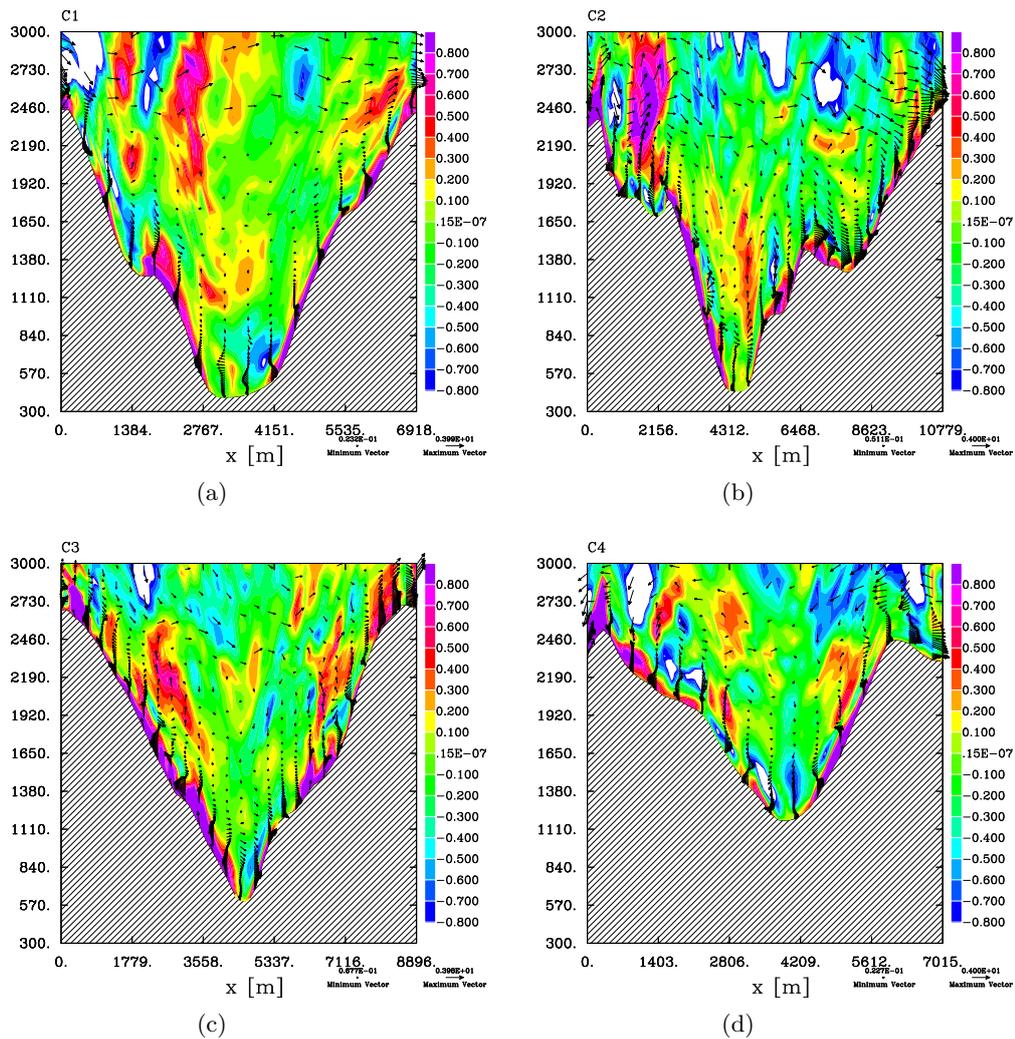


FIGURE 9.6 – Structure verticale de la composante verticale du vent en m/s (en couleur) le 17 aout 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 dans (a) la coupe C1, (b) la coupe C2, (c) la coupe C3 et (d) la coupe C4. Les vecteurs correspondent aux vents présents dans la section.

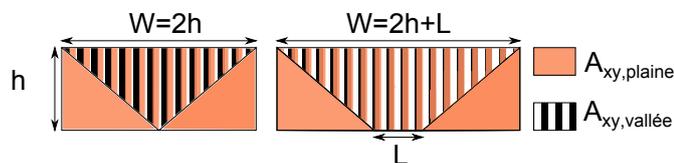


FIGURE 9.7 – Schéma représentant les aires $A_{xy,vallée}$ et $A_{xy,plaine}$ nécessaire pour le calcul du T.A.F. A gauche, on peut voir une section de vallée dite en "V" et à droite une section de vallée dite en "U".

Le paramètre TAF permet de quantifier la capacité de la vallée à se réchauffer ou à se refroidir. Plus la surface de la vallée est faible comparée à la surface de la plaine plus les gradients thermiques (et donc de pression) mis en place dans la vallée seront importants entre le jour et la nuit. Plus les gradients thermiques sont importants (plus le TAF sera grand) plus la déstabilisation de la couche stable formée pendant la nuit sera difficile.

Serafin (2006) et Schmidli et Rotunno (2012) ont simulé à l'aide d'une simulation des grandes échelles de la turbulence des écoulements dans une vallée idéale 2D avec un TAF égal à 2. Le champ de vent simulé par Serafin (2006) est présenté sur la Figure 9.8.

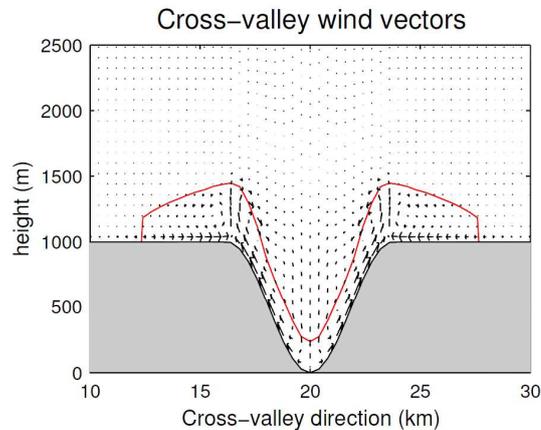


FIGURE 9.8 – Champ de vent sur une section de vallée idéale (Extrait de Serafin (2006)). La courbe rouge représente la hauteur de la couche limite.

Les structures dynamiques présentes dans la vallée 2D idéale sans vent synoptique simulées par Serafin (2006) ressemblent aux vents simulés et présentés dans les quatre sections transverses à l'axe de la vallée de Mesolcina (Fig. 9.6). Pour les quatre sections choisies, le paramètre TAF est de l'ordre de 2 qui indique que les sections ont une forme en "V". La couche limite simulée est approximativement située aux alentours de la dizaine de mètre au dessus du sol, là où le vent commence à être subsident (en rouge sur la Figure 9.8). Globalement, le système de vent de pente établit dans les simulations en 2D de la vallée idéalisée se retrouve dans les champs de vent simulé dans la vallée de Mesolcina. En revanche, le champ de vent simulé dans la vallée de Mesolcina est plus complexe :

- La présence de vents synoptiques dans notre simulation tend à diminuer la subsidence des vents au centre de la vallée et c'est certainement la présence des vents synoptiques qui rompt la symétrie par rapport au centre de la vallée.
- Notre simulation présente un vent de vallée montant contrairement à la simulation de Serafin (2006) qui a simulé une vallée en 2D idéalisée.
- Les pentes ne sont pas régulières, la hauteur de la couche limite est ainsi variable le long de la pente. Le maximum situé près du sol du profil de vitesse est lui aussi variable.

La complexité des champs de vitesse simulés est présenté à travers la structure des vents anabatiques sur quelques agrandissement des profils verticaux de vitesse extraits des coupes C1 et C3 (Fig. 9.9).

Globalement, on observe que les profils verticaux de vitesse simulée ressemblent à des profils classique de couche limite dynamique avec un fort gradient près de la surface, un maximum local situé quelques mètres au dessus du sol et une zone où la vitesse s'annule voire où la direction s'oppose à la direction du vent au sol. Ces profils ressemblent aux profils théoriques verticaux de vitesse obtenu par Prandtl (1952) (Fig 9.10).

Les profils verticaux de vitesse simulée le long d'une pente relativement régulière (Fig. 9.9(a)) montre que la variabilité de ces profils est homogène le long de la pente. On observe que globalement le maximum du profil de vitesse est situé très près du sol, entre 2 et 10 mètres, d'où l'intérêt de résoudre explicitement toutes ces échelles. La valeur du maximum de la vitesse avoisine les 4 m/s. La hauteur de la couche limite est située aux alentours de la centaine de mètres (de 75 mètres à 150 mètres). Les quelques irrégularités présentes le long de la pente (aux alentours de 1380m) entraînent une augmentation de la hauteur du

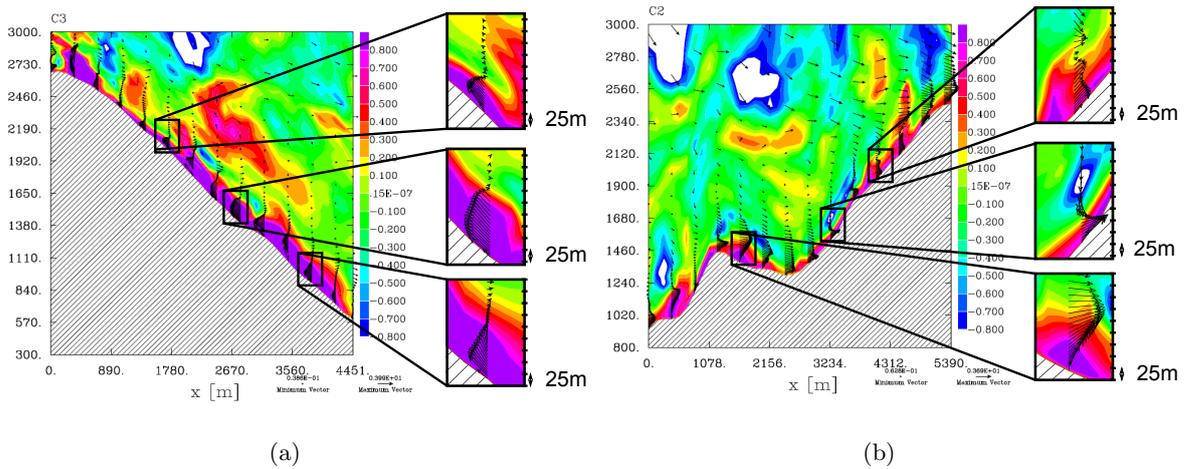


FIGURE 9.9 – Structure verticale de la composante verticale du vent en m/s (en couleur) le 17 août 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 dans (a) la partie Ouest de la coupe C3 et (b) la partie Est de la coupe C2. Les vecteurs correspondent aux vents présents dans la section.

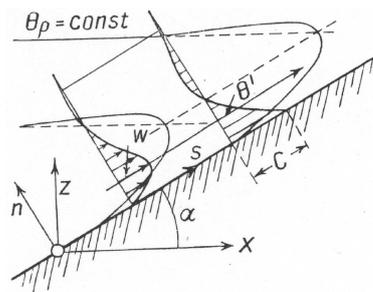


FIGURE 9.10 – Profils verticaux de vitesse et de température d'après le modèle de vent de pente, de vallée montant de Prandtl (1952)

profil de vitesse et ainsi de la couche limite à l'aval de cette singularité (agrandissement situé au milieu). L'impact d'une singularité le long de la pente sur le profil de vitesse verticale est bien mis en évidence sur la figure 9.9(b). En effet, la première singularité entraîne un décollement de la couche limite (agrandissement situé en bas de la figure 9.9(b)). Ce décollement entraîne une élévation du maximum de profil des vitesses à 100 mètres au dessus du sol. Les profils situés après cette singularité ne sont pas impactés et on retrouve les profils de couche limite de Prandtl (1952). On observe cependant un fort vent subsident situé juste au dessus de la couche limite, ce vent subsident entraîne un fort cisaillement entre la couche limite et la zone située au dessus.

Les figures 9.11(a) et 9.11(b) présentent les champs de vent dans les sections le long de l'axe de la vallée (C5 et C6) afin d'observer la structure verticale des vents de vallée montant.

Près du sol, le vent de vallée est bien visible, il est orienté vers le Nord "remontant" ainsi la vallée de Mesolcina. Quelques centaines de mètres au dessus du sol, on observe un vent orienté vers le Sud. Une zone de cisaillement est donc présente vers 2kms d'altitude. Par ailleurs, le vent semble globalement subsident entre 2kms et 3kms d'altitude. On a observé que le vent simulé à 3kms d'altitude est dirigé vers le Sud-Est. Dans les premiers mètres, sous le toit de la vallée le vent synoptique situé aux alentours de 3kms semble se canaliser dans la vallée sur quelques mètres. La Figure 9.12 présente ce phénomène de canalisation du vent synoptique par le relief (Whiteman 2000). Sur la figure 9.11(b), il apparaît que cette

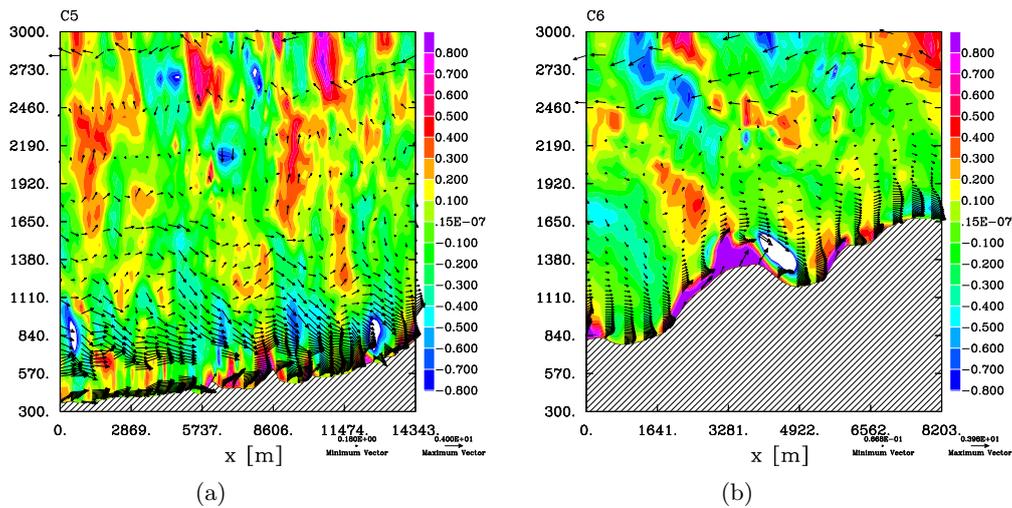


FIGURE 9.11 – Structure verticale de la composante verticale du vent en m/s (en couleur) le 17 août 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 sur (a) la coupe C5 et (b) sur la coupe C6. Les vecteurs correspondent aux vents présents dans la section.

canalisation est présente à l’interface vallée atmosphère libre ($z \approx 3000m$) et ne semble pas influencer les vents en surface.

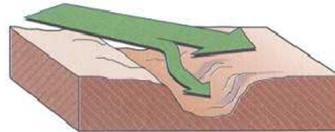


FIGURE 9.12 – Schéma présentant le phénomène de canalisation du vent synoptique par le relief (Extrait de Whiteman (2000))

Quelques agrandissements près du sol sont présentés sur la Figure 9.13 afin de mettre en évidence la structure de la couche limite du vent de vallée.

Globalement, les profils de vent simulés présentent tous un fort gradient vertical dans les premiers mètres au dessus du sol à l’identique des vents anabatiques. La vitesse augmente avec l’altitude jusqu’à atteindre un maximum puis le gradient s’inverse et la vitesse du vent diminue. Le vent est ensuite gouverné par la situation à grande échelle. Soit la vitesse change de direction donnant ainsi naissance à un fort cisaillement (comme dans la plupart des profils de vent) soit il reste dans la même direction et donne ainsi naissance à un cisaillement plus faible. La différence avec les vents anabatiques est que globalement la vitesse du maximum situé près du sol avoisine les 10 m/s plutôt que 4m/s pour les vents anabatiques. De plus, en bas de vallée où la pente est faible (Fig. 9.13(a)), les hauteurs du maximum du profil de vitesse et de la couche limite sont situées à une centaine de mètres au dessus du sol comparés à la dizaine de mètres pour les vents anabatiques. En haut de vallée, la pente en fond de vallée augmente. La hauteur du maximum de vitesse et de la couche limite sont plus proches du sol que pour la partie basse de la vallée mais avoisinent tout de même la 50^{aine} de mètres. Comparés aux vents anabatiques simulés, le vent de vallée possède des hauteurs de couche limite et du maximum du profil des vitesses d’un ordre de grandeur plus grand que les hauteurs des profils de vitesse des vents anabatiques. Le tableau 9.1 synthétise ces remarques.

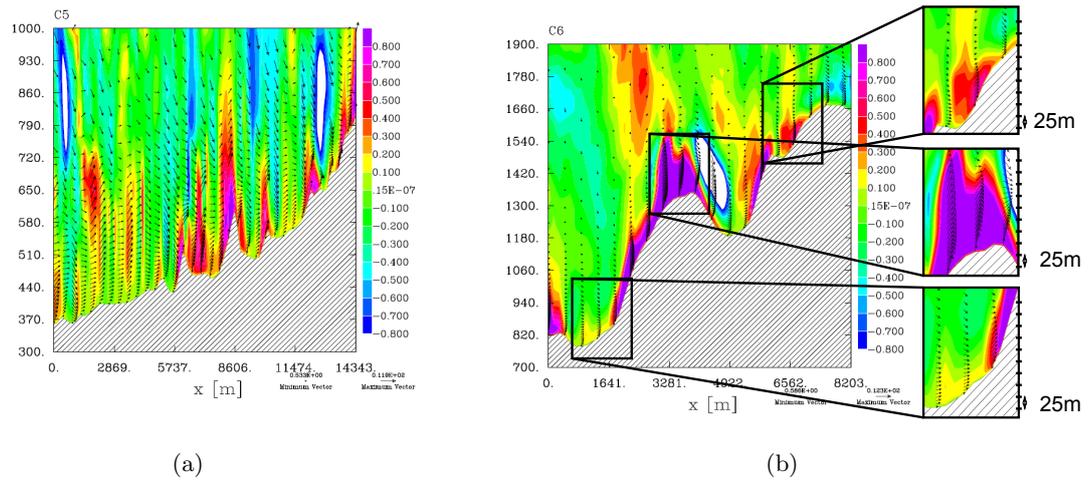


FIGURE 9.13 – Agrandissement de la structure verticale de la composante verticale du vent en m/s (en couleur) le 17 aout 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 dans (a) la coupe C5 et (b) sur la coupe C6. Les vecteurs correspondent aux vents présents dans la section.

	Vent de pente	Vent de vallée
Vitesse du maximum [m/s]	4	12
Hauteur de la vitesse maximale [m]	2-10	50-75
Hauteur de la couche limite [m]	75-100	150-200

TABLEAU 9.1 – Les différentes caractéristiques des vents de vallée et de pente simulés.

b. La température potentielle

La structure verticale de la température potentielle simulée dans la domaine 5 le 17 aout 1996 à 12h est présentée sur la Figure 9.14.

Les 4 coupes verticales de la température potentielle présentent à partir de 1700m d'altitude une zone stratifiée stable, gradient vertical de température potentielle positif. Sur les coupes verticales transverses à la vallée (C1 à C4), près du sol au centre de la vallée, la convection se met en place suite au réchauffement de la surface par le soleil. En revanche, cette convection reste cloisonnée dans les 600 mètres au dessus du sol, en effet la couche instable et la couche mélangée (endroit de l'atmosphère situé près du sol où le gradient de température potentielle est nul), caractéristiques de la couche limite convective n'est pas présente au dessus de 1km d'altitude. Cette couche, que l'on se situe au Nord ou au Sud de la vallée, avoisine les 400 mètres d'épaisseur, on est loin de l'épaisseur de plus d'un kilomètre de la couche limite mélangée dans la simulation de cas idéal (Partie 2). Contrairement aux coupes horizontales, la variabilité verticale de la température est corrélée avec la variabilité présente dans le champ de vent. En effet, les endroits présentant des vents ascendants montrent des perturbations dans les isothermes qui globalement sont à altitude constante. Le phénomène est bien visible aux endroits où le vent est fort et notamment aux sommets adjacents à la vallée. Ces résultats ont été discutés et présentés par Serafin (2006) dans le cas de la vallée idéale en 2D. La structure verticale de la température potentielle obtenue par Serafin (2006) est présentée sur la Figure 9.15. Le gradient thermique en bas de vallée est trop important pour que la convection puisse détruire complètement ce gradient. Le fait que cette vallée ait une largeur de bas de vallée avoisinant 0 km accroît ce phénomène.

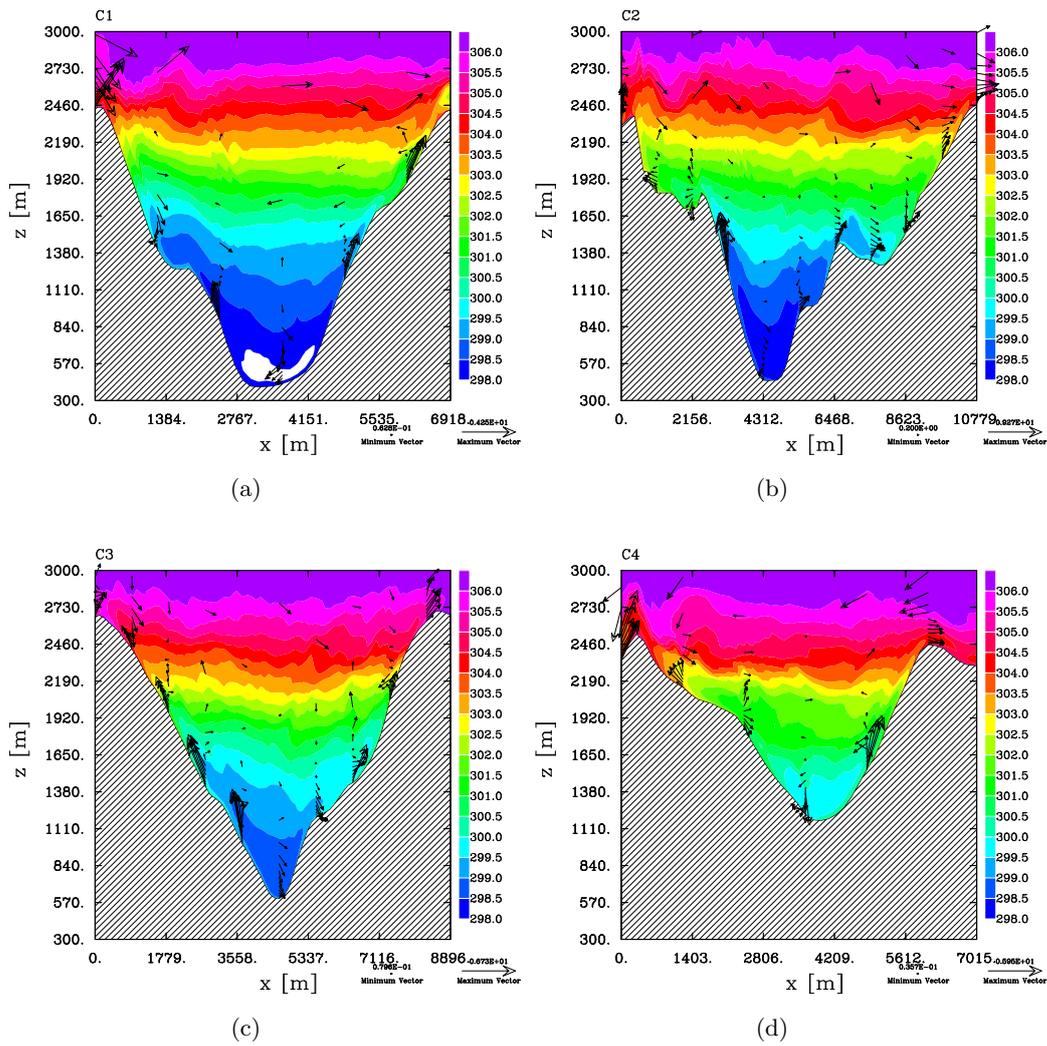


FIGURE 9.14 – Structure verticale des champs de température potentielle en K le 17 aout 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 sur (a) la coupe C1, (b) la coupe C2, (c) la coupe C3 et (d) la coupe C4. Les vecteurs correspondent aux vents présents dans la section.

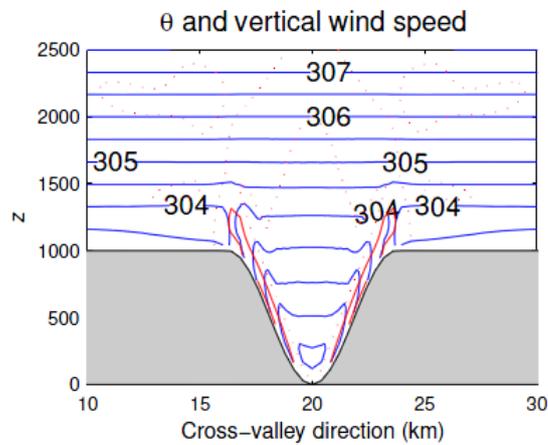


FIGURE 9.15 – Champ de température sur la section de vallée 2D idéale (Extrait de Serafin (2006)).

Le long de la vallée, sur les coupes verticales C5 et C6 présentées sur la Figure 9.16(a) et 9.16(b), on observe que la variabilité de la température est à nouveau très liée à la dynamique de l'écoulement.

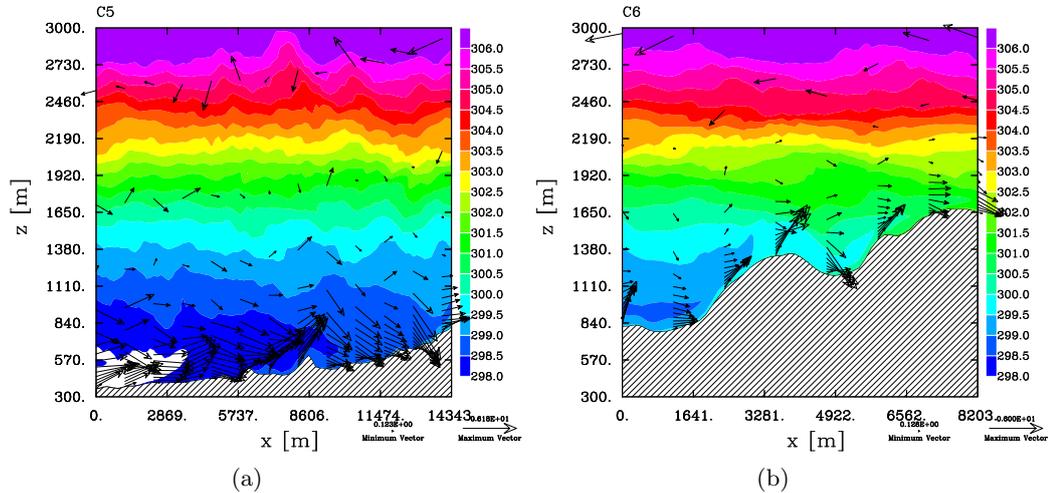


FIGURE 9.16 – Structure verticale des champs de température potentielle en K (en couleur) le 17 aout 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 sur (a) la coupe C5 et (b) la coupe C6. Les vecteurs correspondent aux vents présents dans la section.

A l'entrée de la vallée, on observe une ascendance d'air chaud sur les 8 premiers kilomètres le long de la vallée. L'augmentation de la température ne semble pas se propager plus loin que la dizaine de kilomètre par rapport au début de la vallée. On avait remarqué ce phénomène dans l'étude des coupes horizontales de la température proche du sol (Fig. 9.3). Le relief semble avoir deux effets : d'une part il permet de générer le vent montant la vallée entraînant ainsi une augmentation de la température en début de vallée via le transport de celle-ci, d'autre part le relief limite la propagation de la température aux 8 premiers kilomètres de la vallée, la pente du relief plus prononcé après les 10 premiers kilomètres empêche l'avancée du front de température. En prenant de l'altitude, on atteint rapidement la zone stratifiée stable et de ce fait la pénétration de thermique dans la couche stable est plus difficile.

c. L'humidité spécifique

La structure verticale de l'humidité spécifique simulée dans le domaine 5 le 17 aout 1996 à 12h UTC est présentée sur la Figure 9.17.

