



Quelle turbulence dans les modèles atmosphériques à l'échelle kilométrique ?

Rachel Honnert

► To cite this version:

Rachel Honnert. Quelle turbulence dans les modèles atmosphériques à l'échelle kilométrique ?. Sciences de la Terre. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2012. Français. NNT : 2012INPT0119 . tel-04281827v2

HAL Id: tel-04281827

<https://theses.hal.science/tel-04281827v2>

Submitted on 13 Nov 2023

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

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité : Océan, atmosphère et surfaces continentales

Présentée et soutenue par
Rachel Honnert

Le 22 octobre 2012

Titre :
**Quelle turbulence dans les modèles atmosphériques
à l'échelle kilométrique ?**

JURY

*Frank Roux (Président)
Joan Cuxart (Rapporteur)
Frédéric Hourdin (Rapporteur)
Roel Neggers (Examineur)
Catherine Rio (Examinatrice)
Fleur Couvreux (Invitée)
Valéry Masson (Directeur)*

Ecole doctorale : Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)

Unité de recherche : CNRM-GAME, Météo-France/CNRS

Directeur(s) de Thèse : Valéry Masson

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Valéry Masson, mon directeur de thèse, pour m'avoir préparée au concours FCPLR qui m'a donné accès à cette thèse, pour avoir su orienter mon travail tout en me laissant une grande autonomie et pour son dynamisme et son esprit positif en toute circonstance.

Je rends grâce à Fleur Couvreur pour avoir été un excellent professeur, pour le temps consacré à la rédaction et à la correction de mes rapports et articles, pour sa maîtrise des textes bibliographiques et son écoute lorsque, dans mon exploration scientifique de la zone grise, le doute m'assailait.

Confronter mon travail à des regards neufs m'a souvent permis d'avancer dans mes recherches et je suis reconnaissante à toutes les personnes qui se sont livrées avec moi à cet exercice. Tout d'abord, mon parrain de thèse, Joan Cuxart que je remercie pour sa gentillesse et la rédaction de rapports toujours valorisant sur mon travail. Merci également aux autres membres de mon comité de thèse : Patrick Mascart, Joël Stein, Philippe Drobinski et surtout Ludovic Auger pour avoir posé un regard neuf sur mon travail. Leurs remarques et idées m'ont beaucoup aidée. Dans le même esprit, les membres du groupe AROME-recherche, qui explorent comme moi la zone grise, ont gentiment intégré la novice que je suis. Je les en remercie.

Merci également à la multitude de personnes à qui j'ai pu demander conseil lors de cette thèse, que ce soit dans mon groupe GMME ou au GMAP. Je tiens en particulier à remercier Didier Ricart pour l'énorme travail qu'il a réalisé sur les spectres qui se trouvent dans ce manuscrit, Patrick Le Moigne pour son aide lors de la prise en main de SURFEX, Jean-Marcel Piriou qui explore une autre zone grise, Viviane Rey pour la documentation sur les supercalculateurs, Fabienne Lohou pour les données de TRAC. Les membres de l'équipe Méso-NH font un travail remarquable. Merci à Janine, Gaëlle, Christine et Sébastien pour leur disponibilité aussi bien pour régler mes petits ennuis sur Méso-NH que pour des questions plus complexes de paramétrisation.

Je tiens à remercier Boris Galperin pour m'avoir permis de présenter mes travaux en m'invitant à deux conférences internationales.

Merci au personnel administratif de Météo France, en particulier à Régine pour sa gentillesse et sa compétence.

Merci à tous les thésards du CNRM, Pierre, Jérôme, Emilie, Benoît, Marie, Camille, Vincent, Marie, Ivan, Florian et bien d'autres pour leur esprit festif et bien sûr à Antoine pour toujours avoir une publication à me faire lire.

Merci aux personnes qui ont partagé la pause café du matin avec moi, en particulier Stéphanie pour le préparer et venir me chercher régulièrement.

Je n'oublie bien évidemment pas les amis : Leffe, ses conseils en info, la relecture de mon manuscrit et sa délicieuse cuisine, Pierrick, pour m'avoir autorisée à le remercier (à

condition de l'en remercier), mais aussi Floriane, François, JB pour avoir supporté mes angoisses.

Et enfin merci à tous ceux qui ont su s'intéresser un temps aux problèmes de couche limite en acceptant de relire et de corriger ce manuscrit Leffe, Pierrick et mes parents.

Enfin bref, je remercie toutes les personnes rencontrées durant cette thèse avec qui mes rapports ont été aussi divers qu'enrichissants.

Résumé

Quelle turbulence dans les modèles atmosphériques à l'échelle kilométrique ?

À Météo France, le modèle opérationnel AROME a une résolution horizontale de 2,5 km. L'augmentation des moyens de calcul permettra au prochain modèle opérationnel de tourner à des résolutions de l'ordre ou inférieures au kilomètre. Il entrera donc dans une gamme de résolution appelée zone grise de la turbulence. À ces échelles, les plus grandes structures turbulentes, qui étaient jusqu'alors entièrement sous-maille, devraient être en partie résolues. Cette thèse a permis de définir ce que les modèles devaient obtenir aux échelles kilométriques et sub-kilométriques, c'est-à-dire les parts sous-maille et résolue de référence de la turbulence dans la zone grise. Ces références ont été établies dans le cas de couches limites convectives en convection libre ou forcée, nuageuse ou non. Elles permettent de prouver qu'à hauteur de couche limite égale, les thermiques sont plus larges dans les couches surmontées de nuages. Elles indiquent surtout que, quelle que soit la configuration, les paramétrisations actuelles ne sont pas capables de reproduire la zone grise. Ces échelles demandent donc de développer une nouvelle paramétrisation de la turbulence. La représentation de la turbulence non locale est la part qu'il faut faire évoluer. Nous avons donc pris le parti de modifier le schéma de thermique en flux de masse. Pour étudier les structures cohérentes sous-maille de couche limite, nous avons créé une analyse conditionnelle permettant de circonscrire la part de thermique qui influence le schéma sous-maille en fonction de la résolution. Cet outil nous a permis de définir les caractéristiques des thermiques sous-maille dans la zone grise, mais également de vérifier à micro-échelle les hypothèses de méso-échelle des schémas en flux de masse. Nous avons démontré que toutes les hypothèses ne sont pas valables. Finalement nous avons établi le système d'équations d'un schéma en flux de masse qui fonctionne aux échelles kilométriques.

Mots clé : couche limite convective, schéma en flux de masse, zone grise, turbulence.

Abstract

Which turbulence in atmospheric models at the kilometric scale ?

The turbulence is well-represented on grid coarser than 2 km. Indeed, in meso-scale models, the turbulence is entirely sub-grid. The turbulence is also well-represented at very high resolution (10 to 100 m) by LES models for which turbulence is mainly resolved. However we do not know which part of the turbulence should be resolved and which part of it should be parameterized when a model runs at kilometric scales, the so-called “Terra Incognita“ from [Wynngaard \(2004\)](#).

Thanks to increasing computational resources, in a near future, limited area NWP models will reach grid spacings on the order of 1 km or even 500 m. The aim of this study is to develop a parameterization which will provide adequate turbulence to these new-generation, high-resolution models.

At first, this study describes a new diagnostic based on LES, which clarifies which part of turbulence should be parameterized at kilometric scales.

This reference called “partial similarity function“ is a precious tool to quantify the error made by atmospheric models when running at kilometric scales. These errors are quantified for a state-of-the-art meso-scale model (Mésos-NH) with several turbulence mixing options : different mixing lengths, different dimensionalities, a K-gradient scheme or an EDMF approach (K-gradient with a mass-flux scheme). K-gradient turbulence schemes are unable to reproduce the counter-gradient zone. In the grey-zone, this characteristic has a disastrous effect. As the instability is too large, the boundary layer is mixed by the dynamic of the model and the resolved mixing is too strong. The counter-gradient zone can be reproduced by adding a mass-flux scheme to the K-gradient turbulence scheme ([Pergaud et al. \(2009\)](#)).

However the mass-flux scheme in its original form only produces wholly subgrid thermals at a grid size for which boundary-layer thermals should be partly resolved. In this case, the subgrid mixing is too strong. So the question arises as what is a subgrid thermal in the “grey zone“, when the mesh contains one thermal at the most and a part of the thermal has to be resolved by the advection scheme of the model.

A conditional sampling is defined in order to detect the subgrid part of the thermals. It allows to determine the characteristics of the subgrid thermals in the “grey zone“ and to find out which assumptions of the mass-flux schemes are not verified. In the light of this study, the mass-flux scheme equations are established by taking the thermal fraction and the resolved vertical velocity into account. Finally, the system of equations is closed. The new parameterization is valid in the grey zone.

Keywords : convective boundary layer, mass-flux scheme, kilometric scale.

Table des matières

Introduction	11
1 Préliminaires	17
1.1 Dynamique de la couche limite	17
1.1.1 Couches limites sèches	18
1.1.2 Couches limites nuageuses	24
1.1.3 Rouleaux convectifs	31
1.2 Modélisation de la couche limite atmosphérique	34
1.2.1 Modélisation théorique	34
1.2.2 Modélisation de la turbulence « aux grands tourbillons »	38
1.2.3 Paramétrisation	39
1.2.4 Modélisation en flux de masse	43
1.3 Objectifs	46
2 Caractérisation de la zone grise	49
2.1 Paramètres pertinents de l'étude	51
2.1.1 Dimension physique et théorème de Vaschy-Buckingham	51
2.1.2 Normalisation de la couche limite	51
2.2 Données de référence	55
2.2.1 Campagnes de mesures utilisées	55
2.2.2 Simulation à haute résolution	58
2.2.3 Obtention des parts sous-maille et résolues	64
2.3 Lois de similitudes dans la zone grise	67
2.3.1 Lois de similitudes pour la couche limite en convection libre	67
2.3.2 Lois de similitudes pour la couche nuageuse	74
2.3.3 Cas de la convection forcée	77
2.3.4 Taille des structures	82
2.4 Spectres d'énergie	85
2.4.1 Spectres d'énergie	85
2.4.2 Entre accumulation d'énergie et diffusion excessive	85
2.4.3 Spectres dans la zone grise de la turbulence	86
2.5 Importance relative des flux turbulents horizontaux	88
2.5.1 Bilan d'énergie dans une simulation LES	88
2.5.2 Calcul des termes de production dynamique	89
2.5.3 Résultats	90
2.6 Conclusion	93
3 Défauts du modèle actuel	95

3.1	Méthodologie	95
3.2	Paramètres totaux	96
3.2.1	Hauteur de la couche limite	96
3.2.2	Flux de chaleur et d'humidité totaux	98
3.2.3	Énergie cinétique turbulente totale	99
3.2.4	Base des nuages et épaisseur de la couche nuageuse	101
3.2.5	Paramètres totaux en convection forcée	102
3.2.6	Conclusion	104
3.3	Partition sous-maille/résolue	104
3.3.1	Visualisation des erreurs	105
3.3.2	Erreur sur les lois de similitudes partielles	106
3.4	Spectres d'énergie	111
3.5	Production dynamique sous-maille	116
3.6	Interprétation et conclusion	118
4	Thermiques sous-maille dans la zone grise	121
4.1	Qu'est ce qu'un thermique sous-maille dans la zone-grise ?	121
4.2	Analyse conditionnelle	122
4.2.1	Échantillonnage conditionnel initial	122
4.2.2	Nouvel échantillonnage conditionnel	123
4.3	Caractérisation du thermique sous-maille	125
4.3.1	Description qualitative des thermiques sous-maille	125
4.3.2	Fraction de thermique	125
4.3.3	Vitesse verticale du courant ascendant	127
4.3.4	Température potentielle des courants ascendants	129
4.3.5	Humidité des courants ascendants	130
4.3.6	Flottabilité	131
4.3.7	Flux de masse	132
4.4	Ce qu'est un thermique sous-maille !	134
5	Nouvelle paramétrisation en flux de masse	135
5.1	Équations de base	135
5.1.1	Équation d'évolution	136
5.1.2	Flux verticaux du thermique sous-maille	138
5.1.3	Advection horizontale	145
5.1.4	Tendance du thermique sous-maille	145
5.2	Équations du schéma	147
5.2.1	Équation de continuité	147
5.2.2	Équations des variables thermodynamiques	147
5.2.3	Équation dynamique	148
5.2.4	Système d'équation	149
5.3	Fermeture	150
5.3.1	Fermeture à méso-échelle	150
5.3.2	Fermeture à micro-échelle	153
5.4	Conclusion	159
	Conclusions et perspectives	161

Annexe A Définition des variables météorologiques	167
Annexe B Calcul direct des taux d'entraînement et de déentraînement	171
Annexe C Diagnostic de moyenne sur la grille C d'Arakawa	175
Annexe D Liste des symboles et acronymes	177
Bibliographie	190

Introduction

La couche limite atmosphérique

La photo de Mexico (cf. Fig. 1) montre distinctement une couche d'air brune qui coiffe la ville et marque une limite nette avec l'atmosphère située au-dessus : il s'agit de la couche limite atmosphérique (CLA). Cette région de l'atmosphère terrestre s'étend entre le sol et une altitude de l'ordre du kilomètre. Nous entretenons avec elle un rapport intime puisque c'est l'espace où nous évoluons. Elle concentre donc la majeure partie des activités humaines et sa dynamique agit sur notre quotidien. Nous sommes sensibles à son cycle diurne, chaud en journée et froid la nuit.



FIGURE 1 – Photographie de la ville de Mexico.(ID : AHLB4637)

Les cumulus produisent de la pluie, des polluants qui y séjournent ont des répercussions en terme de santé publique, le brouillard perturbe la circulation aérienne, les rafales déséquilibrent les grues... Il est donc nécessaire d'en connaître les mécanismes pour mieux appréhender ces problématiques.

La couche limite atmosphérique est directement soumise à l'influence de la surface terrestre (la terre, la mer, les lacs, *etc.*) à l'échelle de la journée. Le jour, elle absorbe le rayonnement solaire et la nuit, elle se refroidit par émission infrarouge. D'une part, les sols imposent à travers elle un transport de chaleur entre la surface et les régions météorologiques supérieures. D'autre part, ils y freinent le vent. Ces deux phénomènes provoquent de la turbulence. Sur la figure 1, c'est elle qui a transporté les poussières jusqu'à plusieurs centaines de mètres d'altitude, ce qui donne à la couche limite des caractéristiques radicalement différentes de l'atmosphère libre qui la recouvre.

La turbulence atmosphérique engendre des tourbillons d'échelles variées. Les plus grands tourbillons sont créés par des flux ascendants qui vont du sol au sommet de la couche limite et par une subsidence compensatoire qui apparaît lorsque le flux heurte le sommet de la CLA. Les plus petits tourbillons sont de l'ordre du millimètre, taille pour laquelle les forces moléculaires entrent en jeu pour dissiper l'énergie. La turbulence de couche limite influence fortement le comportement de l'atmosphère dans son ensemble en accélérant le transfert de matière et d'énergie entre la surface et les couches supérieures. Ainsi, la modélisation de la couche limite atmosphérique représente un enjeu fort pour la prévision du temps et la projection climatique.

Modélisation de la couche limite atmosphérique

Seuls les modèles de prévision numérique sont capables de rendre compte de la complexité globale de l'atmosphère et de prévoir son comportement ultérieur. Ils sont à ce titre quotidiennement utilisés par les prévisionnistes des centres opérationnels comme Météo France.

Ce sont des programmes informatiques qui partitionnent l'atmosphère en pavés, ou mailles (cf. Fig. 2). En chaque nœud, à chaque pas de temps, l'état du système atmosphérique est obtenu en résolvant un système d'équations. Les quantités obtenues, dites « résolues », ne suffisent toutefois pas à englober l'ensemble des phénomènes. En effet, la taille de la maille, appelée « résolution », impose une séparation entre les phénomènes plus grands et les phénomènes plus petits qu'elle. Ainsi, ceux de taille inférieure à la maille ne sont pas détectés, ils sont estimés par des schémas de paramétrisation. Leur contribution moyenne est ajoutée pour chaque maille. Cette quantité est appelée « sous-maille ».

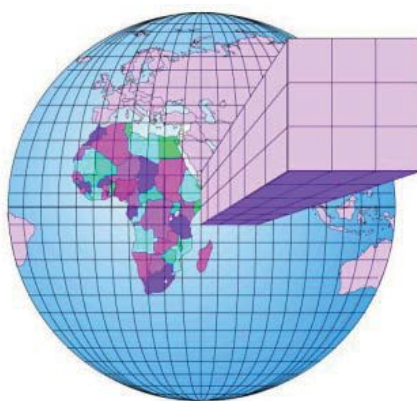


FIGURE 2 – Schéma d'un modèle météorologique global (source Météo France).

Les phénomènes résolus sont représentés dans les modèles dans toute leur complexité alors que les paramétrisations ne font que les imiter. Par exemple, la figure 3 montre l'impact de la résolution des modèles sur le relief des Alpes. Une meilleure représentation du relief augmente la qualité des prévisions par une représentation explicite des courants liés à l'orographie, alors que seul leur effet moyen est accessible lorsqu'ils sont paramétrés.

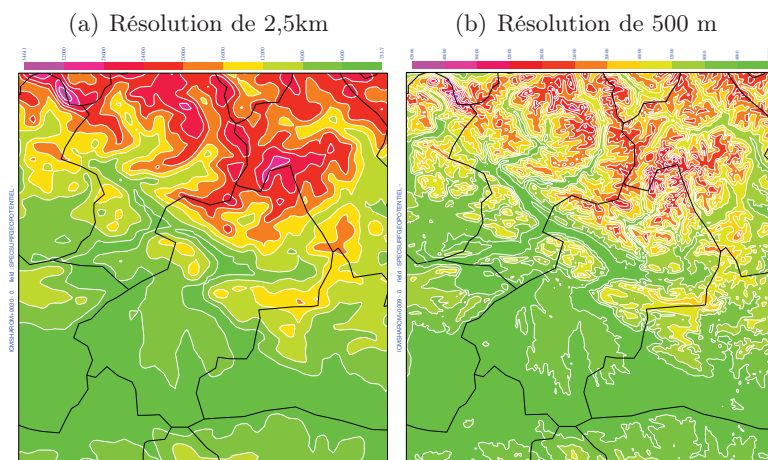


FIGURE 3 – Le relief des Alpes modélisé par le modèle AROME de Météo France à des résolutions de (a) 2,5 km et (b) 500 m.

Augmentation des moyens de calcul

Une augmentation de la résolution permet d'améliorer la prévision. Cependant, une limite à la finesse de la grille, ainsi qu'à la complexification des paramétrisations, tient au coût numérique très important des modèles. Pour fixer les ordres de grandeurs, le modèle météorologique régional de Météo France, AROME¹ possède une maille 2,5 km sur la France. Sa résolution est parmi les plus fines des modèles de prévision opérationnelle. Il contient 30 millions de mailles (configuration opérationnelle en 2012). Une prévision à 30 heures d'un pas de temps d'une minute demande le calcul de 60 milliards de mailles et le stockage des valeurs résolues sur chaque maille (température, humidité, *etc.*). De plus, nous avons vu que la dynamique sous-maille devait être prise en compte par le modèle. Pour cela, il est nécessaire d'appeler en plus des schémas de turbulence, ceux de radiation, de convection, de précipitation qui sont eux-mêmes très coûteux. Ensuite, une prévision n'est que la projection dans le futur : il faut lui adjoindre un état initial qui est fourni par l'assimilation de données (observations satellitales, terrestres, *etc.*). Enfin, cette prévision doit tourner en 2 ou 3 heures seulement pour permettre au prévisionniste de fournir une information utile au public.

Pour répondre à toutes ces contraintes, les centres de prévisions ont recours à des supercalculateurs, d'une puissance équivalente à plusieurs dizaines de milliers d'ordinateurs personnels. À Météo France, leur puissance a été multipliée par 30 000 en 20 ans (cf. Fig. 4), pour atteindre actuellement 28 000 milliards d'opérations par seconde (NEC SX9 en 2009).

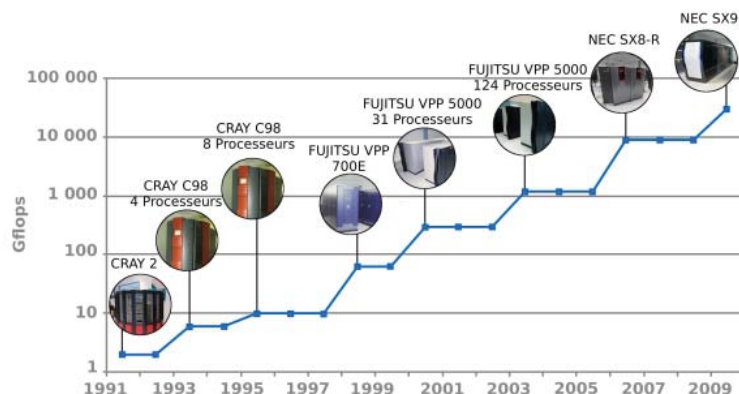


FIGURE 4 – Évolution sur 20 ans de la puissance de calcul des supercalculateurs de Météo France (’’entreprise.meteofrance.com’’))

Dans la continuité de cette tendance, Météo France s'équippa en 2013 d'un nouveau calculateur. Un des objectifs fixés à l'occasion de cet accroissement de la capacité de calcul est l'augmentation de la résolution d'AROME passant de 2,5 à 1,3 km, voire 500 m sur des domaines plus petits. Or, ce sont des résolutions pour lesquelles la turbulence de couche limite, actuellement entièrement sous-maille, est en partie résolue.

1. Application de la Recherche à l'Opérationnel à Mésos-Échelle

Zone grise de la turbulence

À l'heure actuelle, l'utilisation de deux types de modèles permet de bien représenter la turbulence pour les résolutions limites que sont les petites mailles, de 10 à 100 m, ou les très grandes mailles, supérieures à 2 km.

Dans l'hypothèse où sa résolution est à micro-échelle (100 m), le modèle résout les plus grands tourbillons turbulents. La paramétrisation n'est responsable que du transfert d'énergie des échelles résolues vers la dissipation *via* de petits tourbillons homogènes et isotropes. C'est le cas pour des modélisations dans un cadre de recherche.

Dans l'hypothèse contraire, celle où la résolution est dans le domaine de méso-échelle (supérieure à 2 km), la turbulence est entièrement sous-maille, donc entièrement représentée par la paramétrisation. C'est le cas dans les modèles de méso-échelle, opérationnels ou climatiques.

Mais que se passe-t-il aux échelles intermédiaires entre 200 m et 2 km, que les modèles atteindront d'ici peu ? Cette région, appelée *zone-grise de la turbulence*, est définie par Wyngaard (2004) et appelée *terra incognita* (cf. Fig. 5). Ma thèse se propose de l'explorer plus en avant.

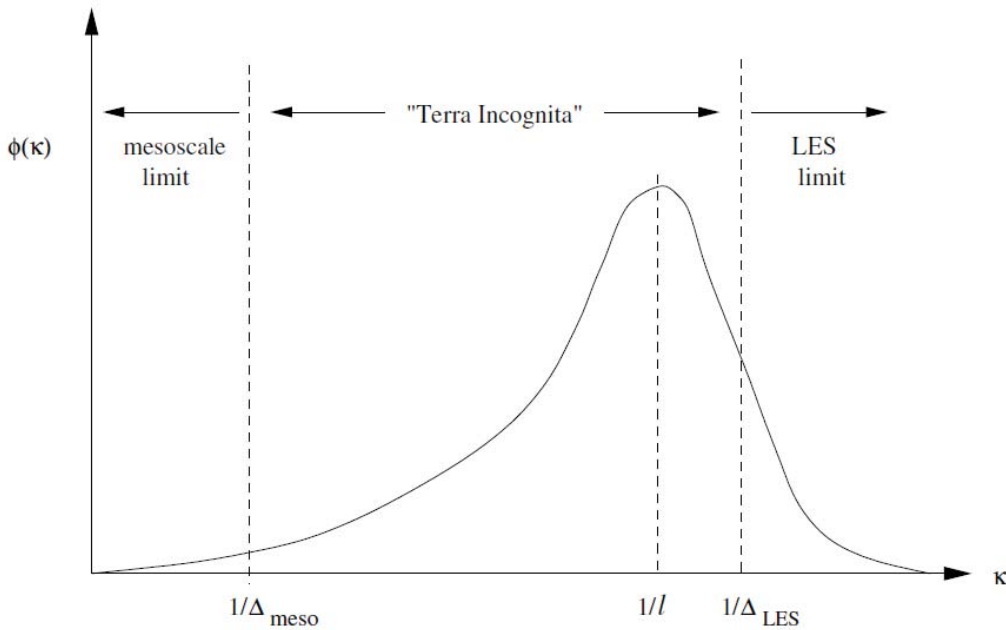


FIGURE 5 – Spectre d'énergie schématisé en nombre d'onde, où Δ_{meso} est l'échelle limite de la méso-échelle, Δ_{LES} est l'échelle limite du domaine de résolution des plus grands tourbillons et l l'échelle d'injection de l'énergie (d'après Wyngaard (2004)).

Objectifs et organisation de la thèse

Cette thèse a pour objectif la définition des caractéristiques de la zone grise de la turbulence, le contrôle des capacités des modèles dans cette gamme de résolutions et la correction d'éventuels défauts.

L'ensemble du travail a été réalisé au sein de l'équipe de TURBulence Atmosphérique et Urbaine (TURBAU) du Groupe de Météorologie de Moyenne Échelle (GMME) du Centre National de Recherche Météorologique (CNRM) sous la direction de Valéry Masson.

Ce manuscrit est organisé suivant le fil de la réflexion conduite durant les trois années de doctorat. Le premier chapitre est dédié à l'état de l'art. Pour ce faire, la dynamique de la couche limite atmosphérique y est présentée ainsi qu'une revue des méthodes de paramétrisation, en limitant le périmètre de ce travail aux seules CLA convectives.

Le deuxième chapitre quantifie la part de la turbulence devant être paramétrée dans la zone grise. Nous proposons des lois permettant de décrire le comportement de toute couche limite convective pour des échelles entre 62,5 m de résolution et la méso-échelle. Ces *lois de similitudes partielles* donnent des indications sur les résolutions concernées par la zone grise, sur la proportion sous-maille/résolue de chaque paramètre turbulent dans cette gamme d'échelles, ainsi que sur la taille des structures. Les résolutions kilométriques sont celles pour lesquelles les paramétrisations passent du 1D au 3D. L'importance relative des flux horizontaux calculés en fonction de la maille du modèle fournit l'échelle à laquelle les paramétrisations doivent contenir les flux horizontaux.

La référence définie, les paramétrisations sont évaluées dans un troisième chapitre. Les effets de la longueur de mélange, de la dimensionnalité et de l'activation d'un schéma de thermique sur les performances des paramétrisations sont quantifiés. Cette évaluation est réalisée à l'aide de simulations d'échelle fine *Large-Eddy Simulations*, mais surtout à l'aide des lois de similitudes établies au chapitre précédent. Des pistes d'améliorations sont proposées.

Dans un quatrième chapitre, les caractéristiques des thermiques sous-maille sont définies. Les conclusions du chapitre précédent poussaient à les étudier. Pour ce faire, un outil d'analyse conditionnelle a été développé qui extrait les thermiques sous-maille de leur environnement dans une LES. Cette étude permet d'étudier la sensibilité des éléments constitutifs des thermiques sous-maille à la résolution du modèle et de confronter la réalité de ces structures sous-maille à leur modélisation par les schémas en flux de masse.

Il apparaît que certaines hypothèses des schémas de thermique ne sont pas vérifiées dans la zone grise. Le cinquième chapitre détermine un système d'équations pour une paramétrisation en flux de masse valable à ces échelles.

Enfin un dernier chapitre fait le bilan de cette étude et propose des pistes prospectives.

Chapitre 1

Préliminaires

Sommaire

1.1	DYNAMIQUE DE LA COUCHE LIMITE	17
1.1.1	Couches limites sèches	18
1.1.2	Couches limites nuageuses	24
1.1.3	Rouleaux convectifs	31
1.2	MODÉLISATION DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE	34
1.2.1	Modélisation théorique	34
1.2.2	Modélisation de la turbulence « aux grands tourbillons »	38
1.2.3	Paramétrisation	39
1.2.4	Modélisation en flux de masse	43
1.3	OBJECTIFS	46

1.1 Dynamique de la couche limite

La *Couche Limite Atmosphérique* (CLA) constitue la couche atmosphérique qui s'étend entre le sol et une altitude variant de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres. Elle est surmontée de l'*atmosphère libre*¹. La couche limite est la région où les hommes vivent. Dans cet environnement, ils se sont aperçus de l'impact du « temps qu'il fait » sur leurs activités. C'est également de ce point de vue qu'ils ont cherché à expliquer le fonctionnement de l'atmosphère. Tous ces éléments font de cette région atmosphérique l'une des plus connues.

Dans les années 70, les recherches en couche limite se sont concentrées sur la description de la structure et la compréhension de la dynamique. Pour ce faire, les premières campagnes de mesure ont vu le jour. Les observations concernaient aussi bien la couche limite marine (BOMEX² (Holland et Rasmussen (1969)) en 1969, GATE³ (Kuettner (1974)) en 1974), que la couche limite terrestre (Wangara en 1967 (Clarke (1971)) et KANSAS en 1968 (Izumi (1971))). De nos jours, les campagnes de mesure ont lieu notamment pour l'étude de la couche limite stable (différentes campagnes GABLS⁴ Holtslag (2006)), tropicale (AMMA⁵, (Redelsperger et al. (2006))) et de la transition de fin d'après-midi (BLLAST⁶ (Lothon et

1. troposphère libre, stratosphère, mésosphère puis thermosphère.

2. Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment

3. GARP Atlantic Tropical EXperiment

4. GEWEX Atmospheric Boundary Layer Study

5. Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine

6. Boundary Layer Late Afternoon and Sunset Turbulence

On a coutume de distinguer trois états « idéaux » de la couche limite atmosphérique qui se caractérisent par le rôle des forces de flottabilité ou par le signe des flux de chaleur au niveau du sol. Ces états correspondent à des phases du cycle diurne de la couche limite (cf. Fig. 1.1).

Couche limite stable

Dans la couche limite stable, la température de la surface est inférieure à celle de l'air situé juste au-dessus. Ainsi, le flux de chaleur de surface est dirigé vers le bas. L'atmosphère est stable et la stabilité détruit la turbulence préexistante. La force de flottabilité est dirigée dans le sens inverse du mouvement. La couche ne se mélange alors presque pas et le refroidissement reste cantonné aux très basses couches. Elle a une hauteur de quelques dizaines de mètres. Un maximum très marqué de vent se rencontre fréquemment au sommet de l'inversion de température, appelé jet de basse couche. Ce type de couche limite se trouve fréquemment la nuit (cf. couche d'inversion Fig. 1.1). Cependant, la dynamique de la couche limite stable fait encore à l'heure actuelle l'œuvre d'investigations (cf. [Mauritsen et al. \(2007\)](#)).

Couche limite neutre

Dans la couche limite neutre, la température de la surface est égale à celle de l'air situé juste au-dessus. Ainsi, le flux de chaleur de surface est nul. La totalité de la turbulence est donc d'origine dynamique. Ce type de couche limite est peu courant dans la nature. Théoriquement, elle apparaît transitoirement au lever ou au coucher du soleil. En réalité, on observe plutôt des cas dits quasi-neutres. Le vent de la couche limite de surface ne varie pas en direction. La théorie suggère que son module évolue suivant le logarithme de l'altitude et l'expérience confirme cette prévision. Au-dessus de la *Couche Limite de Surface* (CLS), la force de Coriolis devient importante et le vent subit une rotation lorsqu'on s'élève (vers la droite dans l'hémisphère nord).

Couche limite instable ou convective

Dans la couche limite convective, couramment présente le jour sur le continent (cf. Fig. 1.1), la température de la surface est supérieure à celle de l'air situé juste au-dessus. Ainsi, le flux de chaleur de surface est dirigé vers le haut. La production thermique est source d'une turbulence de relativement grande échelle. Deux sortes de turbulence se distinguent alors :

- la turbulence dite *locale* composée de tourbillons de petite échelle,
- la turbulence dite *non locale* composée de structures cohérentes (*i.e. associées à des champs de vitesse continus et dérivables*) appelées *thermiques*.

La turbulence non locale est responsable de la majeure partie du transport vertical. La couche tend à être homogénéisée sur toute sa hauteur par brassage, sauf près du sol dont la présence inhibe la turbulence en limitant la taille des tourbillons possibles.

Trois zones se distinguent sur la verticale (cf. Fig. 1.2) :

- La couche limite de surface (de quelques dizaines de mètres d'épaisseur) dans laquelle le gradient de température est négatif et le cisaillement de vent est fort. Des zones d'ascendance ou *plumes* s'organisent.
- La *Couche Mélangée* (CM) dans laquelle le vent, la température potentielle (cf. annexe A) et l'humidité sont pratiquement uniformes. Elle s'étend jusqu'à la base d'un changement de signe du gradient de température potentielle (inversion de température) qui se situe typiquement entre un et deux kilomètres d'altitude. Les plumes se regroupent en thermiques qui s'élèvent jusqu'à la zone d'entraînement.
- La *Zone d'Entraînement* (ZE) où le gradient de température potentielle positif (cf. annexe A) inhibe la turbulence et où les paramètres tendent rapidement vers leur valeur dans l'atmosphère libre.

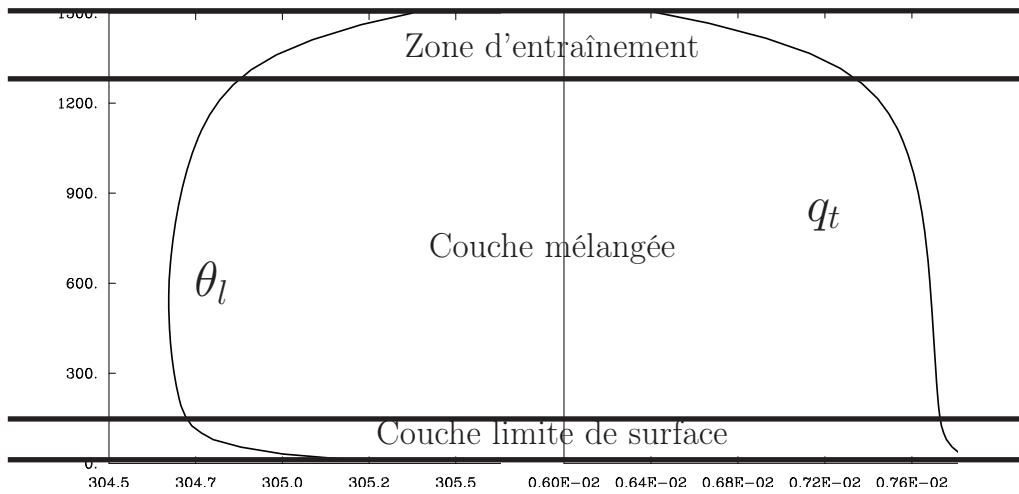


FIGURE 1.2 – Profils verticaux de température potentielle liquide (θ_l , K) et de rapport de mélange en eau totale (q_t , sans unité) dans une couche limite convective simulée (*IHOP*₂₀₀₂ (cf. paragraphe 2.2.1) après 6 heures de simulation d'une résolution de 62,5 m).

Deux types de couches limites instables se distinguent :

- Une couche limite instable où la convection est dite *libre*. La production thermique y est majoritaire et le vent horizontal faible ne crée presque pas de turbulence.
- Une couche limite instable où la convection est dite *forcée*. La production thermique y est majoritaire, sans que la production dynamique ne soit négligeable pour autant.

Thermiques

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la couche limite instable est un lieu où la convection produit des structures cohérentes nommées thermiques. Au moins trois modèles de convection thermique dans le premier kilomètre de l'atmosphère ont successivement vu le jour, parmi lesquels :

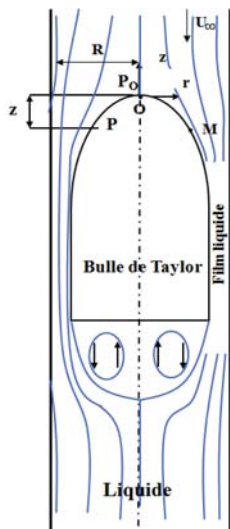


FIGURE 1.3 – Schéma d'une cellule de Davis et Taylor (1950).

- les bulles convectives : Malkus et Scorer (1955) décrivent le thermique comme une gouttelette d'une substance prise dans une autre. Par analogie avec les milieux diphasiques (Davis et Taylor (1950)), les thermiques sont des cellules de forme oblongue (cf. Fig. 1.3).
- les cellules convectives (Sutton (1953)) : le fluide le plus froid et le plus dense s'installe sous le fluide le plus chaud, le forçant à monter. La cellule qui s'élève est la cellule convective. Ce type particulier de convection, quand le fluide est chauffé par le bas, est appelé convection de Rayleigh-Bénard (cf. Fig. 1.4(a)). Contrairement à ce qui se passe dans le modèle de la bulle convective, le fluide qui monte se mélange à l'air environnant.
- les panaches convectifs (*thermal plume* en anglais) (Priestley (1955)) : une colonne de fluide ou de gaz se fraie un chemin à travers un autre. L'air du panache, moins dense, s'élève à travers l'air qui l'entoure. Le flux d'air est continu. Le thermique prend une forme de champignon (cf. Fig. 1.4(b)). Quand il s'arrête, le thermique meurt.

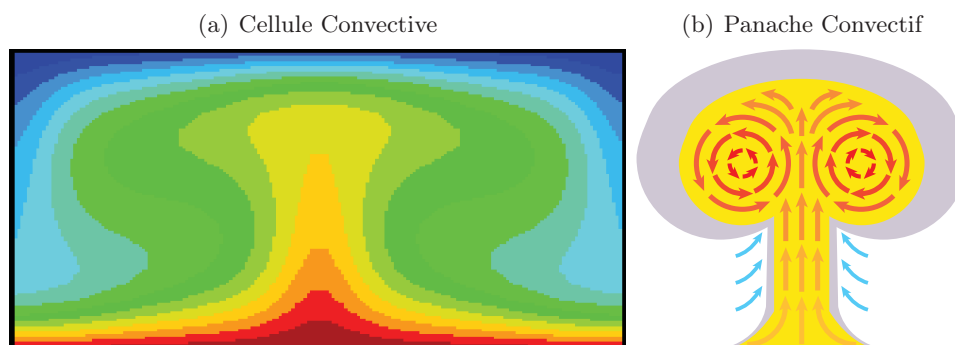


FIGURE 1.4 – (a) Simulation numérique ('<http://hmf.enseeiht.fr/>') de cellule de Rayleigh-Bénard. En couleur, la température du fluide obtenue lors d'une simulation d'un maillage 2D de 40×20 d'un fluide entre deux plaques horizontales d'extension infinie maintenues à température différente. Ici, la plaque du dessous est de température supérieure à celle du dessus. (b) Schéma d'un panache convectif ('http://en.wikipedia.org/wiki/Mushroom_cloud'), en couleurs chaudes l'air chaud provenant de la surface et en couleur froide l'air plus froid de l'environnement du panache.

Par la suite, je décrirai les structures convectives de couche limite par le modèle des panaches convectifs, appelé thermiques dans la couche mélangée. Ting et Hay (1976) indiquent que le thermique est transitoire, migratoire, généralement invisible et pas encore prévisible. Il ne l'est pas encore en 2012.

Les figures 1.5 sont tirées de Miao et al. (2006). Elles ont été réalisées le 29 mai 2002 sur les Grandes Plaines américaines durant la campagne IHOP₂₀₀₂ par un radar nuageux aéroporté. L'image du bas montre en rouge les thermiques caractérisés par les échos des

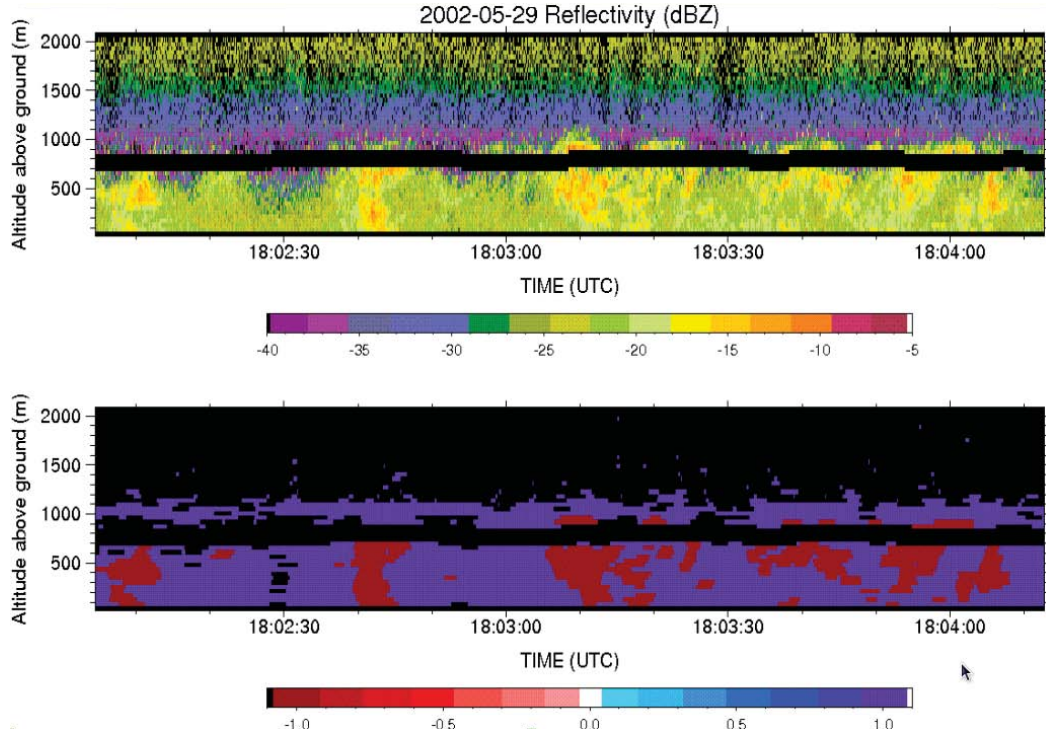


FIGURE 1.5 – (En haut) Réflectivité Radar (dBZ) d'un transept vertical mesuré le 29 mai 2002 sur les Grandes Plaines américaines durant la campagne *IHOP*₂₀₀₂ par un radar nuageux aéroporté et (en bas) les échos des panaches correspondants (réflectivité ≥ 1 dB) en rouge, la zone turbulence environnante en bleu. En noir c'est la zone libre d'écho (Miao et al. (2006)).

panaches (réflectivité ≥ 1 dB), alors que l'environnement turbulent est en bleu. Cette figure montre des structures verticales continues, ce qui confirme la structure de panache et réfute celles des bulles ou des cellules qui impliquent un détachement du sol. Elles ont une extension de l'ordre du kilomètre (hauteur de la couche limite), sont espacées de 2 km environ et ont un diamètre de l'ordre de 500 m.

La mesure du diamètre est un exercice délicat. En effet, la limite des thermiques n'est pas comme celle des nuages définie par un critère précis, en l'occurrence le taux d'eau condensée. Les thermiques déforment les champs de température et d'humidité dans la CLA et créent ainsi des structures de longueur caractéristique différente suivant le champ étudié. Ainsi, De Roode et al. (2004) montre à l'aide de simulation numérique que les structures en vapeur d'eau sont plus larges que celles en température. De plus, le thermique n'est pas uniforme, mais structuré comme un oignon. Cette structure est vue par la modélisation de Deardorff (1972a). Hall et al. (1975) parlent de panaches dans les panaches. Enfin, la mesure de leur diamètre est compliquée par le mouvement des panaches. Ainsi, il n'y a pas consensus sur l'augmentation, la diminution ou la constance de rayon du thermique avec l'altitude. Cependant, différentes techniques de mesure suggèrent une gamme commune : les auteurs présentés dans le tableaux 1.1 indiquent que le diamètre des plumes s'échelonne de 30 m à quelques centaines de mètres dans la couche limite de surface. Plus haut, deux plumes ou plus peuvent fusionner pour former un panache plus large (thermique) d'un diamètre de l'ordre de la centaine de mètres dans la couche mélangée.

L'image 1.6 d'après Hall et al. (1975) a été observée par radar *doppler* entre 70 et 500 m d'altitude sur une surface homogène de prairie. Elle montre des panaches détectés par un paramètre de structure $\geq 2.10^{-2}c^2.m^{-\frac{2}{3}}$. Le critère est donc différent de celui de

auteurs	critère	diamètre
Warner et Telford (1967)	Température (avions)	200-900 m
Konrad (1970)	Réfectivité (radar sol micro-onde)	1 000-2 000 m
Miao et al. (2006)	Réfectivité (avions)	2,5 h
Frisch et Bussinger (1973)	Température (modèle)	une dizaine de mètres (CLS)
Kaimal et Bussinger (1970)	Température (tours instrumentées)	≈ 200 m (CLS)

TABLE 1.1 – Résumé de la bibliographie sur le diamètre des thermiques : les auteurs, la méthode utilisée pour discriminer thermique et air environnant, le diamètre (h est la hauteur de la couche limite).

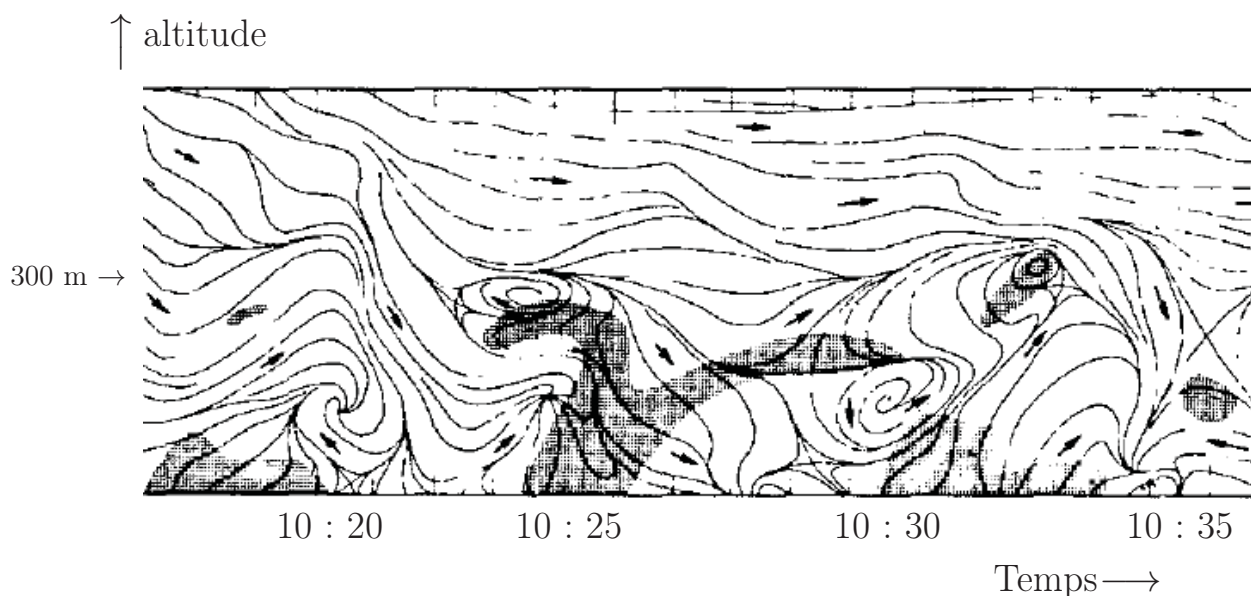


FIGURE 1.6 – Lignes de courant d’une série temporelle du 13 août 1971 à Boulder (Colorado, USA). Les régions hachurées sont les lieux de forts échos RADAR (Hall et al. (1975)).

la figure 1.5. La couche limite est alors convective. Il s’agit d’une série temporelle, mais on peut considérer qu’il s’agit d’une représentation spatiale grâce à l’hypothèse de Taylor (cf. Taylor (1938)) qui dit que les structures se propagent sans se déformer. Les lignes de courant mettent en évidence les tourbillons de la couche limite. La couche laminaire au-dessus est une partie de l’atmosphère libre. Les mouvements d’air sont essentiellement forts et vers le haut dans les panaches, faibles et vers le bas dans l’environnement et convergent à la surface. Cette organisation se retrouve également sur le détail d’une simulation présentée plus loin sur la figure 1.8. Les thermiques sont penchés par le vent. En effet, les thermiques se translatent à la vitesse du vent donc plus lentement près de la surface qu’en altitude.

Kaimal et Bussinger (1970) et Kaimal (1974) étudient, à l’aide de tours instrumentées et de vols avions, les variations de température qui résultent du passage d’un thermique. Cette structure est en général plus chaude et plus humide que le reste de la couche limite.

À l'intérieur du panache, les fluctuations de température sont à peu près d'un ordre de grandeur plus importantes que celles de l'environnement. Les auteurs montrent ainsi que la structure en oignon du thermique n'est pas symétrique. Il possède un cœur plus chaud qui se situe plutôt du côté face au vent du thermique.

Miao et al. (2006) indiquent que la flottabilité (cf. introduction du chapitre 1.1.1) à l'intérieur des thermiques est à la fois pilotée par les anomalies positives de température et d'humidité vis-à-vis de l'environnement. Les parts respectives des deux paramètres dépendent de l'observation. La flottabilité peut être négative sur les bords du thermique. Seul son cœur a toujours une flottabilité positive. Le panache se mélange à l'air qui l'entoure. Par entraînement, de l'air environnemental souvent plus froid et sec, entre dans le thermique. Par déentraînement, de l'air souvent plus chaud et humide en sort. L'entraînement de l'air environnant à l'intérieur du panache a pour conséquence une augmentation du flux à l'intérieur du thermique avec l'altitude et donc une augmentation du flux ascendant. Mais le thermique perd alors de sa flottabilité, petit à petit dans la couche mélangée et rapidement dans la zone d'entraînement (Miao et al. (2006)).

Warner et Telford (1967) étudient à l'aide de vols avions des profils de température potentielle et d'humidité dans les thermiques. Ils montrent que les plumes voient le jour dans les régions de convection forcée par le vent proche du sol. La surface chauffée par le soleil communique sa chaleur à l'air situé à son contact. En s'élevant par flottabilité, l'air chaud se mélange du fait de la turbulence induite par le vent en surface et forme une couche superadiabatique d'une épaisseur d'environ 1 m. La couche gagne en instabilité et s'épaissit jusqu'à ce que cet air s'envole sous forme d'un panache. Les plumes de la couche limite de surface se rassemblent dans la couche mélangée pour former un thermique dont le cœur est chaud et a une vitesse verticale ascendante forte, appelée courant ascendant. Au contraire, l'environnement est plus froid et subsident. Telford (1970) fournit une analyse mathématique qui généralise ce concept à un champ de panaches. Il suggère que les panaches se déplacent horizontalement pendant que des couches d'air chaud de surface se décolle.

1.1.2 Couches limites nuageuses

Un nuage est une masse visible constituée initialement d'une grande quantité de gouttelettes d'eau (parfois de cristaux de glace associés à des aérosols chimiques ou minéraux) en suspension dans l'atmosphère au-dessus de la surface d'une planète. Les nuages sont généralement classés par altitude. Les nuages élevés se forment dans la troposphère libre au-dessus de 5 000 mètres. Ils sont constitués de cristaux de glace. Les nuages moyens sont des nuages d'eau liquide qui se développent entre 2 000 et 5 000 mètres d'altitude. Les nuages bas ont une base s'élevant jusqu'à 2 000 mètres. Ils comprennent des nuages stratiformes (le stratus ou le brouillard) et des nuages cumuliformes (le cumulus ou le stratocumulus). Les nuages stratiformes ont un aspect uniforme. Au contraire, les nuages cumuliformes ont des formes tourmentées. Seul le cas des cumulus non précipitants est traité dans cette étude.

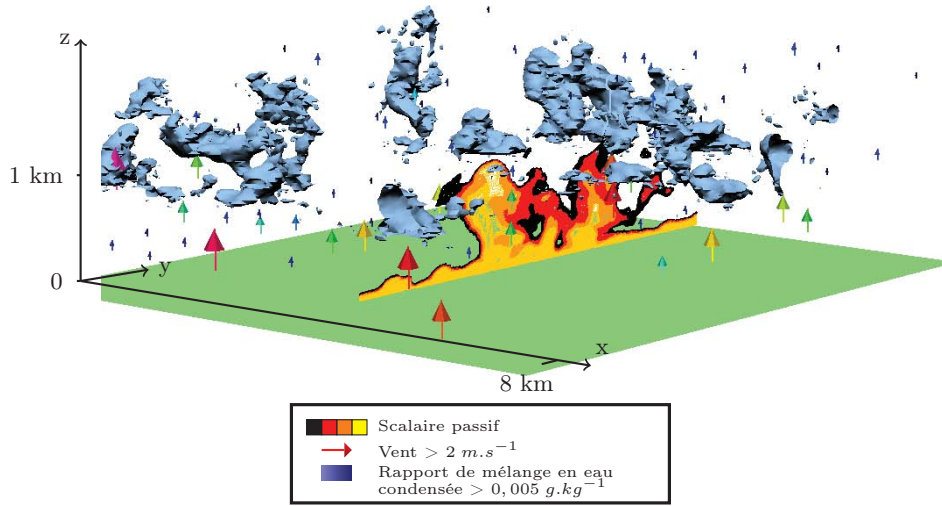


FIGURE 1.7 – Visualisation 3D d’une partie du domaine de la simulation ARM à 12h à 62,5 m de résolution. En bleu, l’eau condensée ($q_c \geq 5.10^{-6} kg.kg^{-1}$). Les flèches sont le vent vertical ($2 \leq w \leq 6 m.s^{-1}$). La coupe verticale 2D de couleurs chaudes est la concentration d’un scalaire passif émis en surface (seuils $0, 5.10^{-3}, 0, 75.10^{-3}, 0, 875.10^{-3}$ et $10^{-3} kg.kg^{-1}$).

Les cumulus sont des nuages de couche limite d’aspect bourgeonnant. Ils peuvent s’élever jusqu’à l’étage moyen et atteindre ainsi plusieurs kilomètres d’épaisseur. Ils sont le plus souvent des nuages *chauds* (sans glace). La figure 1.7 est une visualisation d’une partie d’une couche limite convective simulée à haute résolution. Comme nous l’avons vu dans la partie introductive 1.1.1, la couche limite convective est peuplée d’ascendances marquées par les flèches verticales. Ces ascendances sont un premier marqueur de la présence de thermiques. Les cumulus sont les amas bleus délimités par la concentration en eau condensée. Ils se développent à partir d’une altitude de l’ordre du kilomètre (*i.e.* au sommet de la couche limite) et au-dessus des zones d’ascendances (*i.e.* des thermiques). Dans cette simulation, un traceur passif est émis en surface. Sa concentration est un critère permettant de délimiter le thermique. Elle est présentée en couleur chaude dans une coupe 2D dans la figure 1.7. Une telle coupe de la concentration de traceur est présentée en détail sur la figure 1.8.

Interaction nuage/couche limite

La figure 1.8 est une coupe verticale dans une simulation de la couche limite. Un traceur est émis en surface. Les flux ascendants soulèvent ces particules. Leur concentration est alors plus élevée dans les thermiques, qu’il est alors possible de délimiter. Les ascendances sont fortes à l’intérieur. Les cumulus se forment dans la zone de flottabilité négative correspondant au dépassement par le thermique du sommet de la couche limite. Les racines du nuage dans la couche limite sont bien visibles sur la figure 1.8. Ainsi, comme l’a montré LeMone et Pennell (1976), les cumulus sont la partie saturée des thermiques. Ces nuages prennent donc leur source dans la couche limite. La couche nuageuse et la couche sèche sous le nuage interagissent fortement. Les zones d’ascendances couvrent une relativement faible surface dans le nuage. Le vent subsident est fort sur les bords des nuages de la figure 1.8. Il s’agit de descentes d’air sec. Heus et Jonker (2008) montrent qu’elles sont dues à une évaporation de l’eau nuageuse sur les bords des nuages. La condensation de la vapeur d’eau libère de la chaleur latente qui accélère la croissance du nuage. Si cette

énergie est suffisante, le nuage se développe du fait de la flottabilité positive créée par la chaleur dégagée par la condensation de la vapeur d'eau.

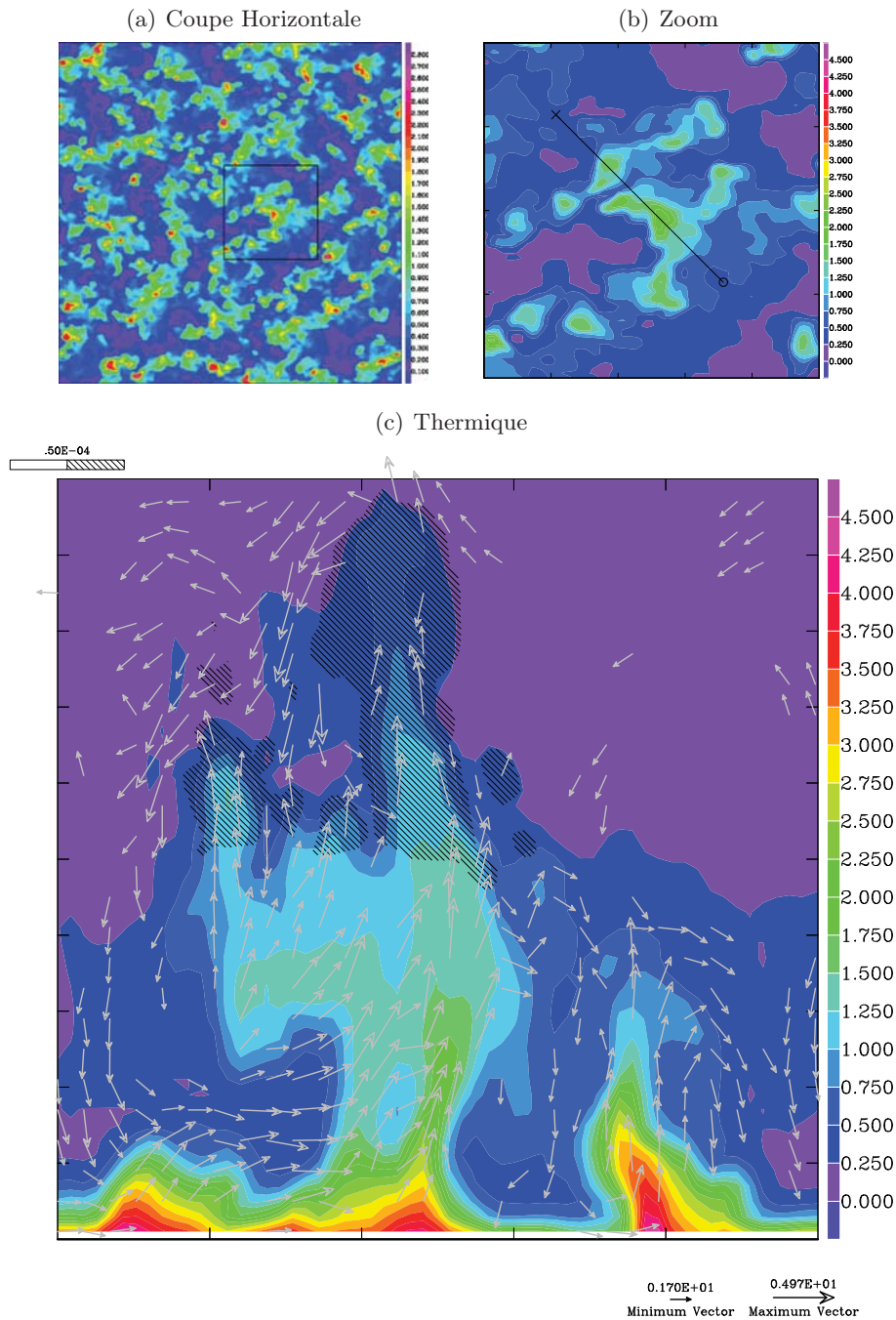


FIGURE 1.8 – Simulation ARM après 6 heures de simulation. (a) Domaine initial : coupe horizontale à 500 m d'altitude, (b) axe de la coupe verticale sur le zoom, (c) coupe verticale dans l'axe de la figure (b). Présentation d'un thermique et du nuage le chapeautant. Vent de la coupe seuillé à 1.5 m.s^{-1} (flèches grises), eau condensée (hachures noires) et concentration de scalaire passif (en couleurs) balisant le thermique.

Cycle de vie

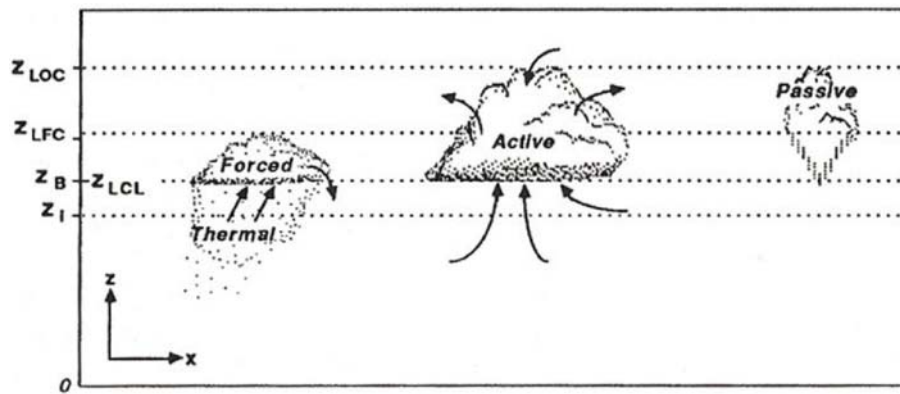


FIGURE 1.9 – Cycle de vie du cumulus (Stull (1988)).

D'après Stull (1988), les cumulus peuvent être séparés en trois classes en fonction de leur dynamique : les nuages forcés, actifs et passifs (cf. Fig. 1.9). Ces trois classes définissent trois étapes dans le cycle de vie du cumulus. Les nuages forcés se forment au sommet de la couche limite. Ils doivent leur existence à l'alimentation en chaleur et en humidité par le thermique sous-jacent. La température du nuage est supérieure à celle de l'environnement grâce à la chaleur dégagée par la condensation de la vapeur d'eau. Si l'énergie disponible est suffisante, les particules nuageuses peuvent atteindre le LFC⁸), *i.e.* le niveau où leur température est supérieure à celle de l'environnement du nuage. Les nuages ont alors une flottabilité positive et sont dit actif car ils croissent par leur propre dynamique et interactions avec l'environnement. Ils ont été initiés par un thermique et sont encore en interaction avec lui, mais ils en sont devenus indépendants. Enfin, les nuages passifs sont des nuages actifs qui ne sont plus alimentés en humidité par la couche limite. Ils peuvent encore être en croissance, mais leur base est diffuse et ils sont en fin de vie.

Mélange des cumulus et de leur environnement

Tout comme les thermiques, les nuages se mélangent à l'air environnant. Le mélange affecte directement la hauteur du sommet du nuage, sa vitesse verticale et ses champs thermodynamiques. Il est donc nécessaire de connaître les mécanismes de mélange.

Siebesma et al. (1997) présentent trois types de mélange : le mélange latéral, le mélange vertical et l'entraînement au sommet du nuage.

Dans son modèle, Stommel (1947) considère que le mélange est latéral et continu dans le nuage, tout comme dans le thermique (cf. Fig. 1.10 (a)). L'hypothèse est faite que le mélange s'opère instantanément et qu'il est homogène. Ce modèle a fait l'objet d'un développement scientifique considérable.

Cependant, Warner (1970) présente une comparaison entre une simulation basée sur le modèle du mélange latéral et des observations. Il soulève ainsi un paradoxe, dit paradoxe de Warner : ce modèle n'arrive pas à imposer à la fois une bonne profondeur de nuage et un bon contenu en eau liquide. De plus, Siebesma et al. (1997) indique que les observations montrent une forte variation aléatoire du contenu en eau liquide au cœur du nuage alors que les différences entre les bords et le cœur ne sont pas systématiques, ce qui est difficile

8. Niveau de convection libre (Level of Free Convection)

à expliquer par le mélange latéral. Ces critiques invitent à considérer le mélange vertical comme prédominant. L'approche de [Squires \(1958\)](#) prévaut dans les années 1970 à 1980. Le nuage y est considéré comme un courant ascendant peu dilué depuis la base, au niveau de convection neutre, jusqu'à son sommet. L'air environnemental entre dans le nuage principalement par le sommet. Cet ajout d'air sec produit une évaporation qui va faire chuter la flottabilité et des « courants descendants pénétrants » (*penetrative dowdraughts*) apparaissent au sommet (cf. Fig. 1.10 (b)).

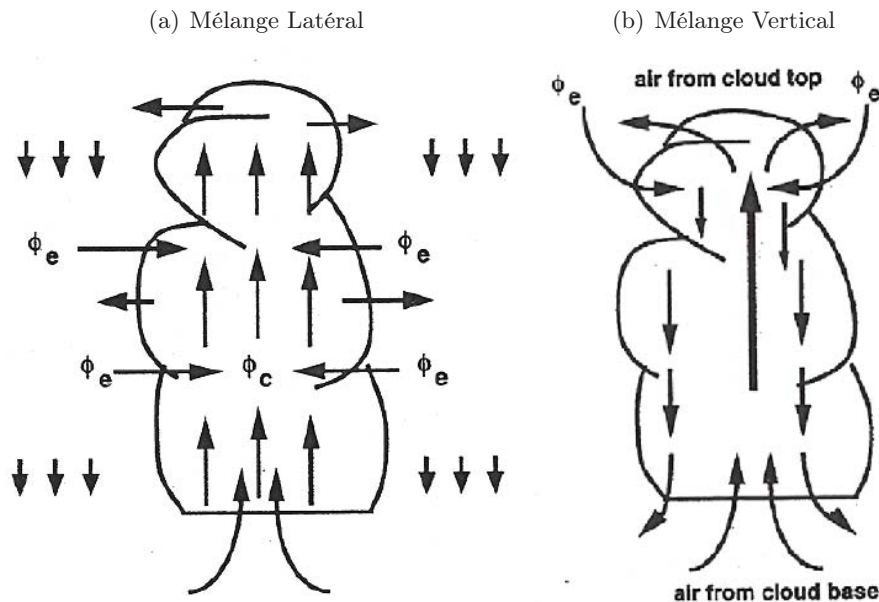


FIGURE 1.10 – Schéma conceptuel de deux modèles de mélange : (a) latéral et (b) vertical ([Siebesma et al. \(1997\)](#)).

Cette théorie est confirmée par [Paluch \(1979\)](#) lors d'une étude sur des cumulus dans le Colorado. Le mélange des particules du nuage et de son environnement donne une parcelle dont les variables conservatives sont combinaison linéaire de celles des parcelles d'origine. Le diagramme de Paluch (cf. Fig. 1.11) montre des données d'observation dans le nuage de température potentielle équivalente (cf. annexe A) en fonction du rapport de mélange en vapeur d'eau totale (cf. annexe A) qui sont conservatifs lors d'un changement de phase. Ces données sont alignées entre celles de l'environnement au sommet et à la base du nuage. Ainsi, chaque couple $(\theta_e$ ou θ_l , q_t) du nuage est une combinaison linéaire de l'air au sommet et à la base du nuage. L'air à l'intérieur du nuage proviendrait alors de la base et du sommet du nuage. Le mélange se fait donc sur la verticale. Dans ce cas, le paradoxe de Warner est résolu, puisque le modèle de mélange latéral est réfuté. Le modèle de mélange vertical peut également expliquer le fait qu'il y a d'importantes fluctuations de contenu en eau liquide au cœur du nuage sans fluctuations significatives sur les bords.

Le diagramme de Paluch a dès lors été utilisé pour trouver les sources des mélanges dans le nuage. Les conclusions sur le mécanisme de mélange sont contradictoires ([Siebesma et al. \(1997\)](#)). Comme l'explique [Taylor et Baker \(1991\)](#), le diagramme peut justifier aussi bien le mélange vertical que le latéral. Un mélange à tout niveau (mélange latéral), suivi d'un tri par flottabilité amène les particules à un niveau où elles ont la même flottabilité que leur environnement, appelé niveau de flottabilité neutre sur le diagramme de Paluch. Les mesures ne sont pas assez précises pour différencier la courbe des niveaux de flottabilité neutre et la ligne qui joint la base et le sommet du nuage. En effet, les sources sont souvent trouvées à moins d'un kilomètre du lieu d'observation, sans preuve de leur

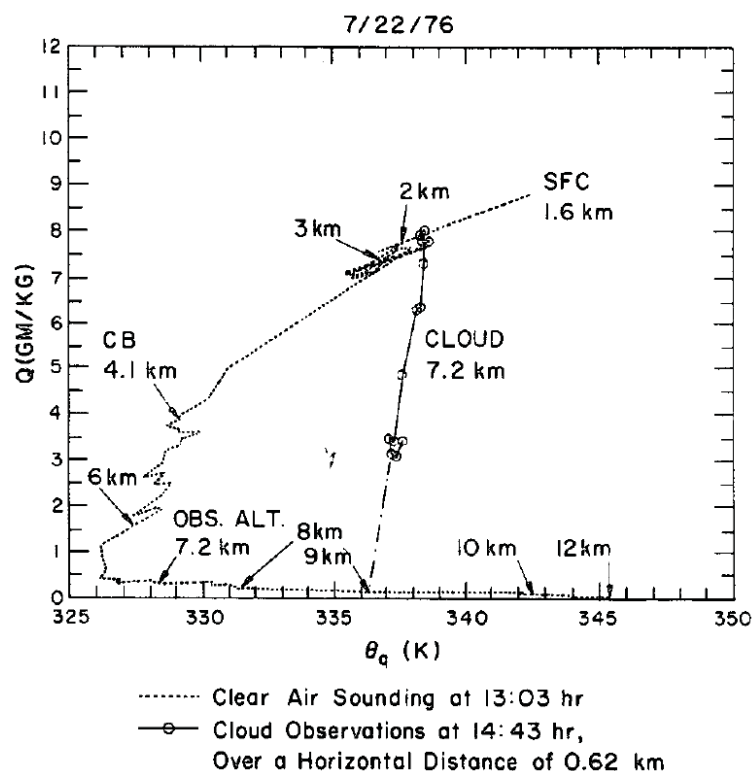


FIGURE 1.11 – Diagramme de Paluch : Q (q_t dans ce manuscrit), le rapport de mélange en eau totale en fonction de θ_q (θ_e dans ce manuscrit), la température potentielle équivalente. Données collectées le 22 juillet 1976 dans le nord-est du Colorado durant la campagne NHRE¹⁰ par planeur. La ligne noire pointillée représente le profil environnemental observé à 13 heures 03 heure locale et les cercles sont les données collectées dans le nuage d’une altitude de 7,2 km à 14 heures 43 et reliées par un trait. (Paluch (1979))

connexion avec un courant ascendant ou descendant, souvent dans la partie basse du nuage.

Ainsi, Blyth et al. (1988) proposent un nouveau modèle d’entraînement au sommet du nuage. L’air à l’intérieur du nuage est mécaniquement mélangé à l’environnement. Il subsiste un cœur non dilué qui décrit un mouvement toroïdal lors de l’ascension par flot-tabilité. L’air est poussé vers la bas. Cette description implique que l’air du nuage est un mélange de l’air à la base et au sommet (cf. Fig. 1.12). Les points faibles de cette théorie sont d’une part, que le mélange ne se fait qu’avec de l’air de la base du nuage et d’autre part, que l’air environnemental existant dans le nuage y occupe un très faible volume.

Dans leur article, Lin et Arakawa (1997) simulent la couche limite nuageuse à l’aide de modèles à haute résolution CRM¹¹ (cf. chapitre 1.2.2), qui leur permettent de résoudre explicitement les cumulus. Ils trouvent des diagrammes de Paluch similaires à ceux de Blyth et al. (1988). Mais, en calculant les rétro-trajectoires des particules du nuages, ils constatent que ces particules proviennent du mélange de parcelles de tout niveau.

Lin et Arakawa (1997) indiquent que le mélange est continu tout au long de l’ascendance et n’est pas lié à des courants descendants pénétrants comme dans le modèle de Squires (1958). Ceci remet en cause la théorie du mélange vertical et celle de l’entraîne-

11. Cloud Resolving Model

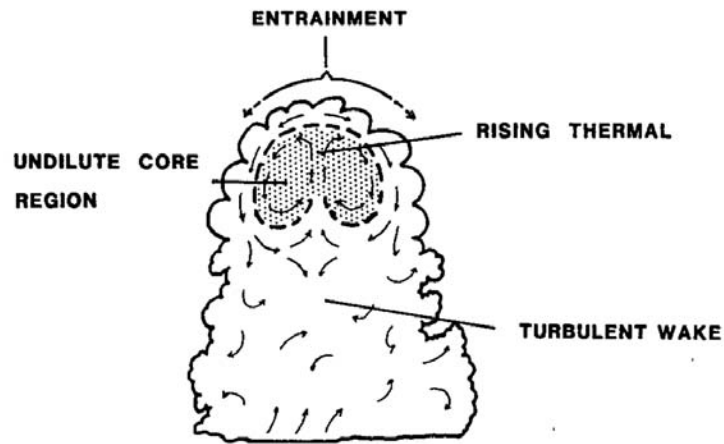


FIGURE 1.12 – Schéma conceptuel du modèle de l'entraînement au sommet (Blyth et al. (1988)).

ment au sommet du nuage.

Des simulations à haute résolution (cf. chapitre 1.2.2) des cumulus dans lesquels voyagent des traceurs passifs montrent le comportement suivant : comme le suppose Blyth et al. (1988), le cumulus actif possède un cœur qui s'élève avec le sommet du nuage. Cependant, ce cœur est dilué par mélange latéral. Lorsque sa flottabilité devient négative, la parcelle ne s'élève plus et éventuellement détraîne. Le mélange avec l'air extérieur est illustré par la figure 1.13 de Heus et al. (2008). Une partie est entraînée vers le haut, une autre est détraînée. Siebesma et al. (1997) indiquent que ce modèle est un mélange latéral, mais qu'il n'est plus instantané. Le sommet est déterminé par la flottabilité, le contenu en eau liquide est déterminé par le mélange latéral, donc le modèle explique le paradoxe de Warner.

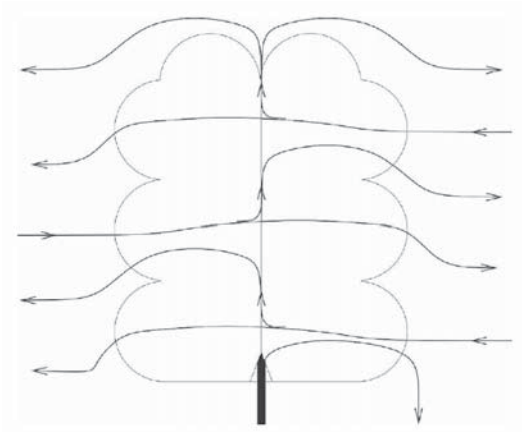


FIGURE 1.13 – Schéma conceptuel du modèle de Heus et al. (2008). Les flèches représentent le mouvement d'air s'élevant dans le nuage, entrant ou sortant du nuage à différents niveaux. (D'après Heus et al. (2008)).

De la convection peu profonde à la convection profonde

Alors que la convection de couche limite se limite aux basses couches de l'atmosphère, la convection profonde pénètre dans l'atmosphère libre. Les cumulus continentaux sont souvent les précurseurs de la convection profonde.

Les cumulus permettent l'humidification de la basse troposphère (Chaboureau et al. (2004)). Ainsi, malgré leur faible couverture spatiale, ces nuages ont un impact important sur la distribution verticale de l'humidité et de la température dans la basse troposphère. Leur existence intensifie le transport de chaleur, d'humidité, de quantité de mouvement et de polluants entre la couche limite et la troposphère. Il est donc nécessaire de les prendre en compte pour déterminer la structure verticale correcte de l'atmosphère. De plus, les cumulus océaniques sont les nuages les plus abondants dans les tropiques (Johnson et al. (1999)), où la convection est la plus forte. Enfin, ils interagissent avec le rayonnement, même si cette interaction est bien moins importante que celle des stratocumulus. Leur existence peut ainsi modifier l'évolution de la température de surface. Leur bonne représentation est donc indispensable à la bonne prévision des orages.

