



# THÈSE

**En vue de l'obtention du  
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

**Délivré par :**  
Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

**Discipline ou spécialité :**  
Physique de l'atmosphère

---

**Présentée et soutenue par :**  
**Guylaine CANUT**  
**le : 20 juillet 2010**

**Titre :**  
Intéraction mousson/Harmattan, échanges de petite échelle

---

## JURY

Frank ROUX  
Cyrille FLAMANT  
Frédéric HOURDIN  
Françoise GUICHARD  
David PINO  
Marie LOTHON  
Fleur COUVREUX  
Frédérique SAÏD

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Directrice de thèse  
Invité  
Invité

---

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

**Unité de recherche :**  
Laboratoire d'Aérodynamique, UMR-5560, Toulouse, France

**Directeurs de Thèse :**  
Marie LOTHON & Frédérique SAÏD

**Rapporteurs :**  
Cyrille FLAMANT & Frédéric HOURDIN



# Merci...

Je tiens tout d'abord à remercier Bernard, Fabienne, Frédérique et Marie de m'avoir accueillie lors des stages de master puis de m'avoir aidée à obtenir une bourse MENRT qui m'a permis d'effectuer cette thèse de doctorat au sein de l'équipe ANTEE du Laboratoire d'Aérodynamique, sur le site du Centre de Recherche Atmosphérique de Lannemezan. Ces trois années de thèse furent une expérience inoubliable, parsemée d'innombrables moments.

Cette aventure n'aurait pas été possible sans le soutien et la confiance de mes directrices de thèse, Marie Lothon et Frédérique Saïd, à qui je dois tant de choses que je risquerais d'en oublier si j'essayais de les énumérer. Je tiens à les remercier chaleureusement d'avoir su me transmettre leur enthousiasme et leur rigueur, chacune à leur manière.

Je remercie Fabienne d'être partie travailler à Boulder durant une année... Indirectement, en me cédant ses cours de licence, ses TP de master, son expérience a contribué à l'enrichissement de mon monitorat... Plus généralement, je tiens à remercier toute l'équipe pédagogique de la Licence Physique et Applications du site tarbais, pour leur enthousiasme et leur encadrement durant mon monitorat.

Merci à toute l'équipe du CRA, à l'atmosphère positive dans le couloir... les plantes de Solène, la trotinette de Yannick (oups, c'est celle de JB!), le skate de Marie (oui oui, Solène, il est à Marie!), les sprints de Fabienne, les apparitions soudaines de Frédérique, le café du matin... Je pense aussi à Marcel (Maaaaarcellllll!, la chaudière s'est arrêtée!), Jean Pierre et Eric (oui allo, je suis dans le noir... mon rideau est tombé...) ou encore Régine (Régine, je pars à Toulouse de suite et je n'ai pas fait d'ordre de mission...). N'oublions pas le cadre... : le piémont des Pyrénées... le charme des couleurs, des paysages et des nuages, à n'importe quelle saison...

Je remercie aussi Fleur Couvreur, qui m'a initiée à l'univers des simulations. Je garderai là aussi un agréable souvenir de l'ensemble de l'équipe MOANA du CNRM (par peur d'en oublier je préfère ne pas commencer l'énumération!), et de la découverte d'une équipe de doctorants (Amanda, Cécile et Romain) qui ne m'a jamais laissée me dessécher dans le bocal!

Mon séjour à l'université polytechnique de Barcelone restera aussi parmi les agréables moments de cette thèse. Je remercie David Pino pour son accueil et sa disponibilité avant, pendant et après mon séjour.

Je souhaite également associer à mon monitorat l'association Planète Sciences avec qui j'ai participé au projet 'un ballon pour l'école'. Cette expérience s'est déroulée dans un cadre motivant, notamment dû à l'enthousiasme des élèves des classes de l'école primaire Théophile Gautier et du Collège Pradeau/La Sède de Tarbes.

Je n'aurais pas pu faire ce travail sans de bons outils. Une pensée reconnaissante

également pour Thierry et pour l'équipe informatique du LA, qui m'ont toujours gentiment aidée à surmonter les incontournables problèmes techniques.

Je veux également adresser ma gratitude ici aux membres de mon jury de thèse. Plus particulièrement, je veux remercier mes deux rapporteurs, Cyrille Flamant et Frédéric Hourdin, dont les commentaires m'ont été très utiles pour améliorer la qualité de ce manuscrit, ainsi que David Pino et Françoise Guichard. Je remercie également Frank Roux, d'avoir accepté de présider cette soutenance, et Fleur Couvreur autant pour sa participation au jury, que pour ses conseils lors de ces années aussi bien pour l'analyse des simulations que pour la mise en valeur de ce travail.

Un peu plus de 23 années passées sur les bancs de l'école, je ne peux pas oublier mes camarades et mes amis. Même si aujourd'hui des océans nous séparent (je pense à Jean Ba, Dorothee, Lauraine) ou simplement la Garonne, le Gers ou l'Arros (je pense à Mayo, Greg, Emilie, Jéjé, Gis, Gilles, Pripri, Val,...), un jour, une année, vous avez contribué à cette réussite.

Cela va de soi, je remercie évidemment ma famille, particulièrement mes parents et mon frère, pour leur irremplaçable et inconditionnel soutien. Ils sont présents pour écarter les doutes, soigner les blessures et partager les joies. Cette thèse est un peu la leur aussi.

Enfin, vient la dernière phrase écrite de ce manuscrit. J'ai tenté de satisfaire au difficile exercice de la page des remerciements, peut-être une des tâches la plus ardue de ces années de thèse. La difficulté vient dans le fait de n'oublier personne. C'est pourquoi, je remercie aussi ceux dont le nom n'apparaît pas dans cette page et qui m'ont aidée d'une manière ou d'une autre à la fois avant et pendant ces années. J'espère qu'ils se reconnaîtront.

*A Jean Canut, mon grand père, qui m'a appris la définition du mot chercher à la cabane  
du Callaou, le paradis des têtes noires.*

*A Jean Despouy, notre Jean, le chercheur-inventeur-ingénieur « des Temps  
Modernes » qui avec de simples dessins d'écolier, des schémas de mécano, des maquettes,  
une forge, une moissonneuse... a amélioré sa vie de paysan.*



# Résumé

Dans la basse troposphère située au-dessus de l'Afrique de l'Ouest, deux vents d'origine différente s'opposent : le flux de mousson, humide de sud ouest et le flux d'Harmattan, sec de nord est. La surface séparant ces deux flux, appelée le Front Intertropical (FIT) ainsi que la Zone de Convergence InterTropicale (ZCIT), migrent vers le nord au printemps et vers le sud en automne avec le mouvement apparent du soleil. Ses déplacements sud-nord et nord-sud s'effectuent avec un décalage de 7 à 8 semaines sur le soleil ; ce laps de temps correspond au temps de réponse moyen de l'ensemble terre-atmosphère aux variations méridiennes du maximum de la source énergétique. Lorsque le FIT et la ZCIT s'avancent vers le nord, le flux de mousson, chargé d'humidité, pénètre profondément sur le continent et favorise l'apparition des pluies (saison humide) générées par des systèmes convectifs de méso-échelle. La thèse s'est inscrite dans ce contexte et dans le cadre du programme international AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine) qui vise à mieux comprendre et prévoir la mousson de l'Afrique de l'ouest. Même si le rôle de la grande échelle est majeur dans l'établissement et l'intensité de la mousson, les mécanismes de petite échelle qui se produisent au niveau de l'interface entre les deux flux sont également à considérer. C'est à l'échelle de la turbulence que se produisent les échanges d'air sec de la couche d'air saharienne à l'intérieur du flux humide de la mousson.

L'étude des petites échelles a permis de quantifier les échanges entre le flux de mousson dans les basses couches et le flux d'Harmattan dans la troposphère libre à partir des mesures à haute fréquence de l'avion de recherche ATR-42 pendant AMMA et de la modélisation des grands tourbillons (LES). Les données aéroportées utilisées ont été collectées pendant deux périodes caractéristiques de la mousson : la première, appelée 'pré-onset', correspond à la période d'humidification et la seconde, appelée 'période humide', correspond à la période de mousson active. Pour les données numériques, une simulation d'un cas réel de pré-onset a été effectuée et validée puis différents tests de sensibilité ont permis de couvrir les conditions atmosphériques rencontrées dans cette période et de pousser plus loin l'analyse.

15 vols de l'ATR-42 ont été sélectionnés avec des conditions typiques de couche limite convective dans les deux périodes. Tous les vols se situent dans la région de Niamey, avec un relief homogène. Le nombre de vols sélectionnés permet une étude quantitative et fournit un échantillon statistique important et bien représentatif. Pour ces 15 vols, le FIT se trouve toujours au nord de la zone d'étude. L'analyse des données thermodynamiques moyennes met en évidence des caractéristiques propres à chaque période. La période humide est caractérisée par des couches limites atmosphériques plus basses, plus humides, moins chaudes avec un vent plus faible. Les gradients des différents paramètres thermodynamiques entre la Couche Limite Atmosphérique (CLA) et la troposphère libre sont nettement plus forts en période de pré-onset. Le cisaillement de vent au travers de la zone d'entraînement décroît entre les deux périodes en raison de la diminution du flux de mousson pendant la période humide sans une diminution du jet d'est africain dans la troposphère libre. C'est également dû au fait qu'en seconde période, le sommet de la couche limite ne parvient pas toujours au niveau de l'interface Mousson/Harmattan.

Les fluctuations de température potentielle, de rapport de mélange et de vitesse verticale, dans les observations et dans la simulation, mettent en évidence la présence d'in-

trusions sèches au sommet de la CLA, pénétrant jusqu'au milieu de la CLA voire plus bas. L'étude a montré l'impact sur les profils verticaux des flux, des variances et des dissymétries. Leur dimension caractéristique est de 500 m. Elles sont séparées d'environ 2000 m. Ces intrusions participent à la redistribution de la vapeur d'eau sur la verticale : les forts gradients des scalaires au sommet de la CLA en période pré-onset ainsi que l'intensité des échanges de chaleur sont à l'origine des intrusions très sèches dans la CLA et inversement des intrusions très humides de la CLA vers la troposphère libre. L'évaluation d'une intrusion composite a montré qu'en période pré-onset les intrusions sèches sont caractérisées par des fluctuations plus importantes en rapport de mélange, en vitesse verticale et en température potentielle que celles du milieu environnant. Les intrusions sèches mises en avant ici ont un impact sur les caractéristiques de la CLA : elles assèchent et réchauffent la CLA, favorisant la croissance de la CLA en période de pré-onset.

Une analyse conditionnelle des fluctuations a montré que les intrusions ne sont pas forcément majoritaires en nombre par rapport aux autres structures turbulentes, mais elles contribuent à hauteur de 40% à la variance de la vapeur d'eau. Dans la même partie de la CLA, elles participent entre 20 et 40% à la variance de la température potentielle. Ces structures constituent donc un mécanisme important de la CLA.

La linéarité des profils verticaux des flux de chaleur sensible mesurés par avion a permis de déduire avec fiabilité des valeurs en surface et au sommet de la CLA et d'estimer l'entraînement. Le flux de chaleur sensible en surface est en moyenne deux fois plus fort en période pré-onset qu'en période humide. La baisse du flux de chaleur sensible s'accompagne d'une diminution de la turbulence dans la CLA, de la hauteur de la CLA et de la vitesse convective.

Un résultat important de la thèse porte sur l'estimation de l'entraînement. La vitesse d'entraînement a été estimée à partir de deux approximations différentes de la structure de la couche limite : un modèle d'ordre zéro et un modèle d'ordre un. Nous avons montré que pour la couche limite sahélienne il faut considérer les équations d'un modèle d'ordre un. Ce modèle prend en compte l'évolution temporelle des paramètres moyens ainsi que l'épaisseur de la zone d'entraînement. Les profils verticaux de la température potentielle et du rapport de mélange montrent que l'épaisseur de la zone d'entraînement est importante, de l'ordre de plusieurs centaines de mètres et qu'elle ne peut donc pas être négligée. L'estimation de la vitesse d'entraînement avec un modèle d'ordre zéro sous-estime d'un facteur 4 le taux de croissance de la CLA sahélienne. Les estimations de la vitesse d'entraînement avec le scalaire de la température potentielle et avec le scalaire de la vapeur d'eau, sont aussi en bien meilleur accord dans le cas du modèle d'ordre un. L'estimation de l'entraînement par le rapport des flux de flottabilité au sommet de la CLA et en surface et par la vitesse d'entraînement montre que ce processus est bien plus marqué en période pré-onset. Dans la littérature le taux d'entraînement est souvent supposé constant et égal à 0.2 pour une couche limite convective non cisailée. Dans notre cas nous obtenons un taux d'entraînement variant de 0.1 à 0.4, fonction des caractéristiques moyennes de la CLA et de l'interface Mousson/Harmattan.

La modélisation LES de la journée du 5 juin 2006 permet notamment d'accéder à la variabilité temporelle du mécanisme d'entraînement et d'approfondir notre compréhension de l'entraînement au sommet de la CLA. Cette simulation LES d'un cas réel est plus complexe que celles généralement trouvées dans la littérature, en raison des conditions thermodynamiques particulières de la zone étudiée. La comparaison entre les observations



et les données numériques a montré que la LES représente bien la structure moyenne de la CLA et certaines caractéristiques de la turbulence. Elle décrit notamment bien la contribution des intrusions sèches à la variance de la vapeur d'eau sur la verticale. Par contre, les interfaces sont moins bien simulées et présentent une structure différente. Egalement la simulation LES sur-estime les moments d'ordre 2, en particulier la variance de la vitesse verticale et le flux de chaleur sensible au sein de la CLA.

Les tests de sensibilité, couvrant les conditions thermodynamiques de pré-onset, ont permis d'étudier le rôle de certains paramètres clés sur l'entraînement et sa paramétrisation. Cette étude montre aussi les limites de l'utilisation d'un modèle d'ordre un pour les fortes valeurs d'entraînement, vu qu'au delà de  $10 \text{ cm s}^{-1}$ , l'estimation de la vitesse d'entraînement devient sur-estimée lorsqu'on utilise le scalaire de la température potentielle par rapport au scalaire du rapport de mélange.

Grâce à la large gamme de cisaillement au sommet de la CLA représentée dans nos tests, l'étude du cisaillement avec le taux d'entraînement a pu être abordée. Les travaux antérieurs trouvés dans la littérature montrent que le taux d'entraînement augmente avec le cisaillement de vent. Après avoir retrouvé ce résultat avec les observations, la simulation le confirme bien. Le taux d'entraînement atteint 0.3 et 0.4 en fin de simulation pour les cas de cisaillement élevé, favorisant la croissance de la CLA.

Les tests nous ont également permis d'évaluer des paramétrisations utilisées dans la littérature habituellement avec des conditions plus idéalisées et souvent sans observation à l'appui. La conclusion est que les paramétrisations existantes ne sont pas universelles et nécessitent encore des améliorations et davantage de confrontations avec les observations.

Certains auteurs ont récemment constaté à partir de LES, que le nombre de Richardson était constant dans la zone d'entraînement, ce qui permettrait une définition et une paramétrisation assez simple de cette interface. Cependant, nous trouvons que ceci n'est valable que pour les cas de cisaillement élevé.

L'étude du taux d'entraînement a été approfondie en utilisant un modèle 'bulk' unidimensionnel à partir d'une série de plusieurs tests proposant une large gamme de cisaillements au travers de la zone d'entraînement. Les paramétrisations du taux d'entraînement qui prennent en considération les conditions de cisaillement ont été testées, confrontées à la LES et aux observations, et on peut conclure qu'elles représentent bien les données moyennes de la CLA. Ainsi, l'impact de l'entraînement sur la structure moyenne de la couche limite atmosphérique peut être paramétrisé, même si c'est de façon complexe, dans un modèle simple.



# Summary

In the low troposphere of West Africa, two winds of different origin are interacting : the moist southwesterly monsoon flow and the dry northeasterly Harmattan flow. The interface between these two flows, called the Intertropical Discontinuity (ITD), migrates northward in spring and southward in autumn with the apparent motion of the Sun. When the ITD moves northward, the monsoon flow penetrates more deeply into the continent, bringing moisture available for the deep mesoscale convective systems, which generate precipitation in summer. This thesis was conducted in this context and in the framework of the AMMA (Multidisciplinary Analysis of the African Monsoon) international programme, which aims at better understanding and forecasting the West African Monsoon (WAM). Even if the large scale processes play a major role in the setting and intensity of the WAM, the small scale processes, which notably occur in the convective boundary layer and at the interface between the monsoon flow and the overlying Saharan Layer, also need to be taken into account. Indeed, entrainment of air coming from the Saharan Air Layer into the moist monsoon flow occurs at turbulence scales.

The study of the small scales processes based on the high resolution measurements made with the French Research ATR-42 aircraft and on Large Eddy Simulations (LES) allowed us to quantify the exchanges between the two air masses. The aircraft data used here were collected during two specific periods of the WAM : The first, so-called “pre-onset” here, corresponds to the setting of the monsoon flow over the continent and the associated moistening of the low troposphere. The second, so-called “wet period”, corresponds to the active phase of the monsoon. For our numerical study, the simulation of a pre-onset real case was first made, validated and analyzed. Then, various sensitivity tests were carried out which cover the atmospheric conditions met during this period and enable to further study the entrainment process.

15 ATR-42 flights were selected during the pre-onset and wet periods with typical conditions of convective boundary layer (CBL). All flights were made in the region of Niamey, with homogeneous terrain. The number of flights allowed a statistical and quantitative study and supplied a large and representative dataset. During all flights, the ITD was located north of the area probed. The analysis of the mean thermodynamical data revealed the characteristics of the low troposphere specific to each period. The second period is characterized by thinner, moister and cooler CBLs, with lower windspeeds. Thermodynamical gradients across the CBL top are stronger during the pre-onset period. The windshear of the entrainment zone decreases from the pre-onset period to the active phase, due to a decrease in monsoon flow speed during the wet period, and also due to the fact that the CBL top that does not always reach the SAL/monsoon shear zone in the second period.

The analysis of the fluctuations in potential temperature, water vapour mixing ratio and vertical velocity, both with the observations and in numerical simulations, put into evidence the presence of dry intrusions at the top of the CBL which can penetrate down to the middle of the CBL, and even lower. Those ‘dry tongues’ have a typical width of 500 m close to the CBL top and are separated by around 2 km. They participate to the vertical redistribution of the water vapour and other scalars. The large gradients at the top of the CBL in the pre-onset period are responsible for very dry intrusions in the CBL

relatively to their environment, and inversely for very wet intrusions of CBL air into the free troposphere. The evaluation of a composite dry tongue showed that during the pre-onset period, the dry intrusions are characterized by larger fluctuations of water vapour mixing ratio, vertical velocity and potential temperature. They have an impact on the characteristics of the CBL, especially heat fluxes, and they dry up and warm up the CBL, facilitating its growth during the pre-onset period.

A conditional analysis of the fluctuations revealed that the dry tongues are not necessarily the most numerous turbulent structures, but that they contribute to 40 % in the variance of water vapour mixing ratio in the upper part of the CBL. In the same layer of the CBL, they participate to between 20 and 40 % in the variance of the potential temperature. These structures thus play a key role within the CBL processes.

The linear vertical profiles of the fluxes measured with the aircraft enabled us to deduce the entrainment and surface fluxes with reliability and to estimate the entrainment velocity and entrainment rate. On average, the surface heat flux was twice stronger during the pre-onset period than during the wet period. The decrease in sensible heat flux is associated with a decrease of CBL depth and turbulent energy.

Estimates of the entrainment velocity were based on two different approximations of the CBL vertical structure : A zero-order model and a first-order model. We found that for the Sahelian CBL, it is very important to consider the equations of the first-order model, which takes into account the temporal evolution of the mean thermodynamical variables and the finite thickness of the entrainment zone (which is infinitely thin in the zero-order model). Indeed the vertical profiles of the potential temperature and the water vapour mixing ratio show that this layer can be several-hundred-meter deep, and should not be neglected. The entrainment velocities estimated with the zero-order model are 4 times smaller than the observed CBL growth, while we find much more consistent estimates with the first-order model. The use of either potential temperature or water vapour mixing ratio also leads to a better agreement on the entrainment estimates when using the first-order model.

Our estimates of entrainment with either the entrainment velocity or the ratio of entrainment buoyancy flux to surface buoyancy flux or the entrainment velocity showed that the entrainment process is more present during the pre-onset period. We found the ratio to vary a lot, from 0.1 in the wet period to 0.4 in the pre-onset one, depending on the mean characteristics of the CBL and of the monsoon/Harmattan interface. It can thus be significantly different from 0.2, usually found for idealized shear-free CBL.

The Numerical simulation of the 5 June 2006 with a LES allowed us to study the evolution of the entrainment during the day, and to further understand this process. This LES is more complex than those usually found in the literature, due to the specific semi-arid meteorological conditions of the region. The comparison between the observations and the numerical data showed that the LES models well the mean vertical structure of the CBL, and some features of the turbulence. For example, the contribution of the dry tongues to the variance in water vapour within the CBL is very well modeled. However, the top interface is less well represented, with a different structure of the entrainment zone. Moreover, the LES over-estimates some second-order moments, especially the vertical velocity variance and the resulting sensible heat flux.

The sensitivity tests, which covered the thermodynamical conditions of the pre-onset period, allowed us to study the role of some key parameters on the entrainment and on its parameterization. This study also showed the limit of the first-order model for very large rate of entrainment : when the entrainment velocity is larger than  $10 \text{ cm s}^{-1}$ , the

use of the potential temperature scalar leads to over-estimates.

Thanks to the large spectrum of shear encountered at the CBL top represented in the various tests, the influence of shear could be considered. Previous results show that entrainment rate increases with shear. We also found this with both observations and numerical simulation. The entrainment rate can reach 0.3 or 0.4 at the end of the simulation for large shear cases, favouring the CBL growth.

The sensitivity tests also allowed us to evaluate the parameterizations found in the literature, which usually lean on more idealized simulations and have frequently no observations to compare with. Our general result is that the existing parameterizations are not universal and still need improvements and more confrontation to the observations.

Some authors recently found with LES studies that the Richardson number is constant in the entrainment zone, which could enable a simple definition, detection and parameterization of this layer. However, we find that this is valuable only in case of very large shear.

The entrainment rate has been further studied with a one-dimensional bulk model, by use of a set of tests which also cover a large spectrum of shear conditions across the top interface. The comparison with LES and observations showed that the parameterizations of the entrainment rate (the ratio of entrainment buoyancy flux to surface buoyancy flux), which take into account the shear at the top, model rather well the mean structure of the CBL. Thus, entrainment effect can be represented in a simple model, even if it requires a complex parameterization.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>17</b>
1.1	Contexte . . . . .	18
1.2	Les objectifs . . . . .	19
1.3	La méthodologie . . . . .	20
<b>2</b>	<b>La dynamique atmosphérique du système de la Mousson Ouest Africaine</b>	<b>23</b>
2.1	Les vents de surface et les jets d'altitude . . . . .	24
2.2	Variabilité du régime de mousson . . . . .	27
2.3	La Couche Limite Sahélienne . . . . .	28
2.3.1	Qu'est ce que la Couche Limite Atmosphérique (CLA) ? . . . . .	28
2.3.2	Le cycle diurne de la CLA sahélienne . . . . .	29
2.3.3	L'entraînement au sommet . . . . .	30
<b>3</b>	<b>Etat des connaissances sur le processus d'entraînement</b>	<b>33</b>
3.1	Définition . . . . .	34
3.2	Estimation de l'entraînement . . . . .	35
3.3	Paramétrisation de l'entraînement . . . . .	36
3.3.1	Modèle d'ordre 0 . . . . .	37
3.3.2	Modèle d'ordre 1 . . . . .	38
3.3.3	Paramétrisation de l'entraînement utilisant le nombre de Richardson . . . . .	39
3.3.4	Couches limites avec cisaillement de vent . . . . .	41
3.4	Difficulté d'accéder expérimentalement aux grandeurs liées à l'entraînement . . . . .	43
3.4.1	Estimation de l'entraînement par mesures in situ . . . . .	44
3.4.2	Caractéristiques de la zone d'entraînement par télédétection . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Moyens et Outils de l'analyse</b>	<b>47</b>
4.1	Le programme AMMA . . . . .	48
4.1.1	Les motivations de ce grand projet . . . . .	48
4.1.2	Les moyens d'observation dans AMMA . . . . .	49
4.2	Les moyens d'observation utilisés dans cette étude . . . . .	50
4.2.1	L'avion de recherche ATR-42 . . . . .	50
4.2.2	Les radiosondages . . . . .	53
4.2.3	Le radar profileur de vent . . . . .	53
4.2.4	Les stations sol . . . . .	54
4.3	Méthodes utilisées et incertitudes . . . . .	54
4.3.1	Méthodes d'estimation des variables caractéristiques de la CLA . . . . .	54
4.3.2	Méthode et erreurs d'estimation des moments turbulents . . . . .	58
4.3.3	Méthodes et erreur d'estimation de l'entraînement . . . . .	62

<b>5</b>	<b>Les observations de 15 journées</b>	<b>65</b>
5.1	Etude des données moyennes de la CLA . . . . .	66
5.2	Observations des échanges entre la troposphère libre et la CLA . . . . .	70
5.2.1	Mise en évidence des échanges . . . . .	70
5.2.2	Analyse statistique des fluctuations . . . . .	71
5.3	Etude du rôle de l'entraînement sur les structures de la CLA . . . . .	80
5.3.1	Estimation de l'entraînement . . . . .	81
5.3.2	Evolution intra-saisonnière de l'entraînement . . . . .	82
5.3.3	Analyse conditionnelle . . . . .	85
5.3.4	Les caractéristiques des intrusions sèches . . . . .	87
5.4	Conclusion . . . . .	91
<b>6</b>	<b>Etude des processus de la CLA sahélienne par simulation LES</b>	<b>95</b>
6.1	Introduction . . . . .	96
6.2	La journée du 5 juin 2006 dans le contexte de l'étude des 15 vols avions . . . . .	96
6.3	Simulation LES du cas du 5 juin 2006 . . . . .	98
6.3.1	Généralités sur le modèle LES . . . . .	98
6.3.2	Tests de sensibilité aux conditions initiales et aux forçages . . . . .	99
6.3.3	Les conditions finales imposées au modèle . . . . .	102
6.4	Validation de la simulation . . . . .	104
6.4.1	Profils moyens . . . . .	104
6.4.2	Evolution de la hauteur de la couche limite atmosphérique . . . . .	105
6.4.3	Moments d'ordre 2 . . . . .	108
6.4.4	Distributions . . . . .	111
6.4.5	Différence entre un palier avion 1D et une coupe LES 2D . . . . .	114
6.4.6	Observation des intrusions sèches . . . . .	116
6.4.7	Analyse conditionnelle . . . . .	117
6.4.8	Conclusion . . . . .	118
6.5	Analyse approfondie par tests de sensibilité . . . . .	120
6.5.1	Détermination des caractéristiques de la zone d'entraînement . . . . .	121
6.5.2	Retour sur l'estimation de la vitesse d'entraînement . . . . .	124
6.5.3	Lien entre les caractéristiques de la CLA et l'entraînement . . . . .	126
6.5.4	Tests des paramétrisations existantes . . . . .	133
6.5.5	Importance des intrusions sèches dans les échanges entre la tro- posphère libre et la CLA . . . . .	136
6.5.6	Sensibilité des tests au nombre de Richardson . . . . .	141
6.5.7	Le bilan de l'Energie Cinétique Turbulente . . . . .	145
6.6	Conclusion . . . . .	148
<b>7</b>	<b>Etude des processus d'entraînement dans un modèle simple 1D</b>	<b>149</b>
7.1	Caractéristique du modèle . . . . .	150
7.2	Les conditions initiales . . . . .	152
7.3	Les caractéristiques moyennes . . . . .	154
7.4	Etude du taux d'entraînement et de ses paramétrisations . . . . .	155
7.5	Conclusion . . . . .	156
<b>8</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>159</b>
	<b>Références</b>	<b>164</b>



# Chapitre 1

## Introduction

### Sommaire

---

1.1	Contexte . . . . .	18
1.2	Les objectifs . . . . .	19
1.3	La méthodologie . . . . .	20

---

## 1.1 Contexte

A nos latitudes moyennes, le climat est caractérisé par l'enchaînement de 4 saisons distinctes, avec un étalement des pluies sur l'année, favorable au développement de l'agriculture. Mais dans d'autres régions du globe, comme le Sahel, seulement deux saisons se produisent. L'hiver (dans l'hémisphère nord) correspond à une période de sécheresse alors que l'été est une saison de pluies. Cette saison de pluies est appelée mousson, terme venant de 'Mausam' en arabe, signifiant saison et qui sous-entend saison des pluies. Les régions de mousson incluent la plupart du continent africain, l'Asie du sud et l'Australie et correspondent aux régions subissant une forte oscillation annuelle de la zone de convergence inter-tropicale (ZCIT).

Ces régions sont dépendantes de cette saison des pluies qui apporte l'eau nécessaire à l'agriculture, et permet des récoltes suffisantes pour survivre durant le reste de l'année. La figure 1.1 montre que ce n'est pas tant le cumul annuel des précipitations qui diffère entre une région de mousson et une région tempérée mais plutôt la répartition des précipitations, provoquant un stress différent des surfaces et par conséquent une exploitation différente. Par exemple en Afrique de l'Ouest, à Niamey (Niger), les pluies sont concentrées sur 4 mois ce qui conditionne les dates des semis pour obtenir le meilleur rendement.

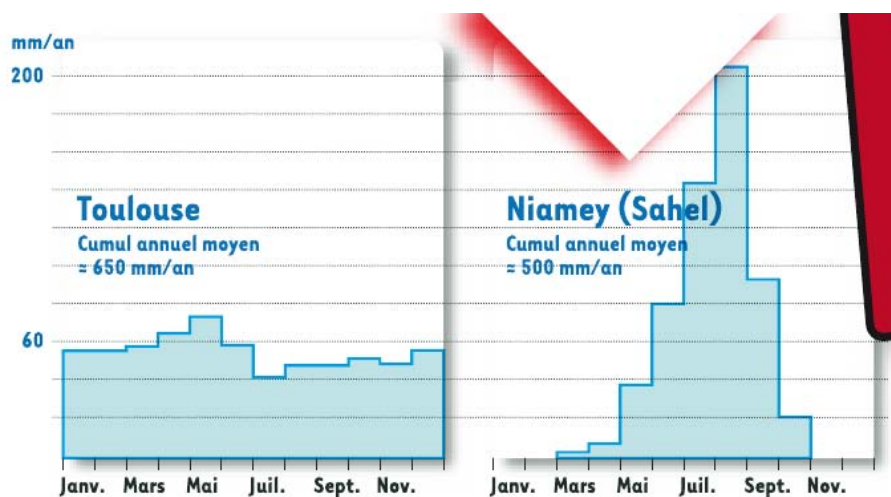


FIG. 1.1 – Cumul annuel des pluies à (gauche) Toulouse et (droite) Niamey (Copyright AMMA/Piment Vert).

L'Afrique de l'Ouest est sous l'influence de l'alternance saison sèche/saison humide mais suivant les années les saisons humides sont plus ou moins longues, et cette variabilité peut être différente suivant la localité. La zone sahélienne a connu une forte sécheresse durant les années 1970 à 1990, provoquant une crise socio-économique, accentuant la malnutrition des populations. Les causes de cette sécheresse, aujourd'hui encore mal connues, et les conséquences à l'échelle locale puis à l'échelle mondiale ont entraîné la création d'un projet scientifique international pluri-disciplinaires, AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine).

A partir de la mise en place de ce projet, les observations régulières sur le continent africain se sont multipliées dans le but de mieux comprendre les mécanismes à l'origine des fluctuations des pluies, en terme de variabilité spatio-temporelle. En combinant les outils numériques et les observations, un des objectifs de AMMA est d'améliorer les prévisions des pluies, et principalement de déterminer l'arrivée des pluies sur le continent. AMMA,

au travers de la recherche multidisciplinaire, a comme objectif de fournir des prévisions améliorées de la Mousson Ouest Africaine (MAO), indispensables à l'évaluation de ses impacts. Pour cela trois grands objectifs ont été fixés :

- améliorer la compréhension de la MAO aux différentes échelles
- produire les connaissances nécessaires pour relier la variabilité du climat aux problèmes de santé, de ressources en eau et de sécurité alimentaire de l'Afrique de l'Ouest
- s'assurer que les résultats des recherches multidisciplinaires d'AMMA soient effectivement intégrés dans les activités de prévision et de décision.

Dans le domaine géophysique, les enjeux scientifiques majeurs du projet AMMA s'organisent autour de trois sujets fédérateurs :

- les interactions de la MAO et du climat global du point de vue de la dynamique et de la chimie atmosphériques
- le cycle de l'eau associé à la MAO
- le couplage atmosphère, surfaces continentales et océaniques.

Parmi les multiples problématiques liées au cycle de l'eau et à la dynamique atmosphérique, figurent celles liées aux processus des basses couches de l'atmosphère. Les basses couches de l'atmosphère, dans lesquelles se développe la couche limite atmosphérique (CLA), possèdent des caractéristiques particulières dans la région du Sahel. L'Afrique de l'Ouest étant une des principales régions source de chaleur à l'échelle continentale, voit se développer des CLA dépassant les 3 – 4 km en saison sèche et possédant une alternance saisonnière avec des CLA inférieures à 1 km en saison humide.

De nombreuses interactions au sein de la circulation de mousson existent entre les différentes structures dynamiques qui composent le système de la MAO (flux de mousson, Harmattan, jet d'est africain,...). Certaines sont connues, d'autres non. Le fort cycle diurne des diverses composantes est un élément clé de la MAO. Le jet nocturne apporte de l'humidité dans les basses couches qui est redistribuée sur la verticale pendant la journée par mélange turbulent et convection sèche. L'incorporation d'air sec de la troposphère libre dans la CLA est appelée entraînement. La nature de l'entraînement en haut de la CLA et l'accroissement de la CLA sont importants dans ce contexte. Actuellement l'effet de cet entraînement à l'interface entre basses couches et troposphère libre est mal connu et pose de nombreuses questions. Le rôle de l'interface mousson/Harmattan et son interaction avec la couche limite atmosphérique se trouvent au centre de cette thèse.

Notre étude se trouve au coeur de l'analyse des processus dynamiques de la Mousson Ouest Africaine et de sa variabilité, en particulier pour la compréhension du rôle des petites échelles à l'interface mousson/Harmattan dans le cadre du projet AMMA sur la Mousson de l'Afrique de l'Ouest. Elle repose sur l'utilisation des observations et de la modélisation.

## 1.2 Les objectifs

Cette thèse traite du rôle de la couche limite atmosphérique, partie de la basse troposphère entre la surface et l'atmosphère libre, et plus spécifiquement de la turbulence, dans les échanges entre le flux de mousson et le flux d'Harmattan. L'objectif est de déterminer en quoi ces processus influent sur la structure spatio-temporelle de la mousson africaine, et d'évaluer leur impact sur la distribution verticale de l'eau qui va conditionner par exemple le déclenchement des orages précipitants pendant la période de mousson. Nous étudions les échanges à l'interface mousson/Harmattan et particulièrement la redistribution verticale de la vapeur d'eau en répondant à ces questions clés :

- Quelle est la nature des échanges à cette interface au cours de la saison ?
- Peut-on les quantifier ?
- De quelle manière l’interaction entre le flux de mousson et le flux d’Harmattan contribue au processus d’entraînement ?
- Quel rôle joue l’entraînement et comment évolue-t-il ?
- Comment l’eau associée au flux de mousson est-elle redistribuée sur la verticale ?
- Quelles relations existent entre les mécanismes de grande échelle et ceux de petites échelles ?

### 1.3 La méthodologie

La méthodologie employée repose sur l’utilisation combinée d’observations et de la simulation numérique à l’échelle de la turbulence. Les observations utilisées sont principalement des observations aéroportées dans les deux périodes caractéristiques du système de la MAO, c’est à dire pendant la mise en place de la mousson et pendant la période de mousson active. Afin de répondre à nos questions, 15 vols avec une stratégie de vol appropriée et similaire ont été retenus. On s’appuie sur les données à haute résolution temporelle du radar profileur de vent à Niamey pour déterminer le sommet de la CLA et son accroissement. Des simulations à haute résolution (LES) pour les échelles inférieures à 10 km ont été réalisées pour approfondir les phénomènes mis en avant avec les observations.

Après la mise en évidence des échanges mousson/Harmattan par l’exploitation des observations de la campagne, par l’analyse des processus responsables de la variabilité à petite échelle et par l’estimation de l’entraînement, les données sont utilisées pour valider une simulation réaliste. Puis l’analyse de cette simulation, approfondie par une analyse conditionnelle et une analyse des bilans, va permettre d’améliorer la compréhension de la variabilité de l’entraînement au sommet de la CLA, notamment en fonction du cisaillement. Par ailleurs des tests de sensibilité permettront d’améliorer la compréhension des échanges entre la mousson et la troposphère libre durant la MAO. De plus, la simulation et les tests de sensibilité vont permettre de tester des paramétrisations existantes pour la détermination des paramètres de l’entraînement, dans des conditions plus réelles que lors de travaux antérieurs. Enfin, un modèle simple de couche mélangée, avec des conditions initiales variables, permettra de quantifier les contributions relatives de la convection et du cisaillement en bas ou en haut de la couche limite.

Le chapitre 2 présente le contexte atmosphérique de l’étude. Il définit les différentes composantes du système de la MAO, et souligne l’importance du cycle diurne et de la CLA dans un tel système. Le chapitre suivant fait l’état des connaissances sur les processus d’entraînement dans la couche limite atmosphérique. Il introduit les paramètres qui permettent de définir ce processus et répertorie les différentes paramétrisations rencontrées dans la littérature et considérées ici. Le chapitre 4 présente succinctement le but et le déroulement de la campagne AMMA et détaille les outils utilisés dans cette étude. Il explique les méthodes d’estimation des paramètres moyens et turbulents utilisés avec les données aéroportées et les replace dans la chronologie des observations saisonnières. Le chapitre 5 développe l’analyse des observations des 15 vols effectués avant et après la mise en place de la mousson et les caractéristiques de l’entraînement dans cette région. Ensuite on utilise la modélisation de la CLA, dans un premier temps avec la simulation à haute résolution puis dans un second temps avec la simulation suivant un modèle 1D qui permet de schématiser la CLA sahéenne et de regarder son évolution en fonction du cisaillement

de vent à l'interface mousson/Harmattan. Pour la simulation à haute résolution, une approche semblable à celle réalisée pour les données observées sera effectuée, ce qui permettra la comparaison et la complémentarité des deux études. Enfin, les conclusions de ce travail de thèse sont exposées au chapitre 8, dans lequel nous récapitulerons les principaux résultats de ce travail.



# Chapitre 2

## La dynamique atmosphérique du système de la Mousson Ouest Africaine

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Les vents de surface et les jets d'altitude . . . . .</b>	<b>24</b>
<b>2.2</b>	<b>Variabilité du régime de mousson . . . . .</b>	<b>27</b>
<b>2.3</b>	<b>La Couche Limite Sahélienne . . . . .</b>	<b>28</b>
2.3.1	Qu'est ce que la Couche Limite Atmosphérique (CLA)? . . . . .	28
2.3.2	Le cycle diurne de la CLA sahélienne . . . . .	29
2.3.3	L'entraînement au sommet . . . . .	30

---

Les forts contrastes de température entre la surface des océans et celle des continents sont un facteur important des changements rapides et profonds du temps dans les régions inter-tropicales du continent africain. La température superficielle de l'océan varie peu selon les saisons tandis que les surfaces continentales deviennent rapidement surchauffées en été - générant des dépressions thermiques - et très rapidement refroidies en hiver - générant des anticyclones thermiques -. L'apparition de ces centres d'action continentaux influe sur la vitesse et la direction des vents qui prolongent les Alizés en les forçant à souffler des régions les plus froides (océan en été, continent en hiver) vers les régions les plus chaudes (océan en hiver, continent en été). Ce mécanisme saisonnier constitue le phénomène de mousson africaine.

## 2.1 Les vents de surface et les jets d'altitude

La circulation de mousson s'organise autour d'éléments clés du mouvement zonal comme le Jet d'Est Africain (JEA ou AEJ pour African Easterly Jet en anglais), le Jet d'Ouest Sub Tropical (JOST) et le Jet d'Est Tropical (JET ou TEJ pour Tropical Easterly Jet en anglais) et en basses couches avec les flux opposés de mousson et d'Harmattan. La figure 2.1 représente la moyenne zonale de la circulation entre 10°O et 10°E en mettant en évidence les composantes de la mousson africaine, détaillées ci-dessous, dans un schéma 2D.

Les deux principales structures convectives de grande échelle sont la Zone de Convergence Intertropicale (ZCIT), caractérisée par un maximum de température potentielle équivalente et la dépression thermique saharienne (SHL : Saharan Heat Low) associée à un maximum de température de surface entre juin et septembre (Lavaysse et al. (2009)).