A l'instar des remarques que l'on a fait sur les variabilités horizontales de la température potentielle et de l'humidité spécifique, on observe que la variabilité verticale de l'humidité spécifique est plus dépendante de la dynamique de vallée que la variabilité verticale de la température potentielle discutée précédemment. En effet, les endroits où le vent est subsident on observe des fronts subsidents d'air sec et là où le vent est ascendant on observe des fronts ascendants d'air humide. Globalement, les endroits où la température potentielle est élevée l'humidité spécifique est faible. Les coupes verticales transverses à l'axe de la vallée mettent en évidence des subsidences d'air sec au centre de la vallée tandis qu'au niveau des pentes, on observe des ascendances d'air humide. Le cisaillement du vent dans les premiers mètres au dessus du sol n'est pas très visible sur les coupes verticales de l'humidité spécifique. Ces subsidences situées juste au dessus du vent anabatique transporte de l'humidité spécifique située au niveau supérieur or près du sol au niveau supérieur l'humidité spécifique est elle aussi importante. Le vent anabatique trans-

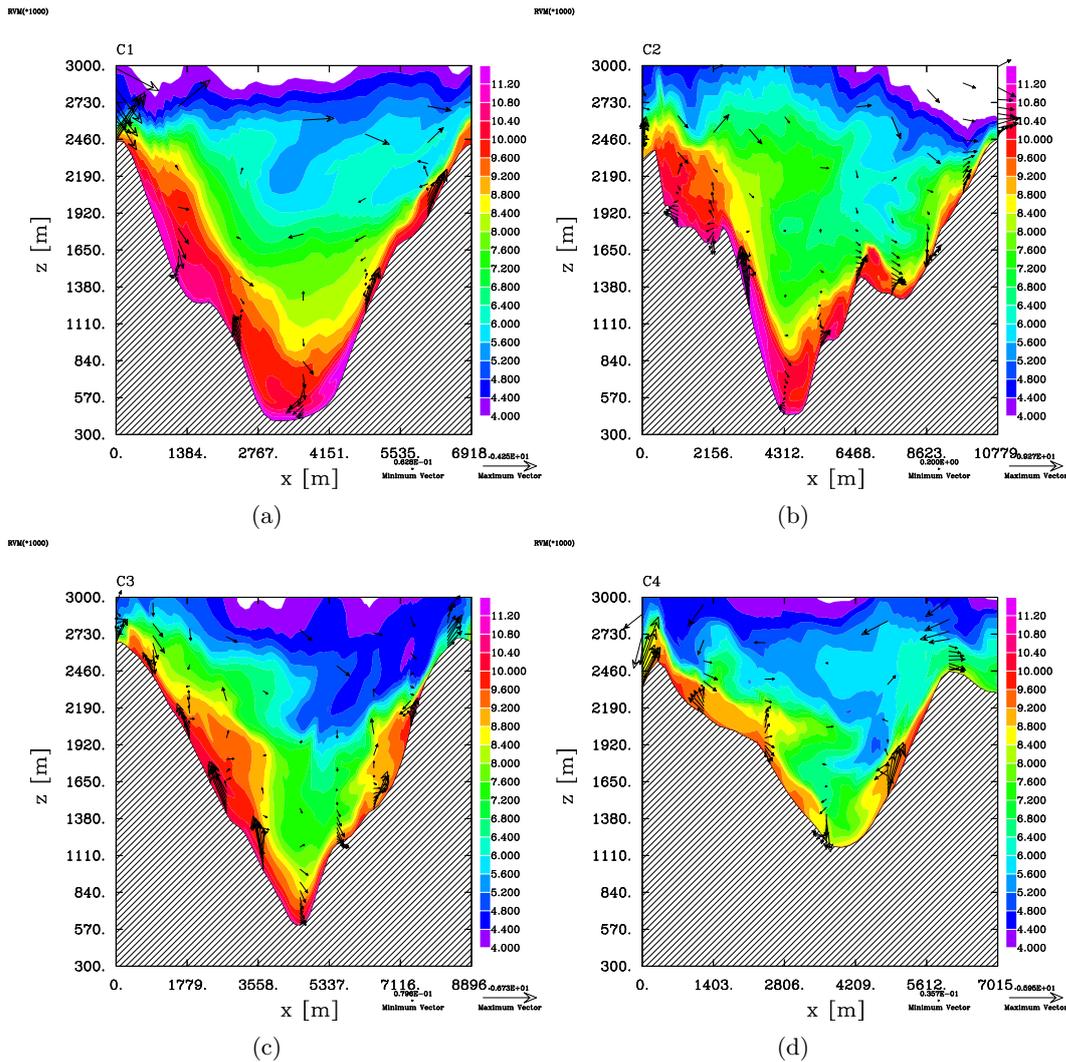


FIGURE 9.17 – Structure verticale des champs d’humidité spécifique en g/kg (en couleur) le 17 aout 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 sur (a) la coupe C1, (b) la coupe C2, (c) la coupe C3 et (d) la coupe C4. Les vecteurs correspondent aux vents présents dans la section.

porte donc de l’humidité spécifique du même ordre de grandeur que le vent subsident situé juste au dessus.

La structure verticale de l’humidité spécifique le long de l’axe de la vallée est présentée sur les Figures 9.18(a) et 9.18(b).

Le transport de l’humidité spécifique par le vent est perceptible sur la Figure 9.18. La variabilité de l’humidité spécifique le long de l’axe de la vallée est liée à la variabilité du vent et de la topographie. L’humidité à l’entrée de la vallée est transportée dans la vallée par le vent de vallée montant jusqu’au 10 premiers kilomètres. Dans les derniers kilomètres l’air du fond de la vallée est plus sec. A 3kms d’altitude, les masses d’air sont à nouveau plus humides car le vent dans l’atmosphère libre, orienté vers le Sud, apporte de l’humidité des régions plus au Nord.

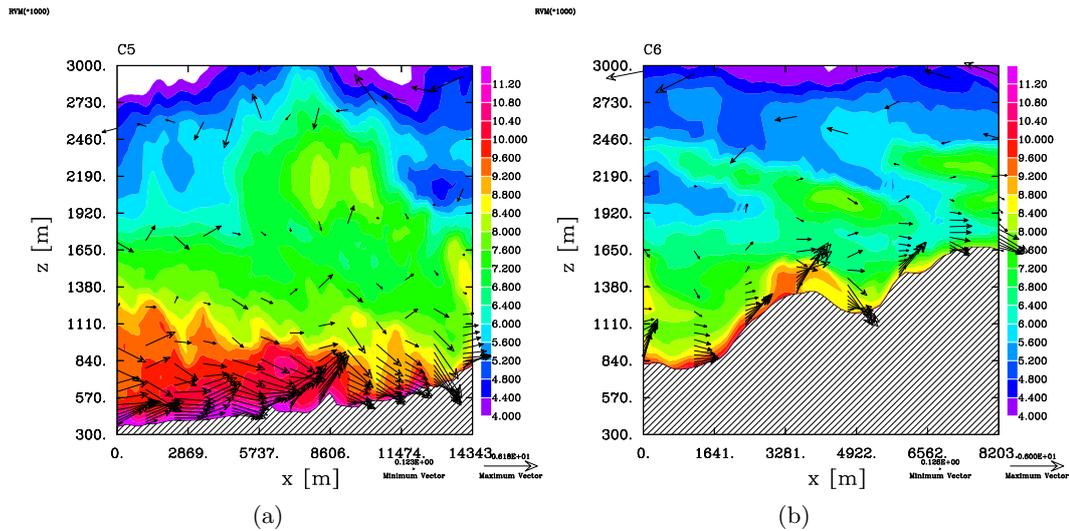


FIGURE 9.18 – Structure verticale des champs d’humidité spécifique en g/kg (en couleur) le 17 aout 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 sur (a) la coupe C5 et (b) la coupe C6. Les vecteurs correspondent aux vents présents dans la section.

1.4. Aspect thermodynamique global de la vallée

Le schéma de la Figure 9.19, adapté de (Defant 1949; Defant 1951; Whiteman 2000) propose une synthèse de l’écoulement simulé dans la vallée de Mesolcina.

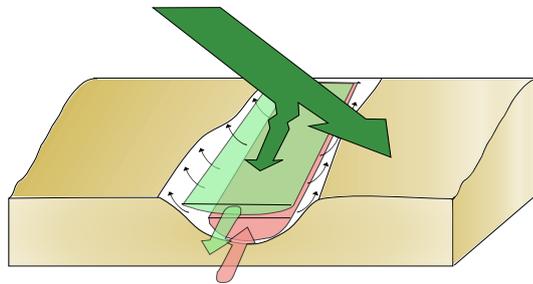


FIGURE 9.19 – Schéma de la dynamique présente dans la vallée de Mesolcina.

D’une manière générale, la variabilité verticale de l’humidité spécifique, de la température potentielle et du vent est fortement liée aux effets topographiques. A 12h UTC, le vent simulé au sol est un vent de vallée montant. Des vents anabatiques surmontés de vents subsidents sont présents le long des pentes. Les endroits où le vent est important la température potentielle et l’humidité spécifique ont tendance à être advectées et pénétrer dans les couches adjacentes. Le relief a donc un rôle majeur sur la répartition horizontale et verticale du vent, de l’humidité spécifique et de la température. Une bonne résolution de la topographie est donc nécessaire pour une bonne représentation des phénomènes locaux en milieu complexe. De plus, le vent synoptique semble être canalisé dans les premiers mètres en dessous du sommet de la vallée de Mesolcina. L’influence de ce vent sur l’écoulement de fond de vallée reste cependant peu perceptible. Le temps de simulation relativement court (20 minutes) semble être suffisant pour l’établissement des structures thermodynamiques dans la vallée de Mesolcina.

2. STRUCTURE TURBULENTE DE LA VALLÉE

La variabilité spatiale de la turbulence est, comme les champs thermodynamiques, étudiée tout d'abord de façon qualitative via des coupes horizontales et verticales de l'énergie cinétique turbulente, un bon indicateur de l'intensité de la turbulence. Les flux verticaux de chaleur sensible et latente sont également décrits. Enfin, une comparaison des champs turbulents simulés avec les données issues de la station d'eddy-corrélation située à Grono est proposée.

2.1. Énergie Cinétique Turbulente (TKE)

La variabilité horizontale et verticale de l'Énergie Cinétique Turbulente est présentée dans deux sous-sections distinctes.

a. Structure horizontale

La Figure 9.20 présente la structure horizontale de l'énergie cinétique turbulente dans les deux coupes horizontales à altitude constante : 1800m et 3000m par rapport au niveau de la mer.

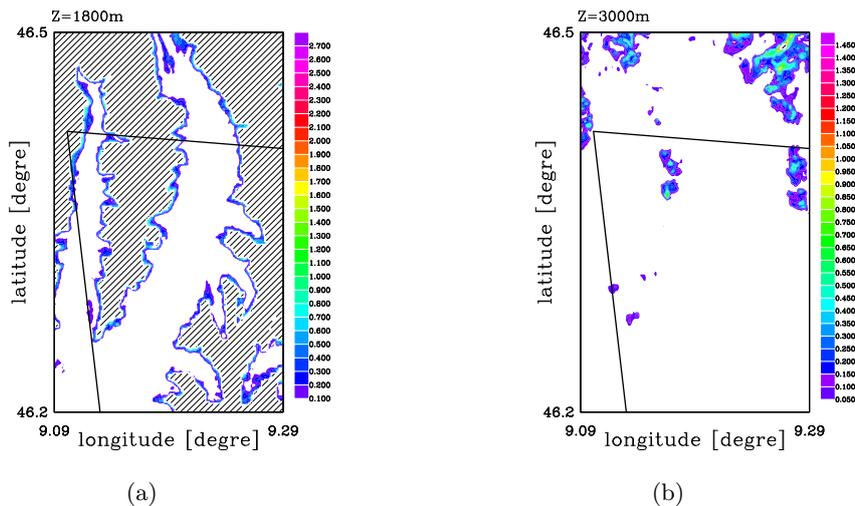


FIGURE 9.20 – Structure horizontale du champ d'énergie cinétique turbulente en m^2/s^2 (en couleur) le 17 aout 1996 à 12h dans le domaine 5 à altitudes constantes : (a) à 1800m et (b) à 3000m.

Globalement, l'énergie cinétique turbulente est quasiment nulle dans l'ensemble de la vallée. En effet, sur la Figure 9.20(a) l'énergie cinétique turbulente est présente le long des pentes. Plus on se rapproche du relief, plus l'énergie cinétique turbulente augmente. En plus d'une énergie cinétique turbulente présente le long de la pente, on observe de part et d'autre de la vallée quelques valeurs d'énergie cinétique turbulente au-dessus de $0.01 m^2/s^2$, ces "pics" d'énergie cinétique turbulente sont situés au centre de la vallée. A 3000m (Fig. 9.20(b)), on n'observe pas de structures particulières si ce n'est que la présence de turbulence semble être liée à la présence de relief sous-jacent et donc du fait que les 3000m d'altitudes soient proche du sol au Nord-Est et Nord-Ouest de la vallée. En effet, comme dit précédemment au Nord-Est et au Nord-Ouest, nous sommes en présence d'un relief avoisinant les 2800m d'altitude. Il serait intéressant de s'assurer que l'absence de turbulence au centre de la vallée ne soit pas dûe à un temps de simulation trop court.

b. Structure verticale

La structure verticale de l'énergie cinétique turbulente est analysée à travers les coupes verticales C1 à C6 présentées sur la Figure 9.5. Dans un premier temps, on s'intéresse aux coupes transverses à l'axe de la vallée (coupes C1 à C4). L'énergie cinétique turbulente sur ces coupes est présentée sur la Figure 9.21.

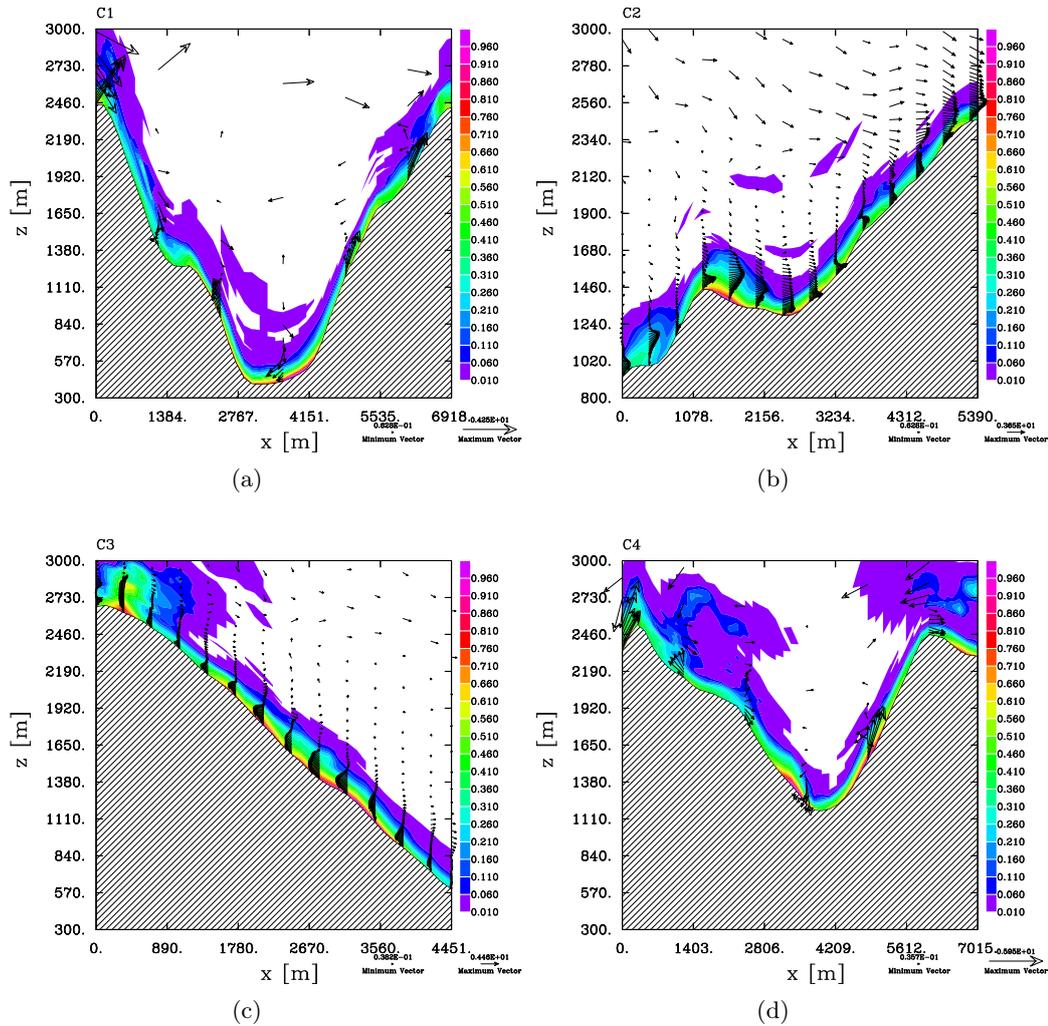


FIGURE 9.21 – Structure verticale de l'énergie cinétique turbulente en m^2/s^2 (en couleur) le 17 août 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 sur (a) la coupe C1, (b) la coupe C2 agrandie sur la face Est, (c) la coupe C3 agrandie sur la face Ouest et (d) la coupe C4.

L'énergie cinétique turbulente est en effet présente le long des pentes, comme on l'avait observé dans l'étude de la structure horizontale de l'énergie cinétique turbulente. La hauteur de la couche limite définie par l'épaisseur de la couche d'énergie turbulente est équivalente avec les épaisseurs de couche limite que l'on avait défini à partir du profil vertical vitesse. Ces constats sont similaires à ceux de Serafin (2006) lors de son étude, la Figure 9.22 présente une coupe verticale d'énergie cinétique turbulente obtenue dans une vallée idéalisée avec un T.A.F. égal à 2 (comme notre vallée réelle).

La turbulence générée par les vents anabatiques reste confinée dans les premières couches de l'atmosphère au-dessus du sol. La stratification thermique stable au centre de la vallée limite les échanges verticaux et donc confine l'activité turbulente près de la surface. Les ressemblances entre ses résultats et

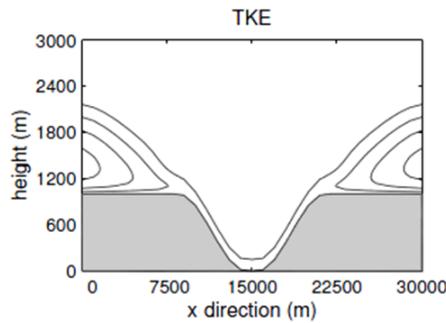


FIGURE 9.22 – Champ d’énergie cinétique turbulente simulée sur une section de vallée 2D idéale (Extrait de Serafin (2006)).

les nôtres sont évident. En effet, la turbulence créée est cloisonnée au sol et correspond à la turbulence générée par les vents anabatiques. Les gradients de température importants situés près du sol entraînent un important gradient de pression qui tend à contraindre la turbulence à l’ascension le long de la pente. Cette turbulence est plaquée contre la paroi par la couche d’air stable située au centre de la vallée. La turbulence est donc uniquement présente près du sol le long des pentes ce qui entraîne un faible développement de la couche limite. En effet, la zone mélangée présente dans les simulations de cas plat est très fine en zone de relief. On observe cependant que la structure de l’énergie cinétique turbulente simulée dans la vallée de Mesolcina est plus complexe que celle simulée dans la vallée idéalisée 2D de Serafin (2006). Les raisons de ces différences sont les mêmes que les différences observées pour les profils verticaux de vitesse, i.e. la présence de pente non régulière près de la surface, la présence d’un vent synoptique et la présence d’un vent de vallée liée à la ”réalité” du terrain.

L’énergie cinétique turbulente simulée dans la vallée de Mesolcina est présentée sur la figure 9.23 le long de la vallée sur les coupes C5 à C6.

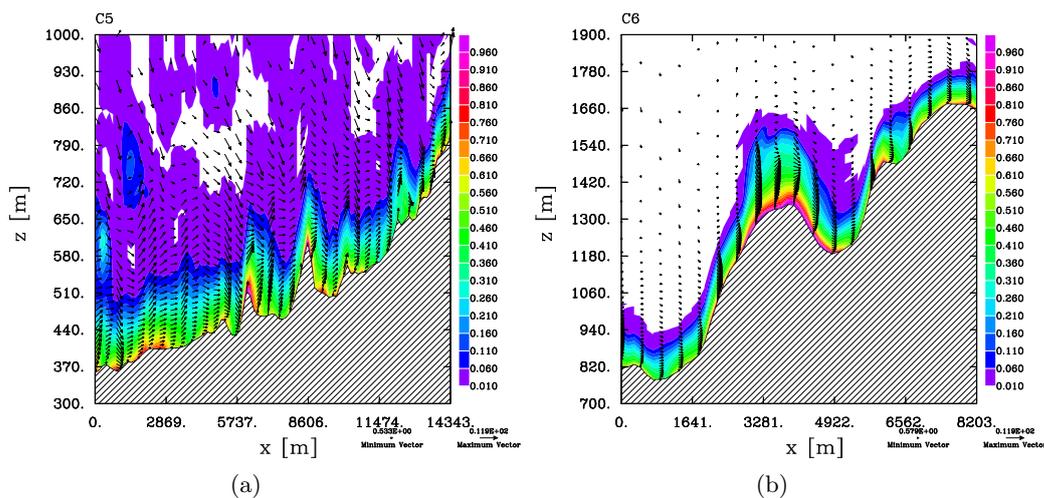


FIGURE 9.23 – Structure verticale de l’énergie cinétique turbulente en m^2/s^2 le 17 aout 1996 à 12h UTC dans le domaine 5 sur (a) la coupe C5 et (b) sur la coupe C6.

Le long de l’axe de la vallée, la structure de l’énergie cinétique turbulente ressemble à la structure de l’énergie cinétique turbulente le long des pentes. En effet, l’énergie cinétique turbulente est prépondérante

proche du sol. Plus la pente est forte (Fig. 9.23(b)), plus l'épaisseur de la couche limite est faible et inversement plus la pente est faible (Fig. 9.23(a)), plus l'épaisseur de la couche limite augmente. La structure turbulente dynamique semble l'emporter sur la structure verticale thermique lorsque l'on se situe sur des pentes relativement fortes. En plaine ou sur des pentes faibles, la turbulence d'origine thermique se combine avec la turbulence d'origine dynamique d'où le fait que la hauteur de la couche limite augmente considérablement entre le bas et la fin de vallée, le développement de cette couche limite en bas de vallée ressemble avec ce que l'on avait simulé dans la Partie II. Quelques structures turbulentes sont présentes en altitude loin du sol, leurs intensités sont cependant négligeables. Globalement, on observe qu'à l'identique des vents anabatiques l'épaisseur de la couche limite définie par l'énergie cinétique turbulente est la même que celle définie à partir du profil de vitesse le long de l'axe de la vallée.

2.2. Flux turbulents de surface : H et LE

La Figure 9.24 présente les flux de chaleur sensible et de chaleur latente à la surface exprimés en W/m^2 . Ces flux sont issus du couplage entre le modèle de Surface SurfEx et du modèle Més0-NH (cf. Chapitre 4 pour plus d'explication).

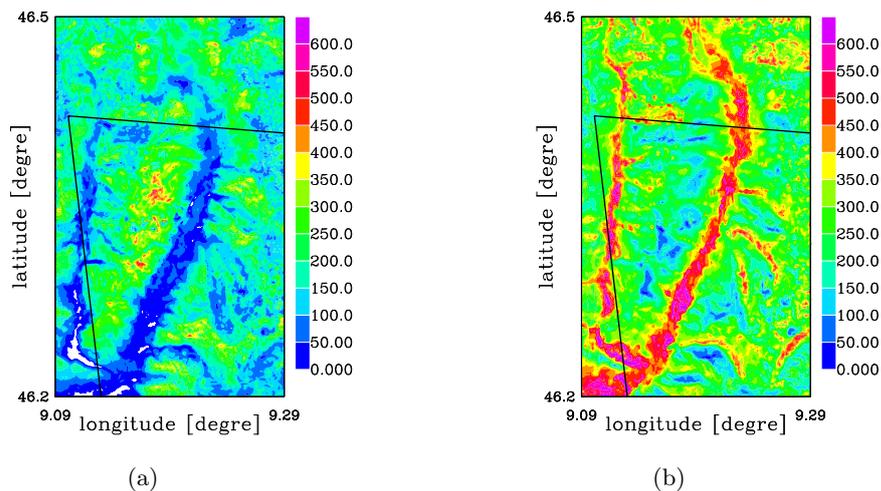


FIGURE 9.24 – Variabilité des flux verticaux en W/m^2 à 12h le 17 août 1996 de chaleur sensible (a) et du flux vertical de chaleur latente (b).

Globalement les flux de chaleur sensible et de chaleur latente sont opposés. Les régions où le flux de chaleur sensible est faible (aux alentours de $0 W/m^2$), le flux de chaleur latente est important (supérieur à $600 W/m^2$) et inversement les endroits où le flux de chaleur sensible est important ($500 W/m^2$) le flux de chaleur latente est faible ($50 W/m^2$). Le flux de chaleur sensible est faible en fond de vallée et important au niveau des sommets et inversement pour le flux de chaleur latente, il est important en fond de vallée et faible aux sommets. En fond de vallée, les valeurs de TKE et d'humidité spécifique sont très importantes, la turbulence génère donc un flux de chaleur latente intense.

2.3. Eddy Corrélation

Les Figures 9.25(a) et 9.25(b) présentent la comparaison entre les flux de chaleur sensible et latente et l'énergie cinétique turbulente simulés par le modèle et observés à la station d'eddy-corrélation située à Grono, au Sud-Ouest de la vallée.

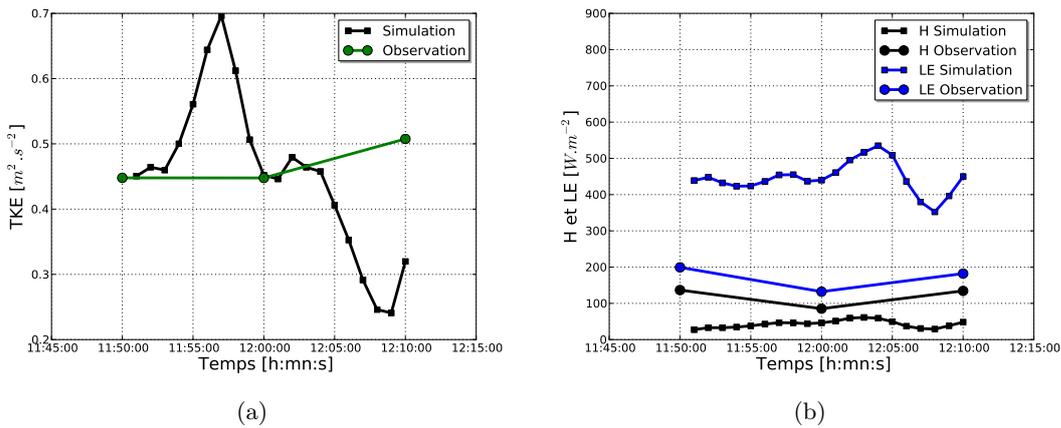


FIGURE 9.25 – Comparaison des champs turbulents simulés et observés à Grono de 11h50 à 12h10 UTC le 17 août 1996 : (a) l'énergie cinétique turbulente et en (b) les flux de chaleur sensible et latent.

