

UNIVERSITE PAUL SABATIER - TOULOUSE III

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Discipline : **Physique de l'Atmosphère**

présentée par

Fleur Couvreur

Titre :

**VARIABILITE DE LA VAPEUR D'EAU
DE LA COUCHE LIMITE CONVECTIVE CONTINENTALE**

Directrice de thèse :
Françoise GUICHARD

Soutenue le 21 octobre 2005 devant le jury composé de :

M. Serge CHAUZY
M. Joan CUXART
M. Jacques PELON
M. Frédéric HOURDIN
M. Dave PARSONS
Mme Françoise GUICHARD
M. Cyrille FLAMANT
M. Jean-Luc REDELSPERGER

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Directrice de thèse
Invité
Invité

Table des matières

1	Préambule	11
1.1	Pourquoi s'intéresser à la vapeur d'eau ?	11
1.1.1	Cycle de l'eau	11
1.1.2	Interaction avec le rayonnement	13
1.1.3	Interaction avec la convection nuageuse	15
1.2	Présentation de la thèse	18
1.2.1	les objectifs	18
1.2.2	la méthodologie	19
1.2.3	l'organisation de la thèse	19
2	Vapeur d'eau et couche limite convective	21
2.1	Dynamique de la couche limite convective	21
2.1.1	Fonctionnement	22
2.1.2	Organisations	24
2.1.3	Importance de la surface	26
2.2	Quid de la variabilité de la vapeur d'eau ?	28
2.2.1	Mesures de la vapeur d'eau	28
2.2.2	Echelles spatiales et temporelles	35
2.2.3	Etat des connaissances	35
3	Moyens d'étude	39
3.1	Le projet <i>IHOP</i> ₂₀₀₂	39
3.1.1	Conditions de la campagne de mesures	40
3.1.2	Moyens mis en oeuvre	42
3.1.3	Le 14 juin 2002	42
3.2	Les modèles	44
3.2.1	Le modèle Méso-NH	47
3.2.2	Le modèle MM5	50
3.2.3	Le modèle HRLDAS	50
4	Variabilité de la vapeur d'eau : contribution à différentes échelles	53
4.1	Variabilité observée : temporelle, submésos et méso-échelle	53
4.1.1	Variabilité temporelle	53
4.1.2	Variabilité méso-échelle	56
4.1.3	Variabilité submésos-échelle	58

4.1.4	Influence d'un gradient méso-échelle	62
4.2	Hétérogénéités à méso-échelle	63
4.2.1	Méthodologie	63
4.2.2	Evaluation du modèle MM5 et HRLDAS	65
4.2.3	Origines des fluctuations à méso-échelle	70
4.3	Conclusion	74
5	Simulation LES de la variabilité subméso-échelle (< 10km)	77
5.1	Simulation LES de la couche limite du 14 juin 2002	78
5.1.1	Les conditions initiales	78
5.1.2	Les flux de surface	79
5.1.3	Les forçages de grande échelle	80
5.1.4	Caractéristiques principales	81
5.2	Validation de la simulation	84
5.2.1	Profils moyens	84
5.2.2	Hauteurs de couche limite	86
5.2.3	Distributions	88
5.2.4	Coupes verticales	91
5.2.5	Variances	91
5.3	Tests de sensibilité	93
5.3.1	A la configuration	93
5.3.2	Aux forçages	95
5.3.3	Aux conditions initiales	96
5.3.4	A l'hétérogénéité spatiale des flux de surface	97
5.4	Aspect transitoire	104
5.5	Analyse des coupes horizontales LEANDRE-2	107
5.5.1	Traitements préalables	109
5.5.2	Comparaison LES/ LEANDRE-2	110
5.6	Conclusion	114
6	Variabilité de la vapeur d'eau et mécanismes	115
6.1	Echelles de variabilité	116
6.2	Les intrusions d'air sec	118
6.2.1	Mise en évidence de ces intrusions	118
6.2.2	Caractéristiques	118
6.2.3	Importance des intrusions	120
6.2.4	Mécanismes	120
6.3	Analyses conditionnelles	122
6.3.1	Critère sur l'anomalie de vapeur d'eau	123
6.3.2	Critère sur la température potentielle virtuelle	127
6.3.3	Analyses conditionnelles des mesures avions	128
6.3.4	Apport pour la paramétrisation	130
6.4	Mise en perspective de ces résultats	130
6.4.1	La couche limite sahélienne	130
6.4.2	La couche limite continentale nuageuse	134

6.5	Conclusion	136
7	Variabilité de vapeur d'eau : paramétrisations et bilans	139
7.1	Les schémas de couche limite convective	140
7.1.1	Les différentes paramétrisations	140
7.1.2	La représentation de la vapeur d'eau par ces schémas	142
7.2	Lois de similitudes	143
7.2.1	Présentation	143
7.2.2	Comportement	144
7.3	Tests 1D	145
7.3.1	Moments de vapeur d'eau	146
7.3.2	Comparaison des bilans	148
7.4	Bilans de vapeur d'eau	150
7.5	Conclusion	158
8	Conclusion	159
8.1	Synthèse	159
8.1.1	Variabilité submésos-échelle	159
8.1.2	Variabilité mésos-échelle	160
8.1.3	Apport pour la paramétrisation	160
8.2	Perspectives	160
8.2.1	Variabilité de la vapeur d'eau et convection nuageuse	161
8.2.2	Paramétrisation de la couche limite	163
8.2.3	Dans le cadre d'AMMA...	163
	Annexes	165
A	Autres simulations	165
A.1	Couche limite semi-désertique, simulation "HAPEX-Sahel"	165
A.2	Couche limite continentale nuageuse, simulation "ARM"	168
B	Analyses conditionnelles	170
C	Modèle bulk 1D	179
	Références Bibliographiques	182

Merci...

Avant tout, je voudrais remercier toutes les personnes qui m'ont entourée au cours de cette thèse.

Je tiens à remercier Françoise qui m'a encadrée, soutenue, conseillée, aidée lors de cette thèse. J'ai beaucoup apprécié sa disponibilité, son écoute, les nombreuses discussions que l'on a pu avoir durant ces trois années. Je l'a remercie aussi pour son amitié.

Ensuite, je voudrais remercier Jean-Luc qui m'a orienté depuis mon entrée à Météo-France et m'a toujours donné de bons conseils. J'ai apprécié ses avis toujours constructifs et son honnêteté.

Merci à Gérard Mégie et Frédéric Hourdin grâce à qui j'ai choisi de poursuivre mes études en météorologie plutôt qu'en géophysique. C'est grâce à Frédéric que j'ai fait mes premiers pas dans le domaine de la couche limite.

Merci à Cyrille pour son aide précieuse sur tous les problèmes instrumentaux, merci d'avoir coordonné le projet PATOM grâce auquel j'ai pu participer à plusieurs conférences internationales.

Merci à Valéry pour son expertise en LES et son aide pour la mise en place de la simulation de référence.

Merci à Jean-Philippe et tous les membres de l'équipe MOANA pour l'environnement de travail stimulant et plus spécifiquement à Nicole, Viviane et Florence pour leur aide informatique facilitant bien les choses.

Merci à l'équipe Méso-NH et notamment Patrick Jabouille pour son aide précieuse. Merci à tous les membres de CTI pour les petits problèmes auxquels je ne comprend pas grand chose et qu'ils arrivent toujours à résoudre.

Je remercie tous les thésards de Météo-France, notamment Philippe, Sophie, Sam, Grégoire, Anne, Benjamin, Fred., Suzanne, Julia, Olivier, Séverine et Jean-Marcel, pour leurs aides sur les petits problèmes de tous les jours, les repas et les pauses sympas. Merci aux rigolos de m'avoir sorti la tête du guidon de temps en temps.

Merci à Tammy Weckwerth et Dave Parsons sans qui je n'aurais pas participé à la campagne IHOP. Je les remercie d'avoir été à l'initiative de cette belle campagne de mesure qui a participé à la réussite de cette thèse.

Merci à Sylvie Donnier, Pierre Lacarrère, Marie Lothon et Frédérique Saïd pour la collaboration sur le cas HAPEX.

Je remercie aussi Serge Chauzy d'avoir accepté la présidence de mon jury de thèse. Merci à Jacques Pelon et Joan Cuxart pour leurs commentaires précieux et le travail de rapporteurs qu'ils ont bien voulu effectuer. Merci aussi aux examinateurs Frédéric Hourdin et Dave Parsons d'avoir accepté de participer à ce jury.

Enfin, je remercie Etienne pour avoir toujours été là dans les moments de joie et de bonheur comme dans ceux où le moral était plus bas, Karol et mes parents pour avoir supporté mon stress !

Résumé court

La variabilité de la vapeur d'eau dans la couche limite convective continentale en croissance est étudiée à partir de simulations et d'observations de la campagne *IHOP*₂₀₀₂. Les fluctuations observées résultent de contributions d'échelles différentes. La variabilité de la vapeur d'eau est importante. Elle est bien simulée par LES et s'explique, au premier ordre, par la dynamique de la couche limite. Les observations comme les simulations indiquent des distributions asymétriques de vapeur d'eau dans la couche limite. Elles résultent d'intrusions d'air sec depuis le sommet de la couche limite et soulignent le rôle de l'entraînement. Une méthodologie originale permet de déterminer l'influence de l'advection horizontale, des hétérogénéités de surface et des inhomogénéités initiales de l'atmosphère sur la variabilité à méso-échelle. Enfin, la représentation de la variabilité de l'humidité par les paramétrisations est discutée dans un cadre uni-dimensionnel.

Mots clés

Variabilité, vapeur d'eau, couche limite convective, *IHOP*₂₀₀₂, entraînement

Short summary

A comprehensive analysis of the variability of water vapour in a growing convective boundary layer (CBL) over land is presented, using numerical simulations and observation analysis. A realistic Large Eddy Simulation (LES) is designed and validated using data from *IHOP*₂₀₀₂. The LES reproduces the development of the CBL and the water vapour variability. The observed moisture variability exhibits contributions from different scales. The variability is important and driven by the dynamics of the CBL. An asymmetry of the water vapour distribution is observed and simulated within the CBL. It results from dry intrusions originating from above the CBL, underlying the role of entrainment. An original methodology allows us to investigate the role of surface heterogeneities, horizontal advection and initial atmospheric heterogeneities in the moisture variability in the CBL at mesoscale. The parameterization of water vapour variability is discussed in a 1D-framework.

Keywords

Variability, water vapour, convective boundary layer, entrainment, *IHOP*₂₀₀₂

Résumé

La connaissance du champ de vapeur d'eau est fondamentale pour la compréhension de nombreux phénomènes atmosphériques (convection, rayonnement, initiation, maintien et dissipation des nuages...) concernés par différentes échelles allant de la turbulence aux échelles synoptiques. Cette étude présente une analyse de la variabilité de la vapeur d'eau dans la couche limite convective continentale. La méthodologie adoptée est basée sur l'utilisation conjointe de simulations numériques et des observations de la campagne *IHOP*₂₀₀₂. La variabilité observée résulte de contributions d'échelles différentes. Les modèles utilisés sont adaptés à l'échelle étudiée (modèle méso-échelle et à haute résolution, LES).

Une simulation LES est réalisée avec Méso-NH, représentant de manière réaliste le cas du 14 juin 2002. Cette simulation est validée en utilisant les données de la campagne internationale *IHOP*₂₀₀₂, campagne qui a eu lieu au printemps 2002 au-dessus des Grandes Plaines américaines. Ce jeu de données unique, documentant le champ de vapeur d'eau et sa variabilité dans différentes situations, comprend des mesures de radiosondages, de vols avions et de lidars. La simulation LES permet de reproduire la variabilité de la vapeur d'eau. Les distributions de température potentielle, vitesse verticale et rapport de mélange en vapeur d'eau déduites de la simulation sont validées par les mesures aéroportées. La variabilité de la vapeur d'eau est importante et résulte, au premier ordre, de la dynamique de la couche limite. En particulier, les coupes horizontales et verticales indiquent l'existence d'intrusions d'air sec expliquant les skewness négatives des distributions de vapeur d'eau dans la couche limite observées et simulées dans notre cas. Ces intrusions participent significativement à la variance et au flux de vapeur d'eau. Les mécanismes expliquant leurs caractéristiques sont proposés sur la base d'analyses conditionnelles et de bilans. L'analyse d'autres types de couches limites convectives (nuageuse et sahélienne) permet de mettre en perspective les résultats précédents.

L'impact de l'hétérogénéité des flux de surface sur les caractéristiques de couche limite à différentes échelles est analysé. Aux échelles inférieures à 10 km, cet impact s'avère généralement négligeable. Seules des configurations bien particulières des hétérogénéités de surface et de l'orientation du vent conduisent à des modifications significatives de la structure de couche limite. Une méthodologie originale est ensuite proposée pour déterminer l'influence de l'advection horizontale, des hétérogénéités de surface et des inhomogénéités initiales de l'atmosphère sur la variabilité à méso-échelle.

Finalement, la représentation de cette variabilité par les paramétrisations est discutée dans un cadre uni-dimensionnel.

Summary

Water vapour is a crucial parameter for several major areas in atmospheric sciences (convection, cloud formation and maintenance, radiation and climate...) concerned with different scales from turbulent to synoptic ones. A number of studies have underlined the importance of the moisture field for convection and the limits of current parameterisations to properly handle the relations between boundary layer and convection. This study presents a comprehensive analysis of the sources of variability of water vapour in a daytime growing convective boundary layer (CBL) over land. The adopted methodology is to use conjointly numerical simulations and observation analysis. The observed variability results from different scales. Models used are determined according to the studied scales (mesoscale models or Large Eddy Simulations, LES).

A realistic LES is designed with the Méso-NH model and validated using the data collected during the *IHOP*₂₀₀₂ (International H2O Project) field experiment, which took place in May-June 2002 over the Southern Great Plains. This unique dataset provides for the first time a wide set of moisture measurements including radiosondes, in situ aircraft measurements as well as water vapour mixing ratio measurements made with two airborne differential absorption lidars (one providing vertical and the other horizontal bidimensional cross-sections of water vapour mixing ratio in the CBL). The LES of the 14 june 2002 is able to reproduce the development of the CBL, including both mean and moment profiles of different variables. The probability density functions of potential temperature, vertical velocity and water vapour mixing ratio derived from the LES are investigated. They show good agreement with aircraft in-situ measurements obtained in the middle of the CBL.

The water vapour variability is found to be important and driven by the dynamics of the CBL. In particular, a negative skewness of the water vapour distribution is observed and simulated within the growing CBL. Both lidar and simulation show that it results from descending dry downdrafts originating from above the CBL. These downdrafts significantly contribute to moisture flux and variance. Mechanisms explaining these intrusions are proposed based on conditional analysis and budgets. Observations from other *IHOP*₂₀₀₂ days and high resolution simulations of others CBL types (sahelian, cloudy) indicate that the conclusions of this work are valid in other cases.

The impact of surface fluxes heterogeneities on CBL characteristics is analysed at two different scales. At small scales (<10 km), the impact of such heterogeneities is negligible. An original methodology (using mesoscale simulations, a SVAT model and 1D boundary layer model) allows us to investigate the role of surface heterogeneities, horizontal advection and initial inhomogeneities of the atmosphere for the water vapour variability in the boundary layer at meso scales.

Eventually, the representation of this variability from parameterization are discussed in a 1D-framework.

Chapitre 1

Préambule

Il existe quatre grands réservoirs d'eau sur la Terre : les mers et océans contiennent $1.35 \cdot 10^9 km^3$ d'eau, les eaux continentales $36 \cdot 10^6 km^3$ dont les trois quarts sont constitués par les glaciers, l'atmosphère $13 \cdot 10^3 km^3$ et la biosphère $10^3 km^3$ ¹. Ces quatre entités forment l'hydrosphère. Nous nous focaliserons ici sur l'étude de l'eau de l'atmosphère. C'est un relativement petit réservoir lieu de transports importants ; en conséquence, l'eau y est renouvelée rapidement avec un temps de résidence d'une semaine contre 2500 ans pour l'océan et 1000 à 10000 ans pour les glaciers. L'eau est présente sous ces trois états dans l'atmosphère : vapeur d'eau (gaz), eau liquide et glace (solide). La vapeur d'eau (état majoritaire) y est hautement variable avec des concentrations variant de 30 g/kg dans les Tropiques à 2 g/kg vers les Pôles en surface et des valeurs atteignant des centièmes voire des millièmes de g/kg dans la stratosphère. De plus, les processus dans lesquels elle intervient concernent des échelles spatiales et temporelles très larges allant de la turbulence aux phénomènes d'échelle globale. Son rôle est central dans l'atmosphère via ses interactions avec la formation des nuages, le rayonnement, la convection ou la chimie. Le travail de thèse, présenté ici, consiste à analyser la variabilité de la vapeur d'eau dans les basses couches de l'atmosphère et à comprendre les processus à l'origine de cette variabilité.

1.1 Pourquoi s'intéresser à la vapeur d'eau ?

Nous présentons d'abord le cycle de l'eau dans l'atmosphère et les différents changements de phase qui l'affectent. Ensuite, nous récapitulons brièvement son rôle dans le bilan radiatif et ses interactions avec la convection.

1.1.1 Cycle de l'eau

Le cycle de l'eau comporte six étapes indiquées sur la figure 1.1. L'*évaporation* affecte toutes les étendues d'eau en contact avec l'atmosphère aussi bien les océans que les eaux continentales ou l'eau du sol. L'eau peut aussi provenir de la végétation via le processus d'*évapotranspiration*. Dans certaines conditions de température et pour certaines teneurs, la vapeur d'eau va condenser en gouttelettes d'eau liquide (*condensation*). Ces gouttelettes forment alors des nuages (par

¹Référence : <http://www.cnrs.fr/cw/dossiers/doseau/decouv/cycle/stocksEau.html>

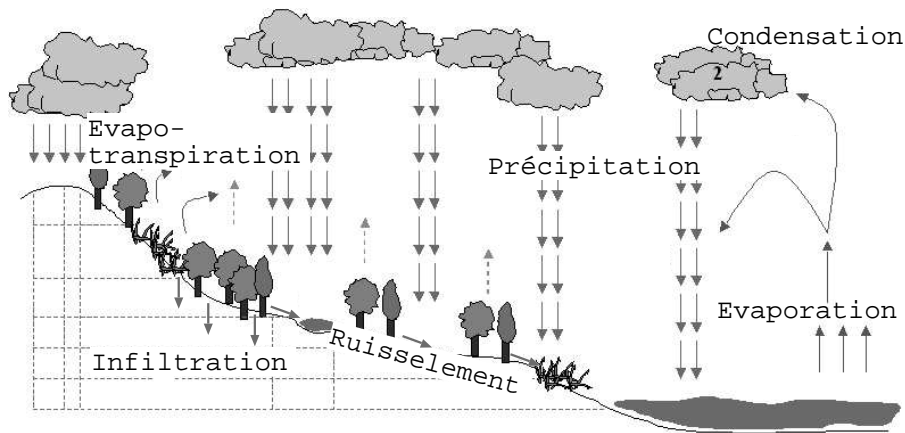


FIG. 1.1 – Cycle de l'eau dans l'atmosphère et ses différentes étapes

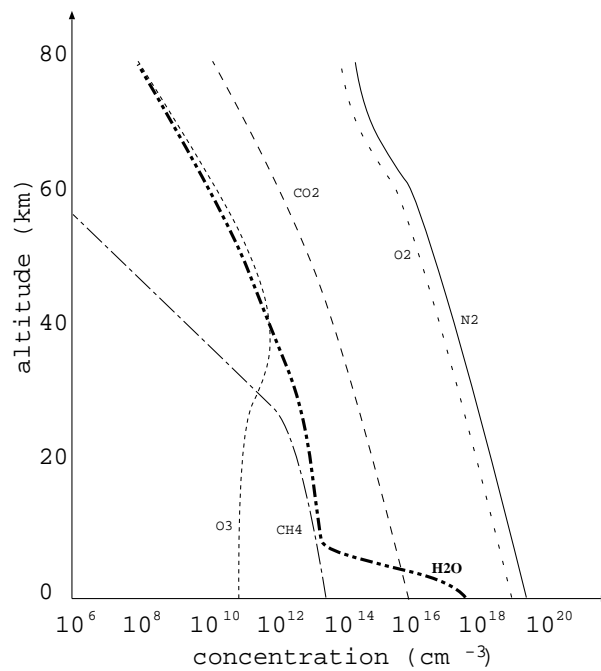


FIG. 1.2 – Répartition climatique des profils verticaux de concentration (en cm^{-3}) des différents gaz de l'atmosphère dont la vapeur d'eau, courbe épaisse (adapté du cours de G. Mégie).

accrétion) qui peuvent précipiter (*précipitation*). Enfin, lorsque les précipitations atteignent le sol, elles peuvent être absorbées par le sol ou la végétation, ou, encore percoler à travers la surface, on parle d'*infiltration*. Le reste de ces précipitations s'écoule en surface (*ruissellement*) pour rejoindre les étendues d'eau continentales ou les océans, ce qui boucle le cycle. Concernant l'atmosphère, la source principale est le flux d'évaporation en surface (par le sol, l'océan et la végétation) et le puits principal, les précipitations. Les changements de phase de l'eau consomment (évaporation) et relâchent (condensation) de l'énergie. Cependant, ces deux changements de phase ne sont pas synchrones et la vapeur d'eau subit un transport significatif avant d'être condensée. Un important transport d'énergie est donc associé au cycle de l'eau.

La figure 1.2 indique la répartition verticale moyenne de différents gaz de l'atmosphère. La vapeur d'eau a un comportement assez différent des constituants principaux de l'atmosphère, di-oxygène (O_2) et di-azote (N_2), qui ont une décroissance constante. Dans la troposphère, la vapeur d'eau voit sa concentration décroître depuis la surface jusqu'à la tropopause. Au niveau de la tropopause, la décroissance est brutale passant de valeurs de quelques g/kg (voire quelques dizaines de g/kg) dans la troposphère à des valeurs de l'ordre de 10^{-3} g/kg dans la stratosphère. Cette forte chute de la concentration s'explique par un piégeage cryogénique. En effet, la source en eau de la stratosphère provient de l'équateur du fait de l'importante activité convective ; or, la température de la tropopause (à 16 km, à ces latitudes), de l'ordre de 205 K, conditionne les valeurs faibles stratosphériques de rapport de mélange de l'ordre de quelques millièmes de g/kg.

Dans ce travail, nous nous focalisons sur les basses couches de l'atmosphère qui sont les couches contenant le plus de vapeur d'eau.

1.1.2 Interaction avec le rayonnement

La vapeur d'eau joue un rôle essentiel dans le bilan radiatif de l'atmosphère et l'estimation du changement climatique.

Elle a un fort effet de serre du fait de son asymétrie (les molécules symétriques comme N_2 ou O_2 n'absorbent que très peu le rayonnement solaire et le rayonnement infrarouge). Il s'agit même du gaz à effet de serre le plus important (IPCC, 2001). Son impact radiatif est important aussi bien dans la basse troposphère que dans la haute troposphère même si sa concentration y est plus faible (*Spencer et Braswell, 1997*). Si l'atmosphère est plus humide, elle a tendance à absorber plus de rayonnement entrant et donc réduire le flux solaire descendant à la surface. Par contre une humidité plus forte de l'atmosphère augmente également son effet de serre et donc le flux infrarouge descendant à la surface.

L'incertitude sur la mesure de la vapeur d'eau a un fort impact sur le bilan radiatif au niveau des Tropiques (*Gutzler, 1993*). *Guichard et al. (2000)* ont montré que la prise en compte du biais sec^2 , constaté sur les mesures d'humidité par radiosondages dans les années 90, entraînait une modification du calcul de flux radiatif du fait de l'augmentation de la quantité d'eau précipitable (*c.f.* figure 1.3). Ainsi, sur les océans tropicaux, une augmentation de 1 kg/m^2 en eau précipitable provoque une augmentation de 1 W/m^2 du flux radiatif. Sur le reste du globe, la relation est plus complexe et il faut également tenir compte des gradients de température dans la troposphère libre (*Bony et Duvel, 1994*).

La vapeur d'eau influe également de manière complexe sur le rayonnement via les nuages. En effet, les nuages bas ont tendance à réfléchir le rayonnement solaire induisant un refroidissement de la basse atmosphère par effet d'écran (*Arking, 1991*). A l'inverse, les nuages froids comme

²Ce biais était présent dans les sondages Vaisala (*Wang et al., 2002*), il a été corrigé depuis 2000.

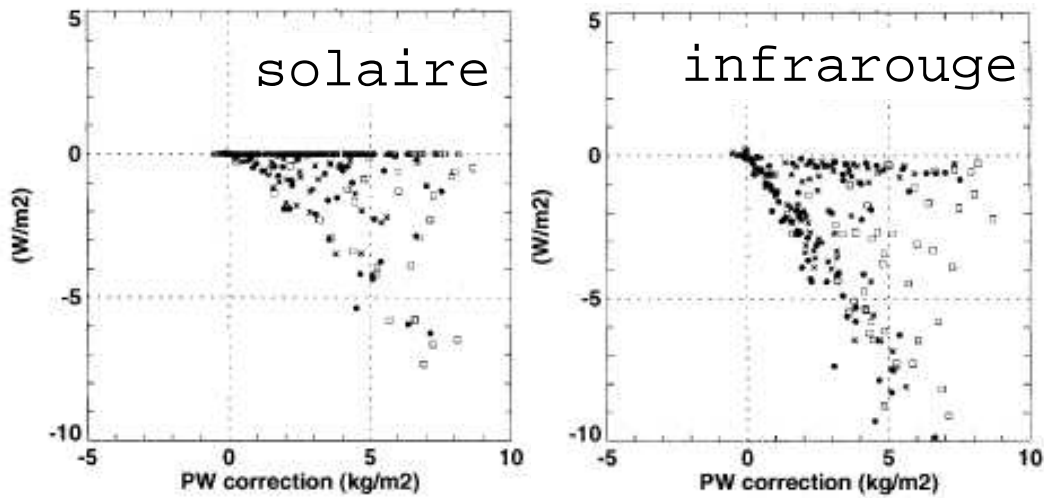


FIG. 1.3 – Modification du rayonnement liée à la prise en compte de la correction du biais sur les sondages pendant la campagne TOGA-COARE pour le rayonnement en surface solaire (à gauche) et infrarouge (à droite) (issu de Guichard et al., 2000).

les cirrus réchauffent la basse atmosphère par la réflexion de l'émission infrarouge de la surface (effet de serre). L'humidité de la haute troposphère (UTH³, entre 200 et 500 hPa) participe fortement à l'effet de serre et ce malgré sa faible quantité. Si la connaissance de sa variabilité n'est pas encore complète, des interactions importantes entre cette valeur et les nuages hauts sont mises en évidence. Notons aussi les effets compensatoires entre le rayonnement solaire réfléchi et le rayonnement infrarouge émis appelé l'effet 'parasol' des petits cumulus. Enfin, la phase du cycle diurne est également importante avec la nuit, le piégeage par les nuages du rayonnement infrarouge (effet de serre) induisant une augmentation de la température de surface en présence de nuages. Le jour, la réflexion du rayonnement solaire domine sur l'effet de serre et entraîne une baisse de la température de surface sous les nuages.

La concentration en vapeur d'eau réagit également très rapidement aux changements climatiques. Ainsi, un réchauffement de l'atmosphère induit une augmentation de la pression saturante en vapeur d'eau et donc de la quantité maximale d'eau que peut contenir l'atmosphère. Si la concentration en vapeur d'eau s'accroît, alors son effet de serre s'intensifie induisant une nouvelle augmentation de la température de l'atmosphère ; c'est une "boucle de rétroaction positive". Dans les modèles climatiques, le réchauffement futur prévu résulte en partie de cette boucle de rétroaction. Des tests réalisés avec les modèles de circulation générale (GCM) indiquent un doublement du réchauffement climatique par rapport à des simulations où la concentration de la vapeur d'eau serait fixée à la valeur actuelle (rapport IPCC, 2001). Or, la vapeur d'eau est une variable pronostique⁴ des GCM qui dépend fortement des différentes paramétrisations⁵ des processus physiques tels que convection, rayonnement ou microphysique. Pourtant, la compréhension de ces processus est encore incomplète. De plus, leurs paramétrisations sont perfectibles par une meilleure prise en compte de certains effets déjà représentés ou ignorés. Ce sont ces incertitudes qui nourrissent les différentes controverses quant à la quantification du réchauffement climatique (Lindzen, 1990; Lindzen et al., 2001; Harrison, 2002).

³Upper Tropospheric Humidity

⁴Son évolution à chaque pas de temps est calculée à partir d'une équation

⁵Représentation de l'effet de processus physiques sous-maille dans un modèle

D'autre part, la sensibilité du climat est fortement conditionnée par les nuages. Ces derniers constituent la plus forte source d'incertitude sur la prédiction du réchauffement climatique à venir (rapport IPCC, 2001). En effet, ils peuvent à la fois absorber, réfléchir et émettre le rayonnement et c'est la compensation de ces effets (variant en fonction de la hauteur des nuages, de leur épaisseur et de leurs propriétés optiques) qui détermine leur impact sur le réchauffement. Quand on prend en compte les aérosols, la situation se complique via différents processus (effet direct, semi-direct, indirect...). Il s'agit de processus physiques sur lesquels règne encore une forte incertitude. A plus grande échelle, la dynamique peut induire des rétroactions négatives comme par les mécanismes proposés par *Lindzen et al.* (2001) qui sont cependant très contestés. Enfin, les transports d'eau et d'énergie associés au cycle de l'eau sont importants; toute variation du cycle énergétique peut donc entraîner une modification du cycle de l'eau.

1.1.3 Interaction avec la convection nuageuse

On peut définir la convection comme un transport vertical d'énergie répondant aux déséquilibres verticaux de l'atmosphère. La convection induit également une modification de la distribution verticale de la vapeur d'eau. Sans convection, la température d'équilibre serait de 72 °C (*Lindzen*, 1990) au lieu de 15 °C lorsque la convection permet la redistribution de la chaleur. Sans effet de serre, elle serait de -18°C (*Philander*, 1998). Si les facteurs d'initiation, maintien et de dissipation de la convection ne sont pas encore clairement identifiés, le rôle de la vapeur d'eau apparaît déjà comme fondamental. Nous détaillons ci-dessous les interactions entre vapeur d'eau et convection nuageuse.

impact de l'humidité des basses couches

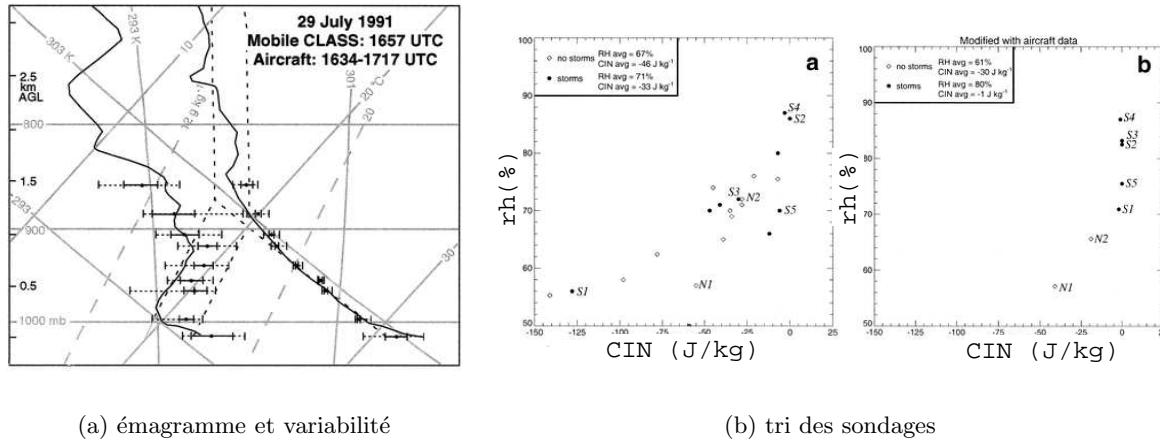
De nombreuses études soulignent l'importance de l'humidité des basses couches pour le déclenchement de la convection et son maintien et ce à travers une grande palette de processus.

Mahrt (1976) souligne l'importance du profil vertical de l'humidité dans la couche limite (CL) pour l'initiation de la convection humide en indiquant la forte sensibilité du niveau de condensation (LCL) à de petits changements en humidité. La sensibilité de la convection au champ moyen d'humidité dans les basses couches apparaît aussi très clairement avec des simulations idéalisées qui montrent comment la convection précipitante peut être retardée de plusieurs heures lorsque le champ moyen initial est asséché de 1 g/kg (*Guenno*, 2002; *Flamant et al.*, 2003).

La structure thermodynamique de la CL, notamment des profils en humidité, est déterminante pour la convection humide. (*Crook*, 1996) montre une forte sensibilité du déclenchement de la convection profonde à la différence de température et d'humidité entre la surface et la couche mélangée. Il souligne également la forte sensibilité de la CAPE⁶ à l'humidité des basses couches.

La variabilité de la vapeur d'eau liée aux rouleaux de CL peut modifier significativement la stabilité atmosphérique (*Weckwerth*, 2000)(*c.f.*figure 1.4 a). Cette étude indique aussi que pour séparer les jours où se développe la convection profonde des autres, il est nécessaire de tenir compte de cette variabilité (figure 1.4 b). En effet, à partir de mesures avions, elle recalcule l'inhibition convective (CIN) en prenant compte du maximum de rapport de mélange enregistré in-situ (par les avions) et représentatif des branches ascendantes des rouleaux. Elle montre ainsi

⁶CAPE : Convective available potential energy soit l'énergie disponible d'une masse d'air qui peut être convertie en énergie cinétique



(a) émagramme et variabilité

(b) tri des sondages

FIG. 1.4 – (a) exemple de sondage sur émagramme où est indiquée la variabilité mesurée par les vols avions (barres) : le niveau de condensation du sondage est 300 m plus haut que celui calculé à partir du maximum de vapeur d'eau mesurée par les avions. (b) Humidité relative (de l'atmosphère moyenne) en fonction de la CIN pendant la campagne CAPE pour les sondages mesurés (à gauche) et pour les sondages modifiés en tenant compte du maximum de vapeur d'eau mesurée par les vols avions (à droite) (Weckwerth, 2000).

que les jours de déclenchement de convection profonde sont triés à partir de critères sur l'humidité relative (valeur forte) et la CIN (valeur faible) recalculée en tenant compte de la variabilité de la vapeur d'eau.

Chaboureau *et al.* (2004) étudient une période de quatre jours où de la convection profonde précipitante est présente. Ils montrent l'existence d'un cycle en quatre étapes dans le déroulement de la convection profonde *c.f.* figure 1.5. Sur ce graphe, l'évolution temporelle du déficit de saturation (entre le sommet de la CL et le niveau de convection libre) en fonction de la CIN est représentée. La première phase, 'dry', a lieu le matin, via le chauffage de la surface entraînant une réduction de la CIN. Cette évolution s'effectue à déficit de saturation constant. Ensuite, à partir d'un seuil de CIN minimal, la convection peu profonde ('shallow') se déclenche entraînant l'humidification des basses couches de l'atmosphère. Enfin, lorsque cette humidification est suffisante, la convection profonde précipitante ('deep') se déclenche permettant d'assécher les basses couches via un transport d'humidité vers des couches plus hautes. Ce transport entraîne une stabilisation de l'atmosphère. Dans cette étude, le transport d'humidité semble primordial pour une représentation correcte du cycle diurne de la convection profonde. En effet, Guichard *et al.* (2004) comparent des simulations CRM aux simulations de GCMs et montrent qu'une des principales raisons du déclenchement trop précoce de la convection profonde dans les GCMs est l'absence de phase intermédiaire avec convection peu profonde. Ils concluent sur une possible amélioration des paramétrisations de la convection profonde via une augmentation de leur sensibilité au champ d'humidité.

La structure du profil d'humidité dans les basses couches atmosphériques peut influencer le maintien de la convection profonde précipitante (Takemi *et Satomura*, 2000). Ces derniers indiquent l'importance d'une CL suffisamment développée pour restreindre la distance entre son sommet et le niveau de convection libre. Ils soulignent aussi le rôle d'un profil vertical uniforme d'humidité assurant une CAPE non nulle aux parcelles de la partie haute de la CL qui peuvent ainsi maintenir la ligne de grain.

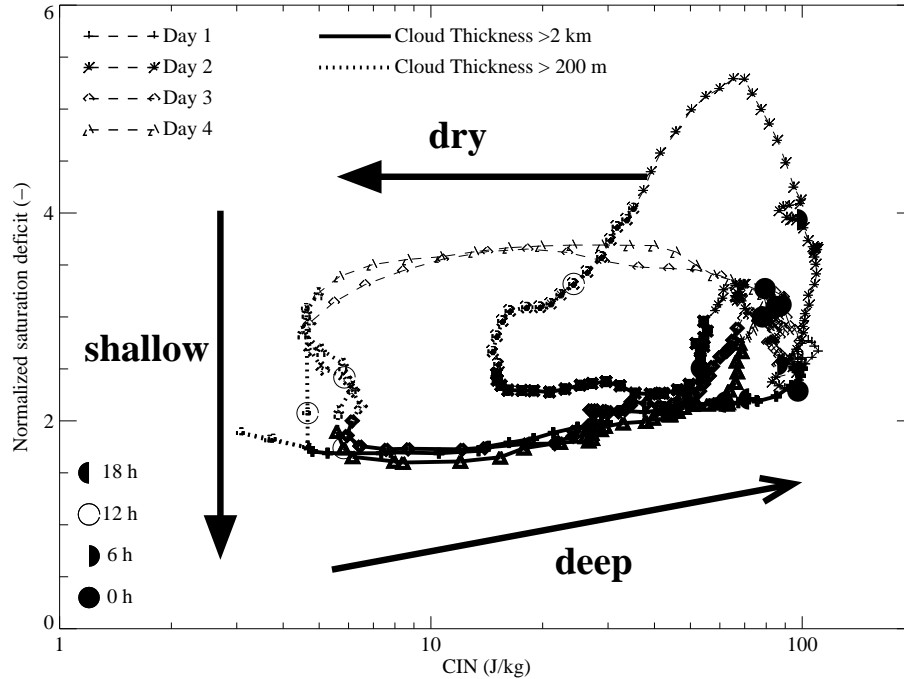


FIG. 1.5 – Cycle diurne de la convection en fonction de la CIN et du déficit de saturation normalisé calculé entre le sommet de la couche limite et le niveau de convection libre (Chaboureau et al., 2004).

La variabilité de la vapeur d'eau générée par la convection favorise un développement précoce et une intensification de l'activité convective (Stirling et Petch, 2004). Ils trouvent que les fluctuations dans la CL ont l'impact le plus fort et que ce sont les échelles horizontales de variabilité supérieures ou égales à 10 km qui sont les plus importantes.

L'étude de Ducrocq et al. (2002) montre que l'amélioration de la résolution (qui permet de s'affranchir de la paramétrisation de la convection) entraîne une amélioration de la prévision de la convection profonde. Cependant, cette modification ne suffit pas à améliorer de façon quantitative les précipitations. Pour ce faire, la prise en compte du champ d'humidité en basses couches (via l'assimilation des observations de surface) améliore l'extension verticale et horizontale du système simulé ainsi que les quantités de précipitations.

Enfin, le fort gradient d'humidité de plusieurs g/kg sur une distance d'une dizaine de kilomètres, rencontré à l'ouest des Etats-Unis (la 'dryline'), est une source connue d'initiation des orages (Rhea, 1966).

impact de l'humidité de la troposphère

D'autres études se focalisent sur le rôle du contenu en vapeur dans la troposphère libre pour le déclenchement de la convection.

L'étude de Derbyshire et al. (2004) souligne l'importance de l'humidité en troposphère libre montrant qu'un profil sec en moyenne troposphère ($rh=25\%$) entraîne la suppression de la convection profonde mais favorise la convection peu profonde. Enfin, l'existence de couches d'air sec contrôle également la convection et ce de manière complexe puisque elles peuvent selon les cas activer ou inhiber la convection. Barnes et Sieckman (1984) montrent que ces couches sèches peuvent favoriser la convection via le renforcement des courants descendants qui pro-

duisent des courants de densité induisant le déclenchement de nouvelles cellules de convection par soulèvement. *Redelsperger et al.* (2002) en étudiant une période de TOGA-COARE⁷ qui suit l'arrivée d'intrusions d'air sec en zone tropicale océanique soulignent leur effet inhibiteur. En effet, il existe alors une période pendant laquelle seule la convection peu profonde se développe. Cette dernière permet l'humidification de la basse troposphère par mélange latéral. Le sommet des nuages est limité par les inversions thermiques importantes à la base de la zone sèche et par le mélange latéral qui réduit la flottabilité des parcelles nuageuses. Ces périodes de récupération suivant une intrusion sèche durent en général une semaine à dix jours (*Parsons et al.*, 2000). *Roca et al.* (2005) ont analysé la provenance d'intrusions d'air sec sur l'Afrique de l'Ouest et indiquent une origine des moyennes latitudes. De plus, ils montrent un lien entre ces structures et les systèmes convectifs type lignes de grains.

Enfin, *Dunion et Velden* (2004) ont montré que des couches d'air saharien pouvaient diminuer l'activité de tempêtes tropicales ou de cyclones en partie à cause de leur sécheresse.

Si l'on a vu ici que la vapeur d'eau joue un rôle fondamental aussi bien dans le bilan radiatif que dans les processus convectifs, les modes de variabilités de la vapeur d'eau sont cependant encore mal connus. Même à fine échelle, la variabilité de la vapeur d'eau peut significativement moduler la stabilité thermodynamique moyenne de l'atmosphère (*Weckwerth*, 2000). Or, une meilleure connaissance de cette variabilité n'est accessible que depuis peu grâce au développement de nouvelles techniques de mesures de la vapeur d'eau. Le terme de variabilité s'accompagne d'une précision des échelles spatiales et temporelles concernées. Ici, nous nous intéressons aux échelles spatiales inférieures à la centaine de kilomètres et temporelles inférieures à quelques heures.

1.2 Présentation de la thèse

Nous avons vu précédemment que la vapeur d'eau joue un rôle fondamental pour la convection nuageuse et le bilan radiatif et ce à différentes échelles. La source principale de vapeur d'eau se trouve en surface. Nous nous attachons ici à l'étude de la variabilité de la vapeur d'eau dans la couche limite. Nous nous concentrons donc sur une petite zone de l'atmosphère (de l'ordre de 1 km). Auparavant, nous avons souligné le rôle de l'humidité des basses couches (sa moyenne et sa variabilité) pour la convection nuageuse. Si au cours de cette thèse les interactions entre variabilité de la vapeur d'eau dans la couche limite et convection nuageuse ne sont que peu abordées il s'agit d'une perspective majeure de cette étude.

1.2.1 les objectifs

Cette thèse cherche à analyser la variabilité de la vapeur d'eau dans les basses couches atmosphériques et à comprendre les principaux processus à l'origine de cette variabilité. Cette étude se concentre essentiellement sur la couche limite convective continentale en phase de croissance. Cette phase est caractérisée par de forts transports d'eau de la surface vers la troposphère. Nous nous focalisons sur les basses couches de l'atmosphère, soit la zone où les concentrations en vapeur d'eau sont les plus importantes.

- Tout d'abord, nous voulons préciser les échelles ainsi que les ordres de grandeur caractérisant la variabilité de la vapeur d'eau.

⁷Campagne de mesures en 1990 au-dessus des eaux chaudes du Pacifique

- Ensuite, nous cherchons à savoir s’il est possible de simuler cette variabilité de manière réaliste et ce à différentes échelles.
- Nous visons alors à déterminer, sur la base de simulations validées, les processus responsables de la variabilité observée (flux de surface, dynamique de couche limite), en essayant de distinguer s’il existe des comportements différents selon les régimes (couche limite quasi-stationnaire ou en forte croissance, présence d’advection).
- Finalement, nous voulons analyser comment les paramétrisations représentent cette variabilité et discuter la pertinence des formulations actuelles.

1.2.2 la méthodologie

La méthodologie employée repose sur l’utilisation combinée d’analyses d’observations et de simulations numériques de différents types selon l’échelle de variabilité considérée. On utilisera des simulations à haute résolution (LES⁸) pour les échelles inférieures à 10 km et des simulations à méso-échelle pour les échelles supérieures à 10 km. Nous nous appuyons principalement sur les observations de la campagne IHOP₂₀₀₂ (plus particulièrement celles du 14 juin 2002). La spécificité de cette campagne repose sur la richesse des mesures de vapeur d’eau collectées.

Ainsi, les observations de la campagne sont utilisées pour mettre au point une simulation LES réaliste et la valider. L’analyse des processus responsables de la variabilité à petite échelle est réalisée à partir d’analyses conditionnelles et de bilans obtenus à partir de la LES. De plus, des simulations de surface, d’atmosphère et un modèle ‘bulk’ 1D sont couplés pour analyser la variabilité méso-échelle. Enfin, un cadre uni-dimensionnel est choisi pour analyser les simulations paramétrées. En effet, il permet une comparaison directe des simulations 1D et LES.

1.2.3 l’organisation de la thèse

Le chapitre 2 présente l’état de l’art sur la dynamique de couche limite convective, la mesure de la vapeur d’eau et sa variabilité. Le chapitre 3 explicite les outils de cette étude en présentant la campagne IHOP₂₀₀₂ et les différents modèles numériques utilisés. Le chapitre 4 souligne l’existence de variabilité à différentes échelles à partir de l’analyse des observations de la campagne IHOP₂₀₀₂ et analyse l’impact de différents facteurs sur la variabilité à méso-échelle. Le chapitre 5 détaille la simulation LES de référence, sa configuration, sa validation et les différents tests de sensibilité qui ont permis d’aboutir à une telle simulation. Dans le chapitre 6, une analyse des mécanismes responsables de la variabilité à fine échelle est présentée. Enfin, le chapitre 7 présente les principales paramétrisations de la variabilité de la vapeur d’eau dans la couche limite et propose quelques clés d’amélioration de ces paramétrisations. Le dernier chapitre résume les résultats principaux de ce travail et discute ses perspectives.

⁸Large Eddy Simulations ou Simulations des Grands Tourbillons

Chapitre 2

Vapeur d'eau et couche limite convective

Sommaire

2.1	Dynamique de la couche limite convective	21
2.1.1	Fonctionnement	22
2.1.2	Organisations	24
2.1.3	Importance de la surface	26
2.2	Quid de la variabilité de la vapeur d'eau ?	28
2.2.1	Mesures de la vapeur d'eau	28
2.2.2	Echelles spatiales et temporelles	35
2.2.3	Etat des connaissances	35

Cette partie dresse l'état de l'art sur la couche limite convective et la variabilité de la vapeur d'eau. Elle décrit aussi les différentes techniques de mesures de la vapeur d'eau.

2.1 Dynamique de la couche limite convective

La *couche limite atmosphérique* est la couche de l'atmosphère directement influencée par la présence de la surface de la Terre, et répondant à ses forçages avec une échelle de temps de l'ordre d'une heure ou moins (*Stull*, 1988). Ces forçages incluent le frottement, l'influence du relief et les transferts de chaleur et de vapeur d'eau. Ce concept de couche limite atmosphérique est valable sur presque tout le globe terrestre. Il peut cependant être difficilement applicable lorsque l'atmosphère est perturbée par la présence de convection profonde, le passage d'un front ou la présence d'un relief escarpé. La couche limite revêt différents aspects selon qu'elle se situe au-dessus des océans ou continents, d'un sol plat ou peu montagneux. Sa hauteur varie entre quelques dizaines de mètres si l'atmosphère est stratifiée à quelques kilomètres quand elle est instable et qu'il existe des phénomènes de convection. Dans cette couche, l'équilibre géostrophique n'est pas valable puisque la force de frottement turbulent ne peut être négligée vis à vis de la force de Coriolis et de la force de gradient de pression. La couche limite stable est caractérisée par une suppression de turbulence par flottabilité (profil stable de température potentielle, $Ri_f > 0$). Ce type de couche limite a une faible extension verticale. Il peut s'y développer des ondes. Les effets radiatifs jouent un rôle important. Cette complexité rend ce type de couche limite plus difficile à décrire et à modéliser. Elles sont surtout observées la nuit

ou lors d'advection d'air chaud sur une surface plus froide. Le cisaillement de vent (source de turbulence) peut être plus ou moins important selon les cas. Dans la suite, nous nous concentrons sur la couche limite convective.

La *couche limite convective* peut être définie comme une couche limite instable et animée de mouvements verticaux au sein de laquelle le mécanisme principal de production de la turbulence est la flottabilité (*i.e.* quand le flux sensible en surface est significativement positif). L'accumulation de la chaleur en surface s'évacue par cette couche. La turbulence n'y est pas complètement aléatoire mais souvent organisée. Dans ce cas, les variations dans la couche limite atmosphérique couvre plusieurs échelles allant de la turbulence de petite échelle (quelques mètres ou moins) aux structures cohérentes (plusieurs kilomètres) soit au moins trois ordres de grandeur.

Au-dessus des océans, la hauteur de la couche limite varie relativement peu et lentement en réponse aux faibles variations diurnes de la température de la mer. Les principales modifications de la couche limite sont alors liées à des processus de méso-échelle ou synoptique (comme l'advection de grande échelle ou la subsidence). La présence de la bruine (*Stevens et al.*, 2005) peut également jouer un rôle dans la rupture des organisations et favoriser un changement de régime (de stratocumulus vers cumulus). Au-dessus des continents, la couche limite varie de manière importante lors du cycle diurne : elle est bien plus épaisse le jour que la nuit. Le taux de croissance de la couche limite varie de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres par seconde (*Lilly et Gal-Chen*, 1982). Dans cette étude, nous nous intéressons aux caractéristiques de la *couche limite convective continentale*.

2.1.1 Fonctionnement

Une couche limite convective typique présente une stratification verticale (*Stull*, 1988). On distingue en effet trois couches (cf figure 2.1) :

- la couche de surface est le lieu de structures de petites échelles. Son épaisseur est de $\sim 10\%$ de la hauteur de la couche limite. Elle est souvent caractérisée par un gradient superadiabatique, une baisse de l'humidité et un cisaillement de vent assez fort. La théorie de similitude de Monin-Obukhov prévoit ses principales caractéristiques.
- la couche convective ou couche mélangée est le lieu d'activités turbulentes d'origine thermique (refroidissement radiatif par le haut ou chauffage au sol) et/ou dynamique (cisaillement de vent) qui induisent des profils verticaux de variables conservées (θ ou r_v en conditions sèches) pratiquement constants avec l'altitude du fait d'un important mélange vertical. Même quand la convection est le mécanisme dominant (origine thermique), il peut exister un cisaillement de vent qui contribue alors aussi à la génération de turbulence.
- la zone d'entraînement sépare la couche limite de la troposphère libre. Il s'agit d'une couche très stable épaisse de quelques dizaines à centaines de mètres. Cette dernière est le lieu de turbulence intermittente, de thermiques qui percent, d'ondes de Kelvin-Helmholtz ou internes de gravité.

Deux types de nuages sont souvent associés aux couches limites convectives, les cumulus de beau temps, fortement corrélés aux thermiques de la couche limite (*c.f. Wilde et al.*, 1985) et les stratocumulus qui occupent une part importante de la couche limite, cas de couche limite humide où des températures plus faibles favorisent la condensation. Dans le cas de stratocumulus, les gradients au sommet de la couche limite sont très forts de l'ordre de ~ 10 g/kg en eau totale et de ~ 10 K en température potentielle équivalente. Le rayonnement joue alors un rôle important dans le maintien du nuage et l'instabilité a surtout lieu au sommet de la couche limite par la présence d'un fort refroidissement radiatif. Dans la suite, nous nous concentrerons sur des

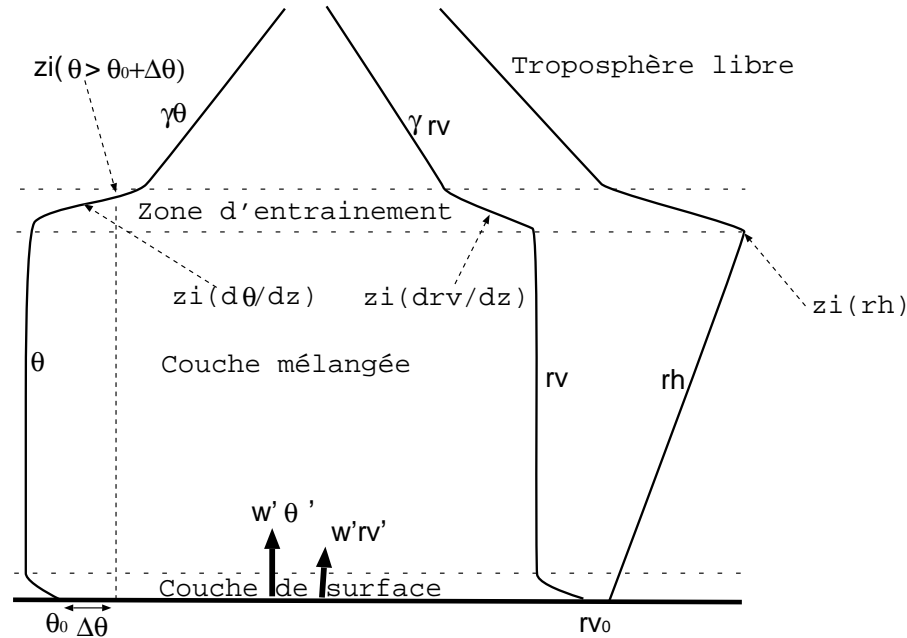


FIG. 2.1 – Schéma de la structure d'une couche limite convective et différentes définitions de la hauteur de couche limite, avec θ , la température potentielle, r_v , le rapport de mélange en vapeur d'eau, z_i la hauteur de couche limite, rh l'humidité relative, γ_θ le gradient de θ dans la troposphère et γ_{r_v} celui de r_v .

couches limites convectives continentales associées à un flux de chaleur important en surface.

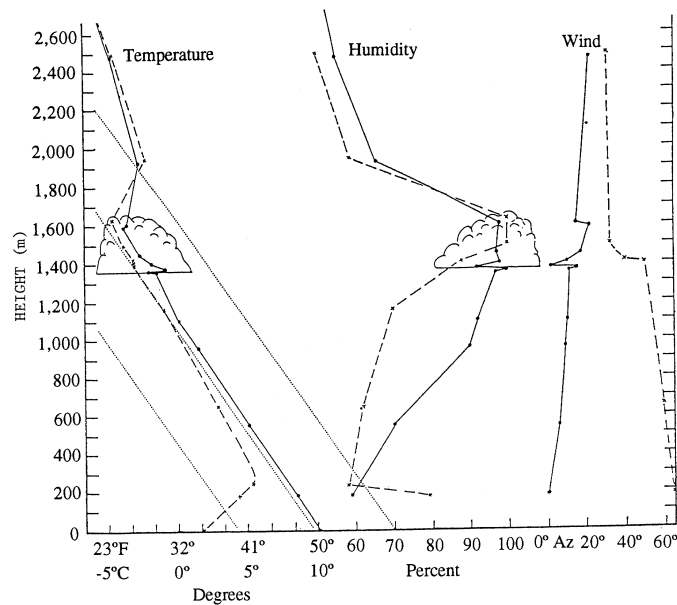


FIG. 2.2 – Profils verticaux des variables thermodynamiques de la couche limite observés à l'aide d'un cerf-volant à la fin du XIX^{ème} siècle sur le site de l'observatoire de 'Blue Hill' au Massachusetts le 8 octobre 1896. Les lignes continues correspondent à l'ascension et les tirets à la descente. Les pointillés correspondent aux adiabatiques sèches (Conover, 1990).

De nombreuses études de la couche limite convective ont lieu depuis le début des années 1970 aussi bien à partir d'expériences analogiques (*Deardorff*, 1966), de simulations numériques (*Deardorff*, 1972) que d'observations (*LeMone*, 1973). Les premières observations de la couche limite datent cependant de la fin du *XIX^{ème}* siècle et ont été effectuées à l'aide d'un cerf-volant (cf figure 2.2), mais elles sont alors très sporadiques. L'étude de la couche limite s'est notamment développée dans la première moitié du *XX^{ème}* siècle du fait du besoin d'informations en altitude pour la prévision du temps et du développement de l'instrumentation permettant d'accéder à des couches supérieures. Historiquement, les études se sont d'abord focalisées sur la couche de surface plus facile à étudier via observations et expériences en cuve. Elles ont abouti aux lois de similitude de la surface (Monin-Obukhov). Ensuite l'intérêt s'est porté sur les couches supérieures et les campagnes de mesures se sont multipliées (BOMEX en 1969, ATEX en 1969, GATE en 1974...) pour caractériser les couches limites au-dessus des océans. Les premières campagnes de mesures documentant les couches limites convectives continentales ont aussi eu lieu pendant la fin des années 60 : Wangara en 1967 *c.f.* *Clarke* (1971) ou La Kansas experiment en 1968 (*Izumi*, 1971) . Les premières simulations numériques à haute résolution ont été réalisées par *Deardorff* (1972) ; par la suite, elles sont nommées Large Eddy Simulations (LES ou Simulation des Grands Tourbillons). Ces études ont permis de proposer une extension des lois de similitudes à la couche mélangée et de décrire les principales caractéristiques de cette couche limite. Durant les années 80, les analyses se sont centrées sur les organisations de cette couche limite (*c.f.* *Greenhut et Khalsa*, 1982), et le développement des paramétrisations de la couche limite pour les modèles à méso-échelle ou à plus grande échelle (initié par *Lilly*, 1968). Une revue des différents types de paramétrisations est donnée au chapitre 7. De nos jours, du fait de l'augmentation des ressources numériques, les couches limites stables et la problématique du brouillard sont de plus en plus étudiées, elles nécessitent en effet des résolutions très fines. Les liens entre transports convectifs et chimie constituent également un thème de recherche en essor.

L'entraînement au sommet de la couche limite a fait l'objet de nombreuses études à la fois numériques et à partir d'observations car ce mécanisme joue un rôle important sur la structure de la couche limite convective. Comme il ne peut pas être pris en compte dans les GCM du fait de la résolution (verticale), des paramétrisations de ce mécanisme ont été développées. Les modèles simples de couche limite prévoient un rapport de flux de flottabilité au sommet de la couche limite sur le flux à la surface de l'ordre de -0.2 en l'absence de cisaillement (*Lilly*, 1968; *Tennekes et Driedonks*, 1981). Des observations de cet entraînement notamment à partir de mesures lidars ont mis en défaut cette valeur (*Davis et al.*, 1997; *Flamant et al.*, 1997). La présence d'un cisaillement augmente ce rapport et *Pino et al.* (2003) proposent une paramétrisation tenant compte de la présence éventuelle d'un cisaillement de vent. *Flamant et al.* (1999) ont indiqué l'importance de la méso-échelle pour le calcul de cet entraînement. *Van Zanten et al.* (1999) ont montré l'importance d'utiliser un modèle de couche limite tenant compte de l'épaisseur de la zone d'entraînement (modèle d'ordre 1) pour dériver cette relation afin de simuler l'entraînement résolu par LES. Notons, cependant que notre cas d'étude est caractérisé par une forte croissance de couche limite en réponse à l'augmentation forte des flux de flottabilité en surface du fait du cycle diurne. Cette dynamique diurne de la couche limite contraste avec celle de la couche limite convective au-dessus des océans.

2.1.2 Organisations

La couche limite atmosphérique est le siège de mouvements méso-échelles avec des vitesses verticales de l'ordre de quelques m/s. Ce sont des "figures de convection" de un à deux kilomètres de hauteur et ayant une échelle horizontale de plusieurs kilomètres. Cette convection s'étend de la

surface jusqu'à la zone d'entraînement. Le principe d'une organisation convective a été démontré 'analogiquement' par Bénard au début du siècle, avec la mise en place de cellules convectives.

L'instabilité à l'origine de ces figures de convection peut être dynamique dans le cas des rouleaux ou thermique dans le cas des cellules. *Atkinson et Zhang* (1996) rappellent les différentes instabilités (thermique, dynamique, mixte) qui induisent une organisation. Ils soulignent aussi la grande variété de structures organisées. *Young et al.* (2002) listent les différents types d'organisations prenant place dans la couche limite en déterminant les mécanismes responsables de ces organisations. Ils distinguent généralement trois types de structures de couche limite convective : les cellules ouvertes, les cellules fermées et les rouleaux (cf figure 2.3 où ces structures sont tracées par les nuages).

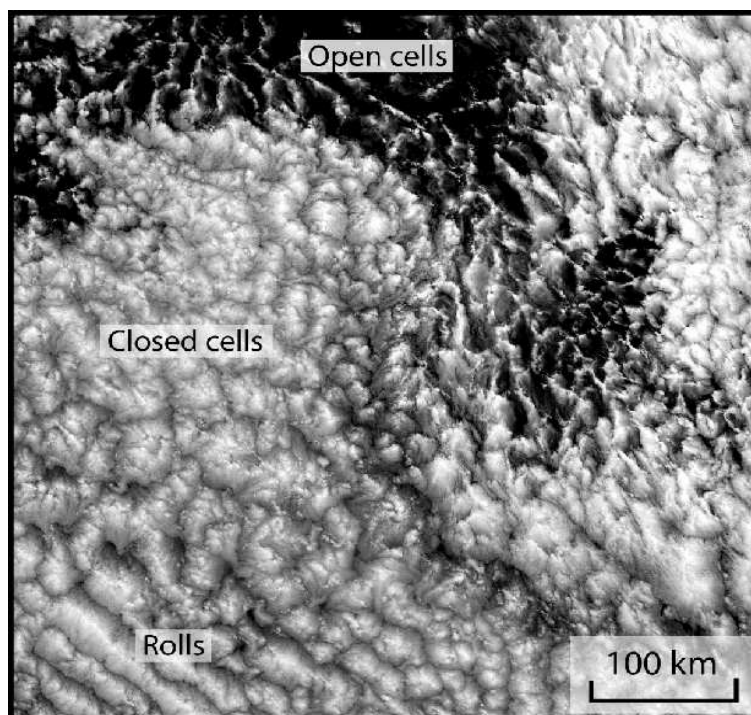


FIG. 2.3 – Photo satellite prise par MODIS à 250 m de résolution représentant les différentes organisations de la couche limite matérialisées par des nuages : cellules ouvertes-’open cells’, cellules fermées-’closed cells’ et rouleaux-’rolls’ (site <http://www.atmos.washington.edu/~robwood/>).

Les cellules ouvertes ont leurs bords ascendants chapeautés de nuages et leurs coeurs descendants. Elles sont associées aux cumulus de beau temps et se forment au-dessus d'une couche de surface instable. Les cellules fermées ont leurs coeurs ascendants couverts de nuages alors que leurs bords sont descendants (*Atkinson et Zhang*, 1996). Elles sont associées aux stratocumulus et se forment plutôt au-dessus d'une couche de surface stable.

Les structures 2D ou en 'rouleaux' ont d'abord été observées par satellites (rues de nuages) et notamment dans les cas d'advection d'air froid sur l'océan (*Etling et Brown*, 1993). Elles ont ensuite été observées via différentes techniques (avions, radiosondages, radar doppler) aussi bien sur les continents que les océans et ne sont pas forcément matérialisées par des nuages. Leur rapport d'aspect ($r = \frac{\lambda}{L}$ avec λ espacement des rouleaux et L leur longueur) varie typiquement de 2 à 15. Ces structures peuvent être longues de plusieurs centaines de kilomètres. Elles apparaissent dès l'existence d'un vent minimum souvent caractérisé dans la littérature par un seuil sur $\frac{z_i}{L_{mo}}$

(*Weckwerth et al.*, 1997). Leur alignement fait un angle de 10 à 20 ° par rapport à la direction du vent moyen (*LeMone*, 1973). *Moeng et Sullivan* (1994) simulent de manière assez académique par LES des cas de développement de cellules et de rouleaux en faisant varier le chauffage en surface et l'intensité du cisaillement de vent. Cependant, la modélisation des rouleaux semble délicate. Typiquement, les simulations peinent à conserver un cisaillement de vent suffisant (*c.f. Lohou*, 1997; *Weckwerth*, 1995).

Ces structures cohérentes conditionnent les propriétés de la couche limite et participent aux transferts de chaleur, humidité et quantité de mouvement du sol vers la troposphère libre. Elles contribuent ainsi au fort mélange vertical. Elles ont également une forte influence sur les nuages de couche limite : *Wilde et al.* (1985) ont, par exemple, montré que les cumulus coiffaient souvent les thermiques les plus intenses. De plus, de part les variations que ces structures induisent sur les caractéristiques thermodynamiques elles peuvent favoriser la convection profonde (*Weckwerth et al.*, 1997; *Weckwerth*, 2000).

De part la complexité de la couche limite, une vision statistique, utilisant des moyennes, et non déterministe permet de la caractériser. Or, pour le calcul de ces moyennes plusieurs solutions dépendant du type de mesure et s'appuyant sur l'hypothèse de Taylor sur l'ergodicité (qui indique la convergence entre les différentes moyennes, spatiale ou temporelle) sont envisageables. Les organisations de la couche limite posent le problème de la mesure puisque l'hypothèse d'ergodicité n'y est plus valable. Cependant, de manière générale, une moyenne temporelle est appliquée pour les mesures fixes alors que pour les mesures mobiles il s'agit d'une moyenne spatiale. Dans les LES, une moyenne par volume est réalisée. *Kanda et al.* (2004) comparent des mesures effectuées sur un mât instrumenté à des simulations LES et montrent une sous estimation du flux mesuré par ce mât du fait de l'advection locale en l'estimant par moyenne temporelle, alors qu'une estimation par moyenne spatiale ne présente pas de biais. Ainsi les mesures aéroportées fournissent en théorie une mesure plus juste des flux. L'échantillonnage est un des problèmes majeurs de la mesure dans la couche limite. En effet, le pas d'échantillonnage doit être suffisamment petit pour capter la turbulence de petite échelle et les segments suffisamment longs pour permettre d'échantillonner un nombre significatif d'organisations méso-échelle. Les mesures 2D désormais possibles via la télédétection (lidar ou AERI par exemple) permettent de diminuer la période ou longueur des échantillons.

2.1.3 Importance de la surface

Depuis une dizaine d'années l'intérêt s'est porté sur l'influence de la surface sur la structure de la couche limite. A l'interface sol-atmosphère, les hétérogénéités des flux de surface font intervenir les variations de topographie, texture du sol, type d'occupation (*e.g.* zones urbaines), végétation, humidité du sol et couverture nuageuse (*Avissar et Schmidt*, 1998). Ces caractéristiques contrôlent le rayonnement net reçu à la surface (albédo et température de surface) et son transfert vers l'atmosphère notamment la partition entre flux sensible et flux latent¹. Les hétérogénéités de surface combinent donc i/ des hétérogénéités "fixes" liées à des caractéristiques de la surface comme le relief, la texture du sol, la végétation (qui varie surtout d'une saison à une autre) et ii/ des hétérogénéités "variables" comme l'humidité du sol fortement modifiée par les précipitations ou les modulations liées à la présence-absence de nuages.

L'analyse de l'influence des hétérogénéités de surface est abordée depuis une quinzaine d'années. Les études cherchent notamment à déterminer i/si les hétérogénéités de surface produisent des circulations secondaires à méso-échelle ii/ quel est l'impact de flux de surface variables

¹Les nuages contribuent aussi largement à la modulation du rayonnement net reçu par la surface.

sur la structure de la couche limite au-dessus. Cependant, aucun consensus définitif n'existe encore sur les échelles concernées, ni sur l'importance de telles hétérogénéités.

Les études existantes se basent principalement sur la modélisation. En effet, les circulations à méso-échelle induites par des inhomogénéités en surface sont difficilement mises en évidence pour trois raisons (*Zhong et Doran, 1997*). Tout d'abord, il est difficile de mesurer les hétérogénéités de surface de part le manque de représentativité des mesures de flux de surface qui sont locales (*André et al., 1990*). Les mesures avions fournissent des estimations de flux à plus grande échelle (typiquement de l'ordre de plusieurs dizaines de km). Les satellites fournissent actuellement la meilleure observation de la variabilité de surface mais, prises seules, ne donnent pas de valeurs quantitatives. Ensuite, les circulations à méso-échelle sont souvent masquées par des vents de plus grande échelle. Enfin, ces circulations sont les plus nettes lorsqu'elles sont créées par deux surfaces contrastées via des flux de surface assez différents (comme les brises de mer) et d'étendue de l'ordre de 100 km ; or dans la nature, il existe plutôt une superposition de variations à différentes échelles (*Mahrt, 2000*).

Des études relativement académiques ont permis d'analyser l'influence de différentes caractéristiques des 'patches'² de flux variables. Elles indiquent un impact négligeable des hétérogénéités de surface de taille inférieure à 5 km (*Avissar et Schmidt, 1998*) ou 10 km (*André et al., 1990*). Mais des controverses existent sur la significativité des hétérogénéités d'échelles supérieures (*Doran et Zhong, 2002*). Cependant, l'étude de *Chen et Avissar (1994)* indique un effet maximum lorsque l'échelle des structures est équivalente au rayon de Rossby local (typiquement de l'ordre de 100 km). *Weaver et Avissar (2001)* distinguent les hétérogénéités d'échelle inférieure à 5-10 km qui produisent des mouvements chaotiques d'échelle comparable aux tourbillons organisés, des hétérogénéités d'échelle de l'ordre de 100 km qui induisent des circulations de méso-échelle. Des tests de sensibilité (par exemple *Avissar et Schmidt, 1998*) montrent qu'une augmentation de l'amplitude de la différence des flux tend à augmenter l'impact de ces hétérogénéités et ce de manière non-linéaire. Par contre, un important taux de chauffage et une intensification du vent moyen (dès quelques m/s) tendent à gommer l'effet de ces hétérogénéités.

La communauté s'est aussi intéressée à l'impact des hétérogénéités spatiales de surface sur l'initiation des nuages et l'intensité des précipitations. *Rabin et al. (1990)* observent ainsi qu'à des échelles spatiales de l'ordre de quelques centaines de km^2 , sur terrain plat, et en conditions non perturbées, les nuages se développent plus tôt au-dessus des sols humides mais restent peu profonds alors qu'au-dessus d'un sol sec la convection se déclenche plus tard mais produit des nuages plus profonds. *Chen et Avissar (1994)* indiquent que les hétérogénéités de surface entraînent une organisation des précipitations avec des précipitations plus intenses se situant aux fronts des circulations. *Taylor et al. (1997b)* mettent en évidence des variations du champ de précipitations atteignant plus de 200 mm sur 10 km sur l'Afrique de l'Ouest à l'échelle saisonnière. De tels gradients suggèrent l'existence d'interactions fortes entre la surface et la convection profonde. Ils retrouvent de telles fluctuations d'intensité comparable d'autres années mais localisées à des endroits différents suggérant qu'il ne s'agit pas d'un impact lié à la structure du sol ni au relief. Enfin, *Taylor et al. (2003)* suggèrent, à partir d'observations, de possibles rétroactions positives entre la distribution horizontale des précipitations à des échelles de quelques centaines de km et les caractéristiques des couches limites.

Enfin, cette revue souligne la richesse des modes d'interactions possibles entre hétérogénéités de surface, circulations de couche limite et convection, tout autant que les limites actuelles de nos connaissances de ce sujet.

²Aire ayant des caractéristiques communes

2.2 Quid de la variabilité de la vapeur d'eau ?

Les études présentées précédemment suggèrent déjà l'existence de certains modes de variabilité de la vapeur d'eau. En effet, l'important mélange vertical tend à homogénéiser le contenu en vapeur d'eau dans la couche limite tandis que l'existence de structures organisées crée des hétérogénéités horizontales comme par exemple des valeurs plus humides dans les zones ascendantes (traduites par l'existence de nuages en leur sommet, *c.f.* figure 2.3). Ici, après avoir présenté les différentes techniques de mesures de la vapeur d'eau, nous dresserons un bilan de l'état de l'art de notre connaissance et compréhension de la variabilité de la vapeur d'eau dans les basses couches atmosphériques.

L'eau est une variable difficilement mesurable car elle est présente sous plusieurs phases (vapeur, liquide ou glace) et en quantité variant jusqu'à trois ordres de grandeur : sa concentration moyenne est de 10 g d'eau pour 1 kg d'air dans une couche limite standard et seulement 0.01 g/kg dans la stratosphère. De plus, l'humidité est dépendante de la température. En effet une masse d'air à 35°C peut contenir 37 g/kg de vapeur d'eau alors qu'une masse d'air à 15° ne peut contenir que 10.7 g/kg. Depuis une dizaine d'années, différentes méthodes ont été développées afin de mesurer la gamme de variabilité de vapeur d'eau. Des mesures issues de la plupart de ces techniques sont utilisées dans cette étude.

2.2.1 Mesures de la vapeur d'eau

La vapeur d'eau est quantifiée par différentes variables :

- la pression partielle de vapeur (e) qui est la contribution de la vapeur d'eau à la pression atmosphérique totale, souvent de l'ordre de quelques hPa.
- le rapport de mélange est le rapport de la masse de vapeur d'eau sur la masse d'air sec pour un volume élémentaire. Il s'exprime en g/kg et varie de 0 à 30 g/kg.
- l'humidité spécifique est le rapport de la masse de vapeur d'eau sur la masse d'air humide pour un même volume (même unité que le rapport de mélange).
- l'humidité relative est le rapport de la pression de vapeur sur la pression de vapeur saturante. Cette valeur définit la proximité à la saturation et s'exprime en %.
- la température de rosée correspond à la température pour laquelle une masse d'air va condenser lors d'une transformation isobare (Pression constante).
- le contenu intégré en vapeur d'eau est égal à la masse totale de vapeur d'eau présente dans la colonne d'atmosphère de section unité située à la verticale d'un point de la surface terrestre. Il varie de 5 kg/m² (en hiver aux Pôles) à 60 kg/m² (à l'équateur). Le contenu de la stratosphère est généralement négligeable de l'ordre de 0.3 kg/m².

Selon les techniques instrumentales, la mesure permet d'accéder à une de ces variables caractérisant le contenu en vapeur d'eau. La mesure de la vapeur d'eau a fait un saut il y a vingt ans grâce au développement de nouvelles techniques (*Weckwerth et al.*, 1999). Dans la suite, nous présentons les principales techniques de mesures de la vapeur d'eau en distinguant les mesures in-situ (mesures locales) et les mesures télédéteectées (à distance). Les différentes techniques sont résumées dans le tableau 2.1.

2.2.1.1 Les mesures in-situ

Différents principes de mesure directe de l'humidité peuvent être distingués :

- Le *psychromètre* est constitué de deux thermomètres dont l'un sert à mesurer la température

<i>Instrument</i>	<i>Quant. Mesuree</i>	<i>H₂O</i>	<i>Limites</i>
hygromètre	capacité/résistance	rh	risque de saturation qd nuages
chilled mirror	T^{re} miroir	Td	basse fréquence
Lyman α	absorption UV	r_v	dérive au cours du temps
Licor	absorption IR	r_v	dérive au cours du temps
Spectromètre IR	rayonnement IR	$r_v(z)$	pas de mesure si nuages
Radiomètre MO	rayonnement MO	IWV	pas de mesure si pluie
Sondeur IR	absorption IR	$r_v(z)$	pas de mesure si nuages
GPS	délai	IWV	besoin d'une station colocalisée
GPS-occultation	délai	$r_v(z)$	aucune
Lidar DIAL	rétrodiffusion	r_v	pas de mesure si nuages
Lidar Raman	rétrodiffusion Raman	r_v	pas de mesure si nuages
Radar	ind. réfraction (échos fixes)	r_v	pas de mesure si pluie
Radar SAR		IWV	

TAB. 2.1 – *Description des instruments mesurant la vapeur d'eau. Nous précisons la quantité mesurée, la variable obtenue et les principales limites. IR pour infrarouge, MO pour micro-onde, IWV pour eau précipitable et DIAL pour Differential Absorption Lidar.*

de l'air ambiant et l'autre à mesurer la température de l'air saturé d'eau (le réservoir du thermomètre est entouré d'un tissu humide). A partir de ces deux mesures, l'*humidité relative* est calculée.

- L'*hygromètre* mesure la résistivité d'un matériau, souvent une fine couche de carbone. Les premiers hygromètres utilisaient des cheveux (qui s'allongent ou se raccourcissent en fonction de l'humidité de l'air) et ont été développés par Horace Bénédicte de Saussure (1740-1799). Les changements en *humidité relative* étirent ou contractent la couche de carbone induisant un changement simultané de la résistance entre les deux électrodes entourant la couche de carbone. Les hygromètres ne sont pratiquement plus utilisés de nos jours et ils ont été remplacés par des capteurs électroniques fournissant une mesure capacitive (cf ci-dessous) à partir d'un condensateur.
- Le *film capacitif* détermine les propriétés diélectriques d'un polymère, ces dernières étant modifiées selon la quantité d'eau absorbée par le polymère. Cette technique fournit l'*humidité relative*.
- Le '*chilled mirror*' consiste à abaisser la température d'un miroir jusqu'à obtention de condensation ou condensation solide. Cette dernière est détectée par une modification de l'intensité de la lumière réfléchiée par le miroir. La température du miroir est alors la *température de rosée*.
- Les capteurs *Lyman α* émettent un rayonnement dans l'ultraviolet dans une bande d'absorption de la vapeur d'eau. La comparaison de l'absorption entre deux chambres (une chambre avec un air de référence dont le contenu en humidité est connu et une chambre contenant l'air à mesurer) fournit une information sur le *rapport de mélange en vapeur d'eau*. Cet instrument a une réponse rapide et permet donc des mesures de turbulence à haute fréquence. Cependant il nécessite un calibrage régulier par rapport à un instrument plus stable à fréquence plus lente comme le '*chilled mirror*' par exemple.
- Les *Licors* mesurent la différence d'absorption d'un rayonnement infrarouge entre l'air

contenu dans deux chambres. Ils donnent une mesure en moles/L de la *concentration en vapeur d'eau*.

Ces techniques de mesure peuvent être fixes et au sol, portées par un ballon (radiosonde) ou à bord d'un avion. Les différents supports pour ces instruments sont :

- *les stations météorologiques de surface* sous abri. La précision de la mesure par ces stations est de 0.4 g/kg, 0.5 K et 0.5 m/s (*Weckwerth, 1995*).
- *les radiosondages* (RS) consistent à lancer dans l'atmosphère un ballon auquel est attachée une sonde. Ses mesures sont alors transmises en temps réel par radio. Les premières mesures par radiosondages datent de 1920. C'est le seul instrument opérationnel qui mesure l'humidité de la surface jusqu'à la stratosphère dans toutes les conditions de temps et qui ait été opéré depuis plus de 50 ans (*Wang et al., 2003*) ; il sert toujours d'instrument de référence. Pourtant, sa mise en oeuvre sous-échantillonne les échelles de variabilité de l'humidité (*Weckwerth, 2000*). En effet, les sites de lancement se situent souvent à plusieurs centaines de kilomètres de distance et les lancements espacés de 6 à 12 heures. Les radiosondages utilisent en général une technique capacitive pour la mesure de l'humidité. Certaines sondes peuvent cependant porter un capteur 'chilled mirror' comme le capteur Snow-White, qui a servi de mesure de référence pour l'intercomparaison des radiosondes durant *IHOP₂₀₀₂*. Les radiosondages ont l'avantage d'avoir une bonne résolution verticale (quelques mbars). L'incertitude est typiquement de l'ordre de 5 % (*c.f. Wang et al., 2003*). Plusieurs études ont mis en évidence l'existence d'un biais sec sur les mesures par radiosondages du réseau VAISALA jusqu'en 2000 (*Zipser et Johnson, 1998*). *Wang et al. (2002)* énumèrent les différentes causes de ce biais sec sur les mesures par radiosondages lors de la campagne TOGA-COARE notamment le matériel du 'packaging' des sondes. Ce biais a été corrigé depuis mai 2000. La précision est désormais de $\sim 0.5\text{g/kg}$.
- *les dropsondes* sont des sondes lâchées depuis un avion qui permettent également d'acquérir des profils verticaux.

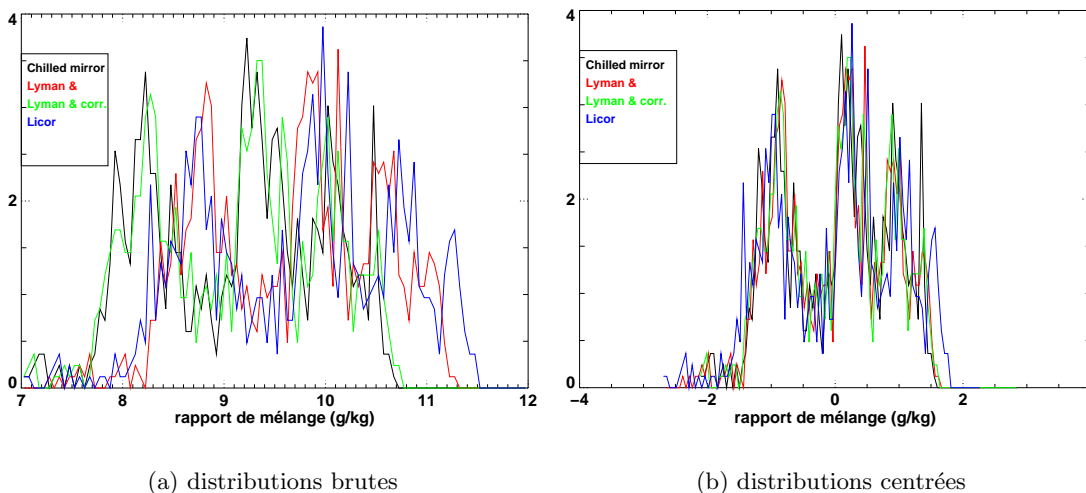


FIG. 2.4 – Distributions des mesures vapeur d'eau (en %) à partir de trois instruments (un chilled mirror, un Lyman α et un Licor) obtenues à partir des observations brutes (a) ou centrées (b), i.e. avec une moyenne nulle, sur un transect de 70 km le 14 juin 2002 à 350 m d'altitude durant *IHOP₂₀₀₂*.