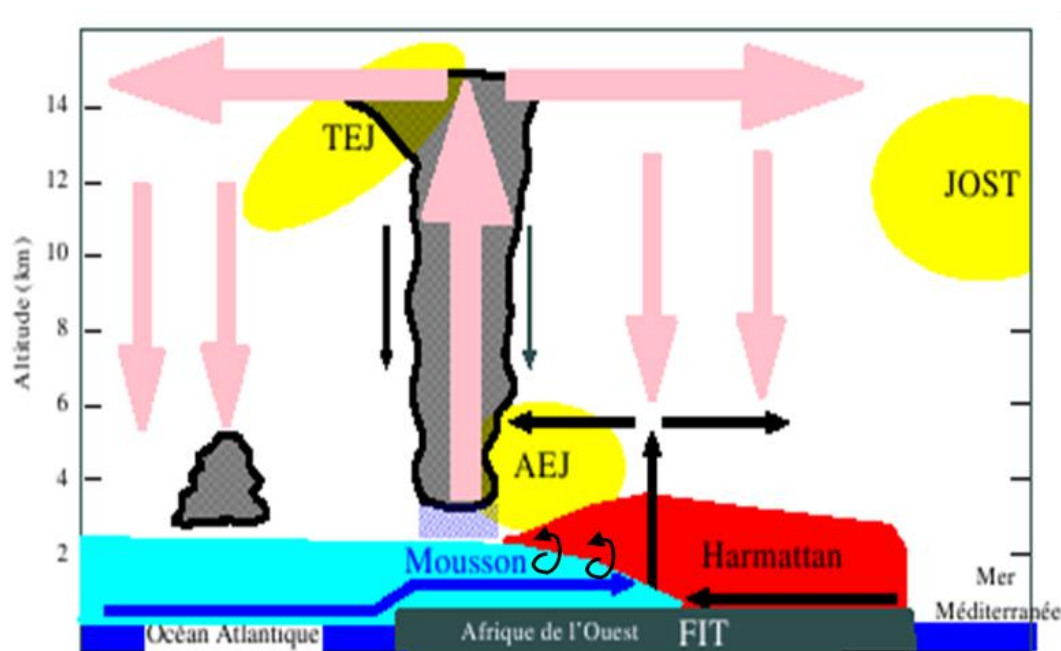


FIG. 2.1 – Schéma conceptuel représentant une moyenne zonale des éléments clés de la mousson africaine pendant l'été boréal : circulation méridienne verticale et vents zonaux dominants (d'après Peyrillé (2005)).

En surface, les alizés qui convergent vers la ZCIT soufflent du nord-est dans l'hémisphère nord et du sud-est dans l'hémisphère sud. L'Harmattan associé à l'anticyclone centré sur



le nord du Maghreb, apporte de l'air chaud et sec venant du Sahara, et vient rencontrer les alizés humides du sud-ouest venant du Golfe de Guinée, associés à l'anticyclone de Saint Hélène. Près du sol, l'équateur météorologique qui est la zone de convergence entre les deux flux de surface est appelée le Front InterTropical (FIT) ou encore Discontinuité InterTropicale (ITD en anglais). La rencontre des deux masses d'air provoque des ascensions dans la troposphère moyenne au niveau de la ZCIT située plus au sud de l'ITD et génère des pluies, essentiellement fournies par des Systèmes Convectifs de Mésos-Echelle (SCME).

Sur le continent africain, en moyenne annuelle, la ZCIT se situe le long de l'équateur. Mais la position de cette zone est essentiellement liée à la position du maximum d'ensoleillement, migrant de l'hémisphère sud à l'hémisphère nord entre janvier et juillet, à cause de la rotation de la Terre autour du soleil et de son inclinaison. La ZCIT migre de 5°S à 5°N entre l'hiver boréal et le printemps. En juin, la ZCIT subit un déplacement abrupt à l'échelle saisonnière sur le continent, passant de sa position quasi-stationnaire en mai-juin à 5°N vers une position plus au nord vers 10°N quasi-stationnaire en juillet-août. Ce phénomène est appelé saut de mousson (onset en anglais) et a lieu vers le 24 juin  $\pm$  8 jours en moyenne sur les années 1969-1990 d'après Sultan et Janicot (2000). Cette migration précède l'augmentation de l'activité convective.

C'est principalement de la migration de la ZCIT sur le continent africain que résulte l'alternance des saisons sèches et humides en Afrique. En particulier, l'arrivée de la ZCIT au-dessus de l'Afrique de l'Ouest y marque le début de la saison des pluies alors que l'hémisphère sud subit la saison sèche.

Pendant la saison humide, les alizés de l'hémisphère sud sont suffisamment forts pour traverser l'équateur et sont ensuite déviés vers l'est par la force de Coriolis, générant le flux de mousson sur le continent. Ce flux de mousson qui prend naissance dans le Golfe de Guinée approvisionne les basses couches en humidité. En juillet, à la longitude de Niamey, on rencontre jusqu'à 20°N ce flux de mousson dans les basses couches qui, plus dense, passe sous le flux d'Harmattan, chaud et sec. Durant cette période, une zone de convection sèche se développe et forme une dépression thermique associée à un maximum de température et à un minimum de pression au-dessus du Sahara.

En altitude, vers 600/700 hPa (ou 3/4 km), un flux d'est appelé le JEA s'établit sur l'Afrique de l'Ouest, maintenu par une circulation transverse provenant de la source de chaleur de la dépression thermique saharienne. Le JEA est approximativement un vent thermique, qui a pour origine le fort gradient méridien de température existant entre l'air chaud du Sahara et l'air plus frais du flux de mousson provenant de la côte guinéenne.

La mousson africaine est donc modulée par deux sources de chaleur différentes : la convection sèche dans la dépression thermique et la convection humide dans la ZCIT.

La figure 2.2 (d'après Kalapureddy et al. (2010)) montre une moyenne, sur les 2 saisons sèches et humides ainsi que sur les 2 saisons transitoires, du système de la MAO en 2006, du vent horizontal à 700 hPa et de la température à 925 hPa d'après les analyses du centre européen (ECMWF). Pour chaque saison est également indiquée la position de l'ITD déduite de la température du point de rosée à 2 m. On observe la migration vers le nord de l'ITD pendant la phase de mise en place de la mousson, et vers le sud après la saison humide. Pendant la saison humide, on retrouve l'intensification du JEA centré autour de 15° N, avec une vitesse aux alentours de 10 m s<sup>-1</sup> en moyenne sur l'Afrique de l'Ouest (à 700 hPa).

A ces structures synoptiques s'ajoutent également des structures méso-échelle telles que les ondes d'est d'une période de 3 à 5 jours, qui sont capables de moduler de façon si-

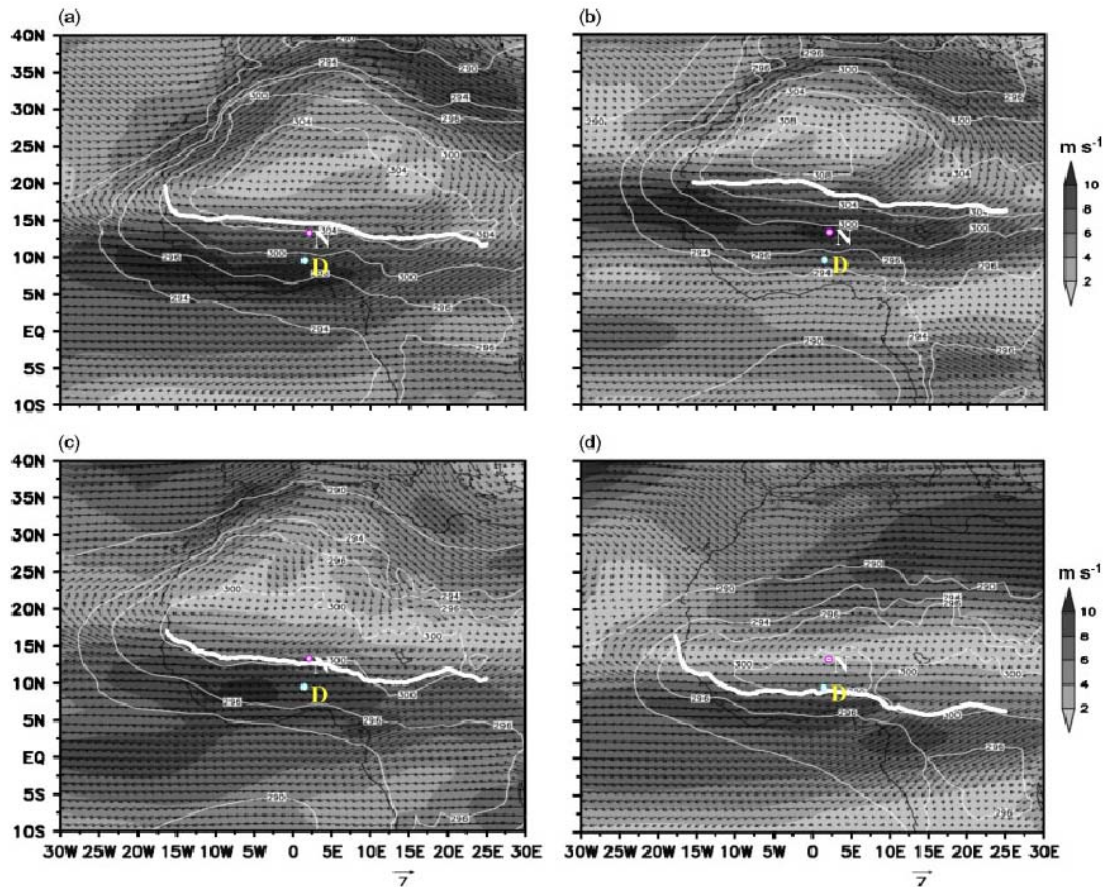


FIG. 2.2 – (Surfaces grises et flèches) Composante horizontale du vent d'après ECMWF à 700 hPa, (traits fins blancs) température à 925 hPa, (trait épais blanc) position de l'ITD en surface pour les 2 saisons humide et sèche ainsi que les 2 saisons transitaires de la MAO en 2006 : (a) période d'humidification (AMJ), (b) période humide (JAS), (c) période d'assèchement (ON) et (d) période sèche (DJFM). 'N' désigne la position de Niamey et 'D' de Djougou.

gnificative l'activité des systèmes précipitants par l'alternance de conditions favorables ou défavorables au déclenchement des mouvements convectifs. Ces ondes d'est correspondent à des ondulations du JEA. Les variations sont les plus marquées au niveau 700 hPa en raison du rôle crucial du JEA, mais on observe des perturbations de vent et de pression en surface qui leur sont corrélées. Il reste encore de nombreuses incertitudes quant à leur impact sur les régimes pluviométriques à courte échelle de temps (Redelsperger et al. (2002) ; Kiladis et al. (2006) ; Lavaysse et al. (2010) ; Leroux et al. (2010) ; Schwendike et Jones (2010)).

Vers 200 hPa, des cellules anticycloniques centrées sur le domaine asiatique dirigent un flux d'Est, le Jet d'Est Tropical (JET ou TEJ pour Tropical Easterly Jet en anglais) qui s'étend jusqu'à l'ouest de l'Afrique, où il est réactivé par la convection dans la ZCIT africaine et la circulation de Hadley dans l'hémisphère sud. Le JET est issu du fort dégagement de chaleur latente lié à la mousson indienne d'été boréal auquel s'ajoute le contexte orographique des massifs montagneux du Tibet (Janicot et Fontaine (1993)). Le Jet d'Ouest Sub Tropical (JOST), au-dessus de 10 km, a son intensité liée à celle de la cellule de Hadley et donc à l'intensité de la convection dans les tropiques. En été il est plus faible du fait d'un plus faible gradient de température entre l'équateur et le pôle nord (Peyrillé et Lafore (2007)).

## 2.2. VARIABILITÉ DU RÉGIME DE MOUSSON

Les figures 2.3 et 2.4 montrent l'évolution du JOST et du JEA lors de la saison 2006 à Niamey à partir des mesures par radio-sondages. En altitude, vers 10 km, le JOST disparaît de la région de Niamey avant la saison humide. Au cours du mois de juin il se décale en effet plus au nord, centré vers  $15^{\circ}\text{N}$  puis redescend vers le sud au mois d'octobre. Vers 4 km le JEA est présent tout l'été. Il migre vers une latitude plus au nord pendant la saison humide et se renforce donc au-dessus de Niamey courant juin. Le JEA est ainsi observé à Niamey du mois de mai au mois d'octobre.

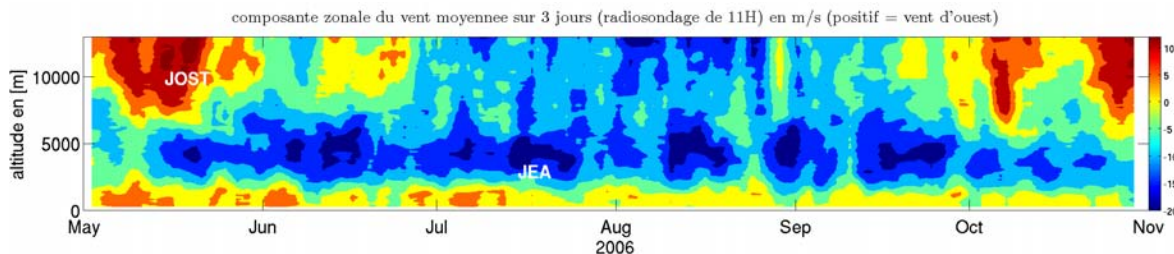


FIG. 2.3 – Coupe hauteur-temps du sol à 13 km de la composante zonale du vent pendant la période mai-octobre 2006 à partir des radiosondages de 11H de la station d'ARM à Niamey moyennés sur 3 jours.

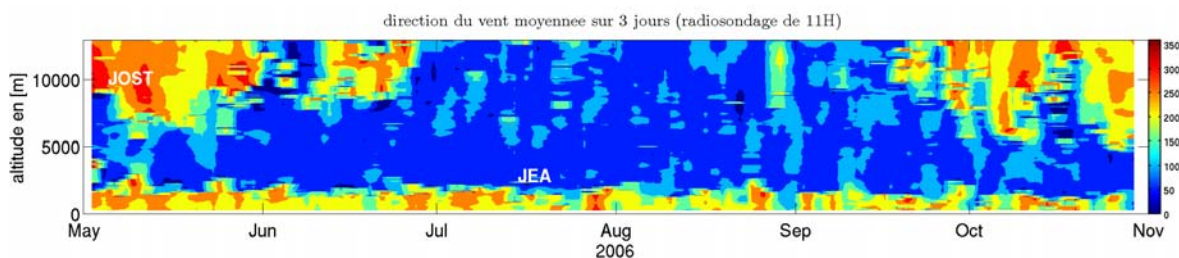


FIG. 2.4 – Coupe hauteur temps du sol à 13 km de la direction du vent pendant la période mai-octobre 2006 à partir des radiosondages de 11H de la station d'ARM à Niamey moyennés sur 3 jours.

## 2.2 Variabilité du régime de mousson

Le système de la MAO est régulé par des variabilités allant de l'échelle de la journée à l'échelle de plusieurs années.

La variabilité inter-annuelle mène à des années plus humides que d'autres. La principale variabilité inter-annuelle est liée à l'océan global avec en particulier les caractéristiques des anomalies de température du Golfe de Guinée (Cook et Vizy (2006)). Le gradient de température continent-océan est le mécanisme essentiel qui contribue à la circulation de mousson. Des anomalies plus froides de température de l'océan accroissent les échanges de chaleur latente entre l'océan et l'atmosphère conduisant à une augmentation de l'humidification des basses couches. Ceci provoque une plus forte mousson sur le Sahel alors que la côte guinéenne voit son activité convective diminuer. Le phénomène inverse se produit lors d'années plus sèches. Par ailleurs, cette variabilité à l'échelle de plusieurs années est visible sur l'intensité du JEA (Redelsperger et al. (2002)). Les années marquées par un faible JEA correspondent à des années humides. L'affaiblissement du JEA résulte de

l'apparition des instabilités barotropes et baroclines qui puisent leur énergie dans ce jet et favorisent le développement des ondes d'est.

L'humidité du sol peut également avoir un impact sur la variabilité inter-annuelle de la MAO. En effet, la réserve en eau du sol peut accélérer ou ralentir le développement de la mousson (Philippon et Fontaine (2002)). Les précipitations d'été sur le Sahel (Juillet, Août, Septembre) qui ne sont pas significativement reliées aux pluies de l'année précédente à la même époque, semblent par contre fortement liées à la deuxième période de précipitations sur le Golfe de Guinée, associée au recul de la mousson en Septembre-Novembre. Ceci suggère l'existence d'une mémoire de plusieurs mois durant la saison sèche, capable d'exercer un forçage significatif sur la circulation atmosphérique de la mousson suivante. Ce forçage pourrait résulter de la libération dans l'atmosphère de l'humidité stockée dans les sols ce qui entraînerait une augmentation de SCME.

Le saut de mousson a lui aussi une variabilité inter-annuelle. Ce saut brusque entraîne une diminution des précipitations sur la zone guinéenne, et une apparition environ 10 jours plus tard sur la zone sahélienne. D'après Janicot et al. (2008) en 2006 lors de la campagne AMMA, le saut de mousson s'est produit vers le 25 juin et l'activité convective sur le Sahel a débuté le 10 juillet.

Il existe aussi une variabilité intra-saisonnière des pluies au cours d'une saison humide, mise en évidence pour des périodes allant de quelques jours à plusieurs dizaines de jours. Suivant les auteurs, les causes de cette variabilité s'expliquent différemment. Par exemple, Sultan et Janicot (2003) relient cette variabilité à des téléconnexions intra-contininentales, correspondant à un chauffage différentiel entre l'est et l'ouest du continent. Taylor et al. (1997) suggèrent que la cause de cette variabilité provient de l'interaction surface-atmosphère. Roca et al. (2005) montrent l'existence d'intrusions sèches de grandes échelles provoquées par l'augmentation de la convection sèche par réchauffement radiatif au niveau du SHL, provoquant un assèchement des couches moyennes de l'atmosphère qui peuvent être advectées dans la colonne d'air de la ZCIT. Ces intrusions provoquent en général une diminution des précipitations.

Pour finir sur les différentes variabilités, la variabilité journalière résulte du cycle diurne caractéristique et marqué de nombreuses composantes du système de la MAO. En effet, l'ITD oscille dans la journée avec l'humidification progressive des basses couches. Cette oscillation est très marquée en période de transition entre la période sèche et humide (Lothon et al. (2008); Couvreur et al. (2010)). Egalement, la région se caractérise par un cycle diurne du vent. Le JEA est plus fort le matin et diminue dans la journée (Kalapureddy et al. (2010)). Il faut noter le cycle diurne de la couche limite atmosphérique (CLA) et son importance sur laquelle nous reviendrons un peu plus loin dans ce travail.

L'étude de la variabilité du système de la mousson est cependant très complexe car elle met en jeu des processus très divers et à différentes échelles : cisaillement dans les couches moyennes du JEA et des ondes d'est, cycle diurne, conditions d'instabilité, impact de la végétation et de l'humidité du sol, etc... Les transferts entre la surface et l'atmosphère se font à travers la Couche Limite Atmosphérique (CLA), qui est fondamentalement convective et qui alimente les systèmes en eau et énergie. Cette couche a donc un rôle important sur la dynamique des composantes de la mousson à différentes échelles spatio-temporelles et primordial dans le cycle diurne de la MAO.

## 2.3 La Couche Limite Sahélienne

### 2.3.1 Qu'est ce que la Couche Limite Atmosphérique (CLA) ?

La Couche Limite Atmosphérique est la couche de l'atmosphère directement influencée par la surface terrestre avec un temps de réponse court (inférieur à une heure). L'ordre de grandeur de l'épaisseur de la CLA est le kilomètre, mais cette épaisseur peut varier d'une centaine de mètres à plusieurs kilomètres suivant les conditions. L'épaisseur et la structure de la CLA dépendent à la fois du contexte atmosphérique général à plus grande échelle, des caractéristiques de la surface et du rayonnement solaire. L'atmosphère située au-dessus de la CLA, qu'on appelle atmosphère libre, n'est pas complètement isolée de l'influence de la surface, et c'est justement la CLA qui joue le rôle d'intermédiaire. La surface terrestre, frontière inférieure de l'atmosphère, a des caractéristiques physiques différentes de celles du fluide atmosphérique situé au-dessus. La CLA est le lieu d'échanges énergétiques importants, entre ces 2 interfaces, le sol et l'atmosphère libre. Le sol absorbe le rayonnement solaire la journée et se refroidit par émission infrarouge la nuit. Ce cycle conduit à un cycle diurne très marqué de la température de l'air à son contact et donc de la CLA. Les processus de la CLA sont donc très contrôlés par le cycle diurne.

La CLA sahélienne a un cycle saisonnier très marqué. En saison sèche l'épaisseur de la CLA peut atteindre 4 km en raison du fort rayonnement solaire incident et des caractéristiques de la surface, alors qu'elle ne dépasse pas 1 km en période humide.

### 2.3.2 Le cycle diurne de la CLA sahélienne

Lorsque les conditions synoptiques sont calmes, la couche limite atmosphérique évolue au cours de la journée suivant un cycle caractéristique schématisé sur la figure 2.5.

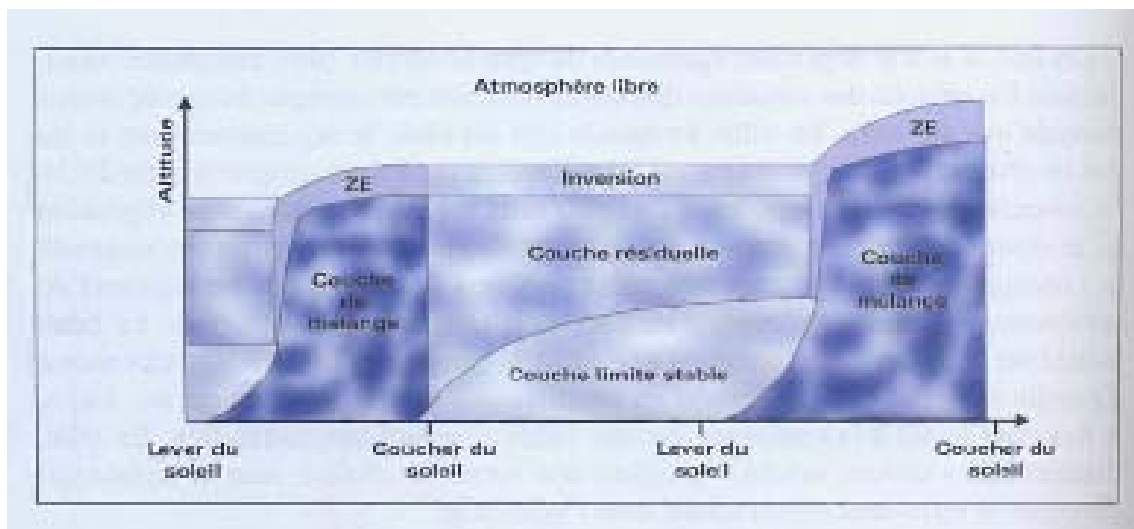


FIG. 2.5 – Evolution schématique de la couche limite par temps calme. D'après Stull (1988) et Malardel (2005).

Pendant la journée, le rayonnement net chauffe la surface terrestre et provoque un sur-adiabatisation de l'air en contact avec le sol, qui est à l'origine des mouvements turbulents dans la couche limite. Celle-ci devient alors une couche mélangée, résultat de la turbulence (dans une couche instable chauffée par le bas). L'épaisseur de la couche limite atmosphérique (notée  $Z_i$  par la suite) augmente au cours de la journée car petit à petit,

de l'air non turbulent de l'atmosphère libre est mélangé par turbulence et acquiert les caractéristiques de cette couche mélangée. La croissance dépend alors du chauffage au sol et du profil de température de l'environnement dans lequel la couche se développe. Dans l'après-midi, lorsque la turbulence au sein de la CLA est très active, les vents sont faibles. La CLA est donc caractérisée par un transport d'air essentiellement vertical qui homogénéise la vapeur d'eau et autres scalaires présents dans toute la couche. La cassure entre le profil mélangé de la couche limite en mi-journée et le profil de l'atmosphère libre est associée à une fine couche stable de transition, appelée zone d'entraînement.

La nuit une couche limite stable se forme à partir de la surface qui se refroidit par émission infrarouge. La turbulence diminue rapidement et les vents s'intensifient tout au long de la nuit. Il peut alors se produire un jet nocturne. La CLA est alors caractérisée par un transport d'air horizontal. En absence d'autres forçages (tel que les perturbations, à nos latitudes) le jet nocturne est très régulier et marqué. Lorsqu'on se place au sein d'une CLA sahélienne en régime de mousson, dans la partie inférieure de la couche est advecté de l'air humide, tandis que dans la partie supérieure est transporté de l'air plus sec, qui suit les variations baroclines du gradient de pression selon l'altitude (Parker et al., (2005)).

À Niamey, les observations par profileur de vent (cf. fig. 2.6) pour une journée typique du mois de juin et par radio-sondages (cf. fig. 2.7) en moyenne sur le mois de mai permettent de visualiser :

- l'épaississement progressif de la CLA durant la journée, passant de moins de 300 m à 8h du matin à presque 2000 m à 14h, matérialisé par des cercles sur les figures 2.6
- la présence d'un jet nocturne dans les basses couches (flux de mousson intensifié), puis la diminution de l'intensité du vent en journée par mélange turbulent (cf. fig. 2.6(a) et 2.7)
- l'humidification des basses couches (cf. fig. 2.7 (b)) par le jet nocturne, l'assèchement en journée par la convection sèche et par compensation, l'humidification la journée de la zone juste au-dessus de la CLA.

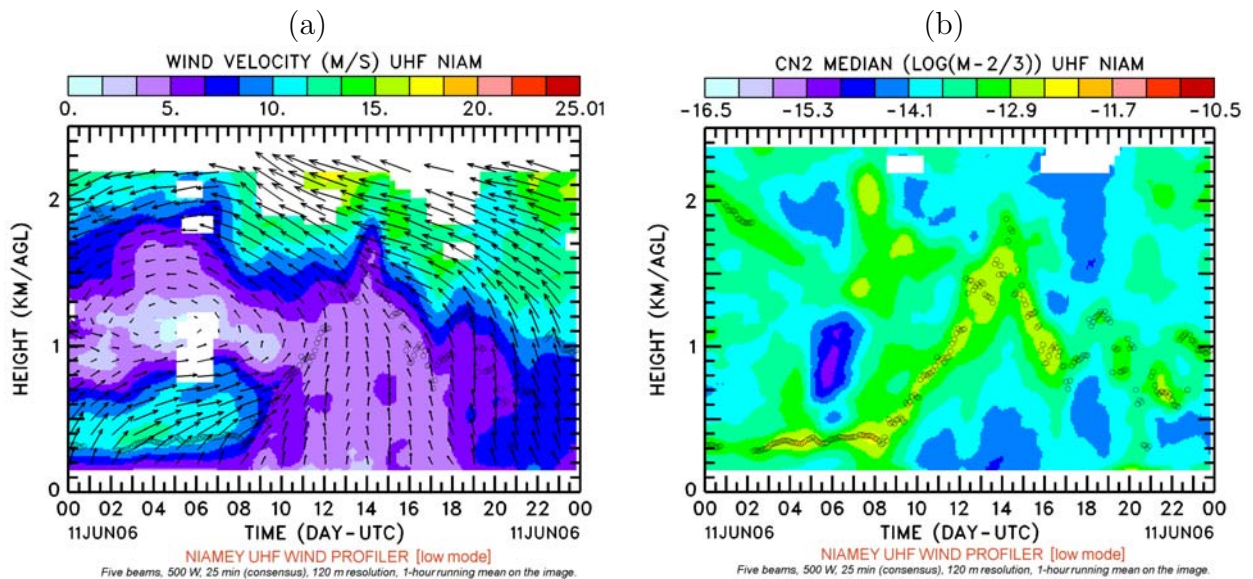


FIG. 2.6 – Coupe hauteur temps (a) du coefficient de réflectivité radar et (b) de la vitesse du vent mesurés par l'UHF le 11 juin 2006 à Niamey. Les cercles représentent le niveau du maximum de réflectivité qui correspond au sommet de la CLA.

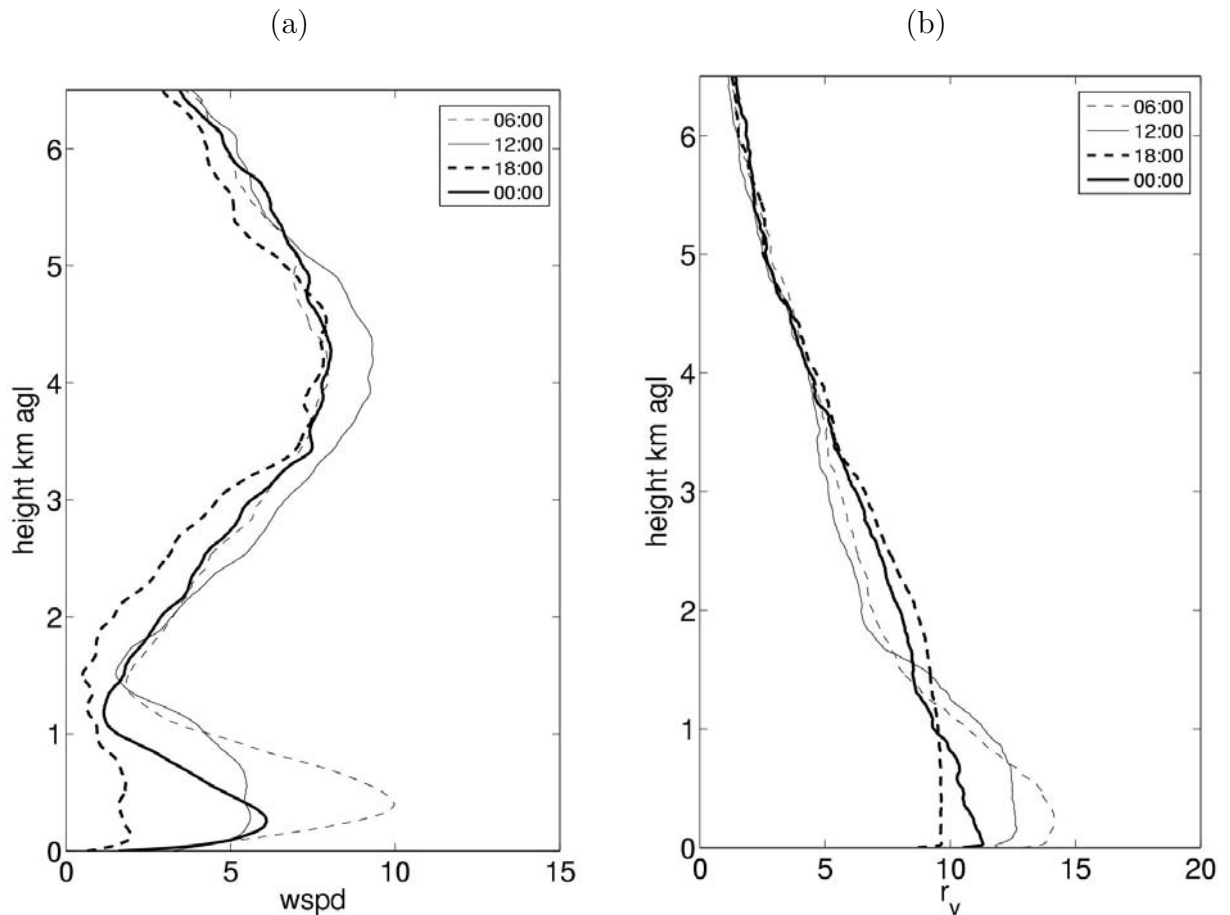


FIG. 2.7 – Moyennes des profils des radio-sondages pour le mois de mai 2006 à Niamey (a) pour la vitesse du vent et (b) pour le rapport de mélange.

### 2.3.3 L'entraînement au sommet

L'entraînement est un processus important qui influence l'évolution de la CLA, en plus de l'homogénéisation par érosion énoncée précédemment, qui reste la principale source d'évolution de la CLA (croissance forcée uniquement par le forçage à la surface). Il correspond à l'incorporation d'air plus chaud et sec de l'atmosphère libre dans la CLA. L'entraînement régule les échanges de vapeur d'eau mais aussi d'autres paramètres entre la CLA et l'atmosphère libre. De plus, ce phénomène peut avoir une forte influence sur le profil de vent à l'intérieur de la CLA (Conzemius et Fedorovich, (2006a)). Comme il se produit grâce à la turbulence, il sera favorisé par la présence d'un cisaillement de vent dans cette zone. En raison du cisaillement présent constamment entre la mousson de sud-ouest et l'Harmattan de nord-est dans la région qui nous intéresse, ce processus est fondamental dans le cadre de notre étude.

C'est à partir des mesures de flux que l'on peut caractériser l'accroissement de la couche limite atmosphérique et les paramètres d'entraînement. Dans la zone sahélienne de forts gradients verticaux d'humidité et de température séparent la troposphère libre de la CLA (de 4 à 7  $\text{g.kg}^{-1}$  et de 1 à 4 K de différence). En particulier pendant la saison de transition, la surface étant très sèche, et l'évaporation négligeable, toute l'énergie apportée par rayonnement est transformée en flux de chaleur sensible, soit vers le sol, soit vers l'atmosphère. De ce fait, une quantité d'énergie importante est disponible sous forme de

chaleur sensible, et cette énergie permet un accroissement conséquent de la couche limite, qui atteint d'abord la couche de cisaillement, puis la dépasse et récupère de l'énergie supplémentaire liée au cisaillement. Cependant, même si la surface est très sèche, il existe des périodes (transition saison sèche-saison des pluies et transition inverse) où la couche limite se charge, pendant la nuit, de vapeur d'eau advectée par le jet nocturne (cf. fig. 2.6 (a)) qui est de la mousson, plus fraîche et plus humide. Cette vapeur d'eau est redistribuée sur la verticale, sous l'effet du mélange et de l'entraînement qui va assécher à nouveau la couche limite et humidifier la moyenne troposphère, favorisant le développement de la convection des semaines suivantes.

On voit donc que la couche limite et l'entraînement au sommet jouent un rôle primordial dans le cycle diurne de la MAO, et dans les échanges de petite échelle qui se produisent entre la mousson et la SAL sur une surface qui s'étend sur une très grande étendue. C'est pourquoi il est indispensable d'en quantifier les mécanismes et de déterminer en particulier l'influence du cisaillement à l'interface entre la mousson et l'Harmattan.



# Chapitre 3

## Etat des connaissances sur le processus d'entraînement

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Définition</b> . . . . .	<b>34</b>
<b>3.2</b>	<b>Estimation de l'entraînement</b> . . . . .	<b>35</b>
<b>3.3</b>	<b>Paramétrisation de l'entraînement</b> . . . . .	<b>36</b>
3.3.1	Modèle d'ordre 0 . . . . .	37
3.3.2	Modèle d'ordre 1 . . . . .	38
3.3.3	Paramétrisation de l'entraînement utilisant le nombre de Richardson . . . . .	39
3.3.4	Couches limites avec cisaillement de vent . . . . .	41
<b>3.4</b>	<b>Difficulté d'accéder expérimentalement aux grandeurs liées à l'entraînement</b> . . . . .	<b>43</b>
3.4.1	Estimation de l'entraînement par mesures in situ . . . . .	44
3.4.2	Caractéristiques de la zone d'entraînement par télédétection . . . . .	44

---

### 3.1 Définition

Dans le chapitre précédent, le cycle diurne de la CLA a été décrit. L'épaisseur de la CLA augmente au cours de la journée principalement en raison du chauffage du sol et du flux de chaleur sensible résultant. Cet accroissement de la CLA dans le cas de la convection libre est appelé en anglais 'encroachment'. Le processus d'entraînement au sommet de la CLA s'y ajoute et contribue finalement à environ 30% du taux d'accroissement de la CLA, d'après Garratt (1992).

La couche limite convective peut se décrire de façon schématique en utilisant les variables représentées en figure 3.1. Son épaisseur  $Z_i$  correspond traditionnellement au niveau où le flux de chaleur sensible est minimal (Sullivan et al. (1998)). Les valeurs négatives du flux de flottabilité au sommet correspondent à l'entraînement de l'air de la troposphère libre (stable) dans la couche limite : si l'énergie cinétique verticale de la couche limite est suffisamment grande, des particules d'air de la couche limite pénètrent dans la zone d'inversion de température et ramènent, par compensation, de l'air plus chaud et éventuellement plus sec, dans la couche limite. Cette zone où ont lieu ces échanges, appelée zone d'entraînement, est une couche de transition entre la couche limite mélangée, et la troposphère libre stable. La zone d'entraînement est ainsi située entre  $h_o$ , le niveau où le flux de flottabilité change de signe, et  $h_2$ , le niveau où le flux de flottabilité s'annule à cause de la stabilité. Le niveau  $h_2$  serait ainsi le niveau maximal de pénétration des thermiques dans la troposphère libre alors que le niveau  $h_o$  serait le niveau minimal des descentes d'air troposphérique. En réalité, Mahrt (1991) a montré que les descentes d'air sec peuvent atteindre des niveaux inférieurs et avoir des conséquences jusqu'à la surface.

La figure 3.1 montre deux schématisations différentes des profils de température potentielle virtuelle et de flux de flottabilité dans la CLA. Le premier correspond au modèle d'ordre 0 (Zero Order Model (ZOM), en anglais), le plus simple, dans lequel la zone d'entraînement est négligeable. Au contraire, le deuxième a une zone d'entraînement avec une épaisseur non nulle. Ce dernier est couramment appelé le modèle d'ordre 1 (First Order Model (FOM), en anglais). Ces deux modèles correspondent à des paramétrisations différentes des processus d'entraînement que nous considérerons ultérieurement.

La définition de la hauteur de la couche limite est un sujet de discussion. De nombreux auteurs la définissent comme la couche mélangée en température potentielle, température potentielle équivalente et rapport de mélange (c'est le cas de notre figure). Le paragraphe 4.3.1 revient sur les différentes définitions et méthodes d'estimation de la hauteur de la CLA. La zone d'entraînement est difficile à quantifier par les observations. Dans la littérature, la plupart des études qui portent sur ce thème sont réalisées par des modèles et/ou par des expériences en laboratoire. Donc les définitions de la zone d'entraînement sont appropriées à ce genre d'étude mais pas forcément aux observations. Seuls les modèles pour l'instant peuvent déterminer directement comme sur la figure 3.1 les niveaux  $Z_i$  et  $h_2$ . Expérimentalement on détermine, à l'aide des sondages, l'épaisseur de la zone de gradient de température potentielle ou de rapport de mélange entre la CLA et la troposphère libre.

Par la suite,  $u$ ,  $v$ ,  $w$  désigneront respectivement les composantes zonale, méridienne et verticale du vent,  $\theta$  la température potentielle,  $\theta_v$  la température potentielle virtuelle et  $r_v$  le rapport de mélange en eau vapeur. Le symbole  $\delta$  représente l'épaisseur entre la couche de mélange et la troposphère libre comme indiqué sur la figure 3.1(a). A chaque fois que le symbole  $\Delta$  précédera un paramètre météorologique, il désignera le saut de ce paramètre

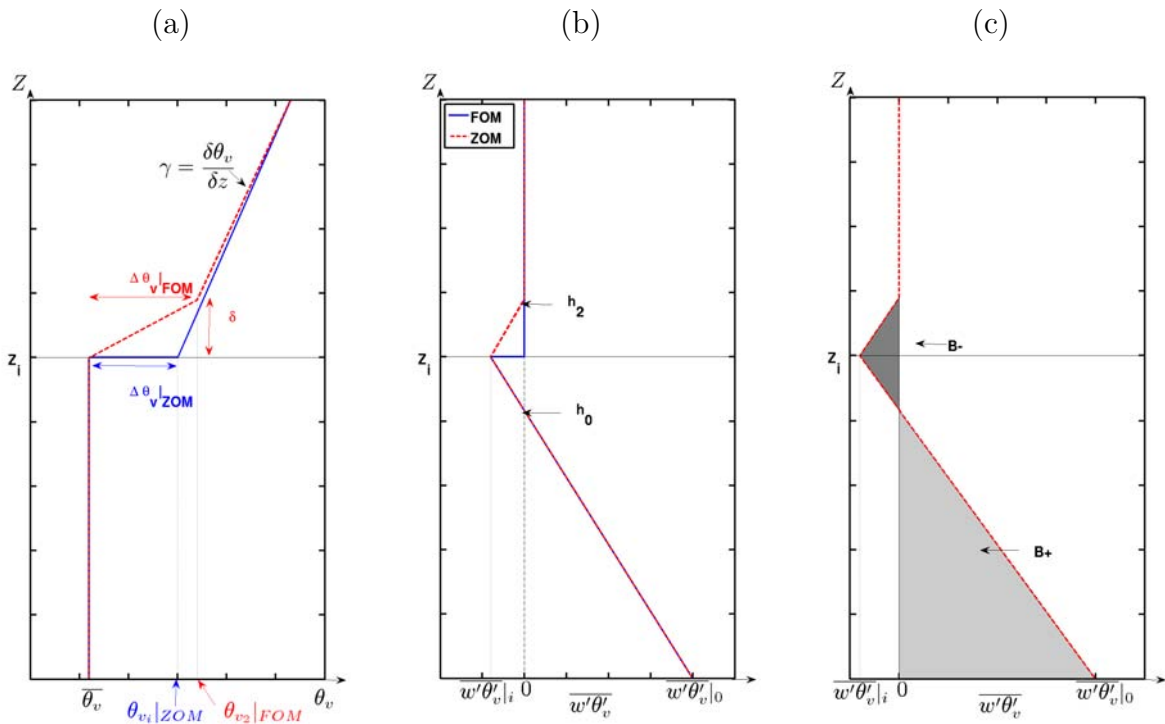


FIG. 3.1 – Schéma simplifié de la structure verticale d'une couche limite convective en air clair suivant deux modèles : (en bleu) l'approximation d'ordre 0 et (en rouge) l'approximation d'ordre 1. (a) Profil vertical de la température potentielle virtuelle, (b) profil vertical du flux de chaleur virtuelle et (c) schéma de l'aire négative,  $B-$ , et de l'aire positive,  $B+$  du flux de flottabilité (Pino et Vilà-Guerau de Arellano (2008)).

entre la couche de mélange et la troposphère libre. Chaque variable est composée d'une valeur moyenne et d'une fluctuation. Le symbole 'prime' désigne la fluctuation de cette variable par rapport à la moyenne (cf. chap. 4 pour les indications sur la moyenne).