L'énergie cinétique turbulente simulée à Grono est quasiment identique à l'énergie cinétique turbulente observée au même endroit (Fig. 9.25(a)). La valeur d'énergie cinétique turbulente simulée fluctue entre 0.25 et 0.7 m^2/s^2 alors que la valeur d'énergie cinétique turbulente observée fluctue aux alentours de 0.4-0.5 m^2/s^2 (i.e moyenne de 0.25 et 0.7 m^2/s^2). Globalement l'énergie cinétique turbulente semble être bien reproduite. En ce qui concerne les flux turbulents de chaleur sensible et latente (Fig. 9.25(b)), on observe des biais marqués. Le flux de chaleur sensible simulé est sous estimé par rapport aux observations. Cette sous-estimation avoisine les 10% pour le flux de chaleur sensible simulé à 100 W/m^2 pour le flux de chaleur sensible observé, aux alentours de 11h50 et 12h10 UTC notamment. Pour le flux de chaleur latente, on observe par contre une très forte surestimation des valeurs simulées par rapport aux observations à Grono. Quelque soit l'heure, le flux de chaleur latente simulé est de l'ordre de 350 et 550 W/m^2 alors que le flux de chaleur latente observé varie entre 100 et 200 W/m^2 . Ce résultat ne nous étonne pas compte tenu des remarques faites précédemment sur la surestimation globale de l'humidité dans les basses couches de l'atmosphère simulées dans notre modèle. Ce résultat met en évidence la difficulté de reproduire avec précision les conditions hydriques de l'atmosphère. Nous attribuons ces biais important aux réanalyses météorologiques, connues pour être incertaines sur les variables d'humidité. Il serait intéressant de voir si cette tendance est constante au cours du temps en simulant, par exemple, une journée complète.

3. VARIABILITÉ DES PARAMÈTRES DE STRUCTURE

Dans cette section, on s'intéresse à la variabilité verticale des paramètres de structure le long des 5 scintillomètres présents dans la vallée de Mesolcina. 3 des 5 scintillomètres seront étudiés dans le corps du texte, les 2 autres sont présentés en Annexe H. Les paramètres de structure des fluctuations de température, d'humidité spécifique et des corrélations entre la température et l'humidité et enfin des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air sont dans un premier temps analysés dans des coupes verticales. Le paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air, le C_{n^2} , est calculé suivant l'Eq. 3.29 présentée dans la Partie I. Dans un deuxième temps, on présente une comparaison entre les données de C_{n^2} obtenues expérimentalement à l'aide des scintillomètres et les données de C_{n^2} simulées. A notre connaissance, une telle représentation de la structure turbulente de l'atmosphère dans une vallée encaissée n'a encore jamais été proposée. Les coupes verticales présentées dans la suite sont des coupes instantanées à 12h UTC.

3.1. Structure verticale des paramètres de structure au niveau des scintillomètres

On s'intéresse aux scintillomètres dont les récepteurs sont localisés à Sei, Castenada et Stabi. Les scintillomètres de Sei et Castenada (respectivement situés au Nord et au Sud de la vallée) ont leur chemin optique dans l'axe transverse à la vallée. Le scintillomètre ayant son récepteur à Stabi a son chemin optique dans l'axe transverse de la pente et est situé plus près du sol que les 2 autres. Nous présentons les paramètres de structure couplés avec leur coefficient A_T , A_Q afin d'étudier leurs contributions respectives sur le C_{n^2} . La somme des termes C_{X^2} (nous utiliserons cette notation par la suite pour parler des paramètres de structure contribuant au calcul du paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air) permet d'obtenir le C_{n^2} . La prépondérance d'un terme par rapport à l'autre est donc discutée.

a. Santa Maria-Grono

La figure 9.26 présente la structure verticale des différentes contributions au C_{n^2} à 12h UTC sur une coupe verticale située au niveau du chemin optique du scintillomètre de Grono - Santa Maria (Sud de la vallée).

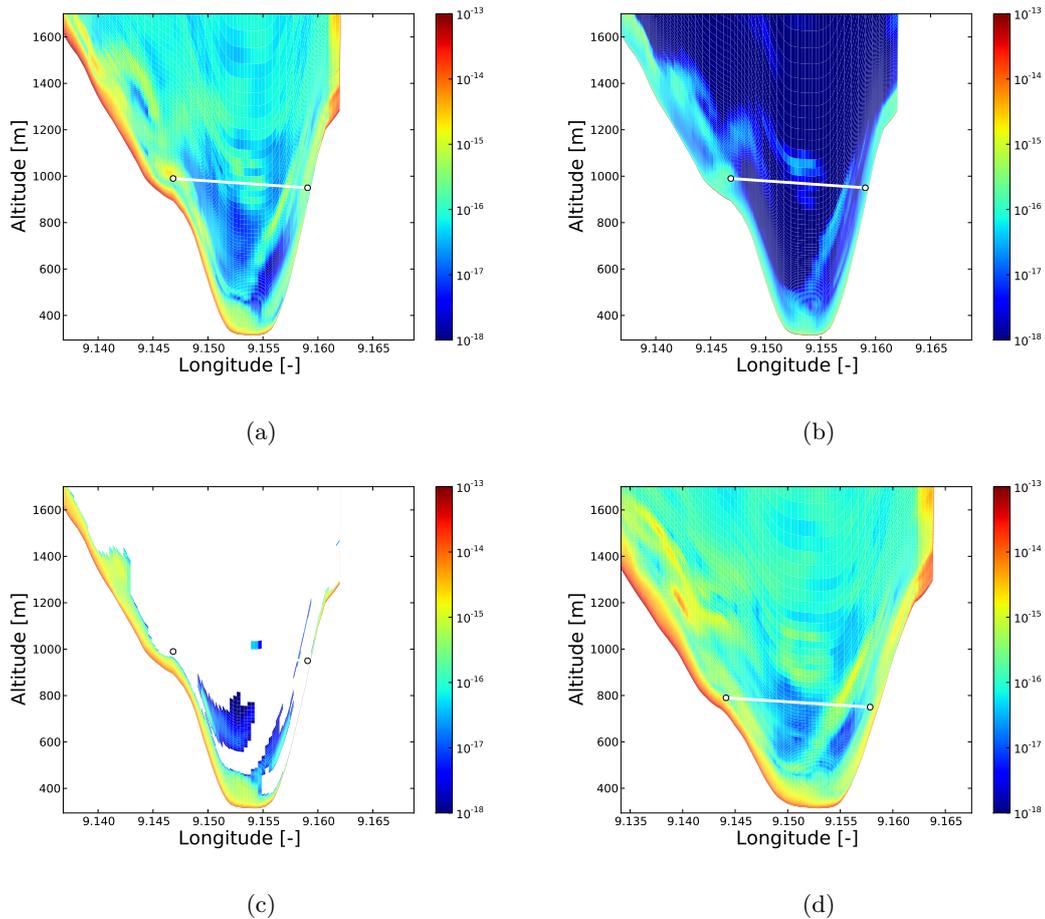


FIGURE 9.26 – Contribution au C_{n^2} en $m^{-2/3}$ à 12h UTC sur les coupes verticales situées au niveau du chemin optique du scintillomètre situé à Grono - Santa Maria : (a) contribution du C_{T^2} (b) contribution du C_{Q^2} (c) contribution du C_{TQ} et (d) le C_{n^2} . Le trajet optique du scintillomètre est représenté par le trait blanc.

Globalement, la variabilité verticale du C_{n^2} au niveau du trajet optique du scintillomètre situé à Santa Maria-Grono (Fig. 9.26(d)) ressemble à la variabilité des contributions du C_{T^2} (Fig. 9.26(a)) et du C_{TQ} (Fig. 9.26(c)). La contribution en C_{TQ} est majoritairement négative. Son signe positif ou négatif vient du signe des gradients de température potentielle et d'humidité spécifique (cf. Partie I). En effet, les ordres de grandeurs situés aux alentours de 10^{-16} et $10^{-14}m^{-2/3}$ des contributions en C_{X^2} sont équivalentes aux ordres de grandeurs du C_{n^2} . La contribution du C_{Q^2} est négligeable devant les deux autres, ce qui avait déjà été mis en évidence par Moene *et al.* (2005). On remarque, dans l'ensemble de la section, que la variabilité des différents gradients présents sont similaires aux gradients que l'on avait observé pour la répartition de la température, de l'humidité spécifique, du vent et de l'énergie cinétique turbulente. Près du sol, quelque soit le C_{X^2} le gradient est très important alors qu'au centre de la vallée, on observe des alternances entre des valeurs élevées 10^{-13} et des valeurs faibles $10^{-18}m^{-2/3}$. Au centre du faisceau, là où le scintillomètre est sensible dans une zone sans relief, le C_{n^2} avoisine la valeur de $10^{-16}m^{-2/3}$. Il faut noter que le long du trajet optique du scintillomètre, les valeurs de C_{n^2} fluctuent beaucoup.

b. Pian San Giacomo - Sei

La figure 9.27 présente une coupe verticale des différentes contributions au calcul du C_{n^2} à 12h UTC située au niveau du chemin optique du scintillomètre de Pian San Giacomo - Sei.

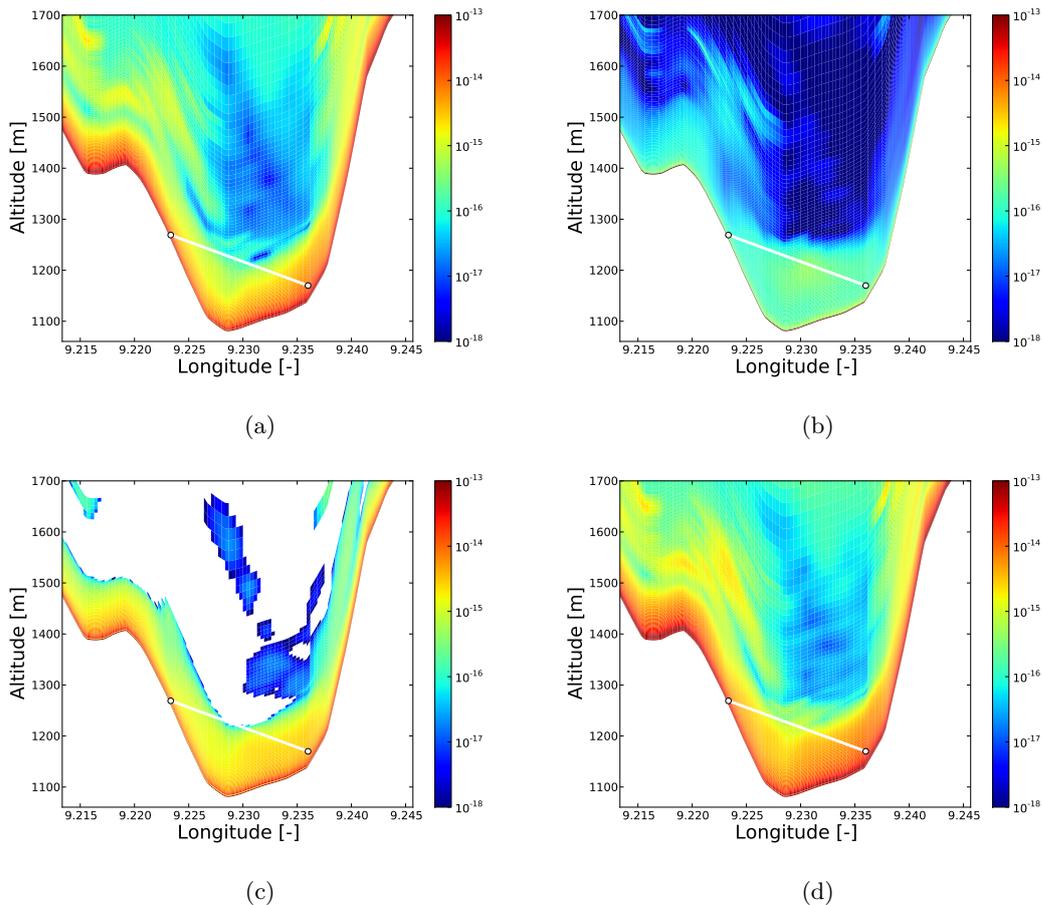


FIGURE 9.27 – Contribution au C_{n^2} en $m^{-2/3}$ à 12h UTC sur les coupes verticales situées au niveau du chemin optique du scintillomètre situé à Pian San Giacomo - Sei : (a) contribution du C_{T^2} (b) contribution du C_{Q^2} (c) contribution du C_{TQ} et (d) le C_{n^2} . Le trajet optique du scintillomètre est représenté par un trait blanc.

La structure du C_{n^2} évalué le long de la coupe du chemin optique du scintillomètre situé à Pian San Giacomo-Sei est très ressemblant à la variabilité du C_{T^2} et du C_{TQ} . Le C_{Q^2} semble ne pas être assez important pour que sa contribution ait une influence sur le C_{n^2} . L'ordre de grandeur du C_{n^2} est de l'ordre de $10^{-16}m^{-2/3}$ au centre du faisceau, ordre de grandeur qui globalement se rapproche plus de l'ordre de grandeur de la contribution en C_{T^2} que celle en C_{TQ} . La couche limite près du sol est plus développée que celle située à l'entrée de la vallée (Fig. 9.26) d'où les valeurs globalement plus importantes pour ce scintillomètre que pour celui situé à Grono-Santa-Maria. Les gradients des différentes contributions près du sol ressemblent beaucoup à ce qu'on avait observé pour les variables thermodynamiques. La zone située près du sol marquée par des fortes valeurs de C_{n^2} correspond à la couche limite et avoisine la centaine de mètres.

c. Pian San Giacomo - Stabi

Tout comme la figure 9.26 et la figure 9.27, la figure 9.28 présente les différentes contributions au C_{n^2} à 12h UTC projetée sur une coupe verticale située au niveau du chemin optique du scintillomètre de Pian San Giacomo - Stabi. Contrairement aux deux précédents scintillomètres, celui ci est situé dans l'axe transverse à la pente et est parallèle à l'axe de la vallée. Il est également situé plus près du sol.

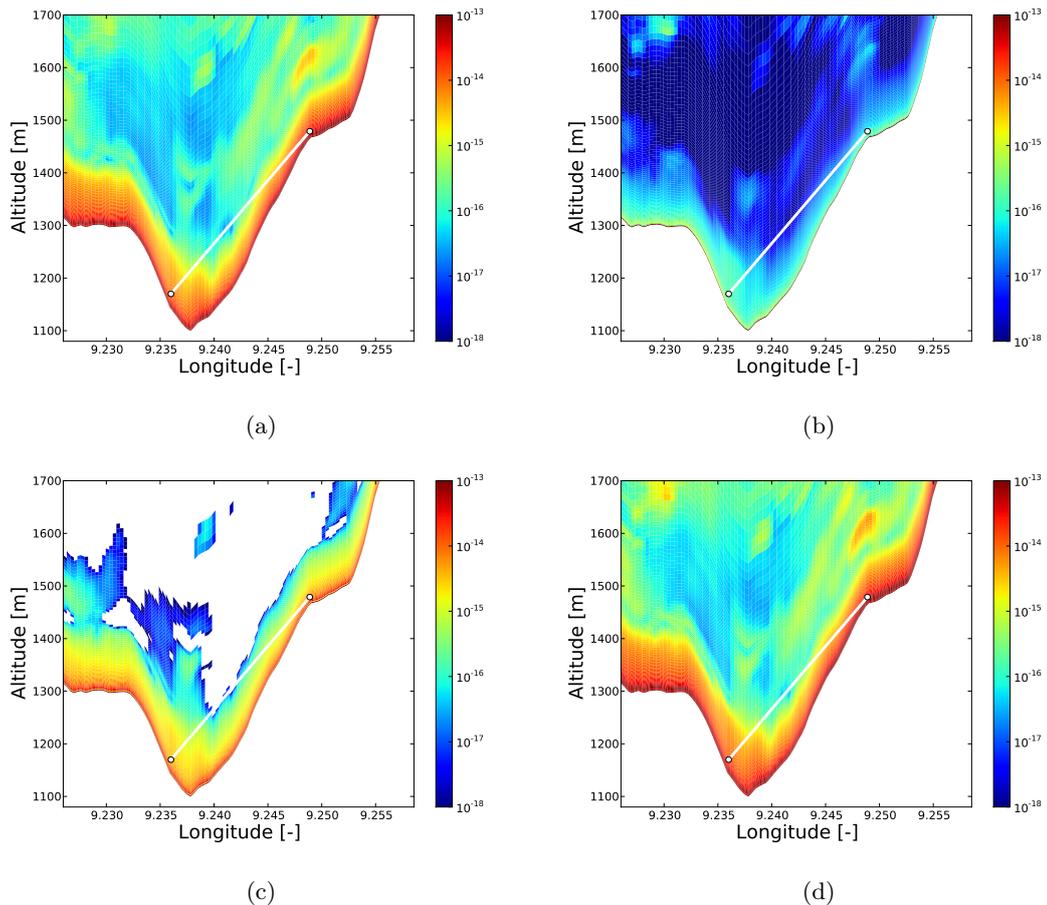


FIGURE 9.28 – Contribution au C_{n^2} en $m^{-2/3}$ à 12h UTC sur les coupes verticales situées au niveau du chemin optique du scintillomètre situé à Pian San Giacomo - Stabi : (a) contribution du C_{T^2} (b) contribution du C_{Q^2} (c) contribution du C_{TQ} et (d) le C_{n^2} . Le trajet optique du scintillomètre est représenté par un trait blanc.

La variabilité du C_{n^2} est toujours plus corrélées aux C_{T^2} et C_{TQ} qu'au C_{Q^2} . Un fort gradient pour toutes les contributions est visible près du sol. Le scintillomètre dans cette coupe est situé près du sol et une partie du faisceau est situé dans la couche limite ce qui donne un ordre de grandeur pour les valeurs situées au centre du faisceau de l'ordre de $10^{-15}m^{-2/3}$.

3.2. Variabilité des paramètres de structure le long des trajets optique des scintillomètres

La Figure 9.29 présente les différentes contributions extraites le long des trajets optique des 3 scintillomètres représentée par les traits blanc dans les figures 9.28, 9.27 et 9.26.

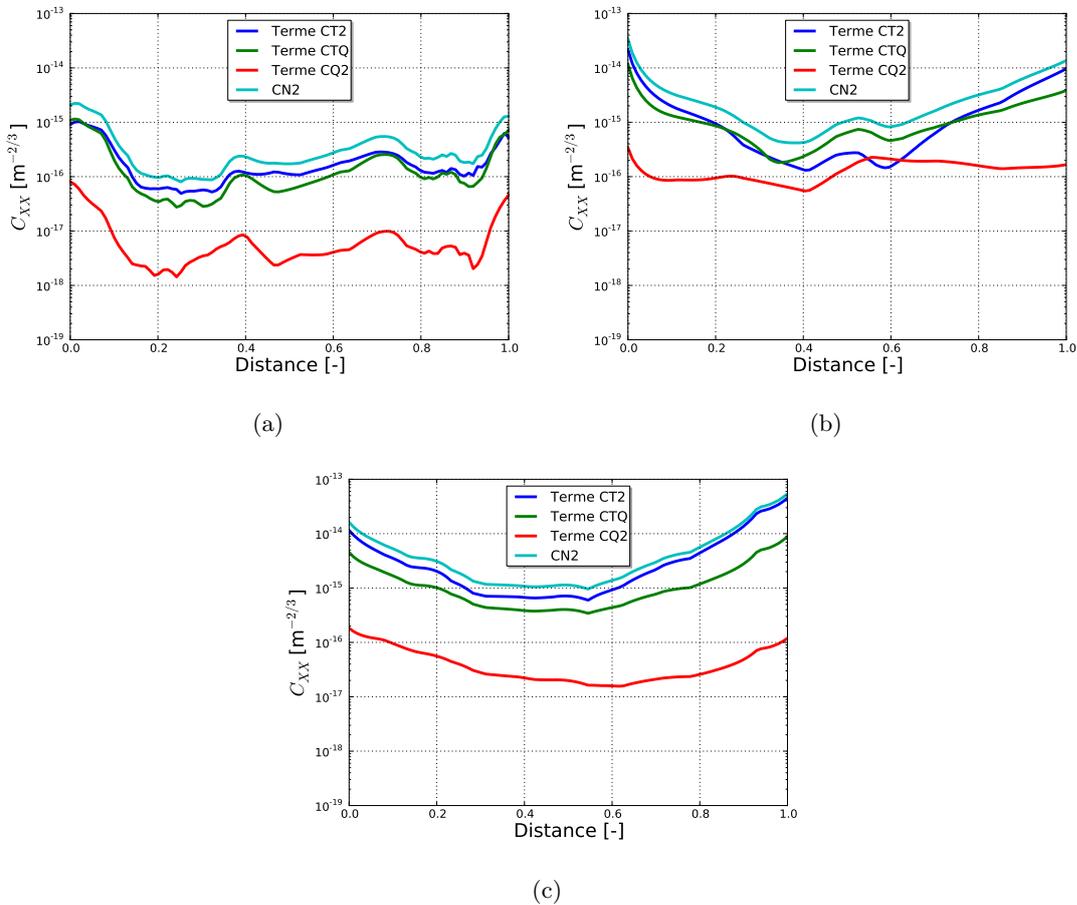


FIGURE 9.29 – Suivi le long des trajets optiques des différentes contributions à l'évaluation des C_{n^2} le long des 3 scintillomètres. Les contributions sont extraites le long du chemin optique et moyennées sur 20 minutes de 11h50 à 12h10 le 17 aout 1996 en (a) les contributions pour le scintillomètre situé à Grono-Santa Maria (b) les contributions pour le scintillomètre situé à Pian San Giacomo-Sei (c) les contributions pour le scintillomètre situé à Pian San Giacomo-Stabi.

La figure 9.29 permet de présenter objectivement que la variabilité du C_{n^2} le long des scintillomètre est très bien corrélée à la variabilité du C_{T^2} et à la valeur absolue du terme en C_{TQ} . La contribution en C_{Q^2} est négligeable comparée aux deux autres contributions. Au niveau des récepteurs et des émetteurs (abscisse égale à 0 ou 1), la valeur du C_{n^2} est importante. En effet à ces endroits on se situe dans la couche limite et proche du sol, on retrouve donc des valeurs de C_{n^2} similaires aux grandeurs de C_{n^2} dans une couche limite située en plaine. Cette discontinuité entre les C_{n^2} simulés proches des récepteurs

et des émetteurs et les C_{n^2} proches du centre des faisceaux est due à la discontinuité visible dans les coupes verticales d'énergie cinétique turbulente (Fig. 9.21). En effet, là où l'énergie cinétique est faible les valeurs de C_{n^2} avoisinent les $10^{-16} - 10^{-18}$. Le C_{n^2} simulé pour le scintillomètre situé à Stabi possède globalement un ordre de grandeur de plus que les deux autres scintillomètres.

3.3. Comparaison observation - simulation

La figure 9.30 présente la comparaison entre les données de C_{n^2} moyens obtenus par les scintillomètres et les C_{n^2} modélisés à partir des champs simulés avec MésO-NH. Chaque scintillomètre possède 3 récepteurs, le signal reçu par chaque récepteur est noté Observation 1 à 3. Il faut noter que ces instruments n'étaient pas dédiés à l'observation de la turbulence, mais à celle du vent moyen perpendiculaire au trajet optique de chaque scintillomètre. Ainsi un ampli à contrôle automatique de gain avec une constante de temps de 1s était placé à la sortie de chaque photodiode. Ainsi les fluctuations de signaux basses fréquences ne sont pas caractéristiques des grands tourbillons, mais de la dynamique de l'ampli. Pour le tracé de la Figure 9.30, les signaux ont été filtrés pour ne conserver que les fréquences entre 2Hz et 400Hz. Cette gamme de fréquence est un peu étroite pour estimer correctement la variance du signal reçu et en déduire le C_{n^2} . Il est probable que les valeurs de C_{n^2} réelles soit légèrement supérieures aux valeurs observées. Le C_{n^2} modélisé est obtenu en appliquant une pondération par la fonction de poids classique utilisée pour les scintillomètres à grande ouverture dans la couche limite atmosphérique (Chapitre 3). Les valeurs situées au centre du faisceau vont donc être prépondérantes sur les valeurs du C_{n^2} simulé.

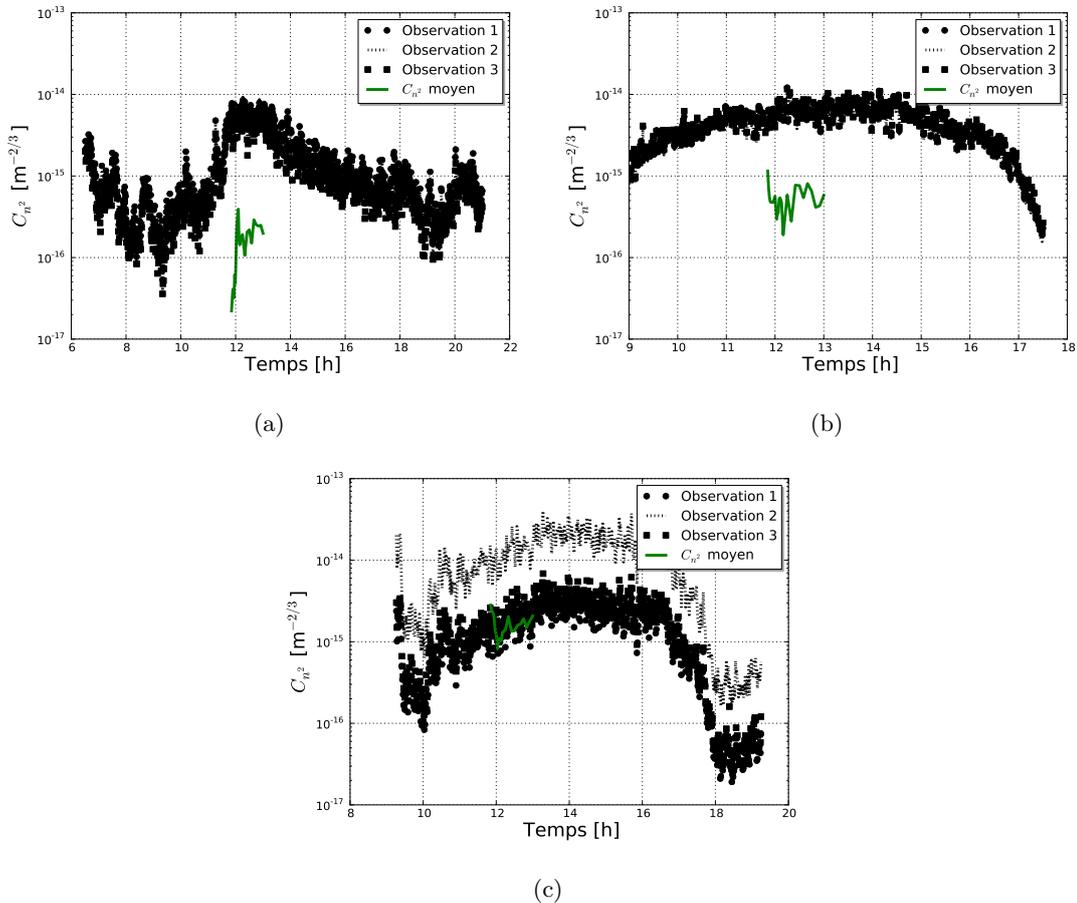


FIGURE 9.30 – Comparaison des C_{n^2} modélisés et des C_{n^2} observés par les scintillomètres situés à (a) à Grono-Santa Maria (b) à Pian San Giacomo-Sei et (c) à Pian San Giacomo-Stabi.