- *les mesures avions* peuvent être effectuées via toutes les techniques listées précédemment. Le temps de réponse varie en fonction des instruments et il est nécessaire de le prendre en

compte car l'avion se déplace à une vitesse de l'ordre de 40 à 100 m/s. La précision des mesures avions est de 0.3 à 0.4 g/kg selon les instruments d'après *Weckwerth* (1995), de 4% sur Lyman α rapide, 2% sur humidité capacitive d'après *Lohou* (1997). Ces mesures permettent un bon échantillonnage spatial avec des enregistrements de 25 à 1 Hz (correspondant à des distances de l'ordre de 5 à 100 m) mais unidimensionnel. Elles ont un coût élevé et sont donc réservées aux campagnes de terrain. La figure 2.4 compare la mesure in-situ aéroportée de quatre instruments lors des vols du 14 juin 2002. Si les différences sont notables sur (a), il s'agit de biais systématiques puisque les distributions centrées (b) sont quasi-identiques. En effet, les Lyman α dérivent et nécessitent un calibrage.

Instrument	support	Précision	Résolution	Zone d'étude	Ici
hygromètre	sol/RS/avion	2 à 5%	1min (1D)	In-situ	Oui
chilled mirror	sol/RS/avion	< 5%	0.2Hz	In-situ	Oui
Lyman α	avion	4%	25Hz	In-situ	Oui
Licor	avion	< 5%	25Hz	In-situ	Oui
Spectromètre IR	Sol	1 g/kg	100-250 m, 10 min.	z=3 km	Oui
Radiomètre MO	Sol	0.6-1 g/m ²	1 s.	val. intégrée	Oui
GPS	sol	1.5 g/m ²	30 min	val. intégrée	Non
GPS-occultation	satellite	1.5 g/m ²	0.2-1 km, 30 min	10 km	Non
Sondeur IR	satellite	10 %	1-2 km, 2/jr	tte tropo.	Non
Lidar DIAL	avion	0.5 g/kg	100-600 m, 5 s.	z=5km	Oui
Lidar Raman	sol	0.5 g/kg	40-100m, 3 min	z=12 km	Oui
Radar	sol	5N-0.5 g/kg	1 km, 5 min	R=45 km	Non
Radar SAR	satellite	1-2g/m ²	20 m, 35 jrs	val. intégrée	Non

TAB. 2.2 – Description des instruments mesurant la vapeur d'eau précisant les supports possibles, la précision et résolution de la mesure, l'extension de la mesure et leur utilisation dans cette étude (Ici)

2.2.1.2 Les mesures par télédétection passive

La télédétection permet de sonder l'atmosphère de manière continue spatialement et/ou temporellement (*Weckwerth et al.*, 1999). La télédétection passive utilise un récepteur qui analyse la perturbation que le milieu sondé apporte à un rayonnement naturel. Elle est plus facile à mettre en oeuvre que la télédétection active (notamment moins coûteuse) mais plus difficile à exploiter car elle intègre le signal de plusieurs couches de l'atmosphère. Sa précision est d'ailleurs limitée. D'autre part, l'opérateur n'a aucune maîtrise sur le signal de départ émis par l'atmosphère.

- *Les spectromètres infrarouges à transformée de Fourier* reçoivent les radiations infrarouges émises par l'atmosphère à différentes longueurs d'onde. Cette méthode existe depuis la fin des années 1980 (*Smith*, 1990). L'inversion de l'équation du transfert radiatif permet d'aboutir aux profils de température et d'humidité. Cette inversion par calcul neuronal nécessite une période d'apprentissage et ce calcul est donc spécifique d'une zone donnée. Il existe cinq sites opérationnels depuis 1998 sur le site des Grandes Plaines américaines (SGP), appelés AERI (Atmospheric Emitted Radiance Interferometer) (*Feltz et al.*, 1998). Ces mesures valides jusqu'à 3 km d'altitude (ou la base des nuages) ont une résolution

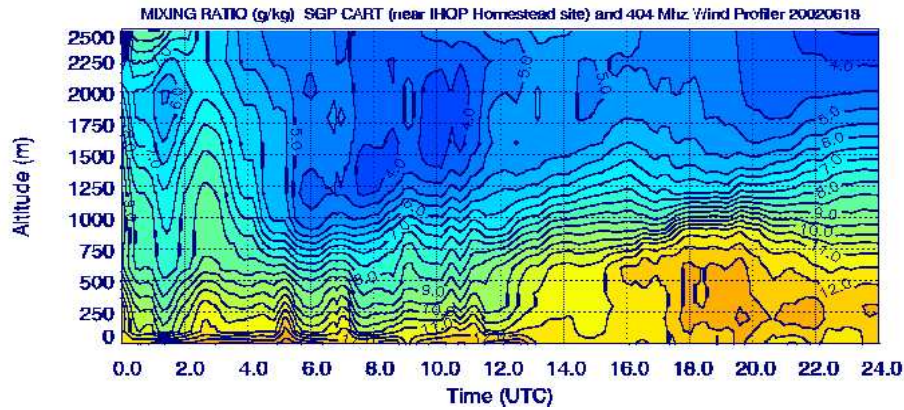


FIG. 2.5 – Série temporelle sur 24h des profils verticaux de r_v en g/kg mesurés par AERI à Homestead durant le 18 juin 2002 pendant IHOP₂₀₀₂ (site-<http://www.joss.ucar.edu/ihop/dm/archive/>).

de 100 à 250 m. Sur la figure 2.5, le fort gradient d'humidité permet d'évaluer la hauteur de la couche limite. Le principal inconvénient de cet instrument est qu'il cesse de prendre des mesures en présence de nuages bas ou de pluie. Sa résolution temporelle est de dix minutes, temps nécessaire au calcul de l'inversion (*Feltz et al.*, 2003).

- *Les radiomètres* utilisent l'absorption du rayonnement à différentes longueurs d'ondes. Les radiomètres micro-ondes mesurent l'absorption du rayonnement micro-onde par les molécules d'eau de l'atmosphère et fournissent le contenu intégré en vapeur d'eau depuis le sol. Depuis l'espace, différentes techniques de mesure de l'humidité fournissent surtout des informations intégrées. Elles utilisent l'absorption du rayonnement à différentes longueurs d'ondes : le canal vapeur d'eau de Météosat pour l'humidité de la moyenne et haute troposphère, les radiomètres micro-ondes embarqués fournissant l'humidité totale, ou les sondeurs comme AQUA ou IASI qui fourniront des profils d'humidité en ciel clair à 1 km de résolution et 10% de précision. Ces profils sont déduits des mesures du rayonnement aux fréquences d'absorption de la molécule d'eau. La résolution horizontale est de 2.5 à 5 km. Par exemple, l'instrument ATOVS fournit une précision de 20 à 30 % sur l'humidité, l'instrument IASI qui sera prochainement lancé sur le satellite Metop devrait atteindre une précision de 10 % et une résolution verticale de 1 à 2 km (*Phulpin et al.*, 2002). Ces mesures présentent l'avantage d'une couverture globale (c'est d'ailleurs le seul instrument permettant une couverture globale de la mesure de l'humidité) mais ont souvent une faible résolution et fournissent peu d'informations sur les basses couches de l'atmosphère. La combinaison des canaux vapeur d'eau et infrarouge d'un satellite géostationnaire, avec un schéma de transfert radiatif, permet la mesure de l'humidité relative dans la haute troposphère (UTH) entre 300 et 600 hPa.
- *Les GPS* fournissent le contenu intégré en vapeur d'eau via le délai atmosphérique (résolution temporelle de 15'). Une balise GPS calcule sa position en mesurant les délais de transmission entre satellite et base. Mais la propagation du signal ne s'effectue pas exactement à la vitesse de la lumière à cause de la perturbation atmosphérique. Ce délai se décompose en un délai hydrostatique facilement corrigible (à partir d'une mesure de pression en surface) et un autre surtout lié à la vapeur d'eau sur le parcours du signal. De telles mesures de vapeur d'eau ont lieu depuis les années 1990. A partir de visées vers différents satellites, la technique de tomographie permet d'accéder au champ 3D mais cette technique est encore en développement (*Doerflinger et Zhong*, 2001). Une nouvelle technique, la technique de

radio-occultation, n'est appliquée que depuis très peu de temps à l'atmosphère terrestre. Elle utilise des récepteurs GPS embarqués sur des satellites positionnés sur des orbites basses. Ces récepteurs mesurent les retards de trajectoires liés à la courbure des faisceaux du fait de la réfraction du milieu traversé. De part le grand nombre de délais mesurés, les profils verticaux de température et d'humidité peuvent être reconstruits. La précision espérée est de 0.2 g/kg avec une résolution verticale variable de 0.2 à 1 km et une résolution horizontale de 100 à 300 km (*Poli et al.*, 2003).

2.2.1.3 Les mesures par télédétection active

La télédétection active consiste en un émetteur-récepteur qui émet l'onde nécessaire à la mesure. Cette onde peut être sonore, radio, électromagnétique (ultraviolet, infrarouge, micro-onde..). L'intensité, la fréquence et la direction de l'onde peuvent être contrôlées permettant d'améliorer résolutions verticales et précisions.

- *les radars* peuvent apporter une information sur le contenu en vapeur d'eau via la mesure de la réfractivité. *Fabry et al.* (1997) proposent une technique de mesure des hétérogénéités de la vapeur d'eau près du sol. En effet, les changements de phase entre le 'scan' mesuré des échos fixes³ à un temps donné et celui à un temps de référence permettent d'obtenir une carte du champ de réfractivité. Ce champ permet d'obtenir une estimation de la vapeur d'eau dans un rayon de 30 à 45 km autour du radar en supposant la zone relativement plate. La réfractivité dépend de la température, pression (très peu variable) et vapeur d'eau. Des premières études ont montré que la variation de la réfractivité est très corrélée à celle de la vapeur d'eau comme le montre la figure 2.6 obtenue pour le 22 mai 2002 durant la campagne *IHOP*₂₀₀₂. Une comparaison systématique à tous les instruments présents durant *IHOP*₂₀₀₂ est présentée dans *Weckwerth et al.* (2005). Cette technique est cependant limitée aux continents car elle nécessite la présence d'échos fixes ; de plus, elle ne fournit pas une valeur quantitative de la vapeur d'eau. Une autre technique satellitaire, à partir de SAR (Synthetic Aperture Radar ou Radar à Ouverture synthétique) déduit la réfractivité troposphérique à partir des délais du signal radar entre le satellite et le sol (*Hanssen et al.*, 1999).
- *les lidars* sont les équivalents optiques des radars. Ils utilisent la radiation laser pour scanner l'atmosphère. Il existe deux techniques permettant de mesurer la vapeur d'eau, le DIAL (Differential Absorption Lidar) et le lidar Raman. Le *Lidar Raman* utilise la rétrodiffusion inélastique des molécules. Le signal rétro-diffusé est décalé par rapport à la longueur d'onde du signal émis au départ et ce décalage est spécifique de la molécule qui a rétro-diffusé le signal. La particularité de ce lidar est donc de pouvoir accéder aux concentrations d'espèces rares de l'atmosphère. L'intensité du signal rétro-diffusé est proportionnelle à la concentration de la molécule. En faisant l'hypothèse que la concentration en azote représente la concentration en molécules d'air, le rapport du signal de la molécule choisie et du signal retourné par l'azote renseigne ainsi sur le rapport de mélange de la molécule. Cette méthode est notamment utilisée pour obtenir la concentration en vapeur d'eau et celle des aérosols. Les premières mesures utilisant cette technique ont eut lieu en 1970 mais ce n'est que récemment (*Turner et al.*, 2002) qu'elle est réellement exploitée grâce à une amplification de l'énergie rétrodiffusée. Auparavant, seules les opérations de nuit étaient possibles à cause de la faible énergie rétrodiffusée par effet Raman. La résolution verticale varie de 50 à 100 m (*Whiteman et Melfi*, 1999).

³Réfractivité liée à la présence d'un obstacle ne correspondant pas à un signal météorologique

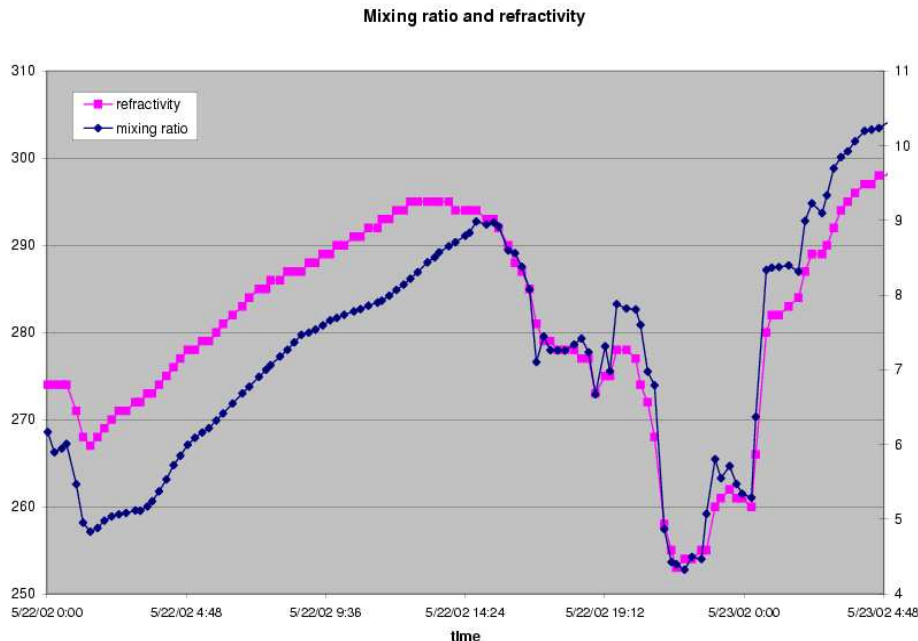


FIG. 2.6 – Séries temporelles de 2 jours de la réfractivité radar (rose) mesurée par le radar S-Pol et de r_v en g/kg (bleu) mesuré par une station de surface (capacitif) durant la campagne IHOP₂₀₀₂.

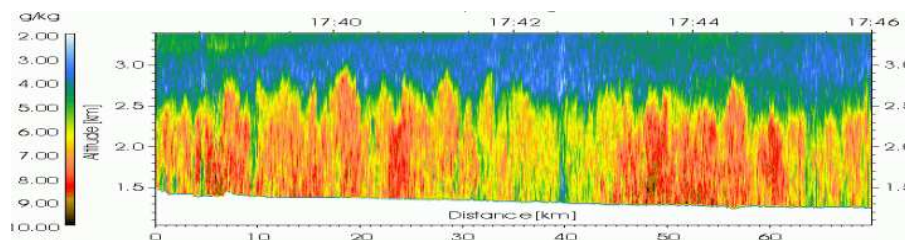


FIG. 2.7 – Série temporelle de profils verticaux de r_v en g/kg mesurés par le lidar DIAL du DLR le 7 juin 2002 durant IHOP₂₀₀₂. Les thermiques plus humides sont facilement identifiables (en rouge) (C. Kiemle).

Il peut fournir des profils verticaux jusqu'à une quinzaine de kilomètres toutes les deux minutes avec une précision de 0.5 g/kg (Wilczak *et al.*, 1996). La limite principale de cet instrument est son coût important.

Le lidar à absorption différentielle ou DIAL utilise l'émission simultanée de deux rayonnements, le premier à une longueur d'onde absorbée par la molécule dont on cherche à déterminer la concentration et le second à une longueur d'onde non absorbée (Cahen *et al.*, 1982). Le rapport entre les puissances rétrodiffusées à ces deux longueurs d'onde est proportionnel à l'absorption différentielle et renseigne sur la densité des molécules. Les premières mesures ont eu lieu en 1964 (Dabas *et Flamant*, 2002). Les avantages de cette technique sont sa résolution et sa spécificité moléculaire qui la rend également utilisable pour les molécules d'ozone par exemple. Sa limite principale est l'impossibilité de traverser les nuages (à l'exception des nuages fins de type cirrus) du fait de la forte atténuation du faisceau. En général, il permet de fournir des profils verticaux de quelques kilomètres (cf figure 2.7). Sa résolution verticale peut atteindre 100 m.

Un nouveau projet de l'agence spatiale européenne intitulé Wales (Water vapour lidar

experiment in Space) cherche à mettre au point un lidar spatial qui permettrait d'obtenir des profils verticaux d'humidité dans la troposphère et la stratosphère et couvrant tout le globe. Une résolution verticale de l'ordre de 1 km dans la basse troposphère et une précision inférieure à 5% sont attendues.

2.2.2 Echelles spatiales et temporelles

Un préliminaire à toute étude de variabilité est la définition des échelles spatio-temporelles qui seront concernées par cette variabilité. Nous verrons par la suite que selon l'échelle considérée différentes gammes de variabilité de la vapeur d'eau existent. Ce terme d'échelle est fondamental en météorologie et différentes définitions se trouvent dans la littérature. Une étude d'*Orlanski* (1975) définit différentes échelles spatiales allant de 20 m à 200 km. De même, des échelles temporelles peuvent être définies : quelques heures pour la méso-échelle et inférieure à l'heure pour la micro-échelle. Les phénomènes présents dans la couche limite, notamment la turbulence couvrent des échelles de temps inférieures à l'heure et d'espace inférieures à 3 km. Dans la suite de ce travail, nous parlerons de la *subméso-échelle* pour des phénomènes de période inférieure à l'heure et d'échelle spatiale inférieure à 10 km. La méso-échelle est définie dans *Lilly et Gal-Chen* (1982) comme l'échelle où l'advection et la rotation de la Terre doivent être prises en compte. *Atkinson et Zhang* (1996) définissent la *méso-échelle* comme l'échelle couvrant la dizaine à quelques centaines de kilomètres. C'est cette définition que nous retiendrons dans cette étude.

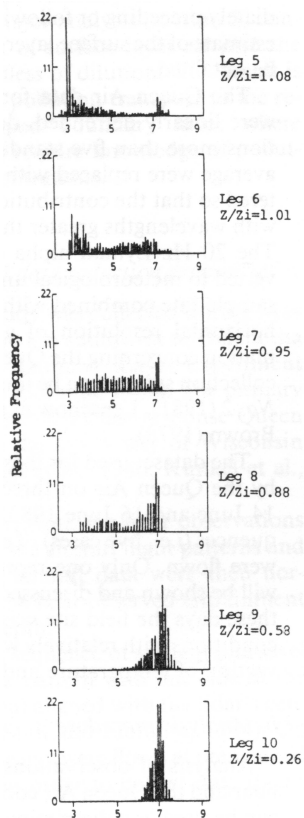
2.2.3 Etat des connaissances

Les études sur la couche limite se sont d'abord focalisées sur la description de sa structure et la compréhension de sa dynamique. Ainsi, simulations et observations, dès les années 70, (*Deardorff*, 1974) informent sur les profils moyens d'humidité notamment grâce aux mesures de la campagne Wangara en Australie (*Clarke*, 1971).

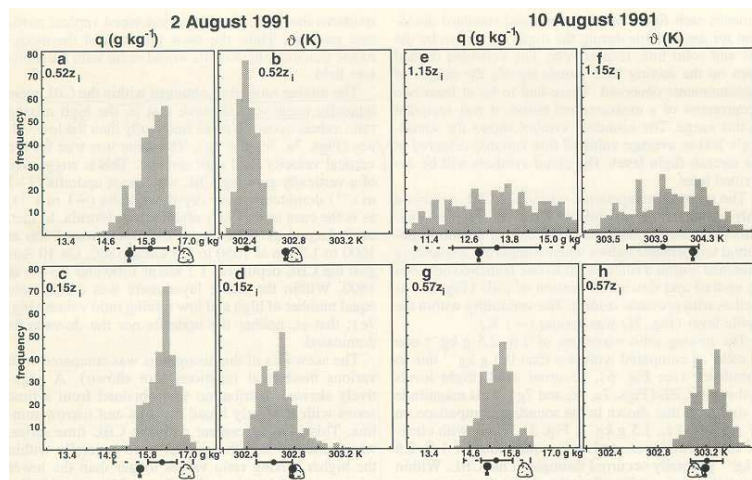
Très vite, apparaît dans la littérature la notion de variabilité horizontale de la vapeur d'eau (parallèlement à celle de la température potentielle (θ) et du vent) dans le cadre de la description de la dynamique de la couche limite. Ainsi, l'étude de *Coulman* (1978) présente sans doute les premiers profils verticaux de variance d'humidité, de corrélation entre θ et le rapport de mélange en vapeur d'eau (r_v) et de skewness⁴ de r_v . La forte dispersion des mesures reste problématique. Il s'agit de variabilité à subméso-échelle puisqu'elle est renseignée à partir de mesures avions tous les 3 m et sur des vols de 7 à 10 km de long. Ces mesures sont réalisées au-dessus d'un continent (en Oklahoma). Ensuite, les travaux de *Crum et Stull* (1987) montrent l'existence de distributions complexes dans la couche limite à partir de mesures avions filtrées afin de ne retenir que la variabilité d'échelles inférieures à 6.25 km. La figure 2.8 (a) présente ces distributions obtenues à partir de transects avions à différentes altitudes dans la couche limite. Ces travaux concernent des couches limites convectives en phase quasi-stationnaire au-dessus des Grandes Plaines américaines. L'étude de *Crum et al.* (1987) indique l'existence d'air sec atteignant les niveaux 200 m au-dessus du sol. Les mesures avions dans *Weckwerth et al.* (1996) (figure 2.8b) fournissent un ordre de grandeur des fluctuations à subméso-échelle de l'ordre de 1.5 à 2.5 g/kg pour une couche limite ayant une valeur moyenne de 15 g/kg. Ils expliquent cette variabilité par la présence de rouleaux dans la couche limite avec des valeurs plus humides au niveau des branches ascendantes et des valeurs plus sèches au niveau des branches descendantes. Les fluctuations de r_v ayant des échelles de 2 à 5 km.

⁴Moment d'ordre 3 normalisé par la variance, qui traduit l'asymétrie d'une distribution

Les échelles caractéristiques des fluctuations turbulentes de la vapeur d'eau ont notamment été étudiées par *Durand et al.* (2000) pour la couche limite océanique ou *Lohou et al.* (1998) pour des cas de rouleaux au-dessus d'un continent. L'étude de *Jonker et al.* (1999) souligne l'existence d'échelles caractéristiques plus larges pour les traceurs passifs⁵ que pour la température potentielle elles-mêmes supérieures à celles pour la vitesse verticale. Enfin, *de Roode et al.* (2004), complétant l'étude précédente, montrent à partir de simulations LES académiques que le rapport du flux au sommet de la couche limite sur le flux en surface contraint les échelles caractéristiques de variabilité d'un traceur passif. Ils appliquent ce résultat à la vapeur d'eau et soulignent des échelles plus larges pour les fluctuations de vapeur d'eau que celles de la vitesse verticale ou la température potentielle virtuelle.



(a) *Crum et Stull* (1987)



(b) *Weckwerth et al.* (1996)

FIG. 2.8 – Distributions à partir de mesures avions (a) de r_v au-dessus des Grandes Plaines américaines ou (b) de r_v et θ en Floride.

La première étude à avoir souligné l'importante variabilité de la vapeur d'eau à des échelles d'une dizaine de kilomètres (mésos-échelle) est celle de *Milford et al.* (1979) où des profils verticaux de vapeur d'eau au-dessus d'un continent sont obtenus à partir d'un deltaplane instrumenté. *Nicholls et LeMone* (1980) présentent également une variabilité couvrant plusieurs dizaines de

⁵La vapeur d'eau ne peut pas être considérée comme un traceur passif puisqu'elle entre en compte dans le calcul de la flottabilité et prend donc part à la dynamique de la couche limite. Cependant, une fois la dynamique connue, elle peut être utilisée comme une information sur l'origine de l'air au même titre que la température potentielle.

kilomètres mais cette fois au-dessus de l'océan tropical à partir de mesures avions. Depuis, plusieurs travaux ont étudié plus en détail cette variabilité. Par exemple, *Mahrt* (1991) examine la variabilité mesurée à partir de vols avions et trouve une variabilité d'un ordre de grandeur supérieure pour la variabilité aux échelles de quelques kilomètres que celle des échelles inférieures au kilomètre. Il souligne également l'existence d'une corrélation négative entre la température et l'humidité aux échelles supérieures à 5 km alors qu'une corrélation positive est obtenue aux échelles inférieures. *Price* (2001) en étudiant des distributions de vapeur d'eau dans la couche limite mesurées par des ballons plafonnant montre l'existence d'une variabilité importante aux échelles supérieures à 5 km.

Récemment, les nouveaux moyens de télédétection comme les lidars fournissent des mesures 2D et permettent une estimation des profils verticaux de variance (*Kiemle et al.* (1997) et *Wulfmeyer* (1999)).

L'importance de la connaissance de la variance de l'humidité, notamment pour la paramétrisation des nuages de couche limite, a induit le développement de différentes théories. Les lois de similitude de la convection libre proposées par *Deardorff* (1972) ont montré des limites puisqu'elles ne sont valables que dans la moitié basse de la couche limite. Ainsi *Wyngaard et Brost* (1984) et *Sorbjan* (1990) ont dérivé deux autres lois de similitude qui permettent de tenir compte de l'entraînement⁶ au sommet de la couche limite à partir respectivement d'analyse de simulations LES ou d'observations. Ces lois ont d'abord été développées afin d'améliorer la connaissance du transport de scalaires dans la couche limite et s'appliquent aussi à la vapeur d'eau. Elles ont été validées via les observations de variances de la vapeur d'eau dans la couche limite.

D'autres études basées sur des observations ont dérivé des distributions d'humidité dans des couches nuageuses (*Larson et al.*, 2001), soulignant l'existence d'asymétrie positive au-dessus de la couche limite en présence de cumulus, distributions souvent utilisées dans les paramétrisations des nuages (*e.g.* *Bougeault*, 1982; *Bony et Emanuel*, 2001; *Tompkins*, 2002).

Depuis peu, de nouveaux instruments permettent de mesurer la variabilité de la vapeur d'eau à relativement fine échelle. Cependant, la connaissance de la variabilité de la vapeur d'eau dans les basses couches atmosphériques est encore assez parcellaire. De plus, peu de transferts vers les paramétrisations ne sont encore réalisés si ce n'est peut-être vers la communauté de la chimie atmosphérique.

⁶Dans la littérature ce mot peut avoir deux sens. Le premier traduit l'existence d'un flux de flottabilité négatif au sommet de la couche limite (à différencier des cas de 'free encroachment' où le flux de flottabilité au sommet est nul *c.f.* *Stull* (1988)) indiquant l'existence d'un transport de chaleur de la troposphère libre vers la couche limite. Le deuxième sens traduit le processus par lequel la couche limite ingère de l'air troposphérique lors de sa croissance.

Chapitre 3

Moyens d'étude

Sommaire

3.1	Le projet <i>IHOP</i>₂₀₀₂	39
3.1.1	Conditions de la campagne de mesures	40
3.1.2	Moyens mis en oeuvre	42
3.1.3	Le 14 juin 2002	42
3.2	Les modèles	44
3.2.1	Le modèle Méso-NH	47
3.2.2	Le modèle MM5	50
3.2.3	Le modèle HRLDAS	50

Dans cette étude, la méthodologie proposée vise à utiliser conjointement les observations et la modélisation pour étudier la vapeur d'eau et sa variabilité. Les observations sont celles de l'expérience *IHOP*₂₀₀₂ qui est présentée dans la première partie et la modélisation emploie différents modèles adaptés à l'échelle de variabilité étudiée. Ces modèles sont décrits dans la deuxième partie.

3.1 Le projet *IHOP*₂₀₀₂

Ce projet a été initié en 1998 à la suite du workshop 'Lower-tropospheric water vapor workshop' (*Weckwerth et al.*, 1999) qui synthétisait les techniques de mesure de la vapeur d'eau. Il est motivé par différentes problématiques comme l'importance du champ de vapeur d'eau pour la convection nuageuse. Il a notamment débouché sur la préparation et la réalisation de la campagne *IHOP*₂₀₀₂. Cette campagne est présentée succinctement dans la suite. *Weckwerth et al.* (2004) ou *Flamant et al.* (2003) fournissent plus d'informations. D'autres projets font suite à cette campagne de mesure en se focalisant plus sur le problème de l'initiation de la convection :

- le Convective Storms Initiation Project (CSIP) qui aura lieu en Grande Bretagne durant l'été 2005 et dont les objectifs principaux sont de déterminer les perturbations de la CL qui permettent l'initiation de nouvelles cellules convectives (relief, contraste Terre/Mer, hétérogénéités de surface...), d'identifier les forçages de méso-échelle favorisant l'initiation convective et de distinguer l'impact des modifications liées à la présence de cellules convectives antérieures.

- la Convective Orography induced Precipitation Study (COPS) aura lieu durant l'été 2007 et consistera en une campagne de mesure permettant d'améliorer la prévision quantitative des précipitations dans une zone faiblement orographique.
- le Refractivity Experiment for H2O Research and Collaborative Operational Technology Transfer (REFRACTT) qui cherche à démontrer l'importance de la mesure de la réfractivité à partir de mesures radars pour identifier les poches d'humidité dans la couche limite.

3.1.1 Conditions de la campagne de mesures

La campagne *IHOP*₂₀₀₂, projet international d'étude de la vapeur d'eau, a eu lieu du 13 mai au 25 juin 2002 sur le site des Grandes Plaines des États-Unis. Son objectif principal était de caractériser la distribution spatio-temporelle de la vapeur d'eau à méso-échelle. Il s'agit également d'en déduire les variabilités clés à prendre en compte pour l'amélioration des prévisions. Elle a réuni de nombreux instruments comme des lidars au sol ou aéroportés, des AERI, des radars ou encore des GPS, certains encore en développement, d'autres déjà opérationnels. Cette campagne a regroupé notamment les trois lidars DIAL aéroportés existants au monde (LEANDRE-2, DLR H2O DIAL et le LASE). Plus de 200 chercheurs des États-Unis, d'Allemagne, de France et du Canada ont participé à cette campagne.

3.1.1.1 Le site

Le site des Grandes Plaines américaines a été choisi pour plusieurs raisons :

- le *réseau dense déjà existant d'instruments* de mesures météorologiques, cf figure 3.1 (a). Il regroupe notamment des réseaux opérationnels de stations météorologiques de surface (comme le réseau de l'Oklahoma avec une centaine de stations de surface), de radars notamment le réseau national (Nexrad WSR-88D), de GPS. Il est de plus complété par les instruments mis en place dans le cadre du projet ARM (Atmospheric Radiation Measurement, projet cherchant à observer pendant une longue période, soit plusieurs années, les nuages et les propriétés radiatives de l'atmosphère *Stokes et Schwartz* (1994)). Le site ARM comprend un réseau de radiosondages (avec lancement toutes les 3h en période d'observations intensives), cinq AERI, des lidars, des radars et un réseau dense de GPS.
- les *importantes variations de température et d'humidité* caractérisant cette zone géographique avec notamment l'existence des "lignes sèches"¹ associées à de forts gradients d'humidité sur des distances de moins de 10 kilomètres.
- le *fort gradient climatologique* est/ouest des *précipitations*.
- sa *topographie* relativement *homogène*.

3.1.1.2 Les problématiques

Ce projet est motivé par quatre problématiques :

- les *processus de couche limite* : il s'agit de comprendre les relations entre surface, couche limite et initiation de la convection afin à terme d'améliorer les paramétrisations. L'accent est mis sur l'analyse de l'hétérogénéité du forçage à différentes échelles, notamment par la surface.
- l'*initiation de la convection* : cette problématique cherche à spécifier les processus qui permettent d'identifier où et quand se déclenchera la convection.

¹Fort gradient d'humidité sur une distance d'une dizaine de kilomètres

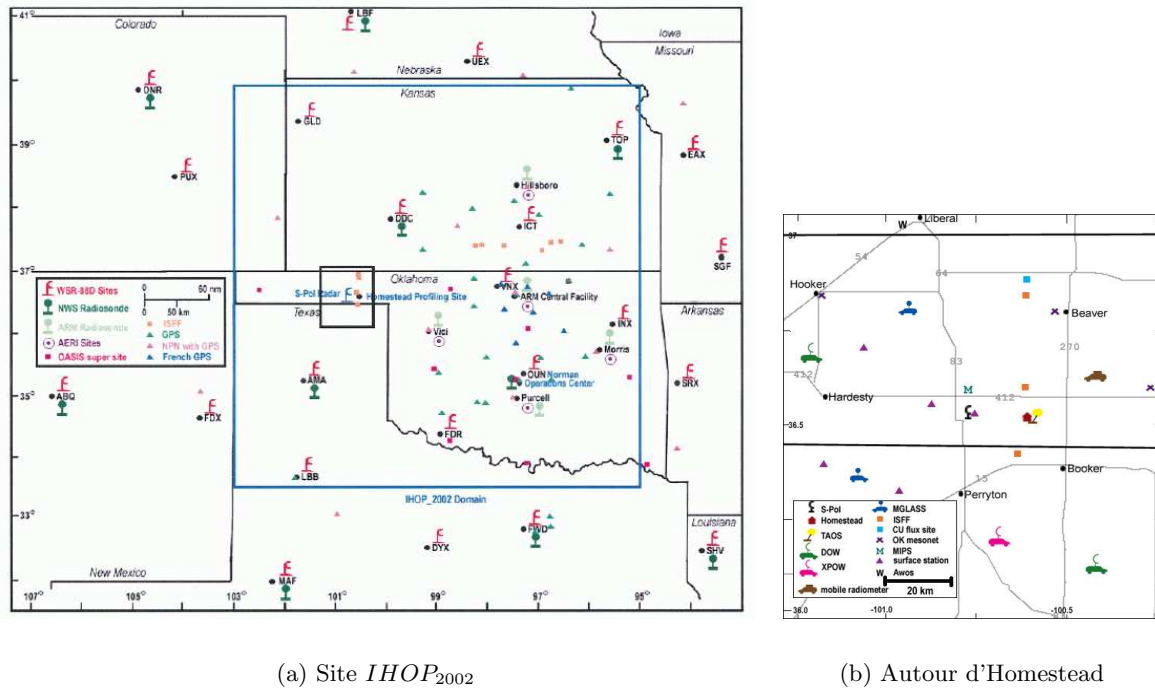


FIG. 3.1 – Localisation des instruments sur le site IHOP₂₀₀₂ (a) et zoom sur la zone autour d'Homestead (b) indiqué par un carré sur la figure de gauche (site :http://www.atd.ucar.edu/dir_off/projects/2002/IHOP.html).

- les *jets nocturnes et bores* : il s'agit de comprendre le déclenchement de phénomènes ondulatoires, type bore, liés aux courants de densité des systèmes convectifs de méso-échelle et leur rôle dans le maintien de la convection. L'alimentation des systèmes convectifs par les jets de basse couche en provenance du golfe du Mexique est aussi étudiée.
- la *prévision quantitative des précipitations* : une meilleure caractérisation du champ de vapeur d'eau peut-elle améliorer cette prévision ?
- l'*instrumentation* : quelle est la stratégie instrumentale optimale (combinaison d'instruments) permettant de mieux prévoir les précipitations et la variabilité de la vapeur d'eau ? Il s'agit aussi de tester les nouvelles techniques de mesures de la vapeur d'eau et d'en déterminer leur incertitude.

Cinq stratégies d'observations ont été définies pour répondre à ces différentes problématiques. Pour chaque stratégie, différents instruments sont mobilisés. Nous avons utilisé les observations de deux stratégies (BLE pour 'Boundary Layer Evolution' et BLH 'Boundary Layer Heterogeneity'). La première cherche à documenter l'évolution de la structure de la couche limite et sa distribution en vapeur d'eau lors des premières heures de la journée (en général jusqu'à 14h locale). Elle mobilise notamment plusieurs avions effectuant des paliers au milieu de la couche limite et des lâchers de radiosondages avec une répartition spatiale plus restreinte. Le lidar LEANDRE-2, en configuration tirs horizontaux, est aussi réquisitionné pour cette stratégie car il permet de documenter la variabilité spatiale de vapeur d'eau. La seconde vise à illustrer les relations entre hétérogénéités spatiales de vapeur d'eau dans la couche limite et caractéristiques de la surface, notamment l'occupation des sols. Elle mobilise des avions effectuant des paliers et des sondages à différentes hauteurs dans la couche limite.

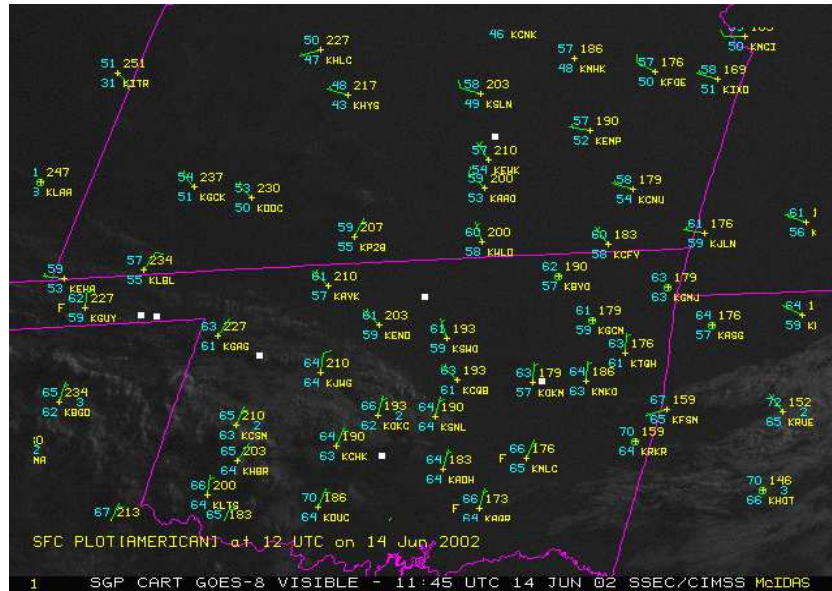
3.1.2 Moyens mis en oeuvre

L'originalité de cette campagne réside dans la présence de la totalité des techniques de mesure de la vapeur d'eau (cf tableau 2.1) ainsi que dans l'utilisation de nouveaux instruments encore jamais testés comme le lidar LEANDRE-2 en mode de visée horizontale ou la référence-sonde permettant de comparer de manière in-situ deux techniques de mesure de l'humidité. Les données de vapeur d'eau que nous avons utilisées par la suite sont indiquées dans le tableau 2.2. Par ailleurs, nous avons également analysé les données des stations météorologiques de surface du réseau Mésonet Oklahoma pour la température, pression et humidité du sol, des stations de flux de surface ISFF (Integrated Surface Flux Facility), des mesures in-situ aéroportées du P3 et du UWKA et des radiosondages (cf figure 3.1 (a) pour leur localisation). Les stations de flux de surface sont utilisées notamment dans le chapitre 4, elles sont localisées sur la figure 3.1 (a) : les stations ISFF 1 à 3 sont les stations les plus à l'ouest et réparties du sud (1) au nord (3), les stations 4 à 6 sont au centre du domaine réparties de l'ouest (4) vers l'est (6) et les stations 7 à 9 sont les plus à l'est réparties également de l'ouest (7) vers l'est (9). La figure 3.1 (b) montre les différents instruments présents sur la zone autour d'Homestead (100.61W ; 36.56N) et un exemple de déploiement de l'"armada" mobile (voitures instrumentées de radars). Les chapitres suivant se focalisent sur le cas du 14 juin présenté ci-dessous.

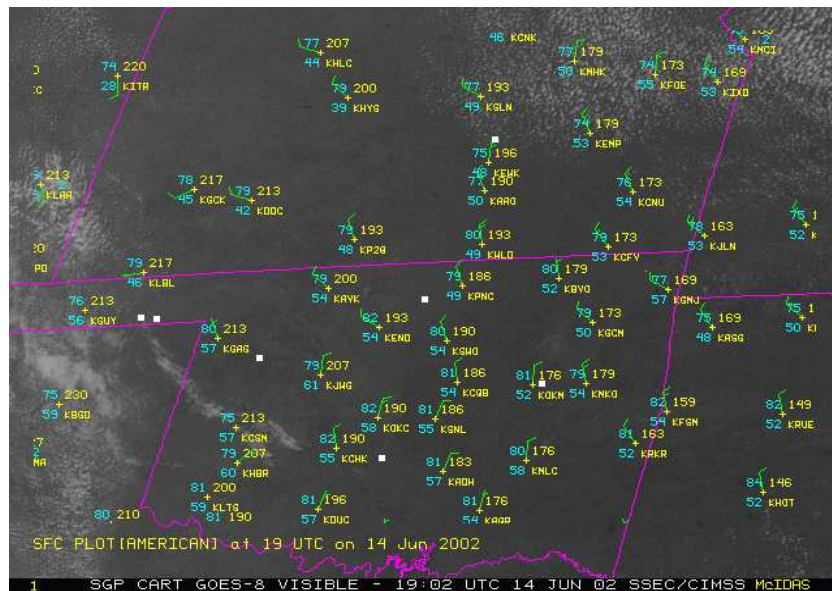
3.1.3 Le 14 juin 2002

Le 14 juin 2002 est le principal cas d'étude choisi. Il s'agit d'une situation typique et relativement simple de développement diurne de la couche limite. Ce cas a été sélectionné pour mener une analyse approfondie des modes de variabilité de la vapeur d'eau liés à la convection de couche limite. Il a été choisi pour sa situation synoptique assez simple et l'existence de données de bonne qualité. Un système de haute pression est présent sur tout le domaine, le centre de basse pression est situé au Nord des Etats-Unis. Le champ de température est relativement homogène et le vent faible (inférieur à 5m/s). Le flux moyen est de Nord dans les basses couches le matin ; le flux en altitude est plutôt de nord-ouest. La zone d'étude est caractérisée par une masse d'air plutôt froide au Nord-est et une masse d'air plutôt chaude à l'Ouest. Deux systèmes convectifs de méso-échelle sont passés sur la zone d'étude les jours précédents (le 12 et 13 juin 2002).

La figure 3.2 présente les images satellitaires visibles observées respectivement à 7h locale (*i.e.* 1200 UTC) et 14h locale (*i.e.* 1900 UTC) ainsi que les observations des stations de surface. Le vent souffle d'abord du nord-est à 7h puis tourne progressivement à partir de 10h soufflant du sud-ouest après 13h. Le cisaillement de vent vertical est également assez faible (*c.f.* d'après les sondages). Ces images indiquent également la présence de nuages de moyenne altitude en bande présente à 7h et qui sont advectés vers le sud ensuite. Le rayonnement net avec un maximum de 300 à 400 W/m^2 est relativement homogène sur la zone d'étude. Ce rayonnement est assez faible et traduit l'existence de nuages de moyennes altitudes. La couche limite est bien mélangée et atteint 1.5 km en début d'après-midi. Des structures organisées sont présentes sur les mesures du radar aéroporté du Wyoming sur le King-Air (*c.f.* figure 3.3). Les mesures de ce radar de 7h30 à 13h indiquent en effet l'existence de petites cellules le matin qui se transforment en thermiques atteignant 1.2 km à 12h30. Ces thermiques deviennent de plus en plus large et de moins en moins nombreux. Ils restent assez verticaux suggérant un cisaillement de vent faible. Un radar mobile situé au sud-est d'Homestead a aussi enregistré la présence de rouleaux le matin du 14 juin 2002 comme l'illustre la figure 3.4 où un alignement des bandes de réflectivité radar est bien visible. Les structures observées sont orientées suivant un axe NE/SO, à savoir parallèlement au vent



(a) 7h



(b) 14h

FIG. 3.2 – Images satellitaires visibles GOES-8 avec température (en haut à gauche en °F), température de rosée (en bas à droite en °F), pression (en hPa en omettant les deux premiers chiffres en haut et à droite) et vent mesurés aux stations de surface surimposés à (a) 7h locale et (b) 14h locale, le 14 juin 2002. Les vecteurs vent représentent 5 m s^{-1} et 10 m s^{-1} , pour les demi et flèches pleines respectivement. Les lignes roses représentent les limites d'états (source : <http://www.joss.ucar.edu/ihop/dm/archive/>).

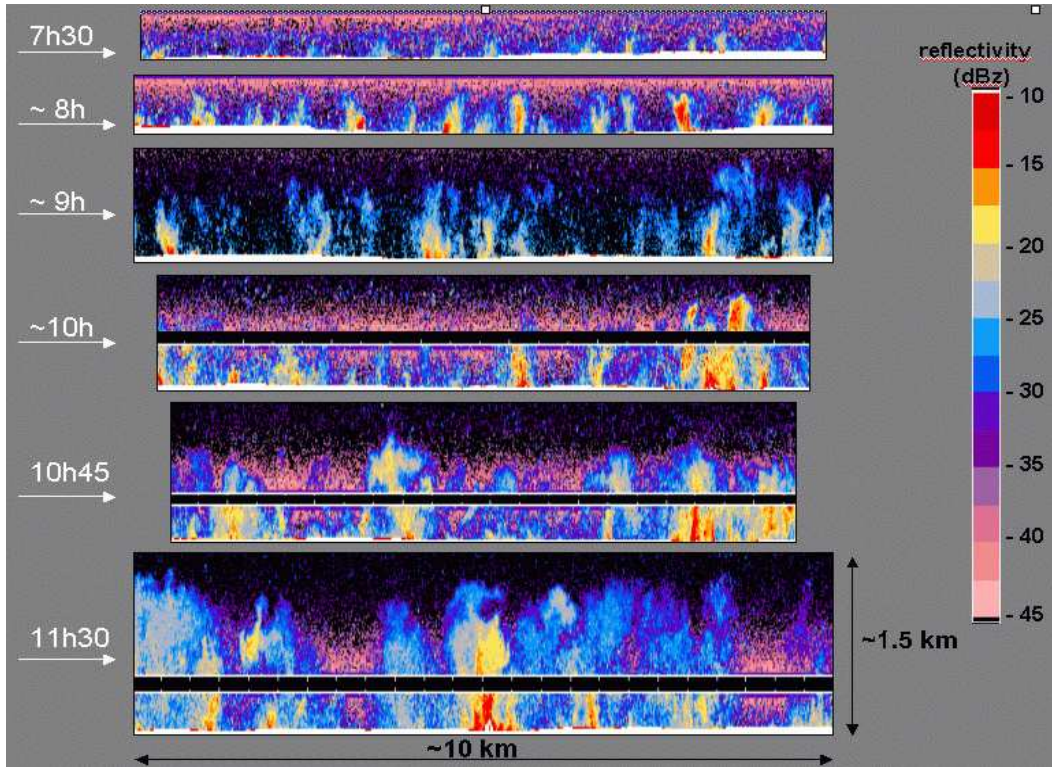


FIG. 3.3 – Réflectivités mesurées par un radar nuageux aéroporté le 14 juin 2002. Ces réflectivités tracent la vitesse verticale des insectes dans la couche limite (source : B. Geerts).

moyen. A partir de 9h30, Le profileur de vent MIPS indique que le vent dans la couche limite est bien mélangé. Durant cette journée, quatre avions volaient : le P3, UWKA, Falcon et le DC8. Le UWKA et le P3 volaient au milieu de la couche limite à 1050 m au-dessus du niveau de la mer (soit 200 m au-dessus du sol pour la zone Homestead) jusqu'à 8h et à 1200m après (soit 350 m au-dessus du sol pour cette même zone). Le Falcon lui volait à plus de 4 km au-dessus du niveau de la mer permettant d'utiliser le lidar DIAL en tir vertical vers la surface. Le DC-8 volait encore plus haut à une altitude comprise entre 7 et 12 km. La figure 3.5 présente la zone d'étude centrée sur Homestead en Oklahoma ($36.56^{\circ}\text{N}, 100.61^{\circ}\text{W}$) en indiquant les différents sites de mesures (radiosondages, stations de flux de surface, et vols avions entre 12h30 et 13h30) ; le carré noir de la figure de droite correspond au domaine de la LES. Enfin, des nuages de couche limite se forment durant l'après midi à partir de 16h. Ils sont cependant en petits nombres et se forment d'abord à l'ouest au-dessus de la couche limite la plus humide (aussi la plus basse) comme le montre la figure 3.6 où les zones sombres correspondent aux échos des nuages.

3.2 Les modèles

Un modèle numérique est un outil intégrateur puisqu'il fournit un ensemble de champs cohérents renseignant sur l'état de l'atmosphère contrairement aux observations qui fournissent souvent des informations limitées en temps et en espace et concernant un nombre restreint de variables. Cependant, ils résultent d'un ensemble d'équations supposant certaines hypothèses (Stevens et Lenschow, 2001). Ce travail utilise une stratégie similaire à celle proposée par Stevens et Lenschow (2001) en combinant simulations à hautes résolutions et observations. Dans

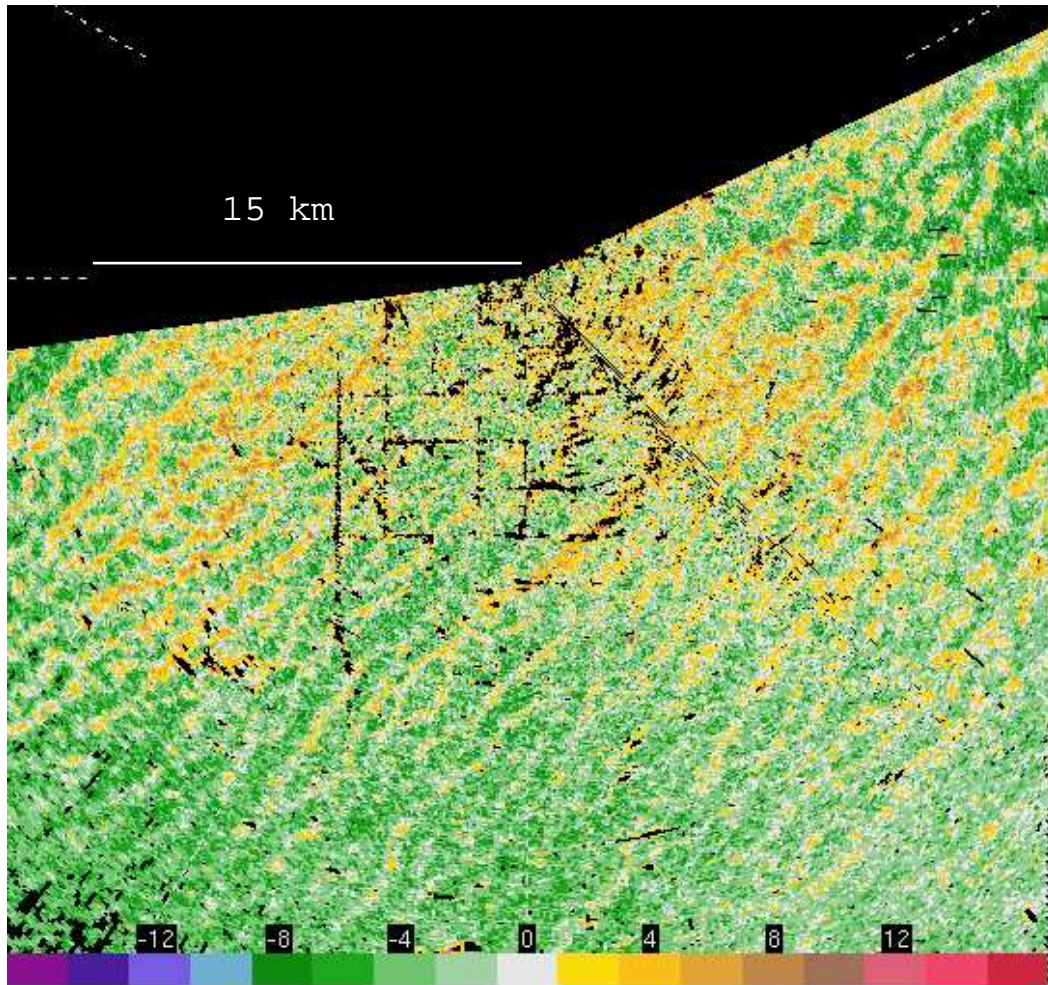


FIG. 3.4 – Réflectivités (dBz) mesurées par un radar doppler positionné au sud-est d'Homestead le 14 juin 2002 à 10h. Les bandes de réflectivité soulignent la présence d'organisation en rouleaux le matin dans la couche limite (source : Y. Richardson).

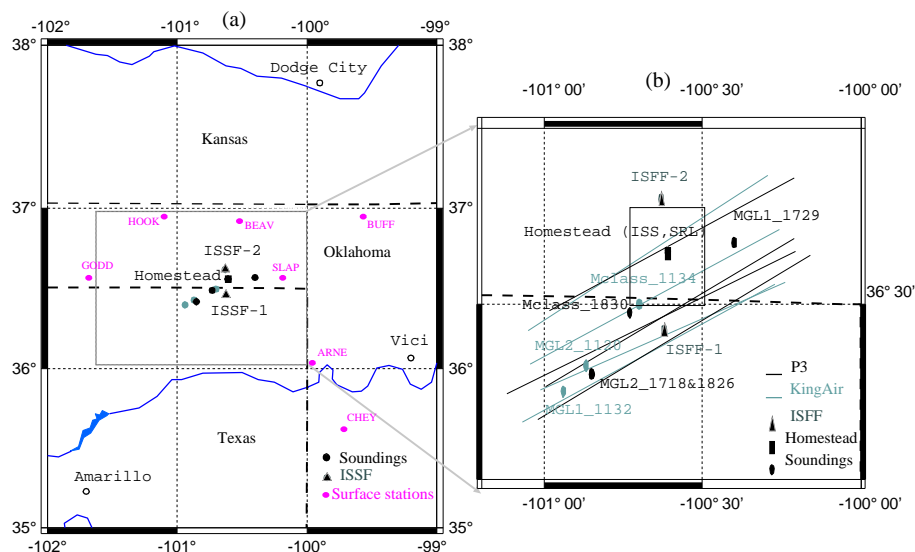


FIG. 3.5 – Carte du domaine d'étude du 14 juin 2002 indiquant les positions des différents sites d'observation : les triangles noirs représentent les stations ISFF, les cercles vert-clair les positions des sondages lancés autour de 7h, les cercles noirs les positions des sondages lancés autour de 12h30. Homestead est indiqué par le carré noir. Les stations de sondages des réseaux synoptiques (Amarillo, Dodge City and Vici) sont indiquées par des cercles vides. Les tirets correspondent aux frontières de l'état Oklahoma. La figure de droite correspond à un zoom sur la région autour d'Homestead. Les trajectoires des avions sont tracées en lignes noires (respectivement vert-clair) pour le P-3 (respectivement le UWKA). La taille du carré correspond à celle du domaine LES.

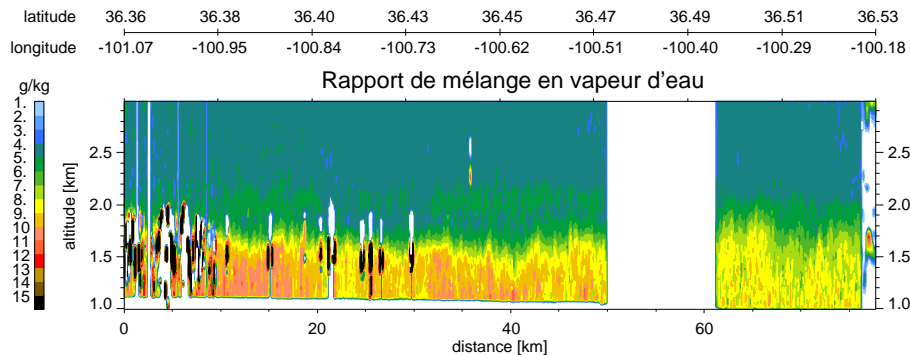


FIG. 3.6 – Coupe verticale de r_v mesuré par le lidar DIAL du DLR le 14 juin 2002 autour de 12h (source : C. Kiemle).

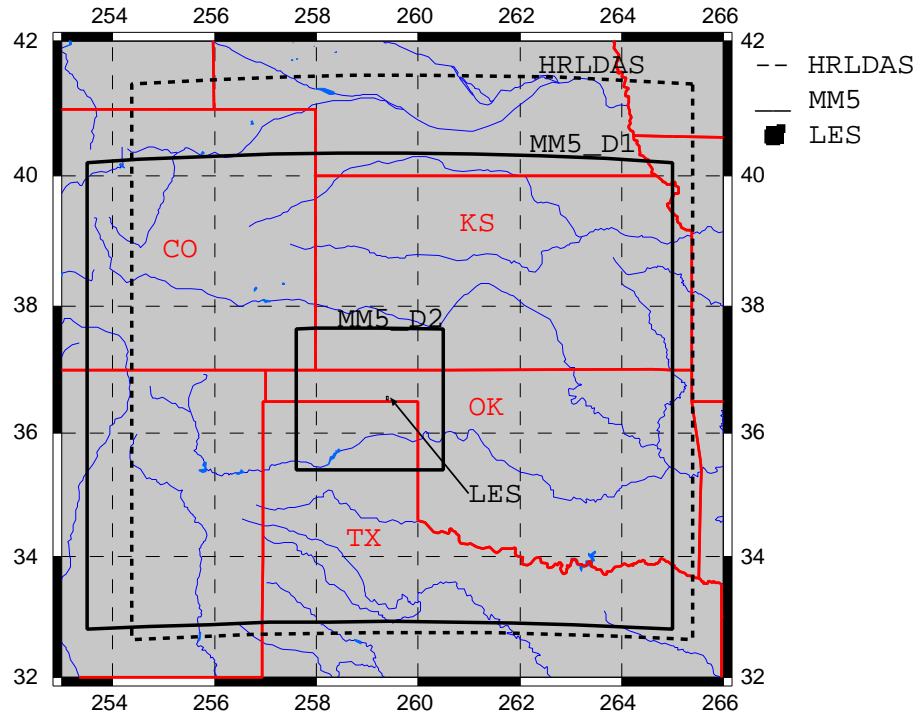


FIG. 3.7 – Carte des domaines représentés par les différents modèles utilisés pour l'étude du 14 juin 2002 (IHOP₂₀₀₂).

cette étude, plusieurs modèles (Mésio-NH, MM5 et HRLDAS) ont été utilisés et sont présentés ci-dessous. La figure 3.7 présente les domaines des simulations analysées pour le cas du 14 juin. Elle souligne le choix de différents domaines de simulation adaptés à l'échelle de variabilité considérée. En effet, pour étudier la variabilité aux échelles inférieures à 10 km, les simulations LES dont le domaine est de 10 km de large sont utilisées alors que pour analyser les variations méso-échelles, les simulations MM5 ou HRLDAS sont utilisées. L'imbrication et les interactions entre échelles peuvent également être abordées à partir de simulations avec 'grid-nesting' (domaines imbriqués). Les simulations LES présentent l'avantage par rapport aux campagnes de mesures de permettre le calcul des diagnostics (via la connaissance de différentes variables atmosphériques cohérentes) et de réaliser des tests de sensibilité. D'autre part, ces simulations dépendent des contraintes numériques et des choix de conditions aux limites (cycliques ou ouvertes) et nécessitent une expertise dans leur analyse. Par rapport aux simulations méso-échelle, elles résolvent cependant majoritairement les circulations dans la couche limite et sont donc moins dépendantes des paramétrisations (Moeng, 1984).

3.2.1 Le modèle Méso-NH

3.2.1.1 Description du modèle

Il s'agit d'un modèle atmosphérique à méso-échelle développé conjointement entre Météo-France (CNRM/GAME) et le Laboratoire d'Aérodynamique visant à simuler une très large gamme de résolutions allant de quelques mètres à plusieurs centaines de kilomètres. Il peut donc être utilisé avec différentes paramétrisations physiques (adaptées à la résolution choisie) et sous différentes configurations allant des cas réels aux études plus académiques. Sa partie dynamique est décrite

dans *Lafore et al.* (1998). C'est un modèle à aire limitée non-hydrostatique (caractéristique indispensable pour la simulation des phénomènes d'échelle inférieure à 10 km). Il peut être initialisé à partir de champs de modèles pour des simulations de cas réels (sortie ARPEGE ou ECMWF), comme c'est le cas pour les simulations HAPEX présentées au chapitre 6. Nous l'avons aussi utilisé dans un cadre plus contrôlé mais restant réaliste où il est initialisé à partir d'un profil issu de sondages. Une des originalités des simulations LES de cette étude réside en effet dans le fait qu'il s'agit de simulations proches de la réalité de part l'utilisation d'un composite de sondages pour les conditions initiales et de forçages. Ces simulations contrastent avec les cas académiques le plus souvent traités par LES.

Cette possibilité de simuler des résolutions très différentes, tout en gardant une bonne qualité nécessite le filtrage des ondes acoustiques (qui n'ont aucun intérêt en météorologie et demandent un très petit temps d'intégration). Pour ce faire, le modèle utilise l'hypothèse anélastique. Les variables pronostiques de ce modèle sont les trois composantes du vent, la température potentielle, les rapports de mélange en vapeur d'eau et hydrométéores, l'énergie cinétique turbulente et les rapports de mélange de scalaires passifs (permettant notamment d'associer un module de chimie atmosphérique). La pression est une variable diagnostiquée à l'aide d'une équation elliptique par méthode itérative. La discrétisation est faite selon un schéma Leap-Frog avec un filtre d'Asselin permettant de filtrer les oscillations rapides. La coordonnée verticale est la coordonnée de *Gal-Chen et Sommerville* (1975) ou coordonnée 'sigma' qui épouse le relief dans la partie basse et est parallèle aux isobares dans la partie haute. D'autre part, la grille Arakawa-C est utilisée pour discrétiser les variables.

3.2.1.2 Configuration utilisée

Dans cette étude, ce modèle a surtout été utilisé en configuration LES. Il s'agit de simulations à haute résolution sur un petit domaine où les tourbillons sous-maille sont supposés homogènes et isotropes et peuvent donc être représentés par la théorie de Kolmogorov. Ces simulations résolvent les structures cohérentes dans la couche limite. L'hypothèse sous-jacente est donc celle d'une séparation d'échelle où les tourbillons résolus contiennent la majeure partie de l'énergie. Il est cependant nécessaire de paramétriser les tourbillons d'échelles sous-maille et leurs interactions avec les tourbillons résolus. Les premières simulations de ce type datent des années 70 (*Deardorff*, 1972). Ces simulations proposent une représentation statistique de la CL (*i.e.* comparable aux observations statistiquement et non exactement). L'initialisation est effectuée à partir de profils moyens. L'introduction d'une perturbation aléatoire en surface permet d'initialiser la turbulence de petite échelle. Cette initialisation implique déjà une représentation uniquement statistique.

Dans nos simulations, nous négligeons la rotondité de la Terre et supposons un relief plat (la variation observée sur le domaine de simulation est de 20 m). La grille verticale a une maille variable permettant d'avoir une fine résolution dans la couche de surface, de maintenir une résolution de 50 m dans toute la zone de développement de la couche limite (jusqu'à 1800 m dans notre cas) et d'aboutir à une résolution plus lâche ~ 150 m au-dessus (jusqu'à 5 km). Les conditions latérales sont cycliques. Au sol, les flux turbulents sont prescrits. Au sommet du domaine, pour éviter des réflexions d'ondes de gravité, une couche absorbante de 1 km est ajoutée où les champs sont rappelés vers des profils moyens. Dans les simulations, un rappel du vent moyen vers le vent observé a été implémenté pour s'assurer d'un vent réaliste. Ce rappel n'a que peu d'impact sur la simulation étant donné la faiblesse du vent caractérisant cette journée (inférieur à 5 m/s). Des simulations 1D ont également été réalisées pour mettre au point la simulation de référence et pour réaliser des tests sur les différentes paramétrisations. Dans ce

cas, la maille horizontale est implicite (large de l'ordre de 10 km ou plus).

3.2.1.3 Description des paramétrisations

Nous décrivons ici uniquement les paramétrisations pertinentes pour notre étude.

Le schéma de turbulence de Méso-NH est un schéma de turbulence à trois dimensions basé sur celui de *Redelsperger et Sommeria* (1981) qui contient un système complet d'équations des flux turbulents, variances et covariances au second ordre. Pour les simulations à échelles supérieures ou égales à quelques kilomètres (comme les simulations 1D) la turbulence est généralement unidimensionnelle : seuls les flux turbulents verticaux sont significatifs, les flux horizontaux sont négligeables. Par contre, pour les simulations LES, il est nécessaire de paramétriser la turbulence dans les trois directions. Ce schéma se base sur :

- une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente (seule équation pronostique retenue des moments d'ordre 2 d'où le nom de schéma à l'ordre 1.5) et des variables conservatives pour les processus humides non précipitants.
- l'utilisation des nombres de Prandtl et Schmidt permet 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

Les sources externes (échanges radiatifs et effets de grande échelle), la dissipation par viscosité, la force de Coriolis, les moments du troisième ordre (sauf dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente) et les dérivées spatiales des fluctuations de pression sont négligées. Pour les mailles à fine résolution, la longueur de mélange est égale à la taille de la maille alors que pour les mailles plus lâches, elle est calculée selon la formule de *Bougeault et Lacarrère* (1989) et équivaut à la distance que peut parcourir une parcelle d'un niveau donné étant donné l'énergie cinétique de ce niveau. Cette modularité du schéma de turbulence à partir du choix de la longueur de mélange permet d'utiliser la même paramétrisation pour des simulations LES, CRM ou méso-échelle. Pour la description plus précise de ce schéma ainsi que les équations utilisées se reporter à *Cuxart et al.* (2000).

Le schéma de condensation sous-maille est basé sur le schéma de turbulence précédent mais en prenant des variables conservatives (l'eau non précipitante et la température potentielle liquide). Il suppose également une distribution connue du déficit de saturation prise asymétrique dans Méso-NH (*c.f. Bougeault*, 1981). Nous n'avons pas utilisé de schéma de rayonnement (le schéma du Centre Européen est utilisé dans Méso-NH), cette hypothèse a été testée et les résultats sont rapportés dans le chapitre 5. Une paramétrisation simple de la microphysique chaude est utilisée. Elle ne prend compte que des processus réversibles (thermodynamiques) et ne permet pas la génération de précipitations.

3.2.1.4 Les diagnostics particuliers

De nombreux diagnostics LES (introduits ou déjà présents dans le modèle *Jabouille*, 2003) ont permis d'approfondir l'analyse. Les calculs des fonctions de distribution simple et jointe (*c.f.* figure 5.14 et figure 6.4) des variables thermodynamiques (température potentielle, température potentielle virtuelle, rapport de mélange en vapeur d'eau et en eau nuageuse, vitesse verticale) permettent de synthétiser la variabilité de différentes variables. Les profils moyens de variance, de flux, de transport de flux ou de variance, de moments d'ordre 3 ainsi que leur bilan ont été utilisés

pour caractériser la variabilité de la vapeur d'eau et en comprendre les processus responsables. Le calcul de la partition entre moments résolus et moments sous-maille a permis de montrer que la résolution choisie était suffisamment fine pour résoudre la majorité des fluctuations.

3.2.2 Le modèle MM5

3.2.2.1 Description du modèle

Il s'agit également d'un modèle non-hydrostatique à aire limitée développé conjointement par le Penn-State University et le National Center for Atmospheric Research (*Grell et al.*, 1995). C'est un modèle méso-échelle qui possède la capacité d'imbriquer des grilles à échelle plus fine. Ce modèle possède des similarités avec Méso-NH, il a cependant un traitement moins sophistiqué de la turbulence. Il est surtout utilisé pour des cas réels et ne possède pas la possibilité de réaliser des simulations de type LES (pas de conditions cycliques possibles ni un schéma de turbulence adapté). Il s'agit d'un modèle en points de grille avec un filtre d'Asselin.

3.2.2.2 Configuration utilisée

Dans les simulations présentées dans ce travail, trois grilles imbriquées de résolution 12, 4 et 1.33 km ont été utilisées. Les analyses et prévisions Eta², disponibles toutes les trois heures, ont permis de définir les conditions aux limites. La coordonnée verticale est une coordonnée sigma. La grille verticale est étirée avec 10 niveaux dans la couche limite. Les informations concernant la surface, la topographie, la couverture végétale et la composition du sol sont issues de la base de données de 'United States Geological Survey'. Une condition radiative au sommet a été imposée pour empêcher la réflexion d'ondes. Selon les domaines considérés différentes paramétrisations ont été utilisées. Notamment, pour les domaines ayant une résolution de 1.33 et 4 km, aucune paramétrisation de la convection n'a été utilisée ; la convection est supposée résolue à ces échelles. Sinon le schéma de *Grell* (1993) a été choisi, il représente les flux montants, descendants et compensatoires. Le schéma de turbulence est un schéma 1D assez simple adéquat pour la haute résolution et basé sur la diffusion turbulente (*Zhang et Anthes*, 1982). Le schéma de rayonnement est celui de Dudhia et le schéma de surface repose sur une représentation en plusieurs couches du sol qui résout les flux d'humidité et de chaleur émis par la surface (*Grell et al.*, 1995). Il calcule les flux de surface à partir d'informations climatologiques sur les caractéristiques du sol indépendamment de l'historique des précipitations notamment. L'évolution de la température du sol à différents niveaux est calculée à partir d'une équation de diffusion thermique.

Ces simulations, que j'ai réalisées au cours de la campagne *IHOP*₂₀₀₂ intègrent une assimilation des données³ de 6 AERI présents sur le site de la campagne (*Couvreux et al.*, 2002). La méthode d'assimilation est une relaxation newtonienne, c'est à dire une correction successive du modèle pour se rapprocher des observations.

3.2.3 Le modèle HRLDAS

Il s'agit d'un système d'assimilation à haute résolution (4km) des données de la surface (High Resolution Land Data Assimilation System) décrit par *Chen et al.* (2004). Plusieurs types d'ob-

²Eta est le modèle atmosphérique régional du Centre National de Prévision Environnementale (NCEP)

³L'assimilation de données consiste à utiliser un modèle en lui incorporant des observations au cours de sa prévision

servations et de sorties d'analyses sont utilisés pour forcer le modèle de surface Noah (NCEP) en 'off-line' : pression, température et humidité au-dessus du sol et rayonnement infrarouge descendant fournis par les analyses EDAS⁴ à 40 km de résolution, les précipitations de réanalyses (produit Stage IV de NCEP à 4 km de résolution), le rayonnement solaire dérivé des satellites GOES-8 et GOES-9 et disponible toutes les demi-heures à 0.5 degré de résolution. Les caractéristiques du sol sont définies en utilisant la carte d'occupation des sols de USGS avec 24 catégories (résolution de 1 km), la carte de texture du sol de USGS à 16 catégories (résolution de 1 km) et une climatologie pour l'évolution saisonnière de la végétation. Il permet de simuler l'évolution temporelle de l'ensemble des bilans d'énergie et d'eau à la surface en fournissant notamment les flux de surface de chaleur sensible et chaleur latente, la température et l'humidité du sol (à différentes profondeurs). L'intégration se fait à pas horaire. Il demande une intégration assez longue (quelques mois à quelques années) pour s'assurer que le modèle est en équilibre.

Pour les simulations utilisées par la suite, l'intégration est faite pendant les trois mois précédents la période d'étude. Ces simulations ont été réalisées au NCAR par F. Chen and K. Manning. Nous avons utilisé ces données pour la période du 12 au 14 juin 2002 pour notre étude de la variabilité à méso-échelle (*c.f.* chapitre 4). Elles sont utilisées pour obtenir des informations sur l'hétérogénéité spatiale des flux de surface dans le chapitre 3.

⁴Eta Data Assimilation System

Chapitre 4

Variabilité de la vapeur d'eau : contribution à différentes échelles

Sommaire

4.1 Variabilité observée : temporelle, submésos et méso-échelle	53
4.1.1 Variabilité temporelle	53
4.1.2 Variabilité méso-échelle	56
4.1.3 Variabilité submésos-échelle	58
4.1.4 Influence d'un gradient méso-échelle	62
4.2 Hétérogénéités à méso-échelle	63
4.2.1 Méthodologie	63
4.2.2 Evaluation du modèle MM5 et HRLDAS	65
4.2.3 Origines des fluctuations à méso-échelle	70
4.3 Conclusion	74

Dans cette partie, nous menons une analyse des modes de variabilité de la vapeur d'eau à l'aide d'observations. Nous chercherons notamment à quantifier les différentes échelles de variabilité.

4.1 Variabilité observée : temporelle, submésos et méso-échelle

A partir de l'analyse des observations *IHOP*₂₀₀₂, nous avons mis en évidence l'existence de différentes échelles de variabilité spatiale et temporelle. Nous présentons tout d'abord quelques éléments renseignant la variabilité temporelle à l'aide d'instruments de mesure fixes (stations de surface et AERI).

4.1.1 Variabilité temporelle

La variabilité temporelle de la vapeur d'eau est documentée ici avec les données des AERI (six sites de mesure étaient présents durant *IHOP*₂₀₀₂ *c.f.* figure 3.1) et les données de stations de surface. La résolution temporelle des profils verticaux fournis par les AERI est de 10 minutes correspondant donc à une résolution spatiale de 3 km pour un vent moyen de 5 m/s. La résolution verticale est de 100 à 250 m selon l'altitude (*c.f.* chapitre 2). La résolution temporelle des mesures

sauvegardées aux stations météorologiques de surface est de 5 minutes ce qui correspond à une résolution spatiale de l'ordre de 1.5 km pour un vent moyen de 5 m/s.

4.1.1.1 Sur toute la période $IHOP_{2002}$

La figure 4.1 présente la série temporelle sur toute la campagne de la température potentielle (θ) et du rapport de mélange (r_v) mesurés par les sept stations météorologiques présentes dans un rayon de 100 km autour d'Homestead. Le cycle diurne domine les variations de θ sur toute la campagne même si sont identifiables des périodes d'environ cinq jours pendant laquelle la couche limite se réchauffe progressivement puis chute à nouveau lors d'évènements précipitants. Le cycle diurne a un impact moindre mais assez systématique sur les variations de r_v . Le maximum de r_v en surface est souvent observé en début de nuit (cohérent avec une accumulation de vapeur d'eau en fin de journée qui est moins transportée du fait de la faible activité turbulente dans la couche limite) et la matinée est souvent associée à une phase d'assèchement. Les fluctuations autour de la moyenne sont importantes. Les évènements précipitants s'accompagnent de variations diverses mais pas systématiquement (par exemple pas de baisse significative le 16 et 17ème jour de la campagne). Les variations sur la période $IHOP_{2002}$ indiquent une évolution saisonnière avec un réchauffement d'une dizaine de degrés et une humidification d'environ 5 g/kg.

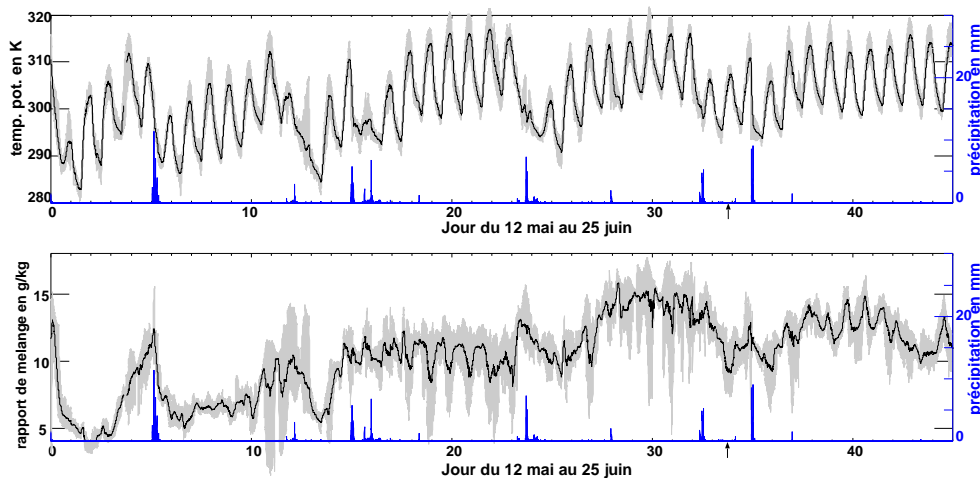


FIG. 4.1 – Série temporelle du 12 mai au 25 juin 2002 (totalité de la période $IHOP_{2002}$) de θ (en haut) et de r_v (en bas) : moyenne (en noir) et enveloppe des valeurs des sept stations météorologiques autour d'Homestead (en grisé). La courbe en bleu indique la moyenne des précipitations reçues par les sept stations. Les flèches localisent le 14 juin 2002.

La figure 4.2 présente la série temporelle du contenu intégré en eau sur la couche [0,3 km] calculée à partir des données de l'AERI situé près d'Homestead sur toute la campagne $IHOP_{2002}$ et la mesure en surface au même endroit. Les fluctuations diurnes sont beaucoup moins systématiques mais il se dégage une variation de période allant de 3 à 5 jours identifiée par l'existence de phases plus sèches. Il est intéressant de noter que les variations du rapport de mélange en surface et de l'eau précipitable ne sont pas toujours corrélées (par exemple période du 5ème au 10ème jour anti-corrélées ou du 40 au 44ème jour avec plus de variations pour l'eau précipitable) indiquant que les variations de la surface ne traduisent pas systématiquement les variations de la colonne d'atmosphère au-dessus.

Dans la suite, nous nous focalisons sur le cas du 14 juin (jour n° 33 de la campagne). Ce jour

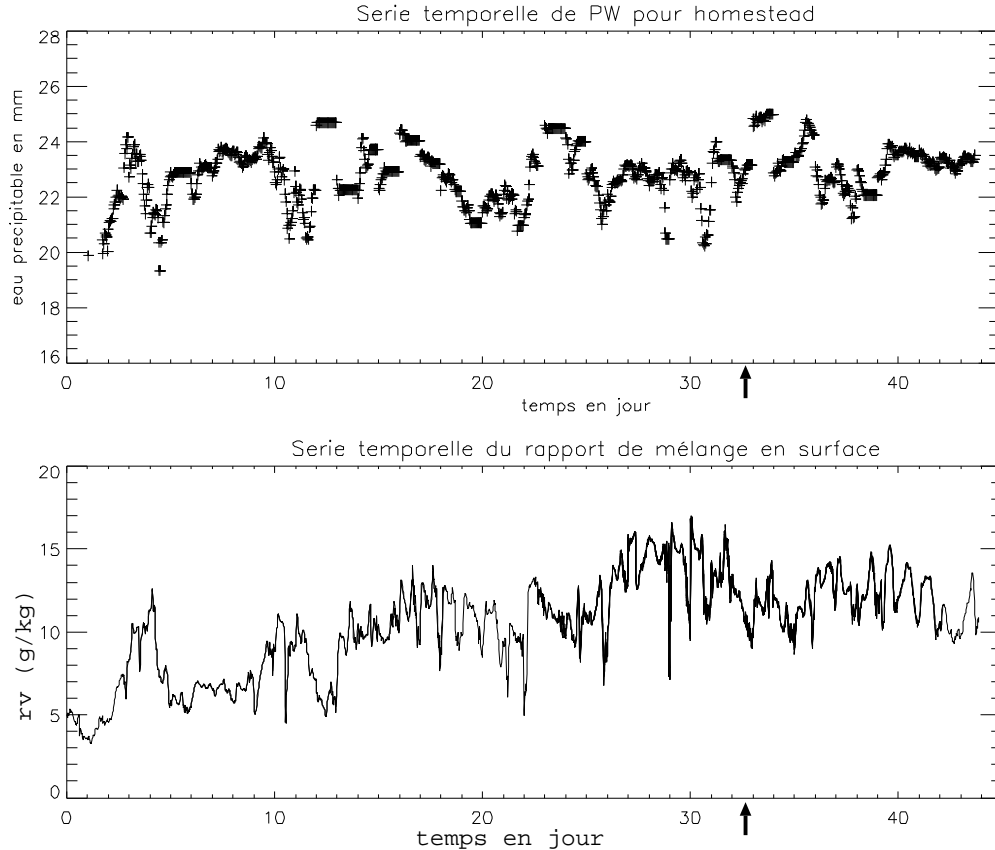


FIG. 4.2 – Série temporelle du 13 mai au 25 juin 2002 de l'eau précipitable calculée à partir de l'AERI d'Homestead (en haut) et du rapport de mélange en vapeur d'eau mesurée en surface par ISS (en bas). Les flèches localisent le 14 juin 2002.

suit un évènement précipitant qui a lieu le 13 juin. Il est caractérisé par des températures potentielles légèrement plus faibles que les jours précédents (baisse liée à l'évènement précipitant). r_v baisse au cours de cette journée d'après les mesures des stations météorologiques alors que la série de mesure de l'AERI indique plutôt une valeur élevée du contenu intégré en eau sur [0-3 km].

4.1.1.2 Le 14 juin 2002

La figure 4.3 montre les mesures fournies par les sept stations météorologiques présentes autour d'Homestead le 14 juin. Une signature diurne classique est observée sur la température potentielle avec le minimum de θ enregistré juste avant le lever du jour et une augmentation de ~ 10 K en 12h. Des fluctuations de plus petites échelles sont remarquables mais le cycle diurne est dominant. On note aussi un assèchement général (de 2 à 4 g/kg en 19h) lié à la forte croissance de la couche limite à laquelle se rajoute une advection d'air sec dominant sur le flux de vapeur d'eau en surface. Peu de fluctuations à petite échelle sont enregistrées avant 9h alors qu'elles sont plus importantes après, de l'ordre de 0.5 à 1.5 K et 0.5 à 1 g/kg. Les fluctuations de r_v , en particulier les minima locaux enregistrés par certaines stations ne s'expliquent pas simplement par les variations de direction de vent et sont souvent non corrélées à celles de θ (par exemple courbe orange de figure 4.3).