## 3.2 Estimation de l'entraînement

Dans la littérature, on utilise le rapport  $\beta$  entre le flux de flottabilité au sommet de la couche limite,  $\overline{w'\theta'_v}|_i$  et le flux de flottabilité au sol  $\overline{w'\theta'_v}|_0$  pour quantifier l'entraînement :

$$\beta = -\frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{\overline{w'\theta'_v}|_0}. \quad (3.1)$$

Plus loin nous reviendrons sur la définition des flux turbulents de petite échelle qui correspondent aux covariances des fluctuations. Ici, le flux de flottabilité est la covariance entre les fluctuations de la température potentielle virtuelle et de la vitesse verticale (à  $\frac{g}{\theta_v}$  près).

De nombreux modèles, notamment de grande échelle utilisent  $\beta = 0.2$  pour les conditions de convection libre mais plusieurs auteurs (par exemple Fedorovich et Conzemius (2008)) ont montré que ce rapport peut varier en fonction des conditions atmosphériques et principalement en fonction de la position et de l'intensité du cisaillement de vent. Le flux vertical de vapeur d'eau a tendance à augmenter  $\beta$  car la flottabilité va décroître plus

vite avec  $z$ , si la source d'humidité est à la surface (évaporation) ou à diminuer  $\beta$  si la source (dessèchement) est au sommet de la couche limite.

Cette paramétrisation, qui suppose que le flux d'entraînement est relié au flux de surface par une constante,  $\beta$ , est souvent utilisée, en particulier dans les modèles de circulation générale, dont la résolution verticale ne serait pas suffisante pour documenter l'épaisseur de la zone d'inversion.

Pour déterminer ce taux d'entraînement, certains auteurs (Lilly (1968); Stage et Businger (1981); Randall (1984); Van Zanten et al. (1999); Pino et al. (2006)) partitionnent les flux et utilisent la méthode des aires qui consiste à faire le rapport de la partie négative du flux de flottabilité, notée  $B_-$  sur la figure 3.1(c), sur la partie positive du flux de flottabilité, notée  $B_+$ . L'aire  $B_-$  représente en effet l'incorporation d'air sec de la troposphère libre dans la CLA. Une même estimation du flux au sommet de la CLA par un profil linéaire peut être associée à des surfaces  $B_-$  différentes. Pino et Vilà-Guerau de Arellano (2008) montrent que l'aire négative s'accroît en présence de cisaillement dans la CLA par rapport à un cas sans cisaillement. Par contre l'aire  $B_+$  reste stable quelque soit le cisaillement dans la CLA. Cette méthode permet d'estimer plus précisément l'entraînement de l'air chaud de la troposphère libre dans la CLA.

Comme l'entraînement contribue à l'accroissement de la couche limite, en considérant une advection horizontale nulle, on peut définir une vitesse d'entraînement :

$$w_e = \frac{\partial Z_i}{\partial t} - w_h, \quad (3.2)$$

où  $w_h$  est la vitesse verticale de grande échelle. Habituellement  $w_h$  est petit ou parfois du même ordre de grandeur que  $w_e$ .  $w_e$  quantifie l'incorporation d'air de la troposphère libre dans la couche limite atmosphérique (mais comprend le mécanisme d'encroachment).

C'est donc cette vitesse d'entraînement additionnée à  $w_h$  (ascendant ou subsident) qui permet à la couche limite de se développer.

Lenschow et al. (1999) récapitulent les différentes approches pour l'estimation de cette vitesse verticale. Une des approches (Katwa et Pearson (1989)) consiste à considérer la différence,  $\Delta s$  de concentration d'un scalaire entre la CLA et la troposphère libre ainsi que le flux de ce scalaire à l'interface entre les deux couches. Ils suposent l'épaisseur  $\delta = h_2 - Z_i$  négligeable (modèle ZOM) et ils estiment la vitesse d'entraînement comme le rapport du flux d'entraînement sur le saut du scalaire au niveau de l'inversion :

$$w_e \simeq -\frac{\overline{w's'}|_i}{\Delta s} \quad (3.3)$$

où  $s$  est un scalaire tel que  $\theta_v$ ,  $r_v$  ou une concentration de traceur passif.

### 3.3 Paramétrisation de l'entraînement

Dans un premier temps, nous considèrerons que la turbulence est essentiellement d'origine thermique et nous négligerons le cisaillement du vent. Différents types de paramétrisations existent suivant le type de représentation de la couche d'inversion (cf. fig. 3.1). Dans le premier, on considère que la couche d'inversion est négligeable ( $\delta = 0$ ) et dans le second, la couche d'inversion a une épaisseur  $\delta = h_2 - Z_i$  non négligeable.

Dans un deuxième temps nous supposerons un cisaillement non nul et nous regarderons les paramétrisations en fonction du cisaillement de vent et du nombre de Richardson.

### 3.3.1 Modèle d'ordre 0

Cette paramétrisation (paramétrisation de Tennekes (1973)) est utilisée couramment dans le cas de la convection libre. En absence d'effet radiatif, d'advection et en négligeant  $w_h$ , l'équation du bilan de la température potentielle virtuelle moyenne de la couche limite se réduit à :

$$\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'_v}}{\partial z} \quad (3.4)$$

Si l'on suppose que le réchauffement de la couche limite se fait en bloc sous l'effet de la turbulence (ce qui est conforme à l'expérience), on déduit de cette équation que la flottabilité varie linéairement avec  $z$  et donc :

$$\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial t} = \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0 - \overline{w'\theta'_v}|_i}{Z_i} \quad (3.5)$$

Ici  $\Delta\theta_v = \theta_{v_i} - \bar{\theta}_v$  (cf. fig. 3.1). Plus le saut  $\Delta\theta_v$  est grand, plus l'inversion est puissante. On peut calculer la variation temporelle de ce saut en écrivant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta\theta_v}{\partial t} &= \frac{\partial \theta_{v_i}|_{Z_{OM}}}{\partial t} - \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial t} \\ &= \frac{\partial \theta_{v_i}|_{Z_{OM}}}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} - \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0 - \overline{w'\theta'_v}|_i}{Z_i} \\ &= \gamma \frac{\partial Z_i}{\partial t} - \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0 - \overline{w'\theta'_v}|_i}{Z_i} \end{aligned} \quad (3.6)$$

$\gamma$ , déjà vu en figure 3.1, est le gradient vertical de température dans l'atmosphère libre.

1. Cas où il n'y a pas d'entraînement, appelé 'encroachment' ou 'grignotage' Dans ce

cas  $\overline{w'\theta'_v}|_i = 0$  et  $\Delta\theta_v = 0$ . La couche limite se réchauffe et s'épaissit uniquement sous l'effet du chauffage. En dehors de la période de développement rapide de la couche limite qui suit le lever du jour, on peut considérer que le gradient de température en haut de la couche limite ne varie pas avec le temps. Dans ces conditions,

$$\left(\frac{\partial Z_i}{\partial t}\right)_{enc} = \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0}{\gamma Z_i} \quad (3.7)$$

2. Cas où l'entraînement n'est pas nul, on introduit dans l'équation 3.6,  $\beta$  défini par l'équation 3.1,

$$\frac{\partial \Delta\theta_v}{\partial t} = \gamma \frac{\partial Z_i}{\partial t} + \frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{Z_i} \frac{\beta + 1}{\beta} \quad (3.8)$$

d'où, en utilisant (3.2) et (3.3) et en négligeant  $w_h$  on obtient :

$$Z_i \frac{\partial \Delta\theta_v}{\partial t} + \frac{\partial Z_i}{\partial t} \frac{\beta + 1}{\beta} \Delta\theta_v - \gamma Z_i \frac{\partial Z_i}{\partial t} = 0 \quad (3.9)$$

qui est une équation différentielle du premier ordre dont la solution est :

$$\Delta\theta_v = \frac{\gamma\beta Z_i}{1 + 2\beta}. \quad (3.10)$$

En injectant l'équation 3.10 dans (3.3), on obtient :

$$\begin{aligned} w_e &= \frac{\partial Z_i}{\partial t} \\ &= -\frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{\Delta\theta_v} \\ &= -(1 + 2\beta)\frac{\beta\overline{w'\theta'_v}|_0}{\gamma\beta Z_i} \\ &= -(1 + 2\beta)\frac{\overline{w'\theta'_v}|_0}{\gamma Z_i}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

On retrouve bien l'expression de  $w_e = \left(\frac{\partial Z_i}{\partial t}\right)_{enc}$  pour  $\beta = 0$ . On remarque donc qu'un entraînement nul n'implique pas forcément  $w_e$  nul.

De l'équation 3.11, on peut calculer la contribution de l'entraînement à l'épaississement de la couche limite :  $\frac{2\beta}{1 + 2\beta} \simeq \frac{0.4}{1.4} \simeq 30\%$ , si l'on prend  $\beta = 0.2$  (Garratt (1992)).

### 3.3.2 Modèle d'ordre 1

L'utilisation de plus en plus généralisée de simulations numériques résolvant les plus grands tourbillons de la turbulence (Large Eddy Simulation (LES)) (Van Zanten et al. (1999)) a révélé que la paramétrisation d'ordre 0 est souvent insuffisante pour reproduire la réalité. Aussi, de nombreux auteurs préfèrent utiliser le modèle où l'épaisseur de la couche d'inversion n'est pas nulle. Dans ce cas, la vitesse d'entraînement doit aussi tenir compte de l'épaisseur de la couche d'entraînement (Betts (1974); Sullivan et al. (1998); Van Zanten et al. (1999); Pino (2006)). Dans ce qui suit, on continue de négliger  $w_h$ .

$$\frac{\partial[Z_i\overline{\theta_v}]}{\partial t} = (\overline{w'\theta'_v}|_0 - \overline{w'\theta'_v}|_i) + \frac{\partial Z_i}{\partial t}\overline{\theta_v} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial[(h_2 - Z_i)\theta_{v_i}]}{\partial t} = \overline{w'\theta'_v}|_i + \frac{\partial h_2}{\partial t}\theta_{v_2} - \frac{\partial Z_i}{\partial t}\overline{\theta_v} \quad (3.13)$$

On rappelle que le flux de chaleur virtuelle au niveau  $h_2$  est nul.  $\theta_{v_i} = (\theta_{v_2} + \overline{\theta_v})/2$  est la moyenne des températures de la couche d'inversion. Si l'on considère que l'épaisseur de la couche d'inversion  $\delta = h_2 - Z_i$  reste constante dans le temps, l'équation (3.13) se réduit à :

$$\overline{w'\theta'_v}|_i = -\frac{\partial Z_i}{\partial t}\Delta\theta_v + \delta\frac{\partial\theta_{v_i}}{\partial t} \quad \text{où} \quad \Delta\theta_v = \theta_{v_2} - \overline{\theta_v} \quad (3.14)$$

qui peut aussi s'écrire :

$$\begin{aligned} w_e &= \frac{\partial Z_i}{\partial t} \\ &= -\frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{\Delta\theta_v} + \frac{\delta}{\Delta\theta_v} \frac{\partial\theta_v}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.15)$$

On retrouve le résultat du modèle d'ordre 0 (cf. équation 3.3) en prenant  $\delta = 0$ . Le même type d'équation s'écrit aussi pour le scalaire du contenu en eau, en exprimant  $w_e$  en fonction de la chaleur latente et du saut en humidité au sommet de la couche limite :

$$\begin{aligned} w_e &= \frac{\partial Z_i}{\partial t} \\ &= -\frac{\overline{w'r'_v}|_i}{\Delta r_v} + \frac{\delta}{\Delta r_v} \frac{\partial r_v}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.16)$$

En utilisant un modèle LES, Sullivan et al. (1998) comparent les deux termes de droite de l'équation 3.15, ce qui revient à évaluer la différence entre le modèle d'ordre 0 et le modèle d'ordre 1. Ils montrent que pour les inversions faibles, le terme lié à  $\delta$  est prépondérant devant le terme  $-\frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{\Delta\theta_v}$ . La tendance s'inverse pour les fortes inversions puisque l'on se rapproche alors des conditions du modèle d'ordre 0. La conclusion est donc que la modélisation d'ordre 1 est souvent incontournable.

Nous verrons que dans le cas des couches limites sahéliennes, notre zone d'entraînement ne peut pas être négligée car elle vaut plusieurs dizaines ou même centaines de mètres, et l'évolution temporelle est aussi importante.

#### 3.3.3 Paramétrisation de l'entraînement utilisant le nombre de Richardson

Considérons l'évolution de l'énergie cinétique turbulente dans la CLA. Cette énergie est définie par la demi-somme des variances des 3 composantes du vent,  $\bar{e} = 0.5(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ . Son évolution est gouvernée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v} - \left( \overline{w'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{w'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) - \frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \epsilon \quad (3.17)$$

où  $p$  est la pression,  $\rho_0$  est la densité, et  $\epsilon$  est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Le terme de gauche représente le terme de tendance de l'énergie cinétique turbulente, et les termes de droite représentent de gauche à droite et respectivement ceux de production par flottabilité ( $B$ ) et par cisaillement ( $S$ ), de transport par turbulence ( $T$ ), de pression ( $P$ ) et de dissipation ( $\epsilon$ ). Les termes de production par flottabilité et par cisaillement sont les sources de la turbulence et les termes de pression et de transport turbulent redistribuent cette énergie sur la verticale.  $\epsilon$  est un puits.

Très tôt, les paramètres directeurs de l'entraînement ont été exprimés en fonction des termes de production de la turbulence, via les nombres de Richardson de flux (cf. eq. 3.18) ou de gradient (cf. eq. 3.19) (Mahrt et Lenschow (1976), Kim et al. (2003), Sorbjan (2004) et Conzemius et Fedorovich (2006a)). Ces nombres adimensionnels permettent de quantifier le rôle respectif du cisaillement et de la flottabilité dans la production de la turbulence :

$$R_{if} = \frac{\frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v}}{w'u' \frac{\partial u}{\partial z} + w'v' \frac{\partial v}{\partial z}}, \quad (3.18)$$

$$R_{ig} = \frac{\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \theta_v}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \quad (3.19)$$

$R_{if}$  et  $R_{ig}$  sont parfois utilisés pour montrer en particulier que les profils verticaux de ces deux nombres présentent une valeur constante, proche de 0.25, dans la zone d'entraînement, ce qui prouve que dans cette zone, le cisaillement peut contre-balancer la flottabilité (Kim et al. (2003), Conzemius et Fedorovich (2006b)). Cette caractéristique permet une paramétrisation des processus d'entraînement par ce nombre.

La zone d'entraînement est une zone stable ce qui permet d'utiliser ce nombre caractéristique dans cette zone qui présente des propriétés similaires à celles des couches limites stables. Un autre nombre de Richardson, le Richardson global  $R_i$  défini de part et d'autre de la zone d'entraînement et qui permet l'étude de la stabilité de cette zone, est aussi utilisé (Kim et al. (2003) ; Sorbjan (2004) ; Conzemius et Fedorovich (2006b)) :

$$R_i = \frac{g}{\theta_v} \Delta \theta_v \frac{Z_i}{v_*^2} \quad (3.20)$$

$v_*$  est une vitesse caractéristique. Zeman et Tennekes (1975) proposent d'utiliser  $v_*^2 = w_*^2 + 4 u_*^2$  où  $u_*$  est la vitesse de friction à la surface. En convection libre,  $v_* = w_*$ .  $w_*$  est l'échelle convective, caractéristique de la couche limite convective, utilisée dans la théorie de similitude de la CLA :

$$w_* = \left( \frac{g}{\theta_v} Z_i \overline{w'\theta'_v|_0} \right)^{1/3} \quad (3.21)$$

Artaz et André (1980) ou Deardorff et al. (1980), à partir d'études en laboratoire, se servent de  $R_i$  pour paramétriser  $\frac{w_e}{w_*}$ . Ils montrent par une analyse dimensionnelle que dans l'hypothèse d'un modèle d'ordre 0 et en convection libre, il est proportionnel à  $R_i^{-1}$  :

$$\frac{w_e}{w_*} = AR_i^{-1} \quad (3.22)$$

en maintenant l'hypothèse d'une vitesse verticale méso-échelle nulle.  $A$  est un paramètre compris entre 0.1 et 0.2.

Plusieurs auteurs remettent en question la proportionnalité avec le nombre de Richardson (relation 3.22), notamment Sullivan et al. (1998) qui proposent :

$$\frac{w_e}{w_*} = R_i^{-1} (\beta + A_\delta) \quad (3.23)$$

où le terme  $A_\delta$  dépend de l'épaisseur de la couche d'inversion :

$$A_\delta = \frac{\delta}{w'\theta'_v|_0} \frac{\partial \theta_v}{\partial t} \quad (3.24)$$

Cette expression est directement issue de l'expression (3.14) du modèle d'ordre 1.

En convection libre, Kantha et al. (1977), Deardorff (1981), Batchvarova et Gryning (1994) et Boers et Eloranta (1986) montrent que l'épaisseur de la couche d'entraînement normalisée  $\delta/Z_i$  est reliée au nombre de Richardson global par :



$$\frac{\delta}{Z_i} = b + \frac{a}{R_i} \quad (3.25)$$

avec  $a = 1.31$  et  $b = 0.21$ . Pino et al. (2006) utilise plutôt  $a = 1.12$  et  $b = 0.08$ . Kim et al. (2006) proposent tout un ensemble de coefficients en fonction de la vitesse caractéristique utilisée pour le nombre de Richardson. Ces paramétrisations sont nécessaires pour étudier correctement le mécanisme d'entraînement dans les modèles numériques.

### 3.3.4 Couches limites avec cisaillement de vent

Le cisaillement du vent s'introduit dans les équations de la couche limite par l'intermédiaire de l'équation de l'énergie cinétique turbulente.

Deux formulations différentes se rencontrent suivant que l'on considère que le cisaillement n'a lieu qu'à la surface, ou s'il existe aussi au sommet de la couche limite.

#### Cisaillement en surface

Dans le premier cas (Tennekes (1973)), on considère que tout ce qui est produit est dissipé localement : la dissipation a donc essentiellement lieu en bas de la couche limite. Donc, dans des conditions stationnaires et au sommet de la couche limite, la flottabilité est équilibrée par les forces de pression et le transport vertical. L'équation de l'énergie cinétique turbulente se réduit à :

$$-\frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v}|_i = C_F \frac{v_*^3}{Z_i} \quad (3.26)$$

Si l'on écrit  $v_*^3 = w_*^3 + \frac{A}{C_F} u_*^3$  (Driedonks (1982)), on obtient

$$\overline{w'\theta'_v}|_i = -\frac{\theta_v}{g} \left[ C_F \frac{g}{\theta_v} \frac{Z_i \overline{w'\theta'_v}|_0}{Z_i} + A \frac{u_*^3}{Z_i} \right] \quad (3.27)$$

soit

$$\beta = C_F + A \left( \frac{u_*}{w_*} \right)^3 \quad (3.28)$$

Dans le cas de la convection libre,  $u_* = 0$  et on trouve  $\beta = C_F = 0.2$ . Kato et Phillips (1969) proposent  $A = 2.5$ ; Kantha et al. (1977),  $A = 5$ ; Driedonks et al. (1978) et Pino et al. (2003),  $A = 1.6$ . D'après Zilitinkevich (1975), Zilitinkevich (1991) et Pino et al. (2003), cette formule est limitative dans le sens où elle ne permet pas d'annuler  $\beta$  quand le gradient de température est nul en haut de la couche limite (puisque l'expression obtenue ne dépend pas de  $\Delta\theta_v$ ). Ceci vient du fait que  $\partial\bar{\epsilon}/\partial t$  est négligée devant les autres termes dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente. Si ce terme est pris en compte, on peut l'écrire, suite à des considérations dimensionnelles :

$$\frac{\partial\bar{\epsilon}}{\partial t} = C_T \frac{v_*^2}{Z_i} \frac{\partial Z_i}{\partial t}, \quad (3.29)$$

en faisant l'hypothèse du modèle d'ordre 0 et que la vitesse de méso-échelle est nulle, ce qui permet de remplacer  $\frac{\partial Z_i}{\partial t}$  par les expressions 3.2 et 3.3. L'équation de l'énergie cinétique turbulente devient :

$$-\frac{\overline{\theta}_v}{g} \frac{C_T}{w'\theta'_v|_0} \frac{v_*^2 \overline{w'\theta'_v|_i}}{Z_i \Delta\theta_v} + \beta = C_F + A \left(\frac{u_*}{w_*}\right)^3 \quad (3.30)$$

ce qui donne en utilisant les équations 3.1 et 3.20 :

$$\beta = \left( C_F + A \left(\frac{u_*}{w_*}\right)^3 \right) \frac{1}{1 + \frac{C_T}{R_i}} \quad (3.31)$$

et permet d'obtenir une expression encore valable pour les valeurs de  $\Delta\theta_v$  tendant vers 0. Driedonks (1982) propose  $C_T = 1.5$ .

### Cisaillement en surface et en haut de la couche limite

Stull (1976) et Stull (1988) ont examiné le cas où un cisaillement se produit aussi au sommet de la couche limite. Dans ce cas, il faut introduire un terme supplémentaire pour le cisaillement. L'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente devient :

$$-\frac{gZ_i}{\overline{\theta}_v} \overline{w'\theta'_v|_i} = C_F v_*^3 - C_T v_*^2 \frac{\partial Z_i}{\partial t} + C_M (\Delta U)^2 \frac{\partial Z_i}{\partial t} \quad (3.32)$$

où  $\Delta U = (\Delta u^2 + \Delta v^2)^{1/2}$ . Cette équation permet d'obtenir une nouvelle expression de  $\beta$  :

$$\beta = C_F \left[ 1 + \left(\frac{A}{C_F}\right) \left(\frac{u_*}{w_*}\right)^3 \right] \frac{1}{1 + \frac{C_T}{R_i} - \frac{C_M}{R_{is}}} \quad (3.33)$$

Dans  $R_{is}$ , on utilise  $\Delta U$  comme vitesse caractéristique au lieu de  $v_*^2$ . Pino et al. (2003) utilisent les valeurs suivantes des constantes :  $C_M = 0.7$  (Price et al. (1978));  $C_F$  reste à 0.2;  $(A/C_F) = 8$  (Driedonks (1982));  $C_T = 4$  (André et al. (1978)).

Kim et al. (2006) et Pino et al. (2006) ont repris les équations précédentes pour les appliquer au cas du modèle d'ordre 1 (mais en négligeant l'évolution de l'énergie cinétique turbulente). Ils parviennent à une expression complexe de  $\beta$  :

$$\beta_{FOM} = \left( A_1 \frac{1}{1 + \frac{\delta}{Z_i}} + A_2 \left(\frac{u_*}{v_*}\right)^3 + A_3 \frac{\delta}{4Z_i + 2\delta} \left[ \frac{u_*^2 \Delta U}{w_*^3} + \frac{\overline{\theta}_v \Delta U^2}{g(Z_i + \delta)(\Delta\theta_v - 0.5\gamma_\theta \delta)} \right] \right) \left[ 1 - \frac{\overline{\theta}_v \Delta U^2}{2g(\Delta\theta_v - 0.5\gamma_\theta \delta)(Z_i + \delta)} A_3 \right]^{-1} \quad (3.34)$$

Cette expression tient compte de l'épaisseur de la zone d'entraînement.

On peut récapituler les valeurs de la vitesse d'entraînement pour chacun des deux modèles.

ordre 0 :

$$w_{eZOM} = \frac{\partial Z_i}{\partial t} \Big|_{ZOM} = -\frac{\beta_{ZOM}}{\Delta\theta_{vZOM}} \overline{w'\theta'_v|_0} \quad (3.35)$$

ordre 1 :

$$w_{eFOM} = \frac{\partial Z_i}{\partial t} \Big|_{FOM} = -\frac{\delta - (2h + \delta)\beta_{FOM}}{h(2\Delta\theta_{vFOM} - \gamma\delta)} \overline{w'\theta'_v|_0} \quad (3.36)$$

Pino et al. (2006) ont testé ces différentes paramétrisations en les comparant aux résultats d'un modèle LES. Les résultats sont les suivants :

- Pour de faibles inversions la paramétrisation de  $Z_i$  marche bien quelque soit le modèle. Pour de fortes inversions, le ZOM sur-estime  $Z_i$  alors que le FOM la sous-estime.
- La paramétrisation de  $w_e$  marche moyennement pour le FOM, avec de meilleurs résultats pour les faibles inversions.
- L'épaisseur de la couche d'inversion augmente bien quand l'intensité de l'inversion diminue (ce qui est classique).
- Le taux d'entraînement est plus fort quand l'inversion est plus forte. Le flux d'entraînement par la LES est toujours sous-estimé par rapport au flux paramétré, ce qui est aussi un résultat classique. D'après Lilly (2002), cela provient du fait que les LES lissent les basses fréquences. Le taux d'entraînement est sur-estimé pour les fortes inversions et le FOM est meilleur que le ZOM dans ce cas.

Pino et al. (2006) ont aussi regardé les résultats de la méthode des aires, appliquée au modèle d'ordre 1 pour retrouver  $\beta$ . On peut en effet écrire  $h_0 = Z_i(1 + \beta)^{-1}$ , ce qui conduit à :

$$\frac{B_-}{B_+} = \beta \left[ \beta + \frac{\delta}{Z_i}(1 + \beta) \right] \quad (3.37)$$

Les résultats sont là aussi mitigés et on trouve souvent une sur-estimation de  $\frac{B_-}{B_+}$  modèle par rapport aux paramétrisations. L'auteur privilégie malgré tout cette méthode par rapport aux paramétrisations précédentes.

### 3.4 Difficulté d'accéder expérimentalement aux grandeurs liées à l'entraînement

La bibliographie sur les mesures des grandeurs liées à l'entraînement est particulièrement riche et le but n'est pas de tout lister ici. On peut trouver une revue détaillée des différentes publications dans Conzemius et Fedorovich (2006a) ou Fedorovich et Conzemius (2008). Ces auteurs se sont surtout attachés à décrire les travaux sur les couches limites cisailées, car le cas de la convection libre est maintenant considéré comme réglé. Dans la réalité, le cisaillement de vent et d'autres complexités font que l'atmosphère se trouve rarement dans une situation de convection libre. Ces processus sont à la source des questions encore en suspens sur le mécanisme de l'entraînement. Ce qui nous intéresse ici est de montrer la difficulté de la mesure de ces grandeurs.

Cette difficulté réside essentiellement dans le fait que l'on doit considérer des mesures de profils verticaux, mesures locales réalisées sur de courtes échelles de temps, et des mesures de flux qui nécessitent des moyennes sur de plus longues périodes. Les profils donnent accès aux paramètres moyens, température, vent, humidité, hauteur de couche limite et à leurs gradients verticaux ou temporels. Ils correspondent à des mesures locales et instantanées. Typiquement, il faut une quinzaine de minutes à un avion pour réaliser un profil vertical dans la couche limite. L'information obtenue ne sera représentative que de la zone où est fait le sondage : le ballon sonde ou l'avion passera indifféremment dans un thermique et/ou dans une zone de descendance. Les flux nécessitent une intégration spatiale de l'ordre de quelques dizaines de minutes, et cette opération doit être répétée plusieurs fois pour produire un profil vertical du flux de flottabilité qui permette d'extrapoler le flux de surface et le flux au niveau de l'inversion. Il faut au moins 1 h pour décrire

le profil entier. Pendant ce temps, la hauteur de la couche limite, ainsi que la température auront eu le temps d'évoluer. On aura donc 'moyenné' à la fois en temps et dans l'espace.

### 3.4.1 Estimation de l'entraînement par mesures in situ

Les données aéroportées sont utilisées pour décrire les données moyennes et turbulentes de la CLA. Une exploration verticale permet de déterminer le niveau  $Z_i$  correspondant au sommet de la couche de mélange de  $\theta$  ou de  $r_v$ , et l'estimation de  $\delta$  est aussi possible à partir de ce sondage. En effectuant ensuite des paliers horizontaux à différentes hauteurs, on peut accéder au profil vertical des fluctuations, et par régression linéaire on détermine un flux d'entraînement au sommet de la CLA (Stull (1976); Wyngaard (1983); Druilhet et al. (1983)).

Les paramétrisations qui relient directement l'épaisseur de la couche d'entraînement à la vitesse d'entraînement ne sont pas encore au point. Les mesures avions restent donc préférables, pour obtenir une estimation directe de la vitesse d'entraînement. Cependant, il est important de noter que les expérimentateurs qui calculent directement la vitesse d'entraînement en déterminant les flux au niveau  $Z_i$  et la variation du scalaire correspondant utilisent systématiquement la relation (3.2) (appliquée au flux et scalaire adéquats) (Lenschow et Stephens (1982); Greenhut (1986); Stevens et al. (2003) et Faloon et al. (2005)). Or cette relation suppose que l'épaisseur de la couche d'entraînement est nulle. De ce fait par exemple, Faloon et al. (2005) qui ont comparé, au cours de DYCOMS-II 2001, des calculs de  $w_e$  à partir de mesures du flux de vapeur d'eau, du flux d'ozone et du flux de sulfate de diméthyle ont obtenu des résultats différents et même éloignés de l'estimation de  $w_e$  déduite de la variation de la hauteur de la couche limite, corrigée de la vitesse de méso-échelle. Par contre, Stevens et al. (2003) ont trouvé des résultats sur  $w_e$  cohérents, quelque soit le scalaire (température virtuelle, vapeur d'eau, ozone ou sulfate de diméthyle) car la couche d'inversion qu'ils ont observée (sous une couche de stratocumulus au cours du premier vol de DYCOMS II 2001) était d'épaisseur négligeable. En plus de la difficulté d'accès à chacun des termes de l'équation 3.2, la différence provient de la simplification du modèle d'ordre 0 par rapport au modèle d'ordre 1. C'est d'ailleurs un résultat que nous avons obtenu pour AMMA, nous le verrons plus loin. Cros et al. (2000) ont utilisé la vitesse d'entraînement calculée avec la vapeur d'eau pour déduire le flux d'entraînement d'ozone au-dessus de la forêt ou de la savanne en Afrique tropicale (campagne EXPRESSO 1996) et faire des calculs de bilan d'ozone. Avec ces mêmes vitesses d'entraînement, Delon et al. (2000) ont calculé le flux d'entraînement du monoxyde de carbone, qui a servi à expliquer la pollution de la forêt par les feux de savane. Là-encore, l'épaisseur de la couche d'entraînement a été négligée.

### 3.4.2 Caractéristiques de la zone d'entraînement par télédétection

Les moyens de télédétection permettent d'obtenir une description de la zone d'entraînement, grâce en particulier à leur résolution temporelle. Ils offrent aussi parfois une bonne approximation du taux d'entraînement  $\beta$ . Ils permettent de fournir des valeurs directes de  $\partial Z_i / \partial t$  sans pour autant permettre d'accéder à la vitesse d'entraînement en absence d'information sur la vitesse de méso-échelle.

Les mesures par profileur de vent permettent de restituer certaines caractéristiques de l'entraînement. La détermination de la hauteur de la couche limite est une technique très utilisée (Angevine (1999); Jacoby-Koaly et al. (2002); Puygrenier (2005)). La réflectivité

radar est liée à la réfractivité de l'air, qui elle-même dépend du gradient d'humidité et de la turbulence. On détermine  $Z_i$  en cherchant le maximum de réflectivité du signal radar. Angevine (1999) et Cohn et Angevine (2000) sont les seuls à avoir utilisé les profileurs de vent pour estimer l'épaisseur de la zone d'entraînement. Ceci a été fait en comparant les données de deux lidars sol et d'un profileur de vent acquises au cours de la campagne Flatland 1996 (Angevine et al. (1998)) pour confronter les estimations de hauteur de couche limite ainsi que celles de l'épaisseur de la couche d'entraînement. Probantes dans le premier cas, les comparaisons sont moins bonnes dans le deuxième. La comparaison avec les lidars donne une corrélation de 0.6, alors qu'elle est de 0.8 quand on compare les deux lidars entre eux. Angevine (1999) a directement comparé son estimation à l'épaisseur de la zone de plus fort gradient observée sur les radiosondages. Là-encore, la comparaison n'est pas très bonne. Donc l'estimation de l'épaisseur de la zone d'entraînement à partir des radars profileurs reste à améliorer.

Les lidars aérosol permettent de distinguer une couche mélangée en aérosol d'une autre moins chargée comme c'est souvent le cas respectivement de la CLA et de la troposphère libre. Les échanges qui se produisent au niveau de la zone d'entraînement sont visibles sur les profils de rétrodiffusion des lidars. Plusieurs méthodes ont été utilisées pour déterminer les paramètres  $Z_i$  et  $\delta$  à partir des profils lidar. Ces méthodes dépendent de l'intensité du signal rétrodiffusé. Cependant Träumner et al. (2009) ont testé les différentes méthodes (méthode à seuil (Melfi et al. (1985)), maximum de la dérivée (Senff et al. (1996) ; White et al. (1999) ; Wulfmeyer (1999)), ondelettes (Davis et al. (1997) ; Cohn et al. (1998)), profil idéalisé (Steyn et al. (1999) ; Hägeli et al. (2000))) et ils accordent le plus de confiance à la méthode par profil idéalisé. Les différences sur  $Z_i$  ne dépassent pas 100 m. Par contre la comparaison des méthodes pour la détection de l'épaisseur de la couche d'entraînement montre des résultats très différents, que ce soit en utilisant l'écart-type des fluctuations de  $Z_i$ , les seuils de probabilité ou la transition définie avec les profils ajustés (jusqu'à 100 m de différence sur  $\delta$ ). Cette dernière méthode offre l'avantage d'une résolution temporelle excellente, ce qui permet de décrire avec précision les ascendances et les descendances de la couche limite (Hägeli et al. (2000) ; Träumner et al. (2009)). Träumner et al. (2009) ont utilisé un lidar Doppler pendant les expériences CSIP 2005 et COPS 2007. Ils ont montré que la relation entre la vitesse d'entraînement et l'épaisseur de la zone d'entraînement n'est pas évidente. Par ailleurs, ils ont pu mettre en évidence de manière qualitative les différents mécanismes de transfert entre la troposphère libre et la couche limite : intrusions fines en bordure des thermiques pour les  $R_i$  forts, introduction de grosses bouffées d'air troposphérique pour les  $R_i$  faibles, dissipation d'ondes de gravité. Par contre, le lien entre les ascendances/descendances et les vitesses verticales sous-jacentes dans la couche limite est loin d'être systématique.

La plupart des expériences combinent plusieurs moyens d'observations tels ceux cités ci-dessus. Par exemple dans la campagne PYREX 1990, Flamant et Pelon (1996) ont inversé un modèle 1D d'ordre 0 basé sur la paramétrisation de Stage et Businger (1981) pour calculer les flux turbulents de chaleur à la surface de la mer en utilisant l'évolution de la hauteur de la couche limite marine mesurée avec le lidar LEANDRE I. Les résultats ont été confrontés aux estimations de flux extrapolées à partir des mesures avion. Davis et al. (1997) ont étudié l'entraînement des couches limites observées sur la forêt boréale lors de la campagne BOREAS 1994 à partir des mesures lidar et in-situ avion. Ils obtiennent  $\beta = (Z_i/h_0) - 1 = 0.11$ , bien inférieur à la valeur 0.2 préconisée pour la convection libre.

La conclusion de ce paragraphe est que les mesures aéroportées in situ permettent un

accès direct au flux, ce qui n'est pas le cas de la télédétection. Néanmoins la combinaison de mesures in situ et de la télédétection pour mesurer les paramètres de l'entraînement permet d'approfondir l'analyse.

# Chapitre 4

## Moyens et Outils de l'analyse

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Le programme AMMA</b>	<b>48</b>
4.1.1	Les motivations de ce grand projet	48
4.1.2	Les moyens d'observation dans AMMA	49
<b>4.2</b>	<b>Les moyens d'observation utilisés dans cette étude</b>	<b>50</b>
4.2.1	L'avion de recherche ATR-42	50
4.2.2	Les radiosondages	53
4.2.3	Le radar profileur de vent	53
4.2.4	Les stations sol	54
<b>4.3</b>	<b>Méthodes utilisées et incertitudes</b>	<b>54</b>
4.3.1	Méthodes d'estimation des variables caractéristiques de la CLA	54
4.3.2	Méthode et erreurs d'estimation des moments turbulents	58
4.3.3	Méthodes et erreur d'estimation de l'entraînement	62

---

Tout d'abord ce chapitre présente la campagne de mesures sur laquelle est basée ce travail, puis les principaux outils utilisés, et les différentes méthodes d'estimation des moments turbulents et des paramètres de la CLA.

## 4.1 Le programme AMMA

### 4.1.1 Les motivations de ce grand projet

Au cours des quatre dernières décennies, des épisodes de sécheresse intense (cf. fig. 4.1) se sont fréquemment produits sur l'Afrique occidentale, mettant en danger la vie de millions de personnes. La mousson africaine constitue la principale source de pluies de l'année. Les ressources en eau ainsi que les ressources végétales en dépendent. La variabilité climatique de la mousson et son impact sur la vie des populations de ces régions ont donc suscité un intérêt grandissant au sein de la communauté scientifique.

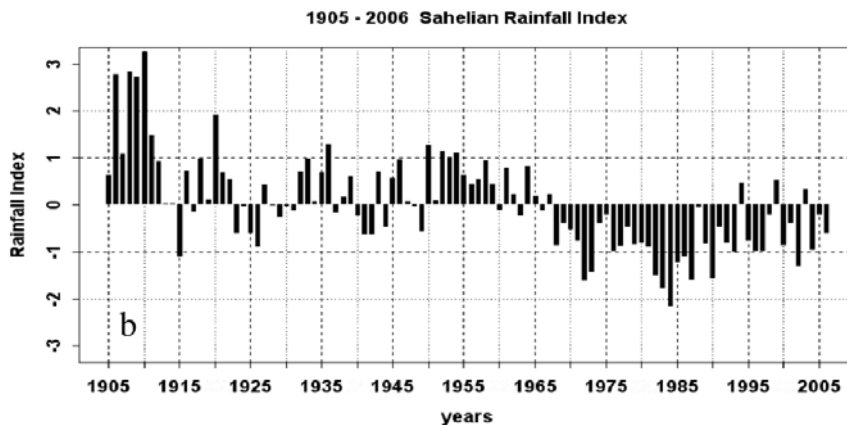


FIG. 4.1 – Anomalie de pluies par rapport à la moyenne sur la période 1905-2006 entre 13 et 17 ° N, d'après Janicot et al. (2008).

La MAO joue un rôle important dans le système climatique de notre planète, l'Afrique étant une de ses principales sources de chaleur d'origine continentale. La circulation méridionale de grande échelle et les circulations régionales associées affectent les autres régions tropicales ainsi que les moyennes latitudes (cellules de Hadley, jets d'altitude, formation des cyclones au-dessus de l'Océan Atlantique).

Par ailleurs, l'Afrique de l'Ouest est une région source importante pour les aérosols troposphériques qui ont un impact radiatif sur le changement climatique. Un transport sur de longues distances des gaz en trace hors de l'Afrique de l'Ouest est fréquent et s'accompagne alors d'un impact très significatif sur la capacité d'oxydation globale de l'atmosphère, et par conséquent sur le climat.

La MAO est un système couplé atmosphère-terre-océan qui nécessite de nombreuses observations pour pouvoir être analysé. Le manque de réseau opérationnel standard, l'absence d'une surveillance continue de certains paramètres clés, et d'autre part, la difficulté des modèles numériques utilisés en prévision à reproduire les caractéristiques fondamentales - telles que le cycle journalier, saisonnier et annuel - des précipitations sur l'Afrique de l'Ouest et l'Atlantique Tropical, étaient autant d'obstacles à la compréhension de la MAO.



De ces constats et enjeux est né le programme AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine). Ce large programme international a été lancé en 2000 par un groupe de scientifiques français et visait à répondre à un large spectre de problématiques (Redelsperger et al. (2006)). Ses deux buts principaux sont :

- d’améliorer notre compréhension de la MAO et de son influence sur l’environnement physique, chimique et végétal aux échelles régionales et globales
- de produire les connaissances qui permettront de relier la variabilité du climat aux problèmes de santé, de ressources en eau et de sécurité alimentaire pour les nations de l’Afrique de l’Ouest et définir les stratégies de surveillance appropriées

Pour cela, AMMA est une approche multidimensionnelle de l’étude de la MAO et fait le lien entre les observations, l’analyse des données et la modélisation numérique sur une large gamme d’échelles de temps et d’espace. Le projet porte sur les thèmes scientifiques suivants : dynamique de la mousson et interactions des échelles, cycle continental de l’eau, aérosols et chimie atmosphérique, alimentation, ressources en eau et santé.