Les C_{n^2} observés sur les trajets optiques de Pian San Giacomo - Sei et Grono - Santa Maria sont d'un ordre de deux ordres de grandeurs supérieurs aux C_{n^2} simulés par le modèle. La valeur du C_{n^2} simulé à Pian San Giacomo - Stabi est quand à lui du même ordre de grandeurs que le C_{n^2} observé (Fig. 9.30(c)). Augmenter le temps de simulation permettrait de confirmer cette tendance sur l'ensemble des données scintillométriques disponibles. Ces différences peuvent avoir 2 explications. D'une part nous avons montré au Chapitre 2 que le C_{n^2} simulé par le modèle en milieu de couche limite était largement sous estimé par rapport aux lois de similitude. Nous avons invoqué l'entraînement comme raison principale, mais cela reste à confirmer et il n'est pas exclu que le modèle soit également responsable de cette sous estimation. La deuxième raison peut provenir de la grande gamme de valeur de C_{n^2} présente le long des trajets des scintillomètres (10^{-16} - 10^{-14}) qui remet en cause l'obtention de la fonction poids (Eq 3.50) qui suppose la linéarité de C_{n^2} le long du trajet. Ainsi, le C_{n^2} observé semble provenir du C_{n^2} associé à la turbulence générée au bord du trajet optique et pas au centre comme suggéré par la fonction de poids. En effet, Fig. 9.29, on note que les valeurs de C_{n^2} simulé aux bords du trajet optique sont du même ordre de grandeur que les valeurs du C_{n^2} observé (Fig. 9.30). Ainsi dans ce type de configuration le scintillomètre n'observerait pas un C_{n^2} situé au centre de la vallée mais aux bords. Par ailleurs, on a montré que l'énergie cinétique turbulente au centre de la vallée était négligeable par rapport à l'énergie cinétique turbulente située aux bords. La turbulence au centre de la vallée est donc négligeable. Une des configurations de ce type de variabilité de C_{n^2} est discutée dans le livre de Wheelon (2001). En prenant en compte la forte hétérogénéité de C_{n^2} le long du trajet optique du scintillomètre, on obtient une fonction de poids qui n'est non plus sensible aux valeurs de C_{n^2} présents au milieu du chemin optique du scintillomètre mais aux bords. Les méthodes classique pour déduire le flux de chaleur sensible à partir des données scintillométriques semblent ne pas être applicables dans des configurations de vallées encaissées du type la vallée de Mesolcina.

Synthèse : Partie 3

La simulation mise en place pour simuler l'écoulement dans la vallée encaissée de Mesolcina s'appuie sur un emboîtement de 5 modèles où les résolutions horizontales varient entre 16kms et 110m. La simulation des 5 modèles est réalisée à l'aide de 3 simulations successives. Une première correspondant à la simulation des domaines 1 à 3 sur 24h du 16 aout 1996 à 18h au 17 aout 1996 à 18h. La deuxième simulation correspond à la simulation du domaine 4 de 11h à 13h le 17 aout 1996 forcé au bord par les champs du domaine 3. La dernière simulation correspond à la simulation du domaine 5 de 11h50 à 12h10 le 17 aout 1996 forcé au bord par les champs du domaine 4.

L'ensemble des données disponibles dans la campagne VOTALP a permis d'évaluer les champs simulés dans les 5 domaines. L'utilisation des sodars, des stations météorologiques, du profileur de vent et des radiosondages a globalement permis de montrer que les champs simulés avec le modèle Méso-NH reproduisaient bien la dynamique observée. En revanche, on remarque un excès d'humidité simulée dans les basses couches de l'atmosphère pouvant être deux fois supérieures à l'humidité observée. La surestimation de l'état hydrique de l'atmosphère fait parti des problèmes inhérents aux champs d'humidité disponibles dans les données de forçage.

Les structures horizontale et verticale du vent, de l'humidité spécifique et de la température sont équivalentes à celles observées dans la littérature. Les champs turbulents, que ce soit le flux de chaleur sensible ou l'énergie cinétique turbulente sont relativement bien simulés au regard des observations issues de la station d'Eddy-Corrélation située à Grono. En revanche, la surestimation de l'humidité spécifique entraîne une surestimation du flux de chaleur latente simulé. En effet, il est par endroit environ 10 fois supérieur au flux de chaleur latente observé.

Les paramètres de structure simulés possèdent des variabilités similaires aux variabilités des champs thermodynamique. Un résultat majeur de ce travail montre que l'on ne peut pas appliquer les méthodes classiques d'obtention du C_{n^2} moyen le long du trajet optique du scintillomètre sur terrain plat en milieu complexe car la discontinuité dans le champs de C_{n^2} traversé par le faisceau du scintillomètre ne permet pas d'appliquer la théorie. En effet, dans le cas d'un relief marqué comme celui de la vallée de Mesolcina, le C_{n^2} observé semble provenir des contributions situées aux bords du faisceau et non pas au centre. Les méthodes classiques d'obtention du flux de chaleur sensible à partir des données scintillométriques dans une vallée encaissée n'ont pas beaucoup de sens.

Conclusion générale et perspectives

CONCLUSION GÉNÉRALE

Globalement, la simulation des grandes échelles de la turbulence avec le modèle atmosphérique Méso-NH a montré sa capacité à représenter fidèlement la structure verticale de la turbulence que ce soit pour les simulations de couche limite au dessus d'un sol plat et homogène (avec ou sans prise en compte de l'humidité) ou pour la simulation d'une couche limite en zone complexe.

Simulations idéales

L'évaluation du modèle atmosphérique Méso-NH a été réalisée dans un premier temps à l'aide d'une simulation d'une couche limite convective au-dessus d'un sol plat et homogène. Nous nous sommes attachés à reproduire des couches limites idéales (sèche) et réelles (cas de la campagne IHOP). Dans le cas de la couche limite convective sèche, notre démarche d'évaluation s'appuie sur une comparaison entre les profils verticaux de chaleur sensible, de la variance des fluctuations de vitesse verticale, de la variance des fluctuations de température et du paramètre de structure des fluctuations de température simulés avec les profils obtenus dérivés de la théorie des similitudes présentées dans le Chapitre 2 de la Partie I. Après des tests de sensibilité sur les paramétrisations sous-mailles et sur la zone d'absorption, nous avons étudié l'impact de la résolution verticale sur les champs résolus. Globalement, on retiendra que le jeu de constante de Cheng *et al.* (2002), le schéma de longueur de mélange de Redelsperger *et al.* (2001) et une hauteur de zone d'absorption d'environ 2km minimum sont à utiliser. De plus, nous avons montré que l'impact d'un maillage étiré près du sol permet d'améliorer les profils turbulents simulés dans l'ensemble de la C.L.A.C à un moindre coût de temps de calcul. La haute résolution près du sol permet de mieux résoudre les différents gradients (température, vitesse verticale, etc...). De plus, avoir plusieurs points de simulation dans les 10 premiers mètres de la C.L.A. est indispensable pour une comparaison entre les champs simulés et les observations. Pour la situation de la couche limite convective humide, notre évaluation s'est appuyée sur les observations radars disponibles. Nous avons essayé de dériver des profils verticaux de C_{n^2} à partir des observations du SNR. Globalement, le profil vertical du C_{n^2} simulé représente fidèlement la hauteur de la couche limite comparé au profil issu du radar cependant les ordres de grandeur ainsi que la variabilité du C_{n^2} dans la couche limite atmosphérique sont difficilement exploitables à cause d'un manque d'information sur les caractéristiques du radar. L'ensemble des résultats obtenus dans le cas des simulations de couche limite convective sèche et humide nous confortent dans l'intérêt du choix du modèle Méso-NH à reproduire finement la structure turbulente de la C.L.A.

Simulations réalistes

On retrouve les mêmes éléments de conclusion pour la simulation en terrain complexe. La simulation mise en place pour simuler l'écoulement dans la vallée encaissée de Mesolcina s'appuie sur un emboîtement de 5 modèles où les résolutions horizontales varient entre 16kms et 110m. L'ensemble des données dispo-

nibles dans la campagne VOTALP a permis d'évaluer avec succès les champs simulés dans les 5 domaines. L'utilisation des sodars, des stations météorologiques, du profileur de vent et des radiosondages a globalement permis de montrer que les champs simulés avec le modèle Méso-NH reproduisaient la dynamique observée. On montre un excès d'humidité simulée dans les basses couches de l'atmosphère pouvant être deux fois supérieures à l'humidité observée. Les structures horizontale et verticale du vent, de l'humidité spécifique et de la température sont équivalentes à celles observées dans la littérature. La surestimation de l'état hydrique de l'atmosphère est certainement à associer aux biais connus et présents dans les données de forçage. Les champs turbulents, que ce soit le flux de chaleur sensible ou l'énergie cinétique turbulente sont relativement bien simulés au regard des observations issues de la station d'Eddy-Corrélation située à Grono. En revanche, la surestimation de l'humidité spécifique entraîne une surestimation du flux de chaleur latente simulé. En effet, il est par endroit environ 10 fois supérieur au flux de chaleur latente observé.

Les paramètres de structure simulés possèdent des variabilités similaires aux variabilités des champs thermodynamique. Un résultat majeur de ce travail montre que l'on ne peut pas appliquer les méthodes classiques d'obtention du C_{n^2} moyen le long du trajet optique du scintillomètre sur terrain plat en milieu complexe car l'hétérogénéité dans le champs de C_{n^2} traversé par le faisceau du scintillomètre ne permet pas d'appliquer la théorie. En effet, dans le cas d'un relief marqué comme celui de la vallée de Mesolcina, la turbulence est située uniquement aux niveaux du sol et pas au centre de la vallée. Les méthodes classiques d'obtention du flux de chaleur sensible à partir des données scintillométriques dans une vallée encaissée n'ont pas beaucoup de sens. D'autre part, bien que les modèles semblent bien représenter les processus en haut (entraînement) et en bas (CLS) de couche limites, il reste encore des incertitudes sur leur aptitude à bien représenter la transition entre les deux. C'est le cas sur surface plate mais également en zone complexe. Ainsi les prédictions par le modèle de la variance de température en milieu de couche limite peuvent également être remises en cause.

PERSPECTIVES

Les perspectives de ce travail sont nombreuses. En ce qui concerne la Partie II, les comparaisons entre les résultats issues de la simulation idéale et les lois issues de la théorie des similitudes montrent encore des écarts notables. Ces écarts peuvent être expliqués soit par les théories, probablement encore perfectibles, soit par la qualité de la simulation. Les lois issues de la théorie des similitudes pour la variance des fluctuations de température ne prennent pas en compte la liaison entre la couche limite surfacique et la couche limite mélangée et c'est l'endroit où les principaux écarts entre les profils issus de la théorie des similitudes et les profils verticaux de la variance des fluctuations de température sont observés. L'élaboration d'une loi prenant en compte cette liaison entre la C.L.S. et la C.L.M. semble donc importante. Ces biais peuvent provenir d'un manque de production de variance des fluctuations de température. Une équation d'évolution pour la variance des fluctuations de température, à l'identique de l'équation d'évolution pour l'énergie cinétique turbulente est certainement nécessaire pour améliorer la prédiction de la variance des fluctuations de température. On a montré que le jeu de constante sous-maille influençait les profils verticaux des champs turbulents; l'élaboration d'un jeu de constante plus robuste semble aussi être nécessaire. En ce qui concerne les comparaisons des profils verticaux du paramètre de structure des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air avec les profils verticaux du rapport signal sur bruit, il serait nécessaire d'avoir les paramètres du radar afin d'avoir le C_{n^2} observé mais dans l'ensemble les profils verticaux de C_{n^2} observé et simulé reproduise tous les deux fidèlement la hauteur de la couche limite.

En ce qui concerne la simulation réalisée en milieu complexe dans le cadre de la campagne VOTALP dans le sud de la Suisse (Partie III), la première perspective est de simuler le domaine sur toute la journée

du 17 aout 1996 afin d'étudier l'évolution temporelle de la structure thermodynamique turbulente dans la vallée. La comparaison des champs simulés avec les différents instruments de mesure permettra de voir si la simulation reproduit bien l'évolution temporelle dans la vallée. L'exploitation des champs simulés mérite d'être encore approfondie notamment les paramètres de structure simulés. En effet, on a montré que les techniques classiques d'obtention du C_{n^2} moyen à partir des mesures scintillométriques n'étaient pas utilisables dans le cas de la vallée encaissée. La mise en place d'une nouvelle fonction de poids est nécessaire. L'utilisation d'un scintillomètre et de l'observation du C_{n^2} dans ce contexte topographique mérite d'être approfondie.

Annexes

Annexe A

Les différents types d'instruments utilisés pour documenter les basses couches de l'atmosphère

Nom	Principe	Résolution spatiale	Direction	Type
RADAR	rétrodiffusion E.M. longueur d'onde fixe	Profileur	Balayage incliné	Actif, monostatique
SODAR	rétrodiffusion sonore longueur d'onde fixe	Profileur	Fixe, vertical	Actif, monostatique
LIDAR	rétrodiffusion optique longueur d'onde fixe	Profileur	Balayage incliné	Actif, monostatique
RASS	rétrodiffusion sonore et E.M. longueur d'onde fixe	Profileur	Fixe vertical	Actif, monostatique
FITR	Absorption I.R.	Moyenne spatiale	Fixe horizontal	Actif, bistatique
DOAS	Absorption optique longueur d'onde fixe	Moyenne spatiale	Fixe horizontal	Passif
Scintillomètre	Observation du C_n^2	Moyenne spatiale	Fixe horizontal	Actif, bistatique
Radiomètre	E.M. longueur d'onde fixe	Profileur	Fixe horizontal	Passif

TABLEAU A.1 – Les différents types d'instruments utilisés pour documenter les basses couches de l'atmosphère. *Extrait de Emeis (2010)*

Annexe B

Les différents types de scintillomètres

	Scintillomètre à petite ouverture (S.A.S.)	Scintillomètre à grande ouverture (L.A.S.)	Scintillomètre hyper-fréquence (S.A. R.W.S.)
Longueur d'onde : λ	670 nm	940 nm	11 mm
Trajet optique : L_{LAS}	20-250 m	500 - 5000 m	1 - 10 km
Taille de la zone de Fresnel $F = \sqrt{\lambda L_{LAS}}$	0.01 m	0.05 m	5 m
Diamètre d'ouverture : D_{LAS}	0.002 m	0.15 m	0.6 m
Taille des tourbillons les plus efficaces	$\approx F$	$\approx D_{LAS}$	$\approx F$
Restrictions			
Saturation	$\sigma_\chi^2 < 0.3$	$\frac{D_{LAS}}{\sqrt{\lambda L_{LAS}}} > 2.7(\sigma_\chi^2)^{3/5}$	$\sigma_\chi^2 < 0.3$
Echelle de dissipation		$D_{LAS} \gg 20l_0$	
Moyenne sur l'ouverture		$D_{LAS} \gg 2F$	
Conditions sur F et D_{LAS}	$l_0 \approx F \ll L_0$	$l_0 \ll F \ll D_{LAS} \ll L_0$	$l_0 \ll F \ll L_0$

TABLEAU B.1 – Les différents types de scintillomètres avec l_0 et L_0 respectivement la taille de la plus petite et de la plus grosse structure turbulente. σ_χ^2 correspond à la variance du logarithme de l'intensité du signal.

Ce tableau précise les longueurs d'ondes et l'ouverture des différents scintillomètre existants. Il résume également les limites d'utilisation. Par exemple, l'utilisation d'un scintillomètre à petite ouverture est limitée sur de faible distance d'observation et les observations seront sensibles à l'échelle de dissipation. Ce type de scintillomètre (S.A.S.) est utilisé pour l'étude de la turbulence à petite échelle. Le scintillomètre à grande ouverture (L.A.S.) est moins limité par l'effet de saturation et permet des observations sur de plus longues distances. Il est bien adapté à la mesure de flux intégré car il est sensible à toutes les échelles de tourbillons entre le diamètre d'ouverture, D_{LAS} et L_0 , l'échelle intégrale. Enfin le scintillomètre micro-onde est plus sensible aux variations d'humidité et permet la mesure des flux de chaleur sensible. La distance de mesure est limitée par la saturation mais la première zone de Fresnel qui doit rester inférieure à L_0 .

Annexe C

Les différents types de RADAR

Fréquence	Longueur d'onde	Bande de fréquence	Application
20-300 MHz	1-15 m	VHF	profileur de vent
400-900 MHz	30-70 cm	UHF (P-Band)	profileur de vent
1-2 GHz	15-30 cm	Bande L/UHF	profileur de vent dans la C.L.A.
2-4 GHz	7-15 cm	Bande S/UHF	precipitation
4-8 GHz	4-7 cm	Bande C	precipitation
8-16 GHz	2-4 cm	Bande X	precipitation
16-20 GHz	1-2 cm	Bande Ku	precipitation
35 GHz	8.5 mm	Bande Ka	precipitation, nuage
75-110 GHz	3 mm	Bande W	nuages

TABLEAU C.1 – Les différents types de Radar. Extrait de Emeis (2010)

Annexe D

Étude de sensibilité à la paramétrisation sous-maille et à la zone d'absorption pour la simulation SS89

Les résultats issus de l'analyse de la simulation initiale (Section 3.2 du Chapitre 5) et notamment le biais important entre les profils verticaux de la variance des fluctuations de température et du paramètre de structure des fluctuations de température avec les profils issus des théorie des similitudes nous invitent à mener quelques tests de sensibilité sur i) l'épaisseur de la zone d'absorption, sur ii) les différents constantes du schéma de fermetures détaillées dans le tableau 4.1 et sur iii) l'utilisation de la différenciation entre les longueurs caractéristiques de mélange et de dissipation (Redelsperger *et al.* 2001). L'ensemble des simulations effectuées est présenté dans le Tableau D.1.

Nom	S0001 SREF	S1001	C1001	C1002
L_z	2400	6000	6000	6000
Z_{bas}	2000	4000	4000	4000
K_{haut}			0.01	
Schéma $l_\varepsilon \neq l_k$?	oui	oui	oui	non
Constantes (Tab. 4.1)	SS89	SS89	CCH02	CCH02

TABLEAU D.1 – Présentation des différentes simulations effectuées pour l'étude de sensibilité sur la paramétrisation du schéma sous-maille et sur la zone d'absorption. La première lettre du nom des simulations correspond au type de jeu de constante du schéma de fermeture : S pour SS89 et C pour CCH02. Le premier chiffre correspond à la taille du domaine : 0 pour 2400m et 1 pour 6000m. Le dernier chiffre correspond au schéma des longueurs caractéristiques de mélange et de dissipation : 1 pour l'utilisation de ce schéma et 2 pour $l_k = l_\varepsilon$.

Dans ces études, on ne s'intéresse pas aux profils verticaux du paramètre de structure des fluctuations de température simulés car sa variabilité est fortement liée à la variabilité des profils verticaux de la variance des fluctuations de température. Quatre simulations sont réalisées (Tab. D.1) et les contributions résolue et sous-maille des champs turbulents simulés sont présentées.

INFLUENCE DE LA ZONE D'ABSORPTION SUR LES PROFILS SIMULÉS

La zone d'absorption dépend de deux paramètres notés K_{haut} et Z_{bas} . On présente l'étude de sensibilité sur le paramètre Z_{bas} uniquement car ce paramètre est plus facilement ajustable. Le paramètre $K_{haut} = 0.01$ est celui utilisé par défaut. Nous avons testé plusieurs hauteurs de couche d'absorption et dans ce document, on ne présente que les résultats où le bas de la couche d'absorption est tel que $Z_{bas} = 4000m$. La comparaison entre les profils simulés par les simulations SREF et S1001 est présenté sur la Figure D.1.

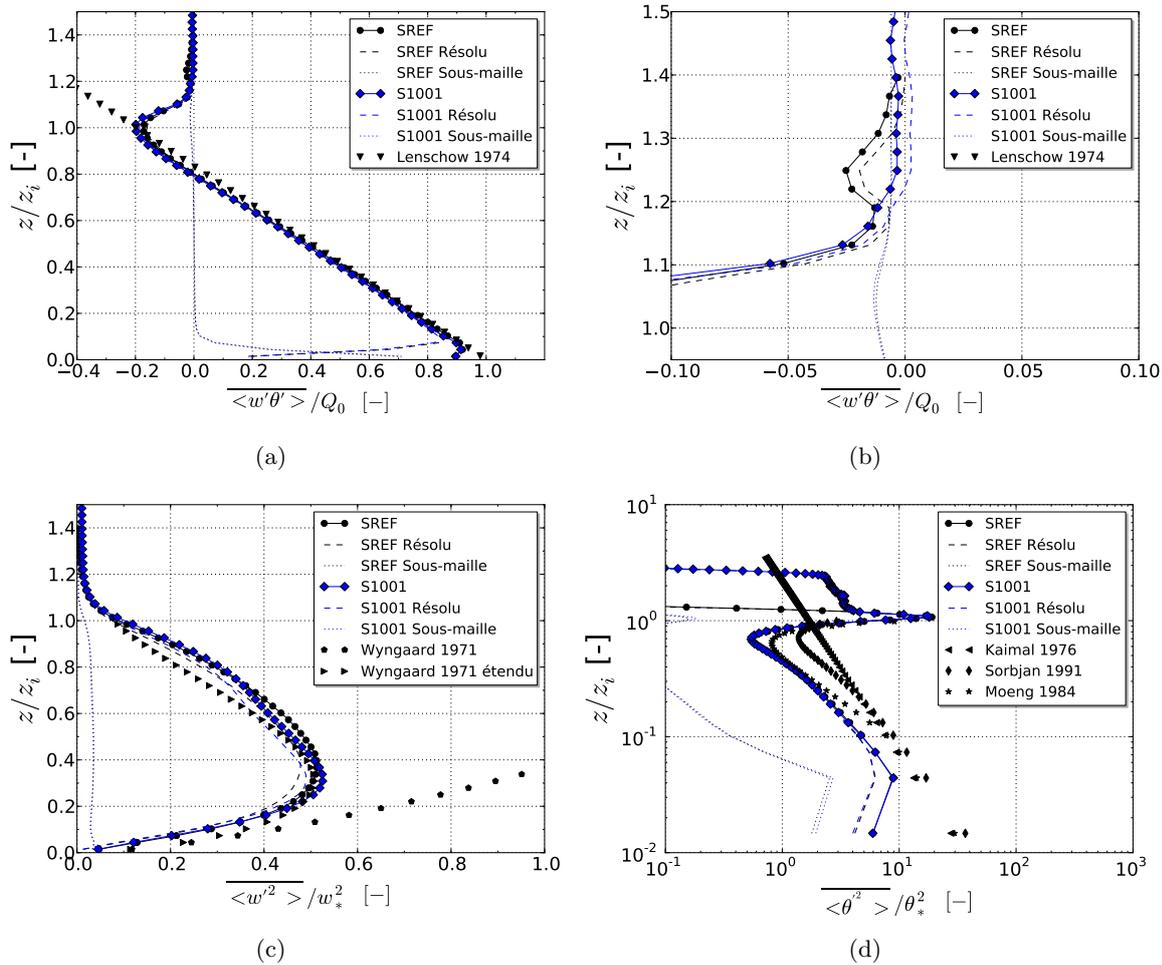


FIGURE D.1 – Influence de l'épaisseur et de l'altitude du bas de la zone d'absorption sur les profils verticaux simulés dans les configurations numériques SREF et S1001 (Tab. D.1). Comparaison avec les lois issues de la théorie des similitudes. (a) Profils verticaux du flux de chaleur sensible. (b) Profils verticaux du flux de chaleur sensible au niveau de la zone d'absorption. (c) Profils verticaux de la variance des fluctuations de vitesse verticale. (d) Profils verticaux de la variance des fluctuations de température.

La sensibilité à l'épaisseur de la zone d'absorption au dessus la hauteur $z/z_i = 1$ est bien visible sur les profils verticaux du flux de chaleur sensible (Fig. D.1(a) et (b)). Lorsque le bas de la zone d'absorption est située proche de l'altitude de la couche limite (environ 1700m), des oscillations apparaissent ($z/z_i = 1.2$). Il est donc nécessaire de limiter ces réflexions au sommet du domaine en augmentant l'épaisseur de toute la couche d'absorption (S1001). On observe que la zone d'absorption agit principalement sur les profils

verticaux du flux de chaleur sensible résolu, le flux de chaleur sensible sous-maille est quant à lui identique quelque soit la hauteur de la zone d'absorption. En ce qui concerne le profil vertical de la variance des fluctuations de vitesse verticale (Fig. D.1) (c), l'impact de la zone d'absorption est perceptible dans toute la couche limite mélangée. L'augmentation de l'altitude et de l'épaisseur de la zone d'absorption permet de diminuer l'altitude du maximum du profil des fluctuations de vitesse verticale et ainsi de se rapprocher du profil issu de la théorie des similitudes. Le maximum de la variance des fluctuations de vitesse verticale est en revanche toujours plus grand que celui proposé par la théorie des similitudes. Aux alentours de l'altitude $z/z_i = 0.8$, le profil de variance des fluctuations de vitesse verticale est toujours plus important que celui obtenu par le profil issu de la théorie des similitudes. A l'identique que pour les profils verticaux de chaleur sensible, la zone d'absorption influence principalement la contribution résolue des profils verticaux de la variance des fluctuations de vitesse verticale. Pour ce qui est du profil de la variance des fluctuations de température (Fig. D.1) (d), on observe toujours un léger décalage entre les profils issus de la théorie des similitudes et ceux simulés. En haut du domaine ($z/z_i = 1.4$), l'impact de la zone d'absorption est bien visible. Plus la zone d'absorption augmente, plus les fluctuations de température persèverent dans la zone d'entraînement. Mettre un rappel près de la zone d'inversion empêche ce développement mais favorise la formation d'onde se propageant dans l'ensemble du domaine. L'impact de la zone d'absorption dans le reste de la C.L.M. est cependant pas perceptible. La zone d'absorption influence la contribution résolue des profils verticaux des fluctuations de température uniquement.

Globalement, l'augmentation de l'épaisseur et de l'altitude de la zone d'absorption permet d'améliorer la prédiction des profils du flux de chaleur sensible, de la variance des fluctuations de vitesse verticale et de la variance des fluctuations de température. Dans la suite de l'étude, nous utiliserons donc la zone d'absorption ayant le bas située à 4000m d'altitude et une épaisseur de 2kms.

INFLUENCE DU JEU DE CONSTANTE DU SCHÉMA SOUS-MAILLE SUR LES PROFILS SIMULÉS

L'influence du jeu de constante sous-maille sur les profils verticaux du flux de chaleur sensible, de variance des fluctuations de vitesse verticale et de variance des fluctuations de température est présenté sur la Figure D.2.