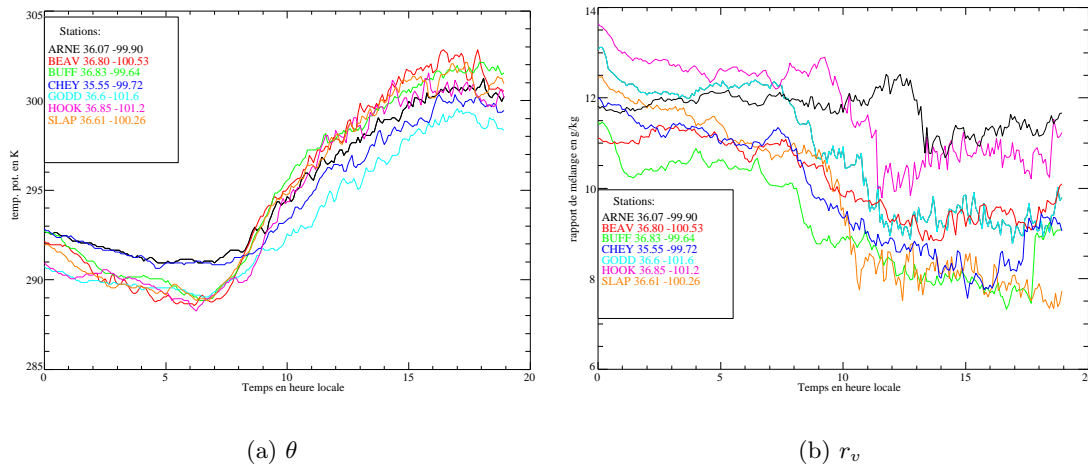


FIG. 4.3 – Evolution temporelle de θ (a) et de r_v (b) pour les sept stations météorologiques autour d'Homestead de 0h à 19h le 14 juin 2002.

4.1.2 Variabilité méso-échelle

Plusieurs études ont déjà souligné l'importante variabilité de la vapeur d'eau à des échelles de plusieurs kilomètres (*e.g.* Mahrt, 1991, *c.f.* aussi chapitre 2). Dans cette section, nous détaillons la gamme de variabilité de vapeur d'eau à méso-échelle (*i.e.* supérieure à 10 km comme définie dans le chapitre 2) observée dans la couche limite convective durant *IHOP*₂₀₀₂. Nous nous focalisons d'abord sur le cas du 14 juin 2002 et explorons ensuite quelques autres jours de la campagne.

4.1.2.1 Le 14 juin

La figure 4.4 présente les sondages obtenus autour de 12h dans le grand domaine de la figure 3.5 (les profils de vapeur d'eau mesurés par le lidar DIAL et le lidar Raman sont également tracés). A cette heure, les profils verticaux sont bien mélangés aussi bien pour θ que pour r_v . La gamme de variations couverte par ces sondages sur une zone de ~ 100 -200 km est de 2.5 K pour θ et de 5.5 g/kg pour r_v . Le sondage au nord-est (DDC) est le plus sec avec $r_v \sim 5.5$ g/kg alors que celui le plus au sud-ouest (AMA) est le plus humide avec $r_v \sim 11$ g/kg. Ces écarts sont cohérents avec les fluctuations à méso-échelle mis en évidence dans la suite à partir des mesures avions.

La figure 4.5 (a) et (b) présente la série temporelle des mesures in-situ de la vitesse verticale et du rapport de mélange à bord du P-3 de 6h à 13h. Cet avion effectuait des transects successifs d'une centaine de kilomètres du sud-ouest au nord-est à une altitude de 350 m au-dessus du sol. Le rapport de mélange sur la figure 4.5 (b) présente une variation quasi-périodique correspondant aux trajets aller-retour de l'avion qui traduit l'existence d'un gradient à méso-échelle le long de ce transect, avec des valeurs plus humides au sud-ouest et plus sèches au nord-est. Ce gradient est de 2 g/kg sur 100 km à 7h et augmente jusqu'à 3.5 g/kg sur 100 km à 12h30. Pour identifier les différentes gammes de variabilité nous avons filtré les données par une moyenne glissante de 10 km. Un exemple de la moyenne glissante résultant de ce filtrage est indiqué sur la figure 4.5 (c) pour le transect autour de 17h15. Il indique un gradient de l'ordre de 3 g/kg sur une centaine de kilomètres. Le résidu de ce filtrage traduit la variabilité à subméso-échelle (*c.f.* section 4.1.3).

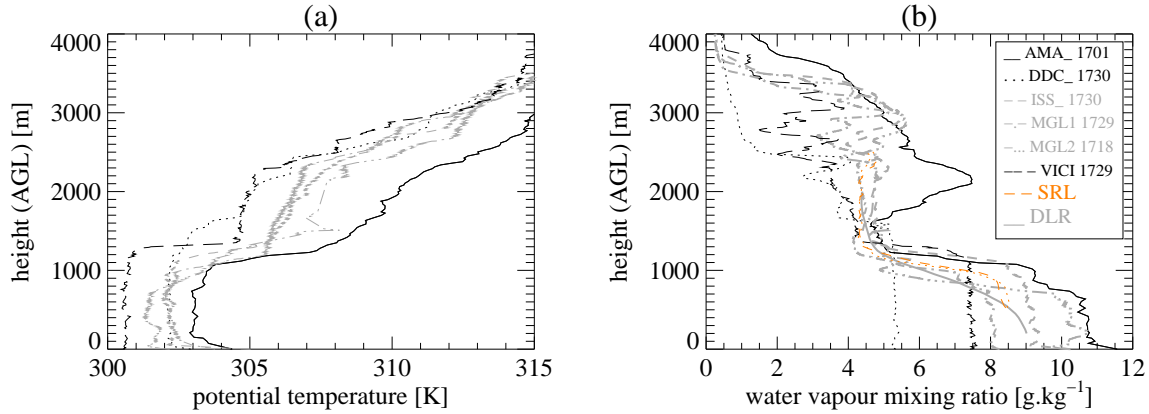


FIG. 4.4 – Profils verticaux (a) de θ et (b) de r_v autour de midi mesurés par les sondages et les lidars (SRL et DLR) pour la vapeur d'eau.

Les données lidars montrent également ce gradient de vapeur d'eau à méso-échelle tout comme les mesures enregistrées par les stations de surface.

Le gradient observé le 14 juin est de signe contraire au gradient climatologique de cette zone (valeurs humides à l'est et sèches à l'ouest). Il semble impliquer la répartition spatiale des précipitations qui ont été reçues les jours précédents. La figure 4.6 présente un exemple de cumul sur 1h (a) et 24h (b) des précipitations reçues le 13 et 14 juin 2002. On note en effet des pluies plus intenses au sud-ouest qu'au nord-est en accord avec les pluies enregistrées par les stations de surface.

L'origine de ce gradient est analysé dans la suite.

4.1.2.2 Les autres jours de campagne

Les radiosondages sont difficiles à interpréter et ne sont pas toujours représentatifs (*c.f.* Mahrt, 1976 ou Weckwerth *et al.*, 1996). Il s'agit en effet de mesures instantanées or les fluctuations turbulentes sont grandes (*c.f.* section suivante). Pour documenter les variations méso-échelle nous avons utilisé les mesures in-situ avions réalisées pendant la campagne.

L'analyse des fluctuations à méso-échelle souligne une grande variabilité de celles-ci. Certains jours sont caractérisés par de faibles fluctuations comme c'est le cas pour le 31 mai 2002 (*c.f.* figure 4.7), d'autres par des alternances de zones humides et sèches comme le 25 mai ou encore par l'existence d'un gradient méso-échelle comme le 14 juin 2002. Le cas du 14 juin 2002 est particulier dans le sens où c'est le seul jour de période d'observation intensive où un gradient méso-échelle important (supérieur à la variabilité submésos-échelle) est observé. Cela ne signifie pas forcément que ce cas est rare mais plutôt que les stratégies d'échantillonnage n'ont pas permis d'en échantillonner d'autres.

Les stations de mesures de flux (10 au total sur le site *IHOP*₂₀₀₂) permettent de préciser les relations entre précipitation et flux de chaleur latente. La figure 4.8 montre un exemple d'évolution temporelle de ces deux champs pour deux stations pour le mois de juin 2002. Au premier ordre, une relation évidente apparaît avec une augmentation des flux de chaleur latente succédant à des événements pluvieux. Mais la pluie ne pilote pas tout comme le montre les différentes dynamiques d'augmentation de flux latent après un événement pluvieux (décroissance plus lente observée par la station ISFF-2, sur de la prairie, que par la station ISFF-1, sur un sol

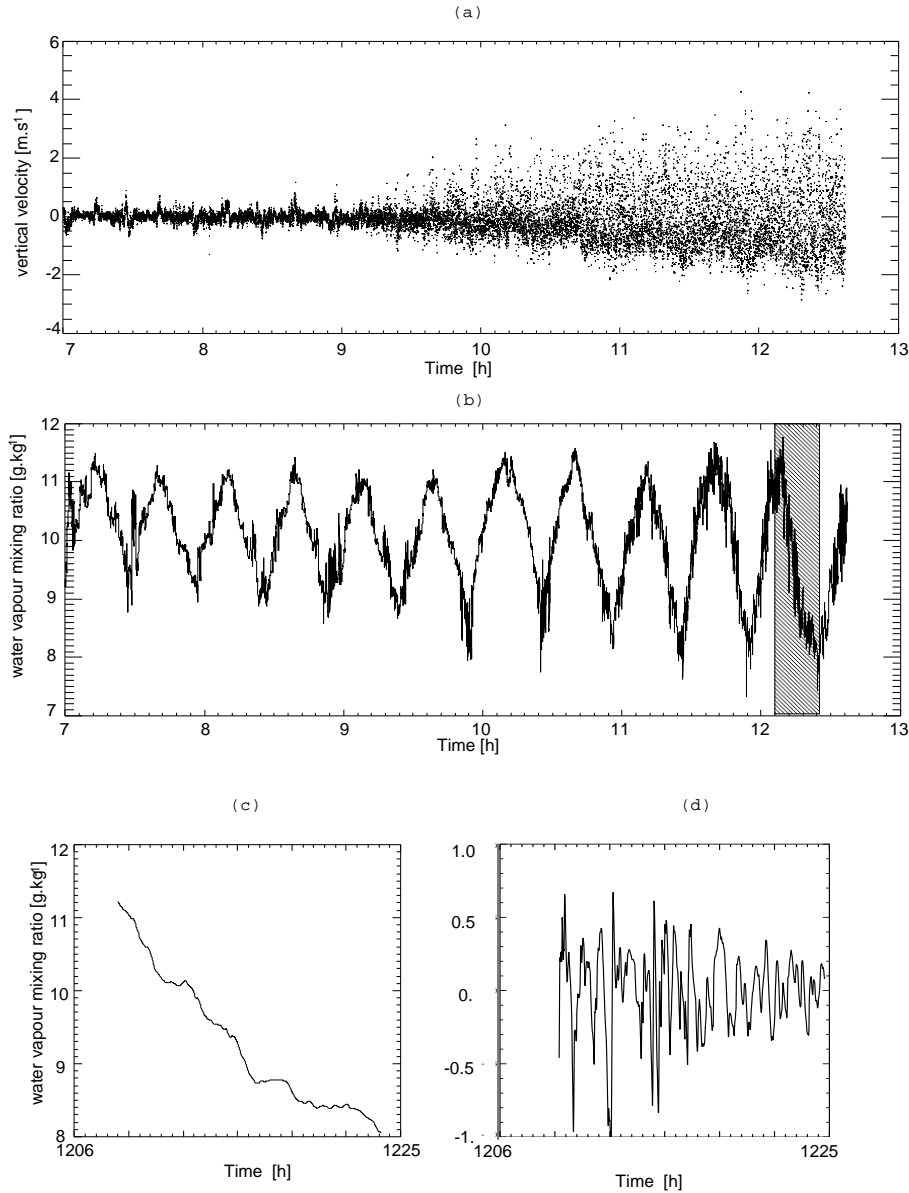


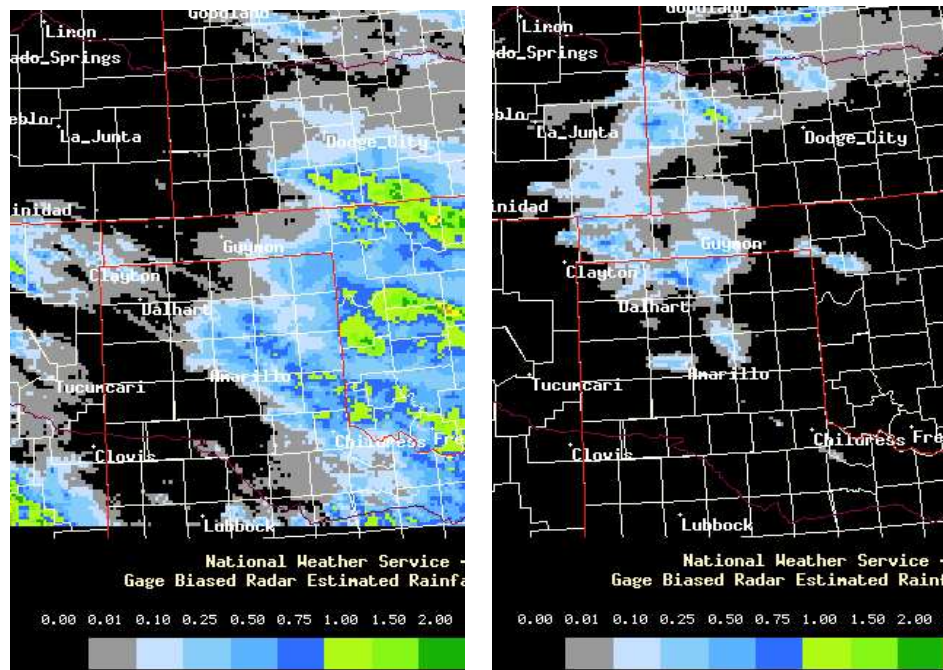
FIG. 4.5 – Séries temporelles de (a) w et (b) r_v mesurées *in-situ* sur le P-3 (à la fréquence 1 Hz) le 14 juin 2002 de 7h à 12h40. Variabilité (c) méso-échelle et (d) subméso-échelle de r_v sur le transect de 12h06 à 12h25 (indiqué en grisé sur (b)).

nu).

4.1.3 Variabilité subméso-échelle

4.1.3.1 Le 14 Juin

La figure 5.1 présente quatre sondages lancés autour de 7h locale dans une zone de $40 \times 10 \text{ km}^2$. Les profils de température potentielle sont stables et suggèrent une variabilité horizontale assez faible et constante sur la verticale. Les profils de r_v présentent une faible variabilité au-dessus de 1500 m mais des valeurs plus variables en dessous avec une gamme de variabilité de l'ordre



(a) cumul sur 1h à 5h le 13 juin

(b) cumul sur 24h de 7h le 13 à 7h le 14 juin

FIG. 4.6 – Cumul de précipitation (en inch/h) pendant une heure finissant à 5h le 13 juin (a) et pendant 24h finissant le 14 juin 2002 à 7h (b) (source : <http://www.joss.ucar.edu/ihop/dm/archive/>).

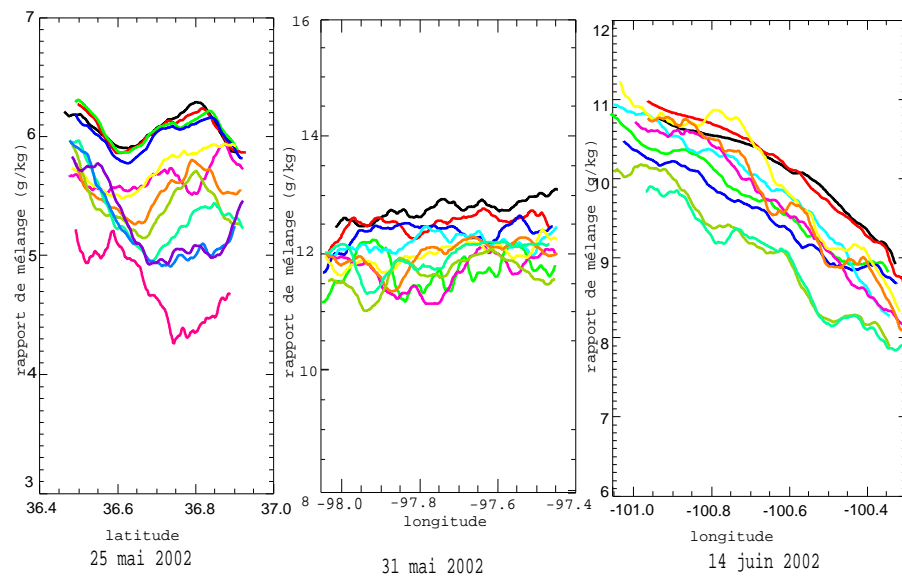


FIG. 4.7 – Variations à méso-échelle (> 10 km) de r_v mesuré par avions lors du (a) 25 mai 2002, (b) 31 mai 2002 et (c) 14 juin 2002. Les couleurs correspondent aux différents segments.

de 1 g/kg en dessous de 500 m. On peut séparer les sondages en deux groupes ceux ayant une couche résiduelle humide atteignant 1200 m et les autres. La figure 4.4 présente en gris clairs les

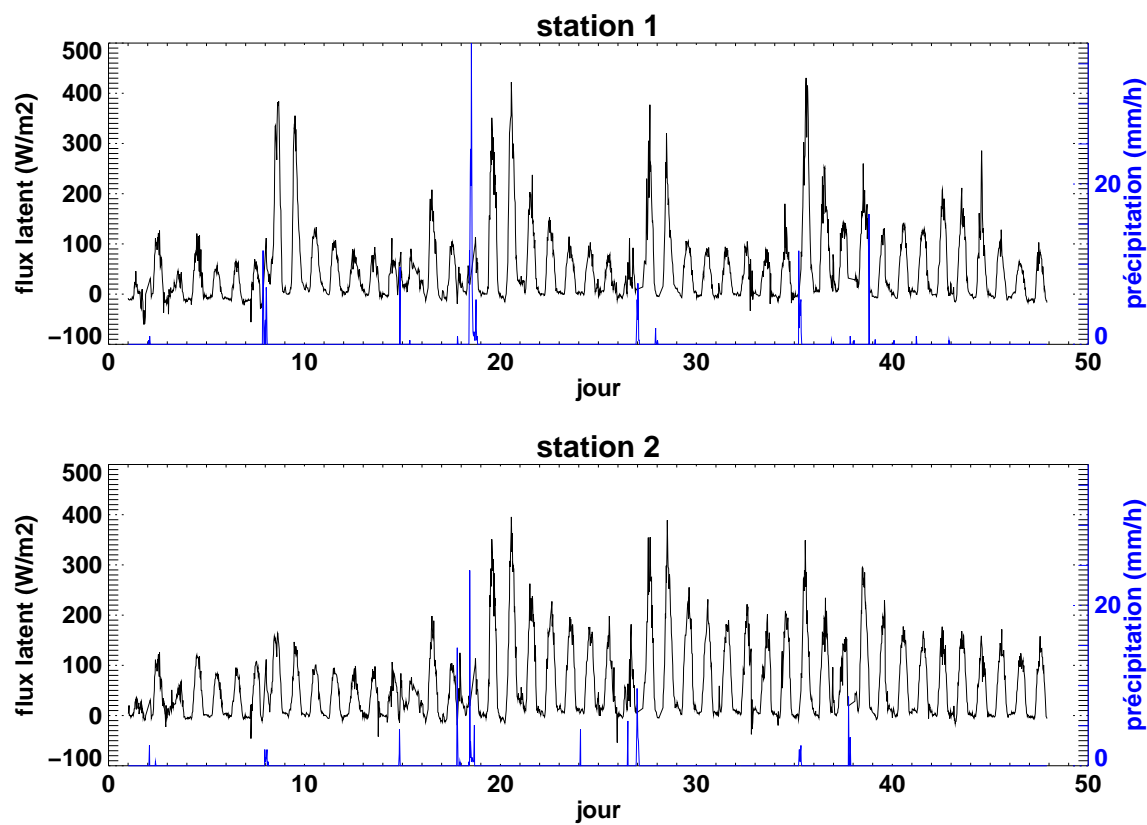


FIG. 4.8 – Evolution temporelle sur toute la campagne IHOP₂₀₀₂ du flux de chaleur latente en W/m^2 (en noir) et des précipitations en mm/h (en bleu) pour les stations ISFF-1 (en haut) et ISFF-2 (en bas).

sondages lancés dans cette même zone autour de 12h locale. A cette heure, pour θ (resp. r_v), la variabilité est inférieure à 1 K (resp. de l'ordre de 2 g/kg) dans la couche limite alors qu'elle est de l'ordre de 1.5 K (resp. inférieure à 0.5 g/kg) dans la troposphère libre. La variabilité de la vapeur d'eau dans la couche limite est du même ordre de grandeur que celle indiquée dans l'étude de *Weckwerth et al.* (1996). Ici cependant, la variabilité observée n'est pas due à des organisations en rouleaux¹ dans la couche limite, cause invoquée par *Weckwerth et al.* (1996) pour expliquer la variabilité observée.

Les mesures in-situ avions montrent une variabilité submésos-échelle croissant de 1 g/kg vers 10h jusqu'à 1.5 à 2 g/kg vers 12h30 (*c.f.* figure 4.5 (d)). Les données lidar DIAL du DLR indiquent également une variabilité submésos-échelle importante comme indiquée sur la figure 5.16. La variabilité submésos-échelle est importante le 14 juin 2002 avec des fluctuations de l'ordre de 1.5 g/kg. Ces fluctuations augmentent au cours de la journée du fait de l'activation de la turbulence dans la couche limite convective.

4.1.3.2 Les autres jours de campagne

Les données avions pendant la campagne *IHOP*₂₀₀₂ présentent une variabilité à submésos-échelle variant de 0.5 à 2 g/kg. Durant la majorité des jours, cette variabilité est du même ordre de grandeur voire supérieure aux fluctuations à méso-échelle.

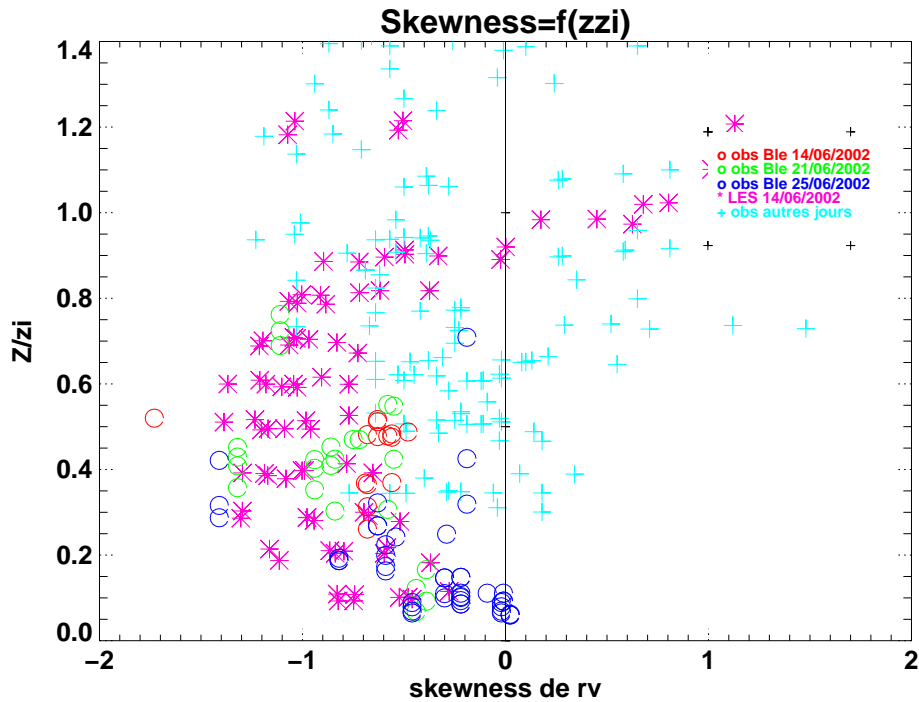


FIG. 4.9 – Skewness de r_v obtenues à partir des observations avions et de la simulation LES au préalablement filtré pour ne garder que la variabilité submésos-échelle en fonction de l'altitude.

Cette variabilité changeante de r_v d'un jour à l'autre se reflète dans la gamme de fluctuations des différents moments. Cependant, on observe une prédominance de skewness négatives dans la couche limite notamment pour les trois POI 'BLE' qui correspondent à des mesures durant la matinée (*c.f.* figure 4.9). Cette caractéristique partagée par de nombreux jours de la campagne

¹Des organisations en rouleaux n'existent qu'au début de la journée jusqu'à 10h du matin

suggère, si l'on s'appuie sur les conclusions de *Mahrt (1991)* un régime de couche limite particulier à divergence de flux de vapeur d'eau positive (i.e. $\overline{w'r'_{vzi}} > \overline{w'r'_{vo}}$). La signification de la skewness sera revue au chapitre 7.

4.1.4 Influence d'un gradient méso-échelle

Les observations collectées durant *IHOP₂₀₀₂* (voir aussi le cas *HAPEX-Sahel*) montrent l'existence d'une variabilité à méso-échelle parfois très forte. Nous cherchons ici à replacer plus généralement et quantifier l'influence d'un gradient méso-échelle sur les caractéristiques d'une série temporelle. Pour ce faire, une série temporelle aléatoire ayant une distribution asymétrique négativement traduisant l'existence dans la série d'un relativement plus petit nombre d'anomalies négatives mais dont l'intensité est importante est créée (un exemple d'une telle série et de sa distribution est montrée figure 4.10). Cette série est prise la plus simple possible, elle correspond à deux gaussiennes d'écart type différent réunies en 0. Pour tester l'influence des différentes variabilités sur les distributions obtenues, nous faisons varier l'écart-type de cette série et ajoutons un gradient d'une amplitude également variable.

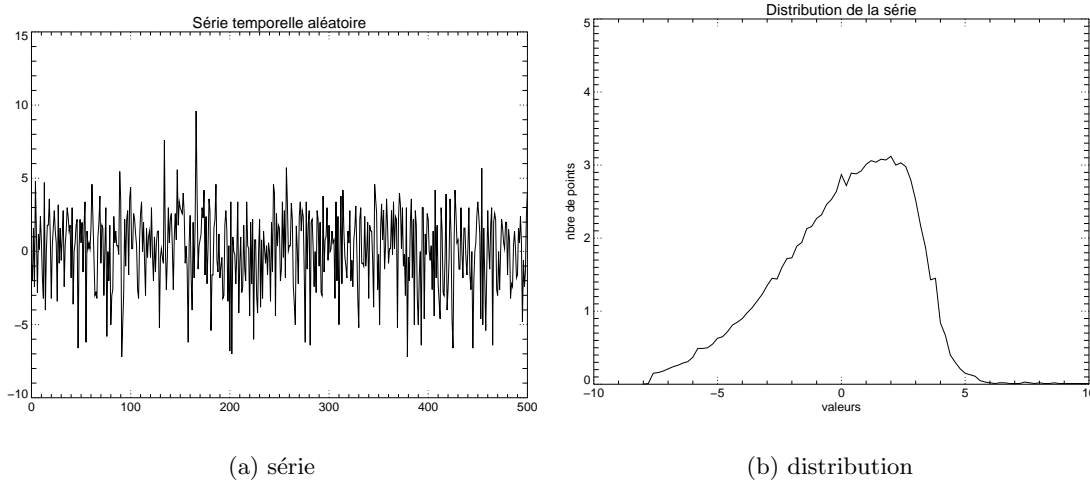


FIG. 4.10 – Série temporelle aléatoire (a) et sa distribution (b).

La figure 4.11 illustre les variations des caractéristiques des distributions de la série pour une variabilité donnée submésos-échelle et méso-échelle (sous forme d'un gradient). L'augmentation de la variance de la distribution submésos-échelle et/ou de la distribution méso-échelle induit une augmentation de la variance de la série obtenue. L'augmentation de l'intensité des fluctuations submésos-échelle entraîne une augmentation du moment d'ordre 3 alors que celle des fluctuations méso-échelle induit une réduction du moment d'ordre 3. En effet, l'ajout d'un gradient tend à réduire l'asymétrie de la distribution. Les modifications de la skewness sont plus complexes puisqu'elles résultent des effets combinés des modifications de la variance et du moment d'ordre 3. Les valeurs observées le 14 juin 2002 sont indiquées sur la figure 4.11. On retrouve le fait que la variance augmente du fait de la présence du gradient méso-échelle : les mesures avions indiquent une augmentation de 0.2 g/kg à 0.85 g/kg entre l'écart-type des mesures filtrées à 10 km et l'écart-type des mesures brutes. Ce gradient diminue également la skewness observée (de même les mesures avions indiquent une baisse de la skewness en valeur absolue de -0.7 à -0.35).

Plus généralement, cette analyse souligne comment la variabilité à méso-échelle peut consti-

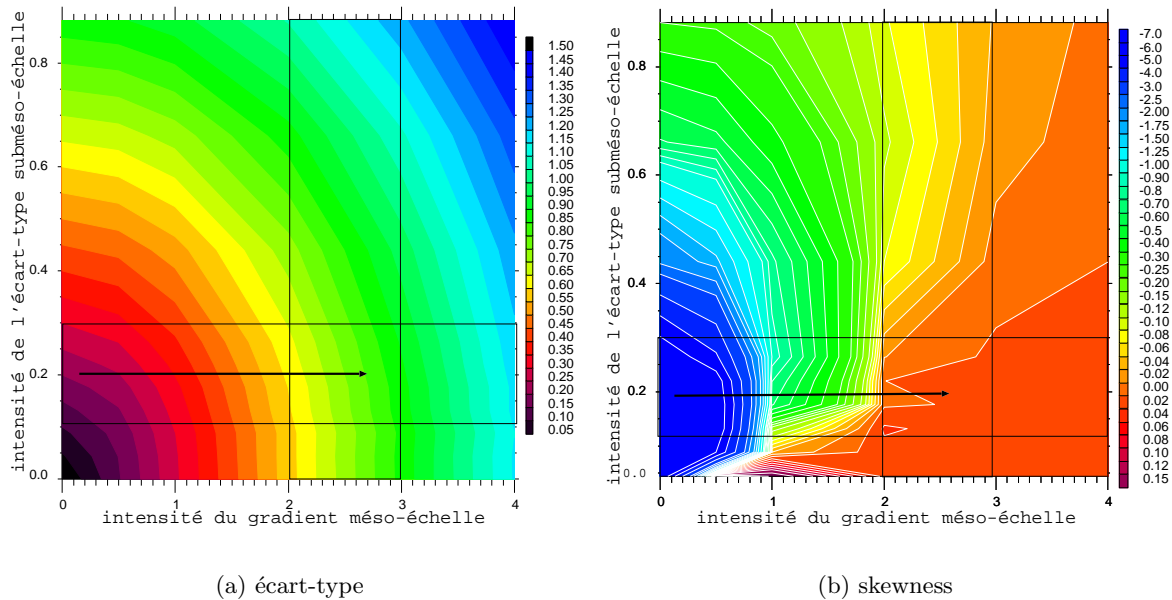


FIG. 4.11 – Evolution de l'écart-type (à gauche) et de la skewness (à droite) en fonction de l'écart-type de la variabilité submésos-échelle (axe des y) et de l'intensité du gradient mésos-échelle (axe des x). Les rectangles indiquent la gamme de valeurs observées le 14 juin 2002.

tuer une source de fluctuations aussi importante que la variabilité turbulente de couche limite plus locale.

4.2 Hétérogénéités à méso-échelle

L'analyse ci-dessus a indiqué l'existence de variations à méso-échelle sur le cas du 14 juin. Dans cette partie, notre objectif est d'explorer les origines de la variabilité méso-échelle effectivement observée par les avions. Plus précisément, nous cherchons à déterminer les causes des hétérogénéités méso-échelle observées le 14 juin 2002. Le gradient observé ce jour là sur le transect avion est SO/NE avec des valeurs plus humides au sud-ouest et des valeurs plus sèches au nord-est. Il est inverse à celui observé climatologiquement (*Doran et al.*, 1998) et s'est accompagné de formation de cumulus au sud-ouest, la zone nord-est restant plus claire. Nous cherchons donc aussi à replacer dans un cadre 2D plus large les informations obtenues sur le transect avion (1D).

4.2.1 Méthodologie

Il s'agit donc d'évaluer les contributions respectives de l'advection de grande échelle, de l'hétérogénéité des flux de surface et de l'hétérogénéité initiale de l'atmosphère.

Pour ce faire, nous avons élargi la période d'étude aux deux jours précédents pour comprendre la mise en place des hétérogénéités à méso-échelle. Nous analysons donc la série de trois jours consécutifs du 12 au 14 juin 2002, période antérieure au cas d'étude principal. Trois événements précipitants peuvent être distingués sur la zone d'étude durant cette période. La nuit du 11 au 12 juin, un système convectif qui s'est formé au-dessus du Colorado est advecté sur le Kansas

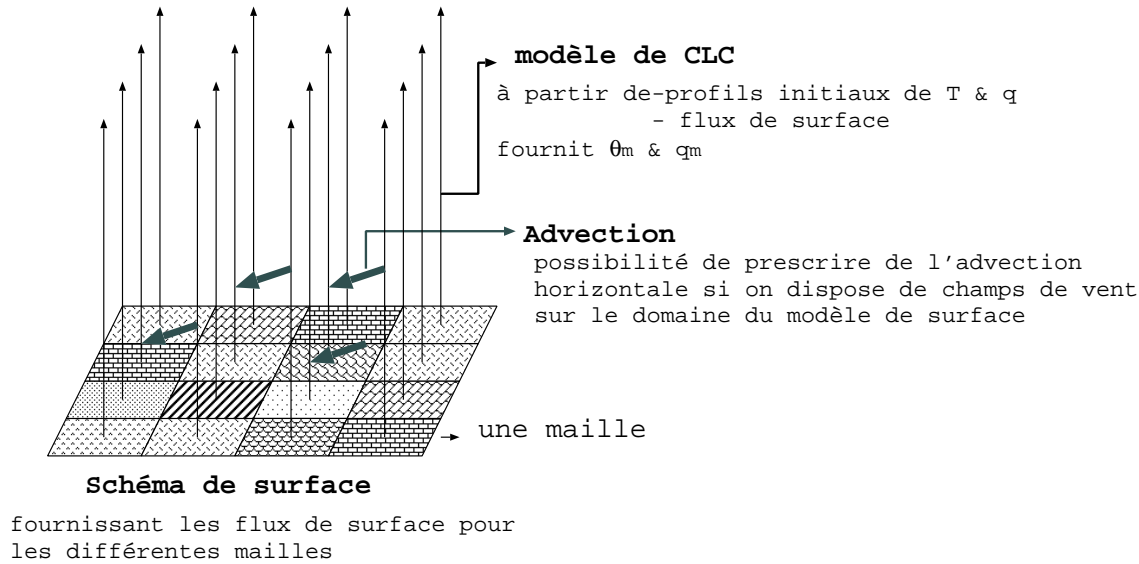


FIG. 4.12 – Schéma de la méthodologie proposée pour l'étude des hétérogénéités à méso-échelle.

et passe au nord-est de la zone d'étude. Ensuite, le 12 en fin de journée, le front, présent sur la zone, devient actif avec le déclenchement de nombreuses cellules convectives légèrement au sud du front matérialisé au nord de l'Oklahoma. Enfin, le 13 juin 2002, un système de convection organisée ('MCS'²) initié par la 'dryline' au Colorado est advecté et traverse la zone d'ouest en est. Ces trois événements apportent des précipitations de manière assez hétérogène sur la zone.

Pour cette étude, nous utilisons les simulations MM5 réalisées pendant la campagne *IHOP*₂₀₀₂ avec assimilation de données d'AERI (Couvreur et al., 2002), les simulations HRLDAS réalisées par F. Chen and K. Manning au NCAR (cf chapitre 3), les données du réseau Mésonet d'Oklahoma, les stations de flux de surface ISFF et les mesures in-situ des vols avions. Nous couplons notamment les sorties HRLDAS à un modèle 'bulk' paramétré³ de couche limite convective pour évaluer l'impact de différents facteurs sur la variabilité des caractéristiques de la couche limite. Cette méthodologie simple et originale permet d'isoler les différentes composantes pouvant influencer la couche limite, elle est schématisée sur la figure 4.12. Elle permet de tenir compte de l'hétérogénéité initiale des colonnes de l'atmosphère (ici, issues des simulations MM5), d'une advection résolue à partir des champs de vent horizontaux. Par contre, elle néglige toute circulation secondaire qui permettrait de redistribuer des hétérogénéités de flottabilité (et donc de les diminuer) puisque les colonnes unidimensionnelles sont indépendantes. En particulier, nous négligeons ici les circulations secondaires qui tendraient à atténuer l'hétérogénéité qui leur a donné naissance (en flottabilité)⁴. D'autre part, l'analyse des simulations MM5 montre que les circulations secondaires restent très faibles, en accord avec des fluctuations spatiales faibles du champ de flottabilité dans la CL sur la zone couverte par les avions.

²Mesoscale Convective Systems

³La résolution des simulations HRLDAS est de 4 km (toute organisation d'échelle inférieure est donc négligée). A cette échelle, l'utilisation d'un modèle 'bulk' paramétré pour représenter la couche limite est une approximation raisonnable.

⁴Ces circulations peuvent par contre renforcer les hétérogénéités d'humidité par advection.

4.2.2 Évaluation du modèle HRLDAS et HRLDAS

La première étape de cette analyse a consisté à valider la cohérence entre simulations HRLDAS et MM5, et observations disponibles.

4.2.2.1 Comparaisons aux stations ISFF

Pour évaluer les simulations HRLDAS, nous avons comparé les flux, température et humidité du sol au niveau des stations ISFF (ces stations sont localisées sur la figure 3.1). Pour ce faire, nous prenons la valeur de la maille HRLDAS contenant la station ISFF. Le calcul des flux au niveau des stations ISFF est réalisé par la technique d'’Eddy Correlation’ ; cette technique tend souvent à une sous-estimation des flux (*Brotzge et Crawford, 2003; Kanda et al., 2004*). En effet, elle peut filtrer les flux de transports cohérents de plus grande échelle (> 1 km). Il s’agit, cependant, des seules mesures fournissant une mesure directe des flux sensibles et latents et également des seules mesures de flux de surface disponibles sur la zone. Si une véritable validation n’est pas possible du fait des informations différentes fournies par ISFF et HRLDAS (respectivement locales et moyennes sur une aire de $4 \times 4 \text{ km}^2$), nous vérifions ici la cohérence des deux informations. La figure 4.13 montre une comparaison des flux de surface, (sensible, latent

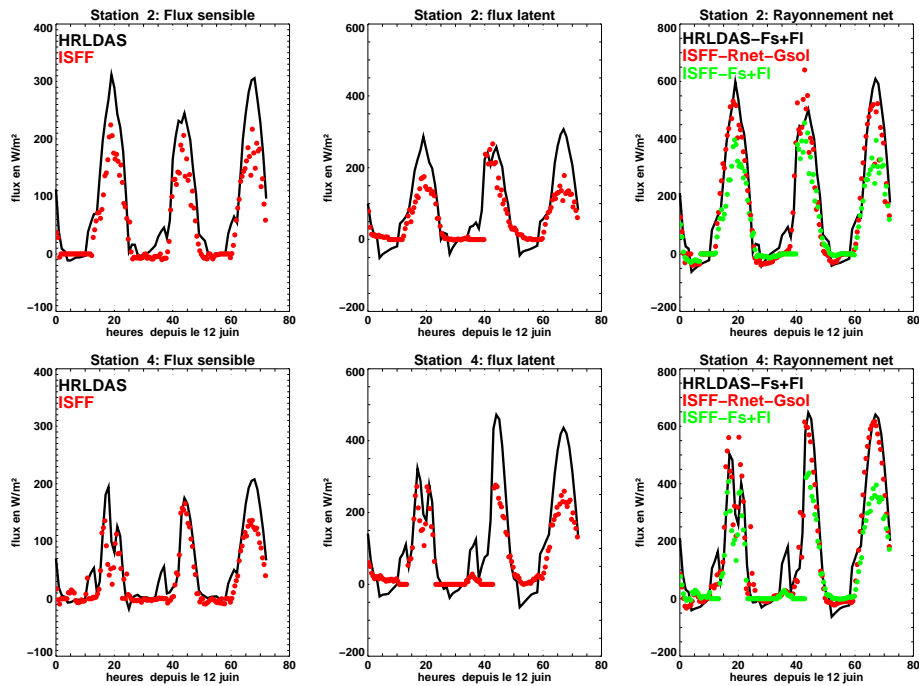


FIG. 4.13 – Série temporelle sur trois jours du flux de chaleur sensible (à gauche), du flux de chaleur latente (au centre) et de la somme des flux de chaleur sensible et latente (à droite) estimés par HRLDAS (en noir) et observés par les stations ISFF (en rouge). Sur les figures de droite, sont tracés le rayonnement net moins le flux dans le sol mesurés aux stations ISFF (en rouge) et la somme des flux de chaleur sensible et latent observés aux stations ISFF (en vert). Les figures du haut correspondent à la station 2 et les figures du bas à la station 4.

et rayonnement net) sur les trois jours pour deux stations ISFF, une station à l’ouest, la station 2 et une au centre, la station 4. Ces deux stations ont été choisies pour l’évaluation car le pixel de HRLDAS considère le même type de couverture végétale que celui observé à ces stations, à

savoir des cultures pour la station 2 et des pâturages pour la station 4. La station 2 enregistre un rayonnement net à peu près constant au cours des trois jours avec un flux sensible qui diminue légèrement et un flux latent qui augmente le 13 juin en réponse aux précipitations reçues et diminue à nouveau le 14 juin. HRLDAS prévoit une légère baisse du rayonnement net associé à une baisse du flux sensible le 13 juin mais pas de variation du flux latent. Pour la station 4, une augmentation du flux latent le 13 estimée par HRLDAS n'est pas enregistrée par ISFF. Les flux mesurés par la station ISFF-1 (non indiqué ici) répondent aux fortes pluies reçues par cette station avec une augmentation du flux latent (x3) et une baisse du flux sensible (x0.5) entre le 12 et le 13 juin. Le 14 juin, le flux sensible croît légèrement et le flux latent diminue fortement mais pas suffisamment pour atteindre la valeur enregistrée le 12 juin, indiquant un impact des précipitations sur les flux pendant une période de quelques jours.

Si des différences sont notables entre flux sensible et latent pour HRLDAS et ISFF, on note un bon accord entre la somme du flux sensible et latent estimé par HRLDAS et le rayonnement net moins le flux dans le sol mesuré aux stations ISFF (figures de gauche). La somme des flux sensible et latent enregistrés par les stations est plus faible indiquant une sous-estimation des flux par 'eddy-corrélation'. Le désaccord entre flux sensibles ou flux latents estimés par HRLDAS et ISFF est donc en partie expliqué par la sous-estimation des mesures (de 25 à 30 % selon la station) par 'eddy-correlation' le 14 juin, soit un problème classique de fermeture de bilan énergétique de surface. Durant la campagne CASES-99, ce problème se manifestait les jours succédant à des événements précipitants comme c'est le cas sur cette période (communication personnelle de P. LeMone). Ce résidu est cependant particulièrement fort le 14 juin. D'autre part, le 12 et 13 juin, la présence de systèmes pluvieux ou de rafales peut également perturber la mesure par 'eddy-corrélation'.

L'évolution de la température et de l'humidité du sol est comparée entre les estimations par HRLDAS (de la couche superficielle de 0 à 10 cm) et les observations aux stations ISFF (obtenues à 5 cm de profondeur) sur la figure 4.14. Des disparités spatiales sont identifiables entre les six stations, avec des températures plus élevées et des humidités du sol plus faibles à l'ouest (stations 1, 2, 3) qu'à l'est (stations 4, 5, 6). Au sein de ces deux groupes, des disparités sont également présentes avec des humidités du sol plus faibles pour la station 3 (au nord) que la station 1 (au sud).

La comparaison de ces deux grandeurs, entre HRLDAS et ISFF, est réalisée sur les stations 2, 4 et 6 où les couvertures végétales prévues et observées sont similaires. La température du sol prédite par HRLDAS est en bon accord avec les observations. L'humidité du sol prédite par HRLDAS reproduit assez bien les fluctuations observées aux stations ISFF (notamment la station 6 en rose). Les comparaisons sont meilleures aux stations centrales (de 4 à 6) qu'aux stations à l'ouest où HRLDAS fournit un contenu en eau plus élevé que mesuré aux trois stations à partir de 13 juin à 1300 UTC (8h) avec notamment une brusque augmentation du contenu en eau à partir de ce moment là qui n'est pas confirmée par les mesures aux stations⁵.

4.2.2.2 Comparaisons de transects

Les flux calculés par HRLDAS présentent des fluctuations importantes à différentes échelles (gradients à grande échelle pour le flux latent auxquels s'ajoutent des fluctuations de méso-échelle cf figure 4.20). L'évolution des flux est assez complexe au cours des trois jours. Les transects et coupes horizontales montrent que le 12 juin, le gradient du flux sensible est N(+)/S(-) et

⁵Ces stations enregistrent effectivement des précipitations reçues mais elles sont probablement moins fortes que celles utilisées par HRLDAS.

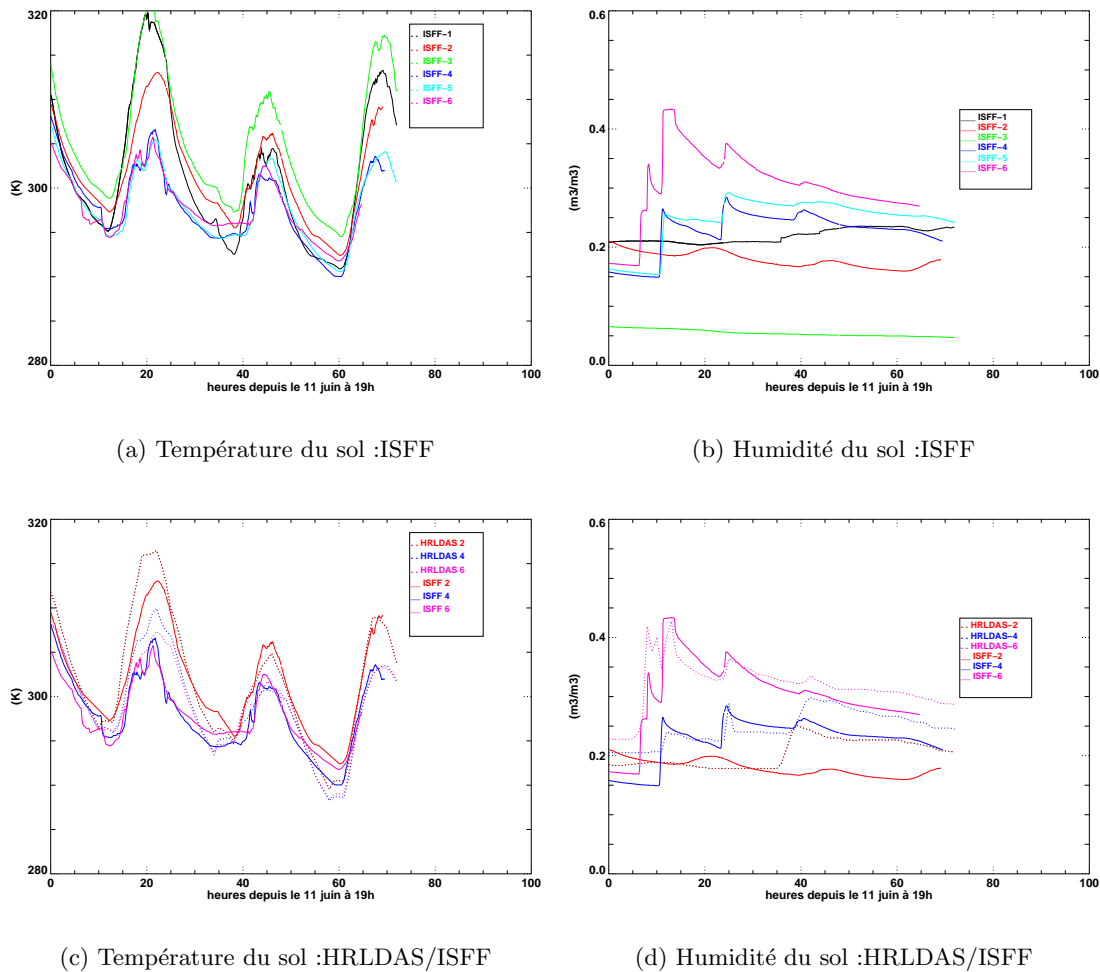


FIG. 4.14 – Série temporelle, depuis le 11 juin à 19h, de (a) et (c) la température du sol en K (à gauche) et (b) et (d) l'humidité du sol en m^3/m^3 (à droite) au cours des trois jours pour les six stations ISFF (en haut) et comparaison des estimations HRLDAS (pointillés) et observations ISFF (traits pleins) pour les stations 2, 4 et 6 (en bas).

celui du flux latent opposé, le 13 juin le gradient du flux sensible est NO(+)/SE(-), celui du flux latent est bien plus variable au cours de la journée.⁶ Le 14 juin, le gradient du flux sensible est N(+)/S(-), celui du flux latent est d'abord SE(+)/NO(-) jusqu'à 9h puis E(+)/O(-) et enfin S(+)/N(-) en fin de journée. La figure 4.15 montre les variations de flux sensible, flux latent, r_v et θ le long des transects avions⁷ le 14 juin à 11h. Les variations de flux sensible sont à peu près constantes le long du transect et ce tout au long de la journée. Pour le flux latent, des valeurs plus faibles sont simulées au sud-ouest. Le gradient de flux latent le long du transect avion est opposé à celui de la vapeur d'eau dans l'atmosphère ; il est en partie expliqué par une variation du rayonnement net.

Nous vérifions aussi ici la cohérence des valeurs fournies par les simulations de MM5 avec les observations. Le long du transect, les variations de θ sont faibles. L'analyse des perturbations

⁶En accord avec *Betts (2004)* qui indique une dispersion importante du flux latent qu'il explique par la dispersion du rayonnement net (et donc par la présence de nuages) sur d'autres zones géographiques

⁷Un transect est matérialisé sur la figure 4.16

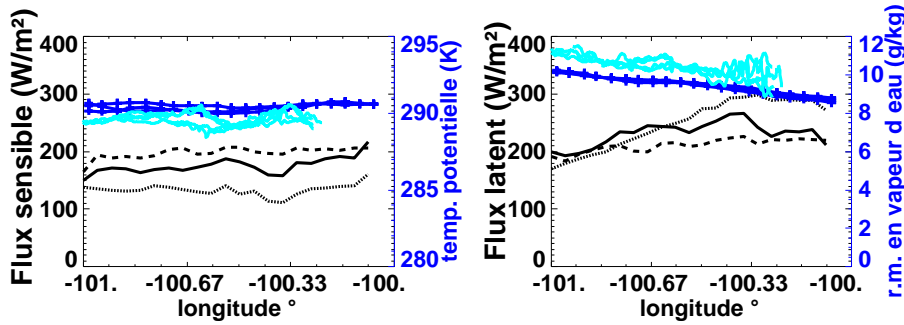


FIG. 4.15 – Transect suivant la trajectoire de l’avion *i.e.* sud-ouest/nord-est à 11h, le 14 juin 2002 du flux de chaleur sensible (à gauche) et du flux de chaleur latente (à droite) simulés par HRLDAS (en noir) et θ (à gauche) et r_v (à droite) simulés par MM5 (en bleu foncé) et observés *in-situ* par avion (en bleu clair), selon trois transects différents.

de θ (où les variations synoptiques ont été soustraites) indique des variations très faibles et peu propices à la mise en place de circulations thermiques. On peut donc supposer que ces circulations affectent assez peu l’advection par le vent moyen. D’autre part, ces simulations prévoient le gradient observé à méso-échelle en humidité. En effet, le 12 juin, le gradient de l’humidité de l’atmosphère est climatologique avec des valeurs plus faibles à l’ouest (~ 9 g/kg) qu’à l’est (~ 14 g/kg) sur 400 km. Le 13 juin, ce gradient s’affaiblit voire disparaît en fin de journée. Et le 14 juin, un gradient important SO(+)/NE(-) apparaît avec des valeurs de 3 g/kg sur 200 km, ce gradient est en bon accord avec les observations avions comme le montre la figure 4.15. Par la suite, nous utilisons les simulations MM5 pour initialiser les profils verticaux de température et humidité sur la zone.

Les mesures de surface (à 2 m) du réseau Mésonet d’Oklahoma suggèrent également un gradient en humidité de l’ordre de 1 à 2 g/kg sur 200 km, le long du transect avion. Comme indiqué au début de ce chapitre, ces fluctuations de r_v sont également observées par les sondages, les vols avions et les mesures lidar.

4.2.2.3 Evolution spatiale de la température et de l’humidité du sol

La figure 4.16 présente les modifications de la température du sol au cours des trois jours. La coupe horizontale de la température du sol à 19h le 11 juin (*i.e.* 00 UTC le 12 juin) indique un gradient O/E de 7 à 8 K sur 400 km. Cette figure montre aussi les coupes horizontales de la différence en température du sol par rapport à 19h le 11 juin (*i.e.* 00 UTC le 12 juin). Ces coupes mettent en évidence des patterns constants au cours des trois jours comme les bandes froides orientées NO/SE présentes dans la zone sud-est du domaine. Au cours de la période les fluctuations traduisent surtout le cycle diurne comme le montre la différence entre les deux images du haut. On peut cependant identifier des anomalies froides corrélées aux variations d’humidité du sol qui traduisent le passage de systèmes précipitants, comme au nord-est sur la coupe à 22h le 12 juin. La comparaison des coupes obtenues à 7h du matin le 12, 13 et 14 juin indique d’abord un refroidissement entre le 12 et le 13 juin puis un réchauffement du sol entre le 13 et le 14 juin.

La figure 4.17 présentent les mêmes coupes pour l’humidité du sol. La coupe horizontale au début de la période indique des valeurs plus fortes au sud-est et au sud-ouest. Des structures sèches sont identifiables. Les différences d’humidité du sol (par rapport à celle du début de la

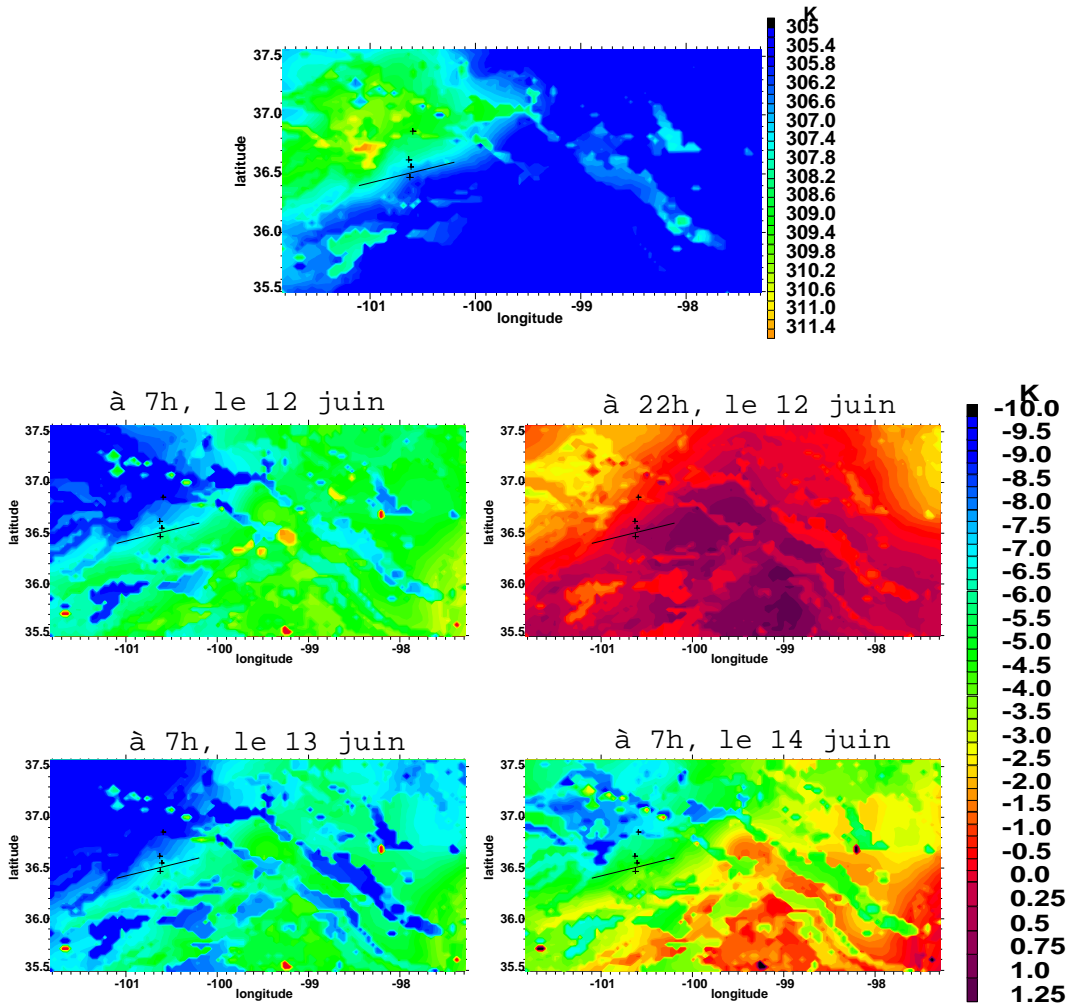


FIG. 4.16 – Coupes horizontales de la température du sol en K (sur la couche [0-10 cm]) au début de la période, *i.e.* à 19h le 11 juin (en haut) et écarts en température du sol par rapport à ce début de période à 7h le 12 juin (au milieu et à gauche), à 22h le 12 juin (au milieu et à droite), à 7h le 13 juin (en bas et à gauche) et à 7h le 14 juin (en bas et à droite) simulée par HRLDAS.

période) à 7h, à 20h le 12 juin et à 7h le 13 juin permettent d’isoler les patterns liés aux trois événements pluvieux soit à l’est pour le premier (précipitations de 18h à 21h le 12 juin), selon une ligne SO/NE pour le deuxième (précipitations de 1h à 5h le 13 juin) et à l’ouest pour le dernier (précipitations à partir de 5h le 13 juin). Ces précipitations modifient fortement les patterns de l’humidité du sol. Ces derniers s’estompent progressivement au cours du temps (*c.f.* différence entre la coupe à 7h le 13 juin et 7h le 14 juin ; des précipitations sont encore enregistrées entre ces deux instants). Des bandes sèches au sud-est sont également identifiables et correspondent probablement à des hétérogénéités ”fixes”.

En conclusion, le modèle HRLDAS se compare raisonnablement avec les observations des stations de surface pour ce cas d’étude. Ce type d’analyse permet aussi de compléter les évaluations, plus statistiques, sur de plus longues périodes de *Chen et al.* (2004). Les résultats du modèle atmosphérique MM5 sont également satisfaisants puisque le gradient simulé de vapeur d’eau est en bon accord avec les observations.

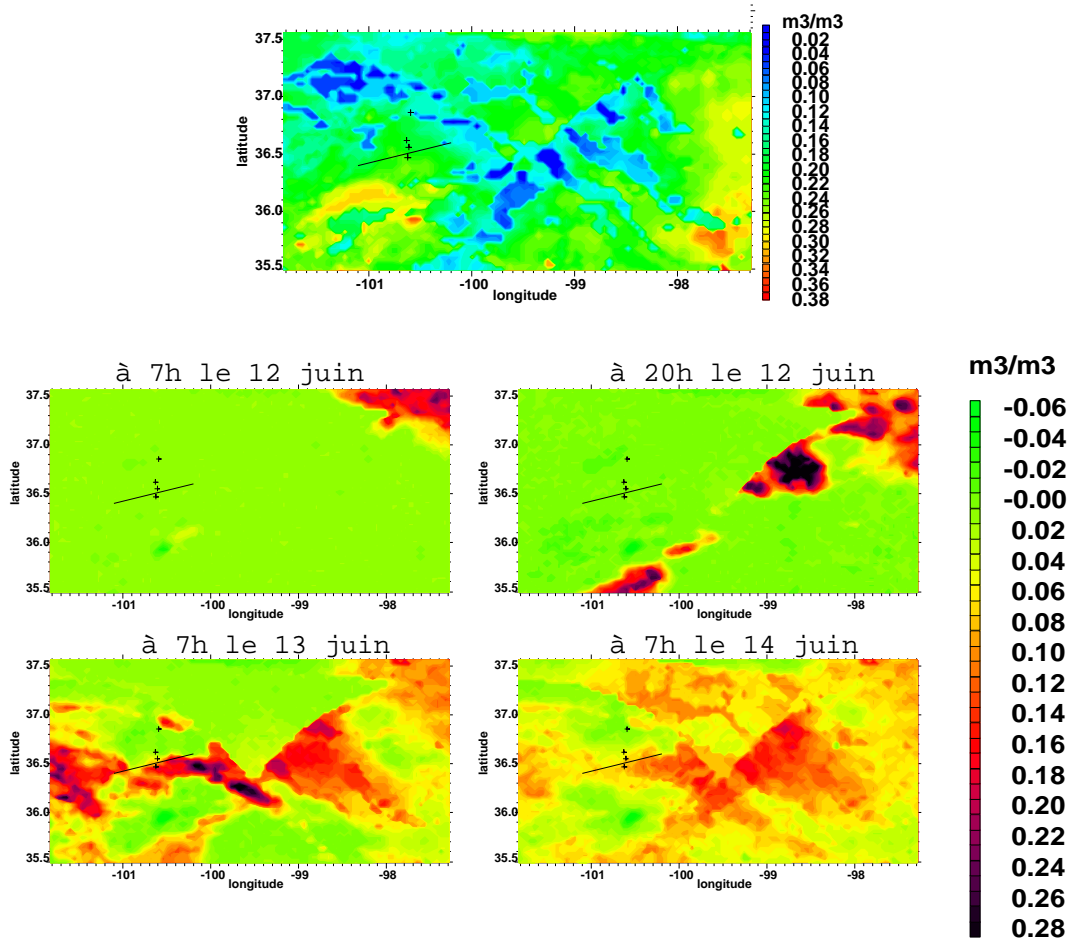


FIG. 4.17 – Coupes horizontales de l'humidité du sol (couche [0-10 cm]) en m^3/m^3 au début de la période, *i.e.* 19h le 11 juin (en haut) et écarts en humidité du sol par rapport à ce début de période à 7h le 12 juin (au milieu et à gauche), à 20h le 12 juin (au milieu et à droite), à 7h le 13 juin (en bas et à gauche) et à 7h le 14 juin (en bas et à droite) simulée par HRLDAS.

4.2.3 Origines des fluctuations à méso-échelle

Notre utilisation des simulations HRLDAS est basée sur une approche simple⁸ qui couple ces sorties à un modèle "bulk" de couche limite.

4.2.3.1 Le modèle 1D de couche limite

Nous cherchons à caractériser la température potentielle (θ_m), le rapport de mélange (r_{vm}) et la hauteur (h) moyenne de la couche limite pour une maille donnée en connaissant les flux de surface et le profil initial en température et en humidité. Le modèle 'bulk' que nous utilisons est inspiré de celui de *Hayden* (1997) (*c.f.* annexe C); tout autre modèle paramétré pourrait s'y substituer. Il s'agit d'un modèle d'ordre 0 (*i.e.* l'épaisseur de la zone d'entraînement est supposée infinitésimale). Nous avons choisi à dessein un modèle très simple. Dans la suite, nous cherchons à quantifier au premier ordre l'influence de trois facteurs, l'hétérogénéité de la surface,

⁸Elle n'a pas l'ambition de se substituer à des approches plus complexes comme celle utilisée par *Trier et al.* (2004)

l'advection horizontale et l'hétérogénéité initiale de l'atmosphère.

4.2.3.2 Hétérogénéités initiales et de surface

Ici, nous tenons compte à la fois des hétérogénéités initiales de l'atmosphère déduites des champs de la première heure de simulation (8h) de MM5 et de l'hétérogénéité des flux de surface issue de HRLDAS.

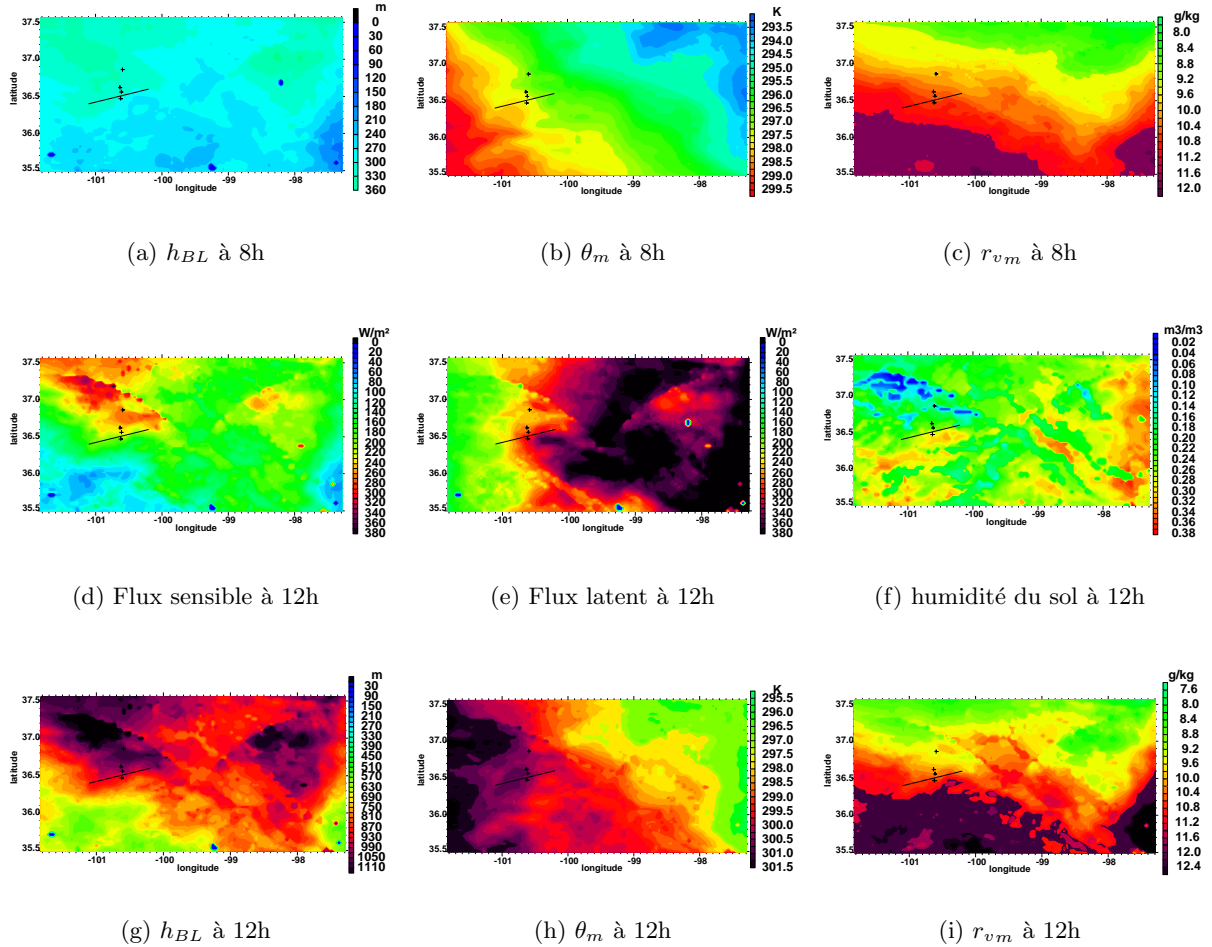


FIG. 4.18 – Coupes horizontales de la hauteur de couche limite (à gauche), de la température potentielle moyenne (au milieu) et du rapport de mélange en vapeur d'eau de la couche mélangée (à droite) le 14 juin à 8h (en haut) et à 12h (en bas) par le modèle paramétré à partir des hétérogénéités initiales de l'atmosphère fournies par MM5 et des hétérogénéités de flux de surface fournies par HRLDAS et du flux sensible (à gauche), du flux latent (au centre) et de l'humidité du sol (à droite) prévues par HRLDAS à 12h (au milieu).

La figure 4.18 illustre l'hétérogénéité initiale introduite à 8h et les coupes horizontales obtenues à 12h. L'hétérogénéité initiale introduite n'a que peu d'effets sur la hauteur de couche limite qui traduit principalement les variations de flux sensibles (cf figure 4.20). L'impact est plus important sur les fluctuations de température potentielle et de rapport de mélange. En effet, un gradient E-W bien marqué apparaît dans la θ_m cohérent avec le gradient déjà présent à 8h. Les variations de grande échelle du rapport de mélange en vapeur d'eau sont relativement

proches de celles introduites à 8h. De plus, le gradient le long du transect avion et son renforcement au cours de la matinée sont cohérents avec les observations. Le gradient est cependant plus faible qu’observé de l’ordre de 1 g/kg pour 100 km. Cette augmentation du gradient comme le développement de structures à plus fine échelle sont imputables aux hétérogénéités des flux de surface. On remarque aussi que le transect avion n’est pas orienté le long du maximum de gradient. L’effet des hétérogénéités de surface seules est détaillé à la section 5.3.3.4.

4.2.3.3 L’advection horizontale

Ci-dessus, nous n’avons pas tenu compte de l’advection.

Le vent utilisé correspond au vent moyen sur le domaine d’étude des simulations MM5. Il vient du NNE puis NE et varie temporellement de 2 à 4 m/s (la moyenne est calculée toutes les heures). Il est imposé de manière homogène horizontalement et verticalement. Nous n’avons pas traité la question des colonnes entrant dans le domaine. Par conséquent, la taille de celui-ci diminue au cours du temps.

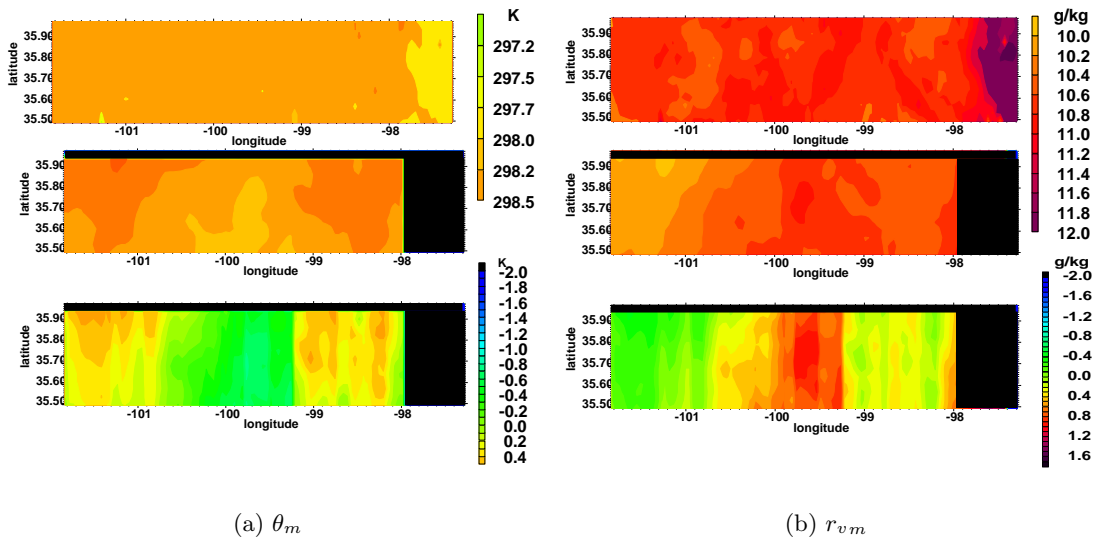


FIG. 4.19 – Coupes horizontales de θ_m (à gauche) et r_{vm} (à droite) le 14 juin à 11h : configuration avec hétérogénéité des flux (en haut), avec hétérogénéité des flux et advection horizontale (au milieu) et différence des deux (en bas).

La figure 4.19 présente un exemple de modification de r_{vm} et θ_m liée à la prise en compte de l’advection. Des fluctuations de θ sont le fruit de l’advection comme le montre la comparaison des figures 4.19 de gauche où le champ est relativement homogène pour la simulation de référence (en haut) et plus variable pour celle avec advection (au milieu). Pour r_{vm} , l’advection est responsable de la création d’un gradient méso-échelle de l’ordre de 1 g/kg pour 100 km (plus sec à l’ouest qu’à l’est) sur une zone que l’hétérogénéité des flux de surface n’explique pas. Ce gradient n’est pas du même sens que celui observé mais il ne s’agit pas non plus de la même zone. Cette modification est cohérente avec les hétérogénéités observées au nord de la zone.

De manière générale, ce test montre que l’advection peut être responsable de gradients qui ne sont pas expliqués par l’hétérogénéité de surface locale et d’intensité comparable, même en conditions de vent faible.

4.2.3.4 L'hétérogénéité de surface

Pour isoler l'impact de l'hétérogénéité de surface seule, nous avons pris comme état initial, l'état moyen sur le domaine MM5. Nous évaluons donc ici directement l'influence de flux de surface non homogènes qui peuvent traduire différentes sources d'hétérogénéités (caractéristiques du sol, de la végétation, hétérogénéité du rayonnement net, patterns de précipitations...). Nous comparons pour ce faire, la variabilité des caractéristiques de couche limite à la variabilité imposée des flux de surface (issus de HRLDAS).

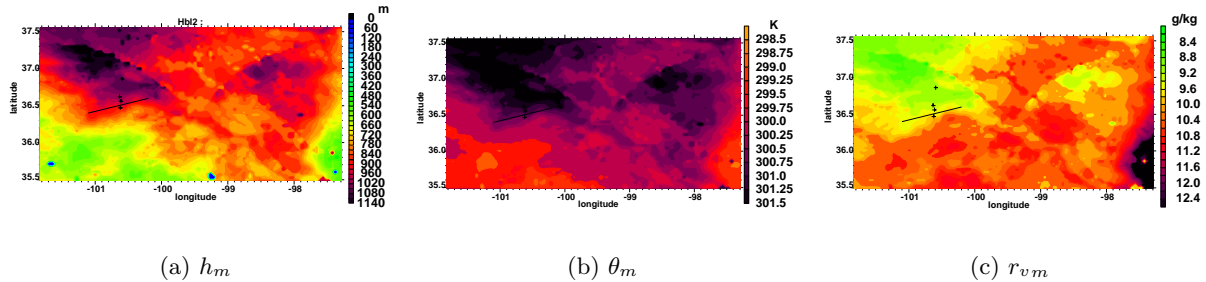


FIG. 4.20 – Coupes horizontales de la hauteur de couche limite (à gauche), de la température potentielle mélangée (au milieu) et du rapport de mélange en vapeur d'eau (à droite) prévus par le modèle "bulk" le 14 juin à 12h à partir des hétérogénéités de surface issues de HRLDAS.

La hauteur de couche limite traduit globalement les variations de flux de surface avec des valeurs plus élevées là où les flux sensibles sont plus forts. La température potentielle moyenne est assez bien corrélée aux patterns de flux sensibles. Une hauteur de couche limite plus haute (liée à des flux sensibles plus forts) induit aussi un entraînement plus fort de l'air troposphérique (plus chaud) et justifie donc la bonne corrélation entre variabilité de température potentielle moyenne et variabilité de flux sensible. Les variations d'humidité sont plus complexes et traduisent conjointement les variations de flux de chaleur latente, de flux sensible (via la hauteur de couche limite), tous deux fortement corrélés à l'humidité du sol.

La figure 4.20 illustre ce contraste à 12h. Ainsi la hauteur de couche limite est de 500 m au sud-ouest et au sud-est en accord avec des flux sensibles plus faibles sur ces deux zones. La hauteur maximale est de 1100 m, elle est simulée dans la zone nord-ouest là où les flux sensibles sont également les plus forts. Concernant les variations de vapeur d'eau, pour une même hauteur de couche limite (au sud-ouest et au sud-est), l'humidité est plus forte à l'est (~ 14 g/kg contre ~ 12 g/kg) en accord avec des flux latents plus forts (~ 400 W/m^2 contre ~ 200 W/m^2). Mais la hauteur de couche limite joue aussi un rôle puisque les zones recevant des flux latents équivalents en surface ont des humidités variables dans le même sens que les variations de hauteur de couche limite ou de flux sensible (par exemple au sud-ouest et au nord-ouest : pour un flux latent de ~ 200 W/m^2 r_v varie de 12 g/kg au sud à 10 g/kg au nord)⁹. Les variations de méso-échelle de r_v sont corrélées aux patterns de l'humidité de sol. Ce résultat est cohérent avec Kang et Davis (2004) qui indiquent que les variabilités d'humidité sont moins directement liées aux hétérogénéités de surface "stationnaires". En effet, il semble dans notre cas que la variabilité du champ d'humidité à des échelles de quelques dizaines de kilomètres soit liée à l'hétérogénéité générée par les précipitations reçues les jours précédents. De plus, les hétérogénéités de flux sensible et de flux latent se compensent ou s'additionnent induisant des

⁹les faibles flux latent et sensible au sud-ouest de la zone sont cohérents avec la présence de nuages dès 15h au sud-ouest du domaine

variabilités d’humidité plus complexes. Plus qu’un gradient ce sont plutôt des zones d’air sec et humide qui sont identifiables. Cependant, juste au sud du transect tracé, un gradient de l’ordre de 1 g/kg sur 100 km est prévu par HRLDAS suggérant que l’hétérogénéité des flux de surface est en partie responsable du gradient méso-échelle.

En conclusion, les variations spatiales, en absence d’advection et d’hétérogénéité initiale de l’atmosphère, de la température potentielle moyenne et de la hauteur de couche limite traduisent les variations spatiales du flux sensible alors que les variations spatiales du rapport de mélange moyen résultent de la combinaison des variations imposées par le flux sensible et celles du flux latent. Les variations spatiales du rapport de mélange en vapeur d’eau sont donc plus complexes.

4.2.3.5 Discussion

Nous avons montré à travers cette partie que la variabilité à méso-échelle faisait intervenir les hétérogénéités de surface, les fluctuations initiales de l’atmosphère (ces deux facteurs ne sont pas indépendants mais leur interaction n’a pas été analysée ici) et l’advection de plus grande échelle (seule l’advection horizontale a été testée dans cette étude). Il en ressort que l’advection horizontale est non négligeable et contribue aux fluctuations méso-échelle observées. Ce résultat est en accord avec la simulation LES où l’advection s’est avérée nécessaire pour reproduire les caractéristiques de la couche limite.

Cette étude a souligné la complexité des variations de la vapeur d’eau à méso-échelle qui semblent intégrer les variations d’humidité du sol, de flux de surface sensible, de flux latent de surface et des hétérogénéités initiales de l’atmosphère. L’analyse du transect avion (de 100 km de long) fournit une échelle de variabilité mais n’est pas représentatif de la zone. De plus, il n’échantillonne pas systématiquement les variations les plus fortes. Ce résultat souligne l’importance du choix d’échantillonnage.

Enfin, du point de vue méthodologique, un prolongement possible de cette étude serait l’utilisation d’un modèle à méso-échelle initialisé par des simulations d’un LDAS (comme dans *Trier et al.*, 2004)¹⁰. La méthodologie proposée ici ne se substitue pas à ce type d’approche plus complète mais fournit un outil d’analyse permettant d’isoler les impacts des différents processus. En effet, cette méthode simple permet de tester individuellement différentes composantes responsables de la variabilité à méso-échelle. Plusieurs améliorations sont envisageables via la complexification du modèle de couche limite et via une façon plus adéquate de traiter l’advection.

4.3 Conclusion

Nous avons mis en évidence la contribution de différentes échelles dans les modes de variabilité observés, qui sont certainement associées à différents processus. Nous avons également souligné que la variabilité méso-échelle était fluctuante d’un jour à l’autre pendant la campagne *IHOP*₂₀₀₂ variant de inexistante à prépondérante. Ce résultat est cependant à nuancer car la stratégie d’échantillonnage ne permet pas toujours d’observer le gradient maximum. Nous avons proposé dans la deuxième partie une méthodologie simple qui permet d’isoler les différents acteurs à l’origine de variabilités à méso-échelle impliqués dans une situation donnée et de resituer nos données dans un cadre bi-dimensionnel. Elle nous a permis de mettre en évidence les rôles non négligeables de l’hétérogénéité de surface, de l’hétérogénéité initiale de l’atmosphère et de

¹⁰Il est sans doute plus adéquat dans ce cas d’utiliser le même schéma de surface dans le LDAS et dans le modèle méso-échelle pour éviter toute incohérence.

l'advection horizontale dans la création de fluctuations à méso-échelle. Nous avons également indiqué la plus grande complexité de la variabilité méso-échelle de r_v par rapport à celle de θ .

Chapitre 5

Simulation LES de la variabilité submésos-échelle ($< 10km$)

Sommaire

5.1	Simulation LES de la couche limite du 14 juin 2002	78
5.1.1	Les conditions initiales	78
5.1.2	Les flux de surface	79
5.1.3	Les forçages de grande échelle	80
5.1.4	Caractéristiques principales	81
5.2	Validation de la simulation	84
5.2.1	Profils moyens	84
5.2.2	Hauteurs de couche limite	86
5.2.3	Distributions	88
5.2.4	Coupes verticales	91
5.2.5	Variances	91
5.3	Tests de sensibilité	93
5.3.1	A la configuration	93
5.3.2	Aux forçages	95
5.3.3	Aux conditions initiales	96
5.3.4	A l'hétérogénéité spatiale des flux de surface	97
5.4	Aspect transitoire	104
5.5	Analyse des coupes horizontales LEANDRE-2	107
5.5.1	Traitements préalables	109
5.5.2	Comparaison LES/ LEANDRE-2	110
5.6	Conclusion	114

L'objectif, ici, est de réaliser une simulation la plus réaliste possible afin d'exploiter au mieux les observations. Cette simulation diffère donc des nombreuses LES académiques de la littérature. La mise au point d'une simulation LES sur un cas d'étude de la campagne *IHOP*₂₀₀₂ a été dictée par le besoin d'avoir un ensemble de champs cohérents pour mettre en évidence les mécanismes responsables de la variabilité de la vapeur d'eau. Au préalable, il est nécessaire de tester si un tel modèle à haute résolution est capable de reproduire les fluctuations observées de la vapeur d'eau dans la couche limite convective. Pour ce faire, une première simulation LES de référence a été mise au point sur le cas du 14 juin 2002. Notons ici que les conditions du 14

juin sont optimales pour la définition d'un cas LES par la faible nébulosité, la faiblesse du vent (également peu de cisaillement) et la présence d'un grand nombre d'observations permettant à la fois la détermination des conditions initiales de la simulation et sa validation. La simulation couvre une période de sept heures depuis tôt le matin 7h locale¹ (soit 1200 UTC) jusqu'à 14h locale (soit 1900 UTC). Il s'agit de la phase de croissance de la couche limite. Si de nombreuses études LES ont permis de caractériser les couches limites convectives, elles ont le plus souvent concernées des couches limites stationnaires notamment océaniques. Cette étude se focalise sur la phase transitoire de croissance de couche limite au-dessus d'un continent et plus particulièrement la variabilité de vapeur d'eau simulée dans cette couche limite.