La figure 4.2 représente la zone d’étude de la campagne AMMA qui englobe l’ensemble des pays situés entre la côte guinéenne et le désert du Sahara, et entre l’océan Atlantique et la frontière ouest du Tchad. Le projet s’appuie sur l’imbrication de trois périodes d’observations, représentées sur la figure 4.3, d’échelles temporelles différentes pour renseigner plusieurs échelles de temps et d’espace :

- une période d’observation à long terme (LOP pour Long-term Observing Period) (2001-2010) a permis de documenter et d’analyser la variabilité interannuelle.
- une période d’observation renforcée (EOP pour Enhanced Observing Period) de 3 ans (2005-2007) a été consacrée à l’étude du cycle annuel des conditions de surface et de l’atmosphère et aux effets ‘mémoire’ de la surface à l’échelle de la saison. Cette période d’observation permet d’étudier la variabilité intra-saisonnière et inter-annuelle du système de la MAO.
- des SOPs (Special Observing Periods, périodes d’observation spéciales, Lebel et al. (2010)) se sont focalisées sur l’observation dense de certains processus clefs de la MAO lors de la saison sèche de l’hiver 2005-2006 (SOP-0, Jan-Feb 2006) et aussi lors de moments clé de la saison humide de l’été 2006 ((i) SOP-1, mise en place de la mousson (15 Mai-30 Juin), (ii) SOP-2, pic de la mousson (1 Juillet - 14 Août) et (iii) SOP-3, retrait de la mousson (15 Août-15 Septembre)).

### 4.1.2 Les moyens d’observation dans AMMA

Le programme AMMA a permis le déploiement d’un nombre considérable d’instruments, au sol, sur des bateaux, des avions et des ballons. Diverses plateformes de mesures ont été mises en place sur l’Afrique de l’Ouest. L’évolution de l’état des sols, des cultures, de la végétation, des rivières, de l’atmosphère et des océans a été suivi simultanément avant, pendant et après la mousson et sur des échelles de temps qui différaient selon les moyens (cf. fig. 4.3). Un jeu d’observations sans précédent a ainsi été collecté, complété par les données des satellites de toute nouvelle génération.

La carte 4.2 représente la répartition des principaux moyens d’observation. On retrouve des stations sol de mesure des paramètres moyens et turbulents atmosphérique, des stations GPS, des mesures par avions et par radiosondages de l’état de l’atmosphère, des mesures de chimie, des mesures hydriques, des mesures par radar. Le nombre considérable de



FIG. 4.2 – Zone d'observation de la campagne AMMA et dispositifs expérimentaux (Copyright AMMA/Piment Vert).

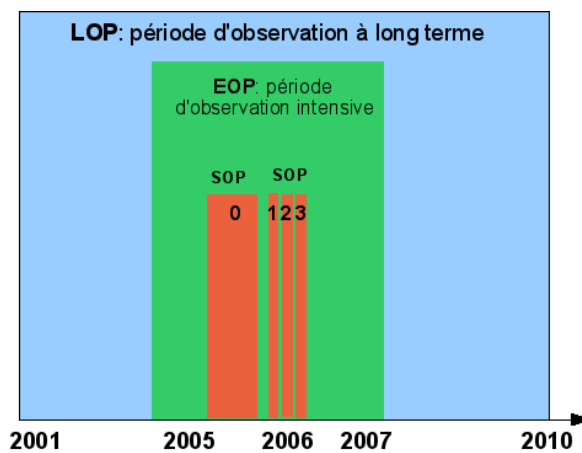


FIG. 4.3 – Les différentes périodes d'observation de la campagne AMMA

moyens ne permettant pas une description exhaustive ici, je parlerai plus particulièrement dans le paragraphe 4.2.1 des outils d'observations utilisés dans mon étude.

## 4.2 Les moyens d'observation utilisés dans cette étude

Cette étude s'appuie sur des moyens d'observations déployés dans la région de Niamey au Niger en 2006.

### 4.2.1 L'avion de recherche ATR-42

Pendant les SOPs 1 et 2 de la période intensive d'observation de la campagne AMMA, l'avion de recherche français ATR-42, basé à Niamey, a effectué une cinquantaine de vols. Son équipement de base inclut plusieurs capteurs de mesure de température, pression,

## 4.2. LES MOYENS D'OBSERVATION UTILISÉS DANS CETTE ÉTUDE

vitesse de vent et d'humidité à haute et moyenne fréquence, ainsi que des capteurs lents des flux radiatifs et de variables physico-chimiques.

Deux types de données peuvent être exploités : les mesures dites 'moyennes' échantillonnées à 1 Hz et les mesures dites 'turbulentes' à 25 Hz. La figure 4.4 représente ces 2 types de données. La vitesse de l'avion étant d'environ  $100 \text{ ms}^{-1}$ , les données à 25 Hz donnent une résolution spatiale de l'ordre de 4 m et permettent ainsi d'accéder aux fluctuations de petite échelle de l'atmosphère et notamment aux flux de chaleur, tandis que pour décrire la structure moyenne de l'atmosphère, les données à 1 Hz suffisent.

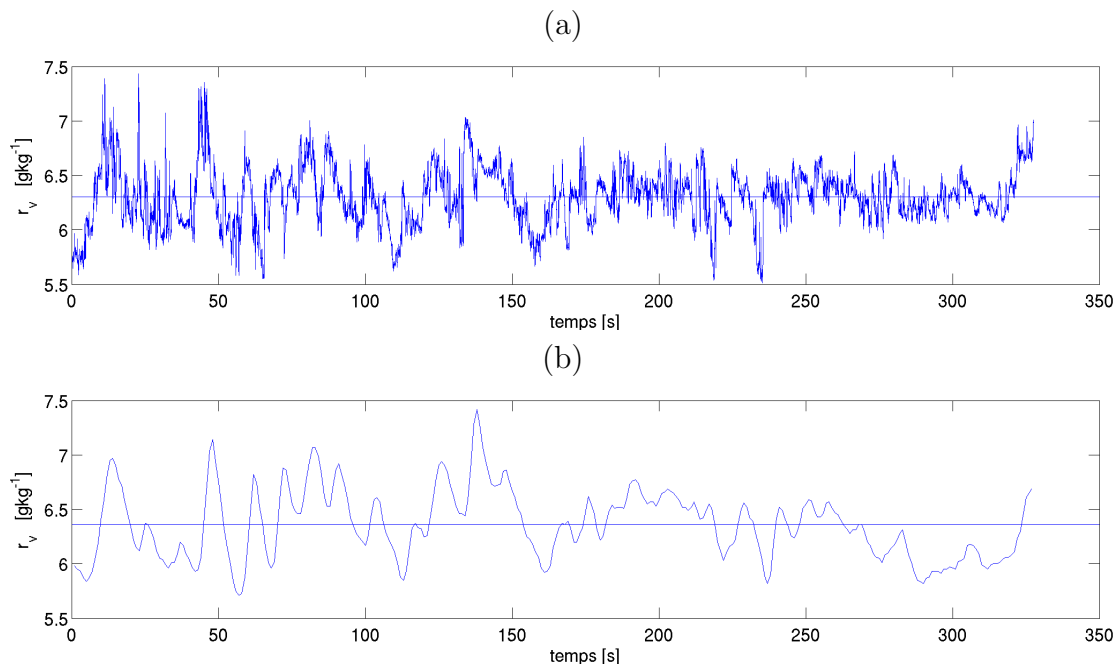


FIG. 4.4 – Exemple de mesures de rapport de mélange à (a) 25 hz et (b) 1Hz pour le palier 5a du vol 17 effectué à  $0.9 Z_i$  le 5 juin 2006. La ligne bleue représente la moyenne du rapport de mélange sur le palier.

La figure 4.5(a) représente les trajectoires des 15 vols de cette étude, tous à proximité de Niamey. Ces 15 vols se situent toujours au sud de la position de l'ITD et commencent en fin de matinée pour finir vers 15h TU. Dans cette thèse, 8 vols réalisés pendant la mise en place de la mousson et 7 durant la période active de mousson, seront considérés. Dans la suite, ces deux périodes seront respectivement appelées période pré-onset et période humide. Pour chaque vol, l'avion a décrit des paliers, à la fois dans la couche limite et au-dessus (cf. fig. 4.5(b)), à altitude constante sur environ 80 km en décrivant dans la plupart des cas deux plans perpendiculaires, sinon un seul. Sur chaque palier, les paramètres caractéristiques de la turbulence peuvent être calculés. On utilise des demi-paliers d'environ 40 km pour cette étude. Ainsi chaque plan vertical permet de décrire la structure verticale des différents paramètres. Notons que la description d'un plan vertical dans la couche limite prend environ 1h30. Afin d'avoir une connaissance de la structure verticale moyenne de la basse troposphère, l'avion effectuait en début de vol, avant les paliers horizontaux, un sondage en spirale, ce qui permettait notamment de déterminer  $Z_i$  et de localiser le cisaillement mousson/Harmattan. Les niveaux de vol des paliers étaient ensuite décidés en cours de vol à partir de l'information de  $Z_i$ . En général, un second sondage était effectué en fin de vol, pour déduire l'évolution des caractéristiques de la couche limite depuis le début de vol. (Voir aussi Saïd et al. (2010) pour une explication détaillée de la méthode

de détermination de  $Z_i$ ). Une filière de traitement de ces données permet de calculer les paramètres turbulents pour chaque palier ou segment de palier de 5 à 7.5 minutes, soit 30 à 45 km.

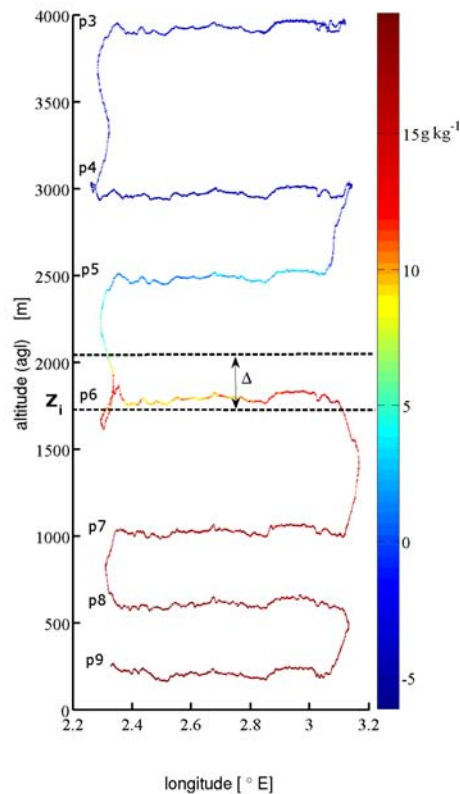
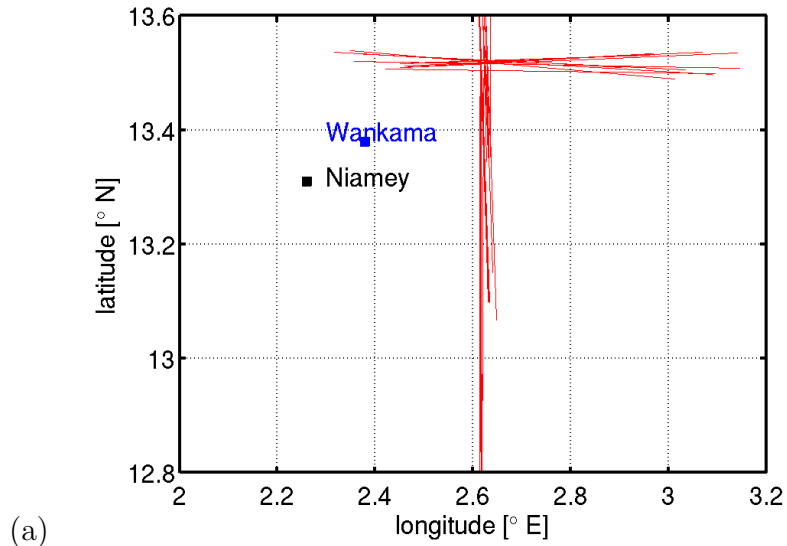


FIG. 4.5 – (a) Trace horizontale de la trajectoire des 15 vols de cette étude. (b) Exemple de mesure du rapport de mélange lors du plan est-ouest du vol 17 décrivant 3 paliers dans la CLA, 1 au niveau de  $Z_i$  et 3 dans la troposphère libre.

### 4.2.2 Les radiosondages

Une station météorologique dirigée par l'ASECNA (Agence pour la Sécurité de la Navigation Aérienne en Afrique et à Madagascar) est installée à l'aéroport de Niamey. Des sondages standard sont effectués à 0000 UTC et 1200 UTC. Pendant AMMA, ces sondages ont été intensifiés à 4 par jour, voire 8 pendant certaines périodes. Un groupe de chercheurs américains est resté toute l'année 2006 à l'aéroport de Niamey pour réaliser des mesures diverses (sol, lidar, profileur de vent, sondages, etc) avec la station mobile ARM (Atmospheric Radiation Measurement). Ils ont notamment pris en charge la mise en oeuvre des radiosondages.

L'intérêt d'utiliser les radiosondages est de situer les vols de l'ATR considérés dans la période d'observation intensive d'AMMA dans un contexte global, et de décrire la structure verticale des variables météorologiques sur une longue période. Tous les sondages de 11h entre le 1<sup>er</sup> mai et le 30 octobre ont été inclus dans les figures 2.3 et 2.4. Les radiosondages décrivent les paramètres caractéristiques de l'atmosphère jusqu'à plus de 25 km d'altitude avec une résolution verticale d'environ 10 m. L'interprétation de ces radiosondages permet d'illustrer la dynamique de la mousson africaine et de caractériser la couche limite. L'évolution des profils verticaux de la température, du rapport de mélange et de la direction du vent montre le développement vertical quotidien de la couche limite.

### 4.2.3 Le radar profileur de vent

Un profileur de vent est un radar Doppler, utilisé en météorologie pour mesurer les profils verticaux de la direction et de la vitesse du vent. L'onde émise est rétrodiffusée par les fluctuations de l'indice de réfraction de l'air selon la théorie de la diffusion de Bragg. Les fluctuations sont dues aux turbulences de l'air. Lorsque l'indice change sur une distance qui correspond à la moitié de la longueur d'onde du radar utilisé, il y a un retour constructif entre les ondes revenant des zones de variations successives.

Pour mesurer le vent horizontal, l'onde est émise dans plusieurs directions (dites faisceaux). L'effet Doppler permet d'accéder à la vitesse radiale du vent. On combine donc les vitesses radiales trouvées sur au moins 3 faisceaux pour obtenir les 3 composantes du vent.

Les profileurs de vent peuvent opérer dans une large gamme de longueurs d'onde. Dans la CLA, les fluctuations de température et d'humidité sont grandes et nécessitent une faible longueur d'onde. Les profileurs UHF (20 à 40 cm) sont donc utilisés pour cette étude. Ils sont compacts, peuvent être déplacés facilement et sont donc pratiques pour les campagnes de mesures.

Un radar profileur de vent UHF était positionné sur l'aéroport de Niamey pendant la campagne AMMA. Ce radar permet de décrire la structure verticale de l'atmosphère avec une résolution temporelle de 15 minutes. Il fournit des profils verticaux de la réflectivité et des 3 composantes de vent jusqu'à 6 km d'altitude avec une résolution verticale de 60 m en air clair ou sous les précipitations. Dans cette étude ces données sont utilisées en particulier pour l'estimation de la hauteur de la couche limite atmosphérique ce qui permet d'obtenir l'évolution sur chaque journée de la hauteur de la couche limite. Le sommet de la CLA correspond au maximum de réflectivité qui est induit par le fort gradient de vapeur d'eau et de turbulence situé à l'inversion sommitale.

#### 4.2.4 Les stations sol

Durant la campagne, plusieurs sites de mesures intensives étaient déployés au sol sur la zone d'étude et plus particulièrement dans la région de Niamey. Des mesures des variables météorologiques moyennes telles que la température, le rapport de mélange en vapeur d'eau et les composantes du vent, mais aussi des mesures de turbulence avec les flux d'humidité et les flux de flottabilité étaient acquises sur des périodes plus ou moins grandes.

La figure 4.6 montre l'évolution annuelle au sol à Niamey du rapport de mélange en vapeur d'eau qui met en valeur les différentes saisons de la MAO en 2006. La MAO est caractérisée à Niamey par une période de transition longue entre la saison sèche et la saison humide qui correspond à une période d'humidification progressive des basses couches. Par contre la transition inverse, de la saison humide à la saison sèche, est 'brutale' (cf. fig. 4.6). Sur cette même figure sont représentées les différentes périodes de vol de l'ATR-42, c'est à dire 2 périodes pendant l'humidification des basses couches et une pendant la période active de la mousson. Par la suite, les deux premières périodes de vol seront regroupées en une seule.

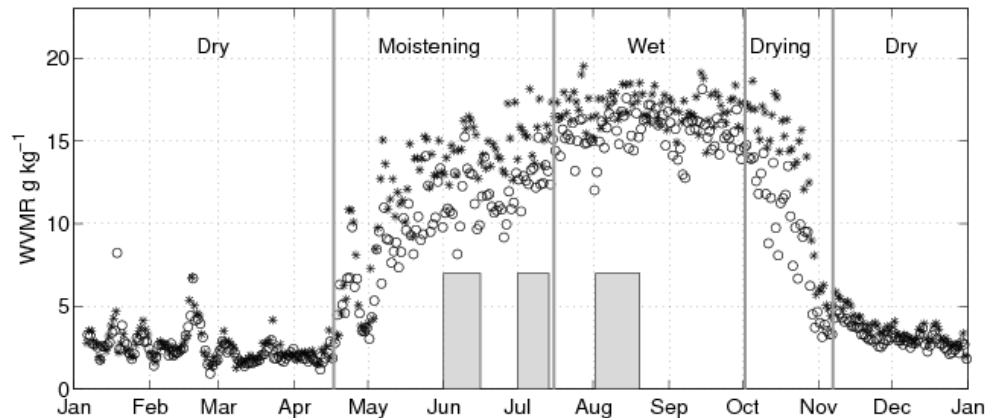


FIG. 4.6 – Evolution temporelle (\*) nocturne (0300 UTC) et (o) diurne (1500 UTC) du rapport de mélange de la vapeur d'eau mesuré au sol à Niamey. Les zones grises représentent les trois périodes d'observations.

### 4.3 Méthodes utilisées et incertitudes

#### 4.3.1 Méthodes d'estimation des variables caractéristiques de la CLA

Avant de répertorier les différentes méthodes d'estimation du sommet de la CLA, des flux et des paramètres de l'entraînement, nous allons définir à partir de la figure 4.7 les paramètres considérés. La figure 4.7 montre les profils verticaux de température potentielle virtuelle, de rapport de mélange (sondage et exploration verticale) et des mesures de flux (exploration verticale) obtenus par l'avion le 5 juin 2006. Ici nous voyons la complexité des observations par rapport à la représentation de ces paramètres dans la théorie.

#### Définition des paramètres de la CLA

A partir des profils de température potentielle virtuelle et du rapport de mélange obtenus lors de l'exploration verticale on définit :

- le sommet de la CLA, noté  $Z_i$  sur la figure qui correspond au sommet de la couche mélangée en température potentielle et en rapport de mélange
- la température potentielle virtuelle et le rapport de mélange moyens au sein de la CLA, que l'on note,  $\overline{\theta}_v$  et  $\overline{r}_v$
- de la même façon que l'on a déterminé un  $\overline{\theta}_v$  et  $\overline{r}_v$  dans la CLA, on détermine une valeur moyenne des composantes zonale et méridienne du vent,  $\overline{u}$  et  $\overline{v}$
- les écarts en  $\theta_v$  et  $r_v$  que l'on note  $\Delta\theta_v$  et  $\Delta r_v$  au travers de la zone d'entraînement.
- l'épaisseur de la zone d'entraînement correspondante,  $\delta$
- le gradient vertical de température dans la troposphère libre, noté  $\gamma$
- sur le profil des composantes zonale et méridienne du vent (figures non montrées ici), un écart  $\Delta u$  et  $\Delta v$  entre les hauteurs correspondant aux bornes de la zone d'entraînement déterminées par les profils de  $\theta$  et de  $r_v$
- un cisaillement de vent de part et d'autre de la CLA,  $\Delta U = \sqrt{\Delta u^2 + \Delta v^2}$

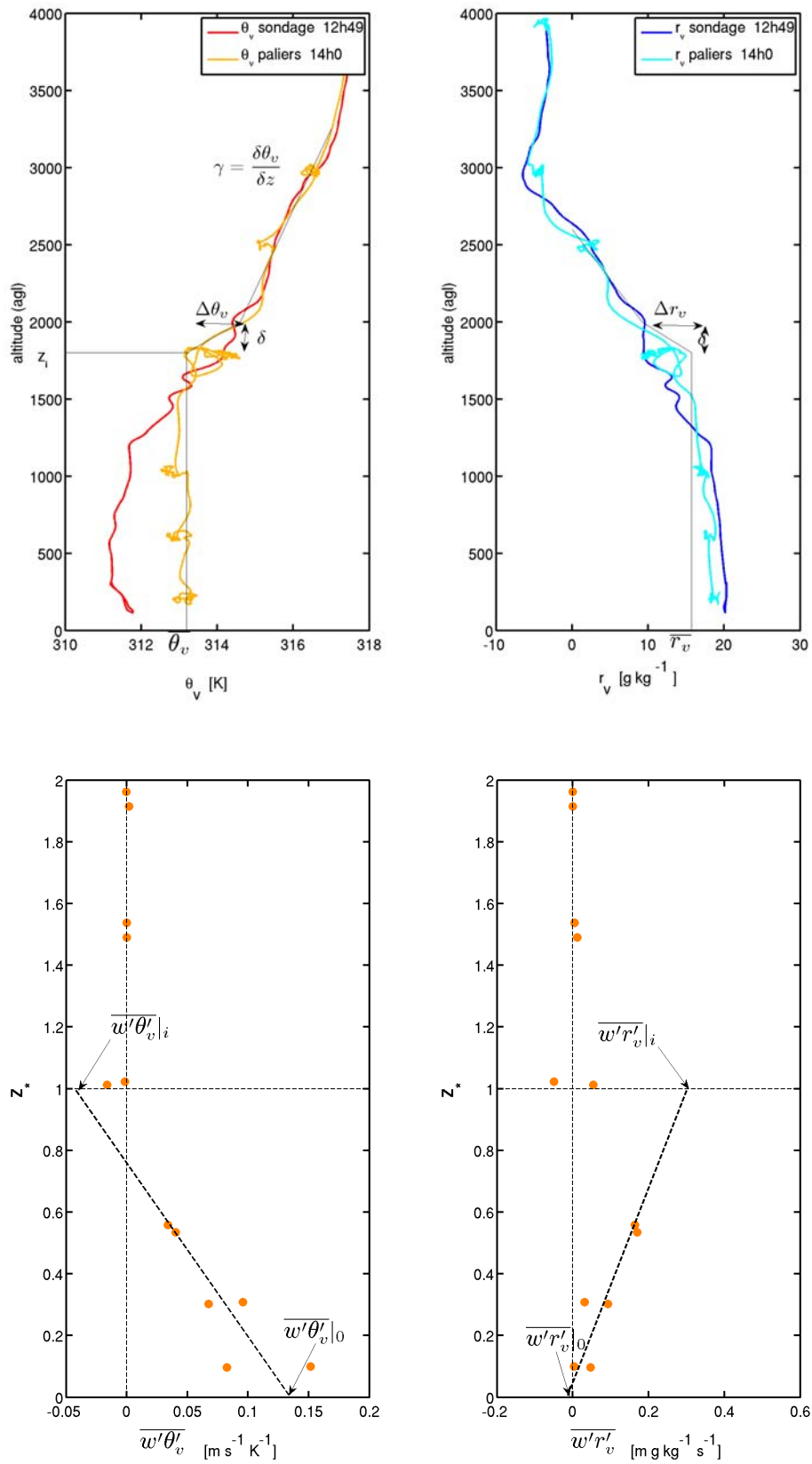


FIG. 4.7 – Profil vertical de (a) la température potentielle virtuelle moyennée sur 30 points, (b) le rapport de mélange moyenné sur 30 points, (c) le flux de flottabilité et (d) le flux d'humidité à partir des données avion le 5 juin 2006.



A partir des données moyennes de la CLA lors du sondage réalisé quelque temps avant l'exploration verticale et des données moyennes de l'exploration verticale, on calcule l'évolution temporelle du chauffage et de l'humidification de la CLA,  $\frac{\partial\theta_v}{\partial t}$  et  $\frac{\partial r_v}{\partial t}$ . Ces paramètres sont nécessaires pour l'estimation de la vitesse d'entraînement dans un modèle d'ordre 1.

A partir des profils de flux de flottabilité et d'humidité également obtenus lors de l'exploration verticale on définit :

- les valeurs  $w'\theta'_v|_i$  et  $w'r'_v|_i$  qui correspondent aux estimations des flux en  $Z_i$  obtenues par extrapolation (flux d'entraînement),
- les valeurs  $w'\theta'_v|_0$  et  $w'r'_v|_0$  qui correspondent aux estimations des flux en surface obtenues par extrapolation.

#### L'épaisseur de la Couche Limite Atmosphérique

La hauteur de la couche limite est un paramètre important dans notre étude, car c'est de celle-ci que va dépendre la détermination du taux d'entraînement ou encore de la vitesse d'entraînement. Dans la littérature nous trouvons plusieurs définitions de cette hauteur (Sullivan et al. (1998)).  $Z_i$  peut être défini comme :

1. le sommet de la couche mélangée en température potentielle ou en rapport de mélange (Bernard-Trottolo et al. (2003) ; Puygrenier (2005)) ;
2. l'altitude du minimum de flux de flottabilité d'une couche limite convective (Dear-dorff (1972)) ;
3. le maximum du gradient vertical de  $\theta$  ou le minimum du gradient vertical de  $r_v$  (Wulfmeyer (1999)). Ces niveaux correspondent plutôt au milieu de la zone d'entraînement.
4. le niveau vertical où la réflectivité radar est maximale (Angevine et al. (1994), Jacoby-Koaly et al. (2002)) ;
5. la limite verticale où l'énergie cinétique turbulente a diminué à 10% de sa valeur maximale ;
6. le maximum de l'humidité relative (Zhu et Albrecht (2002)).
7. le niveau vertical où le nombre de Richardson atteint un nombre critique souvent proche de 0.25 (Conzemius et Fedorovich (2006a)) ;
8. la zone de discontinuité forte dans la rétrodiffusion par les aérosols (appliqués au signal lidar par exemple). Une forte majorité d'aérosols sont contenus dans la couche limite (Davis et al. (2000)) ;
9. le lieu du maximum de variance de  $w$  , définition proposée par Wulfmeyer (1999) dans l'utilisation d'un lidar.

Par la suite, avec les observations, on utilisera les méthodes (1) et (4). La méthode (1) appliquée sur l'exemple de la figure 4.7 est utilisée pour tous les vols de cette étude. Cette méthode évidente dans la théorie, l'est beaucoup moins dans la pratique comme le montrent les profils verticaux de  $\theta$  et de  $r_v$  pas toujours très mélangés et possédant une zone d'entraînement très large, difficile à définir, et quelquefois complexe en zone

sahélienne. Une première étude préliminaire de la hauteur de la CLA à partir de la méthode (1) avec les radio-sondages de la station d'ARM sur toute l'année 2006 a été effectuée dans le but de caractériser une évolution saisonnière de la couche limite. Cette première étude a montré la difficulté de déterminer  $Z_i$  de façon automatique. La méthode (4) est un outil approprié à la détermination de la croissance de la CLA. Cette méthode nous a permis de définir une équation d'évolution de la CLA en fonction du temps pour chaque cas de l'étude (Saïd et al. (2010)). Pour pouvoir comparer nos différents cas d'étude nous tracerons fréquemment les profils verticaux en fonction de  $z_*$ , la hauteur réduite, qui correspond à  $\frac{z}{Z_i}$ .

Dans le chapitre 6 nous comparerons les méthodes (2) et (3) accessibles par la simulation avec la méthode (4).

Nous estimons faire une erreur de  $\pm 5\%$  sur nos estimations de  $Z_i$  par la méthode (1). Cette erreur induit une erreur de  $\pm 0.5 K$  et de  $\pm 0.5 g kg^{-1}$  sur l'estimation de  $\Delta\theta_v$  et de  $\Delta r_v$ . Nous verrons dans la suite de ce chapitre que ces erreurs induisent des erreurs sur l'estimation de l'entraînement.

### 4.3.2 Méthode et erreurs d'estimation des moments turbulents

L'échantillonnage des observations réalisées par l'avion français ATR-42 le long de paliers horizontaux stabilisés fournit des séries temporelles avec une résolution temporelle de 25 Hz. Chaque variable instantanée est décomposée en une valeur moyenne, calculée sur chaque palier et une fluctuation turbulente :

$$y(t) = \bar{y} + y'(t)$$

Par exemple sur la figure 4.4, la moyenne  $\bar{r}_v = 6.3 g kg^{-1}$ , et l'écart type des fluctuations de  $r_v$ ,  $\sigma_{r_v} = 0.44 g kg^{-1}$ .

#### Méthode de calcul des moments

A partir des fluctuations turbulentes, on détermine les moments d'ordre 2 et 3 ainsi que les flux verticaux qui sont des moments d'ordre 2 croisés. Il existe 2 variantes à cette méthode de calcul des flux. La plus directe est la méthode covariante simple. Soit  $\alpha$  le scalaire dont on veut calculer le flux vertical pendant le temps T. Le flux est proportionnel à la covariance qui théoriquement s'écrit :

$$\overline{w'\alpha'} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T w'(t)\alpha'(t)dt \quad (4.1)$$

En réalité, l'échantillon a une taille finie et on calcule :

$$\overline{w'\alpha'} = \frac{1}{T} \int_0^T w'(t)\alpha'(t)dt \quad (4.2)$$

On appellera, par la suite,  $f(\tau)$  l'intégrale du produit des covariances sur l'intervalle  $[0, \tau]$ . La méthode des covariances consiste alors à associer à  $\overline{w'\alpha'}$  la pente de la fonction intégrale  $f(\tau)$  entre les deux points extrêmes de l'intervalle d'échantillonnage, 0 et T :

$$\overline{w'\alpha'} = \frac{f(T)}{T} \quad (4.3)$$

Les flux verticaux s'écrivent :

- flux de chaleur sensible ( $W m^{-2}$ ) :  $H = \rho C_p \overline{w'\theta'}$
- flux de chaleur latente ( $W m^{-2}$ ) :  $LE = \rho L_v \overline{w'r'}$
- flux de quantité de mouvement ( $kg m^{-1}s^{-2}$ ) :  $\tau_{xz} = -\rho \overline{w'u'}$  et  $\tau_{yz} = -\rho \overline{w'v'}$

où  $\rho$  est la densité de l'air,  $C_p$  la chaleur spécifique et  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation.

L'autre variante est la méthode de covariance statistique qui consiste à calculer, par la méthode des moindres carrés, la droite qui s'ajuste le mieux à la fonction  $f(\tau)$ . La covariance est alors la pente de la droite ajustée. Cependant aucune de ces méthodes n'est vraiment précise dans le cas de certaines fonctions instationnaires que l'on ne manque pas de rencontrer dans la réalité. Il convient alors de quantifier les erreurs commises dans les estimations des flux.

Il y a 3 sources d'erreurs possibles dans l'estimation des flux turbulents : la première source d'erreur trouve son origine dans l'appareil de mesure lui-même et est généralement plus faible que les deux suivantes, de l'ordre de 5-10% d'après Hildebrand (1991) et Lloyd et al. (1999). La deuxième est liée au filtrage haute fréquence parfois opéré sur les variables turbulentes : il s'agit de l'erreur systématique. La dernière source d'erreur est liée au fait que l'échantillonnage de chaque flux correspond à une seule réalisation d'un processus aléatoire : il s'agit de l'erreur aléatoire. Nous décrivons ci-dessous les deux dernières erreurs dans le cadre de notre étude.

#### Erreur aléatoire : Méthode de Wyngaard

Wyngaard (1983) a montré que si  $\overline{(w'\alpha')^2} \approx \sigma_w^2 \sigma_\alpha^2 + 2\overline{(w'\alpha')^2}$  suit une loi quasi-normale, l'erreur aléatoire pour la covariance s'écrit :

$$\varepsilon_a = \left[ \frac{2}{L/l_{w\alpha}} (1 + r_{w\alpha}^{-2}) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Ce paramètre, qui représente l'erreur aléatoire, dépend de l'échelle intégrale  $l_{w\alpha}$  du transfert  $\overline{w'\alpha'}$ , qui caractérise la taille des plus grands tourbillons de l'agitation turbulente, du coefficient de corrélation  $r_{w\alpha}$  entre  $w'$  et  $\alpha'$  et de la longueur du palier  $L$ . Le terme  $\frac{L}{l_{w\alpha}}$  nous renseigne sur le nombre d'événements que la longueur du palier permet de prendre en compte : plus le nombre d'événements représentés sur le palier est important, meilleure est la précision car d'autant plus fiable est la statistique. Cette erreur est liée à la simplification de l'équation 4.1 vers 4.2 pour le calcul de la covariance. L'erreur  $\varepsilon_a$  prend aussi en compte le coefficient de corrélation entre les deux fonctions turbulentes qui intervient dans la covariance.

#### Erreur systématique

Après suppression de la moyenne et de la dérive linéaire, l'ensemble des variables turbulentes a fait l'objet d'un filtrage passe-haut pour éviter de prendre en compte des mouvements d'échelles supérieures à celles de la turbulence qui ne pourront être bien représentées avec des échantillons de 40 km. La longueur de l'échantillon doit en effet être supérieur à environ 10 fois l'échelle du processus pour que l'échantillon soit statistiquement représentatif comme on l'a vu précédemment mais pas trop grande pour éviter de mesurer des mouvements non turbulents. Pour l'ATR-42, une fréquence de coupure a été définie de telle sorte que la longueur d'onde correspondante soit d'environ 5km, soit une fréquence de coupure de 0.018Hz. La longueur d'onde de coupure choisie pour cette campagne est

parmi celles que l'on trouve dans la littérature concernant les couches limites convectives. L'application d'un filtrage aux mesures turbulentes introduit néanmoins une erreur sur l'estimation des moments turbulents, appelée erreur systématique, qu'on peut évaluer pour, en retour, corriger les flux de cette erreur. Mann et Lenschow (1994) proposent la paramétrisation suivante de cette erreur systématique pour les flux calculés par la méthode des corrélations dans le cas de couches limites convectives :

$$\varepsilon_s = \frac{F_b - F_f}{F_b} = b Z_i(z/Z_i)^{\frac{1}{2}}(L_c^{-1} - L^{-1}) \quad (4.4)$$

où  $F_f$  est la fonction filtrée,  $F_b$  est la fonction non filtrée,  $b$  est un coefficient égal à 1.2 (Mann (1994), Lambert et Durand (1999), Durand et Bourcy (2001)),  $L_c$  représente la longueur d'onde de coupure du filtre. Mann (1994) a montré que la valeur de  $b$  peut varier en fonction des structures de la couche limite. En traçant le second terme de l'équation 4.4 en fonction du troisième de la même équation, on peut déterminer par régression linéaire la valeur du coefficient  $b$  pour toute notre campagne de mesures (Saïd et al. (2010)). Ce coefficient nous permet de corriger les flux mesurés afin de minimiser la dispersion de la différence entre flux brut et flux filtré. Finalement, comme l'indique la figure 4.8, la meilleure estimation du flux corrigé  $F_c$  retenue dans cette étude est pour  $b = 1.4$  et on a donc dans notre cas :

$$\frac{F_c - F_f}{F_c} = 1.4 Z_i(Z/Z_i)^{\frac{1}{2}}(L_c^{-1} - L^{-1}) \quad (4.5)$$

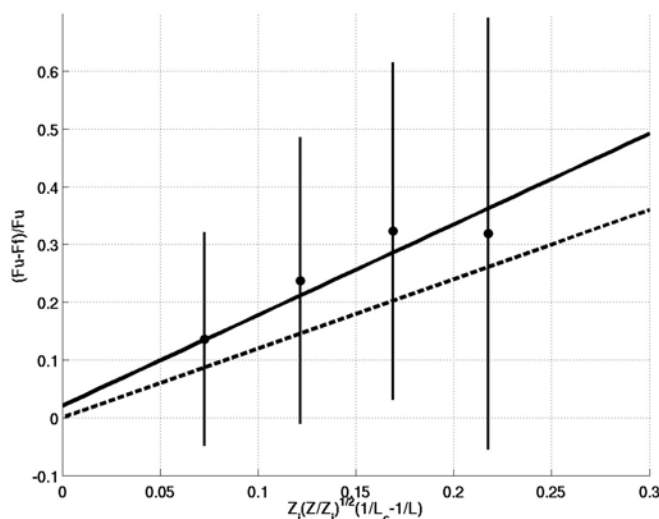


FIG. 4.8 – Comparaison entre l'erreur systématique du flux calculée avec (trait pointillé)  $b = 1.2$  comme dans la littérature et (trait continu)  $b = 1.4$ , un coefficient trouvé expérimentalement par régression linéaire avec les données aéroportés de AMMA (d'après Saïd et al. 2010). Les barres verticales montrent l'écart-type de la régression associée au coefficient 1.4.

### Application aux données d'AMMA

La comparaison entre les valeurs des moments turbulents issus de la méthode de covariance simple et de la méthode de covariance statistique a été effectuée pour les flux

### 4.3. MÉTHODES UTILISÉES ET INCERTITUDES

de chaleur sensible et d'humidité. Cette comparaison est illustrée sur la figure 4.9 et montre que pour cette expérience, il n'y a pas de différence significative entre l'estimation 'covariance simple' et l'estimation 'covariance statistique', que ce soit pour H ou pour LE. Dans la suite du travail nous avons considéré les flux à partir de la méthode 'covariance simple'.

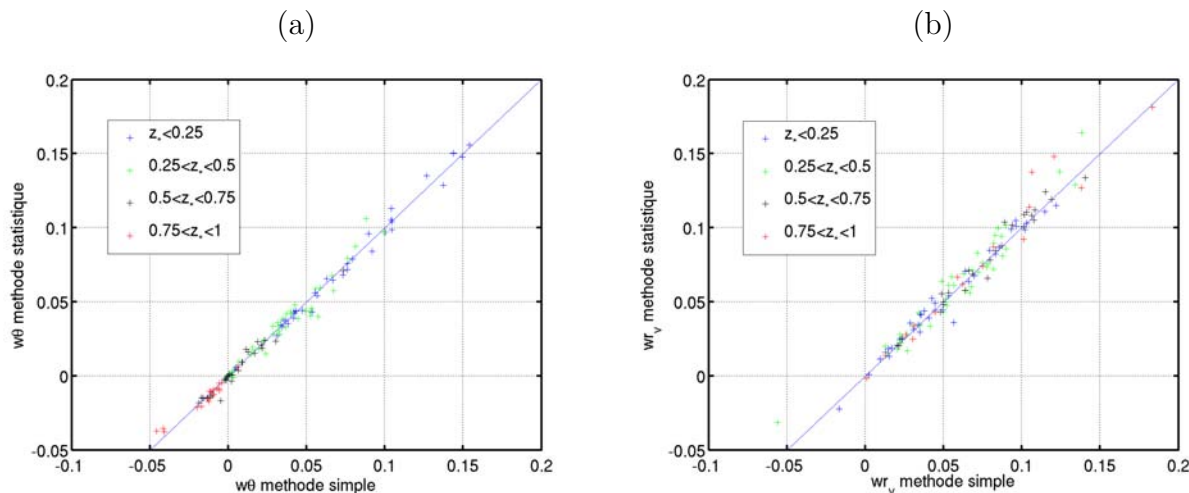


FIG. 4.9 – Comparaison entre les 2 méthodes des covariances (a) pour  $\overline{w'\theta'}$  et (b) pour  $\overline{w'r'_v}$ .

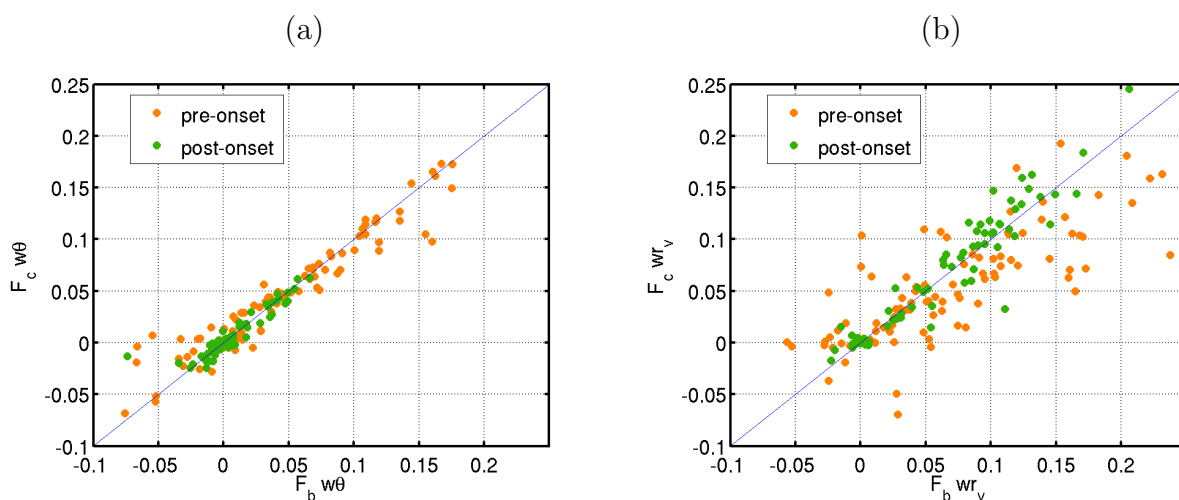


FIG. 4.10 – Comparaison entre les flux corrigés avec le coefficient  $b = 1.4$  et les flux bruts pour les vols effectués (orange) pendant la période pré-onset et (vert) pendant la période humide.