Les profils des flux verticaux de chaleur sensible simulés sont peu sensibles au jeu de constante du schéma sous-maille dans l'ensemble de la C.L.M. (Fig. D.2(a)). En revanche, on observe que près de la zone d'inversion ($z/z_i = 1$), la partie résolue du flux vertical de chaleur sensible simulé avec le jeu de constante CCH02 est plus faible que celui simulé par le jeu de constante SS89. Aucun impact n'est cependant perceptible dans l'ensemble de la C.L.M. En ce qui concerne les profils verticaux des fluctuations de vitesse verticale (Fig. D.2(b)), on observe que le jeu de constante de CCH02 impacte uniquement les contributions résolues. La variance des fluctuations de vitesse verticale simulée par le jeu de constante de CCH02 est plus faible que celle simulé par le jeu de constante SS89. Au final, le profil des fluctuations de vitesse verticale simulée avec le jeu de constante CCH02 est plus proche de celui issu du profil de la théorie des similitudes que celui simulé avec le jeu de constante SS89 tant pour la dynamique que pour les ordres de grandeurs. Contrairement aux profils verticaux des fluctuations de vitesse verticale et du flux de chaleur sensible, le changement de constante du schéma de fermeture impacte les contributions sous-mailles et résolues des profils verticaux des fluctuations de température simulés (Fig. D.2(c) et (d)). Globalement, l'utilisation du jeu de constante de CCH02 permet d'avoir des valeurs de variance des fluctuations de température plus importantes que ce soit pour la contribution sous-maille ou résolue dans l'ensemble de la C.L.M. L'augmentation de la variance des fluctuations de température permet aux

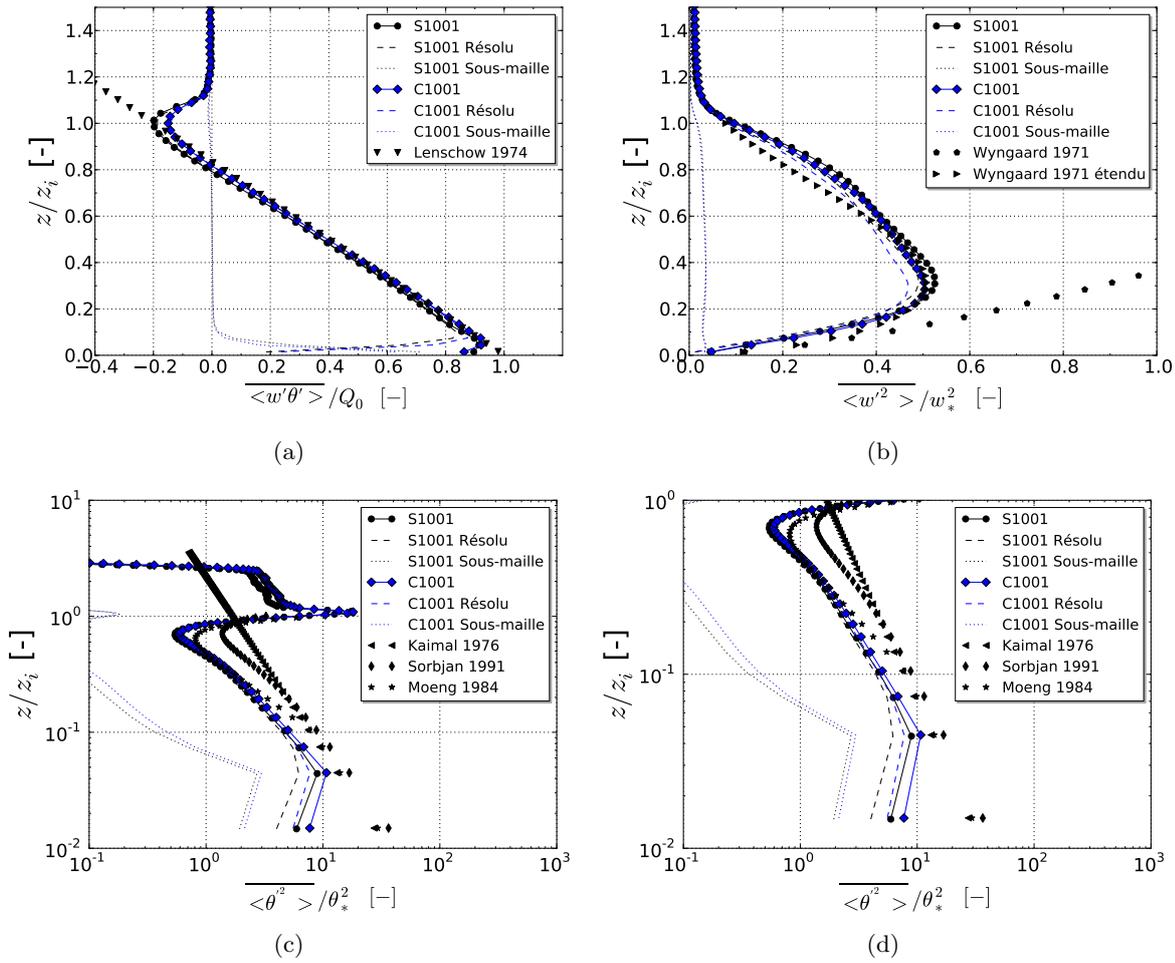


FIGURE D.2 – Influence du jeu de constante du schéma sous-maille sur les profils verticaux simulés dans les configurations numériques S1001 et C1001 (Tab. D.1). Comparaison avec les lois issues de la théorie des similitudes. (a) Profils verticaux du flux de chaleur sensible. (b) Profils verticaux de la variance des fluctuations de vitesse verticale. (c) Profils verticaux de la variance des fluctuations de température. (d) Profils verticaux de la variance des fluctuations de température dans la C.L.M. et la C.L.S.

profils simulés avec le jeu de constante CCH02 de se rapprocher des lois issues de la théorie des similitudes comparé aux profils de la variance des fluctuations de température simulés avec le jeu de constante SS89.

Globalement, l'utilisation du jeu de constante CCH02 permet d'améliorer l'ensemble des profils verticaux du flux de chaleur sensible, de la variance des fluctuations de vitesse verticale et de la variance des fluctuations de température résolues. La contribution sous-maille des fluctuations de température est aussi impactée par le jeu de constante.

INFLUENCE DU SCHÉMA DE LONGUEUR DE MÉLANGE ET DE DISSIPATION SUR LES PROFILS SIMULÉS

L'influence de l'utilisation du schéma des longueurs caractéristiques de mélange et de dissipation sur les profils verticaux du flux de chaleur sensible, de la variance des fluctuations de vitesse verticale et de

la variance des fluctuations de température est présentée sur la Figure D.3.

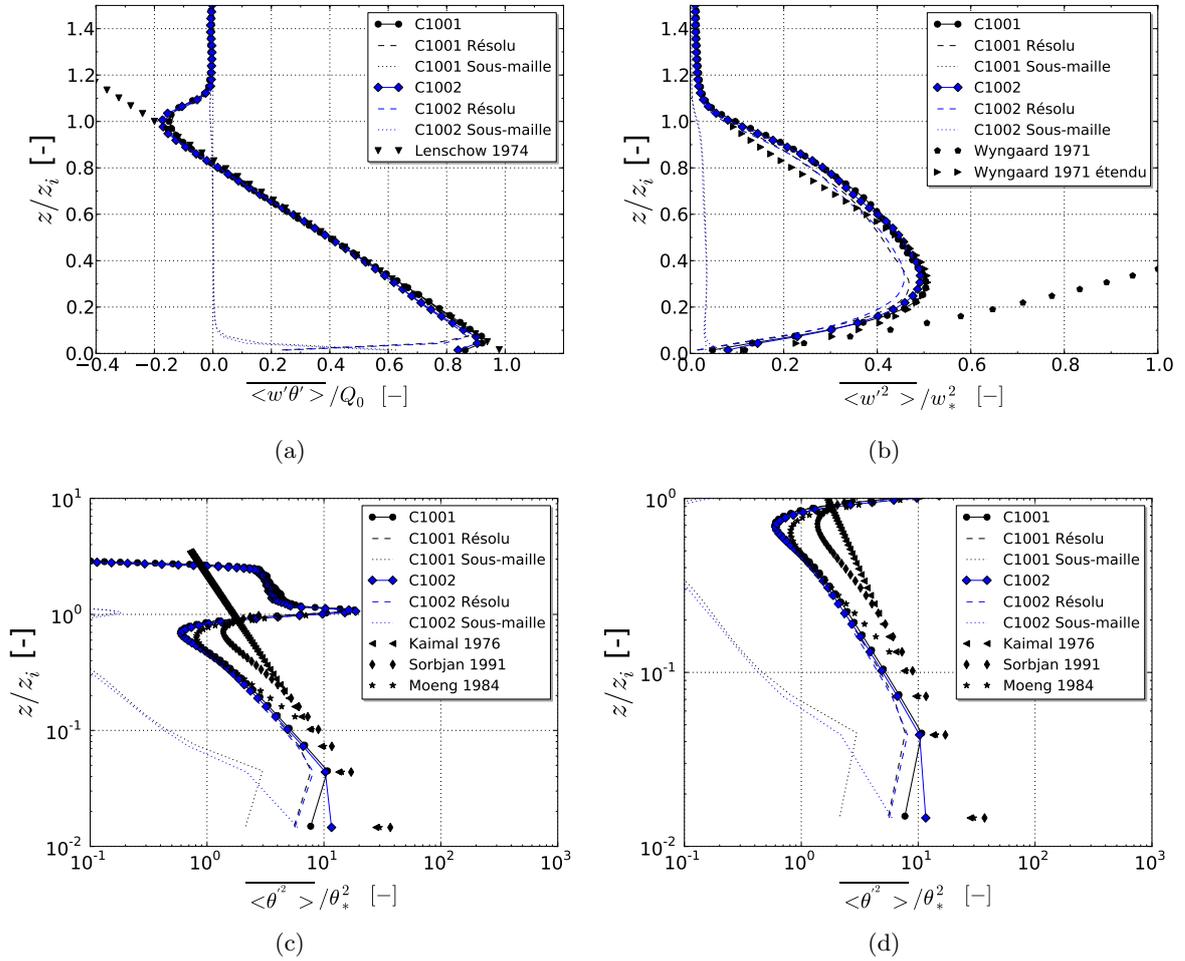


FIGURE D.3 – Influence du schéma de longueur de mélange et de dissipation sur les profils verticaux simulés dans les configurations numériques C1001 et C1002 (Tab. D.1). Comparaison avec les lois issues de la théorie des similitudes. (a) Profils verticaux du flux de chaleur sensible. (b) Profils verticaux de la variance des fluctuations de vitesse verticale. (c) Profils verticaux de la variance des fluctuations de température. (d) Profils verticaux de la variance des fluctuations de température simulée dans la C.L.M. et la C.L.S.

L'utilisation du schéma de longueur de mélange et de dissipation n'a pas de signature particulière sur les profils verticaux du flux de chaleur sensible simulé. En effet, que ce soit la contribution sous-maille ou résolu on observe peu de différences entre les deux simulations. On remarque également que les profils du flux verticaux de chaleur sensible sont toujours proches du profil issu de la loi des théories des similitudes. En ce qui concerne les profils verticaux de la variance des fluctuations de vitesse verticale simulé, on observe quelque différence pour la contribution résolu. Sans le schéma de longueur de mélange et de dissipation, le profil résolu de la variance des fluctuations de vitesse verticale est légèrement inférieur et possède un maximum ayant une altitude supérieure au profil résolu avec la différenciation des longueurs caractéristiques. Sans le schéma des longueurs caractéristiques, on observe que globalement le profil simulé de la variance des fluctuations de vitesse verticale est moins en accord avec la théorie des similitudes que celui obtenu avec le schéma des longueurs caractéristiques. Les profils verticaux de la variance des fluctuations de température sont eux aussi impactés par le schéma de longueurs caractéristiques. En revanche, contrairement aux profils verticaux de la variance des fluctuations de la vitesse verticale, c'est

la partie sous-maille du profil de température qui est impactée. En effet, la contribution sous-maille est plus importante avec l'utilisation du schéma de longueurs caractéristiques que sans, ce qui entraîne un profil de variance totale plus important que la variance totale de vitesse verticale simulée sans le schéma de longueur car la partie résolue ne semble pas être impactée par le schéma des longueurs caractéristiques.

Globalement, le schéma de différenciation des longueurs caractéristiques permet d'améliorer les profils simulés de la variance des fluctuations de vitesse verticale via une meilleure résolution et permet d'améliorer les profils simulés des fluctuations de température via une augmentation de la contribution sous-maille. L'utilisation du schéma de différenciation des longueurs caractéristiques permet d'améliorer la prédiction des profils dans l'ensemble de la C.L.A.

CONCLUSION

Pour conclure sur ces études de sensibilité, la configuration numérique pour laquelle les champs simulés sont les plus proches des profils proposés par la théorie des similitudes est celle où la zone d'absorption est la plus haute, où le jeu de constante du schéma sous-maille est celui de Cheng *et al.* (2002) et où la différenciation entre les longueur de mélange et de dissipations est utilisée (Redelsperger *et al.* 2001). La simulation correspond à la simulation C1001.

Annexe E

Étude de sensibilité à la hauteur totale du domaine pour la simulation VOTALP

L'étude de sensibilité sur la hauteur totale du domaine est réalisée sur le domaine 1. La simulation est initialisée à 18h le 16 aout 1996 par les champs ECMWF et lancée sur 6h avec un pas de temps de 10s. A 00h le 17 aout 1996, la simulation est forcée par les champs ECMWF du 17 aout à 00h. 3 configurations sont comparées. Leurs caractéristiques et les paramétrisations physiques utilisées sont regroupées dans le Tableau E.1.

La Figure E.1 présente des coupes verticales de la vitesse verticale extraite au centre du domaine 1 pour les 3 configurations différentes. Les limites inférieures de la couche d'absorption sont respectivement situées à 6, 12 et 18 kms pour les domaines à 10, 20 et 25 kms de résolutions verticales (Tab. E.1).

Yates (2006) et Godart (2009) montrent que l'épaisseur de la couche d'absorption d'environ 7kms est optimum pour une simulation de pluie orographique au dessus de relief des Cévennes-Vivarais. Prendre une hauteur de domaine de 10 ou de 20kms (Figure E.1(a) et (b)) signifierait que la zone d'absorption serait située dans les zones de fortes subsidence et ascendance au niveau du centre des Alpes. La thermodynamique située dans la vallée de Mesolcina serait certainement affectée par la présence de cette zone d'absorption. Nous devons donc prendre un domaine ayant une taille vertical de 25 kms. Dans ce cas (Fig. E.1(c)), le bas de la zone d'absorption est situé aux alentours de 18kms et l'impact d'éventuelles réflexions d'onde en haut de domaine devrait être minimisé. Prendre une taille de domaine égale à 25kms permet d'avoir une zone d'absorption qui ne soit pas située au milieu des ascendance et subsidence, l'impact de cette zone d'absorption sur la thermodynamique présente dans la vallée de Mesolcina sera certainement négligeable.

Nom	Symbole	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3
<i>Maillage horizontal</i>				
Taille des domaines	L_x, L_y [km]		720,720	
Résolution horizontale	$\Delta x, \Delta y$ [km]		16,16	
<i>Maillage vertical</i>				
Taille des domaines	L_z [km]	10	15	25
Résolution verticale	Δz [%]		z<300m 2% z>300m 7%	
<i>Paramétrisations Physique</i>				
Modèle de turbulence			1D	
Schéma de longueurs de mélange			BL89	
Différenciation l_k, l_ε			oui	
Schéma radiatif			ECMWF	
Conditions aux limites au sol			SurfEx	
<i>Configurations numérique</i>				
Conditions aux limites latérales			ECMWF	
Pas de temps [s]			10	
Pas de temps Schéma radiatif [mn]			10	
Conditions aux limites au sommet				
	Z_{bas} [km]	3	8	18
	K_{haut}		0.01	
Solveur de pression			CRESI	
Diffusion numérique			oui	

TABLEAU E.1 – Caractéristiques des configurations testées pour l'étude de sensibilité sur la hauteur du domaine

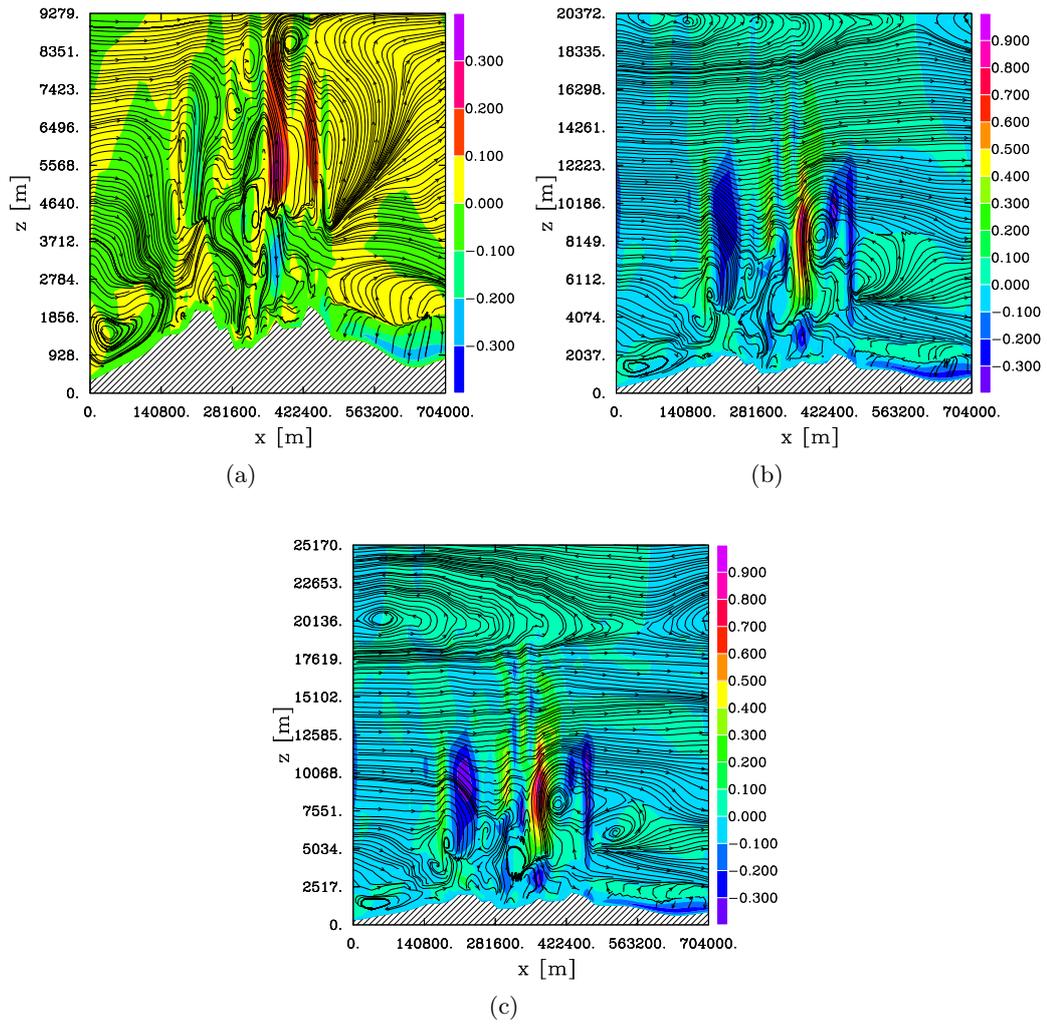


FIGURE E.1 – Coupes verticales de la vitesse vertical situées au centre du domaine. (a) pour une hauteur de domaine égal à 10kms (configuration 1). (a) pour une hauteur de domaine égal à 20kms (configuration 2). (a) pour une hauteur de domaine égal à 25kms (configuration 3).

Annexe F

Présentation des données ECMWF utilisées pour forcer le domaine 1

LE 17 AOUT À 00H

Température dans le sol

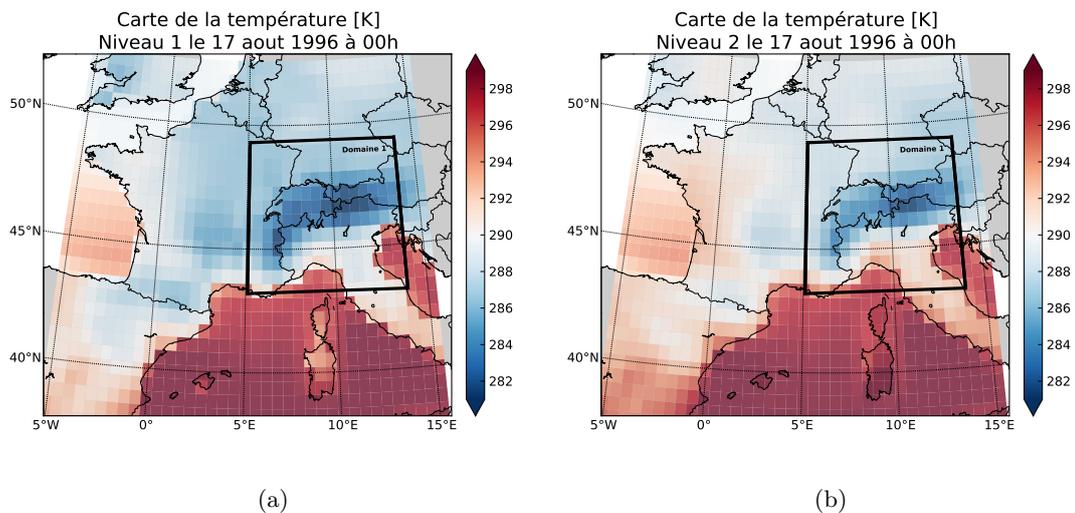


FIGURE F.1 – Cartes de la température en °K issue des réanalyses ECMWF le 17 aout 1996 à 00h. (a) au premier niveau. (b) au second niveau. (c) au troisième niveau. (d) au quatrième niveau. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Stock d'eau dans le sol

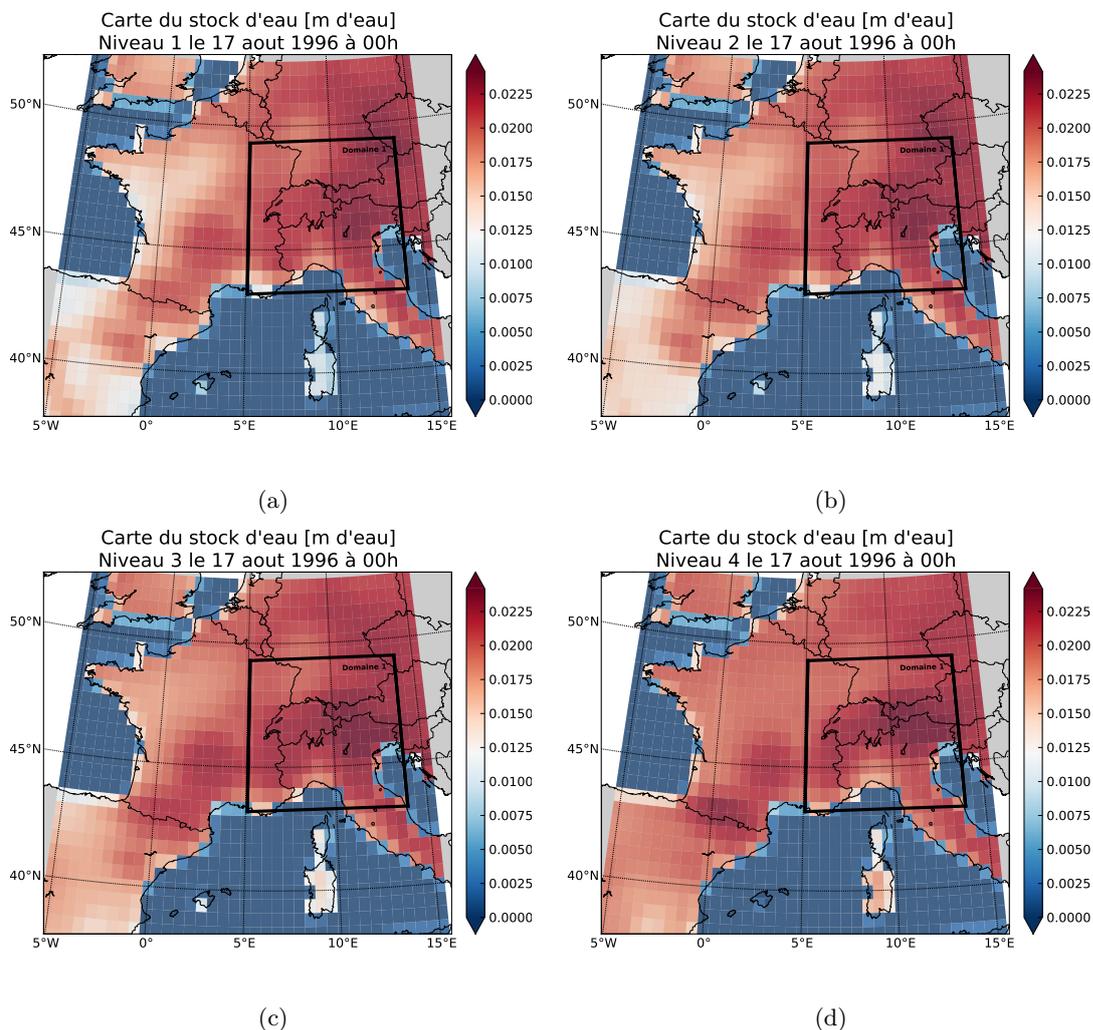


FIGURE F.2 – Cartes du stock d'eau en m d'eau dans le sol issue des réanalyses ECMWF le 17 aout 1996 à 00h. (a) au premier niveau. (b) au second niveau. (c) au troisième niveau. (d) au quatrième niveau. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Pression en surface

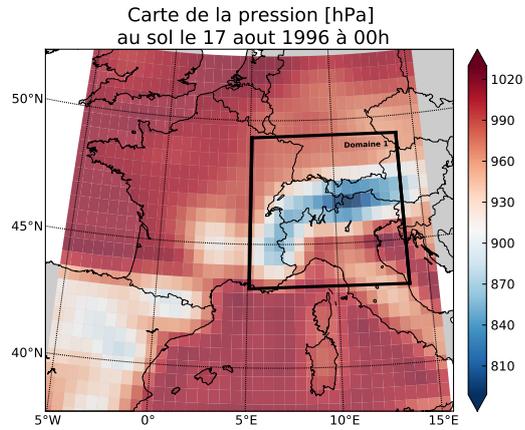


FIGURE F.3 – Pression en surface en hPa, le 17 aout 1996 à 00h issue des données ECMWF.

Température, humidité et vent à 500 hPa

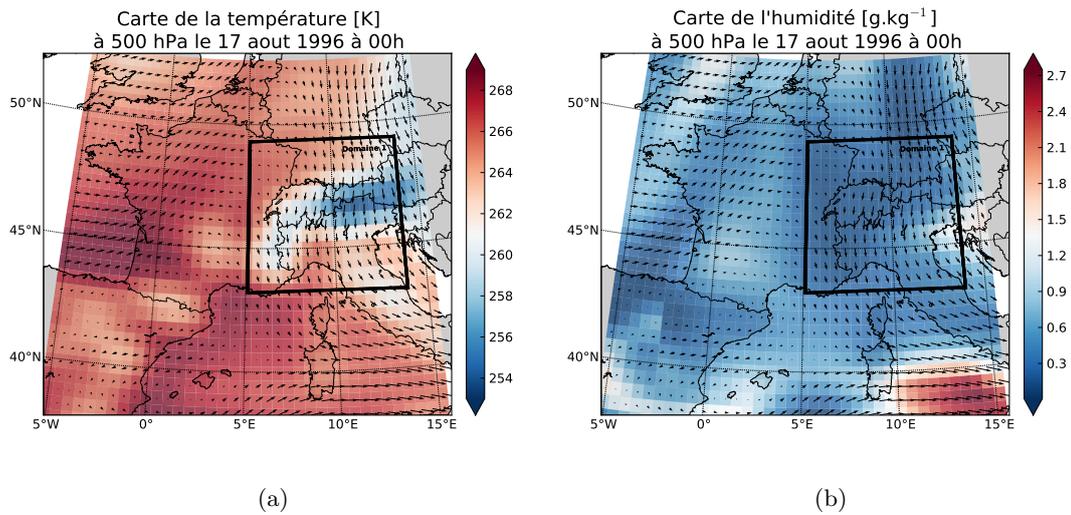


FIGURE F.4 – Cartes de la température en $^{\circ}\text{K}$ (a) et de l'humidité spécifique en $\text{g}\cdot\text{kg}^{-1}$ (b) à 500hPa issus des réanalyses le 17 aout 1996 à 00h. Le domaine 1 est indiqué par le cadre noir.