Après avoir présenté la simulation et ses caractéristiques moyennes, nous l'évaluerons par la comparaison à différents types d'observations. Ensuite, nous préciserons les tests de sensibilité qui ont abouti à la configuration de la simulation de référence.

5.1 Simulation LES de la couche limite du 14 juin 2002

Les simulations ont été réalisées avec le modèle Méso-NH en configuration LES (se reporter au chapitre 3 pour les détails de la configuration). Dans toute cette partie, nous nous intéressons surtout à la période après 10h locale. En effet les observations, radiosondages et vols avions (*c.f.* figure 4.5) indiquent que la couche limite n'est véritablement convective qu'à partir de cette heure là (fluctuations importantes de la vitesse verticale indiquant l'activation de la turbulence et profils verticaux mélangés de température potentielle, θ). La simulation est initialisée à 7h ce qui laisse 3 heures de spin-up pour la simulation, un temps largement suffisant (*c.f.* section 5.3). Les observations utilisées dans ce chapitre peuvent être séparées en deux groupes celles servant à la définition des conditions initiales (radiosondages de 7h) et aux limites (flux de surface des stations ISFF) tandis que les autres, indépendantes des premières, permettent d'évaluer la simulation.

5.1.1 Les conditions initiales

Les profils initiaux de température et humidité proviennent d'un composite de sondages observés autour de 7h00 (seuls les sondages observés dans une petite zone de 10 km x 40 km ont été utilisés). La figure 5.1 présente les profils initiaux de la simulation et les sondages observés. Tous les radiosondages enregistrent une couche limite stable typique des conditions observées le matin avant le lever du soleil. Le profil de vapeur d'eau montre l'existence d'une couche résiduelle assez humide atteignant 1300 m même si le rapport de mélange, (r_v) décroît progressivement avec l'altitude. La proximité des différents sondages concernant r_v dans la troposphère libre indique que les quatre sondages échantillonnent la même masse d'air troposphérique. Par contre, des différences importantes sont visibles dans les niveaux inférieurs à 1500 m. Elles résultent d'historiques différents subis par les couches limites en question (contribution de l'advection horizontale de grande échelle, du développement de la couche limite de la veille, des conditions de surface...).

¹Dans la suite, les heures correspondent aux heures locales sauf mention autre

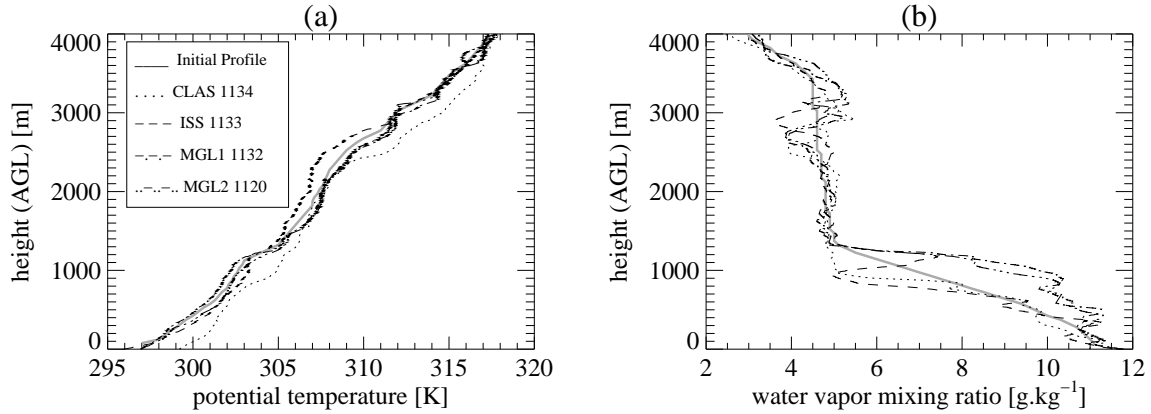


FIG. 5.1 – Profils verticaux de (a) la température potentielle (θ) et du (b) rapport de mélange en vapeur d'eau (r_v). En gris, profils initiaux de la simulation et en noir ceux mesurés par les sondages autour de 7h locale. Ces sondages ont été utilisés pour calculer les profils initiaux de la simulation.

5.1.2 Les flux de surface

Les flux en surface sont directement prescrits dans le modèle comme c'est souvent le cas dans les simulations LES (*Schmidt et Schumann, 1989; Moeng et Sullivan, 1994; Ayotte et al., 1996*). De manière similaire à *Brown et al. (2002)*, ces flux varient temporellement tout au long de la simulation (cycle diurne). Ils sont dérivés des observations. Outre sa simplicité, une telle approche permet de s'assurer que l'énergie reçue de la surface est proche de celle observée. De nombreux travaux de la littérature (*c.f.* revue bibliographique au chapitre 2) suggèrent que les hétérogénéités de surface n'ont que peu d'impact aux longueurs d'onde de l'ordre de 5-10 km même en cas de vent faible. Dans le domaine considéré, de 10 km de large, l'hétérogénéité des flux de surface est donc négligée et nous avons prescrit des flux homogènes spatialement (se reporter aux tests de sensibilité dans la suite de ce chapitre pour une étude de l'impact des flux de surface hétérogènes spatialement).

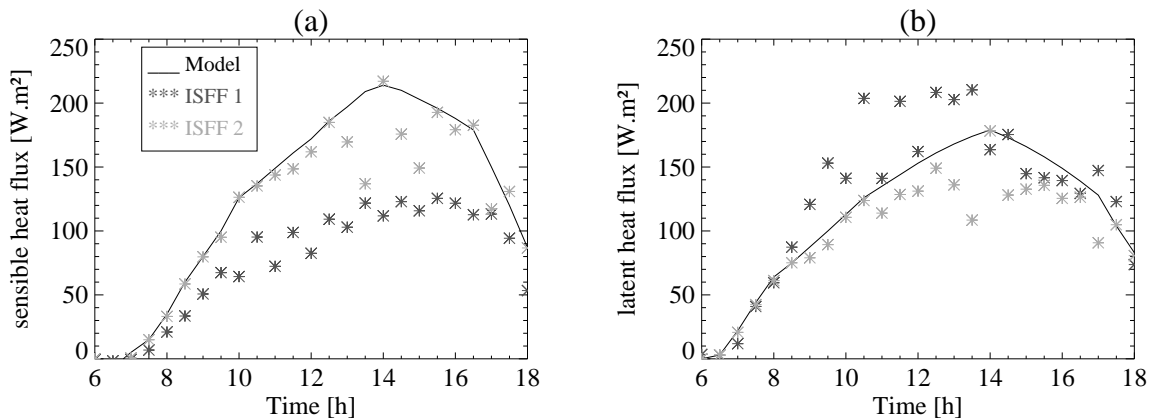


FIG. 5.2 – Flux sensibles (a) et latents (b) mesurés (étoiles) par les deux stations ISFF les plus proches d'Homestead, ISFF-1 (en noir) et ISFF-2 (en gris) le 14 juin 2002 de 6h à 18h. Le trait épais correspond aux flux de surface prescrits dans la simulation LES de référence.

Les flux de surface utilisés sont déduits des mesures effectuées aux stations ISFF. Deux

stations sont disponibles dans la zone restreinte choisie (*c.f.* figure 3.5). Nous avons choisi de retenir les flux de la stations ISFF-2 qui sont en meilleur accord avec le développement de la couche limite observée (*c.f.* section 5.3). La figure 5.2 présente les flux de surface prescrits dans la simulation de référence (en trait plein) ainsi que les deux séries de mesures aux stations ISFF (étoiles). Les deux stations indiquent une partition différente des flux sensibles et latents, en bon accord avec la répartition des pluies reçues les jours précédents. Les flux de surface ont été légèrement filtrés : les pics correspondant à la présence de petits nuages isolés sont négligés afin d’obtenir une cohérence entre flux en surface et nuages simulés (fraction nuageuse inférieure à 5%).

5.1.3 Les forçages de grande échelle

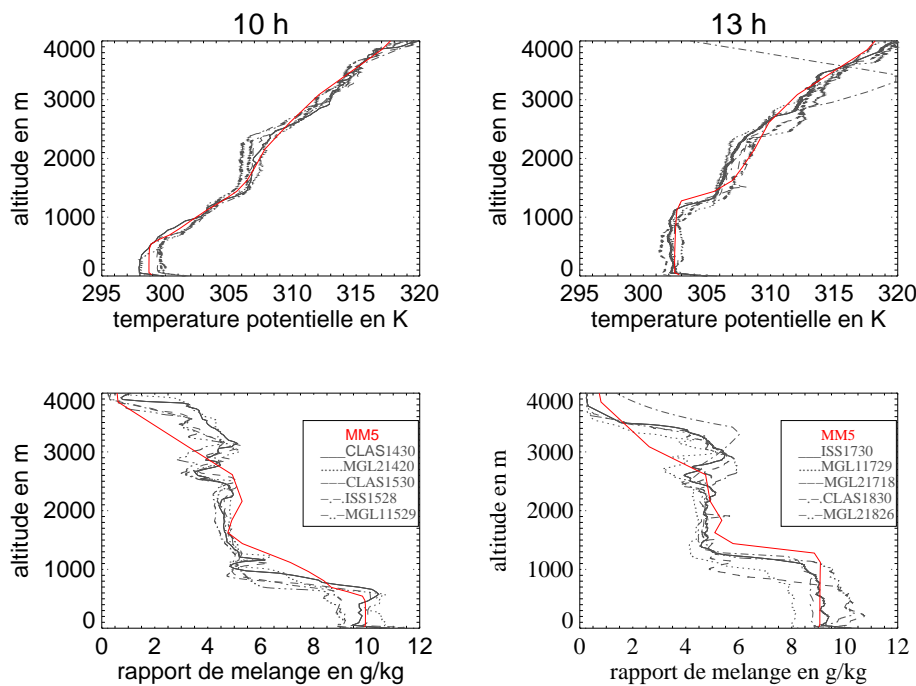


FIG. 5.3 – Profils verticaux de θ (en haut) et de r_v (en bas) à 10h (à gauche) et 13h (à droite) mesurés par les radiosondages et simulés par MM5 (en rouge) près d’Homestead.

Les simulations MM5 indiquent l’existence d’advections non négligeables aux échelles supérieures à 10 km. En effet, même si le vent reste faible sur la journée les gradients horizontaux (surtout en humidité) sont assez forts. De plus, une subsidence est présente toute la journée comme attesté par les observations. Les forçages de grande échelle ont donc été pris en compte pour ce cas d’étude.

De manière générale, il est délicat de déduire de tels forçages à partir d’observations isolées (*Mace et Ackerman, 1996*). Nous avons utilisé les sorties MM5 pour les déterminer. Ce choix a été motivé par le réalisme des simulations MM5 (comme illustré sur la figure 5.3). Les forçages de grande échelle ont été estimés à partir des advections moyennes fournies par MM5 ainsi que par la subsidence moyenne sur une zone de 50 km de côté. L’advection horizontale moyenne a été estimée à partir des gradients horizontaux et le vent, moyens sur la zone sélectionnée. Cette estimation des forçages est assez sensible à la taille de la zone choisie avec des valeurs plus fortes pour une zone de 25 km de côté et des valeurs plus faibles sur une zone de 100 km. Les valeurs

choisies (estimation sur 50 km) sont celles qui sont les plus en accord avec les sondages.

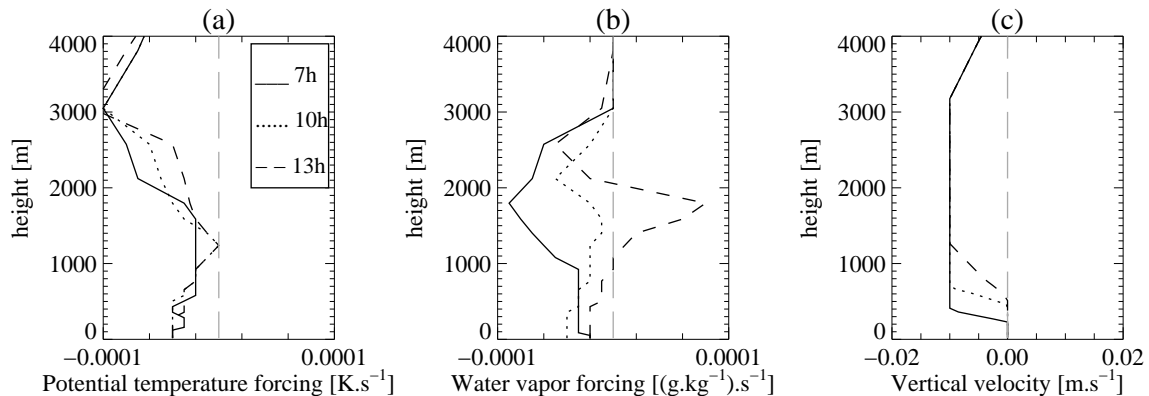


FIG. 5.4 – *Advections de grande échelle prescrites dans la simulation : Profils verticaux de l’advection horizontale de (a) θ , de (b) r_v et (c) subsidence à 7h (trait plein), 10h (pointillés) et 13h (tirets).*

La figure 5.4 indique les termes prescrits toutes les trois heures. Entre ces instants, les termes de forçage sont obtenus par interpolation linéaire. L’advection de θ correspond à un refroidissement global et l’advection d’humidité à un assèchement (à l’exception d’une légère humidification entre 1200 et 2000 m à 13h). Cette advection d’humidité est surtout importante dans les premiers 3000 m. Les estimations obtenues à partir du réseau de sondages fournissent des résultats cohérents avec ces profils. D’autre part, la subsidence moyenne simulée par MM5 a été imposée telle quelle dans le modèle et ce de manière constante sur toute la journée de l’ordre de -0.01 m/s au-dessus de la couche limite. Enfin, ces termes ont été ajoutés homogènement sur tout le domaine.

En conclusion, pour ce cas d’étude, l’ajout de forçage de grande échelle s’est avéré nécessaire pour modéliser l’advection de grande échelle indiquée par les observations et les simulations à méso-échelle. Nous avons proposé ici une estimation au premier ordre de ces forçages à partir des simulations méso-échelle qui semble suffisante.

5.1.4 Caractéristiques principales

La figure 5.5 montre l’évolution temporelle des profils moyens simulés par LES. Dès 10h, les profils sont bien mélangés avec une couche super-adiabatique en surface. Il s’agit d’une couche limite convective en croissance au-dessus des zones continentales. Elle se réchauffe en réponse à l’augmentation du flux sensible en surface. La valeur du gradient au sommet de la couche limite augmente jusqu’à 12h puis décroît. Cette évolution résulte des effets de chauffage par la surface, subsidence, processus d’entraînement, stratification de la troposphère libre et taux de croissance de la couche limite (*Tennekes, 1973*).

Le profil de vapeur d’eau également bien mélangé est couramment observé pour des couches limites convectives bien que pas systématiquement par exemple pour les couches limites semi-arides ou arides *c.f. Mahrt (1976)* ou *Takemi et Satomura (2000)*. r_v diminue au cours de la journée de 11 g/kg à 10h à 8.8 g/kg à 14h. Un tel assèchement est cohérent avec la forte croissance de la couche limite en environnement sec et fréquemment observé dans la région des Grandes Plaines (*Mahrt, 1991*) mais pas systématiquement (*Zhu et Albrecht, 2002*).

La valeur du gradient au sommet de la couche limite augmente au cours de la matinée

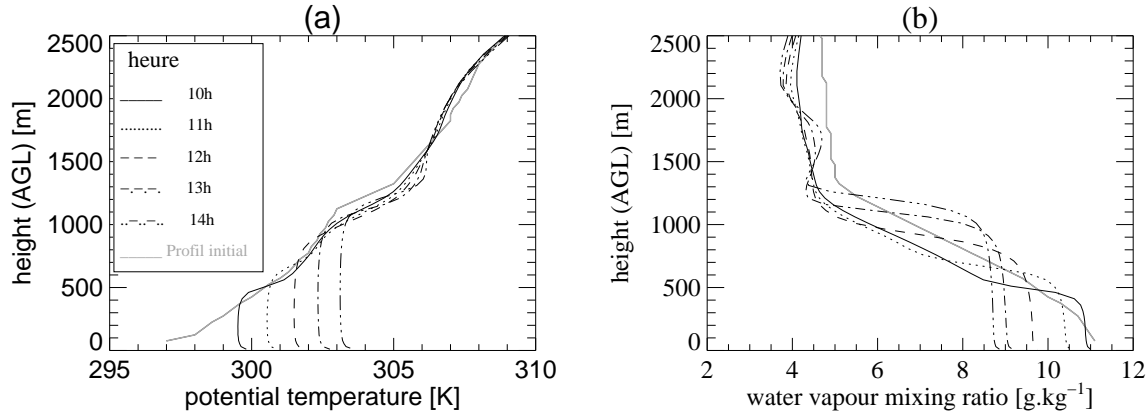


FIG. 5.5 – Evolution temporelle des profils verticaux simulés de (a) θ et de (b) r_v de 10h à 14h. Les courbes grises correspondent aux profils initiaux.

pour atteindre un maximum de 4 g/kg à 13h. L'existence de ce gradient est une signature de l'entraînement au sommet de la couche limite.

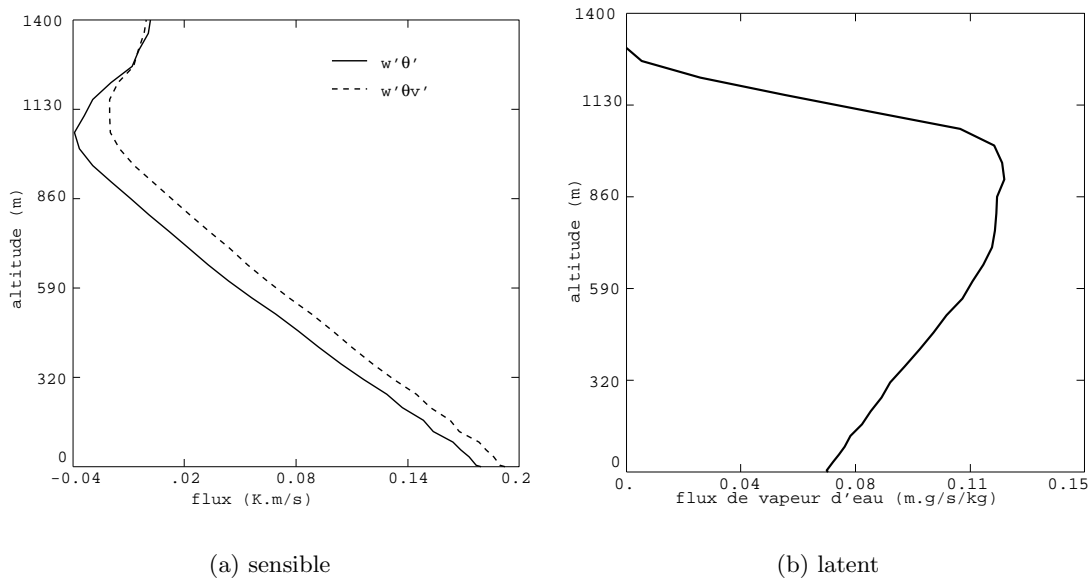


FIG. 5.6 – Profils verticaux du (a) flux sensible (traits pleins) et de flottabilité (tirets) et du (b) flux latent moyenné sur la dernière heure de simulation (de 13h à 14h) et sur tout le domaine.

La figure 5.6 présente les profils moyens sur la dernière heure de simulation des flux sensible, de flottabilité et latent. Ces flux sont quasi-linéaires au moins entre 0.1 et 1. z_i et donc caractéristiques d'une couche limite convective. Le rapport entre le flux sensible au sommet de la couche limite² et celui au sol, $R_\theta = \frac{w'\theta'_i}{w'\theta'_o}$, est de -0.28 indiquant des conditions proches d'un cas purement convectif (c.f. Deardorff (1972), Tennekes (1973), Schmidt et Schumann (1989)). Par contre le rapport équivalent pour le flux de flottabilité (R_{θ_v}) est de -0.14 soulignant le rôle important de la vapeur d'eau dans l'équilibre de la flottabilité de la couche limite. Cette valeur

²Le sommet de couche limite est pris comme l'altitude du minimum du flux sensible, en accord avec Fedorovich et al. (2004)

est un peu plus forte que le rapport classique de -0.2 (*Stull*, 1988). Cependant, elle est proche de celle obtenue dans d'autres études comme *Fedorovich et al.* (2004) ou *Cuxart et al.* (2000).

Le tableau 5.1 indique les séries temporelles des rapports R_θ , $R_{\theta v}$ et R_{rv} au cours de la simulation. Ces séries sont liées à l'évolution de l'intensité du gradient au sommet de la couche limite qui conditionne le flux au sommet de la couche limite et à celle des flux de surface. Le gradient en température potentielle (virtuelle ou non) diminue jusqu'à 11h puis augmente après avoir atteint la zone neutre. Le gradient en humidité augmente jusqu'à 12h30 puis reste constant. D'autre part, les flux en surface augmentent jusqu'à 14h liés à l'augmentation de l'énergie solaire reçue en surface. De 10h30 à 14h, le rapport du flux de flottabilité reste à peu près constant soulignant l'existence de l'équilibre en flottabilité. Ceci indique une compensation entre la vapeur d'eau et la température potentielle afin de maintenir l'équilibre. Le rapport de flottabilité évolue en fin d'après midi vers des valeurs proches de 0 indiquant des conditions de 'free encroachment' (non indiqué dans le tableau 5.1).

Rapport	9h30	10h	10h30	11h	11h30	12h	12h30	13h	13h30	14h
R_θ	-0.38	-0.34	-0.28	-0.26	-0.27	-0.27	-0.30	-0.28	-0.28	-0.26
$R_{\theta v}$	-0.2	-0.19	-0.16	-0.14	-0.12	-0.09	-0.11	-0.12	-0.14	-0.15
R_{rv}	1.39	1.58	1.61	1.78	2.36	2.86	3.01	2.65	2.25	1.88

TAB. 5.1 – Evolution temporelle des différents rapports de flux entre la zone d'entraînement et la surface

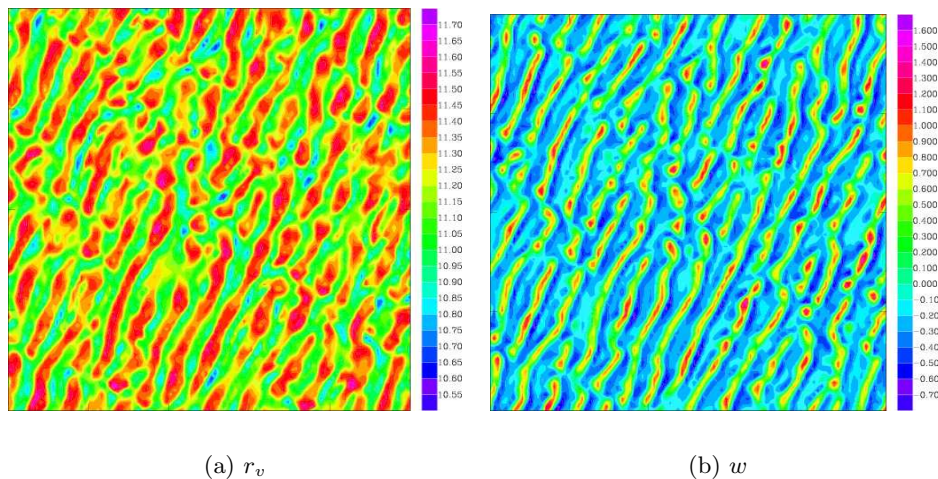


FIG. 5.7 – Coupes horizontales du (a) r_v et (b) de w simulées par Méso-NH à $z=200$ m à 9h du matin le 14 juin 2002 (domaine de 10 km de côté).

Les structures horizontales dans la couche limite évoluent au cours du temps. Des rouleaux (organisations 2D) sont présents le matin, ce qui est cohérent avec le critère de stabilité $-z_i/L_{mo} \sim 25$ (*LeMone*, 1973; *Moeng et Sullivan*, 1994). La figure 5.7 présente des coupes horizontales simulées à 9h, des structures allongées sont remarquables dans les fluctuations en vapeur d'eau et en vitesse verticale. Les zones ascendantes sont caractérisées par un air humide. Ces structures sont orientées NE/SO parallèlement au vent moyen de la couche limite. Ces rouleaux ont été observés par les radars mobiles à 10h (figure 3.4). A partir de 9h, ils sont progressivement remplacés par des cellules dans la simulation en accord avec l'augmentation de

l'instabilité thermique ($-z_i/Lmo > 45$) (Weckwerth et al., 1997). Les valeurs de $-z_i/Lmo$ sont en accord, qualitativement au moins, avec les valeurs simulées. Elles augmentent significativement en début de journée, tandis que les structures initialement organisées en rouleaux le matin prennent la forme de cellules ensuite. Le même type de succession temporelle d'organisations est simulée dans le cas HAPEX-Sahel (c.f. figure A.4).

La figure 5.8 présente des coupes, à différents niveaux dans la couche limite, des anomalies de vapeur d'eau, température potentielle et vitesse verticale (w) à 13h. Pour plus de clarté, seul le quart nord-ouest du domaine a été représenté. A $0.3 z_i$, des thermiques peu nombreux mais intenses sont identifiables par leurs anomalies en θ_v très bien corrélées aux anomalies en w (corrélation supérieure à 0.7). Cette corrélation souligne le rôle des anomalies de température dans la flottabilité à ce niveau. A 0.5 et $0.8 z_i$, le champ de température devient plus homogène lié à un mélange plus intense et une flottabilité qui décroît. Les anomalies de w positives persistent par inertie. A z_i , les anomalies de température sont organisées en grandes structures avec d'étroites zones ayant une perturbation positive et de larges zones négatives. Ces dernières correspondent aux thermiques qui sont stoppés par le sommet de la couche limite et s'élargissent, alors que les premières correspondent à des intrusions d'air plus chaud et sec provenant de niveaux supérieurs. Cette image contraste avec la vue classique de panaches étroits et rapides accompagnés de larges zones homogènes subsidant lentement. Seules quelques zones aux coeurs des thermiques maintiennent des anomalies positives de w , ce sont ces parties qui vont percer la couche limite (on parle d'"overshoot"). A ce niveau la corrélation entre r_v et θ est fortement négative ($r < -0.9$) comme déjà observé par Wyngaard et al. (1978) et Berg et Stull (2004). Cette corrélation s'interprète par la présence de thermiques humides et froids et les zones d'air sec et chaud provenant de la troposphère libre. A tous les niveaux, les fluctuations de vapeur d'eau correspondent à de larges structures (de l'ordre de 1 à 2 z_i). De plus, il est souvent facile de suivre les structures d'un niveau à un autre comme l'indique les forts coefficients de corrélations entre différents niveaux horizontaux. Les fines zones d'air sec provenant de la zone d'entraînement induisent des fluctuations de vapeur d'eau de grande échelle. Le chapitre suivant revient sur ces intrusions d'air sec, les caractérise et discute les mécanismes mis en jeu.

5.2 Validation de la simulation

L'évaluation de la simulation a été réalisée grâce aux profils moyens (comparés aux radiosondages et autres mesures de profils verticaux), aux distributions des variables thermodynamiques (comparées à celles obtenues à partir des mesures avions) et aux moments (comparés à ceux obtenus par lidars). Pour s'assurer de la cohérence des échelles représentées dans les simulations et les observations, un filtrage a été appliqué sur les données pour éliminer la variabilité aux échelles supérieures à 10 km.

5.2.1 Profils moyens

La simulation a tout d'abord été évaluée par une comparaison systématique des profils moyens de la simulation par rapport aux sondages observés dans la zone restreinte d'analyse. La figure 5.9 montre un exemple de comparaison à 13h. Pour la simulation, il s'agit des profils moyennés sur tous les points de grille (soit 10000 profils) alors que les sondages correspondent à des mesures locales. Les profils moyens de la simulation se situent au milieu de la dispersion observée au sein des sondages. La valeur des gradients au sommet de la couche est bien prévue avec des variations de 3 K et 3 g/kg autour de 1100 m. Un maximum de vapeur d'eau au

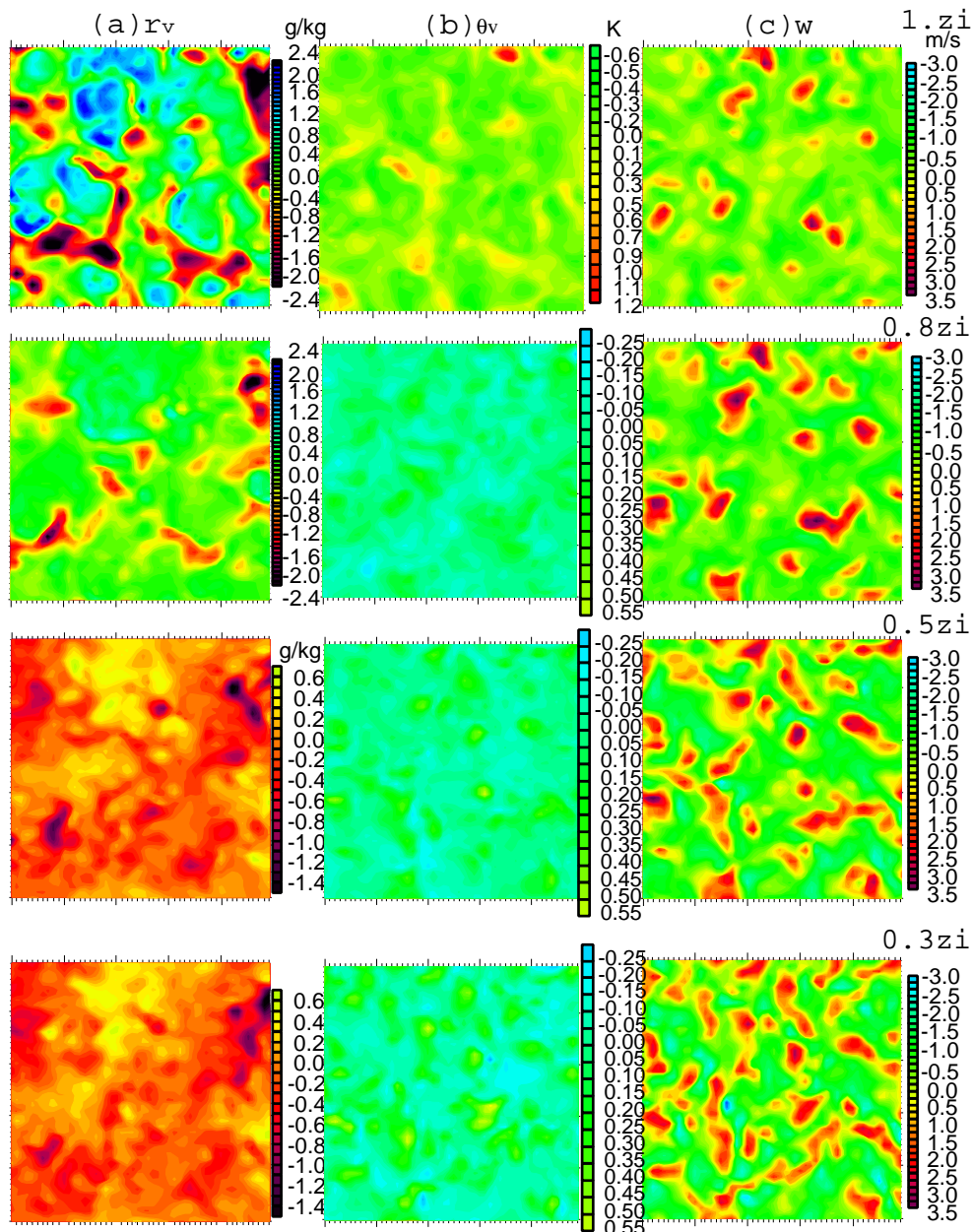


FIG. 5.8 – Coupes horizontales (pour plus de clarté, seul le quart nord-ouest du domaine est représenté) à $z/z_i=1.0, 0.8, 0.5, 0.3$ de (a) r_v (b) θ_v et (c) w simulées le 14 juin 2002 à 13h. Attention, les échelles de couleurs changent pour r_v et θ_v .

sommet de la couche limite supérieur à celui observé en surface est lié au schéma d'advection utilisé (*c.f.* section 5.3). La figure 5.10 indique les gammes de fluctuations ainsi que les écarts types de variations des profils de θ et r_v dans la simulation. L'écart type (resp. la gamme de fluctuations) est de 0.1 K (1 K) pour θ et 0.35 g/kg (3 g/kg) pour r_v au milieu de la couche limite. Ces variations sont cohérentes avec les résultats reportés dans la littérature comme par exemple *Weckwerth et al.* (1996).

La figure 5.11 présente l'évolution temporelle des valeurs de θ et r_v de la couche mélangée. Cette évolution est en bon accord avec les valeurs issues des sondages (étoiles) à l'exception

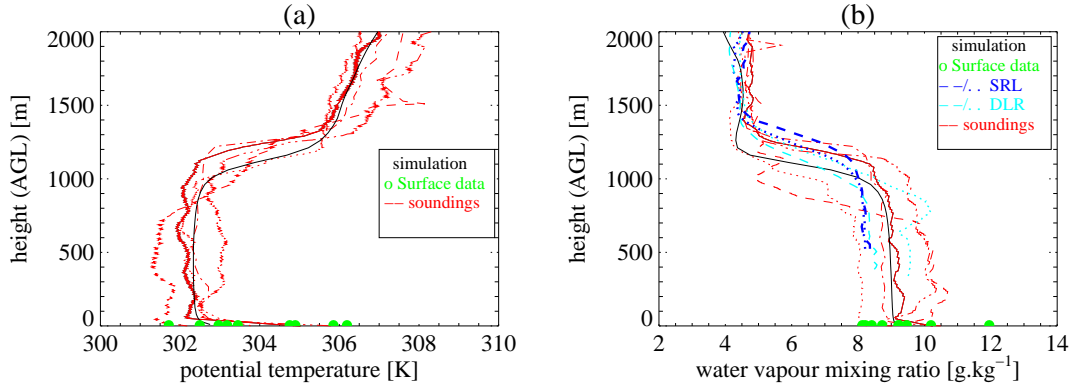


FIG. 5.9 – Profils verticaux de (a) θ et (b) r_v observés par les sondages (en rouge) et simulés (en noir) le 14 juin 2002 vers 13h. Pour r_v , les profils moyens (pour la période 12h32-12h33 et 12h33 -12h34) dérivés des mesures DIAL (pour la période 12h32-12h33 et 12h33 -12h34) et SRL (de 12h à 13h) sont aussi indiqués (lignes bleues claires et foncées respectivement).

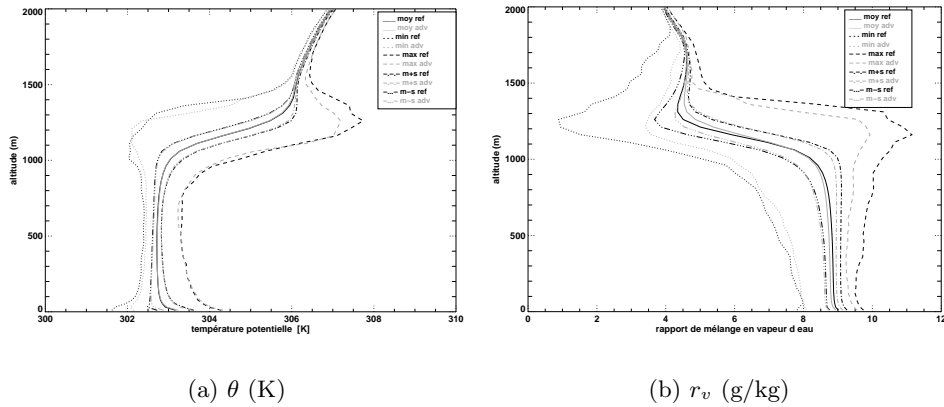


FIG. 5.10 – Variation des profils, *i.e.* minimum, maximum, moyenne +/- écart-type et moyenne (a) de θ et (b) de r_v moyennés sur la dernière de simulation (*i.e.* entre 13h et 14h) et sur tout le domaine. Les courbes en gris clair correspondent aux résultats avec le schéma d'advection MPDATA.

des valeurs simulées à 10h qui surestiment le rapport de mélange (sans doute liée à une sous-estimation de l'advection d'air sec).

De manière générale, la simulation reproduit les caractéristiques moyennes de la couche limite dans sa phase de croissance.

5.2.2 Hauteurs de couche limite

La variabilité de la hauteur de la couche limite a aussi été évaluée. Nous rappelons ici les différentes définitions (*c.f.* figure 2.1) qui existent dans la littérature de la hauteur de couche limite, z_i (Sullivan *et al.*, 1998). z_i peut être défini comme :

- l'altitude du minimum de flux de flottabilité d'une couche limite convective (*i.e.* avec un profil linéaire de ce flux) (Deardorff, 1972).
- le maximum (resp. minimum) du gradient vertical de θ (resp. de r_v *c.f.* Wulfmeyer, 1999).

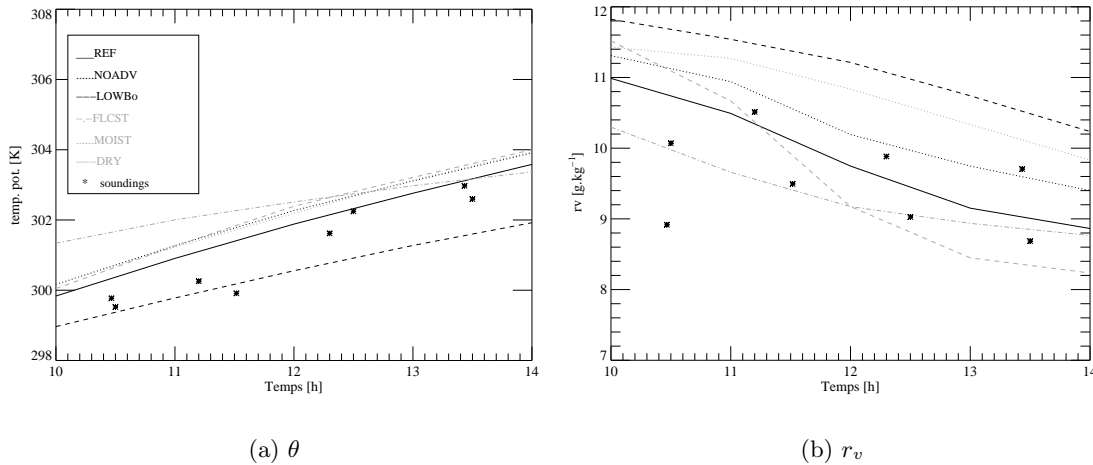


FIG. 5.11 – Série temporelle de (a) θ (K) et (b) r_v ($g.kg^{-1}$) moyens dans la couche limite pour la simulation de référence (trait plein), la simulation NOADV (tirets), la simulation LOWBO (pointillés), la simulation MOIST (pointillés gris) et la simulation DRY (tirets gris), et, la simulation FLUCST (tirets-points gris). Les valeurs dérivées des sondages sont indiquées par des étoiles.

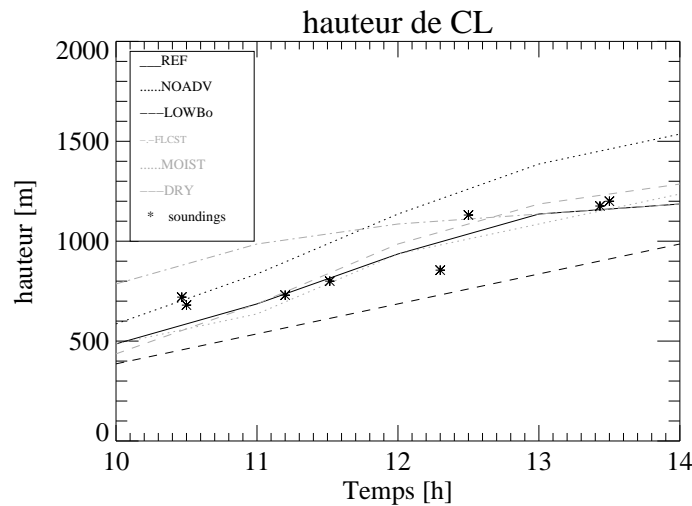


FIG. 5.12 – Série temporelle de la hauteur de couche limite (m) de la simulation de référence (trait plein), la simulation NOADV (tirets), la simulation LOWBO (pointillés), la simulation MOIST (pointillés gris) et la simulation DRY (tirets gris), et, la simulation FLUCST (tirets-points gris). Les valeurs dérivées de sondages sont indiquées par des étoiles.

Ces niveaux correspondent plutôt au milieu de la zone d'entraînement.

- la limite verticale où l'énergie cinétique turbulente est égale à 10% de sa valeur maximale.
- le maximum de l'humidité relative (*Zhu et Albrecht, 2002*). Ce niveau correspond plutôt au sommet de la couche mélangée.
- le niveau vertical où $\theta_v(z) = \theta_v(0) + D\theta_v$ où $D\theta_v$ est prescrit, souvent à 0.2K (*Mathieu et al., 2004*) ou encore par rapport au nombre de Richardson atteignant un nombre critique souvent de ~ 0.5 .
- la zone de discontinuité forte dans la rétrodiffusion par les aérosols (appliqué au signal

lidar par exemple). En effet, une majorité d'aérosols sont contenus dans la couche limite (*Davis et al., 2000*).

Ces différentes définitions répondent aux types d'informations disponibles (observations lidar, simulations...) et il n'y a pas systématiquement correspondance entre ces différents niveaux.

La figure 5.12 présente l'évolution temporelle de la hauteur de couche limite moyenne simulée et celle observée par les sondages (étoiles). La croissance importante de la couche limite de 500 m à 10h à 1200 m à 14h est typique de la variabilité diurne de la couche limite continentale. Cette évolution est cohérente avec celle déduite des sondages.

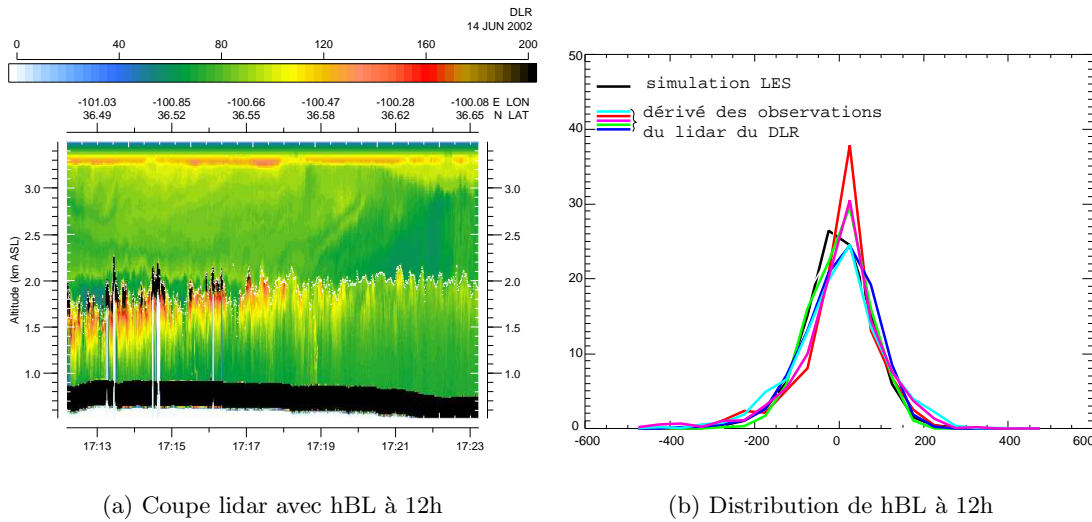


FIG. 5.13 – (a) Profils verticaux de rétrodiffusion lidar obtenus par le lidar DLR entre 12h et 12h30 soit une distance de ~ 80 km au-dessus d'Homestead. La courbe blanche indique la hauteur de couche limite qui a été dérivée de ces profils (source : *K. Craig*). (b) Distribution relative de la hauteur de couche limite à 12h dérivée des observations lidars (en couleurs pour différents transects) et simulée par la LES (en noir : critère utilisant le minimum du gradient de r_v).

La figure 5.13 (a) montre un exemple de coupe verticale des profils de rétrodiffusion avec la hauteur de couche limite indiquée en blanc. La figure 5.13 (b) présente la comparaison de distributions relatives de hauteur de couche limite simulée et dérivée des coupes lidars à partir d'un filtrage par ondelettes Haar de profils verticaux de rétrodiffusion lidar (*Davis et al., 2000*). Ces hauteurs de couche limite ont été fournies par Kenneth Craig du Penn State University. Elles ont été obtenues à partir des profils de rétrodiffusion du lidar DIAL DLR en utilisant une résolution horizontale de 75 m et verticale de 15 m. Une estimation des fluctuations de la hauteur de couche limite définie comme le lieu du gradient maximal peut être déduite de la figure 5.16. Elles sont de l'ordre de 200 à 300 m dans la simulation et cohérentes avec les observations lidar. L'accord des distributions de hauteur de couche limite n'était pas évident. Il valide en partie l'hypothèse de flux homogènes spatialement.

5.2.3 Distributions

Les distributions fournissent des informations utiles concernant la gamme de fluctuations et le degré d'asymétrie du champ étudié. Elles sont notamment souvent utilisées dans les paramétrisations pour prescrire une variabilité a priori (*e.g. Tompkins, 2002*).

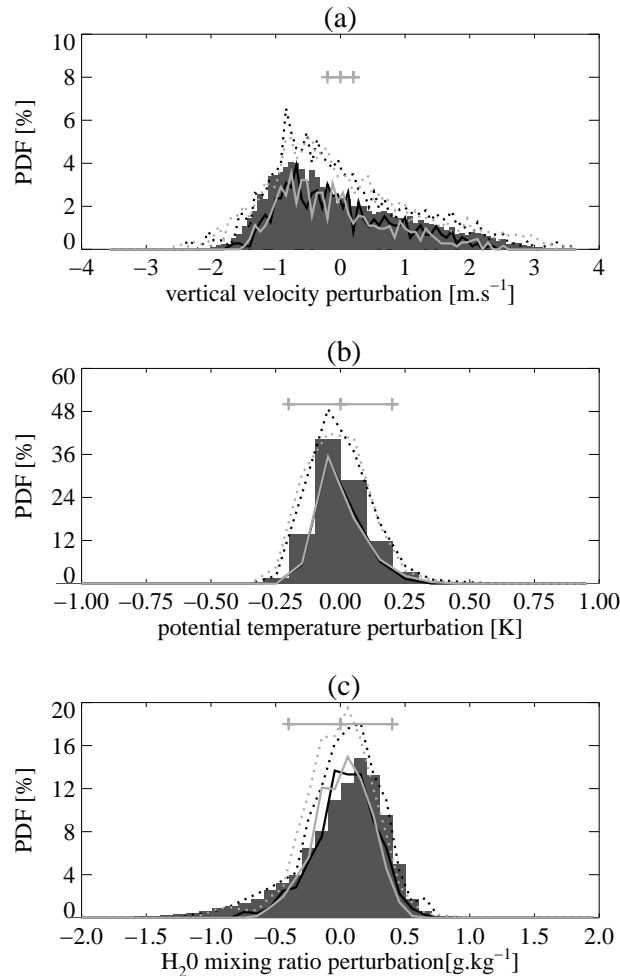


FIG. 5.14 – Densités de probabilité de (a) w , (b) θ et (c) r_v le 14 juin 2002 autour de 12h à 350 m dérivées de la simulation (grisé) et des observations (courbes). Pour les observations, les pointillés (traits continus) représentent respectivement les enveloppes maximales (minimales) des PDFs in-situ dérivées des mesures du P-3 (gris) et du UWKA (noir) à la même altitude pour quatre legs entre 11h30 et 12h30 autour d’Homestead. Les segments gris indiquent l’estimation de l’erreur sur les observations in-situ par avions.

La figure 5.14 compare les distributions de w , θ et r_v simulées et observées (par mesures in-situ aéroportées) au milieu de la couche limite. Ici, les mesures in-situ à 1Hz ont été utilisées, elles correspondent à des résolutions horizontales de 90 m (resp. 135 m) pour le UWKA (resp. P3). Les fluctuations d’échelles supérieures à celles simulées ont été estimées par une moyenne glissante à 10 km qui a été soustraite des données. La cohérence des échelles spatiales simulées et observées est indispensable afin de mener des comparaisons ayant un sens. La figure 5.14 montre que pour les trois variables les distributions simulées sont bornées par les enveloppes minimum et maximum des distributions dérivées des mesures avions.

La skewness positive de la distribution de la vitesse verticale ($S = 0.8$ pour la simulation et $S = 0.7 - 1$ pour les données avions) traduit l’existence de thermiques ascendants peu nombreux mais rapides et de descentes plus larges et plus lentes. Il s’agit de caractéristiques typiques d’une couche limite convective (*c.f.* LeMone, 1990; Moeng et Sullivan, 1994).

La température potentielle a une distribution quasi-symétrique légèrement positive ($S = 0.4$

thermiques continuent à être ascendants malgré une flottabilité négative du fait de leur inertie) et des descentes pénétrant dans la couche limite. L'évolution verticale de la distribution de la vapeur d'eau contraste avec la précédente. La distribution est en effet plutôt symétrique dans les niveaux bas ; avec l'altitude, elle devient de plus en plus asymétrique du fait de la présence d'intrusions d'air sec (étudiées par la suite). Au sommet de la couche limite, la distribution a une asymétrie positive liée à l'existence des thermiques humides qui percent et atteignent la zone d'entraînement plus sèche. Cette figure indique que les thermiques seuls ne peuvent expliquer la distribution de la vapeur d'eau.

5.2.4 Coupes verticales

La figure 5.16 (a et b) présente deux coupes verticales de r_v simulée et observée par le lidar DLR le long d'un transect sud-ouest/nord-est à 12h. Malgré les différences de valeur moyenne (qui peuvent s'expliquer par de nombreux facteurs comme le décalage spatial et horaire des deux coupes), ces deux coupes montrent l'existence de langues d'air sec ($r'_v = 1-2$ g/kg) qui peuvent atteindre des niveaux assez bas dans la couche limite (la langue au sud-ouest s'étend du sommet de la couche limite jusqu'au sol). Sur la coupe simulée sont également tracés les iso-contours de w montrant que ces langues correspondent à des descentes d'air dans la simulation. Un transect avion suggère aussi l'existence de zones d'air sec. La vitesse verticale mesurée in-situ est négative (de l'ordre de -0.7 m/s) au niveau de cette zone d'air sec. L'analyse systématique des zones sèches isolées sur les transects avions indique que la vitesse verticale est généralement négative mais pas systématiquement. D'ailleurs, la figure 5.16 (c) montre une faible corrélation entre les variations de vapeur d'eau et celles de vitesse verticale (les variations de w sont dominées par des fluctuations de petite échelle). Ces zones sèches sont détaillées dans le chapitre suivant.

5.2.5 Variances

La dernière validation de la simulation est réalisée par la comparaison des variances. Des profils verticaux de variance ont été estimés à partir des mesures lidars DLR. A chaque niveau vertical, la variance est calculée après avoir soustrait la contribution du bruit par la méthode de *Lenschow et al.* (2000). L'erreur relative liée à la taille de l'échantillon est inférieure à 20 %. Seules les valeurs au-dessus de $0.3 z_i$ sont présentées car en dessous le signal est dominé par le bruit instrumental (*Kiemle et al.*, 1997). Le profil de la figure 5.17 résulte de trois segments de ~ 10 km de long, centrés sur Homestead et mesurés entre 12h et 12h30. Le calcul des profils de variances à partir de chaque segment indépendamment fourni un maximum qui varie de $\pm 15\%$ par rapport au maximum. Le maximum du profil simulé se situe au sommet de la couche limite, son intensité varie au cours de la journée. Il est maximum à 12h, il augmente pendant la phase de croissance rapide de la couche limite puis décroît ensuite. La variance simulée a été interpolée sur une grille de résolution verticale de 200 m correspondant à la résolution du lidar. Cette résolution est nécessaire afin de maintenir le bruit instrumental inférieur à 10 % du signal. Ici la hauteur de couche limite est définie indépendamment pour la simulation et les coupes lidars et comme le lieu du maximum de variance (comme proposé par *Wulfmeyer*, 1999). La différence principale entre ces deux profils est que le pic du maximum correspond à une couche plus épaisse pour le lidar en accord avec les profils verticaux moyens de r_v où le lidar a une zone de transition plus épaisse. D'autre part, la variance lidar tend à avoir des valeurs systématiquement plus fortes que la variance simulée en dessous de $0.9 z_i$.

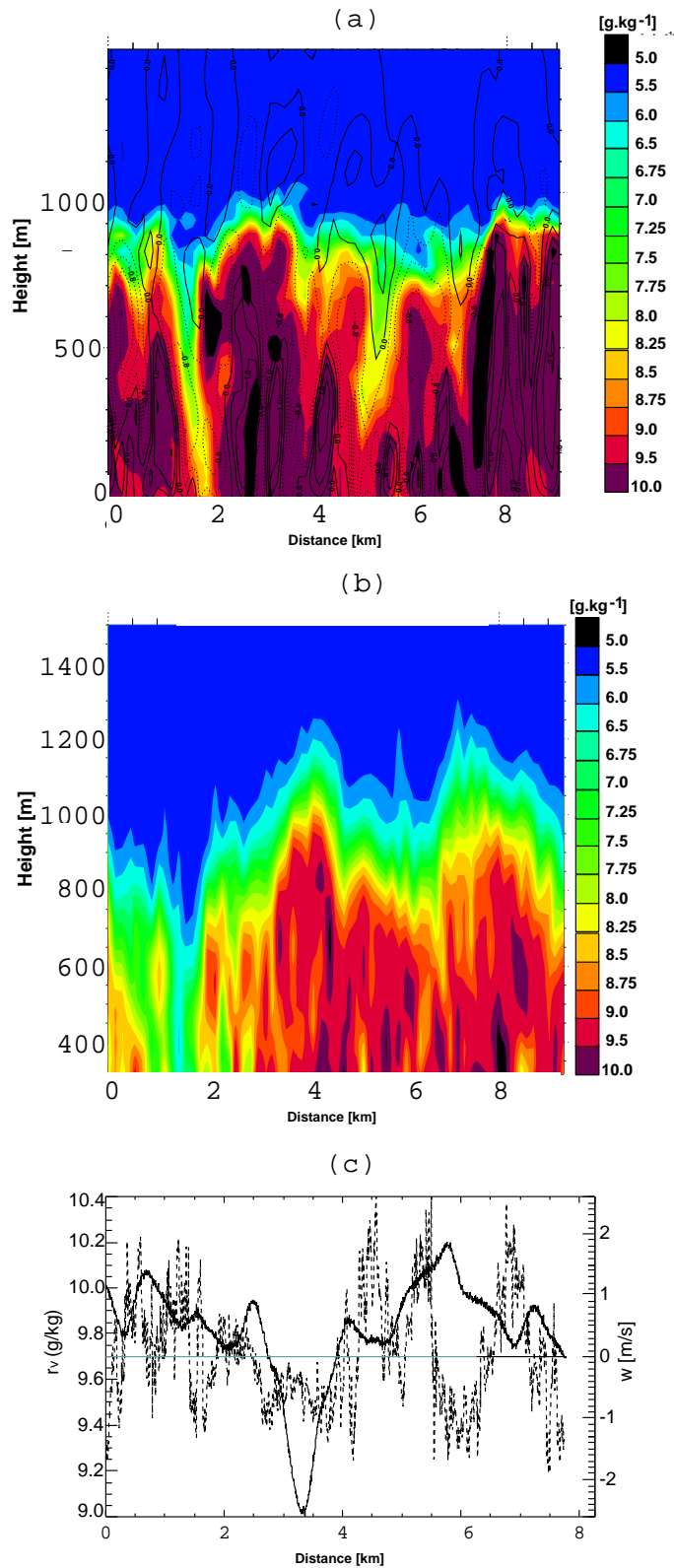


FIG. 5.16 – Coupe verticale de r_v ($g \cdot kg^{-1}$) (a) simulée par le modèle à 12h et (b) observée par le DLR-DIAL le 14 juin 2002 autour de 12h15. Les contours négatifs (positifs) de w sont indiqués sur la figure (a) en pointillés (traits continus). Les contours négatifs (positifs) sont $-1.6, -1.2, -0.8, -0.4 m s^{-1}$ ($0, 0.5, 1, 2, 3, 4 m s^{-1}$). La figure (c) présente les mesures in-situ du UWKA de r_v et de w (en pointillés) autour de 12h et à 350 m d'altitude.

Plusieurs raisons peuvent expliquer ces différences comme une variabilité plus forte de la hauteur de couche limite dans les mesures lidar, un bruit instrumental résiduel des mesures lidars ou une sous estimation dans la simulation des intrusions d'air sec. Le maximum de variance simulé au sommet de la couche limite peut être un peu surestimé du fait du schéma d'advection utilisé (*c.f.* section section 5.3)

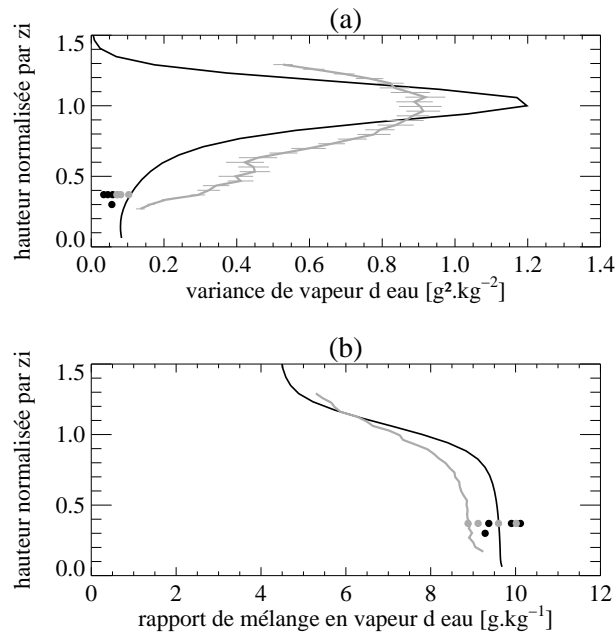


FIG. 5.17 – Profils verticaux de la variance (a) et de la moyenne (b) de r_v dérivés de trois coupes du DLR-DIAL entre 12h et 12h30 (gris) et simulés par LES à 12h (noir) à la même résolution verticale (200 m) le 14 juin 2002. Les points correspondent aux valeurs dérivées des mesures *in-situ* du P3 (noir) et du UWKA (gris).

5.3 Tests de sensibilité

Nous présentons ici différents tests de sensibilité qui ont permis d'aboutir à la configuration de la simulation de référence. Une partie de ces tests indiquent que les hypothèses proposées et la configuration choisie dans la simulation de référence sont adaptées à cette étude. L'autre partie traite de l'impact des variations à méso-échelle sur la simulation. Ces tests permettent également de montrer le champ de validité de la simulation de référence.

5.3.1 A la configuration

Cette première partie cherche à valider la configuration choisie pour la simulation de référence concernant la résolution, la taille du domaine mais aussi les processus physiques.

5.3.1.1 Au domaine et à la résolution

Dans la simulation de référence, la taille du domaine correspond à plusieurs fois la hauteur maximum de couche limite (~ 10 fois) et les structures organisées sont supposées être bien

échantillonnées. D'après *Jonker et al.* (1999) les spectres des variables thermodynamiques ainsi que des scalaires passifs présentent des maximums à des échelles toujours inférieures à trois fois la hauteur de la couche limite et donc dans ce cas bien inférieur à 10 km. *de Roode et al.* (2004) soulignent l'importance d'avoir une taille de domaine assez grande pour ne pas contraindre les échelles des structures qui s'y développent. Pour vérifier que la taille du domaine choisie était suffisante nous avons réalisé une simulation avec un domaine de $15 \times 15 \text{ km}^2$. Cette simulation présente profils moyens, distributions, coupes horizontales et verticales similaires à la simulation de référence. Les échelles intégrales de différentes variables sont très proches entre les deux simulations. On peut donc conclure que la taille de 10 km de côté est suffisante pour représenter la variabilité liée à la dynamique de couche limite. Un domaine de simulation de 5 km de côté est plus critiquable car il correspond ici à une échelle horizontale égale à environ $5 z_i$ seulement. Cependant, les caractéristiques moyennes et la variabilité d'une telle simulation sont très proches de la simulation de référence. Et pour des raisons de temps calcul, des simulations sur ce petit domaine ont été utilisées pour effectuer les différents tests de sensibilité indiqués ci-dessous.

D'autre part, *Agee et Gluhovsky* (1999) souligne l'importance d'avoir une résolution suffisamment fine pour que les mouvements contribuant au transport ainsi qu'à la variance soient résolus. Nous avons testé l'impact d'une résolution plus fine sur la verticale ($\Delta z \leq 25 \text{ m}$ dans la couche limite) et sur l'horizontale ($\Delta x = 50 \text{ m}$). Ces deux simulations avec résolution affinée sur la verticale ou sur l'horizontale ont des profils moyens, de variances et de flux très proches de la simulation de référence.

Nous en concluons que la taille du domaine comme la résolution choisie sont suffisantes pour cette étude.

5.3.1.2 Aux paramétrisations physiques

Nous testons ici l'importance de différentes paramétrisations pour la simulation de la couche limite convective via trois simulations.

La première simulation teste l'impact de l'ajout de la paramétrisation du rayonnement (les flux en surface restent prescrits). Cela permet d'évaluer l'impact du rayonnement sur l'atmosphère (son impact sur la surface étant déjà pris en compte via le bilan énergétique). Dans ce cas, θ moyen augmente de 0.4 K, la hauteur de CL de 100 à 200 m et r_v diminue de 0.3 g/kg au cours des sept heures de simulation. Les bilans de température potentielle montrent que la tendance du rayonnement dans la couche limite est un réchauffement moyen de 1K/jour qui atteint 3K/jour près de la surface. Ces variations sont d'un ordre de grandeur inférieur à celle induite par le développement de la couche limite. *Grossman* (1992) montre également que la divergence du flux radiatif est un terme de second ordre dans les situations en ciel clair³.

La deuxième simulation utilise le schéma de surface ISBA (*Noilhan et Planton*, 1989) ; la paramétrisation du rayonnement est également maintenue. Dans ce cas, le flux latent est plus fort et le flux sensible légèrement plus faible que pour la simulation de référence, conduisant à une couche limite plus haute et plus humide. Cependant, ce schéma dépend fortement des variables fournies (les paramètres de surface, l'humidité et la température du sol...). Ici, ces paramètres ont été déduits d'autres études sur cette zone mais nous ne disposons pas de mesures pour notre jour d'étude. Il semble donc plus réaliste de prescrire les flux en surface. L'impact de flux de surface non homogènes spatialement est détaillé par la suite.

³Ce n'est pas toujours le cas par exemple lorsque les contenus en aérosols minéraux sont importants (communication personnelle P. Lacarrère)

Enfin, la dernière simulation teste l'impact de la paramétrisation de la condensation sous maille. Les seuls changements notables concernent les nuages. Cependant, étant donné leur petit nombre, aucune modification notable n'est identifiable, ni sur les moyennes, les moments, ni sur les structures.

5.3.1.3 Sensibilité au schéma d'advection

Le schéma d'advection standard de Méso-NH (FCT2ND : Flux corrected transport scheme) appliqué aux variables météorologiques est un schéma centré spatialement et temporellement du second ordre. Nous avons également testé le schéma MPDATA (Multidimensionnal positive definite advection transport algorithm), schéma upstream utilisé avec trois itérations qui est plus diffusif mais dont l'excès de diffusion est corrigé. Peu de changements sont identifiables ; ils concernent principalement la vapeur d'eau. Le schéma MPDATA induit plus de transport de vapeur d'eau de la couche limite vers la troposphère libre et donc un gradient moyen un peu moins marqué au sommet de la couche limite. Il s'ensuit une diminution de la variance au sommet de la couche limite de l'ordre de 20 % de la valeur de la simulation de référence. Par contre, la skewness varie très peu. Ce schéma conduit à des maxima moins élevés et des minima moins faibles de la concentration en vapeur d'eau (*c.f.* figure 5.10). *Hechtel et al.* (1990) soulignent la présence de bulles humides au sommet de la couche limite. Ils expliquent la présence de ces bulles par l'utilisation d'un schéma d'advection centré. Cette même explication peut être la cause de maxima de vapeur d'eau importants au sommet de la couche limite. D'autres modèles présentent le même défaut comme le suggère la figure 5 de *Zhu et Albrecht* (2003).

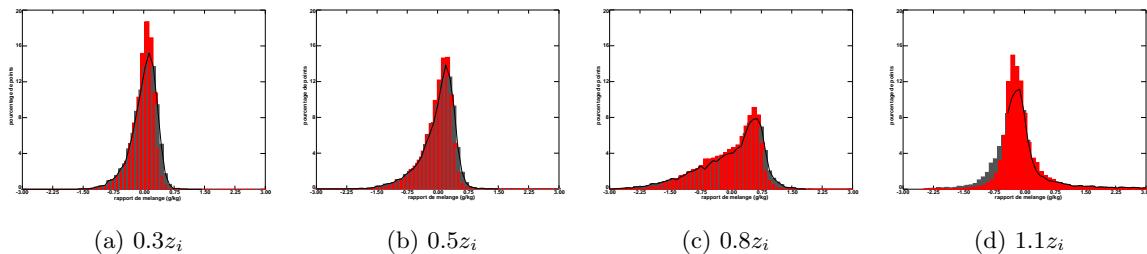


FIG. 5.18 – Distributions de r'_v obtenues à partir de la simulation de référence (en noir) et de la simulation avec un schéma d'advection MPDATA (en rouge) à midi et différents niveaux dans la couche limite.

L'utilisation du schéma MPDATA diminue la variance au sommet de la couche limite permettant d'expliquer une partie des différences observée entre les mesures lidars et la simulation LES mais elle ne suffit pas. D'autre part, ce schéma induit très peu de modifications des distributions (*c.f.* figure 5.18) et de la skewness de r_v . Son effet est négligeable sur la température potentielle. Nous avons finalement décidé de garder le schéma d'advection par défaut FCT2ND qui corrige le flux afin de s'assurer de la positivité des valeurs. Enfin, même si le schéma MPDATA semble plus adéquat, cela résulte en fait de sa forte diffusion et ne fournit donc pas forcément des résultats plus physiques. De plus, il présente un coût numérique plus important.

5.3.2 Aux forçages

Dans la simulation, différents forçages ont été introduits pour permettre d'obtenir une simulation la plus réaliste possible, nous montrons ici l'impact de ces différents forçages à savoir

l'advection de grande échelle et le choix des flux de surface.

5.3.2.1 A l'advection de grande échelle

L'advection de grande échelle (présentée dans la section précédente) se décompose en deux parties, l'advection horizontale (prescrite directement en un terme de tendance sur θ et r_v) et l'advection verticale (prescrite par une vitesse de subsidence). Les résultats de la simulation sans advection (NOADV) sont indiqués sur la figure 5.12 et la figure 5.11. Ils indiquent une couche limite plus haute (avec une différence qui augmente au cours du temps et atteint 300 m), plus chaude et plus humide. La modification sur la hauteur de couche limite est surtout liée à la subsidence tandis que les modifications sur les profils de θ et de r_v sont principalement liées aux advections horizontales. L'advection de grande échelle induit d'importantes modifications sur les caractéristiques moyennes de la couche limite même si elles sont plus faibles que l'impact des flux de surface. Les modifications induites sur la variabilité simulée s'expliquent au premier ordre par la modification des états moyens.

5.3.2.2 Aux flux de surface

Dans la simulation de référence, les flux de surface prescrits sont dérivés des flux observés à la station ISFF-2. La prescription des flux de surface de la station ISFF-1 entraîne quelques modifications (simulation LOWBO). Si cette station mesure un flux radiatif net très proche de la station ISFF-2, la partition entre flux de chaleur sensible et flux de chaleur latente est différente avec un flux de chaleur latent plus fort et un flux de chaleur sensible plus faible (*c.f.* figure 5.2). La figure 5.12 montre que la couche limite est plus basse de 100 à 300 m pour la simulation LOWBO. La figure 5.11 indique également une θ de CL plus faible de 1 à 1.5 K, différence augmentant avec le temps en réponse à des flux sensibles plus faibles. r_v est plus élevé de 0.7 à 1.3 g/kg résultant d'un flux latent plus fort dilué dans une couche limite plus mince. La sensibilité aux flux de surface choisis est assez importante, cependant, les estimations de flux fournies par la série de sondages montrent que les flux de la station ISFF-2 sont plus représentatifs de la zone d'étude en accord avec l'évolution de la CL observée.

5.3.3 Aux conditions initiales

Le profil initial utilisé pour la simulation de référence correspond à un composite des sondages observés le matin à 6h30. On teste ici deux autres conditions initiales correspondant soit à des conditions plus humides (correspondant au sondage MGL2 de 6h20, à l'ouest de la zone), simulation MOIST soit à des conditions plus sèches (correspondant au sondage ISS de 6h30, à l'est de la zone), simulation DRY. Les différences entre ces deux profils initiaux sont surtout notables dans les profils de r_v et au niveau de la couche résiduelle (*c.f.* figure 5.1). Même si les profils initiaux en température potentielle sont identiques, on note des différences dans l'évolution de la couche limite avec une hauteur plus élevée pour DRY (*c.f.* figure 5.12), θ légèrement plus forte mais θ_v légèrement plus faible dû au rapport de mélange plus faible. Les différences en rapport de mélange sont plus importantes et augmentent au cours de la journée jusqu'à 1.6 g/kg (*c.f.* figure 5.11). Les variances de vapeur d'eau sont également différentes avec de plus fortes valeurs à z_i (ainsi que le flux de vapeur d'eau et le moment d'ordre 3) pour DRY jusqu'à 12h lié à un gradient en humidité plus fort au sommet de la couche limite. Ceci est partiellement expliqué par un z_i plus fort mais surtout par des différences de couche résiduelle dans les profils initiaux. Par contre, DRY maintient dans toute la simulation une variance de température plus forte au

sommet de la couche limite. Les nuages sont plus importants pour MOIST mais se déclenchent une heure plus tard (sans doute lié à la hauteur de couche limite qui est plus basse). Ce résultat est partiellement en accord avec les observations (*c.f.* figure 3.6) qui montrent que les nuages se forment au-dessus de la couche limite la plus humide (à l'ouest).

5.3.4 A l'hétérogénéité spatiale des flux de surface

Nous avons poursuivi ces tests de sensibilité en analysant l'impact d'hétérogénéités spatiales à submésos-échelle à partir des simulations LES où des flux variables ont été prescrits.

5.3.4.1 Introduction du problème

Une des hypothèses sur laquelle repose la simulation LES suppose des flux de surface homogènes spatialement sur l'ensemble du domaine. Cette hypothèse s'appuie sur les résultats de *Avissar et Schmidt* (1998) ou *Hechtel et al.* (1990) qui indiquent que toute variabilité d'échelle inférieure à 5 km semble avoir un impact négligeable sur la couche limite. Nous testons ici différents cas académiques de variabilité de surface permettant de valider ou non cette hypothèse. Trois configurations différentes sont utilisées : des flux variant selon une fonction sinus avec une longueur d'onde donnée, des flux variant selon une somme de sinus de différentes longueurs d'onde ou des flux variant en marche selon une seule direction. Pour chaque expérience, l'impact sur les profils moyens, les distributions, les différents moments et les échelles caractéristiques a été testé.

Nous avons choisi d'introduire la variabilité des flux via une variation du rapport de Bowen comme dans *Avissar et Schmidt* (1998); *Kim et al.* (2004); *Asanuma et Brutsaert* (1999) voir aussi *Kanda et al.* (2004). Cela suppose que R_{net} -G est constant sur le domaine, avec R_{net} le rayonnement net à la surface et G le flux dans le sol. Un rapport de Bowen variable $Bo(x,y)$ est donc prescrit duquel le flux sensible, H, et le flux latent, LE, peuvent être déduits connaissant le flux total (correspondant à la somme, F_{tot} , du flux sensible, H, et du flux latent, LE, dans la simulation de référence).

$$LE = \frac{1}{1 + Bo} * F_{tot} \quad (5.1)$$

$$H = \frac{Bo}{1 + Bo} * F_{tot} \quad (5.2)$$

$$F_{tot} = LE + H = R_{net} - G \quad (5.3)$$

5.3.4.2 Variabilité quasi-isotrope à une longueur d'onde

Le rapport de Bowen est prescrit suivant :

$$Bo(x, y) = Bo_{ref} * [1 + A * \sin(\frac{2\pi x}{Lx}) + A * \sin(\frac{2\pi y}{Ly})] \quad (5.4)$$

où Bo_{ref} est le rapport de Bowen de la simulation de référence, A l'amplitude choisie, Lx et Ly les longueurs d'onde respectives selon l'axe des x et des y (dans cette étude, Lx et Ly sont identiques). La même méthodologie est adoptée dans *Kim et al.* (2004). Les simulations présentées ici sont réalisées sur un domaine de $5 \times 5 \text{ km}^2$ et tout forçage de grande échelle est négligé. L'amplitude prend les valeurs 0.1, 0.3 et 0.45 et la longueur d'onde Lx vaut $D/2$ ou

$D/4$, où D est la taille du domaine. La figure 5.19 (a) illustre la variation induite sur le flux sensible par une telle prescription du rapport de Bowen dans le cas d'une amplitude de 0.3 et une longueur d'onde de $D/4$. La figure 5.20 présente la comparaison pour les différentes simulations

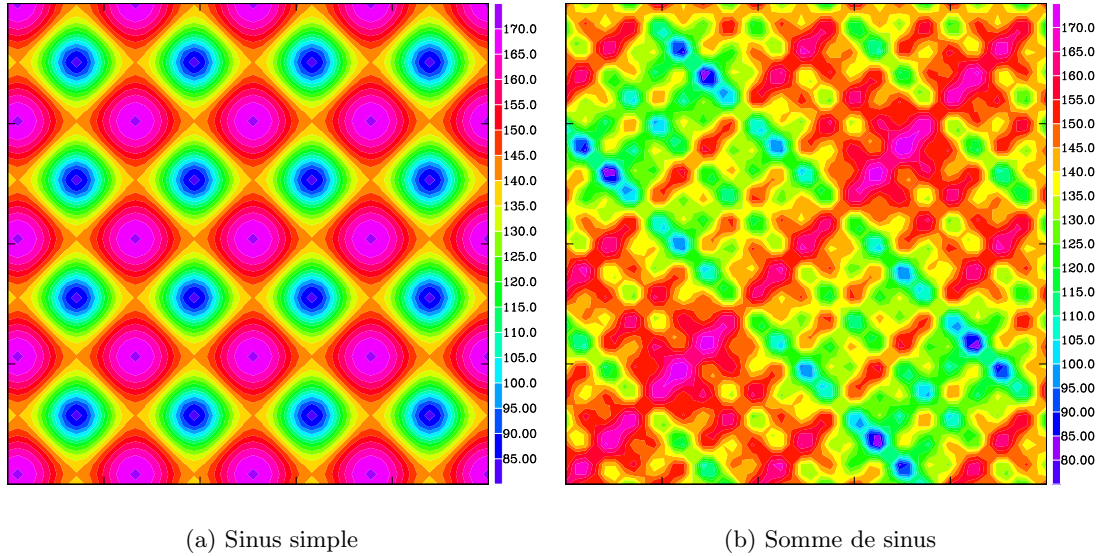


FIG. 5.19 – Flux sensible (en W/m^2) à 11h (a) pour la simulation avec flux variables en fonction d'un sinus (domaine de $5 \times 5 \text{ km}^2$, amplitude $A = 0.3$ et longueur d'onde de 1.25 km) et (b) pour la simulation avec flux variables selon une somme de sinus ; seul le quart sud-ouest du domaine est représenté soit une aire de $5 \times 5 \text{ km}^2$ (se reporter au texte pour les différentes longueurs d'onde et l'amplitude).

du profil vertical de θ et r_v moyenné sur le domaine et sur la dernière heure de simulation. Elle montre un très faible impact d'un flux variable en sinus et ce quelle que soit l'amplitude et la longueur d'onde choisie (dans la gamme des longueurs d'onde et des amplitudes testées). Une introduction de la variabilité de flux dans ce cadre conduit à une θ moyenne légèrement plus basse, de moins de 0.1 K, et un r_v moyen légèrement plus élevé de l'ordre de 0.1 g/kg dans la couche limite en fin de simulation à 14h. L'analyse des profils moyens tout au long de la simulation indique les mêmes tendances.

La figure 5.21 compare les profils moyens de $\overline{\theta'^2}$, $\overline{r_v'^2}$ et $\overline{w'\theta'_v}$. Les différences sont faibles. Elles sont surtout identifiables au niveau de la zone d'entraînement. Les profils moyens des autres flux ou moments d'ordre 3 ne montrent pas, non plus, de différences significatives. La série temporelle des variances de θ et r_v à différents niveaux dans la couche limite évolue de manière similaire pour toutes les simulations.

Les distributions à différents niveaux dans la couche limite sont également très proches. Cette étude montre donc que pour un domaine de $5 \times 5 \text{ km}^2$, l'ajout d'une hétérogénéité des flux de surface n'a que très peu d'impact sur ces caractéristiques de la couche limite.

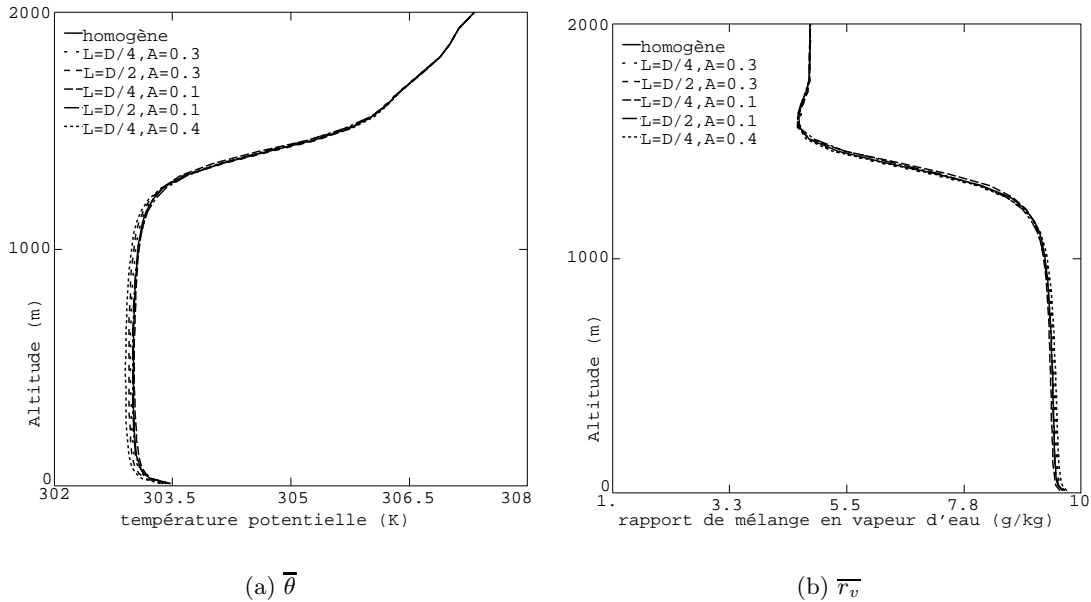


FIG. 5.20 – Profil vertical moyen (moyenne sur le domaine et sur la dernière de simulation, de 13h à 14h) de (a) $\bar{\theta}$ et (b) \bar{r}_v pour les simulations suivantes : flux homogènes, flux variables (en sinus) avec $L=D/4$ et $A=0.3$, $L=D/2$ et $A=0.3$, $L=D/4$ et $A=0.1$, $L=D/2$ et $A=0.1$, $L=D/4$ et $A=0.4$

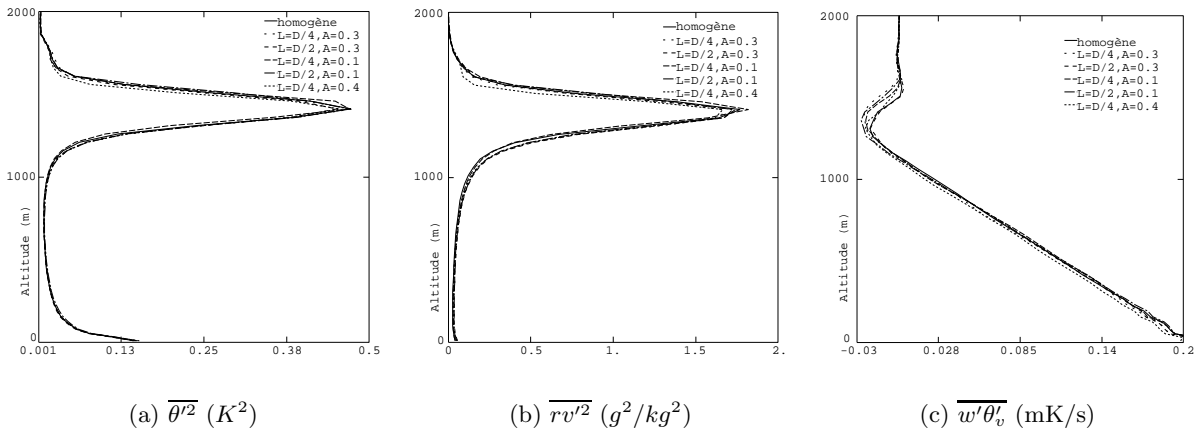


FIG. 5.21 – Profil vertical moyen (moyenne sur le domaine et sur la dernière de simulation, de 13h à 14h) de la variance de (a) θ , (b) r_v et du flux de flottabilité (c) pour les simulations suivantes : flux homogènes, flux variables (en sinus) avec $L=D/4$ et $A=0.3$, $L=D/2$ et $A=0.3$, $L=D/4$ et $A=0.1$, $L=D/2$ et $A=0.1$, $L=D/4$ et $A=0.4$

5.3.4.3 Variabilité quasi-isotrope à différentes longueurs d'onde

Pour compléter ces résultats, nous avons également testé la combinaison de plusieurs sinus sur un domaine plus grand de $10 \times 10 \text{ km}^2$, les variations de Bo sont données par :

$$Bo(x, y) = Bo_{ref} * \left(1 + \sum_{\lambda} [A_{\lambda} * \sin\left(\frac{2\pi x}{Lx_{\lambda}}\right) * \sin\left(\frac{2\pi y}{Ly_{\lambda}}\right)] \right) \quad (5.5)$$

où la longueur d'onde, Lx_λ , varie et la somme des A_λ vaut 0.9. Cette configuration permet de tester en une simulation l'impact d'une superposition de longueurs d'onde : ici nous avons choisi de tester quatre longueurs d'onde (on suppose $Lx_\lambda = Ly_\lambda$) : D/20, D/10, D/5 et D/2 avec une amplitude identique pour les quatre longueurs d'onde valant 0.225. La figure 5.19 (b) montre le champ du flux sensible obtenu dans cette configuration. L'intérêt de cette méthode réside dans le fait qu'elle rend compte de la superposition possible de différentes échelles (situation plus réaliste en général).