Par ailleurs, lorsqu'on applique la correction de l'erreur systématique trouvée par Saïd et al. (2010) aux données d'AMMA, nous observons sur la figure 4.10 que pour le flux de chaleur sensible, la correction montre que la compensation de la 'perte au filtrage' est classique par contre, pour le flux d'humidité, en partie en période sèche, les flux sont parfois très faibles, les valeurs sont très dispersées et les basses fréquences sont relativement prépondérantes.

L'estimation de l'erreur aléatoire pour chacun des flux de chaleur est représentée sur la figure 4.11. De manière générale, l'erreur aléatoire augmente depuis la surface jusqu'en

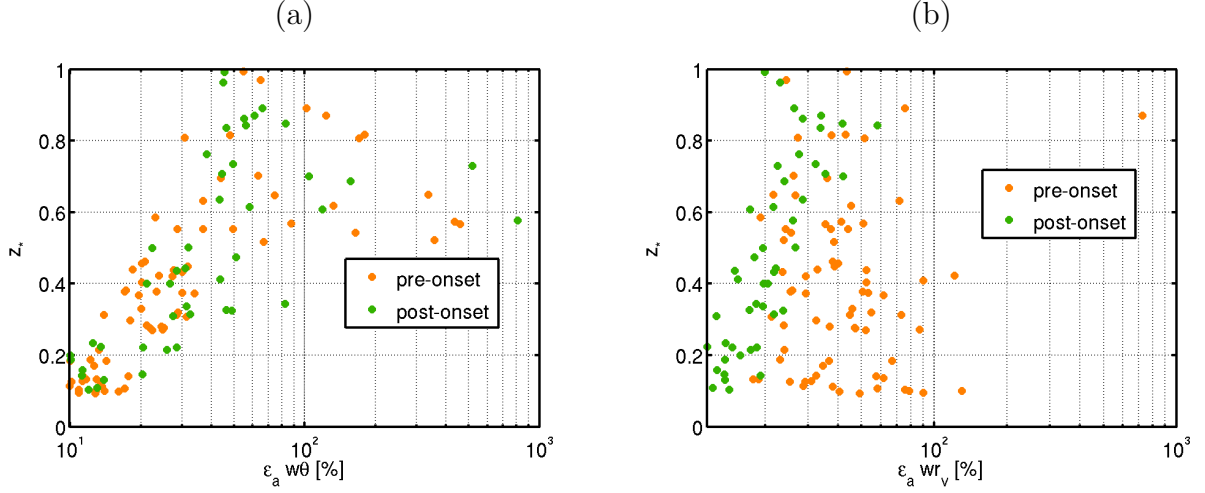


FIG. 4.11 – Profil vertical de l’erreur aléatoire (a) pour  $\overline{w'\theta'}$  et (b) pour  $\overline{w'r'_v}$ , (orange) pendant la période pré-onset et (vert) pendant la période humide.

haut de la CLA pour le flux de chaleur sensible et pour le flux d’humidité (sauf en période sèche pour le flux d’humidité). Ceci est essentiellement lié au fait que le coefficient de corrélation diminue avec l’altitude, en particulier quand la source de chaleur est en surface. Une échelle semi-logarithmique a été choisie pour représenter toutes les valeurs de l’étude. Concernant le flux de chaleur sensible, 15% des erreurs aléatoires de la chaleur sensible dépassent le seuil de 100% d’erreur. Seulement 3% pour le flux d’humidité. De plus pour 73 et 78% respectivement, l’erreur aléatoire du flux de chaleur sensible et d’humidité est inférieure à 50%. L’erreur sur le flux de chaleur sensible ne présente pas de différence en fonction de la saison. Par contre, pour le flux d’humidité, durant la période de pré-onset, le sol est très sec, les flux d’humidité sont faibles en surface et l’erreur aléatoire est plus importante que pendant la saison des pluies, où la surface s’humidifie et le flux d’humidité devient aussi important que le flux de flottabilité. Près de la surface, l’erreur aléatoire est inférieure à 20% pour le flux de chaleur sensible durant les deux saisons considérées. Ces valeurs ne sont pas plus grandes que pour d’autres campagnes. Les conditions rencontrées pendant AMMA étaient relativement homogènes et stationnaires par rapport aux conditions rencontrées dans d’autres campagnes, comme par exemple MAP, TRAC (Bernard-Trottolo (2001)) ou ESCOMPTE (Saïd et al. (2005)).

### 4.3.3 Méthodes et erreur d’estimation de l’entraînement

Nous estimons  $\beta$  en extrapolant les flux  $\overline{w'\theta'_v}|_i$  et  $\overline{w'r'_v}|_0$  à partir de l’hypothèse de linéarité du profil vertical de  $\overline{w'\theta'_v}|_i$  comme indiqué sur la figure 4.7. Cette hypothèse est très bien vérifiée, pour tous les vols. La valeur en  $Z_i$  dépend de la position de ce sommet. Si l’on commet une erreur sur cette estimation de 5%, on commet une erreur sur l’extrapolation des flux en  $Z_i$ . L’erreur sur la valeur de  $\overline{w'\theta'_v}|_i$  est inférieure à 30% et celle sur  $\overline{w'r'_v}|_i$  est inférieure à 10%.

Par contre nous savons que les flux ne sont probablement pas tout à fait linéaires au voisinage des interfaces, en particulier à  $Z_i$ . Dans le chapitre traitant de la simulation LES nous aurons accès à une résolution verticale des flux plus fine et nous pourrons comparer le taux d’entraînement obtenu directement par le rapport entre les flux en  $Z_i$  et en surface et la méthode qui consiste à calculer l’aire négative et l’aire positive du flux.

Pour estimer  $w_e$ , nous pouvons utiliser les scalaires  $\theta$ ,  $\theta_v$  ou  $r_v$ . Ici nous montrerons le cas de  $\theta_v$  et  $r_v$  pour l'ordre 0 (cf. eq. 3.3) et pour l'ordre 1 (cf. eq. 3.15). Dans les deux cas, nous considérerons la vitesse de grande échelle négligeable. Au préalable, nous avons essayé de déterminer cette vitesse à l'échelle synoptique à partir des données NCEP et ECMWF ainsi qu'avec un réseau de radars UHF. Les trois types de données reproduisent des vitesses verticales différentes et très variables dans le temps et l'espace. Mais dans tous les cas, nous avons trouvé des valeurs faibles autour de  $2 \text{ cm s}^{-1}$ . Habituellement cette vitesse est négligée dans des études similaires.

Les erreurs commises sur les estimations des flux ont une répercussion sur les estimations du taux d'entraînement et de la vitesse d'entraînement. L'erreur sur  $Z_i$  induit une erreur inférieure à  $\pm 30\%$  sur le taux d'entraînement. Pour la vitesse d'entraînement, si l'on considère une erreur d'estimation de  $Z_i$  de  $\pm 5\%$  et donc une erreur sur  $\Delta\theta_v$  et sur  $\Delta r_v$ , on obtient une erreur de l'ordre de  $\pm 40\%$ .

Ce chapitre a présenté les différents moyens d'observations utilisés dans le chapitre suivant, qui traite des échanges observés durant la campagne AMMA, entre la troposphère libre et la CLA. Cette campagne a très bien documenté la CLA avant et pendant la mousson avec des données moyennes et turbulentes.

Ce chapitre a montré que la principale source d'erreur dans l'estimation des flux est l'erreur aléatoire. Les ordres de grandeurs des différentes erreurs sont similaires à celles obtenues lors de campagnes de mesures antérieures. L'autre source d'erreur, qui est celle de la hauteur de la couche limite, peut conduire à des erreurs supplémentaires sur les caractéristiques de l'entraînement (taux et vitesse d'entraînement).





# Chapitre 5

## Les observations de 15 journées

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Etude des données moyennes de la CLA . . . . .</b>	<b>66</b>
<b>5.2</b>	<b>Observations des échanges entre la troposphère libre et la CLA . . . . .</b>	<b>70</b>
5.2.1	Mise en évidence des échanges . . . . .	70
5.2.2	Analyse statistique des fluctuations . . . . .	71
<b>5.3</b>	<b>Etude du rôle de l'entraînement sur les structures de la CLA</b>	<b>80</b>
5.3.1	Estimation de l'entraînement . . . . .	81
5.3.2	Evolution intra-saisonnière de l'entraînement . . . . .	82
5.3.3	Analyse conditionnelle . . . . .	85
5.3.4	Les caractéristiques des intrusions sèches . . . . .	87
<b>5.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>91</b>

---

L'évolution saisonnière de la couche limite sahélienne avant et pendant la phase active de la mousson a été étudiée en utilisant 15 vols de l'ATR sur 58 possibles. Une vision globale des caractéristiques de ces 15 vols est présentée dans le tableau 5.1. Les vols ont été choisis à cause de leur représentativité statistique (même lieu, même plan de vol, mêmes conditions). Nous avons retenu les vols se déroulant en milieu de journée ou dans l'après-midi dans la région de Niamey, en convection sèche ou peu profonde. Deux vols sur les 15 (le 42 et le 50) ont lieu en fin d'après midi, tous les autres se déroulent en milieu de journée, lorsque le chauffage au sol est maximum. Les vols 17 à 36 se situent dans la période pré-onset et les vols 41 à 58 ont lieu dans la période humide. Pour les deux périodes considérées ici, l'ITD se situe au Nord de Niamey ce qui a pour conséquence d'avoir une couche limite sous l'influence de la mousson de sud-ouest.

Après avoir détaillé la structure moyenne de la CLA pour les 15 vols de l'étude, nous regarderons au travers des structures turbulentes, les échanges entre la troposphère libre et la CLA. Pour finir, nous étudierons au sein de notre échantillon les spécificités du processus d'entraînement propre aux couches limites sahéliennes.

## 5.1 Etude des données moyennes de la CLA

Le tableau 5.1 récapitule les caractéristiques moyennes de la CLA pour les 15 vols. Il met en valeur son évolution saisonnière. La hauteur de la CLA est généralement plus basse dans la période humide, à cause des conditions plus humides et plus froides. En effet, cette période est marquée par la consommation de l'énergie par le flux d'évaporation alors que durant la période pré-onset le flux de chaleur sensible est fort en surface et le flux de chaleur latente quasi nul. D'ailleurs le rapport de Bowen, représentant le rapport entre le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente en surface, est supérieur à 1 pour les 8 vols de la période pré-onset et il est inférieur à 1 pour la période de mousson active (cf. tab. 5.2).

Ceci se répercute sur les valeurs moyennes dans la CLA du rapport de mélange et de la température potentielle qui montrent des grandes différences suivant la période. L'humidification et le refroidissement des basses couches entre les deux périodes se manifestent lorsque l'on fait la moyenne sur chaque période du rapport de mélange et de la température potentielle : on passe respectivement de  $14.3 \text{ g kg}^{-1}$  à  $17.1 \text{ g kg}^{-1}$  et de  $310.2$  à  $305.8 \text{ K}$ . De manière générale la vitesse moyenne du vent  $\bar{U} = \sqrt{u_m^2 + v_m^2}$ , avec  $u_m$  et  $v_m$  les composantes moyennes zonale et méridienne du vent, dans la CLA, est plus forte en période pré-onset ( $\bar{U} = 5.1 \text{ m s}^{-1}$ ) qu'en période humide ( $\bar{U} = 3.8 \text{ m s}^{-1}$ ). Le cisaillement du vent au sommet de la CLA diminue aussi,  $\Delta U = 9 \text{ m s}^{-1}$  en période pré-onset et  $\Delta U = 5 \text{ m s}^{-1}$  en période de mousson active. Ceci est dû à la diminution du flux de mousson sans diminution du JEA entre les deux périodes. Cette différence est aussi liée à la différence de développement vertical des CLA entre les deux périodes. En première période,  $Z_i$  atteint ou dépasse  $Z_c$ , le niveau de cisaillement entre les deux flux, la mousson et l'Harmattan, alors qu'en période de mousson active  $Z_i$  n'atteint pas  $Z_c$ . Ceci a comme conséquence la mesure d'un  $\Delta U$  à travers la zone d'entraînement moins fort quand  $\frac{Z_c}{Z_i} > 1$ .

Pour la même raison, le saut du rapport de mélange,  $\Delta r_v$ , est fort en période pré-onset, souvent supérieur à  $6 \text{ g kg}^{-1}$  et diminue généralement en période humide. Les cas où  $\Delta r_v$  reste supérieur à  $6 \text{ g kg}^{-1}$  en seconde période correspondent à des observations qui ont eu lieu le lendemain du passage d'un système convectif qui a provoqué un assèchement

de la moyenne troposphère et donc un écart en humidité important entre la CLA et la troposphère libre.

La vitesse convective,  $w_*$ , diminue, d'une période à l'autre, à cause de l'humidification du sol qui augmente les échanges de vapeur d'eau ce qui réduit le flux de chaleur sensible. Celle-ci s'accompagne d'une diminution de la turbulence dans la CLA, de  $Z_i$  et de  $w_*$ .

En période pré-onset, la croissance de la CLA est aussi facilitée par un faible gradient de température dans la troposphère libre,  $\gamma$  (défini sur la figure 4.7). En effet il reste compris entre 1 et  $2 \cdot 10^{-3} \text{ K m}^{-1}$  alors qu'en période humide il peut dépasser  $3 \cdot 10^{-3} \text{ K m}^{-1}$ . Les fortes valeurs de  $\frac{\delta Z_i}{\delta t}$  pendant la période pré-onset s'expliquent donc, en plus de l'augmentation du chauffage, par les faibles valeurs de  $\gamma$  durant cette période. L'accroissement de la couche limite est de l'ordre de  $7.1 \text{ cm s}^{-1}$  en période pré-onset et de l'ordre de  $5.6 \text{ cm s}^{-1}$  en période humide.

Cette croissance de la CLA est, comme on l'a vu précédemment, en partie reliée à l'entraînement.

FL	date	$\bar{Z}_i$	paliers	$\bar{U}$	$\bar{\theta}_v$	$\bar{r}_v$	$w_*$	$\Delta U$	$\Delta\theta_v$	$\Delta r_v$	$\gamma$	$\frac{\delta Z_i}{\delta t}$	$\frac{Z_c}{Z_i}$
	mm/dd UTC												
17	06/05 1435	1596	3/0.1-0.7Z <sub>i</sub>	6.9	313.2	15.7	2.4	6.3	1.4	-6.5	2.4	11.7	1
18	06/06 1336	1535	6/0.1-0.9Z <sub>i</sub>	3.2	312.1	10.6	2.2	9.1	0.8	-4.0	1.3	13.8	0.9
21	06/11 1326	1482	3/0.1-0.5Z <sub>i</sub>	4.0	309.6	15.0	1.5	7.9	2.0	-6.7	2.2	4.2	1
22	06/12 1406	1446	6/0.1-0.6Z <sub>i</sub>	0.5	309.3	15.3	1.9	6.2	2.0	-6.8	2.6	5.8	1.1
26	06/15 1245	1153	6/0.2-0.8Z <sub>i</sub>	8.5	307.8	12.8	2.0	15.9	2.2	-4.6	1.4	5.5	1.3
34	07/10 1347	1409	3/0.1-0.7Z <sub>i</sub>	3.2	310.0	15.2	1.7	10.2	3.0	-6.8	1.6	7.2	1
35	07/12 1503	1720	4/0.1-0.8Z <sub>i</sub>	7.4	311.0	14.6	1.5	5.9	1.5	-7.0	1.8	5.3	1.1
36	07/13 1346	1935	4/0.2-0.9Z <sub>i</sub>	6.4	310.5	15.0	2.1	9.7	2.0	-6.6	2.0	12.5	1.2
41	08/05 1424	800	3/0.1-0.8Z <sub>i</sub>	4.3	306.0	18.2	1.3	3.4	1.8	-3.2	3.3	7.4	2
42	08/06 1706	869	4/0.3-0.8Z <sub>i</sub>	3.6	304.9	16.4	0.1	3.0	2.5	-6.9	3.8	0.0	2.3
43	08/07 1315	838	3/0.2-0.9Z <sub>i</sub>	3.3	305.5	17.4	1.2	7.7	3.3	-4.4	5.0	4.2	1.7
50	08/12 1640	900	2/0.2-0.7Z <sub>i</sub>	2.0	306.5	16.6	0.8	3.8	3.0	-6.6	3.4	0.0	1.2
51	08/13 1403	1116	4/0.1-0.9Z <sub>i</sub>	3.2	307.7	16.6	1.3	6.6	1.0	-4.6	2.9	3.2	1
56	08/17 1018	632	4/0.2-0.8Z <sub>i</sub>	5.4	304.1	18.5	0.9	3.1	1.7	-1.8	4.4	6.9	1.8
58	08/19 1413	1031	3/0.1-0.7Z <sub>i</sub>	4.9	306.4	16.0	1.4	7.8	2.7	-6.5	2.5	5.6	1.3

TAB. 5.1 – FL est le numéro du vol;  $\bar{Z}_i$  : est la hauteur moyenne de la CLA pendant le vol [m]; palier : nombre de paliers dans la CLA et le minimum et maximum relatifs d'altitude des paliers;  $\bar{U}$ ,  $\bar{\theta}_v$ ,  $\bar{r}_v$  : vent moyen [ $m s^{-1}$ ], température potentielle virtuelle moyenne [K] et rapport de mélange de la vapeur d'eau moyen [ $g kg^{-1}$ ] dans la CLA;  $w_*$  : vitesse convective [ $m s^{-1}$ ];  $\Delta U$ ,  $\Delta\theta_v$ ,  $\Delta r_v$  : écarts en vent, température potentielle virtuelle et rapport de mélange entre la troposphère libre et la CLA [ $m s^{-1}$ ] [K] [ $g kg^{-1}$ ];  $\gamma$  : gradient vertical de température potentielle virtuelle dans la partie inférieure de la troposphère libre [ $10^{-3} K m^{-1}$ ];  $\frac{\delta Z_i}{\delta t}$  : taux d'accroissement de la CLA [ $cm s^{-1}$ ];  $\frac{Z_c}{Z_i}$  est le rapport entre l'épaisseur de la couche de mousson et l'épaisseur de la CLA.

FL	$\delta$ [m]	$\overline{w'\theta'_v} _0$ [m K s <sup>-1</sup> ]	$\overline{w'\theta'_v} _i$ [m K s <sup>-1</sup> ]	$\overline{w'r'_v} _0$ [m s <sup>-1</sup> g kg <sup>-1</sup> ]	$\overline{w'r'_v} _i$ [m s <sup>-1</sup> g kg <sup>-1</sup> ]	$w_e _{ZOM}$ [cm s <sup>-1</sup> ]	$w_e _{FOM}$ [cm s <sup>-1</sup> ]	$\beta$	B	ITD
17	450	0.1349	-0.0431	-0.0161	0.3014	2.4	13.5	0.32	2.1	16.4
18	330	0.1742	~0	0.0104	0.2298	~0	11.1	~0	4.1	14.8
21	300	0.0638	-0.0115	-0.0140	0.2122	0.6	1.9	0.18	1.2	15.9
22	120	0.1226	-0.0185	0.0317	0.0893	1.0	2.1	0.16	1.0	15.7
26	580	0.2095	-0.0680	0.0168	0.1453	3.1	8.2	0.32	3.1	14.9
34	220	0.1526	-0.0873	0.0403	0.1017	2.5	5.6	0.57	0.9	15.8
35	260	0.1030	-0.0106	-0.0120	0.3120	0.7	5.1	0.10	2.2	15.1
36	880	0.1401	-0.0320	0.1259	0.0252	2.6	13.8	0.23	0.2	15.4
41	0	0.0834	-0.0120	0.0828	0.1093	0.7	0.8	0.14	0.2	18.4
42	200	0.0089	-0.0021	0.0211	0.0256	0.1	0.1	0.23	0.1	17.4
43	0	0.0968	-0.0022	0.1107	0.1097	0.1	0.1	0.02	0.2	17.2
50	200	0.0150	0.0056	0.0335	0.0705	-0.1	1.4	-0.37	0.1	17.6
51	0	0.0710	-0.0085	0.0882	0.1305	1.4	1.7	0.12	0.2	17.9
56	150	0.0750	-0.0190	0.1344	0.0256	1.1	3.5	0.25	0.1	17.0
58	300	0.0757	-0.0076	0.1164	0.1748	0.7	4.9	0.10	0.1	16.3

TAB. 5.2 – FL est le numéro du vol;  $\overline{w'\theta'_v}|_0$  : le flux cinématique de chaleur virtuel extrapolé au sol [m s<sup>-1</sup> K];  $\overline{w'\theta'_v}|_i$  : le flux cinématique de chaleur virtuel extrapolé en  $Z_i$  [m s<sup>-1</sup> K];  $\overline{w'r'_v}|_0$  : le flux cinématique d'humidité extrapolé en surface [m s<sup>-1</sup> g kg<sup>-1</sup>];  $\overline{w'r'_v}|_i$  : le flux cinématique d'humidité extrapolé en  $Z_i$  [m s<sup>-1</sup> g kg<sup>-1</sup>];  $w_e|_{ZOM}$  : vitesse d'entraînement par un modèle d'ordre 0 [cm s<sup>-1</sup>];  $w_e|_{FOM}$  : vitesse d'entraînement par un modèle d'ordre 1 [cm s<sup>-1</sup>];  $\beta$  : taux d'entraînement; ITD : latitude de l'ITD à la longitude de Niamey à 1800 UTC [°N]. La ligne horizontale sépare la saison pré-onset de la phase de mousson active; B : rapport de Bowen.

## 5.2 Observations des échanges entre la troposphère libre et la CLA

Les échanges entre la troposphère libre, sèche et chaude, et la CLA, froide et humide, se font à l'échelle de la turbulence. La finesse des échelles spatiales et temporelles caractéristiques de la turbulence dans la couche limite atmosphérique ne permet cependant pas une description complète et générale de chaque petit tourbillon. Pour l'étude de la CLA on étudie leurs effets collectifs à partir de calculs de différents moments turbulents.

Le tableau 5.2 présente les flux de chaleur au sol et au sommet de la CLA ainsi que les caractéristiques de l'entraînement sur lesquels nous reviendrons plus tard.

### 5.2.1 Mise en évidence des échanges

C'est à partir des mesures avion le long de paliers horizontaux à différents niveaux dans la CLA, au-dessus et en-dessous de son sommet que l'on visualise les interactions entre la troposphère et la CLA. Ici la figure 5.1 illustre les fluctuations haute fréquence (25 Hz) mesurées pour la journée du 6 juin 2006 (vol 18). Les mesures rapides de la température potentielle montrent une dissymétrie positive proche de la surface due au fort chauffage et à l'occurrence de structures chaudes dites 'thermiques'. Par contre les fluctuations du rapport de mélange montrent une dissymétrie négative, avec des fluctuations très faibles proches du sol, ce qui est la conséquence d'un sol très sec en cette période. Les fluctuations de température potentielle diminuent en milieu de CLA tout en restant avec une dissymétrie positive et les fluctuations du rapport de mélange s'accompagnent d'une forte dissymétrie négative. En haut de la CLA les fluctuations de température potentielle réaugmentent à cause de l'entraînement d'air sec de la troposphère. Cet entraînement est bien visible à  $Z_i$ , avec de fortes fluctuations négatives du rapport de mélange de l'ordre de  $2 \text{ g kg}^{-1}$  et positives de température potentielle, de l'ordre de  $0.5 \text{ K}$ .

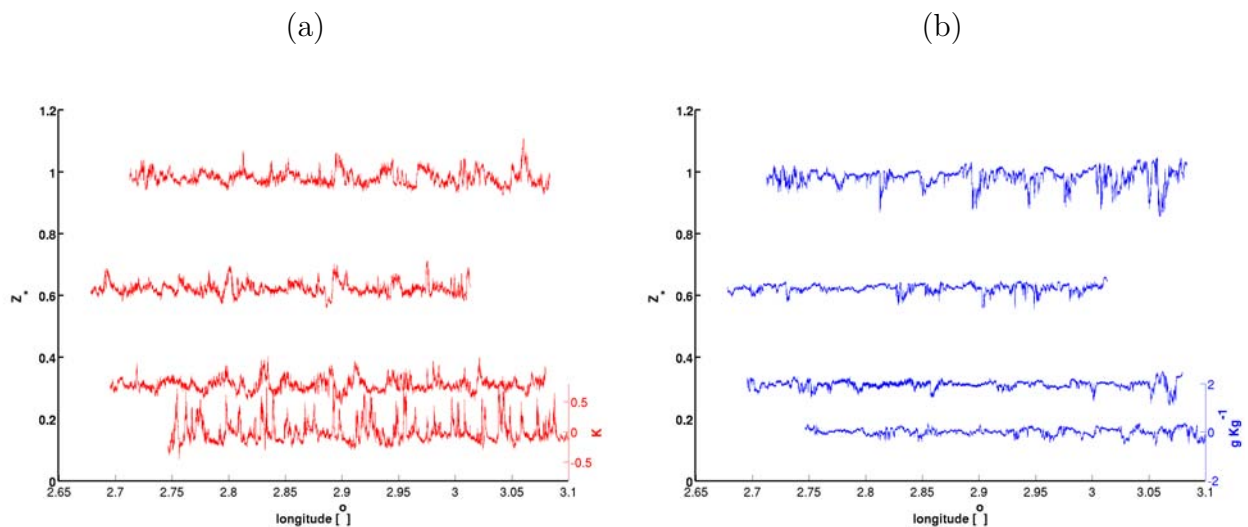


FIG. 5.1 – Représentation des mesures haute fréquence obtenues par l'ATR-42 dans un plan vertical pour la journée du 6 juin 2006 (vol 18) de (a) la température potentielle et (b) le rapport de mélange pour les paliers dans la CLA. L'axe de gauche indique le niveau de chaque palier par rapport à  $Z_i$  et l'axe de droite indique l'échelle des fluctuations.

### 5.2.2 Analyse statistique des fluctuations

A partir de ces fluctuations turbulentes on détermine les moments d'ordre 2 et 3 ainsi que les flux verticaux. Nous présentons ici une analyse des différentes variances, dissymétries et des différents moments de  $\theta'$ ,  $w'$  et  $r'_v$  permettant de décrire la structure turbulente de la CLA.

#### Variances

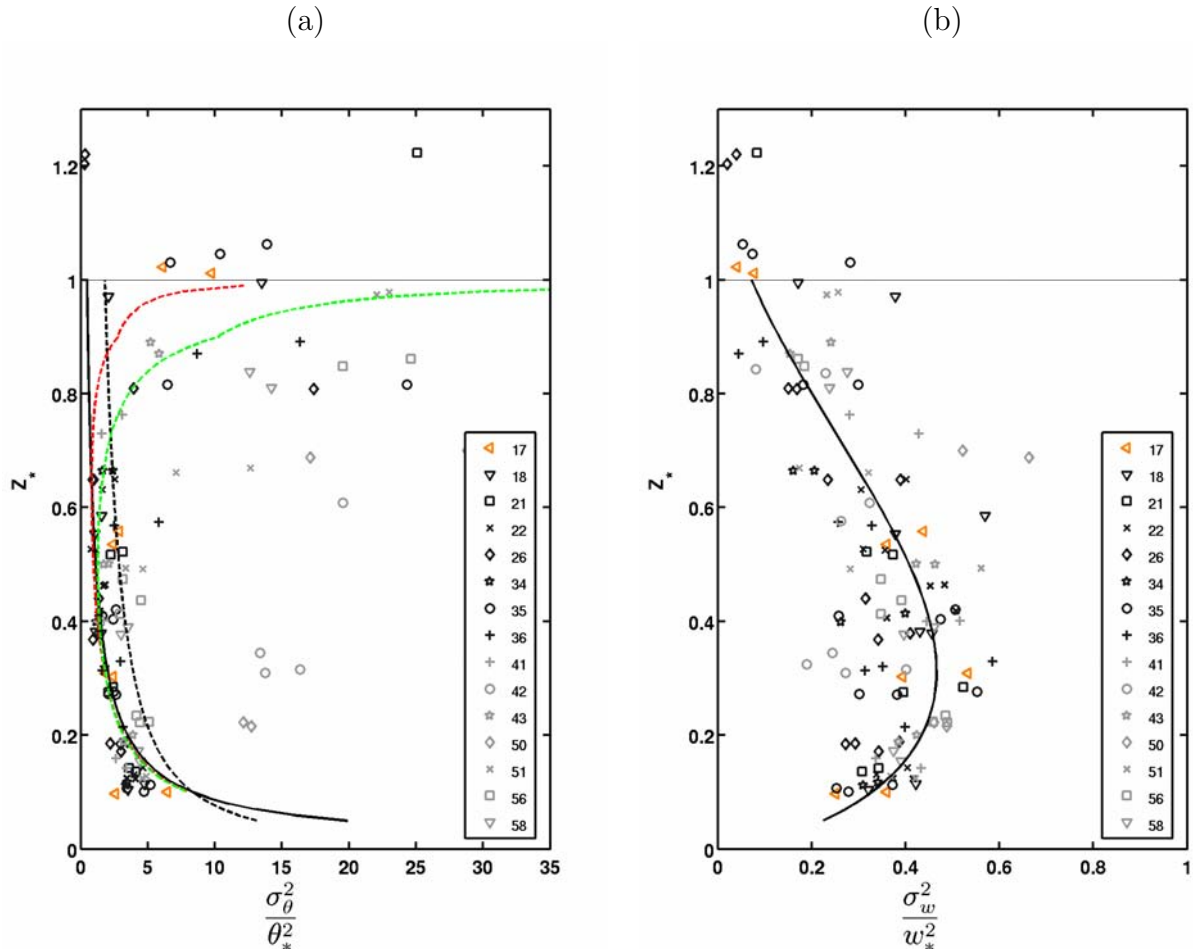


FIG. 5.2 – Profils verticaux de la variance (a) de la température potentielle et (b) de la vitesse verticale mesurés par l’avion de recherche ATR-42 pour 15 vols, (en orange) le 5 juin 2006 (en noir) pendant la période pré-onset et (en gris) pendant la période humide dans la région de Niamey en milieu de journée. Les courbes verte, rouge et noires représentent les polynômes des paramétrisations existantes (cf. respectivement équations 5.1 (pointillé noir), 5.2 (trait plein noir), 5.3 (pointillé vert pour  $\beta = 0.4$  et rouge pour  $\beta = 0.2$ ) pour la variance de  $\theta$  et l’équation 5.6 (trait plein) pour la variance de  $r_v$ ).

Les variances normalisées par les échelles de la CLA, de la vitesse verticale et de la température potentielle pour les 15 vols de l’étude sont représentées sur la figure 5.2. La variance de la vitesse verticale est normalisée par  $w_*^2$  et la variance de  $\theta$  est normalisée par  $\theta_*^2$  (où  $\theta_* = \frac{\overline{w'\theta'}|_0}{w_*}$ ).

Les variances de la température potentielle sont beaucoup plus dispersées dans la moitié supérieure de la CLA pour les deux périodes. Néanmoins nous voyons de fortes valeurs dans la partie inférieure causées par la normalisation. En effet pour les vols 42 et 50, le tableau 5.2 montre des flux de chaleur sensible très faibles, entraînant de faibles valeurs de  $\theta_*^2$  et donc de fortes valeurs de variance normalisée. Mis à part ces deux vols, les fortes valeurs de variances de  $\theta$  sont localisées dans la partie supérieure de la CLA. Dans la littérature plusieurs auteurs ont essayé de trouver des lois pour représenter les profils verticaux des variances de  $\theta$ . Certaines sont tracées sur la figure 5.2a. On a considéré tout d'abord un profil correspondant à une loi empirique de puissance proposée par Kaimal et al. (1976) pour la couche de surface :

$$\frac{\sigma_\theta^2}{\theta_*^2} = 1.8z_*^{-\frac{2}{3}} \text{ où } z_* = \frac{z}{Z_i} \quad (5.1)$$

Cette loi inclut uniquement l'effet de la convection libre et pas les cas de convection forcée. Nous voyons qu'elle n'est pas bien appropriée à nos données. La plupart de nos observations sont éloignées de ce profil. Ensuite Moeng et Wyngaard (1984) proposent d'utiliser la même loi pour des altitudes inférieures à  $0.1z_*$  et au-dessus ils proposent :

$$\frac{\sigma_\theta^2}{\theta_*^2} = 0.47z_*^{-\frac{5}{4}} \quad (5.2)$$

D'après cette deuxième loi nous voyons qu'en période pré-onset les données dans la partie inférieure (jusqu'à  $0.6 Z_i$ ) suivent correctement cette loi expérimentale. Par contre elle ne correspond pas aux données dans la zone supérieure, influencée par l'interaction avec la troposphère libre. Toutes les données observées sont supérieures aux données de cette loi dans la partie  $0.7-1z_*$ . Pour tenir compte de l'entraînement Moeng et Wyngaard (1984) proposent une autre loi qui est fonction du taux d'entraînement et de l'altitude :

$$\frac{\sigma_\theta^2}{\theta_*^2} = f_b + 2\beta f_{tb} + \beta^2 f_t \quad (5.3)$$

avec  $f_b$  correspondant à l'équation 5.2,  $f_{tb}$  vaut 1 et  $f_t$  vaut :

$$f_t = 2.1(1 - Z_*)^{-\frac{3}{2}} \quad \text{pour } Z_* < 0.9Z_i \quad (5.4)$$

$$f_t = 14(1 - Z_*)^{-\frac{2}{3}} \quad \text{pour } Z_* > 0.9Z_i \quad (5.5)$$

Sur la figure 5.2 (a), nous avons testé l'équation 5.3 avec deux valeurs différentes de  $\beta$ . D'abord avec un entraînement classique de 0.2 puis avec un fort entraînement de 0.4. Nous voyons qu'en première période nos données entre le sol et  $0.8z_*$  sont proches de la courbe représentant un fort entraînement. Au-dessus, dans la zone  $0.8-1z_*$  nous avons une trop faible densité de données pour pouvoir comparer.

En période de mousson active la loi 5.2 ne s'ajuste pas aux données expérimentales de l'ATR-42. Ceci est sans doute causé par des conditions de convection profonde et par l'influence des processus liés aux nuages.

La variance de la vitesse verticale normalisée est plus forte en milieu de CLA. Là encore, nous avons comparé nos résultats à une loi empirique proposée par Lenschow et Stephens (1980) qui tient compte des mouvements ascendants de la surface et des mouvements descendants depuis le sommet de la CLA :

$$\frac{\sigma_w^2}{w_*^2} = 1.8z_*^{\frac{2}{3}}(1 - 0.8z_*)^2 \quad (5.6)$$



Nous voyons qu'en période de pré-onset les données sont moins dispersées autour du profil de la loi empirique que les données de la période de mousson active (sauf au-dessus de  $0.3Z_i$ ).

Ici, il faut rappeler que l'évolution verticale des variances de la vitesse verticale et de la température potentielle est liée à la circulation cellulaire dans la couche limite. Druilhet et al. (1983) ont décrit cette circulation :

- près du sol, les cellules sont petites et elles présentent un large excès de température par rapport à leur environnement et une faible vitesse verticale.
- entre  $0.1$  et  $0.3 Z_i$ , les cellules se rassemblent pour donner naissance à des courants ascendants que l'on appelle thermiques. Ces courants sont isolés et sont associés à de fortes valeurs positives de la vitesse verticale. De part et d'autre de ces thermiques, il y a des courants descendants qui occupent une grande partie de la couche limite mais dont l'intensité est moindre. Cette circulation permet d'expliquer l'augmentation de la variance de  $w$  dans cette partie de la CLA.
- au-dessus de  $0.7 Z_i$ , l'analyse devient plus complexe parce que ces thermiques interagissent avec la couche d'entraînement lors d'un mélange entre les cellules convectives et l'air en provenance de la zone d'entraînement. Ce processus de mélange est associé à une augmentation de la variance de  $\theta$  et à une diminution de la variance de la vitesse verticale.

Nous retrouvons très bien ce processus sur notre échantillon de données.

Les profils verticaux de la variance du rapport de mélange sont présentés sur la figure 5.3. Contrairement aux profils verticaux de  $\theta$  et de  $w$ , la normalisation n'a pas été possible à cause du flux d'humidité très faible en surface en première période qui donne une échelle caractéristique  $r_{v*} = \frac{\overline{w'r'_v}}{w_*}$  non significative. Nous observons dans la partie haute de la CLA, dès  $0.6Z_i$ , une augmentation importante de la variance de  $r_v$ .

Dans la littérature, Deardorff (1974) indique un gradient positif du profil de ce flux et il met en évidence que dans son cas d'étude, l'entraînement est la principale source de variance de l'humidité. D'autres données expérimentales indiquent une décroissance avec la hauteur (Coulman (1978)). Cependant Coulman (1978) montre une dépendance de  $\sigma_{r_v}^2$  avec  $z_*$  qui varie suivant l'état de la CLA. Son étude est basée sur des données aéroportées collectées à trois moments distincts de la journée : 1000 LT (LT=local time), 1100 LT et 1230 LT. Le profil de 1230 LT montre une augmentation quasi-linéaire dans la couche limite convective, alors que les deux autres profils indiquent au contraire une décroissance avec l'altitude. Il relie donc l'évolution de l'allure du profil vertical de la variance de l'humidité au processus d'entraînement : en effet à 1230 LT, les effets de l'entraînement se font sentir dans toute la CLA contrairement à ce qui se passe plus tôt dans la journée, ce qui conduit à une augmentation de la variance de  $r_v$  avec l'altitude.

Dans notre étude le comportement de  $\sigma_{r_v}^2$  en haut de la CLA est lui aussi fortement lié au processus d'entraînement. On peut observer sur les figures 5.2 et 5.3 que les fortes variances de  $\theta$  (provenant des fortes fluctuations de  $\theta$ ) montrent la présence de bulles d'air chaudes originaires des couches supérieures, plus sèches, ce qui favorise des fluctuations de  $r_v$  fortes également. Pour les vols 18, 26, 35 et 36 de la période pré-onset,  $\sigma_{r_v}^2$  et  $\sigma_\theta^2$  ont des fortes valeurs près de  $Z_i$  associées à de fortes valeurs de  $\sigma_w^2$  en milieu de CLA. Pour ces cas, le transport vers le bas des poches chaudes et sèches semble ainsi favorisé. Par contre ce comportement n'est pas visible pour les cas de la période de mousson active puisque de fortes fluctuations de  $r_v$  et de  $\theta$  en haut de la CLA ne sont pas forcément associées à de fortes valeurs de  $w'$  ni en haut, ni au milieu de la CLA. Le rôle des thermiques, avec

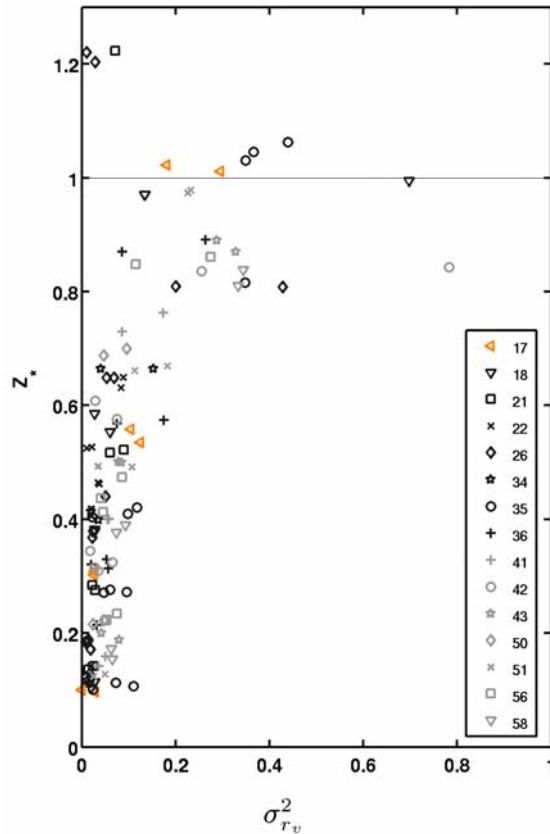


FIG. 5.3 – Profils verticaux de la variance du rapport de mélange de la vapeur d’eau mesurés par l’avion de recherche ATR-42 pour 15 vols, (en orange) le 5 juin 2006 (en noir) pendant la période pré-onset et (en gris) pendant la période humide dans la région de Niamey en milieu de journée.

leur apport de l’humidité du sol intervient dans cette période. D’ailleurs il est surprenant de ne pas observer de valeurs de  $\sigma_{r_v}^2$  plus fortes près de la surface en période de mousson active. Ceci est sans doute dû à la hauteur du premier palier, aux alentours de 200 m qui ne permet pas de quantifier ces effets de surfaces.

Le transport au sein de la CLA est donc bien différent entre les deux périodes.

### A partir des dissymétries

La skewness (ou dissymétrie en français) d’une variable  $x$  correspond au moment d’ordre 3 normalisé par le moment d’ordre 2 :

$$S_x = \frac{\overline{x^3}}{(\overline{x^2})^{3/2}}. \quad (5.7)$$

$S_x$  quantifie la dissymétrie de la distribution de la variable  $x$ . Pour une variable ayant une distribution parfaitement gaussienne et symétrique,  $S_x = 0$ . Par contre, si la distribution présente une gamme plus importante de valeurs positives que de valeurs négatives,  $S_x$  est positive et vice-versa. Sur la figure 5.1 on constate sur la série de mesures de la température potentielle, une dissymétrie positive résultant des fortes fluctuations posi-

## 5.2. OBSERVATIONS DES ÉCHANGES ENTRE LA TROPOSPHÈRE LIBRE ET LA CLA

tives de  $\theta$ , typiques de la présence de thermiques, et par contre sur les séries du rapport de mélange nous voyons une dissymétrie négative provenant des fluctuations négatives de  $r_v$ , typiques de la présence d'intrusions sèches.