LE 17 AOUT À 06H

Stock d'eau dans le sol

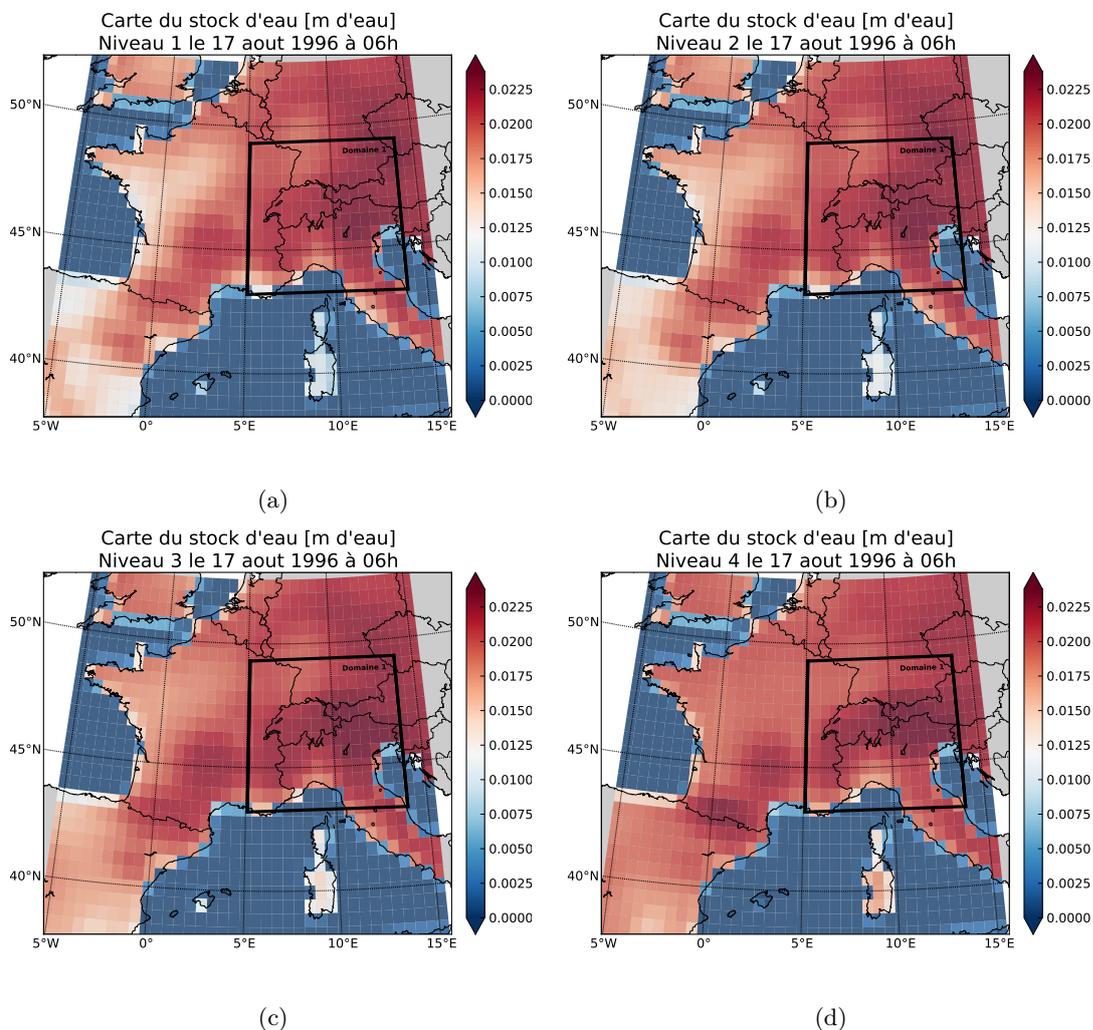


FIGURE F.5 – Cartes du stock d'eau en m d'eau dans le sol issue des réanalyses ECMWF le 17 aout 1996 à 06h. (a) au premier niveau. (b) au second niveau. (c) au troisième niveau. (d) au quatrième niveau. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Température dans le sol

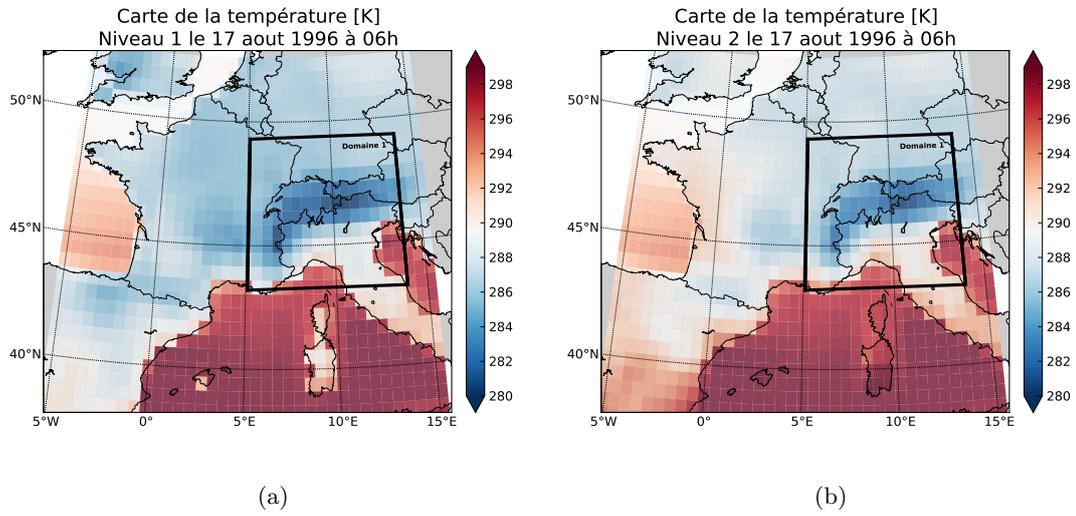


FIGURE F.6 – Cartes de la température en °K issue des réanalyses ECMWF le 17 aout 1996 à 06h. (a) au premier niveau. (b) au second niveau. (c) au troisième niveau. (d) au quatrième niveau. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Pression en surface

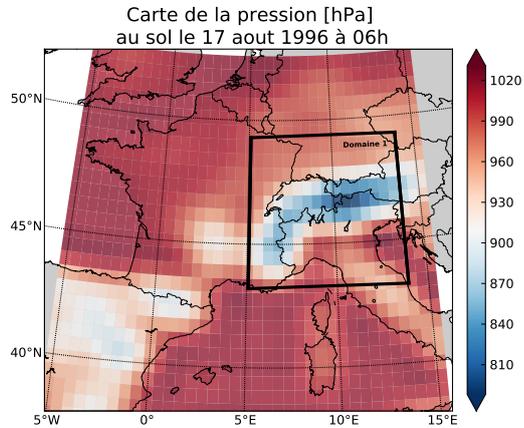


FIGURE F.7 – Pression en surface en hPa, le 17 aout 1996 à 06h issue des données ECMWF.

Température, humidité et vent à 500 hPa

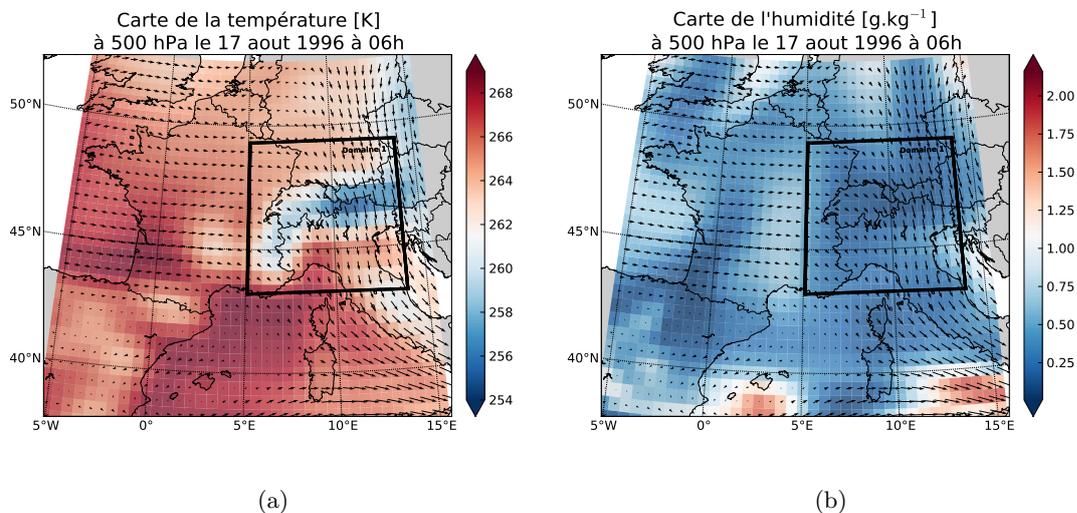


FIGURE F.8 – Cartes de la température en °K (a) et de l'humidité spécifique en g.kg⁻¹ (b) à 500hPa issus des réanalyses le 17 aout 1996 à 06h. Le domaine 1 est indiqué par le cadre noir.

LE 17 AOUT À 12H

Stock d'eau dans le sol

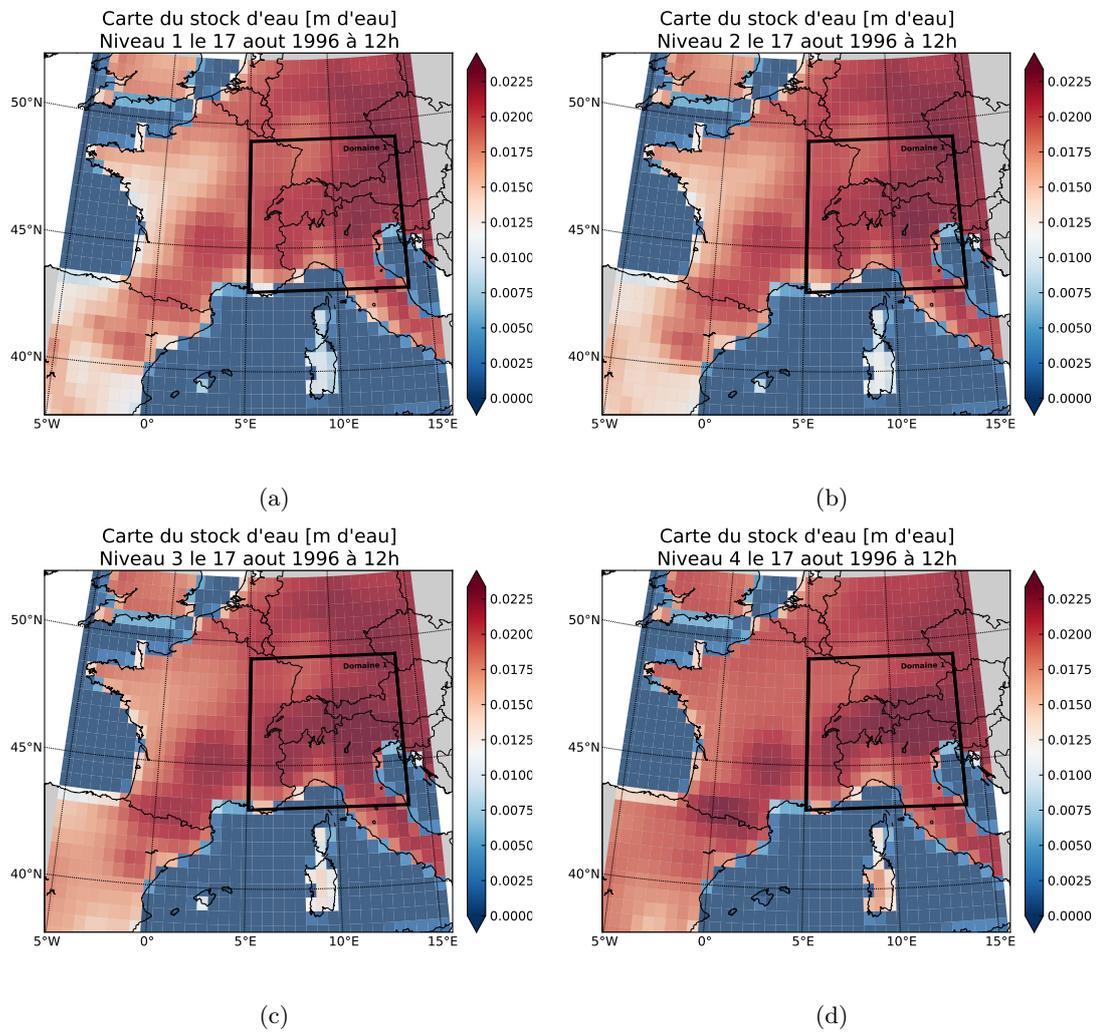


FIGURE F.9 – Cartes du stock d'eau en m d'eau dans le sol issue des réanalyses ECMWF le 17 aout 1996 à 12h. (a) au premier niveau. (b) au second niveau. (c) au troisième niveau. (d) au quatrième niveau. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Température dans le sol

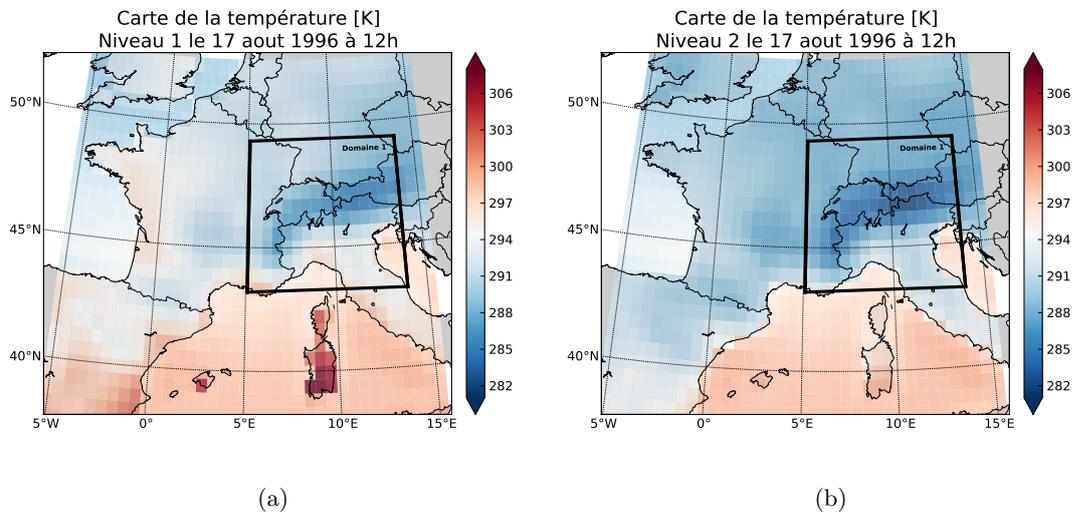


FIGURE F.10 – Cartes de la température en °K issue des réanalyses ECMWF le 17 aout 1996 à 12h. (a) au premier niveau. (b) au second niveau. (c) au troisième niveau. (d) au quatrième niveau. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Pression en surface

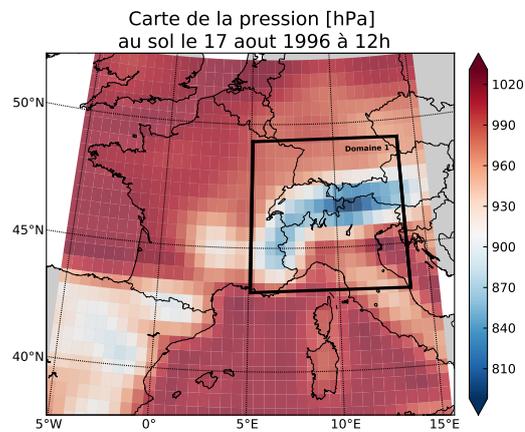


FIGURE F.11 – Pression en surface en hPa, le 17 aout 1996 à 12h issue des données ECMWF.

Température, humidité et vent à 500 hPa

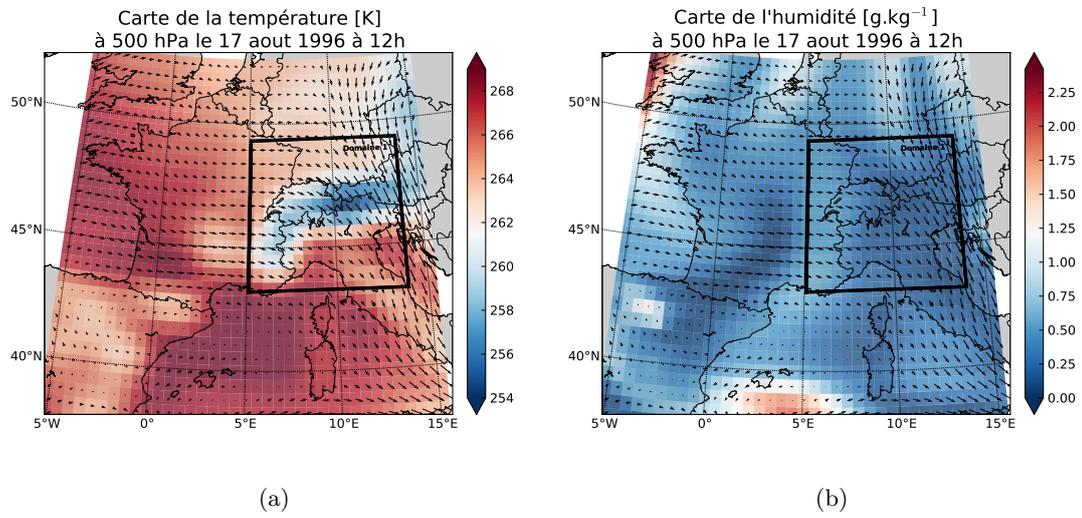


FIGURE F.12 – Cartes de la température en °K (a) et de l'humidité spécifique en kg.kg⁻¹ (b) à 500hPa issus des réanalyses le 17 aout 1996 à 12h. Le domaine 1 est indiqué par le cadre noir.

LE 17 AOUT À 18H

Stock d'eau dans le sol

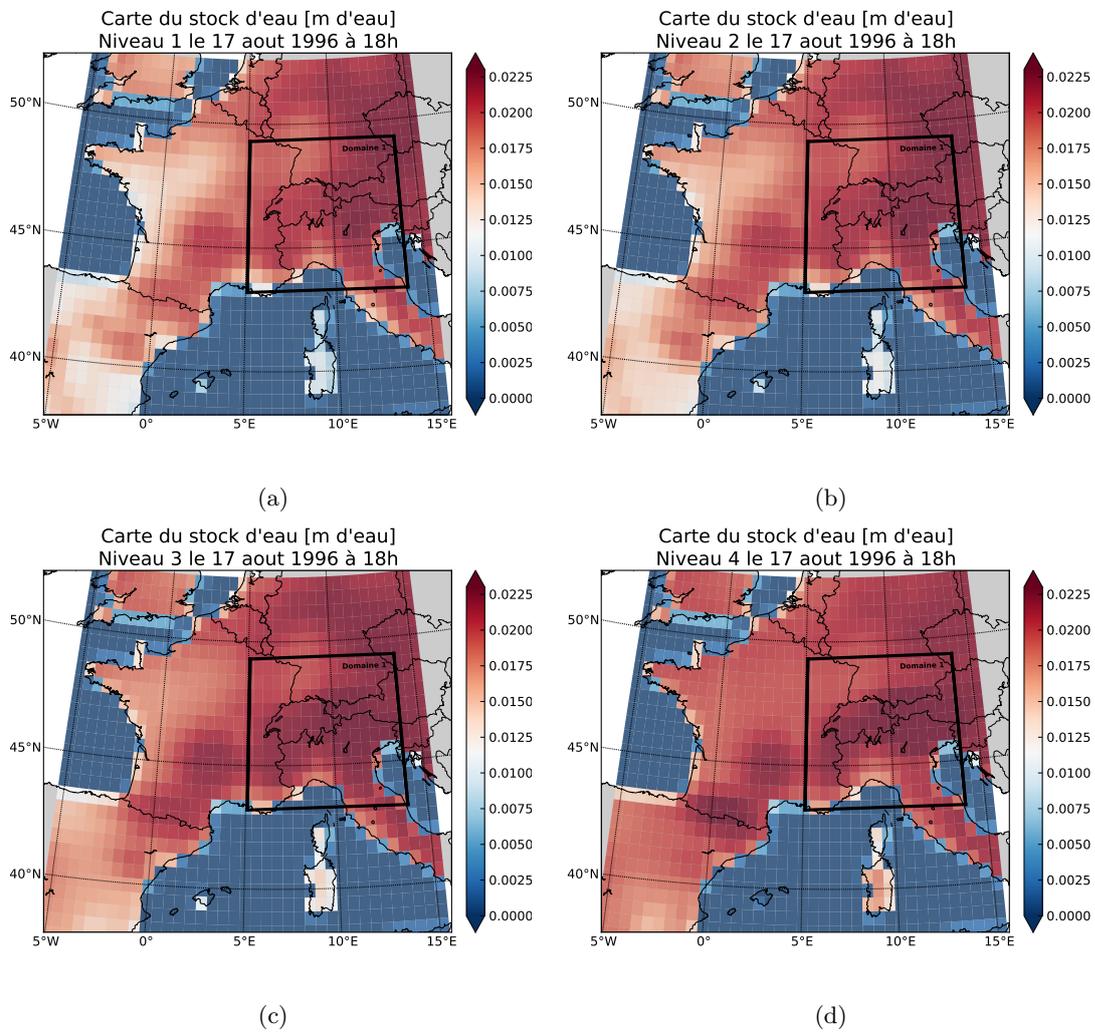


FIGURE F.13 – Cartes du stock d'eau en m d'eau dans le sol issue des réanalyses ECMWF le 17 aout 1996 à 18h. (a) au premier niveau. (b) au second niveau. (c) au troisième niveau. (d) au quatrième niveau. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Température dans le sol

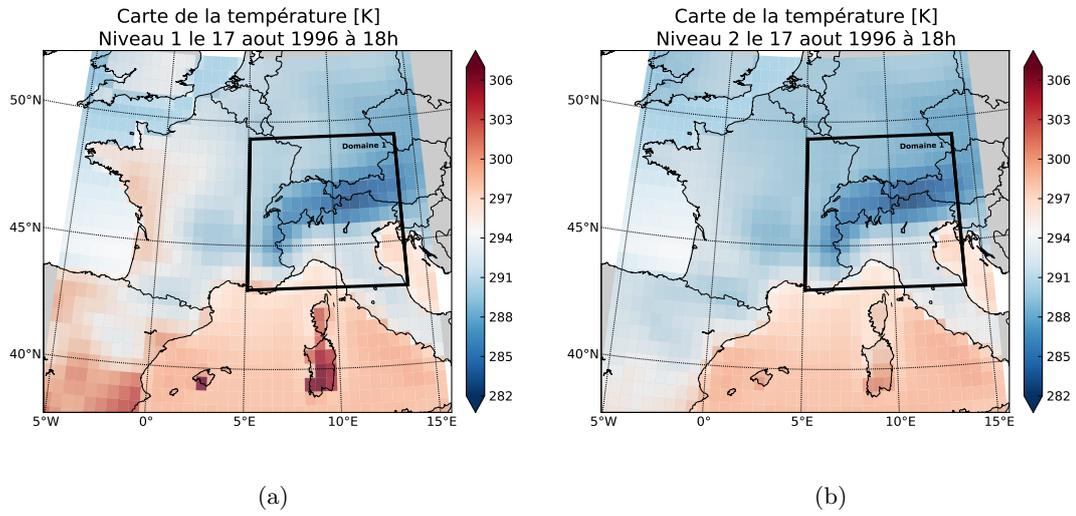


FIGURE F.14 – Cartes de la température en °K issue des réanalyses ECMWF le 17 aout 1996 à 18h. (a) au premier niveau. (b) au second niveau. (c) au troisième niveau. (d) au quatrième niveau. Le domaine 1 est indiqué par un cadre noir.

Pression en surface

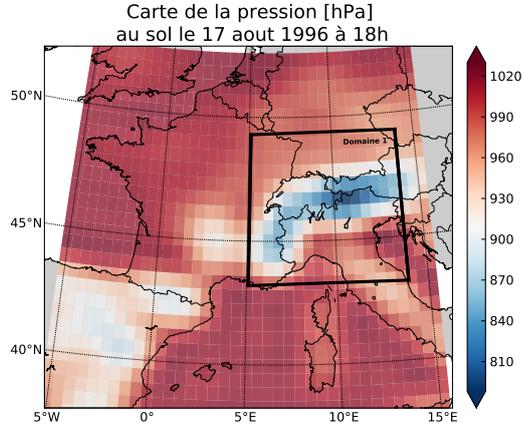


FIGURE F.15 – Pression en surface en hPa, le 17 aout 1996 à 18h issue des données ECMWF.

Température, humidité et vent à 500 hPa

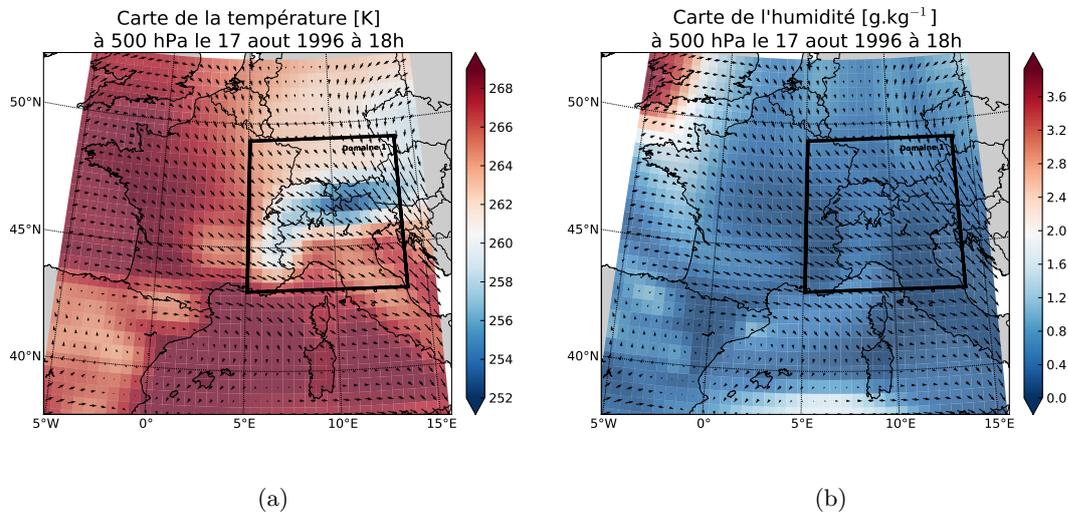


FIGURE F.16 – Cartes de la température en °K (a) et de l'humidité spécifique en kg.kg⁻¹ (b) à 500hPa issus des réanalyses le 17 aout 1996 à 18h. Le domaine 1 est indiqué par le cadre noir.

Annexe G

Présentation des radiosondages

LE 16 AOUT À 18H

Radio sondage de Milan

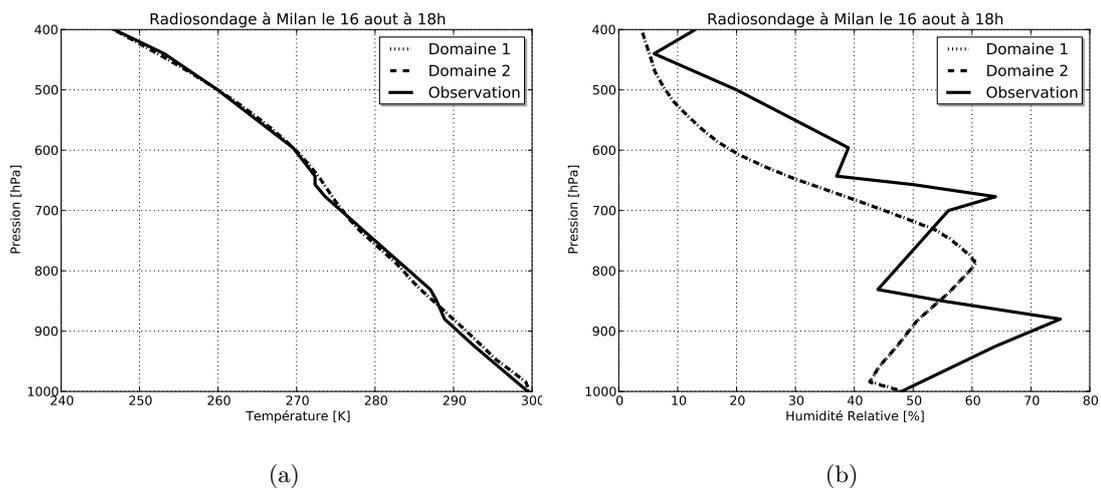


FIGURE G.1 – Comparaison du radiosondage obtenu à Milan le 16 aout 1996 à 18h avec (a) le profil de température et (b) le profil d'humidité relative simulés dans les domaines 1 et 2 à la même heure.