Comme précédemment, les profils de $\bar{\theta}$, \bar{r}_v , $\overline{\theta'^2}$, $\overline{r_v'^2}$, $\overline{w'\theta'}$ et $\overline{w'r_v'}$ obtenus ici sont très proches de la simulation à flux homogènes. Les différences entre distributions de θ , r_v et w dans la couche limite sont indiscernables. Enfin, l'analyse des échelles caractéristiques permet de déterminer s'il y a une modification de la taille des structures ce qui n'est pas nécessairement traduit par les distributions. Les échelles caractéristiques ont été calculées dans nos simulations avec les champs instantanés sauvegardés toutes les heures. Elles ne suggèrent aucune véritable modification des structures liée à l'introduction de flux variables en surface.

En conclusion, même à 10 km, l'hétérogénéité des flux de surface introduite ne semblent pas avoir d'impacts significatifs sur les caractéristiques de la couche limite analysées.

5.3.4.4 Variabilité selon une direction

Dans cette configuration, des flux variables sont introduits selon une seule direction, l'axe des x et sous forme de variations en marches comme dans Asan :99. Un domaine de $20 \times 5 \text{ km}^2$ est utilisé et le rapport de Bowen varie selon :

$$Bo(x) = Bo_{ref} * (0.5 + \text{mod}(\frac{x}{Lx}, 2)) \quad (5.6)$$

où Lx est la longueur d'onde choisie. La figure 5.22 illustre les variations produites sur les flux de chaleur sensible. Dans la suite, nous analysons dans un premier temps l'impact d'une telle

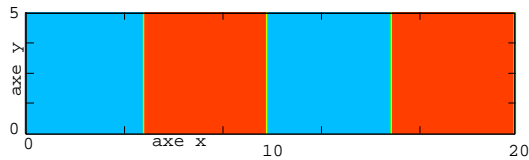


FIG. 5.22 – Flux sensible en surface (en W/m^2) pour la simulation avec un flux variable variant selon une fonction marche à 12h. Le domaine simulé est de $20 \times 5 \text{ km}^2$ et la longueur d'onde égale à la moitié de la largeur du domaine. Les zones orange correspondent à un flux de 190 W/m^2 et les zones turquoise à un flux de 110 W/m^2 .

hétérogénéité sur les profils moyens, moments et distributions. Dans un deuxième temps, nous montrons comment l'hétérogénéité en surface imposée selon une direction a un impact différent selon la direction du vent moyen. Enfin, nous testons l'existence de circulations secondaires créées par ces hétérogénéités de surface. Pour ce faire, nous avons réalisé quatre simulations sur un domaine de $5 \times 20 \text{ km}^2$, une simulation de référence HOM avec flux homogènes spatialement, une simulation HETE où l'on fait varier les flux de surface comme indiqué par l'équation 5.6 et où le vent moyen est rappelé identiquement à la simulation de référence (*i.e.* vers le vent moyen observé par les sondages), une simulation HETEU|| similaire à HETE sauf que le vent moyen est rappelé vers un vent de -3 m/s selon l'axe des x et une simulation HETEU⊥ similaire à HETEU|| avec un rappel vers un vent de -3 m/s selon l'axe des y.

Impact sur les profils moyens et distributions

La comparaison des profils moyens montre là encore peu de différences entre la simulation avec flux variables (HETE) et la simulation avec flux homogènes (HOM). La simulation à flux variables a une CL légèrement plus basse de 50 m (ce qui correspond à un niveau vertical dans le modèle). Les profils des variances sont très proches et les seules différences semblent être liées à la différence de hauteur de couche limite. L'analyse des autres moments indique également de faibles différences. Pour décortiquer ces différences, nous analysons dans la suite des coupes verticales correspondant à une moyenne des champs dans la direction des y (direction où aucune variation des flux de surface n'est imposée).

La comparaison de telles coupes 2D entre la simulation avec flux variables (HETE) et celle avec flux homogènes (HOM) indique les différences sur les moyennes (selon y) de θ , r_v , flux sensible et flux latent (figure 5.23). Le flux sensible est un peu plus fort dans toute la couche limite au-dessus des surfaces ayant le flux sensible le plus fort, mais cet effet reste confiné dans les cent premiers mètres. Par contre, la couche limite est plus haute au-dessus de ces zones de 100 m environ. Au-dessus des zones recevant le plus de flux latent, le flux de vapeur d'eau vers le sommet de la couche limite est un peu plus fort, la température potentielle plus faible (avec un écart maximum de 0.4 K) et le rapport de mélange un peu plus élevé (avec un écart maximum de 0.5 g/kg). L'impact sur d'autres champs comme les composantes du vent u et v est négligeable (cf figure 5.27 pour l'impact sur u).

Nous avons également évalué la contribution des hétérogénéités de surface au flux de flottabilité et de vapeur d'eau en décomposant le flux vertical résolu selon :

$$\alpha = \alpha_{\bar{x}} + \alpha'_x \quad (5.7)$$

$$\overline{w\alpha} = \overline{w'\alpha'} = \overline{w_x\alpha_x} + \overline{w'_x\alpha'_x} \quad (5.8)$$

$$\alpha_x = \int_y \alpha dy \quad (5.9)$$

$$\bar{\alpha} = \int_x \int_y \alpha dy, dx \quad (5.10)$$

où α vaut soit r_v , soit θ_v , $\overline{w_x\alpha_x}$ correspond à la contribution selon l'axe des x (moyenné selon l'axe des y pour un x donné) et $\overline{w'_x\alpha'_x}$ l'écart par rapport au flux selon x . Le flux $\overline{w_x\alpha_x}$ apporte une information sur la contribution des hétérogénéités de surface qui sont uniquement imposées selon l'axe des x .

La figure 5.24 montre la composition des flux de flottabilité et de vapeur d'eau pour les simulations HOM, HETE et HETE \perp . Pour le flux de flottabilité comme le flux de vapeur d'eau, les hétérogénéités spatiales de la simulation HETE ont peu d'impact (contribution très proche de la simulation de référence HOM). La contribution de $\overline{w_x\alpha_x}$ est plus importante pour le flux de vapeur d'eau que celle pour le flux de flottabilité.

Sensibilité au vent moyen

Dans cette section, nous testons la sensibilité au vent moyen. *Hechtel et al.* (1990) indiquent que les flux variables n'ont que très peu d'impact en présence d'un vent moyen non négligeable (soit dès 5 m/s). Ici, nous présentons l'impact de la direction du vent moyen sur l'effet des hétérogénéités de surface. Le rappel se fait vers un vent de 3 m/s soit une intensité assez faible. Lorsque le vent est parallèle à l'axe de la variation du flux (simulation HETE \parallel), il tend à gommer les hétérogénéités créées dans la CL du fait de l'advection par ce vent des hétérogénéités. Quand il est perpendiculaire à cet axe (simulation HETE \perp), il favorise le développement des hétérogénéités (c.f. figure 5.23). En effet, dans ce cas, c'est comme si un vent nul soufflait dans

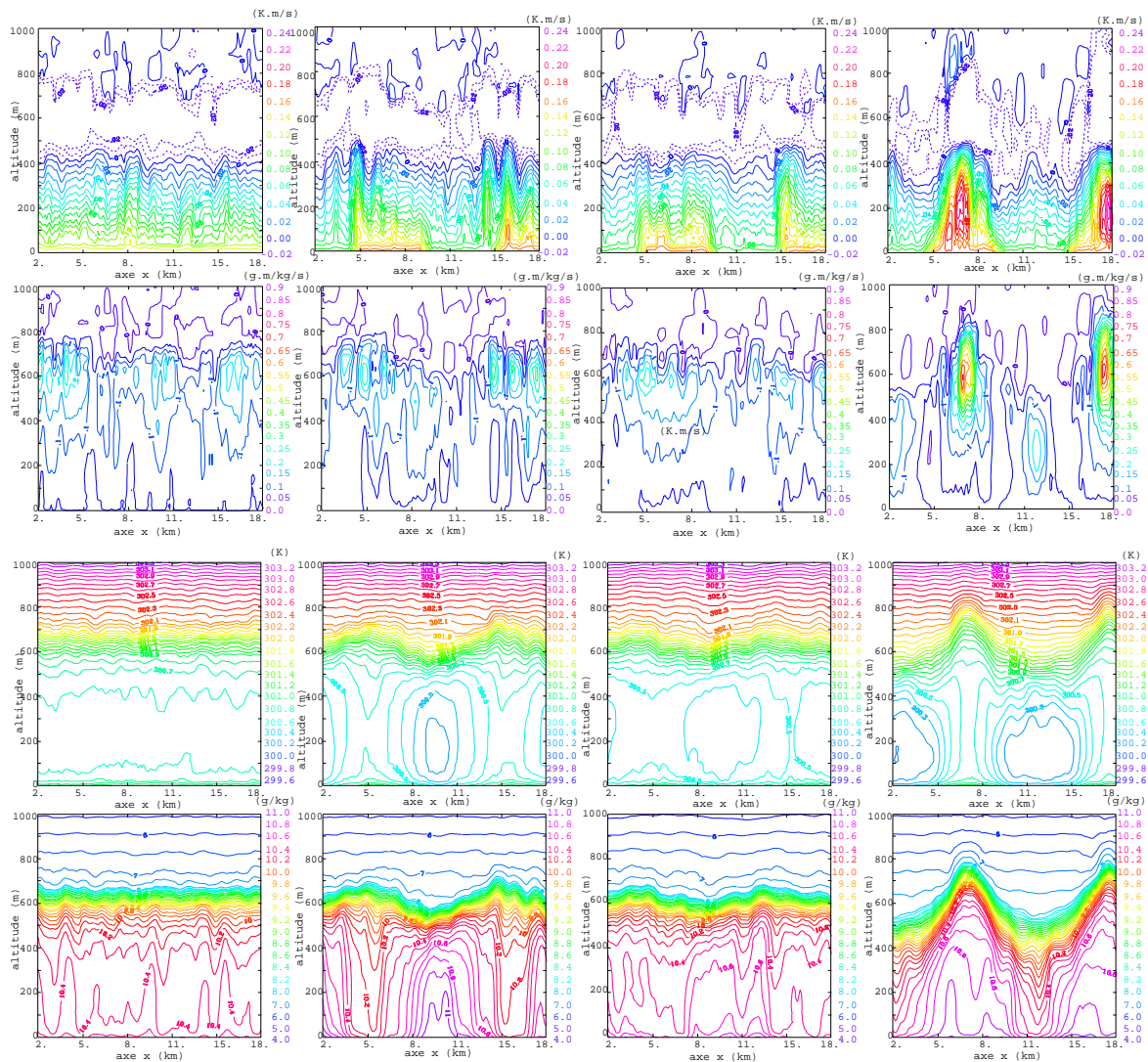


FIG. 5.23 – $\overline{w'\theta'}$ (sous-maille plus résolu), $\overline{w'r'_v}$ (sous-maille plus résolu), θ et r_v (de haut en bas) moyenné selon l'axe des y à 11h pour la simulation HOM (à gauche), HETE (au centre et à gauche), HETEU|| (au centre et à droite) et HETEU⊥ (à droite).

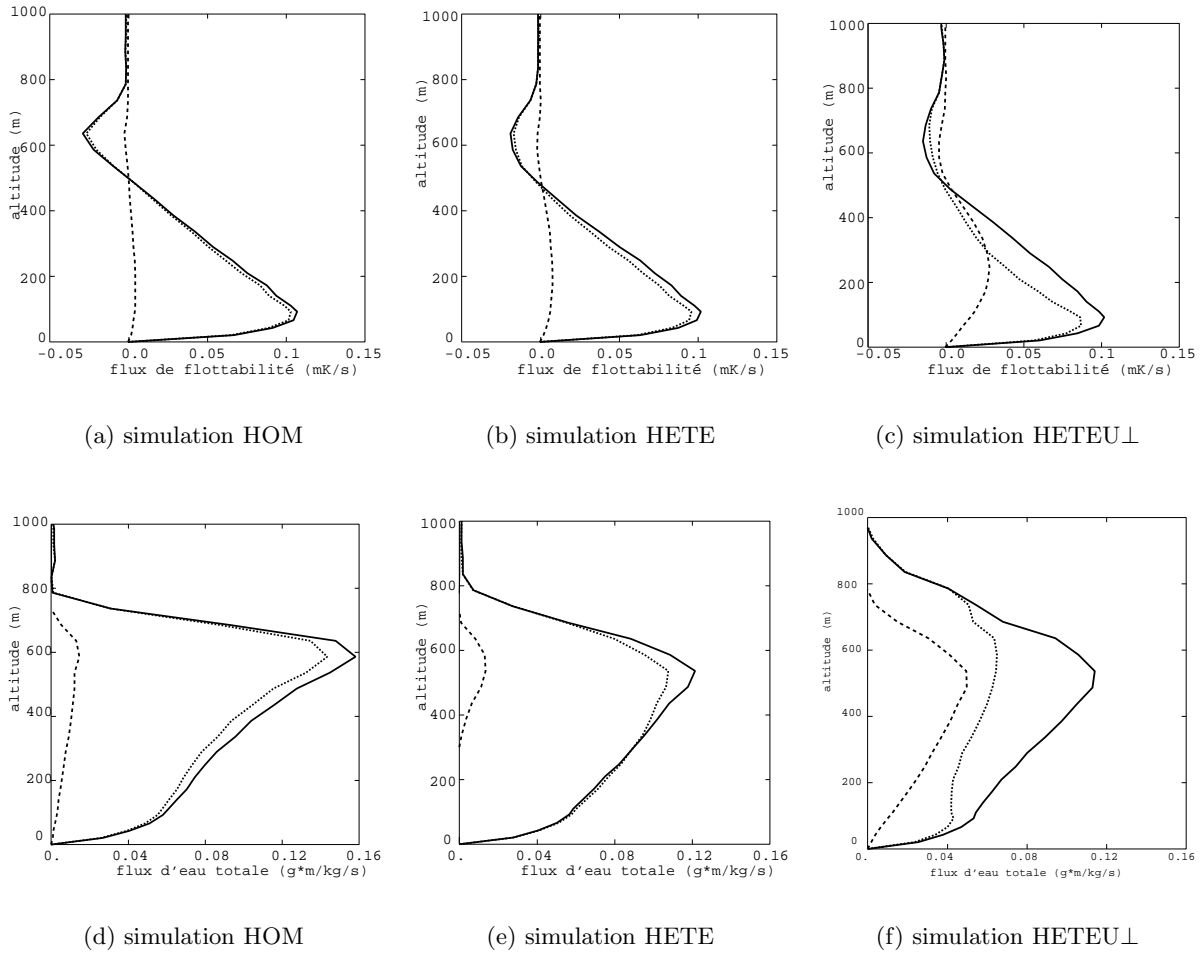


FIG. 5.24 – Contribution de $\overline{w_x \alpha_x}$ (en tirets), $\overline{w'_x \alpha'_x}$ (en pointillés) et la valeur totale (en traits pleins) du flux de flottabilité (en haut) et du flux d'eau totale (en bas) pour les simulations HOM, HETE et HETEU⊥ à 11h.

la direction hétérogène avec une concentration au-dessus des zones où H est le plus fort des anomalies positives de r_v , θ , $\overline{w'\theta'}$ et $\overline{w'r'_v}$. La hauteur de couche limite est également plus élevée d'environ 200 m. Ce résultat complète ceux déjà obtenus dans la littérature qui indiquent un impact maximum lorsque le vent est nul. Il conforte les résultats de *Kim et al.* (2004) qui ont testé l'impact de la direction du vent sur des variations du flux sensible sur un domaine de $4 \times 4 \times 1 \text{ km}^3$. Nos simulations sur un plus grand domaine confortent leurs résultats.

La contribution des hétérogénéités selon l'axe des x aux flux de flottabilité et de vapeur d'eau est significative pour la simulation HETEU⊥ (cf figure 5.24) avec, dans la partie haute de la couche limite, près de 40 % du flux total expliqué par cette contribution. Ce résultat est une évidence supplémentaire de l'amplification de l'impact de l'hétérogénéités de surface par la présence d'un vent perpendiculaire à l'axe des hétérogénéités. Les résultats de la simulation HETEU|| ne sont pas indiqués sur la figure 5.24 mais ils sont très proches de la simulation HETE.

La phase initiale de formation de nuages est aussi modifiée par la présence de flux de surface variables avec des nuages un peu plus nombreux dans les simulations avec flux hétérogènes. Par

contre, ensuite leur évolution est très semblable sauf dans la simulation HETEU \perp où beaucoup plus de nuages se forment (cf figure 5.25) : le contenu moyen en eau liquide est d'ailleurs deux à trois fois plus forts que dans la simulation de référence. Ces nuages se forment au-dessus de la zone ayant le flux sensible le plus fort et donc une couche limite plus élevée. Au début de la simulation, le rapport de mélange en vapeur d'eau est plus faible sur cette zone mais au cours du temps du fait de la convergence en basse couche (liée aux circulations de brise, cf paragraphe suivant) il augmente (cf figure 5.23).

Circulations de brise

Pour identifier les circulations secondaires, nous avons analysé les perturbations du vent horizontal des simulations. La figure 5.26 présente des coupes horizontales de la perturbation du vent u à 100 m d'altitude. Elle indique que la simulation HETEU \parallel ne montre pratiquement pas de variabilité liée à l'introduction des flux variables. Par contre, la simulation HETEU \perp indique une convergence du vent u qui se situe au niveau des ruptures de marche. Le contraste est moins fort en altitude.

La figure 5.27 présente les coupes 2D de la perturbation du vent selon l'axe des x et de celle de la pression. La figure de droite suggère l'existence de circulations de brise. En effet, les intensités maximales du vent correspondent aux zones de fort gradient de pression. Les intensités concernées sont cependant assez faibles avec des variations maximales de vent de 0.7 m/s et de Pression de 1.5 Pa.

Une estimation de l'anomalie de vent associée à une perturbation en pression et au terme de friction est fournie par l'équation 5.11.

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{d\tau}{dx} \quad (5.11)$$

Ici, le terme de Coriolis est négligé étant donné les échelles horizontales considérées (< 20 km). Ainsi, d'après l'équation du mouvement, avec τ la friction du vent (celle-ci tend à limiter les circulations), les anomalies de pression de l'ordre de 2 Pa sur 5 km et celles de τ de $0.4 \text{ m}^2/\text{s}^2$ sur la même distance, une perturbation de $\sim 6 \text{ m/s}$ serait obtenue au bout de cinq heures. En fait, une perturbation moins importante est simulée dans la couche limite. Le modèle prévoit cependant bien une brise thermique (plutôt de l'ordre de 0.5-0.7 m/s) créée par les anomalies de température qui se traduisent en anomalies de pression et qui induisent une circulation, même si elle est assez faible.

Cette circulation entraîne une convergence dans les basses couches visibles sur la vitesse verticale. Les nuages chapeautent cette convergence.

En conclusion, les anomalies de flux de surface semblent n'avoir que peu d'impacts sur les caractéristiques de couche limite analysées aux échelles inférieures à 10 km même pour ces cas très académiques. Seul le cas où le vent est perpendiculaire à l'axe des hétérogénéités montre des variations non négligeables des caractéristiques de couche limite. Dans ce cas, l'existence de circulations de brise induit des modifications sur la formation des nuages forcée par la convergence en basse couche.

5.4 Aspect transitoire

Notre simulation se focalise sur la phase transitoire de la croissance de la couche limite. Pour essayer de mettre en évidence les spécificités de cet aspect transitoire, nous avons prolongé la

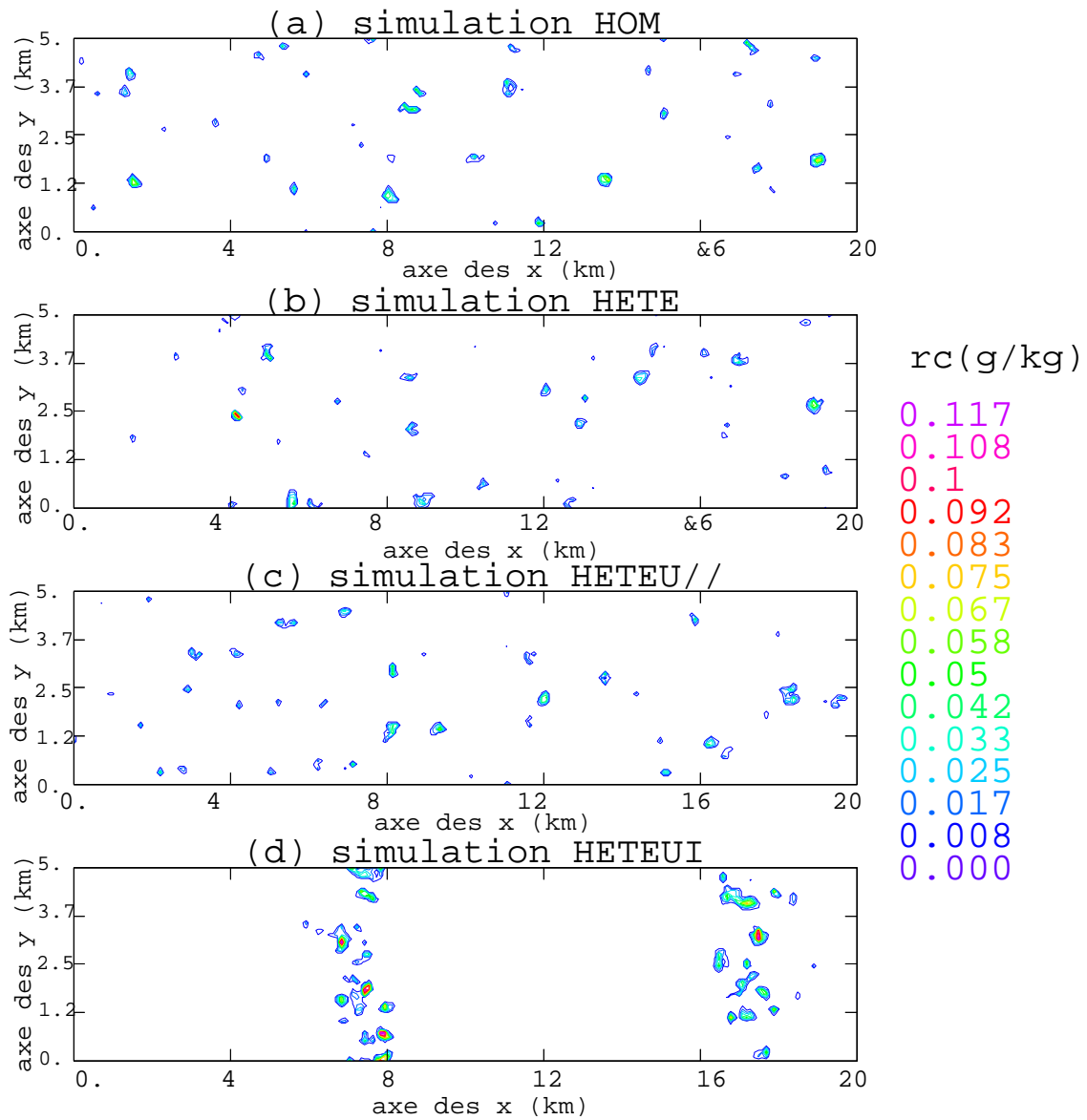


FIG. 5.25 – Coupe horizontale du rapport de mélange en eau liquide moyen à 12h pour (a) la simulation HOM, (b) la simulation HETE, (c) la simulation HETEU// et (d) la simulation HETEU \perp .

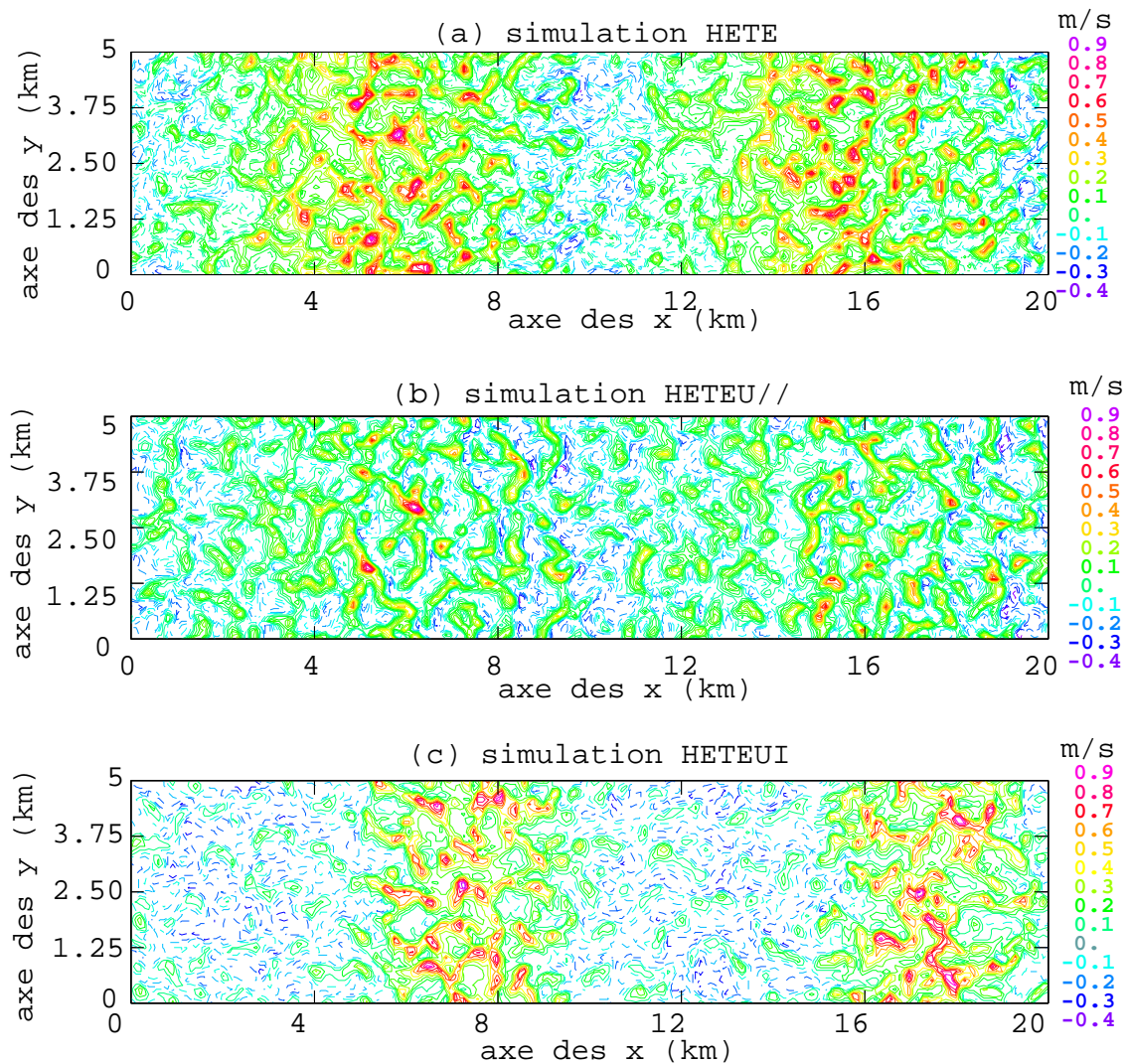


FIG. 5.26 – Coupe horizontale à 100 m et à 11h de la perturbation de vent selon x pour les simulations (a) HETE, (b) HETEU \parallel , (c) HETEU \perp .

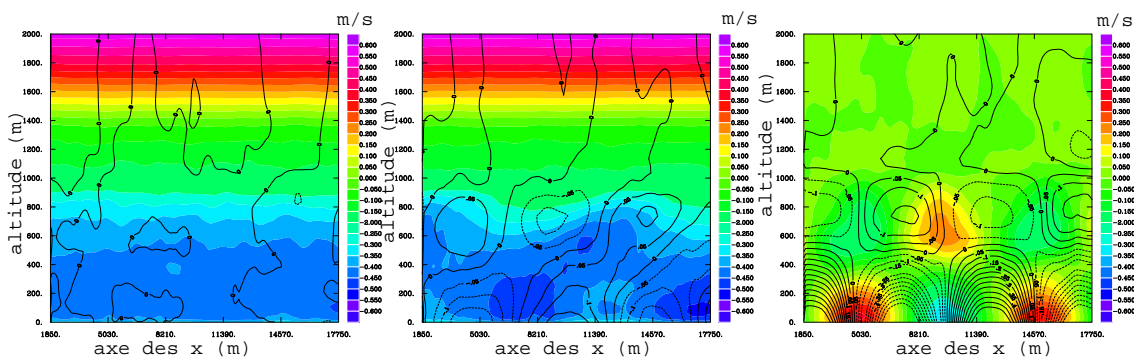


FIG. 5.27 – Perturbation du vent (en couleurs) et de pression (en isolignes, espacées de 0.05 Pa) selon l'axe des x moyenné selon l'axe des y à 12h pour la simulation HOM (à gauche), HETE (au centre) et HETEU \perp (à droite).

simulation de référence d'une période de sept heures avec des flux de surface variant comme mesurés à la station ISFF-2.

Le développement diurne complet de la couche limite est alors simulé avec une diminution forte de sa croissance (à l'exception du saut à 14h30 qui s'explique par le fait que la couche limite atteint une couche neutre) jusqu'au passage vers une couche limite stable en fin d'après-midi en accord avec les observations (figure 5.28) . En effet, d'après les sondages disponibles sur la zone on peut considérer que la croissance de couche limite devient assez faible après 15h. Le réchauffement de la couche limite durant l'après midi n'est plus que de 1.7 K en sept heures contre 4 K en sept heures le matin. L'assèchement de la couche limite est aussi moins fort durant l'après-midi du fait de sa croissance moins rapide. L'intensité du gradient au sommet de la couche limite en θ comme en r_v diminue s'accompagnant d'une diminution de leurs variances respectives.

La figure 5.28 résume l'évolution des différentes caractéristiques de la couche limite durant la journée de 9h à 19h. La variance de θ est maximale à 14h correspondant aussi au maximum de flux en surface (sensible et latent). La variance de r_v est maximale avant, vers 12h et synchrone avec le maximum du gradient en r_v au sommet de la couche limite et non avec les flux de surface. La skewness de r_v est négative dans la couche limite mélangée et positive au sommet de la couche limite. Elle est la plus négative au moment où le gradient de r_v est maximum au sommet de la couche limite. Cela s'explique par le fait qu'à cet instant les intrusions d'air sec sont les plus sèches relativement à la couche mélangée (air provenant de la zone d'entraînement). Les échelles caractéristiques augmentent tout au long de ces dix heures, qui est cohérent avec la croissance de la couche limite. Enfin, l'analyse des coupes horizontales de vapeur d'eau (figure 5.29) indique une diminution de l'amplitude des fluctuations au milieu de la couche limite. Notamment, dès que la couche limite n'est plus aussi convective (flux sensible de 30 W/m^2 qui ne suffit plus à maintenir des thermiques aussi forts), *i.e.* à 19h, seules des échelles assez grandes (de quelques kilomètres) persistent dans la couche limite.

En conclusion, la variance dans la couche limite pour le cas du 14 juin augmente pendant la phase de croissance de la couche limite. La convection de la couche limite ne permet alors de résorber que partiellement les hétérogénéités (spatiales) introduites par l'ingestion croissante d'air troposphérique plus sec et plus chaud. Au fur et à mesure que la couche limite croît plus lentement, l'activité turbulente encore forte dans la couche limite permet d'homogénéiser le rapport de mélange en vapeur d'eau. Par contre, les échelles qui restent imprimées dans la couche limite sont de plus en plus grandes. A la fin de la journée, la variance de la vapeur d'eau est plus faible et les hétérogénéités résiduelles sont d'échelles assez grandes, de l'ordre de 2.5 km. L'activité de la couche limite a donc aussi modifié l'hétérogénéité de l'atmosphère. Outre, la variabilité créée par l'activité de la couche limite, le profil moyen d'humidité est également modifié. Son évolution ultérieure à l'échelle de quelques jours fera aussi intervenir des advections et de brusques variations associées au passage d'évènements synoptiques (*Freedman et Fitzjarrald, 2001*).

5.5 Analyse des coupes horizontales LEANDRE-2

Pour la première fois, un DIAL a été utilisé en configuration de tir horizontal. Il s'agissait du DIAL français LEANDRE-2. Ce lidar a été initialement développé pour fournir des mesures le long de tirs verticaux, cependant il a été adapté spécialement pour fonctionner en mode 'tir horizontal' durant la campagne *IHOP*₂₀₀₂. De telles mesures sont rendues difficiles par

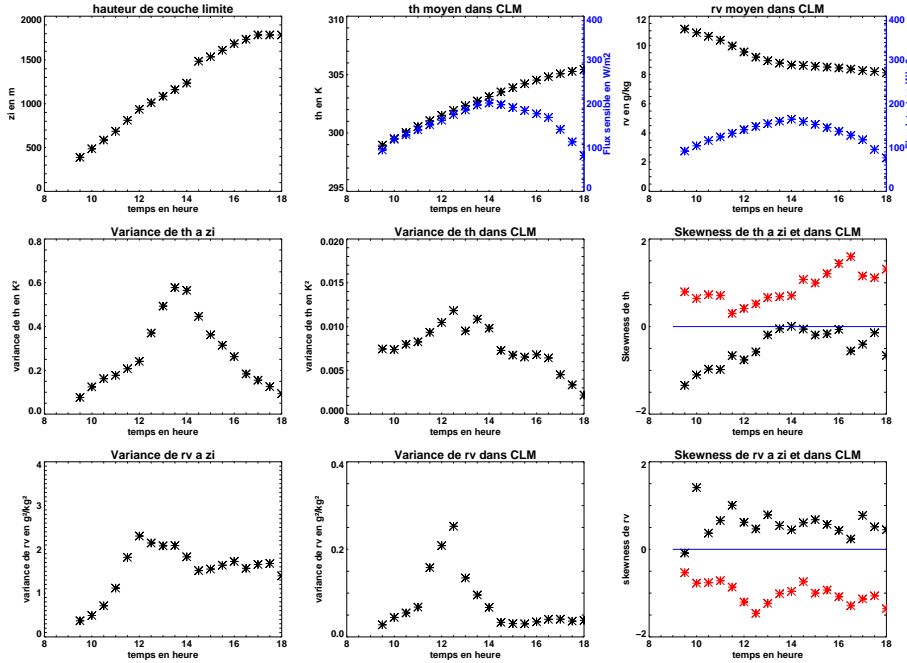


FIG. 5.28 – Evolution sur neuf heures (valeurs toutes les demi-heures) de la hauteur de couche limite, la valeur moyenne de θ et de r_v , les flux de chaleur sensible et latent en surface (en bleu), la variance de r_v et θ au milieu (CLM) et sommet (z_i) de la couche limite ainsi que la skewness à ces deux niveaux (en rouge au milieu et en noir au sommet de la couche limite)

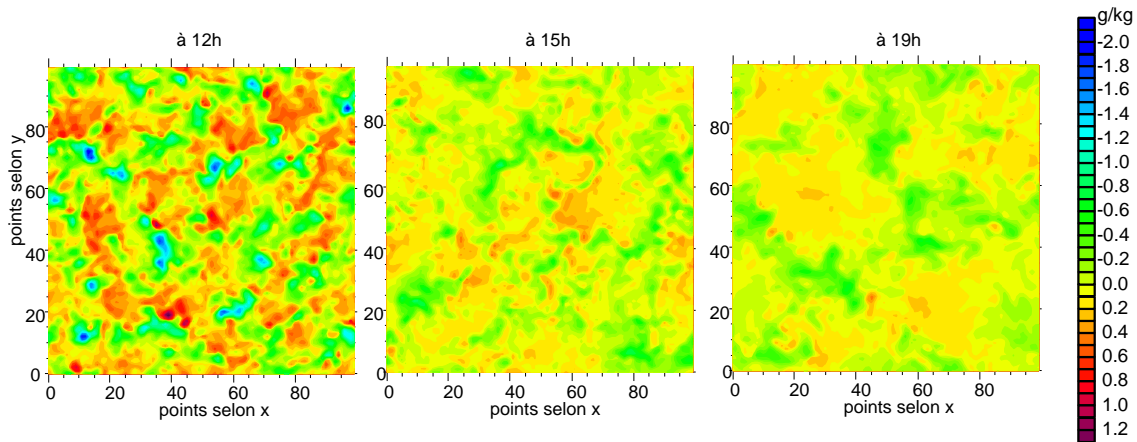


FIG. 5.29 – Coupe horizontale de r'_v au milieu de la couche limite à 12h (fin de la phase importante de croissance), à 15h (CLC quasi-stationnaire) et à 19h (le flux sensible est encore positif, $\sim 30 \text{ W/m}^2$, ensuite la couche limite devient neutre).

l'existence de concentrations de vapeur d'eau très importantes tout au long du tir (*c.f.* tir dans la couche limite) entraînant une saturation rapide du signal. Dans cette partie, nous comparons la simulation LES aux mesures LEANDRE-2. En effet, la simulation LES validée par les nombreuses autres observations disponibles (*c.f.* section 5.1), fournit un élément de comparaison utile à l'évaluation de ces premières restitutions du champ horizontal de vapeur d'eau. Pour utiliser les données LEANDRE-2, nous avons d'abord appliqué différents traitements que nous détaillons par la suite. Puis nous montrons une comparaison entre mesures LEANDRE-2 et simulations

LES. Ce travail est le fruit d'une collaboration avec C. Flamant qui s'est chargé entre autres de déterminer les filtrages minimaux à appliquer aux données LEANDRE-2 et de la navigation des différents tirs pour connaître la boîte 3D échantillonnée par LEANDRE-2.

5.5.1 Traitements préalables

Des traitements systématiques listés ci-dessous sont effectués sur les données brutes de LEANDRE-2. Ensuite nous indiquons les traitements supplémentaires effectués pour permettre la comparaison entre simulations LES et données LEANDRE-2.

5.5.1.1 Traitements des données LEANDRE-2

Douze legs (~ 100 km chacun) ont été réalisés le 14 juin 2002 mais seuls six d'entre eux sont exploités par la suite ceux obtenus après 10h lorsque la couche limite convective est suffisamment développée. Les données LEANDRE-2 sont acquises à une fréquence de 10 Hz soit 10 tirs par seconde. La vitesse du P-3 sur lequel est installé LEANDRE-2 est de ~ 140 m/s, la résolution initiale selon l'axe de vol de l'avion est donc de ~ 14 m. Le long d'un tir la résolution initiale est de 15 m. Cependant à ces résolutions, le signal est trop bruité et un filtrage est nécessaire. Une étude préalable a permis de déterminer les filtrages minimaux nécessaires pour éliminer le bruit. Ce filtrage est effectué différemment selon les deux axes. Selon l'axe du tir, une moyenne glissante sur 50 points est réalisée. Selon l'axe du vol de l'avion, une moyenne est effectuée directement aux deux longueurs d'onde. Ce n'est que sur les moyennes de ces absorptions que le calcul permettant d'accéder au contenu en vapeur d'eau est appliqué (*c.f.* équation 5.12 qui est une approximation nécessitant certaines hypothèses *c.f.* Bruneau *et al.* (2001)).

$$r_v(z) = \frac{1}{2\sigma} \frac{\partial \ln\left(\frac{S_{off}(z)}{S_{on}(z)}\right)}{\partial z} \quad (5.12)$$

avec σ qui correspond à la section équivalente d'absorption et $S_{off}(z)$ et $S_{on}(z)$ respectivement les signaux rétro-diffusés à la longueur d'onde⁴ non absorbée et absorbée.⁵ La résolution finale des données LEANDRE-2 est de 700 à 750 m dans les deux directions. Une correction de l'atténuation de la mesure lidar le long du tir s'est avérée indispensable. La navigation des différents tirs LEANDRE-2 a permis de déterminer que même si le faisceau n'est pas toujours maintenu à l'altitude de l'avion il reste compris entre 350 et 650 m. Dans la comparaison aux coupes LES, nous tenons compte de cette variation possible d'altitude. Le gradient moyen sur la totalité du vol a également été soustrait pour ne pas tenir compte du gradient méso-échelle important qui existe le 14 juin 2002 (*c.f.* chapitre 4). Ce gradient ne peut pas être simulé dans la LES du fait des conditions cycliques.

5.5.1.2 Traitement de la simulation

La résolution des champs simulés a été dégradée de la même manière qu'avec les mesures LEANDRE-2 afin d'atteindre une résolution horizontale équivalente aux mesures (700 m). Le champ est moyenné selon l'axe des y et une moyenne glissante selon l'axe des x est ensuite appliquée. La figure 5.30 présente les modifications du champ engendré par ce traitement. La

⁴autour de 730 nm

⁵Les résultats du Gain 10 (facteur amplificateur du signal retourné appliqué avant tout traitement) ont été utilisés car ces valeurs sont moins atténuées le long de l'axe du tir.

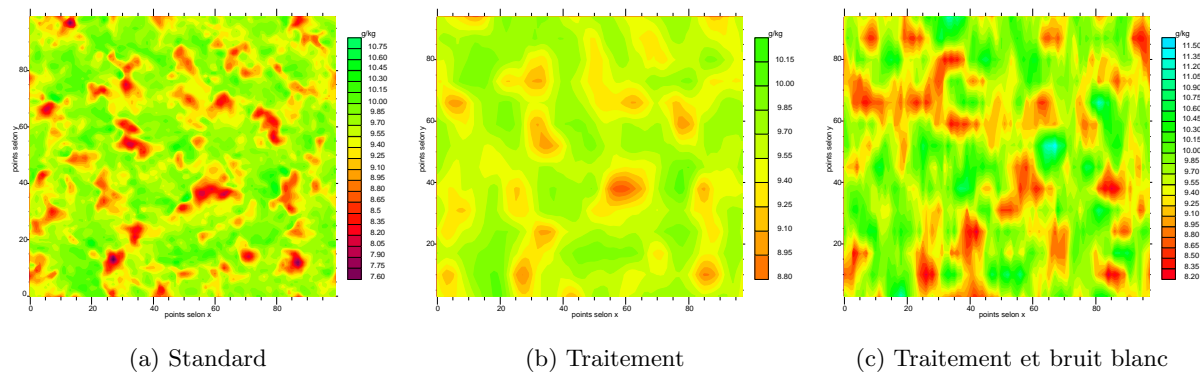


FIG. 5.30 – Coupes horizontales de w simulé par LES à 12h et à $z=400m$ (a) champ original, (b) après traitement pour obtenir une résolution de 700 m et (c) après traitement plus ajout d'un bruit blanc d'écart type 0.5 g/kg (de l'ordre de l'incertitude de LEANDRE-2).

dégradation de la résolution augmente l'échelle caractéristique des structures. D'autre part, *Kiemle et al. (1997)* souligne l'existence d'un bruit important sur les mesures lidars. L'analyse de ce bruit indique un bruit qui augmente avec la distance à l'avion et qui varie de 0.5 à 1.5 g/kg. Nous avons donc également testé l'ajout d'un bruit blanc artificiel sur nos simulations. Ce bruit a un écart-type de 0.5 g/kg (valeur minimale du bruit des mesures). Cet ajout induit une variabilité de plus petite échelle, les structures caractéristiques ont alors des tailles plus petites et les extrêmes sont plus forts (*c.f.* figure 5.30c).

5.5.2 Comparaison LES/ LEANDRE-2

5.5.2.1 Comparaison qualitative

Une première validation des mesures LEANDRE-2 a été réalisée par comparaison aux mesures in-situ des vols avions. La figure 5.31 présente un exemple de comparaison à 12h et montre un bon accord entre les valeurs moyennées le long du tir obtenues avec le lidar et celles mesurées par les avions. De manière générale, sur l'ensemble des transects effectués les valeurs moyennes mesurées par LEANDRE-2 sont proches de celles mesurées in-situ à bord du P3 et UWKA (à 0.5 g/kg près). On ne s'attend pas à un accord parfait puisque les avions n'ont pas échantillonné exactement la même zone.

La figure 5.32 présente les mesures LEANDRE-2 vers 11h et 12h30. Les observations lidars correspondent à des bandes successives de 1.5 km de large (suivant l'axe du tir du lidar) coupées sur la figure en segments de 10 km de long (suivant le vol de l'avion). Des structures similaires à celles simulées sont observées. Le lidar indique cependant des structures plus petites. Cette comparaison, représentative des autres transects, souligne aussi le fait que LEANDRE-2 a un écart-type plus grand que la simulation LES. Qualitativement, les observations LEANDRE-2 sont plus proches (forme et taille des structures) de la figure 5.30c qui correspond aux valeurs simulées par LES à la même résolution que les données LEANDRE-2 et auxquelles un bruit blanc d'écart-type 0.5 g/kg a été ajouté.

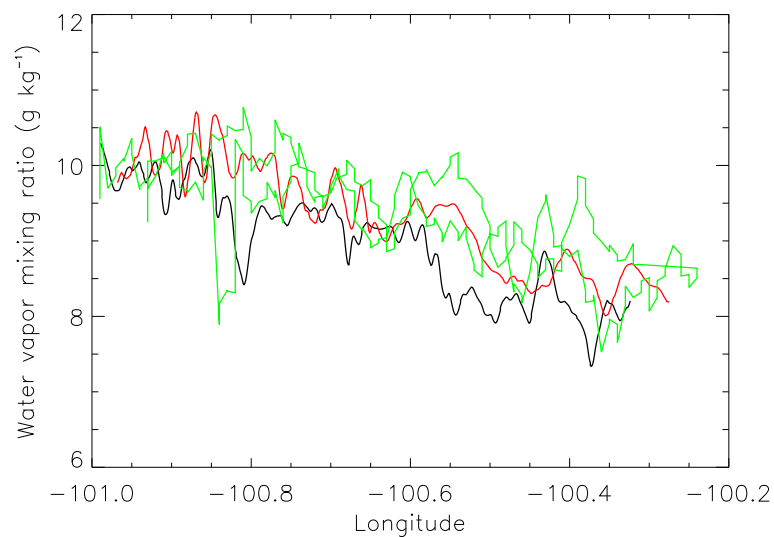


FIG. 5.31 – r_v moyen mesuré par LEANDRE-2 en vert et dérivé des mesures in-situ du P3 en rouge et des mesures du KA en noir à 12h (C. Flamant).

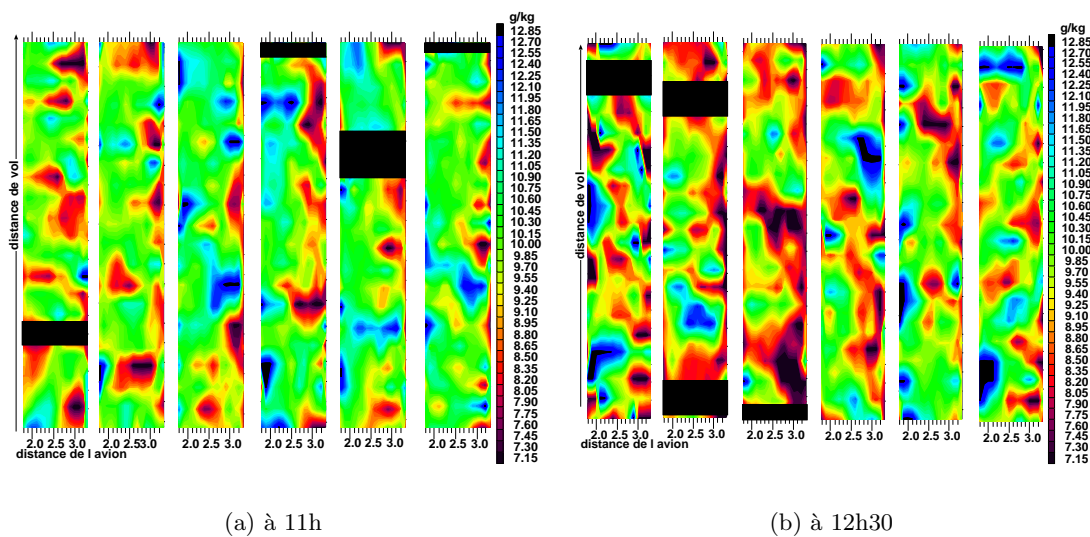


FIG. 5.32 – Coupes horizontales de r_v mesuré par LEANDRE-2 vers 11h (a) et vers 12h30 (b).

5.5.2.2 Statistiques

Pour quantifier cette comparaison, nous analysons ensuite les moyennes, écart-types et aires représentées par les anomalies positives et négatives ainsi que celles des anomalies supérieures à l'écart type. Le tableau 5.2 liste les statistiques tandis que le tableau 5.3 indique les surfaces totales représentées par ces anomalies, les aires moyennes des anomalies individuelles pour les transects lidars et les simulations LES.

Les écart-types des mesures LEANDRE-2 sont plus élevés que ceux de la simulation. L'ajout d'un bruit blanc de 0.5 g/kg d'écart-type permet de diminuer cette différence. Il induit aussi une skewness moins négative. Les mesures LEANDRE-2 indiquent une skewness négative dans la plupart des cas mais plutôt plus faible que celle simulée. La figure 5.33 présente les distributions des observations LEANDRE-2 et de la simulation LES. Si les deux distributions sont légèrement asymétriques avec une skewness négative, la distribution obtenue par les mesures LEANDRE-2 est caractérisée par un écart-type plus fort plutôt comparable à celle de la simulation à laquelle un bruit blanc a été ajouté.

Nous avons également caractérisé les structures représentées par la simulation LES et mesurées par LEANDRE-2. Les anomalies positives et négatives couvrent respectivement la moitié du domaine. Les anomalies supérieures à l'écart-type comme celles inférieures à moins l'écart-type couvrent 15% du domaine dans la simulation comme pour les mesures LEANDRE-2. Les legs 20 et 21 ont des tailles élémentaires équivalentes aux simulations alors que les autres legs ont des tailles élémentaires plus comparables aux simulations avec bruit blanc (i. e. de plus petite taille). Les raisons précises à l'origine de la particularité des legs 20 et 21 ne sont pas encore claires.

simu/leg	Moyennes	Ecart-type	Skewness
Simu (11h)	9.96-10.36	0.13-0.28	-0.33,-0.23
Simu (11h) bb	9.97-10.37	0.5-0.57	0.21-0.28
testf(11h)	9.97-10.40	0.12-0.27	-0.51,-0.37
Leg16-17 (11h)	9.70	1.27	-0.91
Simu(12h)	9.48-9.61	0.21-0.31	-0.69,-0.79
Simu (12h) bb	9.49-9.62	0.53-0.57	-0.02,0.02
Leg20-21 (12h)	8.72	1.25	0.12
Simu(13h)	8.95-9.00	0.19-0.21	-0.63,-0.53
Simu (13h) bb	8.96-9.01	0.52-0.53	0.01,0.04
Leg 22a-22b (12h30)	9.46	1.60	-0.23

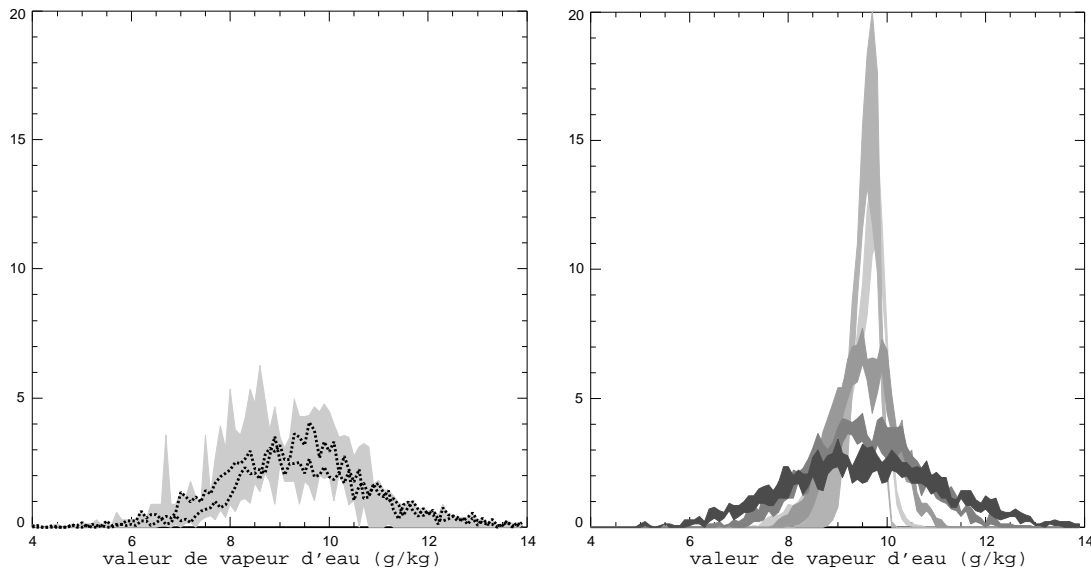
TAB. 5.2 – Statistiques de comparaison lidar-LES. Les deux nombres précisés pour les simulations indiquent les minimums et maximums des statistiques pour les altitudes comprises entre 300 et 600 m. La notation 'bb' indique l'ajout d'un bruit blanc d'écart-type 0.5 g/kg. La simulation testf correspond à la simulation avec des flux variables en une somme de sinus.

Plusieurs raisons peuvent expliquer ces différences quantitatives, comme :

- l'hypothèse de flux de surface homogènes spatialement dans la simulation. Cependant, les simulations à flux variables (*c.f.* 'testf' dans tableau 5.2 et tableau 5.3) fournissent sensiblement les mêmes résultats ;
- le bruit des données lidars. Différentes intensités de bruit blanc (d'écart-type 0.5, 1, 1.5

simu/leg	$r'_v < 0$	$r'_v > 0$	$r'_v < -\sigma$	$r'_v > \sigma$
Simu (11h)	0.46 1.79	0.50 2.12	0.16 0.51	0.16 0.54
Simu (11h) bb	0.49 1.28	0.47 1.09	0.15 0.27	0.15 0.31
testf(11h)	0.45 1.39	0.51 1.76	0.15 0.56	0.15 0.49
Leg16-17 (11h)	0.45 0.73	0.56 1.04	0.11 0.21	0.11 0.20
Simu(12h)	0.43 1.68	0.53 2.19	0.15 0.62	0.14 0.63
Simu (12h) bb	0.47 0.99	0.49 1.12	0.15 0.36	0.14 0.31
Leg 20-21 (12h)	0.54 2.61	0.48 2.32	0.12 0.46	0.16 0.51
Simu(13h)	0.45 2.2	0.51 2.77	0.14 0.87	0.15 0.89
Simu (13h) bb	0.46 1.05	0.50 1.22	0.16 0.30	0.15 0.31
Leg 22a-22b (12h30)	0.45 0.67	0.55 1.04	0.11 0.20	0.12 0.22

TAB. 5.3 – *Statistiques de comparaison lidar-LES, à chaque fois sont indiqués le pourcentage d'aire recouverte par les anomalies et la taille élémentaire d'une anomalie (en km²). Même notation qu'à la figure précédente.*



(a) Distribution LEANDRE-2

(b) Distribution LES

FIG. 5.33 – *Distribution relative (en %) de r_v (a) mesurée par LEANDRE-2 et (b) simulée par LES. Pour les mesures LEANDRE-2, il s'agit de l'ensemble des legs (en grisés) et des legs mesurés vers 12h30 en tirets. Pour les valeurs simulées, cinq distributions sont indiquées en grisé : il s'agit du plus clair au plus foncé aux valeurs de référence, valeurs dégradés en résolution et valeurs auxquelles un bruit blanc a été ajouté (0.5, 1 et 1.5 g/kg).*

g/kg) ont été ajoutées aux simulations. Les distributions obtenues sont alors plus proches (grisé foncé sur la figure 5.33). Il semble d'ailleurs que ce soit la distribution de la simulation avec un bruit blanc de 1 g/kg qui soit la plus proche des distributions LEANDRE-2. Il serait intéressant d'analyser les statistiques obtenues en faisant varier ce bruit blanc (de 0.5 à 1.5 g/kg, gamme de valeurs mesurées, à des pas assez fins) afin de préciser la valeur du bruit instrumental.

Cette première comparaison quantitative indique donc, pour la plupart des legs, la nécessité d'ajouter un bruit blanc aux simulations LES pour les comparer aux données LEANDRE-2.

Cette analyse des coupes LEANDRE-2 illustre comment la simulation LES, une fois validée à partir d'autres observations, peut permettre d'évaluer de nouveaux protocoles expérimentaux. Ici, elle permet de montrer la représentativité des premières mesures horizontales d'un lidar DIAL.

5.6 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré qu'une simulation à haute résolution (LES) est capable de représenter la variabilité de la vapeur d'eau observée aux échelles comprises entre 100 m et 10 km grâce à la comparaison de la simulation aux nombreuses observations disponibles pour le cas du 14 juin 2002 (radiosondages, lidars aéroportés et au sol, mesures in-situ aéroportées...). Les différents tests de sensibilité permettent de justifier les choix de la configuration de la simulation de référence et le choix des paramétrisations utilisées. L'étude de l'impact des hétérogénéités des flux de surface indique qu'elles sont du second ordre à cette échelle. Ces tests définissent également le champ d'application de cette simulation via la sensibilité aux différents forçages employés. De plus, la prolongation de la simulation de référence indique que la phase convective de la couche limite imprime des échelles de variabilité assez grandes au champ de vapeur d'eau.

Les premières mesures horizontales réalisées par un lidar DIAL ont été évaluées grâce à la simulation LES. Cela illustre comment une fois bien validée (à partir d'autres observations) la simulation LES peut permettre en retour d'évaluer de nouveaux protocoles expérimentaux.

Chapitre 6

Variabilité de la vapeur d'eau et mécanismes

Sommaire

6.1	Echelles de variabilité	116
6.2	Les intrusions d'air sec	118
6.2.1	Mise en évidence de ces intrusions	118
6.2.2	Caractéristiques	118
6.2.3	Importance des intrusions	120
6.2.4	Mécanismes	120
6.3	Analyses conditionnelles	122
6.3.1	Critère sur l'anomalie de vapeur d'eau	123
6.3.2	Critère sur la température potentielle virtuelle	127
6.3.3	Analyses conditionnelles des mesures avions	128
6.3.4	Apport pour la paramétrisation	130
6.4	Mise en perspective de ces résultats	130
6.4.1	La couche limite sahélienne	130
6.4.2	La couche limite continentale nuageuse	134
6.5	Conclusion	136

Dans cette partie, nous cherchons à expliciter les mécanismes principaux à l'origine de la variabilité de la vapeur d'eau à submésos-échelle. Nous nous focaliserons principalement sur le jour particulier du 14 juin 2002 du fait de l'existence de données particulières (tirs horizontaux de LEANDRE-2), de la présence d'un plus grand nombre d'avions et de la relative simplicité de la situation météorologique caractérisée par un vent faible et très peu de nuages (*c.f.* chapitre 3).

Après avoir quantifié les échelles de variabilité submésos-échelle (section 1), nous étudierons les mécanismes mis en jeu dans cette variabilité en s'attachant particulièrement à définir et comprendre les intrusions d'air sec (section 2). La section 3 présente les résultats de l'analyse conditionnelle. Enfin la section 4 met en perspective ces résultats en discutant les caractéristiques de deux autres couches limites diurnes : une couche limite en zone semi-aride observée durant la campagne HAPEX-Sahel et une couche limite nuageuse continentale observée au-dessus des grandes plaines américaines au cours d'une IOP ARM¹ (nous utilisons les simulations de ces situations ; elles ont été validées).

¹Intensive Observation Period, Atmospheric Radiation Measurement

6.1 Echelles de variabilité

Pour quantifier les échelles de variabilité de la vapeur d'eau simulée (par LES), nous avons calculé des échelles caractéristiques par deux méthodes :

- en estimant l'échelle intégrale (*Lenschow et Stankov*, 1986) qui tient compte de l'énergie des structures :

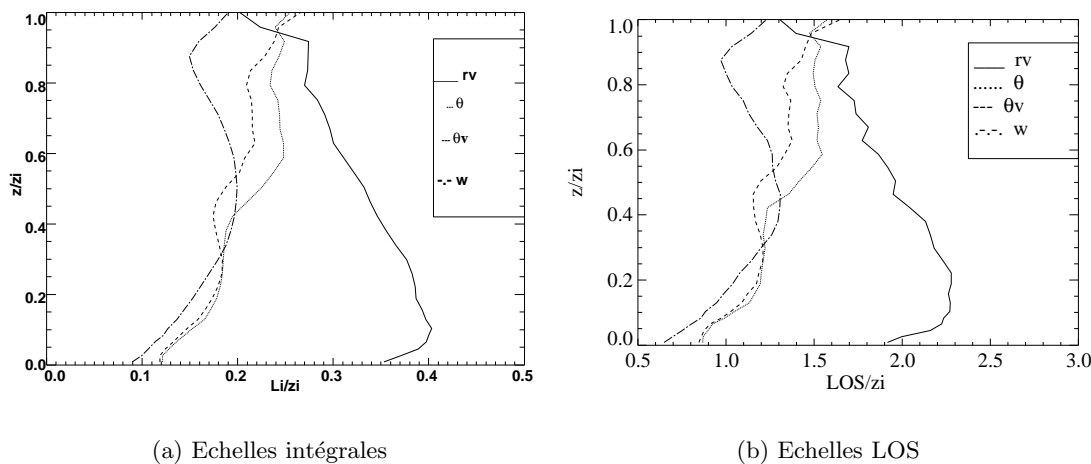
$$L_{int} = \int_0^{x_0} Corr(t) dt \quad (6.1)$$

où $Corr(t)$ est la fonction d'auto-corrélation et x_0 défini par $Corr(x_0)=0$.

- en estimant l'échelle LOS^2 de *Lohou et al.* (2000) qui correspond plutôt à une échelle géométrique :

$LOS = ta$ où $Corr(ta)=\max(Corr(t))$ pour : $t \in]0, \infty[$.

Ces échelles ont été calculées selon quatre directions³ puis moyennées.



(a) Echelles intégrales

(b) Echelles LOS

FIG. 6.1 – Profils verticaux des échelles normalisées (par z_i) (a) intégrales et (b) LOS de r_v , de θ , de θ_v et de w à 13h.

Les deux calculs indiquent une échelle de r_v systématiquement plus grande que celle des autres variables thermodynamiques et ce tout au long de la simulation. Ce résultat non intuitif est cependant cohérent avec *Jonker et al.* (1999) qui indique la possibilité d'échelle supérieure à la hauteur de couche limite pour des scalaires, voir aussi *Lohou* (1997). *Jonker et al.* (1999) trouvent une échelle variant de 1.5 à 3 z_i pour un scalaire émis au niveau de la zone d'entraînement ('top-down') et un scalaire émis en surface ('bottom-up'). La figure 6.1 montre un exemple de la comparaison des échelles intégrales et LOS à 13h pour les différentes variables thermodynamiques. L'échelle de r_v est plus grande que celle des autres variables dans toute la couche limite. Le même calcul d'échelles appliqué aux mesures in-situ indique également des échelles plus grandes pour la vapeur d'eau que pour les autres variables. Le profil vertical de ces échelles peut en fait s'expliquer par le rapport des flux entre la zone d'entraînement et la surface, comme montré par *de Roode et al.* (2004) (*c.f.* leur figure 7). Il est intéressant de constater que même en utilisant une échelle caractéristique distincte de celle définie par *de Roode et al.* (2004), nos résultats sont cohérents avec les leurs.

²Length of organised structures : échelle des structures organisées

³aucune anisotropie significative n'est remarquée

L'échelle de r_v résulte des différents processus affectant la couche limite mais son profil vertical indiquant une échelle plus petite au sommet de la couche limite et maximum dans la partie basse de la couche limite est cohérent avec un grand nombre d'intrusions pénétrant dans la couche limite et un petit nombre atteignant la partie basse de la couche limite⁴. L'échelle de w est maximale à $0.4 z_i$ où les thermiques sont les plus intenses. Sinon cette échelle est plus petite que celle des autres variables. La disparité d'échelle entre r_v et w est également illustrée sur la figure 5.16 qui montre des structures de plus petite échelle pour les anomalies de w que pour les anomalies de r_v . Cette figure indique d'ailleurs que les grandes échelles de vapeur d'eau traduisent plutôt l'espacement entre les descentes d'air sec alors que les thermiques n'impriment pas d'échelle dominante au champ de vapeur d'eau.

D'autre part, les échelles de θ et de θ_v diffèrent au-dessus de $0.3 z_i$. Au-dessus de $0.3 z_i$, l'échelle caractéristique de θ_v devient plus petite que celle de θ traduisant une compensation entre vapeur d'eau et température potentielle. Ce résultat est cohérent avec *de Roode et al.* (2004) qui souligne une compensation dans toute la CBL. La figure 6.2 montre les profils de flux de r_v , θ et θ_v dans notre simulation à 13h. Près de la surface, le flux de θ et celui de θ_v sont très proches. Par contre, avec l'altitude, la contribution du flux de vapeur d'eau au flux de flottabilité augmente avec une diminution de moitié (en valeur absolue) du flux de flottabilité par rapport au flux de θ au niveau du minimum de flux. Dans la simulation de *de Roode et al.* (2004) (*c.f.* leur figure 3), la contribution du flux d'humidité au flux de flottabilité est importante dès la surface, caractéristique des couches limites au-dessus des océans. Ces différences de flux peuvent expliquer les différences quantitatives d'échelles caractéristiques. Cependant, comme pour *de Roode et al.* (2004), les échelles de θ et r_v se combinent pour maintenir des échelles de θ_v plus petites, mais sous contrainte de conditions environnementales et de surface différentes.

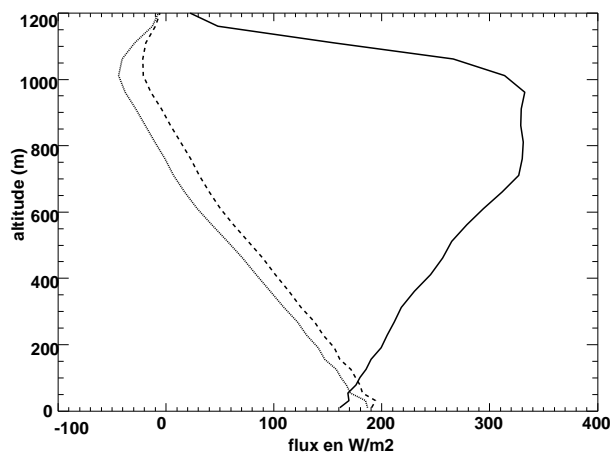


FIG. 6.2 – Profils verticaux des flux de vapeur d'eau (traits pleins), de température potentielle (pointillés) et de flottabilité (en tirets) à 13h.

Par son influence sur le flux de flottabilité, le champ de vapeur d'eau participe ainsi de manière significative à la dynamique de la couche limite convective. Des échelles distinctes de θ_v , θ et r_v sont imprimées à la couche limite.

⁴Ce type de profil est observé à partir de 12h avant le profil est plus constant sur la verticale.

6.2 Les intrusions d'air sec

6.2.1 Mise en évidence de ces intrusions

Les différentes observations disponibles du 14 juin montrent la présence fréquente de ces intrusions comme les coupes verticales observées par le DLR DIAL et les vols avions (*c.f.* figure 5.16). L'analyse des autres jours de la campagne indique également la présence de telles intrusions. En effet, en prenant comme proxy de ces zones une skewness négative de la vapeur d'eau dans la couche limite, une occurrence fréquente de ces intrusions est mise en évidence lors de la campagne (*c.f.* figure 4.9).

Plusieurs articles suggèrent, à partir des observations, l'existence de ces zones d'air sec et chaud même si elles ne font souvent pas l'objet d'explications précises (*Coulman, 1978; Greenhut et Khalsa, 1982; Crum et Stull, 1987; Mahrt, 1991; Grossman et Gamage, 1995*). D'autre part, *Druilhet et al. (1983)* montrent que les échelles de convection libre de Deardorff ne sont pas satisfaisantes pour les moments faisant intervenir la vapeur d'eau et discutent la nécessité de prendre en compte les processus d'entraînement notamment pour la variance. Ils soulignent l'importance de définir une échelle convective tenant compte du flux au sommet de la couche limite.

Côté modélisation, *Sullivan et al. (1998)* simulent l'entraînement d'air troposphérique dans la couche limite à l'aide de LES et montrent comment la forme de ces pénétrations dépend de la force du gradient de température potentielle au sommet de la couche limite (pénétration plus profonde si le gradient est plus fort)⁵. La simulation LES réaliste du 14 juin 2002 de cette étude représente des intrusions d'air sec comparables à celles indiquées par les observations lidar (*c.f.* figure 5.16). La figure 5.16 (a) isole des zones sèches associées à des vitesses verticales plutôt négatives. Dans la simulation, elles atteignent des niveaux assez bas comme le montrent les coupes verticales et les distributions de vapeur d'eau (*c.f.* figure 5.16 et figure 5.14). La figure 5.10 présente les minima de r_v simulés et indique une valeur de 5.7 g/kg à 0.3 z_i cohérente avec de telles intrusions.

Dans la suite, nous utilisons ces simulations complétées des observations pour caractériser ces intrusions et identifier les mécanismes responsables de leurs caractéristiques.

6.2.2 Caractéristiques

Une analyse de la simulation en trois dimensions montre l'existence de ces structures et leur évolution. Elles pénètrent effectivement dans la couche limite depuis la zone d'entraînement et leurs extrémités semblent ensuite parfois se détacher à partir de niveaux suffisamment bas (*c.f.* figure 6.3). Le niveau vertical où elles se détachent parfois correspond à l'altitude du maximum de variance de la vitesse verticale. Ainsi la forte turbulence à ce niveau pourrait expliquer comment ces structures se cassent en deux, conduisant à des 'poches' d'air sec dans la partie basse de la couche limite. *Mahrt (1991)* a déjà montré dans les observations l'existence de telles zones sèches relativement près de la surface⁶. Il propose une origine de la zone d'inversion ou de la troposphère libre pour l'air contenu dans ces poches.

Ces intrusions sont cohérentes avec les structures filamenteuses descendantes mises en évidence

⁵Ces simulations idéalisées ont été réalisées en conditions "sèches" *i.e.* sans représentation de la vapeur d'eau, la température potentielle et la température potentielle virtuelle sont alors identiques

⁶à 150 m au-dessus du sol ; dans cet article, il parle de 'poches d'air sec'. En réalité, il peut s'agir tout aussi bien de filaments puisqu'il ne dispose de mesures qu'à une seule altitude sans information sur la structure verticale.

par *Sullivan et al.* (1998) dans le cas de simulations avec des conditions d'inversion fortes. Ici le saut de température potentielle virtuelle au sommet de la couche limite est de 2-3 K ; le nombre de Richardson local est compris entre 20 et 30, notre cas se situe donc plutôt dans la gamme de forte inversion ($Ri > 20$ définie par *Sullivan et al.*, 1998). Ces intrusions ont également une forme de cône (figure 6.3). Leur diamètre est de quelques centaines de mètres

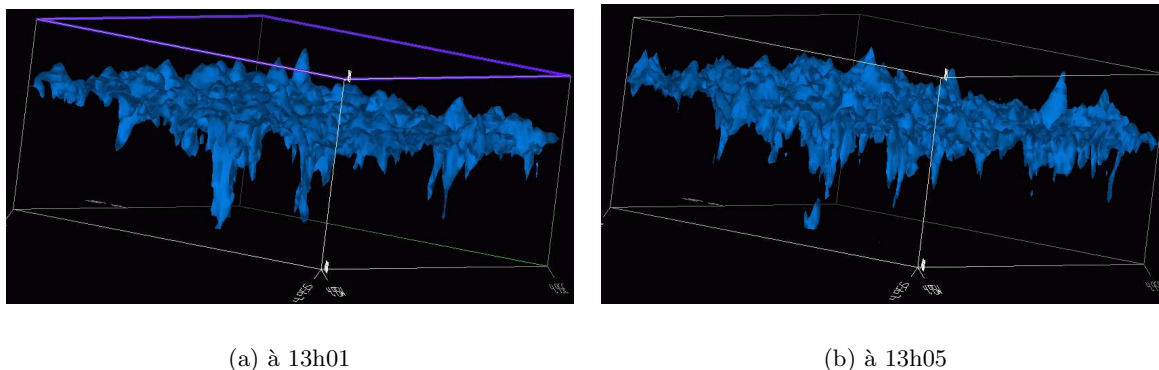


FIG. 6.3 – Isocontours de $r_v = 7.7$ g/kg dans la simulation à 4 minutes d'intervalles. La deuxième figure montre l'existence d'une poche d'air sec près de la surface.

(400 à 500 m en moyenne). *Mahrt* (1991) observait des diamètres un peu plus larges de 500 à 1000 m. Les conditions environnementales (stabilité, profil d'humidité, flux de surface...) engendrent aussi des variations de la taille des structures. Par conséquent, une comparaison plus quantitative semble inappropriée. Une analyse de ces structures montre une corrélation assez forte ($r^2 \sim 0.4 - 0.5$) entre la taille des structures et leur minimum en r_v dans la simulation. Les descentes sont également pratiquement verticales soulignant le faible cisaillement de vent.

Par la suite, nous donnons une description statistique de ces intrusions. Les anomalies en vapeur d'eau de ces structures atteignent au maximum 2.5 g/kg par rapport à la valeur moyenne, au sommet de la couche limite. Pour caractériser ces structures, nous avons réalisé une analyse conditionnelle. Le critère d'anomalie négative inférieure à l'écart type présent à $0.8 z_i$ a été choisi pour avoir un critère homogène sur la verticale. Ainsi, la présence de ces intrusions est maximale au sommet de la couche limite où beaucoup d'air sec pénètre ($\sim 30\%$ de l'aire totale, une centaine d'intrusions pour $(10\text{km})^2$) et diminue vers la surface que seules quelques intrusions atteignent (quelques % de l'aire totale et moins de dix intrusions). Après 13h, quand la couche limite croît moins rapidement, le nombre d'intrusions atteignant des niveaux bas diminue. Le gradient de r_v au sommet de la couche limite est également moins fort. Les résultats de l'analyse conditionnelle et la discussion sur le choix du critère figurent dans la section suivante.

L'utilisation de traceurs injectés au sommet de la couche limite indique qu'il faut environ 10 minutes pour qu'un traceur émis au sommet de la couche limite (*i.e.* à 1000 m d'altitude à 13h) atteigne le sol. La vitesse de descente de ce traceur est de 1.4 à 1.5 m/s. Ce transport est deux fois plus lent que le transport moyen produit par les thermiques (estimé également par un scalaire émis en surface, avec une vitesse d'ascendance de 2.8 à 3 m/s). Ces rapports de vitesse correspondent à une fraction couverte par les ascendances de 0.33 en accord avec la littérature. L'échelle convective de vitesse verticale définie par *Deardorff* (1972) vaut 1.9 m/s. La vitesse des thermiques est plus élevée (~ 1.5 fois) et celle des descentes plus faible (~ 0.7 fois) en accord avec l'analyse conditionnelle de *Schumann et Moeng* (1991)⁷ qui trouvent respectivement une

⁷leur analyse conditionnelle est basée sur un tri sur la vitesse verticale

vitesse $1.2xw^*$ et $0.8xw^*$. Le temps de vie de ces intrusions est de l'ordre de 20 à 30 minutes dans la simulation LES. La présence de ces structures cohérentes sur une échelle de temps assez longue suggère qu'elles peuvent jouer un rôle dans le transport non-local dans la couche limite. Ainsi, ces structures participent au transport d'air depuis le sommet de la couche limite vers la surface.

6.2.3 Importance des intrusions

Dans notre simulation, ces intrusions jouent un rôle primordial sur la variabilité de la vapeur d'eau. Nous présentons ici leur contribution à la variance et au flux de vapeur d'eau.

L'échantillonnage conditionnel (présenté section suivante) montre que les intrusions expliquent de 35 à 60% de la variance de la vapeur d'eau dans la couche limite selon les critères utilisés.

Leur contribution au flux de vapeur d'eau est de l'ordre de 30 % alors que leur surface n'est que de 10 % de la surface totale au milieu de la couche limite. La figure 6.4 montre la contribution au flux de vapeur d'eau en fonction des valeurs de vitesse verticale et de rapport de mélange à 0.3, 0.75 et 0.9 z_i . Les thermiques ($r'_v > 0$ et $w' > 0$) et les intrusions ($r'_v < 0$ et $w' < 0$) contribuent à un flux de vapeur d'eau positif. On note une distribution étroite pour les anomalies positives de vapeur d'eau (respectivement négative en vitesse verticale) contribuant significativement au flux de vapeur d'eau à ce niveau. Par contre, des spectres assez larges d'anomalies négatives de vapeur d'eau et d'anomalies positives en vitesse verticale contribuent aux flux de vapeur d'eau. Le spectre assez large d'anomalies positives de vitesse verticale, pour les thermiques, traduit les différentes intensités des thermiques ; l'anomalie positive de vapeur d'eau est par contre assez peu variable. Les intrusions sont elles caractérisées par une valeur assez constante d'anomalie négative en vitesse verticale mais d'anomalies variables de vapeur d'eau traduisant les différentes sécheresses de ces descentes (sans doute liés aux différents niveaux d'origine de ces descentes). Ces résultats soulignent l'asymétrie de comportement entre les thermiques et les intrusions d'air sec. D'autre part, dans la partie basse de la couche limite, des anomalies de vitesse verticale positives et des anomalies de r_v négatives contribuent significativement à un flux négatif de vapeur d'eau. Pendant toute la phase de croissance de la couche limite, ces mêmes caractéristiques générales sont retrouvées.

Grossman et Gamage (1995) soulignent aussi l'importance des structures descendant dans la couche limite depuis la zone d'inversion pour restituer le flux de vapeur d'eau dans la partie basse de la couche limite (0.1 z_i). Ces descentes correspondent à des échelles caractéristiques assez grandes comme nous l'avons montré précédemment. Or, les mesures de flux impliquent un filtrage du signal et peuvent donc sous-estimer la contribution de ces descentes dans le calcul de flux de vapeur d'eau qui jouent pourtant un rôle important. Ainsi, *Said et al.* (2000) indiquent un lien systématique entre skewness négative et sous-estimation du flux de vapeur d'eau mesurée par avions dans la partie basse de la couche limite, ce qui peut traduire une mauvaise prise en compte de ces descentes.

6.2.4 Mécanismes

Dans cette section, nous nous intéressons aux mécanismes qui régissent ces intrusions.

Les intrusions contiennent de l'air chaud (gradient positif de θ dans la zone d'entraînement) favorisant une flottabilité positive mais sec favorisant une flottabilité négative. L'analyse condi-

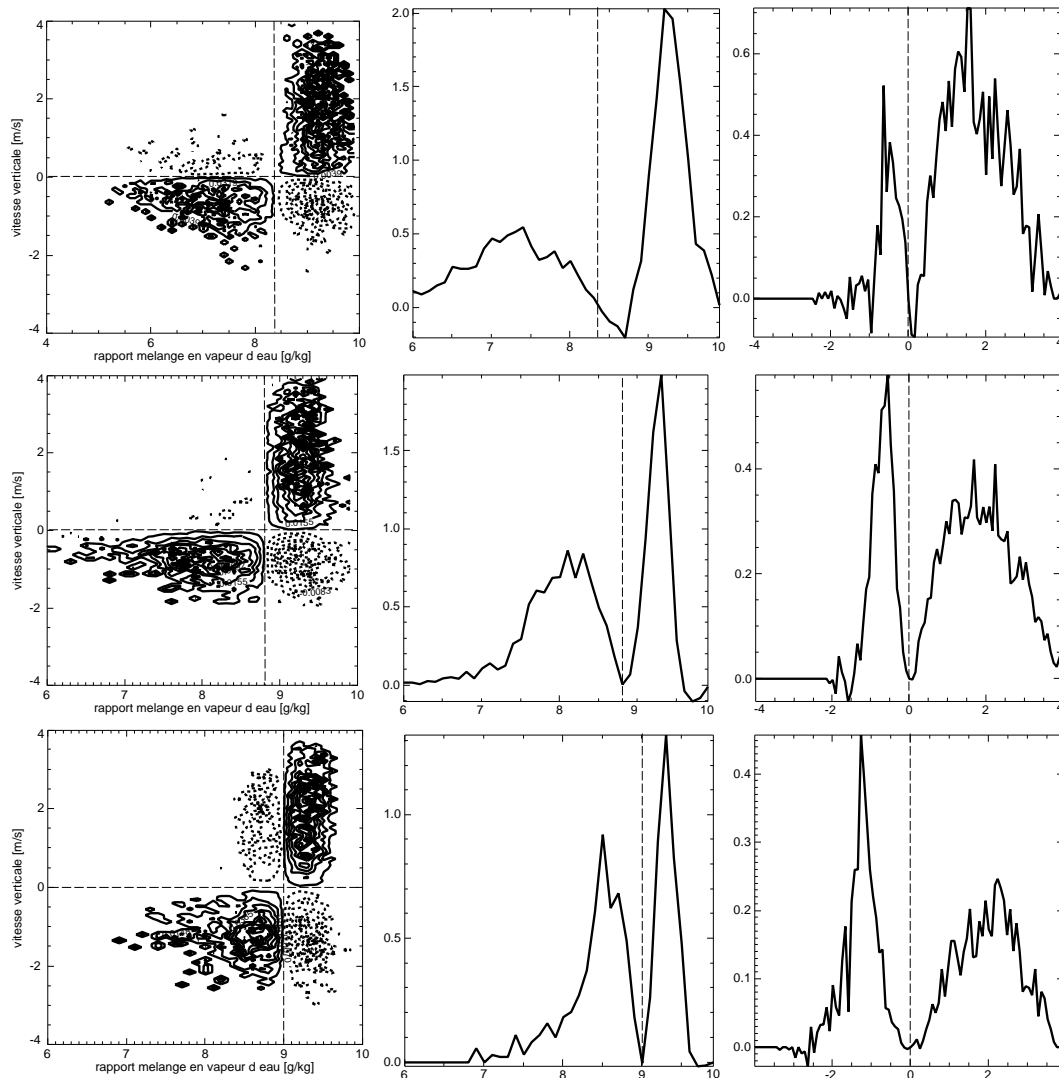


FIG. 6.4 – Contribution au flux de vapeur d'eau de w et r_v (à gauche), de r_v (g/kg) (au centre) et de w (m/s) (à droite) à 13h et à respectivement 0.9, 0.75 et 0.3 z_i du haut vers le bas. Les tirets correspondent à la moyenne sur le domaine permettant de définir les anomalies. Les isolignes des figures de gauche sont respectivement de haut en bas 0.004, 0.008 et 0.007.

tionnelle montre que les intrusions acquièrent une flottabilité négative au cours de leur descente (à partir de $0.6z_i$ en moyenne, *c.f.* figure 6.7).