1.1.3 Rouleaux convectifs

Structures cohérentes de méso-échelle

Les thermiques ont une extension horizontale de l'ordre du kilomètre. Ils peuvent s'organiser pour former des structures de méso-échelle.

Les structures cohérentes de méso-échelle peuvent être tridimensionnelles. Dans ce cas, elles se présentent sous forme de *cellules ouvertes* ou sous forme de *cellules fermées*. Elles peuvent également être bidimensionnelles. Ce sont alors des bandes de convection qui peuvent être parallèles ou transversales au vent moyen ou à son cisaillement dans la CLA. Ces organisations sont désignées dans la littérature sous différents termes : rouleaux horizontaux, rues ou bandes (cf. Fig. 1.14). Les structures cohérentes de méso-échelle sont également appelées convection peu profonde de méso échelle, où la terminologie « peu profond » renvoie à la profondeur de la couche limite atmosphérique et de la couche nuageuse qui lui est associée (inférieure à 5 km).

Rouleaux convectifs

Les structures cohérentes de méso-échelle qui nous intéressent dans cette thèse sont les rouleaux convectifs. Des campagnes de mesures ont permis de mettre en évidence l'existence de ces structures, en particulier lors de « *cold air outbreaks*¹² » le long des côtes du Groënland (KONTUR (Brümmer et al. (1985))) (cf. Fig. 1.15), des États-Unis (GALE (Chou et Ferguson (1991)) et MASEX (Chou et al. (1986))) et au sud du détroit de Béring (MIZEX (Walter et Overland (1983))). Mais les rouleaux ont également été observés dans les tropiques (BOMEX (Grossman (1982))) et dans de nombreux endroits du globe : COPT81 (Eymard et Weill (1982)), BLX83 (Ferrare et al. (1991)), PHOENIX II (Young (1988)), CaPE (Weckwerth (1995)). Si les observations sur mer sont de loin les plus nombreuses, il a également été prouvé que les rouleaux convectifs peuvent se former aux abords de grands lacs tels que les Grands Lacs d'Amérique du Nord (Kelly (1984)).

Etling et Brown (1993) présentent une revue des travaux préexistants sur ces structures et leur donnent pour définition :

12. Coulée d'air froid

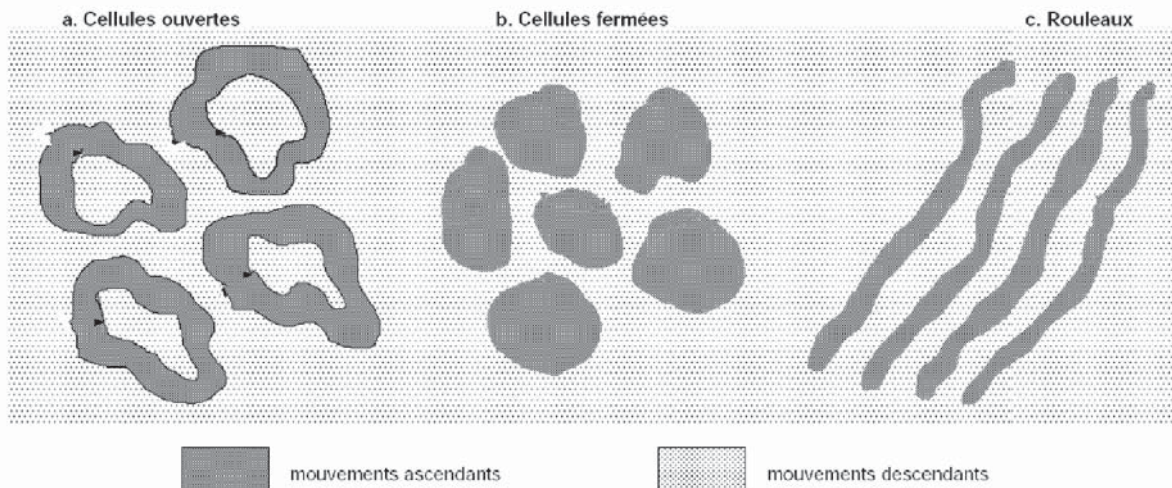


FIGURE 1.14 – Schéma des différentes structures cohérentes que l'on peut trouver dans l'atmosphère : les organisations tridimensionnelles (cellules) ouvertes (a) ou fermées (b) et des organisations bidimensionnelles (bandes) (c). (Lohou (1997))

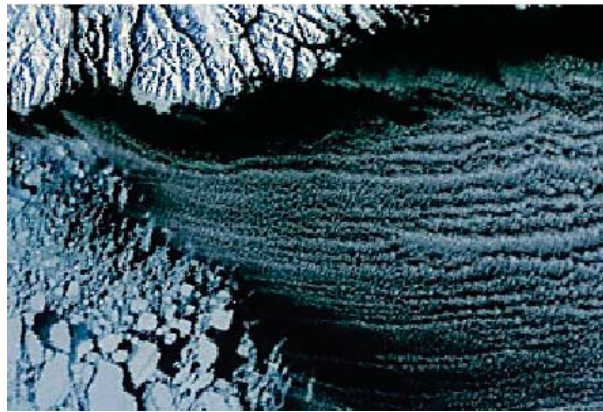


FIGURE 1.15 – Coulée d'air froid sur la mer du Japon (<http://www.atmos.washington.edu>).

Quasi two dimensional organized large eddies with their horizontal axis extending through the whole planetary boundary layer.¹³

Les rouleaux ont une extension verticale de 1 à 2 km, qui correspond à la hauteur de la couche limite atmosphérique. Leur durée de vie s'étend de 1 à 72 heures. De plus, le diamètre des rouleaux augmente avec la profondeur de la couche. LeMone (1973) observe des rapports d'aspect de 2,2 à 6,5.

Lorsque des nuages balisent les ascendances entre deux rouleaux, ces structures sont appelées « rues de nuages ». Les nuages sont généralement associés aux zones d'ascendance, alors que les espaces entre les bandes sont des zones de subsidence (cf. Fig. 1.16). Les rouleaux se caractérisent par des mouvements hélicoïdaux parallèles et de sens opposés. Des mesures *in situ*, réalisées à l'aide de ballons, ont permis de visualiser les tourbillons hélicoïdaux longitudinaux des rues de cumulus (Gifford (1953)). Les radars ont montré que ces mouvements existent indépendamment de la présence de nuages, ce qui prouve que la condensation n'est pas nécessaire à la formation d'alignements convectifs (Konrad (1968)).

13. Grands tourbillons quasi bidimensionnels dont l'axe horizontal s'étend à travers l'entière couche limite planétaire.

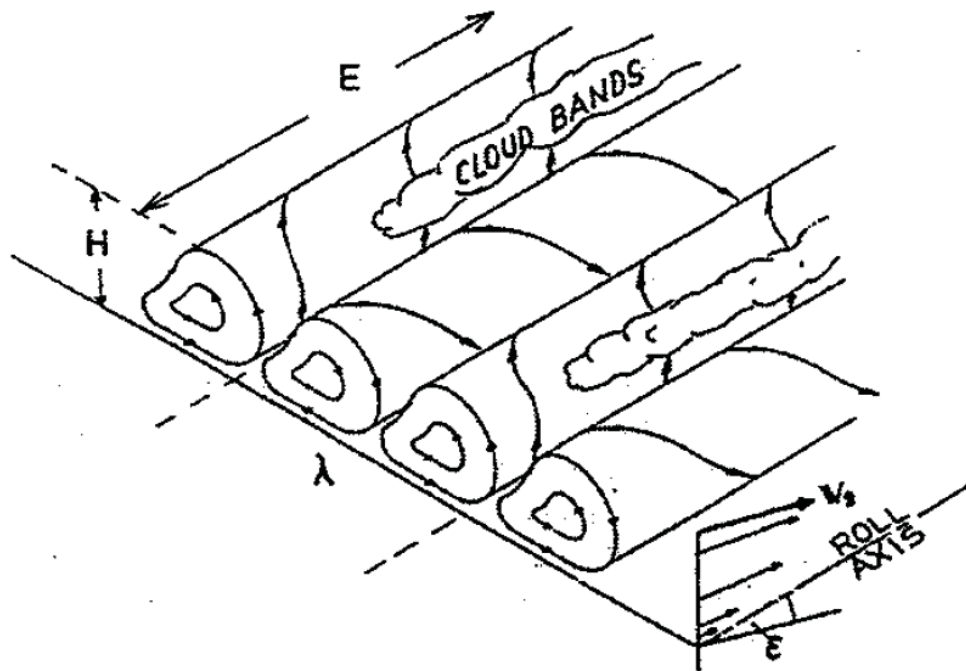


FIGURE 1.16 – Schéma théorique de la structure des rouleaux convectifs (Etling et Brown (1993)). H est la profondeur du rouleau dans la CL et la couche nuageuse. E est la longueur du rouleau, λ est la longueur d'onde des structures. CLOUD BANDS représente les rues de nuages au niveau de l'ascendance des rouleaux. Les flèches dans le coin en bas à droite représentent le cisaillement de vent avec l'altitude. ϵ est l'angle que fait l'axe des rouleaux avec le vent géostrophique (V_s).

La direction relative du vent géostrophique par rapport aux rouleaux a été étudiée entre autres par observations de photographies prises lors de vols longue distance sur le Pacifique par Markus et H.Riehl (1964). Brown (1972) étudie théoriquement les rouleaux dans des couches neutres et convectives. Les résultats sont présentés dans le tableau 1.2.

auteurs	CLA	direction
Markus et H.Riehl (1964)	stable	30° sur la gauche du le vent géostrophique
Markus et H.Riehl (1964)	neutre	18° sur la gauche du le vent géostrophique
Brown (1972)	neutre	17° sur la gauche du le vent géostrophique
Brown (1972)	convective	alignés avec le vent géostrophique
Asai (1966)	convective	alignés avec le cisaillement de vent
Ferrare et al. (1991)	convective	15° par rapport au cisaillement de vent

TABLE 1.2 – Résumé des directions des rouleaux : auteurs, type de couche limite, position par rapport au vent.

Atkinson et Zhang (1996) montrent que les rouleaux présentent une gamme de longueur d'onde de méso-échelle (cf. Tab.1.3). Ils séparent les rouleaux en deux classes caractérisées par :

- une unique longueur d'onde de l'ordre de la hauteur de la couche limite atmosphérique. Ces rouleaux apparaissent dans des couches limites neutres à faiblement instables. Leur rapport d'aspect est de 1 à 4.

- des rouleaux d'échelles multiples, où des longueurs d'onde de la taille de la couche limite côtoient des échelles jusqu'à plusieurs fois plus grandes. Ils sont associés aux rues de nuages et leur rapport d'aspect est de 10 à 20.

La stratification thermique n'est pas prédominante dans l'explication de la présence des rues (Etling et Brown (1993)). De façon générale, les rouleaux apparaissent pour des valeurs de cisaillement de vent supérieures à 10^{-3} ou $10^{-2} s^{-1}$ (Etling et Brown (1993)).

auteurs	longueur d'onde
Weckwerth (1995)	2 à 8 km
Ferrare et al. (1991)	0,2 km
Asai (1966)	20 km
Kuettner (1971)	$\lambda = 2\sqrt{2}h$

TABLE 1.3 – Résumé des longueurs d'onde des rouleaux : auteurs, longueur d'onde observée

Paramètre de stabilité

Le paramètre de stabilité $\frac{-h}{L_{MO}}$ aide à définir le régime de la CLA. h y est la hauteur de la couche limite et L_{MO} ¹⁴, la longueur de Monin-Obukhov. Par exemple, les couches limites dont $\frac{-h}{L_{MO}}$ est supérieur à 45 sont en convection libre (Deardorff (1972a)) et quand $\frac{-h}{L_{MO}}$ est inférieur à 1,5, la couche limite est neutre.

Les faibles valeurs absolues de $\frac{-h}{L_{MO}}$ sont favorables à des instabilités dynamiques et sont représentatives de couches limites où se forment des rouleaux. Aussi bien les simulations (cf. Deardorff (1972a)) que les observations (cf. Grossman (1982) et Weckwerth et al. (1999)) montrent un passage des rouleaux aux cellules pour $\frac{-h}{L_{MO}}$ compris entre 18 et 25. Grossman (1982) définit une zone de coexistence entre les rouleaux et les cellules s'étendant de $\frac{-h}{L_{MO}} = 10$ à $\frac{-h}{L_{MO}} = 30$. Au-delà, l'organisation devient uniquement cellulaire puisque le cisaillement joue un rôle moindre quand $\frac{-h}{L_{MO}}$ augmente.

1.2 Modélisation de la couche limite atmosphérique

1.2.1 Modélisation théorique

Équations fondamentales

Le système de Navier-Stokes décrit l'évolution de tout fluide visqueux ordinaire dans l'approximation des milieux continus. Il permet donc de modéliser le comportement de l'air.

14. L_{MO} : Longueur de Monin-Obukhov définie comme $\frac{-u_*^3}{k \times Q_0 \times \beta}$, avec u_* , la vitesse de frottement qui représente le cisaillement et k ($= 0,4$), la constante de Van Karman. La comparaison de cette grandeur avec h , la hauteur de la couche limite, permet de définir le poids respectif du cisaillement et des thermiques dans la production de turbulence.

$$\left\{ \begin{array}{ll} P &= \rho RT & \text{Loi des gaz parfaits} \\ \frac{d\rho}{dt} &= -\vec{u} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \rho & \text{Conservation de la masse} \\ \frac{d\vec{u}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}} P + \vec{g} + \nu \Delta \vec{u} - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} & \text{Conservation de la quantité de} \\ & & \text{mouvement} \\ \frac{d\theta}{dt} &= \nu_{\theta} \Delta \theta + \dot{Q} & \text{Conservation de la chaleur} \\ \frac{dq_t}{dt} &= \nu_{q_t} \Delta q_t + S_{q_t} & \text{Conservation de l'eau} \\ T &= \theta \left(\frac{P}{P_o} \right)^{\frac{Ra}{C_{pa}}} & \text{Définition de la température potentielle} \end{array} \right.$$

où, en plus des autres variables déjà définies, ρ est la masse volumique, P la pression, Ra la constante des gaz parfaits météorologique de l'air sec, C_{pa} la chaleur massique à pression constante de l'air sec, $\overrightarrow{\text{grad}}$ l'opérateur gradient, $\vec{g}$ l'accélération de la pesanteur, ν la viscosité cinématique, ν_{θ} la conductivité thermique, ν_{q_t} la diffusivité moléculaire de l'air, Δ l'opérateur laplacien, $\dot{Q}$ le taux d'apport de chaleur, $\vec{\Omega}$ la vecteur vitesse angulaire de la rotation de la Terre, q_t le rapport de mélange en eau totale (cf. annexe A) et S_{q_t} le taux d'apport d'humidité.

En 1903, Boussinesq s'en inspire pour définir le système de base pour l'étude de la couche limite en supposant que les variations de la masse volumique ρ sont négligeables dans l'équation de continuité, ou de conservation de la masse (approximation de Boussinesq). Dans le but de décrire la turbulence comme les mouvements qui sont plus petits qu'une échelle donnée, le système de Boussinesq est filtré par une moyenne de Reynolds. Le système 1.1 est ainsi obtenu, décrit entre autres par De Moor (2006) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{P} = R_a \rho_{ref} \overline{T_v} \\ \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \delta_{3i} \frac{g}{\theta_{vref}} \overline{\theta_v} - 2\epsilon_{ijk} \Omega_j \overline{u_k} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j} \\ \frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_j} = \nu_{\theta_l} \frac{\partial^2 \overline{\theta_l}}{\partial x_j \partial x_j} + \dot{Q} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j \theta'_l} \\ \frac{\partial \overline{q_t}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{q_t}}{\partial x_j} = \nu_{q_t} \frac{\partial^2 \overline{q_t}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{S_{q_t}}{\rho_{ref}} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j q'_t} \end{array} \right. \quad (1.1)$$

Le système d'équations de Reynolds est ici écrit en coordonnées cartésiennes, dans l'approximation de Boussinesq et l'hypothèse anélastique. Cette dernière hypothèse considère que l'atmosphère est proche d'un état hydrostatique et adiabatique de référence. L'indice *ref* fait référence à cet état. Elle permet de filtrer les ondes acoustiques et leurs effets, en particulier les variations de pression. Le système est écrit en utilisant les variables conservatives θ_l et q_t . En effet, ceci permet de tenir compte des effets de changement de phase.

Le système 1.1 est décrit sous l'écriture dite d'Einstein : s'ils sont répétés dans l'équation, les indices i et j correspondent à une somme sur les trois composantes de l'espace. Ainsi :

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = \sum_{j=1,2,3} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = \text{div}(\vec{v})$$

La première équation est l'équation d'état des gaz parfaits. T_v est la température virtuelle (cf. annexe A). La deuxième équation est l'équation de continuité. La divergence du vent moyen est nulle. La troisième équation est l'équation de conservation de la quantité de mouvement (2^{ème} loi de Newton). Le terme de pression a été linéarisé et les variations de densité n'ont pas été négligées dans le terme de flottabilité. Ainsi dans l'approximation de Boussinesq et l'hypothèse anélastique, le terme de pression peut s'écrire :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho_{réf}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \delta_{i3} g \frac{\theta'_v}{\theta_{vréf}} \quad (1.2)$$

La quatrième équation est l'équation de conservation de la chaleur (1^{ère} loi de la thermodynamique) dans l'approximation de Boussinesq. Enfin, la cinquième équation est l'équation de conservation de l'humidité dans cette même approximation.

Dans le système d'équation 1.1, chaque terme représente un processus physique. Ainsi dans les trois dernières équations, le premier terme à gauche ($\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t}$) représente l'évolution temporelle de la variable et le deuxième ($\bar{u}_j \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j}$) correspond à l'advection de la variable par le vent moyen. Les termes à droite des équations ne sont pas équivalents pour les trois dernières équations. L'équation d'évolution des composantes du vent moyen fait intervenir cinq termes qui représentent, dans l'ordre, les forces des fluctuations de pression ($-\frac{1}{\rho_{réf}} \frac{\partial p'}{\partial x_i}$), les effets de flottabilité ($\delta_{3i} \frac{g}{\theta_{vréf}} \bar{\theta}_v$), les effets de la force de Coriolis ($2\epsilon_{ijk} \Omega_j \bar{u}_k$), les effets de la viscosité ($\nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}$) et enfin les effets de la turbulence ($\frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}'_i \bar{u}'_j$). Pour les équations d'évolution de la température potentielle liquide et du contenu en eau totale, le premier terme correspond à la diffusion moléculaire ($\nu_\phi \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x_j \partial x_j}$). Dans l'équation de $\bar{\theta}_l$, le terme suivant correspond à l'apport ou la perte de chaleur en particulier par le rayonnement ($\dot{Q}$). Dans l'équation d'évolution de $\bar{q}_t$, ($\frac{S_{qt}}{\rho_{réf}}$) est un terme d'apport ou de perte d'humidité, correspondant aux effets des processus humides (changement d'hydrométéores, perte par sédimentation). Le dernier terme dans ces deux dernières équations correspond aux effets turbulents ($\frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}'_j \bar{\phi}'$). Ces équations 1.1 sont les mêmes que les équations du système de Boussinesq à ceci près qu'elles font intervenir un terme supplémentaire ayant la forme de la divergence d'un flux turbulent. Les flux $\bar{u}'_i \bar{u}'_j$, $\bar{u}'_i \bar{\theta}'_l$ et $\bar{u}'_i \bar{q}'_t$ représentent respectivement le transport des variables u_j , θ_l et q_t par les fluctuations de vitesse dues à la turbulence. La divergence de ces flux va être une source ou un puit dans l'évolution des paramètres moyens de la couche limite.

Cascade d'énergie et échelles météorologiques

Parallèlement à ces développements dans la description des fluides, Kolmogorov (1942) formalise la représentation de la turbulence comme une superposition de tourbillons stationnaires, homogènes et isotropes. Cette description simple lui permet de construire le spectre de Kolmogorov présenté sur la figure 1.17. Sur ce graphique, l'énergie cinétique turbulente est tracée en fonction du nombre d'onde, inversement proportionnel à la taille des tourbillons. Il montre que les structures turbulentes ont des tailles comprises entre la hauteur de la couche limite, où il y a injection d'énergie, et une taille caractéristique

(longueur de Kolmogorov) où les tourbillons, subissant les forces de viscosité, se dissipent. Entre les deux, c'est la *zone inertielle* où les tourbillons se fractionnent en unités de plus en plus petites. Cette représentation est encore d'actualité.

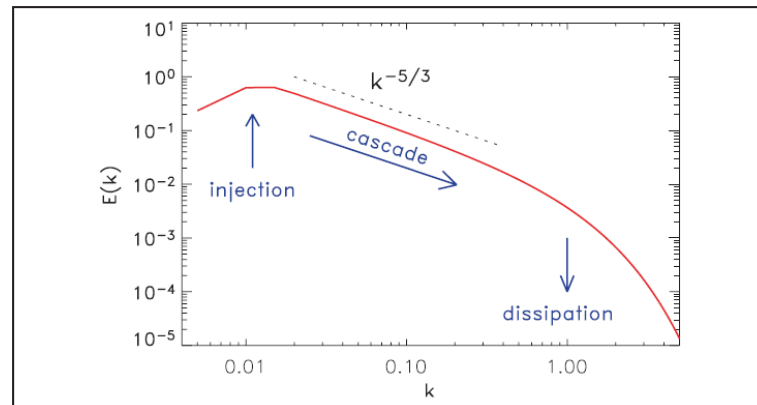


FIGURE 1.17 – Cascade d'énergie de Kolmogorov modélisée (d'après André Bakker). Distribution du spectre d'énergie cinétique turbulente $E(k)$ en fonction de k , le nombre d'onde (m^{-1}), inversement proportionnel à la taille des tourbillons. La zone inertielle présente une pente en $-\frac{5}{3}$.

La figure 1.17 montre les échelles touchées par la turbulence. Dans la couche limite atmosphérique, elles sont comprises entre le millimètre et le kilomètre. Il s'agit donc d'un phénomène météorologique de petite taille. Sur la figure 1.18 sont représentés les différents phénomènes météorologiques en fonction de leur durée de vie et de leur échelle spatiale. Plus les éléments sont petits, plus leur durée de vie est courte. La plus grande échelle est l'échelle planétaire. Elle comprend des phénomènes tels que les ondes de Rossby qui font le tour du globe et sont modulées par le relief. Ensuite viennent les échelles synoptiques, celles des dépressions. Puis l'échelle moyenne ou méso-échelle, celle des orages. Les échelles de la turbulence (ou micro-échelle) sont les plus petites.

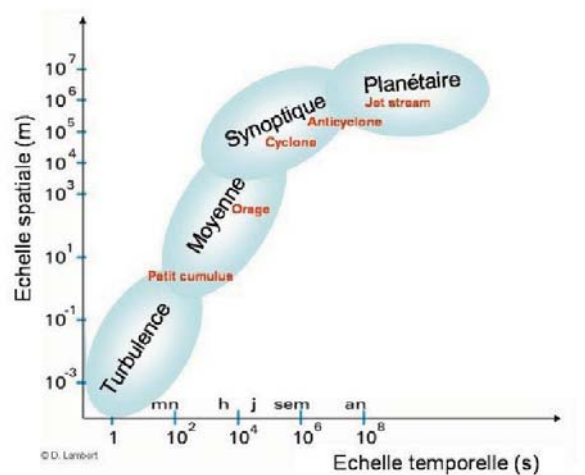


FIGURE 1.18 – Différents phénomènes météorologiques en fonction de leur durée de vie et de leur échelle spatiale (Dominique Lambert d'après Orlanski (1975)).

De la modélisation théorique à la modélisation numérique

Au début des années 1960, la communauté scientifique est confrontée à de grandes difficultés dans la recherche en turbulence. Vingt ans après l'énoncé de la théorie de Kolmogorov, les premiers spectres expérimentaux prouvant l'existence de pentes en $-\frac{5}{3}$ sont présentés par Robert Stewart ([Grant et al. \(1962\)](#)) à la conférence de Marseille (1961). Mais Kolmogorov lui-même annonce à cette même conférence que sa théorie doit être modifiée. Cette pente en $-\frac{5}{3}$ doit s'expliquer par d'autres théories. Cependant, les approches mathématiques alternatives ([Kraichnan \(1959\)](#)) sont, aux dires de [Moffatt \(2002\)](#), trop complexes pour permettre une réelle compréhension des phénomènes physiques. La conférence de Marseille révèle ainsi que la recherche en turbulence est dans l'impasse. Les scientifiques, qui se basaient essentiellement sur les mathématiques analytiques pour comprendre la physique des phénomènes, se trouvent confrontés à la complexité des mathématiques qui régissent la turbulence.

[Lilly \(1962\)](#) constate que la turbulence est médiocrement expliquée par les méthodes théoriques qui prévalaient jusque-là. Il préconise l'utilisation de simulations numériques. Sa stratégie se résume en trois points : (1) développer des modèles numériques à la fois fiables et flexibles, (2) tester en profondeur ces modèles grâce à des expériences et des observations et (3) utiliser ces modèles dans des cas où l'expérience n'est pas possible. [Lilly \(1967\)](#) pose ainsi les bases de la modélisation LES¹⁵ (ou modélisation « aux grands tourbillons » en français).

1.2.2 Modélisation de la turbulence « aux grands tourbillons »

Les premiers résultats de simulations 2D que [Lilly \(1962\)](#) présente sont « moyens » selon ses propres dires. Il semble que la modélisation 3D soit nécessaire pour la turbulence dans la couche limite. Ce n'est donc que lorsque les moyens numériques ont été suffisants, au début des années 70, que [Deardorff \(1970b\)](#) développe à proprement parler les LES, *i.e.* des modèles numériques tridimensionnels d'un fluide dans une veine ([Deardorff \(1970b\)](#)), puis de la couche limite atmosphérique ([Deardorff \(1970a\)](#)). La résolution de ces modèles est suffisamment fine pour que les plus gros tourbillons soient représentés explicitement, *i.e.* par la dynamique du modèle (cf. Fig. 1.19).



FIGURE 1.19 – Représentation de la turbulence avec une grille LES.

Aujourd'hui, les LES sont un outil dominant de la recherche en turbulence. Dans le domaine particulier des sciences de la terre et de l'atmosphère, ces modèles sont utilisés pour l'étude de la structure de la couche limite, de la diffusion turbulente, des tempêtes et de l'océanographie ([Galperin et Orszag \(1993\)](#)). Les LES peuvent être utilisées en complément d'observations. Dans une étude de la couche limite de surface réalisée par [Drobninski et al. \(2007\)](#), le modèle LES Méso-NH ([Lafore et al. \(1998\)](#)) a été comparé aux données d'un lidar, ce qui a permis de définir le spectre d'énergie dans ces régions. Les données LES peuvent pallier le manque d'observations. Ainsi, du fait de la difficulté de mesurer précisément les paramètres pilotant l'évolution des stratocumulus marins, [Sandu et al. \(2008\)](#) ont mené une étude sur l'impact des aérosols sur le cycle diurne de tels nuages à partir de LES.

15. Large-Eddy Simulation

Les LES permettent de tester des paramétrisations. Par exemple, Cheng et al. (2002) ont justifié l'amélioration qu'ils avaient apporté aux modèles de Mellor et Yamada (1974) en comparant leurs simulations à des LES. De même, Pergaud et al. (2009) justifient grâce à un modèle LES l'amélioration de la paramétrisation de la turbulence par l'introduction de PM09 (cf. chapitre 1.2.4). L'hypothèse sous-jacente de tels modèles est que les tourbillons résolus contiennent la plus large partie de l'énergie. Ils sont alors considérés comme l'élément clé pour comprendre l'évolution thermodynamique du système. Seule une faible part de la turbulence se trouve dans des tourbillons de taille inférieure à la taille de la maille et doit être paramétrée.

1.2.3 Paramétrisation

La représentation des phénomènes sous-maille est un problème qui apparaît dès qu'on place un phénomène météorologique sur la grille d'un modèle. Les échelles inférieures à la résolution du modèle sont ainsi filtrées. Des termes appelés flux turbulents, moment d'ordre 2 ou termes de Reynolds (cf. système de Reynolds 1.1) apparaissent alors dans les équations. De ce fait, le système d'équations de Reynolds 1.1 est insoluble : il contient trop d'inconnues pour le nombre d'équations. De façon à « fermer » le système, les flux turbulents doivent être paramétrés en les exprimant en fonction de paramètres moyens. Un système d'équations fournit ces termes qui représentent l'impact de la turbulence sur les champs moyens. Ce système est appelé schéma de turbulence.

Paramétrisation des flux turbulents dans les modèles LES

Lilly (1967) propose une fermeture en « coefficients d'échange ». Les flux turbulents y sont définis comme proportionnels au gradient des quantités moyennes (Boussinesq (1877)). Cette approche se justifie par analogie entre les transferts de type diffusif par agitation moléculaire (comme ceux de la loi de Fourier) et par agitation turbulente. Ainsi, pour un paramètre ϕ , le flux turbulent vertical correspondant à :

$$\overline{w'\phi'} = -K \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z}$$

K est connu sous différents termes : coefficient d'échange turbulent (terminologie que nous utiliserons par la suite), viscosité turbulente, diffusivité turbulente ou encore coefficient d'échange de gradient. K prend des valeurs différentes pour le vent, la température et l'humidité. Il ne s'agit pas d'une variable intrinsèque comme la diffusion moléculaire, mais d'une caractéristique de l'écoulement, qui varie de plusieurs ordres de grandeur en fonction de l'écoulement considéré.

Par construction, la modélisation à une échelle de 10 à 100 m de résolution se trouve dans la zone inertielle du spectre de Kolmogorov. Il n'existe pas dans cette région une échelle pour laquelle la turbulence pourrait être séparée clairement entre une turbulence résolue et une turbulence sous-maille qui serait d'une autre nature. Mais, si la turbulence sous-maille est supposée homogène et isotrope, elle peut être représentée par la théorie de Kolmogorov (Kolmogorov (1942)). Cette théorie permet d'obtenir la paramétrisation, non seulement des flux turbulents, mais également de la dissipation en fonction de l'énergie cinétique turbulente e (cf. annexe A) et de la « longueur de mélange » l qui représente la taille des plus grands tourbillons sous-maille. Entre autre, K peut être paramétré comme :

$$K = l\sqrt{e} \quad (1.3)$$

La longueur de mélange est une quantité importante sur laquelle nous reviendrons ultérieurement. Dans le cas d'une LES, l est la taille moyenne de la maille (Deardorff (1972a)), car les plus grands tourbillons sous-maille occupent la maille en entier.

Le défaut principal de la paramétrisation en K-gradient est de ne pas dépendre de la stabilité thermique : K est toujours positif. Le flux turbulent s'écoule alors dans le sens contraire du gradient. Cette caractéristique entraîne une mauvaise représentation de la turbulence dans la zone de contre-gradient, où le flux de température est négatif alors que le gradient de température potentielle est positif (cf. Fig. 1.20). Défaillante dans ce cas, l'approche en K-gradient reste utile dans nombre de situations pour les LES comme pour les autres modèles météorologiques.

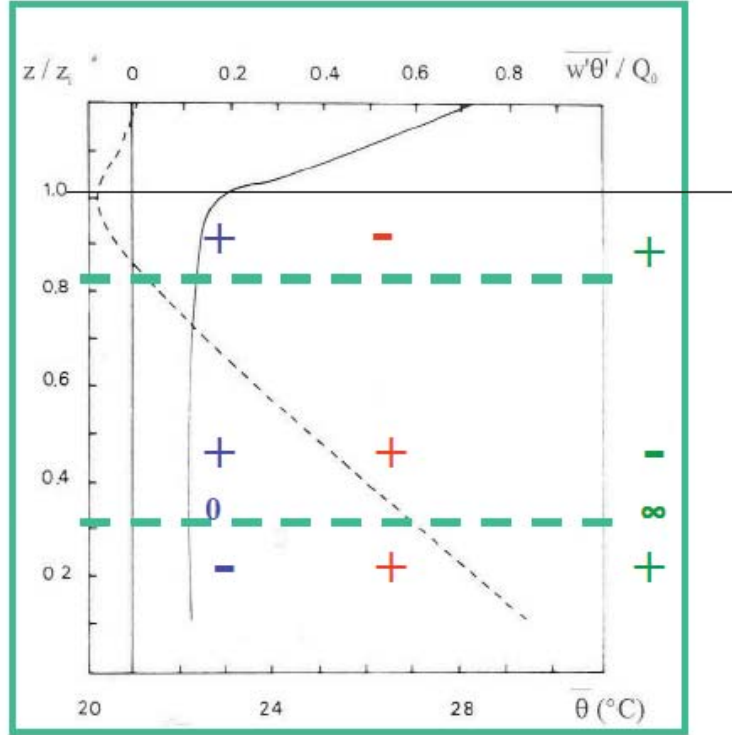


FIGURE 1.20 – Illustration de l'erreur sur l'hypothèse d'un K-gradient positif (d'après Patrick Le Moigne). En pointillés, le flux de chaleur modélisé normalisé par le flux de chaleur à la surface ($\overline{w'\theta'}/Q_0$). En traits pleins, le profil de température potentielle modélisé ($\frac{\partial\theta}{\partial z}$). z_i est la hauteur de la couche limite. Les “+” bleus représentent les portions d’atmosphère où le gradient vertical de température potentielle est positif et les “-” bleus celles où ce gradient est négatif. Les “+” rouges représentent les portions d’atmosphère où le flux de chaleur est positif et les “-” rouge celles où ce flux est négatif. Les “+” verts représentent les portions d’atmosphère où le coefficient d’échange turbulent doit être positif et les “-” verts celles où il devrait être négatif.

Paramétrisation de la turbulence dans les modèles météorologiques

Contrairement aux LES, la modélisation de la couche limite atmosphérique à méso et grande échelle n'a pas pour vocation l'étude de la turbulence. Elle se place dans le cadre de la modélisation de l'atmosphère dans son ensemble. Ainsi, les modèles de prévision numérique du temps, de climat, ainsi que les modèles de recherche à méso-échelle ont en général une maille horizontale variant de quelques kilomètres à quelques centaines de kilomètres. À ces échelles, les équations de paramétrisation de la couche limite peuvent être simplifiées par des hypothèses rudimentaires. Quand la résolution horizontale du modèle est supérieure à la hauteur de la couche limite, typiquement 2 km, tous les tourbillons turbulents sont sous-maille. Ces modèles de turbulence sont dits 1D car la couche limite y est supposée homogène horizontalement : l'homogénéisation que permet les mouvements turbulents ne se produit plus que suivant la seule dimension verticale (cf. Fig. 1.21).

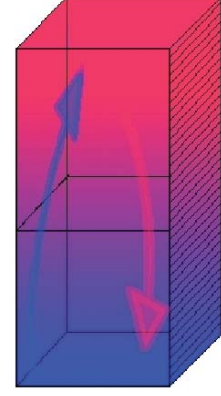


FIGURE 1.21 – Schéma de la modélisation 1D de la turbulence dans la CLA.

La fermeture en K-gradient peut être appliquée. Mais dans l'hypothèse de l'homogénéité horizontale, seuls les flux verticaux doivent être paramétrés. De plus, il est également recommandé d'utiliser une longueur de mélange qui tienne compte de la stabilité de la couche dans son ensemble. Cette longueur de mélange peut être définie à partir de considérations physiques comme celle de Bougeault et Lacarrère (1989) (BL89 par la suite) qui représente la taille des plus grands tourbillons turbulents, limités par la stabilité. Dans un premier temps, sont définies les longueurs L_h et L_b qui représentent les longueurs parcourues vers le haut ou vers le bas par une particule ayant une énergie e à une altitude z .

$$e(z) = \frac{g}{\theta_{réf}} \int_z^{z+L_h} (\theta(z) - \theta(z')) dz'$$

$$e(z) = \frac{g}{\theta_{réf}} \int_{z-L_b}^z (\theta(z) - \theta(z')) dz'$$

On définit la longueur de Bougeault et Lacarrère (1989) par : $L = \min(L_b, L_h)$

Schéma en énergie cinétique turbulente pronostique

Une fermeture en longueur de mélange et énergie cinétique turbulente telle que celle présentée à l'équation 1.3 nécessite de déterminer l'énergie cinétique turbulente. Ce type de fermeture dite d'ordre 1,5 est présentée par Mellor et Yamada (1974). L'énergie cinétique turbulente (TKE par la suite) y est obtenue à partir d'une équation pronostique :

$$\frac{de}{dt} = \underbrace{-\overline{u_i} \frac{de}{dx_i}}_{\text{Transport}} - \underbrace{\frac{d(\overline{u'_i e'} + \overline{u'_i p'})}{dx_i}}_{\text{Production Dynamique}} - \underbrace{\overline{u'_i u'_j} \frac{d\overline{u_j}}{dx_i}}_{\text{Production Thermique}} + \underbrace{\beta \overline{w' \theta'}}_{\text{Dissipation}} - \underbrace{\nu \frac{d\overline{u'_i}}{dx_j} \frac{d\overline{u'_i}}{dx_j}}_{\text{Dissipation}}$$

Chaque terme de cette équation est lié à des processus physiques :

1. Les deux premiers termes à droite correspondent à l'advection de la TKE par le vent moyen et aux termes de transport de TKE par la turbulence et les fluctuations de pression.
2. Le deuxième terme correspond à la production dynamique de turbulence par le cisaillement de vent. Ce terme est toujours positif (ou nul) car le cisaillement ne peut que créer de la turbulence. Il s'agit donc toujours d'un terme source.
3. Le troisième terme correspond à la production thermique de turbulence par les effets de flottabilité. Il peut-être positif ou négatif et jouer un rôle de source ou de puit de turbulence.
4. Enfin le quatrième terme correspond au terme de dissipation par les effets visqueux. Il est toujours négatif, c'est donc un terme puit dans l'équation de la TKE.

L'équation d'évolution de la TKE nécessite elle-même la paramétrisation de nouveaux termes comme le transport de TKE par la turbulence, $\overline{u'_i e'}$ ou encore le terme de dissipation ϵ et surtout de pression qui sont importants, mais difficiles à paramétrer. Seuls les termes de production sont étudiés dans cette thèse.

Fermeture d'ordre supérieur

Pour éliminer la non détermination liée aux flux turbulents, il est possible de dériver à nouveau les équations de façon à obtenir des équations pronostiques de ces flux. Malheureusement, cette opération fait apparaître de nouvelles inconnues qui correspondent à des triples corrélations ou moment d'ordre trois (par exemple $\overline{u'_i u'_j u'_k}$). Une fermeture à l'ordre 2 (respectivement d'ordre 3) nécessite de paramétrer les moments d'ordre trois (respectivement d'ordre quatre). Ils sont appelés TOMs¹⁶ (respectivement FOMs¹⁷). Mellor et Yamada (1974) ont développé un schéma de turbulence dont ils étudient les performances en fonction de l'ordre de fermeture. Quatre ans plus tard, André et al. (1978) étudient le cycle diurne de la couche limite par un modèle numérique d'ordre élevé. Les termes d'ordre 3 leur sont nécessaires pour modéliser les phénomènes convectifs. Du fait de l'augmentation des moyens de calcul, depuis une dizaine d'années, de nouvelles fermetures d'ordre élevé sont apparues. Canuto et al. (1994) développent ainsi un schéma en fermeture d'ordre 2 où les TOMs sont définis comme des fonctions des moments d'ordre 2. Cependant, en comparant différents types de fermeture sur les résultats de LES obtenues à partir de profils initiaux analytiques de couches limites convectives et neutres, Ayotte et al. (1996) montrent que, bien que les fermetures d'ordre élevé donnent de meilleurs résultats, elles sont plus coûteuses et toutes les formulations testées ont des difficultés à représenter l'entraînement dans la zone d'inversion. Ils préconisent une paramétrisation réaliste de l'entraînement pour accroître les capacités des modèles à représenter correctement l'évolution de la couche limite convective. Ainsi, quel que soit l'ordre, le problème de la représentation de la zone d'entraînement des couches limites convectives demeure.

Prise en compte de la turbulence non locale

La mauvaise représentation de la turbulence dans la zone d'entraînement est due à la mauvaise représentation de la turbulence non locale (cf. chapitre 1.1.1) dans les modules classiques d'ordre 2.

16. Third Order Method

17. Fourth Order Method

Pour la représenter, il existe plusieurs méthodes :

1. La matrice transiliente : [Stull \(1984\)](#) propose un formalisme général pour résoudre le problème du transport dans la zone d'entraînement, basé sur une matrice d'échange appelée matrice transiliente. Elle quantifie pour chaque niveau du modèle le transport non local de l'air par les thermiques en introduisant explicitement les effets des grands tourbillons. [Stull \(1984\)](#) ne donne pas le moyen de calculer cette matrice transiliente mais depuis, des matrices ont été proposées ([Romps et Kuang \(2011\)](#)).
2. l'approche dite « en moyenne de Reynolds » :
 - pour les modèles d'ordre bas ([Deardorff \(1972b\)](#)) : l'ajout d'un terme non local γ , appelé terme de contre-gradient, à la formulation de base en coefficient d'échange pour prendre en compte le transport à contre-gradient : $\overline{w'\phi'} = -K(\frac{\partial\phi}{\partial z} - \gamma)$,
 - pour les modèles d'ordre élevé : l'utilisation directe des termes non locaux (moments du troisième ordre (TOMs)) dans les équations pronostiques des moments du second ordre ([Tomas \(2007\)](#)).
3. Le flux de masse ([Hourdin et al. \(2002\)](#)).

L'approche du flux de masse est la seule qui permette de fabriquer un cumulus comme extension du thermique, donc de représenter la dynamique réelle de l'interaction nuage/couche limite. Toutefois, ces paramétrisations sont principalement appliquées à la convection nuageuse. Dans le cas de [Arakawa et Schubert \(1974\)](#) par exemple, le schéma de turbulence réalise le mélange dans la partie sous-nuageuse (la couche limite), alors que le schéma de convection en flux de masse gère la représentation du nuage.

1.2.4 Modélisation en flux de masse

[Siebesma et Cuijpers \(1995\)](#) montrent que, si l'on considère une séparation entre partie nuageuse active et un environnement passif, il est possible de définir le flux vertical turbulent d'une variable ϕ comme la somme de trois termes (cf. Eq. 1.4) :

$$\overline{w'\phi'} = \underbrace{\alpha\overline{w'\phi'_c}}_{\text{flux intra-structure}} + \underbrace{(1-\alpha)\overline{w'\phi'_e}}_{\text{flux intra-environnement}} + \underbrace{\alpha(1-\alpha)(w_c - w_e)(\phi_c - \phi_e)}_{\text{flux de structure}} \quad (1.4)$$

où c et e se réfèrent respectivement à la partie active du nuage et à l'environnement passif. α est la fraction d'espace horizontal occupé par la partie active du nuage. Le premier terme à droite correspond à la contribution de la turbulence dans le nuage, le deuxième terme à la turbulence dans l'environnement et le dernier terme correspond à la contribution des structures cohérentes. Ainsi, en supposant que le mélange de ϕ est réalisé en grande partie par la turbulence organisée et en supposant que la fraction horizontale occupée par les courants ascendants α est très inférieure à 1, le flux peut s'écrire comme :

$$\overline{\rho w'\phi'} = M_c(\phi_c - \overline{\phi}) \quad (1.5)$$

où $\overline{\phi}$ représente la valeur moyenne horizontale de ϕ , ϕ_c la moyenne horizontale de ϕ dans le cœur des nuages et M_c le flux de masse des courants ascendants.

Cette hypothèse semble valide au moins à la base du nuage. Les caractéristiques du courant ascendant peuvent être déterminées à partir des propriétés de l'air environnant en paramétrant l'évolution du flux de masse avec l'altitude à l'aide de l'entraînement et du déentraînement. Il suffit alors de connaître le flux de masse à la base qui devient le point critique de la représentation des cumulus. Par exemple, l'équation 1.5 est le point de départ du modèle en flux de masse de [Tiedtke \(1989\)](#) pour la convection nuageuse.

Une modélisation conjointe couche limite/nuages

En partant de l'équation 1.4, Siebesma et Teixeira (2000) et Hourdin et al. (2002) élaborent un formalisme prenant en compte la turbulence organisée *via* un schéma en flux de masse partant du sol et la turbulence locale *via* une paramétrisation en K-gradient. Cette approche est nommée EDMF¹⁸. Le flux turbulent d'une variable ϕ est défini comme (Soares et al. (2004)) :

$$\overline{w'\phi'} = -K \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} + \frac{M_u}{\rho} (\phi_u - \bar{\phi}) \quad (1.6)$$

où M_u est le flux de masse dans la courant ascendant, $\bar{\phi}$ correspond à la valeur moyenne de ϕ et ϕ_u est la valeur de ϕ dans l'unique courant ascendant de la maille.

Le premier terme de droite correspond au mélange local réalisé par les petits tourbillons à la fois dans le thermique (flux intra-thermique) et dans l'environnement (flux intra-environnement). Le second terme correspond au terme en flux de masse représentant le mélange réalisé par la turbulence de grande échelle : les thermiques. Soares et al. (2004), Siebesma et al. (2007) et Rio et Hourdin (2008) proposent des EDMF valables à la fois dans la partie nuageuse et sous-nuageuse.

Pergaud et al. (2009) : un exemple de schéma en flux de masse

Le schéma de Pergaud et al. (2009) (PM09 par la suite) s'inspire du schéma de Soares et al. (2004). Il modélise la partie $\frac{M_u}{\rho}(\phi_u - \bar{\phi})$ de l'EDMF. Son but est d'améliorer dans les modèles de prévision numérique du temps :

- la représentation des caractéristiques du nuage telles que la fraction nuageuse ou le contenu en eau,
- le mélange de la couche limite, en particulier dans la zone à contre-gradient.

Il autorise :

- les variations verticales de l'entraînement et du déentraînement et surtout de la fraction du courant ascendant qui est considérée comme constante dans de nombreux schémas,
- les variations de l'entraînement et du déentraînement en fonction du type de couche limite et de l'intensité de la convection, ce qui limite l'impact du schéma si les conditions ne sont pas favorables au développement de la convection.

Le schéma proposé se base sur ces équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{w'\phi'}_{MF} = \frac{M_u}{\rho} (\phi_u - \bar{\phi}) \\ \frac{1}{M_u} \frac{\partial M_u}{\partial z} = \epsilon - \delta \\ \epsilon_{dry} = \max(0, 0.55 \frac{B_u}{w_u^2}) \\ \delta_{dry} = \max(\frac{1}{L_h - z}, -10 \frac{B_u}{w_u^2}) \\ w_u \frac{dw_u}{dz} = B_u - \epsilon_{dry} w_u^2 \\ B_u = g \times \frac{\theta_{uv} - \bar{\theta}_v}{\bar{\theta}_v} \\ \alpha_u = \frac{M_u}{\rho w_u} \\ \frac{\partial \theta_{uv}}{\partial z} = -\epsilon_{dry} (\theta_v^u - \bar{\theta}_v) \end{array} \right. \quad (1.7)$$

avec, en plus des paramètres déjà présentés, z l'altitude, B_u la flottabilité dans le courant ascendant, w_u la vitesse du courant ascendant, θ_{vu} la température potentielle virtuelle

18. Eddy-diffusivity/Mass-Flux

(cf. annexe A) du courant ascendant, $\overline{\theta}_v$ la température potentielle virtuelle moyenne, ϵ le taux d'entraînement et δ celui du déentraînement.

La figure 1.22 montre les flux intra-environnement, intra-thermique et de structure de la température potentielle liquide à 4 km de résolution (à méso-échelle), ainsi que les flux de masse ($\alpha w_u(\phi_u - \overline{\phi}^{\Delta x})$) et le flux déduit du K-gradient avec une longueur de mélange BL89 (Bougeault et Lacarrère (1989)) ou la taille moyenne de la maille (comme Deardorff (1972a) le propose pour les simulations LES, elle sera donc notée DEAR par la suite). Le coefficient d'échange turbulent K est calculé sous la forme $K = C \times L \sqrt{\bar{e}^{\Delta x}}$ où C est une constante qui dépend de ϕ , L est la longueur de mélange choisie et $\bar{e}^{\Delta x}$ est la TKE sous-maille à une résolution Δx . Ces quantités sont calculées à partir de la LES d'une couche limite surmontée de nuages.

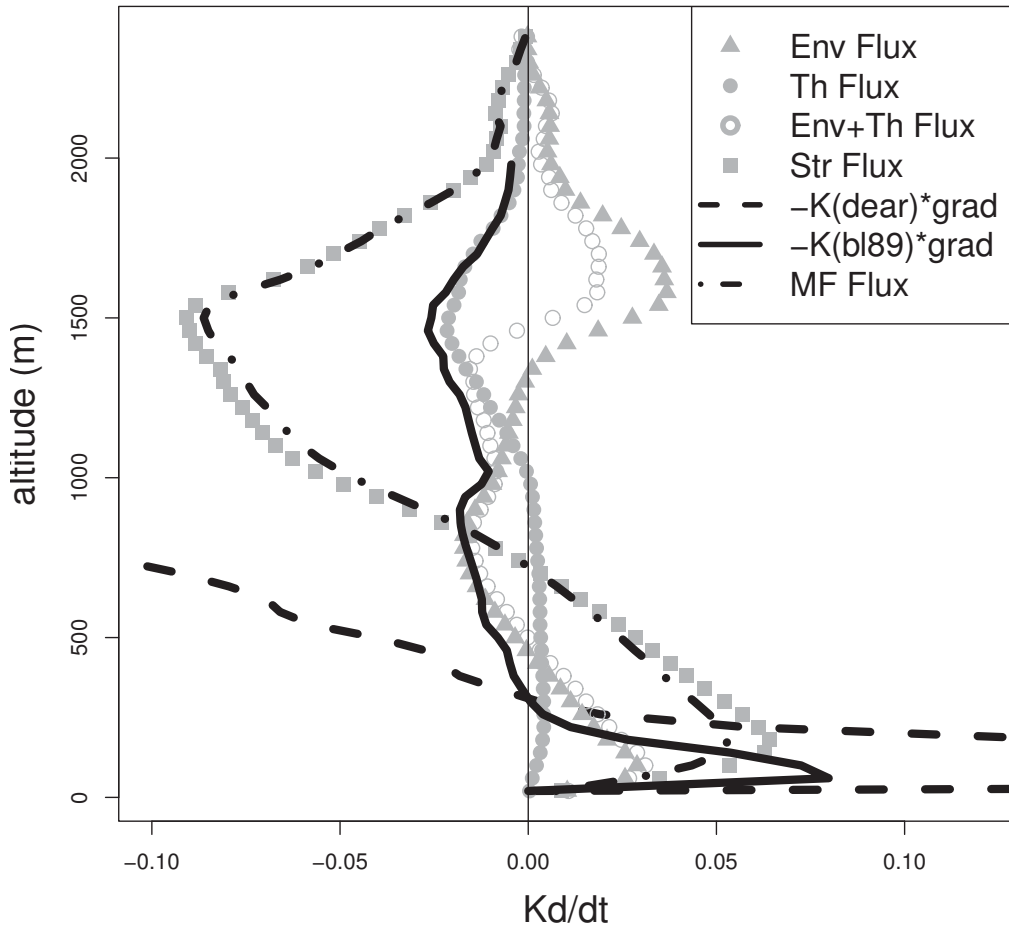


FIGURE 1.22 – Profils verticaux des flux de température potentielle liquide intra-environnementaux (triangles gris), intra-thermiques (cercles gris), de leur somme (cercles blancs), du flux de structure (carrés gris), le K-gradient calculé à partir de BL89 (ligne pleine noire) et de DEAR (ligne pointillée noire) et le flux de masse (ligne points-tirés noire) calculés à partir de la LES ARM (décrite au paragraphe 2.2.1) par analyse conditionnelle (décrite au paragraphe 4.2.2) après sept heures de simulation.

Cette figure montre que la décomposition exacte du flux de l'équation 1.4 est bien reproduite par la décomposition d'un EDMF. Le flux de masse de PM09 reproduit bien le

flux de structure. Le K-gradient doit représenter la somme des flux intra-thermique et intra-environnement. Le K-gradient calculé avec BL89 correspond au flux intra-environnement dans la couche limite, lorsque le flux intra thermique est faible. Cependant, dans la couche nuageuse, le K-gradient calculé avec BL89 correspond au flux intra-thermique et ne prend pas du tout en compte un flux intra-environnement positif et fort. Ce flux correspond très certainement aux subsidences aux bords des nuages (Jonker et al. (2008)) dues à la flottabilité négative résultant de l'évaporation des gouttes nuageuses (Rodts et al. (2003), Heus et Jonker (2008)). Au dessus de 2000 m d'altitude, la stabilité de l'atmosphère libre annule les flux verticaux. Un K-gradient calculé avec DEAR ne correspond à aucun flux. Ainsi, à méso-échelle PM09 fonctionne. En effet, s'il reste des progrès à faire dans la couche nuageuse, ils ne se situent pas sur la partie en flux de masse mais sur celle en K-gradient.

1.3 Objectifs

L'augmentation de la puissance de calcul permettra aux prochains modèles opérationnels de prévision numérique du temps de tourner à des résolutions de l'ordre ou inférieures au kilomètre. Or le spectre de Kolmogorov (cf. Fig. 1.17) indique que la turbulence s'étend entre l'échelle kilométrique (échelle d'injection de l'énergie), qui est l'échelle des plus gros tourbillons, et l'échelle de dissipation de l'énergie, de l'ordre du millimètre. Ainsi, ces futurs modèles de plus fine résolution auront une maille horizontale d'une taille comparable à l'échelle d'injection. Wyngaard (2004) formalise le problème que cela pourrait engendrer et nomme cette zone « *terra incognita* » (cf. Fig. 1.23).

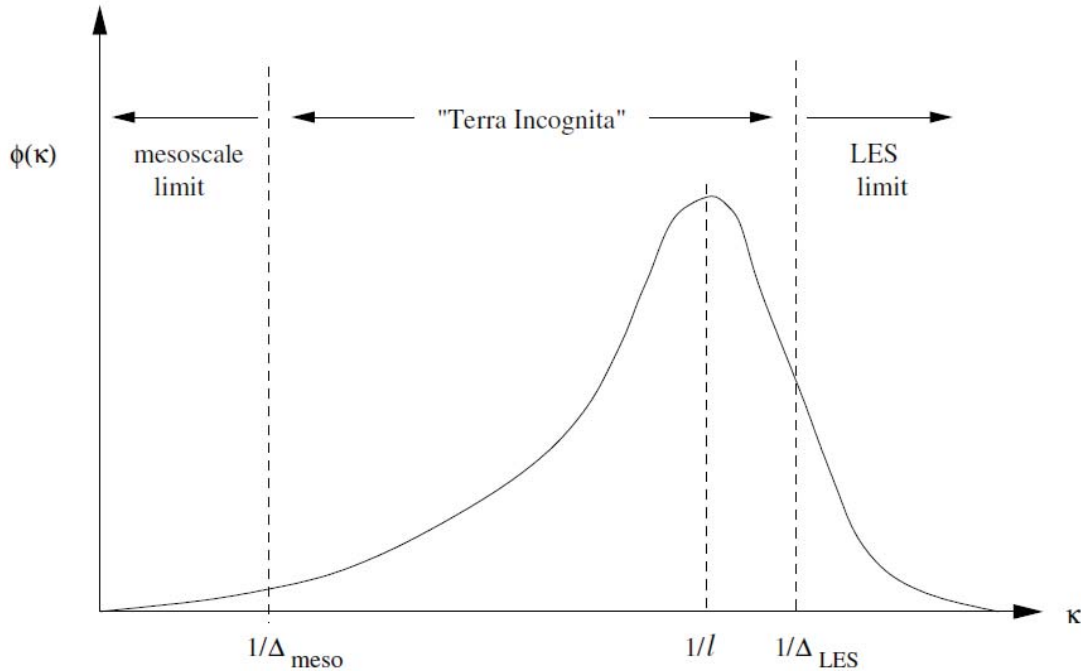


FIGURE 1.23 – Spectre d'énergie schématisé en nombre d'onde, où Δ_{meso} est l'échelle limite de la méso-échelle, Δ_{LES} est l'échelle limite du domaine LES et l l'échelle d'injection de l'énergie (d'après Wyngaard (2004)).

Dans l'hypothèse où la résolution Δx d'un modèle est très inférieure à l'échelle d'injection de l'énergie, c'est-à-dire à micro-échelle, le modèle résout les plus grands tourbillons turbulents. La paramétrisation n'est responsable que du transfert d'énergie des échelles

résolues vers la dissipation *via* de petits tourbillons qui peut être supposés plus ou moins homogènes et isotropes. C'est le cas pour la modélisation LES. Dans l'hypothèse contraire, celle où Δ est dans le domaine de méso-échelle, c'est-à-dire si la résolution du modèle est supérieure à l'échelle d'injection de l'énergie, la turbulence est entièrement sous-maille. La turbulence est représentée entièrement par la paramétrisation. C'est le cas dans les modèles de méso-échelle, opérationnels ou climatiques. Entre les deux s'étend la zone grise de la turbulence (*terra incognita*) définie par Wyngaard (2004).

Concrètement un modèle d'une résolution Δx va donc résoudre une partie des structures turbulentes, mais la part résolue n'est sans doute pas suffisante pour une modélisation homogène et isotrope de la turbulence. La première étape de cette thèse est de déterminer quelles sont les caractéristiques de la turbulence dans la zone grise.

Chapitre 2

Caractérisation de la zone grise

Sommaire

2.1	PARAMÈTRES PERTINENTS DE L'ÉTUDE	51
2.1.1	Dimension physique et théorème de Vaschy-Buckingham	51
2.1.2	Normalisation de la couche limite	51
2.2	DONNÉES DE RÉFÉRENCE	55
2.2.1	Campagnes de mesures utilisées	55
2.2.2	Simulation à haute résolution	58
2.2.3	Obtention des parts sous-maille et résolues	64
2.3	LOIS DE SIMILITUDES DANS LA ZONE GRISE	67
2.3.1	Lois de similitudes pour la couche limite en convection libre	67
2.3.2	Lois de similitudes pour la couche nuageuse	74
2.3.3	Cas de la convection forcée	77
2.3.4	Taille des structures	82
2.4	SPECTRES D'ÉNERGIE	85
2.4.1	Spectres d'énergie	85
2.4.2	Entre accumulation d'énergie et diffusion excessive	85
2.4.3	Spectres dans la zone grise de la turbulence	86
2.5	IMPORTANCE RELATIVE DES FLUX TURBULENTS HORIZONTAUX	88
2.5.1	Bilan d'énergie dans une simulation LES	88
2.5.2	Calcul des termes de production dynamique	89
2.5.3	Résultats	90
2.6	CONCLUSION	93

La zone grise (cf. Fig. 2.1) est appelée *terra incognita* par Wyngaard (2004) parce que nous n'en connaissons rien. D'abord, nous ne savons pas exactement quelles échelles sont concernées. En effet, les structures cohérentes de couche limite ont des tailles qui dépendent de nombreux paramètres comme le stratification ou la hauteur de la couche limite. Ainsi, pour déterminer les résolutions pour lesquelles les structures sont partiellement résolues, il faut définir les critères qui influencent la taille des structures. Ensuite, la partition sous-maille/résolue de référence qu'un modèle doit obtenir à une résolution de la zone grise n'est pas connue. En particulier, nous ne savons pas quelle quantité d'énergie une paramétrisation doit générer. Sans cette information, nous ne pouvons pas savoir si une paramétrisation modélise correctement la turbulence dans la zone grise, ni comment améliorer cette paramétrisation. Enfin, les LES nécessitent une paramétrisation 3D de la turbulence de façon à modéliser les tourbillons homogènes et isotropes. Mais les simulations de méso-échelle ne nécessitent qu'une simulation 1D ne modélisant qu'un transport vertical de la surface

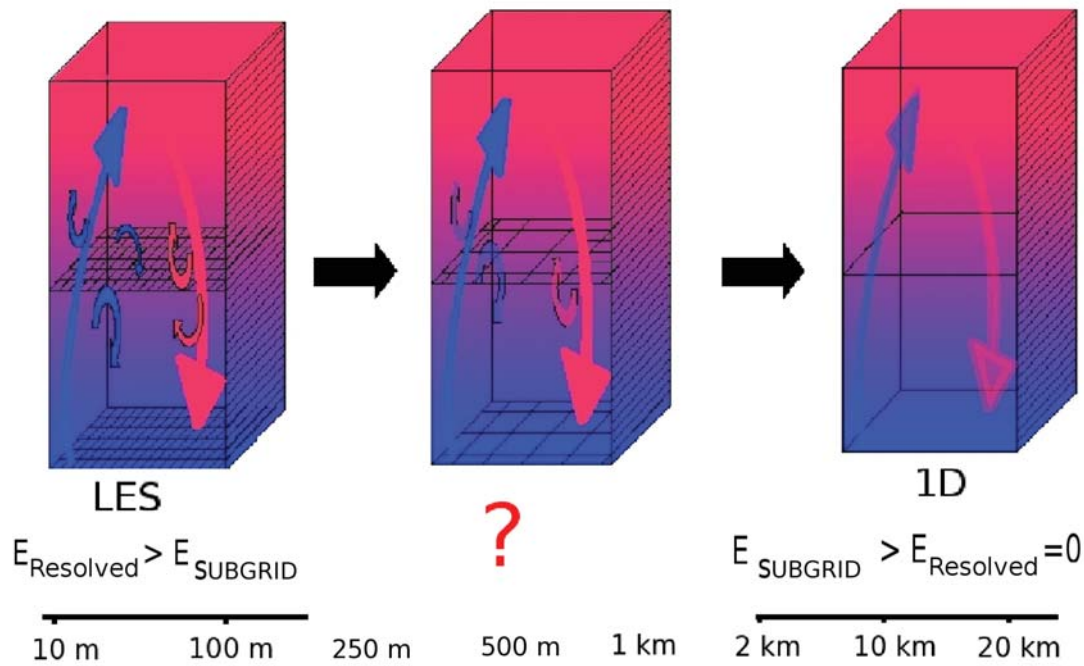


FIGURE 2.1 – Modélisation intermédiaire entre la modélisation LES et une modélisation 1D. En LES, les tourbillons les plus gros sont explicitement représentés. Lorsque la maille s’élargit, de moins en moins de tourbillons sont résolus. Ceux d’entre eux qui sont plus petits que la taille de la maille sont paramétrés. Ceci jusqu’à atteindre le cas limite 1D où tous les mouvements turbulents sont sous-maille.

à l’atmosphère libre. Il est donc intéressant de savoir quelle est l’échelle pour laquelle les modèles ne peuvent plus négliger les mouvements horizontaux.

Le théorème de Vaschy-Buckingham présentée au chapitre suivant (cf. chapitre 2.1), permet de définir les variables adimensionnées pertinentes dont dépend la partition sous-maille/résovue. Ces paramètres adimensionnés sont reliés par des lois dont la forme est à définir à partir de données expérimentales (cf. chapitre 2.2.1). Je fais l’hypothèse dans cette thèse que la vérité de l’atmosphère peut être atteinte par les LES avec Mésos-NH (cf. chapitre 2.2.2). Nous n’avons pas encore la possibilité technique d’obtenir des champs observés sur des domaines de méso-échelle à une résolution de l’ordre d’une dizaine de kilomètres sur la profondeur de la couche limite. Une LES fournit un jeu complet de variables météorologiques dans la couche limite à une résolution fine et sur un domaine d’une vingtaine de kilomètres. Les champs LES sont moyennés horizontalement de façon à obtenir des champs à différentes résolutions de la micro-échelle à la méso-échelle (cf. chapitre 2.2.3). Les champs moyennés permettent d’une part de définir les lois de similitudes donnant l’évolution de la partition sous-maille/résovue en fonction de la résolution (cf. chapitre 2.3), que ce travail propose de généraliser à d’autres modèles que Mésos-NH en considérant non plus la résolution du modèle mais sa résolution effective (cf. chapitre 2.4), et d’autre part de calculer les termes horizontaux de production d’énergie de façon à déterminer l’échelle à laquelle ils ne sont plus négligeables (cf. chapitre 2.5).

2.1 Paramètres pertinents de l'étude

2.1.1 Dimension physique et théorème de Vaschy-Buckingham

[Buckingham \(1914\)](#) formalise la théorie des similitudes ou théorème de Vaschy-Buckingham, qui permet de définir des lois, dites lois de similitudes, valables quelle que soit l'échelle utilisée.

Appelons G une grandeur physique telle que la pression, la viscosité ou l'accélération. Le résultat de la mesure de G s'exprime sous la forme d'un nombre g' et de l'unité U' . Cette unité peut être fondamentale telle que le mètre, le gramme, la seconde, qui sont indépendantes entre elles et ne peuvent se déduire les unes des autres. U' peut également être une unité dérivée, *i.e.* une combinaison des unités fondamentales. Ainsi, G peut être exprimé dans les unités fondamentales par la relation $g = g' \frac{U'}{U}$, où U est une unité fondamentale. U a une dimension $[U]$ qui peut être la longueur, le temps, la température, la masse, l'intensité électrique, l'énergie rayonnante ou la quantité de matière.

Théorème 1 *Toute relation entre les n grandeurs $G_1, G_2, \dots, G_n$ d'une situation physique donnée, soit $F(g_1, g_2, \dots, g_n) = 0$, peut s'écrire sous la forme d'une relation « purement mathématique » entre $n-r$ combinaisons sans dimension physique de ces paramètres, ou « facteurs π », soit $\phi(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-r}) = 0$, r désignant le rang de la matrice dimensionnelle de l'ensemble de paramètres.*

Ce théorème est utilisé dans le cadre de l'analyse dimensionnelle. Soient $U_1, U_2, \dots, U_M$ les unités fondamentales. Soient $G_1, G_2, \dots, G_N$ les variables physiques intervenant dans un problème et $[U_1], [U_2], \dots, [U_M]$ les dimensions physiques fondamentales. On appelle variable réduite, ou sans dimension physique, le quotient π (ou facteur π) d'une variable par toute combinaison d'autres ayant même dimension que celle-ci.

La dimension physique de G_i ($i=1\dots n$) étant donnée par $G_i = [U_1]^{\alpha_{i1}} \cdot [U_2]^{\alpha_{i2}} \dots [U_M]^{\alpha_{iM}}$, la condition pour que $G_1^{\gamma_1} G_2^{\gamma_2} \dots G_n^{\gamma_n}$ soit sans dimension est alors $\vec{M} \cdot \vec{\gamma} = 0$, où $\vec{M} = \|\alpha_{ij}\|$ est la matrice dimensionnelle.

L'expérimentateur utilise le théorème de Vaschy-Buckingham dans le but de réduire le nombre de variables d'un problème à des variables adimensionnées, moins nombreuses et indépendantes de la dimension du problème. La forme des lois définissant la relation entre les variables adimensionnées est ensuite obtenue par une étude expérimentale.

2.1.2 Normalisation de la couche limite

Normalisation de la couche limite convective sèche

Dans une couche limite convective sèche, les mouvements sont pilotés par le paramètre de flottabilité ($\beta = \frac{g}{\theta_0}$), le flux de chaleur en surface (Q_0) qui est le flux de température potentielle en surface, et la hauteur de la couche limite (h) ([Deardorff \(1970b\)](#)). Illustrons la démarche de l'analyse dimensionnelle sur le profil de TKE notée e (cf. annexe. A). Comme la loi souhaitée est celle de e en fonction de l'altitude, z entre en compte dans l'analyse. La TKE s'exprimant en $m^2.s^{-2}$, sa dimension est $\frac{[L]^2}{[T]^2}$, où L est la longueur et T est le temps. En appliquant le même raisonnement, la dimension de β est $\frac{[L]}{[\theta][T]^2}$, celle de Q_0 est $\frac{[L]}{[\theta][T]}$ et celle de h et de z est $[L]$. Il s'agit d'écrire les paramètres dans l'espace des dimensions par le biais de la matrice dimensionnelle présentée dans le tableau 2.1. Son rang donne accès au nombre de paramètres π du théorème de Vaschy-Buckingham.

	e	β	$Q0$	h	z
L (m)	2	1	1	1	1
M (kg)	0	0	0	0	0
T (s)	-2	-2	-1	0	0
θ (K)	0	-1	1	0	0

TABLE 2.1 – Matrice dimensionnelle du problème de détermination du profil de TKE, e , dans une couche limite convective. L est la longueur, M la masse, T le temps et θ le température.

Le rang de la matrice 2.1 est 3. L'application du théorème des similitudes de Vaschy-Buckingham permet d'affirmer qu'il existe 2 facteurs π_i adimensionnés et liés par une fonction F telle que $\pi_1 = F(\pi_2)$. Une échelle de vitesse verticale $w^* = (\beta \times Q0 \times h)^{\frac{1}{3}}$ peut alors être définie, elle est connue sous le nom de *vitesse convective globale*. La définition de la TKE normalisée est alors $\frac{e}{w^{*2}}$. L'altitude normalisée, $\frac{z}{h}$, apparaît comme le second facteur π . Ce qui conduit à la relation :

$$\frac{e}{w^{*2}} = F_e\left(\frac{z}{h}\right) \quad (2.1)$$

Le flux de chaleur sensible, s'exprimant en $K.m.s^{-1}$, est normalisé par le flux de chaleur en surface ($Q0$). Enfin, la variance de la température potentielle est normalisée par $(\frac{Q0}{w^*})^2$ (Deardorff (1970b)). L'analyse dimensionnelle de ces différents paramètres indique que leurs équivalents normalisés sont tous fonction de l'altitude normalisée $\frac{z}{h}$. Ce qui nous amène aux lois de similitudes suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\overline{w'\theta'}}{Q0} &= F_{\overline{w'\theta'}}\left(\frac{z}{h}\right) \\ \frac{\overline{\theta'^2}}{(\frac{Q0}{w^*})^2} &= F_{\overline{\theta'^2}}\left(\frac{z}{h}\right) \end{cases} \quad (2.2)$$

D'après Deardorff (1970b), la normalisation précédente n'est valable que pour une couche limite sèche en convection libre. Elle ne concerne donc que la TKE e , le flux de chaleur $\overline{w'\theta'}$ et la variance de température potentielle θ'^2 .

D'après cet auteur, l'introduction de la vapeur d'eau nécessite de remplacer le flux de chaleur $Q0$, par le flux de flottabilité $Q0v$, définit comme :

$Q0v = \overline{w'\theta'v'}_{(z=0)} = \overline{w'\theta'}_{(z=0)} + 0,608\theta_0\overline{w'q'}_{(z=0)}$, où θ_0 est la température moyenne au sol, q le rapport de mélange et $\overline{w'\phi'}$ le flux de la variable ϕ . Mais cette normalisation ne suffit pas à décrire le comportement des flux et de la variance d'humidité eux-mêmes. En effet, le profil de rapport de mélange (cf. Fig. 1.2) est à la fois piloté par les flux de surface, qui enrichissent l'atmosphère en vapeur d'eau, et par l'entraînement d'air sec au sommet de la couche limite. Ces deux phénomènes sont présents dans des proportions qui diffèrent suivant les cas expérimentaux. Il convient donc de prendre en compte l'entraînement dans la normalisation de la variance et du flux d'humidité.

Quelques exemples de lois de similitudes se trouvent dans la littérature et seront utilisés par la suite. Lenschow et al. (1980) utilisent les données expérimentales de la campagne de mesure AMTEX¹, qui s'est déroulée en 1975 à l'est de la mer de Chine, pour déterminer les lois de similitudes de certaines grandeurs avec l'altitude dans une couche limite convective.

1. Air Mass Transformation Experiment

Parmi les résultats se trouvent les lois de la variance du vent vertical, de la température et de l'humidité, ainsi qu'une interpolation des données de variance du vent zonal. Cet article ne prend cependant pas en compte les effets de l'entraînement. Moeng et Wyngaard (1984) introduisent le concept de mouvements *bottom-up* et *top-down*, qui leur permet de définir des lois de similitudes en deux parties pour les paramètres normalisés par les flux de surface : l'une, *bottom-up*, déterminant le mouvement influencé par le sol, l'autre, *top-down*, déterminant le mouvement influencé par l'entraînement au sommet de la couche limite. Ils utilisent des données de simulations pour définir des lois de similitudes prenant en compte les effets de l'entraînement sur la variance de la température potentielle et celle de l'humidité. Dans un article de 1991, Sorbjan (1991) utilise les données d'AMTEX, de Beauce (qui s'est déroulée en France en 1976) et de simulations à haute résolution pour justifier de la partition de la loi de similitudes en composante *non penetrative* et *penetrative*. Ces qualificatifs décrivent deux états possibles de la couche limite convective, l'une en début de journée et l'autre lorsque la couche limite est pleinement développée. Il prend en compte les effets de l'entraînement en introduisant les flux au sommet de la couche limite dans la normalisation comme le faisait Moeng et Wyngaard (1984). Cet article présente des lois de similitudes pour les variances et les flux de température et d'humidité.

Normalisation de la partition sous-maille/résolue dans la CL sèche

La normalisation de la couche limite introduite au chapitre 2.1.2 ne convient que partiellement à notre étude. En effet, le but de cette étude est de déterminer les parts résolue et sous-maille de la TKE, des flux de chaleur et d'humidité et des variances de température potentielle et de rapport de mélange. La taille de la maille Δx est alors considérée comme un paramètre pertinent dans l'étude de cette partition. La matrice dimensionnelle du problème est présentée sous la forme du tableau 2.2.

	e_{sbq}	β	$Q0v$	z	h	Δx
L(m)	2	1	1	1	1	1
M (kg)	0	0	0	0	0	0
T (s)	-2	-2	-1	0	0	0
θ (K)	0	-1	1	0	0	0

TABLE 2.2 – Matrice dimensionnelle du problème de détermination de l'évolution spatiale de la TKE sous-maille e_{sbq} avec la résolution dans une couche limite convective.

Le rang de la matrice 2.2 est 3. L'application du théorème des similitudes permet d'affirmer qu'il existe trois facteurs π_i . La TKE normalisée $\frac{e_{sbq}}{w^2}$ est un premier facteur. L'altitude normalisée $\frac{z}{h}$ apparaît comme un deuxième facteur π . Enfin, une nouvelle variable adimensionnée $\frac{\Delta x}{h}$, appelée par la suite maille normalisée, apparaît dans ce système comme un dernier facteur. Ceci aboutit à la relation :

$$\frac{e_{sbq}}{w^{*2}} = F_{e_{sbq}}\left(\frac{z}{h}, \frac{\Delta x}{h}\right) \quad (2.3)$$

Un raisonnement similaire permet de conclure que les parts sous-maille et résolue de la TKE, des flux de chaleur et d'humidité, et des variances de température potentielle et de rapport de mélange sont normalisées par les mêmes quantités que le paramètre total (cf. chapitre 2.1.2). De plus, tous ces paramètres normalisés sont fonction de l'altitude normalisée $\frac{z}{h}$ et de la maille horizontale normalisée $\frac{\Delta x}{h}$.