LE 17 AOUT À 00H

Radiosondage de Payerne

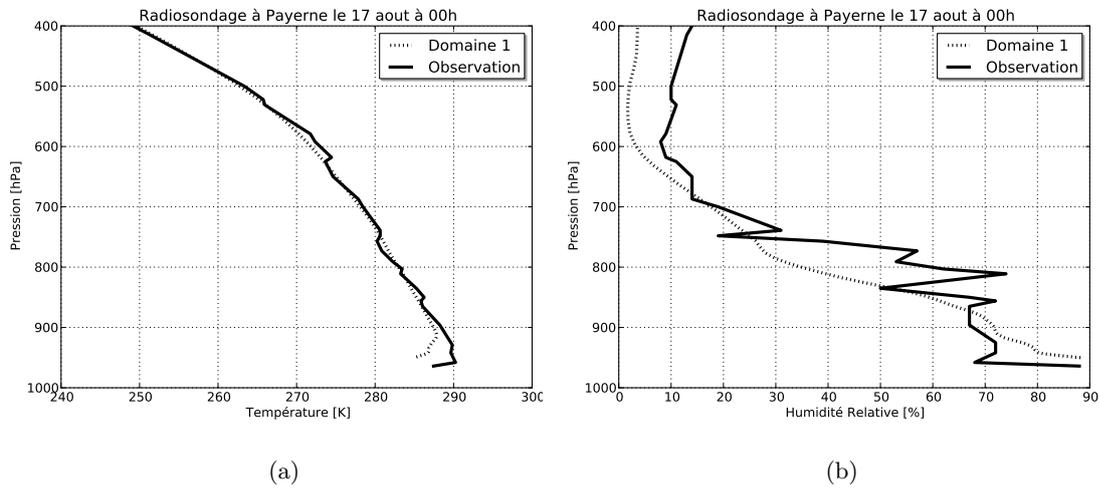


FIGURE G.2 – Comparaison du radiosondage obtenu à Payerne le 17 aout 1996 à 00h avec (a) le profil de température et (b) le profil d’humidité relative instantannés simulés dans le domaine 1 à la même heure.

Radiosondage de Capofiume

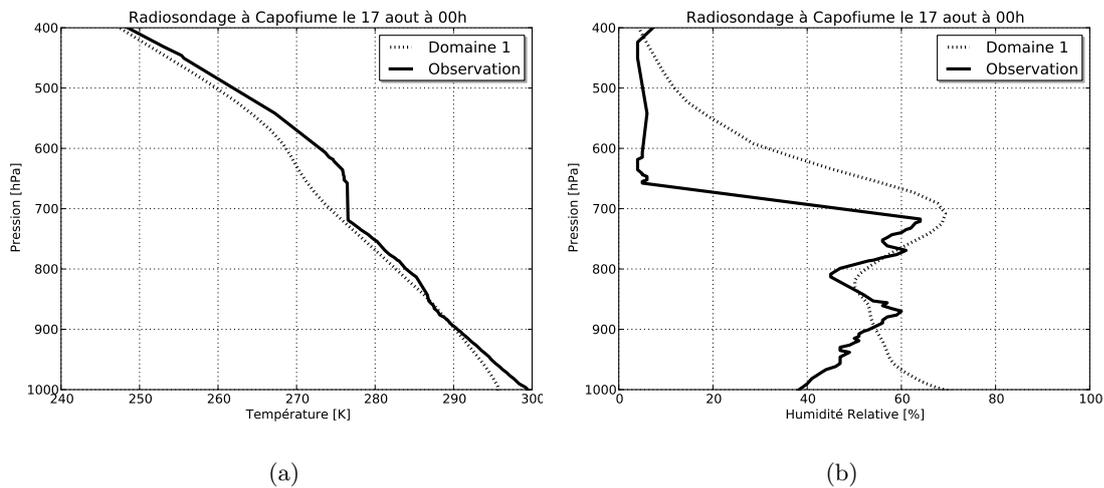


FIGURE G.3 – Comparaison du radiosondage obtenu à Capofiume le 17 aout 1996 à 00h avec (a) le profil de température et (b) le profil d’humidité relative instantannés simulés dans le domaine 1 à la même heure.

Radiosondage de Milan

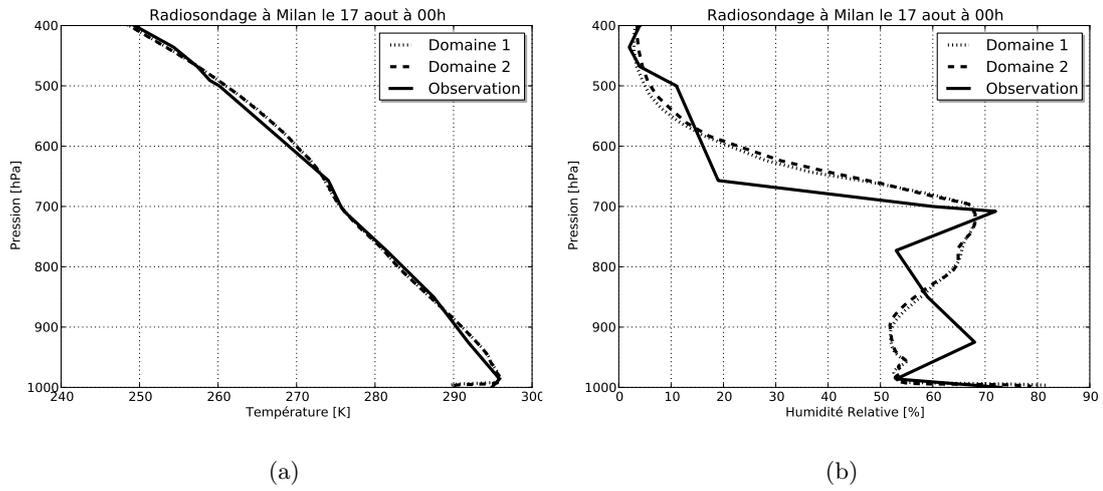


FIGURE G.4 – Comparaison du radiosondage obtenu à Milan le 17 aout 1996 à 00h avec (a) le profil de température et (b) le profil d'humidité relative instantannés simulés dans le domaine 1 à la même heure.

LE 17 AOUT À 06H

Radiosondage de Milan

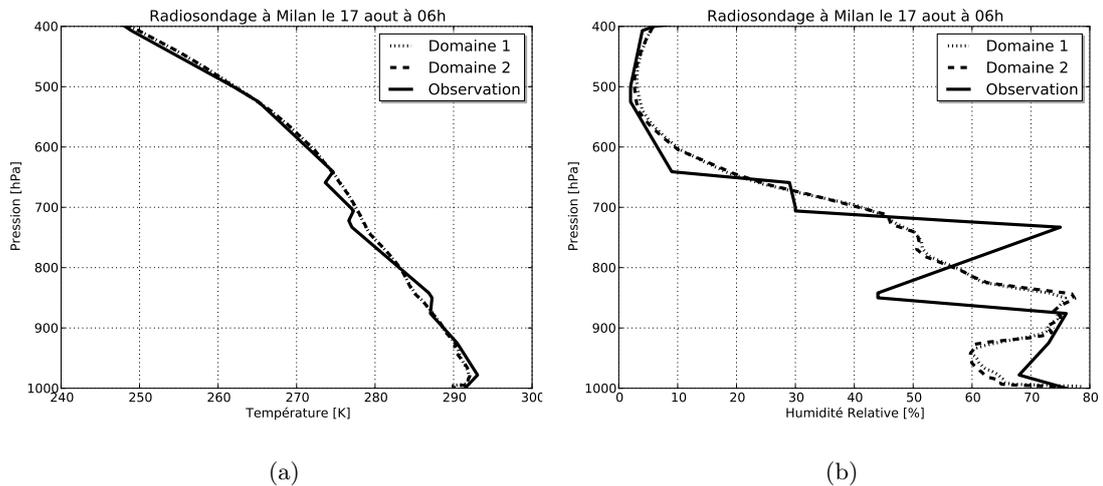


FIGURE G.5 – Comparaison du radiosondage obtenu à Milan le 17 aout 1996 à 06h avec (a) le profil de température et (b) le profil d'humidité relative instantannés simulés dans le domaine 1 à la même heure.

LE 17 AOUT À 18H

Radiosondage de Milan

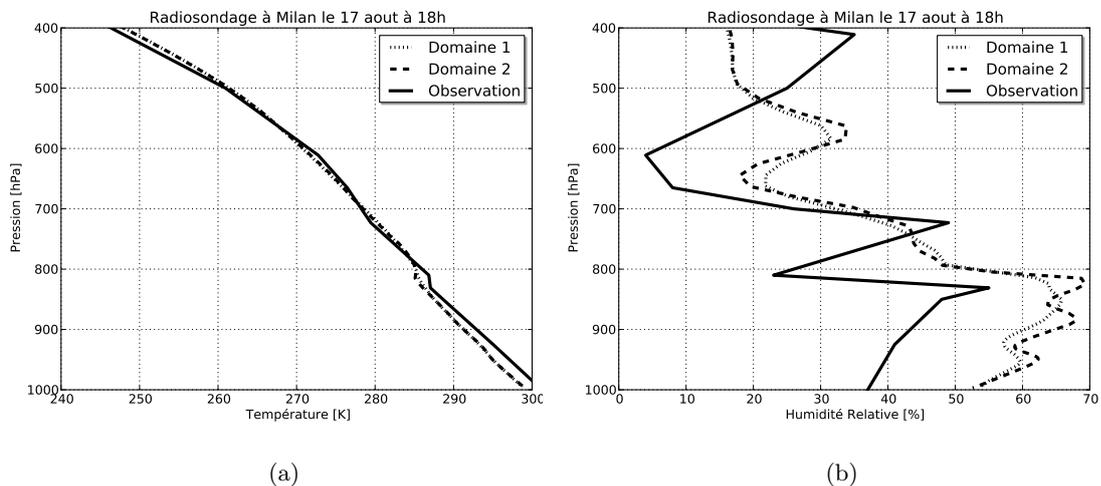


FIGURE G.6 – Comparaison du radiosondage obtenu à Milan le 17 aout 1996 à 18h avec (a) le profil de température et (b) le profil d’humidité relative instantannés simulés dans le domaine 1 à la même heure.

Annexe H

Variabilité des scintillomètres ayant leur émetteur situés à Pradiron et Castenada

STRUCTURE VERTICALE DES PARAMÈTRES DE STRUCTURE AU NIVEAU DES SCINTILLOMÈTRES

Pian San Giacomo - Pradiron

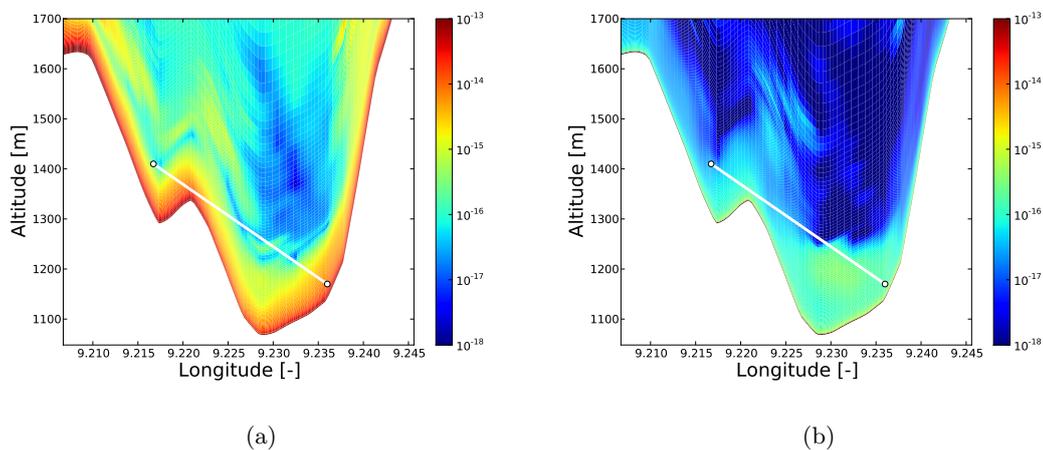


FIGURE H.1 – Contribution au C_n^2 en $m^{-2/3}$ sur les coupes verticales situées au niveau du chemin optique du scintillomètre situé à Pian San Giacomo - Pradiron : (a) contribution du C_{T^2} (b) contribution du C_{Q^2} . Le trajet optique du scintillomètre est représenté par un trait blanc.

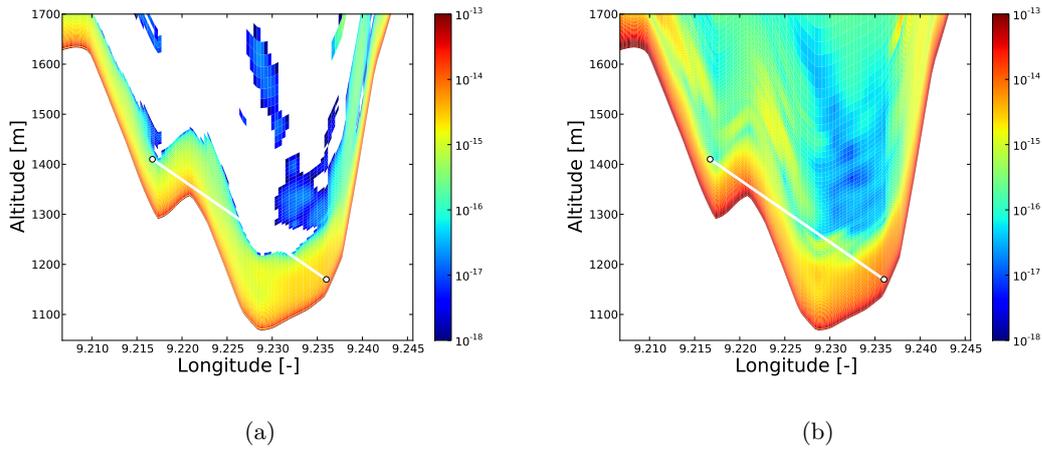


FIGURE H.2 – Contribution au C_{n^2} en $m^{-2/3}$ sur les coupes verticales situées au niveau du chemin optique du scintillomètre situé à Pian San Giacomo - Pradiron : (a) contribution du C_{TQ} et (b) le C_{n^2} . Le trajet optique du scintillomètre est représenté par un trait blanc.

Grono - Castaneda

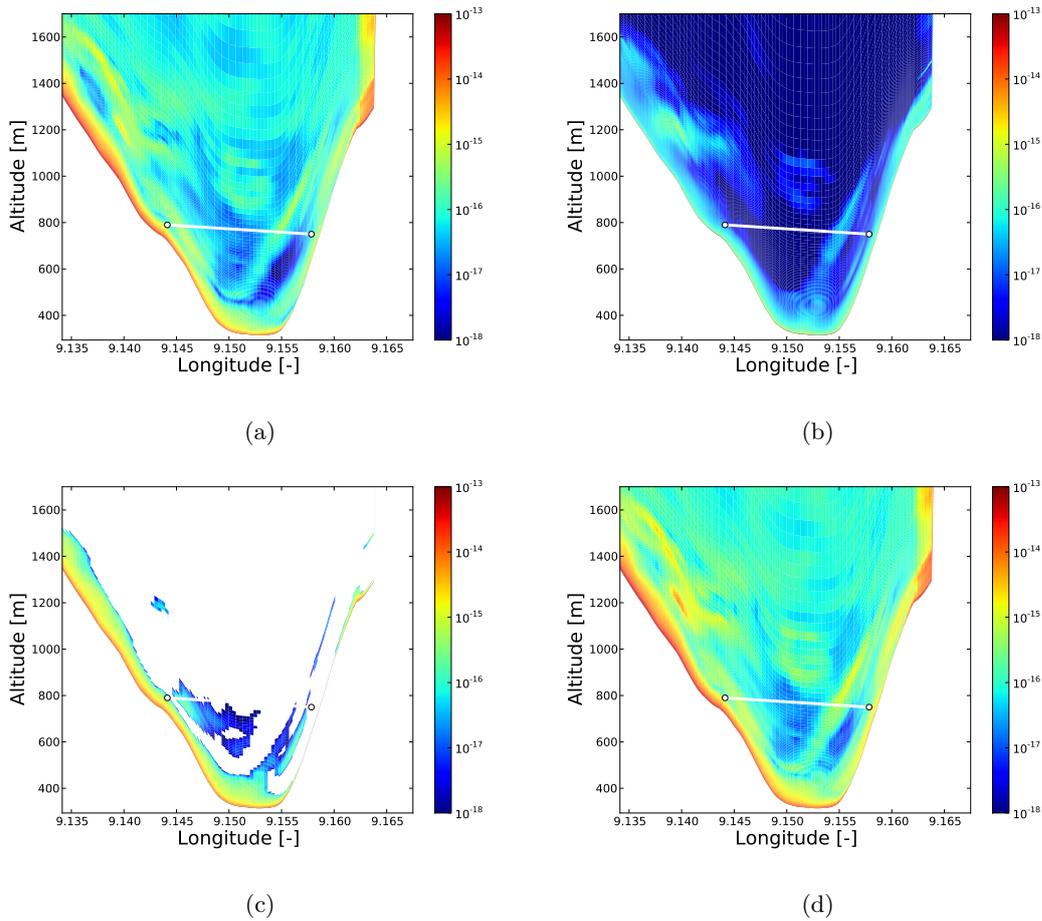


FIGURE H.3 – Contribution au C_{n^2} en $m^{-2/3}$ sur les coupes verticales situées au niveau du chemin optique du scintillomètre situé à Grono - Castaneda : (a) contribution du C_{T2} (b) contribution du C_{Q2} (c) contribution du C_{TQ} et (d) le C_{n^2} . Le trajet optique du scintillomètre est représenté par un trait blanc.

VARIABILITÉ DES PARAMÈTRES DE STRUCTURE LE LONG DES TRAJETS OPTIQUE DES SCINTILLOMÈTRES

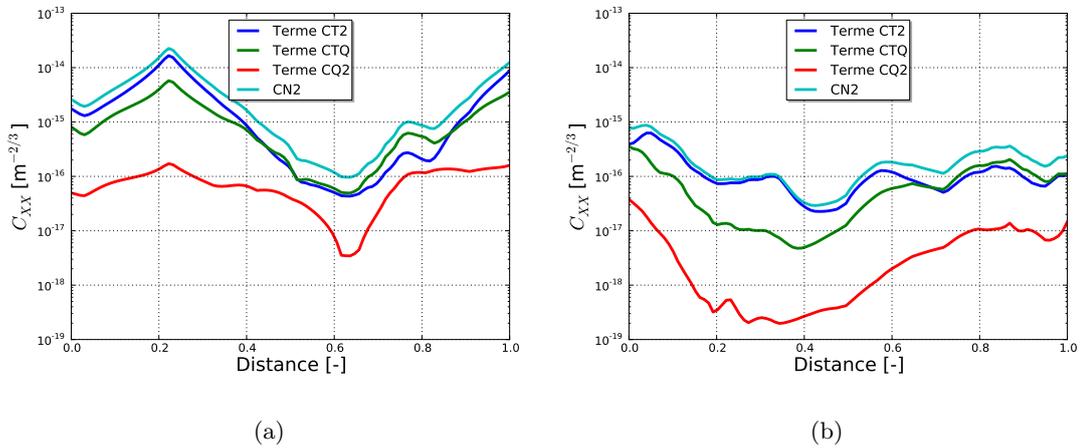


FIGURE H.4 – Suivi le long des trajets optiques des différentes contributions à l'évaluation des C_{n^2} le long des 3 scintillomètres étudiés précédemment. Les contributions sont extraites le long du chemin optique et moyennées sur 20 minutes de 11h50 à 12h10 le 17 aout 1996 en (a) les contributions pour le scintillomètre situé à Pian San Giacomo-Pradiron (b) les contributions pour le scintillomètre situé à Grono-Castaneda.

COMPARAISON OBSERVATION - SIMULATION

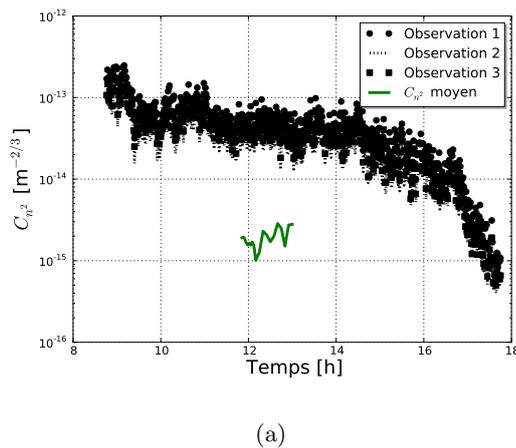


FIGURE H.5 – Comparaison des C_{n^2} modélisés et des C_{n^2} observés par les scintillomètres situés à Pian San Giacomo-Pradiron.

Références

- Achtemeier G.** (1991). The use of insects as tracers for "clear-air" boundary-layer studies by doppler radar. *Journal of Atmo. and Oceanic technology* **8**, pp. 746–765.
- André J., Moore G., Lacarrere P., Therry G. et du Vachat R.** (1978). Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. *Journal of Atmo. Sci.* **35**, pp. 1861–1883.
- Andreas E. L.** (1987). On the Kolmogorov constants for the temperature-humidity cospectrum and the refractive index spectrum. *Journal of Atmo. Sci.* **44**, pp. 2399–2406.
- Andren A., Brown A., Graf J., Mason P., Moeng C., Nieuwstadt F. et Schumann U.** (1994). Large-Eddy Simulation of a neutrally-stratified boundary layer - A comparison of 4 computer codes. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **120**(520), pp. 1457–1484.
- Angevine W., White A. et S.K. A.** (1994). Boundary-layer depth and entrainment zone characterization with a boundary-layer profiler. *Boundary-Layer Meteorol.* **68**, pp. 375–385.
- Bean B. et Dutton E.** (1966). *Radio meteorology*. Dover Publications, pp. 453.
- Bechtold P., Belair S., Bougeault P., Carrière J., Cuxart J., Ducrocq V., Fischer C., Georgelin M., Hèreil P., Lafore J., Lioussé C., Mari C., Mallet I., Mascart P. J., Masson V., Pinty J., Richard E., Suhre K., Stein J., Tulet P., Vilà-Guerau de Arellano J., Barbary D., Bouteloup Y., Caumont O., Chaboureaud J.-P., Geoffroy O., Nuissier O., Lac C., Maric T., Le Moigne P., Leriche M., Pergaud J., Solmon F. et Tomasini M.** (2010). Meso-NH Scientific documentation. Rapport technique, C.N.R.M., C.N.R.S.
- Bennet L. J., Weckwerth J., T., Blyth A. M., Geerts B., Miao Q. et Richardson Y.** (2010). Observations of the evolution of the nocturnal and convective boundary layers and the structure of open-celled convection on 14 June 2002. *Mon. Wea. Rev.* **138**, pp. 2589–2607.
- Best M. J., Beljaars A., Polcher J. et Viterbo P.** (2004). A Proposed Structure for Coupling Tiled Surfaces with the Planetary Boundary Layer. *Journal of Hydrometeorology* **5**, pp. 1271–1278.
- Bou-Zeid E., Meneveau C. et Parlange M.** (2005). A scale-dependent Lagrangian dynamic model for large eddy simulation of complex turbulent flows. *Phys. Fluids* **17**, pp. 18.
- Bougeault P. et Lacarrere P.** (1995). Parametrization of orography-induced turbulence in a meso-scale model. *Mon. Wea. Rev.* **117**, pp. 1872–1890.
- Businger J., Wyngaard J., Izumi Y. et Bradley E.** (1971). Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *Journal of Atmo. Sci.* **28**, pp. 181–189.
- Campistron B.** (2009). Etalonnage du radar profileur de vent en bande UHF de l'OPAR. Rapport interne, Observatoire Midi Pyrénées, Laboratoire d'Aérodynamique, Centre de Recherches Atmosphériques, 2009.
- Catalano F. et Moeng C.-H.** (2010). Large-Eddy Simulation of the Daytime Boundary Layer in an Idealized Valley Using the Weather Research and Forecasting Numerical Model. *Boundary-Layer Meteorology* **137**, pp. 49–75.
- Caughey S. J., Crease B. A. et Roach W. T.** (1982). A field study of nocturnal stratocumulus .2. turbulence structure and entrainment. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **108**(455), pp. 125–144.

- Caughey S. J. et Palmer S. G.** (1979). Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **105**(446), pp. 811–827.
- Caumont O., Ducrocq V., Delrieu G., Gosset M., Pinty J.-P., du Chatelet J. P., Andrieu H., Lemaitre Y. et Scialom G.** (2006). A radar simulator for high-resolution nonhydrostatic models. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **23**(8), pp. 1049–1067.
- Ceresetti D.** (2011). *Structure spatio-temporelle des fortes précipitations : application à la région Cévennes-Vivrais*. Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, pp. 286.
- Chaboureau J.-P. et Pinty J.-P.** (2006). Validation of a cirrus parameterization with Meteosat Second Generation observations. *Geophysical Research Letters* **33**, pp. 10.
- Chebouni A., Kerr Y. H., Watts C., Hartogensis O., Goodrich D., Scott R., Schieldge J., Lee K., Shuttleworth W. J., Dedieu G. et De Bruin H. A. R.** (1999). Estimation of area-average sensible heat flux using a large-aperture scintillometer during the Semi-Arid Land-Surface-Atmosphere (SALSA) Experiment. *Water Resources Research* **35**(8), pp. 2505–2511.
- Chebouni A., Watts C., Lagouarde J.-P., Kerr Y., Rodriguez J.-C., Bonnefond J.-M., Santiago F., Dedieu G., Goodrich D. et Unkrich C.** (2000). Estimation of heat and momentum fluxes over complex terrain using a large aperture scintillometer. *Agricultural and Forest Meteorology* **105**, pp. 215 – 226.
- Cheinet S. et Siebesma A. P.** (2007). The impact of boundary layer turbulence on optical propagation. *Proceedings of the SPIE* **6747**, pp. 1–12.
- Chemel C.** (2005). *Transport et mélange en terrain complexe, application à la dynamique atmosphérique dans les vallées encaissées*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier.
- Chen R., Berman N., Boyer D. et Fernando H.** (1996). Physical model of diurnal heating in the vicinity of a two-dimensional ridge. *Journal of Atmo. Sci.* **53**(1), pp. 62–85.
- Cheng Y., Canuto V. et Howard A.** (2002). An improved model for the turbulent PBL. *Journal of Atmo. Sci.* **59**, pp. 1550–1565.
- Chow F. K., Weigel A. P., Street R. L., Rotach M. W. et Xue M.** (2006). High-Resolution Large-Eddy Simulations of Flow in a Steep Alpine Valley. Part I : Methodology, Verification, and Sensitivity Experiments. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* **45**, pp. 63–86.
- Clark T. et Farley R.** (1984). Severe downslop windstorm calculations in 2 and 3 spatial dimensions using anelastic interactive grid nesting - A possible mechanism for gustiness. *Journal of Atmo. Sci.* **41**(3), pp. 329–350.
- Corrsin S.** (1951). On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *J. Appl. Phys.* **22**, pp. 469–473.
- Counihan J.** (1975). Adiabatic atmospheric boundary layers - Review and analysis of data from period 1880-1972. *Atmospheric environment* **9**(10), pp. 871–905.
- Courault D., Drobinski P., Brunet Y., Lacarrere P. et C. T.** (2007). Impact of surface heterogeneity on a buoyancy-driven convective boundary layer in light winds. *Boundary-Layer Meteorol.* **124**, pp. 383–403.
- Couvreux F., Guichard F., Masson V. et Redelsperger J.-L.** (2007). Negative water vapour skewness and dry tongues in the convective boundary layer : observations and large-eddy simulation budget analysis. *Boundary-Layer Meteorol.* **123**, pp. 269–294.
- Couvreux F., Guichard F., Redelsperger J.-L., Kiemle C., Masson V., Lafore J.-P. et Flamant C.** (2005). Water-vapour variability within a convective boundary-layer assessed by large-eddy simulations and IHOP 2002 observations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **131**, pp. 2665–2693.
- Cuxart J., Bougeault P. et Redelsperger J.-L.** (2000). A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **126**, pp. 1–30.
- de Bruin H., van der Hurk B. et W. K.** (1995). The scintillation method tested over a dry vineyard area. *Boundary-Layer Meteorol.* **76**, pp. 25–40.