Deux hypothèses permettent d'expliquer cette flottabilité négative : soit l'air qui redescend contient majoritairement de l'air monté par les thermiques, il est donc peu flottant dès le départ, soit l'air provient de la zone d'entraînement et est donc flottant au départ mais sa flottabilité diminue, au cours de la descente, du fait du réchauffement de la CBL (aspect transitoire). L'utilisation de trois traceurs, un émis en surface, un dans la zone d'entraînement et un dans la troposphère libre permet de déterminer l'origine majoritaire de l'air des descentes. L'air des thermiques contient essentiellement des traceurs émis en surface. Les traceurs émis au-dessus de z_i ne pénètrent pas dans la CBL et ne subissent pas de véritable transport mais juste des ondulations liées sans doute aux ondes de gravité se développant dans cet air stable. L'air des descentes contient essentiellement des traceurs émis dans la zone d'entraînement ce qui élimine la

première hypothèse (*c.f.* figure 6.5). La sécheresse de ces descentes peut jouer sur la flottabilité mais elle ne suffit pas. Pour tester la deuxième hypothèse, nous avons calculé l'anomalie en flottabilité par rapport à un instant donné sur une période de 20 minutes *i.e.* deux fois le temps de descente des intrusions. Le réchauffement (en θ_v) de la couche limite est d'environ 0.8 K/h, soit 0.13 K en dix minutes. Or l'ordre de grandeur des perturbations en θ_v des descentes d'air sec est de l'ordre de 0.05 à 0.25 K. Si l'on considère que l'air des descentes est isolé et qu'il ne subit donc pas le réchauffement global de la couche limite, cela permet d'expliquer une partie au moins de l'anomalie négative. Cela explique aussi que la flottabilité négative s'acquiert dans la partie basse de la couche limite (besoin d'un certain temps à partir de l'initiation de l'intrusion, temps auquel commence le découplage). Il semble donc ici que l'aspect instationnaire de la couche limite continentale en phase de croissance joue un rôle dans le caractère très pénétrant de ces intrusions.

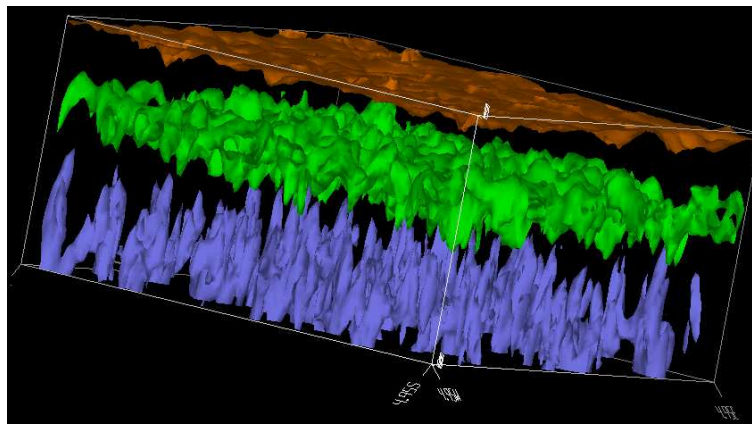


FIG. 6.5 – Evolution de l'iso-contour 0.2 des scalaires émis en surface (en violet), émis à z_i (en vert) et émis dans la troposphère libre (en marron) après 5 minutes (soit à 18h05). Les traceurs ont été émis à 18h00 avec une concentration arbitraire de 1.

Dans la suite, nous nous intéressons à savoir comment les spécificités de la couche limite contrôlent les caractéristiques de ces intrusions. Nous nous focalisons sur la valeur du gradient en vapeur d'eau au sommet de la couche limite, l'aspect transitoire (*i.e.* l'impact de la croissance de la couche limite).

Une première analyse indique que le nombre de descentes initiées dans la partie haute de la couche limite est d'autant plus élevé que la croissance de la couche limite est forte et que le gradient de température potentielle au sommet est faible. La sécheresse relative des descentes est pilotée par le gradient de rapport de mélange au sommet de la couche limite. Une analyse plus approfondie est nécessaire pour déterminer de manière plus systématique le contrôle des intrusions par les caractéristiques de couche limite. Il serait par exemple intéressant d'analyser l'impact du cisaillement sur l'existence de ces structures.

6.3 Analyses conditionnelles

L'analyse conditionnelle est une méthode largement utilisée pour caractériser les structures de la couche limite (par exemple *Young, 1988*). Cette technique est explicitée notamment dans *Grossman (1984)*. Les études diffèrent cependant par les critères choisis pour l'analyse. Trois critères permettent de définir les structures cohérentes qu'on cherche à isoler par l'analyse condi-

tionnelle : la variable (ou les variables) permettant d’identifier les structures, une valeur seuil de cette variable et une longueur caractéristique minimum (*Berg et Stull*, 2004). Dans la suite, les analyses conditionnelles sont réalisées sur une ou deux variables à la fois (r_v , θ_v et/ou w). Le seuil utilisé est proportionnel à l’écart-type de la variable (comme dans *Berg et Stull*, 2004). Une largeur minimum est également imposée afin de ne pas sélectionner les anomalies résultant des fluctuations à petite échelle (dans le même esprit que *Williams et Hacker*, 1993).

Williams et Hacker (1993) isolent les structures en sélectionnant des segments caractérisés par des anomalies positives de θ et ramènent ensuite tous les segments à un segment moyen par un rapport d’échelle. Ils peuvent ainsi caractériser l’intérieur et l’extérieur du thermique pour différentes variables (θ , r_v , w et flux de chaleur). Ils soulignent l’avantage d’un critère sur la température potentielle par rapport à un critère sur la vitesse verticale qui ne permet pas de distinguer aussi clairement la turbulence organisée de la turbulence isotrope (de petite échelle).

Grossman et Gamage (1995) utilisent une analyse conditionnelle à plusieurs variables. Ils sélectionnent les différents groupes à partir des anomalies en θ_v et en w et isolent ainsi quatre groupes qu’ils associent à différents mécanismes. Ils les utilisent pour décomposer le bilan du flux d’humidité. Leur analyse est réalisée à partir de vols avions près de la surface et au niveau de la zone d’entraînement⁸. A partir des simulations LES, nous proposons ici une analyse de la couche limite mélangée.

Nous présentons ci-dessous d’abord les analyses conditionnelles réalisées à partir de la simulation de référence puis avec les mesures avions.

6.3.1 Critère sur l’anomalie de vapeur d’eau

Dans un premier temps, le critère utilisé correspond à des anomalies en vapeur d’eau inférieures à moins l’écart-type au niveau considéré, sélectionnant les points tels que :

$$r'_v(x, y, z) < -\sigma_{r_v}(z)$$

Aucun critère sur le diamètre n’est ajouté.

Les zones sélectionnées sont majoritairement descendantes. Elles acquièrent une flottabilité négative à partir de $0.6 z_i$. La figure 6.6 illustre les caractéristiques de ces zones à 13h ; les autres instants de la simulation montrent des caractéristiques équivalentes. L’aire couverte par ces descentes diminue du sommet vers le bas de la couche limite. Ces descentes n’atteignent pas toute la surface. Cette figure indique également que ces intrusions expliquent au moins 50% de la variance de la vapeur d’eau et sont donc non négligeables. Ce résultat prolonge le résultat de *Grossman et Gamage* (1995) pour la CBL. Il trouve en effet que, près de la surface, plus de 50% du flux de vapeur d’eau est expliqué par des structures descendantes provenant de la zone d’entraînement. Les écarts à la moyenne de θ et θ_v sont distincts (*c.f.* figure 6.6 b et c). En effet, si les intrusions d’air sec acquièrent majoritairement (plus de 50% des points sélectionnés) une flottabilité négative dès $0.6 z_i$, elles sont essentiellement caractérisées par une anomalie de θ positive sauf dans les niveaux bas de la CBL ($< 0.2z_i$). Ce résultat souligne l’importance de la vapeur d’eau sur le champ de flottabilité. D’autre part, les descentes contribuent significativement à la variance de la température potentielle et de la température potentielle virtuelle dans la partie haute de la couche limite. Cela traduit en fait la contribution de l’entraînement au sommet de la CBL pour θ^2 et θ_v^2 .

⁸Dans leur analyse, ils considèrent simplement des anomalies positives ou négatives.

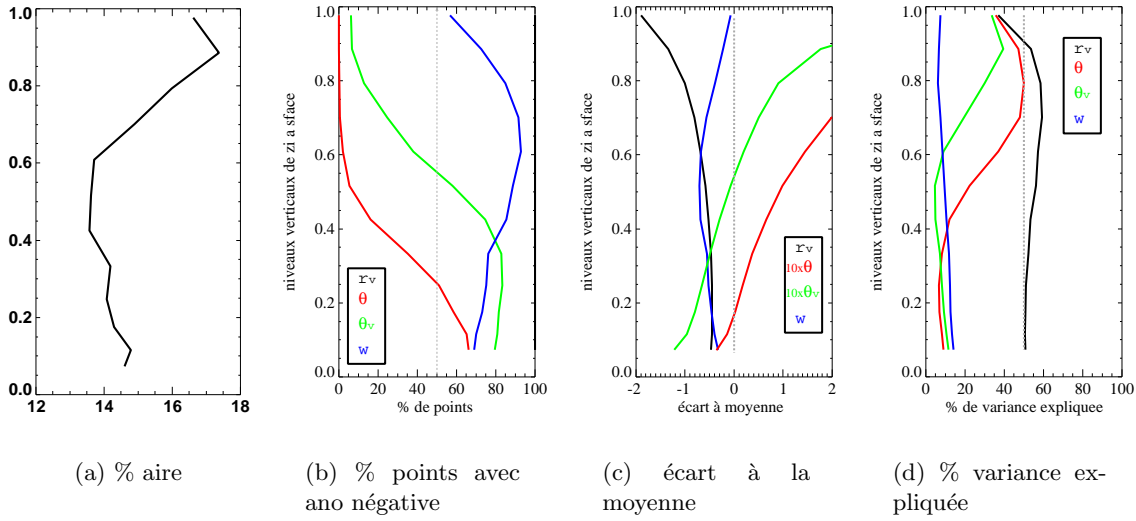


FIG. 6.6 – (a) Aire sélectionnée par le critère $r_v < \sigma_{r_v}$, (b) Proportions de points ayant une anomalie négative parmi les points sélectionnés, (c) écarts à la moyenne et (d) variances expliquées par les points sélectionnés pour r_v (noir), θ (rouge), θ_v (vert) et w (bleu) à 13h. L'écart à la moyenne est multiplié par 10 pour θ et θ_v sur la figure c.

Dans un deuxième temps, les intrusions sont sélectionnées d'après le critère :

$$r'_v(x, y, z) < -0.5 * \sigma_{r_v}(z = 0.8z_i)$$

où $\sigma_{r_v}(z = 0.8z_i)$ est l'écart-type de r_v à l'altitude $0.8z_i$. Ce critère assure une cohérence sur la verticale car le même seuil est utilisé à toutes les altitudes. Ce critère en vapeur d'eau trie les parcelles d'air selon leurs origines; en effet l'air provenant de la zone d'entraînement est relativement sec alors que celui provenant du bas de la CBL est humide. Dans la suite, un critère sur la taille minimale des structures est ajouté. Les structures doivent avoir un diamètre équivalent d'au moins 300 m de large dans les deux directions.

La figure 6.7 résume les caractéristiques moyennes à 13h d'une descente d'air sec et d'un thermique si ces derniers sont déterminés à partir d'un critère en humidité $r'_v < -0.5 * \sigma_{r_v}0.8z_i$, respectivement $r'_v > 0.5 * \sigma_{r_v}0.2z_i$. La fraction totale couverte par les intrusions varie de 30 à 5 % du haut vers le bas alors qu'elle est de 30% (en bas) à 45% (en haut de CBL) pour les thermiques. La taille des thermiques augmente avec l'altitude en accord avec un mélange plus important en altitude (en accord avec la discussion de *Grossman*, 1995).

La variance de la vitesse verticale est surtout liée aux "thermiques" alors que les descentes ne contribuent que très faiblement à cette variance. La variance de la vapeur d'eau provient surtout de la contribution des descentes. Le critère utilisé pour isoler les descentes est assez restrictif ($\sigma_{r_v}0.8z_i \sim 3 * \sigma_{r_v}0.2z_i$). En choisissant le même écart-type pour les descentes que celui utilisé pour isoler les "thermiques", les points sélectionnés expliquent plus de 60 % de la variance de la vapeur d'eau (*c.f.* tableau B.1). L'ajout d'un critère sur la vitesse verticale ne modifie pas significativement les résultats : les moyennes d'anomalies de vitesse verticale sont légèrement plus grandes en valeur absolue tandis que les contributions aux variances un peu plus faibles (le nombre de points sélectionnés est moins important). Cependant, les modifications sont plus importantes quand ce critère est ajouté au critère $r_v > \sigma_{0.2z_i}$ avec une baisse notable des contributions aux variances. Ce résultat est cohérent avec la figure 6.4 où les structures

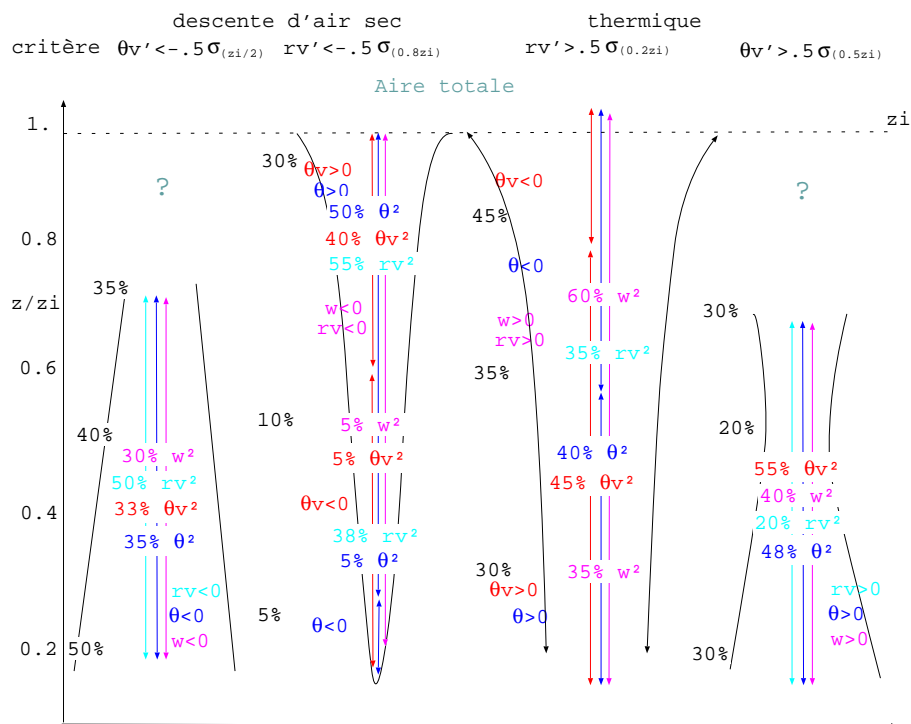


FIG. 6.7 – Schéma des caractéristiques moyennes d'une descente d'air sec et d'un thermique selon les critères considérés (rappelés en haut du schéma). Les flèches matérialisent les zones positives ou négatives des différentes variables (θ en bleu, θ_v en rouge, r_v en bleu clair et w en rose). Les nombres indiquent les pourcentages de variance expliquée par les structures isolées et les aires considérées (en noir). Il est obtenu à partir des résultats de l'analyse conditionnelle sur la simulation à 13h.

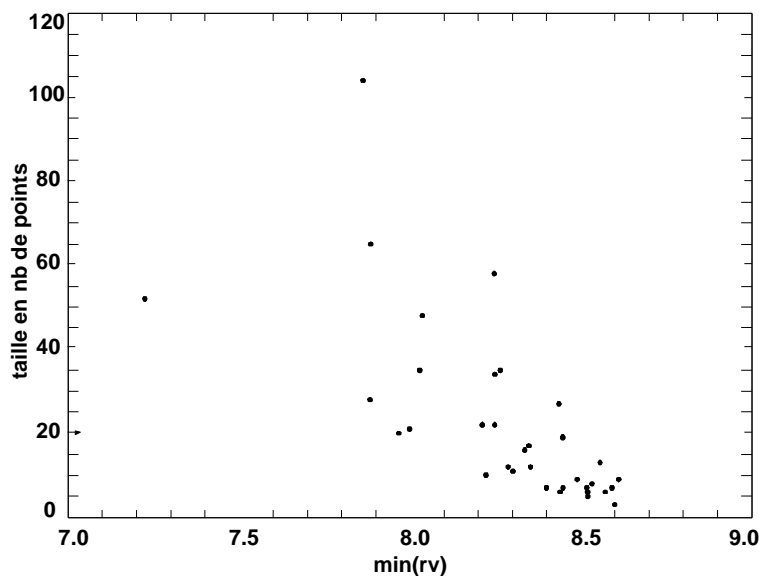


FIG. 6.8 – Taille des structures identifiées par le critère $r_v' < -0.5\sigma_{0.8z_i}$ en fonction du minimum de r_v de la structure à 200 m d'altitude et à 13h.

d'anomalies en r_v négatives ont surtout une vitesse verticale négative alors que celles ayant

une anomalie positive ont majoritairement une vitesse verticale positive mais un nombre non négligeable de structures ont une vitesse verticale négative en partie haute de la couche limite ($z > 0.5z_i$). Ceci indique aussi qu'un critère $r'_v > 0$ est insuffisant pour isoler les thermiques.

La taille des structures varie d'une dizaine à une centaine de points. La figure 6.8 illustre la variation de la taille des structures en fonction du minimum de r_v à 13h et à 200 m. A cette heure, la taille moyenne est de 22 points soit un carré de ~ 500 m de côté. Cette figure indique aussi que les descentes sont d'autant plus larges qu'elles sont sèches.

A partir de l'analyse conditionnelle, nous avons déterminé la fraction de variance liée aux fluctuations *inter-structures*, aux fluctuations *intra-structure* et à l'écart de valeurs entre la moyenne des structures et la moyenne globale. On notera N_s , le nombre d'éléments sélectionnés, N_e ceux qui ne le sont pas (e pour environnement), N le nombre de points de grille, N_{ns} le nombre de structures identifiées et N_k le nombre d'éléments de la k^{ieme} structure, a_j , l'élément j , $\overline{a_{sk}}$ la moyenne des éléments de la k^{ieme} structure et $\overline{a_s}$ la moyenne des éléments des structures. La figure 6.9 illustre cette décomposition.

$$N = N_s + N_e \quad (6.2)$$

$$\overline{a} = \sum_{j=1}^N a_j \quad (6.3)$$

$$N_s = \sum_{k=1}^{N_{ns}} N_k \quad (6.4)$$

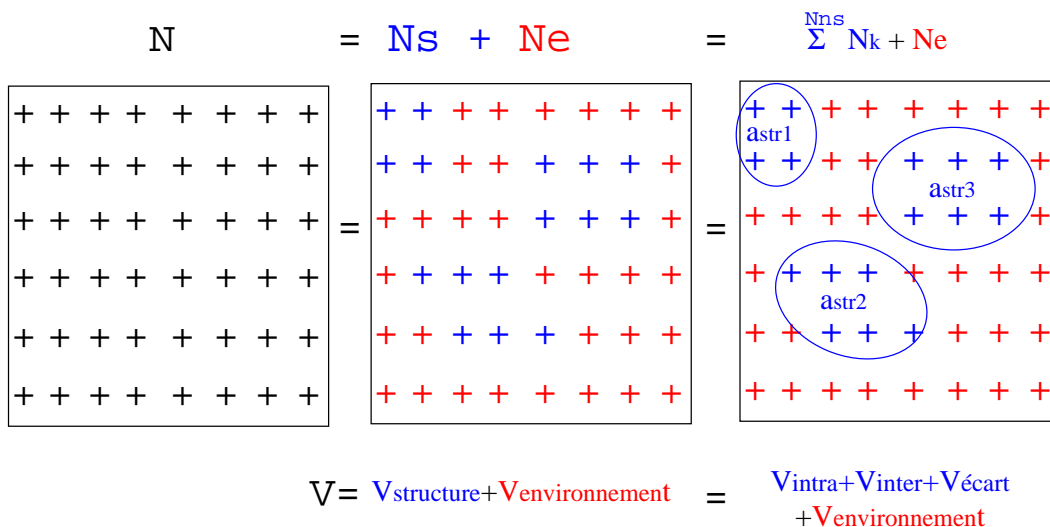


FIG. 6.9 – Schéma de la décomposition des moments distinguant la contribution des structures, celle *intra-structure*, celle *inter-structure* et celle de l'écart moyen. Les croix bleues correspondent aux éléments sélectionnés par le critère utilisé.

L'équation 6.6 présente les calculs de la décomposition de la variance. La deuxième équation décompose la variance liée aux structures en une contribution liée aux variations *intra-structure* (premier terme de droite), une contribution liée aux variations *inter-structure* (fluctuations par rapport à la moyenne des structures, deuxième terme de droite) et une contribution liée à l'écart

entre la moyenne des structures et la moyenne de l'ensemble (dernier terme de droite).

$$\sum_{j=1}^N (a_j - \bar{a})^2 = \sum_{j=1}^{N_s} (a_j - \bar{a})^2 + \sum_{j=1}^{N_e} (a_j - \bar{a})^2 \quad (6.5)$$

$$\sum_{j=1}^{N_s} (a_j - \bar{a})^2 = \sum_{k=1}^{N_{ns}} \sum_{j=1}^{N_k} (a_j - \bar{a}_{sk})^2 + \sum_{k=1}^{N_{ns}} (\bar{a}_{sk} - \bar{a}_s)^2 + N_s * (\bar{a}_s - \bar{a})^2 \quad (6.6)$$

De manière générale, la variance inter-structure est un terme minoritaire par rapport aux deux autres (*c.f.* tableau B.3 et figure 6.10). Pour tous les critères sélectionnés sur la vapeur d'eau, la variance de la vapeur d'eau dépend surtout du terme correspondant à l'écart des moyennes⁹. La figure 6.10 indique la partition de variance dans le cas de structures en humidité isolées par le même critère ($r_v > 0.5\sigma_{r_v(0.2zi)}$ pour les "thermiques" et $r_v < -0.5\sigma_{r_v(0.2zi)}$ pour les descentes). Pour la variance de w , la contribution est liée majoritairement à la variance intra-structures. Cela s'interprète par l'importance de la turbulence petite échelle pour la variance de w . La variance de la vapeur d'eau est surtout expliquée par la contribution de la variance liée à l'écart à la moyenne. La variance de θ et de θ_v expliquée par les anomalies positives de r_v est surtout liée à la variance intra-structure soulignant la non-superposition des critères en r_v et en θ_v .

Cette décomposition peut aussi s'appliquer aux différents flux (*c.f.* tableau B.5). Elle indique que l'air sec contribue significativement au flux de vapeur d'eau et que c'est le flux lié à l'écart des valeurs entre structure et état moyen qui en est responsable. L'air humide permet lui d'expliquer plus de 40% des flux de θ et θ_v (lié aux variations intra-structures) et 35% du flux de vapeur d'eau (lié à l'écart entre structure et état moyen).

En conclusion, les anomalies positives de r_v contribuent significativement à la variance et au flux de θ , θ_v (plus de 40%) et de r_v (plus de 30%). Elles expliquent aussi plus de 35% de la variance en w . Les anomalies négatives de r_v contribuent majoritairement à la variance et au flux de vapeur d'eau. Par contre, elles expliquent peu de variance et flux de w , θ et θ_v sauf dans la partie haute où elles contribuent aux flux de chaleur (du fait de l'entraînement).

6.3.2 Critère sur la température potentielle virtuelle

Nous rapportons ici les résultats de l'analyse conditionnelle effectuée à partir d'un critère sur θ_v . Notons tout d'abord qu'une sélection sur θ_v trie également les points selon w . Ainsi les points de flottabilité positive ont une vitesse verticale positive et inversement, excepté dans la partie haute de la couche limite. En effet, à ces niveaux, les thermiques perdent progressivement leur flottabilité du fait de l'entraînement d'air plus chaud dans leur environnement. Ces thermiques peuvent cependant rester ascendants ($w > 0$ et $\theta_v < 0$) par inertie. A partir de $0.6 z_i$, les anomalies positives en θ_v sont caractérisées par une anomalie négative de vapeur d'eau, indiquant qu'il s'agit d'air provenant plutôt du sommet de la couche limite que de l'air provenant de la surface. Cela rend difficilement utilisable un critère en θ_v pour identifier des thermiques à ces niveaux.

Les structures flottantes contribuent à 50 % de la variance de θ et θ_v , 40 % de w et de l'ordre de 20 % de r_v (*c.f.* figure 6.11). Les particules négativement flottantes contribuent à 35% pour la variance de θ et θ_v , 35% pour w et 45% pour r_v . Cependant la décomposition de la

⁹Il est nécessaire de garder à l'esprit que le critère choisi conditionne la partition de la variance ; la variable sur laquelle le critère s'applique aura sa variance expliquée majoritairement par la contribution de l'écart. Cependant, cette méthode fournit des informations sur les autres variables et une information quantitative pour cette variable.

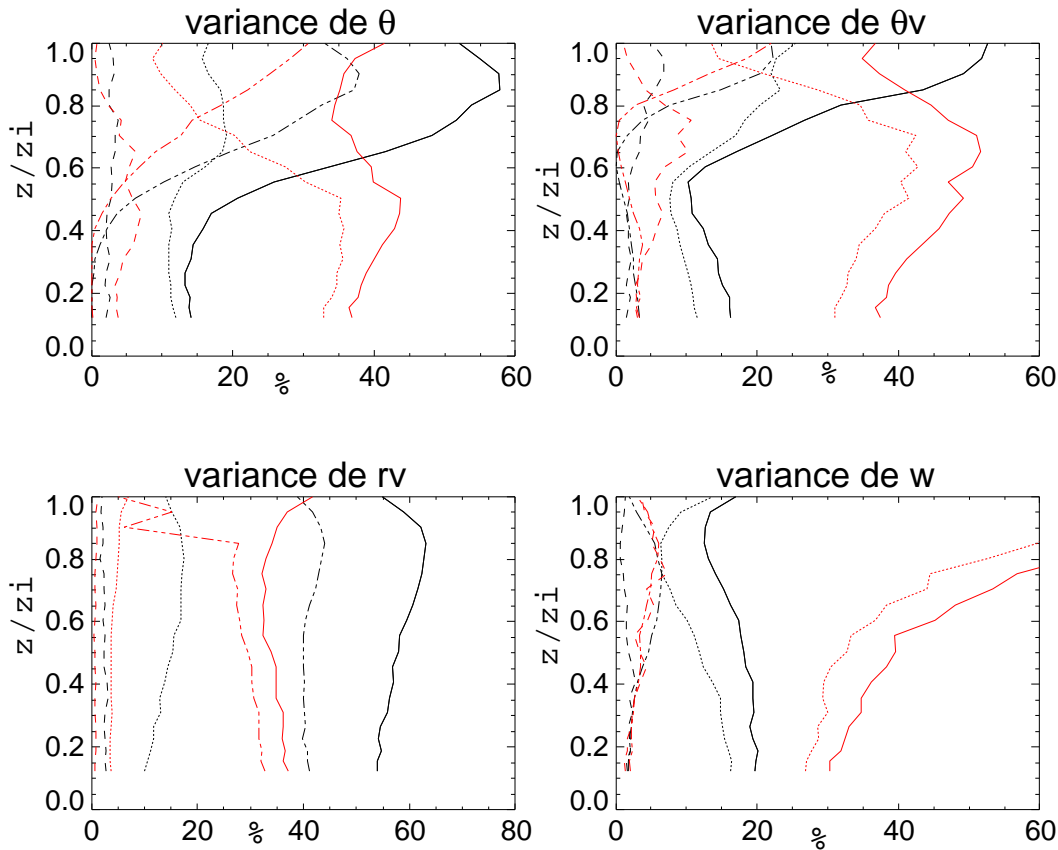


FIG. 6.10 – Profils verticaux (à 13h) de variances θ , θ_v , r_v et w de gauche à droite et haut en bas expliquées par les structures isolées par $r_v < -0.5\sigma_{0.2z_i}$ (en noir) et $r_v > 0.5\sigma_{0.2z_i}$ (en rouge). Les profils des différentes composantes expliquant la variance liée aux structures sont également indiqués (pointillés pour la variance intra-structure, tirets pour la variance inter-structure et tirets-points pour la variance liée à l'écart).

variance révèle que la contribution à la variance de r_v est essentiellement liée à de la variance intra-structures en accord avec *Williams et Hacker* (1993) qui montre que la vapeur d'eau a un écart-type non négligeable dans les structures isolée en θ . Pour la variance de la vitesse verticale la variance intra-structure et celle liée à l'écart contribuent de manière équivalente.

La décomposition des flux (*c.f.* tableau B.5) montre que les structures flottantes, respectivement à flottabilité négative, expliquent plus de 45%, respectivement 30% des flux de θ , θ_v et r_v (majoritairement lié à la contribution de l'écart) dans la partie basse de la couche limite. L'ensemble des résultats de l'analyse conditionnelle (suivant différents critères) sont reportés dans les tableaux de l'annexe B.

6.3.3 Analyses conditionnelles des mesures avions

Nous avons également appliqué l'analyse conditionnelle aux mesures avions. Ces mesures sont acquises sur un palier au milieu de la couche limite, soit à une seule altitude. Les tableaux B.6, B.7 et B.8 résument les résultats de ces analyses. Les tris ont été réalisés selon l'anomalie de r_v ou celle de θ_v . De manière générale, ces tableaux indiquent les mêmes tendances que l'analyse conditionnelle de la simulation LES à savoir une variance de vapeur d'eau à laquelle contribue en

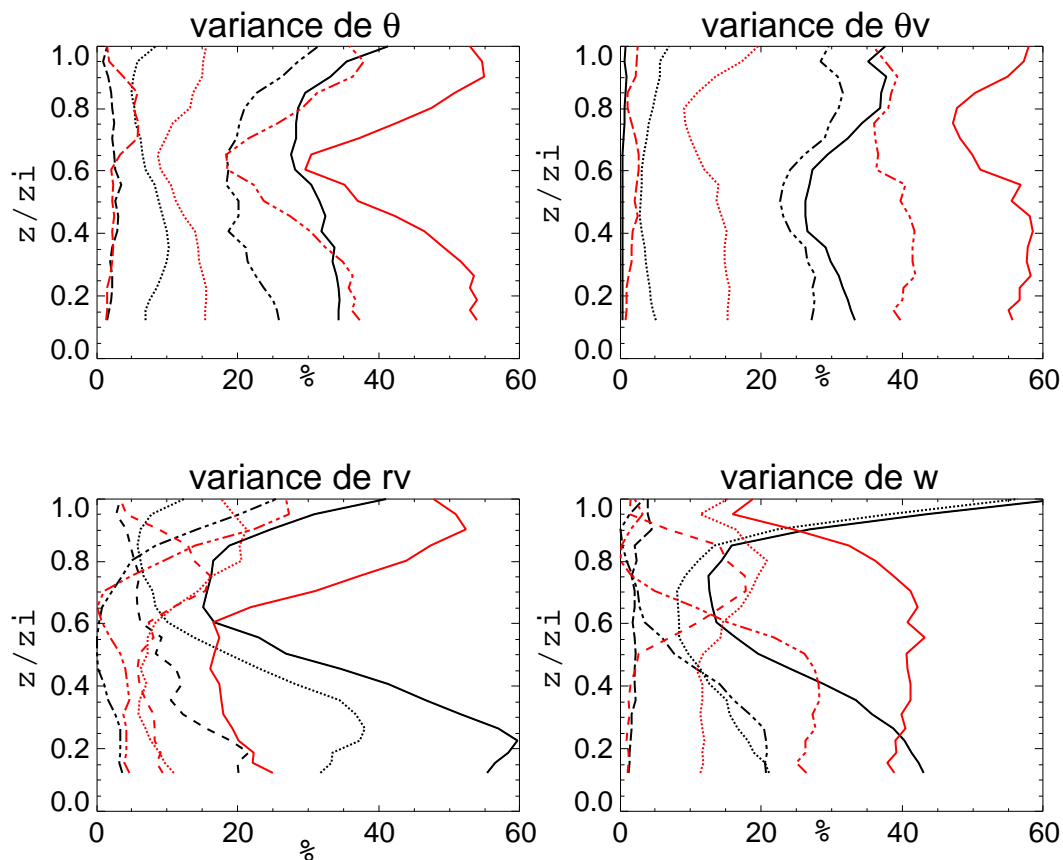


FIG. 6.11 – Profils verticaux (à 13h) de variances de θ , θ_v , r_v et w de gauche à droite et de haut en bas expliquées par les structures isolées par le critère $\theta_v < -0.25\sigma_{0.2z_i}$ (en noir) ou $\theta_v > 0.25\sigma_{0.2z_i}$ (en rouge). Les profils des différentes composantes expliquant la variance liée aux structures sont également indiqués (pointillés pour la variance intra-structure, tirets pour la variance inter-structure et tirets-points pour la variance liée à l'écart).

majorité l'air sec aussi bien dans les données du P3 que dans celles du KA avec une contribution à plus de 45% par les valeurs ayant une anomalie inférieure à moins l'écart-type. Ces éléments ont en moyenne une vitesse verticale négative confirmant la notion de 'descente'. Les éléments sélectionnés par un critère en θ' contribuent fortement à la variance de θ , de θ_v (autour de 50 % pour les deux) et de w (plus de 30 %).

La décomposition de la variance (*c.f.* tableau B.7) montre que pour les structures flottantes une partie de la variance de la vapeur d'eau est expliquée par la variance inter-structure. Ces résultats sont en accord avec l'analyse conditionnelle sur les sorties de la simulation de référence. Cela traduit l'existence de thermiques caractérisés par différents contenus en vapeur d'eau et peut avoir des conséquences sur l'initiation des nuages forcés par les thermiques. L'analyse conditionnelle des mesures avions montre également que l'air sec contribue majoritairement au flux de vapeur d'eau (*c.f.* tableau B.8).

6.3.4 Apport pour la paramétrisation

Dans la littérature, différents critères (w , θ_v , r_v et θ) ont été utilisés pour les analyses conditionnelles (*Berg et Stull*, 2004). Ainsi, le critère en vitesse verticale fournit une mesure directe de la vitesse des thermiques mais son signal est bruité par la turbulence de petite échelle (*Williams et Hacker*, 1993; *Hourdin et al.*, 2002). Nous avons proposé ici des analyses conditionnelles à partir de critère sur θ_v et sur r_v . Un critère en vapeur d'eau permet de différencier les descentes d'air sec des montées humides. Cependant ces montées humides ne correspondent pas systématiquement à des structures flottantes. En effet, les critères en r_v et en θ_v ne sont pas superposables. Un critère d'identification des thermiques en θ_v n'est utilisable que dans la partie basse de la couche limite où il traduit la force principale qui crée ces structures. Ce critère est plus discutable pour les descentes.

Wang et Stevens (2000) remarquent que la représentation "top-hat"¹⁰ sur laquelle se basent les représentations 'bulk' en flux de masse ne prennent pas en compte la variabilité au sein des éléments cohérents (ni celle entre les éléments, ni celle au sein des éléments). Seules les propriétés moyennes d'un type d'élément cohérent sont considérées. Ils indiquent que la représentation "top-hat" permet de prévoir correctement les flux mais pas les variances. Ils attribuent ce défaut d'une part à la représentation top-hat (non prise en compte des variances intra- et inter-structure) et d'autre part au critère choisi pour la détermination des structures cohérentes en w . L'analyse conditionnelle montre que dans la majorité des cas la variance liée à la variabilité entre éléments cohérents (*inter-structure*) n'est pas prépondérante¹¹. Par contre, la variance intra-structure n'est souvent pas négligeable. Ceci montre l'importance d'avoir un schéma de turbulence de petite échelle en plus d'un schéma en flux de masse permettant de représenter cette variabilité intra-structure (comme dans *Hourdin et al.*, 2002).

Enfin, l'analyse conditionnelle a montré l'importance des intrusions d'air sec (sélectionnées en anomalies de vapeur d'eau) pour expliquer la variance de r_v sur toute la hauteur de la couche limite. Ces intrusions peuvent ainsi contraindre l'espacement des nuages, puisqu'elles séparent des zones ayant un contenu en vapeur d'eau plus élevé soit des zones favorables à l'initiation de la convection. Cette analyse révèle aussi que les thermiques peuvent être caractérisés par différents contenus en vapeur d'eau induisant que seuls certains thermiques, ceux caractérisés par les plus forts contenus en vapeur d'eau, pourront initier des nuages. Les thermiques détermineraient alors la taille du nuage.

6.4 Mise en perspective de ces résultats

Dans cette partie, nous présentons les résultats fournis par d'autres simulations à haute résolution de différentes couches limites pour analyser comment les caractéristiques soulignées précédemment sont transposables à d'autres zones géographiques et d'autres situations météorologiques.

6.4.1 La couche limite sahélienne

La simulation d'une situation observée le 8 octobre 1992 pendant l'expérience HAPEX-Sahel permet d'appréhender les caractéristiques d'une couche limite plus typique de conditions semi-

¹⁰Représentation ne considérant qu'un seul élément cohérent moyen à opposer à l'environnement ; la variabilité intra- et inter-structure est négligée

¹¹Les éléments cohérents sont ici définis en θ_v ou en r_v

arides durant la phase de retrait de la mousson en Afrique de l’Ouest. La description et la validation de cette simulation sont présentées dans l’annexe A.1.

6.4.1.1 Caractérisation de la couche limite

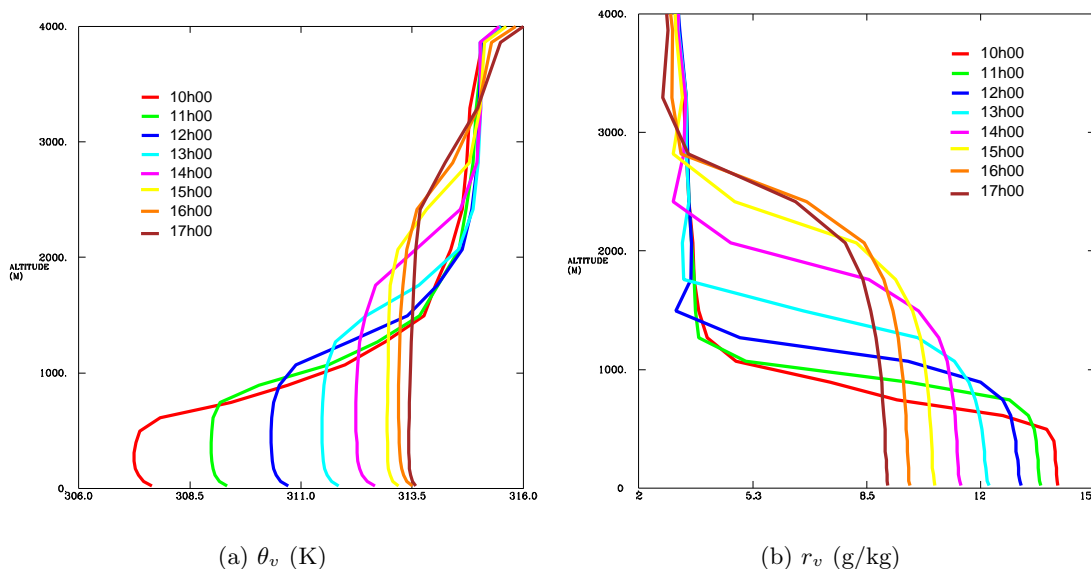


FIG. 6.12 – Profils verticaux simulés de (a) θ_v et (b) r_v de 10h à 17h.

Comme l’illustre la figure 6.12, la couche limite croît de 400 m à 9h jusqu’à 2400 m à 17h. Elle se réchauffe de 307 K à 313.5 K (en θ_v) et s’assèche de 14 g/kg à 8.5 g/kg. Les gradients au sommet de la couche limite sont forts surtout de 10h à 14h (5 K et 7 g/kg). Les vents horizontaux sont assez faibles entre 2 et 5 m/s. La simulation présente, à 9h et 10h, des rouleaux espacés d’environ 2 km et alignés avec le vent moyen puis ces structures évoluent rapidement en cellules (*c.f.* figure A.4), scénario de transition semblable au cas de référence *IHOP*₂₀₀₂. Le flux sensible atteint un maximum de 300 W/m^2 alors que le flux latent est plus faible avec un maximum de 160 W/m^2 . Des profils peu stables caractérisent les niveaux au-dessus de la zone d’entraînement favorisant une croissance forte de la couche limite. Les profils verticaux moyens issus des réanalyses ERA40 pour les mois de juin à octobre 1992 (*c.f.* annexe A.1) indiquent que cette journée du 8 octobre 1992 est assez typique des conditions du mois d’octobre avec notamment des profils peu stables au-dessus de la couche limite. L’analyse des positions respectives des hauteurs de couche limite définies thermodynamiquement, h_{θ_v} (à partir du profil de θ_v) ou dynamiquement, h_{cis} (à partir du cisaillement de vent) indique une variation importante de ces positions au cours de la journée : le matin jusqu’à 11h, h_{θ_v} se situe en dessous de h_{cis} ; ensuite, h_{θ_v} rejoint h_{cis} . Le cisaillement peut donc jouer un rôle sur la dynamique de couche limite à partir de midi.

Mahrt (1976) souligne que l’existence de gradients verticaux de r_v peut être lié à la rapide croissance de la couche limite dans une couche très sèche où ce fort gradient d’humidité n’est pas immédiatement annulé par le mélange. Ce n’est pas le cas sur cette journée où les profils de r_v sont assez bien mélangés dans la couche limite malgré sa forte croissance dans un environnement sec. Le gradient vertical moyen de r_v sur la couche limite est de l’ordre de 0.5 g/kg sur 1000 m en accord avec *André et al.* (1979).

6.4.1.2 Distribution de la vapeur d'eau

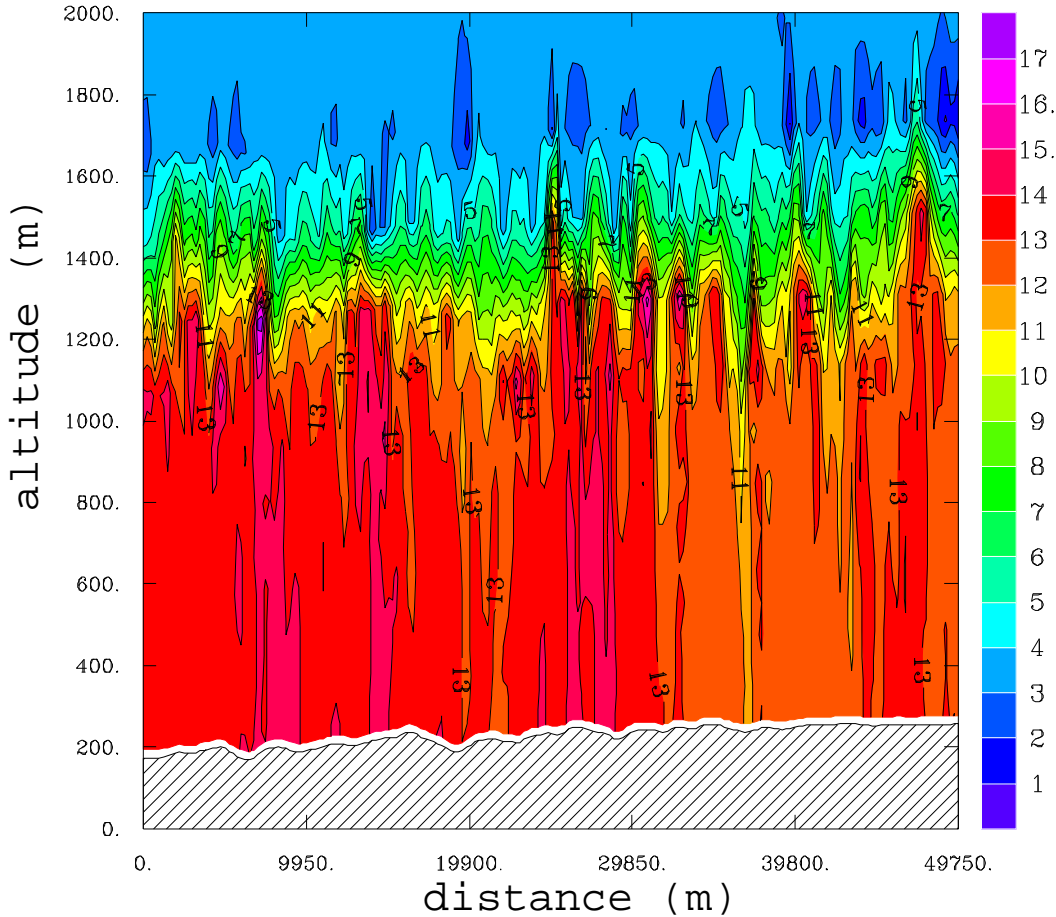


FIG. 6.13 – Coupe verticale simulée de r_v (en g/kg) à 12h.

Les coupes verticales issues de la simulation (*c.f.* figure 6.13) indiquent l'existence d'intrusions d'air sec provenant de la zone d'entraînement et atteignant des niveaux assez bas de la couche limite notamment à 38 km.

Les distributions de vapeur d'eau ont été obtenues aux différents niveaux¹² du modèle. Au paravant, les données sont filtrées pour séparer la variabilité à submésos-échelle (inférieure à 10 km) et à méso-échelle (supérieures à 10 km). Deux exemples d'évolution verticale de la distribution de la vapeur d'eau à submésos-échelle, respectivement à 13h et 17h, sont indiqués sur la figure 6.14. La skewness est négative dans la couche limite (augmentant avec l'altitude) et légèrement positive au-dessus. À z_i , la distribution est plus large et plus symétrique. La skewness négative maximale est de -1. à 13h et -1.2 à 17h. La variance de la vapeur d'eau est maximale au sommet de la couche limite. Elle croît jusqu'à 12h ($\sigma_{rv} \sim 3$ g/kg) puis décroît jusqu'à 15 h ($\sigma_{rv} \sim 2.2$ g/kg) et croît à nouveau quand la couche limite devient plus stationnaire ($\sigma_{rv} \sim 2.7$ g/kg), suivant donc une évolution similaire à celle de la simulation *IHOP*₂₀₀₂. En plus de la variabilité à submésos-échelle décrite ci-dessus, une variabilité à méso-échelle est également importante du fait du gradient N/S illustré sur la figure A.3 qui présente une coupe horizontale d'un plus grand domaine et sur la figure 6.16 qui indique l'anomalie de vapeur d'eau à 300 m d'altitude.

¹²Dans cette simulation l'orographie varie de 160 m à 260 m

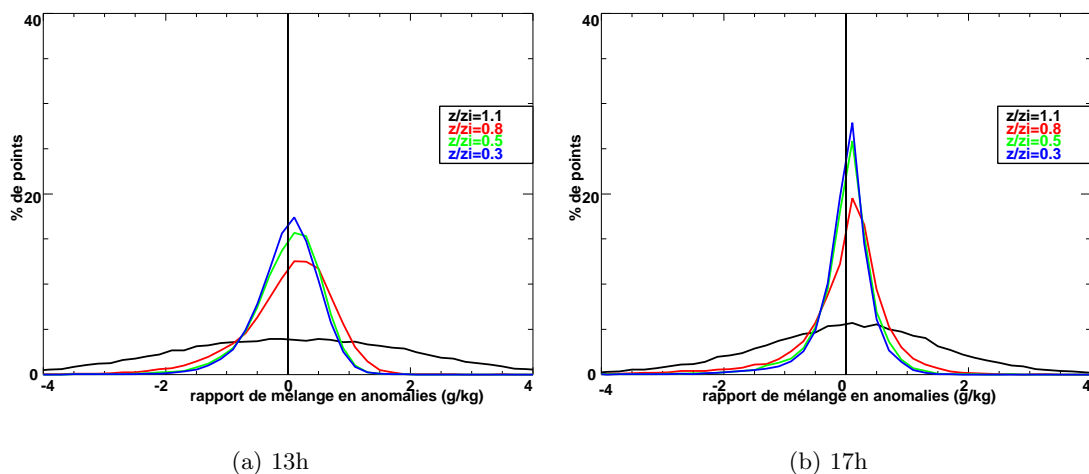


FIG. 6.14 – Distribution de r'_v (filtrées à 10 km) en fonction de l'altitude dans la couche limite (a) à 13h et (b) à 17h.

Les caractéristiques de la variabilité de la vapeur d'eau dans la couche limite sur cette simulation HAPEX-Sahel sont proches de celles du cas de référence $IHOP_{2002}$ avec :

- l'existence de nombreuses descentes d'air sec provenant de la zone d'entraînement et pénétrant profondément dans la couche limite
- une variabilité submésos-échelle caractérisée par une distribution à asymétrie négative
- une variabilité mésos-échelle non négligeable

6.4.1.3 Restitution du flux de vapeur d'eau

A partir de la simulation, il est tout d'abord possible de déterminer l'échelle de filtrage minimale permettant de ne pas sous-estimer le flux de vapeur d'eau. La figure 6.15 montre ces résultats à 12h et 17h. Un filtrage des échelles supérieures à 4 km semble suffisant pour calculer un flux représentatif sur la journée. Ce filtrage a d'ailleurs été choisi indépendamment de ce résultat pour filtrer les mesures avions. Ce filtrage s'avère aussi nécessaire si l'on veut éliminer les contributions résultant du gradient mésos-échelle qui induit un flux important (*c.f.* comparaison de la figure 6.16 et la figure 6.17, ce flux est au moins deux fois plus fort).

L'étude de cette simulation a aussi montré l'existence de descentes d'air sec et d'une skewness négative dans la couche limite sur un cas semi-désertique. Cette simulation pourra permettre de mieux comprendre la relation entre sous-estimation des flux de surface mesurés par avion et la skewness négative de la couche limite suggérée par *Said et al.* (2000). Leur étude montre en effet que la sous-estimation des flux a lieu même sur les flux calculés à partir de transects avions très bas dans la couche limite (80 m au-dessus de la surface). Ce résultat, comme l'existence de "poches d'air sec" près de la surface suggérée par l'étude de *Mahrt* (1991), semble indiquer que l'entraînement peut dans certaines conditions modifier la couche limite jusqu'à des niveaux très bas. Les structures du flux résolu traduisent plutôt les échelles de fluctuations de la vitesse verticale comme le montrent les figure 6.16 et figure 6.17. Il serait utile de considérer également la modification induite par le choix d'orientation (trajet de l'avion) sur le calcul de flux pour tester l'influence possible des organisations non isotropes de couche limite, rouleaux (figure 6.16 et figure 6.17).

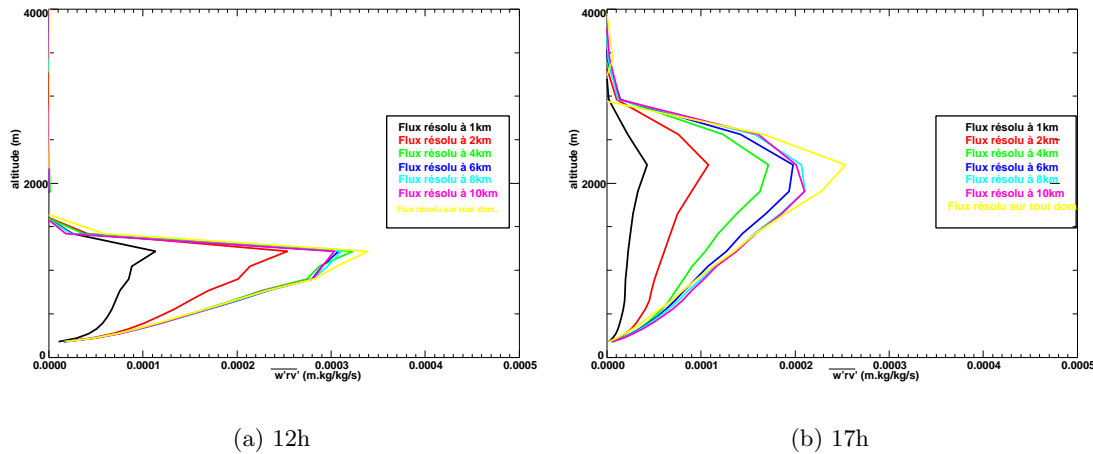


FIG. 6.15 – Profils verticaux du flux de vapeur d'eau résolu calculé à partir de la simulation pour différentes échelles de filtrage (1, 2, 4, 6, 8, 10 km par rapport au flux total en jaune) à (a) 12h et (b) 17h.

6.4.2 La couche limite continentale nuageuse

Il s'agit d'une situation de couche limite continentale nuageuse (développement de petits cumulus) observée sur le site ARM-SGP (*c.f.* chapitre 3), soit sur une zone très proche de celle du cas *IHOP*₂₀₀₂. La description de cette simulation est donnée en annexe A.2. Ce cas diffère cependant du cas de référence de notre étude. En effet, ici, la couche limite s'humidifie jusqu'à 14h soit pendant la phase de forte croissance de la couche limite, du fait de flux de chaleur latente assez forts puis s'assèche légèrement ensuite lorsque les flux de chaleur latente diminuent alors que la couche limite continue de s'épaissir lentement (*c.f.* figure 6.19). Le profil du flux de chaleur latente est constant voire décroissant dans la couche limite. Les nuages se forment rapidement et la fraction nuageuse est d'environ 10%. Ces deux cas s'opposent d'après les critères de *Mahrt* (1991) puisque le premier est caractérisé par une couche limite qui s'assèche et le deuxième une couche limite qui s'humidifie pendant une période de temps comparable (soit avant 14h). De plus, l'impact de l'advection est faible dans cette simulation (*Brown et al.*, 2002).

Dans cette section, nous présentons brièvement la variabilité simulée de la vapeur d'eau et discutons la présence des intrusions d'air sec. La figure 6.18 montre un exemple de coupe verticale dans la simulation à 14h. On note la présence de zones d'air sec qui sont également associées à des vitesses verticales négatives. Elles descendent profondément (certaines atteignent la surface) et ont un diamètre de plusieurs centaines de mètres.

Le profil de la variance de l'eau totale présente deux maxima (*c.f.* figure 6.19) un au sommet de la couche limite sous-nuageuse et un dans la couche limite nuageuse dès 11h (où les nuages ont déjà commencé à se développer). Le profil vertical de $w'r'_v$ est assez constant sur toute l'épaisseur de la couche limite, décroît légèrement le matin (profil de 11h) en accord avec une couche limite qui s'humidifie. La figure 6.20 montre un exemple de distribution de vapeur d'eau simulée à 14h. La distribution est asymétrique (avec une skewness négative) et ce d'autant plus dans les niveaux hauts de la couche limite où $S = -0.3$ contre -0.04 dans la moitié basse de la couche limite. Ces valeurs de skewness sont cependant nettement plus faibles que dans le cas *IHOP*₂₀₀₂. Les descentes sont donc observées dans des cas assez différents. La présence des nuages peut cependant modifier les mécanismes à l'origine de ces descentes.

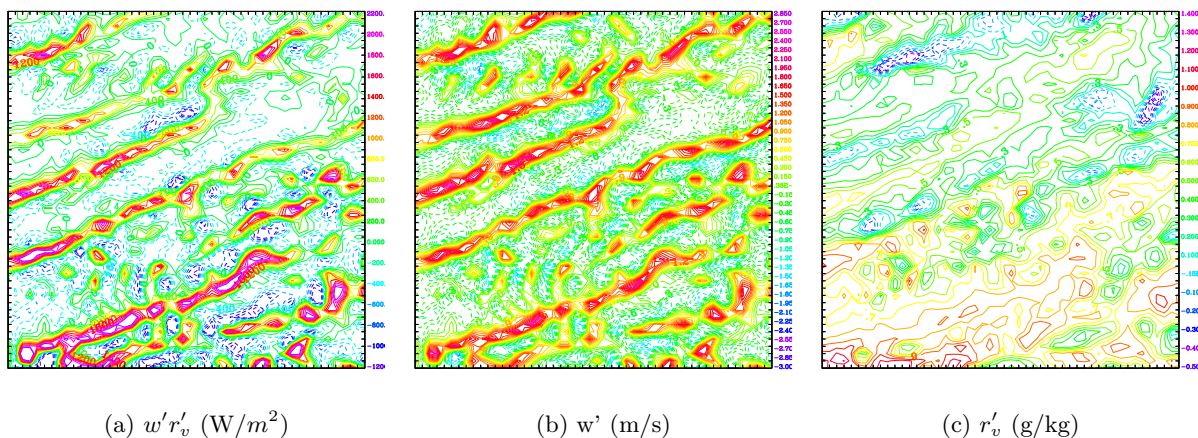


FIG. 6.16 – Coupe horizontale à 300 m d'altitude du flux résolu de vapeur d'eau (à gauche), de l'anomalie en vitesse verticale (au centre) et de l'anomalie en rapport de mélange (à droite). Ces champs n'ont pas été filtrés au préalable.

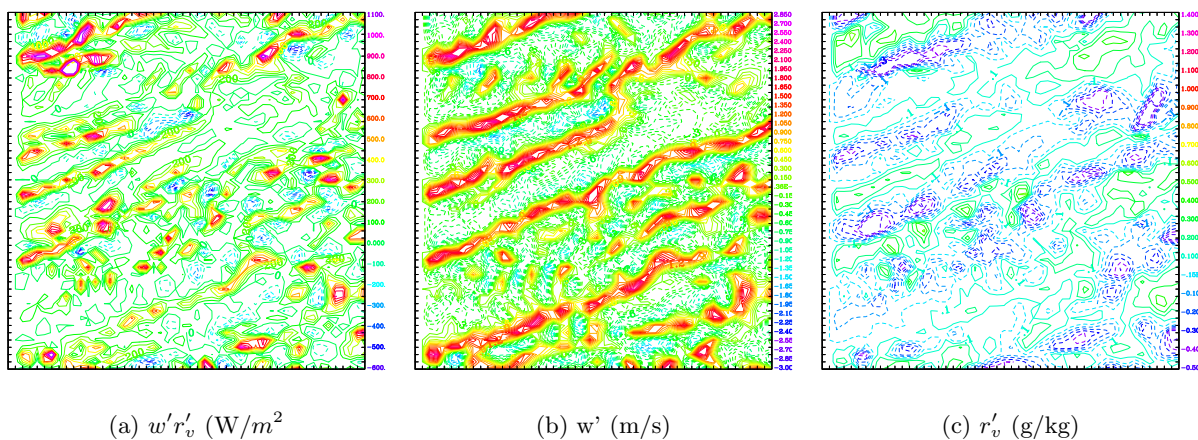


FIG. 6.17 – Coupe horizontale à 300 m d'altitude du flux résolu de vapeur d'eau (à gauche), de l'anomalie en vitesse verticale (au centre) et de l'anomalie en rapport de mélange (à droite). Ces champs ont été filtrés au préalable par une moyenne glissante sur 4 km. L'échelle de couleurs de la figure (a) est divisée par deux par rapport à la figure 6.16.

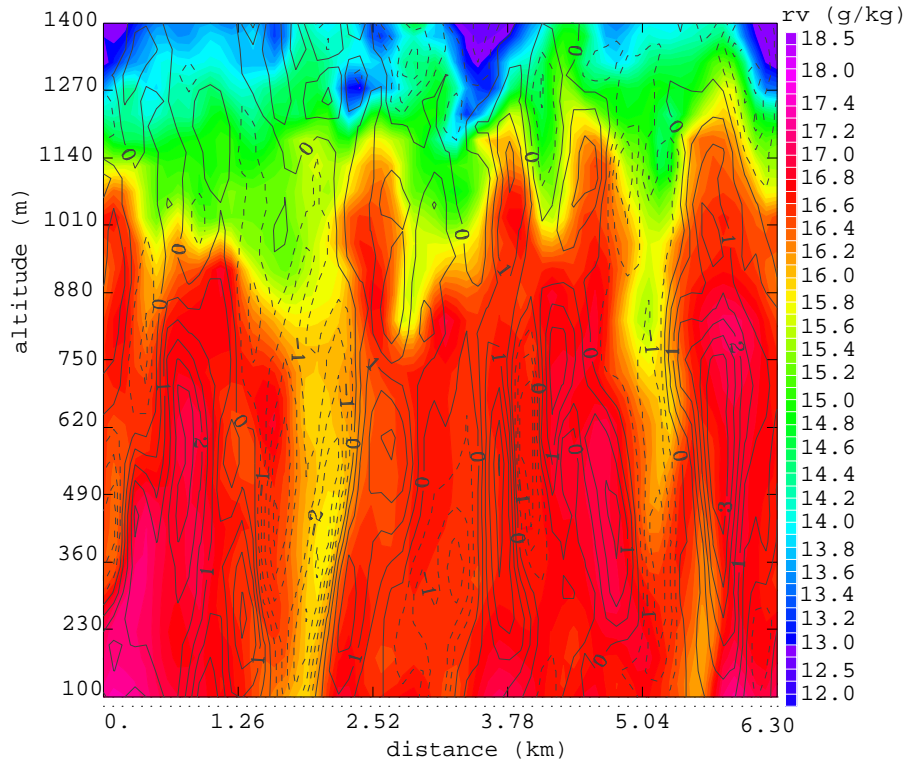


FIG. 6.18 – Coupe verticale de r_v (en couleurs) et isotachs de vitesse verticale (contours tous les 0.5 m/s) à 14h.

6.5 Conclusion

L'analyse conjointe des observations et de simulations LES a permis de montrer qu'une forte variabilité de la vapeur d'eau était présente aux échelles inférieures à 10 km et ce même en l'absence d'organisations en rouleaux indiquant que d'autres mécanismes que les rouleaux (mécanisme principal de variabilité proposée dans l'étude de *Weckwerth et al.*, 1996) peuvent expliquer cette variabilité. Les observations comme les simulations indiquent l'existence d'intrusions d'air sec provenant de la zone d'entraînement et pouvant atteindre des niveaux assez bas dans la couche limite. Ces descentes contribuent significativement à la variance et au flux de vapeur d'eau. Elles soulignent l'importance des processus d'entraînement.

Enfin, les résultats sur la variabilité de la vapeur d'eau aux échelles inférieures à 10 km ont été mises en perspective par l'étude de simulations d'autres types de couche limite : une couche limite en zone semi-désertique et une couche limite continentale nuageuse. La couche limite sahélienne présente des caractéristiques proches de celle du 14 juin au-dessus des Grandes plaines américaines avec notamment la présence de nombreuses intrusions sèches et de skewness négatives dans la couche limite. La couche limite continentale nuageuse contient également des descentes sèches mais la présence de nuages peut modifier les mécanismes impliqués.

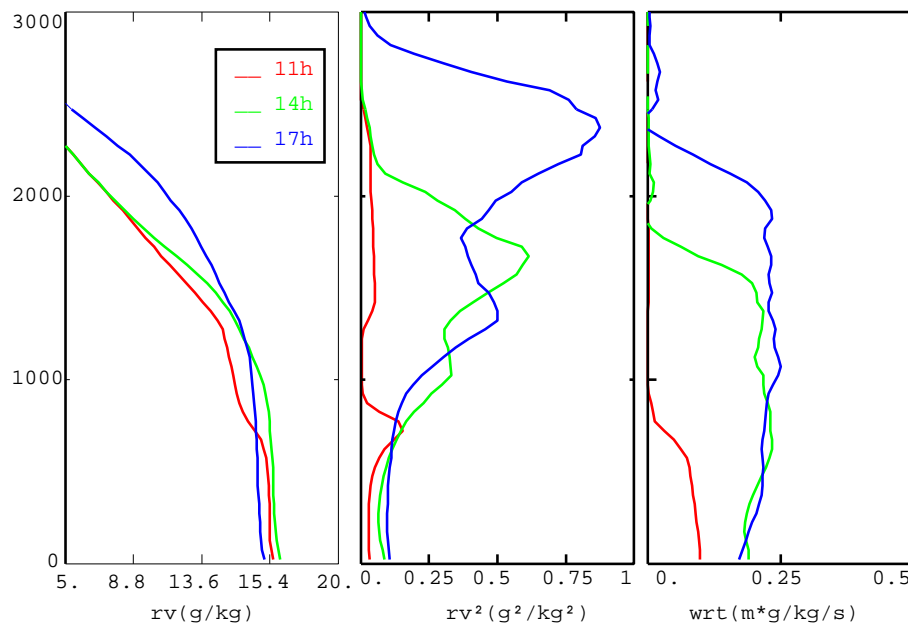


FIG. 6.19 – Profils verticaux de r_v (à gauche), de la variance de r_v (au centre) et du flux vertical d'eau totale (à droite) à 11h (en rouge), 14h (en vert) et 17h (en bleu).

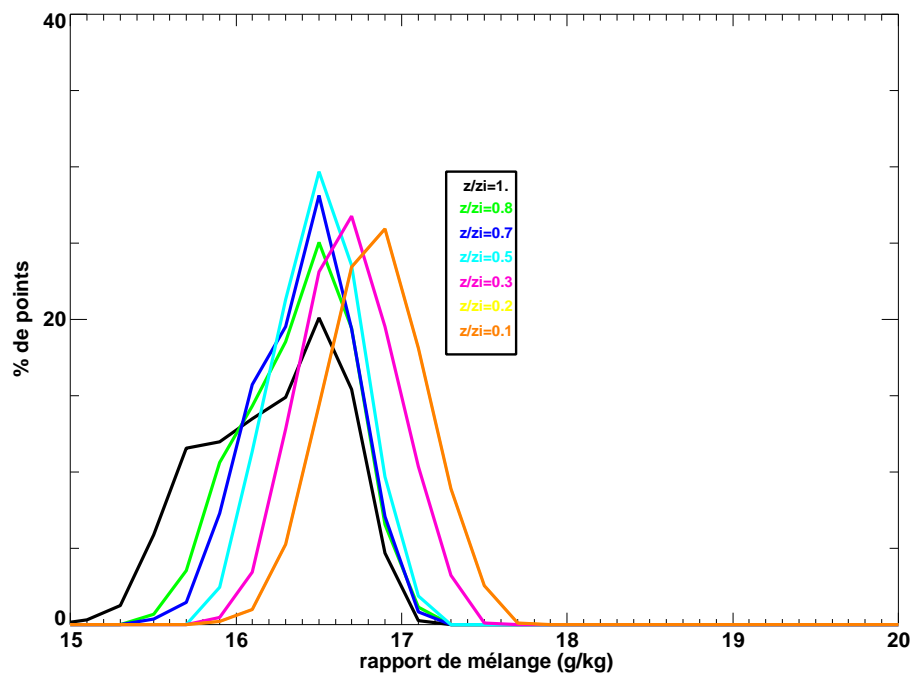


FIG. 6.20 – Distribution de r_v à différents niveaux dans la couche limite à 14h.

Chapitre 7

Variabilité de vapeur d'eau : paramétrisations et bilans

Sommaire

7.1	Les schémas de couche limite convective	140
7.1.1	Les différentes paramétrisations	140
7.1.2	La représentation de la vapeur d'eau par ces schémas	142
7.2	Lois de similitudes	143
7.2.1	Présentation	143
7.2.2	Comportement	144
7.3	Tests 1D	145
7.3.1	Moments de vapeur d'eau	146
7.3.2	Comparaison des bilans	148
7.4	Bilans de vapeur d'eau	150
7.5	Conclusion	158

Les moments faisant intervenir la vapeur d'eau permettent une quantification synthétique de la variabilité de la vapeur d'eau. De plus, ils correspondent à des paramètres clés des schémas de turbulence et de représentation des nuages sous-maille. Ces paramétrisations ont pour objet de représenter l'effet des processus non résolus explicitement par le modèle sur les variables résolues (elle ne nécessite pas forcément une compréhension détaillée de toute la complexité des processus en question).

Dans cette partie, la représentation de la variabilité de la vapeur d'eau par les paramétrisations est discutée et testée dans un cadre unidimensionnel. Nous proposons d'abord un inventaire des différents types de paramétrisations de la turbulence de couche limite dans lequel nous soulignons comment la variabilité de la vapeur d'eau est représentée par chaque type. Ensuite, nous discutons la représentation de la variabilité de la vapeur d'eau par les lois de similitude et par la version unidimensionnelle de Méso-NH. Enfin, l'étude du bilan des moments de la vapeur d'eau dans la simulation de référence permet de déterminer les principaux processus responsables de la skewness négative de la vapeur d'eau dans la couche limite convective.

7.1 Les schémas de couche limite convective

Idéalement, une paramétrisation doit, tant que possible, rester simple tout en conservant un caractère général, et faire intervenir le moins possible d'hypothèses ad-hoc. Depuis le début des années 70, différentes paramétrisations ont été proposées pour modéliser les processus de turbulence dans les modèles à méso-échelle et GCM. Les équations permettant de résoudre l'écoulement turbulent se déduisent de la décomposition de Reynolds, mais l'ensemble est infini. En effet, chaque équation d'évolution d'un moment d'un ordre donné contient des moments de l'ordre supérieur. Les paramétrisations ont alors recours à une '*fermeture*' pour clore le système. Elle consiste à approximer les moments d'un ordre donné et permet ainsi de pouvoir résoudre les équations d'évolution des moments d'ordre inférieur.

Les paramétrisations peuvent être hiérarchisées selon l'ordre de fermeture, on distingue :

- les fermetures à l'ordre 0 comme les relations de similitudes ou schémas 'bulk' qui ne contiennent aucune équation pronostique.
- les fermetures à l'ordre 1 qui contiennent des équations pronostiques pour les moments d'ordre 1. Ces fermetures peuvent être locales comme la théorie de la diffusion turbulente ou K-théorie, ou non locales comme les schémas en flux de masse.
- les fermetures aux ordres supérieurs ont des équations pronostiques de moments d'ordre supérieur à 1.

Une revue critique évaluant les différents schémas de couche limite a été proposée par *Ayotte et al.* (1996). Elle indique que certains schémas fonctionnent mieux sous certaines conditions (les conditions testées couvrent des inversions faible/forte, des flux en surface faible/fort et la présence ou non de vent géostrophique). Cette étude souligne aussi que l'ensemble des schémas a des difficultés à représenter les processus d'entraînement au sommet de la couche limite.

Les problèmes actuels des paramétrisations de couche limite concernent le couplage entre la couche limite sous-nuageuse et la couche nuageuse, le traitement non-local des cellules convectives (thermiques) qui peuvent transporter chaleur et scalaires vers le haut, le rôle de la physique humide et les aspects microphysiques.

Nous proposons ici un bref aperçu des différentes paramétrisations de la couche limite en spécifiant à chaque fois la façon de prédire la variabilité de la vapeur d'eau de chaque paramétrisation.

7.1.1 Les différentes paramétrisations

Cette section liste dans un premier temps les différents types de paramétrisations de couche limite. Dans un deuxième temps, elle montre comment la vapeur d'eau est représentée dans ces différents types de schéma.

7.1.1.1 Les relations de similitudes et schémas 'bulk'

Les relations de similitudes sont des relations empiriques déduites des caractéristiques moyennes de la CL. Une sélection de variables est organisée en nombre adimensionnel supposé constant et dont la valeur est déduite d'expériences en cuve ou de campagnes de mesures. Ces relations s'appliquent à des états stationnaires. *Deardorff* (1970) a proposé des lois de similitudes valables dans la CL mélangée en convection libre permettant de prévoir les profils de variance et de flux des variables thermodynamiques.

Les schémas 'bulk' prévoient de manière très simplifiée les caractéristiques moyennes de la couche limite. Ils permettent par exemple de résoudre la hauteur, la température potentielle et le rapport de mélange de la CL mélangée à partir de l'évolution de flux de surface comme cela a été proposé dans le chapitre 4. De tels schémas ont été proposés par *Tennekes* (1973) ou *Hayden* (1997).

7.1.1.2 Les fermetures locales

Les fermetures locales proposent de définir une quantité inconnue en un endroit donné à partir de valeurs ou gradients en ce même endroit. Elles peuvent être de différents ordres selon l'ordre des moments qui sont pronostiqués. Nous présentons ici la fermeture la plus classique, il s'agit de la diffusion turbulente ou K-théorie, une fermeture d'ordre 1. Cette théorie s'appuie sur l'analogie entre les processus turbulents et la diffusion moléculaire. Le flux d'une variable X s'exprime alors $\overline{w'X'} = -K * \frac{\partial X}{\partial z}$ où K est un coefficient de diffusion turbulente. Ce coefficient peut s'exprimer en fonction d'une longueur de mélange où $K = l^2 * \frac{\partial u}{\partial z}$. Cette théorie est adaptée aux couches limite stables mais elle ne permet pas de rendre compte du transport effectué par les structures organisées de la CL (*Deardorff*, 1972; *Holtslag et Moeng*, 1991). En effet, dans une CBL, la moitié haute de la couche limite est souvent caractérisée par un profil légèrement stable de la température potentielle alors que le transport de chaleur s'effectue vers le haut, on parle de *transport à contre-gradient*. Cependant, la variation du coefficient K avec l'altitude peut permettre théoriquement de tenir compte d'une partie advective (si K est fonction de z) en plus d'un terme diffusif comme l'indique le terme de gauche de l'équation suivante (*Cheinet*, 2002) :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial(-\overline{w'\theta'})}{\partial z} = K * \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{\partial K}{\partial z} * \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

D'autres fermetures locales ont été proposées à des ordres supérieures comme la paramétrisation de Mellor et Yamada qui résout pronostiquement l'évolution de l'énergie cinétique. On parle ici de fermeture d'ordre 1.5 (i.e. ordre 2 simplifié) puisque seule l'équation de l'évolution de l'énergie cinétique est retenue parmi les équations d'ordre 2.

7.1.1.3 Les fermetures non-locales

La limite des fermetures locales a entraîné le développement de fermetures non-locales permettant de rendre compte de l'existence de transports à contre gradient par les organisations de la couche limite. Les fermetures non-locales se séparent en deux parties celles qui ont gardé un formalisme local mais ont introduit un aspect non-local via la prise en compte d'un contre-gradient ou la modification de la longueur de mélange et celles qui utilisent un nouveau formalisme comme les matrices de transilience ou les schémas en flux de masse.

Le contre-gradient :

Déjà *Deardorff* (1972) proposait l'introduction du contre-gradient pour représenter les transports effectués par les structures de couche limite à contre gradient. Depuis plusieurs études ont permis de dériver une expression physique de ce contre-gradient (*Holtslag et Moeng*, 1991). *Abdella et McFarlane* (1997) proposent un schéma d'ordre 1.5 avec une équation d'évolution de l'énergie cinétique. Ils diagnostiquent les autres moments d'ordre 2 à partir d'un formalisme de schéma en flux de masse appliqué aux moments d'ordre 3. Ils ajoutent ainsi une caractéristique non-locale au schéma initial. Ces équations aboutissent à un formalisme type 'contre-gradient' et en fournissent une autre interprétation physique.

La longueur de Bougeault-Lacarrère :

Cette longueur de mélange est non-locale (*Bougeault et Lacarrère, 1989*). Elle correspond à la distance maximale que peut parcourir une parcelle d'air étant donné son énergie cinétique. Dans Méso-NH, le schéma de turbulence (*Cuxart et al., 2000*) utilise cette longueur dans le calcul des moments d'ordre 2 dans le cas de simulations méso-échelle ou 1D. Dans les simulations LES, l'échelle de longueur utilisée est celle de la maille car les transports liés aux structures de couche limite sont résolus. La longueur de mélange utilisée dans Méso-NH ne correspond pas exactement à la longueur de Bougeault-Lacarrère près de la surface. En effet, elle a été modifiée afin de retrouver les lois de Monin-Obukhov.

Les matrices de transilience :

Stull et Driedonks (1987) ont proposé un formalisme différent de celui de la diffusion turbulente. Ils résolvent une matrice contenant les coefficients d'échange entre les différents niveaux, nommées 'matrice de transilience'. Ce formalisme est très général. Une variable $X_i(t)$ caractérisant le niveau vertical i est obtenu à partir d'un intervalle Δt par $\overline{X_i(t, \Delta t)} = \sum_{k=1}^N c_{ik}(t, \Delta t) * \overline{X_k(t)}$ et le flux de cette variable vaut $\overline{w'X'}(i) = \frac{\Delta z}{\Delta t} * \sum_{k=1}^i [\sum_{j=i}^N (c_{kj} * X_j - c_{jk} * X_k)]$. Tout dépend de la façon de prescrire les coefficients d'échange c_{ik} .

Les schémas en flux de masse :

Un formalisme en flux de masse (utilisé initialement pour représenter la convection profonde, *Arakawa et Schubert, 1974*) est appliqué à la convection peu profonde et la convection de couche limite depuis une dizaine d'années. Ce formalisme en flux de masse permet de représenter les mouvements d'échelle de l'ordre de la hauteur de couche limite et s'ajoute en général à une paramétrisation de turbulence locale représentant la turbulence de petite échelle comme dans *Hourdin et al. (2002)* ou *Soares et al. (2004)*.

7.1.2 La représentation de la vapeur d'eau par ces schémas

Nous précisons ici la représentation de la vapeur d'eau des différents schémas en gardant la hiérarchie des schémas utilisée ci-dessus.

7.1.2.1 Les relations de similitudes et schémas 'bulk'

Les relations de similitudes peuvent rendre compte de la variance de l'humidité comme proposée par *Deardorff (1972)* : $r_v'^2 = r_{v*}^2 * 1.8 * (\frac{z}{z_i})^{-\frac{2}{3}}$. Cette loi permet d'expliquer la variance dans la moitié basse de la couche limite mais n'est pas adaptée à la partie haute. Ainsi, *Guillemet et al. (1983)* ont souligné l'importance de l'entraînement dans la partie haute de la couche limite et expliquent ainsi la déficience de cette loi. Ils proposent une nouvelle échelle convective tenant compte du flux de vapeur d'eau au sommet de la couche limite. Ensuite, des lois de similitudes tenant compte des processus d'entraînement au sommet de la couche limite ont été développées. Elles sont détaillées dans la section suivante.

Les modèles 'bulk' ne fournissent pas d'information sur la variance de la vapeur d'eau. Ils prévoient seulement le saut de vapeur d'eau (Δq) au sommet de la couche limite.

7.1.2.2 Les fermetures locales

Dans cette théorie, le flux de vapeur d'eau et la variance s'expriment en fonction du gradient vertical local de vapeur d'eau. En effet, si $r'_v \sim \frac{\partial r_v}{\partial z} * l$ où l est une longueur de mélange alors $r_v'^2 \sim l^2 * (\frac{\partial r_v}{\partial z})^2$.

7.1.2.3 Les fermetures non-locales

Dans Méso-NH, la variance de la vapeur d'eau dans la couche limite est donnée par :

$$\overline{r_v'^2} = C * l^2 (\frac{\partial \overline{r_v}}{\partial z})^2 \Phi_m$$

où l est la longueur de mélange de *Bougeault et Lacarrère* (1989), C une constante et Φ_m une fonction de stabilité tenant compte des gradients locaux de température et de rapport de mélange. Le flux de vapeur d'eau est calculé suivant $\overline{w'r'_v} = -K * \frac{\partial \overline{r_v}}{\partial z}$ où $K = l * \sqrt{\epsilon}$. Les moments d'ordre 3 sont négligés.

Un schéma en flux de masse prévoit une variance de r_v par les structures cohérentes :

$$r_v^2 = \alpha_u * (r_{vu} - \overline{r_v})^2 + (1 - \alpha_u) * (r_{vd} - \overline{r_v})^2 = \frac{\alpha_u}{1 - \alpha_u} * (r_{vu} - \overline{r_v})^2$$

où α_u est la fraction de surface couverte par les 'updrafts', r_{vu} , la valeur du rapport de mélange en vapeur d'eau caractérisant l'updraft générique, et r_{vd} , la valeur du rapport de mélange en vapeur d'eau caractérisant le downdraft générique. Par exemple, *Soares et al.* (2004) expriment la variance de la vapeur d'eau comme la somme de la contribution du schéma de turbulence en diffusion et de celle du schéma en flux de masse et vaut donc :

$$r_v^2 = C_a (\frac{\partial r_v}{\partial z})^2 - C_b * M * (r_{vu} - \overline{r_v}) * \frac{\partial r_v}{\partial z}$$

avec C_a et C_b deux constantes et M le flux de masse.

En résumé, il existe tout un spectre de représentation de la vapeur d'eau dans la couche limite associée au spectre des schémas de couche limite. Par la suite, nous nous intéresserons uniquement à la représentation par les lois de similitude et par Méso-NH (schéma en énergie cinétique avec la longueur de mélange de *Bougeault et Lacarrère*, 1989).

7.2 Lois de similitudes

Nous avons analysé le comportement de deux lois de similitude pour r_v , celle de *Moeng et Wyngaard* (1984) et celle de *Sorbján* (1991).