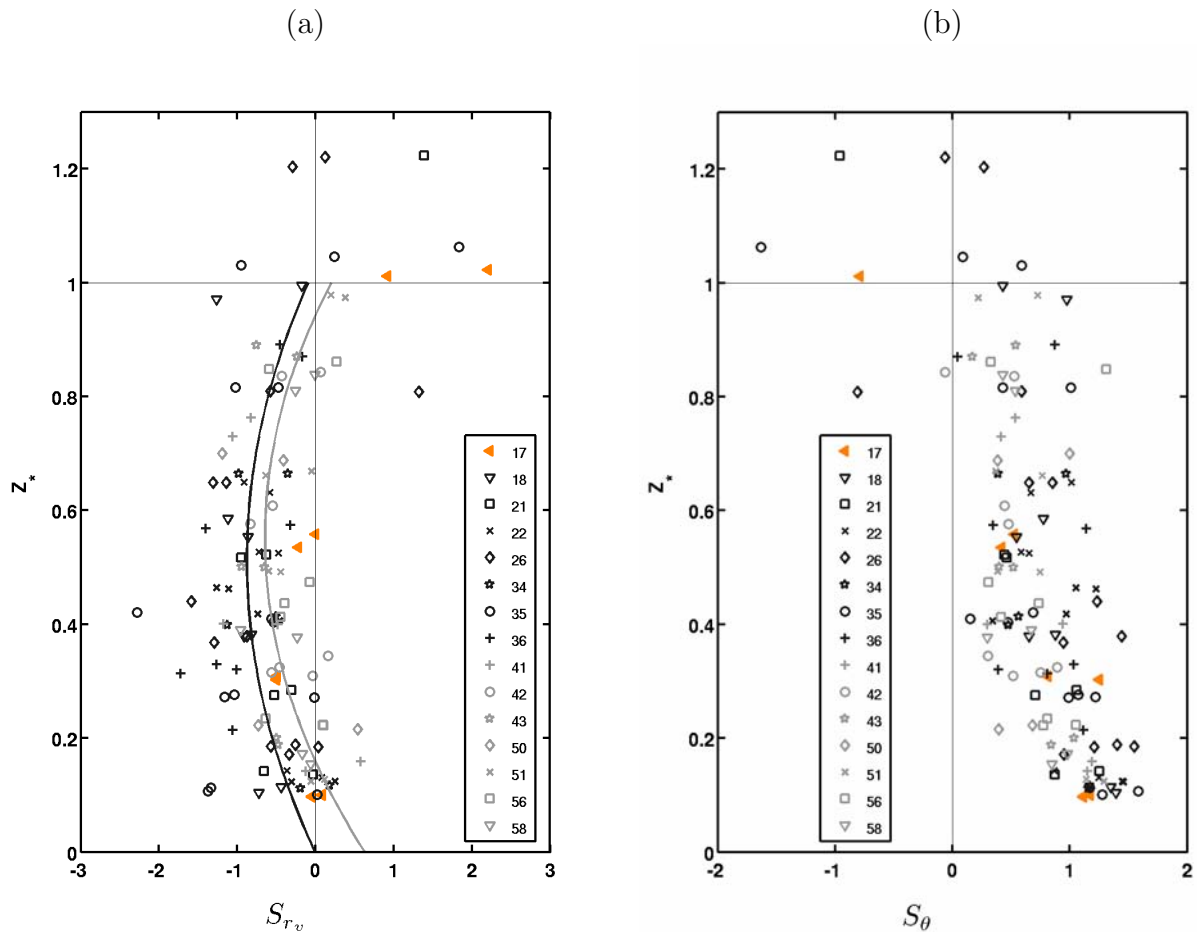


FIG. 5.4 – Profils verticaux de la skewness (a) de la température potentielle et (b) du rapport de mélange de la vapeur d'eau mesurés par l'avion de recherche ATR-42 pour 15 vols, (en orange) le 5 juin 2006 (en noir) pendant la période pré-onset et (en gris) pendant la période humide dans la région de Niamey en milieu de journée. Les courbes sur (a) correspondent à un ajustement par un polynôme du second degré pour la période pré-onset et pour la période de mousson active.

Les profils verticaux de la skewness de  $\theta$ ,  $r_v$  et  $w$  sont représentés sur les figures 5.4 et 5.5.

La skewness de la température potentielle est ainsi positive dans toute la CLA, avec un minimum vers  $0.5 Z_i$ . Les valeurs en surface, près de  $0.1 Z_i$ , sont de l'ordre de grandeur de celles de la littérature, c'est à dire proches de 1.2 (Coulman (1978)) pour des couches limites convectives. Druilhet et al. (1983) montrent qu'en absence d'entraînement en haut de la CLA, la skewness de  $\theta$  diminue avec l'altitude dans la couche limite et tend vers zéro à proximité du sommet. Par contre en présence d'entraînement, qui apporte des particules d'air chaud dans la CLA et introduit donc une nouvelle source de dissymétrie positive, la skewness de  $\theta$  reste positive. Dans notre cas, nous avons en effet deux sources de chaleur, donc des fluctuations positives de  $\theta$  : en surface et en  $Z_i$ . Sur la figure 5.4 (b), pour plusieurs vols,  $S_{\theta}$  reste positif en haut de la CLA, de l'ordre de 0.5 ce qui justifie la présence d'entraînement. On peut distinguer une légère différence entre les deux périodes

puisque la skewness de  $\theta$  est plus positive dans la partie inférieure de la CLA pendant la période de pré-onset, caractérisée par un plus fort chauffage au sol, favorisant la présence des thermiques. Par contre on n'observe pas de différences significatives entre les deux périodes en partie haute de la CLA.

La skewness de  $r_v$  présente un minimum au niveau  $0.5 Z_i$  et reste négative dans toute la CLA. Dans la moitié supérieure de la CLA, la valeur de  $S_{r_v}$  augmente jusqu'à atteindre une valeur voisine de zéro près de  $Z_i$ . Le comportement de  $S_{r_v}$  dans la CLA est fortement lié au processus d'entraînement. En effet, les particules d'air sec qui sont entraînées à travers le sommet de la CLA constituent une source d'asymétrie pour  $r_v$ . Ici, les forts écarts  $\Delta r_v$  au sommet de la CLA et l'incorporation de cet air sec de la troposphère libre dans la CLA favorisent une dissymétrie négative de  $r_v$ . Dans la littérature, Deardorff (1974) a conclu qu'un processus d'entraînement important assure une valeur négative de  $S_{r_v}$  dans toute la CLA et même près de la surface et, de manière réciproque, une valeur négative de  $S_{r_v}$  à bas niveau dans la CLA est le signe d'un fort entraînement. Couvreur et al. (2007) ont montré qu'une skewness de  $r_v$  fortement négative en milieu de CLA était liée à la présence d'intrusions sèches (ou dry tongues) en haut de la CLA. Mahrt (1991) a aussi conclu que des descentes suffisamment fortes d'air sec provoquent une  $S_{r_v}$  négative même près du sol. Les intrusions provenant du sommet de la CLA, on pourrait s'attendre à avoir les valeurs les plus fortement négatives de  $S_{r_v}$  en haut. Mais les plus fortes variances de  $r_v$  en haut de la CLA diminuent  $S_{r_v}$ . D'où finalement un minimum en milieu de CLA. Notons que les polynômes de degré 2 représentant l'approximation des données de chaque période sont différents. Le fait de trouver des skewness de  $r_v$  négatives sur toute la CLA pour la plupart des cas confirme que nous travaillons sur des cas avec entraînement au sommet de la CLA. Sur la figure 5.4 (a), la skewness de  $r_v$  est plus négative en période pré-onset que pendant la période humide dans toute la CLA et reste négative au sol pendant la première période. Ceci nous permet de conclure qu'en période de pré mousson, lorsque  $\Delta r_v$  est plus grand, les descentes d'air sec sont plus sèches et ont un impact plus important jusqu'au sol sur les propriétés de la couche limite. Lohou et al. (2010) à partir d'une étude sur les flux, les échelles de longueur et les skewness de la couche de surface analysée pour la campagne AMMA ont montré un impact des descentes d'air sec jusqu'au sol.

La skewness de  $w$  (cf. fig. 5.5) est positive dans toute la couche limite. Bien que les valeurs de ce paramètre soient assez dispersées, une allure générale du profil vertical semble apparaître et correspond à une augmentation de la skewness de  $w$  jusqu'en milieu de CLA puis une diminution entre  $0.8$  et  $1Z_i$ . Cette diminution semble plus marquée pour la période de pré-onset. L'allure générale de ce profil est conforme à la littérature (Lenschow et al. (2006)) ainsi que l'ordre de grandeur des données. Elle est conforme à une couche limite convective qui est dominée par des courants ascendants relativement forts. La diminution au sommet plus marquée en période de pré-onset est cohérente avec les résultats de Lenschow et al. (2009), si on considère une contribution plus importante du cisaillement au sommet pour cette période.

### A partir des flux de chaleur

La figure 5.6 (a) représente pour l'ensemble des vols les profils verticaux du flux de chaleur sensible normalisé par le flux de surface. Chaque point correspond à une estimation par demi-plan d'une quarantaine de kilomètres. On observe de façon systématique des profils de flux de chaleur sensible décroissant linéairement avec l'altitude, caractéristiques d'une couche limite convective mélangée. L'allure de ce flux est comparable aux résultats

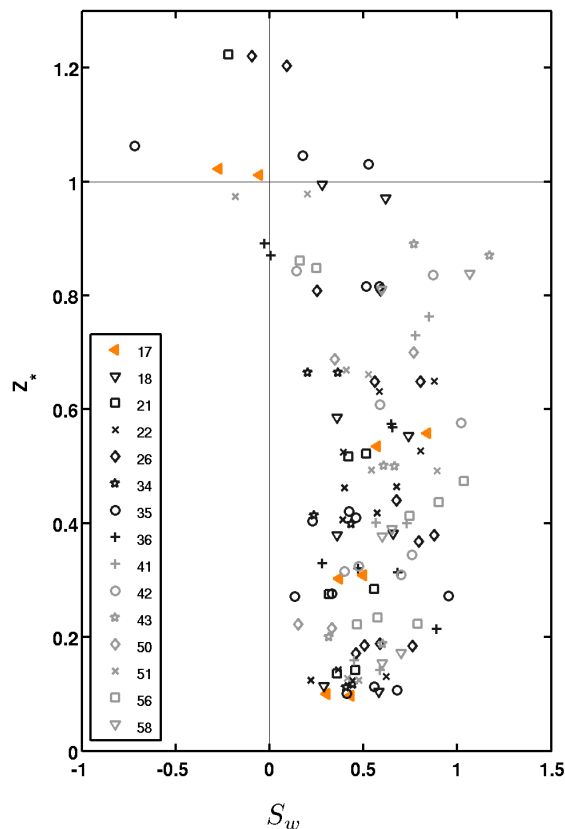


FIG. 5.5 – Profils verticaux de la skewness de la vitesse verticale mesurés par l’avion de recherche ATR-42 pour 15 vols, (en orange) le 5 juin 2006 (en noir) avant la période active de mousson et (en gris) pendant la période pré-onset et (en gris) pendant la période humide dans la région de Niamey en milieu de journée.

obtenus dans d’autres études pour les couches limites convectives (Druilhet et al. (1983) ; Lambert et Durand (1999)). Le flux de chaleur sensible s’annule aux alentours de  $0.6 Z_i$  et atteint des valeurs plus négatives entre  $0.8$  et  $0.9 Z_i$ . Ce profil permet de localiser une zone d’entraînement qui s’établit pour certains vols à partir de  $0.6 Z_i$ . Un flux négatif dans cette zone correspond soit à une vitesse verticale qui transporte des fluctuations froides vers le haut soit des fluctuations chaudes vers le bas. La figure 5.1 montre une dissymétrie positive au niveau de  $Z_i$  ce qui permet de dire que le flux de chaleur sensible négatif semble correspondre à un transport vers le bas des fluctuations chaudes. Ce résultat se généralise sur l’ensemble des vols comme on le verra au paragraphe 5.3.3.

Le flux d’humidité est représenté sur la figure 5.6 (b). Une normalisation différente est utilisée suivant la période considérée à cause du flux nul observé en surface pendant la période pré-onset. Pendant cette période le flux d’humidité est normalisé par la valeur du flux extrapolée en  $Z_i$  (flux d’entraînement). Alors que le flux de chaleur sensible décroît avec l’altitude et devient négatif à  $Z_i$ , le flux d’humidité augmente et devient fort à  $Z_i$ . La source de turbulence pour la vapeur d’eau est principalement en haut de la CLA, associée à la présence des intrusions sèches depuis la troposphère libre. Ce profil caractéristique observé systématiquement en période de pré-onset met en valeur la prédominance du processus d’entraînement au sommet de la CLA par rapport aux processus d’évaporation

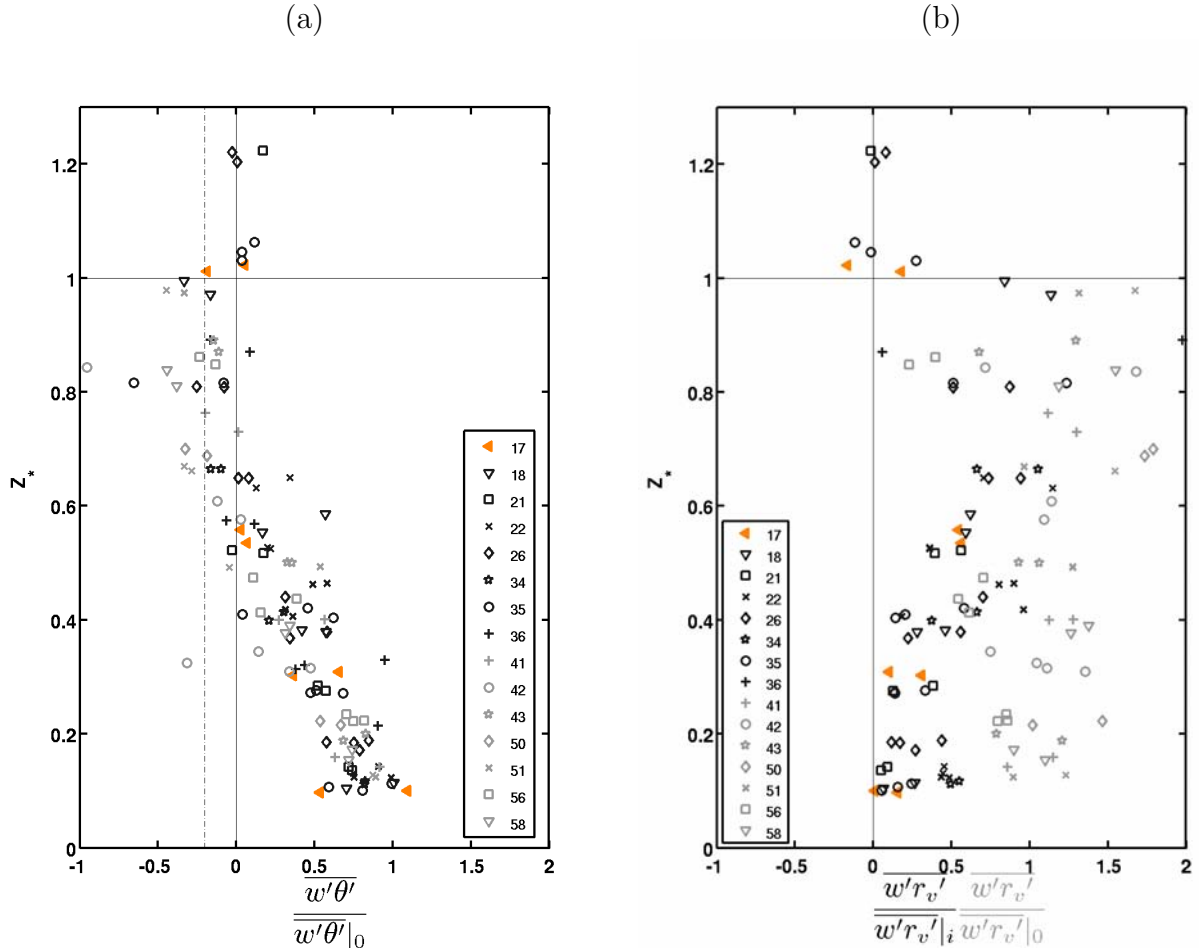


FIG. 5.6 – Profils verticaux normalisés du flux (a) de chaleur sensible et (b) d’humidité mesurés par l’avion de recherche ATR-42 pour 15 vols, (en orange) le 5 juin 2006 (en noir) pendant la période pré-onset et (en gris) pendant la période humide dans la région de Niamey en milieu de journée.

en surface. Seulement un vol sur huit de la première période ne peut pas être normalisé par le flux d’entraînement car ce dernier est très faible (vol 36). Le tableau 5.2 montre que c’est le seul vol de la période pré-onset qui a un flux de chaleur latente au sol non nul. Ce vol se déroule au lendemain d’une des premières pluies sur la région de Niamey.

Pour la période de mousson active ainsi que pour le vol 36, le flux d’humidité peut être normalisé par le flux de surface qui devient non nul dès les premières pluies. Il est difficile alors de donner une allure générale aux profils car les deux conditions aux limites, l’évaporation surfacique et l’entraînement au sommet de la CLA cohabitent pour créer la turbulence de la vapeur d’eau. Cependant, à part pour le vol 56, il y a toujours un flux d’entraînement significatif par rapport au flux de surface.

L’augmentation du flux de chaleur latente en surface entre les périodes pré-onset et post-onset, de 0 à 200–400  $\text{W m}^{-2}$ , s’accompagne d’une décroissance du flux de chaleur sensible en surface de 100–200  $\text{W m}^{-2}$  à des valeurs inférieures à 100  $\text{W m}^{-2}$  (voir aussi Saïd et al. (2010)). Cette diminution du flux de chaleur sensible explique les faibles hauteurs de CLA observées en période humide.

La figure 5.7 compare les estimations des flux de surface issus des données de l’ATR-42 à ceux d’une station de surface à Wankama (cf. fig. 4.5(a)). Nous voyons que les

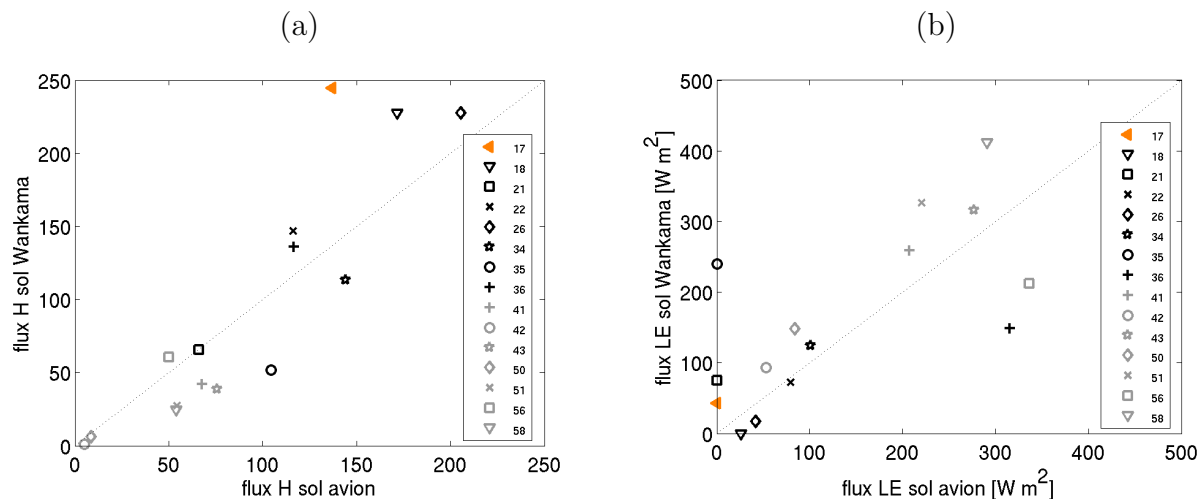


FIG. 5.7 – Comparaison entre les estimations (a) des flux de chaleur sensible et (b) des flux de chaleur latente en surface obtenues avec les données de l’avion (par extrapolation linéaire dans la CLA) et les flux de surface de la station sol de Wankama moyennés sur la durée du vol pour les 15 vols, (en orange) le 5 juin 2006 (en noir) pendant la période pré-onset et (en gris) pendant la période humide.

extrapolations des données de l’avion en surface donnent des valeurs proches des données mesurées directement en surface ce qui n’était pas le cas dans l’expérience HAPEX où les flux étaient systématiquement sous-estimés par l’avion (jusqu’à 40% de sous-estimation). Lothon et al. (2007) suspectent, lors de cette campagne, que les erreurs importantes sur les flux mesurés sont liées aux structures organisées. Ici, les différences peuvent venir notamment des disparités régionales des pluies. Saïd et al. (2010), montrent que pour un même vol, une partie du plan vertical est située au-dessus d’une zone où il a plu la veille et l’autre partie du plan reste au-dessus d’une surface sèche. Cette disparité spatiale des précipitations joue un rôle important sur le flux de chaleur latente estimé à partir de l’ensemble du plan vertical. On observe tout de même une sous-estimation générale du flux de chaleur latente par l’avion.

### A partir des flux de quantité de mouvement

La figure 5.8 présente les profils verticaux des flux de quantité de mouvement. Ces flux sont plus difficiles à estimer que les flux de chaleur à cause de leur faible homogénéité le long d’un palier. Les profils des flux sont beaucoup moins typiques et idéalisés que les profils de flux de chaleur comme c’est fréquemment le cas lors des campagnes de mesures décrites dans la littérature. Les données sont dispersées et montrent des valeurs de covariance en milieu de CLA aussi fortes que près de la surface alors que d’ordinaire le flux de quantité de mouvement diminue très vite dans les premières centaines de mètres. Ceci signifie que de la turbulence due au cisaillement n’est pas uniquement générée en surface. Suivant la période, les flux de quantité de mouvement sont différents : la période de pré-onset montre des flux de quantité de mouvement dans la partie supérieure de la CLA plus forts que pendant la période de mousson active. La période de pré-onset a plus de turbulence liée au cisaillement, ce qui est cohérent avec un  $\Delta U$  plus fort au travers de la zone d’entraînement (cf.tab. 5.1).

Notons que ces profils traduisent aussi des profils de vent mal mélangés, contrairement à  $\theta$  et à  $r_v$ , avec un fort cisaillement vertical dans toute la CLA. Saïd et al. (2010) ont

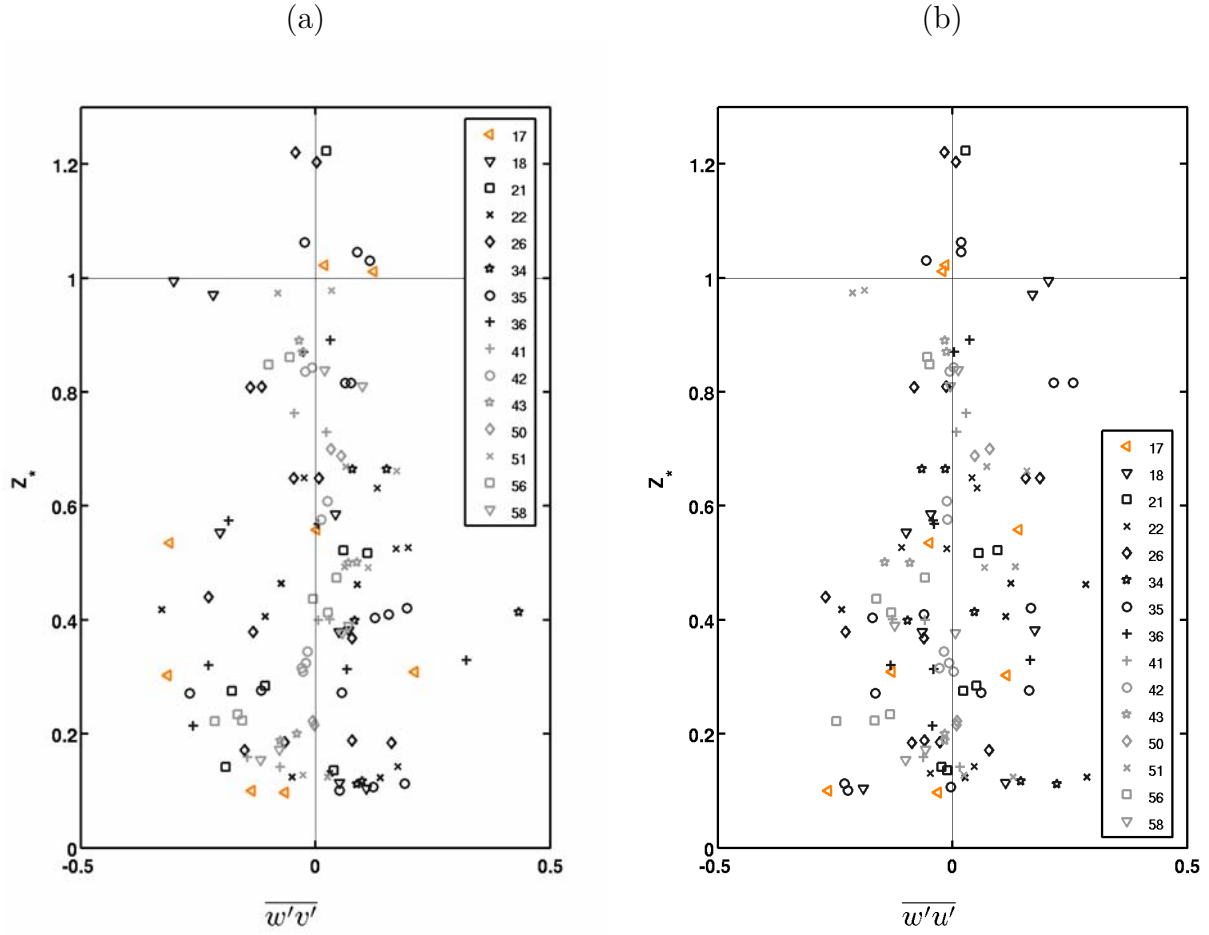


FIG. 5.8 – Profils verticaux du flux de quantité de mouvement (a)  $\overline{w'v'}$  et (b)  $\overline{w'u'}$  mesurés par l'avion de recherche ATR-42 pour 15 vols, (en orange) le 5 juin 2006 (en noir) pendant la période pré-onset et (en gris) pendant la période humide dans la région de Niamey en milieu de journée.

trouvé des valeurs pour l'échelle caractéristique de  $u$  ( $u_*$ ) fortes dans toutes la CLA et plus fortes en période pré-onset.

### 5.3 Etude du rôle de l'entraînement sur les structures de la CLA

Le paragraphe précédent a montré la présence d'intrusions sèches localisées en haut de la CLA. Il a aussi mis en évidence l'impact de ces structures sur les moments turbulents qui caractérisent les basses couches du système de la MAO. Cette incorporation d'air sec de la troposphère libre dans la CLA a notamment été étudiée par Mahrt (1991) et par Couvreux et al. (2007) dans le cas de couche limite convective dans les expérience HAPEX (Goutorbe et al. (1997)), FIFE (Sellers et al. (1988)) et IHOP (Weckwerth et al. (2004)). Les couches limites sahéliennes documentées dans les campagnes AMMA et HAPEX, sont caractérisées par des hauteurs de couche limite importantes et un environnement semi-aride. Cette sécheresse environnante favorise le processus d'entraînement et conditionne l'importance des descentes d'air sec, surtout dans la période pré-onset. Par la suite nous allons estimer



ce processus d'entraînement en tenant compte des propriétés particulières des couches limites sahéliennes puis nous regarderons avec l'aide d'une analyse conditionnelle et d'une étude statistique l'importance et la forme de ces structures.

#### 5.3.1 Estimation de l'entraînement

Le processus d'entraînement, peut être quantifié avec le rapport  $\beta$  et la vitesse  $w_e$  vu au chapitre 3, à partir des données aéroportées.

Le taux d'entraînement est présenté pour chaque vol dans le tableau 5.2. Pour 8 vols sur 15, nous observons que  $\beta$  est plus grand que la valeur typique de 0.2 utilisée dans de nombreuses paramétrisations (Garratt (1992)). La moyenne est cependant de 0.23 pendant la période de pré-onset, proche de cette valeur typique, et de 0.08 pendant la période de mousson active. Ce taux est plus faible en saison humide, où manifestement l'entraînement au sommet de la CLA est beaucoup moins présent, ce qui s'accompagne de couches limites plus basses.

Par définition la vitesse d'entraînement équivaut à l'accroissement de la couche limite lorsqu'on néglige la vitesse verticale de grande échelle (cf. equation 3.2).  $\frac{\Delta Z_i}{\Delta t}$  est estimée indépendamment grâce aux données du radar profileur de vent à Niamey. La figure 5.9 compare l'accroissement de la couche limite avec la vitesse d'entraînement estimée dans l'hypothèse d'un modèle d'ordre 0 par l'équation 3.3 et dans le cas d'un modèle d'ordre 1 par l'équation 3.15 avec les scalaires  $\theta_v$  et  $r_v$ . La première méthode d'estimation sous-estime la vitesse d'entraînement. Ce résultat n'est pas étonnant car la forme des profils verticaux de température potentielle ou de rapport de mélange dans une couche limite sahélienne est plus proche d'un modèle d'ordre 1, avec une zone d'entraînement épaisse, de l'ordre de plusieurs centaines de mètres. Lorsque l'on utilise la méthode d'ordre 1 qui tient compte de cette épaisseur ainsi que de l'évolution temporelle des paramètres moyens de la CLA, la vitesse d'entraînement est nettement plus proche de l'accroissement de la CLA estimé directement (cf. fig. 5.9 (b,d)). Ce résultat est en accord avec la définition de la vitesse d'entraînement. On note que les plus fortes valeurs de  $w_e$  sont en période de pré-onset, comme celles de  $\beta$ .

Par définition la vitesse d'entraînement estimée devrait être la même, que l'on utilise  $\theta_v$  ou  $r_v$  comme scalaire dans l'équation 3.3. Les figures (e) et (f) montrent que cette propriété de  $w_e$  est mieux respectée dans l'approximation d'ordre 1 que dans l'approximation d'ordre 0, ce qui confirme que l'épaisseur de la zone d'entraînement et l'évolution temporelle des variables ne peuvent pas être négligée. Avec l'approximation d'ordre 1, nous obtenons des valeurs plus fortes de  $w_e$  pour le scalaire  $\theta_v$  que pour le scalaire  $r_v$ . Le terme correctif pour  $\theta_v$  est plus fort que celui pour  $r_v$ .

#### 5.3.2 Evolution intra-saisonnière de l'entraînement

L'entraînement est un processus de petite échelle, néanmoins il peut avoir une relation avec les phénomènes de plus grande échelle et notamment, dans notre cas, avec la position de l'ITD.

La figure 5.10 montre une bonne corrélation entre notre estimation de  $w_e$  avec un modèle d'ordre 1 et la position de l'ITD à 18H00. Cette corrélation est obtenue pour les différentes heures de la journée. Cette position est déterminée en considérant l'iso-15 °C de la température du point de rosée à 2 m. Nous utilisons la position latitudinale de l'ITD à la longitude de Niamey estimé par les analyses ECMWF à 0.25° de résolution

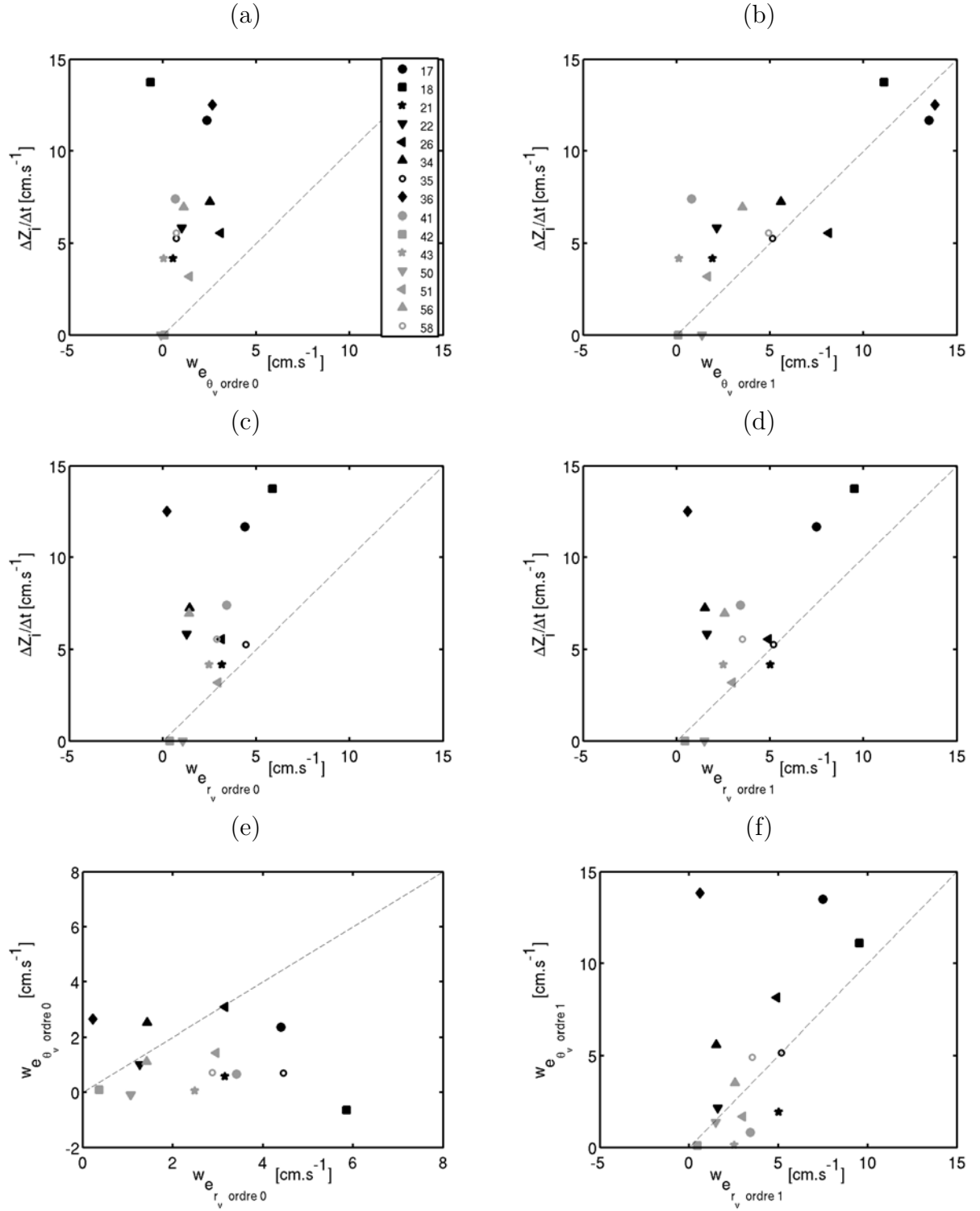


FIG. 5.9 – Comparaison entre l'accroissement de la couche limite observé et la vitesse d'entraînement estimée avec les scalaires  $\theta_v$  (a, b) ou  $r_v$  (c, d), en s'appuyant sur les modèles d'ordre 0 (a, c) ou d'ordre 1 (b, d). (e) et (f) comparent la vitesse d'entraînement calculée avec  $r_v$  et  $\theta_v$  par la méthode d'ordre 0 et la méthode d'ordre 1 respectivement.

horizontale, (Lothon et al. (2008)). Nous trouvons sur la figure 5.10 (a) une corrélation entre  $w_e$  et la position de l'ITD, en saison de pré-onset surtout. Les plus fortes valeurs de  $w_e$  sont observées lorsque l'ITD est positionné le plus au sud (entre 14 et 16 °N).

La corrélation observée est liée d'une part à celle du flux d'entraînement avec la position de l'ITD (plus l'ITD est au sud, plus le flux d'entraînement est fort), d'autre part à celle entre l'assèchement de la CLA dans le temps et la position de l'ITD (qui intervient aussi dans l'estimation de la vitesse d'entraînement dans le modèle d'ordre 1). Lorsque l'ITD est localisé très au nord durant la période humide, les variables de l'entraînement sont plus petites à cause d'une CLA plus humide et plus froide ce qui crée une corrélation globale évidente liée à la différence des deux saisons. Néanmoins, la corrélation est très bonne si l'on considère seulement les vols de la période pré-onset. Pendant cette période la position de l'ITD est instable et oscille avant de s'établir plus au nord dans une position plus stable. Ces oscillations à l'échelle intrasaisonnière pendant la période pré-onset peuvent être associées aux pulsations de mousson étudiées par Couvreur et al. (2010), qui sont liées à la variabilité de la dépression thermique du Sahara. Cette étude a montré une pulsation de mousson le 4, 5 et 6 juin qui correspond à un fort cycle diurne de la position de l'ITD, avec une position très au nord à 6h du matin entre 16 et 17 ° N et une position plus au sud, proche de notre lieu d'étude, entre 12 et 13° N à 18h. Cette position très au nord de l'ITD le matin et l'observation d'une augmentation du rapport de mélange pour cette même période sont à relier à l'advection humide créée par le jet de basse couche qui s'intensifie sur cette même période. Le 5 et le 6 juin les radiosondages indiquent un flux de mousson épais dépassant 2 km d'altitude. Le 5 juin (vol 17), la vitesse d'entraînement est parmi les plus fortes avec l'ITD à 1800 à proximité de la zone de mesure.

Malgré la complexité de l'estimation de la position de l'ITD, la figure 5.10 (b) montre qu'en période de pré-onset, plus l'amplitude de l'oscillation de l'ITD est grande durant la journée et plus le taux d'accroissement de la CLA est important (coefficient de corrélation = 0.82). Par contre en période humide l'oscillation plus faible de la position de l'ITD ne varie pas forcément en relation avec le taux d'entraînement. Miller et al. (2001) ont montré à partir d'un modèle 1D 'shallow water', le rôle joué par la friction de la surface et par l'érosion de la zone d'inversion via l'entraînement et les processus de convection sèche de la couche limite sur l'oscillation diurne d'une ligne sèche (dry line) : le mélange turbulent et l'entraînement diurnes font reculer la ligne sèche chaque jour, quand au contraire, elle peut plus facilement pénétrer dans le continent la nuit. L'ITD a des propriétés très analogues aux lignes sèches (de méso-échelle), même si son échelle est plus grande (synoptique). Lui aussi se rétracte chaque jour par convection sèche et mélange turbulent avec le chauffage du continent, atteignant sa position la plus au sud en fin d'après-midi, et sa position la plus au nord en fin de nuit et début de matinée. Durant la saison de mousson, cette interface est souvent perturbée par la propagation vers le nord de courants de densité émanant des systèmes convectifs qui se forment au sud du FIT (Flamant et al. (2009)).

La figure 5.10 (b) montre bien que le cycle diurne de la position de l'ITD intéragit directement avec le cycle diurne de la CLA. La figure 5.10 (a) suggère que ce phénomène se reproduit à une échelle temporelle plus grande : une situation de grande échelle favorisant le chauffage de la surface continentale et la convection sèche mènerait ainsi à un ITD situé plus au sud, tandis que l'inverse permettrait une avancée plus au nord. Cependant, le lien de cause à effet n'est pas démontré par la figure 5.10 (a), et à cette échelle, les conditions globales constituent un forçage pour les processus de CLA.

Revenons sur le cas du 6 juin 2006 qui correspond à un cas avec un taux d'entraînement proche de zéro. Ce cas se distingue des autres vols. Les paliers avion orientés est-ouest (entre 2 et 3°E) considérés ici sont sur la latitude de 13.5°N. Dans le tableau 5.1 le vol 18

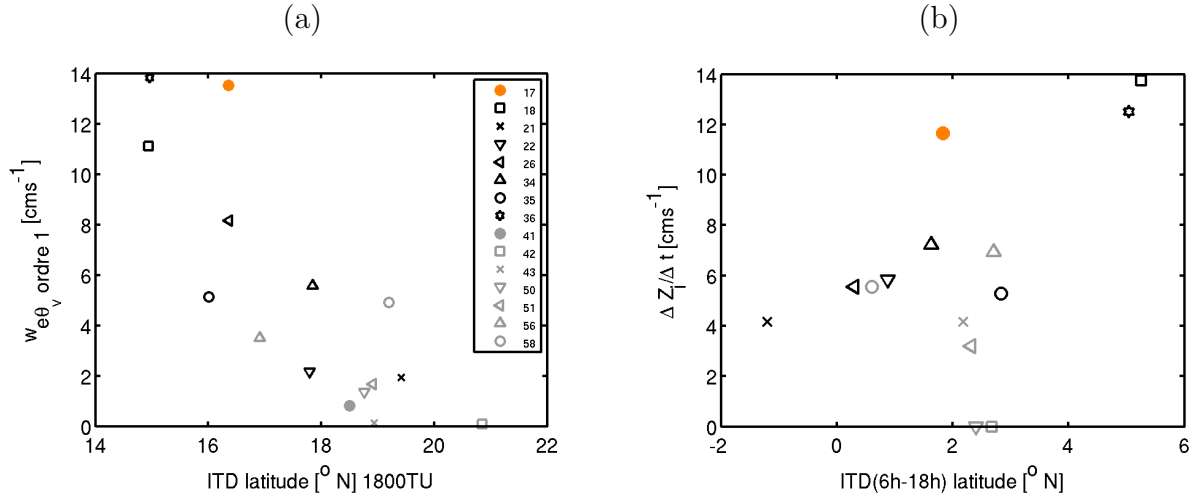


FIG. 5.10 – Comparaison entre (a) la vitesse d’entraînement calculée avec la température potentielle virtuelle à partir de la paramétrisation d’ordre 1 et la position de l’ITD à 18H00 à la longitude de Niamey; (b) Taux d’accroissement de la CLA en fonction de la variation diurne de la position de l’ITD entre 6h et 18h. Les symboles gris représentent les vols de la période de mousson active et les symboles noirs les vols de la période pré-onset. Le symbole orange correspond au 5 juin.

présente un rapport de mélange moyen dans la CLA inférieur de  $5 \text{ g kg}^{-1}$  à ceux de la même période et un taux d’accroissement de la CLA le plus fort de la période. Malgré ce très fort taux d’accroissement,  $\beta$  est proche de zéro. En regardant de plus près les données de l’avion on s’aperçoit qu’elles sont hétérogènes, autant sur les données moyennes que sur les données turbulentes. Par exemple on remarque un gradient horizontal est-ouest de l’ordre de  $0.5 \text{ K}$  pour  $\theta$  et  $0.4 \text{ g kg}^{-1}$  pour  $r_v$  sur l’ensemble des paliers. Par ailleurs, si l’on calcule les flux par demi-plans, on obtient un demi-plan avec de l’entraînement et l’autre non, ce qui cause au final un  $\beta$  global presque nul.