- De Moor G.** (2006). *Couche limite atmosphérique et turbulence*. Météo-France.
- Deardorff J. et Yoon S.** (1984). On the use of an annulus to study mixed layer entrainment. *Journal of Fluid Mechanics* **142**(MAY), pp. 97–120.
- Deardorff J. W.** (1970a). Convective velocity and temperature scales for unstable planetary boundary layer and for rayleigh convection. *Journal of Atmo. Sci.* **27**(8), pp. 1211–&c.
- Deardorff J. W.** (1970b). A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* **41**(02), pp. 453–480.
- Deardorff J. W.** (1973). Three-dimensional numerical modeling of the planetary boundary layer. *Workshop on Micrometeorology Amer. Meteor. Soc.*, pp. 271–311.
- Deardorff J. W.** (1974a). Three-Dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.* **7**, pp. 81–106.
- Deardorff J. W.** (1974b). Three-Dimensional Numerical Study of Turbulence in an entraining mixed layer. *Boundary-Layer Meteorol.* **7**, pp. 199–226.
- Deardorff J. W.** (1979). Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure. *Journal of Atmo. Sci.* **36**(3), pp. 424–436.
- Deardorff J. W.** (1980). Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three dimensional model. *Boundary-Layer Meteorol.* **18**, pp. 495–527.
- Deardorff J. W. et Willis G. E.** (1985). Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.* **32**(3), pp. 205–236.
- Defant F.** (1949). Zur Theorie der Hangwinde, nebst Bemerkungen zur Theorie der Bergund Talwinde. *Archives for Meteorology, Geopgyics and Bicolimatology.* **A1**, pp. 421–450.
- Defant F.** (1951). *Local Winds*. Compendium of Meteorology.
- Doran J. C., Fast J. D. et Horel J.** (2002). The Vtmx 2000 Campaign. *Bulletin of the American Meteorological Society* **83**, pp. 537–551.
- Doukoure M.** (2011). *Variabilité des flux turbulents de surface au sein du bassin versant d'Ara au Bénin*. Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, pp. 171.
- Doyle J. D., Grubišić V., Brown W. O. J., de Wekker S. F. J., Dörnbrack A., Jiang Q., Mayor S. D. et Weissmann M.** (2009). Observations and Numerical Simulations of Subrotor Vortices during T-REX. *Journal of Atmospheric Sciences* **66**, pp. 1229.
- Eigenmann R., Kalthoff N., Foken T., Dorninger M., Kohler M., Legain D., Pigeon G., Piguet B., Scheitemeyer D. et Traulle O.** (2011). Surface energy balance and turbulence network during the Convective and Orographically-induced Precipitation Study (COPS). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **137**(S1), pp. 57–69.
- Emeis S.** (2010). *Surface-Based Remote Sensing of the Atmospheric Boundary Layer*. Springer.
- Fairall C.** (1987). A top-down and bottom-up diffusion model of C_{T^2} and C_{Q^2} in the entraining convective boundary layer. *Journal of Atmo. Sci.* **44**, pp. 1009–1017.
- Fairall C. W.** (1991). The humidity and temperature sensitivity of clear-air radars in the convective boundary layer. *Journal of Applied Meteorology* **30**, pp. 1064–1074.
- Foster R. C., Vianey F., Drobinski P. et Carlotti P.** (2006). Near-surface coherent structures and the vertical momentum flux in a large-eddy simulation of the neutrally-stratified boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.* **120**(2), pp. 229–255.
- Furger M., Dommen J., Graber W., Poggio L., Prevot A., Emeis S., Grell G., Trickl T., Gomiscek B., Neiningen B. et Wotawa G.** (2000). The VOTALP Mesolcina Valley campaign 1996 - concept, background and some highlights. *Atmospheric environment* **34**(9), pp. 1395–1412.
- Gal-Chen T. et Somerville R. C.** (1975). On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier-Stokes equations. *Journal of Computational Physics* **17**(2), pp. 209 – 228.

- Gaspar P., Gregoris Y. et Lefevre J.** (1990). A simple Eddy Kinetic Energy Model for simulations of the oceanic vertical mixing - Tests at station Papa and long-term upper ocean study site. *Journal of Geophysical Research-Oceans* **95**, pp. 16179–16193.
- Germano M., Piomelli U., Moin P. et Cabot W. H.** (1991). A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids* **3**, pp. 6.
- Ghosal S., Lund T. S., Moin P. et Akselvoll K.** (1995). A dynamic localization model for large-eddy simulation of turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics* **286**, pp. 229–255.
- Godart A.** (2009). *Les précipitations orographiques organisées en bandes dans la région Cévennes-Vivarais. Caractérisation et contribution au régime pluviométrique.* Thèse de Doctorat, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, pp.336.
- Grell G., Emeis S., Stockwell W., Schoenemeyer T., Forkel R., Michalakes J., Knoche R. et Seidl W.** (2000). Application of a multiscale, coupled MM5/chemistry model to the complex terrain of the VOTALP valley campaign. *Atmospheric environment* **34**(9), pp. 1435–1453.
- Grell M., Dudhia J. et Stauffer D.** (1994). A description of the fifth generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5). Rapport technique, NCAR Tech. Note NCAR/TN 3971IA, 114 pp.
- Grubisic V., Doyle J., Kuettner J., Mobbs S., Smith R., Whiteman C., Dirks R., Czyzyk S., Cohn S., Vosper S., Weissmann M., Haimov S., De Wekker S., Pan L. et Chow F.** (2008). The terrain-induced rotor experiment : A field campaign overview including observational highlights. *Bulletin of the American Meteorological Society* **89**, pp. 1513–1533.
- Guyot A., Cohard J., Anquetin S., Galle S. et Lloyd C. R.** (2009). Combined analysis of energy and water balances to estimate latent heat flux of a sudanian small catchment. *Journal of Hydrology* **375**, pp. 227–240.
- Harper W.** (1960). An unusual indicator of convection. *Mar. Obs.* **30**, pp. 36–40.
- Hartogensis O., de Bruin H. et van de Wiel B.** (2002). Displaced-beam small aperture scintillometer test. Part II : CASES-99 stable boundary-layer experiment. *Boundary-Layer Meteorol.* **105**, pp. 149–156.
- Heo B., Jacoby-Koaly S., Kim K., Campistron B., Benech B. et E.S. J.** (2003). Use of the Doppler Spectral Width to Improve the Estimation of the Convective Boundary Layer Height from UHF Wind Profiler Observations. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **20**, pp. 408–424.
- Högström U.** (1996). Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.* **78**, pp. 215–246.
- Hill R. et Clifford S.** (1981). Contribution of water vapour monomer resonances to fluctuations of refraction and absorption for submillimeter through centimeter wavelengths. *Radio Sci.* **16**, pp. 77–82.
- Hill R., Clifford S. et Lawrence R.** (1980). Refractive-index and absorption fluctuations in the infrared caused by temperature, humidity and pressure fluctuations. *J. Opt. Soc. Am.* **70**, pp. 1192 – 1205.
- Hill R. et Ochs G.** (1978). Fine calibration of large-aperture scintillometer and an optical estimate of inner scale of turbulence. *Applied Optics* **17**, pp. 3608–3612.
- Holtslag A. A. M. et Nieuwstadt F. T. M.** (1986). Scaling the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* **36**, pp. 201–209.
- IPCC** (2007). Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. *Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA* :, pp. 996 pp.
- Jabouille P., Guivarch R., Kloos P., Gazen D., Gicquel N., Giraud L., Asencio N., Ducrocq V., Escobar J., Redelsperger J., Stein J. et Pinty J.** (1999). Parallelization of the French meteorological mesoscale model MesoNH. In Amestoy, P and Berger, P and Dayde, M and Duff, I and Fraysse, V and Giraud, L and Ruiz, D (Ed.), *Euro-Par'99 : Parallel Processing*, Volume 1685, pp. 1417–1422. Ctr European Rech & Format Avancee Calcul Sci ; Ecole Natl Super Electr Electrotech Informat & Hydraul Toulouse, Inst Rech Inform.

- Jones W. et Launder B.** (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer* **15**, pp. 310–314.
- Kaimal J., Wyngaard J., Haugen D., Coté O., Izumi Y., Caughey S. et Readings C.** (1976). Turbulence structure in the convective boundary layer. *Journal of Atmo. Sci.* **33**, pp. 2152–2169.
- Kaimal J. C. et Wyngaard J. C.** (1990). The Kansas and Minnesota experiments. *Boundary-Layer Meteorol.* **50**, pp. 31–47.
- Karan H. et Knupp K.** (2006). Mobile Integrated Profiler System (MIPS) Observations of Low-Level Convergent Boundaries during IHOP. *Mon. Wea. Rev.* **134**, pp. 92–112.
- Kerbioui M.** (2004). *Dynamique d’une inversion thermique, transport et mélange en vallée encaissée : une étude numérique tridimensionnelle*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier.
- Khanna S. et Brasseur J.** (1998). Three-dimensional buoyancy- and shear-induced local structure of the atmospheric boundary layer. *Journal of Atmo. Sci.* **55**(5), pp. 710–743.
- Kohsiek W., Meijinger W., Moene A., Heusinkveld B., Hartogensis O., Hillen W. et de Bruin H.** (2002). An extra large-aperture scintillation (XLAS) with a 9.8 km path length. *Boundary-Layer Meteorol.* **105**, pp. 119–127.
- Kolmogorov A.** (1941). Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence. *C.R. Acad. Sci. URSS* **32**, pp. 16.
- Kossmann M. et Fiedler F.** (2000). Diurnal momentum budget analysis of thermally induced slope winds. *Meteorology and atmospheric physics* **75**(3-4), pp. 195–215.
- Kuwagata T. et Kondo J.** (1989). Observation and modeling of thermally induced upslope flow. *Boundary-Layer Meteorol.* **49**(3), pp. 265–293.
- Lafore J., Stein J., Asencio N., Bougeault P., Ducrocq V., Duron J., Fischer C., Hèreil P., Mascart P., Masson V., Pinty J., Redelsperger J., Richard E. et Vilà-Guereau de Arellano J.** (1998). The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I : adiabatic formulation and control simulations. *Ann. Geophysicae* **16**, pp. 90 – 109.
- Lagouarde J. P., McAneney K. J. et Green A. E.** (1996). *Scaling Up in Hydrology Using Remote Sensing*, Chapitre Scintillometer Measurements of Sensible Heat Flux over Heterogeneous Surfaces, pp. 147–160. Stewart, J. B. and Engman, E. T. and Feddes, R. A. and Kerr, Y.
- Largeroy Y.** (2010). *Dynamique de la couche limite atmosphérique stable en relief complexe : Application aux épisodes de pollution particulaire des vallées alpines*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, pp. 302.
- Le Moigne P., Boone A., Calvet J. et Decharme B.** (2009). Surfex Scientific Documentation. Rapport technique, CNRM/GAME, Météo-France/CNRS, Toulouse, France.
- Lenschow D.** (1974). Model of the height variation of the turbulence kinetic energy budget in the unstable planetary boundary layer. *Journal of Atmo. Sci.* **31**, pp. 465–474.
- Lilly D. K.** (1967). The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. (Proceedings of the IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences, Yorktown Heights, USA).
- Lothon M., Couvreux F., Donier S., Guichard F., Lacarrere P., Lenschow D. H., Noilhan J. et Said F.** (2007). Impact of coherent eddies on airborne measurements of vertical turbulent fluxes. *Boundary-Layer Meteorol.* **124**, pp. 425–447.
- Louis J.-F.** (1979). A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-Layer Meteorology* **17**, pp. 187–202.
- Lundquist K. A., Chow F. K. et Lundquist J. K.** (2010). An Immersed Boundary Method for the Weather Research and Forecasting Model. *Monthly Weather Review* **138**, pp. 796–817.

- Mahé F.** (2000). *Application d'un modèle atmosphérique à l'étude des fluctuations d'indice de réfraction dans la couche limite, Influence de la scintillation sur l'analyse de front d'onde*. Thèse de Doctorat, Université de Nice Sophia-Antipolis, pp. 240.
- Mascart P., Noilhan J. et Giordani H.** (1995). A modified parameterization of flux-profile relationships in the surface layer using different roughness length values for heat and momentum. *Boundary-Layer Meteorology* **72**, pp. 331–344.
- Masciadri E.** (1998). *Caractérisation et prévision à 3D de la turbulence optique par un modèle atmosphérique non-hydrostatique : application à Haute Résolution Angulaire au sol*. Thèse de Doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, pp. 180.
- Mason P. J.** (1989). Large eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer. *Journal of Atmo. Sci.* **46**(11), pp. 1492–1516.
- Mason P. J. et Thomson D. J.** (1992). Stochastic backscatter in large eddy simulations of boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* **242**, pp. 51–78.
- Masson V.** (2000). A physically-based scheme for the urban energy budget in atmospheric models. *Boundary-Layer Meteorol.* **94**(3), pp. 357–397.
- Masson V., Champeaux J., Chauvin F., Meriguet C. et Lacaze R.** (2003). A global database of land surface parameters at 1-km resolution in meteorological and climate models. *Journal of Climate* **16**, pp. 1261–1282.
- Matzinger N., Andretta M., Gorsel E. V., Vogt R., Ohmura A. et Rotach M. W.** (2003). Surface radiation budget in an Alpine valley. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **129**(588), pp. 877–895.
- Meijinger W., Green A., Hartogensis O., Hoedjes J., Zuurbier R. et de Bruin H.** (2002). Determination of area averaged water vapour fluxes with a large aperture and radio wave scintillometer over a heterogeneous surface - flevoland experiment. *Boundary-Layer Meteorol.* **105**, pp. 63–83.
- Michel R., Quemard C. et Durand R.** (1969). Application d'un schéma de longueur de mélange à l'étude des couches limites turbulentes d'équilibre. Rapport technique, ONERA.
- Moene A., Meijninger W., Hartogensis O., Kohsiek W. et de Bruin H.** (2005). A review of the relationships describing the signal of a Large Aperture Scintillometer. Internal report, Wageningen.
- Moeng C.** (1984). A large-eddy simulation model for the study of the planetary boundary-layer turbulence. *Journal of Atmo. Sci.* **41**, pp. 2052–2062.
- Moeng C. et Wyngaard J.** (1984). Statistics of conservative scalars in the convective boundary-layer. *Journal of Atmo. Sci.* **41**(21), pp. 3161–3169.
- Monin A. et Obukhov A.** (1954). Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Akademia Nauk SSSR* **24**, pp. 163–187.
- Monin A. S. et Yaglom A. M.** (1971). *Statistical fluid mechanics : Mechanics of Turbulence Volume I*. Dover Publications.
- Nash J. et Sutcliffe J.** (1970). River flow forecasting through conceptual models part I : A discussion of principles. *Journal of Hydrology* **10**(3), pp. 282 – 290.
- Nieuwstadt F.** (1984). The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. *Journal of Atmo. Sci.* **41**(14), pp. 2202–2216.
- Noilhan J. et Planton S.** (1989). A simple parametrization of land surface processes for meteorological models. *Monthly Weather Review* **117**, pp. 536–549.
- Ochs G., Clifford S. et Wang T.** (1976). Laser wind sensing : the effects of saturation of scintillation. *Applied Optics* **15**, pp. 403–408.
- Ochs G. et Wang T.** (1978). Finite aperture scintillometer for profiling wind and C_n^2 . *Applied Optics* **17**, pp. 3774–3778.

- Ottersten H.** (1969). Atmospheric structure and radar backscattering in clear air. *Radio Sci.* **4**, pp. 1179–1193.
- Palmen E. et Newton C. W.** (1969). *Atmospheric circulation systems : their structure and physical interpretation*. Academic Press, New York,, pp. xvii, 603 p.
- Panofsky H., Tennekes H., Lenschow D. et Wyngaard J.** (1977). The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. *Boundary-Layer Meteorology* **11**, pp. 355–361.
- Pantillon F., Mascart P., Chaboureau J.-P., Lac C., Escobar J. et Duron J.** (2011). Seamless MESO-NH modeling over very large grids. *Comptes Rendus Mecanique* **339**(2-3), pp. 136–140.
- Piomelli U. et Liu J.** (1995). Large-eddy simulation of rotating channel flows using a localized dynamic model. *Phys. Fluids* **7**, pp. 10.
- Poggio L.** (1998). *Use of scintillation measurements to determine fluxes in complex terrain*. Thèse de Doctorat, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich.
- Poggio L. P., Furger M., Prévôt A. et Graber W.** (2000). Scintillometer Wind Measurements over Complex Terrain. *Journal of Atmospheric Science and Oceanic Technology* **17**, pp. 17–26.
- Polcher J., McAvaney B., Viterbo P., Gaertner M.-A., Hahmann A., Mahfouf J.-F., Noilhan J., Phillips T., Pitman A., Schlosser C., Schulz J.-P., Timbal B., Verseghy D. et Xue Y.** (1998). A proposal for a general interface between land surface schemes and general circulation models. *Global and Planetary Change* **19**, pp. 261–276.
- Porté-Agel F., Meneveau C. et Parlange M.** (2000). A scale-dependent dynamic model for large-eddy simulation : application to a neutral atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* **415**, pp. 261–284.
- Prandtl L.** (1904). Über Flüssigkeittbewegung bei sehr kleiner Reibung. (On fluid motion with very small friction). In *Verh. III Intl. Math. Kongr*, Heidelberg, Germany (In German).
- Prandtl L.** (1952). Essentials of fluid dynamics. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **79**(342), pp. 570–570.
- Puygrenier V.** (2006). *Etude de la couche limite atmosphérique côtière durant ESCOMPTE 2001. Evaluation et amélioration des performances d'un radar UHF*. Thèse de Doctorat, Université Toulouse III - Paul Sabatier.
- Rampanelli G., Zardi D. et Rotunno R.** (2004). Mechanisms of Up-Valley Winds. *Journal of Atmospheric Sciences* **61**, pp. 3097–3111.
- Redelsperger J., Mahé F. et Carlotti P.** (2001). A simple and general subgrid model suitable both for surface layer and free-stream turbulence. *Boundary-Layer Meteorol.* **101**, pp. 375–408.
- Redelsperger J. et Sommeria G.** (1981). Méthode de représentation de la turbulence d'échelle inférieur à la maille pour un modèle tridimensionnel de convection nuageuse. *Boundary-Layer Meteorol.* **21**, pp. 509 :530.
- Rotach M., Calanca P., Graziani G., Gurtz J., Steyn D., Vogt R., Andretta M., Christen A., Cieslik S., Connolly R., De Wekker S., Galmarini S., Kadygrov E., Kadygrov V., Miller E., Neininger B., Rucker M., Van Gorsel E., Weber H., Weiss A. et Zappa M.** (2004). Turbulence structure and exchange processes in an Alpine Valley - The Riviera project. *Bulletin of the Atmosph. Meteorol. Society* **85**(9), pp. 1367+.
- Rotach M. W., Andretta M., Calanca P., Weigel A. et Weiss A.** (2008). Boundary layer characteristics and turbulent exchange mechanisms in highly complex terrain. *Acta Geophysica* **56**, pp. 194–219.
- Rotach M. W. et Zardi D.** (2007). On the boundary-layer structure over highly complex terrain : Key findings from MAP. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **133**, pp. 937–948.
- Sagaut P.** (1998). *Introduction à la simulation des grandes échelles pour écoulements de fluide incompressible*. Springer.

- Schmidli J. et Rotunno R.** (2010). Mechanisms of along-valley winds and heat exchange over mountainous terrain. *Journal of the Atmospheric Sciences* **67**(9), pp. 3033–3047.
- Schmidli J. et Rotunno R.** (2012). Influence of the Valley Surroundings on Valley Wind Dynamics. *Journal of Atmo. Sci.* **69**(2), pp. 561–577.
- Schmidt H. et Schumann U.** (1989). Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations. *J. Fluid Mech.* **200**, pp. 511–562.
- Serafin S.** (2006). *Boundary Layer Processes and Thermally Driven Flows over Complex Terrain*. Thèse de Doctorat, Monographs of the School of Doctoral Studies in Environmental Engineering of the University of Trento.
- Serafin S. et Zardi D.** (2010). Daytime Heat Transfer Processes Related to Slope Flows and Turbulent Convection in an Idealized Mountain Valley. *Journal of Atmospheric Sciences* **67**, pp. 3739–3756.
- Smagorinsky J.** (1963). General circulation experiments with the primitive equations : I. The basic experiment. *Mon. Wea. Rev.* **91**, pp. 99 – 164.
- Sommeria G.** (1976). Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer. *Journal of Atmo. Sci.* **33**, pp. 216–241.
- Sorbjan Z.** (1986). On similarity in the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* **34**, pp. 377–397.
- Sorbjan Z.** (1991). Evaluation of local similarity functions in the convective boundary-layer. *Journal of Applied Meteorology* **30**, pp. 1565–1583.
- Sorbjan Z., Coulter R. L. et Wesley M. L.** (1991). Similarity scaling applied to sodar observations of the convective boundary layer above an irregular hill. *Boundary-Layer Meteorology* **56**, pp. 33–50.
- Spalart P. et Allmaras S.** (1992). A one equation turbulence model for aerodynamics flows. In *AIAA 92-0439, 30th Aerospace Sciences Meeting - Reno, Nevada*.
- Stein J., Richard E., Lafore J. P., Pinty J. P., Asencio N. et Cosma S.** (2000). High-Resolution Non-Hydrostatic Simulations of Flash-Flood Episodes with Grid-Nesting and Ice-Phase Parameterization. *Meteorology and Atmospheric Physics* **72**, pp. 203–221.
- Stewart R. W. (Ed.) (1979). *The atmosphere boundary layer*.
- Stull R. B.** (1988). *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer academics publishers.
- Sullivan P., Mc Williams J. et Moeng C.** (1994). A subgrid-scale model for large eddy simulation of planetary boundary layer flows. *Boundary-Layer Meteorol.* **71**(3), pp. 247–276.
- Szintai B., Kaufmann P. et Rotach M.** (2010). Simulation of Pollutant Transport in Complex Terrain with a Numerical Weather Prediction of Particle Dispersion Model Combination. *Boundary-Layer Meteorology* **137**, pp. 373–396.
- Talbot C., Bou-Zeid E. et Smith J.** (2012). Nested Mesoscale Large-Eddy Simulations with WRF : Performance in Real Test Cases. *Journal of Hydrometeorology* **13**, pp. 1421–1441.
- Tatarski V.** (1961). *Wave propagation in a turbulent medium*. McGraw-Hill.
- Thayer G. D.** (1974). An improved equation for the radio refractive index of air. *Radio Science* **9**(10), pp. 803–807.
- Van der Hoven I.** (1957). Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. *Journal of Meteorology* **14**, pp. 160–164.
- Van Zandt T., Green J., Gage K. et Clark W.** (1978). Vertical profiles of refractivity turbulence structure constant : comparison of observations by the Sunset radar with a new theoretical model. *Radio Sci.* **13**, pp. 819–829.
- Wang T., Ochs G. et Clifford S.** (1978). A saturation-resistant optical scintillometer to measure C_n^2 . *J. Opt. Soc. AM.* **68**, pp. 334–338.
- Weckwerth T. et Parsons D.** (2006). A review of convection initiation and motivation for IHOP_2002. *Monthly Weather Review* **134**(1), pp. 5–22.

- Wekker S., Steyn D., Fast J., Rotach M. et Zhong S.** (2005). The performance of RAMS in representing the convective boundary layer structure in a very steep valley. *Environmental Fluid Mechanics* **5**, pp. 35–62.
- Wenger R.** (1923). Neue Theorie der Berg- und Talwindes. *Meteorologische Zeitschrift* **40**, pp. 193–204.
- Wesely M.** (1976). A comparison of two optical methods for measuring line averages of thermal exchanges above warm water surfaces. *J. Appl. Meteorol.* **15**, pp. 1177–1188.
- Weusthoff T., Ament F., Arpagaus M. et Rotach M.** (2010). Assessing the Benefits of Convection-Permitting Models by Neighborhood Verification : Examples from MAP D-PHASE. *Monthly Weather Review* **138**, pp. 3418–3433.
- Wheelon A.** (2001). *Electromagnetic Scintillation : I. Geometrical Optics*. Cambridge.
- White A., Fairall C. et D.W. T.** (1991). Radar observations of humidity variability in and above the marine atmospheric boundary layer. *Journal of Atmo. and Oceanic technology* **8**, pp. 639–658.
- Whiteman C.** (2000). *Mountain Meteorology : fundamentals and applications*. Oxford University Press.
- Wieringa J.** (1980). A reevaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding. *Boundary-Layer Meteorol.* **18**, pp. 411–430.
- Wilczak J. et Businger J.** (1983). Thermally indirect motions in the convective atmospheric boundary layer. *Journal of Atmo. Sci.* **40**, pp. 343–358.
- Wotawa G. et Kromp-Kolb H.** (2000). The research project VOTALP - general objectives and main results. *Atmospheric environment* **34**(9), pp. 1319–1322.
- Wulfmeyer V., Behrendt A., Kottmeier C., Corsmeier U., Barthlott C., Craig G. C., Hagen M., Althausen D., Aoshima F., Arpagaus M., Bauer H.-S., Bennett L., Blyth A., Brandau C., Champollion C., Crewell S., Dick G., Di Girolamo P., Dorninger M., Dufournet Y., Eigenmann R., Engelmann R., Flamant C., Foken T., Gorgas T., Grzeschik M., Handwerker J., Hauck C., Hatller H., Junkermann W., Kalthoff N., Kiemle C., Klink S., Koenig M., Krauss L., Long C. N., Madonna F., Mobbs S., Neiningen B., Pal S., Peters G., Pigeon G., Richard E., Rotach M. W., Russchenberg H., Schmitalla T., Smith V., Steinacker R., Trentmann J., Turner D. D., van Baelen J., Vogt S., Volkert H., Weckwerth T., Wernli H., Wieser A. et Wirth M.** (2011). The Convective and Orographically-induced Precipitation Study (COPS) : the scientific strategy, the field phase, and research highlights. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **137**(S1), pp. 3–30.
- Wyngaard J.** (2010). *Turbulence in the atmosphere*. Cambridge.
- Wyngaard J., Coté O. et Izumi Y.** (1971). Local free convection, Similarity, and the budgets of shear stress and heat flux. *Journal of Atmo. Sci.* **28**, pp. 1171–1182.
- Wyngaard J. C. et Brost R.** (1984). Top-down and bottom-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer. *Journal of Atmo. Sci.* **41**(1), pp. 102–112.
- Wyngaard J. C. et Coté O. R.** (1974). The evolution of a convective planetary boundary layer - A higher-order-closure model study. *Boundary-Layer Meteorology* **7**, pp. 289–308.
- Yaglom A. M.** (1981). Laws of small-scale turbulence in atmosphere and ocean (In commemoration of the 40th Anniversary of the Theory of Locally Isotropic Turbulence). *Izv., Atmospheric and Oceanic Physics* **17**, pp. 919–935.
- Yates E.** (2006). *Convection en région Cévennes-Vivarais : étude de données pluviométriques, simulations numériques et validation multi-échelles*. Thèse de Doctorat, I.N.P. Grenoble, pp.256.
- Young G.** (1988a). Turbulence structure of the convective boundary layer .2. Phoenix-78 aircraft observations of thermals and their environment. *Journal of Atmo. Sci.* **45**(4), pp. 727–735.
- Young G.** (1988b). Turbulence structure of the convective boundary layer .3. The vertical velocity budgets of thermals and their environment. *Journal of Atmo. Sci.* **45**(14), pp. 2039–2049.

Young G. S. (1988c). Turbulence structure of the convective boundary layer .1. Variability of normalized turbulence statistics. *Journal of Atmo. Sci.* **45**(4), pp. 719–726.