7.2.1 Présentation

Ces lois tiennent compte de l'effet de l'entraînement au sommet de la couche limite. Elles permettent de rendre compte au premier ordre du profil type simulé et observé malgré leurs formulations différentes. Ces lois s'appliquent sur la couche de 0.1 à 0.9 z_i .

La loi de *Moeng et Wyngaard* (1984) vaut :

$$\overline{r_v'^2} = r_{v*}^2 * [0.4 * (\frac{z}{z_i})^{-\frac{5}{4}} + 2 * R_{r_v} + 2.1 * R_{r_v}^2 * (1 - \frac{z}{z_i})^{-\frac{3}{2}}] \quad (7.1)$$

et celle de *Sorbjan* (1991) :

$$\overline{r_v'^2} = r_{v*}^2 * [2.35 * (\frac{z}{z_i})^{\frac{-2}{3}} * (1 - \frac{z}{z_i})^{\frac{4}{3}} + 8 * R_{r_v}^2 R_\theta^{\frac{-2}{3}} * (\frac{z}{z_i})^{\frac{2}{3}} * (1 - \frac{z}{z_i} + D)^{\frac{-4}{3}}] \quad (7.2)$$

où z_i est la hauteur de couche limite, $r_{v*} = \frac{\overline{w'r_v'}}{w^*}$ et $w^* = (g * \overline{w'\theta'} * z_i * \frac{1}{\theta_v})^{\frac{1}{3}}$ les échelles convectives définies par *Deardorff* (1970), $R_{r_v} = \frac{\overline{w'r_v'z_i}}{\overline{w'r_v'0}}$ et $R_\theta = \frac{\overline{w'\theta'z_i}}{\overline{w'\theta'0}}$ les rapports de flux entre le sommet de la couche limite et la surface et enfin $D = \frac{\Delta h}{z_i}$ où Δh traduit l'épaisseur non nulle de la zone d'inversion.

Le formalisme de *Moeng et Wyngaard* (1984) a été développé à partir de l'étude du transport de scalaires, en utilisant un scalaire émis en surface et un autre émis au-dessus de la couche limite. Les constantes de cette loi ont été déduites de simulations LES. Le formalisme de *Sorbjan* (1991) repose sur la superposition d'un régime non-pénétratif où les thermiques ne dépassent pas le sommet de la couche limite et d'un régime pénétratif où les thermiques 'overshootent'. Les constantes de cette loi ont été déterminées à partir de la comparaison à des campagnes de mesures. La principale différence entre ces deux lois réside dans le fait que la loi de *Sorbjan* (1991) tient compte de la stabilité thermique (via R_θ) pour la prévision de la variance de la vapeur d'eau.

Ces deux lois nécessitent la connaissance du rapport du flux d'humidité au sommet de la couche limite et de celui en surface, R_{r_v} , ainsi que le rapport du flux de chaleur, R_θ , pour la loi de *Sorbjan* (1991). Dans la suite de ce travail, nous analysons comment les résultats de la paramétrisation de la turbulence plus sophistiquée de Méso-NH se comparent à ces formulations, et les causes des différences obtenues.

7.2.2 Comportement

La comparaison entre les profils de variances de vapeur d'eau prédits par les lois de similitudes précédentes et ceux prédits par la simulation LES est indiquée sur la figure 7.1. L'accord entre les profils prévus par ces lois et ceux simulés par la LES est assez bon comme l'illustre la figure 7.1. La loi de *Moeng et Wyngaard* (1984) tend à prévoir une zone d'entraînement plus fine que celle de *Sorbjan* (1991) et aussi une variance plus faible dans la couche limite mélangée. L'influence de l'entraînement se fait donc sentir à des niveaux plus bas de la couche limite dans la loi de *Sorbjan* (1991) comme le montre une zone de maximum de variance plus épaisse pour cette loi. Le profil simulé par LES se situe entre les prévisions de ces deux lois. La prise en compte de l'épaisseur de la zone d'entraînement¹ dans la loi de *Sorbjan* (1991) réduit un peu la variance prévue. Ces deux lois permettent de reproduire qualitativement le profil de variance de vapeur d'eau. Cependant, quantitativement, on note des différences avec notamment le maximum des lois qui varie significativement d'une heure à une autre pendant la période de la simulation. La formulation de *Moeng et Wyngaard* (1984) semble la plus adaptée avec notamment une assez bonne estimation de la variance au milieu de la couche mélangée.

Ces lois fonctionnent relativement bien pendant la phase de forte croissance de la couche limite, loin de conditions stationnaires, à condition de prescrire les bons rapports de flux. Dans cette comparaison, les rapports de flux sont issus de la simulation LES. Cependant, ces rapports sont en général difficiles à diagnostiquer car hautement variables d'une situation à l'autre surtout pour le rapport de flux d'humidité. Nous proposons ici de les approximer par les valeurs suivantes.

¹Cette loi ne permet pas cependant de résoudre la variance de vapeur d'eau à z_i .

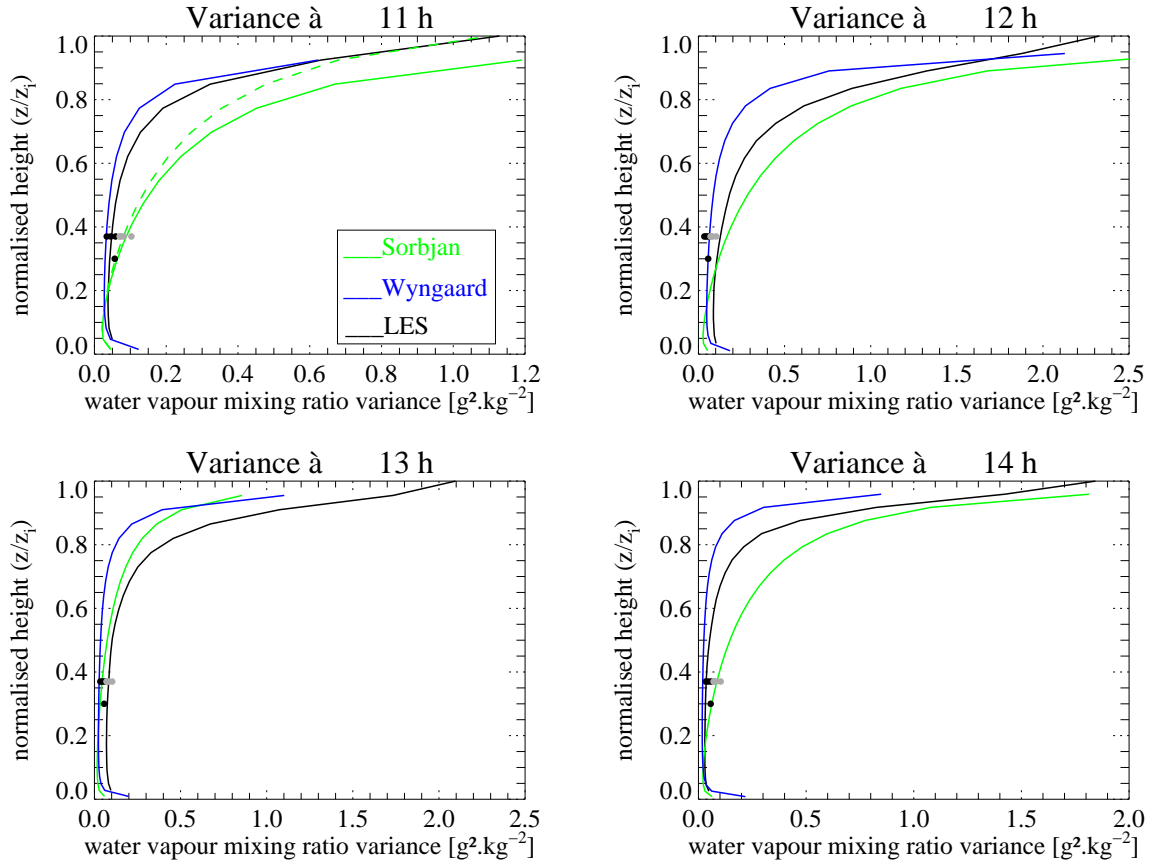


FIG. 7.1 – Variances de vapeur d'eau prévues par lois de similitudes de Moeng et Wyngaard (1984) (en bleu) et de Sorbjan (1991) (en vert, $D = 0$.) et simulées par la LES de référence (en noir). La courbe avec des tirets à 11h correspond à la prévision par la loi de Sorbjan (1991) avec $D = -0.1$ c'est à dire que l'épaisseur de la zone d'entraînement est prise en compte.

Pour R_θ , un consensus semble dominer dans la littérature indiquant un rapport à peu près constant dans une couche limite convective et de l'ordre de -0.2 (Stull, 1988; Zhu et Albrecht, 2002). Pour R_{r_v} , nous proposons ici d'approximer le rapport R_{r_v} par $R_{r_v} = \frac{\Delta r_v}{\Delta \theta} * R_\theta * Bo * \frac{L}{C_p}$ où $\Delta \theta$ et Δr_v correspondent au gradient au sommet de la couche limite. Dans ce cas des erreurs plus larges (souvent surestimation ou sous-estimation de la variance, cela dépend de la force de la stratification en température et en humidité) sont indiquées soulignant une limite de ces lois. L'erreur sur la variance de vapeur d'eau est alors du même ordre de grandeur que la paramétrisation 1D de Méso-NH. En conclusion, si au lieu de prescrire les rapports de flux, on les estime à partir de quelques paramètres, comme décrit ci-dessous, les résultats sont plus délicats. Cela semble souligner que la prise en compte d'autres paramètres est nécessaire comme l'épaisseur de la zone d'entraînement qui varie en fonction de la phase de croissance de la couche limite.

7.3 Tests 1D

Un modèle 1D permet d'étudier les paramétrisations dans un contexte théoriquement et techniquement simplifié. C'est un cadre utilisé dans un grand nombre d'études. L'objectif de cette partie est de caractériser les difficultés des paramétrisations 1D pour la représentation

de la variabilité de la vapeur d’eau. Cette étude consiste à évaluer différentes modifications du schéma de turbulence de Méso-NH en comparant simulations 1D du cas du 14 juin à la simulation LES de référence. Nous nous focalisons uniquement ici sur les caractéristiques de la vapeur d’eau dans la couche limite. Ce travail résulte de collaborations avec S. Tomas et V. Masson.

Le schéma standard de Méso-NH présente certains défauts systématiques en conditions convectives (*Couvreur*, 2000). Il conduit souvent à une couche limite trop basse, instable dans la partie haute de la couche limite et un peu trop humide. Ces défauts sont en grande partie liés à la non prise en compte des transports à contre-gradient comme l’ont montré *Tomas et Masson* (2005). Deux modifications récentes ont été avancées pour le schéma 1D de turbulence de Méso-NH. La longueur de mélange de *Bougeault et Lacarrère* (1989) est augmentée² (*Hidalgo*, 2004). *Tomas et Masson* (2005) ont modifié le schéma de turbulence pour prendre en compte les moments d’ordre 3 de la température potentielle ($\overline{w'^2\theta'}$ et $\overline{w'\theta'^2}$). Ils proposent d’obtenir ces deux variables à partir de lois de similitudes dépendant des échelles convectives de Deardorff. Ces changements conduisent à une amélioration du comportement thermodynamique de la couche limite diurne simulée (avec notamment une couche stable dans la partie haute et une augmentation de la variance de la température potentielle dans la couche mélangée).

Nous évaluons ici l’impact des modifications précédentes en comparant quatre simulations : la simulation de référence LES (LES), une simulation 1D dans la configuration standard de Méso-NH (std), une simulation 1D tenant compte de la modification de la longueur de mélange (Lmix) et une simulation 1D avec les termes de transport de la chaleur et la longueur de mélange modifiée (Lmix+Mo3).

7.3.1 Moments de vapeur d’eau

La figure 7.2 présente les profils moyens de θ et r_v pour les quatre simulations. Les défauts classiques du schéma standard de Méso-NH sur notre cas d’étude sont retrouvés : couche limite trop basse et trop humide et profil instable dans la partie haute de la couche limite. Ils sont corrigés par la modification de longueur de mélange (Lmix) et par l’introduction des moments d’ordre 3 de température potentielle (Lmix+Mo3). Pour le profil moyen de vapeur d’eau, la modification de la longueur de mélange permet d’obtenir un profil de r_v plus mélangé sur la verticale en accord avec la simulation LES. L’introduction des moments d’ordre 3 permet d’avoir un gradient légèrement négatif et non nul dans la CLM en accord avec la LES. Ces résultats sont représentatifs de la comparaison sur toute la simulation.

La figure 7.3 montre les moments de vapeur d’eau. Le flux de vapeur d’eau est sous-estimé par le schéma standard en accord avec une couche limite plus basse. Le flux de vapeur d’eau simulé par les deux autres simulations est plus en accord avec la LES. Cependant, la variance de vapeur d’eau est sous-estimée par toutes les simulations 1D dans la couche mélangée et au niveau de la zone d’entraînement.

La hauteur de couche limite est variable sur le domaine de simulation comme le montre la distribution à 12h (*c.f.* figure 5.13b). Ces fluctuations sont une source de variance mais leur contribution est faible.

Enfin, précisons ici qu’il est important d’avoir une bonne représentation de la variabilité de la vapeur d’eau dans la partie haute de la couche limite (entre 0.5 et 1. z_i) puisque cette dernière contrôle au premier ordre la variabilité de l’humidité relative comme l’illustre la figure 7.4 à trois

²elle est multipliée par 2 au milieu de la couche limite mais n’est pas modifiée près de la surface ni au niveau de la zone d’entraînement

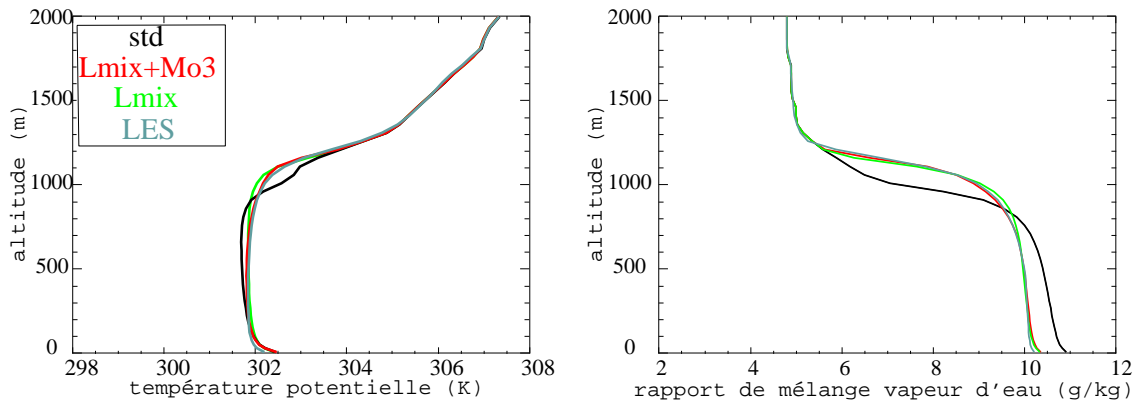


FIG. 7.2 – Profils verticaux de température potentielle en K (à gauche) et de rapport de mélange en vapeur d'eau en g/kg (à droite) à 12h pour les quatre simulations.

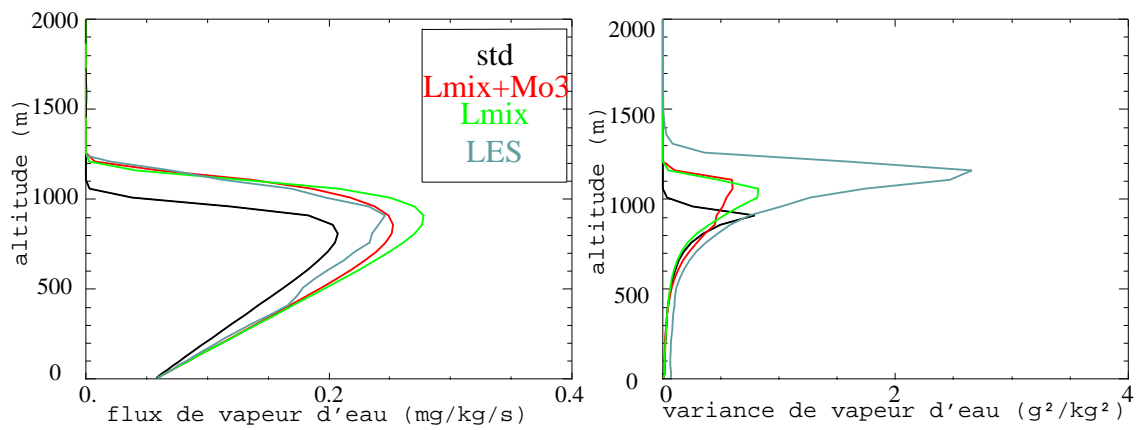


FIG. 7.3 – Profils verticaux de flux de vapeur d'eau en mg/kg/s (à gauche) et de variance de vapeur d'eau en g²/kg² (à droite) à 12h pour les quatre simulations.

niveaux de la couche limite. Sur cette figure, les distributions de l'humidité relative et celles en r_v se comportent très similairement. Or, c'est l'humidité relative qui indique l'existence ou non de condensation. Ces résultats soulignent l'importance de la connaissance de la vapeur d'eau (au moins dans la partie haute de la couche limite) pour la convection nuageuse.

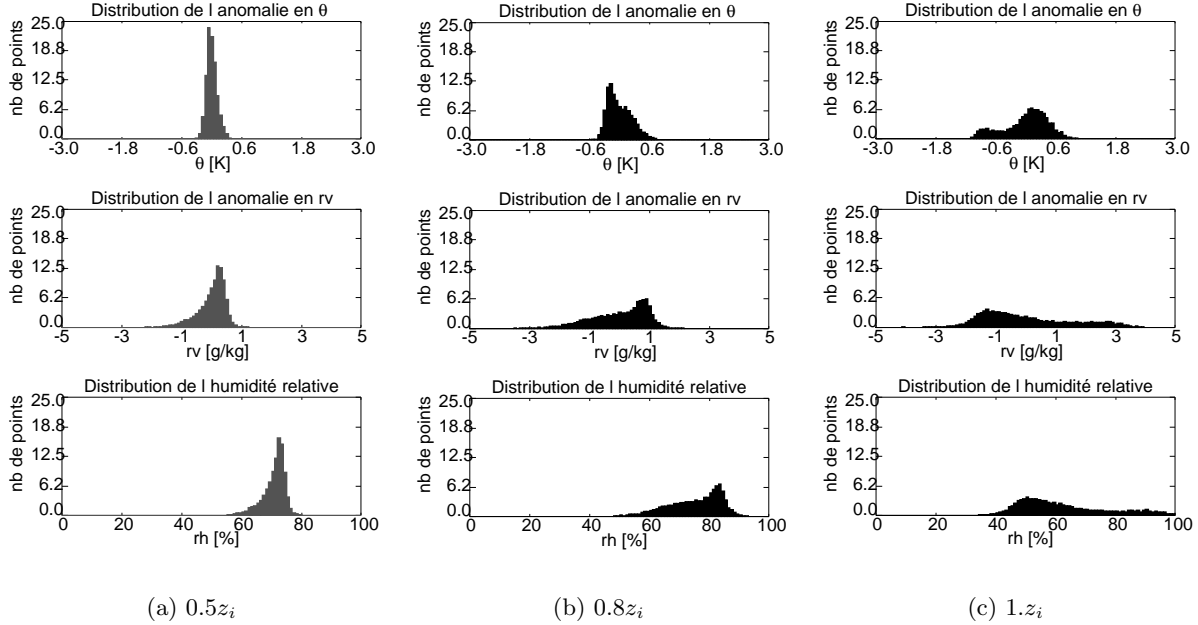


FIG. 7.4 – Distribution de l'anomalie en température potentielle avec un pas de 0.06 K (en haut), l'anomalie en vapeur d'eau avec un pas de 0.1 g/kg (au milieu) et de l'humidité relative avec un pas de 1% (en bas) pour trois niveaux dans la couche limite 0.5 z_i (à gauche), 0.8 z_i (au centre) et 1. z_i (à droite) à 12h.

7.3.2 Comparaison des bilans

Pour mieux comprendre l'origine des différences entre la simulation paramétrée 1D (avec schéma de turbulence) et la LES, nous avons analysé conjointement leurs bilans de variance et flux de vapeur d'eau. Pour ce faire, les bilans de la LES sont moyennés sur le domaine, fournissant ainsi des bilans fonction de l'altitude et du temps. Les contributions sous-maille et résolues de la LES sont sommées pour pouvoir être comparable aux simulations 1D. Le bilan résulte de la somme des contributions des différents processus, à savoir advection horizontale, advection verticale, transport turbulent, diffusion numérique³.

L'équation d'évolution de la variance de la vapeur d'eau s'écrit, pour une vitesse verticale moyenne nulle :

$$\frac{\partial \overline{r_v'^2}}{\partial t} = -2 * \frac{\partial \overline{r_v}}{\partial z} * \overline{w' r_v'} - \frac{\partial \overline{w' r_v'^2}}{\partial z} - D \quad (7.3)$$

Le premier terme du membre de droite correspond à la production par le gradient moyen de r_v , le deuxième au transport turbulent de la variance de r_v et le dernier à la conversion vers les échelles sous-maille.

³La condensation est négligeable, ici.

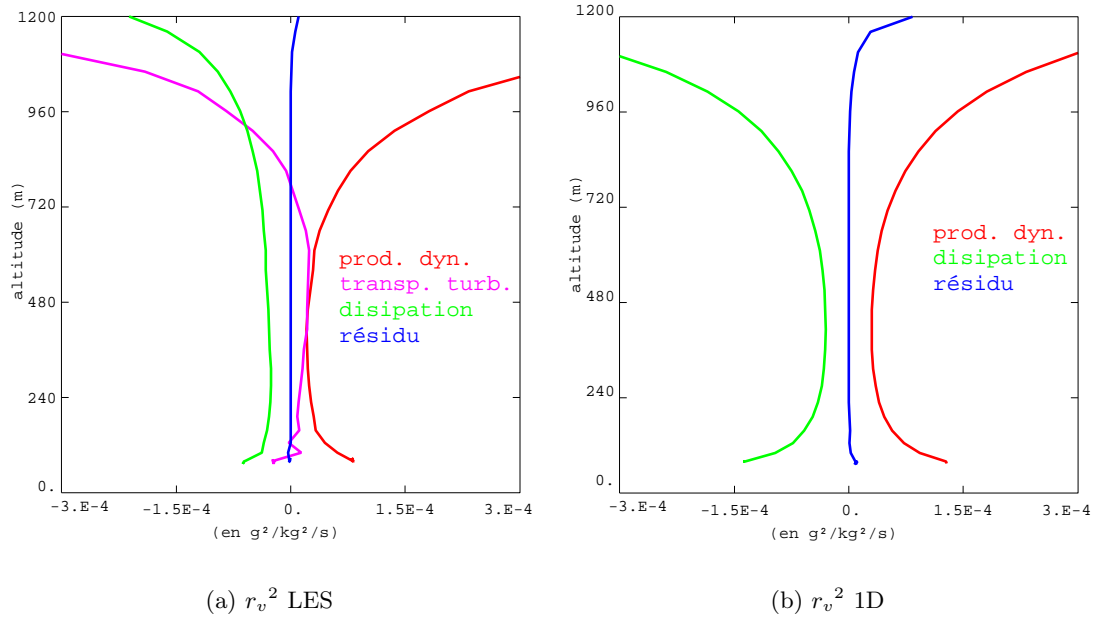


FIG. 7.5 – Bilan de la variance de vapeur d'eau dans la simulation LES (à gauche) et la simulation 1D Lmix+Mo3 (à droite) (moyenné sur la dernière heure de simulation, de 13h à 14h).

La comparaison des bilans de variance de vapeur d'eau (figure 7.5) entre simulation 1D⁴ et la LES révèle l'absence de transport turbulent dans la paramétrisation 1D alors qu'il n'est pas négligeable dans le bilan LES. Ce terme correspond à une source dans la partie basse de la couche limite et un puits dans la partie haute de la couche limite. Il correspond au gradient vertical du flux de variance de vapeur d'eau. Or la variance de vapeur d'eau est toujours positive donc ce terme résulte de deux contributions, une contribution positive par les ascendances ($w'r_v'^2 > 0$) et une contribution négative par les descentes ($w'r_v'^2 < 0$). L'analyse conditionnelle (*c.f.* chapitre 6) sélectionnant les zones d'air sec (telle que l'anomalie de vapeur d'eau soit négative et inférieure à moins la moitié de l'écart-type à $0.8 z_i$, correspondant à un tri assez sélectif) indique que le profil moyen de $w'r_v'^2$ est majoritairement expliqué par ces zones comme l'illustre la figure 7.6 et ce de la surface jusqu'à $0.6 z_i$ (la même répartition existe aux différentes heures de la simulation). Ces altitudes correspondent à la couche où $\overline{w'r_v'^2}$ décroît avec l'altitude, d'où une contribution positive au bilan de la variance de r_v . Or, les descentes d'air sec ne sont pas prises en compte dans le schéma 1D⁵ ce qui peut expliquer en partie la sous-estimation de la variance dans la couche limite par le modèle 1D. Au-dessus de $0.6 z_i$ les descentes n'expliquent plus totalement le flux de variance mais ils y contribuent encore de manière importante (plus de 50% jusqu'à $0.8 z_i$ mais seulement 20% à z_i).

L'équation d'évolution du flux de vapeur d'eau s'écrit pour une vitesse verticale moyenne

⁴Pour les trois simulations, les bilans sont proches de celui présenté ici qui correspond à celui de la simulation Lmix+Mo3

⁵Dans les paramétrisations en 'K-diffusion, les moments d'ordre 3 sont négligés et ne tiennent donc pas compte des transports turbulents de variance. Les schémas en flux de masse représentent un transport non local mais seulement celui correspondant aux thermiques soit un mouvement ascendant, les descentes ne sont pas prises en compte

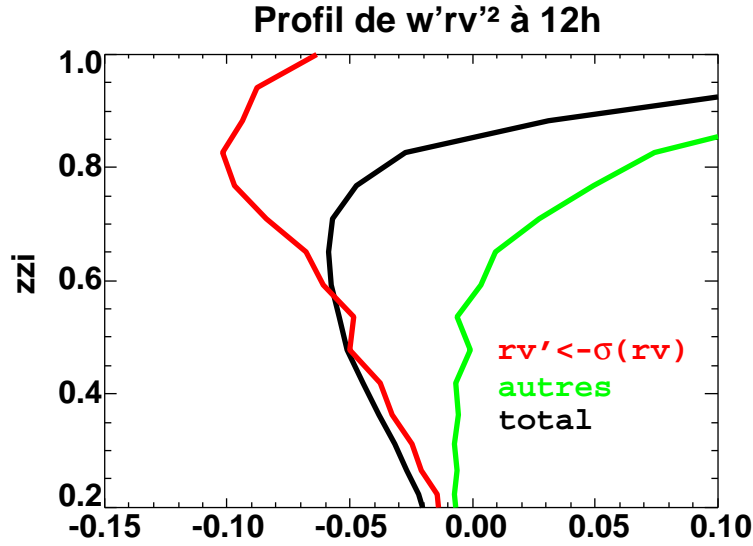


FIG. 7.6 – Profils verticaux du flux de variance de vapeur d'eau en $m.g^2/kg^2/s$ (en noir), de la contribution au flux par les zones d'air sec en rouge ($r'_v < \sigma(rv(0.8z_i))$) et de la contribution au flux par le reste des zones en vert à 12h.

nulle :

$$\frac{\partial \overline{w'r'_v}}{\partial t} = -\overline{w'^2} * \frac{\partial \overline{r'_v}}{\partial z} + \beta * \overline{r'_v \theta'_v} - \frac{1}{\rho} * \overline{r'_v} * \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'^2 r'_v}}{\partial z} - D \quad (7.4)$$

Le premier terme du membre de droite correspond à la production par le gradient de vapeur d'eau, le deuxième à la production thermique par la flottabilité, le troisième terme à la production par le gradient de pression, le quatrième terme au transport turbulent et le dernier terme à la dissipation. La figure 7.7 illustre la comparaison entre LES et 1D pour la dernière heure de simulation. Le même constat que précédemment s'applique aux bilans de flux de vapeur d'eau à savoir que le terme de transport turbulent, non négligeable dans la LES, n'est pas pris en compte par la paramétrisation.

Malgré une amélioration via les récentes modifications du schéma standard de turbulence, des défauts persistent quant à la représentation de la distribution de la vapeur d'eau avec notamment une sous-estimation de la variance.

L'étude des bilans des moments de la vapeur d'eau souligne le rôle important joué par les termes de transport de la vapeur d'eau (moments d'ordre 3) pour l'instant négligés dans la paramétrisation. Le formalisme développé par *Tomas et Masson* (2005) pourrait en théorie s'appliquer aux moments d'ordre 3 de la vapeur d'eau. Cependant, il est difficile de définir des profils universels des moments d'ordre supérieur de la vapeur d'eau comme l'a montré l'étude des lois de similitudes précédentes.

7.4 Bilans de vapeur d'eau

Dans cette partie, nous présentons les résultats d'analyse de bilan de la variance, du moment d'ordre 3 et de la skewness de la vapeur d'eau. L'analyse du bilan de la skewness permet d'isoler les processus importants à prendre en compte pour expliquer notamment le signe de la skewness, skewness négative dans la couche limite convective et skewness positive au sommet de celle-ci.

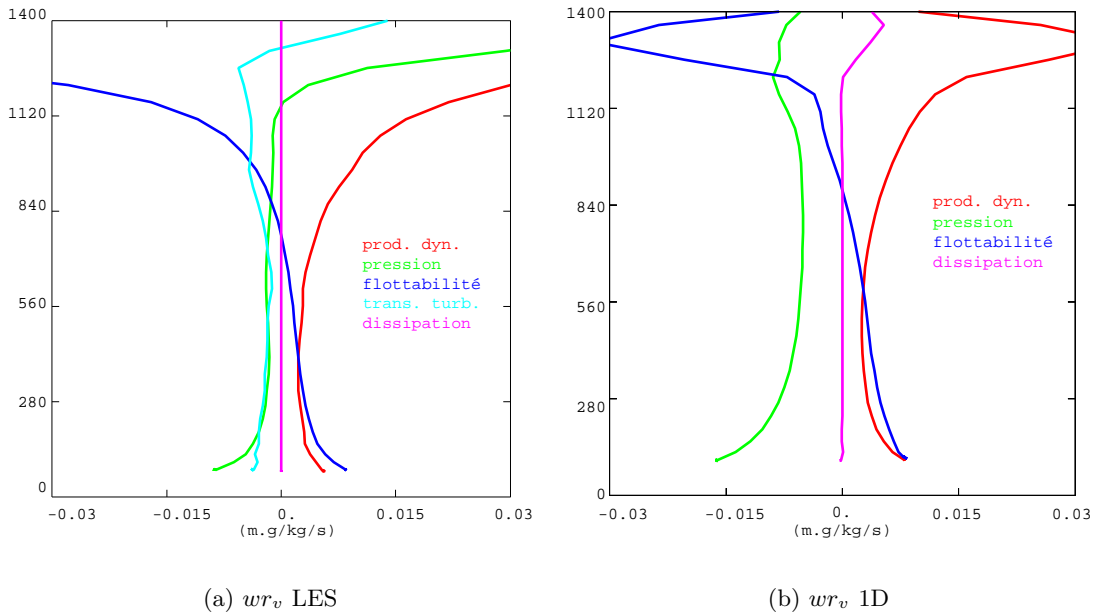


FIG. 7.7 – Bilan du flux de vapeur d'eau dans la simulation LES (à gauche) et la simulation 1D *Lmix+Mo3* (à droite) (moyenné sur la dernière heure de simulation, de 13h à 14h).

L'étude du bilan de la skewness nécessite de s'intéresser, au préalable, au bilan de la variance de vapeur d'eau et à celui du moment d'ordre 3.

Jusqu'à présent, très peu d'études se sont focalisées sur la skewness de la vapeur d'eau. *Mahrt* (1991) a proposé de distinguer deux régimes de couche limite : un régime associé à une divergence de flux de vapeur d'eau où la couche limite s'assèche et un régime associé à une convergence de flux où la couche limite s'humidifie. Il relie ces régimes à la skewness de la vapeur d'eau avec une skewness négative pour le premier régime et une skewness positive pour le second régime. Il considère la skewness dans la partie basse de la couche limite. Il propose une explication à ces relations à partir d'une étude simplifiée du bilan de la skewness (réalisée à 250 m d'altitude au-dessus du sol soit près de la surface). Il ne considère en effet que le bilan du moment d'ordre 3, s'appuyant sur le fait que ce moment détermine le signe de la skewness et conclue que seuls le terme de production par le gradient et celui de la divergence de flux prédominent dans ce bilan. Une relation avérée entre skewness négative et régime de couche limite permettrait d'avoir un critère relativement plus facile à estimer⁶ fournissant une information utile sur les profils de flux de vapeur d'eau dans la couche limite. Notons aussi que le transfert d'humidité (via le flux de vapeur d'eau) conditionne fortement l'existence de nuages. *Wulfmeyer* (1999) propose une étude plus complète de ce bilan mais ne tire pas de conclusions par manque d'observations. Les simulations LES ont l'avantage de fournir les différents moments de la vapeur d'eau et ce sur toute l'épaisseur de la couche limite. Nous proposons ici une étude de ce bilan. Les mêmes hypothèses que dans *Mahrt* (1991) et *Wulfmeyer* (1999) sont utilisées : nous supposons l'homogénéité horizontale et négligeons changement de phase et advection verticale par la vitesse moyenne (soit $\bar{w} = 0$).

La figure 7.8 présente à différents instants dans la simulation (toutes les demi-heures) le diagramme de dispersion [skewness moyennée entre 0.3 et 0.7 z_i , rapport de flux de vapeur

⁶L'estimation des flux de vapeur d'eau par mesures avion est délicate (*Said et al.*, 2000)

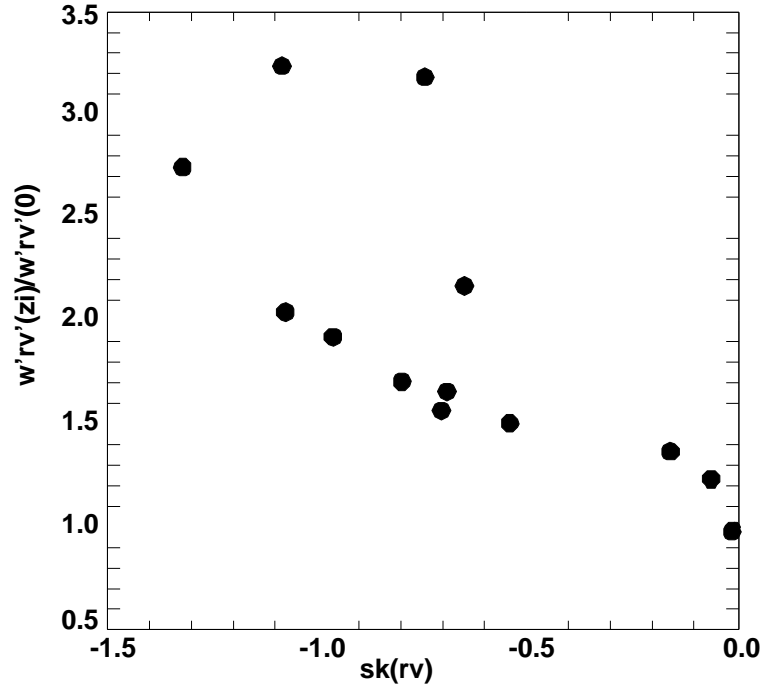


FIG. 7.8 – Rapport de flux de vapeur d'eau Rrv en fonction de la skewness du rapport de mélange en vapeur d'eau moyennée entre 0.3 et 0.7 z_i à différents instants de la simulation (toutes les demi-heures).

d'eau, Rrv] où $Rrv = \frac{\overline{w'r'_v(z_i)}}{\overline{w'r'_{v0}}$. Une corrélation importante est notée avec des skewness plus négatives pour un rapport de flux plus grand. Dans la suite, nous analysons le bilan de skewness pour essayer de comprendre l'origine de cette relation. Dans ce cadre, l'équation d'évolution de la variance est donnée par l'équation 7.3 et l'équation d'évolution du moment d'ordre 3 par :

$$\frac{\partial \overline{r_v'^3}}{\partial t} = -3 * \frac{\partial \overline{r_v}}{\partial z} * \overline{w'r_v'^2} - \frac{\partial \overline{w'r_v'^3}}{\partial z} + 3 * \overline{r_v'^2} * \frac{\partial \overline{w'r_v'}}{\partial z} - D \quad (7.5)$$

Le premier terme correspond à la production par le gradient moyen de r_v , le deuxième terme au transport turbulent du moment d'ordre 3 de r_v , le troisième terme à la contribution de la divergence du flux de r_v et le dernier terme à la conversion vers les échelles sous maille. Une équation d'évolution de la skewness S ($S = \frac{\overline{r_v'^3}}{(\overline{r_v'^2})^{\frac{3}{2}}}$) peut être déduite des précédentes par :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{1}{(\overline{r_v'^2})^{\frac{3}{2}}} * \frac{\partial \overline{r_v'^3}}{\partial t} - \frac{3}{2} * S * \frac{1}{\overline{r_v'^2}} * \frac{\partial \overline{r_v'^2}}{\partial t} \quad (7.6)$$

Nous illustrons ici l'étude des bilans des différents moments de la vapeur d'eau en présentant le bilan obtenu sur une période de 20 minutes entre 12h et 12h20 à partir des champs instantanés de la LES sauvegardés toutes les minutes. Les disparités des bilans obtenus à 10h, 11h, 13h et 14h par rapport à celui détaillé ci-dessous sont discutées ensuite. Dans ces bilans les termes de tendance, production dynamique, transport turbulent et divergence de flux sont calculés explicitement, le terme de transfert sous-maille correspond au terme résidu du bilan. Ces bilans ne sont présentés qu'au-dessus de 0.1 z_i car en-dessous de ce niveau la paramétrisation de la turbulence domine.

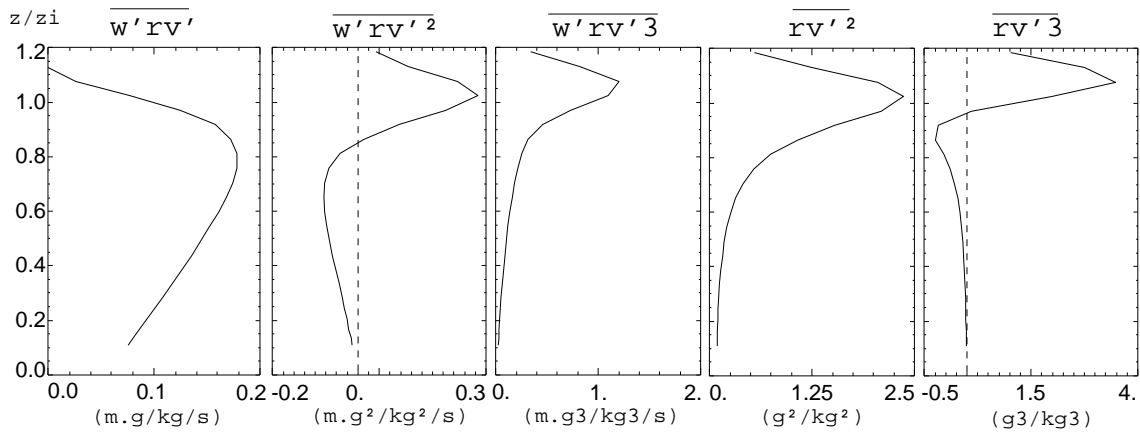
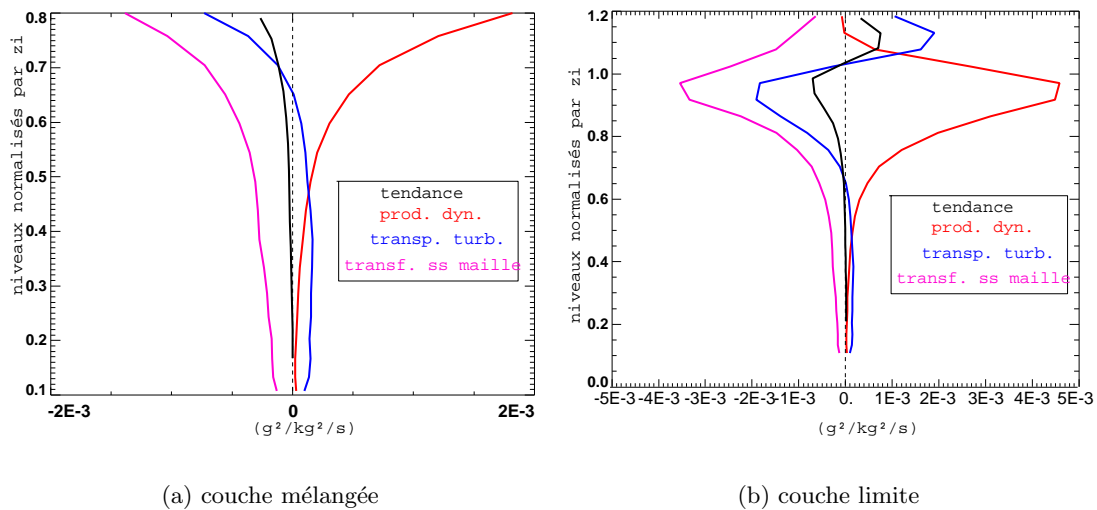


FIG. 7.9 – Profils verticaux du flux, du flux de la variance, du flux du moment d'ordre 3, de la variance et du moment d'ordre 3 de r_v (de gauche à droite) à 12h10.



(a) couche mélangée

(b) couche limite

FIG. 7.10 – Bilan de la variance de r_v dans la couche mélangée (à gauche) et dans toute la couche limite (à droite), moyenne sur [12h-12h20], indiquant le terme de tendance, celui de production dynamique (prod. dyn.), celui de transport turbulent (transp. turb.) et celui de conversion vers le sous-maille (transf. ss maille).

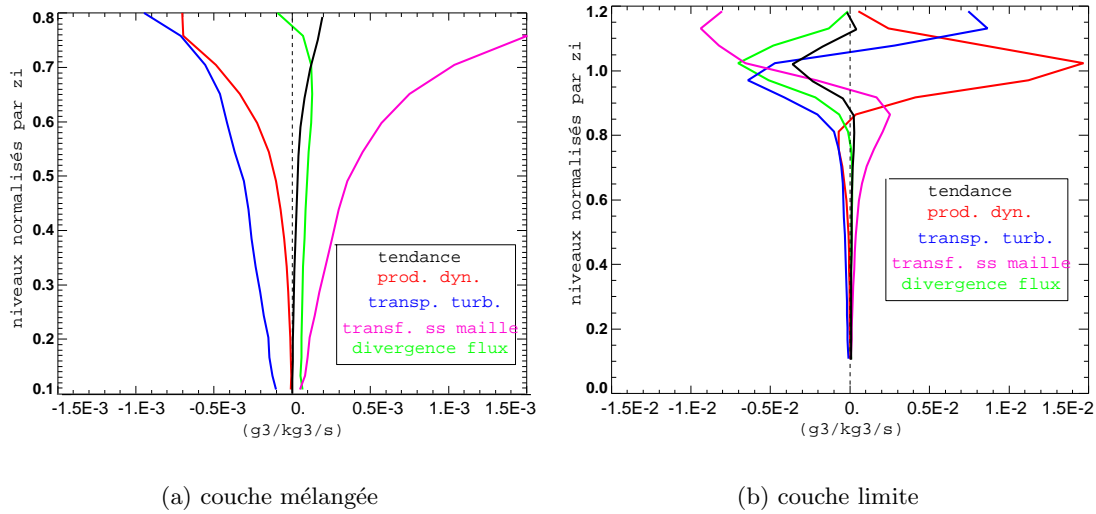


FIG. 7.11 – Bilan de $\overline{r_v^3}$ dans la couche mélangée (à gauche) et dans toute la couche limite (à droite), moyenne sur [12h-12h20].

La figure 7.10 montre le bilan de la variance de la vapeur d'eau. Dans la couche mélangée (jusqu'à $0.7 z_i$), les sources sont la production par le gradient (en accord avec un flux de vapeur d'eau positif) et le transport turbulent⁷ (en accord avec une décroissance avec l'altitude du flux de variance *c.f.* figure 7.9). Le puits est la conversion vers le sous-maille. Au-dessus de $0.8 z_i$, la source est le terme de production par le gradient. Les puits sont le transport turbulent, en accord avec une augmentation avec l'altitude du flux de variance (jusqu'à z_i), et la conversion vers le sous-maille. Le terme de tendance (il est non négligeable car la situation n'est pas stationnaire) est négatif dans toute la couche limite. Au niveau de la zone d'entraînement, il est négatif en bas et positif en haut illustrant la création de variance plus haut en altitude au fur et à mesure de la croissance de couche limite. En conclusion, la variance est produite essentiellement au niveau de la zone d'entraînement : le terme de production est fort dans la partie haute de la couche limite car c'est là que le gradient du rapport de mélange en vapeur d'eau est fort ainsi que le flux de vapeur d'eau (ce cas d'étude est caractérisé par un flux de vapeur d'eau important au sommet de la couche limite). Cette variance est transportée dans la couche limite par le transport turbulent. Les descentes sont un acteur important de ce transport comme le montre la figure 7.6 où en dessous de $0.6 z_i$ le flux de variance est majoritairement expliqué par les descentes. Enfin, la conversion sous-maille détruit la variance dans toute la couche limite.

La figure 7.11 présente le bilan de $\overline{r_v^3}$. On ne peut plus vraiment parler de terme source ou puits de la même manière que pour $\overline{r_v'^2}$ puisque cela dépend du signe du moment d'ordre 3 (qui peut être positif ou négatif). Un terme positif va avoir tendance à créer du moment d'ordre 3 positif ou diminuer la valeur absolue du moment d'ordre 3 négatif. Dans la couche mélangée, le moment d'ordre 3 est négatif. Il diminue en valeur absolue par le terme de transfert sous maille ainsi que par la divergence de flux (jusqu'à $0.8 z_i$ en accord avec une divergence de flux positive *c.f.* figure 7.9) ; ce dernier rend notamment compte de l'augmentation de la skewness par l'activité des thermiques. Le moment d'ordre 3 négatif est créé par le transport turbulent et la production dynamique dans la couche mélangée. Dans la zone d'entraînement (au-dessus de $0.9 z_i$), le moment d'ordre 3 est positif. Il augmente par production dynamique (flux de variance

⁷Ce terme est négligé dans la paramétrisation 1D de Més0-NH (*c.f.* section sur les tests 1D).

positif *c.f.* figure 7.9). Il diminue par le terme de transfert sous maille. Le terme de transport turbulent est un terme source dans toute la couche limite. Il redistribue en fait le moment d'ordre 3 créé au niveau de la zone d'entraînement. Le terme de tendance est positif dans toute la couche mélangée (surtout dans la partie haute) et négatif dans la zone d'entraînement. En résumé, le moment d'ordre 3 est régi par de nombreuses compensations entre processus. La production dynamique augmente le moment d'ordre 3 positif au-dessus de $0.9 z_i$ alors que au-dessus de $0.8 z_i$ le terme de divergence de flux rend le moment d'ordre 3 plus négatif. La production dynamique rend également le moment d'ordre 3 plus négatif en-dessous de $0.8 z_i$. Ce moment est ensuite transporté par le transport turbulent dans la couche mélangée. Le terme de transfert sous maille diminue la valeur absolue du moment d'ordre 3 quelque soit son signe (réduction de l'asymétrie).

Le bilan de la skewness est plus compliqué car il combine les deux bilans précédents. Dans la figure 7.12, nous avons groupé les termes de tendance, les termes de production par le gradient de vapeur d'eau (premier terme du membre de droite de l'équation 7.3 et de l'équation 7.5), les termes de transport turbulent (deuxième terme du membre de droite de l'équation 7.3 et de l'équation 7.5) et les termes d'échange avec le sous-maille (dernier terme du membre de droite de l'équation 7.3 et de l'équation 7.5). On remarque alors que dans notre cas le seul terme qui augmente la skewness négative est le terme de transport turbulent jusqu'à $0.8 z_i$. De $0.8 z_i$ à z_i , le terme de divergence de flux augmente également la skewness négative. Le terme de transfert sous maille tend à minimiser l'asymétrie puisqu'il est positif là où la skewness est négative et négatif là où la skewness est positive. Au-dessus de $0.7 z_i$, le terme de production par le gradient est dominant. Par ailleurs la contribution des termes du bilan de variance n'est pas négligeable dans le bilan de la skewness en accord avec *Wulfmeyer* (1999). On note d'ailleurs une compensation importante entre les termes du bilan de variance et ceux du bilan de r_v^3 notamment illustrée sur les termes de production dynamique et de transfert sous maille.

Ces bilans ont aussi été analysés aux différentes heures de la simulation. Le bilan de $\overline{r_v^2}$ comme celui de $\overline{r_v^3}$ varie peu au cours de la période retenue (ordres de grandeur et structures verticales proches). Le bilan simplifié où seuls les termes regroupés figurent est présenté par la figure 7.13 à 10h, 11h, 13h et 14h. Globalement, les termes agissent similairement au cours de la simulation. Néanmoins, le transport turbulent et la divergence de flux sont plus forts en début de simulation (en accord avec la forte croissance de la couche limite) ; le terme de divergence de flux est maximal (en valeur absolue, création de skewness négative maximale) à 12h (période du maximum de croissance associée au saut le plus fort en r_v au sommet de la couche limite). La production est surtout prédominante aux alentours du sommet de la couche limite.

D'après l'étude de ce bilan, la relation entre le signe de la skewness et la divergence de flux n'est pas simple. En effet, on a pu voir que le bilan de la skewness résulte de nombreuses compensations entre processus. D'autre part, l'altitude à laquelle on regarde cette relation est cruciale. Dans la simulation de référence, la skewness est négative dans toute la couche limite et de valeur assez uniforme mais ce n'est pas toujours le cas. Une simulation partant des mêmes conditions initiales à l'exception du profil d'humidité pris uniforme sur tous les niveaux et d'une concentration de 5 g/kg présente une skewness de la vapeur d'eau positive dans la partie basse de la couche limite et négative dans la partie haute de la couche limite. Cette simulation est également caractérisée par une légère convergence du flux d'humidité. Son analyse indique que dans ce cas le terme de production dynamique et le terme de transport turbulent créent du moment d'ordre 3 positif dans la partie basse de la couche limite et négatif dans la partie haute de la couche limite. Or cette simulation est comparable à des situations observées durant la campagne *IHOP*₂₀₀₂. D'autre part, la littérature indique également des variations avec l'altitude de signe de la skewness dans la couche limite observées. Il semble donc que la skewness ne suffise

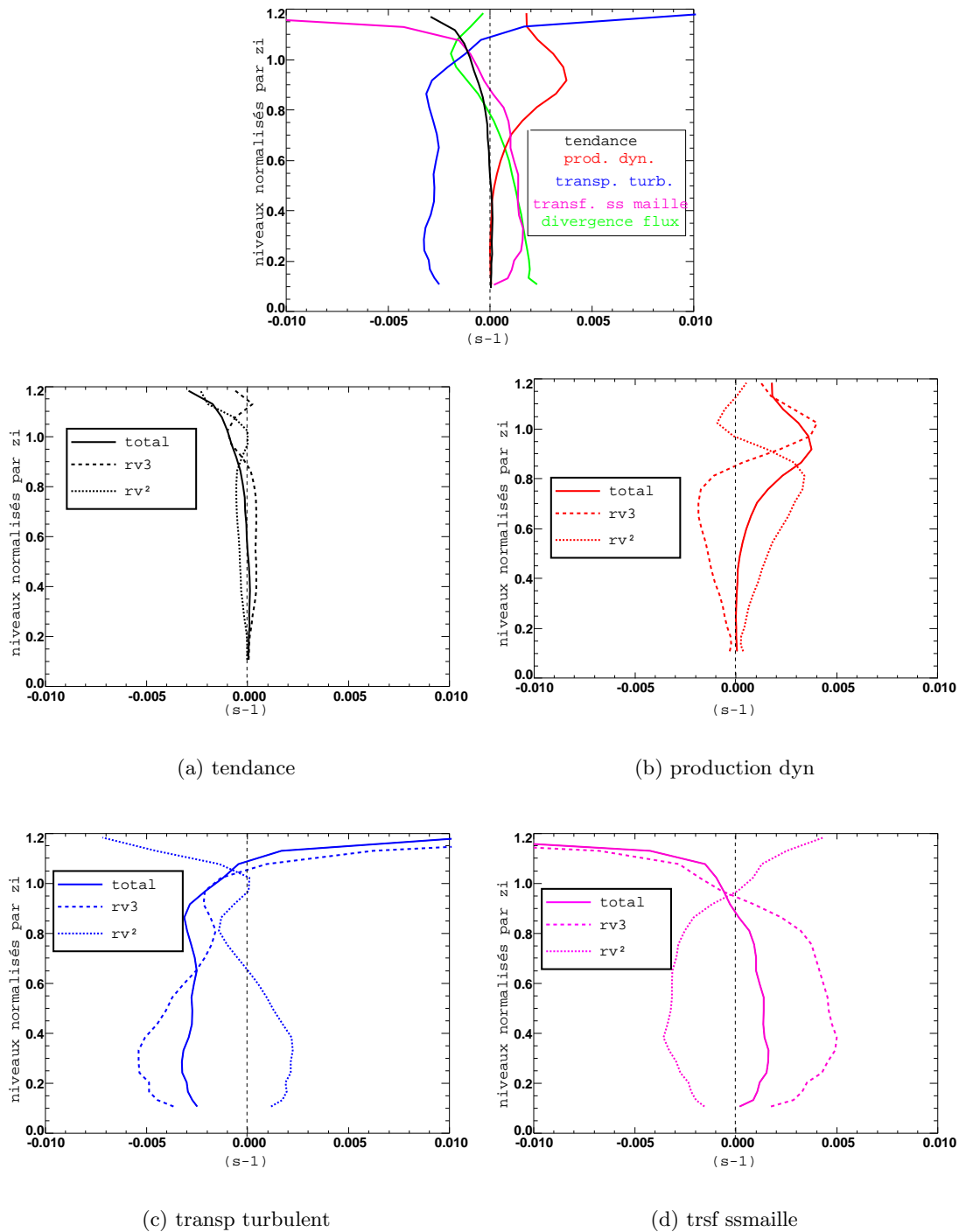


FIG. 7.12 – Bilan de la skewness de vapeur d'eau dans toute la couche limite. Il s'agit du bilan entre 12h et 12h20. La figure d'en haut présente les termes groupés alors que les figures suivantes détaillent, pour les différents termes, la partition du bilan de skewness entre contribution de la variance et du moment d'ordre 3.

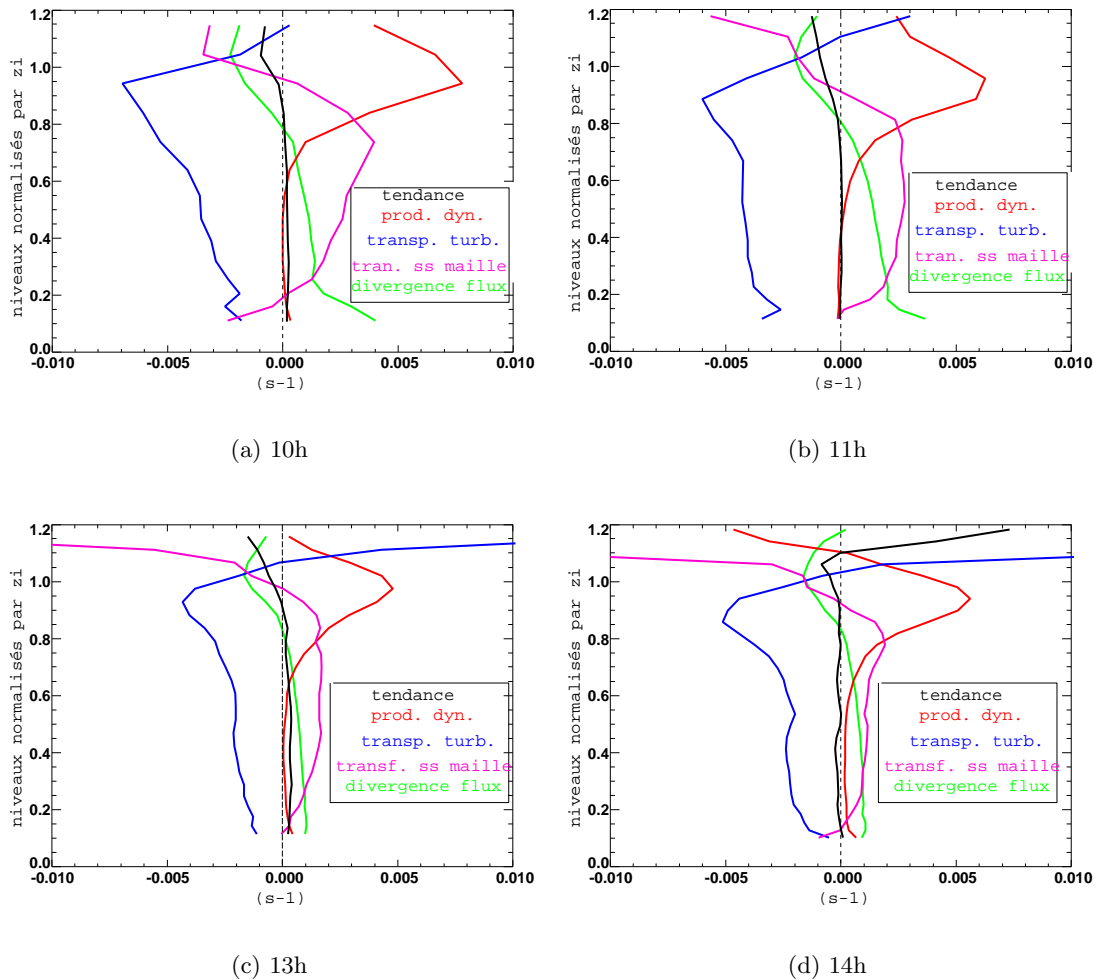


FIG. 7.13 – *Bilan de la skewness de vapeur d'eau dans la couche limite à 10h, 11h, 13h et 14h (de gauche à droite et de haut en bas).*

pas à déterminer la divergence ou convergence de flux d'humidité dans la couche limite. Cette relation est notamment dépendante du niveau à laquelle on la regarde. Enfin, elle fait également intervenir à part égale les relations avec les autres moments de la vapeur d'eau, notamment la variance.

En conclusion, l'étude du bilan de la skewness est complexe et doit tenir compte des termes du bilan de la variance et de ceux du bilan du moment d'ordre 3. La production dynamique est surtout importante dans la partie haute de la couche limite (à partir de $0.8 z_i$) en lien avec le fort gradient au sommet de la CBL. Le terme de transport turbulent est fondamental puisque c'est lui qui permet d'amener une skewness négative créée par le terme de divergence de flux dans la partie haute de la couche limite vers toute la couche limite. Le terme de conversion sous-maille est toujours un puits; il tend à détruire toute asymétrie.

7.5 Conclusion

Après un rappel sur les différentes manières de représenter la variabilité de la vapeur d'eau dans la couche limite, nous avons analysé la variabilité représentée par une paramétrisation 1D de type 'K-théorie' avec une longueur de mélange non-locale et par deux lois de similitude. Les lois de similitudes fournissent de bons résultats à condition d'avoir des informations sur le rapport du flux de vapeur d'eau entre le sommet de couche limite et la surface. Or ce rapport varie significativement selon les situations de couche limite. La paramétrisation 1D sous-estime les moments d'ordre 2 de la vapeur d'eau à cause de la non-prise en compte des termes de transport turbulent comme l'a montré l'étude des bilans. Les limites de ces deux approches sont liées au caractère variable du profil de flux de vapeur d'eau en lien aussi avec entre autre la stabilité. L'analyse du bilan de la skewness de la vapeur d'eau a montré que la contribution des termes du bilan de variance n'était pas négligeable. En fait, les fluctuations de la skewness font intervenir celles de $\overline{r_v'^2}$ tout autant que celle de $\overline{r_v'^3}$ et ce de manière assez complexe. Le terme de transport turbulent est fondamental puisqu'il permet de redistribuer la skewness négative créée au sommet de la couche limite.

Chapitre 8

Conclusion

8.1 Synthèse

Au cours de cette thèse, nous avons exploré les modes de variabilité de la vapeur d'eau dans les basses couches atmosphériques. Plus précisément, cette étude s'est focalisée sur la couche limite convective continentale diurne à savoir temporellement la phase de la journée où les échanges entre la surface et l'atmosphère sont les plus importants. Elle a permis de caractériser la variabilité de la vapeur d'eau et d'en préciser les mécanismes.

L'analyse des observations de la campagne *IHOP*₂₀₀₂ (notamment sondages, lidars et mesures avions) a montré l'existence de différentes échelles de variabilité de la vapeur d'eau. Elle nous a permis de distinguer la variabilité à submésos-échelle (inférieure à 10 km) de la variabilité méso-échelle (de la dizaine à quelques centaines de km). Le 14 juin 2002 (notre cas d'étude), la variabilité méso-échelle était du même ordre de grandeur voire légèrement supérieure à la variabilité submésos-échelle. Lors des autres jours de la campagne, une grande diversité des contributions respectives de ces deux échelles a été observée.

La variabilité de la vapeur d'eau a été analysée séparément aux deux échelles à partir d'observations et de simulations numériques. Les modèles utilisés ont été choisis en fonction de l'échelle étudiée : simulations à haute résolution (LES) pour les échelles inférieures à 10 km et simulations à méso-échelle (d'atmosphère et de surface) pour les échelles supérieures à 10 km.

8.1.1 Variabilité submésos-échelle

Une analyse conjointe de la variabilité de la vapeur d'eau simulée et observée a été menée. Pour la première fois, des distributions de vapeur d'eau simulées ont été comparées à celles observées. Leur accord est très satisfaisant. Cette étude indique que la simulation LES est capable de représenter la variabilité de la vapeur d'eau observée aux échelles inférieures à 10 km, et ce malgré l'hypothèse de flux homogènes en surface. C'est donc la dynamique de la couche limite qui permet d'expliquer au premier ordre cette variabilité. Des simulations complémentaires prenant en compte des hétérogénéités de surface ont conforté ce résultat.

Les simulations comme les observations ont mis en évidence l'existence de descentes d'air sec provenant de la zone d'entraînement. Ces dernières jouent un rôle important dans la variance et le flux de vapeur d'eau dans la couche limite. L'évolution rapide de la couche limite en phase de croissance semble favoriser leur pénétration.

Nous nous sommes principalement focalisés sur la phase transitoire de forte croissance de la couche limite. Cependant, l'étude d'une simulation couvrant toute la phase diurne a suggéré qu'en fin de journée, les échelles de variabilité de vapeur d'eau imprimées par la dynamique de la couche limite dans les basses couches sont assez larges, de l'ordre de quelques kilomètres au moins.

8.1.2 Variabilité méso-échelle

Les mesures par lidars et in-situ par avions ont mis en évidence l'existence d'une variabilité à méso-échelle de quelques g/kg sur une centaine de kilomètres pour le cas du 14 juin 2002. Les simulations à méso-échelle nous ont permis une mise en perspective spatiale (complétant les transects avions) de ces résultats.

Ainsi, la variabilité méso-échelle a été étudiée à partir de simulations atmosphériques (MM5) et de surface (HRLDAS). L'exploitation des simulations de HRLDAS et de MM5 à l'aide d'un modèle *bulk* paramétré nous a fourni les caractéristiques moyennes de la couche limite associées aux hétérogénéités de la surface et à l'hétérogénéité initiale de l'atmosphère. Ces caractéristiques reproduisent le gradient observé malgré une intensité deux fois plus faible. Cette méthodologie permet également de tester le rôle de l'advection horizontale. Elle souligne son impact non négligeable. Enfin, les fluctuations de vapeur d'eau sont assez complexes et résultent des hétérogénéités de flux de surface (sensible et latent) et de l'hétérogénéité initiale de l'atmosphère. Ces hétérogénéités de surface sont fortement modulées par le champ de précipitations, via son impact sur l'humidité du sol, sur des échelles de quelques jours et quelques dizaines de kilomètres.

8.1.3 Apport pour la paramétrisation

L'approche "simulations à haute résolution" retenue dans cette étude fournit une analyse approfondie des processus. Elle permet ensuite d'explorer les concepts sur lesquels se basent les paramétrisations. Ainsi :

- L'analyse conditionnelle réalisée sur la simulation de référence apporte des informations quant à la représentation par les schémas en flux de masse. Les schémas 'top-hat' reposent sur une représentation d'une structure moyenne et négligent donc les variances intra-structure et inter-structure. Or, l'analyse conditionnelle indique que la variance inter-structure est généralement peu importante mais pas la variance intra-structure. Ce résultat justifie l'importance d'un schéma représentant la turbulence de petite échelle en plus du schéma en flux de masse.
- L'analyse de simulations 1D a montré la sous-estimation importante de la variance de la vapeur d'eau dans toute la couche limite (dans la couche mélangée et dans la zone d'entraînement). Or, les descentes d'air sec contribuent significativement à la variance et au flux de vapeur d'eau. La prise en compte explicite de ces descentes, et plus généralement des processus d'entraînement, améliorera sans doute les paramétrisations.

8.2 Perspectives

Les perspectives de ce travail peuvent s'articuler autour des trois axes de recherche suivants : l'impact *des* variabilités de vapeur d'eau sur la convection nuageuse (différentes échelles et différents processus), la paramétrisation de la couche limite et l'exploration des modes de

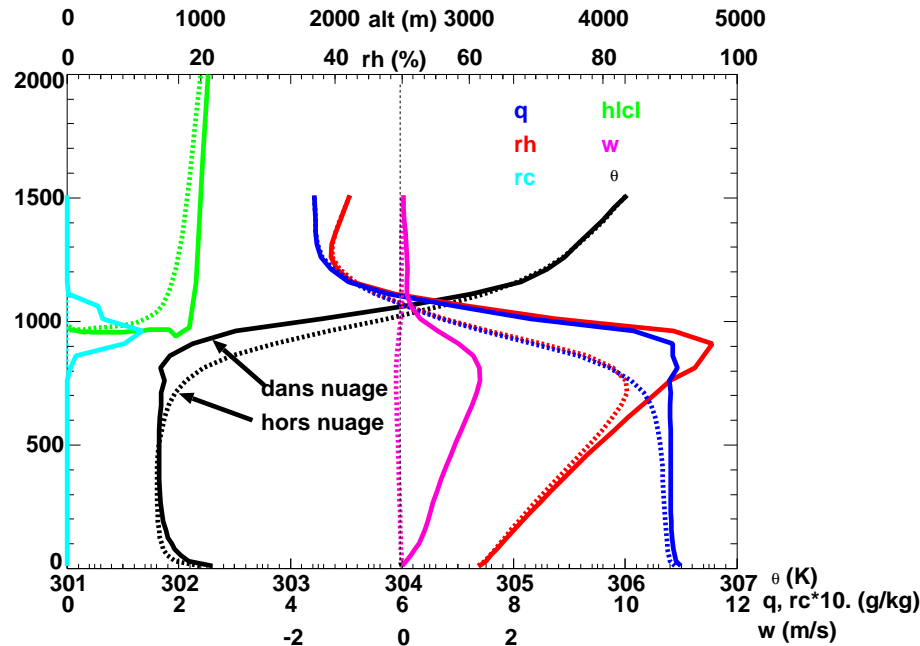


FIG. 8.1 – Schéma des caractéristiques des mailles nuageuses et non-nuageuses dans la simulation LES.

fonctionnement des couches limites dans le cadre d'AMMA.

8.2.1 Variabilité de la vapeur d'eau et convection nuageuse

L'importance de l'humidité des basses couches pour le déclenchement et l'alimentation de la convection a déjà été soulignée par plusieurs études (*Crook, 1996; Weckwerth, 2000; Ducrocq et al., 2002; Guichard et al., 2004; Takemi et Satomura, 2000*). Cependant, les processus par lesquels l'humidité de la couche limite (valeur moyenne et variabilité) affecte la convection nuageuse sont encore mal compris. Une perspective importante de ce travail est de mieux cerner comment le champ d'humidité, variabilité incluse, influe sur l'initiation, le développement et la dissipation de la convection nuageuse. Plusieurs de nos résultats indiquent des pistes de recherche.

Nous avons montré que les distributions de vapeur d'eau dans les basses couches atmosphériques n'étaient pas symétriques mais plutôt caractérisées par une asymétrie négative dans la couche limite et positive juste au-dessus. Cette asymétrie positive indique la présence d'anomalies positives assez fortes favorisant la condensation. Nous avons également souligné que, dans les basses couches atmosphériques, la distribution de l'humidité relative traduisait au premier ordre celle de la vapeur d'eau. La prise en compte de distributions non gaussiennes semble importante pour une bonne représentation de la convection nuageuse.

La figure 8.1 illustre les caractéristiques moyennes des colonnes contenant des nuages de couche limite et celles sans nuage¹. Les colonnes nuageuses ont des rapports de mélange en vapeur d'eau plus importants et constants dans toute la couche limite, des températures potentielles plus élevées en surface mais plus froides en altitude et des niveaux de condensation plus bas. Il s'agit également de parcelles ascendantes. Ainsi, les nuages se forment principalement au-dessus

¹Caractéristiques issues d'une simulation qui diffère de la simulation de référence présentée précédemment par des profils initiaux plus représentatifs du bord sud-ouest de la zone où des cumulus de beau temps se développent.

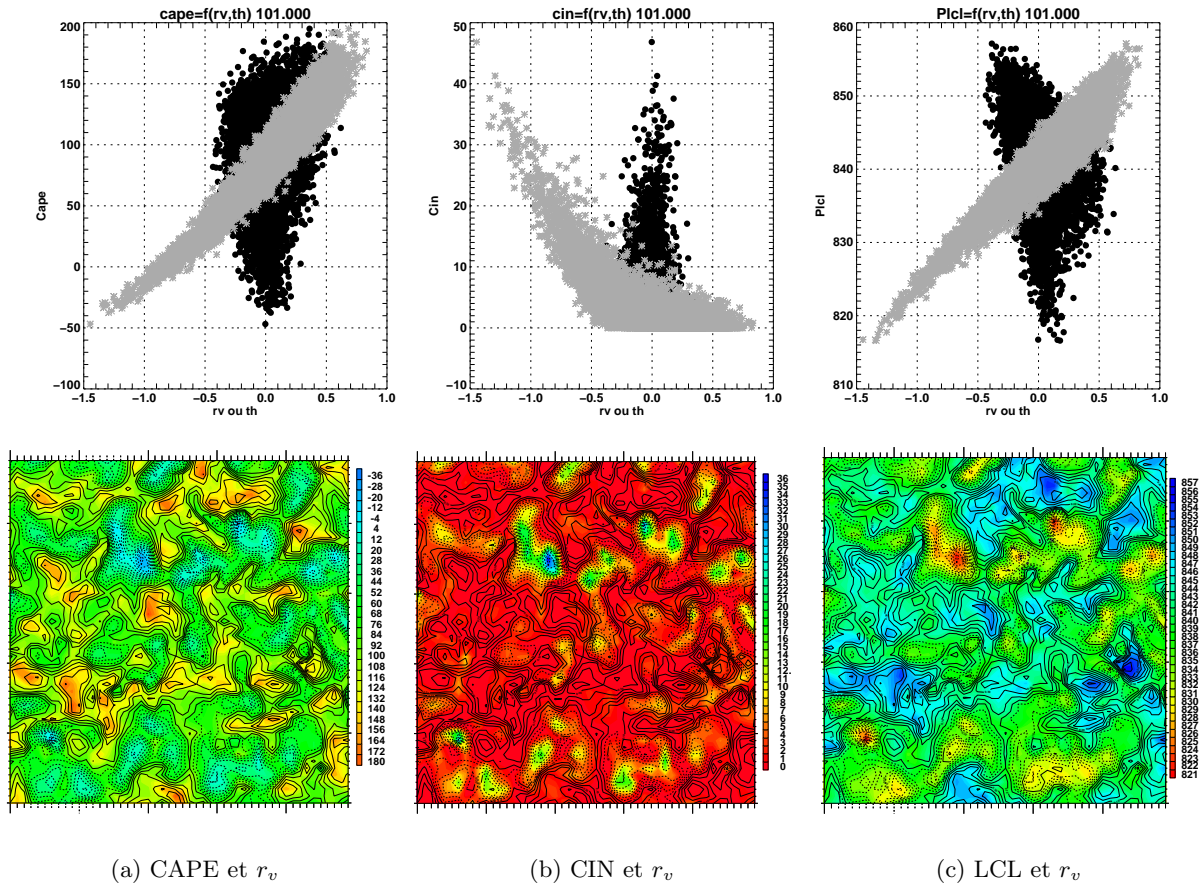


FIG. 8.2 – Diagramme de dispersion (en haut) de la CAPE (à gauche), la CIN (au centre) et le LCL (à droite) en fonction de θ' en K (en noir) ou de r'_v en g/kg (en gris) à $z=100$ m et 11h. Coupe horizontale de la CAPE (à gauche), CIN (au centre) et LCL (à droite) en couleurs et iso-contours de r'_v (pas de 0.1 g/kg) à 100 m et 11h.

des thermiques comme déjà indiqué par *Wilde et al.* (1985) par exemple.

L'analyse de la simulation montre que les nuages existent là où l'intégrale du rapport de mélange en vapeur d'eau est la plus élevée et là où la vitesse verticale est maximale au milieu de la couche limite (thermiques les plus intenses), soit un fonctionnement en accord avec la littérature existante. Un premier aperçu du rôle de la variabilité de la vapeur d'eau sur les indices de stabilité est fourni par la figure 8.2. Les diagrammes de dispersion illustrent la relation forte entre l'anomalie de vapeur d'eau et la CAPE, CIN ou LCL dans la partie basse de la couche limite (à 100 m). Le type de relation est différent pour la CAPE et la CIN^2 et pour le LCL^3 (plus linéaire). De plus, les structures caractéristiques de ces indices sont principalement expliquées par la variabilité de la vapeur d'eau. Ainsi, les descentes d'air sec induisent des CAPE faibles, CIN élevées et LCL hauts. Il apparaît donc que les structures du champ de vapeur d'eau influent fortement sur les structures des indices de stabilité, et donc probablement sur les caractéristiques de convection nuageuse.

Cependant, savoir quels sont les paramètres qui contrôlent les échelles auxquelles s'organisent ces populations de nuages (existence, taille, espacement...) reste encore une question non

²La CIN est reportée en valeur absolue.

³niveau de condensation

résolue. Si la modulation des organisations de nuages par la hauteur de couche limite ou par les rouleaux de couche limite est reconnue, il reste encore à établir une véritable conceptualisation du phénomène rendant compte de l'observation. Les résultats de cette thèse suggèrent aussi un rôle possible du champ de vapeur d'eau.

Enfin, la couche limite peut être interprétée comme un maillon du transfert d'humidité de la surface vers la troposphère. Ce transfert d'humidité est également conditionné par les processus d'entraînement au sommet de la couche limite avec des descentes d'air sec qui contribuent significativement au flux de vapeur d'eau. Il reste cependant à explorer si et comment ces transferts d'humidité peuvent contrôler le développement ou la dissipation des nuages.

8.2.2 Paramétrisation de la couche limite

Un des principaux enjeux de la prévision est de savoir quel type de convection va se développer et à quel moment elle va se déclencher. La convection nuageuse non précipitante est une étape importante du développement correct de la convection profonde (permettant l'humidification de la basse troposphère) comme l'ont montré *Chaboureau et al.* (2004). Or, les interactions entre convection nuageuse et couche limite sont encore mal comprises et plutôt mal représentées dans les modèles (il s'agit d'ailleurs d'un thème émergent de la prospective INSU⁴). De plus, la paramétrisation de la couche limite comme celle de la convection peu profonde sont encore nécessaires même dans les nouveaux modèles de prévision de résolution horizontale de 2 à 3 km comme AROME. L'étude et la compréhension des interactions entre couche limite et convection non précipitante permettra ensuite de modifier les paramétrisations en conséquence.

Dans cette thèse, nous avons montré la contribution importante des descentes d'air sec à la variance et au flux de vapeur d'eau. Ces descentes favorisent donc aussi les transferts de vapeur d'eau. Or, la paramétrisation 1D de Méso-NH (ainsi que la plupart des paramétrisations de couche limite) ne représente pas explicitement ces descentes. De plus, cette paramétrisation néglige les moments d'ordre 3 de la vapeur d'eau qui se sont avérés importants lors d'une analyse des bilans de variance ou de flux de vapeur d'eau. Pour tenir compte des descentes, il est donc nécessaire de modifier la paramétrisation de la turbulence. Différentes voies sont envisageables, répondant au type de paramétrisation turbulente utilisée notamment. Par exemple, la mise au point de lois de similitudes afin de proposer une formulation déterminant des profils verticaux des moments d'ordre 3 de la vapeur d'eau⁵, comme proposé par *Tomas et Masson* (2005) pour les moments d'ordre 3 de la température. Une autre voie consisterait à développer une paramétrisation basée sur la prise en compte des mécanismes et qui représenterait explicitement ces descentes de manière similaire aux thermiques (type schéma en flux de masse).

8.2.3 Dans le cadre d'AMMA...

Le projet AMMA vise à améliorer la compréhension des mécanismes de la Mousson d'Afrique de l'Ouest et ce à différentes échelles. Dans ce cadre, la méthodologie utilisée dans ce travail, à savoir combiner observations et simulations à différentes échelles (modèle LES, modèle méso-échelle), pourra s'appliquer à l'analyse de ces mécanismes, en particulier, pour l'étude des interactions entre surface-couche limite-convection.

D'autre part, la campagne AMMA va permettre une exploration plus large des modes de

⁴Réduire les incertitudes des modèles du système Terre ; <http://www.insu.cnrs.fr/web/article/>

⁵Nous avons en effet montré que dans les deux premiers tiers de la couche limite les descentes contribuaient majoritairement aux flux de variance de vapeur d'eau (contribution significative aussi au-dessus).

variabilité de la vapeur d'eau dans la couche limite. En effet, les couches limites de cette zone sont variées allant de couches limites hautes et sèches au Nord dans la zone semi-désertique jusqu'aux couches limites peu développées et très humides au Sud. Par exemple, les couches limites sahariennes sont généralement caractérisées par des hauteurs de couche limite importantes et un environnement très sec. Or, cette sécheresse conditionne l'importance des descentes d'air sec. On peut donc s'attendre à une manifestation exacerbée de ces descentes au niveau des zones semi-arides de la frange nord du Sahel.

Enfin, dans les zones semi-désertiques (zone nord d'AMMA), un faible changement en humidité peut produire d'importantes modifications de la stabilité de l'atmosphère. *Takemi et Satomura* (2000) montrent, par exemple, comment, dans les couches limites particulièrement hautes des zones désertiques, un profil bien mélangé ou un profil décroissant de rapport de mélange en vapeur d'eau conditionnement différemment l'existence et la propagation des lignes de grains. L'analyse des caractéristiques de couche limite qui affectent la distribution de la convection est un autre thème de recherche qui pourra être abordé à partir de la campagne AMMA.

Ces différentes considérations soulignent l'intérêt des méthodes développées et des résultats acquis au cours de cette thèse pour attaquer les thématiques AMMA faisant intervenir la couche limite. Ce projet constitue ainsi un cadre très enthousiasmant pour poursuivre ces travaux de thèse.

Annexe A

Autres simulations

A.1 Couche limite semi-désertique, simulation "HAPEX-Sahel"

La campagne HAPEX-Sahel a eu lieu en 1992. Elle cherchait à améliorer la représentation du climat de l'Afrique de l'Ouest et à déterminer une méthode d'intégration des flux de surface à une échelle de 100 km. Un cas d'étude a été choisi par S. Donier et P. Lacarrère pour détailler la structure de la couche limite observée pendant la campagne. Il s'agit du 8 octobre 1992, un cas assez bien documenté et sans nuage. Ce cas a aussi été simulé par un modèle de méso-échelle (*Taylor et al.*, 1997a). Notons qu'au début d'octobre, la mousson est en phase de retrait dans la zone de l'expérience, proche de Niamey. Le 8 octobre, les dernières pluies enregistrées sur le domaine datent de mi-septembre soit trois semaines avant. Ce travail résulte de collaborations avec S. Donier, P. Lacarrère, M. Lothon et F. Said. Marie Lothon (Laboratoire d'Aérodynamique) nous a fourni les observations présentées dans la suite. La simulation a été réalisée par S. Donier et P. Lacarrère. Elle part d'un état initial et de conditions aux bords fournies par les analyses ERA15 du centre Européen modifiées grâce aux observations notamment pour l'humidité (baisse de 15 % de l'humidité relative). la simulation est réalisée avec trois domaines imbriqués : un grand domaine de $500 \times 500 \text{ km}^2$ avec une maille horizontale de 5 km, un domaine intermédiaire de $75 \times 75 \text{ km}^2$ avec une maille de 500 m et un petit domaine de $50 \times 50 \text{ km}^2$ avec une maille de 250 m (figure A.3b). C'est ce dernier domaine avec la résolution la plus fine que nous avons surtout analysé. Les informations concernant les interactions avec la surface sont fournies par le schéma de surface ISBA qui est forcé par l'albédo et les caractéristiques de la végétation (à 1 km de résolution) obtenus à partir d'observations satellitaires.

Les caractéristiques moyennes de la couche limite y sont bien représentées comme l'indique la figure A.1 où sondages effectués par avion et profils moyens de la simulation sont comparés. Des gradients horizontaux assez importants sont présents sur le grand domaine avec des valeurs plus humides et moins chaudes au Sud. Ces gradients sont en accord avec la mesure par les vols avions comme l'indique la figure A.3 et la figure A.2 avec des gradients respectifs de 4 à 5 g/kg et 2 K pour 200 km. Ce gradient coïncide avec le gradient des précipitations annuelles avec plus de précipitations reçues au Sud, 900 mm vers 11°N et moins de 200 mm au Nord de 17° (*Le Barbé et Lebel*, 1997). Durant HAPEX-Sahel, la plupart des vols avions indiquent un gradient similaire même si il peut être localement perturbé par des précipitations (*Said et al.*, 1997).