Les profils de $\frac{e_{totale}}{(w^*)^2}$ sont théoriquement indépendants de la taille de la maille. Ainsi, en reprenant les notations du chapitre 2.1.2, $\frac{e_{totale}}{(w^*)^2} = F_{e_{totale}}(\frac{z}{h})$. La part sous-maille ou la part résolue s'exprime donc comme :

$$\frac{e_{sbg}}{e_{totale}} = \frac{F_{e_{sbg}}}{F_{e_{totale}}} = P_{e_{sbg}}(\frac{\Delta x}{h}, \frac{z}{h}) \quad (2.4)$$

Il est probable que cette partition soit fortement reliée à la taille caractéristique des structures, car celles-ci sont bien définies dans la couche limite convective : plumes dans la couche limite de surface, thermiques dans la couche mélangée et thermiques pénétrants dans la zone d'entraînement. Nous faisons à ce stade l'hypothèse que, dans chacune de ces trois régions (CLS, CM, ZE), la partition ne dépend pas de $\frac{z}{h}$. Ce qui nous amène à la relation :

$$\frac{e_{sbg}}{e_{totale}} = P_{e_{sbg}}(\frac{\Delta x}{h}) \quad (2.5)$$

La TKE sous-maille s'exprime alors comme $\frac{e_{sbg}}{(w^*)^2} = F_{e_{totale}}(\frac{z}{h}) \times P_{e_{sbg}}(\frac{\Delta x}{h})$. Sachant que les lois $F_{e_{totale}}(\frac{z}{h})$ se trouvent dans la littérature (cf. chapitre 2.1.2), seule $P(\frac{\Delta x}{h})$ reste à déterminer. Cette fonction sera appelée par la suite « *loi de similitudes partielle*. » De plus, la loi partielle du paramètre sous-maille P_{sbg} et la loi partielle du paramètre résolu $P_{rés}$ sont liées par la relation $P_{rés} = 1 - P_{sbg}$. Ainsi, seules les lois partielles sous-maille seront déterminées dans cette étude.

Dans le cas particulier de la TKE, les asymptotes de la loi peuvent être déterminées. La valeur de la TKE sous-maille en Δx correspond à l'intégrale du spectre de TKE entre 0 et Δx , ou entre $\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\Delta x}$ et $+\infty$ pour le nombre d'onde k (cf. Fig. 1.17).

$$e_{sbg}(\Delta x) = \int_{\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\Delta x}}^{+\infty} E(k) dk \quad (2.6)$$

Celle de la TKE résolue en Δx correspond à l'intégrale de ce même spectre entre $-\infty$ et $\frac{1}{2\pi \Delta x}$. Ainsi, lorsque Δx est très grand, les tourbillons ne sont plus créés, le spectre est nul à cette résolution et les lois de similitudes partielles de TKE sous-maille et TKE résolue doivent être respectivement égales à 1 et 0. Lorsque les échelles sont celles du modèle LES, la taille de la maille se trouve dans le domaine inertiel du spectre, qui d'après Kolmogorov (1942) s'écrit $E(k) = C_k \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}}$, où k est le nombre d'onde et ϵ est le flux spectral d'énergie transitant entre les échelles. En supposant que le spectre de Kolmogorov s'étend jusqu'à de très grands nombres d'onde (de très petites mailles), ce qui est le cas dans la couche limite :

$$e_{sbg} = \int_{\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\Delta x}}^{+\infty} C_k \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}} dk = \left[-\frac{3}{2} C_k \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{2}{3}} \right]_{\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\Delta x}}^{+\infty} = \frac{3}{2} C_k (2\pi \epsilon)^{\frac{2}{3}} (\Delta x)^{\frac{2}{3}} \quad (2.7)$$

Ainsi, e_{sbg} suit une loi en $(\Delta x)^{\frac{2}{3}}$ lorsque Δx est petit. Donc $P_{e_{sbg}}$ obéit à une loi en $(\frac{\Delta x}{h})^{\frac{2}{3}}$ pour $\frac{\Delta x}{h}$ petit.

Normalisation de la partition sous-maille/résolue dans la CL nuageuse

Dans les couches limites surmontées de nuages, l'épaisseur de la couche nuageuse, h_c , influence la taille des thermiques de couche limite en leur permettant de grandir au-delà de la couche limite grâce à la flottabilité obtenue par la condensation de la vapeur d'eau lors de l'apparition et de la croissance du nuage. Cette épaisseur h_c dépend de l'historique des flux, de la force de l'inversion qui chapeaute la couche limite, de la stabilité et de l'humidité de l'atmosphère libre. Ainsi, elle est indépendante des termes de normalisation de l'atmosphère libre et entre dans la normalisation de la couche limite sèche. Le rang de la matrice dimensionnelle est 4. La relation déterminant la TKE sous-maille est $\frac{e_{sbq}}{w^{*2}} = F_{e_{sbq}}(\frac{z}{h}, \frac{\Delta x}{h}, \frac{h_c}{h})$. Les fonctions de similitudes pour les paramètres totaux ne dépendent que de $\frac{z}{h}$ comme dans le cas sec (Lenschow et al. (1980) et Moeng et Wyngaard (1984)).

Ainsi, nous pouvons supposer que $\frac{e_{sbq}}{(w^*)^2} = F_{e_{total}}(\frac{z}{h}) \times P_{e_{sbq}}(\frac{\Delta x}{h}, \frac{h_c}{h})$. La simplification s'arrête à ce stade. Cependant nous faisons l'hypothèse que $P_{e_{sbq}}$ peut être exprimé sous la forme $P_{e_{sbq}}(\frac{\Delta x}{h} \times \frac{1}{1+\frac{h_c}{h}}) = P_{e_{sbq}}(\frac{\Delta x}{h+h_c})$. Ce qui signifie que la partition dépend de la résolution normalisée par la hauteur du sommet des nuages :

$$\frac{e_{sbq}}{e_{totale}} = P_{e_{sbq}}(\frac{\Delta x}{h+h_c})$$

Notons que cette équation est également valide dans le cas sec.

2.2 Données de référence

2.2.1 Campagnes de mesures utilisées

Comme Lenschow et al. (1980), Moeng et Wyngaard (1984) ou Sorbjan (1991), il nous faut des données expérimentales pour déterminer la forme de nos lois de similitudes. Dans notre cas, les expériences sont des LES de couches limites. Elles simulent des journées de campagnes de mesures bien documentées. Elles reproduisent donc la réalité. Nous utilisons six cas de couches limites convectives nuageuses ou sèches, continentales ou marine, en convection libre ou forcée, dont les caractéristiques sont très éloignées les unes des autres. Les caractéristiques physiques des simulations sont résumées dans le tableau 2.3 à la fin de ce chapitre et les caractéristiques techniques dans le tableau 2.4 du chapitre 2.2.2.

Simulation basée sur la campagne IHOP₂₀₀₂

La première simulation (IHOP par la suite) se base sur des données du projet IHOP₂₀₀₂ (International H2O Project) qui s'est déroulé du 13 mai au 25 juin 2002 au-dessus des Grandes Plaines de l'Okla-homa. L'objectif scientifique principal était d'améliorer la caractérisation spatio-temporelle de la distribution de la vapeur d'eau dans l'atmosphère afin de mieux comprendre et prédire les phénomènes convectifs. Ce cas a été choisi en raison de la topographie relativement homogène du site et parce qu'il représentait le développement typique de la couche limite convective continentale (Couvreur et al. (2005)). La LES a été réalisée à l'aide de trois radiosondages collectés



dans la matinée du 14 juin 2002 de 14 à 18 UTC², de 9 à 13 heure locale (Weckwerth et al. (2004)). La simulation, qui a duré 7 heures, simule l'atmosphère jusqu'à 5050 m de hauteur. Elle comprend une grille verticale étirée de 58 niveaux permettant d'avoir une résolution plus fine dans la couche limite, où $\Delta z < 50$ m, que dans l'atmosphère libre, Δz valant 250 m au dessus de 2 000 m. Durant cette journée, un système de haute pression est présent sur tout le site de mesure. Le champ de température est relativement homogène et le vent faible, inférieur à 5 m.s^{-1} . Le flux moyen est de Nord dans les basses couches le matin. Le flux d'altitude est plutôt de Nord-Ouest. Le cisaillement vertical du vent est assez faible. La couche limite est bien mélangée et atteint 1,5 km en début d'après-midi. Les mesures lidar de 7h30 à 13 heures indiquent l'existence de petites cellules convectives non nuageuses le matin (Couvreur (2005)).

Simulation basée sur la campagne Wangara



La campagne de mesures Wangara (Clarke (1971)) a eut lieu près de Hay en Australie du 15 juillet au 27 août 1967. Le site est plat et la végétation en est absente. Une seconde simulation a été réalisée à partir de données du jour 33 (16 juillet 1967) de cette campagne. Cette journée présente un ciel clair, une advection de chaleur et d'humidité très faible, sans activité frontale dans un périmètre de 1 000 km. Le développement de la couche limite de cette journée de campagne a été observé entre 0 et 9 UTC (de 9 et 18 heure locale). Cette couche limite est décrite par dix radiosondages pour 9 heures de simulation. La grille s'étend de 50 à 2 000 m. La maille verticale est de 50 m d'épaisseur jusqu'à 1 000 m puis 100 m jusqu'au sommet du domaine.

Simulation basée sur la campagne AMMA

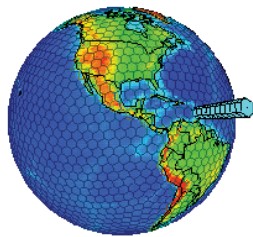
La campagne AMMA est un projet international qui étudie la mousson ouest-africaine, sa variabilité et ses liens avec les aspects socio-économiques (Redelsperger et al. (2006), Canut et al. (2011)). La simulation de la couche limite sahélienne du 5 juin 2006 entre 6 et 18 heure locale (AMMA, par la suite) a été obtenue par l'utilisation de trois analyses sur le Niger provenant du modèle IFS du centre européen et de deux interpolations de ces analyses introduites toutes les 3 heures sur 9 heures de simulation.

La grille verticale de la simulation s'étend de 20 m à 5000 m. Elle comprend 19 niveaux jusqu'à 100 m puis la taille de la maille verticale devient constante et égale à 100 m d'épaisseur. Le flux de chaleur est deux fois plus important que dans les simulations précédentes. Le vent est très fort (plus de 15 m.s^{-1}). AMMA a été ajouté aux deux précédentes expériences car elle permettait la modélisation d'une couche limite très haute qui atteint 2200 m après 9 heures de simulation.



2. Coordinated universal time

Simulation basée sur la campagne BOMEX



BOMEX³ est une campagne de mesure qui a eu lieu en mer des Caraïbes de mai à juin 1969 (Holland et Rasmussen (1969)), dont le but principal était de déterminer le taux de transfert de vapeur d'eau, de chaleur et de moment de l'océan vers l'atmosphère. La simulation (BOMEX par la suite) est un cas de couche limite marine avec présence de petits cumulus marins. Ce cas très simple ne présente pas de signal de méso-échelle, ni de transition des cumulus vers des stratocumulus, ni d'apparition de précipitation. Les flux de chaleur et d'humidité de surface sont constants. La couche limite est dans un état quasi-stationnaire, qui implique un équilibre entre le forçage de grande échelle et la réponse des petits cumulus. Le détail de cette simulation est présenté par Siebesma et al. (2003).

Simulation basée sur la campagne ARM

ARM est un cas idéalisé basé sur une campagne de mesure ARM⁴ qui a eu lieu pendant le programme EUROCS⁵. La LES utilisée présente le cycle diurne de cumulus continentaux du 21 juin 1997 dans les Grandes Plaines de l'Oklahoma. Brown et al. (2002) traitent de ce cas typique de convection peu profonde. Les flux de surface sont plus forts que ceux de BOMEX. La variabilité temporelle est également plus importante que sur les océans. Ceci est dû au fait que la surface est à présent continentale. Les profils idéalisés du cas ARM sont introduits toutes les 3 heures sur les 24 heures de simulations de ce cycle diurne et les flux de surface sont imposés à partir des données de la campagne. La grille verticale est régulière de 40 m de résolution sur 100 niveaux.



Simulation basée sur la campagne TRAC

TRAC (Turbulence Radar Avion Cellules, cf. Bernard-Trottolo et al. (2004)) est un programme de recherche visant à améliorer la connaissance des échanges énergétiques dans la CLA, en s'intéressant aussi bien aux structures cohérentes qu'à la turbulence de petite échelle dans les couches limites convectives. TRAC a eu lieu sur la plaine de la Beauce. Le site expérimental était situé à 80 km au sud-ouest de Paris.

3. Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment

4. Atmospheric Radiation Measurement

5. European Cloud System project



L'intérêt de cette région est d'avoir un relief plat et d'être éloigné de plusieurs centaines de kilomètres de grands massifs montagneux et de zone maritime. La végétation y est également particulièrement homogène puisque la région est dévolue aux cultures céréalières et dépourvue d'îlots forestiers ou urbains de grande taille. La campagne TRAC s'est déroulée en deux temps : le premier (TRAC93) a eut lieu en juin 1993 et le second (TRAC98, cf. [Bernard-Trottolo et al. \(2004\)](#)) du 15 juin au 5 juillet 1998. Le cas que nous simulons est celui du 29 juin 1998. Il s'agit d'un cas limite entre l'organisation en rouleaux et celle en cellules (cf. chapitre 1.1.3). Cette simulation a été réalisée sur un domaine de $32 \times 32 \text{ km}^2$ de façon à bien modéliser les structures de méso-échelle. La grille verticale est de 90 niveaux et la résolution est de 50 m à la surface pour 500 m au sommet du domaine.

Caractéristiques physiques des couches limites modélisées

Le tableau 2.3 résume les caractéristiques physiques des couches limites modélisées et présentées aux chapitres précédents. Il prouve que ces couches limites, bien que toutes convectives, couvrent des situations météorologiques très différentes.

	h (m)	ZCB (m)	Q_{0v} (ms^{-1}K)	$E0$ ($\text{ms}^{-1}\text{kgkg}^{-1}$)	w^* (m^2s^{-2})	u^* (m^2s^{-2})	L_{MO} (m)	$\frac{-h}{L_{MO}}$
Wangara	1203		0.17	$2 \cdot 10^{-5}$	1.9	0.05	-0.11	4715
IHOP	1046		0.17	$6 \cdot 10^{-5}$	1.78	0.29	-12	94
AMMA	1819		0.34	0	2.66	0.34	-10	225
BOMEX	580	540	0.08	$5.38 \cdot 10^{-5}$	0.52	0.28	-220	24
ARM	1076	1020	0.09	$1.31 \cdot 10^{-5}$	1.37	0.46	-8.3	109
TRAC	1072		0.16	$5.2 \cdot 10^{-5}$	1.6	0.65	-99	9.4

TABLE 2.3 – Moyenne sur le temps de simulation des caractéristiques principales des CL : hauteur de la couche limite, hauteur de la base des nuages (ZCB), flux de chaleur de surface, flux d'humidité de surface, vitesse de convection globale, vitesse de friction et longueur de Monin-Obukhov.

Remarque : la comparaison de la hauteur de la couche limite avec la longueur de Monin-Obukhov (cf. chapitre 1.1.3) permet d'affirmer que les différentes couches limites modélisées sont bien en convection libre puisque les modélisations présentent des caractéristiques tels que $\frac{-h}{L_{MO}} \geq 25$, à l'exception de TRAC qui est en convection forcée (cf. Tab. 2.3).

2.2.2 Simulation à haute résolution

Modèle : Méso-NH

L'ensemble du travail a été mené avec le modèle atmosphérique de recherche Méso-NH ([Lafore et al. \(1998\)](#)). Ce modèle a été développé conjointement par le CNRM/GAME et

le Laboratoire d'Aérologie. Il s'agit d'un modèle atmosphérique à méso-échelle simulant une large gamme d'échelles, de quelques mètres à plusieurs centaines de kilomètres, et à aire limitée. Visant à simuler des phénomènes d'échelle inférieure à 10 km, il se doit d'être non-hydrostatique. Cette possibilité de simuler des résolutions très différentes tout en gardant une bonne qualité des simulations nécessite de filtrer les ondes acoustiques qui n'ont aucune utilité en météorologie et qui déstabilisent le schéma numérique. Pour ce faire, le modèle utilise l'hypothèse anélastique. Il peut être utilisé avec plusieurs paramétrisations physiques, adaptées à la résolution choisie, et sous différentes configurations, cas réels et théoriques.

En ce qui concerne la turbulence, Méso-NH possède la paramétrisation de la turbulence de Cuxart et al. (2000). Il contient un système complet d'équations des flux turbulents, variances et covariances au second ordre. Ce schéma est basé sur :

- une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente et des variables conservatives pour les processus humides non précipitants,
- l'utilisation des nombres de Prandtl et de Schmidt qui permettent de tenir compte de la stabilité thermique pour le calcul des flux et variances sous-maille,
- l'équilibre stationnaire de la turbulence sous-maille avec les conditions aux limites de la maille (l'advection et les dérivées temporelles sont négligées),
- une longueur de mélange variable.

Comme ce modèle s'utilise aussi bien pour réaliser des LES (résolution horizontale ≤ 100 m) et des simulations à schéma de turbulence 1D, le schéma de turbulence peut être tridimensionnel ou unidirectionnel. Toutefois, le schéma de turbulence n'est pas construit, comme aucun d'ailleurs, pour fonctionner aux échelles intermédiaires.

Taille du domaine

La taille du domaine doit être choisie en fonction des phénomènes à modéliser. En particulier, les plus grands tourbillons doivent être de taille plusieurs fois inférieure à celle du domaine. Ainsi, selon De Roode et al. (2004), une couche limite en convection libre et sans nuage doit avoir une taille de domaine de l'ordre de la hauteur de la couche limite ou deux fois plus large. Lorsqu'on introduit de l'humidité, le domaine doit avoir une taille neuf fois plus grande pour représenter les structures de température potentielle virtuelle ($\overline{\theta_v'^2}$). Par ailleurs, dans le cas de convection forcée, les rouleaux convectifs qui peuvent se former sont des structures de méso-échelle. La taille du domaine dépend donc de la longueur d'onde qui, selon les théories de Faller (1965), dépend de la latitude et de la force du vent (cf. chapitre 1.1.3). Ainsi, la présence de fluctuations de méso-échelle complexifie l'analyse de la turbulence puisqu'elles requièrent un domaine plus grand. En effet, si on ne se trouve pas dans un « trou spectral », l'amplitude de la variance non résolue devient dépendante de la taille de la grille horizontale. En présence de fluctuation de méso-échelle, ce trou spectral n'existe pas. Cela signifie que le domaine horizontal d'un modèle LES doit être suffisamment grand pour représenter les fluctuations de méso-échelle. Or, TRAC présente de telles organisations.

Par anticipation (cf. chapitre 2.3), la figure 2.2 présente la part résolue de la TKE de TRAC en fonction de la résolution normalisée. La figure 2.2(a) présente ce résultat pour un domaine de 16 km de côté. Dans le domaine LES, les données sont très dispersées. Certaines structures de petites échelles sont entièrement résolues. Ces structures ne sont pas visibles sur la figure 2.2(b), obtenue à partir d'une LES d'un domaine de 32 km de côté. Il s'agit de structures irréalistes qui apparaissent dans un domaine cyclique trop petit pour représenter correctement les plus grandes structures.

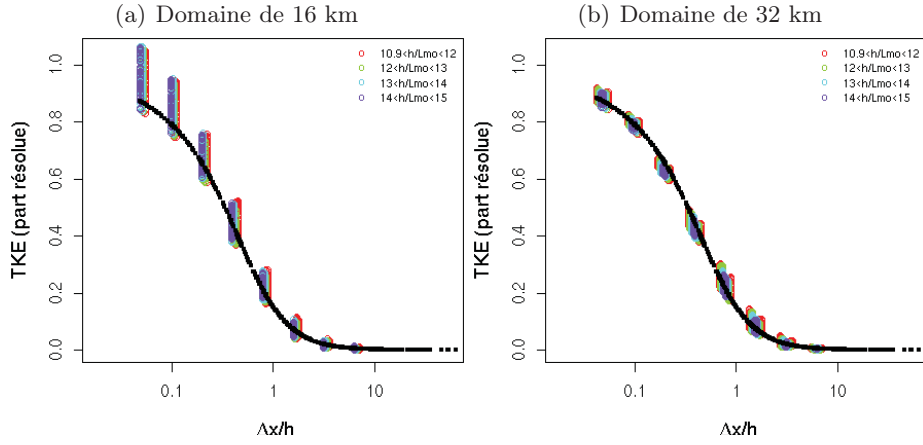


FIGURE 2.2 – TKE résolue sur TKE totale en fonction de la résolution normalisée par la hauteur de la couche limite pour une domaine de (a) 16 km et de (b) 32 km de côté de la simulation TRAC.

Pas de temps et résolution verticale

Pour s'assurer que les simulations réalisées ne sont pas sensibles au pas de temps, la simulation IHOP a été réalisée avec un pas de temps deux fois plus petit. Cette simulation doit avoir les mêmes caractéristiques que la simulation que nous allons utiliser comme référence. De même, nous avons testé la sensibilité à la résolution verticale en réalisant une simulation avec une résolution verticale deux fois plus fine que la simulation LES de référence. Le résultat de ces simulations est présenté sur la figure 2.3

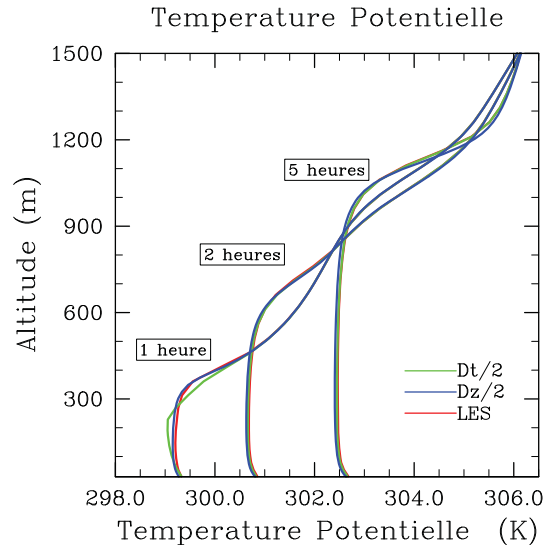


FIGURE 2.3 – Profils verticaux de température potentielle après 1, 2 et 5 heures de simulation de la LES IHOP. En rouge la référence, en vert une simulation avec un pas de temps deux fois plus faible, en bleu une simulation avec une résolution verticale deux fois plus importante tout chose égale par ailleurs.

Elle montre que les deux simulations testées sont très proches de la LES de référence, à l'exception de la première heure. Le temps de *spin-up* est le temps que met le modèle pour se caler. Ce temps est d'au moins une heure et demi dans toutes les simulations. Artifice non physique, il est retiré de toutes les simulations (cf. Tab. 2.4). La simulation dont la résolution verticale est deux fois plus fine que dans la référence présente un comportement

différent dans la zone d'entraînement à la 5^{ème} heure. Cette zone est donc mieux représentée par la simulation avec une plus forte résolution verticale, mais il semble qu'aux heures de simulation que nous prenons en compte dans l'étude il n'y ait pas de différence significative.

Par la suite, les simulations ont toutes le même comportement que IHOP dans la zone grise de la turbulence. Nous considérons donc qu'elles représentent correctement l'atmosphère et que le pas de temps et la résolution verticale de toutes les simulations sont suffisantes dans nos LES de référence.

Résolution horizontale

La résolution du modèle LES doit être suffisante pour que les tourbillons les plus énergétiques soient résolus et que la part sous-maille corresponde à des tourbillons homogènes et isotropes. Il est communément admis qu'une résolution de l'ordre de 50 m dans le cas d'une couche limite convective est suffisante (Deardorff (1972a)). Une résolution de 62,5 m a l'avantage de fournir une résolution de 1 000 m une fois moyennée, or l'échelle kilométrique est l'objet de cette thèse. Mais cette résolution suffit-elle ? Pour s'en assurer, il faut vérifier qu'une résolution plus fine ne fournit pas d'information différente.

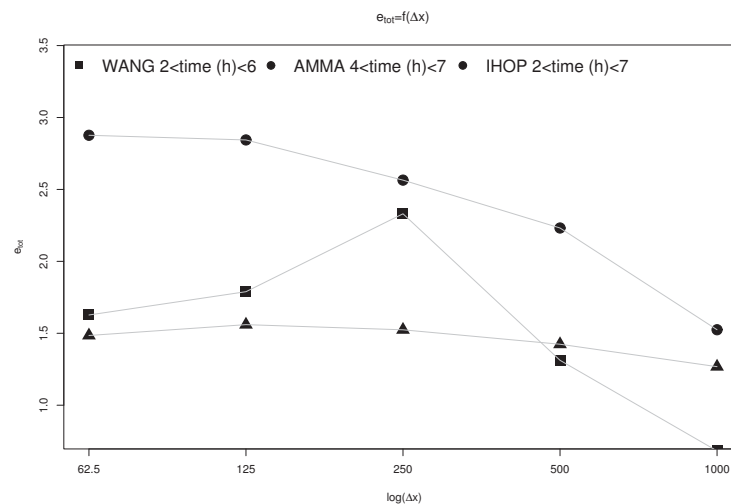


FIGURE 2.4 – Variation de la TKE totale ($m^2.s^{-2}$) avec la résolution pour des simulations dont le schéma de turbulence est celui d'une simulation LES.

Ainsi, une simulation d'une résolution de 31,25 m est mise en place de sorte qu'une moyenne donne un champ de référence à 62,5 m. La figure 2.4 indique que, pour une paramétrisation LES, la TKE totale est sous-estimée pour les grandes mailles. Les fines résolutions quant à elles présentent une TKE totale qui tend vers une asymptote lorsque la taille de la maille devient petite. D'après ce graphique, une résolution plus fine encore ne fournirait pas une turbulence totale différente : une résolution de 62,5 m est suffisante. Par ailleurs, la simulation de référence doit donner des valeurs cohérentes de la partition sous-maille/résolue. Pour cela, une simulation à 31,25 m de résolution a été réalisée sur le cas IHOP. La corrélation entre les parts sous-maille moyennées de la simulation à 62,5 m et celles de la simulation à 31,25 m de résolution aux mêmes échelles est présentée figure 2.5 : elle est excellente. La variance est plus importante aux alentours de 500 m où des phénomènes sont encore résolus alors que le nombre de points dans le domaine devient faible par rapport à la LES.

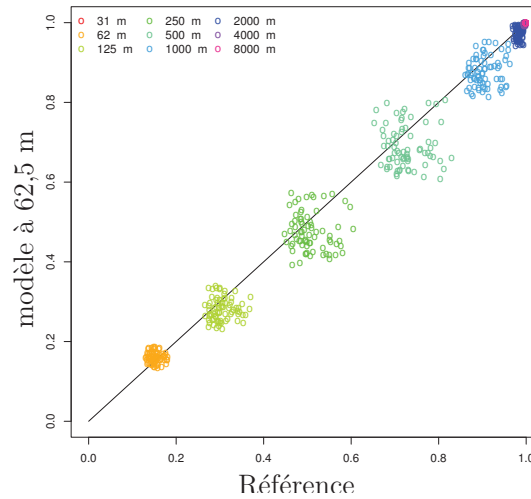


FIGURE 2.5 – Parts sous-maille calculées par moyennes successives d’une LES à 62,5 m de résolution horizontale à 62,5 m, 125 m, 250 m, 500 m, 1 000 m, 2 000 m, 4 000 m et 8 000 m en fonction de celles calculées à partir d’une LES à 31,25 m de résolution horizontale (référence).

Schéma d’advection et temporel

Le but d’un modèle LES est de visualiser les mouvements turbulents (ce que ne permettent pas les modèles à grande échelle) sans que le coût ne devienne trop élevé. Un schéma d’advection permet de modéliser le transport de certaines quantités (énergie, vapeur d’eau, chaleur, *etc.*) par le mouvement du milieu (dans notre cas l’atmosphère). Les schémas d’advection et temporel fournissent une solution approchée d’équations aux dérivées partielles régissant la part résolue de la simulation.

Cela ne va pas sans approximation. La méthode des différences finies est la discrétisation du modèle MésO-NH utilisées ici. Elle s’applique à la fois à la discrétisation spatiale ou temporelle. Elle est facilement implémentable, mais impose une géométrie simple. Il existe d’autres types de discrétisation : les volumes finis et les éléments finis. Les éléments finis ne sont pas beaucoup utilisés pour les schémas physiques, mais les volumes finis le sont couramment dans les modèles LES. Ils ont l’avantage de permettre les géométries complexes, ce qui est utile pour l’étude de fluides dans des environnement confinés mais inutile dans notre cas où il n’y a pas d’obstacle.

MésO-NH possède plusieurs schémas d’advection. Cependant, pour les LES, il n’existe pas de solution parfaite : les schémas explicites centrés sont instables, les schémas implicites sont trop diffusifs, de même que les schémas explicites décentrés. Nous prenons le meilleur pour la LES : un schéma d’advection explicite. Il faut théoriquement une cohérence entre les schémas spatiaux et temporels de façon à avoir un schéma centré en espace et en temps. Les deux schémas temporels de MésO-NH sont FIT (décentré) et Leap Frog (centré). Nous choisissons le schéma décentré pour plus de stabilité. Nous y adjoignons un schéma décentré pour les variables scalaires (PPM). Mais pour le vent, nous choisissons CEN4TH, un schéma centré spatialement et temporellement d’ordre 4. Cette configuration est la meilleure de MésO-NH pour le moment.

À l’heure actuelle, un schéma d’advection des moments de type WENO (Blossey et Durran (2008)) a été implémenté dans MésO-NH, dans le but de décentrer les schémas, d’augmenter le pas de temps et de s’approcher des schémas numériques disponibles dans

WRF. Ces schémas d'advection seront associés à un schéma temporel de type RK3⁶, en cours d'implantation pour l'advection. Il n'était pas encore disponible lors de la rédaction de ce manuscrit, mais présente de bons résultats.

Présentation des simulations

Les LES ont été réalisées sur plusieurs heures dans des cas de couche limite pour lesquels le relief est plat et la végétation homogène (cf. chapitre 2.2.1). Le domaine est parallélépipédique de surface horizontale. Pour éviter toute réflexion d'onde de gravité aux limites, une couche absorbante a été ajoutée au sommet du domaine. La simulation se passe dans un monde cyclique : les flux sortant par un côté de la simulation entrent à nouveau dans le domaine par le côté opposé, et ce pour les quatre faces latérales.

Pour s'assurer, d'une part, du réalisme des simulations et d'autre part, de la bonne représentation d'une couche limite convective donnée, un rappel des paramètres du modèle vers des valeurs observées lors de campagnes de mesures a été réalisé via des données de radiosondages de vent horizontal, de température potentielle et d'humidité à l'instant initial et à intervalles de temps réguliers durant les simulations. De plus, au fur et à mesure de la modélisation, le vent géostrophique et la subsidence sont imposés en fonction des données expérimentales. Enfin, les flux de surface de chaleur et d'humidité forcent le modèle tout au long de la simulation.

	Temps de simu (h)	Temps utile (h)	Niveaux verticaux	Niveaux CL	Δz min (m)	Δz max (m)	Maille horizontale
Wangara	9	4	40	23	50	50	256×256
IHOP	7	5	58	26	20	250	256×256
AMMA	12	4	60	29	20	100	256×256
BOMEX	9	8	75	16	40	40	256×256
ARM	15	7	100	26	40	40	256×256
TRAC	9	6	90	23	50	500	512×512

TABLE 2.4 – Résumé des LES : temps de la simulation, temps utilisé dans les diagnostics (cf. texte), nombre de points verticaux au total, nombre de points dans la couche limite, résolution verticale minimale, résolution verticale maximale, nombre de points sur l'horizontale.

Toutes les données des simulations n'ont pas été utilisées (cf. Tab 2.4). En effet, dans un premier temps et dans certaines simulations, le modèle, partant d'une couche limite stable, met en place la couche limite convective. Ainsi, les premières heures de simulation ont été retirées car les données ne correspondent pas à la couche limite convective que l'on souhaite modéliser. De plus, le modèle met à peu près une heure à se caler. Ce temps de *spin-up* doit également être retiré. Enfin, dans certains cas, à la fin de la simulation, les flux de chaleur et d'humidité au sol décroissent du fait du cycle diurne. Dans cette situation, la hauteur de la couche limite diminue. Cette transition de la couche limite convective (diurne) à la couche limite stable (nocturne) fait encore l'œuvre d'investigation (voir la campagne de mesure BLLAST, Lothon et Lenschow (2010)). Cette couche limite de l'après-midi ne répond pas à la normalisation convective traditionnelle (Sorbján (2006), Pino et al. (2006)). Ainsi, ces données de fin de simulation ont également été écartées.

6. Runge-Kutta d'ordre 3

2.2.3 Obtention des parts sous-maille et résolues

Diagnostic : moyennes horizontales successives

Le chapitre précédent présente les simulations de référence calculées sur un domaine à aire limitée dont la maille horizontale est de taille suffisamment fine pour représenter la majeure partie des tourbillons turbulents (cf. chapitre 2.2.2). Ces LES fournissent donc des champs à une résolution très fine. Nous souhaitons obtenir ces mêmes champs à des résolutions plus grossières de façon à étudier la zone grise.

Ainsi, à partir de ces simulations, des moyennes spatiales horizontales des différents paramètres du modèle que sont les composantes du vent, la température potentielle et le rapport de mélange ont été calculées. Elles fournissent les valeurs théoriques que devraient atteindre des modèles idéaux dont les résolutions sont intermédiaires entre cette LES et la résolution d'une simulation de méso-échelle comme le montre l'illustration 2.6. Le code permettant le calcul des moyennes a été réalisé par mes soins en Fortran et introduit dans les sources de Mésos-NH. La résolution verticale du modèle n'est pas modifiée.

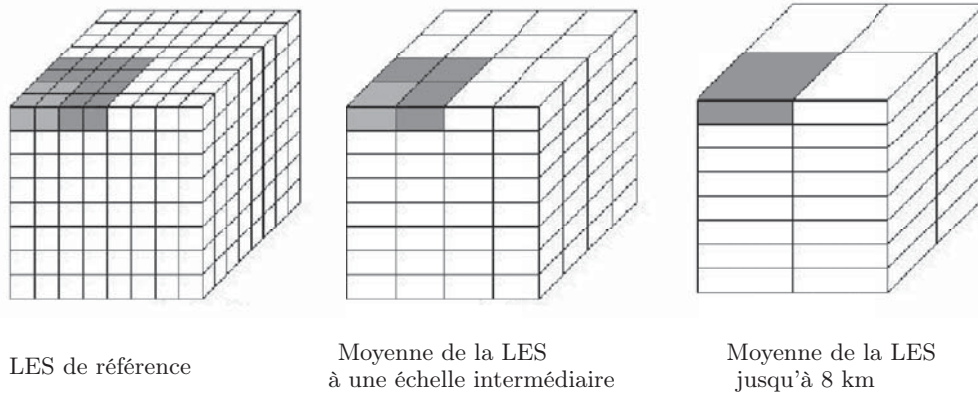


FIGURE 2.6 – Des moyennes successives à différentes échelles.

Détaillons le principe des moyennes successives par un exemple :

Un LES champ de vent zonal a une résolution de 62,5 mètres sur un domaine de 16 kilomètres de côté. Le champ résolu à une résolution de 250 mètres est calculé comme :

$$(\bar{u}^{250m})_{i,j} = \left(\frac{1}{16} \sum_{k,l=1}^4 \bar{u}_{k,l}^{62,5m} \right)$$

$\bar{u}_{i,j}^{62,5m}$ est le champ de vent zonal résolu de la LES à un niveau vertical donnée. La moyenne est calculée sur 16 mailles successives (un carré de 4×4 mailles) de façon à former des mailles de 250 mètres.

L'étude s'est portée sur les paramètres caractéristiques de la couche limite que sont traditionnellement les profils d'énergie cinétique turbulente (TKE), des flux de chaleurs et d'humidité, de la variance de température potentielle et de celle de rapport de mélange en vapeur d'eau. Par la suite, la démarche sera expliquée sur l'exemple de la TKE. La part résolue de l'énergie cinétique turbulente est une variable calculée pour une maille de 62,5 m à partir des composantes du vent des simulations de référence.

$$e_{rés}(62, 5m) = \frac{1}{2} < (\bar{u} - \langle u \rangle)^2 + (\bar{v} - \langle v \rangle)^2 + (\bar{w} - \langle w \rangle)^2 >$$

Dans cette équation, $e_{rés}(62, 5m)$ est la TKE résolue dans une simulation de 62,5 m de résolution. u , v et w sont les composantes du vent. $\langle u \rangle$ est la moyenne horizontale du vent u sur l'ensemble du domaine. $\bar{u}$ est le champ résolu de vent u à 62,5 m de résolution. Les champs résolus des modèles doivent correspondre à la moyenne du champ réel sur la maille du modèle. Ainsi, comme notre champ LES de départ est supposé parfait, le champ de vent résolu à une résolution Δx donnée doit correspondre à $\bar{u}^{\Delta x}$. Soit $e_{rés}(\Delta x)$, la part de TKE résolue pour un modèle de résolution Δx , alors :

$$e_{rés}(\Delta x) = \frac{1}{2} < (\bar{u}^{\Delta x} - \langle u \rangle)^2 + (\bar{v}^{\Delta x} - \langle v \rangle)^2 + (\bar{w}^{\Delta x} - \langle w \rangle)^2 >$$

Les champs $\bar{u}_i^{\Delta x}$ sont obtenus aux autres échelles par moyennes successives (cf. Fig. 2.6).

$$\begin{array}{ccccccc} (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}) & \xrightarrow{\text{moyenne}} & (\bar{u}^{125m}, \bar{v}^{125m}, \bar{w}^{125m}) & \xrightarrow{\text{moyenne}} & \dots & \xrightarrow{\text{moyenne}} & (\bar{u}^{8km}, \bar{v}^{8km}, \bar{w}^{8km}) \\ \downarrow & & \downarrow & & & & \downarrow \\ e_{rés}(62, 5m) & & e_{rés}(125m) & & \dots & & e_{rés}(8km) \end{array}$$

Une fois la part résolue connue, il reste à déterminer la part sous-maille. L'énergie totale est indépendante de la résolution du modèle. Elle peut donc être calculée comme la somme de la TKE sous-maille et de la TKE résolue fournies par la LES. Puis la part sous-maille de l'énergie à Δx m de résolution est donnée par la soustraction de l'énergie résolue pour la résolution (Δx) désirée à l'énergie totale, déterminée par la somme des énergies sous-maille et résolue de la simulation de référence de maille 62,5 m :

$$e_{sbg}(\Delta x) = e_{rés}(62, 5m) + e_{sbg}(62, 5m) - e_{rés}(\Delta x)$$

Les flux de chaleur et d'humidité résolus sont obtenus, quant à eux, à partir du vent vertical w et de la température potentielle liquide (θ_l) ou du rapport de mélange en eau totale (q_t) de la simulation de référence :

$$w' \theta'_{l,rés}(62, 5m) = \langle (\bar{\theta}_l - \langle \theta_l \rangle) (\bar{w} - \langle w \rangle) \rangle$$

$$w' q'_{t,rés}(62, 5m) = \langle (\bar{q}_t - \langle q_t \rangle) (\bar{w} - \langle w \rangle) \rangle$$

Les quantités résolue et sous-maille des flux de température potentielle liquide et de rapport de mélange en eau totale, ainsi que celles des variances de ces mêmes champs sont obtenus aux différentes échelles par la même méthode que celle présentée précédemment pour la TKE. Des détails sur le calcul des diagnostics sur la grille C d'Arakawa sont donnés en annexe C

Validité du diagnostic

Regardons à présent notre problème dans l'espace spectral. À une fréquence (ou un nombre d'onde) donnée, le spectre de TKE est partagé entre l'énergie sous-maille et l'énergie résolue comme le montre la figure 2.7.

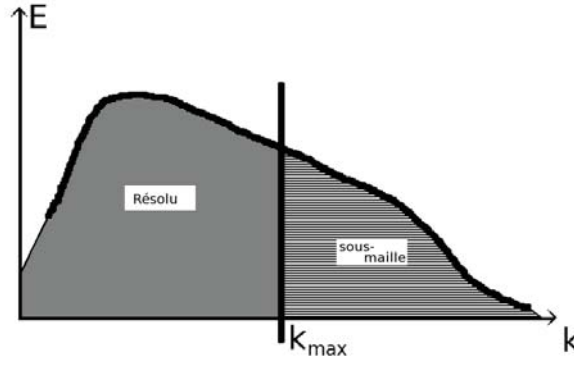


FIGURE 2.7 – Spectre d'énergie cinétique turbulente schématique. k_{max} est le nombre d'onde maximal résolu. Les ondes de nombre d'onde supérieur sont sous-maille.

La moyenne du champ à une résolution donnée fournit cette séparation. En toute rigueur, le diagnostic présenté précédemment ne répond pas à cette attente car les moyennes sont réalisées dans l'espace physique. Il peut être formalisé par :

$$\bar{f} = \frac{1}{\Delta x^2} \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} f_{ij} \phi_{ij}$$

où f est notre champ, ϕ une fonction poids « porte » (qui vaut $\frac{1}{\Delta x^2}$ sur les mailles appartenant à p une maille de taille Δx et 0 partout ailleurs) et $\bar{f}$ le champ moyenné de p par la moyenne arithmétique.

Le passage dans l'espace spectral fournit cette relation :

$$E_{\bar{f}}(k) = E_f(k) \cdot E_{\phi}(k)$$

avec E la densité spectrale d'énergie et k le nombre d'onde. Or la densité spectrale de cette fonction poids ϕ se calcule facilement dans l'espace des phases. Il s'agit de : $E_{\phi} = \sin_c^2(\frac{i \times \Delta x}{2}) \sin_c^2(\frac{j \times \Delta x}{2})$ représentée sur la figure 2.8. Dans cet espace, la fonction n'est plus une fonction porte. Elle va affecter toutes les échelles. Cependant, le deuxième maximum en $\frac{3\Pi}{\Delta x}$ vaut 0.2, donc l'erreur reste faible.

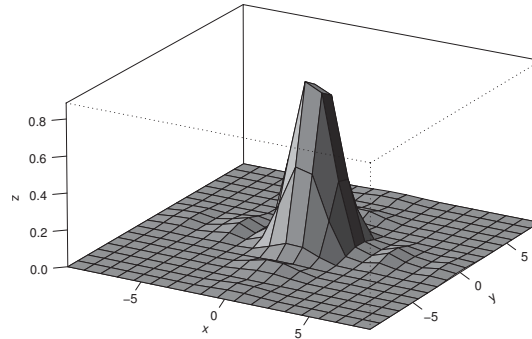


FIGURE 2.8 – Densité spectrale d'une fonction porte 2D : une surface sinus cardinal.

Il faut toutefois le vérifier. Pour cela, le champ spectral associé au champ initial de la figure 2.9(a) a été calculé puis filtré. Le champ filtré est à nouveau transformé vers l'espace physique (cf. Fig. 2.9(b)) et comparé à celui obtenu par moyennes successives

(cf. Fig. 2.9(c)). La figure 2.9(d) prouve que l'erreur (définie comme $|\frac{\text{champ spectral}}{\text{champ spectral moyenné}}|$ cumulé sur les niveaux verticaux) est très faible.

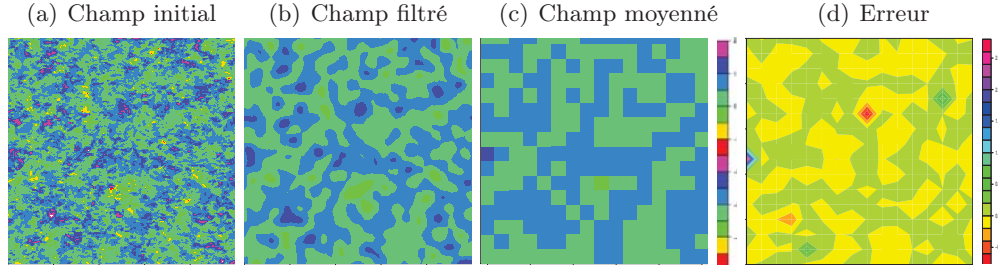


FIGURE 2.9 – Champs de vent zonal au milieu de la couche limite de la simulation IHOP après 5 heures de simulation (a) initial (62.5m de résolution), (b) champ filtré en spectral, (c) obtenu par moyennes successives et (d) erreur absolue à 1 000 m de résolution entre ces deux champs.

2.3 Lois de similitudes dans la zone grise

2.3.1 Lois de similitudes pour la couche limite en convection libre

Après avoir calculé les champs de référence par moyenne successive aux résolutions de la zone grise (cf. chapitre 2.2.3), nous les utilisons pour étudier le comportement des différents champs dans cette gamme de résolution. Ils servent à définir les lois de similitudes partielles, définies au chapitre 2.1, mais tout d'abord étudions « à l'oeil nu » le comportement des champs moyennés en fonction de la résolution.

Champs moyens

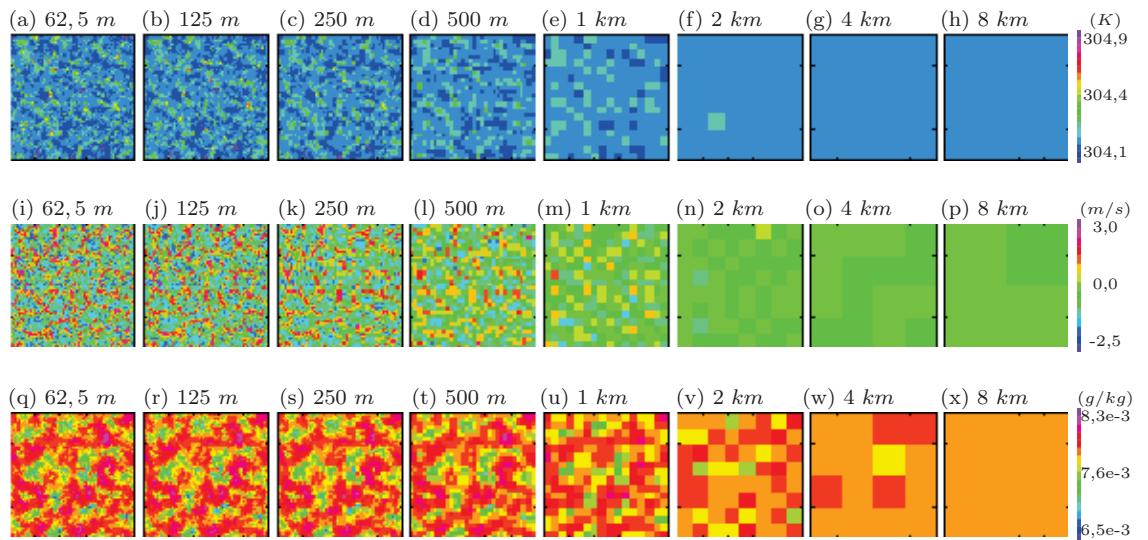


FIGURE 2.10 – Coupes horizontales sur le cas IHOP : (a-h) température potentielle ($304,1 \geq \theta \geq 304,9$), (i-p) vent vertical ($-2,5 \geq w \geq 3,0$) et (q-x) de rapport de mélange en vapeur d'eau ($6,5 \cdot 10^{-3} \geq q \geq 8,3 \cdot 10^{-3}$) à 500 m d'altitude pour différentes résolutions de 62,5 m à 8 km.

Des coupes horizontales de température potentielle, de vent vertical et de rapport de mélange en vapeur d'eau à 500 m d'altitude et à différentes résolutions de la simulation IHOP sont présentées sur la figure 2.10. Elles montrent que, lorsque la résolution augmente, les champs tendent vers la valeur moyenne sur l'ensemble du domaine, alors que la variance tend vers zéro. Les structures résolues disparaissent quand la taille de la maille augmente. Elles partent plus rapidement dans la couche limite de surface, où les tourbillons turbulents sont plus petits que dans la couche mélangée (non montré). Elles disparaissent également plus rapidement sur les champs de température potentielle et de vent vertical que sur ceux de rapport de mélange en vapeur d'eau (cf. Fig. 2.10) car les tailles caractéristiques des structures sont plus petites dans le cas des champs de température potentielle et de vent vertical que dans ceux de rapport de mélange en vapeur d'eau. Ceci est en accord avec De Roode et al. (2004).

La suite de ce chapitre 2.3 est dédiée au calcul des lois de similitudes partielles de différents paramètres turbulents.

Énergie cinétique turbulente

Les ratios TKE sous-maille sur TKE totale ($\frac{e_{sbq}}{e_{tot}}$) et TKE résolue sur TKE totale ($\frac{e_{rés}}{e_{tot}}$) sont tracés en fonction de la résolution normalisée (la taille de la maille normalisée par la hauteur de la couche limite plus la hauteur de la couche nuageuse : $\frac{\Delta x}{h+h_c}$) sur la figure 2.11 pour les cinq couches limites en convection libre. Chaque point représente une valeur instantanée collectée toutes les 300 s à chaque niveau du modèle.

Les valeurs des cinq couches limites se comporte de la même manière en suivant la même loi. Pour les fines résolutions, même si elle n'est pas proche de zéro, la part sous-maille est bien plus petite que la part résolue. Il s'agit du domaine LES, où la turbulence est principalement résolue. Quand la maille grossit (quand $\frac{\Delta x}{h+h_c}$ augmente), la part sous-maille augmente alors que la part résolue diminue jusqu'à atteindre une échelle où les deux parts ont la même valeur, à savoir 0,5 (ligne violette verticale). Enfin, une autre échelle caractéristique est atteinte lorsque la TKE devient entièrement sous-maille et que la part résolue est plus petite que 5% (ligne verte verticale). Nous avons atteint la méso-échelle. Ces échelles sont commentées plus loin dans le manuscrit.

Les lois de similitudes partielles sont obtenues par régression dans ces nuages de points sous une forme qui est imposée par un comportement asymptotique connu pour la TKE (cf. chapitre 2.1.2) et par l'impression que nous avons de retrouver une forme arctangentielle. Nous avons donc cherché la loi de la TKE sous-maille sous la forme :

$$P_{e_{sbq}}\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right) = \frac{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 + a \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{\frac{2}{3}} + b}{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 + c \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{\frac{2}{3}} + d} \quad (2.8)$$

où a , b , c et d sont les variables définies par la méthode des moindres carrés. De plus, dans le but de quantifier l'incertitude sur ces lois, des boîtes-à-moustaches sont portées sur les figures 2.11 à 2.16. Elles représentent les données résolues par classe de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$ sous forme simplifiée avec la médiane (trait épais), une boîte s'étendant du quartile 0,25 au quartile 0,75, et des moustaches qui s'étendent jusqu'à la valeur distante d'au maximum 1,5 fois la distance interquartile. L'intervalle de confiance est défini dans notre cas par les premier et dernier vigintiles des données par classe de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. Cet intervalle est cherché sous la forme $\pm a \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c}) - b)^2}{c}}$, où a , b et c sont des constantes calculées suivant la méthode des

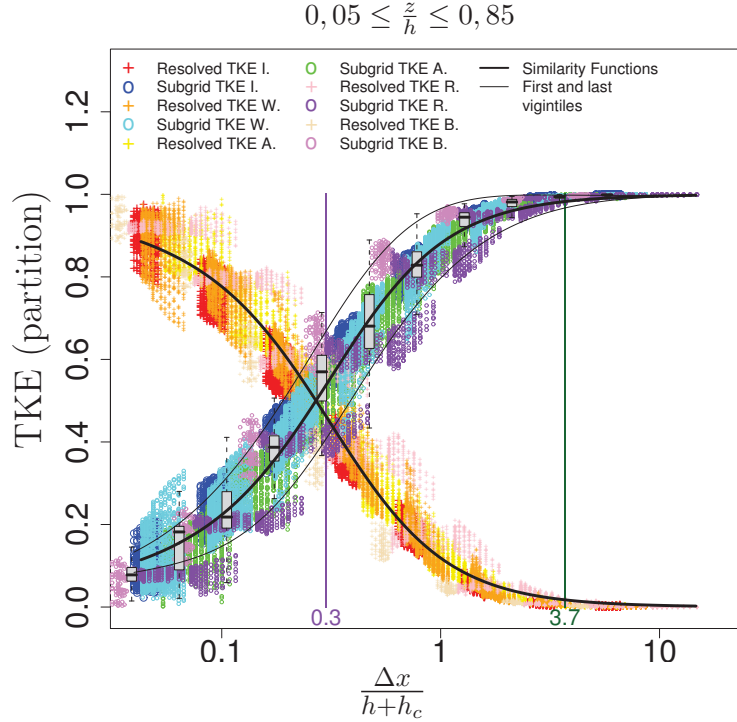


FIGURE 2.11 – Partition de TKE résolue (IHOP : rouge, Wangara : orange, AMMA : jaune, ARM : rose, BOMEX : crème) et sous-maille (IHOP : bleu, Wangara : cyan, AMMA : vert, ARM : violet, BOMEX : mauve) en fonction de la résolution normalisée dans la couche mélangée. Dans la légende I. signifie IHOP, A. signifie AMMA, W. signifie Wangara, B. signifie BOMEX et R. signifie ARM. La ligne violette représente l'échelle à laquelle les parts sous-maille et résolue de TKE sont égales toutes deux à 0,5. Le ligne verticale verte est l'échelle à laquelle la TKE totale est à plus de 95% sous-maille. Les lignes noires sont les lois de similitudes partielles. Les boîtes-à-moustaches grises résument la médiane et la variance des données résolues par classes de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. Les lois noires fines de part et d'autre de la loi de similitudes pour la part sous-maille sont les premier et dernier vigintiles (20-quantiles) des données.

moindres carrés. Ainsi, la même forme mathématique est donnée aux premier et dernier vigintiles. Ces différentes régressions indiquent que la part sous-maille de la TKE dans la couche mélangée (CM) peut s'exprimer sous la forme mathématique 2.9 :

$$P_{e_{sb}}\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)_{CM} = \frac{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 + \frac{7}{100} \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{\frac{2}{3}}}{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 + \frac{1}{7} \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{\frac{2}{3}} + \frac{1}{14}} \pm 0,12 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c})+1,9)^2}{5}} \quad (2.9)$$

Les deux lois de similitudes sont tracées en ligne noire épaisse sur la figure 2.11. L'intervalle de confiance est tracé en lignes noires fines. Nous constatons avec satisfaction que la fonction 2.9 (et son pendant résolu $P_{e_{rs}}$) représente bien le comportement de cinq couches limites très différentes à des altitudes telles que $0,05 \leq \frac{z}{h} \leq 0,85$, c'est-à-dire dans la couche mélangée.

Dans la zone d'entraînement ($0,85 \leq \frac{z}{h} \leq 1,1$), la résolution pour laquelle les parts sous-maille et résolue ont la même valeur est décalée vers de plus grandes échelles, $\frac{\Delta x}{h+h_c} = 0,4$ (cf. la ligne violette sur la figure 2.12). Ceci signifie que les structures de TKE dans la zone d'entraînement (ZE) sont plus grandes que dans la couche mélangée. Une nouvelle

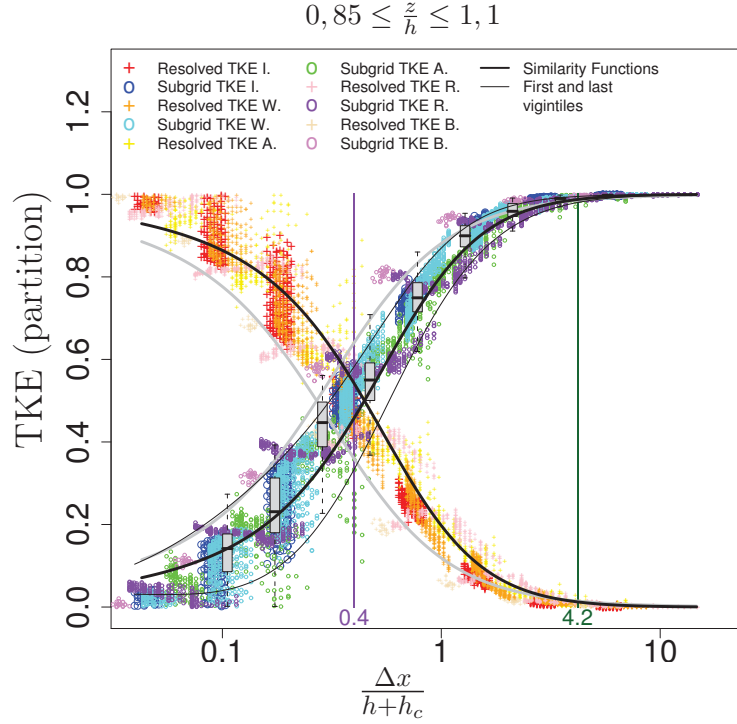


FIGURE 2.12 – Partition de TKE résolue et sous-maille en fonction de la résolution normalisée dans la zone d'entraînement. Même légende que pour 2.11. La ligne grise est la loi de la TKE dans la couche mélangée.

fonction est trouvée pour cette région de la couche limite (cf. Eq. 2.10). Elle est validée par le tracé visible sur la figure 2.12.

$$P_{e_{sbq}}\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)_{ZE} = \frac{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 + \frac{4}{21} \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{\frac{2}{3}}}{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 + \frac{3}{20} \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{\frac{2}{3}} + \frac{7}{21}} \pm 0.15 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c})+1.5)^2}{3}} \quad (2.10)$$

Flux de chaleur et d'humidité

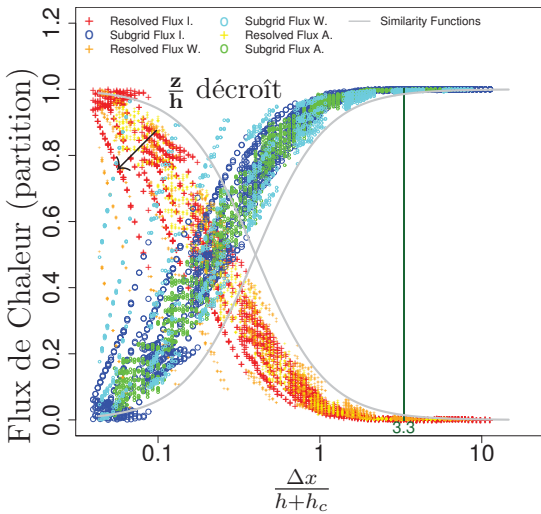


FIGURE 2.13 – Parts sous-maille et résolue du flux de chaleur ($\frac{w'\theta'_{lsbg}}{w'\theta'_{ltotal}}$ et $\frac{w'\theta'_{lrés}}{w'\theta'_{ltotal}}$) en fonction de la résolution normalisée dans la couche limite de surface. La légende est identique à celle de la figure 2.11.

Cette figure prouve qu'à résolution fixe, les ratios $\frac{w'\theta'_{lsbg}}{w'\theta'_{ltotal}}$ et $\frac{w'\theta'_{lrés}}{w'\theta'_{ltotal}}$ ont plusieurs valeurs. Ainsi, dans la couche limite de surface ($z \leq 0,2h$), l'hypothèse selon laquelle les lois de similitudes ne dépendent pas de l'altitude $\frac{z}{h}$ est fautive. Nous ne considérons donc que les altitudes supérieures à 20% de la hauteur de la couche limite dans la suite de l'étude.

Le flux de chaleur de couche limite est une variable plus complexe que la TKE. En effet, elle est positive dans les premiers niveaux, où la chaleur de la surface est transportée vers l'atmosphère libre, et négative au sommet de la couche limite, où le flux de chaleur est principalement gouverné par l'entraînement. Aux altitudes où le flux de chaleur est proche de 0, il n'est pas rare d'obtenir un flux sous-maille positif alors que le flux résolu est négatif, ou l'inverse. Dans ce cas, le flux total $\overline{w'\theta'_l}$ est plus petit que les flux sous-maille ou résolu. Ainsi, les parts sous-maille/résolue du flux de chaleur deviennent négatives ou supérieures à 1. Nous avons donc décidé de les retirer. Ainsi, les altitudes intermédiaires entre 0,55 et 0,85% de la hauteur de la couche limite ne sont pas prises en compte dans cette étude et le flux de chaleur doit être séparé en deux zones (cf. Eq. 2.11) : en dessous et au-dessus du changement de signe de flux de chaleur total. Les fonctions $\frac{\overline{w'\theta'_l}_{sbgr}}{\overline{w'\theta'_l}_{total}}$ pour ces deux zones sont présentées sur les figures 2.14(a) et 2.14(b).

$$P_{\overline{w'\theta'_l}_{sbgr}}\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(\times \frac{(\frac{\Delta x}{h+h_c})^2 - \frac{4}{25}}{(\frac{\Delta x}{h+h_c})^2 + \frac{4}{25}} + 1 \right) & \pm 0,15 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c}) + 0,98)^2}{2,10}} \\ & \text{si } 0,2 \leq \frac{z}{h} \leq 0,55 \\ \\ \frac{1}{2} \left(\times \frac{(\frac{\Delta x}{h+h_c})^2 + 0,05 \times (\frac{\Delta x}{h+h_c})^{\frac{1}{4} - \frac{11}{40}}}{(\frac{\Delta x}{h+h_c})^2 + 0,05 \times (\frac{\Delta x}{h+h_c})^{\frac{1}{4} + \frac{11}{40}}} + 1 \right) & \pm 0,14 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c}) + 0,91)^2}{2,62}} \\ & \text{si } 0,85 \leq \frac{z}{h} \leq 1,0 \end{cases} \quad (2.11)$$

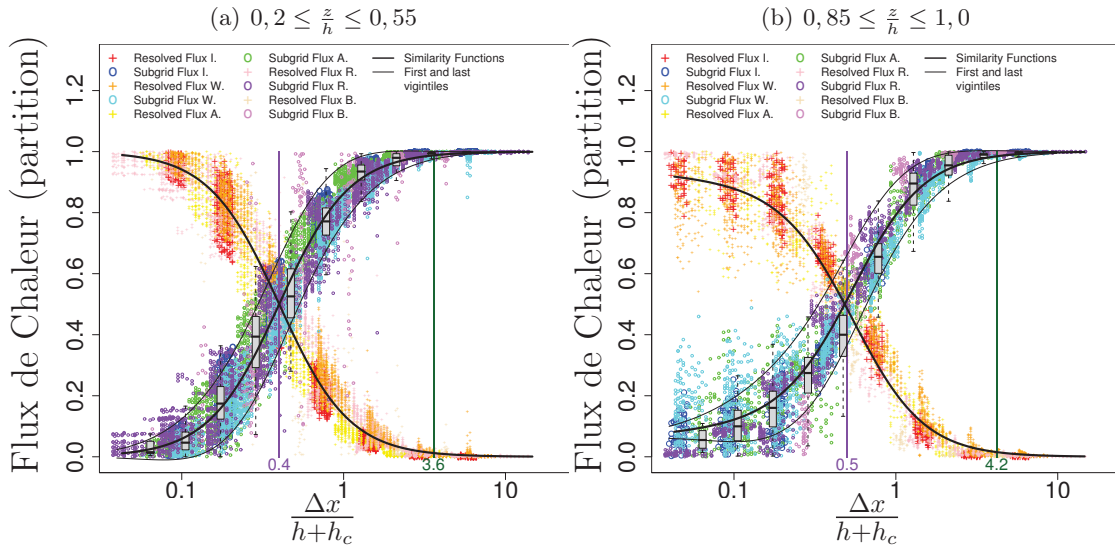


FIGURE 2.14 – Parts résolue et sous-maille du flux de chaleur en fonction de la résolution normalisée pour (a) les premiers niveaux de la couche limite et (b) le sommet de la couche limite. Même légende que sur la figure 2.11.

La loi de similitudes pour le flux de chaleur dans la zone d'entraînement est différente de celle de la basse atmosphère. Les données sont également plus dispersées dans la zone d'entraînement aux petites échelles (cf. Fig. 2.14(b)). Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une partie des structures n'est pas pilotée par la surface dans la zone d'entraînement. Cette

partie est plus visible aux petites échelles où les descentes d'air de l'atmosphère libre sont explicitement résolues. Ainsi certains mailles sont entièrement pilotées par ce phénomène ainsi visible sur le graphique. Mais lorsque les mailles sont plus larges les descentes d'air (sous-maille) ont peu d'impact sur la TKE et donc leur effet n'est plus visible.

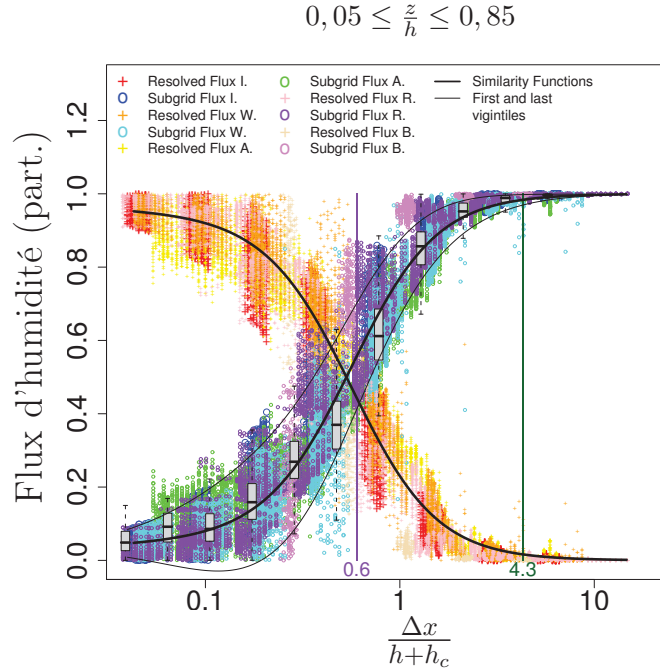


FIGURE 2.15 – Part résolue et sous-maille du flux d'humidité en fonction de la résolution normalisée. Même légende que sur la figure 2.11.

La loi de similitudes pour le flux d'humidité, $P_{\frac{w'q'_{t_{sbg}}}{w'q'_{t_{total}}}} = \frac{\overline{w'q'_{t_{sbg}}}}{\overline{w'q'_{t_{total}}}}$ est tracé sur la figure 2.15 pour les cinq couches limites en convection libre avec peu de dispersion, ce qui est remarquable car les conditions d'humidité des cinq couches sont très différentes. La loi 2.12 est obtenue :

$$P_{\frac{w'q'_{t_{sbg}}}{w'q'_{t_{total}}}}\left(\frac{\Delta x}{h + h_c}\right) = \frac{1}{2} \times \frac{\left(\frac{\Delta x}{h + h_c}\right)^2 + \frac{3}{100}\left(\frac{\Delta x}{h + h_c}\right)^{\frac{1}{4}} - \frac{4}{13}}{\left(\frac{\Delta x}{h + h_c}\right)^2 + \frac{3}{100}\left(\frac{\Delta x}{h + h_c}\right)^{\frac{1}{4}} + \frac{4}{13}} + \frac{1}{2} \pm 0,17 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h + h_c}) + 1,17)^2}{2,8}} \quad (2.12)$$

Le flux d'humidité a, comme le flux de chaleur, des lois dépendantes de l'altitude normalisée au-dessous de $0,2 h$, c'est-à-dire que les lois de similitudes partielles ne répondent pas à nos hypothèses. Nous ne le présentons donc pas. Dans la zone d'entraînement, le flux d'humidité ne suit plus la loi 2.12 mais les données des parts sous-maille et résolue sont très dispersées. Ceci s'explique par le fait que les flux d'humidité dans la zone d'entraînement ne sont pas majoritairement expliqués par la turbulence de couche limite. Dans ce cas, l'entraînement d'air de l'atmosphère libre vers la couche limite est primordial pour expliquer le flux d'humidité.

Variance de température et d'humidité

Les lois de similitudes pour la variance de température potentielle liquide sont valables entre $\frac{z}{h} = 0,2$ et $\frac{z}{h} = 1,1$ *i.e.* la quasi totalité de la couche limite (cf. Fig. 2.16(a)).

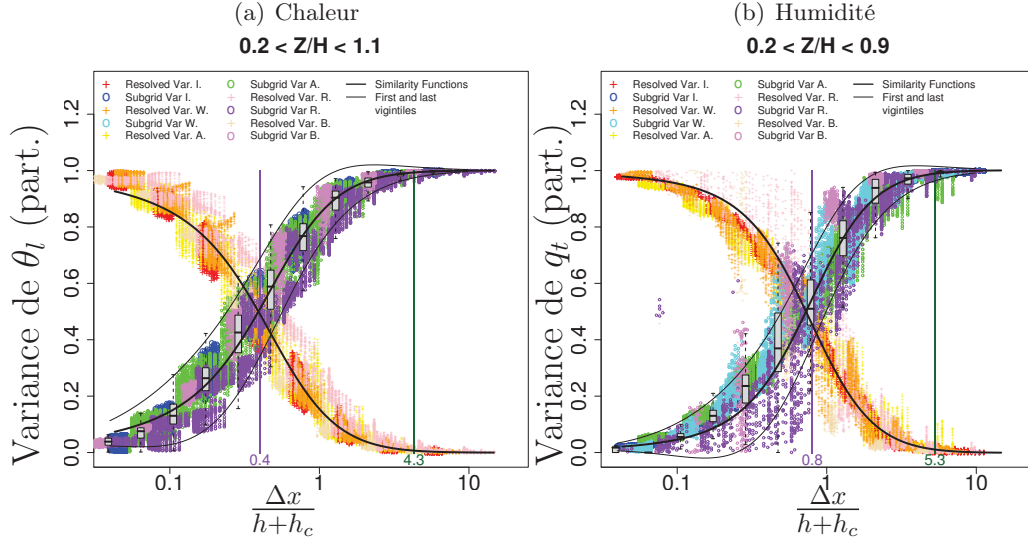


FIGURE 2.16 – Parts sous-maille et résolue des variances de (a) température potentielle et (b) de rapport de mélange en vapeur d'eau en fonction de la résolution normalisée. Même légende que sur la figure 2.11.

Cette loi s'écrit sous la forme de l'équation 2.13 :

$$P_{\theta_l'^{1/2}} \left(\frac{\Delta x}{h+h_c} \right) = \frac{1}{2} \times \frac{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c} \right)^2 + \frac{1}{5} \left(\frac{\Delta x}{h+h_c} \right)^{\frac{2}{3}} - \frac{26}{100}}{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c} \right)^2 + \frac{1}{10} \left(\frac{\Delta x}{h+h_c} \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{26}{100}} + \frac{1}{2} \pm 0,16 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c})+1,33)^2}{3,15}} \quad (2.13)$$

Les lois de similitudes pour la variance de rapport de mélange en eau totale sont valables entre $0,1 \leq \frac{z}{h} \leq 0,9$ (cf. Fig. 2.16(b)). Cette loi s'écrit sous la forme de l'équation 2.14 :

$$P_{q_t'^{1/2}} \left(\frac{\Delta x}{h+h_c} \right) = \frac{1}{2} \times \frac{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c} \right)^2 + 0,25 \left(\frac{\Delta x}{h+h_c} \right)^{\frac{2}{3}} - 0,73}{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c} \right)^2 - 0,03 \left(\frac{\Delta x}{h+h_c} \right)^{\frac{2}{3}} + 0,73} + \frac{1}{2} \pm 0,2 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c})+0,55)^2}{1,45}} \quad (2.14)$$

Contrairement à la loi de similitudes partielle pour la variance de température potentielle liquide, celle pour la variance du rapport de mélange présente une dispersion beaucoup plus grande. Les données des simulations de couches limites nuageuses sont celles qui ont le plus de dispersion. Pour des résolutions inférieures à $0,5 h+h_c$, leur part résolue est plus importante que les autres simulations. Nous expliquons cette dispersion de la même manière que pour le flux d'humidité : une partie non négligeable du signal s'explique par des mouvements provenant de l'atmosphère libre et ne répondant pas à notre normalisation. Ces mouvements sont plus importants dans les cas nuageux que dans les cas secs présentés ici.

2.3.2 Loïs de similitudes pour la couche nuageuse

Les lois dans la couche nuageuse diffèrent de celles de la couche limite en dessous. En effet, la dynamique de la couche nuageuse n'est plus celle de la couche limite. La couche limite convective présente un profil instable dans les basses couches et faiblement stable dans sa partie supérieure. La couche nuageuse présente de la turbulence dans les nuages, qui s'explique par la dynamique de la couche limite, mais l'environnement reste très stable puisqu'on se trouve dans l'atmosphère libre. La forme asymptotique imposée dans la couche limite (cf. chapitre 2.1.2) n'est ici plus nécessaire. Les lois de similitudes partielles dans la couche nuageuse sont présentées par les équations 2.15 à 2.19 et tracées sur les figures 2.18 à 2.17. Seules les couches limites nuageuses ARM et BOMEX sont représentées.

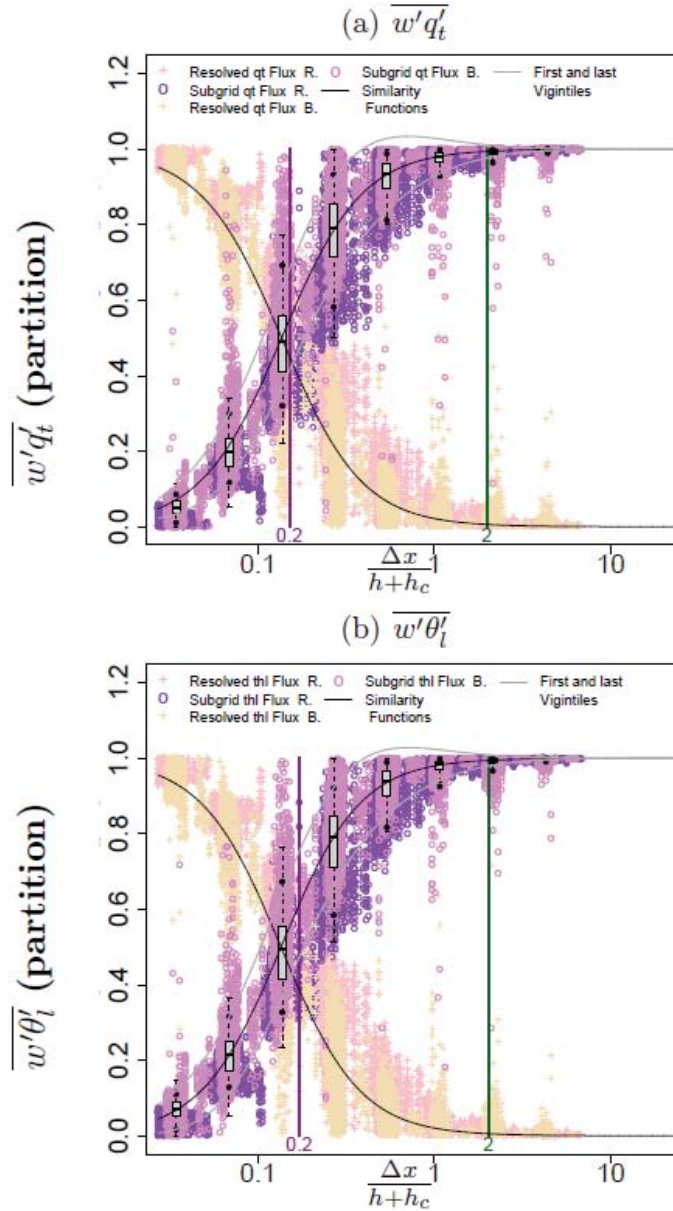


FIGURE 2.17 – Parts résolue et sous-maille des flux de (a) rapport de mélange en eau totale et (b) température potentielle liquide. Même légende que sur la figure 2.11.

La simulation BOMEX est une simulation constante au cours du temps. Ainsi, la hauteur de la couche limite et celle de la couche nuageuse présentent peu de variabilité. Cela explique le fait que les données de BOMEX sont regroupées autour de résolutions normalisées précises. Celles de ARM, au contraire, simulent un cycle diurne de la hauteur de la couche limite et une croissance de la couche nuageuse. Elles fournissent donc des données pour tout $\frac{\Delta x}{h+h_c}$.