Pour ce vol, le vent a un comportement peu commun par rapport à la période étudiée. Habituellement dans la journée le flux de mousson est très fortement présent dans la CLA, comme on peut le voir sur les radiosondages du 5 juin (cf. fig. 5.11 (a)) et la mousson s’épaissit avec la CLA. Ici, au contraire, le flux de mousson diminue entre 11h et 18h et c’est un flux d’Harmattan qui occupe la majeure partie de la CLA dans l’après midi. Ceci est bien visible sur la figure 5.11 (b) avec l’Harmattan présent dès 600 m d’altitude alors que  $Z_i$  est au-dessus de 3000 m à 18h. Sur les données avion (pas montrées ici) on voit aussi cette entrée d’Harmattan dans la CLA. Lors du sondage avion à 11h30, le vent dans la couche limite a une direction de  $220^\circ$  (flux de mousson), humide et frais. au-dessus la direction du vent est comprise entre  $40$  et  $100^\circ$  (flux d’est dans la SAL). Plus tard, lors de l’exploration verticale de la CLA (deux heures après le sondage), on observe que dans la couche limite le vent s’est beaucoup affaibli et a une direction de  $300^\circ$  en moyenne, ce qui correspond à un vent de nord-ouest. Au-dessus on retrouve toujours le flux d’est et en fin de vol  $\frac{Z_c}{Z_i}$  ne vaut plus que 0.6. Ce jour-là diffère donc des autres, par le déplacement de l’ITD jusqu’à la latitude de Niamey, et par une entrée du flux de nord dans l’après-midi.

Ceci est confirmé par l’étude de Couvreur et al. (2010) qui montre que la position de l’ITD a un fort cycle diurne et passe d’une position de  $14.5^\circ \text{ N}$  à 12h à une position très au sud vers  $12^\circ \text{ N}$  à 18h. La détermination de la position de l’ITD est complexe, et suivant les méthodes, on rencontre  $2^\circ$  de différence à 18h pour cette journée. Néanmoins la position

de l'ITD ce jour- là reste la plus au sud par rapport à l'ensemble des vols considérés.

Les valeurs des écarts en  $\theta_v$  et en  $r_v$  répertoriées dans le tableau 5.1 sont les plus petites de toute la période de pré-onset car la SAL, en pénétrant dans la CLA a réchauffé et asséché celle-ci. De ce fait, le flux d'entraînement au sommet de la CLA est plus faible et  $\beta$  est plus faible.

Malgré les hétérogénéités rencontrées pour ce vol par rapport aux autres vols de cette étude, nous avons choisi de le conserver dans l'analyse, car il correspond à l'un des seuls vols pour lequel le palier haut est dans la zone d'entraînement, et donc les échanges entre la SAL et la CLA sont bien visibles.

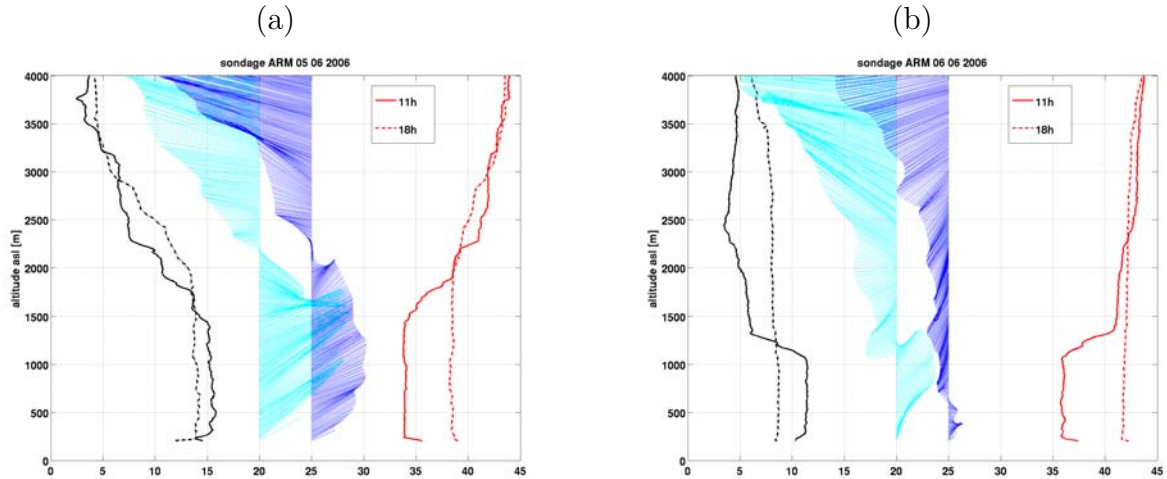


FIG. 5.11 – Profils verticaux (noir) du rapport de mélange [ $g\ kg^{-1}$ ], (rouge) de la température potentielle [ $^{\circ}C$ ] et de l'intensité [ $m\ s^{-1}$ ] et de la direction du vent (bleu) à 11h et (bleu marine) à 18h à partir des radio-sondages d'ARM (a) le 5 juin et (b) le 6 juin 2006 à Niamey. La direction du vent indique où va le vent (de gauche à droite signifie de l'ouest vers l'est et de bas en haut signifie du sud vers le nord).

#### 5.3.3 Analyse conditionnelle

A partir des fluctuations mesurées par l'avion, pour chaque niveau nous pouvons effectuer une analyse conditionnelle sur les 3 variables  $w'$ ,  $\theta'$  et  $r'_v$  afin d'étudier les différentes structures et d'estimer leurs contributions aux variances et aux flux. L'analyse conditionnelle est une méthode largement utilisée pour caractériser les structures de la CLA (Grossman (1984), Young (1988), Grossman et Nimal (1995), Couvreur et al. (2007)) et leur contribution. Cette méthode est une analyse de la contribution des fluctuations en fonction de leur signe aux différents moments. Les études diffèrent suivant les critères choisis pour l'analyse. Ici nous définissons trois classes : les thermiques caractérisés par  $\theta' > 0$  &  $w' > 0$ , les intrusions sèches définies avec  $r'_v < 0$  &  $\theta' > 0$  &  $w' < 0$ ; le reste des fluctuations est regroupé dans une troisième classe.

Sur la figure 5.12 nous montrons l'analyse conditionnelle à trois niveaux différents dans la CLA. Nous avons partitionné la CLA en 3 zones :  $0 - 0.3 Z_i$ ,  $0.3 - 0.6 Z_i$  et  $0.6 - 1 Z_i$ . Les sous-figures (a) et (b) représentent les distributions en nombre pour les trois classes, les figures (c) et (d) montrent les contributions de chaque classe à la variance de  $r_v$ , (e) et (f) montrent la contribution de chaque classe à la variance de  $\theta$  et (g) et (h) concernent la contribution des mêmes classes à la variance de  $w$ .

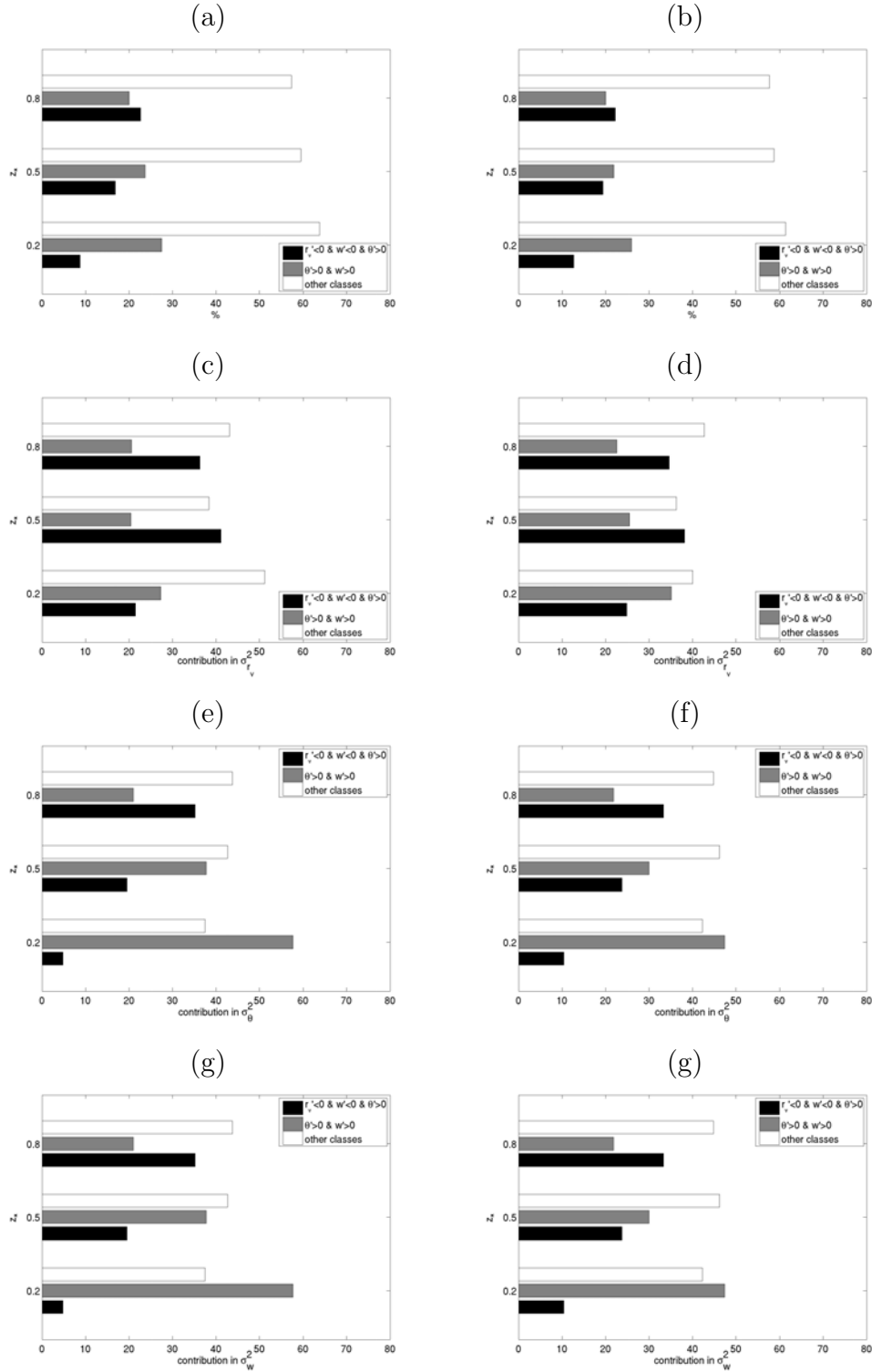


FIG. 5.12 – (a, b) Distribution en nombre de points des différentes classes, (a) pendant la période pré-onset et (b) pendant la période de mousson active. Contribution des mêmes classes à (c, d) la variance de  $r_v$ , (e, f) la variance de  $\theta$  et (g,h) la variance de  $w$ .

Les thermiques et les intrusions sèches ne sont pas les classes les plus probables : elles occupent respectivement moins de 30% de l'espace près du sol et près du sommet de la CLA (figure 5.12 (a) et (b)). Néanmoins, leur contribution aux variances sont prédominantes par rapport à la classe restante la plus probable. Près de la surface, les

thermiques contribuent à la variance de la température pour 58% et 48% respectivement selon la période. Cette contribution diminue avec l'altitude. Ceci est typique d'une couche limite convective.

Par opposition, la contribution des intrusions sèches à la variance de  $r_v$  est prédominante au-dessus de  $0.3 Z_i$  jusqu'à  $Z_i$ . Le maximum de contribution des intrusions sèches à la variance de  $r_v$  est localisé en milieu de la CLA, cohérent avec le maximum de dissymétrie à cette même altitude (cf. fig. 5.4). Près du sommet de la CLA, la variance de  $r_v$  atteint son maximum en présence des intrusions sèches provoquant des fortes fluctuations. En milieu de la CLA, la variance de  $r_v$  est inférieure à celle trouvée en  $Z_i$ , mais la contribution relative est légèrement plus grande qu'en haut de la CLA.

On voit, comme pour les contributions à  $\sigma_\theta^2$  que les intrusions sèches contribuent fortement à  $\sigma_w^2$  en haut de la CLA, et cela à plus de 30%. Cette contribution diminue quand l'altitude diminue et dès le milieu de la CLA. C'est la classe des thermiques qui a une contribution majoritaire à  $\sigma_w^2$ .

Mis à part en surface, nous ne voyons pas de différences très significatives entre les deux saisons, pour la contribution aux variances des trois classes considérées. Ceci signifie que la répartition des structures et leur rôle reste le même, relativement entre elles.

#### 5.3.4 Les caractéristiques des intrusions sèches

Dans un deuxième temps, après avoir réalisé une analyse statistique sans valeur ni de seuil ni de longueur caractéristique minimum pour repérer les structures, nous faisons une étude statistique des intrusions sèches avec plus de contraintes que lors de l'analyse conditionnelle. Il s'agit là de définir des objets pour caractériser leur taille et leur impact.

Dans ce paragraphe, les intrusions les plus significatives sont sélectionnées en deux étapes. D'abord à partir du seuil  $r'_v < 0.05 \Delta r_v$ , on sélectionne les fortes intrusions puis à chaque fois que ce seuil est dépassé, on considère les fluctuations qui ont les caractéristiques suivantes :

$$r'_v < 0 \ \& \ w' < 0 \ \& \ \theta' > 0. \quad (5.8)$$

Nous avons choisi un seuil dépendant des caractéristiques de la zone d'entraînement et indépendant de l'altitude à laquelle le palier se situe. Une étude de sensibilité à ce seuil a montré que quelque soit le seuil la largeur de chaque intrusion est proportionnelle à la distance entre deux intrusions, mais avec un coefficient différent en fonction du seuil. Les résultats montrés ci-dessous entre les divers paramètres et l'altitude sont similaires quelque soit le seuil. La figure 5.13 montre que pour chaque intrusion sélectionnée (représentée en gris) suivant les critères ci-dessus, on a accès à la largeur de l'intrusion, qui correspond à l'intervalle où  $r'_v$  reste négatif, ainsi qu'aux distances séparant deux intrusions. Avec tous les paliers des 15 vols nous avons sélectionné plus de 1600 intrusions sur les deux périodes et nous avons pu faire une étude statistique sur la largeur et l'espacement entre intrusions.

La figure 5.14 représente les principales statistiques des intrusions en fonction de chaque vol. Ici encore, les couleurs noire et grise sont utilisées pour différencier les deux périodes. La figure (a) montre que pour tous les vols le nombre d'intrusions sèches augmente avec l'altitude et dépasse 0.5 intrusion par kilomètre au-dessus de  $0.5 z_*$ . La figure 5.14 (b) montre que ce nombre est proportionnel à l'écart-type de  $r'_v$ . Ceci indique que l'entraînement d'air sec au sommet de la CLA qui provoque des fortes variances de  $r'_v$  est bien relié au nombre d'intrusions.

Les figures 5.14 (c) et (d) présentent respectivement les largeurs moyennes des intrusions par palier et les distances entre elles. Pendant la période pré-onset la largeur des

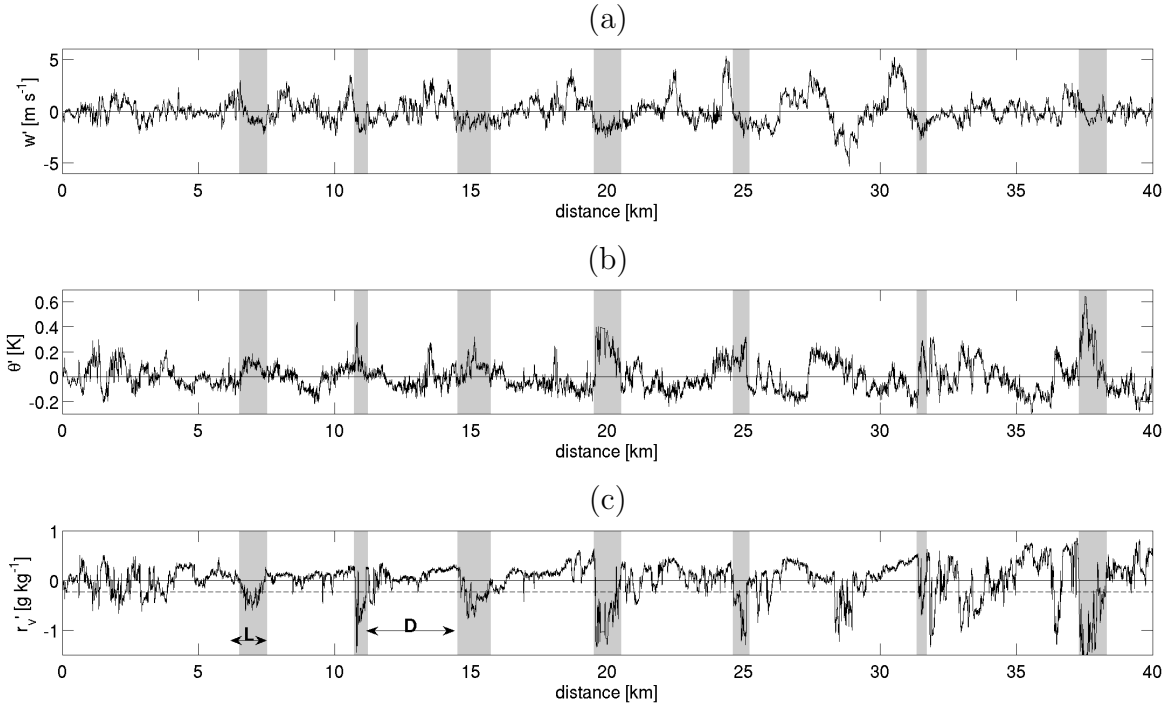


FIG. 5.13 – Série temporelle à 25 Hz des fluctuations de (a)  $w'$ , (b)  $\theta'$  et (c)  $r'_v$  lors d'un palier avion au niveau  $Z_i$ , le 6 Juin 2006. Les aires grisées indiquent les intrusions sèches les plus significatives définies par la relation 5.8. Sur la figure 3c, la ligne pointillée indique le seuil ( $0.05 \Delta r_v$ ) utilisé dans la sélection des intrusions sèches.  $L$  est la largeur d'une intrusion;  $D$ , l'espacement entre deux intrusions.

intrusions décroît avec l'altitude pour tous les vols. En effet leur largeur est comprise entre 600 et 1000 m près du sol alors qu'au-dessus de  $0.6 z_*$ , elle est de l'ordre de 500 m. Le fait que les largeurs des intrusions augmentent lorsque ces dernières pénètrent dans la CLA est sans doute le résultat d'un mélange avec l'air environnant. Ces largeurs varient en même temps que les intervalles qui vont de moins de 2000 m au-dessus de  $0.6 z_*$  jusqu'à une moyenne entre 4000 et 6000 m proche de la surface. Ceci est cohérent avec un nombre décroissant d'intrusion détectées lorsque l'on descend dans la CLA. En période humide la largeur ne varie plus en fonction de l'altitude, elle reste constante autour de 500 m de 0 à  $Z_i$ .

Les figures 5.14 (e) et (f) comparent les moyennes des fluctuations des intrusions sèches sélectionnées. On observe que plus les fluctuations en  $r_v$  sont fortes, plus celles en  $\theta$  le sont. La période pré-onset se caractérise par des fluctuations en  $\theta$  dans les intrusions sèches plus fortes qu'en période humide. Les deux périodes sont aussi bien distinctes lorsque l'on considère les fluctuations de  $w$ , puisque en période pré-onset les fluctuations de  $w$  sont deux fois plus intenses que celles de la période humide. Ceci est à mettre en rapport avec  $w_*$  répertorié dans le tableau 5.1.

La figure 5.15 montre des fluctuations très intenses de  $w$  entre le sol et  $0.6 z_*$ , ce qui est cohérent avec la figure 5.2 (b). Les fluctuations des intrusions sèches jouent un rôle important sur la variance de  $w'$ . On remarque des moyennes de  $w'$  dans les intrusions sèches bien plus négatives en période pré-onset qu'en période de mousson active. Si on trace les profils verticaux comparables des moyennes par palier de  $r'_v$  et  $\theta'$  au sein des intrusions sèches (profils non montrés ici) on voit des fluctuations intenses de ces deux



variables localisées entre 0.8 et 1  $z_*$ , donc plus haut que celles de  $w'$ . Ceci est en accord avec Couvreur et al. (2007) qui ont montré que malgré des fluctuations positives de  $\theta_v$  à l'initialisation des intrusions sèches, les fluctuations  $\theta'_v$  deviennent, par mélange, négatives en milieu de CLA et ceci génère une accélération vers le bas visible sur les fluctuations de la vitesse verticale. En effet une décroissance de la flottabilité positive favorise une augmentation des mouvements descendants. De plus Couvreur et al. (2007) montrent que la flottabilité peut même devenir négative, ce qui augmente encore plus les mouvements descendants.

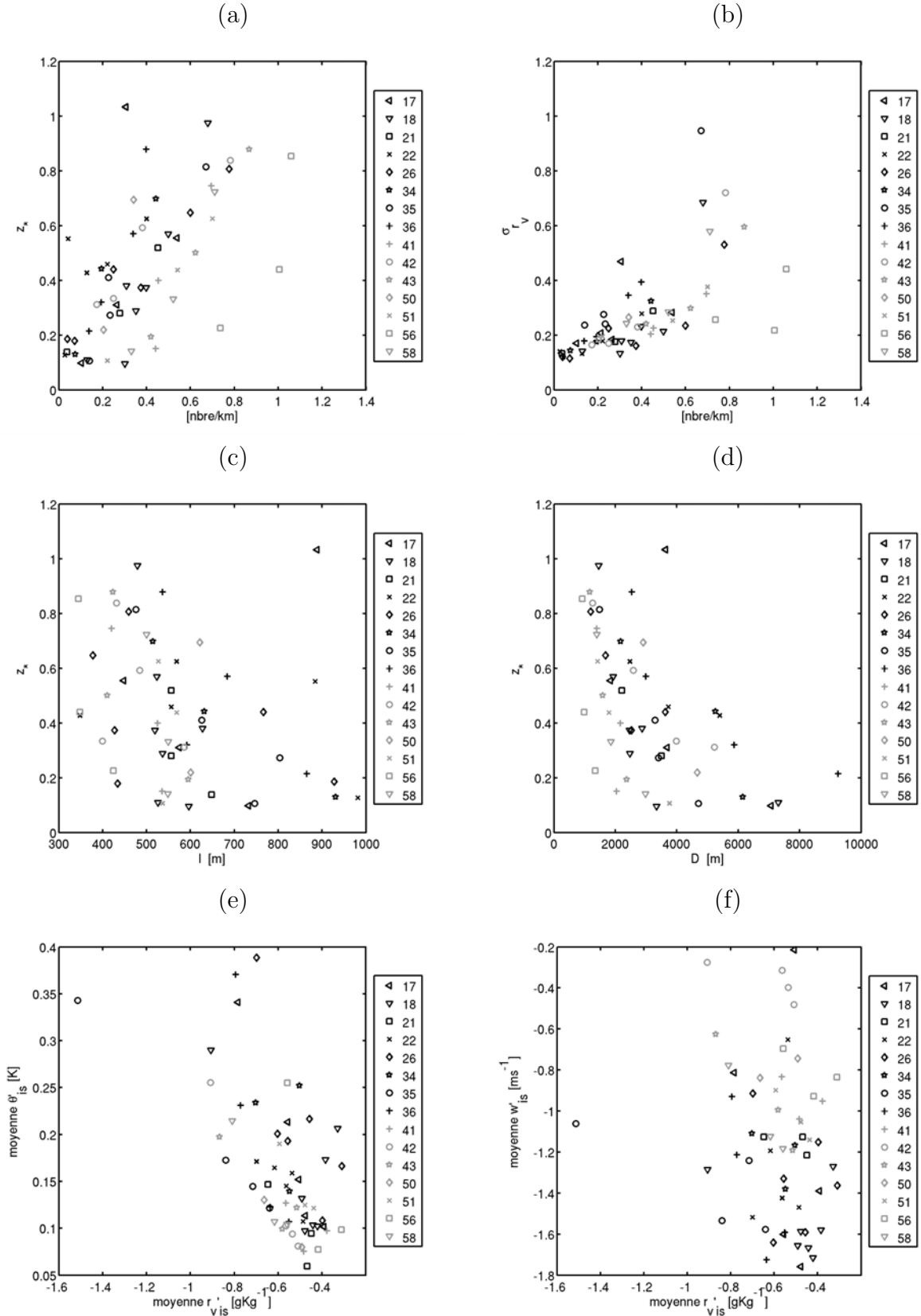


FIG. 5.14 – (a) Profil vertical du nombre moyen d'intrusions sèches par kilomètre pour chaque palier des 15 vols de l'ATR-42; (b) comparaison entre le nombre moyen d'intrusions sèches par kilomètre et  $\sigma_{r'_v}$ ; (c) et (d) profils verticaux de la largeur moyenne des intrusions sèches et de la distance inter-intrusions; (e) comparaison entre  $\theta'$  et  $r'_v$  au sein d'une intrusion sèche, (f) idem pour  $w'$  et  $r'_v$ .

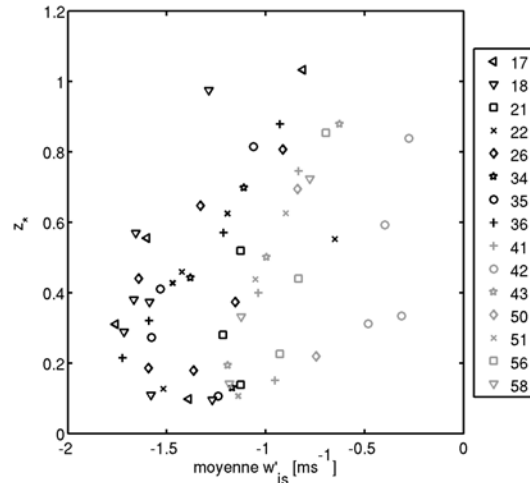


FIG. 5.15 – Profils verticaux des fluctuations moyennes de  $w'$  au sein des intrusions sèches pour les 15 vols de cette étude

Pour résumer cette étude, on a réalisé, à partir de toutes les intrusions sélectionnées, une intrusion composite à trois niveaux différents suivant la période. La figure 5.16 représente pour la période pré-onset et pour la période humide l'intrusion composite entre : 0.66 et 1  $Z_i$ , 0.33 et 0.66  $Z_i$  et le sol et 0.33  $Z_i$ . Toutes les intrusions sélectionnées ont été normalisées par leur largeur. Cette approche est analogue à celle de Miao et Geerts (2006) pour les thermiques. Les intrusions deviennent moins sèches et moins chaudes au fur et à mesure qu'elles pénètrent dans la couche limite, mais comme on l'a déjà vu, elles accélèrent entre  $Z_i$  et la surface. On note une différence suivant la période sur l'intensité des fluctuations, la période de pré-onset présentant des fluctuations plus fortes des trois paramètres. Ceci est en cohérence avec les résultats trouvés précédemment en figures 5.14 et 5.15 mais n'empêche pas que les contributions des intrusions aux variances de  $w$ ,  $\theta$  et  $r_v$  restent similaires d'une période à l'autre (cf. fig. 5.12).

## 5.4 Conclusion

Ce chapitre a permis de quantifier les échanges entre le flux de mousson dans les basses couches et le flux d'Harmattan dans la troposphère libre à partir des mesures haute fréquence de l'ATR-42.

Les études des flux, des variances et des skewness mettent en évidence la présence d'intrusions sèches au sommet de la CLA et pénétrant jusqu'au milieu de la CLA. Soulignons ici le nombre de vols, 15, qui permet une étude quantitative et fournit un échantillon statistique important. L'étude sur les flux a été possible grâce à des profils de flux linéaires avec la verticale, qui permettent de déduire avec fiabilité des valeurs en surface et au sommet de la CLA et d'estimer l'entraînement.

Les résultats de ce travail sont publiés dans Canut et al. (2010). Cette couche limite est différente des couches limites convectives habituellement rencontrées. La présence d'un très fort flux de chaleur sensible et d'un flux négligeable de chaleur latente au sol en période pré-onset sont l'une des causes d'un comportement différent. Les schémas de la figure 5.17 résument les différences de comportement de la CLA en fonction de la période.

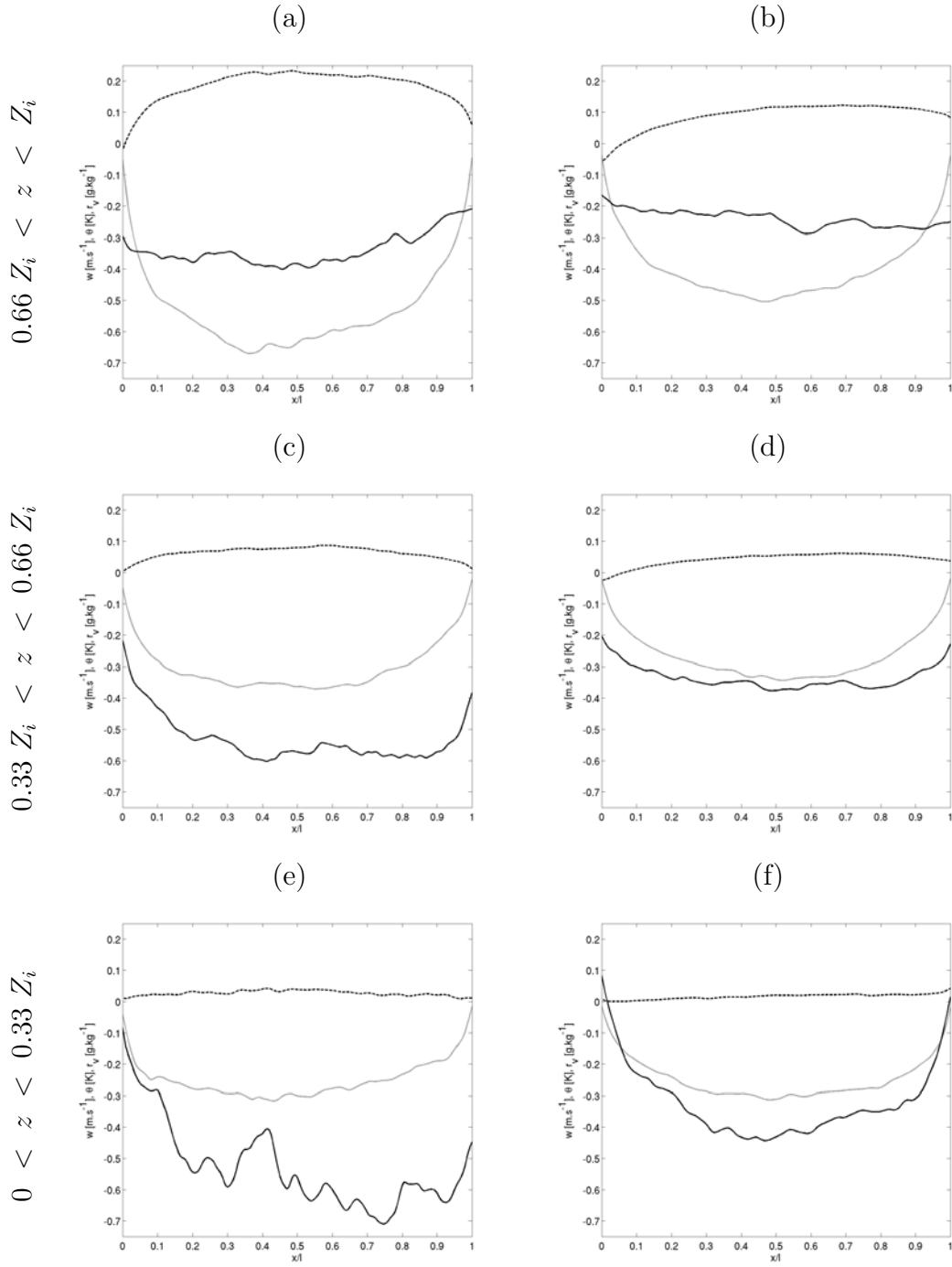


FIG. 5.16 – Intrusion sèche composite en fonction de trois niveaux différents dans la CLA (de haut en bas) et en fonction des deux périodes (à gauche la période pré-onset et à droite la période humide). Pour chaque figure, les fluctuations de (noir)  $w'$ , (pointillés)  $\theta'$  et (gris)  $r'_v$  sont moyennées sur le jeu de données des intrusions sèches sélectionnées dans chaque période sur chaque niveau.  $x/l$  est la dimension horizontale normalisée de l'intrusion.

En période pré-onset (cf. fig. 5.17(a)) la CLA croît en journée plus qu'en période post-onset (cf. fig. 5.17(b)). Ceci résulte d'un plus fort flux de chaleur sensible en surface. Par conséquent les flux d'entraînement au sommet de la CLA sont plus forts qu'en période post-onset. Une autre différence entre les deux périodes provient de la position du maximum de cisaillement de vent. Dans la majeure partie des cas, en période pré-onset, le sommet de la CLA rejoint en journée le niveau du maximum de cisaillement de vent, ce qui n'est pas le cas en période de mousson active. Ce processus favorise les échanges entre la SAL et le flux de mousson. D'ailleurs les intrusions sèches ont des comportements différents selon la période. En période pré-onset, elles descendent profondément dans la CLA et peuvent jouer un rôle sur les propriétés de surface.

Ce chapitre a montré l'importance de prendre en considération les équations d'un modèle d'ordre 1 lorsqu'on se place dans des conditions avec des épaisseurs non négligeables de la zone d'entraînement. L'estimation de la vitesse d'entraînement avec un modèle d'ordre 0 sous-estime d'un facteur 4 le taux de croissance de la CLA sahéenne.

Notons que la très haute résolution des données de l'ATR-42 a permis l'analyse des fluctuations et l'étude des échanges entre le flux d'Harmattan et le flux de mousson qui constituent la nature même des processus d'entraînement. Toute l'analyse statistique effectuée ici a montré : une différence sur l'intensité des fluctuations mais des contributions identiques aux variances, suivant la période. Le plus souvent les résultats permettent d'insister sur une présence plus marquée du processus d'entraînement en période pré-onset.

Les intrusions sèches mises en avant dans ce chapitre ont un impact sur les caractéristiques de la CLA, elles assèchent la CLA, favorisant sa croissance en période de pré-onset.

Néanmoins les observations ne permettent pas d'étudier la variabilité de ces processus sur une même journée. De même, avec 3 ou 4 paliers par vol dans la CLA, il est difficile d'avoir une cohérence sur la verticale. La modélisation dans le chapitre suivant va permettre notamment d'accéder à cette variation temporelle.

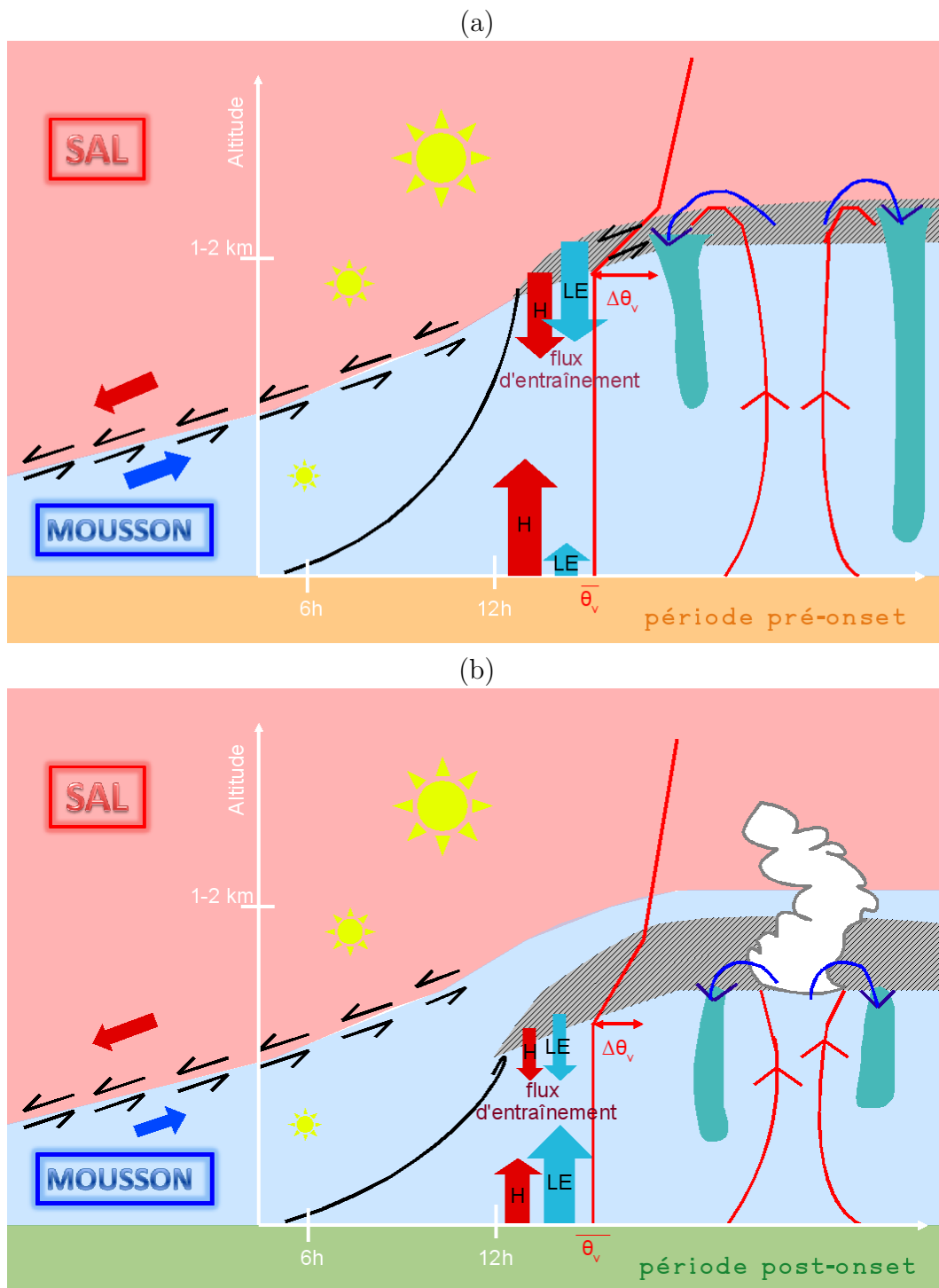


FIG. 5.17 – Vue schématique du comportement de la CLA en (a) période pré-onset et (b) post-onset.

# Chapitre 6

## Etude des processus de la CLA sahélienne par simulation LES

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>96</b>
<b>6.2</b>	<b>La journée du 5 juin 2006 dans le contexte de l'étude des 15 vols avions</b>	<b>96</b>
<b>6.3</b>	<b>Simulation LES du cas du 5 juin 2006</b>	<b>98</b>
6.3.1	Généralités sur le modèle LES	98
6.3.2	Tests de sensibilité aux conditions initiales et aux forçages	99
6.3.3	Les conditions finales imposées au modèle	102
<b>6.4</b>	<b>Validation de la simulation</b>	<b>104</b>
6.4.1	Profils moyens	104
6.4.2	Evolution de la hauteur de la couche limite atmosphérique	105
6.4.3	Moments d'ordre 2	108
6.4.4	Distributions	111
6.4.5	Différence entre un palier avion 1D et une coupe LES 2D	114
6.4.6	Observation des intrusions sèches	116
6.4.7	Analyse conditionnelle	117
6.4.8	Conclusion	118
<b>6.5</b>	<b>Analyse approfondie par tests de sensibilité</b>	<b>120</b>
6.5.1	Détermination des caractéristiques de la zone d'entraînement	121
6.5.2	Retour sur l'estimation de la vitesse d'entraînement	124
6.5.3	Lien entre les caractéristiques de la CLA et l'entraînement	126
6.5.4	Tests des paramétrisations existantes	133
6.5.5	Importance des intrusions sèches dans les échanges entre la troposphère libre et la CLA	136
6.5.6	Sensibilité des tests au nombre de Richardson	141
6.5.7	Le bilan de l'Energie Cinétique Turbulente	145
<b>6.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>148</b>

---

## 6.1 Introduction

Afin d’approfondir l’analyse qui a été réalisée à partir des observations, et de mieux comprendre les processus observés, il est utile de s’appuyer sur la modélisation numérique et notamment sur un modèle météorologique résolvant les plus grands tourbillons participant aux échanges turbulents de la couche limite atmosphérique (LES, Large Eddy Simulation). Cette modélisation a été possible grâce à la collaboration avec l’équipe MOANA du CNRM (Météo-France) et notamment avec Fleur Couvreur.