Les coupes horizontales de vitesse verticale dans la couche limite indiquent la présence de rouleaux de 10h à 11h du matin parallèles au vent. Ensuite, à midi, la convection est plutôt

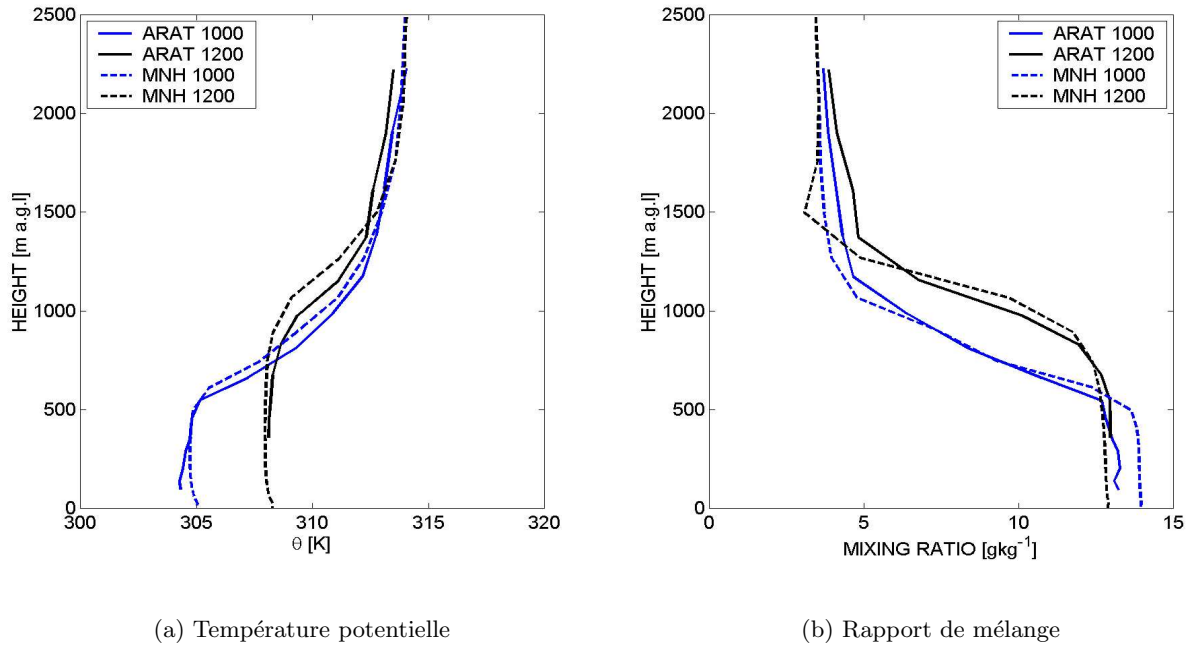


FIG. A.1 – Profils verticaux (a) de la température potentielle et (b) du rapport de mélange en vapeur d'eau mesurés par l'ARAT lors d'un sondage (trait plein) et simulés par Més0-nh (tirets) à 10h (en bleu) et 12h (en noir) (source : M. Lothon).

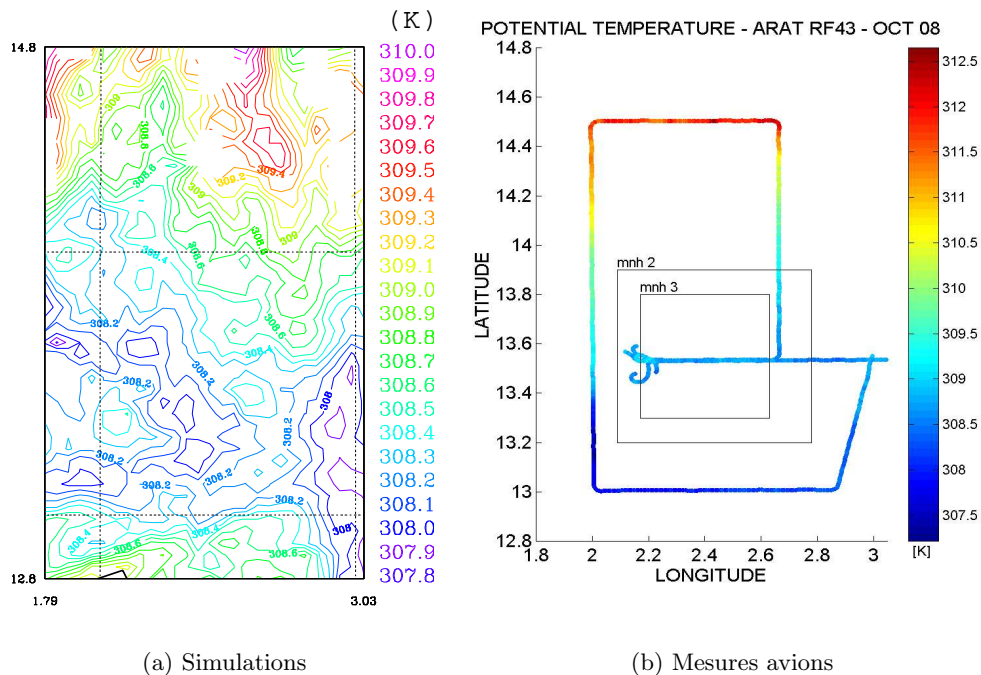


FIG. A.2 – Coupe horizontale de la température potentielle (a) simulée sur le domaine 1 et (b) observée par l'ARAT (source M. Lothon) aux altitudes comprises entre 300 et 400 m autour de 12h.

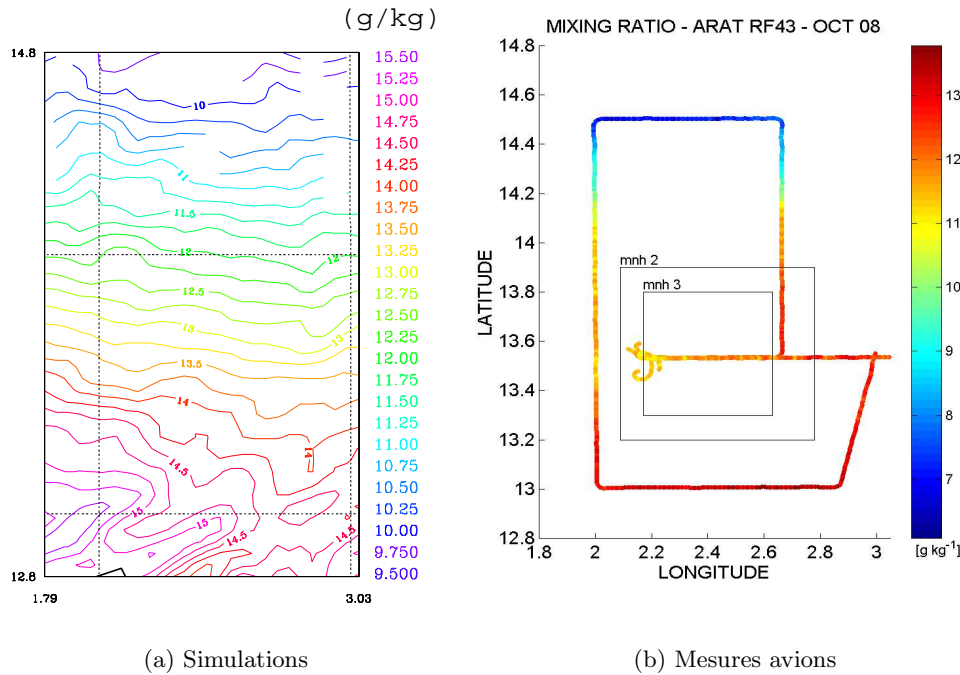


FIG. A.3 – Coupe horizontale du rapport de mélange en vapeur d'eau (a) simulée sur le domaine 1 et (b) observée par l'ARAT (source M. Lothon) aux altitudes comprises entre 300 et 400 m autour de 12h.

organisée en cellules comme illustrée sur la figure A.4. Ce scénario est le même que celui obtenu précédemment pour la simulation *IHOP*₂₀₀₂ et la simulation de *Weckwerth* (2000). Les échelles caractéristiques obtenues dans les mesures avions et dans la simulation par Marie Lothon soulignent l'existence de structures organisées dans la couche limite induisant des échelles plus grandes selon l'axe des x (latitude) que selon l'axe y (longitude).

Enfin, les profils verticaux issus d'ERA-40¹, sur les mois de juillet à octobre 1992, permettent de replacer ce jour dans un contexte saisonnier. Ils indiquent que le cas d'étude choisi du 8 octobre 1992 est représentatif des caractéristiques de couche limite de ce mois en région sahélienne. En effet, le mois d'octobre est caractérisé par des couches limites plus sèches (de 10 à 13 g/kg au lieu de 15 g/kg en juillet et août) et plus chaudes (de 310K contre 305K en août). Les profils troposphériques de température potentielle se distinguent de ceux des mois de juillet et août par leur faible stabilité favorisant une érosion forte de la couche limite au cours de la journée. Le vent est également plus faible en intensité, en moyenne inférieur à 5 m/s sur le mois. Enfin, si les mois de juillet et août sont caractérisés par un vent dominant de sud-ouest (traduisant la présence du flux de mousson), octobre est un mois de transition avec un vent dominant d'est sud-est. Il faut attendre le mois de novembre pour que le régime d'Harmattan soit réellement installé à ces latitudes (c.f. *Nicholson et Grist*, 2003, pour une climatologie du vent). Enfin, le mois d'octobre est caractérisé par une variabilité importante notamment en humidité avec un écart-type² de 3.5 g/kg sur le mois contre 1.5 g/kg pour le mois de juillet ou d'août. Cette variabilité est caractéristique de la phase de retrait de la mousson.

¹Il s'agit des réanalyses du Centre Européen de Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (CEPMMT) disponibles toutes les 6h à une résolution de 1.125°.

²calculé à partir des champs d'ERA-40

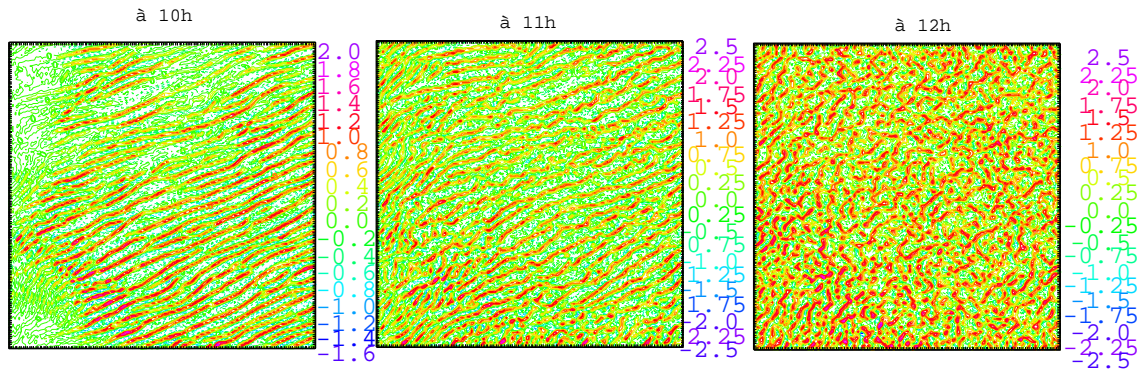


FIG. A.4 – Coupe horizontale de la vitesse verticale à 450 m d'altitude pour le domaine 3 à 10h (à gauche), à 11h (au centre) et à 12h (à droite). Le domaine est un carré de 50 km de côté.

A.2 Couche limite continentale nuageuse, simulation "ARM"

Cette simulation a été réalisée par Franck Auguste. Elle concerne une couche limite convective en développement au-dessus des Grandes Plaines américaines le 21 juin 1997 au-dessus du site ARM-SGP. Ce cas a fait l'objet d'une intercomparaison de LES (*Brown et al.*, 2002) et de modèles 1D (*Lenderink et al.*, 2004). Les flux de surface sont prescrits et varient au cours du temps. Le rapport de Bowen est de 0.3. La couche limite simulée par Méso-NH (en configuration LES) présente des caractéristiques similaires à celles présentées par *Brown et al.* (2002) concernant aussi bien les profils moyens que la couverture nuageuse moyenne. La couche limite se caractérise par un réchauffement progressif associé à l'augmentation des flux de chaleur sensible et à la croissance de la couche limite (comme l'illustre la figure A.5). La hauteur de couche limite atteint 1500 m en fin d'après-midi. La couche limite s'humidifie jusqu'à 14h locale (1900 UTC) en accord avec un flux de vapeur d'eau qui décroît à travers la couche limite ($R_{rv} < 1$ jusqu'à 13h) et elle s'assèche ensuite.

Les nuages se forment à partir de 11h locale (1600 UTC) et leur base est de plus en plus haute au cours de la journée comme indiqué par la figure A.5. La couche nuageuse est épaisse d'environ 1500 m en fin d'après-midi. Les nuages se dissipent vers 20h (0100 UTC). La fraction nuageuse est comprise entre 15 et 20% au cours de la journée, elle augmente jusqu'à 14h (1900 UTC) puis diminue ensuite.

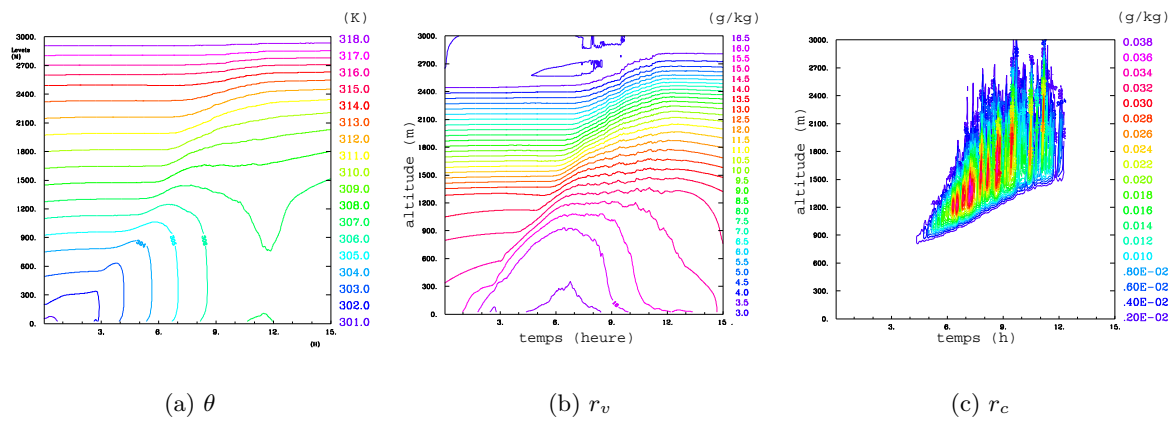


FIG. A.5 – Evolution temporelle du profil vertical moyen de θ (à gauche), de r_v (à droite) et du rapport de mélange en eau nuageuse, r_c (à droite) pour la simulation Méso-NH.

Annexe B

Analyses conditionnelles

Les tableaux ci-dessus fournissent les autres résultats des analyses conditionnelles réalisées. Les tableaux B.1, B.3 et B.5 indiquent les résultats de l'analyse conditionnelle à partir de la simulation LES et les tableaux B.6, B.7 et B.8 les résultats de l'analyse conditionnelle à partir des données in-situ avion.

critère	Alt.	θ' (K)	θ'_v (K)	r'_v (g/kg)	w' (m/s)	θ'^2 (%)	$\theta'_v{}^2$ (%)	$r'_v{}^2$ (%)	w'^2 (%)	$\overline{w'\theta'}$ (%)	$\overline{w'\theta'_v}$ (%)	$\overline{w'r'_v}$ (%)
$r'_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}$.3 z_i	> 0	-0.08	-0.6	-0.7	3	3	28	4	0	3	23
$r'_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}$.5 z_i	> 0	< 0	-0.6	-0.7	10	5	37	5	-11	10	54
$r'_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}$.8 z_i	> 0	0.02	-0.8	-0.4	43	29	54	7	120	-55	39
$r'_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}, w' < 0$.3 z_i	> 0	-0.09	-0.6	-0.9	2	3	23	3			
$r'_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}, w' < 0$.5 z_i	> 0	< 0	-0.6	-0.82	9	5	34	4			
$r'_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}, w' < 0$.8 z_i	> 0	< 0	-0.8	-0.5	35	23	45	7			
$r'_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.3 z_i	< 0	-0.06	-0.32	-0.47	15	18	55	19	10	15	50
$r'_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.5 z_i	> 0	-0.04	-0.38	-0.57	22	16	58	17	-11	10	54
$r'_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.8 z_i	0.12	> 0	-0.61	-0.38	51	38	60	13	148	-72	49
$r'_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.3 z_i	> 0	0.05	0.24	0.4	40	40	36	36	43	42	36
$r'_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.5 z_i	< 0	0.03	0.26	0.4	46	50	34	47	67	57	37
$r'_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.8 z_i	< 0	~ 0	0.42	0.3	38	46	36	70	-43	161	47
$r'_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}, w' > 0$.3 z_i	> 0	0.12	0.25	1.2	24	29	20	24			
$r'_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}, w' > 0$.5 z_i	> 0	0.07	0.27	1.2	25	36	18	35			
$r'_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}, w' > 0$.8 z_i	< 0	~ 0	0.45	1	15	23	18	53			
$r'_v < -\sigma_{.4z_i}$.3 z_i	> 0	-0.07	-0.5	-1.7	4	5	40	7	1	5	33
$r'_v < -\sigma_{.4z_i}$.5 z_i	> 0	-0.03	-0.6	-0.7	13	4	48	8	-12	4	39
$r'_v < -\sigma_{.4z_i}$.8 z_i	0.21	0.06	-0.8	-0.4	51	29	58	9	131	-64	43
$r'_v > \sigma_{.4z_i}$.3 z_i	> 0	0.08	0.39	0.6	11	11	15	8	10	11	15
$r'_v > \sigma_{.4z_i}$.5 z_i	< 0	0.04	0.40	0.6	17	17	17	14	19	18	16
$r'_v > \sigma_{.4z_i}$.8 z_i	-0.12	< 0	0.51	0.5	28	33	30	51	-20	125	41

TAB. B.1 – Moyenne des anomalies de différentes variables (θ , θ_v, r_v, w) et pourcentages de variances expliquées des mêmes variables selon les critères de sélection pour l'analyse conditionnelle. Les résultats présentés correspondent à la moyenne des analyses sur différents instantanés (11h, 12h, 13h et 14h).

critère	Alt.	θ'	θ'_v	r'_v	w'	θ'^2	$\theta'_v{}^2$	$r'_v{}^2$	w'^2	$\overline{w'\theta'}$	$\overline{w'\theta'_v}$	$\overline{w'r'_v}$
		(K)	(K)	(g/kg)	(m/s)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.3z _i	-0.10	-0.11	-0.08	-0.60	33	32	53	36	30	31	38
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.5z _i	-0.08	-0.09	-0.05	-0.49	34	30	35	23	26	22	11
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.8z _i	-0.12	-0.10	0.09	-0.16	29	38	25	16	-35	20	-1
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.3z _i	0.16	0.18	0.11	0.97	51	55	20	37	56	55	47
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.5z _i	0.12	0.15	0.14	1.05	40	54	17	38	68	60	45
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.8z _i	0.15	0.12	-0.17	0.14	45	46	39	37	66	32	50
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w > 0$.3z _i	0.17	0.19	0.14	1.30	39	43	14	31			
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w > 0$.5z _i	0.13	0.16	0.19	1.47	28	43	10	32			
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w > 0$.8z _i	0.07	0.13	0.32	1.41	5	13	6	21			
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w < 0$.3z _i	-0.1	-0.12	-0.11	-0.89	25	25	45	28			
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w < 0$.5z _i	-0.08	-0.10	~ 0	-0.8	24	23	29	17			
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w < 0$.8z _i	-0.12	-0.11	~ 0	-0.51	15	22	15	8			
$\theta_v < -\sigma_{.4z_i}$.3z _i	-0.13	-0.14	-0.09	-0.86	17	16	19	12	14	14	13
$\theta_v < -\sigma_{.4z_i}$.5z _i	-0.14	-0.14	~ 0	-0.64	7	6	3	2	5	4	0
$\theta_v < -\sigma_{.4z_i}$.8z _i	-0.21	-0.14	0.36	~ 0	9	12	4	2	-9	6	-1
$\theta_v > \sigma_{.4z_i}$.3z _i	0.21	0.24	0.17	1.5	34	39	10	23	36	35	31
$\theta_v > \sigma_{.4z_i}$.5z _i	0.16	0.20	0.22	1.9	21	34	6	21	42	36	24
$\theta_v > \sigma_{.4z_i}$.8z _i	0.25	0.17	-0.44	0.24	19	23	14	10	15	18	15
$\theta > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.3z _i	0.21	0.21	~ 0	0.98	43	43	18	25	56	55	47
$\theta > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.5z _i	0.17	0.15	~ 0	0.66	36	35	26	22	68	60	45
$\theta > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.8z _i	0.21	0.11	-0.53	-0.25	47	33	44	12	66	32	50
$\theta < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.3z _i	-0.14	-0.13	~ 0	-0.6	27	21	17	19	30	31	38
$\theta < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.5z _i	-0.13	-0.11	0.14	-0.38	27	18	14	11	26	22	11
$\theta < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.8z _i	-0.15	-0.09	0.30	0.01	30	29	20	20	-35	29	-1
$w > \frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.3z _i	~ 0	0.11	0.11	1.40	43	46	19	47	55	53	48
$w > \frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.5z _i	~ 0	0.08	0.16	1.50	32	45	15	51	64	58	49
$w > \frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.8z _i	~ 0	~ 0	0.41	1.5	7	16	10	49	6	92	51
$w < -\frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.3z _i	~ 0	-0.07	-0.10	-1.09	24	23	46	36	34	32	39
$w < -\frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.5z _i	~ 0	-0.04	-0.13	-1.01	31	22	49	32	19	25	2
$w < -\frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.8z _i	~ 0	~ 0	-0.13	-0.83	21	18	20	19	44	-4	5

TAB. B.2 – Moyenne des anomalies de différentes variables (θ , θ_v, r_v, w) et pourcentages de variances expliquées des mêmes variables selon les critères de sélection pour l'analyse conditionnelle. Les résultats présentés correspondent à la moyenne des analyses sur différents instantanés (11h, 12h, 13h et 14h).

critère	Alt.	θ^2			θ_v^2			r_v^2			w^2		
		Ia	Ie	Ec	Ia	Ie	Ec	Ia	Ie	Ec	Ia	Ie	Ec
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}$.3 z_i	64	21	15	41	18	41	8	2	90	40	9	51
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}$.5 z_i	35	13	52	47	18	35	10	2	88	25	7	68
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}$.8 z_i	28	7	65	42	14	45	14	2	84	42	5	53
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}, w < 0$.3 z_i	58	26	16	31	15	54	8	2	90	14	2	84
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}, w < 0$.5 z_i	33	14	53	44	20	36	10	2	88	13	4	82
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}, w < 0$.8 z_i	27	8	65	39	16	45	13	2	84	23	3	74
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.3 z_i	78	20	2	63	16	22	21	3	76	67	9	24
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.5 z_i	66	14	20	65	14	20	24	4	72	50	8	42
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.8 z_i	43	7	50	56	12	32	25	3	72	47	6	47
$r_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.3 z_i	86	13	1	78	11	11	11	2	87	81	7	11
$r_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.5 z_i	82	15	3	80	13	7	12	2	86	78	9	13
$r_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.8 z_i	51	9	41	70	13	17	21	3	76	82	8	10
$r_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}, w > 0$.3 z_i	62	11	27	47	8	44	9	3	88	56	5	40
$r_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}, w > 0$.5 z_i	72	19	9	55	13	32	8	3	88	55	7	38
$r_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}, w > 0$.8 z_i	52	18	30	65	22	13	10	3	87	65	9	26
$r_v < -\sigma_{.4z_i}$.3 z_i	66	17	17	37	9	54	11	3	87	47	12	41
$r_v < -\sigma_{.4z_i}$.5 z_i	33	12	55	52	21	26	13	3	84	31	8	61
$r_v < -\sigma_{.4z_i}$.8 z_i	23	5	72	48	14	38	17	3	80	43	7	50
$r_v > \sigma_{.4z_i}$.3 z_i	80	13	7	69	11	20	3	1	96	71	11	19
$r_v > \sigma_{.4z_i}$.5 z_i	72	20	8	73	18	9	4	1	95	68	14	18
$r_v > \sigma_{.4z_i}$.8 z_i	30	9	62	68	21	11	8	2	90	73	12	15

TAB. B.3 – Décomposition des variances expliquées par les structures sélectionnées par l'analyse conditionnelle pour différents critères en contributions (en %) des fluctuations intra-structure (première colonne), inter-structure (deuxième colonne) et d'écart à la moyenne (troisième colonne). En gras, sont indiquées les valeurs supérieures à 2 fois l'écart-type.

critère	Alt.	θ^2			θ_v^2			r_v^2			w^2		
		Ia	Ie	Ec	Ia	Ie	Ec	Ia	Ie	Ec	Ia	Ie	Ec
$\theta_v < \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.3z _i	27	5	68	13	1	86	68	23	9	55	5	40
$\theta_v < \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.5z _i	31	8	61	13	1	85	68	24	8	61	9	30
$\theta_v < \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.8z _i	23	8	69	15	2	83	38	17	45	76	14	10
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.3z _i	29	3	67	26	2	72	39	33	28	40	5	55
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.5z _i	30	5	65	24	4	72	46	27	27	42	8	50
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$.8z _i	32	10	58	20	3	77	43	25	32	67	29	4
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w > 0$.3z _i	62	11	26	47	8	45	9	3	88	26	2	72
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w > 0$.5z _i	72	19	9	55	13	32	8	4	88	28	3	69
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w > 0$.8z _i	52	18	30	65	22	13	10	3	87	33	5	62
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w < 0$.3z _i	27	7	66	12	2	86	60	26	14	20	2	78
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w < 0$.5z _i	34	10	56	13	2	85	60	25	15	19	3	78
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}, w < 0$.8z _i	27	10	63	15	2	83	37	17	46	24	4	72
$\theta_v < \sigma_{.4z_i}$.3z _i	15	7	78	4	1	95	55	34	11	29	6	65
$\theta_v < \sigma_{.4z_i}$.5z _i	14	6	80	3	1	96	59	37	4	29	20	51
$\theta_v < \sigma_{.4z_i}$.8z _i	6	4	90	4	1	95	16	16	68	68	27	5
$\theta_v > \sigma_{.4z_i}$.3z _i	18	2	80	15	2	83	20	28	52	18	3	79
$\theta_v > \sigma_{.4z_i}$.5z _i	18	3	79	13	2	85	16	18	66	16	3	81
$\theta_v > \sigma_{.4z_i}$.8z _i	12	11	77	9	3	88	22	38	40	28	62	10
$\theta > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.3z _i	18	2	80	20	6	74	41	54	5	36	10	54
$\theta > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.5z _i	15	3	82	22	16	62	38	45	17	44	30	26
$\theta > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.8z _i	18	3	80	31	10	59	5	1	94	54	26	20
$\theta < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.3z _i	9	1	90	10	2	88	62	26	12	55	8	37
$\theta < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.5z _i	8	1	91	13	4	83	40	20	40	66	14	20
$\theta < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$.8z _i	11	2	88	25	6	69	21	9	70	86	12	2
$w > \frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.3z _i	50	9	41	46	8	46	40	31	29	14	1	86
$w > \frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.5z _i	61	14	25	50	10	40	31	21	48	16	2	82
$w > \frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.8z _i	60	25	15	61	23	16	14	11	75	17	2	81
$w < -\frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.3z _i	55	14	32	43	9	48	62	26	12	10	1	89
$w < -\frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.5z _i	77	18	5	59	12	29	68	18	14	8	1	91
$w < -\frac{1}{2}\sigma_{.5z_i}$.8z _i	71	26	2	73	26	1	67	27	6	6	1	93

TAB. B.4 – Décomposition des variances (en %) expliquées par les fluctuations intra-structure (première colonne), inter-structure (deuxième colonne) et par l'écart à la moyenne (troisième colonne). La somme de ces trois nombres correspond à la variance (en %) expliquée par les structures sélectionnées par l'analyse conditionnelle pour différents critères. En gras, sont indiquées les valeurs supérieures à 2 fois l'écart-type.

critère	Alt.	$\overline{w'\theta'}$			$\overline{w'\theta'_v}$			$\overline{w'r'_v}$		
		intra	inter	écart	intra	inter	écart	intra	inter	écart
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}$	$.3z_i$	54	20	26	20	5	75	5	1	94
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}$	$.5z_i$	-2	-5	107	-8	-7	115	2	-1	99
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.8z_i}$	$.8z_i$	3	0	97	8	1	91	1	0	99
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$	$.3z_i$	95	14	-9	56	9	35	20	2	78
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$	$.5z_i$	-81	-17	199	38	3	59	13	2	85
$r_v < -\frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$	$.8z_i$	5	-1	96	12	0	88	3	-1	98
$r_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$	$.3z_i$	87	10	3	78	9	13	13	-2	89
$r_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$	$.5z_i$	96	14	-10	79	11	10	9	-3	94
$r_v > \frac{1}{2}\sigma_{.2z_i}$	$.8z_i$	110	59	-69	107	21	-28	15	-2	87
$r_v < -\sigma_{.4z_i}$	$.3z_i$	53	11	36	30	6	64	7	2	91
$r_v < -\sigma_{.4z_i}$	$.5z_i$	-3	-3	106	16	4	80	4	-0	96
$r_v < -\sigma_{.4z_i}$	$.8z_i$	4	-1	97	8	1	91	1	-1	100
$r_v > \sigma_{.4z_i}$	$.3z_i$	85	13	2	68	10	22	1	-2	101
$r_v > \sigma_{.4z_i}$	$.5z_i$	104	19	-23	73	14	14	-2	-2	104
$r_v > \sigma_{.4z_i}$	$.8z_i$	280	119	-299	102	28	-30	2	-3	101
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$	$.3z_i$	3	-1	98	7	-0	95	20	0	80
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$	$.5z_i$	-5	-5	110	4	-1	97	47	20	33
$\theta_v < -\frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$	$.8z_i$	-12	-35	147	16	-2	87	140	188	-228
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$	$.3z_i$	23	1	76	21	1	78	10	2	88
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$	$.5z_i$	22	1	77	22	3	75	21	11	68
$\theta_v > \frac{1}{4}\sigma_{.2z_i}$	$.8z_i$	51	79	-30	105	36	-41	47	57	-4
$\theta_v < -\sigma_{.4z_i}$	$.3z_i$	0	-1	101	2	-1	99	8	0	92
$\theta_v < -\sigma_{.4z_i}$	$.5z_i$	1	-4	103	2	-0	98	34	51	15
$\theta_v < -\sigma_{.4z_i}$	$.8z_i$	13	-10	97	6	-5	99	32	-24	92
$\theta_v > \sigma_{.4z_i}$	$.3z_i$	13	0	87	12	0	88	4	2	94
$\theta_v > \sigma_{.4z_i}$	$.5z_i$	11	1	82	10	1	89	4	2	94
$\theta_v > \sigma_{.4z_i}$	$.8z_i$	4	180	-84	15	26	59	8	96	-4

TAB. B.5 – Contribution des structures aux différents flux (en %) et décomposition des flux en contribution intra-structure (première colonne), inter-structure (deuxième colonne) et écart à la moyenne (troisième colonne). Ces termes sont cette fois exprimés en pourcentage de la contribution du flux par les structures.

avion	critère	θ' (K)	θ'_v (K)	r'_v (g/kg)	w' (m/s)	θ'^2 (%)	$\theta_v'^2$ (%)	$r_v'^2$ (%)	w'^2 (%)	$\overline{w'\theta'}$ (%)	$\overline{w'\theta'_v}$ (%)	$\overline{w'r'_v}$ (%)
P3	$r_v < -\sigma$	~ 0	-0.04	-0.38	-0.39	13	14	46	12	10	3	41
P3	$r_v > \sigma$	~ 0	0.05	0.33	0.38	20	22	32	18	20	21	33
P3	$\theta_v < -\sigma$	-0.12	-0.14	-0.11	-0.44	21	24	18	8	23	24	43
P3	$\theta_v > \sigma$	0.17	0.19	0.11	1.08	48	54	15	35	54	76	49
P3	$w < -\sigma$	-0.02	-0.03	-0.07	-1.38	9	9	15	22	8	9	14
P3	$w > \sigma$	0.08	0.1	0.08	1.80	39	42	16	55	43	80	35
P3	$\theta < -\sigma$	-0.13	-0.12	0.09	-0.3	27	21	13	8	25	14	-9
P3	$\theta > \sigma$	0.17	0.17	-0.04	0.90	52	51	21	35	54	71	24
KA	$r_v < -\sigma$	~ 0	-0.06	-0.45	-0.32	13	16	51	11	10	4	51
KA	$r_v > \sigma$	~ 0	0.05	0.36	0.29	19	18	31	18	17	23	26
KA	$\theta_v < -\sigma$	-0.11	-0.14	-0.17	-0.41	21	27	26	9	24	15	44
KA	$\theta_v > \sigma$	0.16	0.18	0.11	1.0	48	52	13	36	54	67	37
KA	$w < -\sigma$	-0.03	-0.04	-0.05	-1.22	9	10	13	24	9	14	13
KA	$w > \sigma$	0.09	0.10	0.08	1.6	35	38	15	55	39	73	33
KA	$\theta < -\sigma$	-0.14	-0.12	0.10	-0.36	27	21	17	9	24	16	-2
KA	$\theta > \sigma$	0.17	0.17	-0.03	0.87	51	49	19	33	53	63	20

TAB. B.6 – Résultats de l'analyse conditionnelle pour différents critères sur les données du P-3 (première partie du tableau) entre 11h et 13h et du KA (deuxième partie du tableau) entre 10h30 et 12h30.

avion	critère	θ^2			θ_v^2			r_v^2			w^2		
		intra	inter	écart	intra	inter	écart	intra	inter	écart	intra	inter	écart
P3	$r_v < -\sigma$	46	46	8	30	36	14	7	7	86	58	25	17
P3	$r_v > \sigma$	50	50	0	44	43	13	4	4	92	62	28	10
P3	$\theta_v < -\sigma$	3	12	85	2	3	95	9	75	16	28	44	28
P3	$\theta_v > \sigma$	10	11	79	8	8	84	9	70	21	20	39	41
P3	$w < -\sigma$	10	83	7	10	75	15	4	89	7	1	3	96
P3	$w > \sigma$	22	47	31	21	41	38	13	73	14	5	5	90
P3	$\theta < -\sigma$	2	3	95	3	9	88	13	71	16	35	51	14
P3	$\theta > \sigma$	8	9	83	8	17	75	10	89	1	18	53	29
KA	$r_v < -\sigma$	47	49	4	39	30	31	7	8	85	47	38	15
KA	$r_v > \sigma$	48	49	3	44	41	15	3	6	91	57	36	7
KA	$\theta_v < -\sigma$	5	18	77	3	5	92	11	66	23	21	49	30
KA	$\theta_v > \sigma$	11	12	77	9	8	83	12	67	21	17	36	47
KA	$w < -\sigma$	5	84	11	38	50	12	35	63	2	23	2	75
KA	$w > \sigma$	14	76	10	33	55	12	20	76	4	24	17	59
KA	$\theta < -\sigma$	3	4	93	6	12	82	19	68	13	28	51	21
KA	$\theta > \sigma$	9	8	83	9	16	75	13	86	1	16	48	36

TAB. B.7 – Décomposition de la variance expliquée par les structures en contribution (en %) des fluctuations intra-structure (1e colonne), inter-structure (2e colonne) et écart à l'état moyen (3e colonne) à partir de l'analyse conditionnelle pour différents critères sur les données du P-3 (première partie du tableau) entre 11h et 13h et du KA (deuxième partie du tableau) entre 10h30 et 12h30.

avion	critère	$\overline{w'\theta'}$			$\overline{w'\theta'_v}$			$\overline{w'r'_v}$		
		intra	inter	écart	intra	inter	écart	intra	inter	écart
P3	$r_v < -\sigma$	62	56	-18	59	25	16	12	-1	89
P3	$r_v > \sigma$	53	53	-6	74	35	-9	7	4	89
P3	$\theta_v < -\sigma$	19	13	69	9	-10	101	23	22	55
P3	$\theta_v > \sigma$	9	8	83	12	10	78	-1	8	93
P3	$w < -\sigma$	38	53	9	1	1	98	5	62	33
P3	$w > \sigma$	21	43	36	10	11	79	12	23	65
P3	$\theta < -\sigma$	2	3	95	2	2	96	35	51	14
P3	$\theta > \sigma$	8	10	82	9	16	75	17	53	30
KA	$r_v < -\sigma$ KA	62	56	-18	47	38	15	9	-1	92
KA	$r_v > \sigma$ KA	55	54	-9	56	53	-9	2	-8	106
KA	$\theta_v < -\sigma$ KA	3	3	94	0	-4	104	4	8	88
KA	$\theta_v > \sigma$ KA	10	8	82	9	4	87	0	5	95
KA	$w < -\sigma$ KA	16	61	23	-1	1	100	18	53	29
KA	$w > \sigma$ KA	16	42	42.0	8	10	82	7	38	55
KA	$\theta < -\sigma$ KA	3	3	94	3	-2	99	28	51	21
KA	$\theta > \sigma$ KA	9	9	82	8	8	84	16	48	36

TAB. B.8 – Contribution totale (en % du flux total) et décomposition du flux (en % du flux expliqué par les structures) en intra-structure (2e colonne), inter-structure (3e colonne) et écart à l'état moyen (4e colonne) à partir de l'analyse conditionnelle pour différents critères sur les données du P-3 (première partie du tableau) entre 11h et 13h et du KA (deuxième partie du tableau) entre 10h30 et 12h30.

Annexe C

Modèle bulk 1D

Nous décrivons ici le modèle bulk utilisé au chapitre 4. Il s'agit d'un modèle d'ordre 0 (i.e. que l'épaisseur de la zone d'entraînement est supposé infinitésimal) qui fournit la température potentielle (θ_m), le rapport de mélange (q_m) et la hauteur (h) moyenne de la couche limite en connaissant les flux de surface et le profil initial en température et en humidité. Les équations du modèle de *Hayden* (1997) sont :

$$h * \frac{d\theta}{dt} = (1 + R_\theta) * \frac{1}{C_p} * Fs(t) \quad (C.1)$$

$$\Delta\theta * \frac{dh}{dt} = R_\theta * fs(t) \quad (C.2)$$

$$\Delta\theta = \theta_o(h) - \theta_m \quad (C.3)$$

$$h * q = \int_0^h q_o(z), dz + \frac{1}{L_v} * \int_0^t Fl(t'), dt' \quad (C.4)$$

$$\Delta q = q_m - q_o(h) \quad (C.5)$$

$$Fsens = \frac{1}{C_p} \int_{t-1}^t Fs(t) dt \quad (C.6)$$

$$Flat = \frac{1}{L_v} \int_{t-1}^t Fl(t) dt \quad (C.7)$$

$C_p = 1004.67$ J/kg/K, $L_v = 2.5 \cdot 10^6$ J/kg et $Fs(t)$ et $Fl(t)$ sont respectivement le flux sensible et latent en surface au temps t . $\Delta\theta$ et Δq sont les sauts de θ et r_v au niveau du sommet de la couche limite. La résolution du système d'équations fournis les solutions suivantes :

$$h_m(t) = \sqrt{h_m(t-1)^2 + 2 * \frac{2 * R_\theta + 1}{\alpha} * Fsens} \quad (C.8)$$

$R_\theta=0.2$ et α est le taux de décroissance de θ

$$\theta_m^t = \frac{1}{h} * [\theta_m^{t-1} * h_m^{t-1} + [\alpha * (h_m^t - h_m^{t-1}) + \theta_m^{t-1}] * (h_m^t - h_m^{t-1}) + Fsens] \quad (C.9)$$

$$q_m^t = \frac{1}{h} * q_m^{t-1} * h_m^{t-1} + 0.5 * [q_m(0) * exp(\frac{-h_m^t}{h_q}) + q_m^{t-1}] * (h_m^t - h_m^{t-1}) + Flat \quad (C.10)$$

$$h_m(t = 0) = 0 \quad (\text{C.11})$$

$$\theta_m(t = 0) = \iint_D \theta(z = 0, t = 7h) dx dy \quad (\text{C.12})$$

$$q_0 = \iint_D q(z = 0, t = 7h) dx dy \quad (\text{C.13})$$

$$\alpha = 0.006 \quad (\text{C.14})$$

Ce modèle suppose un profil initial de température potentielle linéaire avec une température potentielle en surface θ_{os} et un gradient de température α . Le profil d'humidité est supposé décroissant exponentiellement selon $q_o(z) = q_{os} \exp(-\frac{z}{h_q})$. La figure C.2 présente la comparaison pour un profil initial donné (cf figure C.1) la simulation par LES de ces paramètres moyens et le résultat du petit modèle. La comparaison est assez bonne. Ce petit modèle simple fournit

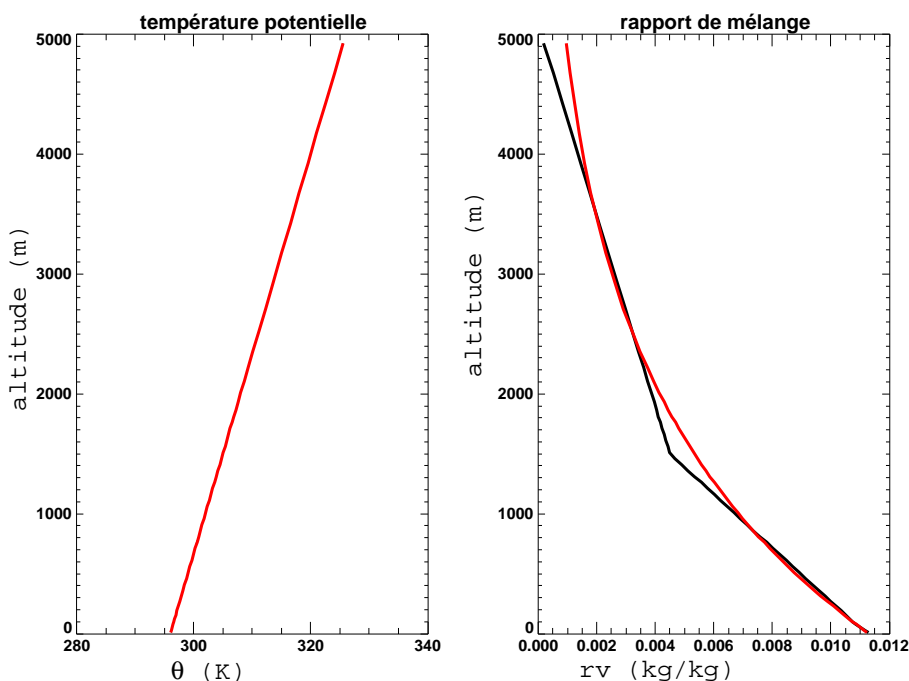


FIG. C.1 – Profils initiaux en température potentielle (à gauche) et rapport de mélange en vapeur d'eau (à droite) dans le modèle 1D (en rouge) et dans la simulation LES (en noir).

l'évolution temporelle de la température potentielle et non la température potentielle virtuelle. Le rapport de mélange en vapeur d'eau est donc traité ici comme un traceur passif et son rôle dans la flottabilité est négligé.

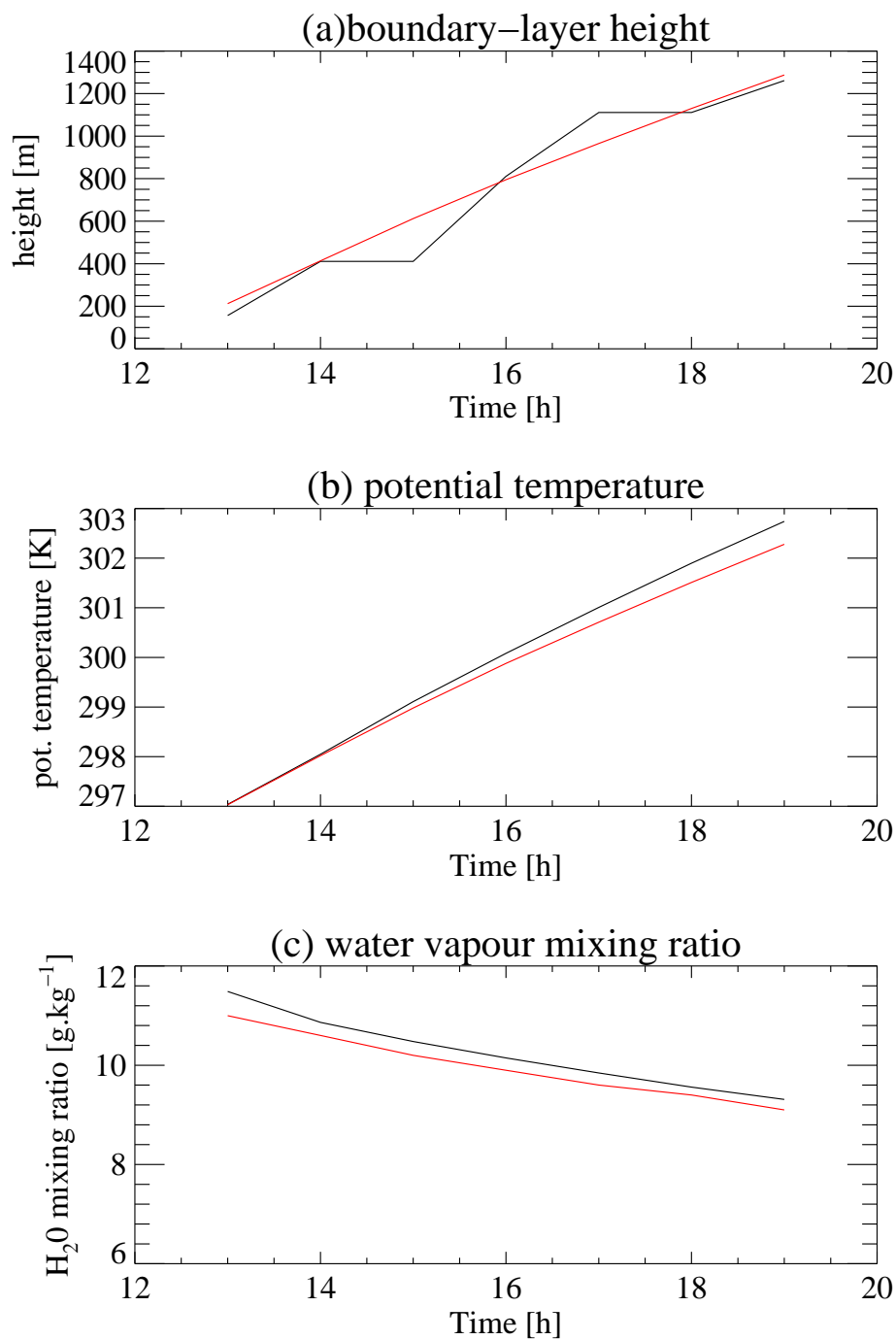


FIG. C.2 – Evolution temporelle des paramètres calculés par le modèle 1D (en rouge) et simulés par LES (en noir).

Bibliographie

- Abdella, K., et N. McFarlane (1997), A new second-order turbulence closure scheme for the planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *54*, 1850–1867.
- Agee, E., et A. Gluhovsky (1999), LES model sensitivities to domains, grids and large-eddy timescales, *J. Atmos. Sci.*, *56*(4), 599–604.
- André, J. C., P. Bougeault, et J.-P. Goutorbe (1990), Regional estimates of heat and evaporation fluxes over non-homogeneous terrain. examples from the HAPEX-MOBILHY programme, *Boundary-layer Meteorol.*, *50*, 77–108.
- André, J. C., P. Lacarrère, et L. J. Mahrt (1979), Sur la distribution verticale de l’humidité dans une couche limite convective, *J. Rech. Atmos.*, *13*(2), 135–146.
- Arakawa, A., et W. H. Schubert (1974), Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large scale environment. part I, *J. Atmos. Sci.*, *31*, 674–701.
- Arking, A. (1991), The radiative effects of clouds and their impact on climate, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *72*(6), 795–813.
- Asanuma, J., et W. Brutsaert (1999), The effect of chessboard variability of the surface fluxes on the aggregated turbulence fields in a convective atmospheric surface layer, *Boundary-layer Meteorol.*, *91*, 37–50.
- Atkinson, B. W., et J. W. Zhang (1996), Mesoscale shallow convection in the atmosphere, *Reviews of Geophysics*, *34*, 403–431.
- Avissar, R., et T. Schmidt (1998), An evaluation of the scale at which ground-surface heat flux patchiness affects the convective boundary layer using large-eddy simulations, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 2666–2689.
- Ayotte, K. W., et al. (1996), An evaluation of neutral and convective planetary boundary-layer parameterizations relative to large eddy simulations, *Boundary-layer Meteorol.*, *79*, 131–175.
- Barnes, G. M., et K. Sieckman (1984), The environment of fast- and slow-moving tropical mesoscale convective cloud lines, *Mon. Wea. Rev.*, *112*(9), 1782–1794.
- Berg, L., et R. B. Stull (2004), Parameterization of joint frequency distributions of potential temperature and water vapor mixing ratio in the daytime convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *61*, 813–828.
- Betts, A. K. (2004), Understanding hydrometeorology using global models, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *85*(11), 1673–1688.

- Bony, S., et J.-P. Duvel (1994), Influence of the vertical structure of the atmosphere on the seasonal variation of precipitable water and greenhouse effect, *J. Geophys. Res.*, *99*(D6), 12,963–12,980.
- Bony, S., et K. A. Emanuel (2001), A parameterization of the cloudiness associated with cumulus convection ; evaluation using TOGA-COARE data, *J. Atmos. Sci.*, *58*(21), 3158–3183.
- Bougeault, P. (1981), Modeling the trade-wind cumulus boundary layer. part I : testing the ensemble cloud relations against numerical data, *J. Atmos. Sci.*, *38*, 2414–2428.
- Bougeault, P. (1982), Cloud-ensemble relations based on the gamma probability distribution for the higher- order models of the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *39*, 2691–2700.
- Bougeault, P., et P. Lacarrère (1989), Parameterization of orography induced turbulence in a mesobeta-scale model, *Mon. Wea. Rev.*, *117*, 1872–1890.
- Brotzge, J. A., et K. C. Crawford (2003), Examination of the surface energy budget : a comparison of eddy correlation and bowen ratio measurement systems, *J. Hydrometeorology*, *4*(2), 160–178.
- Brown, A. R., et al. (2002), Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *128*, 1075–1093.
- Bruneau, D., P. Quaglia, C. Flamant, M. Meissonnier, et J. Pelon (2001), Airborne lidar LEANDRE II for water vapor profiling in the troposphere I : system description, *Appl. Opt.*, *40*(21), 3450–3461.
- Cahen, C., G. Megie, et P. Flamant (1982), Lidar monitoring of the water vapor cycle of the troposphere, *J. Appl. Met.*, *21*(10), 1506–1515.
- Chaboureaud, J. P., F. Guichard, J. L. Redelsperger, et J. P. Lafore (2004), The role of stability and moisture in the diurnal cycle of convection over land, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *130*, 3105–3117.
- Cheinet, S. (2002), La paramétrisation des couches limites convectives claires et nuageuses, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique.
- Chen, F., et R. Avissar (1994), Impact of land surface moisture variability on local shallow convective cumulus and precipitation in large-scale models, *J. Appl. Met.*, *33*, 1382–1401.
- Chen, F., K. W. Manning, D. N. Yates, M. A. LeMone, S. B. Trier, R. Cuenca, et D. Niyogi (2004), Development of a high resolution land data assimilation system (HRLDAS)- preprints 16th conf. on numerical weather prediction seattle wa amer. meteor. soc. cd-rom 22.3, *Preprints 16th Conf. on Numerical Weather Prediction Seattle WA Amer. Meteor. Soc. CD-ROM 22.3*.
- Clarke, R. H. (1971), The WANGARA experiment : Boundary layer data, *Rapport Technique 19*, CSIRO, Australia, Div. Meteor. Phys.
- Conover, J. H. (1990), *the Blue Hill Observatory : the first 100 years, 1885-1985*, Am. Meteor. Soc. Boston, MA.
- Coulman, C. E. (1978), Boundary-layer evolution and nocturnal dispersal - part II, *Boundary-layer Meteorol.*, *14*, 493–513.

- Couvreur, F. (2000), Etude de la couche limite convective : Analyse des flux turbulents dans les simulations 1D et 3D à partir des données de la campagne EFEDA-91, rapport de stage, Ecole Nationale de la Météorologie.
- Couvreur, F., T. W. Weckwerth, et J. Pinto (2002), Assimilation des données d'AERI dans MM5, in *Ateliers de Modélisation de l'atmosphère, Toulouse, Novembre 2002*.
- Crook, N. A. (1996), Sensitivity of moist convection forced by boundary layer processes to low-level thermodynamics fields, *Mon. Wea. Rev.*, *124*, 1767–1785.
- Crum, T. D., et R. B. Stull (1987), Field measurements of the amount of surface layer air versus height in the entrainment zone, *J. Atmos. Sci.*, *44*, 2743–2753.
- Crum, T. D., R. B. Stull, et E. W. Eloranta (1987), Coincident lidar and aircraft observations of entrainment into thermals and mixed layers, *J. Climate and Appl. Meteorol.*, *26*, 774–788.
- Cuxart, J., P. Bougeault, et J.-L. Redelsperger (2000), A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *126*, 1–30.
- Dabas, A., et C. Flamant (2002), Les instruments de télédétection au sol, *La Météorologie*, *39*, 76–82.
- Davis, K. J., D. H. Lenschow, S. P. Oncley, C. Kiemle, G. Ehret, A. Giez, et J. Mann (1997), Role of entrainment in surface-atmosphere interactions over the boreal forest, *J. Geophys. Res.*, *102*(D24), 29,219–29,230.
- Davis, K. J., N. Gamage, C. R. Hagelberg, C. Kiemle, D. H. Lenschow, et P. P. Sullivan (2000), An objective method for deriving atmospheric structure from airborne lidar observations, *J. Atmos. and Ocean. Techn.*, *17*(30), 1455–1468.
- 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*(4), 403–421.
- Deardorff, J. W. (1966), The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory, *J. Atmos. Sci.*, *23*(5), 503–506.
- Deardorff, J. W. (1970), Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and Rayleigh convection, *J. Atmos. Sci.*, *27*(8), 1209–1211.
- Deardorff, J. W. (1972), Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux, *J. Geophys. Res.*, *77*(30), 5900–5904.
- Deardorff, J. W. (1974), Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer, *Boundary-layer Meteorol.*, *7*, 81–106.
- Derbyshire, S. H., I. Beau, P. Bechtold, J.-Y. Grandpeix, J. M. Piriou, J.-L. Redelsperger, et P. M. M. Soares (2004), Sensitivity of moist convection to environmental humidity, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *130*, 3055–3079.
- Doerlfinger, J. C., et S. Zhong (2001), Les applications météorologiques du système de positionnement satellitaire GPS, *La Météorologie*, *34*, 21–37.
- Doran, J. C., et S. Zhong (2002), Comments on 'Atmospheric disturbance caused by human modification of the landscape', *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *x*, 277–283.

- Doran, J. C., J. M. Hubbe, J. C. Liljegren, W. J. Shaw, G. J. Collatz, D. R. Cook, et R. L. Hart (1998), A technique for determining the spatial and temporal distribution of surface fluxes of heat and moisture over the southern great plains cloud and radiation testbed, *J. Geophys. Res.*, *103*(D6), 6109–6121.
- Druilhet, A., J. Frangi, D. Guedalia, et J. Fontan (1983), Experimental studies of the turbulence structure parameters of the convective boundary layer, *J. Climate and Appl. Met.*, *22*, 593–608.
- Ducrocq, V., D. Ricard, J. Lafore, et F. Orain (2002), Storm-scale numerical rainfall prediction for five-precipitating events over France : on the importance of the initial humidity field, *Weath. and Forecast.*, *17*, 1236–1256.
- Dunion, J. P., et C. S. Velden (2004), The impact of the saharan air layer on atlantic tropical cyclone activity, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *85*(3), 353–365.
- Durand, P., F. Thoumieux, et D. Lambert (2000), Turbulent length-scales in the marine atmospheric mixed layer, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *126*, 1889–1912.
- Etling, D., et R. A. Brown (1993), Roll vortices in the planetary boundary layer : a review, *Boundary-layer Meteorol.*, *65*, 215–248.
- Fabry, F., C. Frush, I. Zawadzki, et A. Kilambi (1997), On the extraction of near-surface index of refraction using radar phase measurements from ground targets, *J. Atmos. and Ocean. Techn.*, *14*, 978–988.
- Fedorovich, E., R. Conzemius, et D. Mironov (2004), Convective entrainment into a shear-free, linearly stratified atmosphere : bulk models reevaluated through large eddy simulations, *J. Atmos. Sci.*, *61*, 281–295.
- Feltz, W. F., W. L. Smith, R. O. Knuteson, H. E. Revercomb, H. M. Woolf, et H. B. Howell (1998), Meteorological applications of temperature and water vapor retrievals from the ground-based atmospheric emitted radiance interferometer (AERI), *J. Appl. Met.*, *37*, 857–875.
- Feltz, W. F., W. L. Smith, H. B. Howell, R. O. Knuteson, H. Woolf, et H. E. Revercomb (2003), Near continuous profiling of temperature, moisture, and atmospheric stability using the atmospheric emitted radiance interferometer (AERI), *J. Appl. Met.*, *42*(5), 584–597.
- Flamant, C., J. Pelon, P. H. Flamant, et P. Durand (1997), Lidar determination of the entrainment zone thickness at the top of the unstable marine atmospheric boundary layer, *Boundary-layer Meteorol.*, *83*, 247–284.
- Flamant, C., J. Pelon, B. Brashers, et R. A. Brown (1999), Evidence of a mixed-layer dynamics contribution to the entrainment process, *Boundary-layer Meteorol.*, *93*, 47–73.
- Flamant, C., et al. (2003), La campagne IHOP 2002 : une campagne de mesure de la vapeur d'eau dans la couche limite, *La Météorologie*, *43*, 38–47.
- Freedman, J. M., et D. R. Fitzjarrald (2001), Postfrontal airmass modification, *J. Hydrometeorology*, *2*, 419–437.
- Gal-Chen, T., et R. C. Sommerville (1975), On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier-Stokes equations, *J. Comput. Phys.*, *17*, 209–228.

- Greenhut, G. K., et S. J. S. Khalsa (1982), Updraft and downdraft events in the atmospheric boundary layer over the equatorial pacific ocean, *J. Atmos. Sci.*, *39*, 1803–1817.
- Grell, G. A. (1993), Prognostic evaluation of assumptions used by cumulus parameterizations, *Mon. Wea. Rev.*, *121*, 764–787.
- Grell, G. A., J. Dudhia, et D. R. Stauffer (1995), A description of the 5th generation penn State/NCAR mesoscale model (MM5), *Rapport technique*, National Center for Atmospheric Research.
- Grossman, R. L. (1984), Bivariate conditional sampling of moisture flux over a tropical ocean, *J. Atmos. Sci.*, *41*, 3238–3253.
- Grossman, R. L. (1992), Convective boundary layer budgets of moisture and sensible heat over an unstressed prairie, *J. Geophys. Res.*, *97*, 18,425–18,438.
- Grossman, R. L. (1995), Length scale composition of moisture flux in a continental, convective boundary layer, *J. Geophys. Res.*, *100*(D12), 25,675–25,678.
- Grossman, R. L., et N. Gamage (1995), Moisture flux and mixing processes in the daytime continental convective boundary layer, *J. Geophys. Res.*, *100*, 25,665–25,674.
- Guenno, M. (2002), Initiation de la convection profonde : cas du cycle diurne continental, rapport de stage, Université Paul Sabatier- Météo France.
- Guichard, F., D. B. Parsons, et E. Miller (2000), Thermodynamical and radiative impact of the correction of sounding humidity bias in the Tropics, *J. Climate*, *13*, 3611–3624.
- Guichard, F., et al. (2004), Modelling the diurnal cycle of deep precipitating convection over land with cloud-resolving models and single column models, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *130*, 3139–3172.
- Guillemet, B., H. Isaka, et P. Mascart (1983), Molecular dissipation of turbulent fluctuations in the convective mixed layer. part I height variations of dissipation rates, *Boundary-layer Meteorol.*, *27*, 141–162.
- Gutzler, D. S. (1993), Uncertainties in climatological tropical humidity profiles : Some implications for estimating the greenhouse effect., *J. Climate*, *6*, 978–982.
- Hanssen, R. F., T. M. Weckwerth, H. A. Zebker, et R. Klees (1999), High resolution water vapor mapping from interferometric radar measurements, *Science*, *18*, 1295–1297.
- Harrison, H. (2002), Comments on 'Does the earth have an adapted infrared iris?', *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *83*(4), 597–597.
- Hayden, T. (1997), An analytical study of cumulus onset, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *123*, 1945–1960.
- Hechtel, L. M., C.-H. Moeng, et R. B. Stull (1990), The effects of nonhomogeneous surface fluxes on the convective boundary layer : a case study using large-eddy simulation, *J. Atmos. Sci.*, *47*, 1721–1741.
- Hidalgo, J. (2004), Tests de sensibilité du schéma de turbulence de méso-nh pour les cas ayotte, bomex, arm, rapport de stage, Centre National de Recherches Météorologiques.

- Holtslag, A. A. M., et C.-H. Moeng (1991), Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 1690–1842.
- 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*, 1105–1123.
- Izumi, Y. (1971), Kansas 1968 field program data report, *Rapport Technique 369*, Environmental Research Papers , AFC RL-72 0041, Air Force Cambridge Research Lab., Bedford, U.S.A.
- Jabouille, P. e. a. (2003), The MesoNH user’s guide, *Rapport technique*, Météo-France et Laboratoire d’Aérodynamique.
- Jonker, H. J. J., P. G. Duynkerke, et J. W. M. Cuijpers (1999), Mesoscale fluctuations in scalars generated by boundary layer convection, *J. Atmos. Sci.*, *56*, 801–808.
- Kanda, M., A. Inagaki, M. O. Letzel, S. Raasch, et T. Watanabe (2004), LES study of the energy imbalance problem with eddy covariance fluxes, *Boundary-layer Meteorol.*, *110*, 381–404.
- Kang, S., et K. J. Davis (2004), Observations of spatial variations in convective boundary layer structure over a heterogeneous land surface during IHOP, in *AMS-Boundary Layer conference*, edited by S. Kang et K. J. Davis.
- Kiemle, C., G. Ehret, A. Giez, K. J. Davis, D. H. Lenschow, et S. P. Oncley (1997), Estimation of boundary layer humidity fluxes and statistics from airborne differential absorption lidar (dial), *J. Geophys. Res.*, *102*, 29,189–29,203.
- Kim, H., Y. Noh, et S. Raasch (2004), Interaction between wind and temperature fields in the planetary boundary layer for a spatially heterogeneous surface heat flux, *Boundary-layer Meteorol.*, *111*(2), 225–246.
- Lafore, J.-P., et al. (1998), The Meso-NH atmospheric simulation system. part I : adiabatic formulation and control simulations, *Ann. Geophys.*, *16*, 90–109.
- Larson, V. E., R. Wood, P. R. Field, J.-C. Golaz, T. H. Vonder Haar, et W. R. Cotton (2001), Small-scale and mesoscale variability of scalars in cloudy boundary layers : one-dimensional probability density functions, *J. Atmos. Sci.*, *58*, 1978–1994.
- Le Barbé, L., et T. Lebel (1997), Rainfall climatology of the HAPEX-Sahel region during the years 1950-1990, *J. Hydrol.*, *188-189*(1-4), 43–73.
- LeMone, M. A. (1973), The structure and dynamics of horizontal vortices in the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *30*, 1077–1091.
- LeMone, M. A. (1990), Some observations of vertical velocity skewness in the convective planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *47*, 1163–1169.
- Lenderink, G., et al. (2004), The diurnal cycle of shallow cumulus clouds over land : a single column model intercomparison study, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *130*, 3339–3364.
- Lenschow, D. H., et B. B. Stankov (1986), Length scales in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *43*, 1198–673.
- Lenschow, D. H., V. Wulfmeyer, et C. Senff (2000), Measuring second- through fourth-order moments in noisy data, *J. Atmos. and Ocean. Techn.*, *17*, 1330–1347.

- Lilly, D. K. (1968), Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *94*, 292–309.
- Lilly, D. K., et T. Gal-Chen (1982), *Mesoscale meteorology-theories, observations and models*, D. Reidel Publishing Company.
- Lindzen, R. S. (1990), Some coolness concerning global warming, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *71*(3), 288–299.
- Lindzen, R. S., M.-D. Chou, et A. Y. Hou (2001), Does the earth have an adaptative infrared iris?, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *82*(3), 417–432.
- Lohou, F. (1997), Etude expérimentale et modélisation des structures cohérentes de couche limite atmosphérique, thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse.
- Lohou, F., B. Campistron, A. Druilhet, P. Foster, et J. P. Pages (1998), Turbulence and coherent organizations in the atmospheric boundary layer : a radar-aircraft experimental approach, *Boundary-layer Meteorol.*, *86*, 147–179.
- Lohou, F., A. Druilhet, B. Campistron, J.-L. Redelsperger, et F. Saïd (2000), Numerical study of the impact of coherent structures on vertical transfers in the atmospheric boundary layer, *Boundary-layer Meteorol.*, *97*, 361–383.
- Mace, G. G., et T. P. Ackerman (1996), Assessment of error in synoptic-scale diagnostics derived from wind profiler and radiosonde network data, *Mon. Wea. Rev.*, *124*, 1521–1534.
- Mahrt, L. (1976), Mixed layer moisture structure, *Mon. Wea. Rev.*, *104*, 1403–1407.
- Mahrt, L. (1991), Boundary layer moisture regimes, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *117*, 151–176.
- Mahrt, L. (2000), Surface heterogeneity and vertical structure of the boundary layer, *Boundary-layer Meteorol.*, *96*, 33–62.
- Mathieu, A., A. Lahellec, et A. Weill (2004), Evaluation of a numerical weather forecast model using boundary layer cloud-top temperature retrieved from AVHRR, *Mon. Wea. Rev.*, *132*, 915–928.
- Milford, J. R., S. Abdulla, et D. A. Mansfield (1979), Eddy flux measurements using an instrumented powered glider, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *105*(445), 673–693.
- Moeng, C. (1984), A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence, *J. Atmos. Sci.*, *41*(13), 2052–2062.
- Moeng, C., et P. P. Sullivan (1994), A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows, *J. Atmos. Sci.*, *51*(7), 999–1022.
- Moeng, C., et J. C. Wyngaard (1984), Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *41*(21), 3161–3169.
- Nicholls, S., et M. A. LeMone (1980), Fair weather boundary layer in GATE : the relationship of subcloud fluxes and structure to the distribution and enhancement of cumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *37*(9), 2051–2067.
- Nicholson, S. E., et J. P. Grist (2003), The seasonal evolution of the atmospheric circulation over west Africa and equatorial Africa, *J. Climate*, *16*(7), 1013–1030.

- Noilhan, J., et S. Planton (1989), A simple parameterization of land surface processes for meteorological models, *Mon. Wea. Rev.*, *117*, 536–549.
- Orlanski, I. (1975), A rational subdivision of scales for atmospheric processes, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *56*(5), 527–530.
- Parsons, D. B., M. A. Shapiro, M. A. Hardesty, et E. Miller (2000), The mesoscale structure of a nocturnal dryline and of a frontal-dryline merger, *Mon. Wea. Rev.*, *128*, 3824–3838.
- Philander, S. G. (1998), *Is the temperature rising? the uncertainty science of global warming*, Princeton University Press.
- Phulpin, T., F. Rabier, et L. Lavannant (2002), Le sondage satellitaire et son évolution, *La Météorologie*, *40*, 80–85.
- Pino, D., J. Vilà-Guerau de Arellano, et P. G. Duynkerke (2003), The contribution of shear to the evolution of a convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *60*, 1913–1926.
- Poli, P., J. Joiner, et E. R. Kursinski (2003), 1Dvar analysis of temperature and humidity using GPS radio-occultation data, *J. Geophys. Res.*, *107*(D20), 14,1–14,20.
- Price, J. D. (2001), A study of probability distributions of boundary-layer humidity and associated errors in parameterized cloud-fraction, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *127*(573), 739–758.
- Rabin, R. M., S. Stadler, P. J. Wetzel, D. J. Stensrud, et M. Gregory (1990), Observed effects of landscape variability on convective clouds, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *71*(3), 272–280.
- Redelsperger, J.-L., et G. Sommeria (1981), Method of representing the turbulence at scales inferior to the grid in a three-dimensional model of cloud convection, *Boundary-layer Meteorol.*, *21*, 509–530.
- Redelsperger, J.-L., D. B. Parsons, et F. Guichard (2002), Recovery processes and factors limiting cloud-top height following the arrival of a dry intrusion observed during TOGA-COARE, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 2438–2457.
- Rhea, J. O. (1966), A study of thunderstorm formation along dry lines, *J. Atmos. Sci.*, *5*, 58–63.
- Roca, R., J.-P. Lafore, C. Piriou, et J.-L. Redelsperger (2005), Extratropical dry-air intrusions into the west african monsoon midtroposphere : An important factor for the convective activity over the sahel., *J. Atmos. Sci.*, *62*, 390–407.
- Said, F., J. L. Attié, B. Benech, A. Druilhet, P. Durand, M. H. Marciniak, et B. Monteny (1997), Spatial variability in airborne surface flux measurements during HAPEX-Sahel, *Journ. of Hydrol.*, *188-189*(1-4), 878–891.
- Said, F., P. Bessemoulin, H. A. R. De Bruin, G. Dugdale, P. Kabat, C. Lloyd, M. Lucotte, et B. Monteny (2000), Sensible and latent heat fluxes during HAPEX-Sahel. part I : comparison of aircraft and ground-based measurements ; part II : the structure of the sahelian atmospheric boundary layer, unpublished.
- Schmidt, H., et U. Schumann (1989), Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations, *J. Fluid Mech.*, *200*, 511–562.
- Schumann, U., et C.-H. Moeng (1991), Plume fluxes in clear and cloudy convective boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *48*(15), 1746–1757.

- Smith, W. L. e. a. (1990), GAPEX : A Ground Atmospheric Profiling Experiment, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *71*, 310–318.
- Soares, P. M. M., P. M. A. Miranda, A. P. Siebesma, et J. Teixeira (2004), An eddy-diffusivity/mass-flux parameterization for dry and shallow cumulus convection, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *130*(604), 3365–3383.
- Sorbjan, Z. (1990), Similarity scales and universal profiles of statistical moments in the convective boundary layer, *J. Appl. Met.*, *29*, 762–775.
- Sorbjan, Z. (1991), Evaluation of local similarity functions in the convective boundary layer, *J. Appl. Met.*, *30*, 1565–1583.
- Spencer, R. W., et W. D. Braswell (1997), How dry is the tropical free troposphere? implications for global warming theory, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *78*(6), 1097–1106.
- Stevens, B., et D. H. Lenschow (2001), Observations, experiments and large eddy simulation, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *82*, 283–294.
- Stevens, B., G. Vali, C. K., R. Wood, M. C. Van Zanten, P. H. Austin, C. S. Breterthon, et L. D. H. (2005), Pockets of open cells and drizzle in marine stratocumulus, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *86*(1), 51–57.
- Stirling, A. J., et J. C. Petch (2004), The impacts of spatial variability on the development of convection, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *130*, 3189–3206.
- Stokes, G. M., et S. E. Schwartz (1994), The Atmospheric Radiation Measurement (ARM) program : programmatic background and design of the cloud and radiation test-bed, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *75*(7), 1201–1221.
- Stull, R. B. (1988), *An introduction to boundary layer meteorology*, Kluwer Academic Publishers.
- Stull, R. B., et A. G. M. Driedonks (1987), Applications of the transilient turbulence parameterization to atmospheric boundary-layer simulations, *Boundary-layer Meteorol.*, *40*, 209–239.
- Sullivan, P. P., C.-H. Moeng, B. Stevens, D. H. Lenschow, et S. D. Mayor (1998), Structure of the entrainment zone capping the convective atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 3042–3064.
- Takemi, T., et T. Satomura (2000), Numerical experiments on the mechanisms for the development and maintenance of long-lived squall lines in dry environments, *J. Atmos. Sci.*, *57*, 1718–1740.
- Taylor, C. M., R. J. Harding, A. J. Thorpe, et P. Bessemoulin (1997a), A mesoscale simulation of land-surface heterogeneity from HAPEX-Sahel, *J. Hydrol.*, *188-189*(1-4), 1040–1066.
- Taylor, C. M., F. Said, et T. Lebel (1997b), Interaction between the land surface and mesoscale rainfall variability during HAPEX-Sahel, *Mon. Wea. Rev.*, *125*(9), 2211–2227.
- Taylor, C. M., R. J. Ellis, D. J. Parker, R. R. Burton, et C. D. Throncroft (2003), Linking boundary-layer variability with convection : a case-study from JET2000, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *129*, 2233–2253.
- Tennekes, H. (1973), A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *30*, 558–567.

- Tennekes, H., et A. G. M. Driedonks (1981), Basic entrainment equations for the atmospheric boundary layer, *Boundary-layer Meteorol.*, *20*(4), 515–531.
- Tomas, S., et V. Masson (2005), A parameterization of third order moments for the convective boundary layer, submitted to BLM.
- Tompkins, A. M. (2002), Prognostic parameterization of the subgrid-scale variability of water vapor and clouds in large-scale models and its use to diagnose cloud cover, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 1917–1942.
- Trier, S. B., F. Chen, et K. W. Manning (2004), A study of convection initiation in a mesoscale model using high-resolution land surface initial conditions, *Mon. Wea. Rev.*, *132*(12), 2954–2976.
- Turner, D. D., R. A. Ferrare, L. A. Heilman Brasseur, W. F. Feltz, et T. P. Tooman (2002), Automated retrievals of water vapor and aerosol profiles from an operational raman lidar, *J. Atmos. and Ocean. Techn.*, *19*, 37–50.
- Van Zanten, M. C., P. G. Duynkerke, et W. M. Cuijpers (1999), Entrainment parameterization in convective boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *56*, 813–828.
- Wang, J., H. L. Cole, C. D. J., E. R. Miller, et K. Beierle (2002), Corrections of humidity measurement errors from the Vaisala RS80 Radiosonde- application to TOGA-COARE data, *J. Atmos. and Ocean. Techn.*, *19*, 981–1002.
- Wang, J., D. J. Carlson, D. B. Parsons, T. F. Hock, D. Lauritsen, H. L. Cole, K. Beierle, et E. Chamberlain (2003), Performance of operational radiosonde humidity sensors in direct comparison with a chilled mirror dew-point hygrometer and its climate implication, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 1–4.
- Wang, S., et B. Stevens (2000), Top-hat representation of turbulence statistics in cloud-topped boundary layers : a large-eddy simulation study, *J. Atmos. Sci.*, *57*, 423–441.
- Watson, R. T., et the core writing team (Eds.) (2001), *IPCC, 2001 : Climate Change 2001 : Synthesis Report ; A contribution of working groups I, II and III to the third assessment report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press.
- Weaver, C. P., et R. Avissar (2001), Atmospheric disturbances caused by human modification of the landscape, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *82*, 269–280.
- Weckwerth, T. M. (1995), A study of horizontal convective rolls occurring within clear-air convective boundary layers, thèse de doctorat, University of California Los Angeles.
- Weckwerth, T. M. (2000), The effect of small-scale moisture variability on thunderstorm initiation, *Mon. Wea. Rev.*, *128*, 4017–4030.
- Weckwerth, T. M., J. W. Wilson, et R. M. Wakimoto (1996), Thermodynamic variability within the convective boundary layer due to horizontal convective rolls, *Mon. Wea. Rev.*, *124*, 769–784.
- Weckwerth, T. M., J. W. Wilson, R. M. Wakimoto, et N. A. Crook (1997), Horizontal convective rolls : determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics, *Mon. Wea. Rev.*, *125*, 505–526.

- Weckwerth, T. M., V. Wulfmeyer, R. M. Wakimoto, R. M. Hardesty, J. W. Wilson, et R. M. Banta (1999), NCAR-NOAA lower-tropospheric water vapor workshop, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *81*, 2339–2357.
- Weckwerth, T. M., C. R. Pettet, F. Fabry, S. Park, M. LeMone, et J. W. Wilson (2005), Radar refractivity retrieval : validation and application to short-term forecasting, *J. Appl. Met.*, *44*, 285–300.
- Weckwerth, T. M., et al. (2004), An overview of the International H2O Project (*IHOP*₂₀₀₂) and some preliminary highlights, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *85*(2), 253–277.
- Whiteman, D. N., et S. H. Melfi (1999), Cloud liquid water, mean droplet radius and number density measurements using a raman lidar, *J. Geophys. Res.*, *104*, 31 411–31 419.
- Wilczak, J. M., E. E. Gossard, W. D. Neff, et W. L. Eberhard (1996), Ground-based remote sensing of the atmospheric boundary layer : 25 years of progress, *Boundary-layer Meteorol.*, *78*, 321–349.
- Wilde, N. P., R. B. Stull, et E. W. Eloranta (1985), The LCL zone and cumulus onset, *J. Climate and Appl. Met.*, *24*, 640–657.
- Williams, A. G., et J. M. Hacker (1993), Interactions between coherent eddies in the lower convective boundary layer, *Boundary-layer Meteorol.*, *64*, 55–74.
- Wulfmeyer, V. (1999), Investigation of turbulent processes in the lower troposphere with water vapor dial and radar-rass, *J. Atmos. Sci.*, *56*, 1055–1076.
- Wyngaard, J. C., et R. A. Brost (1984), Top-down and bottom-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *41*, 102–112.
- Wyngaard, J. C., W. T. Pennell, D. H. Lenschow, et M. A. Lemone (1978), The temperature-humidity covariance budget in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *35*, 47–58.
- Young, G. S. (1988), Turbulence structure of the convective boundary layer. part II : Phoenix 78 aircraft observations of thermals and their environment, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 727–735.
- Young, G. S., A. R. Kristovich, M. R. Hoelmfelt, et F. R. C. (2002), Rolls, streets, waves and more, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *xx*, 54–69.
- Zhang, D., et R. A. Anthes (1982), A high-resolution model of planetary boundary layer - sensitivity tests and comparisons with SESAME-79 data, *J. Appl. Met.*, *21*, 1594–1609.
- Zhong, S., et J. C. Doran (1997), A study of the effects of spatially varying fluxes on cloud formation and boundary layer properties using data from the southern great plains cloud and radiation testbed, *J. Climate*, *10*, 327–341.
- Zhu, P., et B. Albrecht (2002), A theoretical and observational analysis on the formation of fair-weather cumuli, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 1983–2005.
- Zhu, P., et B. Albrecht (2003), Large eddy simulations of continental shallow cumulus convection, *J. Geophys. Res.*, *108*, 1–18.
- Zipser, E. J., et R. H. Johnson (1998), Systematic errors in radiosonde humidities a global problem?, in *Preprints, 10th Symp. on Measurements, Observations and Instrumentation, Phoenix, AZ, Am. Meteor. Soc.*

WATER VAPOUR VARIABILITY WITHIN THE CONVECTIVE BOUNDARY LAYER

Fleur COUVREUX

Defended the 21st october 2005 at
Centre National de recherches météorologiques, Météo-France,
42 avenue G. Coriolis, 31057 TOULOUSE Cedex 1, France

Abstract :

A comprehensive analysis of the variability of water vapour in a growing convective boundary layer (CBL) over land is presented, using numerical simulations and observation analysis. A realistic Large Eddy Simulation (LES) is designed and validated using data from *IHOP*₂₀₀₂. The LES reproduces the development of the CBL and the water vapour variability. The observed moisture variability exhibits contributions from different scales. The variability is important and driven by the dynamics of the CBL. An asymmetry of the water vapour distribution is observed and simulated within the CBL. It results from dry intrusions originating from above the CBL, underlying the role of entrainment. An original methodology allows us to investigate the role of surface heterogeneities, horizontal advection and initial atmospheric heterogeneities in the moisture variability in the CBL at mesoscale. The parameterization of water vapour variability is discussed in a 1D-framework.

Keywords : Variability, water vapour, convective boundary layer, IHOP 2002, entrainment, dry downdraft, variance, skewness

VARIABILITE DE LA VAPEUR D'EAU DANS LA COUCHE LIMITE CONVECTIVE

Thèse de l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

Discipline : **Physique de l'atmosphère**

Auteur : **Fleur COUVREUX**

Directrice de thèse : **Françoise GUICHARD**

Soutenue le 21 octobre 2005 au

Centre National de recherches météorologiques, Météo-France,

42 avenue G. Coriolis, 31057 TOULOUSE Cedex 1, France

Résumé :

La variabilité de la vapeur d'eau dans la couche limite convective continentale en croissance est étudiée à partir de simulations et d'observations de la campagne *IHOP*₂₀₀₂. Les fluctuations observées résultent de contributions d'échelles différentes. La variabilité de la vapeur d'eau est importante. Elle est bien simulée par LES et s'explique, au premier ordre, par la dynamique de la couche limite. Les observations comme les simulations indiquent des distributions asymétriques de vapeur d'eau dans la couche limite. Elles résultent d'intrusions d'air sec depuis le sommet de la couche limite et soulignent le rôle de l'entraînement. Une méthodologie originale permet de déterminer l'influence de l'advection horizontale, des hétérogénéités de surface et des inhomogénéités initiales de l'atmosphère sur la variabilité à méso-échelle. Enfin, la représentation de la variabilité de l'humidité par les paramétrisations est discutée dans un cadre uni-dimensionnel.

Mots Clés : Variabilité, vapeur d'eau, couche limite convective, IHOP 2002, entraînement, descentes d'air sec, variance, skewness