Les lois des flux de température potentielle liquide et de rapport de mélange en eau totale sont pratiquement identiques. La variance de température potentielle liquide est bien tracée (cf. Fig. 2.18 (b)). Mais la TKE présente une grande variabilité de la part de BOMEX (cf. Fig. 2.18 (c)), dont la part résolue semble plus faible. Et surtout la variance de rapport de mélange en eau totale (cf. Fig. 2.18 (a)) présente des structures plus larges qui ne sont pas expliquées par la présence de thermiques dans la couche nuageuse. Ainsi, dans la couche nuageuse, d'autres paramètres que la résolution normalisée entrent en compte dans les lois de similitudes partielles de la TKE et du rapport de mélange en eau totale.

$$P_{e_{sbg}}\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right) = \frac{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 + 1,67 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{1,4}}{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 + 1,66 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{1,4} + 0,2} \pm 0,134 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c})+1,933)^2}{3,31}} \quad (2.15)$$

$$P_{\theta_l'^2}{}_{sbg}\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right) = \frac{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 + 1,06 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{1,4}}{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 + 1,04 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{1,4} + 0,24} \pm 0,145 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c})+1,086)^2}{2,016}} \quad (2.16)$$

$$P_{qt'^2}{}_{sbg}\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right) = \frac{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 - 0,34 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{1,4}}{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 - 0,35 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{1,4} + 0,37} \pm 0,341 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c})+0,722)^2}{1,459}} \quad (2.17)$$

$$P_{w'qt'}{}_{sbg}\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right) = \frac{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 - 0,07 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{1,4}}{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 - 0,07 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{1,4} + 0,02} \pm 0,202 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h+h_c})+1,554)^2}{2,895}} \quad (2.18)$$

$$P_{w'\theta_l'}{}_{sbg}\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right) = \frac{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 - 0,08 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{1,4}}{\left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^2 - 0,08 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{1,4} + 0,02} \pm 0,172 \times e^{-\frac{\log(\frac{\Delta x}{h+h_c})+1,623}{3,088}} \quad (2.19)$$

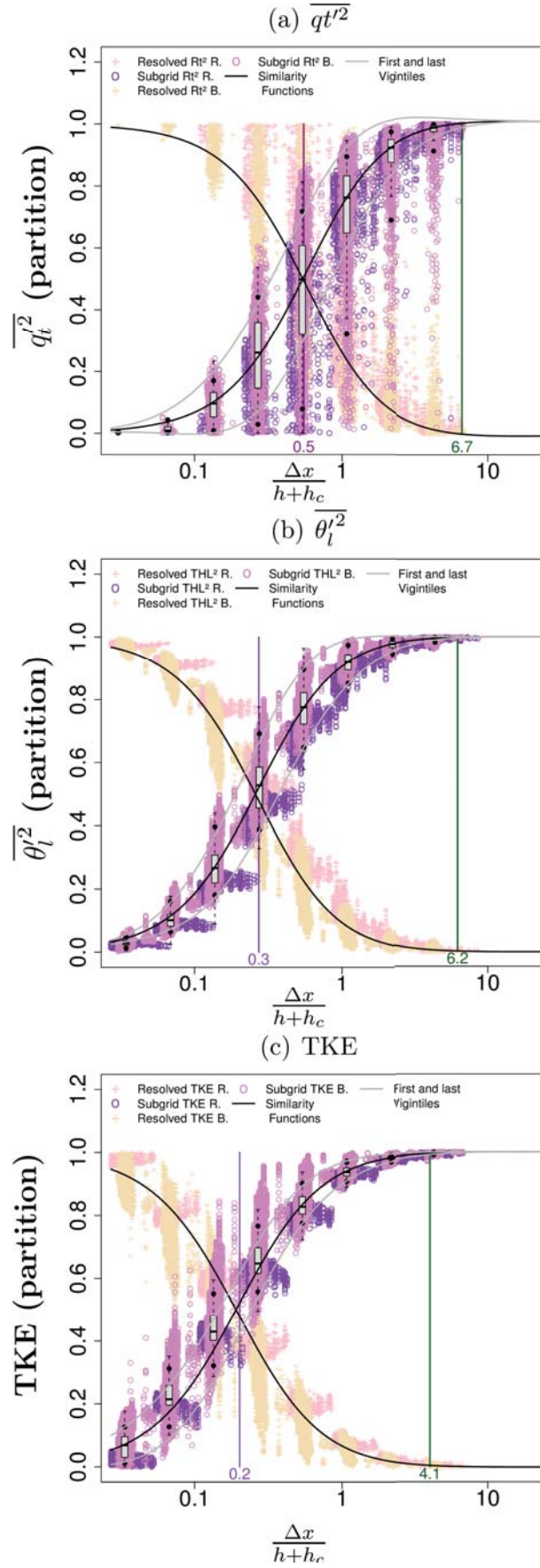


FIGURE 2.18 – Parts résolue et sous-maille de la (a) TKE, (b) variance de température potentielle liquide et (c) variance de rapport de mélange en eau totale en fonction de la résolution normalisée. Même légende que sur la figure 2.11.

2.3.3 Cas de la convection forcée

Champs moyennés

TRAC est le cas de couche limite en convection forcée utilisé par la suite. La figure 2.19 présente l'évolution temporelle, exprimée en heures, du paramètre $\frac{-h}{L_{MO}}$. Le paramètre augmente au fil du temps du fait de l'augmentation de la hauteur de la couche limite h . Au bout de trois heures de simulation, la courbe stagne. Ceci correspond à l'apparition de nuages (cf. Fig. 2.20), qui, en couvrant le sol, ralentissent son réchauffement. La hauteur de la couche limite est de 1075 m en moyenne sur la durée de la simulation, ce qui est très proche des observations (1080 m). Ainsi, un cas limite entre les cellules et les rouleaux est effectivement observé comme l'indique Tomas (2003) pour le 29 juin.

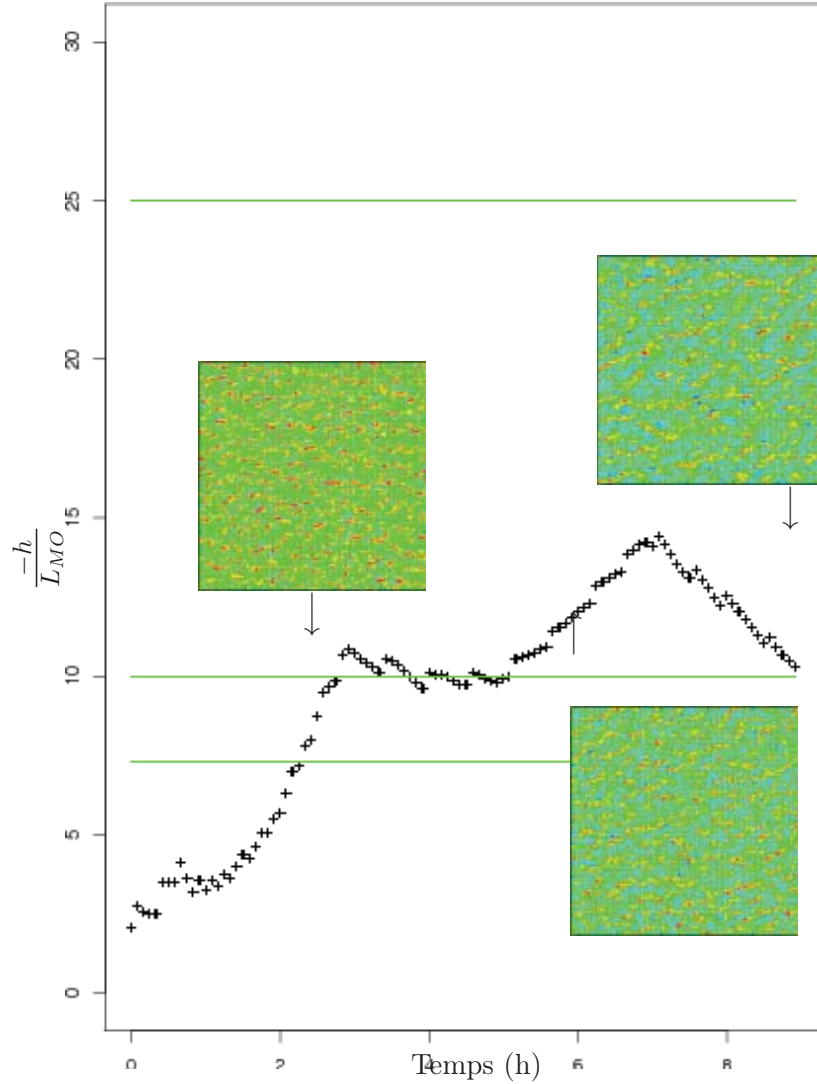


FIGURE 2.19 – Évolution temporelle de $\frac{-h}{L_{MO}}$ dans la simulation LES TRAC. En vert, les valeurs limites de 7,3 (limite ultime de la coexistence des rouleaux et des cellules d'après Grossman (1982)), 10 (limite d'existence des rouleaux d'après Weckwerth (1995)) et $\frac{-h}{L_{MO}} \geq 25$ qui caractérise les couches limites libres de rouleaux (Deardorff (1972a) et Weckwerth (1995)). Coupes horizontales de vent vertical à 500 m d'altitude (situées dans les trois cas entre les altitudes 0,8 h et 0,5 h) après 3, 6 et 9 heures de simulation.

D'après Deardorff (1972a), la couche limite est en convection libre si $\frac{-h}{L_{MO}}$ est supérieur à 45 et elle est neutre si $\frac{-h}{L_{MO}}$ est supérieur à 1,5. Ainsi, la simulation TRAC est en

convection forcée puisque $\frac{-h}{L_{MO}}$ varie entre 2 et 14 (cf. Fig. 2.19). De plus, cette simulation présente uniquement des rouleaux les trois premières heures, ce qui est en accord à la fois avec Grossman (1982) ($\frac{-h}{L_{MO}} < 16,3$) et Deardorff (1970b) ($\frac{-h}{L_{MO}} < 25$). Dans la suite de la simulation, les rouleaux et les cellules coexistent. Cette configuration est en accord avec les observations de Grossman (1982) puisque $7,3 \leq \frac{-h}{L_{MO}} \leq 30$.

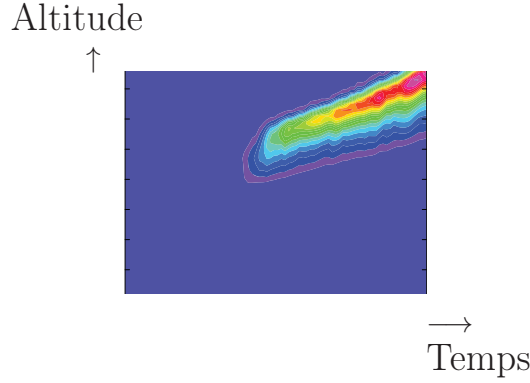


FIGURE 2.20 – Coupe altitude-temps de l’eau condensée ($0,1 \cdot 10^{-4} \leq q_t \leq 0,2 \cdot 10^{-3}$).

Normalisation de la convection forcée

La convection forcée demande une autre normalisation que celle convective précédemment utilisée, car il s’agit de prendre en compte les effets du cisaillement du vent dans la turbulence de la couche limite. Ainsi, nous testons les possibilités de normalisation trouvées dans la littérature. La première est la normalisation convective w^* , la seconde est la normalisation par u^* , la vitesse de friction utilisée dans les normalisations de couche limite neutre. Puis nous testons la normalisation de Zeman et Tennekes (1977) obtenue par des données de laboratoire : $w_m^2 = w^{*2} + 4 \times u^{*2}$, celle de Driedonks (1982) obtenue à partir d’observations : $w_m^3 = w^{*3} + 25 \times u^{*3}$ et celle de Moeng et Sullivan (1994) obtenue à partir de simulations LES : $w_m^3 = w^{*3} + 5 \times u^{*3}$.

La figure 2.21 fournit les profils de variances des composantes du vent normalisées par différents termes de la littérature. Nous partons du principe qu’une *bonne* normalisation fournit une variance minimale des données. La figure 2.21 montre que ni la normalisation convective par w^* , ni la neutre par u^* ne sont satisfaisantes. En revanche, celles de Zeman et Tennekes (1977) et Driedonks (1982) ont toutes deux de bons résultats. Comme l’expression de Driedonks (1982) (cf. Tab. 2.5) présente la plus faible variance, elle sera utilisée par la suite.

	w^*	u^*	Moeng	Zeman	Driedonks
$\overline{u'^2}$	0.026	0.23	0.023	0.018	0.017
$\overline{v'^2}$	0.029	0.026	0.26	0.020	0.019
$\overline{w'^2}$	0.011	0.097	0.0098	0.0076	0.007

TABLE 2.5 – Variances des profils de variances du vent normalisées par différentes normalisations.

Nous déduisons des données de la simulation TRAC la loi F_{etot} dans le cas de la convection forcée. La figure 2.22 présente le profil de TKE pour la LES TRAC entre 2 et 8 heures de simulation. Les deux premières heures sont considérées comme du *spin-up*

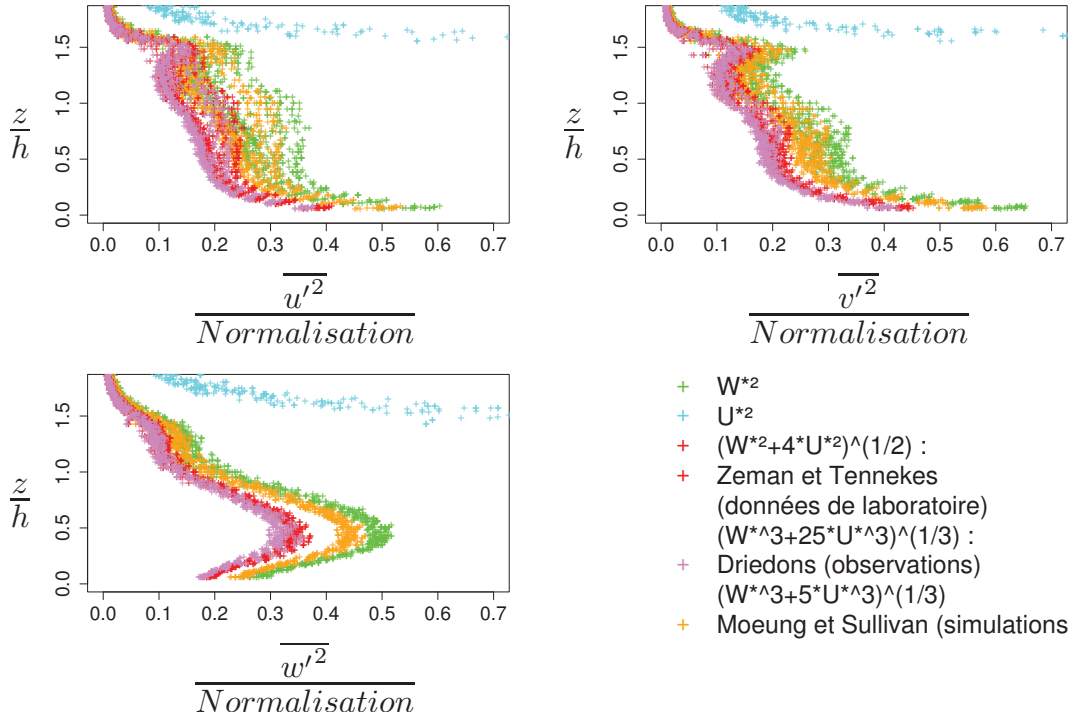


FIGURE 2.21 – Profils des variances du vent normalisées par différentes normalisations.

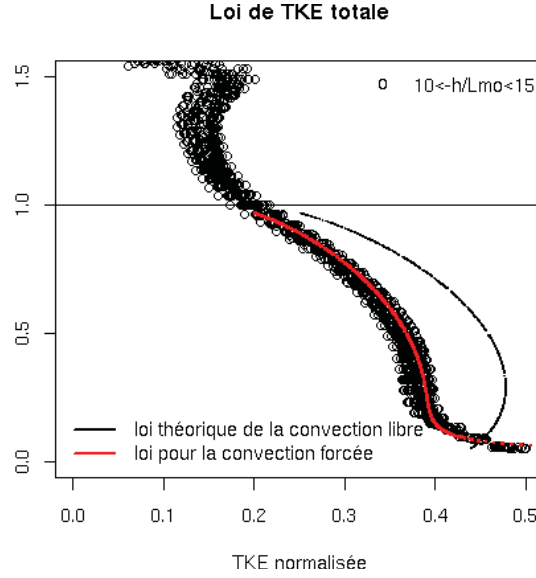


FIGURE 2.22 – Profil de TKE totale et loi de similitudes associée en rouge. La ligne noire est la loi pour la TKE totale en convection libre.

et retirées des données. La loi tracée en rouge est celle de l'équation 2.3.3 pour des $\frac{-h}{L_{MO}}$ supérieurs à 10, i.e. pour des données où $\frac{\epsilon_{tot}}{w_m^2}$ ne dépend pas de $\frac{-h}{L_{MO}}$.

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_{tot}}{w_m^2} = & \left(\frac{1}{2} \times \left(1.1 \times \left(\frac{z}{h} \right)^{\frac{2}{3}} \times \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{\frac{2}{3}} - (0.2)^{\frac{2}{3}} \times \frac{z}{h} \times \left(1.1 - \frac{z}{h} \right)^{\frac{2}{3}} + 2 \times \left(0.4 - \frac{z}{h} \times \frac{1}{6} \right) \right) \right. \\ & \left. \times (0.94 + 0.0015 / \left(\frac{z}{h} \right)^2) \times 0.85 \right) \end{aligned}$$

Le flux de chaleur, quant à lui, suit mieux la loi de similitudes de la convection libre présentée dans le rapport quel que soit $\frac{-h}{L_{MO}}$ (cf. Fig. 2.23). Il est cependant moins linéaire pour de petits $\frac{-h}{L_{MO}}$.

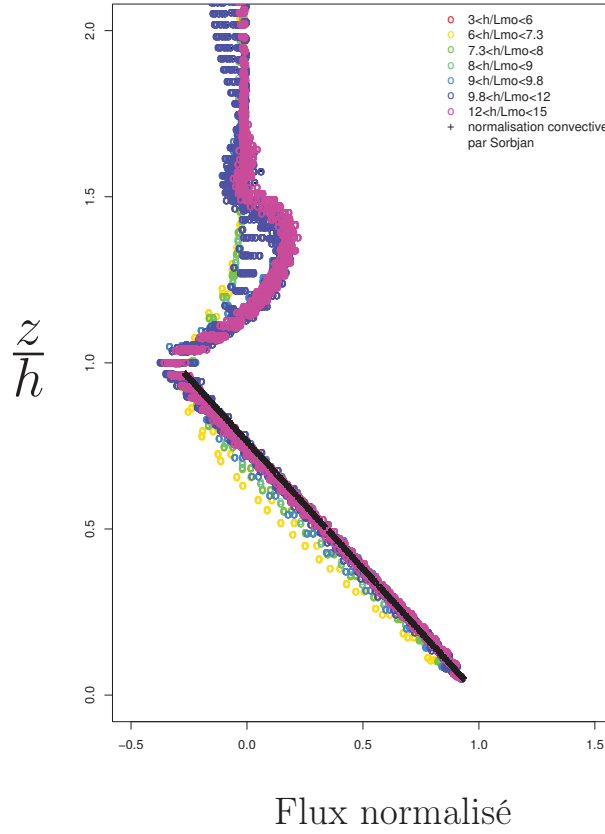


FIGURE 2.23 – Profil vertical de flux de chaleur de TRAC pour différentes valeurs du paramètre $\frac{-h}{L_{MO}}$. En noir, la loi de Sorbjan (1991) pour la couche limite convective.

Lois de similitudes partielles

Les lois de similitudes de la convection libre ne s'appliquent pas dans le cas de la convection forcée. La figure 2.24 montre en effet que, lorsque le paramètre $\frac{-h}{L_{MO}}$ est inférieur à 9,3, la partition sous-maille résolue dépend de $\frac{-h}{L_{MO}}$.

Ces données permettent de définir une loi de similitudes dans le cas d'une couche limite en convection forcée : l'équation 2.20. Cette loi dépend de $\frac{-h}{L_{MO}}$ et de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. Elle tend vers la loi de la convection libre lorsque $\frac{-h}{L_{MO}}$ tend vers plus l'infini. L'incertitude sur cette loi est formulée indépendamment de $\frac{-h}{L_{MO}}$ pour des raisons de lisibilité. Cette incertitude est présentée sur la figure 2.25(b). La loi 2.20 est tracée sur la figure 2.25(a).

$$\begin{aligned}
 P_{e_{force}}\left(\frac{\Delta x}{h}, \frac{-h}{L_{MO}}\right) = & \frac{\left[\frac{\Delta x}{h} \times \left(1 - e^{-\left(\frac{-h}{L_{MO}} - 6.7\right)^{0.4}}\right)\right]^2 + \frac{7}{100} \times \left[\frac{\Delta x}{h} \times \left(1 - e^{-\left(\frac{-h}{L_{MO}} - 6.7\right)^{0.4}}\right)\right]^{\frac{2}{3}}}{\left[\frac{\Delta x}{h} \times \left(1 - e^{-\left(\frac{-h}{L_{MO}} - 6.7\right)^{0.4}}\right)\right]^2 + \frac{3}{21} \times \left[\frac{\Delta x}{h} \times \left(1 - e^{-\left(\frac{-h}{L_{MO}} - 6.7\right)^{0.4}}\right)\right]^{\frac{2}{3} + \frac{3}{42}}} \quad (2.20) \\
 & \pm 0.16 \times e^{-\frac{(\log(\frac{\Delta x}{h}) + 1.96)^2}{4.4}}
 \end{aligned}$$

Les lois 2.21 et 2.22 sont celles de la part résolue de la variance de température potentielle et du rapport de mélange pour la simulation TRAC à des altitudes correspondant à $0,2 \leq \frac{z}{h} \leq 0,9$. Elles sont visibles sur les figures 2.26(a) et (b). Elles ne dépendent pas

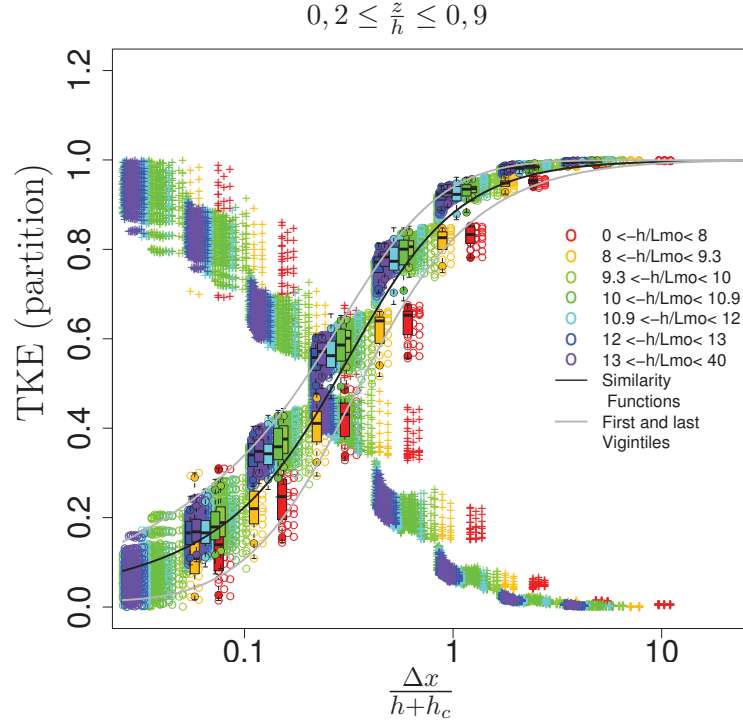


FIGURE 2.24 – Partition entre TKE sous-maille et résolue de la simulation TRAC en fonction de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. Les couleurs représentent des classes de $\frac{-h}{L_{MO}}$. Les lois de similitudes sont celles de la convection libre.

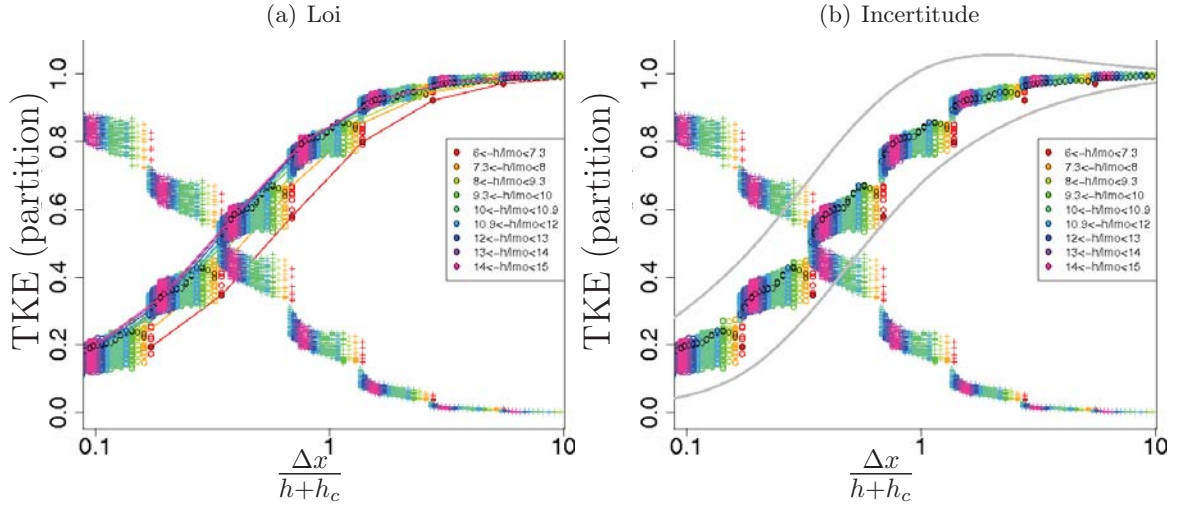


FIGURE 2.25 – (a) Loi de similitudes de la partition sous-maille/résolue de la TKE de la convection forcée sur TRAC. (b) Incertitude.

de $\frac{-h}{L_{MO}}$ et sont valables pour TRAC dans la gamme $10,9 \leq \frac{-h}{L_{MO}} \leq 15$. À l'instar de la TKE, ces lois sont celles de la convection libre. La partition sous-maille/résolue de la convection forcée est la même que celle de la convection libre. Pour cette gamme de $\frac{-h}{L_{MO}}$, nous avons un mélange de cellules et de rouleaux. Les lois pour des $\frac{-h}{L_{MO}}$ plus petits ne sont pas déterminées car la dispersion des données est plus importante que dans le cas de

la TKE. Le comportement général reste cependant le même que pour la TKE : plus $\frac{-h}{L_{MO}}$ est petit, plus les structures sont organisées et plus la part résolue est importante.

$$\frac{\overline{\theta'_{rés}}^2}{\overline{\theta'_{tot}}^2} = 1 - (0.5 \times \frac{(\frac{\Delta x}{h+h_c})^2 + \frac{1}{10} \times (\frac{\Delta x}{h+h_c})^{\frac{2}{3}} - \frac{6}{25}}{(\frac{\Delta x}{h+h_c})^2 + \frac{1}{10} \times (\frac{\Delta x}{h+h_c})^{\frac{2}{3}} + \frac{6}{25}} + 0.5) \quad (2.21)$$

$$\frac{\overline{q'_{rés}}^2}{\overline{q'_{tot}}^2} = 1 - (0.507 \times \frac{(\frac{\Delta x}{h+h_c})^2 + \frac{13}{50} + 0.05}{1+0.05} \times (\frac{\Delta x}{h+h_c})^{\frac{2}{3}} - \frac{\frac{3}{5} + 0.05}{1+0.05} + 0.493) \quad (2.22)$$

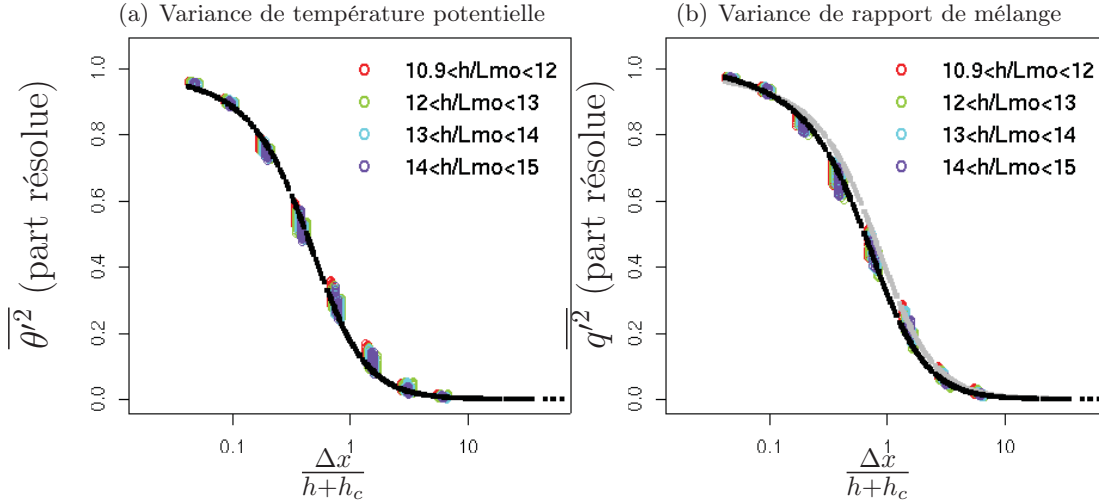


FIGURE 2.26 – Loi de similitudes de TRAC pour la fraction résolue de (a) la variance de température potentielle et (b) la variance de rapport de mélange en vapeur d’eau.

2.3.4 Taille des structures

Le plus petit Δx pour lequel la variance est entièrement sous-maille est le Δx pour lequel les plus grandes structures sont sous-maille (cf. Fig. 2.27(a)). Les plus petites structures ne sont jamais résolues en LES, mais elles le sont en DNS⁷. Le plus grand Δx pour lequel la variance est entièrement résolue dans un DNS est le Δx pour lequel les plus petites structures sont résolues.

Ainsi, une idée de la taille des structures peut-être donnée par l’échelle à laquelle les structures sont entièrement sous-maille et par l’échelle à laquelle la part sous-maille égale la part résolue. Les figures 2.16(a) et 2.16(b) montrent que les structures en vapeur d’eau sont plus larges que celles en température potentielle. En effet, l’humidité est entièrement sous-maille pour des résolutions plus larges ($\frac{\Delta x}{h+h_c} = 5,3$) que la température potentielle ($\frac{\Delta x}{h+h_c} = 4,3$). De même, si la TKE est dominée par la variance de la vitesse verticale (vrai dans la CL convective), les structures du vent vertical sont plus petites que celles de température potentielle et *fortiori* que celles associées au rapport de mélange en vapeur d’eau. La TKE de la figure 2.11 est entièrement sous-maille pour des résolutions ($\frac{\Delta x}{h+h_c} = 3,7$, donc $\Delta x \approx 4000 \text{ m}$) plus petites que les deux autres champs. De la même manière, les figures 2.11 et 2.12 montrent que les structures de vitesse verticale sont plus larges dans la zone d’entraînement que dans la couche mélangée.

7. Direct Numerical Simulation ou Simulation numérique directe

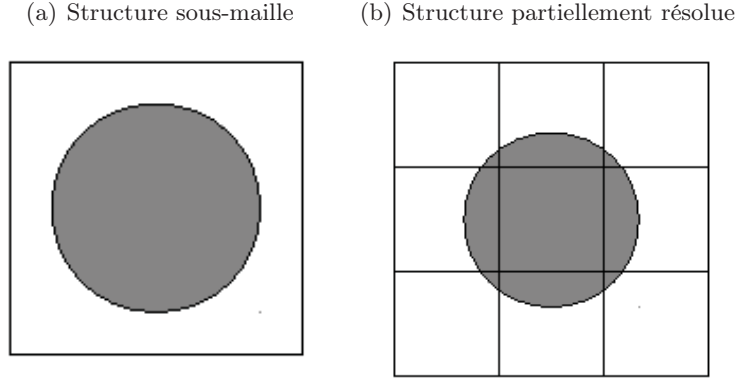


FIGURE 2.27 – Schémas de structures (a) entièrement sous-maille et (b) partiellement résolue en LES.

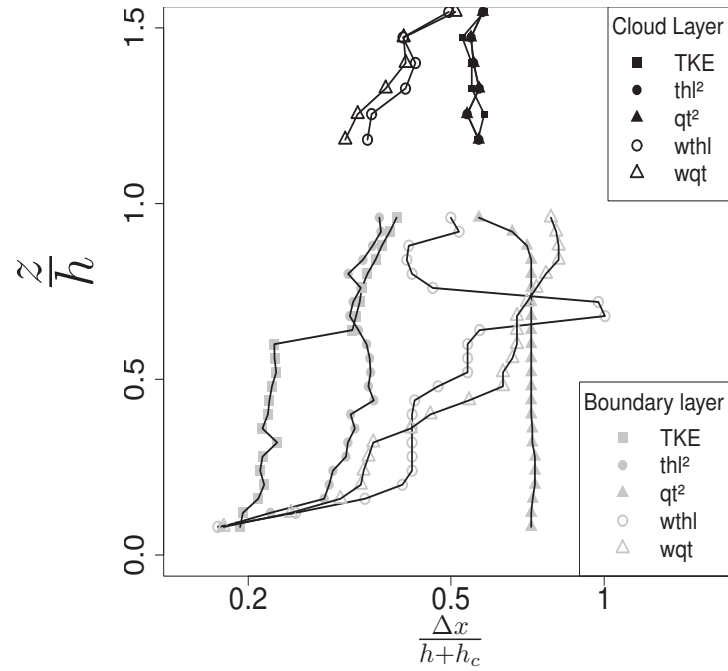


FIGURE 2.28 – Profil vertical de la grandeur L en échelle logarithmique pour laquelle les parts sous-maille et résolue sont égales (TKE, variances de θ_l et q_t et flux de chaleur et d'humidité) dans la couche limite en gris et dans la couche nuageuse en noir.

Définissons à présent L l'échelle $\frac{\Delta x}{h+h_c}$ à laquelle les parts sous-maille et résolue ont la même valeur. La figure 2.28 montre L en fonction de l'altitude normalisée pour la TKE, la température potentielle liquide et le rapport de mélange en eau totale. Nous supposons à nouveau que la TKE est dominée par la vitesse verticale. Les courbes de variance fournissent un diagnostic de la taille caractéristique des structures. De Roode et al. (2004) montrent que les structures cohérentes ont différentes tailles en fonction du ratio flux d'entraînement sur flux de surface. Nous confirmons que la variance d'humidité devient majoritairement résolue pour des résolutions $(0,8 \times (h + h_c))$ plus larges que la température potentielle $(0,4 \times (h + h_c))$, qui est elle-même plus résolue que la vitesse verticale $(0,2 \times (h + h_c))$.

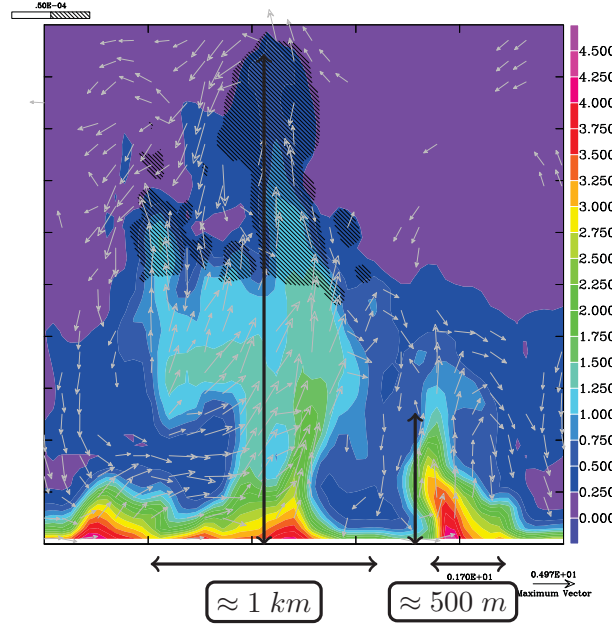


FIGURE 2.29 – Coupe verticale dans un champ de thermiques (cf. Fig. 1.8) comprenant deux thermiques : le diamètre du thermique dépend de sa taille.

Enfin, comme le montrent les figures 2.11 à 2.16, les données de couches limites sèches et nuageuses se superposent. Ceci signifie que, pour une hauteur de couche limite égale, les couches limites nuageuses présenteront des structures plus larges (cf. Eq. 2.23).

$$\Delta x_{BL} = \Delta x_{dry\ BL} \left(1 + \frac{h_c}{h}\right) \quad (2.23)$$

où Δx_{BL} est la taille horizontale des structures dans une couche limite et $\Delta x_{dry\ BL}$ dans une couche limite sèche.

Ainsi, les nuages influencent la couche limite au-dessous en permettant aux thermiques de dépasser l'inversion de température au sommet de la couche limite et de s'étendre du sol au sommet de la couche nuageuse. Plus les thermiques sont grands, plus ils sont larges (cf. Fig. 2.29). Ainsi, quand la couche limite est surmontée de nuages, les structures sous-jacentes sont plus larges.

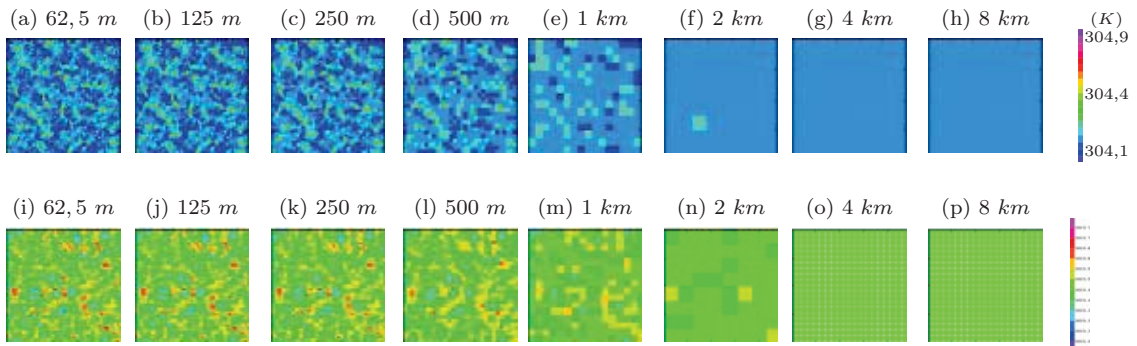


FIGURE 2.30 – Coupes horizontales de température potentielle à 500 m d'altitude à différentes résolutions de 62,5 m à 8 km des simulations (a-h) IHOP ($304,1 \geq \theta \geq 304,9$) et (i-p) ARM ($303,2 \geq \theta \geq 303,8$).

Comme illustration plus visuelle, les champs de température potentielle de IHOP et de ARM peuvent être vus à différentes résolutions sur la figure 2.30. Les coupes sont présentées à une heure où la hauteur de la couche limite de IHOP et celle de ARM sont très différentes (760 m pour ARM et 1050 m for IHOP). Or, la profondeur de la couche nuageuse de ARM est de 320 m ($h + h_c = 1080$ m). Ainsi, même si ces couches sont très différentes, la taille de leurs structures sera la même. En effet, la figure 2.30 montre que les structures passent entièrement en sous-maille au même moment.

2.4 Spectres d'énergie

La compréhension des mécanismes dans la zone grise nécessite l'étude de la turbulence sous-maille. L'un de ses rôles est de diffuser l'énergie. Mais ce n'est pas la seule source de diffusion : un schéma d'advection est lui-même plus ou moins diffusif et une diffusion explicite peut être ajoutée au modèle. Ainsi, la turbulence est modélisée par d'autres éléments que son schéma. Les spectres d'énergie aident à comprendre l'impact de la diffusion sur une simulation.

2.4.1 Spectres d'énergie

Un spectre de variance d'une variable donnée permet de représenter la distribution de cette variation selon les différentes échelles spatiales (ou temporelles). Ainsi, un spectre d'énergie est une fonction qui lie la densité d'énergie à la longueur (ou au nombre) d'onde. Il s'agit d'un outil puissant pour déterminer la distribution de l'énergie aux différentes échelles. Des observations confirment la forme des spectres d'énergie prévue par la théorie de Kolmogorov. Grant et al. (1962) présentent les premiers spectres expérimentaux prouvant l'existence de pentes en $-\frac{5}{3}$ dans la couche limite. Depuis, les spectres font partie intégrante de la littérature scientifique. Les résultats sont considérés comme universels. Une pente en $k^{-\frac{5}{3}}$ caractéristique de la turbulence 3D de la couche limite succède entre 100 km et 1 000 km à une pente en k^{-3} caractéristique de la turbulence 2D de l'atmosphère libre.

Les spectres sont aussi utilisés pour valider les modèles et les paramétrisations. Moeng et Wyngaard (1988) présentent l'une des premières études utilisant les spectres d'énergie de LES. Ils permettent de vérifier le comportement d'un modèle LES vis-à-vis de la théorie, mais également de déterminer le meilleur filtre possible dans la définition d'une part résolue et une définition optimale du coefficient d'échange turbulent. Cette étude se sert donc des spectres pour définir une paramétrisation en K-gradient. Les spectres servent également à valider les modèles opérationnels et/ou de méso-échelle. Denis et al. (2002) étudient le modèle canadien CRCM⁸ et Skamarock (2003) le modèle américain WRF⁹. Ricard et al. (2012) présentent une comparaison des comportements des spectres d'énergie des modèles de méso-échelle Méso-NH et AROME sur un cas de convection profonde sur le sud-ouest de la France.

2.4.2 Entre accumulation d'énergie et diffusion excessive

Lorsque les spectres ont une pente plus faible que $-\frac{5}{3}$ à une échelle donnée, cela signifie que l'énergie est plus importante à cette échelle que celle prévue par la théorie de Kolmogorov. Dans cette théorie, l'énergie, injectée aux échelles de l'ordre du kilomètre dans la

8. Canadian Regional Climate Model

9. Weather Research and Forecasting

couche limite, cascade jusqu'à atteindre l'échelle de dissipation de l'ordre du millimètre. La résolution des modèles, même LES, ne permet pas de modéliser explicitement la diffusion. L'énergie va donc s'accumuler aux petites échelles du modèle. Cette accumulation se présente sur les champs comme un bruit de petite échelle qu'il faut éliminer. Pour pallier ce problème, les modèles utilisent une diffusion dite explicite, qui s'ajoute à la diffusion implicite du modèle résultant du schéma d'advection et à la diffusion du schéma de turbulence. Ainsi, cette diffusion n'a pas de fondement physique, mais traduit le passage à des échelles sous-maille, puis la dissipation de l'énergie. Cependant, diffuser les champs va créer des structures plus lisses. Ces structures ne correspondent plus à la réalité des structures à une échelle donnée.

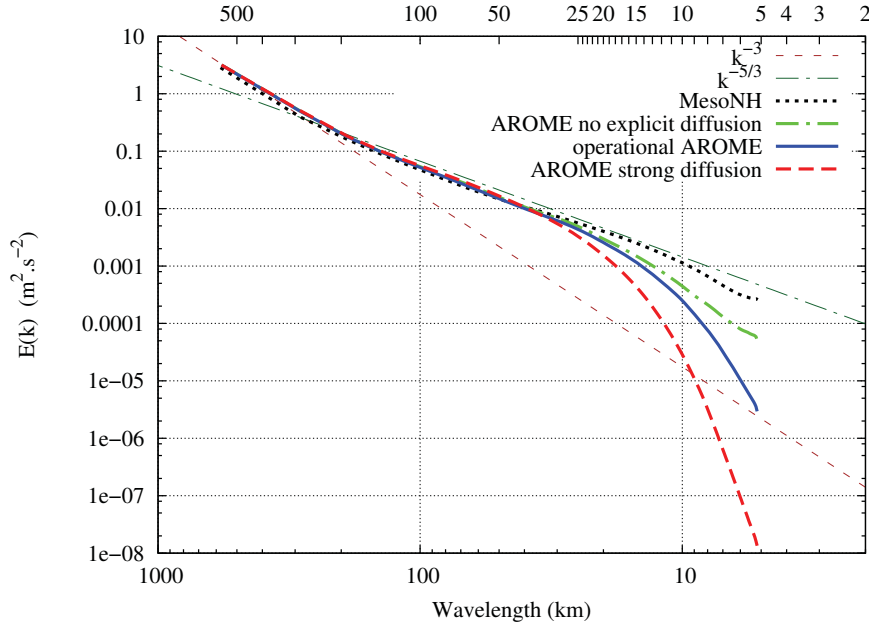


FIGURE 2.31 – Les spectres de $\frac{1}{2}((\bar{u} - \langle u \rangle)^2 + (\bar{v} - \langle v \rangle)^2)$ dans la troposphère libre (environ entre 3 et 9 km d'altitude) pour AROME et Mésos-NH (simulations à 2,5 km) entre 13 et 17 UTC le 11/04/2007 sur un domaine de simulation couvrant le sud-ouest de la France (cf. Ricard et al. (2012)).

Cependant, la diffusion va réduire l'énergie à toutes les échelles du modèle, pas seulement les plus courtes longueurs d'onde que l'on souhaite impacter. Des études (Denis et al. (2002), Skamarock (2003), Ricard et al. (2012)) ont montré que les valeurs des spectres à petites échelles (à grands nombres d'onde) sont plus faibles que la pente en $-\frac{5}{3}$ attendue. Les queues de spectres ont tendance à décrocher. Ainsi, les phénomènes de petite échelle sont moins bien représentés que ce que laisse prévoir la résolution du modèle ($2 \times \Delta x$ si Δx est la résolution du modèle). Les spectres permettent ainsi de définir une *résolution effective* qui est le plus grand nombre d'onde avant ce décrochage, ou autrement dit la plus petite échelle bien représentée. Par exemple, la résolution effective est de l'ordre de $7 \times \Delta x$ pour le modèle WRF (Skamarock (2003)). Ricard et al. (2012) ont montré que dans le modèle Mésos-NH la résolution effective est de $6 \times \Delta x$, alors qu'elle atteint $9 \times \Delta x$ pour le modèle AROME, le modèle opérationnel à méso-échelle de Météo France (cf. Fig. 2.31).

2.4.3 Spectres dans la zone grise de la turbulence

La figure 2.31 montre que pour une résolution horizontale donnée (ici 2,5 km), la résolution effective du modèle AROME (l'échelle à laquelle le spectre décroche de la pente

en $-\frac{5}{3}$) est plus importante que celle du modèle Mésos-NH. Ceci implique que les plus petits mouvements que le modèle AROME résout sont beaucoup plus larges que ceux de Mésos-NH. Pour une résolution horizontale donnée de la zone grise, par exemple 500 m, les plus petits mouvements que résout le modèle AROME sont plus larges et donc peut-être en dehors de la zone grise. Inversement, pour une résolution horizontale dans le domaine LES, par exemple 50 m, AROME est probablement encore dans la zone grise. Ceci rend difficile la transposition des lois de similitudes partielles à des modèles qui n'ont pas la même résolution effective que Mésos-NH.

Il faut donc considérer que les lois de similitudes ne sont pas fonction de la résolution, mais de la résolution effective. La figure 2.32 est un schéma représentant les spectres d'énergie d'une LES (en bleu) et d'une simulation à une résolution Δx (en rouge). Cette dernière simulation présente une résolution effective très supérieure à sa résolution. Elle ne représentera correctement que des structures plus larges que sa résolution effective. Ainsi, ce modèle diffusif ne reproduira pas la partition fixée pour sa résolution, mais celle fixée pour sa résolution effective (en orange sur le schéma 2.32). La TKE résolue est en orange sur le schéma 2.32 et la part sous-maille en jaune. Nous proposons donc d'utiliser les lois de similitudes partielles pour tous les modèles à condition de prévoir la partition, non pas pour la résolution du modèle, mais pour sa résolution effective.

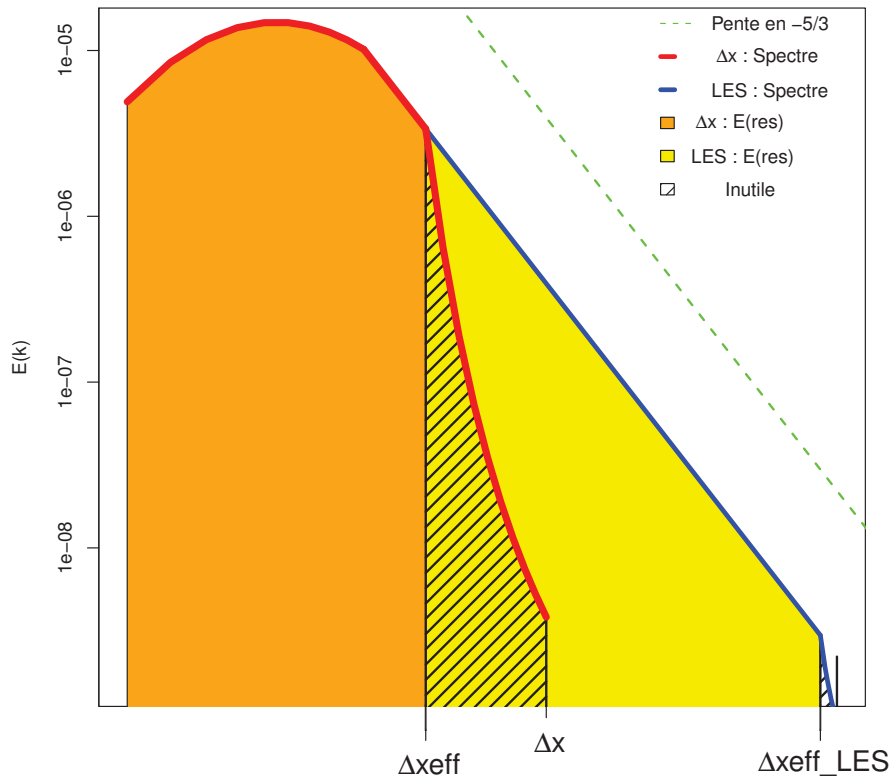


FIGURE 2.32 – Spectres d'énergie schématiques d'une LES (en bleu) et d'une simulation à une résolution Δx (en rouge). En jaune la TKE résolue de la LES, en orange la TKE résolue de simulation à une résolution Δx . Les parties hachurées sont négligées dans l'analyse.

2.5 Importance relative des flux turbulents horizontaux

2.5.1 Bilan d'énergie dans une simulation LES

Rappelons que l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente est :

$$\frac{de}{dt} = \underbrace{-\overline{u_i} \frac{de}{dx_i} - \frac{d(\overline{u_i' e'} + \overline{u_i' p'})}{dx_i}}_{\text{Transport}} + \underbrace{-\overline{u_i' u_j'} \frac{d\overline{u_j}}{dx_i}}_{\text{Production Dynamique}} + \underbrace{\beta \overline{w' \theta'}}_{\text{Production Thermique}} - \underbrace{\nu \overline{\frac{du_i'}{dx_j} \frac{du_i'}{dx_j}}}_{\text{Dissipation}}$$

Dans cette équation, la TKE varie localement du fait des termes de transport (advection, transport turbulent et fluctuation de pression), de la production due au frottement (production dynamique) et à la convection (production thermique) et à la dissipation de l'énergie (conversion d'énergie cinétique en énergie interne). Les termes de production dynamique sont tridimensionnels, alors que la production thermique est unidirectionnelle.

La figure 2.33 montre les termes résolus du budget de TKE de la LES IHOP après 4 heures de simulation. La production thermique (th.prod. en mauve) domine les termes de production : elle est positive dans la basse couche limite et négative dans la zone d'entraînement. Une partie de la production thermique est détruite dans la zone d'entraînement. L'autre passe en sous-maille (Sbgrid en bleu). La somme des termes de transport résolu (transp. en cyan) et de pression (pres. en vert) a un bilan nul : ces termes ne font que redistribuer l'énergie sur la verticale. Les termes de tendance (tend. en jaune), ceux de production dynamique (dyn.prod en orange) et les termes de Coriolis (Cori en rouge) sont négligeables.

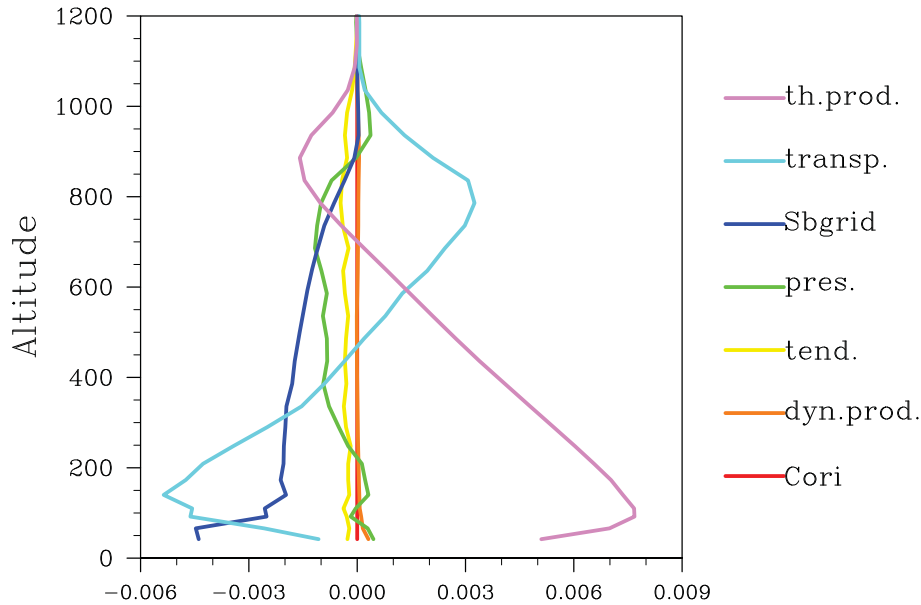


FIGURE 2.33 – Termes résolus du budget de TKE de la LES IHOP après 4 heures de simulation.

La figure 2.34 présente les termes sous-maille du budget de TKE. La production dynamique du vent résolu (dyn. prod. R en orange) est presque entièrement compensée par la dissipation (Diss en rouge). La production thermique sous-maille (th.prod. en jaune) des LES est presque nulle, sauf dans la couche limite de surface. Le transport turbulent de la LES (transp. en vert) se résume aux basses couches.

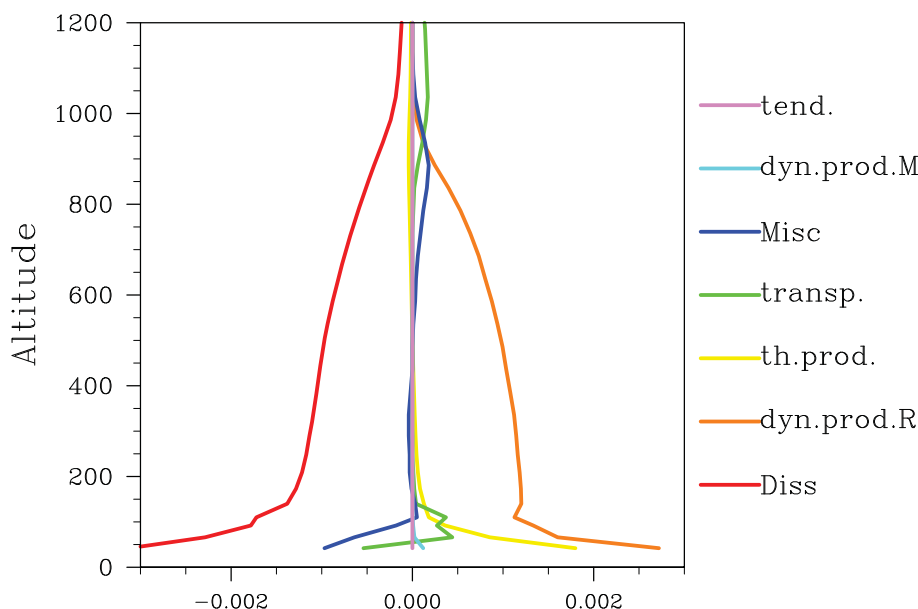


FIGURE 2.34 – Termes sous-maille du budget de TKE de la LES IHOP après 4 heures de simulation.

Ainsi, les termes de ce budget indiquent qu'à fine échelle la production d'énergie cinétique turbulente de la LES est essentiellement une production thermique. Elle est redistribuée par les termes de transport et de pression. Elle est en partie détruite dans la zone d'entraînement et le reste passe en sous-maille. L'énergie sous-maille quant à elle est essentiellement dynamique. Cette production dynamique et la toute petite partie de production thermique en basse couche sont entièrement détruites par le terme de dissipation. Ainsi, dans les simulations LES, les thermiques sont résolus et la paramétrisation simule les tourbillons isotropes, donc 3D.

La figure 2.35 présente les termes du budget de TKE d'une simulation IHOP de 8 km de résolution après 4 heures de simulation. La production est uniquement thermique. Elle est d'une part diffusée et d'autre part transportée vers la zone d'entraînement où elle est détruite. Ainsi, à méso-échelle, la paramétrisation de la turbulence peut se résumer au transport de chaleur et d'humidité de la surface vers l'atmosphère libre dû aux thermiques sous-maille. Les paramétrisations de la turbulence à méso-échelle sont donc unidirectionnelles. Elles ne représentent que les mouvements verticaux. Ainsi, quelque part dans la zone grise, les paramétrisations doivent passer du 1D au 3D. Mais à quelle échelle ?

2.5.2 Calcul des termes de production dynamique

La production de turbulence est due à la production thermique qui est uniquement verticale et à la production dynamique qui présente des termes horizontaux négligés dans le cas d'une paramétrisation 1D. Nous pouvons alors considérer que si les termes de production horizontaux ne sont pas négligeables, c'est que le schéma devient 3D.

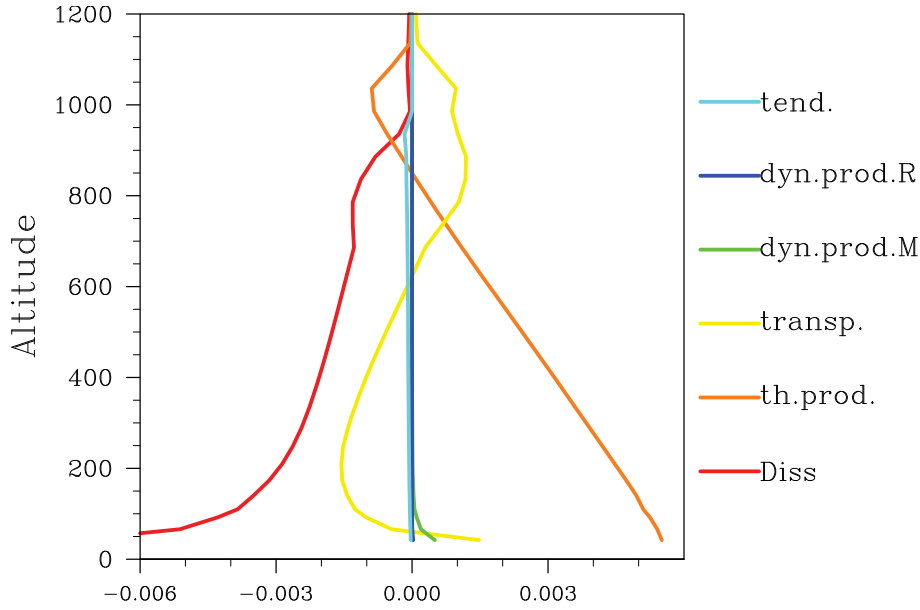


FIGURE 2.35 – Termes sous-maille du budget de TKE d’une simulation IHOP de 8 km de résolution après 4 heures de simulation.

La production thermique majoritaire en cas instable est donnée par le calcul des flux de chaleur, à un coefficient β près. La production dynamique est, elle, à calculer à part. Il nous faut connaître l’évolution de la production dynamique sous-maille avec la résolution. Nous cherchons donc à obtenir :

$$< \overline{(u_i - \overline{u_i^{\Delta x}})(u_j - \overline{u_j^{\Delta x}})}^{\Delta x} \frac{d\overline{u}^{\Delta x}_i}{dx_j} >$$

avec i et j compris entre 1 et 3, u_i est le champ LES d’une composante du vent, $\overline{u_i^{\Delta x}}$ la valeur résolue de ce même champ à une résolution Δx et $\overline{(u_i - \overline{u_i^{\Delta x}})(u_j - \overline{u_j^{\Delta x}})}^{\Delta x}$ le flux sous-maille du vent u_j dans la direction i . Les flux $\overline{(u_i - \overline{u_i^{\Delta x}})(u_j - \overline{u_j^{\Delta x}})}^{\Delta x}$ et les gradients $\frac{d\overline{u}^{\Delta x}_i}{dx_j}$ sont calculés à part, puis sont moyennés par niveaux.

Le calcul du gradient ne présente pas de difficulté puisque $\frac{d\overline{u}^{\Delta x}_i}{dx_j}$ est égale à $\frac{d\overline{u_i}}{dx_j}^{\Delta x}$. Mais contrairement aux flux sous-maille et résolu de chaleur et d’humidité calculés de la partie 2.3, seule la part sous-maille des flux de quantité de mouvement nous intéresse. Nous comptons donc ici calculer la part sous-maille sous la forme :

$\overline{(u_i - \overline{u_i})(u_j - \overline{u_j})}^{\Delta x} + \overline{(\overline{u_i} - \overline{u_i^{\Delta x}})(\overline{u_j} - \overline{u_j^{\Delta x}})}^{\Delta x}$, qui représente un champ tridimensionnel obtenu comme la somme de la moyenne sur une maille Δx du flux sous-maille à 62,5 m et du flux sous-maille des échelles intermédiaires entre 62,5 m et Δx .

2.5.3 Résultats

Exemple de termes de production dans la zone grise

La figure 2.36 présente les termes de production dynamique et thermique pour des résolutions de 62,5 m à 8 km de résolution (dans la zone grise) pour la simulation IHOP. Il s’agit donc de la production de TKE pour les échelles intermédiaires entre la figure 2.34 et la figure 2.35. Pour des résolutions de l’ordre de la LES, la production dynamique

horizontale domine. La production thermique devient de plus en plus importante à mesure que la taille de la maille augmente. Mais très vite entre 500 m et 1 km de résolution, la production dynamique est négligeable.

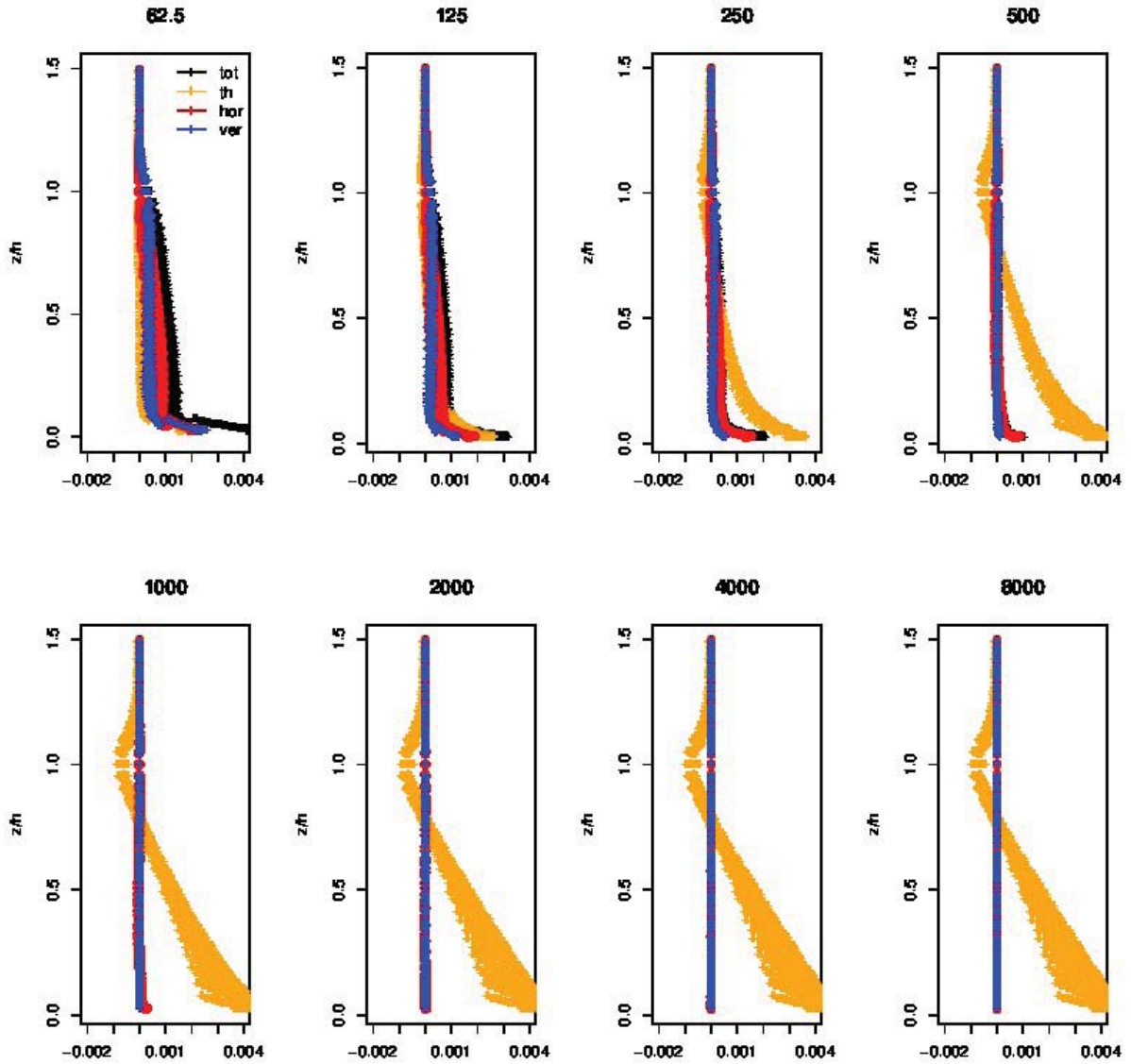


FIGURE 2.36 – Termes de production turbulente sous-maille dans la zone grise pour la simulation IHOP. En orange, la production thermique, en rouge la production dynamique horizontale, en bleu, la production dynamique verticale et en noir la production dynamique totale.

Passage du 1D au 3D

La production thermique est verticale. La production dynamique peut être verticale et horizontale. Pour voir le moment où la production dynamique horizontale ne peut plus être négligée, les parts ($\frac{\text{production}}{\text{production totale}}$) de chacun des trois termes (thermique, dynamique horizontale et dynamique verticale) sont comparées dans la zone grise. Le résultat peut être vu sur le graphique 2.38. Cette figure est réalisée à partir des productions turbulentes des simulations IHOP, AMMA, ARM, BOMEX et Wangara, donc les simulations en convection

libre. Les parts des productions sont tracées en fonction de la résolution normalisée $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. Les simulations suivent la même loi pour chaque paramètre. La production dynamique verticale représente un tiers de la production totale pour toutes les résolutions dans la simulation LES (cf. Fig. 2.38). Pour les fines résolutions (LES), la production dynamique est majoritaire. À ces échelles, la production thermique sous-maille est très faible. Mais sa part croît rapidement lorsque la résolution diminue. Elle devient majoritaire à une échelle de $0,3 h + h_c$ et représente la totalité de la production à une résolution de $h + h_c$, bien que la production dynamique sous-maille devienne négligeable entre $0,5 h + h_c$ et $h + h_c$ de résolution.

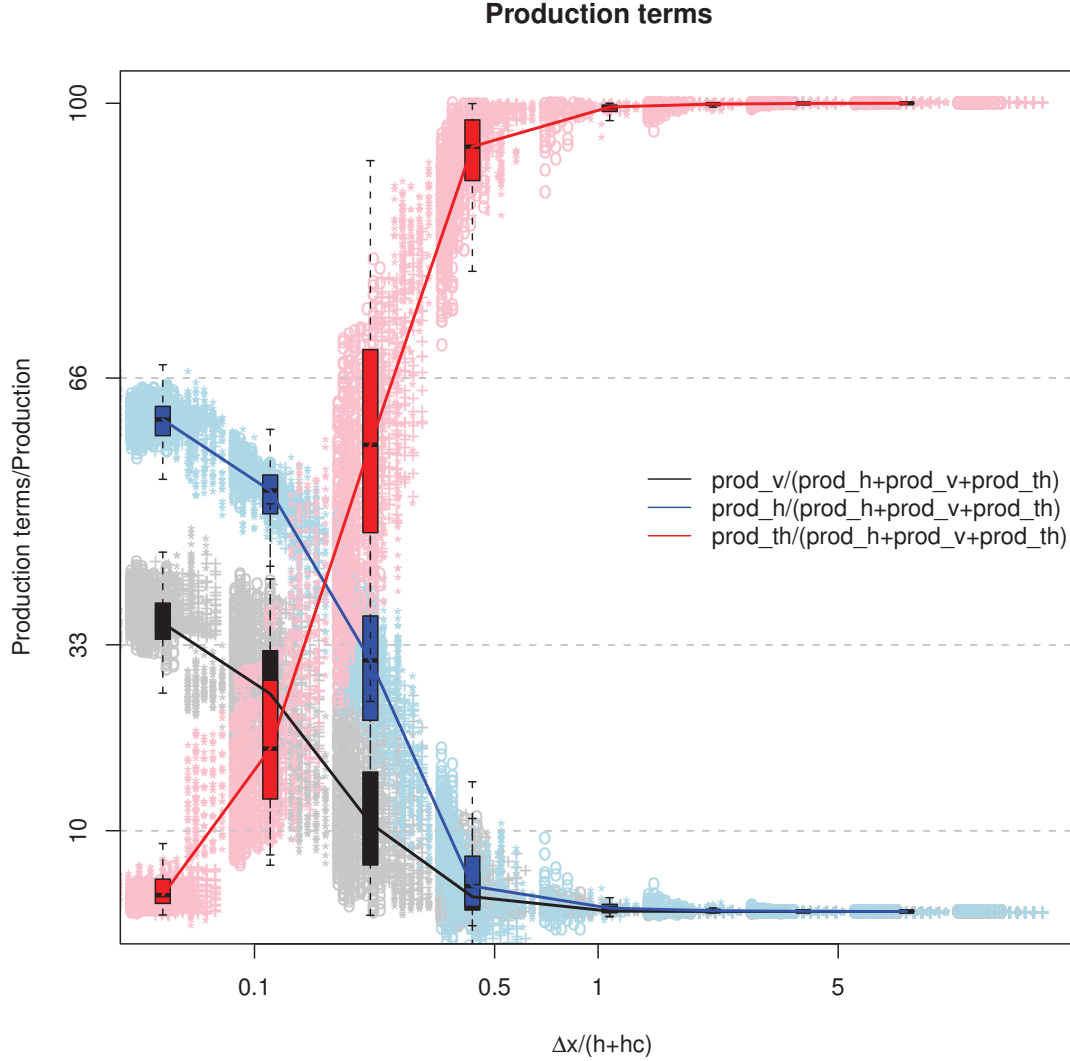


FIGURE 2.37 – Part de la production dynamique horizontale (en bleu), de la production dynamique verticale (en noir) et de la production thermique (en rouge) en fonction de la résolution normalisée par la hauteur de la couche limite et la hauteur de la couche nuageuse. Les données proviennent de la couche mélangée des simulations en convection libre IHOP, AMMA, ARM, BOMEX et Wangara.

Les résultats précédents concernent des cas de convection libre. Dans les cas de convection forcée, la production dynamique est plus importante car le vent fort augmente le frottement. Les parts de production turbulente du cas TRAC sont présentées sur la figure 2.38, la production dynamique horizontale reste non négligeable jusqu'à une résolution horizon-

tale d'une fois la hauteur de la couche limite. Dans le cas de TRAC, la taille du thermique (la somme de la hauteur de la couche limite et de la taille de la couche nuageuse) s'échelonne de 525 m à 1788 m, la médiane étant de 1575 m. Ainsi, les mouvements horizontaux devront être pris en compte dans une maille de 500 m de résolution.

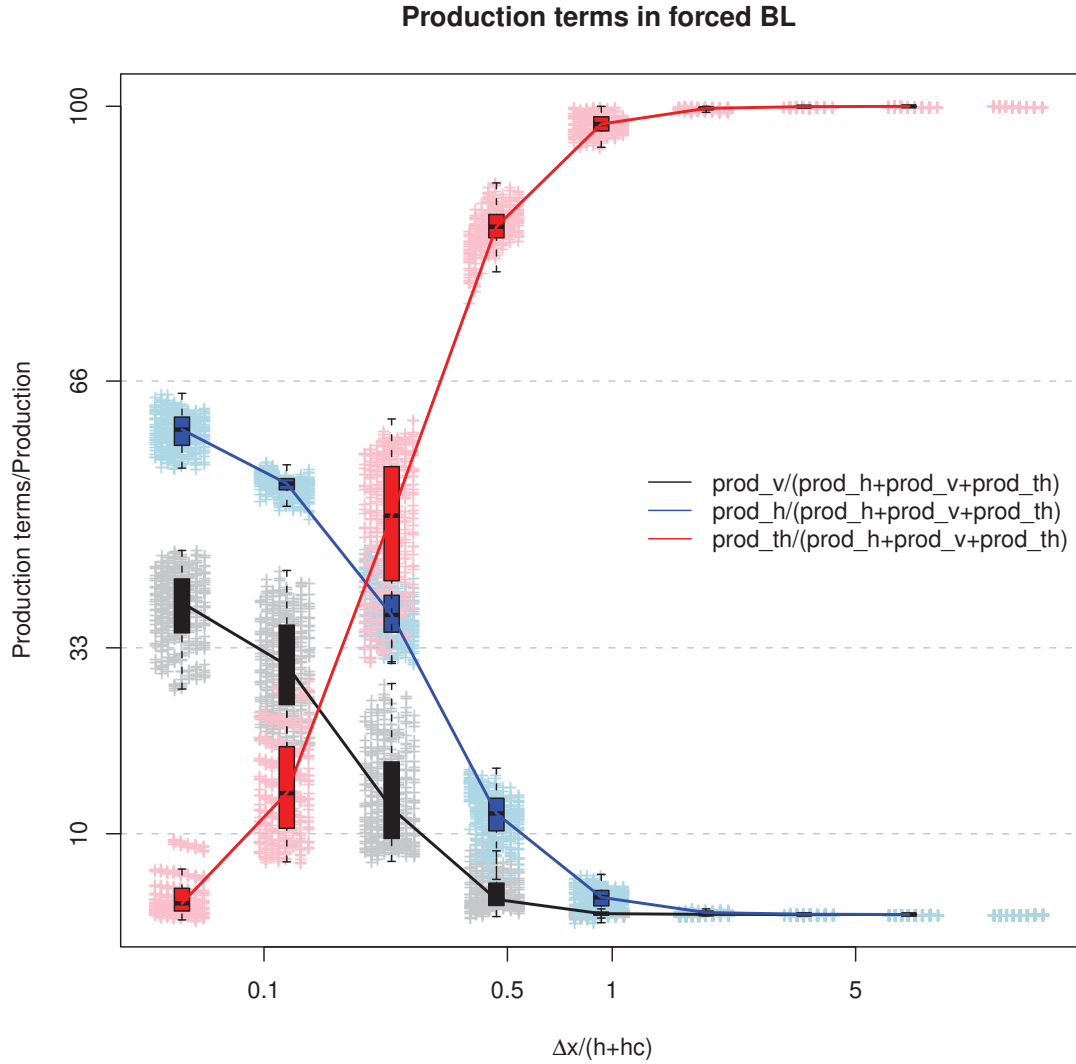


FIGURE 2.38 – Part de la production dynamique horizontale (en bleu), de la production dynamique verticale (en noir) et de la production thermique (en rouge) en fonction de la résolution normalisée par la hauteur de la couche limite et la hauteur de la couche nuageuse. Les données proviennent de la couche mélangée de la simulation en convection forcée TRAC.

2.6 Conclusion

Cette première partie de thèse a permis de déterminer la turbulence sous-maille réelle que nous devons obtenir dans la zone grise.

Des LES ont été réalisées à partir de données d'observations de couche limite en convection libre très différentes les unes des autres. Ces LES fournissent un jeu complet de données météorologiques à une résolution suffisamment fine pour décrire explicitement les struc-

tures cohérentes de couche limite et leurs champs ont été considérés comme la vérité de la couche limite atmosphérique. Ces données ont été moyennées de façon à obtenir des champs à différentes résolutions de la micro à la méso-échelle. La TKE, les flux de température potentielle, les flux d'humidité, les variances de température potentielle et d'humidité ont été calculés à partir de ces champs. À ce stade, les diagnostics calculés ne sont valables que pour les résolutions et les couches limites pour lesquelles ils sont calculés. Nous avons cherché à généraliser ces résultats à l'ensemble des résolutions de la zone grise et à l'ensemble des couches limites convectives. Pour ce faire, nous avons utilisé le théorème des similitudes qui nous a permis de lier des variables adimensionnées et donc de créer des lois valables pour toutes les couches limites pilotées par les mêmes processus physiques. Les lois de similitudes des paramètres totaux des couches limites en convection libre sont bien connues. Mais les paramètres sous-maille ou résolus ont demandé l'introduction de la résolution du modèle Δx . Ainsi, un nouveau paramètre adimensionné est entré dans la définition des lois : $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. Cette loi de similitudes a pu être divisée entre la loi du paramètre total, uniquement dépendante de $\frac{z}{h}$, et une loi, appelée *loi de similitudes partielle*, uniquement dépendante de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$ dans la couche mélangée et la zone d'entraînement.

Ces lois de similitudes partielles ont fourni les bornes de la zone grise : les résolutions entre 0,1 et 5 $h + h_c$ avec des différences suivant le paramètre considéré. Les variances en particulier ont des formes de lois différentes. D'une part, cela nous a permis de retrouver un résultat connu : les structures cohérentes de couche limite ont des tailles différentes suivant le paramètre considéré (les structures de rapport de mélange sont plus larges que celles de température potentielle, qui sont elles-mêmes plus larges que celles de vent vertical). D'autre part, nous avons prouvé que les couches limites surmontées de nuages ont des structures plus larges que les sèches.

Ensuite, nous avons cherché à prouver que ces lois de similitudes partielles pouvaient être généralisées à d'autres modèles que Méso-NH, en particulier des plus diffusifs. Les spectres d'énergie nous ont montré que les partitions ne doivent pas être définies à partir de la résolution du modèle, mais de sa résolution effective.

Enfin, l'étude des termes de production (dynamique et thermique) dans la zone grise a fourni l'échelle à laquelle les paramétrisations turbulentes doivent prendre en compte les mouvements horizontaux traditionnellement négligés à méso-échelle : dans les cas de couche limite convective libre, les mouvements horizontaux peuvent être négligés jusqu'à une résolution entre 250 m et 500 m, mais en présence de vent fort, les mouvements horizontaux ne peuvent plus être négligés à 500 m de résolution.

Ces résultats invitent à regarder plus en détail les structures cohérentes de couche limite que sont les thermiques. C'est un travail que nous présenterons dans la troisième partie de ce manuscrit. Mais surtout, ces lois, donnant l'évolution des partitions en fonction de la résolution normalisée, sont une référence. Elles sont donc un bon outil pour quantifier les défauts des modèles. Ceci constitue la deuxième étape de cette thèse et la troisième partie de ce manuscrit.

Chapitre 3

Défauts du modèle actuel

Sommaire

3.1	MÉTHODOLOGIE	95
3.2	PARAMÈTRES TOTAUX	96
3.2.1	Hauteur de la couche limite	96
3.2.2	Flux de chaleur et d'humidité totaux	98
3.2.3	Énergie cinétique turbulente totale	99
3.2.4	Base des nuages et épaisseur de la couche nuageuse	101
3.2.5	Paramètres totaux en convection forcée	102
3.2.6	Conclusion	104
3.3	PARTITION SOUS-MAILLE/RÉSOLUE	104
3.3.1	Visualisation des erreurs	105
3.3.2	Erreur sur les lois de similitudes partielles	106
3.4	SPECTRES D'ÉNERGIE	111
3.5	PRODUCTION DYNAMIQUE SOUS-MAILLE	116
3.6	INTERPRÉTATION ET CONCLUSION	118

3.1 Méthodologie

Le deuxième chapitre s'est attaché à décrire les caractéristiques de la couche limite dans la zone grise. Maintenant que nous connaissons la réalité physique dans cette gamme de résolution, il s'agit de savoir si les modèles actuels la modélisent bien. Ainsi, cette deuxième partie a pour but de déterminer l'erreur effectuée quand, pour une résolution horizontale donnée, une simulation est réalisée avec diverses options du schéma de turbulence actuel.

Pour quantifier les défauts des paramétrisations, sept simulations Mésos-NH ont été réalisées pour des domaines de résolution respective de 125 m, 250 m, 500 m, 1 km, 2 km, 4 km et 8 km. Le schéma de turbulence de Mésos-NH est décrit par [Cuxart et al. \(2000\)](#). Il fonctionne aussi bien en LES qu'à méso-échelle. Dans son mode LES, la longueur de mélange est la taille des tourbillons stables (inférieure à la taille de la maille) bornée par la taille de la maille (DEAR par la suite). Dans son mode de méso-échelle, la longueur de mélange est celle de [Bougeault et Lacarrère \(1989\)](#) (BL89 par la suite). Elle équivaut à la distance que peut parcourir une parcelle d'un niveau donné en fonction de l'énergie cinétique de ce niveau avant d'être freinée par le sol ou le sommet de la couche limite. Toutefois, même avec BL89, le schéma de turbulence représente un mélange purement local et ne décrit pas la structure d'un thermique (cf. chapitre [1.2.3](#)). De cet état de fait résultent certains défauts de la paramétrisation, tels qu'une couche limite trop instable

dans sa partie supérieure. Une correction du schéma est apportée par l’option PM09 qui, par un flux de masse, permet de représenter un thermique sous-maille.

Comme la zone grise se situe aux échelles intermédiaires entre la résolution de la turbulence et la méso-échelle, la paramétrisation idéale doit se situer entre celles de la LES et les paramétrisations unidirectionnelles de la turbulence. Nous cherchons donc à déterminer les erreurs induites par l’utilisation de trois paramètres typiques du schéma de turbulence :

1. la longueur de mélange
 - BL89 : taille des plus grands tourbillons à l’altitude considérée
 - DEAR : taille de la maille dans notre cas (convectif)
2. la dimensionnalité de schéma de turbulence : uni- ou tridimensionnelle
3. l’activation ou non du schéma de thermique PM09 (Pergaud et al. (2009))

Ainsi, 7 (les différentes résolutions) $\times 2$ (l’activation de PM09) $\times 2$ (la dimensionnalité du schéma) $\times 2$ (la longueur de mélange) simulations sont réalisées par cas de couche limite étudiée. Puis les résultats de ces simulations sont comparés aux références que sont les champs LES, les moyennes de ces champs et les lois de similitudes partielles. Pour simplifier la comparaison, les niveaux verticaux et les autres caractéristiques (comme le schéma d’advection utilisé) sont identiques à la LES (cf. chapitre 2.2.2) pour chaque couche limite considérée.

3.2 Paramètres totaux

Les paramètres totaux sont les premiers étudiés, car leur bonne représentation est une condition *sine qua non*. Leur mauvaise modélisation entraîne une exclusion de la paramétrisation. Les paramètres totaux étudiés sont la hauteur de la couche limite, les flux de chaleur et d’humidité dans la couche limite, la TKE, la hauteur de la base des nuages, la profondeur de la couche nuageuse dans les cas nuageux et la longueur de Monin-Obukhov (en convection forcée). Les paramètres totaux de chaque couche limite simulée sont comparés à leur simulation LES.

3.2.1 Hauteur de la couche limite

L’erreur du modèle Méso-NH est calculée par résolution pour les cinq cas de couche limite en convection libre (IHOP, AMMA, Wangara, ARM et BOMEX). Les résultats sont rassemblés dans le tableau 3.1. L’erreur est définie comme la moyenne de $h - h_{LES}$ et l’erreur relative est définie comme la moyenne de $\frac{h - h_{LES}}{h_{LES}}$ sur l’ensemble des simulations.

Dans cette étude, la hauteur de la couche limite est calculée comme le minimum du flux de flottabilité. Le diagnostic a été modifié, de façon à prendre en compte le flux de flottabilité provenant d’un éventuel flux de masse. Ainsi la hauteur de la couche limite est dorénavant calculée comme le minimum de la somme entre les flux de flottabilité provenant du schéma de turbulence et du schéma de thermique.

Erreur sur la hauteur de la couche limite (m)							
Δx	125	250	500	1000	2000	4000	8000
BL89-1D-PM09	-21	-32	-27	-18	-18	-21	-21
BL89-1D	-2	-15	-44	-76	<i>-134</i>	<i>-185</i>	<i>-185</i>
BL89-3D-PM09	-24	-29	-24	-18	-18	-21	-21
BL89-3D	-23	-30	-38	-81	-2	-55	<i>-188</i>
DEAR-1D-PM09	-25	-22	-22	-15	16	92	<i>195</i>
DEAR-1D	13	-2	17	-7	-90	<i>-211</i>	<i>-136</i>
DEAR-3D-PM09	-34	-48	-48	-45	<i>263</i>	<i>381</i>	<i>240</i>
DEAR-3D	-2	-24	-48	<i>-106</i>	<i>241</i>	<i>265</i>	<i>158</i>

TABLE 3.1 – Erreur (en mètres) sur la hauteur de la couche limite pour des résolutions de 125 m à 8 km. Moyenne arithmétique sur les cas de couche limite en convection libre : IHOP, AMMA, Wangara, ARM et BOMEX. Les nombres en gras sont les configurations qui présentent la plus petite erreur en valeur absolue, les nombres en italique sont ceux qui présentent la plus grande erreur.

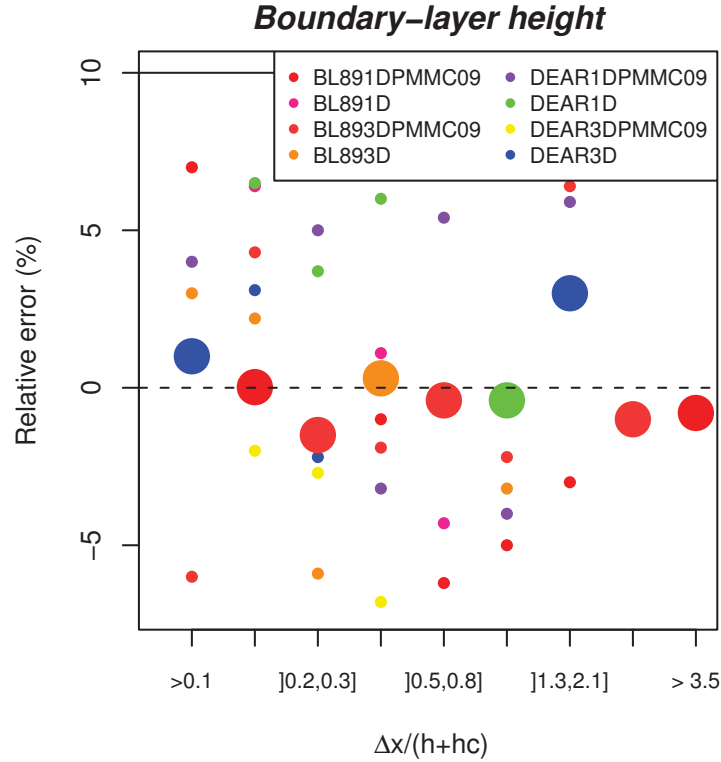


FIGURE 3.1 – Erreur relative de la hauteur de la couche limite en pourcentage calculée sur les simulations du modèle Méso-NH comme une fonction de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. Les symboles les plus larges sont ceux de la configuration qui présente la plus petite erreur relative.

La figure 3.1 présente l'erreur relative de la hauteur de la couche limite par classe de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. La hauteur de la couche limite est bien représentée de façon générale, avec une erreur relative de l'ordre de 2% pour les meilleures configurations. BL89-PM09 est la meilleure configuration pour les plus grandes mailles et ce quelle que soit la dimensionnalité, en particulier pour $\frac{\Delta x}{h+h_c} \geq 3,5$, résolutions pour lesquelles les autres configurations produisent des erreurs supérieures à 10 %. À ces résolutions, si PM09 n'est pas utilisé, la hauteur de la couche limite est sous-estimée, car la zone d'entraînement n'est pas bien représentée. Aux échelles intermédiaires ($0,5 \leq \frac{\Delta x}{h+h_c} \leq 0,8$), elle est bien simulée par toutes les configurations à l'exception de DEAR-3D avec ou sans PM09. Dans ce cas, la hauteur de la couche limite est très largement surestimée. Les configurations avec BL89 sous-estiment légèrement mais systématiquement la hauteur de la couche limite à ces résolutions. Pour les résolutions les plus fines, ($\frac{\Delta x}{h+h_c} \leq 0,1$), DEAR-3D est la meilleure configuration. BL89-3D-PM09 est la configuration qui cumule le moins d'erreurs pour représenter la hauteur de la couche limite à toute résolution.

Par la suite, une configuration n'est considérée comme bonne pour une classe de résolution normalisée $\frac{\Delta x}{h+h_c}$ que si l'erreur relative sur la hauteur de la couche limite est inférieure à 10%.

3.2.2 Flux de chaleur et d'humidité totaux

Les flux de chaleur (cf. Fig. 3.2 et 3.3) et d'humidité (non montrés) totaux sont gouvernés par les flux de surface et l'entraînement au sommet de la couche limite. Dans les simulations utilisées dans ce travail, les flux de surface sont imposés. Comme les taux d'entraînement des différentes simulations sont similaires, quand la hauteur de la couche limite est bien représentée, les flux de flottabilité le sont également.

Les figures 3.2 et 3.3 présentent des flux de chaleur normalisés par le flux de chaleur de surface en fonction de l'altitude normalisée par la hauteur de la couche limite. Les flux sont bien représentés par BL89-1D-PM09 et BL89-3D-PM09 aux grandes échelles. Lorsque la longueur de mélange est DEAR, le flux est sous-estimé pour les simulations 1D et surestimé par les simulations 3D. Quelle que soit la configuration, le flux est bien représenté à partir de 1 km de résolution, *i.e.* les échelles pour lesquelles l'erreur sur la hauteur de la couche limite est faible quelle que soit la configuration.

Les flux d'humidité (non montrés) sont mieux représentés pour BL89-PM09 à grande échelle. Cette configuration présente aussi de bons résultats pour les échelles inférieures à 1 km, bien que les configurations DEAR-1D et DEAR-3D sont celles qui présentent les meilleurs résultats à fine échelle.

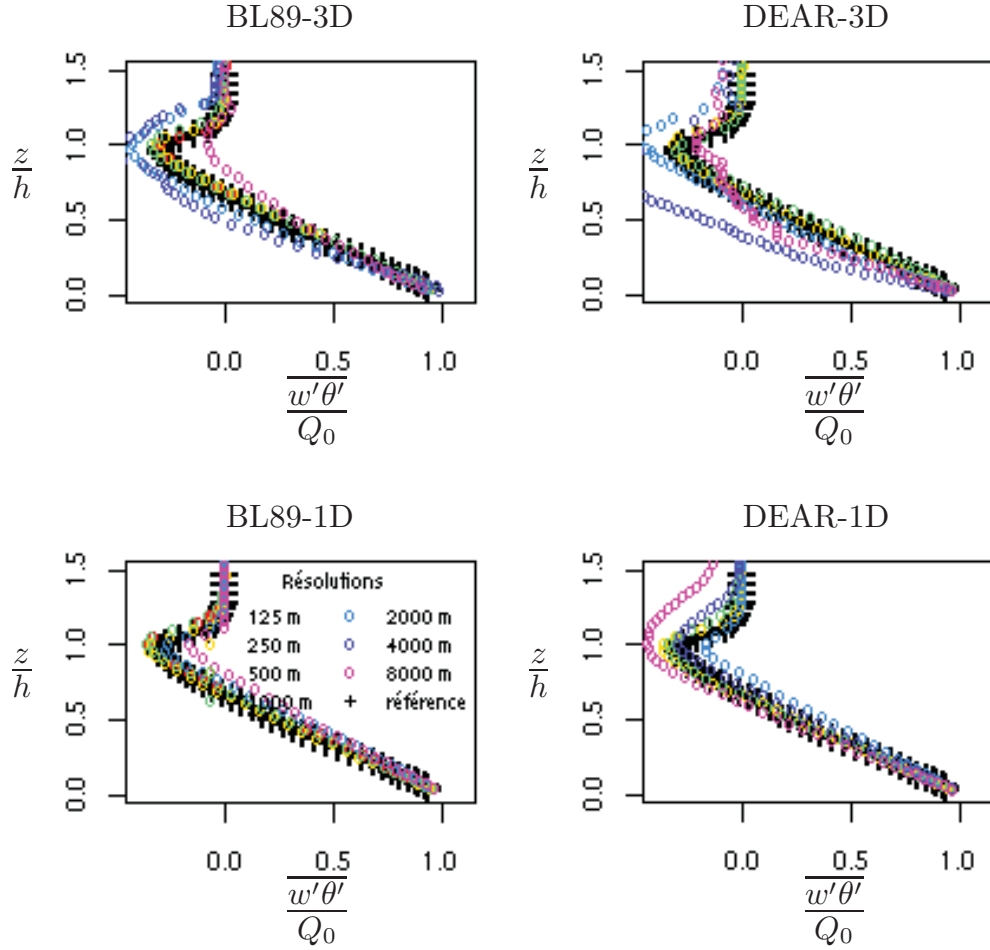


FIGURE 3.2 – Flux de chaleur normalisés après 6 heures de simulation de IHOP en fonction de l’altitude pour différentes longueurs de mélange (BL89 et DEAR) et différentes dimensionnalités (1D ou 3D) du schéma de turbulence sans le schéma de thermique PM09.

3.2.3 Énergie cinétique turbulente totale

Le tableau 3.2 montre que la TKE totale aux échelles de la zone grise dépend fortement de la configuration du modèle. De façon générale, la TKE est sous-estimée quelle que soit la configuration.

La figure 3.4 montre les statistiques de la TKE totale aux échelles de la zone grise. Ces résultats dépendent beaucoup de la configuration utilisée. Les configurations qui représentent mal la hauteur de la couche limite (erreur relative supérieure à 10%) ne sont pas prises en compte dans la présente analyse. Il s’agit des valeurs écrites en petits caractères dans le tableau 3.2. Nous considérons en effet que, si la hauteur de la couche limite n’est pas bonne, la configuration est mauvaise quels que soient les scores de la TKE totale. Cette dernière est systématiquement sous-estimée lorsque PM09 est activé. Le schéma PM09 ne produit pas explicitement de « TKE du courant ascendant ». Cependant, il produit explicitement un flux de flottabilité du courant ascendant qui est ajouté à la production thermique de l’équation pronostique de TKE du schéma de turbulence. Une estimation directe du courant ascendant de TKE donnerait probablement de meilleurs résultats.

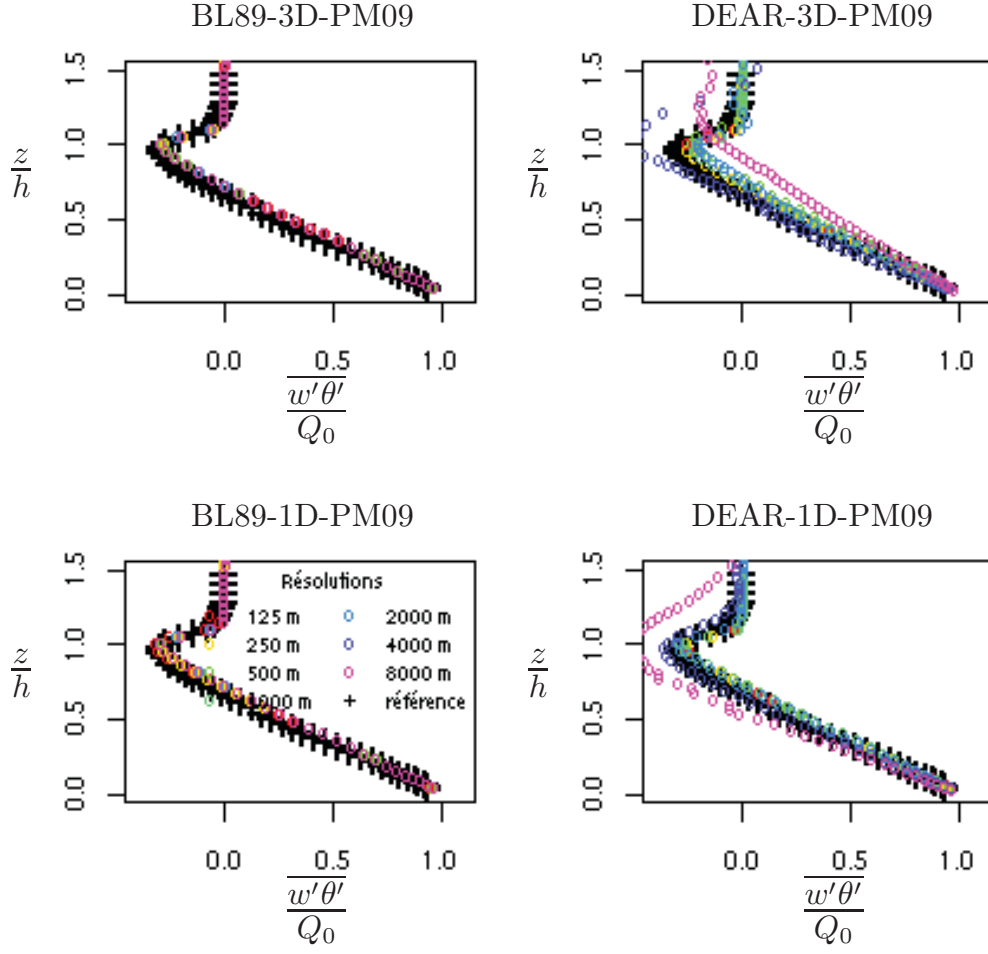


FIGURE 3.3 – Même légende que pour la figure 3.2 pour un schéma de turbulence avec le schéma de thermique PM09.

Erreur sur la TKE totale (m^2s^{-2})							
Δx	125	250	500	1000	2000	4000	8000
BL89-1D-PM09	-0.037	-0.054	-0.081	-0.12	-0.13	-0.12	-0.12
BL89-1D	0.067	0.073	0.06	0.066	0.02	-0.049	-0.043
BL89-3D-PM09	-0.085	-0.088	-0.1	-0.12	-0.12	-0.12	-0.12
BL89-3D	0.11	0.091	0.058	0.063	0.006	0.021	-0.042
DEAR-1D-PM09	-0.23	-0.26	-0.29	-0.31	-0.31	-0.32	-0.33
DEAR-1D	0.026	0.032	-0.005	-0.03	-0.19	-0.30	-0.33
DEAR-3D-PM09	-0.19	-0.16	-0.15	-0.17	-0.11	-0.14	-0.23
DEAR-3D	0.014	0.026	0.01	-0.031	0.002	0.035	-0.27

TABLE 3.2 – Moyenne arithmétique de l'erreur sur la TKE totale (m^2s^{-2}) des couches limites en convection libre : IHOP, AMMA, Wangara, ARM et BOMEX, pour des résolutions de 125 m à 8 km. Même légende que pour la tableau 3.1. Les nombres écrits en petits caractères sont ceux des configurations pour lesquelles la hauteur de la couche limite a une erreur supérieure à 10%.

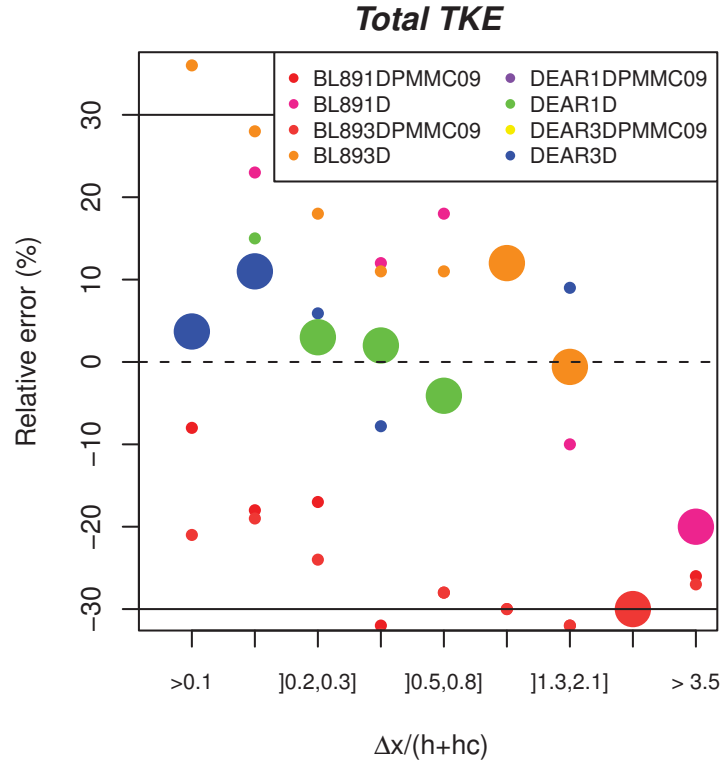


FIGURE 3.4 – Erreur relative de la TKE totale en pourcentage calculée sur les simulations du modèle Méso-NH comme une fonction de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. Les symboles les plus larges sont ceux de la configuration qui présente la plus petite erreur.

Cette sous-estimation est en particulier présente avec DEAR-1D-PM09 et DEAR-3D-PM09. Les configurations qui minimisent l'erreur sont DEAR-3D quand $\frac{\Delta x}{h+h_c} \leq 0,2$ et DEAR-1D quand $0,3 \leq \frac{\Delta x}{h+h_c} \leq 0,8$. Quand $\frac{\Delta x}{h+h_c}$ devient grand, BL89-3D présente la plus petite erreur avec ou sans activation de PM09. La TKE totale a en général une erreur relative de l'ordre de 20%.

3.2.4 Base des nuages et épaisseur de la couche nuageuse

Comme les flux sont bien représentés, aucun nuage n'apparaît dans les simulations IHOP, AMMA et Wangara, quelle que soit la configuration ou la résolution. C'est pourquoi l'erreur relative sur la base des nuages ou l'épaisseur de la couche nuageuse n'est calculée que dans les cas nuageux ARM et BOMEX. En ce qui concerne les hauteurs de base des nuages (non montrées), elles sont bien représentées par les deux simulations ARM et BOMEX. Les statistiques sur l'épaisseur de la couche nuageuse se trouvent dans le tableau 3.3 par classe de Δx (une analyse par classe de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$ est présentée sur la figure 3.5). La taille de la couche nuageuse n'est pas aussi bien représentée que la hauteur de la couche limite. DEAR-3D produit la plus faible erreur pour les plus petits $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. BL89-1D-PM09 présente de bons résultats pour les mailles plus larges.

Erreur sur l'épaisseur de la couche nuageuse (m)							
Δx	125	250	500	1000	2000	4000	8000
BL89-1D-PM09	-9	-8	-7	-7	-8	-8	-8
BL89-1D	-18	-17	-12	-28	<i>-56</i>	<i>-72</i>	<i>-73</i>
BL89-3D-PM09	<i>55</i>	<i>40</i>	<i>37</i>	24	12	-14	-27
BL89-3D	<i>53</i>	<i>43</i>	<i>36</i>	26	0	-17	-28
DEAR-1D-PM09	-18	-16	<i>-99</i>	-14	-14	-15	-15
DEAR-1D	-23	-24	-17	<i>-32</i>	<i>-60</i>	<i>-86</i>	<i>-99</i>
DEAR-3D-PM09	7	<i>36</i>	<i>43</i>	18	7	-17	12
DEAR-3D	5	<i>35</i>	<i>36</i>	26	8	-10	-29

TABLE 3.3 – Moyenne arithmétique de l'erreur de l'épaisseur de la couche nuageuse sur les cas de couche limite nuageuse en convection libre : ARM et BOMEX, pour des résolutions de 125 m à 8 km. Même légende que pour la tableau 3.1.

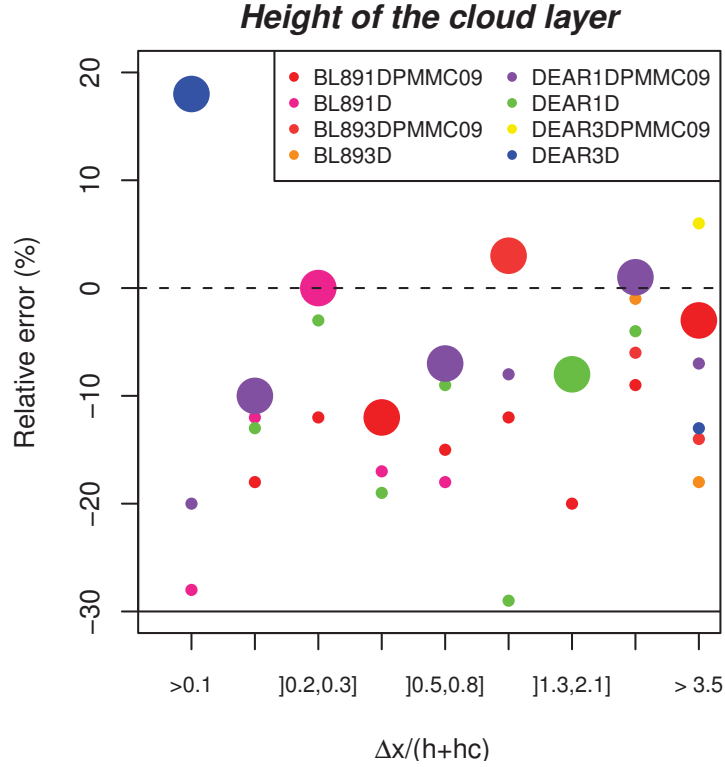


FIGURE 3.5 – Erreur relative sur l'épaisseur de la couche nuageuse en pourcentage calculée sur les simulations du modèle MésO-NH comme une fonction de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. Les symboles les plus larges sont ceux de la configuration qui présente la plus petite erreur.

3.2.5 Paramètres totaux en convection forcée

Lorsque le vent force la couche limite convective, la production dynamique prend de l'importance. Ainsi, nous nous attendons à d'autres comportements de la part des différentes paramétrisations testées dans le cas de la convection forcée que nous analysons, à part, dans ce chapitre. Mais à l'exception de différences conséquentes sur la hauteur de la couche limite, les conclusions restent similaires à celles de la convection libre (cf. Fig. 3.6

et 3.7). Par conséquent, seule la hauteur de la couche limite est présentée ici.

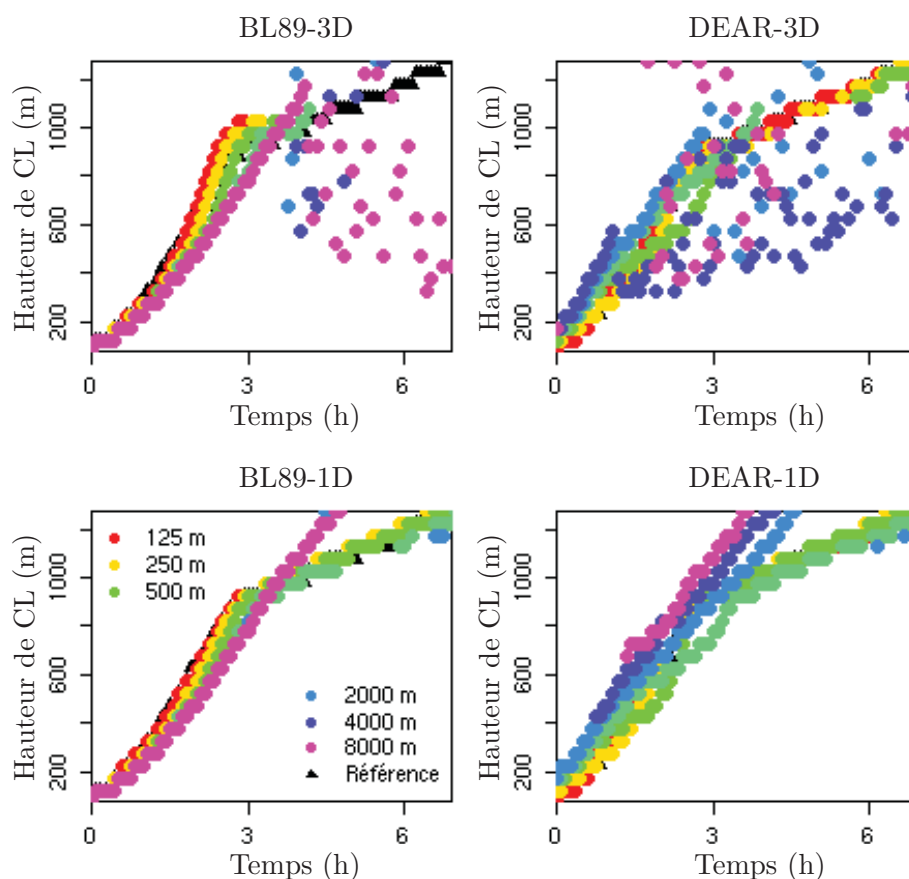


FIGURE 3.6 – Hauteur de la couche limite en fonction du temps pour différentes configurations du schéma de turbulence sans PM09 de la simulation TRAC.

Dans les simulations sans PM09 (cf. Fig. 3.6), les résolutions horizontales de méso-échelle ne sont jamais bien représentées, en particulier, lorsque les nuages apparaissent entre 3 et 4 heures de simulation. La zone grise est bien modélisée lorsque BL89 est utilisée, mais la résolution 2000 m n'est jamais bien vue. La hauteur de la couche limite de TRAC à 1000 m est bien simulée pour des configurations DEAR/BL89-1D sans PM09. Mais elle est difficile à reproduire pour les résolutions supérieures à 1 km après 3 heures de simulation et en général pour DEAR-3D. DEAR-1D donne de bons résultats à 500 m de résolution. Les simulations avec PM09 (cf. Fig. 3.7) présentent de meilleurs résultats. En particulier, BL89-3D-PM09 est la seule qui simule une bonne hauteur de couche limite pour une résolution de 8 km. La simulation à 2000 m n'est jamais très bien représentée. BL89-1D/3D-PM09 donne de bons résultats à 500 m de résolution.

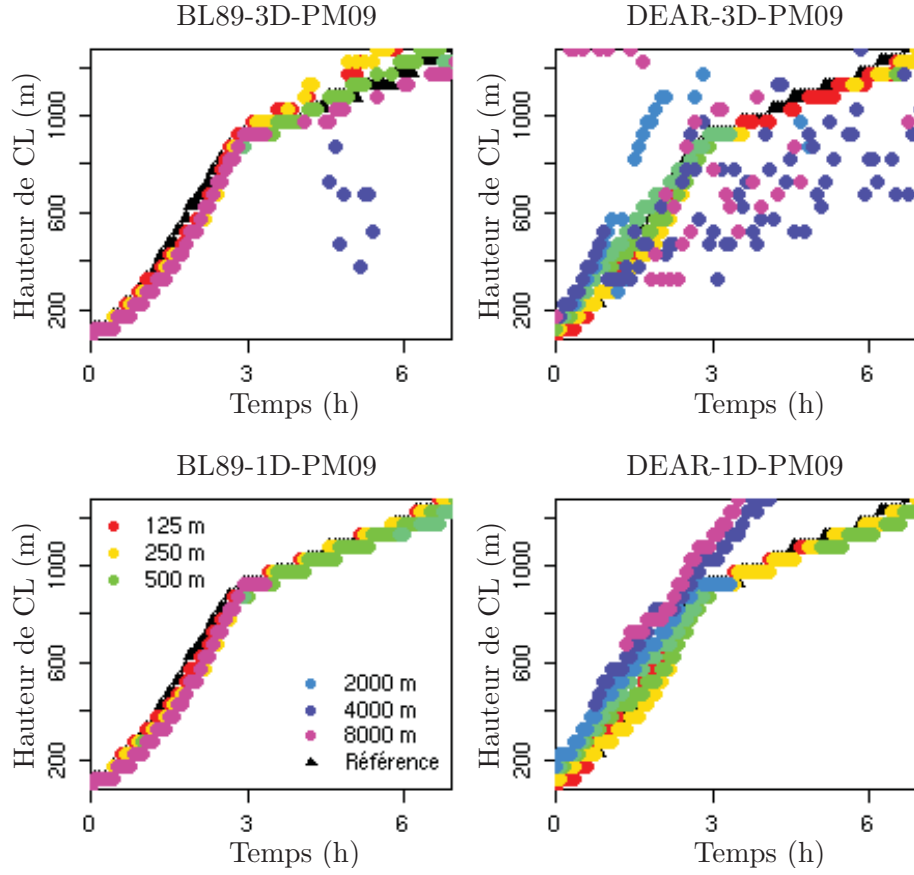


FIGURE 3.7 – Hauteur de la couche limite en fonction du temps pour différentes configurations du schéma de turbulence avec PM09 de la simulation TRAC.

3.2.6 Conclusion

De façon générale, la méso-échelle n'est bien simulée que par BL89-1D/3D-PM09. Comme les gradients horizontaux sont faibles à ces résolutions, il n'y a pas de différence entre BL89-1D/3D-PM09. PM09 permet de bien représenter la ZE et donc la hauteur de la couche limite. C'est aussi la configuration la plus physique, représentant le mélange non local des thermiques. La micro-échelle ou proche (125 m et 250 m) est bien simulée par DEAR-3D qui est la configuration LES. Dans la zone grise, les configurations ont dans l'ensemble de bons résultats. BL89-3D-PM09 est la configuration qui présente le moins d'erreur pour une utilisation à toutes les résolutions. Dans le cas de convection forcée, la configuration BL89-3D-PM09 donne de meilleurs résultats à grande échelle. Les fines échelles (125 m) privilégient toujours DEAR-3D, mais dès l'apparition de nuages, la zone grise est mal représentée.

3.3 Partition sous-maille/résolue

La partie précédente (chapitre 3.2) établit que les erreurs sur les paramètres totaux sont surtout présentes à méso-échelle où PM09 est nécessaire pour bien simuler la hauteur de la couche limite et tous les paramètres qui en découlent. Dans la zone grise, les paramétrisations testées présentent de bons résultats. Cependant, l'analyse des défauts des modèles ne peut se limiter à celle des paramètres totaux. En effet, même si le paramètre total est bien représenté, une mauvaise partition sous-maille/résolue aura pour conséquence

une mauvaise représentation des champs visibles (explicitement résolus) du modèle. Cette partie présente donc les défauts de la partition sous-maille/résolue dans la zone grise de la turbulence.

3.3.1 Visualisation des erreurs

L'étude immédiate des défauts de la partition consiste à visualiser des coupes horizontales à différentes heures dans les champs des simulations et de les comparer aux moyennes des LES. C'est ce que nous avons fait pour les champs de température potentielle, de rapport de mélange en vapeur d'eau et de vent vertical à 3, 6 et 9 heures de simulation pour toutes les configurations du schéma de turbulence, tous les cas et toutes les résolutions.

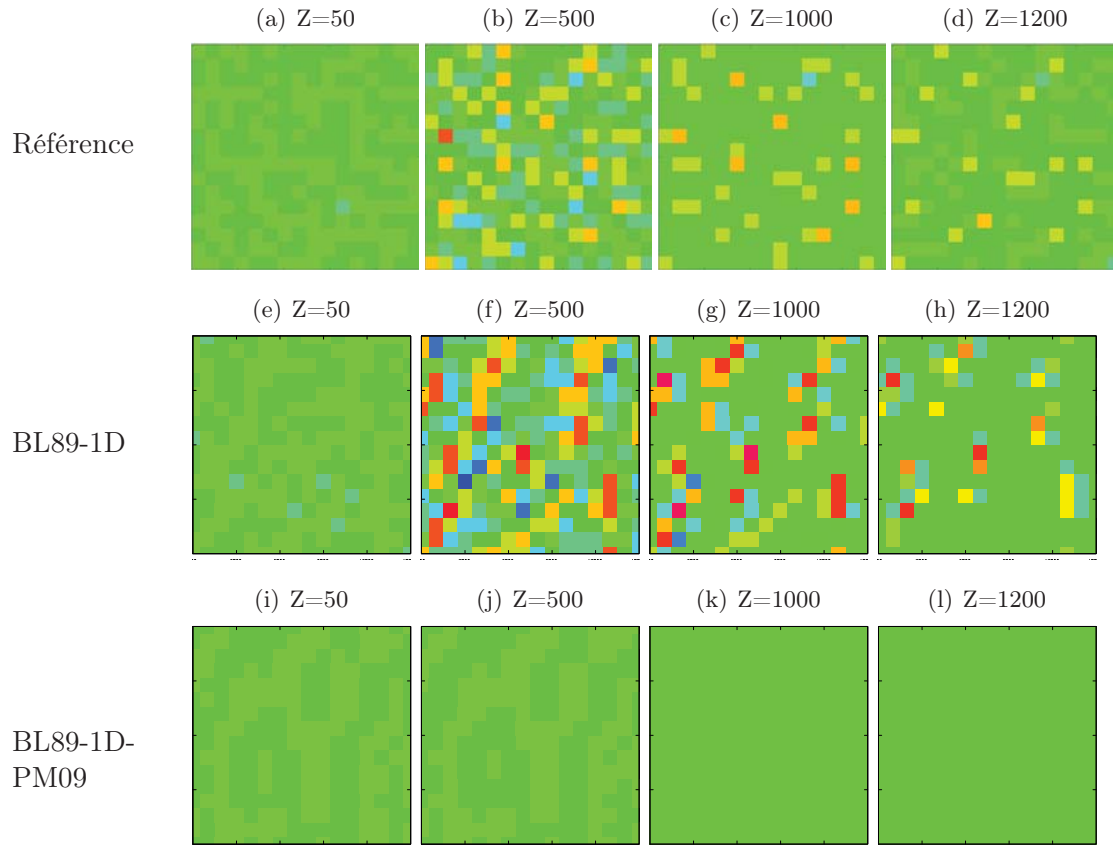


FIGURE 3.8 – Coupes horizontales de vent vertical de IHOP après 6 heures de simulation pour (a-d) la LES moyennée (e-h) une simulation sans PM09 à une résolution de 1000 m et (i-l) une simulation avec PM09 à une résolution de 500 m à différentes altitudes dans la couche limite. L'échelle va de -3 m.s^{-1} (en bleu) à 3 m.s^{-1} (en rouge).

La figure 3.8 présente des coupes horizontales du vent vertical à différentes altitudes : 50 m dans la couche limite de surface, 500 m dans la couche mélangée, 1000 m dans la zone d'entraînement et 1200 m au-dessus de la couche limite. La référence est donnée par les moyennes à une échelle de 1 km de résolution de la LES (cf. Fig. 3.8(a) à (d)). À cette résolution, les thermiques ne sont pas encore suffisamment organisés dans la CLS pour être visibles, mais ils apparaissent clairement au milieu de la couche limite. Ils sont moins présents dans la ZE et seuls les plus forts thermiques passent au-dessus de la couche limite. Ainsi, 1 km de résolution est dans la zone grise de la turbulence : nous ne distinguons pas les détails des thermiques, mais une partie de leur effet est résolue par le modèle.

Les simulations de Mésos-NH à ces résolutions n'ont aucune raison de présenter les mêmes motifs que la référence. Mais l'intensité des phénomènes et la distribution de ces intensités doivent être semblables pour considérer que le modèle a de bons résultats pour cette résolution. Les simulations de la figure 3.8 utilisent la longueur de mélange BL89 et une dimensionnalité 1D. Elles diffèrent par l'activation de PM09. La simulation sans le flux de masse (cf. Fig. 3.8(e) à (h)) présente des champs dont l'intensité et la taille des structures sont trop fortes par rapport à la référence obtenue par moyenne de la LES (cf. Fig. 3.8(a) à (d)). Au contraire, avec PM09 (cf. Fig. 3.8(i) à (l)), les simulations ne présentent aucune variabilité.

3.3.2 Erreur sur les lois de similitudes partielles

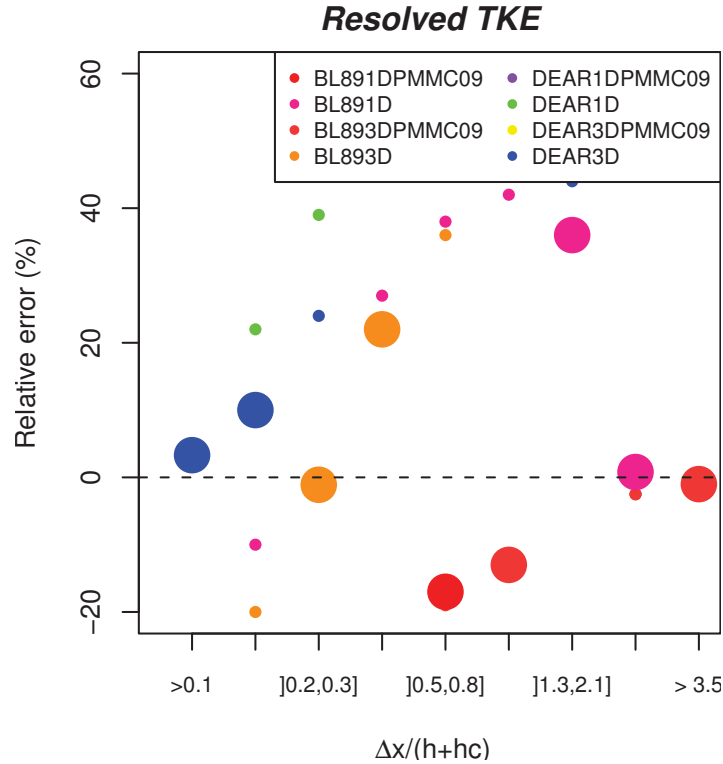


FIGURE 3.9 – Erreur relative de la TKE résolue en pourcentage calculée sur les simulations du modèle Mésos-NH comme une fonction de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. Les symboles les plus larges sont ceux de la configuration qui présente la plus petite erreur.

Pour donner un aperçu général, regardons quelle est la meilleure configuration par classe de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. La moyenne de la différence entre la part résolue de TKE de Mésos-NH tournant avec différentes configurations du schéma de turbulence et la loi de similitudes partielle pour la TKE résolue est présentée sur la figure 3.9. Puisque le but de cette étude est de trouver la meilleure configuration à chaque résolution, il n'y a pas d'intérêt à analyser les erreurs de la partition des configurations qui n'ont pas déjà des paramètres totaux corrects. Ainsi, les configurations qui présentent des erreurs relatives de hauteur de couche limite plus grandes que 10% ou des erreurs de TKE totale plus grandes que 30% ne sont pas prises en compte dans l'analyse. BL89-1D avec ou sans PM09 présente la plus faible erreur dans les grandes mailles. Les fines échelles sont bien modélisées par DEAR-3D. La meilleure partition aux échelles de la zone grise semble être BL89-3D ($0,2 \leq \frac{\Delta x}{h+h_c} \leq 0,3$) et BL89-1D-PM09 ($0,3 \leq \frac{\Delta x}{h+h_c} \leq 1,3$).

Regardons à présent les configurations une à une. Les figures 3.10 (a-h) montrent des boîtes-à-moustaches des parts sous-maille et résolue des cinq cas de couche limite en convection libre. Les lois de similitudes partielles de la TKE sont présentées en traits noirs sur cette figure 3.10 et utilisées comme références. La figure 3.10(c) est celle de la configuration DEAR-3D. Elle reproduit de façon satisfaisante la partition sous-maille/réolue pour les résolutions proches de celle de la LES : $\frac{\Delta x}{h+h_c} \leq 0,1$ (125 m de résolution approximativement). Les simulations de méso-échelle ($\frac{\Delta x}{h+h_c} > 2$ ou $\Delta x \geq 4000$ m) sont bien représentées par toutes les paramétrisations (puisque la turbulence est toujours entièrement sous-maille) en particulier par BL89-1D-PM09, qui est présentée sur la figure 3.10(f). Dans ce cas, toute la turbulence est sous-maille. Cependant, les échelles intermédiaires ($0,2 \leq \frac{\Delta x}{h+h_c} \leq 2$ ou $250 \text{ m} \leq \Delta x \leq 2000 \text{ m}$) (zone grise) sont mal représentées quelle que soit la configuration du schéma de turbulence.

Quand la longueur de mélange est BL89 (cf. Fig. 3.10b, d, f et h), la dimension 1D ou 3D des simulations ne présentent pas de différence pour des résolutions $\geq 1000 \text{ m}$. En effet, les mouvements turbulents sont alors principalement verticaux. Cependant, aux échelles intermédiaires, la turbulence est plus importante avec un schéma 3D qu'avec un schéma 1D, car le mélange sous-maille est plus fort. Ainsi, si PM09 n'est pas utilisé, un schéma 3D améliore la représentation de la turbulence dans la zone grise (cf. Fig. 3.10(a-d)).

DEAR (cf. Fig. 3.10a, c, e et g) est une longueur de mélange égale à la taille moyenne de la maille, soit bien moins que BL89 qui est de l'ordre de la hauteur de la couche limite. Ainsi, le mélange sera plus faible avec DEAR qu'avec BL89. Dans ces conditions, toute instabilité est résolue par le modèle, plutôt que paramétrée, et la transition des grandes échelles (turbulence entièrement sous-maille) vers les petites échelles (turbulence partiellement sous-maille) est abrupte, ce qui accroît la variance des données des simulations dans la zone grise.

Avec un schéma 3D, la longueur de mélange touche toutes les directions du schéma de turbulence. Le schéma de thermique est vertical quoi qu'il arrive. La dimensionnalité du schéma n'impacte pas les grandes mailles. Dans la zone grise, la part résolue est toujours plus faible avec un schéma 3D car le mélange sous-maille est plus important.

L'activation du flux de masse PM09 (cf. Fig. 3.10(e-h)) a l'impact le plus significatif. Sans ce schéma de thermique, les mouvements résolus sont trop forts, pour les mêmes raisons que celles présentées plus haut : la dynamique du modèle tend à naturellement produire des thermiques pour augmenter le mélange dans la couche limite. Cette divergence grandit avec la maille. En effet, les thermiques créés par la dynamique ont la même intensité dans la zone grise alors qu'ils devraient décroître. Comme on peut le voir sur la figure 3.10(e-h), PM09 tend à améliorer le modèle dans la zone grise. Cependant, cette correction est trop forte. Les figures 3.10(f) et 3.10(h) montrent que la part résolue ne domine jamais lorsque la longueur de mélange est BL89 et qu'elle ne domine qu'à 125 m lorsque DEAR est utilisé (cf. Fig. 3.10(e) et 3.10(g)). En effet, quand la maille devient plus petite que 2000 m ($\frac{\Delta x}{h+h_c} \approx 2$), le mélange sous-maille de PM09 devient trop fort car cette paramétrisation simule des thermiques entièrement sous-maille à une résolution où ces derniers sont partiellement résolus.

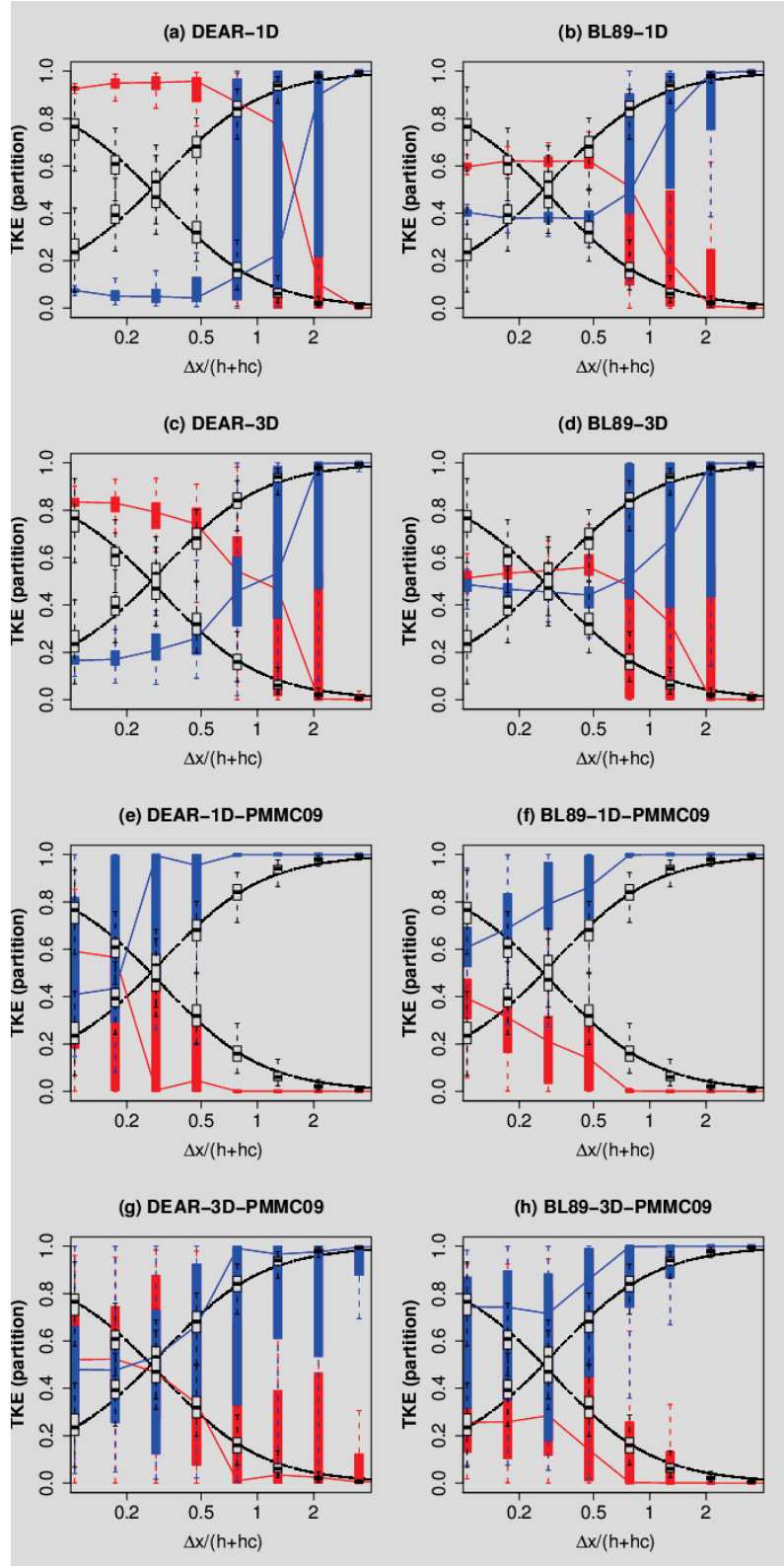


FIGURE 3.10 – Parts résolue (en rouge) et sous-maille (en bleu) de la TKE de IHOP, AMMA, Wangara, ARM et BOMEX en fonction de la maille normalisée. Les boîtes-à-moustaches colorées symbolisent la variance des données. Les lignes noires sont les lois de similitudes partielles calculées par moyenne des champs LES et les boîtes-à-moustaches grises sont la variance des simulations de référence. Les lignes bleues (rouges) lient les médianes des classes de données sous-maille (résolues).

Défauts des lois de similitudes pour la convection forcée

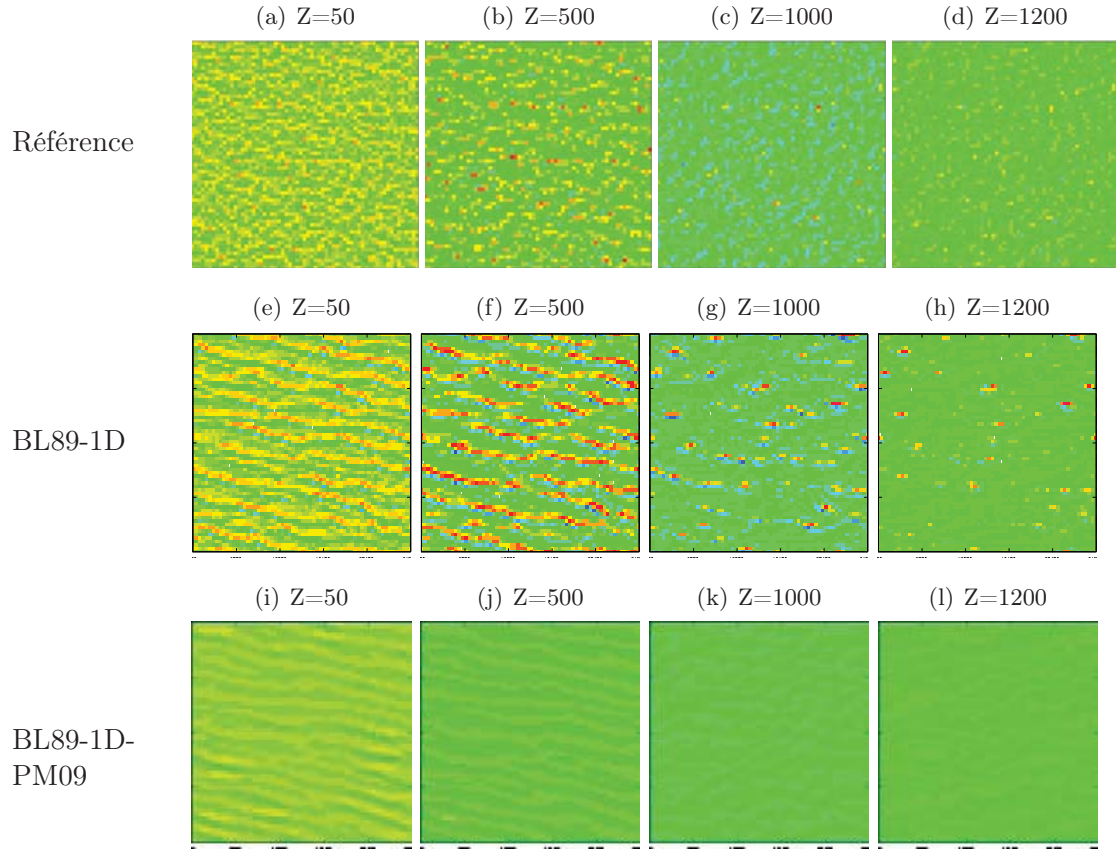


FIGURE 3.11 – Coupes horizontales de vent vertical de TRAC après 4 heures de simulation pour (a-d) la LES moyennée (e-h) une simulation sans PM09 à une résolution de 1000 m et (i-l) une simulation avec PM09 à une résolution de 500 m à différentes altitudes dans la couche limite. L'échelle va de $-2,5 \text{ m.s}^{-1}$ (en bleu) à $4,5 \text{ m.s}^{-1}$ (en rouge).

Les différences entre la référence et les simulations s'accroissent encore pour la convection forcée. La figure 3.11 présente les coupes horizontales des champs de vent vertical à 500 m de résolution. L'exemple a été choisi comme dans le cas d'IHOP (cf. Fig. 3.3.1) à la résolution où les erreurs sont maximales. Il s'agit de 1 km pour IHOP et 500 m pour TRAC, *i.e.* des résolutions proches à chaque fois de la hauteur de la couche limite à l'heure considérée. Celle de TRAC à 4 heures est beaucoup plus basse que celle d'IHOP à 6 heures. Globalement, les défauts sur les coupes de cette simulation en convection forcée sont identiques à ceux de la convection libre. La figure 3.12 généralise les défauts présentés sur les coupes à 500 m de résolution à l'ensemble de la zone grise. DEAR-1D/3D-PM09 donnent de bons résultats, meilleurs que pour la convection libre. Cependant c'est une paramétrisation qui donne de mauvais résultats sur les paramètres totaux, en particulier la TKE totale.

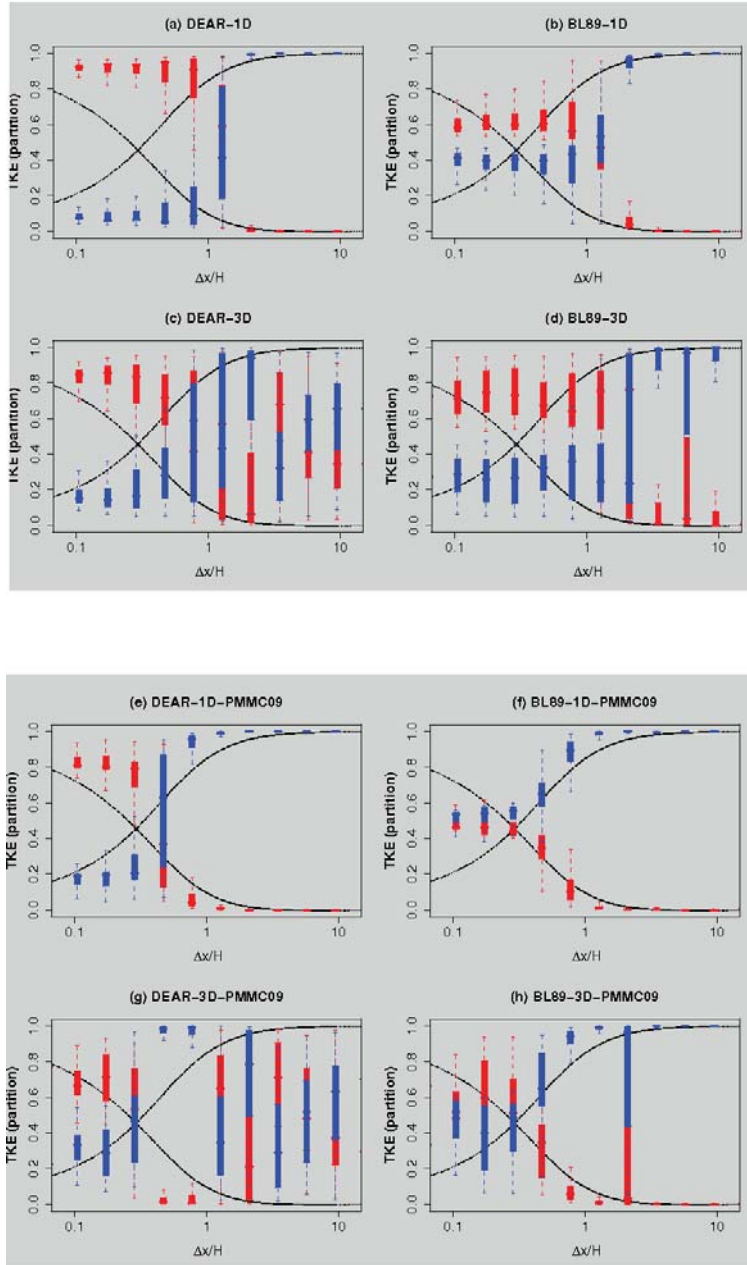


FIGURE 3.12 – Parts résolue (en rouge) et sous-maille (en bleu) de la TKE de TRAC en fonction de la maille normalisée. Les lignes noires sont les lois de similitudes partielles calculées par moyenne des champs LES et les boîtes-à-moustaches sont la variance des données des simulations.

3.4 Spectres d'énergie

L'étude qui suit utilise l'outil de spectre commun développé pour Mésos-NH et AROME par [Ricard et al. \(2012\)](#), basé sur l'algorithme de [Denis et al. \(2002\)](#).

Les spectres présentés sont des spectres d'énergie cinétique turbulente résolue dans la couche limite. Ils sont moyennés entre le troisième niveau du modèle et le niveau le plus proche de la hauteur de la couche limite. Il n'y a pas de pente en k^{-3} visible habituellement dans les petits nombres d'onde (cf. chapitre 2.4) car aucune variabilité de grande échelle n'est introduite dans les simulations d'un domaine de 16 km pour IHOP, AMMA et Wangara et de 32 km pour TRAC. La référence est la LES de chaque cas en noir sur les graphiques 3.13 à 3.16. Cette référence suit la loi en $\frac{-5}{3}$ de [Kolmogorov \(1942\)](#) (cf. chapitre 1.2) sur une très courte distance. Ceci est dû au fait, que les grandes longueurs d'ondes ne sont pas présentes et qu'il n'y a pas de cascade d'énergie depuis les grandes échelles. Cette cascade commence à la hauteur d'injection que l'on peut identifier comme le maximum du spectre.

De manière générale, avec le schéma en flux de masse PM09, les spectres se situent en dessous de la référence, ce qui signifie que les simulations ont moins d'énergie résolue. Sans ce schéma, les spectres se situent au contraire au-dessus, donc ont trop d'énergie. Ceci s'explique par un mélange sous-maille plus important avec PM09 : les champs sont plus lisses et l'énergie résolue plus faible. Cette paramétrisation sous-estime l'énergie totale. C'est un défaut déjà mis en lumière par [Honnert et al. \(2011\)](#). Lorsque le schéma est unidimensionnel, il y a plus d'énergie résolue à grande échelle car le mélange sous-maille est moindre qu'avec un schéma 3D. Les simulations 1D-BL89-sans PM09 suivent la référence dans les petites échelles (125 m et 250 m). Ceci ne veut pas dire que la paramétrisation est adaptée à ces résolutions, mais que la part résolue est représentée de façon satisfaisante. Passer d'un schéma 1D à 3D a plus d'influence sur les simulations qui utilisent la longueur de mélange BL89 à fine résolution. En effet, un schéma 3D répercute cette longueur sur toutes des dimensions, alors que cette longueur est trop grande pour les petites mailles. Il s'en suit un mélange trop important, d'où une excessive diffusion des plus grands nombres d'onde. Ce comportement existe dans une moindre mesure avec la longueur de mélange DEAR. L'étude confirme donc les conclusions de l'étude du chapitre 3.3, mais le faible nombre d'onde des simulations supérieures à 500 m de résolution ne permet pas de bien analyser les résolutions les plus faibles de la zone grise.

TRAC est un cas atypique puisqu'elle présente pour certaines configurations une accumulation en $2\Delta x$, typique d'un manque de diffusion du schéma lorsque le schéma est 1D, avec ou sans PM09. Il n'y a pas de grande différence avec ou sans PM09 dans les simulations à fine résolution (125, 250 et 500 m). Ainsi, la prise en compte des mouvements horizontaux a plus d'influence que la présence du flux de masse. Ceci s'explique par le fait que TRAC est un cas où la production dynamique, sans être majoritaire, n'est pas négligeable. Ainsi, la prise en compte des mouvements horizontaux est primordiale jusqu'à 500 m de résolution.

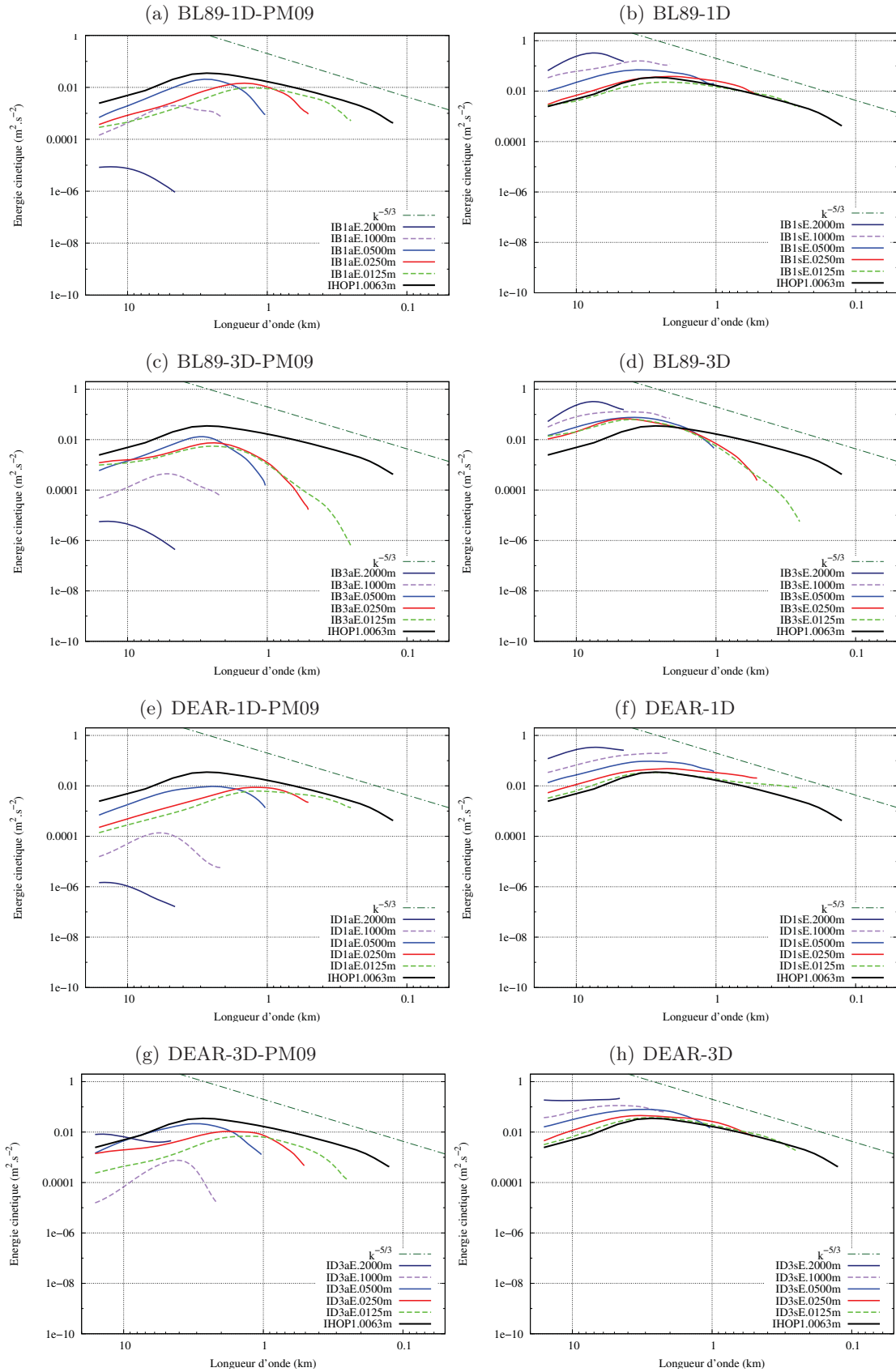


FIGURE 3.13 – Spectres moyennés dans la CLA IHOP après 7 heures de simulation. En noir, la LES de référence.

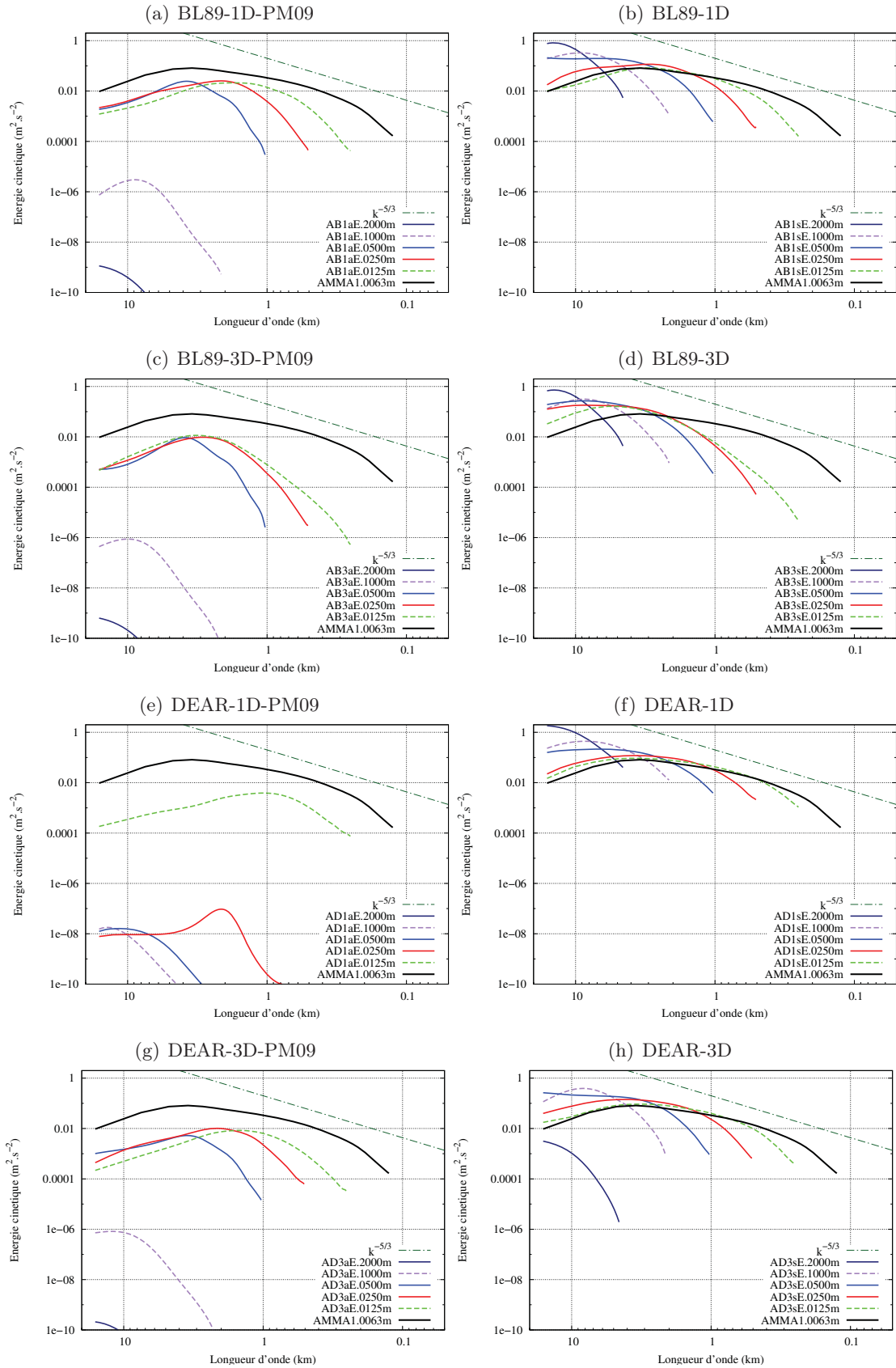


FIGURE 3.14 – Spectres moyennés dans la CLA AMMA après 7 heures de simulation. En noir, la LES de référence.

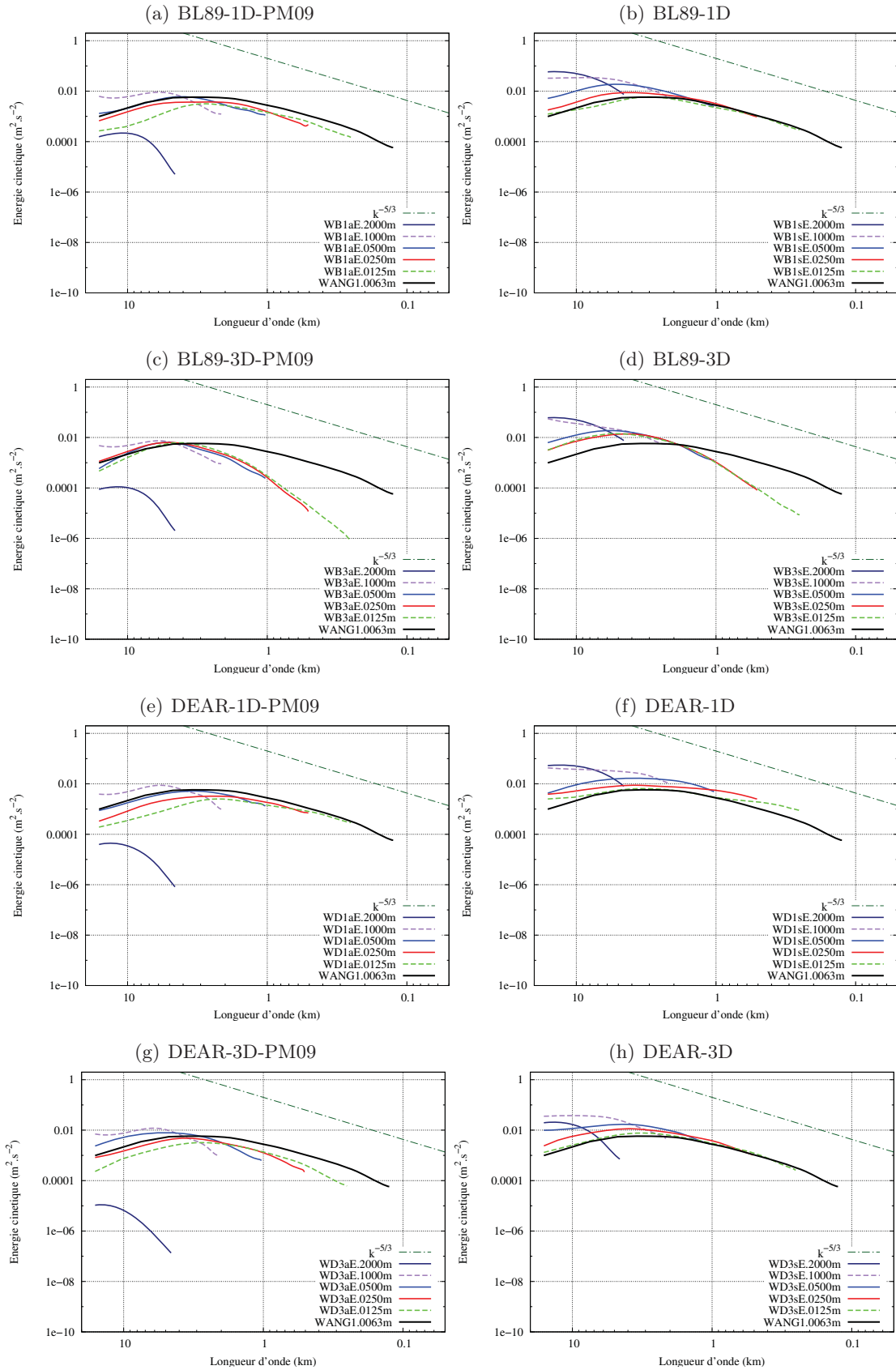


FIGURE 3.15 – Spectres moyennés dans la CLA Wangara après 7 heures de simulation. En noir, la LES de référence.

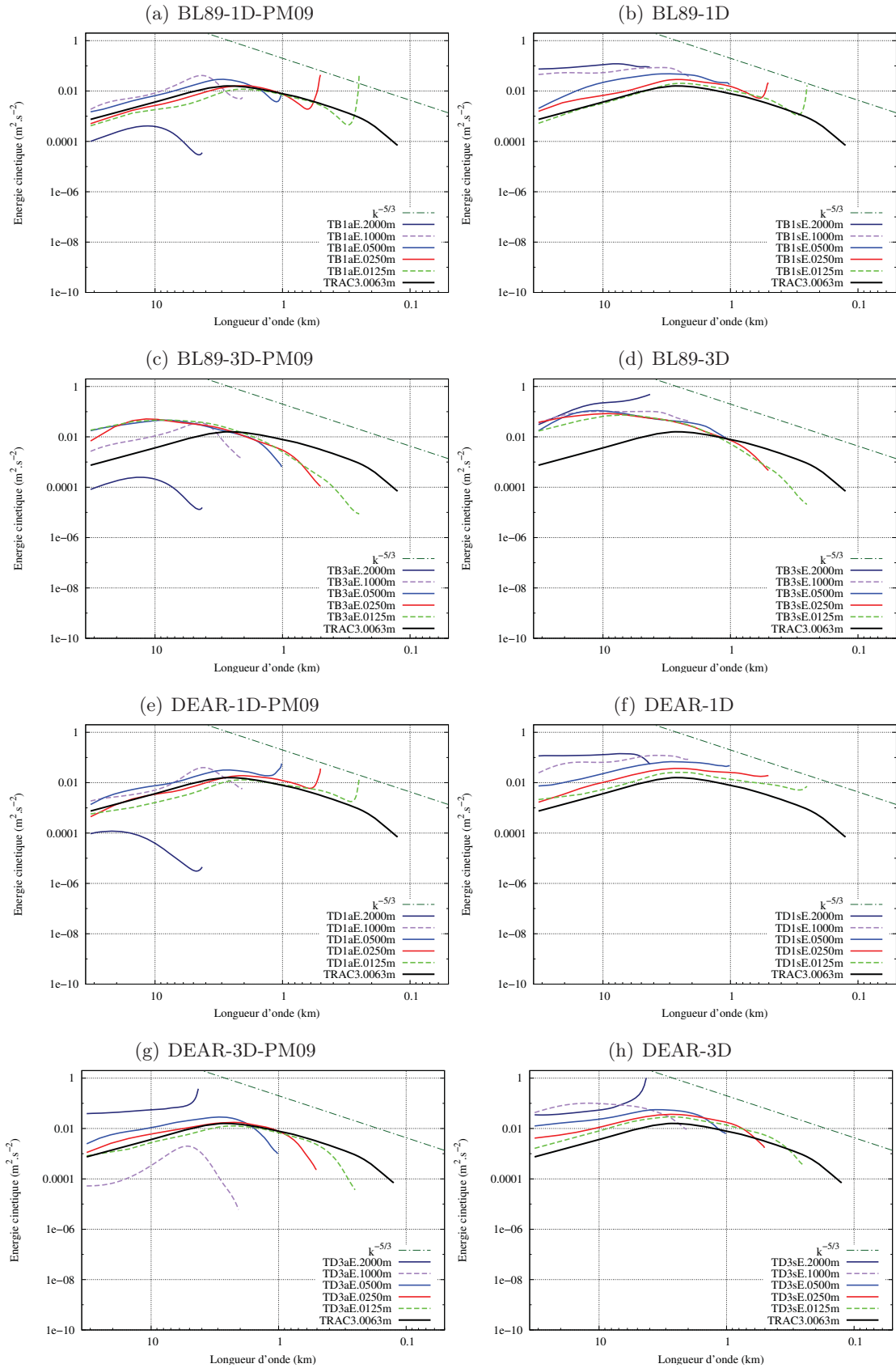


FIGURE 3.16 – Spectres moyennés dans la CLA TRAC après 7 heures de simulation. En noir, la LES de référence.

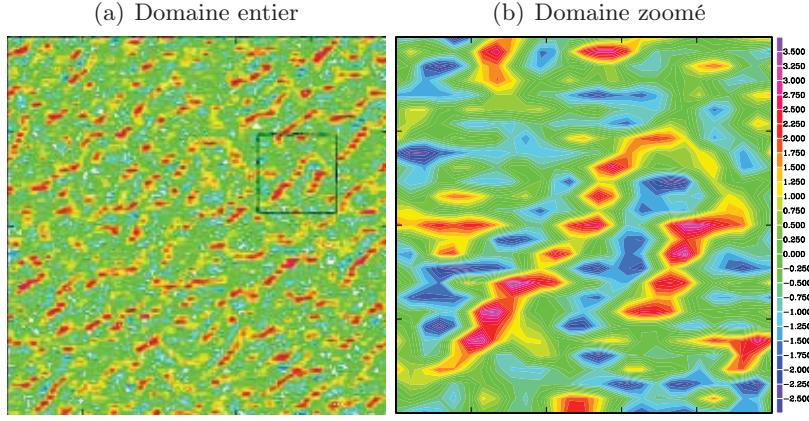


FIGURE 3.17 – (a) Coupe horizontale à 500 m d'altitude de la simulation TRAC avec une paramétrisation BL89-1D-PM09 et une résolution de 125 m après 7 heures de simulation. (b) Vent vertical dans le domaine indiqué sur (a).

La figure 3.17(a) présente une coupe horizontale à 500 m d'altitude de la vitesse verticale à 125 m de résolution avec BL89-1D-PM09. Dans cette figure, des ondes réelles orientées Sud-ouest/Nord-est sont présentes. Mais d'autres ondes, orientées Nord-Sud, sont visibles sur le zoom de la figure 3.17(b). Leur longueur d'onde est d'environ $300 \text{ m} \approx 2 \times \Delta x$, typique d'une accumulation d'énergie en queue de spectre.

Une autre accumulation d'énergie est présente dans les spectres : celle de la simulation AMMA DEAR-1D-PM09 d'une résolution de 250 m. Les coupes horizontales de AMMA correspondantes sont visibles sur la figure 3.18. Un signal marqué est visible sur toutes les composantes du vent. La longueur d'onde est environ de 2 km, comme le prévoient les spectres.

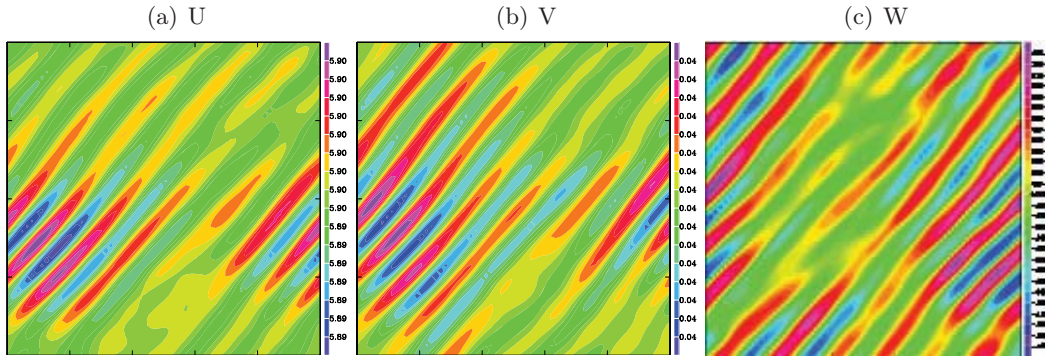


FIGURE 3.18 – (a) Coupe horizontale à 500 m d'altitude de la simulation AMMA avec une paramétrisation DEAR-1D-PM09 et une résolution de 250 m après 7 heures de simulation. (a) Vent Zonal. (b) Vent Méridien. (c) Vent Vertical.

3.5 Production dynamique sous-maille

La production dynamique de référence est calculée comme dans le chapitre 2.5. À partir de cette référence, nous pouvons analyser les défauts des paramétrisations. L'erreur sur la production dynamique dans le cas de la convection libre pour différentes configurations du schéma de turbulence est présentée sur les figures 3.19 et 3.20. Le comportement de Wangara est typique de la convection libre. IHOP et AMMA (non montrées) présentent un comportement identique.

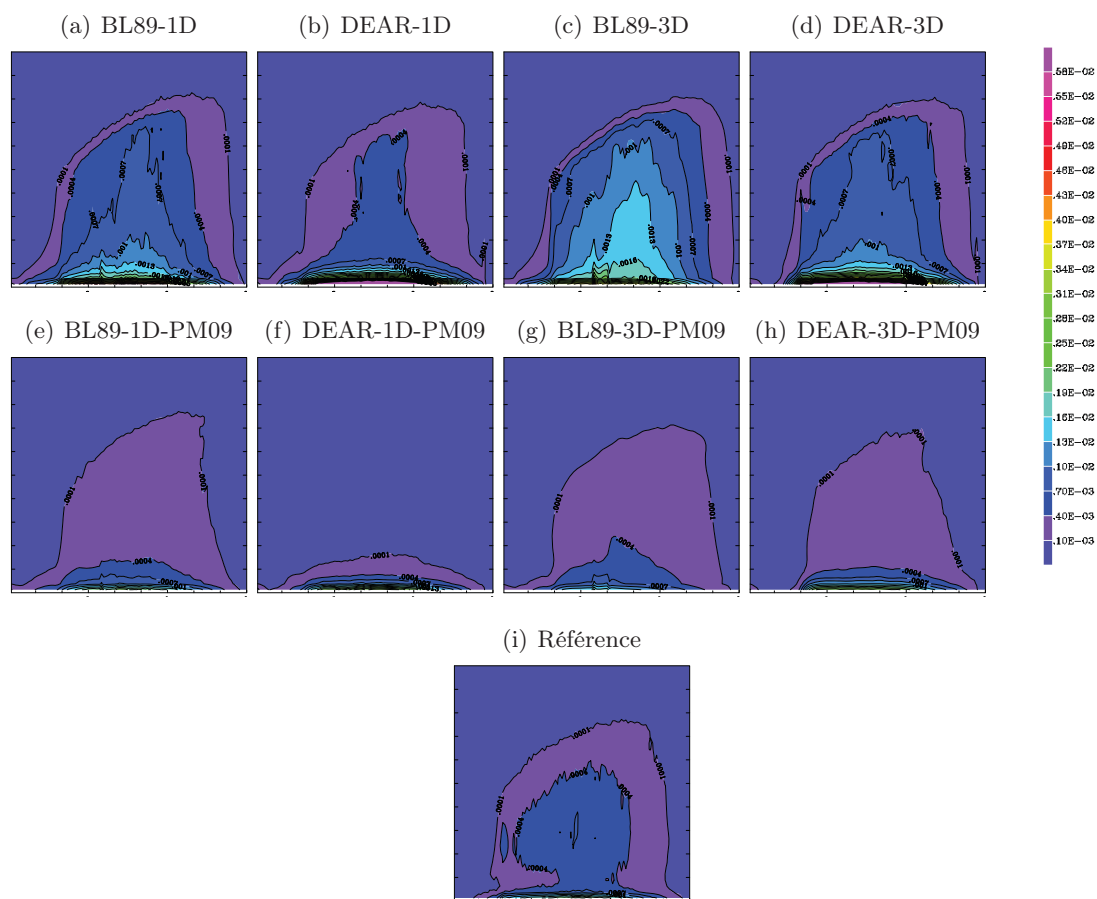


FIGURE 3.19 – Coupes altitude/temps de la production dynamique sous-maille (a-h) mesurée pour différentes configurations du schéma de turbulence, sur la simulation Wangara à 250 m de résolution que l'on compare à (i), la référence calculée à partir des moyennes successives.

La production dynamique ne présente de valeurs significatives que dans le cas de très fines résolutions, inférieures à 500 m (cf. chapitre 2.5). La résolution de 250 m a été choisie car il s'agit de la résolution la plus éloignée de la LES qui présente encore une forte production dynamique sous-maille. Cette résolution produit un maximum de différences entre les productions dynamiques de référence et celle obtenues par les simulations à ces résolutions.

Les simulations avec la longueur de mélange DEAR présentent une production dynamique sous-maille plus faible que les simulations avec BL89. En effet, DEAR est une longueur plus petite dans ce cas que BL89. Ainsi, DEAR produira, pour un même gradient de vent, un flux plus faible. Ensuite, les simulations avec une dimensionnalité 1D ne prennent pas en compte les contributions horizontales de la production dynamique. Elles fournissent donc une production dynamique moins forte que celle des schémas 3D. Enfin, les simulations avec la schéma de thermique génèrent une production dynamique sous-maille trop faible et les simulations sans schéma de thermique présentent une production dynamique sous-maille trop forte. C'est une fois de plus l'effet le plus important. Lorsque PM09 est activé, la production thermique est d'emblée plus importante dans le schéma et la production dynamique s'affaiblit.

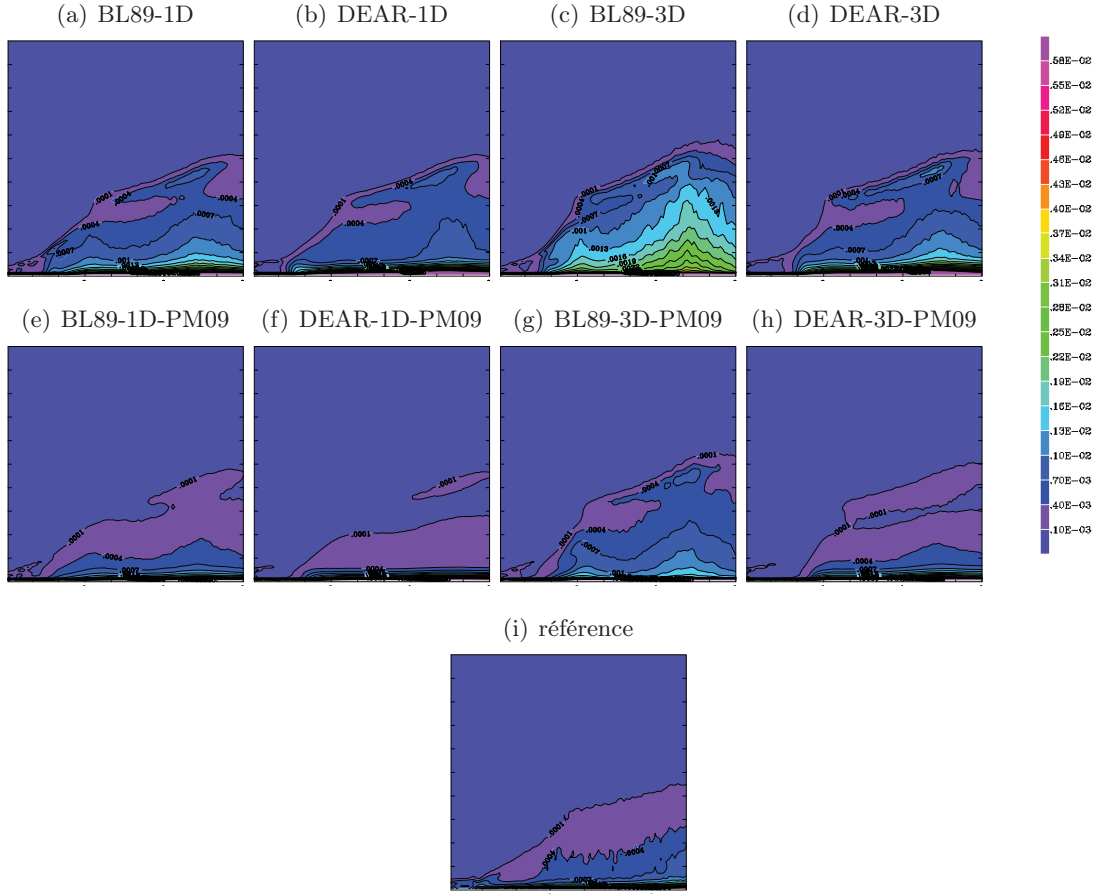


FIGURE 3.20 – Coupes altitude/temps de la production dynamique sous-maille (a-h) mesurée pour différentes configurations du schéma de turbulence dans le cas de TRAC à 250 m de résolution que l'on compare à (i) la référence calculée à partir des moyennes successives.

3.6 Interprétation et conclusion

Lorsque le flux de masse PM09 n'est pas activé, le schéma de turbulence se résume au schéma en K-gradient $w'\theta' = -K(\frac{d\bar{\theta}}{dz})$ qui impose un minimum de température potentielle quand le flux de chaleur est nul, c'est-à-dire au deux tiers de la couche limite (cf. Fig. 3.21).

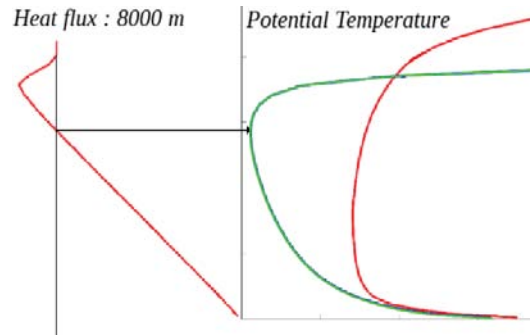


FIGURE 3.21 – Profil vertical de flux de chaleur (à gauche) et le profil vertical associé de température potentielle : en rouge la LES (référence) et en vert une simulation à 8 km de résolution.

Dans le cas où la maille est d'une résolution de 8 km (cf. Fig. 3.22), le profil est certes instable, mais la maille est trop large pour que le schéma d'advection produise un mouvement d'air qui aurait pour conséquence de brasser cette couche limite trop instable. Ce n'est pas le cas lorsque la maille est de 1 km. En effet, la figure 3.22 montre que les profils à 1 km et 8 km de résolution sont très différents. À 1 km, la maille est assez petite pour que la dynamique du modèle se mette à produire des mouvements résolus par flottabilité. Les profils obtenus sont alors plus réalistes qu'à 8 km. Cependant, les mouvements produits par la dynamique pour réduire l'instabilité produisent des flux résolus trop forts.

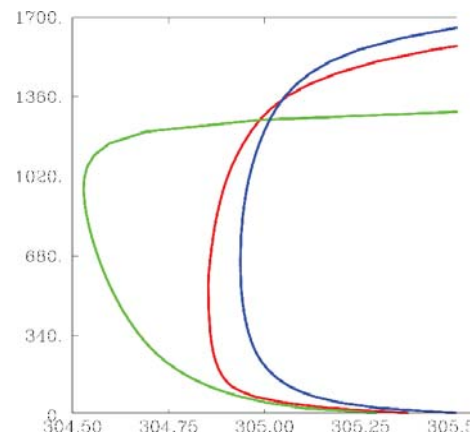


FIGURE 3.22 – Profil vertical associé de température potentielle d'une LES (en rouge), d'une simulation sans PM09 à 8 km de résolution (en vert) et d'une simulation sans PM09 à 1 km de résolution (en bleu)

De plus, les mouvements résolus sont, au minimum, de la taille d'une maille. Ainsi, à un 1km, les structures sont trop larges. En conclusion, le profil obtenu est meilleur mais pour de mauvaises raisons.

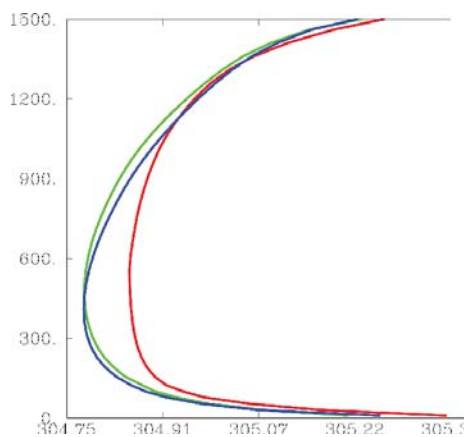


FIGURE 3.23 – Même légende que Fig. 3.22 mais pour des simulations avec PM09.

Si maintenant PM09 est activé (cf. Fig. 3.23), la zone d'entraînement est mieux représentée. Le profil à 8 km est alors plus réaliste. Il est cependant légèrement trop stable au sommet de la couche limite. Dans ce cas, la réduction de la maille de 8 à 1 km ne produit pas de différence sur le profil de température potentiel : il reste trop stable. Dans ces conditions, la dynamique du modèle ne voit pas d'instabilité et ne produit donc pas de mouvement, alors qu'à ces résolutions une partie des thermiques doit être résolue.

Ainsi, pour obtenir une bonne représentation de la couche limite sèche et nuageuse à des résolutions de la zone grise, les thermiques sous-maille de PM09 devraient être plus faibles pour qu'une part de ces thermiques soit simulée par la dynamique du modèle.

Chapitre 4

Thermiques sous-maille dans la zone grise

Sommaire

4.1	QU'EST CE QU'UN THERMIQUE SOUS-MAILLE DANS LA ZONE-GRISE ?	121
4.2	ANALYSE CONDITIONNELLE	122
4.2.1	Échantillonnage conditionnel initial	122
4.2.2	Nouvel échantillonnage conditionnel	123
4.3	CARACTÉRISATION DU THERMIQUE SOUS-MAILLE	125
4.3.1	Description qualitative des thermiques sous-maille	125
4.3.2	Fraction de thermique	125
4.3.3	Vitesse verticale du courant ascendant	127
4.3.4	Température potentielle des courants ascendants	129
4.3.5	Humidité des courants ascendants	130
4.3.6	Flottabilité	131
4.3.7	Flux de masse	132
4.4	CE QU'EST UN THERMIQUE SOUS-MAILLE !	134

4.1 Qu'est ce qu'un thermique sous-maille dans la zone-grise ?

Nous avons vu dans la partie précédente qu'aucune paramétrisation actuelle ne permet d'obtenir la bonne partition sous-maille/résolue dans la zone grise. Nous avons vu que l'effet le plus significatif est celui de l'activation du schéma en flux de masse PM09. Nous avons expliqué ces différences par une meilleur représentation de la zone d'entraînement au sommet de la couche limite par PM09. Ainsi, un schéma sans flux de masse n'aura pas un mélange sous-maille suffisant. Face à une atmosphère de plus en plus instable, la dynamique du modèle va créer des structures trop larges et trop puissantes. L'activation de PM09 stabilise la zone d'entraînement. Cependant, le schéma en flux de masse a tendance à trop brasser. On tombe alors dans l'excès inverse puisque la couche limite devient alors trop stable.

La représentation des thermiques est donc l'élément clef pour comprendre et représenter la CL dans la zone grise. En effet, alors que la turbulence locale est sous-maille dans la zone grise comme à plus grande échelle, les thermiques occupent une part de plus en plus importante dans la, voire les mailles.

La figure 4.1 montre les thermiques présents dans une maille de 16 km de côté et obtenus dans ce cas par une simulation LES. Ils sont nombreux et ils occupent une faible surface. Ce domaine est divisé en maille de 1 km de côté. À ces résolutions, la maille n'est plus remplie que d'un ou deux thermique au maximum comme on peut le voir plus précisément sur le zoom de la figure 4.1.

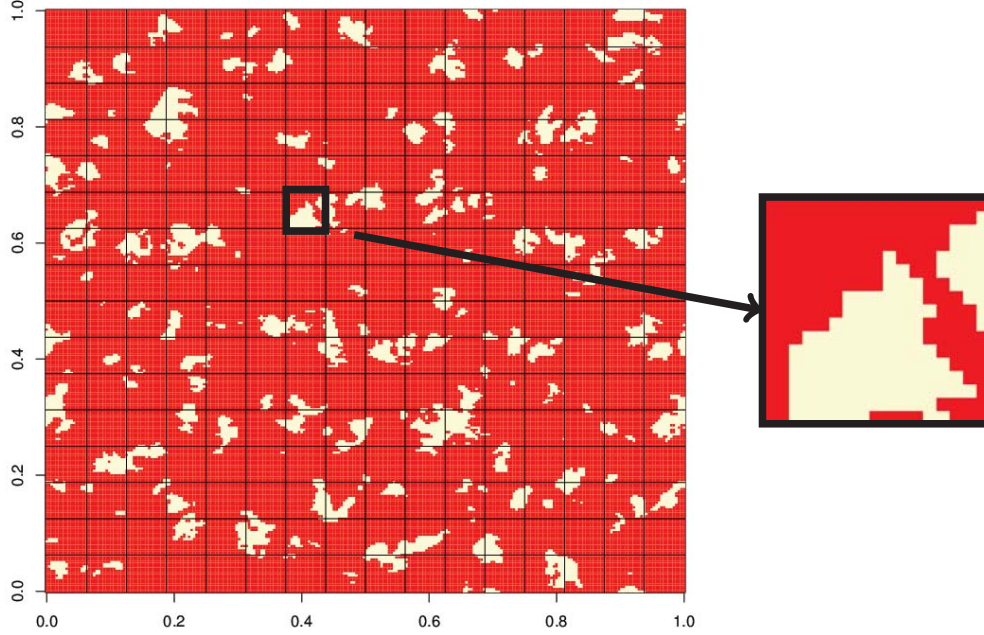


FIGURE 4.1 – Coupe horizontale à 500 m d'altitude dans la LES ARM. Les thermiques sont en blanc, détectés par échantillonnage conditionnel (cf. paragraphe 4.2), l'environnement est en rouge. Zoom sur une maille de 1 km de côté.

Cette constatation demande de définir ce qu'est un thermique, puis un thermique sous-maille, de façon à vérifier leur comportement dans la zone-grise. Ensuite, les équations du schéma en flux de masse seront étudiées de façon à rigoureusement définir les hypothèses à faire et celles qui ne sont plus valables. Ainsi, nous proposerons une nouvelle paramétrisation valable dans la zone grise.

4.2 Analyse conditionnelle

Des études précédentes ont permis de déterminer la méthodologie permettant d'extraire les thermiques de champs LES : l'échantillonnage conditionnel.

4.2.1 Échantillonnage conditionnel initial

L'échantillonnage conditionnel proposé par [Couvreur et al. \(2010\)](#) utilise une combinaison de traceur passif, émis à la surface du modèle LES, et de variables thermodynamiques pour séparer les structures cohérentes de leur environnement dans des couches limites sèches ou nuageuses. Cet échantillonnage permet de caractériser les courants ascendants convectifs depuis la surface jusqu'au sommet de la couche limite. Il a été utilisé par [Rio et al. \(2010\)](#)

pour définir les caractéristiques des thermiques, en particulier leur taux d'entraînement et de déentraînement sur lesquels nous reviendrons. Cet échantillonnage conditionnel, que je nommerai « initial » par la suite, se définit comme suit :

$$\alpha_{ui} = \begin{cases} 1 & \text{si } \begin{cases} sv'_i > \max(\sigma_{sv}, \sigma_{min}) \\ w_i > 0 \end{cases} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

où α_u est le champ de thermique : la maille LES prend la valeur 1 si elle est une maille de thermique et 0 sinon. w est la vitesse verticale. sv est la concentration du traceur passif. sv' est l'anomalie de cette concentration. σ_{sv} est son écart type à une altitude donnée sur l'ensemble du domaine. σ_{min} est un seuil minimum, défini proportionnel à l'écart type moyen sur les couches sous-jacentes. Cet échantillonnage fournit une fraction moyenne de thermiques fonction de l'altitude sur l'ensemble du domaine.

4.2.2 Nouvel échantillonnage conditionnel

L'étude a pour but de déterminer non pas les thermiques d'une couche limite, mais les thermiques sous-maille, c'est-à-dire ceux que l'ont souhaite paramétrer avec le schéma de thermique. Le schéma de la figure 4.2(a-d) donne une idée de l'effet souhaité. Δx est supposé être une résolution de la zone grise. Le domaine initial contient 64 mailles LES et un sous-domaine contenant 4 mailles de taille Δx . Ainsi, chaque maille Δx contient 16 mailles LES.

La figure 4.2(a) schématise un champ LES de vitesse vertical. L'échantillonnage conditionnel « initial » donne le champ de thermique présenté sur la figure 4.2(b). Ainsi, les thermiques occupent les vingt-cinq soixante quatrièmes de la surface totale. La figure 4.2(c), quant à elle, montre les thermiques sous-maille (mailles hachurées) tels qu'ils sont souhaités : si la maille Δx est entièrement occupée par un thermique (en haut à gauche de la figure 4.2(c)), une partie des caractéristiques de ce thermique est forcément modélisée par la dynamique du modèle : seul le cœur est alors paramétré. Si une partie seulement de la maille Δx est occupée par un thermique ou des thermiques, tout dépend de la valeur des paramètres moyens sur cette maille. Si la maille est subsidente en moyenne, le flux de masse se devra de paramétrer tout thermique sous-maille (en haut à droite de la figure 4.2(c)), alors que il ne modélisera que la partie des thermiques qui n'est pas résolue par la dynamique si le thermique influence significativement les paramètres moyens sur la maille Δx (en bas à gauche sur la figure 4.2(c)). La fraction de thermique sous-maille est dans ce cas de un seizième sur les mailles Δx en haut à droite et en bas à gauche et de un quart sur les mailles Δx en haut à gauche et en bas à droite. Cette fraction de thermique sous-maille est alors représentée sur la figure 4.2(d).

Ainsi, dans sa formulation d'origine, l'échantillonnage conditionnel ne permet pas de considérer uniquement les thermiques sous-maille. Cet outil doit être modifié de façon à séparer de leur environnement les thermiques qui ne sont pas traités par la dynamique du modèle. Cette part dépend de la résolution (Δx). Par conséquent, le nouvel échantillonnage conditionnel est défini comme suit :

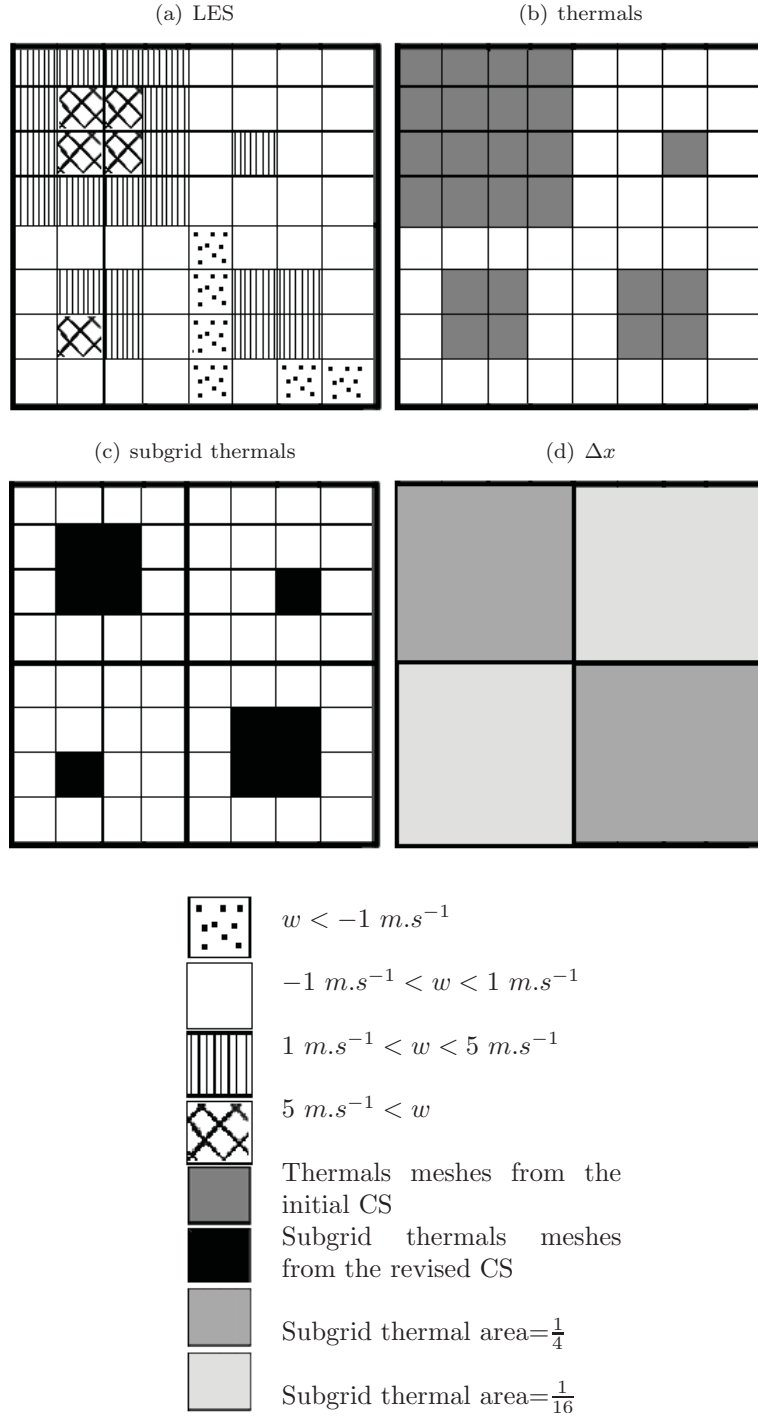


FIGURE 4.2 – Sur une grille LES (a), le champ de vitesse verticale (mailles hachurées : $w \leq -1$, mailles blanches : $-1 \leq w \leq 0$, mailles hachurées vers la haut : $0 \leq w \leq 1$ et mailles grillagées : $w \geq 1$). (b) Les mailles noires sont occupées par un thermique, les mailles blanches par l'environnement. Elles sont calculées par [Couvreur et al. \(2010\)](#), indépendamment de Δx . (c) Le champ est divisé en une grille Δx : les mailles noires sont occupées par un thermique, les mailles hachurées sont occupées par un thermique sous-maille calculé par un nouvel échantillonnage conditionnel. (d) La fraction de thermique sous-maille sur la grille Δx . Voir le texte pour plus de détails.

$$\alpha_u(\Delta x)_i = 1 \quad \text{si} \quad \begin{cases} sv_i - \overline{sv} > \max(\sigma_{svj}, \sigma_{min}) \\ w_i > 0 \\ w_i - \overline{w} > 0 \end{cases}$$

$$\alpha_u(\Delta x)_i = 0 \quad \text{sinon}$$

où $\overline{sv}$ (respectivement $\overline{w}$) est la valeur moyenne de la concentration du traceur (respectivement de la vitesse vertical) sur une maille de $\Delta x \times \Delta x \text{ m}^2$ contenant la maille LES d'indice i . À présent, σ_{svj} est l'écart type de la concentration du traceur à une altitude donnée, calculée sur une maille Δx . j est le numéro de la maille Δx . σ_{min} est le seuil défini de la même façon que dans la formulation initiale de l'échantillonnage conditionnel.

4.3 Caractérisation du thermique sous-maille

Maintenant que nous disposons d'un outil d'échantillonnage conditionnel (cf. chapitre 4.2.2), nous pouvons l'utiliser pour quantifier les caractéristiques des thermiques dans la zone grise.

4.3.1 Description qualitative des thermiques sous-maille

La figure 4.3 montre les coupes horizontales et verticales du champ de thermiques (en gris) et du champ de thermiques sous-maille (en noir) après sept heures de simulation à différentes résolutions dans la zone grise. À ce moment de la simulation, la hauteur de la couche limite est de 950 m. Des nuages couvrent la couche limite. Le sommet des nuages se trouve à 2 km d'altitude. Sur la gauche de la coupe verticale, se trouvent deux thermiques qui dépassent la couche limite pour mourir dans la couche nuageuse. Les thermiques qui semblent apparaître au milieu des coupes verticales sont des bouts de thermiques qui débutent en avant ou en arrière de la coupe verticale. À 250 m de résolution, les thermiques sont presque entièrement résolus à la fois sur les coupes horizontales et sur les coupes verticales, alors qu'à 2 km de résolution, les thermiques sont entièrement sous-maille.

4.3.2 Fraction de thermique

Soit $\alpha_u(\Delta x)$ le champ de thermiques sous-maille calculé à partir du nouvel échantillonnage conditionnel (cf. chapitre 4.2). Comme cette donnée sous-maille dépend de la résolution, il est nécessaire d'y ajouter Δx , *i.e.* la résolution dont on parle. $\alpha_u(\Delta x)_i$ est la valeur de la $i^{\text{ème}}$ maille LES incluse dans une maille de taille Δx ($\alpha_u(\Delta x) \in (0, 1)$). La moyenne de ce champ $\overline{\alpha_u(\Delta x)}$ sur une maille Δx fournit la fraction de thermique sous-maille à la résolution Δx ($\alpha_u(\Delta x) \in [0, 1]$) (cf. Fig. 2.6).

La figure 4.4 montre les distributions de thermiques ($\overline{\alpha_u(16 \text{ km})}$ en noir) et celles de thermiques sous-maille ($\overline{\alpha_u(\Delta x)}$ en blanc) dans la couche limite pour des résolutions allant de 62,5 m (LES) à 8 km (mésos-échelle) calculés par échantillonnage conditionnel. $\alpha_u(LES)$ (en haut à gauche) n'est pas défini puisqu'à 62,5 m la grille est supposée trop fine pour posséder des thermiques sous-maille. La grille LES n'est pas entièrement couverte par des thermiques ou par l'environnement. Pour les résolutions les plus lâches, les thermiques et les thermiques sous-maille ont une distribution similaire de moyenne 0,12, ce qui est cohérent avec Pergaud et al. (2009). Les distributions montrent que la fraction de thermique s'étend de 0 à 1 dans la zone grise ($200 \text{ m} \leq \Delta x \leq 2 \text{ km}$). Cependant, la fraction de thermiques sous-maille reste faible ($\leq 0,3$) bien que non négligeable. Les images de la suite sont calculées à partir de la LES ARM. Des images similaires ont été réalisées à partir des LES IHOP, AMMA, Wangara et BOMEX. Elles ne sont pas présentées pour garder une cohérence dans les images. Mais les conclusions sont les mêmes pour toutes ces simulations.

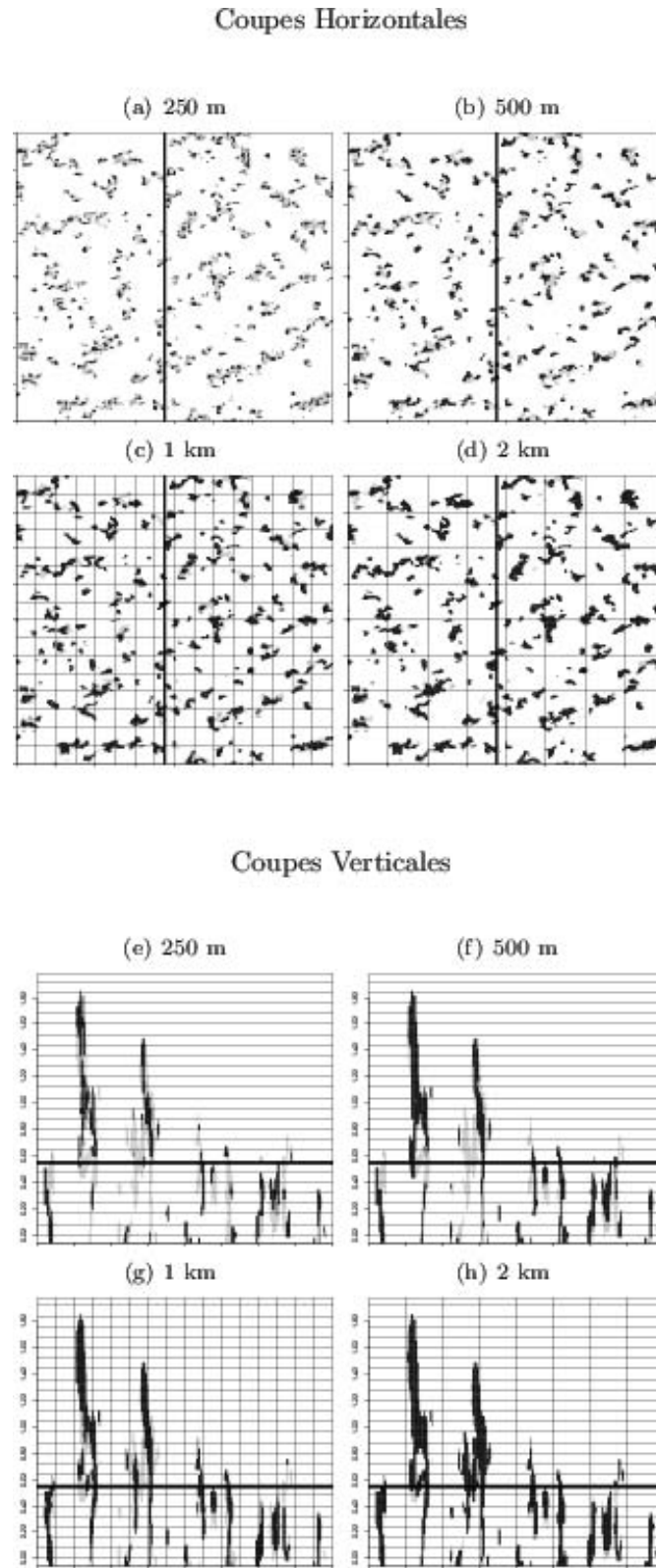


FIGURE 4.3 – Coupes horizontales à 500 m d'altitude et coupes verticales dans le champ LES de fraction de thermique (en gris) et de fraction de thermique sous-maille (en noir) de la LES ARM à différentes résolutions. Un cadrillage de résolution Δx a été ajouté aux graphiques des deux grilles les plus grossières. Il n'a pas été ajouté aux plus petites grilles pour des raisons de lisibilité.

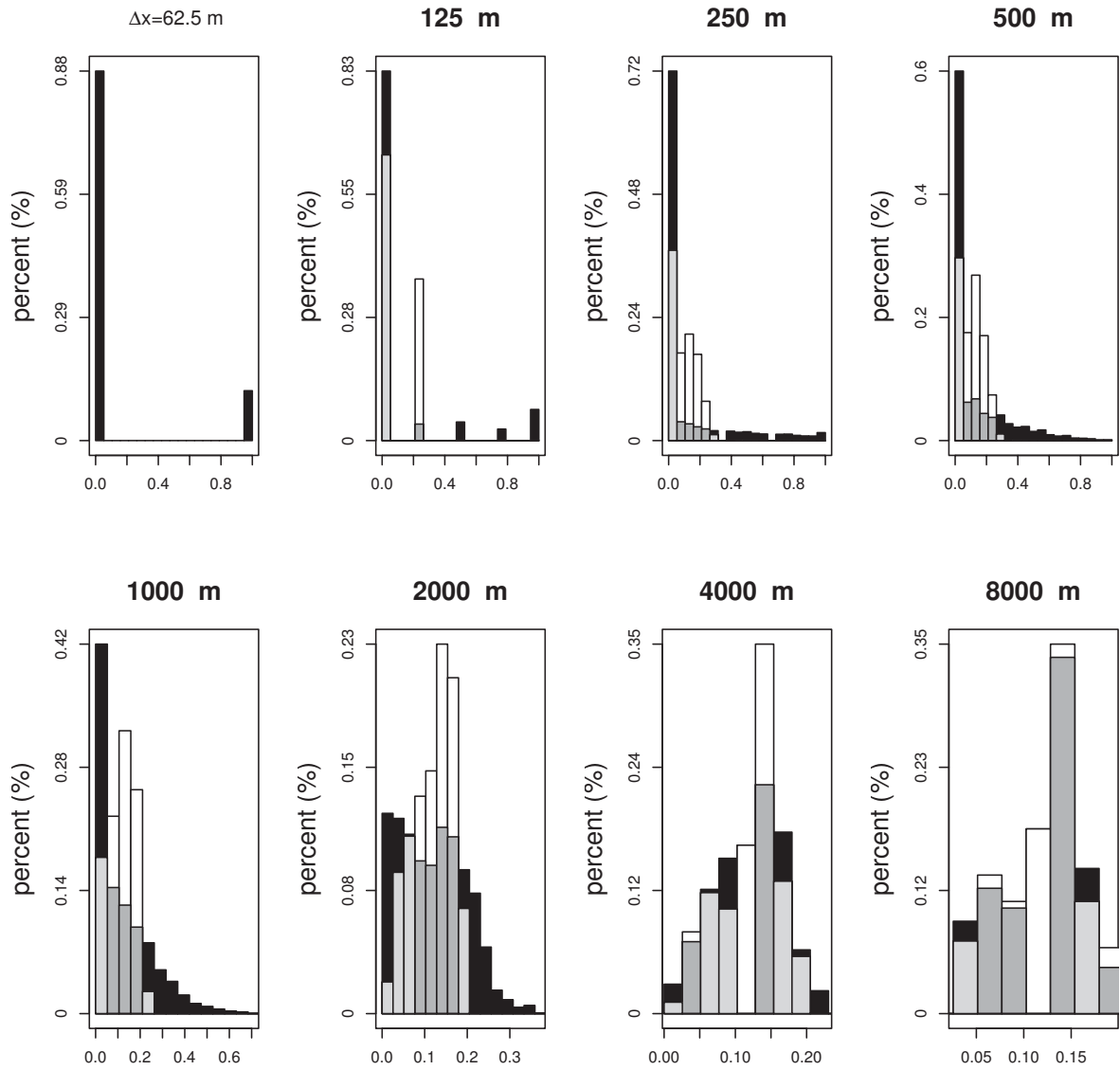


FIGURE 4.4 – Distributions de fraction de thermiques (en noir) et de fraction de thermique sous-maille (en blanc) pour des résolutions de 62,5 m à 8 km dans une LES de la couche limite ARM. Les aires grises sont les zones où les barres se chevauchent : grises claires quand la fraction sous-maille est en dessous de la fraction totale, et grises foncées sinon.

4.3.3 Vitesse verticale du courant ascendant

Par la suite, $\phi(LES)_i$ peut désigner la vitesse verticale, la température potentielle liquide ou le rapport de mélange en eau totale de la maille LES i . $\phi_u(\Delta x)_i$ est la valeur de ϕ sur le thermique sous-maille. Cette valeur dépendant de la résolution, il est nécessaire d'y associer la valeur Δx de la taille de la grille utilisée dans son calcul. Cependant, $\phi_u(\Delta x)_i$ est à la résolution LES. Il vaut $\phi(LES)_i$ si $\alpha_u(\Delta x)_i = 1$ et n'est pas défini si $\alpha_u(\Delta x)_i = 0$.

Les distributions de vitesse verticale du thermique sous-maille ($\overline{w_u(\Delta x)}$) sont montrées sur la figure 4.5, de même que les distributions de vitesses verticales moyennes $\overline{w}$ pour tous les niveaux de la simulation ARM pour exemple. Dans la LES, il n'y a pas de thermique sous-maille, donc la vitesse verticale à l'intérieur des courants ascendants n'est pas définie.

Dans ce cas, la distribution s'étend de $-4m.s^{-1}$ à $6m.s^{-1}$. À 125 m et 250 m de résolution, quelques mailles ont une vitesse verticale moyenne plus grande que celle du thermique sous-maille. En effet, pour ces résolutions, les courants ascendants sont principalement résolus et les vitesses moyennes à l'intérieur des thermiques sont faibles. Pour des résolutions de 500 m à 2000 m, les vitesses verticales dans les thermiques sous-maille sont plus larges que les vitesses moyennes. Cependant, les vitesses verticales moyennes ne sont pas négligeables, comme elles peuvent l'être à méso-échelle. Enfin, pour les grilles les plus larges, la vitesse moyenne est proche de zéro puisque la maille contient à la fois les courants ascendants et la subsidence compensatoire. Elle est donc négligeable en comparaison de celle des thermiques sous-maille.

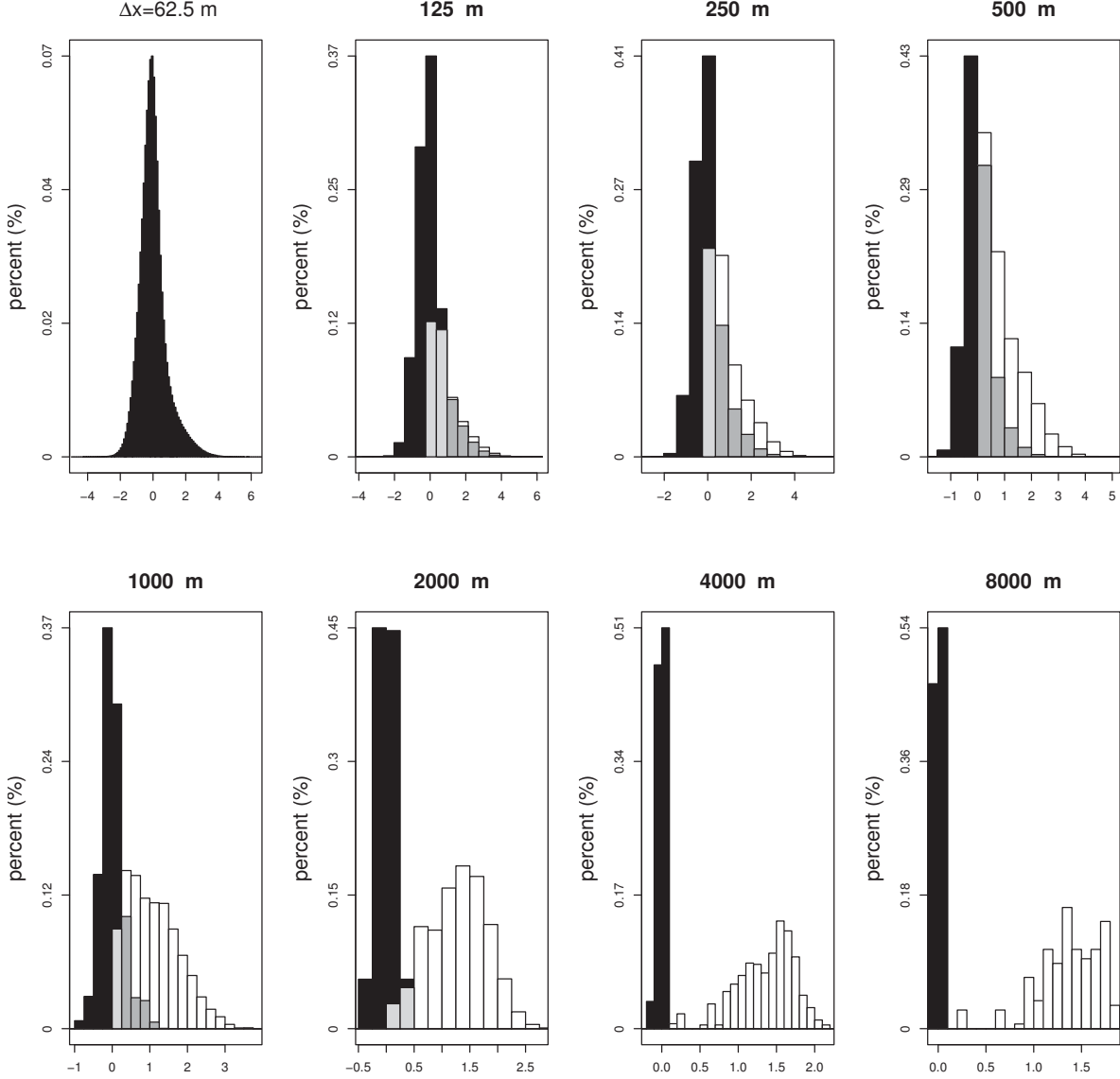


FIGURE 4.5 – Distributions de vitesse verticale moyenne (en noir) et de vitesse verticale du thermique sous-maille (en blanc) pour des résolutions de 62,5 m à 8 km dans une LES de la couche limite ARM. Les aires grises sont les zones où les barres se chevauchent : grises claires quand la fraction sous-maille est en dessous de la fraction totale, et grises foncées sinon.

4.3.4 Température potentielle des courants ascendants

Les distributions de température potentielle dans le thermique sous-maille ($\overline{\theta_u}(\Delta x)$) sont montrées sur la figure 4.6, de même que la température potentielle moyenne sur la maille, dans la couche mélangée. Les températures potentielles les plus froides appartiennent en priorité à l'environnement des thermiques, alors que les courants ascendants transportent de l'air plus chaud. Comme l'environnement s'étend sur des aires plus importantes que les thermiques la distribution de température potentielle de la LES présente une asymétrie (*skewness*) positive.

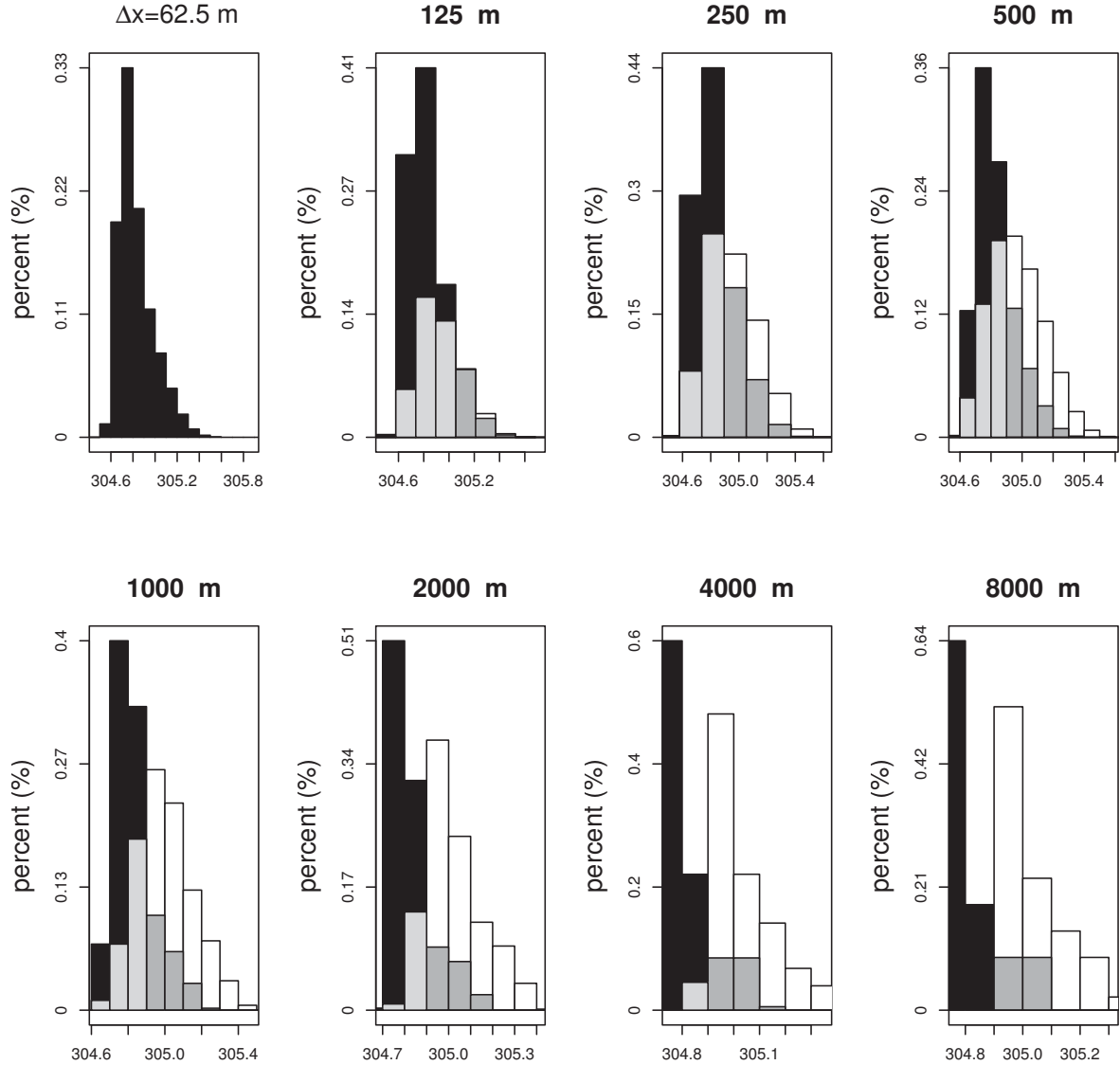


FIGURE 4.6 – Distributions de température potentielle moyenne (en noir) et de température potentielle du thermique sous-maille (en blanc) pour des résolutions de 62,5 m à 8 km dans une LES de la couche limite ARM. Les aires grises sont les zones où les barres se chevauchent : grises claires quand la fraction sous-maille est en dessous de la fraction totale, et grises foncées sinon.

4.3.5 Humidité des courants ascendants

Les distributions de rapport de mélange en vapeur d'eau dans le thermique sous-maille ($\overline{q_u(\Delta x)}$) sont montrées sur la figure 4.7, de même que le rapport de mélange en vapeur d'eau moyen sur la maille dans la couche mélangée. Les courants ascendants sont plus humides que l'environnement donc, plus humides que la moyenne de l'humidité dans la maille. Les différences thermiques sous-maille/environnement sont ici plus marquées que sur les distributions de température potentielle.

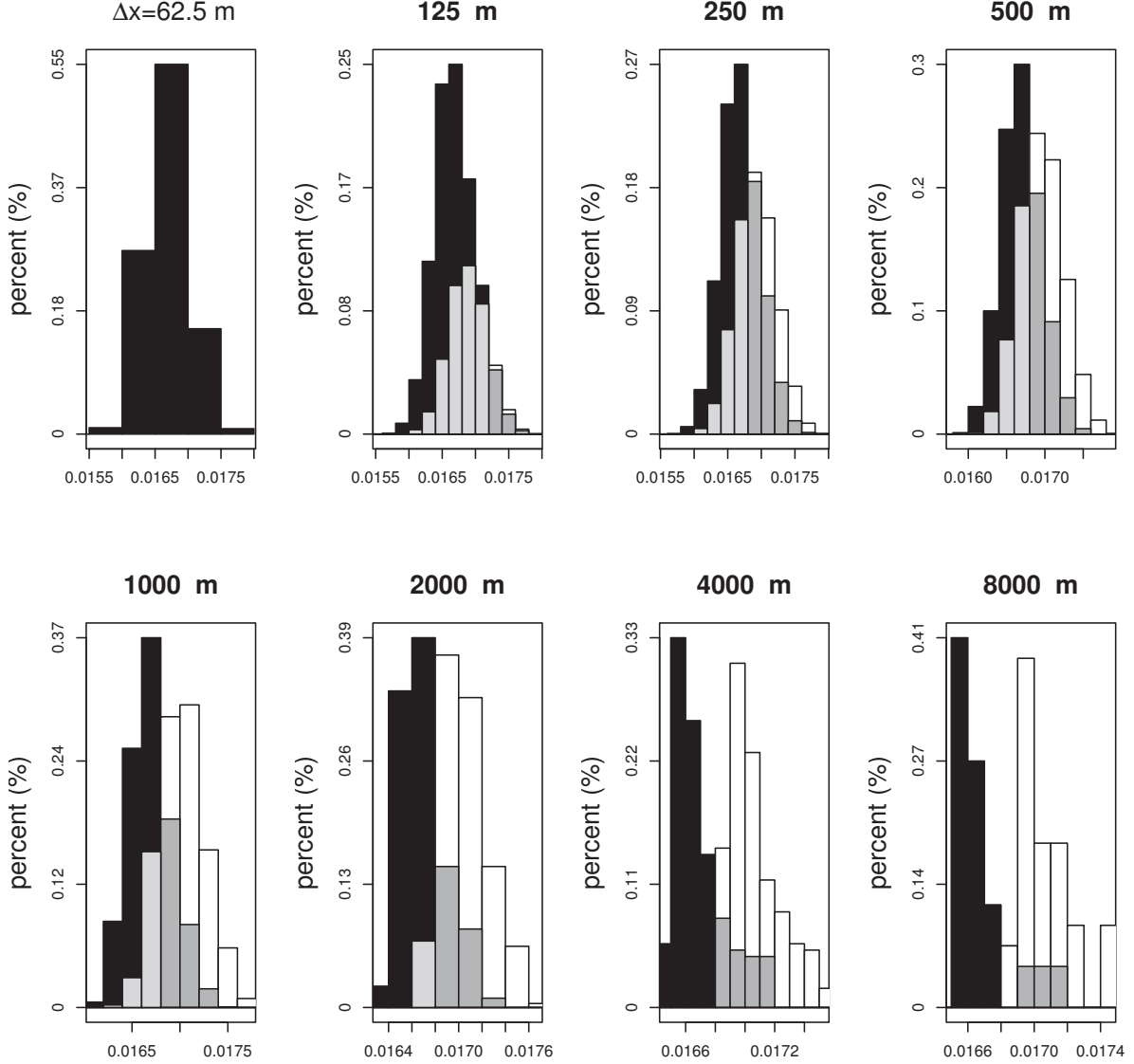


FIGURE 4.7 – Distributions de rapport de mélange en vapeur d'eau moyen (en noir) et de rapport de mélange en vapeur d'eau du thermique sous-maille (en blanc) pour des résolutions de 62,5 m à 8 km dans une LES de la couche limite ARM. Les aires grises sont les zones où les barres se chevauchent : grises claires quand la fraction sous-maille est en dessous de la fraction totale, et grises foncées sinon.

4.3.6 Flottabilité

La flottabilité du thermique est une variable importante à la fois pour la compréhension de la dynamique des thermiques et pour leur paramétrisation. Il s'agit notamment d'une variable essentielle des schémas en flux de masse, où elle apparaît dans l'équation de la vitesse verticale (Hourdin et al. (2002), Soares et al. (2004), Siebesma et al. (2007)) et dans la fermeture en taux d'entraînement/déentraînement (Pergaud et al. (2009), Rio et al. (2010)). Comme on peut le voir sur la figure 4.8, les profils verticaux de flottabilité différentielle des thermiques sous-maille croissent entre 125 m et 2 km de résolution, puis décroissent entre 2 km et 4 km de résolution avant d'atteindre une asymptote. Les thermiques sous-maille sont très petits à 125 m de résolution. Leur flottabilité différentielle est alors faible. Quand la maille grossit, les thermiques sous-maille deviennent de plus en plus larges et la flottabilité différentielle croît. Pour les plus grandes mailles qui contiennent de nombreux thermiques, ces derniers et leur environnement gardent des caractéristiques statistiquement identiques lorsqu'on augmente la maille, et la flottabilité différentielle ne varie plus.

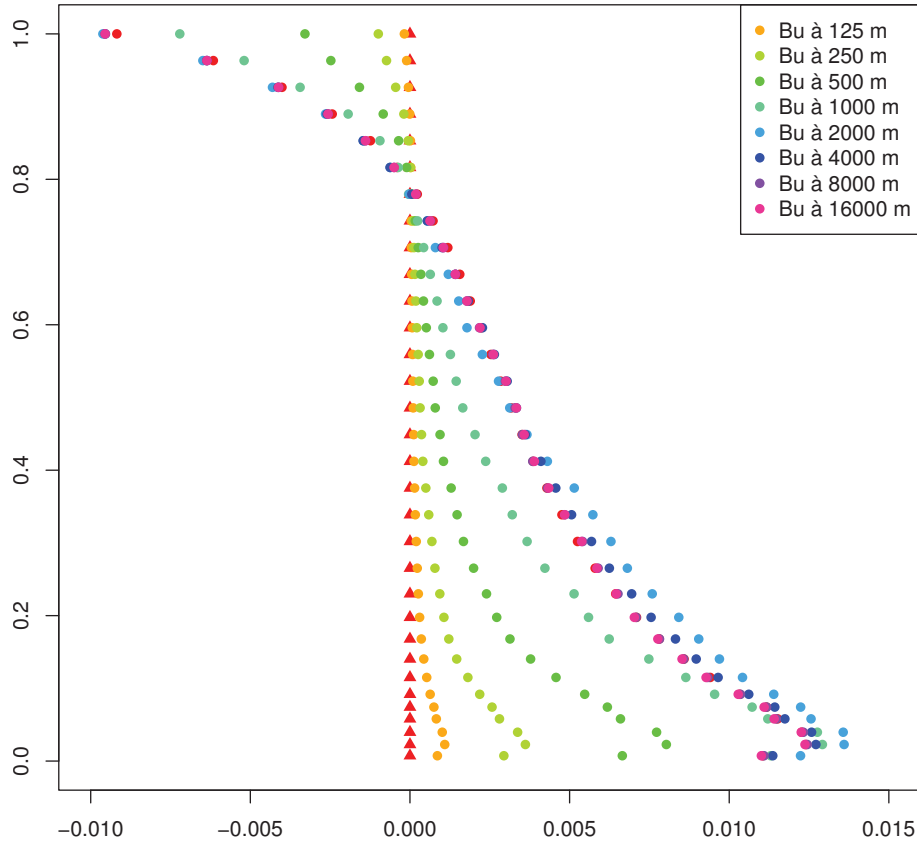


FIGURE 4.8 – Profils verticaux de flottabilité différentielle ($\langle \frac{(\theta_{vu} - \bar{\theta}_v)}{\bar{\theta}_v} \rangle$) du thermique sous-maille calculé par échantillonnage conditionnel à différentes résolutions de 62,5 m à 8 km de la LES IHOP.

La distribution de la figure 4.9 montre que la flottabilité différentielle moyenne est nulle à méso-échelle car la maille contient à la fois les thermiques et la subsidence compensatoire. En revanche, dans la zone grise, ce paramètre n'est plus négligeable puisqu'il est de l'ordre de grandeur de la flottabilité différentielle du thermique.

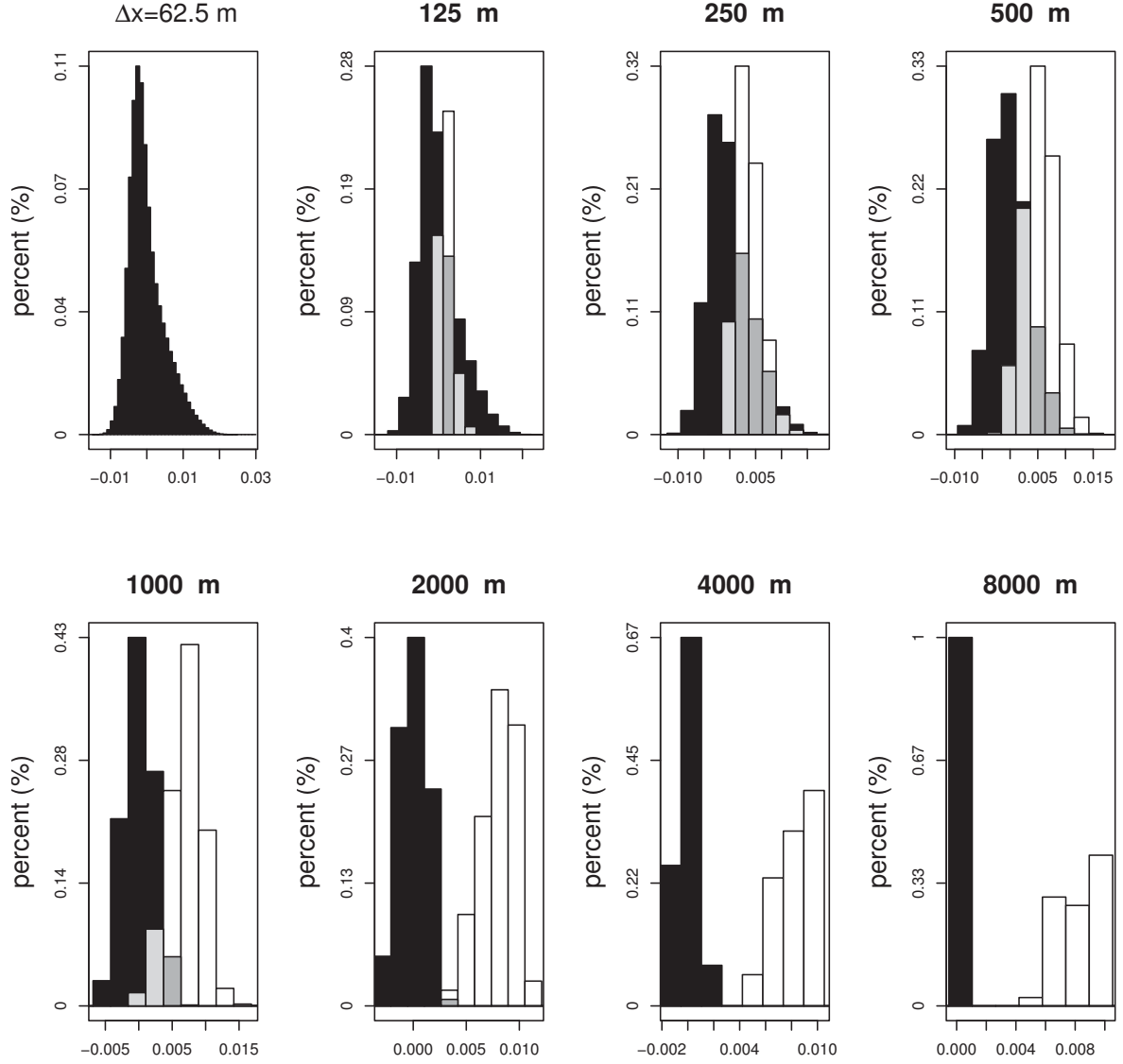


FIGURE 4.9 – Distributions de la flottabilité moyenne (en noir) et de la flottabilité différentielle du thermique sous-maille (en blanc) pour des résolutions de 62,5 m à 8 km dans une LES de la couche limite ARM. Les aires grises sont les zones où les barres se chevauchent : grises claires quand la fraction sous-maille est en dessous de la fraction totale, et grises foncées sinon.

4.3.7 Flux de masse

Le flux produit par les thermiques sous-maille, $\overline{w'\phi'}_{MF}$, peut être écrit comme (Siebesma et Holtslag (1996)) :

$$\overline{w'\phi'}_{MF} = \bar{\alpha}(1 - \bar{\alpha})(w_u - w_e)(\phi_u - \phi_e) \quad (4.1)$$

où $\bar{\alpha}$ est la fraction de thermique sous-maille d'une maille Δx , w_u (respectivement w_e) est la moyenne de la vitesse verticale sur la surface de thermique (respectivement d'environnement) prise dans une maille Δx .

D'autre part, les flux s'écrivent souvent sous la forme :

$$\overline{w'\phi'}_{MF} = \frac{M_u}{\rho}(\phi_u - \phi_e) \quad (4.2)$$

où, M_u est une variable à paramétrer appelée ici flux de masse et ρ est la masse volumique. En combinant les équations 4.2 et 4.1, la définition du flux de masse est :

$$M_u = \rho\bar{\alpha}(1 - \bar{\alpha})(w_u - w_e) = \rho\bar{\alpha} \times (w_u - \bar{w}) \quad (4.3)$$

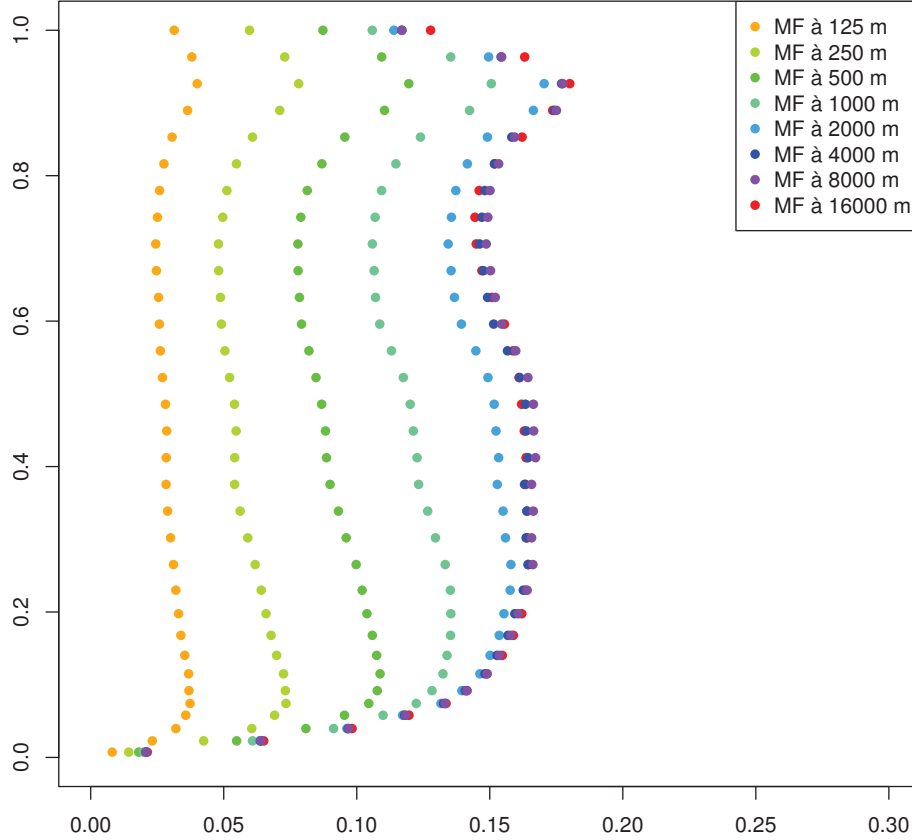


FIGURE 4.10 – Profils verticaux de flux de masse ($\langle \rho\bar{\alpha} \times (w_u - \bar{w}) \rangle$) calculés grâce à l'échantillonnage conditionnel à des résolutions de 125 m à 4 km de la LES IHOP.

Ceci constitue l'exacte définition proposée par [Siebesma et Holtslag \(1996\)](#). Elle est similaire à celle de [Pergaud et al. \(2009\)](#). Cependant, comme nous l'avons vu sur les distributions de vitesse verticale (cf. Fig. 4.5), la valeur moyenne de la vitesse verticale à des résolutions de méso-échelle est négligeable. Elle ne l'est plus dans la zone grise. La figure 4.10 montre l'évolution du flux de masse avec une résolution allant de 125 m à 16 km. Comme pour la flottabilité, les larges résolutions (16 à 4 km) présentent des profils identiques, car la densité de thermiques est identique à ces échelles, et donc les caractéristiques moyennes du champ de thermiques ($\bar{\alpha}$, $\bar{w}$ et w_u) restent les mêmes. Cependant, de 2 km à 125 m, le flux de masse décroît sur toute la hauteur de la couche limite. $\bar{w}$ n'est plus nul (cf. Fig. 4.5). $\bar{\alpha}$ et w_u dépendent également de Δx (cf. Fig. 4.4 et Fig. 4.5). Les thermiques semblent se dégonfler. Le phénomène est également visible sur la figure 4.4. En effet, la fraction d'aire des thermiques sous-maille reste inférieure à 0,3, alors que la maille devient plus petite. Ainsi, les thermiques sous-maille occupent un espace de plus en plus petit. Enfin, cette disparition permet à une part toujours plus importante du thermique d'être résolue.

4.4 Ce qu'est un thermique sous-maille !

À la suite de la quantification des défauts de Mésos-NH dans la zone grise, nous avons constaté que la représentation des thermiques était l'élément clé dans la modélisation de la zone grise. Dans cette partie, nous avons cherché à définir les caractéristiques des thermiques aux échelles kilométriques et sub-kilométriques.

Dans un premier temps, nous avons cherché à circonscrire les thermiques sous-maille dans les champs de couche limite. Nous avons dû par cela créer nos propres outils. Nous considérons que la maille LES est une maille de thermique sous-maille lorsque la concentration de ce scalaire est significativement différente de celle d'une maille de la résolution Δx souhaitée, que la vitesse de la maille LES est positive et qu'elle est supérieure à celle de la maille Δx .

Nous avons étudié grâce à cet outil la fraction de thermique sous-maille, les variables thermodynamiques, le flux de masse dans les thermiques sous-maille et la flottabilité de ces structures. À méso-échelle, tout thermique est sous-maille. Dans la LES, les thermiques sous-maille n'existent pas puisqu'ils sont tous résolus. Dans la zone grise, les thermiques sous-maille sont de moins en moins puissants au fur et à mesure que la maille devient fine.

Cette étude prouve que la fraction de thermique est importante dans la zone grise de la turbulence. Cependant, ce ne sont pas les thermiques qui sont à identifier, mais les thermiques sous-maille. De ce point de vue, la conclusion est plus nuancée. En effet, la fraction de thermique sous-maille reste inférieure à 0,4. Cette valeur est faible, mais elle n'est plus négligeable comme elle peut l'être à méso-échelle ($\alpha = 0,12$).

De plus, le vent vertical moyen est négligeable à méso-échelle, où la maille contient à la fois les thermiques et la subsidence compensatoire. Dans la zone grise, la maille qui contient un thermique présente une vitesse verticale beaucoup plus forte que celle de l'environnement subsident (en valeur absolue) et la vitesse verticale moyenne n'est donc pas négligeable.

Ainsi, deux des hypothèses sur lesquelles sont battis les schémas en flux de masse à méso-échelle ne sont plus vérifiées dans la zone grise. C'est la raison des mauvais résultats de ces schémas dans cette gamme de résolution. Pour être valide aux échelles kilométriques et sub-kilométriques, un schéma en flux de masse doit prendre en compte les termes négligés jusqu'à présent. Nous devons donc établir les équations des schémas en flux de masse. C'est l'objectif du dernier chapitre de cette thèse.

Chapitre 5

Nouvelle paramétrisation en flux de masse

Sommaire

5.1	ÉQUATIONS DE BASE	135
5.1.1	Équation d'évolution	136
5.1.2	Flux verticaux du thermique sous-maille	138
5.1.3	Advection horizontale	145
5.1.4	Tendance du thermique sous-maille	145
5.2	ÉQUATIONS DU SCHÉMA	147
5.2.1	Équation de continuité	147
5.2.2	Équations des variables thermodynamiques	147
5.2.3	Équation dynamique	148
5.2.4	Système d'équation	149
5.3	FERMETURE	150
5.3.1	Fermeture à méso-échelle	150
5.3.2	Fermeture à micro-échelle	153
5.4	CONCLUSION	159

5.1 Équations de base

À méso-échelle, les schémas en flux de masse sont basés sur l'équation d'évolution d'une variable conservative ϕ (Siebesma et Holtslag (1996), Rio et al. (2010)) :

$$\frac{\partial \alpha w_u \phi_u}{\partial z} = E \bar{\phi} - D \phi_u \quad (5.1)$$

où E et D sont respectivement les termes d'entraînement dans le thermique et de déentraînement hors du thermique, ϕ_u est la valeur d'une variable conservative ϕ sur la surface occupée par le thermique et $\bar{\phi}$ est la valeur résolue de ϕ . Cette équation signifie que la différence entre les flux entrant dans le thermique et ceux qui en sortent est entièrement converti en flux vertical du thermique comme le montre le schéma de la figure 5.1.

Elle suppose que le thermique est en état quasi-stationnaire et que l'aire du thermique est assez petite pour que le vent vertical moyen sur la maille (le vent vertical résolu $\bar{w}$) soit négligeable et que la valeur de ϕ sur l'environnement (ϕ_e) soit égale à sa valeur résolue ($\bar{\phi}$).

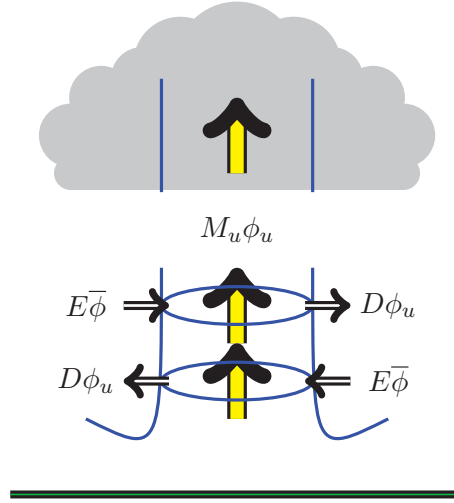


FIGURE 5.1 – Schéma d'une paramétrisation en flux de masse.

Cependant, nous avons prouvé, dans le chapitre 4.3, que la fraction de thermique et le vent vertical moyen dans la zone grise de la turbulence ne sont plus négligeables. Une partie des échanges est à présent réalisée par le schéma dynamique du modèle. Ainsi, l'équation 5.1 ne représente plus l'évolution des paramètres des thermiques sous-maille. Dans la zone grise, les équations des schémas en flux de masse doivent être adaptées.

Dans cette partie, l'équation d'évolution d'un paramètre est intégrée sur l'aire des thermiques sous-maille d'une maille de résolution Δx . Nous en profitons pour détailler les différentes hypothèses des schémas en flux de masse. Enfin, nous en déduisons une nouvelle équation d'évolution, qui est la base de notre système d'équations dans la zone grise.

5.1.1 Équation d'évolution

Pour tout paramètre ϕ , l'équation d'évolution de ϕ est :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{\nabla}_h \cdot (\vec{v}_h \phi) + \frac{\partial w \phi}{\partial z} = F \quad (5.2)$$

où $\vec{\nabla}_h$ est le gradient horizontal, $\vec{v}_h$ est le vecteur du vent horizontal, w est le vent vertical et F est la somme des sources et puits de ϕ . La divergence du vent est supposée nulle dans cette équation. Dans la zone grise, une partie de l'évolution des paramètres est gouvernée par le schéma d'advection. Cette part dépend de la résolution du modèle. Le schéma d'advection transporte les variables résolues du modèle. L'équation d'évolution des variables résolues du modèle est 5.3 :

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} + \vec{\nabla}_h \cdot (\vec{v}_h \bar{\phi}) + \frac{\partial w \bar{\phi}}{\partial z} = \bar{F}' \quad (5.3)$$

où $\bar{F}'$ comprend les termes turbulents que fournissent les schémas sous-maille.

La figure 5.2 montre les profils verticaux des termes de l'équation 5.3, dans le cas de ARM, en présence de nuages. Dans la couche limite, la tendance est positive et compensée

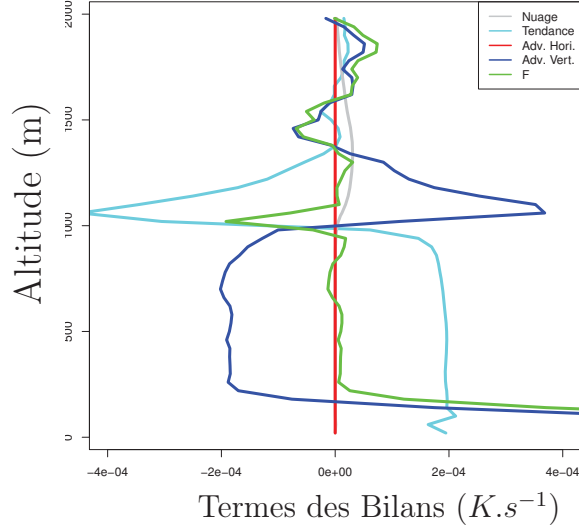


FIGURE 5.2 – Profils verticaux des termes de l'équation 5.3 de la LES ARM après 6 heures de simulation pour la température potentielle. En gris, la concentration en eau nuageuse, en cyan la tendance moyenne sur le domaine de 16 km de côté, en bleu l'advection verticale, en rouge l'advection horizontale et en vert le terme de source et de puit.

par l'advection verticale. L'advection horizontale est nulle par construction car le domaine est cyclique. Le terme F' est à peu près nul partout sauf dans la couche limite de surface et la zone d'entraînement, où la turbulence inclue dans ce terme à un rôle de transport important. À la base de la couche nuageuse, l'advection verticale est positive alors que la tendance devient négative, du fait de l'apport d'air froid à la base de la troposphère par les thermiques. Au sommet de la couche nuageuse, tous les termes sont beaucoup plus faibles que dans les basses couches.

Ainsi, l'équation pour le paramètre sous-maille de ϕ est la soustraction des équations 5.2 et 5.3 :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi - \bar{\phi}) + \nabla_h^\top \cdot (\vec{v}_h \phi) - \nabla_h^\top \cdot (\vec{v}_h \bar{\phi}) + \frac{\partial}{\partial z}(w\phi - \bar{w}\bar{\phi}) = F - \bar{F}' \quad (5.4)$$

La quantification des termes de l'équation 5.4 est présentée sur la figure 5.3. Une fois encore, la variation temporelle des variables conservatives s'explique par l'advection verticale, sauf dans la couche limite de surface où c'est la turbulence verticale qui fait varier les champs.

La part de cette évolution 5.4 qui est produite par les thermiques sous-maille est intégrée sur la surface du thermique sous-maille d'une maille Δx (Siebesma et Cuijpers (1995)). L'opérateur $\frac{1}{A} \iint_{A_u(z,t)} dS$ est appliqué à l'équation 5.4, où A est l'aire d'une maille Δx , A_u est l'aire des thermiques sous-maille.

$$\frac{\partial \alpha(\phi_u - \bar{\phi})}{\partial t} + \alpha(\overline{\nabla_h^\top \cdot (\vec{v}_h \phi)}^u - \nabla_h^\top \cdot (\vec{v}_h \bar{\phi})) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha(\bar{w}\phi^u - \bar{w}\bar{\phi})) = \alpha(F_u - \bar{F}') \quad (5.5)$$

où $\overline{}^u$ est la valeur moyenne sur la surface de thermique sous-maille dans une maille de taille Δx . L'équation 5.5 est l'équation d'évolution que nous allons simplifier.

Equation Terms

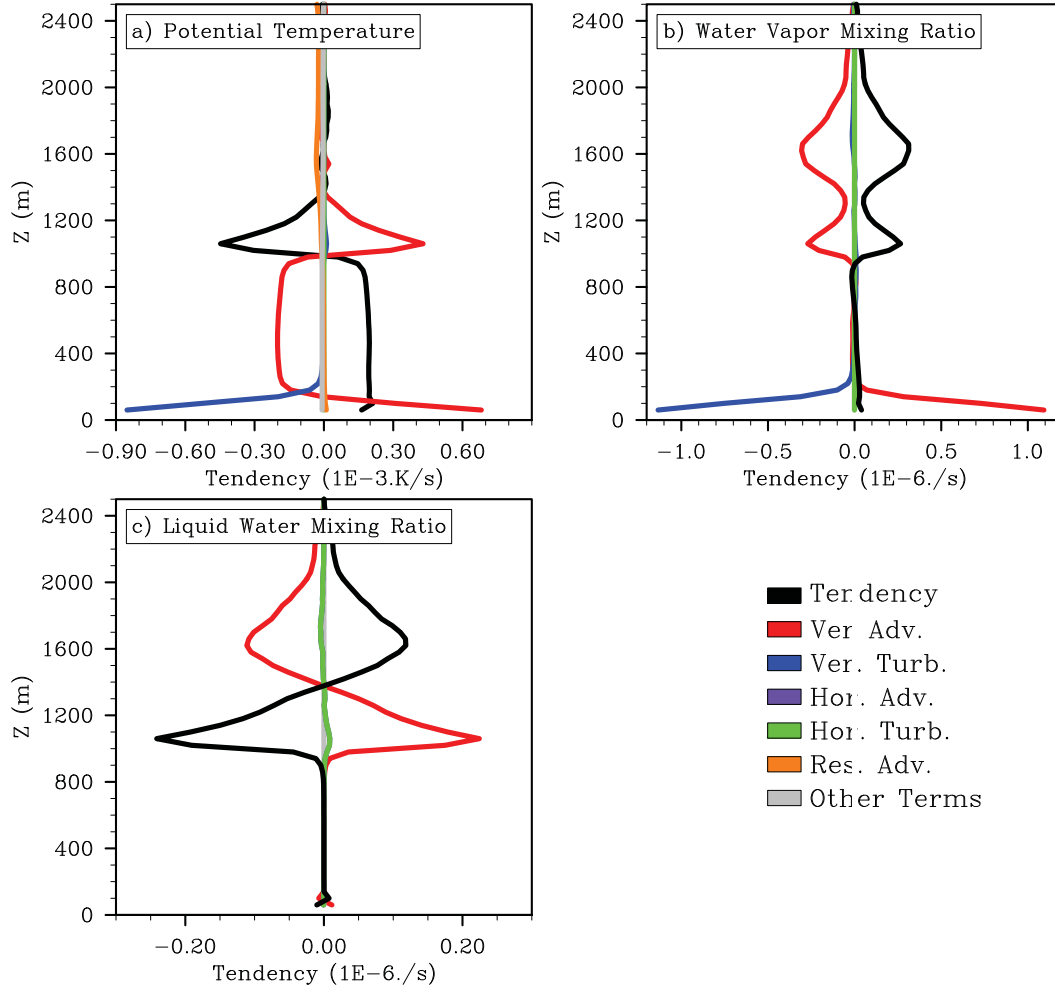


FIGURE 5.3 – Profils verticaux de la tendance (en noir), de l’advection verticale (en rouge), de l’advection horizontale (en violet), de la turbulence verticale (en bleu), de la turbulence horizontale (en vert), de l’advection résolue (en orange), de la somme des autres termes mineurs incluant les forçages de grande échelle et les termes de pression (en gris) pour (a) la température potentielle, (b) le rapport de mélange en vapeur d’eau, (c) le rapport de mélange en eau liquide de la simulation ARM.

5.1.2 Flux verticaux du thermique sous-maille

Dans le but de simplifier l’équation 5.5, chacun de ces termes sont examinés un par un. Le premier terme examiné est $\frac{\partial}{\partial z}(\alpha(\overline{w\phi^u} - \overline{w\phi}))$. L’étude du transport vertical sous-maille a été réalisée à méso-échelle par Siebesma et Cuijpers (1995) qui divisent le flux sous-maille ($\alpha(\overline{w\phi^u} - \overline{w\phi})$) en flux intra-thermique, flux intra-environnement et flux de structure (cf. Eq. 5.6) définis comme :

$$\begin{aligned}
\overbrace{(w - \bar{w})(\phi - \bar{\phi})} &= \frac{1}{A} \iint_A (w - \bar{w})(\phi - \bar{\phi}).dS \\
\text{flux sous-maille} &= \underbrace{\frac{1}{A} \iint_{A_u} (w - w_u)(\phi - \phi_u).dS}_{\text{flux intra-thermique}} \\
&\quad \underbrace{\frac{1}{A} \iint_{A_e} (w - w_e)(\phi - \phi_e).dS}_{\text{flux intra-environnement}} \\
&\quad + \underbrace{\alpha(1 - \alpha)(w_u - w_e)(\phi_u - \phi_e)}_{\text{flux de structure}}
\end{aligned} \tag{5.6}$$

Les figures 5.4 et 5.5 montrent les parts sous-maille et résolues du flux de température potentielle de ARM et AMMA. Le flux total est calculé comme le résolu de la LES à 62,5 m de résolution. Pour être rigoureux, il faudrait ajouter le flux sous-maille de la LES. Cependant, cette partie est faible (cf. chapitre 2.3) à l'exception de la couche limite de surface qui n'est pas analysée en priorité dans cette étude. Ainsi, les flux totaux sont très proches des flux résolus de la LES. Ces derniers dominent pour les plus fines résolutions alors que dans les simulations de méso-échelle, ce sont les flux sous-maille qui sont les plus importants. Dans la zone grise, les deux parts sont importantes, ce qui est cohérent avec le chapitre 2.3. Suivant l'équation 5.6, le flux sous-maille est divisé en intra-thermique, intra-environnement et structure. Quelle que soit la simulation (seules ARM et AMMA sont montrées), le flux intra-thermique est faible par rapport à celui de structure. Cependant, ARM présente un flux d'environnement qui n'est pas petit, même à méso-échelle, et qui le compense dans la couche nuageuse.

Dans la simulation AMMA (cf. Fig. 5.5), ce flux est le plus important. Cette particularité est également présente sur IHOP (non montrée). IHOP et AMMA sont des cas connus pour leurs *dry-tongues* mises en évidence par Couvreur et al. (2005), qui peuvent expliquer la forte variabilité intra-environnement. Ainsi, les flux intra-environnement ne peuvent pas être négligés même sur les plus larges grilles.

Revenons à présent à la simplification de l'équation 5.5. Le flux étudié est vertical sur le thermique sous-maille, $\alpha(\overline{w\phi^u} - \bar{w}\bar{\phi})$. De façon similaire à la décomposition de Siebesma et Cuijpers (1995), l'équation 5.5 peut être divisée en flux intra-thermique et de structure, mais un dernier terme de transport par le vent moyen apparaît :

$$\begin{aligned}
\alpha(\overline{w\phi^u} - \bar{w}\bar{\phi}) &= \underbrace{\alpha(\overline{w - w_u})(\phi - \phi_u)^u}_{\text{flux thermique sous-maille}} + \underbrace{\alpha(w_u - \bar{w})\phi_u}_{\text{flux intra-thermique}} + \underbrace{\alpha\bar{w}(\phi_u - \bar{\phi})}_{\text{flux de structure}} + \underbrace{\alpha\bar{w}(\phi_e - \bar{\phi})}_{\text{vent moyen}}
\end{aligned} \tag{5.7}$$

De même, le pendant de cette équation sur l'environnement est :

$$\begin{aligned}
(1 - \alpha)(\overline{w\phi^e} - \bar{w}\bar{\phi}) &= (1 - \alpha)\overline{(w - w_e)(\phi - \phi_e)^e} + (1 - \alpha) \underbrace{(w_e - \bar{w})\phi_e}_{\text{flux intra-thermique}} \\
&\quad + (1 - \alpha)\bar{w}(\phi_e - \bar{\phi})
\end{aligned} \tag{5.8}$$

Cette décomposition est cohérente avec Siebesma et Cuijpers (1995) puisque la somme des équations 5.7 et 5.8 fournit l'équation 5.6. La figure 5.6(a) (respectivement 5.6(b))

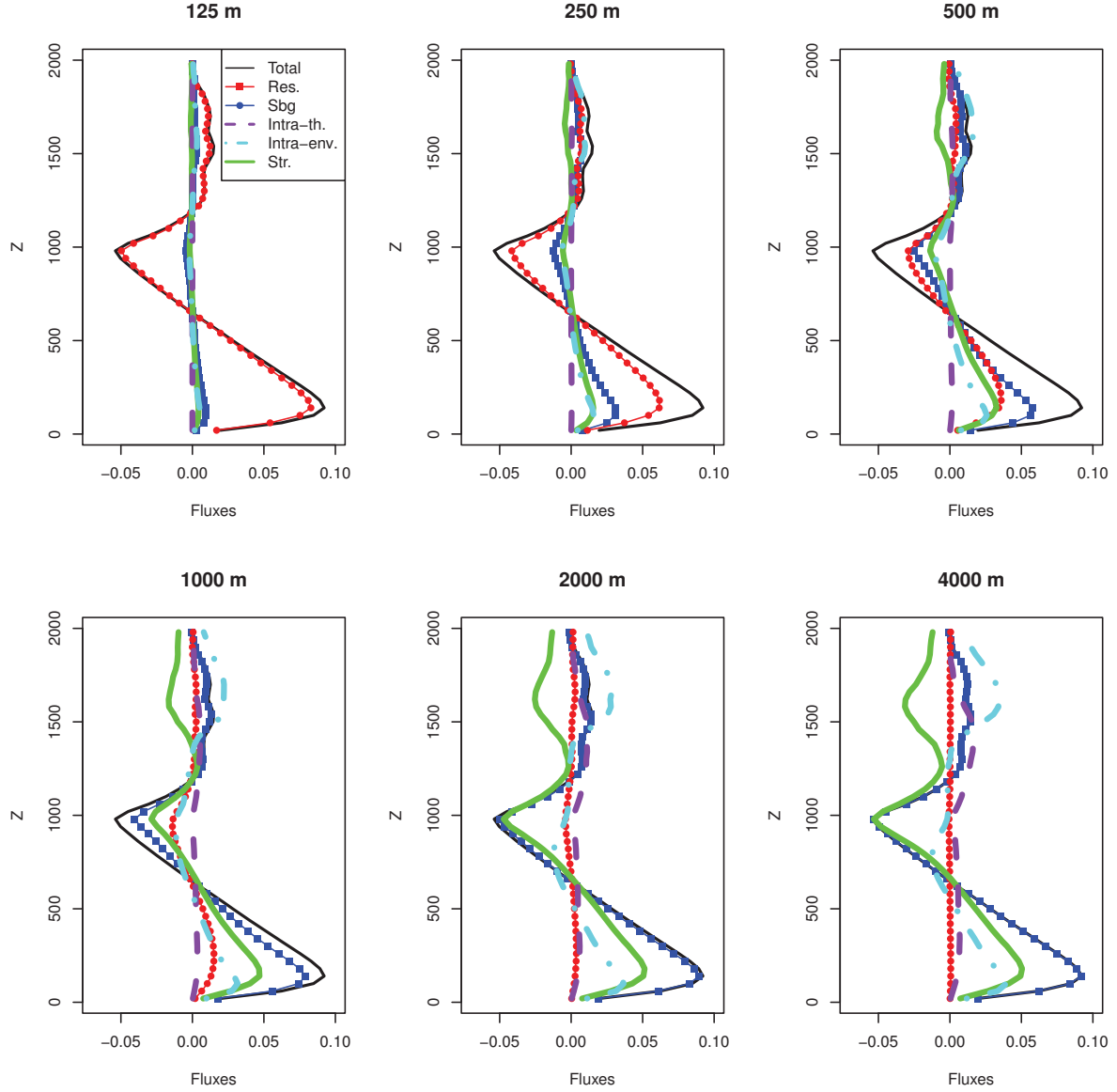


FIGURE 5.4 – Profils verticaux du flux suivant la décomposition de l'équation 5.6 de température potentielle à différentes résolutions de 125 m à 4 km de la LES ARM après 6 heures de simulation. Le flux total (Total) est en noir. Le flux résolu (Res.) est en rouge. Le flux sous-maille (Sbg) est en bleu. Le flux sous-maille intra-thermique (Intra-th.) est en pointillés violet. Le flux sous-maille intra-environnement (Intra-env.) est en tirés-points cyan. Le flux sous-maille de structure (Str.) est en vert.

montre que l'équation 5.7 (respectivement 5.8) est dominée par le flux de structure du thermique (respectivement de l'environnement) sous-maille et ce quelles que soient la simulation et la résolution (seule ARM est montrée). Les deux figures 5.6(a) et 5.6(b) présentent des formes très similaires bien que les ordres de grandeur des flux soient très différents. Ceci s'explique par le fait que la température potentielle liquide et le rapport de mélange en eau totale sont des variables conservatives. Elles se comportent donc toutes deux comme des scalaires passifs et ont par conséquent le même comportement, mais pas les mêmes valeurs.

Les termes des équations 5.7 et 5.8 ont des ordres de grandeur très différents de ceux de l'équation 5.6. En effet, le terme de structure est proportionnel à ϕ_u (respectivement ϕ_e) dans l'équation 5.7 (respectivement l'équation 5.8), alors que dans l'équation 5.6, ce même

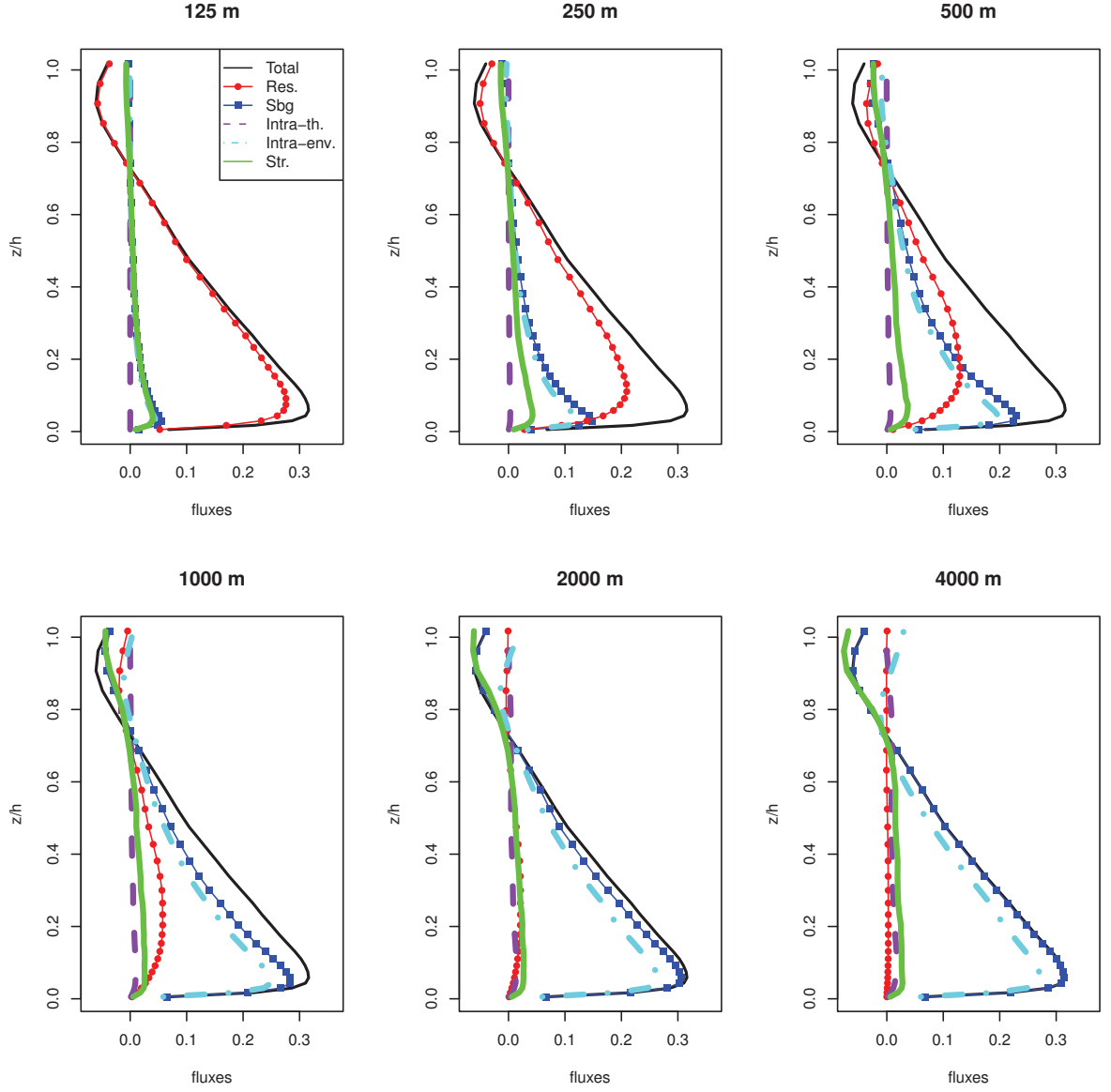


FIGURE 5.5 – Profils verticaux du flux suivant la décomposition de l'équation 5.6 de température potentielle à différentes résolutions de 125 m à 4 km de la LES AMMA. Même légende que 5.4.

terme est proportionnel à $(\phi_u - \phi_e)$. Ainsi, dans l'équation 5.6 le terme intra-environnement peut rivaliser avec le terme de structure alors que dans l'équation 5.8 ce n'est pas le cas. Ceci prouve les termes de structures des équations 5.7 et 5.8 se compensent en grande partie.

Ainsi, les flux intra-thermique (ou intra-environnement) et de transport par le vent moyen sont négligeables. L'erreur relative est de l'ordre de 10^{-5} quand les flux verticaux sous-maille sont remplacés par les flux de structure du thermique sous-maille. Ainsi, l'équation 5.5 peut être simplifiée en :

$$\frac{\partial}{\partial z}(\alpha(\overline{w\phi^u} - \overline{w}\overline{\phi})) = \frac{\partial}{\partial z}(\alpha(w_u - \overline{w})\phi_u) \quad (5.9)$$

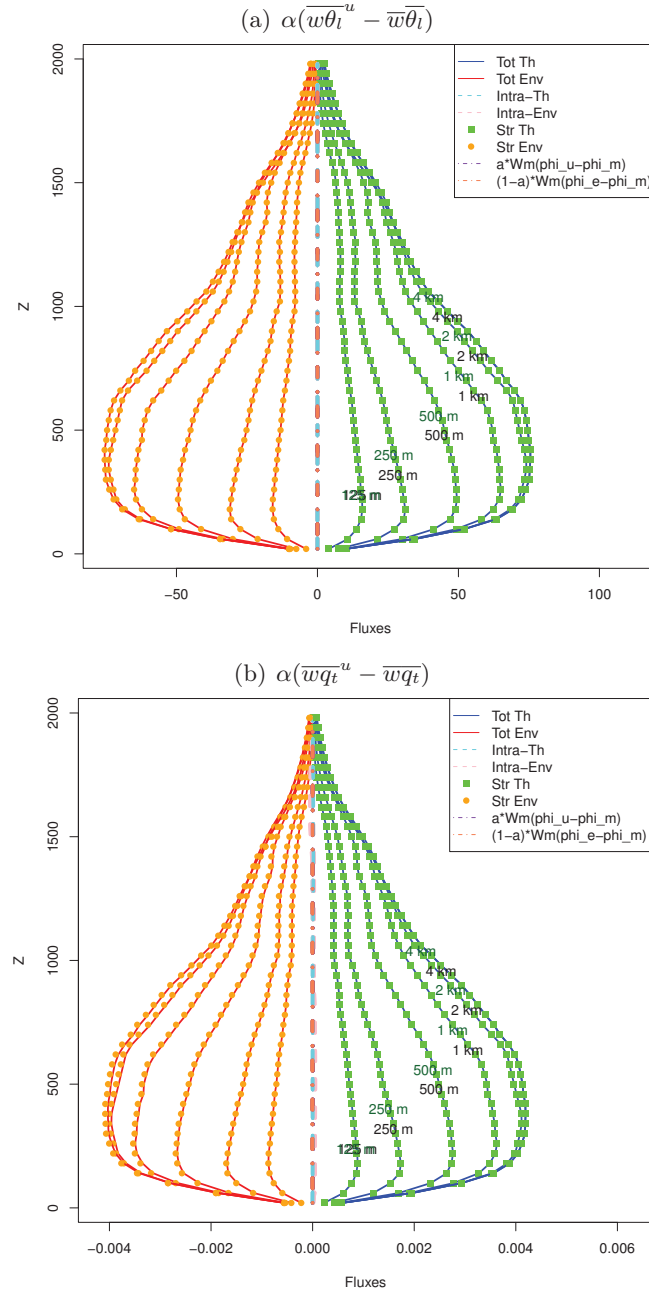


FIGURE 5.6 – Profils verticaux de thermiques sous-maille et d’environnement suivant les décompositions de l’équation 5.7 et de l’équation 5.8 de (a) température potentielle liquide et (b) de rapport de mélange en eau totale pour différentes résolutions de 125 m à 4 km de la simulation ARM.

Mais qu’advient-il lorsque ϕ est le vent vertical ? À méso-échelle, les termes de variance du vent vertical intra-thermique ne sont pas négligés (comme ceux des variables thermodynamique) mais paramétrés. Gregory (2001) le paramétrise avec le terme de pression comme un terme de traîné. Cet article considère qu’il est proportionnel à la flottabilité qu’elle réduit de 30%. Rio et al. (2010), quant à eux, paramètrent ce même terme (intra-thermique plus pression) comme une combinaison linéaire des termes de flottabilité et de taux d’entraînement. Les figures 5.7(a) et (b) sont la décomposition de la variance du vent vertical respectivement suivant les équations 5.7 et 5.8 pour la simulation AMMA à diverses résolutions.

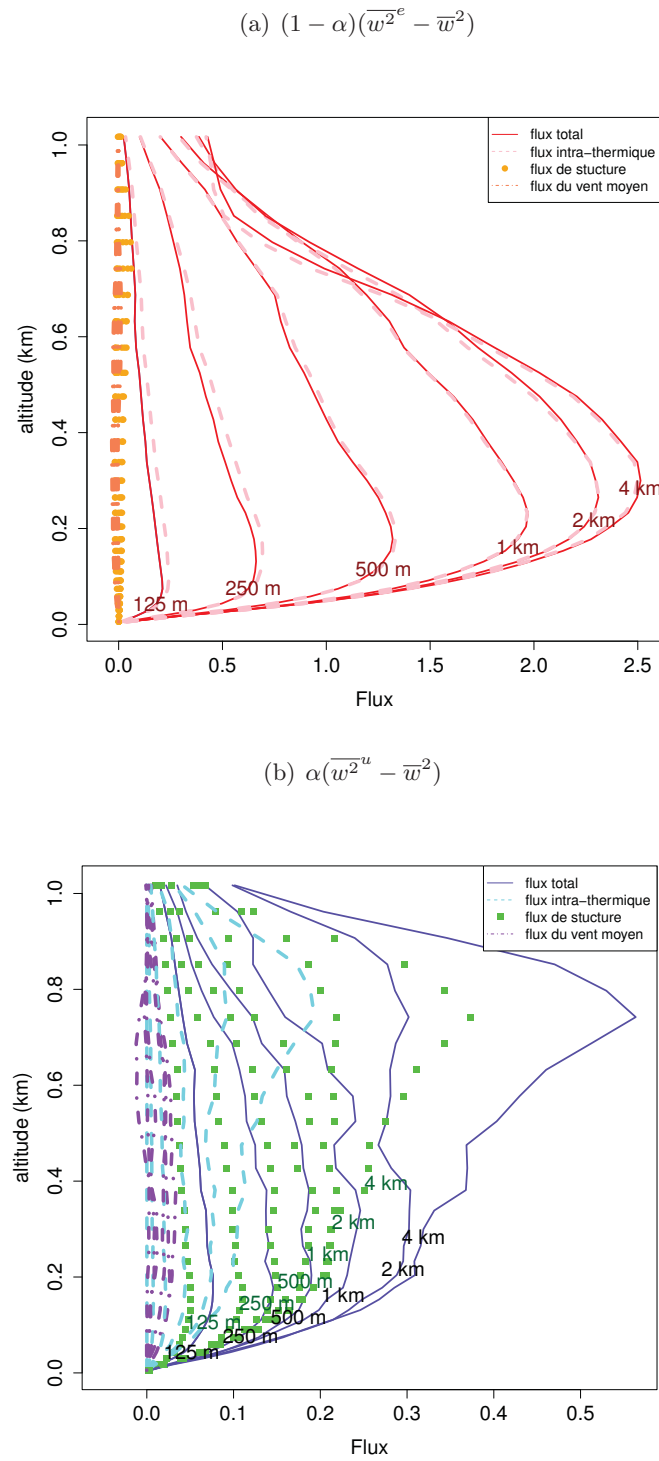


FIGURE 5.7 – Profils verticaux de la décomposition de la variance du vent vertical suivant (a) l'équation 5.8 et (b) l'équation 5.7 à diverses résolutions de 125 m à 4 km de la LES AMMA.

La figure 5.7(a) montre que la décomposition de l'équation 5.8 est dominée par le terme intra-environnement. Ainsi, le comportement est très différent des variables thermodynamiques pour lesquelles ce terme est négligeable. De plus, la figure 5.7(b) montre que la variabilité intra-thermique, bien que non majoritaire, n'est pas négligeable non plus dans la zone grise comme à méso-échelle. Par conséquent, dans le cas du vent vertical, l'équation 5.5 se simplifie en :

$$\frac{\partial \alpha \overline{(w - \bar{w})}^{2^u}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (\alpha \overline{w}^{2^u} + \alpha (w_u - \bar{w})^2) \quad (5.10)$$

5.1.3 Advection horizontale

L'advection horizontale de l'équation 5.5, $\alpha(\overline{\nabla_h \cdot (\vec{v}_h \phi)}^u - \overline{\nabla_h \cdot (\vec{v}_h \phi)})$, est le second terme examiné. Selon Siebesma et al. (1997), l'entraînement et le déentraînement sont définis comme :

$$E = -\frac{1}{A} \oint_{\vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) \leq 0} \vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) dl$$

$$D = \frac{1}{A} \oint_{\vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) \geq 0} \vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) dl$$

.

Cette définition permet de définir l'advection horizontale de méso-échelle, $\overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h \phi}^u$, comme $D\phi_u - E\phi_e$. Dans notre cas, $\alpha(\overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h \phi}^u - \overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h \phi})$ est le terme de l'équation 5.5 à paramétrer.

L'occurrence des erreurs relatives commises lorsque $\overline{\nabla_h \cdot (\vec{v}_h \phi)}$ est assimilée à $\overline{\phi}(\overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h})$ sur toutes les LES (IHOP, AMMA, Wangara, ARM et BOMEX) pour l'ensemble des heures et pour des résolutions de 125 m à 4 km dans la couche limite mélangée sont synthétisées sur la figure 5.8. Ainsi, $\overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h \phi}$ peut être assimilé à $\overline{\phi} \overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h}$ avec une erreur relative de l'ordre de 10^{-2} , puisque :

$$\overline{\phi} \overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h} = (\alpha\phi_u + (1-\alpha)\phi_e) \overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h}$$

Des variables E' et D' peuvent être définies comme :

$$E' = -\alpha(1-\alpha) \overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h}$$

et

$$D' = \alpha^2 \overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h}$$

Par conséquent,

$$\alpha(\overline{\nabla_h \cdot \vec{v}_h \phi}) = D'\phi_u - E'\phi_e$$

5.1.4 Tendence du thermique sous-maille

Finalement, la tendance du thermique sous-maille de l'équation 5.5 est examinée. Dans Siebesma et Holtslag (1996), l'ensemble des nuages est supposé en état quasi-stationnaire. Ainsi, il est possible de négliger la tendance dans les équations. Cette hypothèse n'est pas vérifiée dans le cas des thermiques dans la zone grise de la turbulence. Cependant, la tendance des thermiques, $\frac{\partial}{\partial t}(\alpha(\phi_u - \bar{\phi}))$, peut être décomposée en :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha(\phi_u - \bar{\phi})) = \frac{\partial \alpha}{\partial t} \times (\phi_u - \bar{\phi}) + \frac{\partial(\phi_u - \bar{\phi})}{\partial t} \times \alpha \quad (5.11)$$

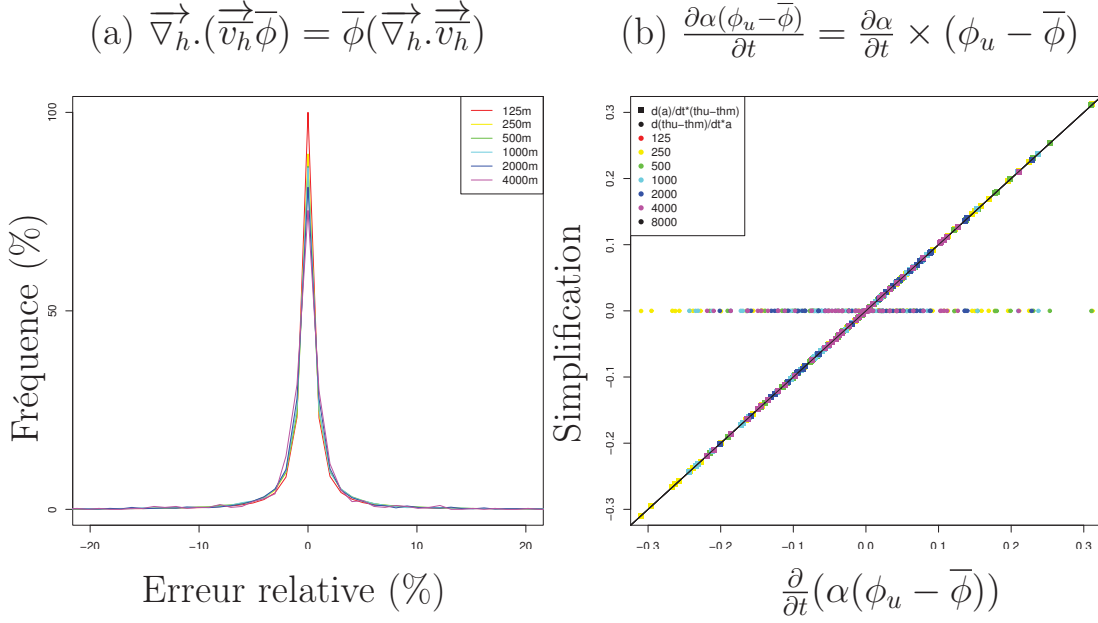


FIGURE 5.8 – (a) Fréquence des erreurs relative lorsque $\vec{\nabla}_h \cdot (\vec{v}_h \bar{\phi})$ est assimilé à $\bar{\phi} (\vec{\nabla}_h \cdot \vec{v}_h)$ sur tous les cas étudiés à toutes les résolutions diverses résolutions entre 125 m et 8 km. (b) Corrélation entre (en abscisse) la tendance : $\frac{\partial}{\partial t}(\alpha(\phi_u - \bar{\phi}))$ et (en ordonnée) les modèles : $\frac{\partial \alpha}{\partial t} \times (\phi_u - \bar{\phi})$ et $\frac{\partial(\phi_u - \bar{\phi})}{\partial t} \times \alpha$ (cf. Eq. 5.11).

La figure 5.8(b) montre les deux termes de droite de l'équation 5.11 en fonction du terme de gauche quand ϕ est la température potentielle liquide. $\frac{\partial \alpha}{\partial t} \times (\phi_u - \bar{\phi})$ est expliqué par $\frac{\partial \alpha(\phi_u - \bar{\phi})}{\partial t}$ avec une erreur relative inférieure à 1%. Ainsi, la tendance est avant tout la tendance de la fraction du thermique. L'évolution temporelle peut donc être directement liée à la déformation du thermique, et donc à la variation d'air entrant et sortant, *i.e.* à l'entraînement et au déentraînement :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = \frac{1}{A} \oint_C \vec{n} \cdot \vec{v}_i dl$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} (\phi_u - \bar{\phi}) = \frac{1}{A} \oint_C \vec{n} \cdot \vec{v}_i dl \times (1 - \alpha)(\phi_u - \phi_e) \quad (5.12)$$

Les termes E''' et D''' sont alors définis comme :

$$E''' = -(1 - \alpha) \frac{1}{A} \oint_C \vec{n} \cdot \vec{v}_i dl$$

$$D''' = (1 - \alpha) \frac{1}{A} \oint_C \vec{n} \cdot \vec{v}_i dl$$

Finalement, les termes $\tilde{E}$ et $\tilde{D}$ sont définis comme :

$$\tilde{E} = E + E' + E'''$$

$$\tilde{D} = D + D' + D'''$$

Ainsi, le flux de masse dans la zone grise se base sur l'équation :

$$\frac{\partial \alpha(w_u - \bar{w})\phi_u}{\partial z} = \tilde{E}\phi_e - \tilde{D}\phi_u \quad (5.13)$$

L'équation 5.13 présente des similitudes avec l'équation 5.1 : elles lient toutes deux les flux horizontaux au gradient du flux vertical. Cependant, le flux vertical contient une vitesse verticale résolue non nulle. Les termes d'entraînement et de déentraînement ont été modifiés pour prendre en compte le vent horizontal résolu et les fluctuations horizontales de l'aire du thermique.

5.2 Équations du schéma

L'équation de base 5.13 est appliquée à la masse volumique, à la température potentielle liquide et au rapport de mélange en eau totale ainsi qu'à la vitesse verticale de façon à obtenir un système d'équations permettant de rendre compte du fonctionnement des thermiques sous-maille.

5.2.1 Équation de continuité

La conservation de la masse est la première loi dont nous déduisons une équation. ϕ est remplacé dans l'équation 5.13 par la masse volumique. Le taux d'entraînement (ϵ) et le taux de déentraînement (δ) sont définis par $\epsilon = \frac{\tilde{E}}{\alpha(w_u - \bar{w})}$ et $\delta = \frac{\tilde{D}}{\alpha(w_u - \bar{w})}$. De plus, comme nous l'avons vu dans l'équation 4.3, $M_u = \rho\alpha(w_u - \bar{w})$.

En combinant les équations 4.3 et 5.13, nous trouvons l'équation de continuité 5.14 :

$$\frac{1}{(\frac{M_u}{\rho})} \frac{\partial(\frac{M_u}{\rho})}{\partial z} = \epsilon - \delta \quad (5.14)$$

Cette équation est identique à celle utilisée à méso-échelle.

5.2.2 Équations des variables thermodynamiques

Pour être rigoureux, la valeur moyenne sur l'environnement, ϕ_e , ne peut plus être considérée égale à la valeur moyenne sur l'ensemble de la maille, $\bar{\phi}$ (cf. chapitre 4.3). Ainsi, θ_{le} remplace $\bar{\theta}_l$ dans l'équation thermique des schémas en flux de masse de méso-échelle. En effet, en remplaçant ϕ par θ_l dans l'équation 5.13, l'équation thermique 5.15 est obtenue :

$$\frac{\partial \theta_{lu}}{\partial z} = -\epsilon(\theta_{lu} - \theta_{le}) = -\frac{\epsilon}{(1 - \alpha)}(\theta_{lu} - \bar{\theta}_l) \quad (5.15)$$

De la même manière, en remplaçant ϕ par q_t dans l'équation 5.13, l'équation humide 5.16 est obtenue :

$$\frac{\partial q_{tu}}{\partial z} = -\frac{\epsilon}{(1 - \alpha)}(q_{tu} - \bar{q}_t) \quad (5.16)$$

5.2.3 Équation dynamique

Le thermique ne transporte pas de paramètre sur l'horizontale. Ainsi, la dynamique se résume à celle liée au vent vertical. Comme nous l'avons vu chapitre 5.1, la variance de la vitesse verticale intra-thermique n'est pas négligeable. De plus, les forces ne sont pas nulles car la vitesse verticale n'est pas conservative. Ainsi, l'équation de base n'est pas 5.13, mais 5.17 :

$$\frac{\partial \alpha(w_u - \bar{w}) \times w_u}{\partial z} = \alpha(F_u - \bar{F}) + \tilde{E} \times w_e - \tilde{D} \times w_u - \frac{\partial \alpha \overline{w'^2}^u}{\partial z} \quad (5.17)$$

L'équation 5.17 peut encore être écrite sous la forme 5.18 :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \alpha(w_u - \bar{w})^2}{\partial z} = \alpha(F_u - \bar{F}) + \tilde{E} w_e - \tilde{D} w_u - \frac{\partial}{\partial z} (\alpha \overline{w'^2}^u) - (w_u - \bar{w}) \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \quad (5.18)$$

Les forces qui s'exercent sur un thermique sous-maille, $\alpha(F_u - \bar{F})$, doivent être examinées plus en détail. La force de Coriolis est nulle par projection sur l'axe vertical. Les forces moléculaires sont négligées. Mais le poids, la poussée d'Archimède et les forces de pression doivent être prises en compte.

$$\begin{aligned} \rho F &= -\frac{\partial P}{\partial z} - g(\rho - \rho_0) \\ &= -\frac{\partial P}{\partial z} - \rho_0 g \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right) \end{aligned}$$

où P est la pression, ρ la masse volumique et ρ_0 la masse volumique de l'environnement de la parcelle. Or, en dérivant l'équation des gaz parfaits, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \rho}{\rho} &= \frac{\frac{\Delta T}{T} - \frac{\Delta P}{P}}{\frac{\Delta T_v}{T_v} - \frac{\Delta r 0.608}{(1+0.608r)} - \frac{\Delta P}{P}} \\ &= \frac{\frac{\Delta \theta_v}{\theta_v} + \frac{R_a}{C_{pa}} \frac{\Delta P}{P} - \frac{\Delta r 0.608}{(1+0.608r)} - \frac{\Delta P}{P}}{\frac{\Delta T_v}{T_v} - \frac{\Delta r 0.608}{(1+0.608r)} - \frac{\Delta P}{P}} \end{aligned}$$

où Δ désigne la variation entre la parcelle et son environnement, T la température, T_v la température virtuelle, θ_v la température potentielle virtuelle et q le rapport de mélange en vapeur d'eau. Ainsi,

$$F = -g \frac{\Delta \theta_v}{\theta_v} + g \frac{\Delta q 0.608}{(1+0.608q)} + g \left(1 - \frac{R_a}{C_{pa}} \right) \frac{\Delta P}{P} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z}$$

En ne prenant en compte que les parcelles de thermique, nous obtenons :

$$F_u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_u}{\partial z} - g \left(\frac{\Delta \theta_{vu}}{\theta_v} + \frac{R_a}{C_{pa}} \frac{\Delta P_u}{P} - \frac{\Delta r_u 0.608}{(1+0.608r)} - \frac{\Delta P_u}{P} \right)$$

La flottabilité à l'intérieur du thermique est définie comme :

$$B_u = g \times \frac{(\theta_{vu} - \bar{\theta}_v)}{\bar{\theta}_v}$$

Ainsi, l'équation précédente peut être écrite comme :

$$F_u = B_u - \mathbb{P}_u$$

où $\mathbb{P}_u$ représente les autres forces que la flottabilité.

Nous avons vu (cf. Fig. 4.9) que dans la zone grise $\bar{B}$ n'est pas négligeable. Ce paramètre doit donc rester dans les équations.

Dans l'équation de la dynamique à méso-échelle, $\bar{w} = w_e = 0$. $\mathbb{P}_u$ et le terme intrathermique sont paramétrés comme une combinaison linéaire de w_u^2 et de B_u . Dans la zone grise, l'équation est :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial(w_u - \bar{w})^2}{\partial z} = & -\frac{\epsilon}{1-\alpha} (w_u - \bar{w})^2 + (B_u - \bar{B}) \\ & -(\mathbb{P}_u - \bar{\mathbb{P}}) - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha \bar{w}^2 u}{\partial z} - (w_u - \bar{w}) \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \end{aligned} \quad (5.19)$$

Il reste à ce stade à définir les termes $-(\mathbb{P}_u - \bar{\mathbb{P}}) - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha \bar{w}^2 u}{\partial z}$.

5.2.4 Système d'équation

Ainsi, le système d'équations d'un nouveau schéma en flux de masse dans la zone grise est :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{w' \theta'}_{lMF} = \frac{M_u}{\rho} (\theta_{lu} - \bar{\theta}_l) \frac{1}{1-\alpha} \\ \overline{w' r'_t}_{MF} = \frac{M_u}{\rho} (r_{tu} - \bar{r}_t) \frac{1}{1-\alpha} \\ \alpha = \frac{M_u}{\rho(w_u - \bar{w})} \\ \frac{1}{(\frac{M_u}{\rho})} \frac{\partial(\frac{M_u}{\rho})}{\partial z} = \epsilon - \delta \\ \frac{1}{2} \frac{\partial(w_u - \bar{w})^2}{\partial z} = -\epsilon(w_u - \bar{w}) \frac{1}{1-\alpha} - (w_u - \bar{w}) \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + (B_u - \bar{B}) \\ \quad -(\mathbb{P}_u - \bar{\mathbb{P}}) - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha \bar{w}^2 u}{\partial z} \\ B_u = g \times \frac{(\theta_{vu} - \bar{\theta}_v)}{\bar{\theta}_v} \\ \theta_{vu} = f(\theta_{lu}, r_{tu}) \\ \frac{\partial \theta_{lu}}{\partial z} = -\epsilon(\theta_{lu} - \bar{\theta}_l) \frac{1}{1-\alpha} \\ \frac{\partial r_{tu}}{\partial z} = -\epsilon(r_{tu} - \bar{r}_t) \frac{1}{1-\alpha} \end{array} \right. \quad (5.20)$$

Ce système est semblable à celui de [Pergaud et al. \(2009\)](#). Cependant, la fraction de thermique sous-maille, de même que la vitesse verticale ne sont plus négligeables.

5.3 Fermeture

Le système 5.20 contient plus d'inconnues que d'équations. Il n'est pas fermé. En effet, sous cette forme, il reste à définir les taux d'entraînement (ϵ) et de déentraînement (δ) ainsi qu'à paramétrer les termes de pression et de variabilité intra-thermique de l'équation de la dynamique. Les paramétrisations de ces trois éléments sont liées.

5.3.1 Fermeture à méso-échelle

Paramétrisation de l'équation de la dynamique à méso-échelle

Comme expliqué précédemment, les schémas en flux de masse ont longtemps exclusivement servi à la paramétrisation des nuages. Les paramétrisations des taux d'entraînement et de déentraînement se déduisaient donc de données nuageuses. Gregory (2001) établit l'équation de la dynamique dans le nuage à partir de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_c^2}{\partial z} = B_c - \epsilon w_c^2 - \frac{1}{\alpha \rho} \frac{\partial \alpha \rho \overline{w'^2}^c}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}^c}{\partial z} - g \left(\frac{\overline{P}^c}{P_0} \left(1 + \frac{R}{C_p} \right) + \frac{0,61}{1 + 0,61} \frac{q_1}{q_0} \right) \quad (5.21)$$

Le premier terme B_c est la flottabilité dans le nuage. Le second terme est le terme d'entraînement. Le signe négatif implique que l'entraînement latéral est un frein au développement du cumulus. Puis viennent les termes de turbulence intra-thermique et de pression. La paramétrisation de ces trois derniers termes est encore problématique à l'heure actuelle (De Roode et al. (2012)). Cependant, ils sont connus pour avoir deux conséquences : ils réduisent la flottabilité et l'accélération. Les investigations de De Roode et al. (2012) montrent que le gradient de pression est le terme puit dominant de cette équation dans les nuages peu profonds. Cependant, dans les paramétrisations actuelles, le terme puit est paramétré par une force de trainée et des taux de mélange. La formulation de cette force de trainée peut être considérée comme proportionnelle à ϵ (ϵw_u^2 , Siebesma et al. (2003)) mais Gregory (2001) prouve qu'une telle paramétrisation produit une trop faible trainée et préconise l'utilisation d'un terme proportionnel au taux de déentraînement qui augmente avec l'altitude :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_c^2}{\partial z} = a B_c - b \delta w_c^2 - \epsilon w_c^2 \quad (5.22)$$

où a et b sont des coefficients à déterminer avec $a < 1$. Dans la partie sèche du thermique, Rio et al. (2010) préfère une formulation telle que :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_u^2}{\partial z} = a B_u - (\epsilon + b) w_u^2 \quad (5.23)$$

Ainsi, de même que dans les nuages, l'équation de la dynamique dépend de la flottabilité (réduite d'un facteur a) et d'un terme de trainée $-(\epsilon + b) w_u^2$.

Bien que cette paramétrisation soit très répandue, la détermination de ces facteurs présente encore une grande incertitude. De Roode et al. (2012) indiquent que dans la littérature a varie de 0,3 à 1 et b de 0,5 à 2. À ce stade de la paramétrisation de l'équation de la dynamique, la paramétrisation du taux d'entraînement (ϵ) est obligatoire.

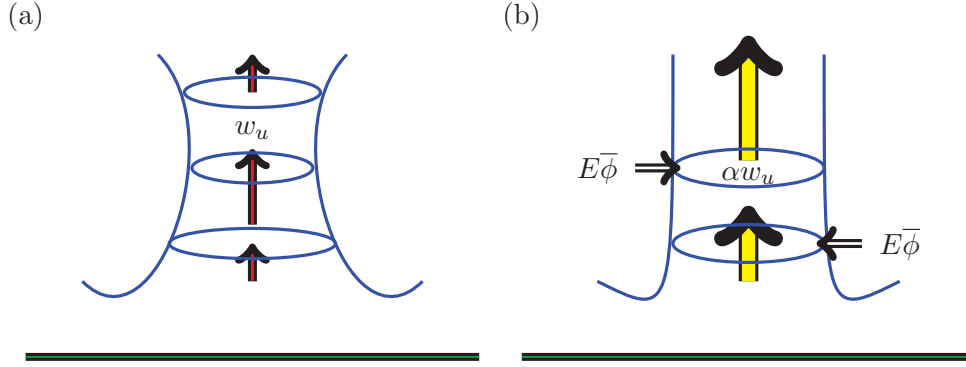


FIGURE 5.9 – Schéma de deux comportements limites des échanges thermique/environnement. Les lignes bleues sont les limites du thermique et son diamètre. Les flèches rouges dans (a) sont la vitesse verticale. Les flèches jaunes dans (b) sont le flux de masse.

Paramétrisation du taux d'entraînement à méso-échelle

La physique des phénomènes qui pilotent les échanges entre le thermique et son environnement est encore peu connue et dépend de la définition de l'interface thermique/environnement. L'analyse dimensionnelle montre que ϵ est fonction de $\frac{B_c}{w_c^2}$, où l'indice c indique qu'il s'agit d'un paramètre du nuage (Gregory (2001)). L'entraînement a pour effet de réduire la flottabilité d'une parcelle. Gregory (2001) note C_ϵ ce facteur d'atténuation et pose la relation 5.24 :

$$\epsilon = C_\epsilon \frac{B_c}{w_c^2} \quad (5.24)$$

Intéressons nous à présent au thermique dans son ensemble. Rio et al. (2010) considèrent que le taux d'entraînement se situe entre deux états idéaux. Dans un premier cas, il n'y a pas d'échange avec l'extérieur. Comme $\frac{1}{M_u} \frac{\partial M_u}{\partial z} = \epsilon - \delta = 0$, $M_u = \rho \alpha w_u$ est constant (à méso-échelle $\bar{w} = 0$). Ainsi, la section du thermique et sa vitesse verticale évoluent en sens inverse. Au milieu de la couche limite, où la vitesse verticale est maximale, la section des thermiques est minimale (cf. Fig. 5.9(a)). À l'opposé, en l'absence de déentraînement et dans le cas où ϵ compense entièrement la variation de la section du thermique de sorte de celle-ci reste constante (cf. Fig. 5.9(b)), $\epsilon = \frac{1}{M_u} \frac{\partial M_u}{\partial z} = \frac{1}{w_u} \frac{\partial w_u}{\partial z}$. Ce dernier cas idéal est proche de la formulation du taux d'entraînement dans le nuage de Siebesma et al. (1997).

Rio et al. (2010) considèrent que la vérité se situe entre les deux, d'où :

$$\epsilon = \max(0, \beta_1 \frac{1}{w_u} \frac{\partial w_u}{\partial z}) \quad (5.25)$$

où β_1 est inférieur à 1. Cette formulation 5.25 est combinée avec l'équation de la dynamique 5.23 :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_u^2}{\partial z} = a B_u - (\epsilon + b) w_u^2$$

Ceci permet d'obtenir une formulation, proche de celle de Gregory (2001).

$$\epsilon = \frac{\beta_1}{1 + \beta_1} (a \frac{B_u}{w_u^2} - b)$$

Pour déterminer ces constantes, [Rio et al. \(2010\)](#) utilisent la méthode de l'analyse conditionnelle de [Couvreur et al. \(2010\)](#) sur des LES de couches limites convectives. Cette représentation impose :

$$\epsilon = \max(0, \frac{0,9}{1+0,9}(\frac{2}{3}\frac{B_u}{w_u^2} - 0,002)) \quad (5.26)$$

Cette formulation 5.26 est cohérente avec le schéma de thermique de Mésos-NH ([Pergaud et al. \(2009\)](#)) parce qu'elle est basée sur de la physique. Dans [Pergaud et al. \(2009\)](#), l'entraînement est calculé sous la forme $\epsilon = \max(0, C_\epsilon \frac{B_u}{w_u^2})$. À méso-échelle, pour [Pergaud et al. \(2009\)](#), le taux d'entraînement est calculé ainsi :

$$\epsilon = \max(0, 0,55 \frac{B_u}{w_u^2}) \quad (5.27)$$

Cependant, la formulation 5.27 n'est pas valable dans la partie nuageuse, où le schéma de [Pergaud et al. \(2009\)](#) est fermée par une formulation de [Kain et Fritsch \(1990\)](#). La fermeture de 5.26 est quant à elle valable dans la partie sèche et la partie nuageuse du thermique.

Paramétrisation du taux de déentraînement à méso-échelle

Nous nous intéressons à présent aux paramétrisations du taux de déentraînement à méso-échelle. Il s'agit de la variable qui pilote véritablement l'évolution du flux de masse. Il possède la plus grande variation avec l'altitude, donc l'impact le plus important ([Rooy et Siebesma \(2008\)](#)), et n'apparaît que dans l'équation d'évolution du flux de masse bien que certains l'utilisent pour paramétrer l'équation de la dynamique (?). Nous avons donc plus de liberté sur ce terme que sur le taux d'entraînement.

[Bretherton et Smolarkiewicz \(1988\)](#) observent que le déentraînement est important dans les régions où la flottabilité est négative. Le déentraînement est la divergence horizontale de l'air hors du thermique. Une flottabilité négative freine le flux et entraîne une divergence horizontale au sein de thermique, ce qui explique une partie du déentraînement. De même, une flottabilité positive, qui accélère le flux, implique une convergence du flux dans le thermique et donc de l'entraînement. Cette hypothèse implique que δ dépend de $-\frac{\beta_1}{1+\beta_1}(a_1 \frac{B_u}{w_u^2})$ puisque, résultant du même processus, les taux d'entraînement et de déentraînement doivent être paramétrés de façon identique (avec la même a).

De plus, les LES de [Pergaud et al. \(2009\)](#) et [Rio et al. \(2010\)](#) montrent que le déentraînement n'est pas nul dans les régions de flottabilité positive. En particulier dans la couche mélangée où le flux de masse, dont la variation verticale est pilotée par la différence entre le taux d'entraînement et le taux de déentraînement, peut légèrement décroître. [Lappen et Randall \(2001\)](#) utilisent une paramétrisation en flux de masse pour fermer un schéma d'ordre 3. Le déentraînement de [Pergaud et al. \(2009\)](#) est borné par une version modifiée de cette utilisée par [Lappen et Randall \(2001\)](#) : $(L_h - z)^{-1}$, où L_h est la longueur de mélange supérieure de [Bougeault et Lacarrère \(1989\)](#) et z l'altitude. Ainsi, pour [Pergaud et al. \(2009\)](#), $\delta = \max((L_h - z)^{-1}, -C_\delta \frac{B_u}{w_u^2})$, où $C_\delta = 10$.

Pour sa part, [Rio et al. \(2010\)](#) cherchent à prendre en compte dans leur paramétrisation les descentes d'air sur les bords de nuages (cf. [Heus et Jonker \(2008\)](#) et chapitre 1.1.1). Ainsi δ dépend de B_u , w_u et de $\frac{r_{tu} - \bar{r}_t}{\bar{r}_t}$. Bien que les descentes d'air s'expliquent avant tout par le changement d'état des parcelles de bord de nuages, l'hypothèse peut être faite que l'humidité environnementale impacte le déentraînement y compris dans la partie sèche du

thermique. Ainsi, l'analyse dimensionnelle et les données de LES utilisées donnent alors la relation

$$\delta = \max(0, -0,316 \frac{B_u}{w_u^2} + 0,012 \times \frac{\sqrt{\frac{r_{tu}-\bar{r}_t}{\bar{r}_t}}}{w_u})$$

Cette expression permet d'étendre δ dans les régions de flottabilité positive.

5.3.2 Fermeture à micro-échelle

Paramètres du thermique sous-maille

Dans cette étude, le raisonnement reste identique à celui de [Rio et al. \(2010\)](#). Mais l'analyse ne se fait pas sur des thermiques entièrement sous-maille comme à grande échelle, mais sur la part de l'unique thermique partiellement résolu qui impacte la paramétrisation dans la zone grise. Le thermique sous-maille occupe une fraction α de la surface de la maille et a une vitesse verticale $w_u - \bar{w}$, où w_u est la moyenne de la vitesse verticale sur la surface du thermique sous-maille à laquelle est retirée $\bar{w}$ est la vitesse verticale résolue. Ainsi, en appliquant le raisonnement de [Rio et al. \(2010\)](#) non plus aux thermiques de méso-échelle mais au thermique de micro-échelle, ϵ peut s'écrire comme :

$$\epsilon = \max(0, \beta_1 \frac{1}{w_u - \bar{w}} \frac{\partial(w_u - \bar{w})}{\partial z}) \quad (5.28)$$

En ce qui concerne la paramétrisation de l'équation de la dynamique, les termes de pression et de turbulence intra-thermique sont paramétrés par une combinaison linéaire de $(B_u - \bar{B})$ et de $(w_u - \bar{w})^2$. Ainsi, l'équation de la dynamique à paramétrer est :

$$\boxed{\frac{1}{2} \frac{\partial(w_u - \bar{w})^2}{\partial z} = a(B_u - \bar{B}) - (\frac{\epsilon}{1 - \alpha} + b)(w_u - \bar{w})^2 - (w_u - \bar{w}) \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}} \quad (5.29)$$

En combinant les équations 5.28 et 5.29, le taux d'entraînement peut s'écrire comme l'équation 5.30

$$\boxed{\epsilon = \max(0, \frac{\beta_1}{1 - \alpha} (a \frac{(B_u - \bar{B})}{(w_u - \bar{w})^2} - b - \frac{1}{(w_u - \bar{w})} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}))} \quad (5.30)$$

De même, le taux de déentraînement est cherché sous la forme :

$$\boxed{\delta = \max(0, \frac{\beta_1}{1 - \alpha} (-a \frac{(B_u - \bar{B})}{(w_u - \bar{w})^2} + c \frac{\sqrt{\frac{r_{tu}-\bar{r}_t}{\bar{r}_t}}}{(w_u - \bar{w})^2}))} \quad (5.31)$$

Il s'agit de déterminer les coefficients a , b , β_1 et c en les déduisant des équations précédentes. L'échantillonnage conditionnel nous a permis de déterminer les différents termes des expressions $(B_u - \bar{B})$ et $(w_u - \bar{w})$. Nous nous en servons pour calculer les taux d'entraînement et de déentraînement. Puis, par régression linéaire, nous calculerons les coefficients en question.

Calcul des taux d'entraînement et de déentraînement

Pour paramétrer, il faut d'abord connaître précisément ce que nous recherchons, à savoir les taux d'entraînement et de déentraînement. L'observation de l'entraînement et du déentraînement est difficile et même s'il existe des tentatives (Yanai (1973)), l'utilisation de ces données dans les paramétrisations des modèles est délicate. Ainsi, les LES nous sont forts utiles. Nous calculons le taux d'entraînement par l'expression :

$$\epsilon = \frac{1}{\phi_e - \phi_u} \frac{\partial \phi_u}{\partial z}$$

où ϕ est une variable conservative, provenant de l'équation d'évolution de ϕ_u : $\frac{\partial \phi_u}{\partial z} = -\epsilon(\phi_u - \phi_e)$. Elle fut d'abord proposée par Siebesma et Cuijpers (1995) dans sa version à méso-échelle : $\epsilon = \frac{1}{\phi - \phi_u} \frac{\partial \phi_u}{\partial z}$. Cette formulation n'est pas sans hypothèse : à méso-échelle, elle suppose en effet des conditions stationnaires et néglige la turbulence intra-structure, ce qui peut conduire à une surestimation du taux d'entraînement de 30% près de la base et du sommet du nuage d'après Siebesma et Cuijpers (1995). Cependant, ces hypothèses sont également présentes dans les équations des schémas en flux de masse à méso-échelle. Elle peut également impliquer une dépendance de ϵ au paramètre ϕ utilisé (cf. Yano et al. (2004)). Mais cette formule a pour intérêt de fournir exactement la valeur souhaitée pour notre équation. En particulier dans la zone grise, elle représente à la fois l'entraînement/déentraînement sous-maille et la tendance de la part sous-maille. La valeur de δ est donnée par la relation :

$$\delta = \epsilon - \frac{1}{M_u} \frac{\partial M_u}{\partial z}$$

où $M_u = \alpha(w_u - \bar{w})$

La figure 5.10 présente les résultats du calcul de ϵ suivant différentes formules. Elle montre que tous les paramètres ne donnent pas le même entraînement (cf. Yano et al. (2004)). Le graphique confirme que le calcul direct (cf. annexe B) surestime les taux d'entraînement et de déentraînement (cf. Rooy et al. (2011)). À cette heure de la simulation ARM, l'entraînement est plus important pour la concentration du traceur que pour le rapport de mélange et pour la température potentielle liquide (non montrée sur ce graphique). Nous choisissons la concentration du traceur car, de façon générale, le champ est plus lisse que pour la température potentielle liquide. De plus, il suit mieux le terme de flottabilité (visualisée ici en pointillés par les estimations de Rio et al. (2010) ou de Pergaud et al. (2009)).

Sensibilité des taux à la résolution

Les taux d'entraînement et de déentraînement sont calculés à partir de ARM, IHOP et BOMEX selon la formule :

$$\epsilon = \langle \frac{-1}{sv_u - sv_e} \frac{\partial sv_u}{\partial z} \rangle$$

où sv est la concentration en traceur passif et $\langle \rangle$ la moyenne horizontale à chaque niveau. Les simulations à hautes résolutions sont coûteuses en temps de calcul et en mémoire. Ainsi, le diagnostic n'est appliqué sur chaque LES qu'à des instants précis dans la simulation : toutes les heures, à partir de deux heures de simulation.

Les figures 5.11 et 5.12 montrent des taux d'entraînement et de déentraînement en fonction de la résolution. Les taux d'entraînement et de déentraînement sont d'autant plus grands

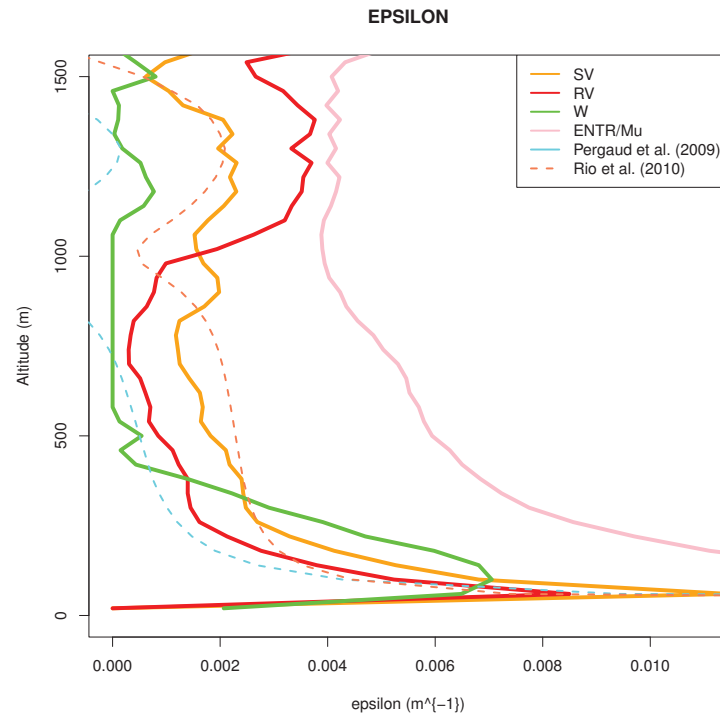


FIGURE 5.10 – Profils verticaux du taux d'entraînement de la simulation ARM moyennée entre 6 et 7 heures de simulation et calculée à partir de la formule de [Siebesma et Cuijpers \(1995\)](#) avec la concentration du traceur passif (en orange), le rapport de mélange en eau totale (en rouge), le vitesse verticale (en vert), le calcul direct (en rose) les estimations de [Rio et al. \(2010\)](#) (en pointillés orange) et celle de [Pergaud et al. \(2009\)](#) (en pointillés cyan).

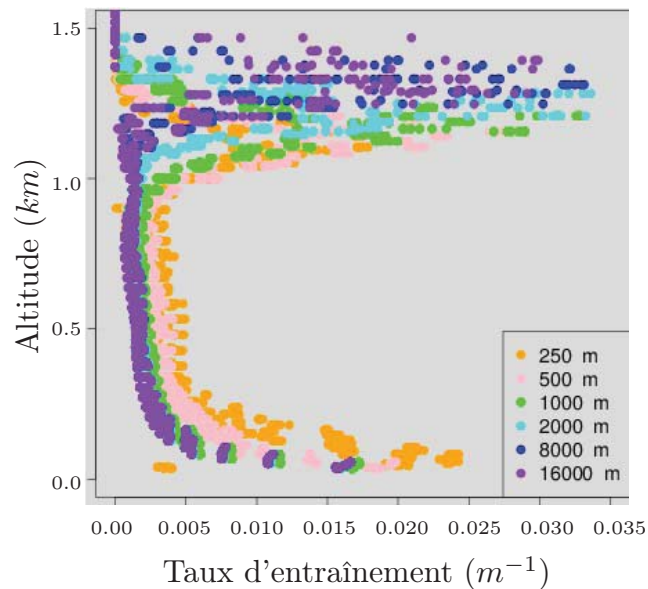


FIGURE 5.11 – Profils verticaux du taux d'entraînement calculés à partir de la simulation IHOP à 3, 4, 5, 6, 7 heures de simulation en fonction de la résolution de 250 m à 16 km. Chaque point, correspondant à une altitude, est la moyenne du taux d'entraînement sur 10 min.

que le maillage est fin. Ceci a pour conséquence de mélanger de façon plus importante le

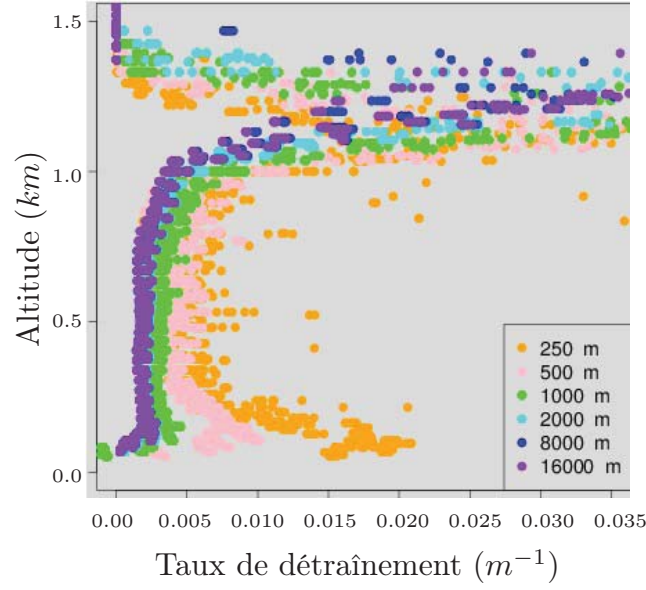


FIGURE 5.12 – Profils verticaux du taux de déentraînement calculés à partir de la simulation IHOP à 3, 4, 5, 6, 7 heures de simulation en fonction de la résolution de 250 m à 16 km. Chaque point, correspondant à une altitude, est la moyenne du taux de déentraînement sur 10 min.

thermique et l'environnement, et contribue ainsi à affaiblir le thermique sous-maille. De plus, aux fines échelles, le déentraînement est plus fort que l'entraînement. Ce qui a pour conséquence de réduire le flux de masse, comme le montre la figure 5.13

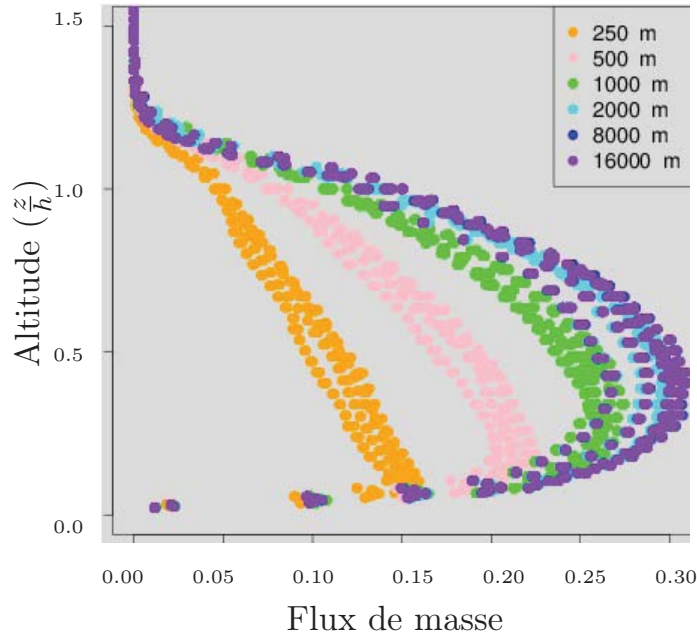


FIGURE 5.13 – Profils verticaux de flux de masse ($\langle \rho \bar{\alpha} \times (w_u - \bar{w}) \rangle$) calculés grâce à l'échantillonnage conditionnel à des résolutions de 125 m à 16 km de la LES IHOP à 3, 4, 5, 6, 7 heures de simulation. Chaque point, correspondant à une altitude, est la moyenne du taux de déentraînement sur 10 min.

Remarquons que pour des résolutions pour élevée que 500 m, le déentraînement n'est plus négligeable dans les basses couches, alors que la flottabilité sous-maille dans les basses

couches est positive quelle que soit la résolution. Ceci est en contradiction avec la formulation de l'équation 5.31 pour des résolutions élevées. Ainsi, par la suite la fermeture ne sera valable que pour des mailles plus grandes que 500 m.

Paramétrisation des taux d'entraînement et de déentraînement

Si ϵ est positif, l'équation 5.30 équivaut à :

$$\epsilon \times (1 - \alpha) = \beta_1 a \frac{(B_u - \bar{B})}{(w_u - \bar{w})^2} (1 - \alpha) - \beta_1 b (1 - \alpha) - \beta_1 \left(\frac{(1 - \alpha)}{(w_u - \bar{w})} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) + \epsilon$$

Nous procédons donc à une régression linéaire multiple sur les données par classe de résolution normalisée. Les valeurs de β_1 sont présentées sur la figure 5.14. Elles sont cohérentes avec la méso-échelle : $\beta_1 = 0.89$ pour des résolution entre $0,5(h + h_c)$ et $h + h_c$.

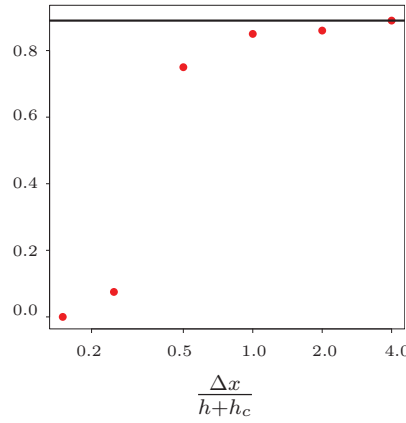


FIGURE 5.14 – Sensibilité de β_1 à la résolution normalisée. En noir, la paramétrisation proposée.

De la même manière, la valeur de b est cohérente avec la méso-échelle puisqu'on retrouve une valeur proche de celle de [Rio et al. \(2010\)](#) ($b = 0,002$) : $b = 0,004$. La paramétrisation de b est représentée sur la figure 5.15.

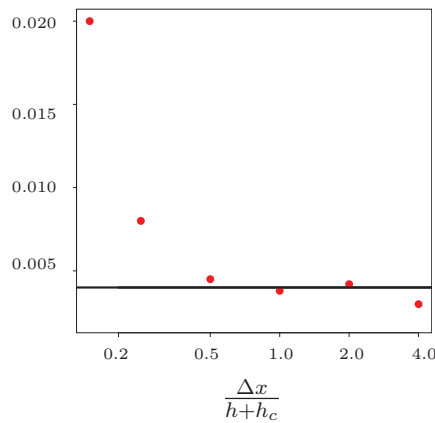


FIGURE 5.15 – Sensibilité de b à la résolution normalisée. En noir, la paramétrisation proposée.

Comme on connaît β_1 , si δ est positif, l'équation 5.31 équivaut à :

$$\delta\left(\frac{1-\alpha}{\beta_1} + 1\right) = a \frac{(B_u - \bar{B})}{(w_u - \bar{w})^2} + c \frac{\sqrt{\frac{r_{tu} - \bar{r}_t}{\bar{r}_t}}}{(w_u - \bar{w})}$$

La figure 5.16 montre ce l'évolution de ce paramètre c par classe de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. On en déduit $c = 0,012$ comme à méso-échelle.

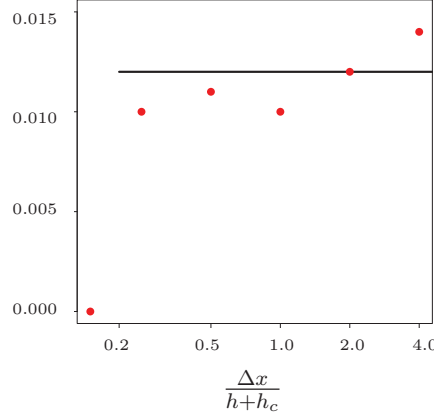


FIGURE 5.16 – Sensibilité de c à la résolution normalisée. En noir, la paramétrisation proposée.

Enfin, la valeur de a ne dépend pas seulement de ϵ , mais également de δ puisque nous supposons que a soit identique dans les deux paramétrisations. On constate que a dépend de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$ de façon plus importante que les autres paramètres pour des résolutions plus grossières que 500 m. Ainsi, $\frac{\Delta x}{h+h_c}$ doit être pris en compte dans la fermeture de ϵ et δ par le biais de ce paramètre a .

$$a = 0,5 + 0,25 \times \left(\frac{\Delta x}{h+h_c}\right)^{-0,9} \quad (5.32)$$

La figure 5.17 montre l'évolution de ce paramètre : a augmente lorsque la résolution diminue. La flottabilité a un impact de plus en plus important sur les termes d'entraînement et de déentraînement lorsque la résolution diminue.

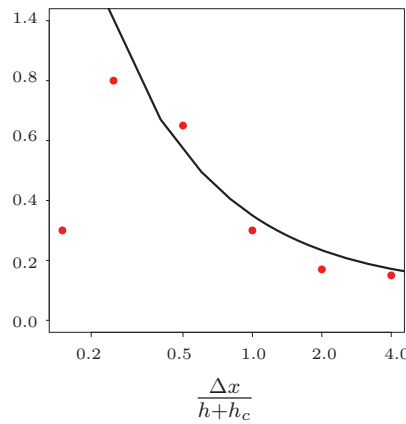


FIGURE 5.17 – Sensibilité de a à la résolution normalisée. En noir, la paramétrisation proposée.

Ainsi :

$$\epsilon = \max(0, \frac{0,89}{1 + \frac{0,89}{1-\alpha}} ((0,5 + 0,25 \times (\frac{\Delta x}{h + h_c})^{-0,9}) \frac{(B_u - \bar{B})}{(w_u - \bar{w})^2} - 0,004 - \frac{1}{(w_u - \bar{w})} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}))$$

$$\delta = \max(0, -\frac{0,89}{1 + \frac{0,89}{1-\alpha}} ((0,5 + 0,25 \times (\frac{\Delta x}{h + h_c})^{-0,9}) \frac{(B_u - \bar{B})}{(w_u - \bar{w})^2} - \frac{1}{(w_u - \bar{w})} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + 0,012 \frac{\sqrt{\frac{r_{tu} - \bar{r}_t}{\bar{r}_t}}}{(w_u - \bar{w})^2})$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial (w_u - \bar{w})^2}{\partial z} = (0,5 + 0,25 \times (\frac{\Delta x}{h + h_c})^{-0,9}) (B_u - \bar{B}) - (\frac{\epsilon}{1 - \alpha} + 0,004) (w_u - \bar{w})^2 - (w_u - \bar{w}) \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}$$

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les équations de base des schémas en flux de masse ont été établies de façon à produire le bon thermique sous-maille dans la zone grise de la turbulence. Par rapport au schéma de thermique à méso-échelle, ce schéma ne néglige ni la fraction de thermique, ni le vent vertical résolu. Enfin, sa fermeture est une fonction de la résolution.

Le système d'équations est présenté en 5.33 (en rouge sont les modifications apportées au schéma à méso-échelle)

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{w' \theta'_l}_{MF} = \frac{M_u}{\rho} (\theta_{lu} - \bar{\theta}_l) \frac{1}{1-\alpha} \\ \overline{w' r'_t}_{MF} = \frac{M_u}{\rho} (r_{tu} - \bar{r}_t) \frac{1}{1-\alpha} \\ \alpha = \frac{M_u}{\rho(w_u - \bar{w})} \\ \frac{1}{M_u} \frac{\partial M_u}{\partial z} = \epsilon - \delta \\ \frac{1}{2} \frac{\partial (w_u - \bar{w})^2}{\partial z} = -(\frac{\epsilon}{1-\alpha} + b)(w_u - \bar{w})^2 - (w_u - \bar{w}) \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + a(B_u - \bar{B}) \\ B_u = g \times \frac{(\theta_{vu} - \bar{\theta}_v)}{\bar{\theta}_v} \\ \theta_{vu} = f(\theta_{lu}, r_{tu}) \\ \frac{\partial \theta_{lu}}{\partial z} = -\frac{\epsilon}{1-\alpha} (\theta_{lu} - \bar{\theta}_l) \\ \frac{\partial r_{tu}}{\partial z} = -\frac{\epsilon}{1-\alpha} (r_{tu} - \bar{r}_t) \end{array} \right. \quad (5.33)$$

Le système 5.33 a été fermé. En effet, les taux d'entraînement (ϵ) et de déentraînement (δ) ainsi que l'équation de la dynamique sont paramétrés sous les formes :

$$\epsilon = \max(0, \frac{0,89}{1 + \frac{0,89}{1-\alpha}} ((0,5 + 0,25 \times (\frac{\Delta x}{h + h_c})^{-0,9}) \frac{(B_u - \bar{B})}{(w_u - \bar{w})^2} - 0,004 - \frac{1}{(w_u - \bar{w})} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}))$$

$$\delta = \max(0, -\frac{0,89}{1 + \frac{0,89}{1-\alpha}} ((0,5 + 0,25 \times (\frac{\Delta x}{h + h_c})^{-0,9}) \frac{(B_u - \bar{B})}{(w_u - \bar{w})^2} - \frac{1}{(w_u - \bar{w})} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + 0,012 \frac{\sqrt{\frac{r_{tu} - \bar{r}_t}{\bar{r}_t}}}{(w_u - \bar{w})^2})$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial (w_u - \bar{w})^2}{\partial z} = (0,5 + 0,25 \times (\frac{\Delta x}{h + h_c})^{-0,9}) (B_u - \bar{B}) - (\frac{\epsilon}{1 - \alpha} + 0,004) (w_u - \bar{w})^2 - (w_u - \bar{w}) \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}$$

Conclusions et perspectives

La turbulence dans la couche limite atmosphérique est bien modélisée lorsque les plus grands tourbillons sont d'une taille inférieure à celle de la couche limite (comme dans les modèles opérationnels actuels) et lorsqu'ils sont majoritairement résolus (comme dans les LES). Entre ces deux domaines de résolution s'étend la zone grise de la turbulence.

Lors de cette thèse, je suis parvenue à définir les caractéristiques de la zone grise de la turbulence, à quantifier les défauts des modèles dans cette gamme de résolutions et à les corriger dans le but de correctement la modéliser.

Référence dans la zone grise

Mon premier travail a été de déterminer la partition sous-maille/résolu dans la zone grise. Pour cela, j'ai utilisé des LES, réalisées à partir de données d'observation de couches limites en convection libre de caractéristiques très différentes. Cette thèse fait l'hypothèse que les LES sont suffisamment fines pour représenter la vérité de la couche limite. J'ai moyenné horizontalement leurs champs à des résolutions plus grossières. J'ai calculé les parts résolue et sous-maille de la TKE, du flux de température potentielle, du flux d'humidité, de la variance de température potentielle et de celle du rapport de mélange à différentes résolutions à partir de ces moyennes. Le théorème des similitudes m'a permis de prouver que les partitions sous-maille/résolue dépendent, outre des paramètres typiques d'une couche limite convective, d'un nouveau paramètre adimensionné : la résolution normalisée, $\frac{\Delta x}{h+h_c}$. J'ai prouvé que mon analyse est réductible à l'étude d'une loi, appelée *loi de similitudes partielle*, uniquement dépendante de $\frac{\Delta x}{h+h_c}$ dans la couche mélangée et la zone d'entraînement.

Ces lois de similitudes partielles m'ont permis de définir, d'une part, les bornes de la zone grise : les résolutions entre 0,1 et $2(h+h_c)$ suivant le champ considéré, et d'autre part, une partition sous-maille/résolue de référence pour les couches limites convectives. Ensuite, elles ont prouvé que les structures cohérentes de couche limite ont des tailles différentes dépendant de la hauteur des plus grands tourbillons et du champ considéré. En particulier, les couches limites surmontées de nuages ont des structures plus larges que les couches limites sèches.

Enfin, j'ai calculé et étudié les termes de production (dynamique et thermique) aux échelles de la zone grise, afin de définir l'échelle à laquelle les paramétrisations de la turbulence sous-maille doivent prendre en compte les mouvements horizontaux. Dans les cas de couches limites en convection libre, les termes horizontaux peuvent être négligés à des résolutions supérieures à 250 m. En présence de vent fort, ils ne sont plus négligeables à 500 m de résolution. Ainsi, pour des échelles inférieures à ces échelles critiques, la paramétrisation de la turbulence doit utiliser des schémas tridimensionnels.

Quantification des défauts des paramétrisations actuelles

J’ai utilisé les LES et les lois de similitudes partielles pour quantifier les erreurs du schéma de turbulence d’un modèle de méso-échelle (Méso-NH) dans la zone grise de la turbulence. Pour cela, j’ai réalisé des simulations avec un schéma de turbulence tournant avec différentes longueurs de mélange (BL89 et DEAR), différentes dimensionnalités (1D et 3D) et avec la présence ou non d’un schéma de thermique en flux de masse (PM09). Alors que les paramètres totaux : hauteur de la couche limite, flux ou TKE totale sont bien modélisés par la paramétrisation opérationnelle actuelle (BL89-1D-PM09), la partition sous-maille/résolue est quant à elle mal représentée quelle que soit la configuration adoptée.

L’effet le plus notable mis en évidence est l’impact de la présence de PM09. Sans ce schéma de thermique, le mélange sous-maille n’est pas assez puissant, la couche limite est trop instable et la dynamique du modèle produit alors des thermiques trop larges et trop puissants. Avec PM09, c’est l’inverse qui se produit : la couche limite est trop stable et la turbulence n’est jamais résolue.

Thermiques dans la zone grise

Les deux premiers chapitres de cette étude indiquent que la représentation de la turbulence non locale est un paramètre essentiel dans la modélisation de la zone grise. C’est pourquoi je me suis donc concentrée sur les structures cohérentes de couche limite que sont les thermiques et, en particulier, leur part sous-maille.

De façon à circonscrire les thermiques sous-maille dans les champs de couche limite, j’ai adapté l’analyse conditionnelle de [Couvreur et al. \(2010\)](#). L’analyse modifiée permet d’extraire les champs de thermique sous-maille des champs LES.

Grâce à cet outil, j’ai étudié les caractéristiques des thermiques et, en particulier, de leur part sous-maille dans la zone grise. À méso-échelle, tout thermique est sous-maille. Dans la LES, il n’y a pas de thermique sous-maille puisqu’ils sont tous résolus. Dans la zone grise, les thermiques sous-maille sont de moins en moins puissants et leur flottabilité de plus en plus faible au fur et à mesure que la maille devient fine. Preuve est faite que, dans la zone grise, la fraction de thermique sous-maille n’est plus négligeable, de même que le vent vertical moyen. De plus, la tendance est un terme important à ces échelles alors qu’elle ne l’est pas à méso-échelle. Cependant, les flux intra-thermiques restent insignifiants quelle que soit la résolution.

Ainsi, trois des hypothèses sur lesquelles sont bâtis les schémas en flux de masse à méso-échelle ne sont plus vérifiées dans la zone grise.

Comment modéliser les thermiques dans la zone grise ?

Pour être valide aux échelles kilométriques et sub-kilométriques, un schéma en flux de masse doit prendre en compte des termes négligés à méso-échelle.

Pour aboutir à ce schéma, j'ai établi les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{w'\theta'_{lMF}} = M_u(\theta_{lu} - \overline{\theta_l}) \frac{1}{1-\alpha} \\ \overline{w'r'_{tMF}} = M_u(r_{tu} - \overline{r_t}) \frac{1}{1-\alpha} \\ \alpha = \frac{M_u}{(w_u - \overline{w})} \\ \frac{1}{M_u} \frac{\partial M_u}{\partial z} = \epsilon - \delta \\ \frac{1}{2} \frac{\partial (w_u - \overline{w})^2}{\partial z} = -\epsilon(w_u - \overline{w}) \frac{1}{1-\alpha} - (w_u - \overline{w}) \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} + (B_u - \overline{B}) - (\mathbb{P}_u - \overline{\mathbb{P}}) - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha \overline{w'^2 u}}{\partial z} \\ B_u = g \times \frac{(\theta_{vu} - \overline{\theta_v})}{\theta_v} \\ \theta_{vu} = f(\theta_{lu}, r_{tu}) \\ \frac{\partial \theta_{lu}}{\partial z} = -\epsilon(\theta_{lu} - \overline{\theta_l}) \frac{1}{1-\alpha} \\ \frac{\partial r_{tu}}{\partial z} = -\epsilon(r_{tu} - \overline{r_t}) \frac{1}{1-\alpha} \end{array} \right. \quad (5.34)$$

Ce schéma prend en compte non seulement la fraction de thermique sous-maille (α dans le système 5.34) et le vent vertical résolu (w_u), mais également la tendance, par le biais des termes d'entraînement et de déentraînement.

Ce système 5.34 a été fermé en paramétrant les taux d'entraînement et de déentraînement, ainsi que l'équation de la dynamique. Cette fermeture prend en compte la flottabilité et la vitesse verticale du thermique comme la fermeture du schéma à méso-échelle. Elle dépend en plus de la résolution du modèle.

$$\epsilon = \max(0, \frac{\frac{0,89}{1-\alpha}}{1 + \frac{0,89}{1-\alpha}} ((0,5 + 0,25 \times (\frac{\Delta x}{h + h_c})^{-0,9}) \frac{(B_u - \overline{B})}{(w_u - \overline{w})^2} - 0,004 - \frac{1}{(w_u - \overline{w})} \frac{\partial \overline{w}}{\partial z}))$$

$$\delta = \max(0, -\frac{\frac{0,89}{1-\alpha}}{1 + \frac{0,89}{1-\alpha}} ((0,5 + 0,25 \times (\frac{\Delta x}{h + h_c})^{-0,9}) \frac{(B_u - \overline{B})}{(w_u - \overline{w})^2} - \frac{1}{(w_u - \overline{w})} \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} + 0,012 \frac{\sqrt{\frac{r_{tu} - \overline{r_t}}{r_t}}}{(w_u - \overline{w})^2}))$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial (w_u - \overline{w})^2}{\partial z} = (0,5 + 0,25 \times (\frac{\Delta x}{h + h_c})^{-0,9}) (B_u - \overline{B}) - (\frac{\epsilon}{1-\alpha} + 0,004) (w_u - \overline{w})^2 - (w_u - \overline{w}) \frac{\partial \overline{w}}{\partial z}$$

Perspectives

Fermeture du schéma

La fermeture proposée est fonction de la résolution du modèle. Cependant, une partie des effets de la résolution est prise en compte par la flottabilité et la vitesse verticale du thermique sous-maille présentent dans les équations. Le fait que la résolution apparaisse explicitement et en sus tend à prouver que dans la zone grise les taux d'entraînement et de déentraînement dépendent d'autres phénomènes que nous n'avons pas pris en compte, notamment le cisaillement vertical de vent horizontal. En effet, en penchant les structures, le vent va modifier la prise en compte des thermiques par le flux de masse qui les considèrent par construction comme uniquement verticaux. Cet effet doit sans doute entrer dans la paramétrisation.

Développements futurs

Cette étude propose des améliorations des paramétrisations actuelles dans la zone grise. Celles-ci doivent bénéficier tout d'abord au modèle de recherche Mésos-NH. L'implémentation et les tests du nouveau schéma de thermique sont en cours à l'heure de la rédaction de ce manuscrit. Cette paramétrisation permettra d'utiliser le modèle dans la zone grise, mais également de modéliser à méso-échelle une meilleure transition de la convection peu profonde à la convection profonde. En effet, le schéma fournit théoriquement un thermique sous-maille qui s'éteint de lui-même lorsque la turbulence doit être résolue.

Ensuite, il s'agira d'implémenter ce schéma dans le modèle opérationnel AROME. Son schéma d'advection est beaucoup plus diffusif que celui de Mésos-NH. Ceci implique que les plus petits mouvements que le modèle AROME résoudra seront beaucoup plus larges que ceux de Mésos-NH. Les lois de similitudes partielles ne peuvent donc pas être appliquées telles quelles à AROME. Dans ce cas, le modèle ne devra pas reproduire la partition fixée par sa résolution, mais celle fixée par sa résolution effective.

Enfin, à l'heure actuelle, les mouvements turbulents horizontaux sont négligés dans le modèle AROME : seule l'organisation verticale est requise par la paramétrisation de la turbulence. Mais lorsqu'AROME tournera à une échelle où la paramétrisation des mouvements horizontaux sera essentielle, la définition des gradients horizontaux se révélera nécessaire.

Nouveaux cas d'études dans la couche limite

Cette étude s'est portée sur le cas des couches limites convectives où la turbulence est dominée par les flux de chaleur. La zone grise des couches limites neutres, où la turbulence est dominée par la production dynamique, reste inexplorée. Il serait intéressant de l'étudier et de déterminer les défauts des paramétrisations actuelles dans le but de définir des pistes d'améliorations. Pour cela, le CNRM possède déjà une LES de couche limite neutre : CASES-99 ([Drobiniski et al. \(2007\)](#)) qu'il suffirait d'exploiter de la même manière que dans notre étude. L'outil de moyenne développé ici fournirait une référence pour des résolutions plus larges que la LES. Mais du fait de l'absence de thermique dans les couches neutres, seule la partie en K-gradient pourra être améliorée. Il pourra par exemple être envisagé de perfectionner la longueur de mélange.

Travaux similaires dans d'autres régions atmosphériques

La représentation de la turbulence par les modèles d'échelle fine pourrait être étudiée dans d'autres régions de l'atmosphère ou de l'océan. En particulier, il serait intéressant de modéliser les nuages de convection profonde. Des travaux entamés au CNRM et au NCAR ([Khairoutdinov et al. \(2009\)](#)) s'appuient, comme ceux de cette thèse, sur des simulations idéalisées à très fine résolution. Ils s'en servent pour détecter et analyser les défauts des modèles dans des cas de convection profonde à des résolutions de la zone grise de la turbulence ou de la convection. Cette étude est cependant délicate puisqu'en plus des paramètres étudiés dans la couche limite, il est nécessaire de prendre en compte la micro-physique du nuage. En outre, il sera nécessaire de revoir le protocole que j'ai développé dans cette thèse puisque la turbulence, continûment distribuée dans la couche limite, est intermittente dans l'atmosphère libre.

Quoi qu'il en soit, le travail effectué lors de cette thèse et les perspectives proposées indiquent que ce sujet, neuf il y a encore trois ans, est un thème crucial. Les développements

rapides qui ont pu être réalisés rendent optimistes sur les futures recherches dans le domaine et constituent un cadre enthousiasmant pour la suite des travaux.

Annexe A

Définition des variables météorologiques

On a coutume de représenter la stabilité de l'atmosphère par le gradient de *température potentielle* défini comme :

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{Ra/Cpa} \quad \text{où} \quad \left\{ \begin{array}{l} \theta \text{ est la température potentielle,} \\ T \text{ est la température au niveau de mesure,} \\ P_0 \text{ est la pression de référence de 1000 hPa,} \\ P \text{ est la pression au niveau de mesure,} \\ Ra \text{ est la constante des gaz parfaits divisée} \\ \text{par la masse molaire de l'air sec et} \\ Cpa \text{ est la capacité thermique de l'atmosphère sèche.} \end{array} \right.$$

Cette quantité est une variable conservative dans une atmosphère sèche. De manière générale, un gradient de température potentielle positif indique une atmosphère stable, alors qu'un gradient négatif indique que l'atmosphère est instable.

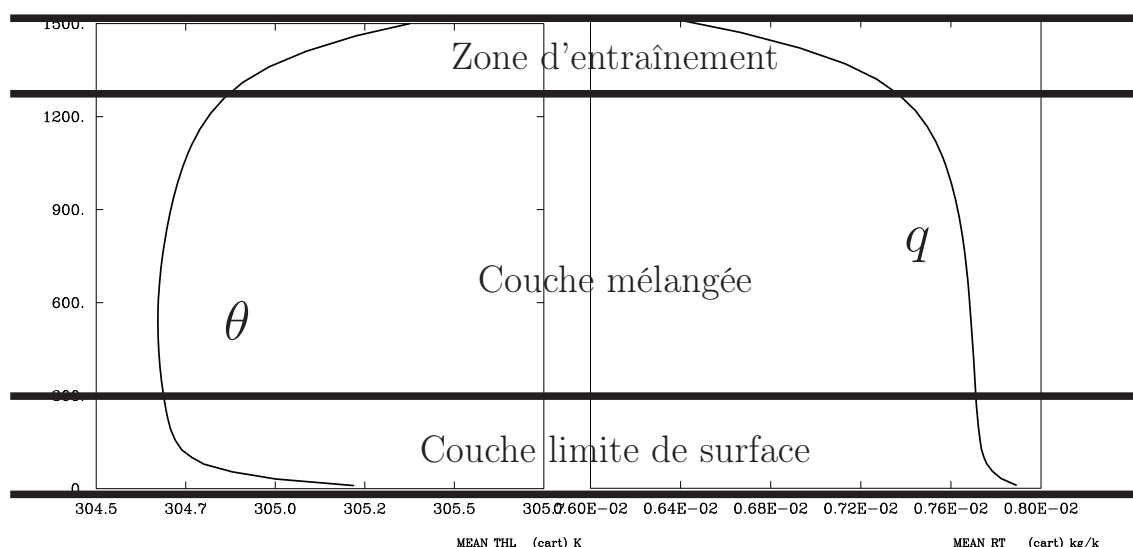


FIGURE A.1 – Profils verticaux de température potentielle (θ) et de rapport de mélange (q) dans une couche limite convective simulée ($IHOP_{2002}$ après 6 heures de simulation).

Un second champ permettant l'analyse de la couche limite est le champ d'humidité. En effet, du fait du stockage de l'eau dans le sol, la couche limite est source d'humidité. Par conséquent, elle est plus humide que l'atmosphère libre (cf. Fig. A.1). Cette eau évaporée vers l'atmosphère est un paramètre important puisqu'il pilote en grande partie la stabilité de l'atmosphère. La définition de cette quantité peut varier. Dans cette thèse, seul le *rapport de mélange* a été utilisé pour la mesure de l'humidité. Il est défini comme :

$$q = \frac{m_v}{m_a} \quad \text{où} \quad \begin{cases} q \text{ est le rapport de mélange en vapeur d'eau,} \\ m_v \text{ est la masse de vapeur d'eau et} \\ m_a \text{ est la masse d'air sec.} \end{cases}$$

La *température virtuelle* est la température qu'aurait de l'air sec qui posséderait la même masse volumique et la même pression que l'air humide.

$$T_v = T \times (1 + 0.608q) \quad \text{où} \quad T_v \text{ est la température virtuelle.}$$

De même, la *température potentielle virtuelle* est la température potentielle qu'aurait de l'air sec qui posséderait la même masse volumique et la même pression que l'air humide. Ainsi, avec les mêmes notations que précédemment :

$$\theta_v = T_v \left(\frac{P_0}{P} \right)^{Ra/Cp}$$

En présence de nuage, des gouttelettes d'eau nuageuse (liquide) apparaissent et dans les nuages d'altitude des cristaux de glace sont également présents. Ainsi, il nous faut introduire q_t le rapport de mélange en eau totale :

$$q_t = \frac{m_v + m_l + m_g}{m_a} \quad \text{où} \quad \begin{cases} q_t \text{ est le rapport de mélange eau totale,} \\ m_l \text{ est la masse d'eau liquide et} \\ m_g \text{ est la masse de glace d'eau} \end{cases}$$

q_t est conservatif pour les transformations adiabatiques avec changement de phase. De plus, les nuages produisent un dégagement de chaleur latente par condensation de la vapeur d'eau. L'hypothèse d'une particule adiabatique n'est pas respectée dans ces conditions et la température potentielle n'est plus conservée. Il existe également une température potentielle conservative par changement de phase, la température potentielle liquide :

$$\theta_l = \theta \exp\left(\frac{L_v q_c}{C_{pd} T}\right) \quad \text{où} \quad \begin{cases} \theta_l \text{ est la température potentielle liquide,} \\ L_v \text{ est la chaleur latente et} \\ C_{pd} \text{ est la capacité thermique de l'eau} \end{cases}$$

Une autre variable conservative par changement de phase est la température potentielle équivalente, utilisée entre autre dans les diagrammes de [Paluch \(1979\)](#) :

$$\theta_e = \theta \exp\left(\frac{L_v q}{C_{pd} T}\right) \quad \text{où} \quad \theta_e \text{ est la température potentielle équivalente.}$$

Les variables présentées précédemment sont souvent utilisées comme des variables moyennes, par exemple les profils moyens de température potentielle informent sur la

stabilité de la CLA ; ils représentent la stabilité moyenne de la couche. Mais cette représentation moyenne ne permet pas de décrire ce qui nous intéresse : la turbulence. Le caractère aléatoire de la turbulence rend délicate toute représentation exacte des mouvements. Les statistiques sont alors couramment utilisées pour la décrire. Ainsi, si α est un paramètre quelconque (par exemple la température potentielle), sa moyenne sera par la suite notée $\bar{\alpha}$ et l'écart à cette moyenne α' de sorte que $\alpha = \alpha' + \bar{\alpha}$. Une telle notation implique que $\overline{\alpha'^2}$ est la variance de α , $\overline{u'_i \alpha}$ est un flux massique de α dans la direction de la composante u_i du vent. En particulier, $\overline{u'_i \theta_v}$ est le flux de flottabilité, $\overline{u'_i \theta_l}$ le flux de chaleur sensible et $\overline{u'_i q_t}$ le flux d'humidité. De tels paramètres sont appelés paramètres turbulents. En particulier, la turbulence se définit couramment par l'énergie cinétique turbulente (TKE¹), dont l'équation est obtenue par une combinaison linéaire des variances des composantes du vent :

$$e = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad \text{où} \quad \begin{cases} e \text{ est la TKE,} \\ u \text{ est le vent zonal,} \\ v \text{ est le vent méridien et} \\ w \text{ est le vent vertical} \end{cases}$$

1. Turbulente Kinetic Energy

Annexe B

Calcul direct des taux d'entraînement et de déentraînement

Dans un premier temps, les taux ont été calculés de façon directe par le calcul des flux horizontaux entre le thermique et l'environnement. Pour déterminer la définition de E , l'entraînement et de D le déentraînement, nous nous sommes référés à la définition du chapitre 5.1.

Le domaine étudié est quadrillé par une maille horizontale carrée de côté Δx . Le champ LES étant divisés en mailles de thermique ou d'environnement. Dans la première étape, les flux entrant et sortant du thermique (les échanges de masse) sont calculés par la technique de calcul de l'entraînement et de déentraînement nuageux de Rio (2007). Seules des mailles de bord du thermique sont prises en compte. Le vent à la frontière entre la maille du thermique et la maille libre de thermique est calculé. Ici, u et v sont les composantes horizontales du vent (cf. Fig. B.1). Dans la direction Ouest-Est :

- si le vent zonal u est dirigé vers une maille d'environnement : $D = D + |u|$
- si le vent zonal u est dirigé vers une maille de thermique : $E = E + |u|$

De même, dans la direction Nord-Sud :

- si le vent méridien v est dirigé vers une maille d'environnement : $D = D + |v|$
- si le vent méridien v est dirigé vers une maille de thermique : $E = E + |v|$

C'est ainsi qu'est calculée la partie

$$\oint_{\vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) \leq 0} \vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) dl$$

ou

$$\oint_{\vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) \geq 0} \vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) dl$$

des définitions de l'entraînement et du déentraînement. Ces définitions considèrent l'air qui entre ou sort du thermique sans déplacer les bords du thermique.

Puis sont ajoutées les parts, $E = E - \alpha(1 - \alpha)\vec{\nabla}_h \cdot \vec{v}_h$, où α est calculée directement par moyenne du champ de thermique sur une maille de résolution Δx centrée sur le point où est calculé E et le gradient est calculé à partir des mailles de résolution Δx qui jouxte celle où est calculé E (cf. Fig. B.2). De même, $D = D - \alpha^2 \vec{\nabla}_h \cdot \vec{v}_h$.

Enfin, $E = E - (1 - \alpha) \oint \vec{n} \cdot \vec{v}_i dl$, où $\oint \vec{n} \cdot \vec{v}_i dl$ est par différence entre deux instants du champ de thermique d'une maille de résolution Δx centrée sur le point où est calculé E : $\oint \vec{n} \cdot \vec{v}_i dl = (\mathcal{A}(t+1) - \mathcal{A}(t)) \frac{62,5 \times 62,5}{\delta t}$, où $\mathcal{A}$ est le champ de thermique obtenu par

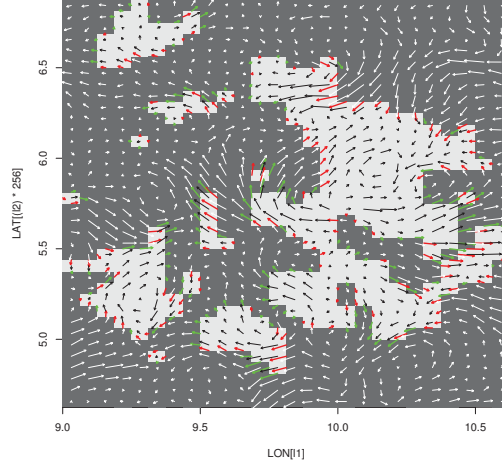


FIGURE B.1 – Zoom sur un thermique au milieu de la couche limite (LES). Le champ grisé est la fraction de thermique (blanc : thermique, noir : libre de thermique). Les flèches représentent l'anomalie du vent horizontal (vent horizontal moins vent moyen sur le domaine) : en vert le vent sortant du nuage en rouge le vent entrant dans le nuage.

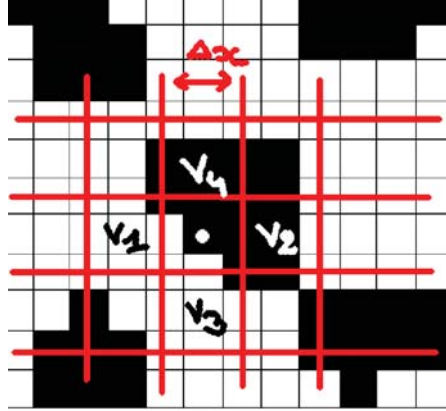


FIGURE B.2 – Schéma du calcul du gradient de vent moyen. La maille où se fait le calcul est la maille où se trouve le point gris. La grille LES est en noir, la grille de résolution Δx est en rouge. Les vitesses notée V_1 à V_4 sont les vitesses résolues zonales pour V_1 et V_2 , méridiennes pour V_3 et V_4 .

analyse conditionnelle aux temps t et $t + \delta t$ (cf. Fig. B.3). $\mathcal{A}_i$ vaut 1, s'il s'agit qu'une maille de thermique et 0 sinon.

Enfin, pour obtenir les taux d'entraînement (ϵ) et de déentraînement (δ), l'entraînement et le déentraînement sont divisés par le flux de masse dans la maille Δx . Les taux d'entraînement et de déentraînement d'un thermique sont donnés en exemple sur la figure B.4.

Cette méthode nous a fourni des valeurs deux fois supérieures à celles proposées par Siebesma et Cuijpers (1995) par exemple. Romps et Kuang (2011) utilise une méthode proche de celle que nous avons mise en place. Comme nous, il définit un champ de thermique qu'il nomme « activité locale ». Cette analyse définit les flux entrant et sortant comme une propriété locale et non comme une propriété moyenne sur l'ensemble du thermique (ϕ_u) ou sur l'ensemble de l'environnement (ϕ_e). Rooy et al. (2011) expliquent que la maille de thermique qui détraîne est moins chaude et moins humide que la moyenne sur le thermique.

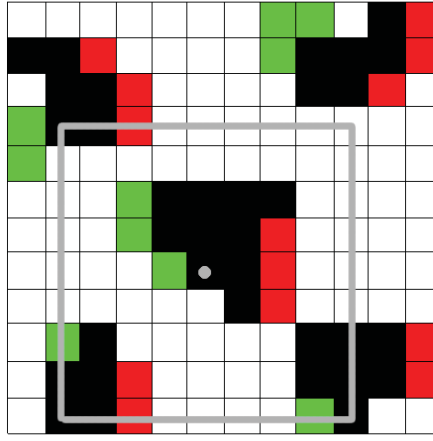


FIGURE B.3 – Schéma du calcul de l'entraînement. En blanc, les mailles d'environnement aux temps t et $t + \delta t$. En noir, les mailles de thermique aux temps t et $t + \delta t$. En rouge, les mailles de thermique au temps t et d'environnement au temps $t + \delta t$. En vert, les mailles d'environnement au temps t et de thermique au temps $t + \delta t$.

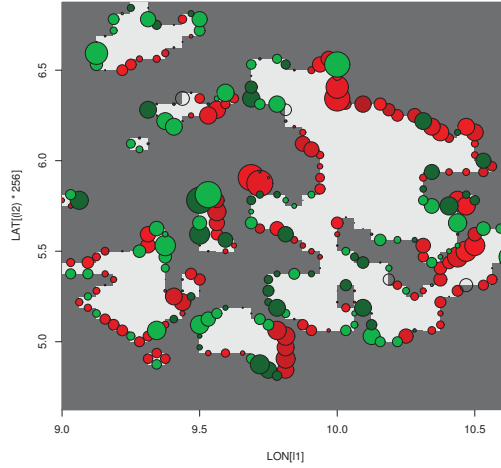


FIGURE B.4 – Zoom sur un thermique au milieu de la couche limite (LES). Le champ grisé est la fraction de thermique (blanc : thermique, noir : libre de thermique). Les points sont les valeurs des taux entre le thermique et l'environnement (rouge : taux d'entraînement, vert : taux de déentraînement).

L'approche locale fournit donc des taux d'entraînement et de déentraînement plus forts que le modèle de [Siebesma et Cuijpers \(1995\)](#).

Nous en déduisons que l'approche locale fournit bien l'entraînement et le déentraînement dans le thermique. Mais ce n'est pas tout à fait ce que l'on veut. En effet, la simplification de la divergence des flux horizontaux par l'entraînement/déentraînement à travers le thermique repose sur le fait que ϕ_e est homogène, sur la bordure du thermique de sorte que ϕ_e puisse entrer sous l'intégrale, *i.e.* :

$$E\phi_e = -\frac{1}{A} \oint_{\vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) \leq 0} \vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) d\phi_e = -\frac{1}{A} \oint_{\vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) \leq 0} \vec{n} \cdot (\vec{v}_h - \vec{v}_i) \phi dl$$

Annexe C

Diagnostic de moyenne sur la grille C d'Arakawa

La maille du modèle Mésio-NH est une grille C d'Arakawa. Ceci signifie que les composantes du vent et les termes thermodynamiques ne sont pas calculés aux mêmes points sur la grille. Ainsi, les variables thermodynamiques sont calculées au centre de la maille, les composantes du vent sont au centre dans face du rectangle qu'est une maille (cf. Fig. C.1) et les flux se situent au centre de l'arrête la plus proche des variables constituant ce flux. Il faut ainsi faire attention à la place des valeurs moyennées sur la nouvelle grille. Il faut en effet que les flux se situent au bon point sur la grille correspondante. Pour cela, la grille cyclique est modifiée de façon à obtenir la moyenne à la bonne place.

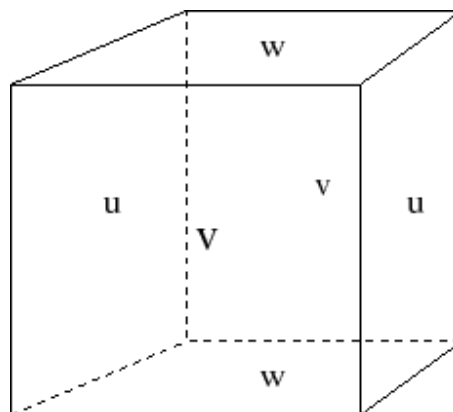


FIGURE C.1 – Grille C d'Arakawa. Les composantes du vent sont calculées sur chaque face de la maille (aux différents points de flux). Les variables thermodynamiques sont calculées au centre de la maille (au point de masse).

Comme on peut le voir sur l'exemple de la figure C.2, si les moyennes du vent zonal sur 4 mailles se font sur la grille originale, la moyenne ne se situe pas au point de flux de la nouvelle maille (flèche transparente sur la figure C.2). Ceci provoque des erreurs dans le calcul des flux. Ainsi, pour les composantes zonale et méridienne du vent, les grilles sont décalées dans la direction des X pour le vent zonal et dans celle des Y pour le vent méridien de $\frac{\Delta x - 1}{2}$. Le champ est cyclique, donc le flux qui sort par une des faces entre dans le domaine par la face opposée. Ainsi, décaler les premières mailles de la grille de $\frac{\Delta x - 1}{2}$ mailles ne change pas le champ. Le champ de vent est recalculé sur la nouvelle grille (flèches fines rouges sur la figure C.2). La moyenne calculée sur ce champ fournit le vent zonal du point de flux de la grille de résolution Δx (flèche rouge épaisse sur la figure C.2).

La corrélation entre le vent vertical (anneau rouge sur la figure C.2) et le vent zonal est alors comparable au résultat d'un modèle tournant à ces résolutions.

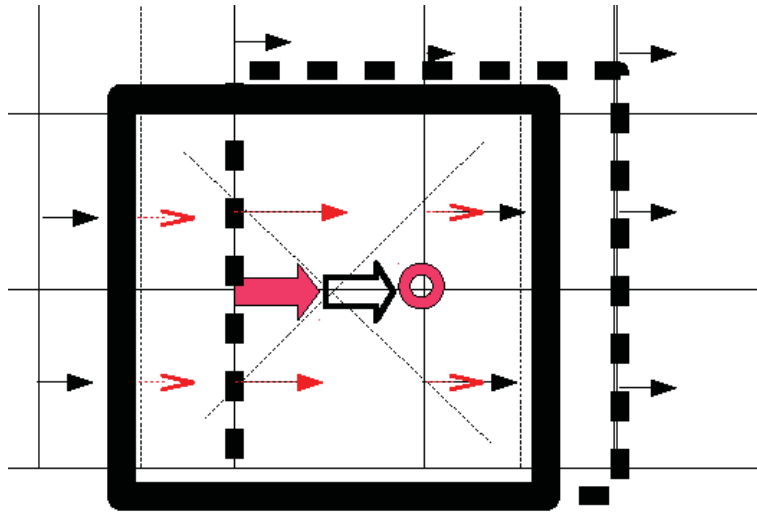


FIGURE C.2 – Schéma de grille déplacée et calcul de la moyenne du champ.

Annexe D

Liste des symboles et acronymes

Acronymes

ALADIN	Aire Limitée Adaptation dynamique Développement InterNational
AMMA	Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine
AMTEX	Air Mass Transformation EXperiment
ARPEGE	Action de Recherche Petite Échelle Grande Échelle
ARM	Atmospheric Radiation Measurement Program
AROME	Application de la Recherche à l'Opérationnel à Mésos-Échelle
ATEX	Atlantic Tradewind EXperiment
BL89	Longueur de mélange de Bougeault et Lacarrère (1989)
BLLAST	Boundary Layer Late Afternoon and Sunset Turbulence
BOMEX	Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment
CaPE	Convection and Precipitation/Electrification Experiment
CASES	Cooperative Atmosphere-Surface Exchange Study experiment
CCS	Closed cells System (Cellules fermées)
CLA	Couche Limite Atmosphérique
CLP	Couche Limite Planétaire
CLS	Couche Limite de Surface
CM	Couche Mélangée
CNRM	Centre National de Recherche Météorologique
CRCM	Canadian Regional Climate Model
CRM	Cloud Resolving Model
DEAR	Longueur de mélange de Deardorff
DNS	Direct Numerical Simulation
FIRE	First ISCCP Regional Experiment
FOM	Forth Order Method
GABLS	GEWEX Atmospheric Boundary Layer Study
GARP	Global Atmospheric Research Program
GATE	GARP Atlantic Tropical EXperiment
GEWEX	Global Energy and Water cycle EXperiment
GMME	Groupe de Météorologie de Moyenne Echelle
IFS	Integrated Forecast System (Système de prévision intégré)
IHOP	International H_2O Projet

ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
LES	Large Eddies Simulation (Simulation aux grands tourbillons)
LCL	Lifted Condensation Level
LFC	Level of Free convection (Niveau de convection libre)
LNB	Level of Negative Buoyancy
MASEX	Mesoscale Air-Sea Exchange
MIZEX	Marginal Ice Zone Experiment
NHRE	National Hail Research Experiment
OCS	Open cells System (Cellules ouvertes)
TKE	Turbulent Kinetic Energy (Énergie cinétique turbulente)
TOM	Third Order Method
TRAC	Turbulence Radar Avion Cellules
TURBAU	TURBulence Atmosphérique et Urbaine
WRF	Weather Research and Forecasting
ZCB	Hauteur de la base du nuage
ZE	Zone d'Entraînement

Notations

A	Aire de la maille
A_u	Aire des thermiques sous-maille
β	Paramètre de flottabilité
B	Flottabilité
Cp_a	Constante météorologique des gaz parfaits de l'air sec
$E0$	Flux d'humidité en surface
E	Entraînement
ϵ	Taux d'entraînement
D	Détrainement
Δx	Résolution
δ	Taux de détrainement
F	Somme des sources et des puits
f	Paramètre de Coriolis
h	Hauteur de la couche limite
K	Coefficient d'échange turbulent
ν	Viscosité cinématique
ν_θ	Conductivité thermique
ν_{qt}	Diffusivité moléculaire de l'air
θ	Température potentielle
M	Flux de masse
M_c	Flux de masse dans le nuage
M_u	Flux de masse dans le thermique
m_a	Masse d'air sec
m_l	Masse d'eau liquide
m_v	Masse de vapeur d'eau

q	Rapport de mélange en vapeur d'eau
q_t	Rapport de mélange en eau totale
θ_e	Température potentielle équivalente
θ_l	Température potentielle de l'eau liquide
γ	Terme de contre-gradient
P	Pression
$\dot{Q}$	Taux d'apport de chaleur
R	Constante météorologique des gaz parfaits
R_a	Chaleur massique à pression constante de l'air sec
ρ	Masse volumique
$\vec{g}$	Accélération de la pesanteur
$\vec{\Omega}$	Vecteur vitesse angulaire de la rotation de la Terre
L	Longueur de Bougeault et Lacarrère (1989)
L_b	Longueur de Bougeault et Lacarrère (1989) vers le bas
L_h	Longueur de Bougeault et Lacarrère (1989) vers le haut
L_{MO}	Longueur de Monin-Obukhov
$\vec{\nabla}_h$	Vecteur gradient horizontal
$\vec{v}_h$	Vecteur vent horizontal
ϕ	Paramètre
P	Pression
$\mathbb{P}$	Termes de pression
Q_0	Flux de chaleur de surface
S_{q_t}	Taux de changement d'humidité
T_v	Température virtuelle
u^*	Échelle de vitesse de la couche limite neutre : vitesse de friction
w^*	Échelle de vitesse de la couche limite convective : vitesse convective globale

Notations statistiques

α est un paramètre quelconque :

$\bar{\alpha}$	valeur de α résolue par le modèle LES
$\bar{\alpha}^{\Delta x}$	la moyenne horizontale sur une maille de taille Δx de α
$\langle \alpha \rangle$	la moyenne horizontale sur l'ensemble du domaine de α
α'	l'écart de α à $\bar{\alpha}$
ϕ_a	ϕ de l'air sec
ϕ_v	ϕ de l'air humide
ϕ_u	Moyenne de ϕ sur l'aire du thermique sous-maille
ϕ_c	Moyenne de ϕ sur l'aire nuageuse
ϕ_e	Moyenne de ϕ sur l'environnement

Bibliographie

- André, J. C., G. De Moor, P. Lacarrère, G. Therry, et R. Du Vachat, 1978, Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *35*, 1861–1883, 1978.
- Arakawa, A., et W. Schubert, 1974, Interaction of the cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, part i, *J. Atmos. Sci.*, *31*, 674–701, 1974.
- Asai, T., 1966, Cloud bands over the japan sea off the hokuriku district during a cold air outburst, *Pap. Meteor. Geophys. (Tokyo)*, *16*, 179–194, 1966.
- Atkinson, B. W., et J. W. Zhang, 1996, Mesoscale shallow convection in the atmosphere, *Reviews of Geophysics*, *34*, 403–431, 1996.
- Ayotte, K. W., P. P. Sullivan, A. Andrén, S. C. Doney, A. A. Holtslag, W. G. Large, J. C. McWilliams, C.-H. Moeng, M. J. Otte, J. J. Tribbia, et J. C. Wyngaard, 1996, An evaluation of neutral and convective planetary boundary-layer parameterizations relative to large eddy simulations, *Boundary-Layer Meteorology*, *79*, 131–175, 1996.
- Bernard-Trottole, S., B. Campistron, A. Druilhet, F. Lohou, et F. Saïd, 2004, TRAC98 : Detection of coherent structures in a convective boundary layer using airborne measurements, *Boundary-Layer Meteorology*, *111*, 181–224, 2004.
- Blossey, P., et D. Durran, 2008, A simple, effective weno-like smoothness metric for use in conservative models of scalar advection., *J. Comput. Phys.*, *227*, 5160–5183, 2008.
- Blyth, A. M., W. A. Cooper, et J. B. Jensen, 1988, A study of the source of entrainment air in montana cumuli, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 3944–3964, 1988.
- Bougeault, P., et P. Lacarrère, 1989, Parametrisation of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model, *Mon. Wea. Rev.*, *117*, 1872–1890, 1989.
- Boussinesq, J., Essai sur la théorie des eaux courantes, in *Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences*, vol. 23, 1–680, 1877.
- Bretherton, C., et P. Smolarkiewicz, 1988, Gravity waves, compensating subsidence and detrainment around cumulus clouds., *Journal of the Atmospheric Sciences*, *46*, 740–759, 1988.
- Brown, A., R. Cederwall, A. Chlond, P. Duynkerke, J.-C. Golaz, M. Khairoutdinov, D. Lewellen, A. Lock, M. Macvean, C.-H. Moeng, R. Neggers, A. Siebesma, et B. Stevens, 2002, Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *128*, 1075–1093, 2002.
- Brown, R. A., 1972, On the inflection point instability of a stratified ekman boundary layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *29*, 850–859, 1972.

- Brümmer, B., S. Bakan, et H. Hinzpeter, 1985, Kontur : Observations of cloud streets and open cellular structures, *Dyn. Atmos. Oceans*, 9, 281–296, 1985.
- Buckingham, E., 1914, On physically similar systems ; illustrations of the use of dimensional equations, *Phys. Rev. E*, IV(4), 345–376, 1914.
- Canut, G., F. Couvreux, M. Lothon, D. Pino, et F. Said, 2011, Entrainment in the sahelian boundary layer analysed by observations and large-eddy simulations, *in revision Boundary-Layer Meteorol.*, 2011.
- Canuto, V. M., F. Minotti, C. Ronchi, R. M. Ypma, et O. Zeman, 1994, Second-order closure pbl model with new third-order moments : Comparison with les, *J. Atmos. Sci.*, 51, 1605–1618, 1994.
- Chaboureaud, J.-P., F. Guichard, J.-L. Redelsberger, et J.-F. Lafore, 2004, The role of stability and moisture in the diurnal cycle of convection over land, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130, 3105–3117, 2004.
- Cheng, Y., V. Canuto, et A. Howard, 2002, An improved model for the turbulent pbl, *J. Atmos. Sci.*, 59, 1550–1565, 2002.
- Chou, S. H., D. Atlas, et E. Yech, 1986, Turbulence in a convective marine atmospheric boundary layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43, 547–564, 1986.
- Chou, S. H., et M. D. Ferguson, 1991, Heat fluxes and roll circulations over the western gulf stream during an intense cold air outbreak, *Boundary-Layer Meteorology*, 55, 255–282, 1991.
- Clarke, R., The wangara experiment : Boundary layer data, technical report, CSIRO, Australia, 1971.
- Couvreux, F., F. Guichard, J.-L. Redelsberger, C. Kiemle, V. Masson, J.-P. Lafore, et C. Flamant, 2005, Water vapour variability within a convective boundary-layer assessed by large-eddy simulations and ihop2002 observations, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131, 2665–2693, 2005.
- Couvreux, F., F. Hourdin, et C. Rio, 2010, Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. part i : A parametrization-oriented conditional sampling in large-eddy simulations., *Boundary-Layer Meteorol*, 134, 441–458, 2010.
- Couvreux, F., *Variabilité de la vapeur d'eau de la couche limite convective continentale*, Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2005.
- Cuxart, C., P. Bougeault, et J.-L. Redelsberger, 2000, A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126, 1–30, 2000.
- Davis, R. M., et G. Taylor, 1950, The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical*, 200, 375–390, 1950.
- De Moor, G., *Couche Limite Atmosphérique et Turbulence*, vol. 16 of *Cours et Manuels*, Météo France, 2006.
- De Roode, S. R., P. G. Duynkerke, et H. J. J. Jonker, 2004, Large-eddy simulation : How large is large enough?, *J. Atmos. Sci.*, 61, 403–421, 2004.
- Deardorff, J. W., 1970a, Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection, *J. Atmos. Sci.*, 27, 1211–1213, 1970a.

- Deardorff, J. W., 1970*b*, A numerical study of the three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, *41*, 453–470, 1970*b*.
- Deardorff, J. W., 1972*a*, Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *29*, 91–115, 1972*a*.
- Deardorff, J. W., 1972*b*, Theoretical expression for the counter gradient vertical flux, *J. Geophys. Res.*, *77*, 5900–5904, 1972*b*.
- Denis, B., J. Côte, et R. Laprise, 2002, Spectral decomposition of two-dimensional atmospheric field on limited-area domains using the discrete cosine transform, *Mon. Wea. Rev.*, *130*, 1812–1829, 2002.
- DE ROODE, S., A. SIEBESMA, H. JONKER, et Y. de VOOGD, 2012, Parametrization of the vertical velocity equation for shallow cumulus clouds, *Mon. Wea. Rev. (in press)*, 2012.
- Driedonks, A. G. M., 1982, Models and observations of the growth of the atmospheric boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, *23*, 283–306, 1982.
- Drobinski, P., P. Carlotti, J.-L. Redelsperger, R. Banta, V. Masson, et R. Newsom, 2007, Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, *64*, 137–156, 2007.
- Etling, D., et R. Brown, 1993, Roll vortices in the planetary boundary layer : A review, *Boundary-Layer Meteorology*, *65*, 215–248, 1993.
- Eymard, L., et A. Weill, 1982, Investigation of the clear air convective structures in the pbl using a dual doppler radar and a doppler sodar, *J. Appl. Meteorol.*, *21*, 1891–1906, 1982.
- Faller, A. J., 1965, Large eddies in the atmospheric boundary layer and their possible role in the formation of cloud rows, *Journal of The Atmospheric Sciences*, *22*, 176–184, 1965.
- Ferrare, R. A., J. L. Schols, E. W. Eloranta, et R. Coulter, 1991, Lidar observations of banded convection during blx83, *J. Appl. Meteorol.*, *30*, 312–326, 1991.
- Frisch, A. S., et J. A. Businger, 1973, A study of convective elements in the atmospheric surface layer, *Bound. Layer Meteor.*, *3*, 301–328, 1973.
- Galperin, B., et S. A. Orszag, 1993, Large-eddy simulation of complex engineering and geophysical flows, *Cambridge University Press*, 1993.
- Gifford, F. A., 1953, A study of low-level air trajectories at oak ridge, tenn, *Monthly Weather Review*, *81*, 179–192, 1953.
- Grant, H. L., R. W. Stewart, et A. Moilliet, 1962, Turbulence spectra from a tidal channel., *J. Fluid Mech*, *12*, 241–263, 1962.
- Gregory, D., 2001, Estimation of entrainment rate in simple models of convective clouds., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *127*, 53–72, 2001.
- Grossman, R. L., 1982, An analysis of vertical velocity spectra obtained in the bomex fair-weather, trade-wind boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, *23*, 323–357, 1982.
- Hall, F., J. Edinger, et W. Neff, 1975, Convective plumes in the planetary boundary layer, investigated with an acoustic echo sounder, *J. Appl. Meteor.*, *14*, 513–523, 1975.

- Heus, T., G. V. Dijk, H. J. J. Jonker, et H. E. A. V. D. Akken, 2008, Mixing in shallow cumulus clouds studied by lagrangian particle tracking, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *65*, 2581–2597, 2008.
- Heus, T., et H. J. J. Jonker, 2008, Subsiding shells around shallow cumulus clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *65*, 1003–1018, 2008.
- Holland, J., et J. Rasmussen, 1969, Measurements of the atmospheric mass, energy, and momentum budget over a 500-kilometer square of tropical ocean, *Monthly Weather Review*, *101*, 44–55, 1969.
- Holtstag, B., 2006, Gewex atmospheric boundary-layer study (gabl) on stable boundary layers, *J. Atrnos. Sci.*, *118*, 243–246, 2006.
- Honnert, R., V. Masson, et F. Couvreux, 2011, A diagnostic for evaluating the representation of turbulence in atmospheric models at the kilometric scale., *J. Atmos. Sci.*, *68*, 3112–3131, 2011.
- Hourdin, F., F. Couvreux, et L. Menut, 2002, Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals, *J. Atmos Sci.*, *59*, 1105–1122, 2002.
- Izumi, Y., 1971, Kansas 1968 field program data report., *J. Atrnos. Sci.*, *39*, 2239–2248, 1971.
- Johnson, A. S., T. M. RICKENBAC, STEVEN, A. RUTLEDGE, P. E. CIESIELSKI, et W. H. SCHUBERT, 1999, Trimodal characteristics of tropical convection, *J. Atmos. Sci.*, *12*, 2397–2418, 1999.
- Jonker, H. J. J., T. Heus, et P. P. Sullivan, 2008, A refined view of vertical mass transport by cumulus convection, *Geophysical Research Letters*, *35*, 2008.
- Kaimal, J. C., et J. A. Bussinger, 1970, Case studies of a convective plume and a dust devil, *J. Appl. Met.*, *9*, 612–620, 1970.
- Kaimal, J. C., 1974, Translation speed of convective plumes in the atmospheric surface layer, *Quart. J. R. Met, Soc.*, *100*, 46–52, 1974.
- Kain, J. S., et J. M. Fritsch, 1990, A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parametisation, *J. Atmos. Sci.*, *47*, 2784–2802, 1990.
- Kelly, R. D., 1984, Horizontal roll and boundary-layer interactions observed over lake michigan, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *41*, 1816–1826, 1984.
- Khairoutdinov, M., S. Krueger, C.-H. Moeng, P. Bogenschutz, et D. Randall, 2009, Large-eddy simulation of maritime deep tropical convection, *J. Adv. Model. Earth Syst.*, *1*, 2009.
- Kolmogorov, 1942, Equations of turbulent motion of an incompressible fluid, *Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser Fiz.*, *6*, 56–58, 1942.
- Konrad, T. C., 1968, Wind conditions in situations of patternform and non-patternform cumulus convection, *Proc. Intl. Conf. Cloud Physics*, 539–543, 1968.
- Konrad, T. C., 1970, The dynamic of the convective process in clear air as seen by radar, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1138–1147, 1970.
- Kraichnan, R. H., 1959, The structure of isotropic turbulence at very high reynolds numbers, *J. Fluid Mech*, *5*, 497–543, 1959.

- Kuettner, J. P., 1971, Clouds bands in the earth's atmosphere : observation and theory, *Tellus*, *XXIII*(23), 404–425, 1971.
- Kuettner, J. P., 1974, General description and central program of gate, *Bull. Amer. Met. Soc.*, *55*, 712–719, 1974.
- Lappen, C.-L., et D. A. Randall, 2001, Toward a unified parameterization of the boundary layer and moist convection. part i : A new type of mass flux model., *J. Atmos. Sci.*, *58*, 2021–2036, 2001.
- LeMone, M. A., et W. T. Pennell, 1976, The relationship of trade wind cumulus and distribution to subcloud layer fluxes and structure, *Mon. Wea. Rev.*, *104*, 524–539, 1976.
- LeMone, M. A., 1973, The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *30*, 1077–1091, 1973.
- Lenschow, D., J. Wyngaard, et W. T. Pennell, 1980, Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *37*, 1313–1326, 1980.
- Lilly, D. K., 1962, On the numerical simulation of buoyant convection, *Tellus*, *14*, 148–172, 1962.
- Lilly, D. K., The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments, in *The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments*, 195–210, 1967.
- Lin, C., et A. Arakawa, 1997, The macroscopic entrainment processes of simulated cumulus ensemble. part i : Entrainment sources, *J. Atmos. Sci.*, *54*, 1027–1043, 1997.
- Lohou, F., *Etude expérimentale et modélisation des structures cohérentes de la couche limite atmosphérique*, Ph.D. thesis, Université paul sabatier, 1997.
- Lothon, M., et D. H. Lenschow, 2010, Studying the afternoon transition of the planetary boundary layer, *Eos Trans. AGU*, *91*(29), 253–254, 2010.
- Malkus, J. S., et R. S. Scorer, 1955, The erosion of cumulus towers, *Journal of Meteorology*, 43–57, 1955.
- Markus, J., et H. Riehl, Cloud structure and distributions over the tropical pacific ocean, in *Cloud structure and distributions over the tropical Pacific Ocean*, edited by B. University of California press et L. Angeles, 229, 1964.
- Mauritsen, T., G. Svensson, S. Zilitinkevich, I. Esau, L. Enger, et B. Grisogono, 2007, A total turbulent energy closure model for neutrally and stably stratified atmospheric boundary layers., *J. Atmos. Sci.*, *64*, 4113–4126, 2007.
- Mellor, G., et T. Yamada, 1974, A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *31*, 1791–1806, 1974.
- Miao, Q., B. Geerts, et M. LeMone, 2006, Vertical velocity and buoyancy characteristics of coherent echo plumes in the convective boundary layer, detected by a profiling airborne radar, *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, *45*, 838–855, 2006.
- Moeng, C.-H., et P. P. Sullivan, 1994, A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *51*, 999–1022, 1994.
- Moeng, C., et J. Wyngaard, 1984, Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *41*, 3161–3169, 1984.

- Moeng, C.-H., et J. C. Wyngaard, 1988, Spectral analysis of large-eddy simulation of the convective boundary layer., *Journal of the Atmospheric Sciences*, *45*, 3573–3587, 1988.
- Moffatt, H. K., 2002, G.k. batchelor and the homogenization of turbulence, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, *34*, 1–32, 2002.
- Orlanski, I., 1975, A rational subdivision of scales for atmospheric processes., *Bulletin of the American Meteorological Society*, *56*, 527–530, 1975.
- Paluch, I. R., 1979, The entrainment mechanism in colorado cumuli, *J. Atmos. Sci.*, *36*, 2467–2478, 1979.
- Pergaud, J., V. Masson, S. Malardel, et F. Couvreux, 2009, A parametrisation of dry thermals and shallow cumuli for mesoscale numerical weather prediction, *Boundary-Layer Meteorol.*, *132*, 83–106, 2009.
- Pino, D., H. Jonker, J. Vilà-Guerau de Arellano, et A. Dosio, 2006, Role of sear and the inversion strength during sunset turbulence over land : characteristic length scales, *Boundary-Layer meteorology*, *121*, 537–556, 2006.
- Priestley, C., 1955, Free and forced convection in the atmosphere near the ground, *QUARTERLY journal OF THE ROYAL METEOROLOGICAL SOCIETY*, *81*, 139–143, 1955.
- Redelsperger, J. L., C. D. Thorncroft, T. L. A. Diedhiou, D. J. Parker, et J. Polcher, 2006, African monsoon multidisciplinary analysis an international research project and field campaign, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *87*, (12), 1735–1746, 2006.
- Ricard, D., C. Lac, R. Legrand, A. Mary, et S. Riette, 2012, Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting limited-area models arome and mesonh., *Q. J. R. Meteorol. Soc. (submitted)*, 2012.
- Rio, C., F. Hourdin, F. Couvreux, et A. Jam, 2010, Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. part ii : Continuous formulations of mixing rates for mass-flux schemes., *Boundary-Layer Meteorol.*, *135*, 469–483, 2010.
- Rio, C., et F. Hourdin, 2008, A thermal plume model for the convective boundary layer : Representation of cumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *65*, 407–425, 2008.
- Rio, C., *Paramétrisation de la couche limite atmosphérique convective et représentation du cycle diurne des nuages dans un modèle de climat*, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique, 2007.
- Rodts, S. M. A., P. G. Duynkerke, et H. J. J. Jonker, 2003, Size distributions and dynamical properties of shallow cumulus clouds from aircraft observations and satellite data., *Journal of the Atmospheric Sciences*, *60*, 1895–1912, 2003.
- Romps, D., et Z. Kuang, 2011, A transilient matrix for moist convection, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *68*, 2009–2025, 2011.
- Rooy, W. C. D., P. Bechtold, K. Fröhlich, C. Hohenegger, H. Jonker, D. Mironov, A. P. Siebesma, J. Teixeira, et J.-I. Yano, 2011, Entrainment and detrainment in cumulus convection : an overview, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *00*, 2–29, 2011.
- Rooy, W. C. D., et A. P. Siebesma, 2008, A simple parameterization for detrainment in shallow cumulus, *Mon. Wea. Rev.*, *136*, 560–576, 2008.
- Sandu, I., J.-L. Brenguier, O. Geoffroy, O. Thouron, et V. Masson, 2008, Aerosols impacts on the diurnal cycle of marine stratocumulus, *J. Atmos. Sci.*, *65*, 2705–2718, 2008.

- Siebesma, A., E. J. Plate, E. E. Fedorovich, D. X. Viegas, et J. C. Wyngaard, *Shallow Cumulus Convection*, Kluwer Academic Publishers, 1997.
- Siebesma, A. P., C. S. Bretherton, A. Chlond, J. Cuxart, P. G. Duynkerke, H. Jiang, M. Khairoutdinov, D. Lewellen, C.-H. Moeng, E. Sanchez, B. Stevens, et D. E. Stevens, 2003, A large eddy simulation intercomparaison study of shallow cumulus convection, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *60*, 1201–1219, 2003.
- Siebesma, P., P. M. M. Soares, et J. Teixeira, 2007, A combined eddy-diffusivity mass-flux approach for the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *64*, 1230–1248, 2007.
- Siebesma, P., et J. W. M. Cuijpers, 1995, Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, *53*, 650–666, 1995.
- Siebesma, A. P., et A. A. M. Holtslag, 1996, Model impacts of entrainment and detrainment rates in shallow cumulus convection., *Journal of the Atmospheric Sciences*, *53*, 2354–2364, 1996.
- Siebesma, P., et J. Teixeira, An advection-diffusion scheme for the convective boundary layer, description and 1d results, in *proceedings of 14th Symp. on Boundary Layers and Turbulence, Aspen, USA*, 133–136, 2000.
- Skamarock, W. C., 2003, Evaluation of filtering and effective resolution in the wrf mass mmm dynamical core, *Mon. Wea. Rev.*, *132*, 3019–3032, 2003.
- Soares, P. M. M., P. M. A. Miranda, A. P. Siebesma, et J. Teixeira, 2004, An eddy-diffusivity/mass-flux parametrization for dry and shallow cumulus convection, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *130*, 3365–3383, 2004.
- Sorbjan, Z., 1991, Evaluation of local similarity functions in the convective boundary layer, *J. Appl. Meteorol.*, *30*, 1565–1583, 1991.
- Sorbjan, Z., 2006, A numerical study of daily transition in the convective boundary layer, *Boundary-Layer meteorology*, *123*, 365–383, 2006.
- Squires, P., 1958, Penetrative downdraught in cumuli, *Tellus*, *10*, 381–389, 1958.
- Stommel, H., 1947, Entrainment of air into a cumulus cloud, *J. Meteorol.*, *4*, 91–94, 1947.
- Stull, R. B., 1984, Transilient turbulence theory. part i : The concept of eddy-mixing across finite distances, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *41*, 3351–3366, 1984.
- Stull, R. B., *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, 1988.
- Sutton, O. G., *Micrometeorology : a study of physical processes in the lowest layers of the earth's atmosphere*, New York, McGraw-Hill, 1953.
- Taylor, B. R., et M. B. Baker, 1991, Entrainment and detrainment in cumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 112–121, 1991.
- Taylor, 1938, The spectrum of turbulence, *Proc. R. Soc. Lond.*, *164*, 476–490, 1938.
- Telford, J., 1970, Convective plumes in a convective field, *J. Atmos. Sci.*, *27*, 347–358, 1970.
- Lafore, J., J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hérelil, P. Mascart, V. Masson, J.P. Pinty, J.L. Redelsperger, E. Richard, et J. Vila-Guerau de Arellano, 1998, The Méso-NH atmospheric simulation system. Part I : Adiabatic formulation and control simulation, *Annales Geophysics*, *16*, 90–109, 1998.

- Tiedtke, M., 1989, A comprehensive mass-flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models, *Mon. Wea. Rev.*, *117*, 1779–1800, 1989.
- Ting, C. L., et D. R. Hay, 1976, Thermal plumes and turbulence spectra in the atmospheric boundary layer, *Boundary-layer Meteorology*, *11*, 243–263, 1976.
- Tomas, S., *Simulation LES de structures cohérentes au sein de la couche limite atmosphérique :TRAC98*, 858, ENM, 2003.
- Tomas, S., *Modélisation et étude expérimentale de la turbulence au sein des couches limites atmosphériques*, Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2007.
- Walter, B. A., et J. E. Overland, 1983, Observations of longitudinal rolls in a near neutral atmosphere, *Mon. Weather Review*, *112*, 200–208, 1983.
- Warner, J., et J. W. Telford, 1967, Convection below cloud base, *J. Atmos. Sci.*, *24*, 374–382, 1967.
- Warner, J., 1970, One steady state one directional models for cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, *27*, 1035–1040, 1970.
- Weckwerth, T., T. W. Horst, et J. W. Wilson, 1999, An observational study of the evolution of horizontal convective rolls, *Mon. Weather Review*, *127*, 2160–2179, 1999.
- Weckwerth, T., D. Parsons, S. Koch, J. Moore, M. Lemone, B. Demoz, C. Flamant, B. Geerts, J. Wang, et W. Feltz, 2004, An overview of the international h2o project (ihop2002) and some preliminary highlights., *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *85*, 253–277, 2004.
- Weckwerth, T., *A study of horizontal convective rolls occurring within clear-air convective boundary layers*, Ph.D. thesis, University of California, Los Angeles, National Center for Atmospheric Research, 1995.
- Wyngaard, J., 2004, Toward numerical modelling in the 'Terra Incognita', *J. Atmos. Sci.*, *61*, 1816–1826, 2004.
- Yanai, 1973, 1973.
- Yano, J.-I., F. Guichard, J.-F. Lafore, J.-L. Redelsberger, et P. Bechtold, 2004, Estimations of massfluxes for cumulus parameterizations from high-resolution spatial data, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *61*, 829–842, 2004.
- Young, G. S., 1988, Turbulence structure of the convective boundary layer. part ii : Phoenix 78 aircraft observations of thermals and their environment, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *45*, 727–735, 1988.
- Zeman, O., et H. Tennekes, 1977, Parametrization of the turbulent energy budget at the top of the daytime atmospheric boundary layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *34*, 111–123, 1977.

Abstract

Which turbulence in atmospheric models at the kilometric scale ?

The turbulence is well-represented on grid coarser than 2 km. Indeed, in meso-scale models, the turbulence is entirely sub-grid. The turbulence is also well-represented at very high resolution (10 to 100 m) by LES models for which turbulence is mainly resolved. However we do not know which part of the turbulence should be resolved and which part of it should be parameterized when a model runs at kilometric scales, the so-called “Terra Incognita” from [Wyngaard \(2004\)](#).

Thanks to increasing computational resources, in a near future, limited area NWP models will reach grid spacings on the order of 1 km or even 500 m. The aim of this study is to develop a parameterization which will provide adequate turbulence to these new-generation, high-resolution models.

At first, this study describes a new diagnostic based on LES, which clarifies which part of turbulence should be parameterized at kilometric scales.

This reference called “partial similarity function” is a precious tool to quantify the error made by atmospheric models when running at kilometric scales. These errors are quantified for a state-of-the-art meso-scale model (Mésos-NH) with several turbulence mixing options : different mixing lengths, different dimensionalities, a K-gradient scheme or an EDMF approach (K-gradient with a mass-flux scheme). K-gradient turbulence schemes are unable to reproduce the counter-gradient zone. In the grey-zone, this characteristic has a disastrous effect. As the instability is too large, the boundary layer is mixed by the dynamic of the model and the resolved mixing is too strong. The counter-gradient zone can be reproduced by adding a mass-flux scheme to the K-gradient turbulence scheme ([Pergaud et al. \(2009\)](#)).

However the mass-flux scheme in its original form only produces wholly subgrid thermals at a grid size for which boundary-layer thermals should be partly resolved. In this case, the subgrid mixing is too strong. So the question arises as what is a subgrid thermal in the “grey zone”, when the mesh contains one thermal at the most and a part of the thermal has to be resolved by the advection scheme of the model.

A conditional sampling is defined in order to detect the subgrid part of the thermals. It allows to determine the characteristics of the subgrid thermals in the “grey zone” and to find out which assumptions of the mass-flux schemes are not verified. In the light of this study, the mass-flux scheme equations are established by taking the thermal fraction and the resolved vertical velocity into account. Finally, the system of equations is closed. The new parameterization is valid in the grey zone.

Keywords : convective boundary layer, mass-flux scheme, kilometric scale.

Résumé

Quelle turbulence dans les modèles atmosphériques à l'échelle kilométrique ?

À Météo France, le modèle opérationnel AROME a une résolution horizontale de 2,5 km. L'augmentation des moyens de calcul permettra au prochain modèle opérationnel de tourner à des résolutions de l'ordre ou inférieures au kilomètre. Il entrera donc dans une gamme de résolution appelée zone grise de la turbulence. À ces échelles, les plus grandes structures turbulentes, qui étaient jusqu'alors entièrement sous-maille, devraient être en partie résolues. Cette thèse a permis de définir ce que les modèles devaient obtenir aux échelles kilométriques et sub-kilométriques, c'est-à-dire les parts sous-maille et résolue de référence de la turbulence dans la zone grise. Ces références ont été établies dans le cas de couches limites convectives en convection libre ou forcée, nuageuse ou non. Elles permettent de prouver qu'à hauteur de couche limite égale, les thermiques sont plus larges dans les couches surmontées de nuages. Elles indiquent surtout que, quelle que soit la configuration, les paramétrisations actuelles ne sont pas capables de reproduire la zone grise. Ces échelles demandent donc de développer une nouvelle paramétrisation de la turbulence. La représentation de la turbulence non locale est la part qu'il faut faire évoluer. Nous avons donc pris le parti de modifier le schéma de thermique en flux de masse. Pour étudier les structures cohérentes sous-maille de couche limite, nous avons créé une analyse conditionnelle permettant de circonscrire la part de thermique qui influence le schéma sous-maille en fonction de la résolution. Cet outil nous a permis de définir les caractéristiques des thermiques sous-maille dans la zone grise, mais également de vérifier à micro-échelle les hypothèses de méso-échelle des schémas en flux de masse. Nous avons démontré que toutes les hypothèses ne sont pas valables. Finalement nous avons établi le système d'équations d'un schéma en flux de masse qui fonctionne aux échelles kilométriques.

Mots clé : couche limite convective, schéma en flux de masse, zone grise, turbulence.