L’objectif ici est de réaliser une simulation (LES) qui s’approche des conditions de la journée du 5 juin 2006 qui est typique de la période pré-onset avec des conditions atmosphériques de convection sèche. Cette simulation doit permettre d’exploiter au mieux les observations et de détailler les interactions mousson/harmattan. Cette journée est choisie comme base pour faire des tests de sensibilité sur différents paramètres qui contribuent aux caractéristiques de l’entraînement.

Dans un premier temps, la journée du 5 juin 2006 sera située dans le contexte global de la mousson ouest africaine et dans l’étude des observations avions. Après une validation par les observations, nous détaillerons et exploiterons la simulation de la journée du 5 juin et pour finir nous étudierons les différents tests de sensibilité réalisés avec des profils initiaux de  $\theta$ ,  $r_v$ ,  $u$  et  $v$  différents, qui permettent de couvrir des conditions thermodynamiques variées dans la CLA, rencontrées en période pré-onset.

## 6.2 La journée du 5 juin 2006 dans le contexte de l’étude des 15 vols avions

Rappelons que la mousson débute généralement à la fin du mois de juin et s’achève à la fin du mois de septembre. L’avion de recherche français a effectué trois périodes de vol, les deux premières en période de pré-onset et la troisième durant la phase active de mousson.

Dans le chapitre 5 nous avons exploité les mesures de l’avion de recherche français, ATR-42, pour 15 vols de juin à août, 8 pendant la période de pré-onset et 7 pendant la phase active de la mousson. Ces deux périodes sont bien distinctes, comme on l’a vu précédemment. La période sèche étant caractérisée par un flux d’humidité nul au sol et fort au sommet de la couche limite, caractéristique d’un fort échange entre la troposphère libre et la CLA. Les flux de flottabilité des différents vols sont caractéristiques d’une couche limite convective (cf. fig. 5.6).

C’est à partir de ces mesures de flux que l’on peut caractériser l’accroissement de la couche limite atmosphérique et les paramètres d’entraînement. L’entraînement, détaillé au chapitre 3, est un processus important dans ce type de CLA. Dans la zone Sahélienne nous avons une forte inversion d’humidité et de température entre la troposphère libre et la CLA. Le chapitre précédent a montré des échanges entre la CLA et la couche au-dessus qui se produisent dans la zone d’entraînement si le flux de chaleur sensible en surface est suffisamment important.

La journée du 5 juin 2006 a été retenue pour plusieurs raisons. Tout d’abord on souhaitait étudier un cas de convection sèche en période de pré-onset pour considérer un cas de couche limite convective à fort développement vertical, avec le mécanisme d’entraînement bien présent. On souhaitait aussi se placer dans un cas clair, ou peu profond (peu de nuages).



Puis cette journée est richement décrite par les observations, notamment avec 4 radiosondages de la station mobile d'ARM, des mesures par profileur de vent, des mesures de stations sol et par l'avion de recherche ATR-42 qui a effectué un radiosondage ainsi que plusieurs paliers horizontaux. Cette journée fait partie de l'étude réalisée au chapitre précédent, concernant les 15 vols avions se déroulant tous dans des conditions de convection sèche ou peu profonde. Elle est caractérisée en particulier par des profils verticaux de flux bien linéaires, un flux d'entraînement en humidité fort ( $700 \text{ W.m}^{-2}$ ) et une zone d'entraînement épaisse (cf. fig. 6.1 et tab. 5.2).

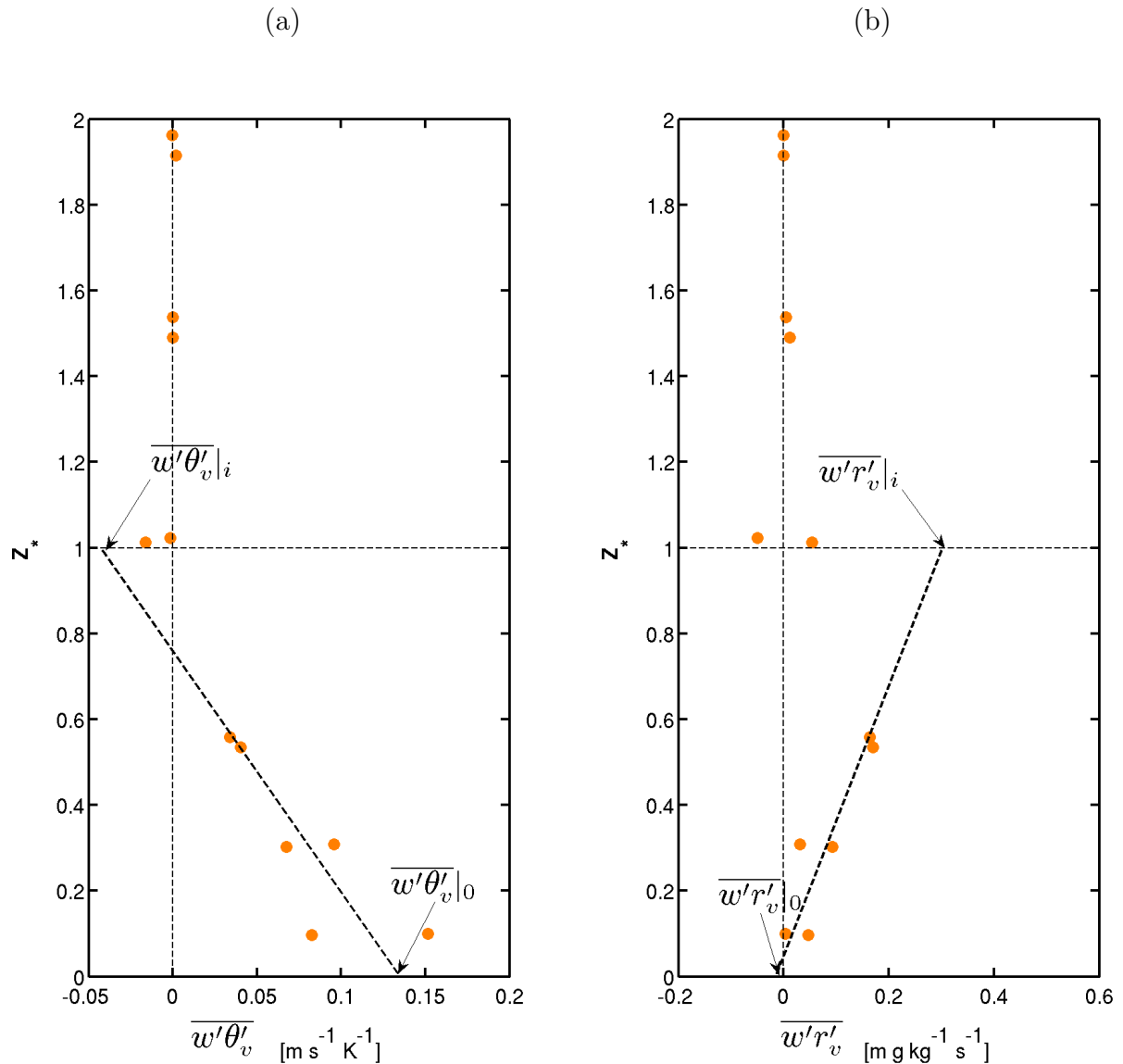


FIG. 6.1 – Profils verticaux du flux (a) de flottabilité et (b) d'humidité mesurés par l'avion de recherche ATR-42 le 5 juin 2006 dans la région de Niamey entre 13 et 15h.

Le chapitre 3 a présenté deux méthodes d'estimation de la vitesse d'entraînement suivant que l'on tienne compte ou pas de l'épaisseur de la zone d'entraînement. Ici nous avons préféré l'approximation d'ordre 1 puisque dans le cas des couches limites sahéliennes, la zone d'entraînement ne peut pas être négligée car elle vaut plusieurs dizaines ou même centaines de mètres. Avec cette estimation, la journée du 5 juin 2006 est caractérisée par

une vitesse d'entraînement de l'ordre de  $13 \text{ cm s}^{-1}$ , à comparer à un taux d'accroissement,  $\frac{\delta Z_i}{\delta t}$ , qui est de l'ordre de  $11.7 \text{ cm s}^{-1}$ . La figure 5.9(b) a montré que la vitesse estimée pour ce vol est élevée en comparaison aux autres vols de l'étude. En tenant compte de l'approximation de  $w_e$  avec l'équation 3.3, c'est à dire l'approximation d'ordre 0, la vitesse d'entraînement est inférieure à  $3 \text{ cm s}^{-1}$ . Ceci souligne de nouveau l'importance de tenir compte de l'épaisseur de la zone d'entraînement pour l'estimation de l'entraînement.

Lorsque l'on s'intéresse aux radiosondages réalisés par la station mobile d' ARM, on voit sur la figure 6.2 que la journée du 5 juin, comparée à la période 1er juin - 15 juillet, est une journée plus humide avec la présence d'un fort jet nocturne à 6h et un vent qui reste fort dans la CLA la journée. On voit également sur les profils de 11h une CLA plus épaisse que la moyenne sur la période. Cette journée est caractérisée par une CLA plus humide à fort développement vertical et elle se situe dans une période de pulsation importante de la mousson. Couvreux et al. (2010) analysent cet épisode de pulsation qui se déroule entre le 4 et le 7 juin et qui est caractérisé par un fort cycle diurne des différents paramètres thermodynamiques.

## 6.3 Simulation LES du cas du 5 juin 2006

### 6.3.1 Généralités sur le modèle LES

Les modèles LES sont des outils numériques adaptés à la simulation des processus atmosphériques avec une résolution spatiale fine. Ils disposent pour cela de schémas de turbulence sophistiqués et des paramétrisations détaillées des processus physiques. Ils ont été souvent utilisés pour analyser la structure et l'évolution des couches limites, car capables de représenter les plus grands tourbillons.

Les mouvements turbulents dans la gamme d'échelles comprises entre la dimension des mailles du modèle et celle du domaine de simulation sont explicitement résolus par les modèles LES. La LES est une simulation à haute résolution sur un petit domaine où les tourbillons sous-maille sont supposés homogènes et isotropes et peuvent être représentés par la théorie de Kolmogorov, situés dans le régime inertiel. La représentation de la turbulence sous-maille est particulièrement importante près du sol et diminue avec l'altitude. Ces simulations résolvent les structures cohérentes dans la couche limite (de Roode et al. (2004)). Les simulations LES présentent l'avantage par rapport aux observations de permettre le calcul de divers paramètres, à partir de la connaissance de différentes variables atmosphériques cohérentes, et de réaliser des tests de sensibilité et ce, en 3D et à tout moment de la simulation.

Le modèle Més0-NH développé conjointement par le Laboratoire d'Aérodynamique et Météo France peut être utilisé en mode LES. Ce modèle est destiné à simuler les mouvements atmosphériques depuis l'échelle méso-alpha (l'échelle des fronts) jusqu'à la micro-échelle (l'échelle de la turbulence). Une description détaillée du modèle est donnée par Lafore et al. (1998) et sur le site web: [www.aero.obs-mip.fr/mesonh/](http://www.aero.obs-mip.fr/mesonh/). En configuration LES, l'initialisation de la turbulence à petite échelle se fait par l'introduction d'une perturbation aléatoire en surface.

Dans nos simulations en configuration LES, nous supposons un relief plat, ce qui est proche des conditions rencontrées dans la région de Niamey, et l'initialisation est effectuée à partir de profils moyens. La grille verticale a une maille variable du sol jusqu'à 1 km d'altitude, permettant d'avoir une résolution fine inférieure à 100 m (de 20 à 100 m).

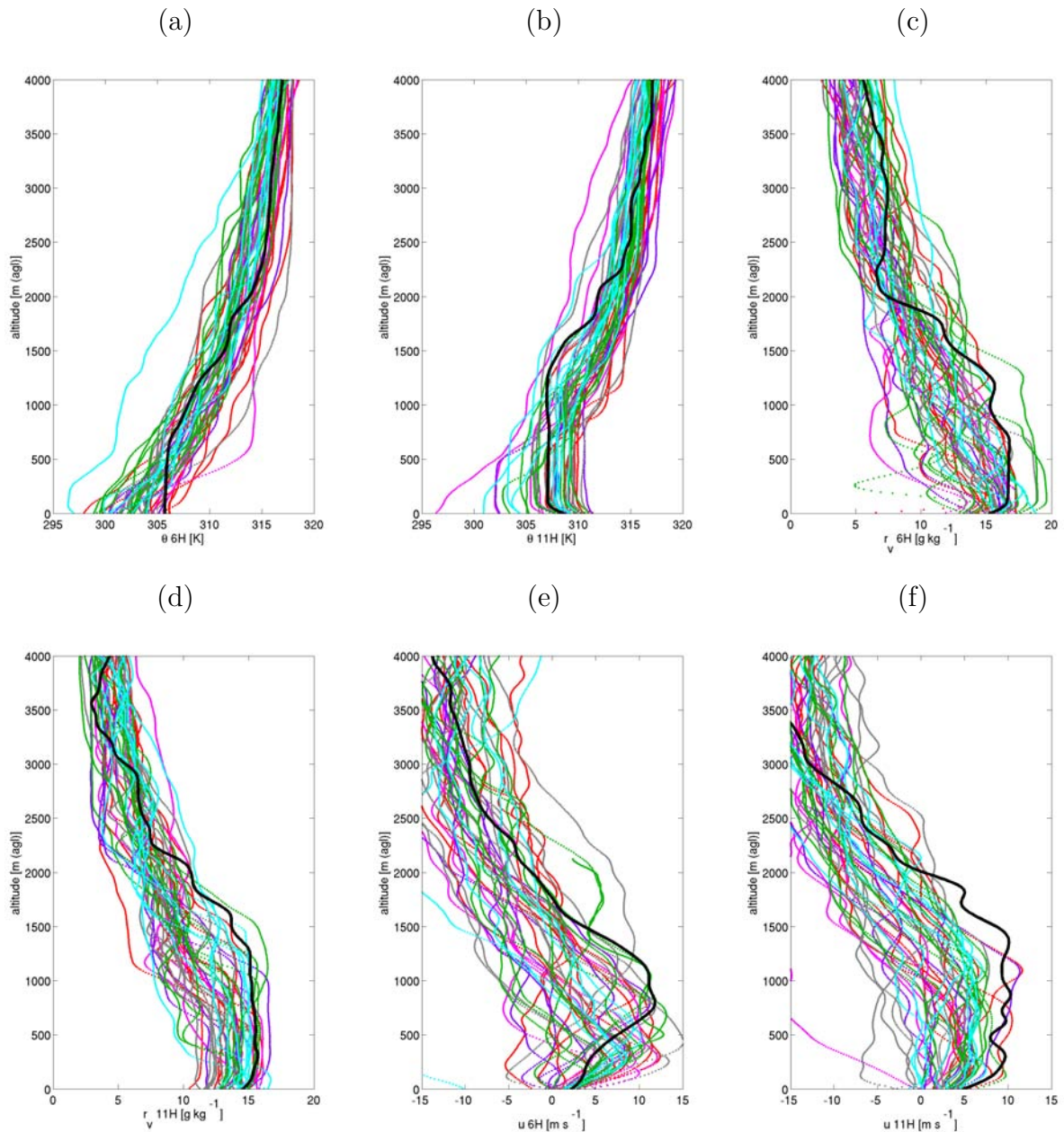


FIG. 6.2 – Profils verticaux des radiosondages entre le 1er juin et le 15 juillet 2006 à Niamey réalisés à 6h et à 11h pour (a,b) la température potentielle, (c,d) le rapport de mélange et (e,f) la composante zonale du vent. Le profil noir représente celui du 5 juin 2006.

Au delà, la résolution est fixée à 100 m jusqu'à 4 km d'altitude. Les conditions latérales sont cycliques et notre simulation dure 12h. Au sol, les flux de chaleur 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. Des simulations 1D ont précédemment été réalisées pour mettre au point la simulation de référence et pour réaliser des tests sur les différentes paramétrisations.

### 6.3.2 Tests de sensibilité aux conditions initiales et aux forçages

Différents tests de sensibilité aux conditions initiales ont permis d’aboutir à la configuration de la simulation de la journée du 5 juin 2006. 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 : l’advection de grande échelle, le choix des profils initiaux de température potentielle et de rapport de mélange et le choix des flux de surface. Ces simulations ont été réalisées sur des domaines de  $2 \times 2$  km.

#### Profils initiaux de $\theta$ et de $r_v$

Nous avons comparé les profils moyens obtenus au cours de la simulation avec une initialisation par les profils des radiosondages d’ARM à 6h et ceux des réanalyses d’ECMWF, prenant en compte toutes les observations réalisées pendant la campagne AMMA, avec une analyse toutes les 6h. Pour cette comparaison, les advections de grande échelle sont nulles, le flux de chaleur sensible a une évolution diurne marquée avec un maximum qui vaut  $400 \text{ W m}^{-2}$  et le flux de chaleur latente est nul. La figure 6.3 montre que, lorsque l’initialisation est faite avec le radiosondage d’ARM, on aboutit à des conditions plus chaudes et plus sèches au moment des observations aéroportées. Par la suite de la simulation, on note des différences dans l’évolution de la couche limite avec une hauteur de  $Z_i$  plus élevée dans la simulation et une couche limite plus chaude et plus sèche. De plus on voit des différences dans la zone d’entraînement : le saut en  $\theta$  dans la zone d’entraînement est plus important dans la simulation initialisée avec le sondage d’ARM.

En conséquence, nous avons choisi d’utiliser l’initialisation par le sondage d’ECMWF pour la suite de l’étude, car la hauteur de  $Z_i$  et l’épaisseur de la zone d’entraînement sont modélisées plus fidèlement aux observations avion.

#### Advection de grande échelle

Pour tester l’advection de grande échelle, nous prenons des flux de surface atteignant un maximum de  $400 \text{ W m}^{-2}$  et de  $0 \text{ W m}^{-2}$  respectivement pour le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente, puis nous initialisons avec les profils verticaux des réanalyses ECMWF. L’advection de grande échelle correspond à une advection horizontale prescrite directement par un terme de tendance de  $\theta$  et de  $r_v$ . Plusieurs advections sont testées ici. La figure 6.4 montre une simulation sans advection et trois simulations avec des advections différentes. On voit qu’en général, les advections améliorent la représentation des profils moyens dans la CLA mais pas ceux de la troposphère libre. C’est pour cela que nous choisissons pour la simulation du 5 juin de prendre des advections nulles au-dessus de 2000 m. Les profils verticaux du rapport de mélange des différents tests montrent que les advections déduites des ré-analyses d’ECMWF (Agusti-Panareda et al. (2009)) représentent mieux la hauteur de la couche limite.

#### Flux de surface

Les flux en surface sont directement prescrits dans le modèle comme c’est souvent le cas dans les simulations LES (Couvreur et al. (2005)). Ces flux varient temporellement tout au long de la simulation et sont dérivés des observations. Une telle approche permet de s’assurer que l’énergie reçue de la surface est proche de celle observée. Dans le domaine considéré, de  $10 \times 10$  km, nous avons imposé des flux homogènes spatialement. Les flux de surface utilisés sont déduits des mesures effectuées aux stations de Niamey et de

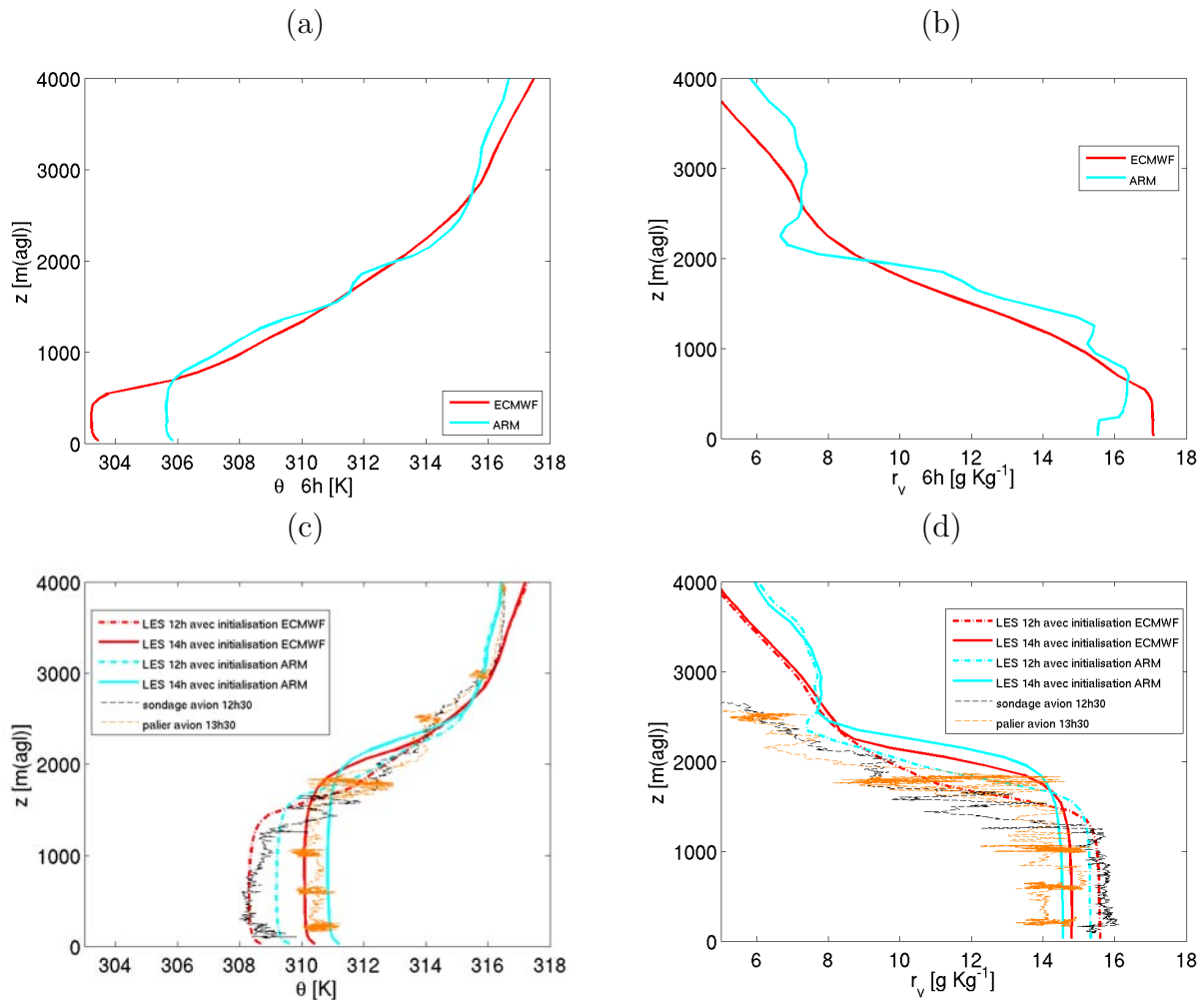


FIG. 6.3 – (a) et (b) Profils verticaux de  $\theta$  et de  $r_v$  d'après les données de (bleu) ARM et (rouge) ECMWF utilisés pour initialiser la LES du 5 juin. (c) et (d) Profils verticaux moyens (traits pointillés) à 12h et (traits pleins) à 14h de la LES pour  $\theta$  et pour  $r_v$  avec l'initialisation faite avec les données de (bleu) ARM et (rouge) ECMWF. Les profils verticaux observés par l'avion sont juxtaposés en noir (sondage) et en orange (paliers) sur (c) et (d).

Wankama, distantes d'une soixantaine de kilomètres. La figure 6.5 présente les flux de surface prescrits dans la simulation de référence ainsi que les deux séries de mesures aux stations de Wankama et de Niamey. Les deux stations indiquent un cycle diurne avec un maximum vers midi pour le flux de chaleur sensible. La différence observée entre ces deux stations nous a incité à tester la sensibilité de la simulation au flux au sol, en considérant deux maxima :  $300 \text{ W m}^{-2}$  et  $400 \text{ W m}^{-2}$ . Cette différence peut être la conséquence d'un sol différent et/ou de la présence de nuages.

L'initialisation de ce test est réalisée avec les profils verticaux des réanalyses d'ECMWF et les advections de grande échelle sont négligées. Les flux de chaleur latente au sol sont nuls à cette période de l'année. La simulation avec le flux de chaleur sensible le plus faible donne après 8h de simulation (cf. fig. 6.6) une couche limite trop froide ( $-2^\circ$ ), trop humide ( $+1 \text{ g kg}^{-1}$ ) et trop peu épaisse. Un autre test avec un flux de chaleur sensible au sol de  $350 \text{ W m}^{-2}$  a été réalisé mais celui ci non plus ne reproduit pas correctement les paramètres moyens de CLA aussi bien que la simulation ayant un flux au sol de  $400 \text{ W m}^{-2}$ .

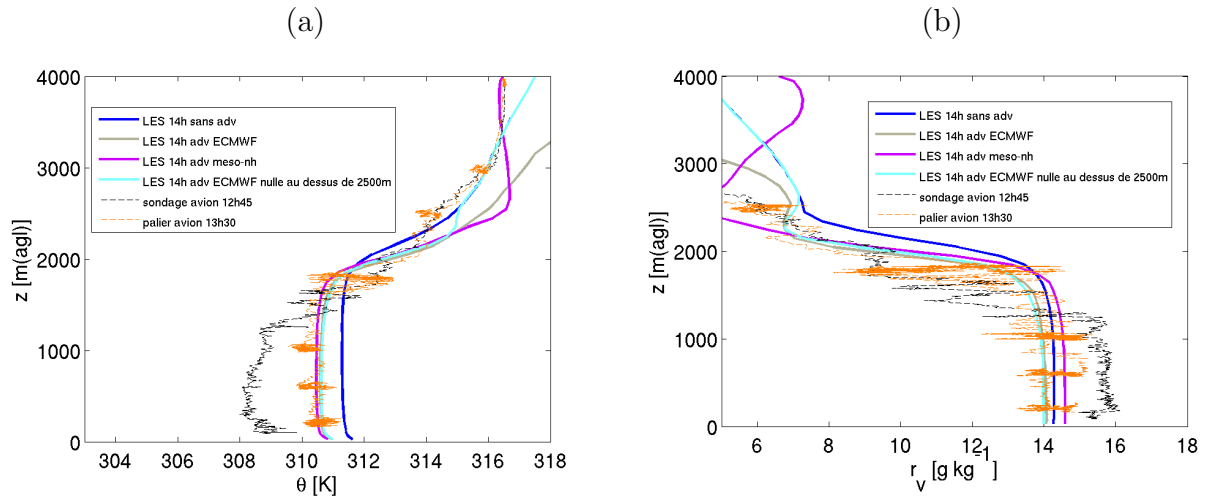


FIG. 6.4 – Profils verticaux moyens entre 13 et 14h de (a)  $\theta$  et (b)  $r_v$  pour la simulation (bleu) sans advection, (gris) avec l’advection des ré-analyses de ECMWF moyennées sur un domaine d’environ  $2.5 \times 2.5^\circ$ , (violet) avec l’advection de la simulation grande échelle de Méso-NH et (bleu ciel) avec la même simulation que celle en gris mais nulle au-dessus de 2500 m. Les profils verticaux observés par l’avion sont juxtaposés en noir (sondage) et en orange (paliers).

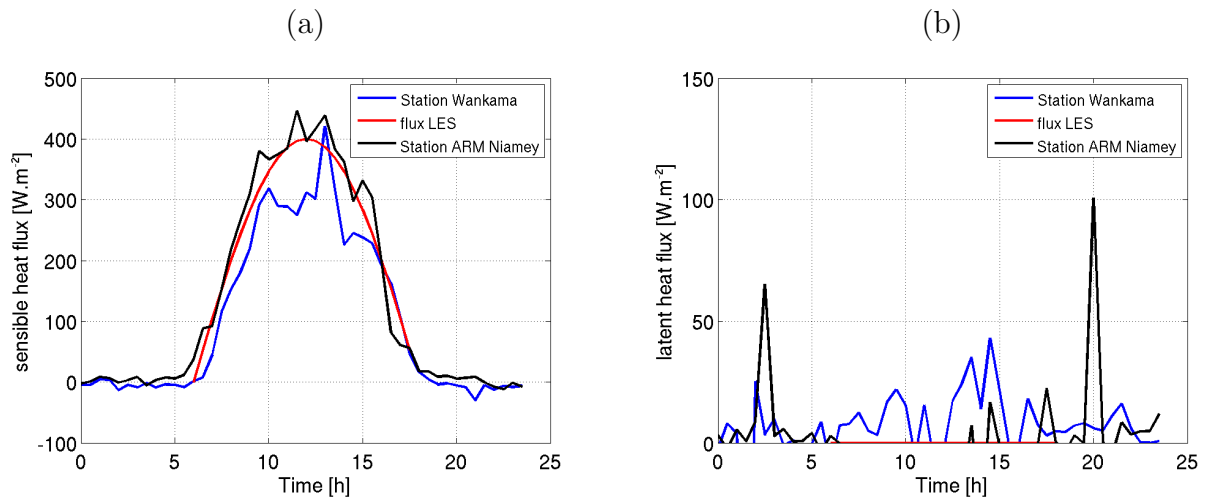


FIG. 6.5 – Flux de chaleur (a) sensible et (b) latent mesurés par les deux stations sol les plus proches de Niamey le 5 juin 2006. Le trait rouge correspond aux flux de surface prescrits dans la simulation LES.

### 6.3.3 Les conditions finales imposées au modèle

Finalement les profils initiaux de température, d’humidité et de vent proviennent des réanalyses ECMWF obtenues autour de 6h00 pour le point le plus proche de Niamey puisque ce sont comme on l’a vu, celles qui donnent les caractéristiques moyennes de la CLA en milieu de journée les plus proches des mesures aéroportées.

Nous avons choisi de simplifier le flux de chaleur sensible par une sinusoïde qui atteint son maximum à midi avec  $400 \text{ W m}^{-2}$ . Nous verrons par la suite que ce choix peut être discuté. Le flux de chaleur latente est très faible dans cette période de pré-onset. Nous supposons donc un flux nul pour la simulation LES.

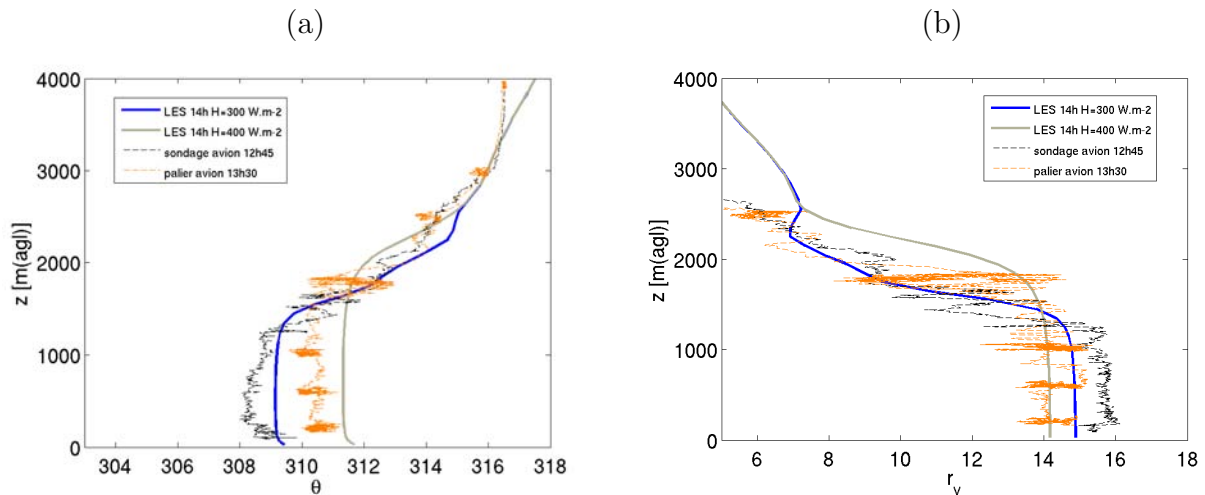


FIG. 6.6 – Profils verticaux moyens entre 13 et 14h de (a)  $\theta$  et (b)  $r_v$  pour la simulation (bleu) avec un maximum de flux à  $300 \text{ W m}^{-2}$  et (gris) avec un maximum de flux à  $400 \text{ W m}^{-2}$ . Les profils verticaux observés par l’avion sont juxtaposés en noir (sondage) et en orange (paliers).

### Les forçages de grande échelle

Les forçages de grande échelle ont 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. Nous avons utilisé les réanalyses faites pour la campagne intensive d’AMMA pour les déterminer. Les forçages de grande échelle ont été estimés à partir d’une moyenne sur un domaine d’environ  $2.5 \times 2.5^\circ$ , dont le centre est Niamey et ce jusqu’à 2 km d’altitude. au-dessus, nous avons pris des forçages de grande échelle nuls. Nous initialisons la simulation avec des forçages toutes les 3h. Ces advections ont été choisies en accord avec les radiosondages.

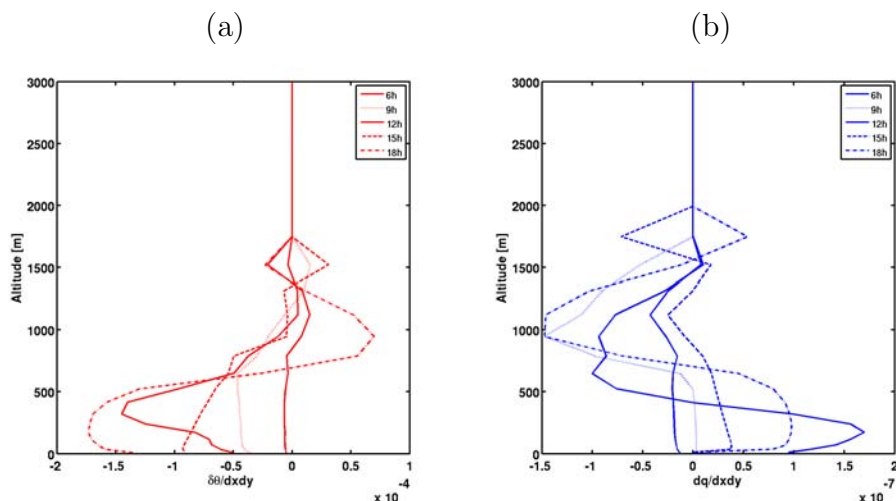


FIG. 6.7 – Advections de grande échelle prescrites dans la simulation toutes les 3h : profils verticaux de l’advection horizontale de (a)  $\theta$  [ $\text{K m}^{-2}$ ] et (b)  $r_v$  [ $\text{kg kg}^{-1} \text{ m}^{-2}$ ] à différentes heures de la journée.

La figure 6.7 montre les termes d’advection prescrits toutes les 3 heures. Entre ces instants, les termes de forçage dans la simulation sont obtenus par interpolation linéaire. L’advection de  $\theta$  correspond à un refroidissement global des basses couches, lié à la présence du flux de mousson, avec une diminution de ce refroidissement en milieu de

journée et une augmentation de celui-ci dans l'après midi. L'advection d'humidité correspond à une humidification forte le matin, qui diminue jusqu'à midi puis réaugmente dans l'après midi. On voit qu'une forte advection froide et humide dans les basses couches s'accompagne du processus inverse dans la partie supérieure de la CLA. Ceci avait été noté auparavant par Lothon et al. (2008).

Par la suite, deux simulations de la journée du 5 juin 2006 ont été effectuées, l'une avec advection et l'autre sans advection. Celle sans advection nous servira de référence pour les tests de sensibilités.

## 6.4 Validation de la simulation

### 6.4.1 Profils moyens

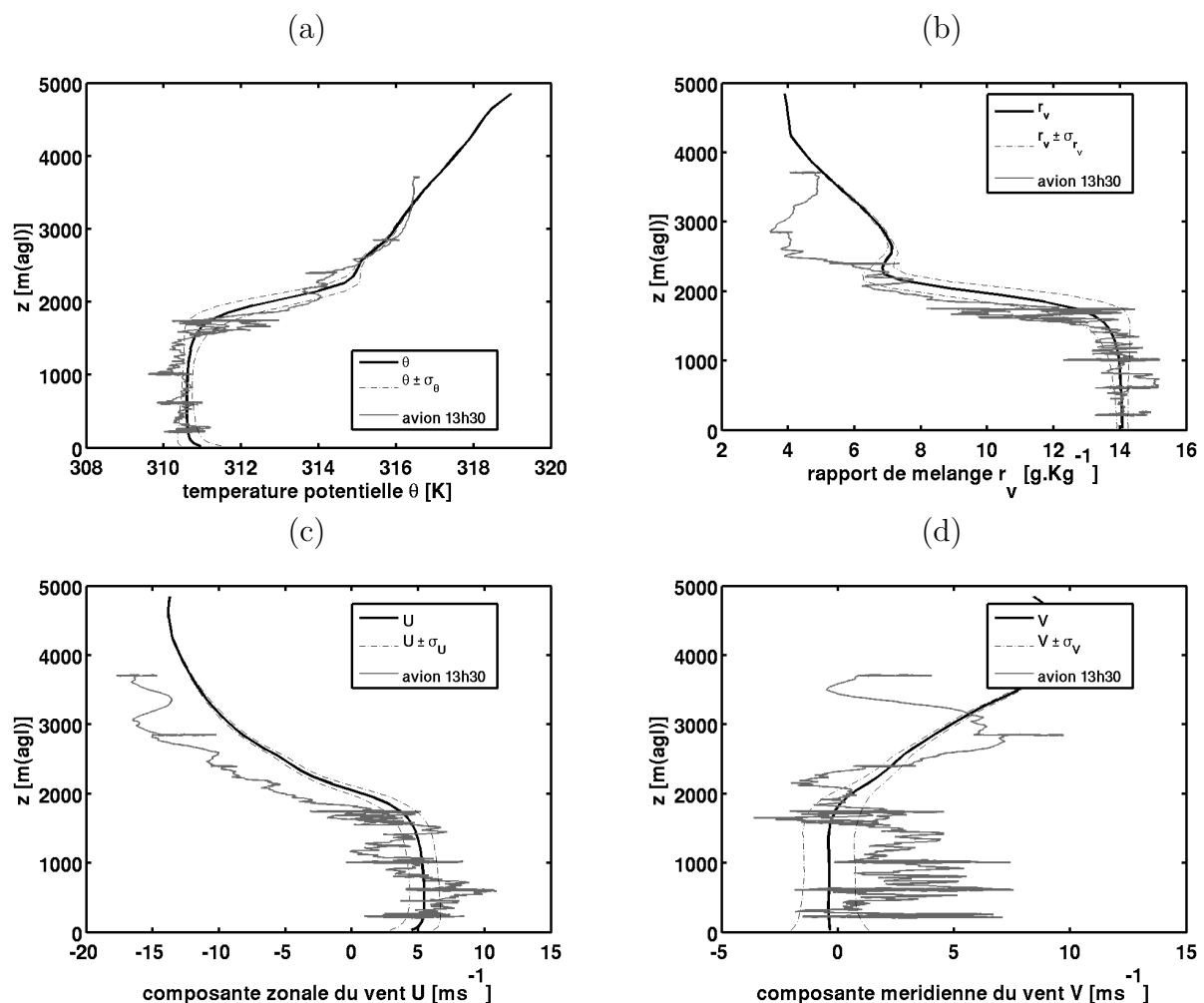


FIG. 6.8 – Profils verticaux (trait) de la moyenne et (trait pointillé) de l'écart type simulés entre 13 et 14h, (gris) observés par avion vers 13h30, de (a)  $\theta$ , (b)  $r_v$ , (c) la composante zonale du vent et (d) la composante méridienne du vent.

L'évaluation de la simulation a été rendue possible grâce aux nombreuses observations disponibles ce jour-là, notamment les différents radiosondages, le profileur de vent et les mesures par avion. La figure 6.8 montre que les valeurs moyennes du rapport de mélange et de la température potentielle dans la CLA à l'heure des observations, sont correctement



représentées par la simulation. La valeur des gradients au sommet de la couche limite est bien prévue avec des variations d'environ 4 K et de  $5 \text{ g kg}^{-1}$  autour de 1500 m, même s'ils sont naturellement lissés par la moyenne sur le domaine de la LES.

Les profils  $r_v \pm \sigma_{r_v}$  et  $\theta \pm \sigma_\theta$  de la figure 6.8 indiquent la variabilité spatiale trouvée dans la LES. Sur les mesures avion haute fréquence cette variabilité est directement visible sur les données. On voit que pour la température potentielle et le rapport de mélange, la simulation reproduit correctement la variabilité car les observations sont bien comprises dans l'intervalle  $[-\sigma, +\sigma]$  des valeurs de la LES pour chaque variable. Ceci est aussi vrai pour la composante zonale du vent mais ne l'est pas pour la composante méridienne du vent qui est sous-estimée dans la simulation.

De manière générale, la simulation reproduit donc assez bien les caractéristiques moyennes de la CLA.  $\bar{\theta}$  est similaire entre la simulation et les observations.  $\bar{r}_v$  est très bien représenté jusqu'au sommet de la zone d'entraînement, mais au-dessus on observe une couche plus sèche qui n'est pas reproduite par la modélisation. De la même manière,  $\bar{u}$  est correctement modélisée dans la basse troposphère et il est plus fort dans la troposphère libre. Pour  $\bar{v}$ , la modélisation ne reproduit pas sa forte variabilité dans la CLA.

La figure 6.9 montre l'évolution temporelle des profils moyens simulés par LES, avec les sondages réalisés par l'avion de recherche, vers 12h30 et vers 13h30. Pour la simulation, il s'agit de profils moyennés sur tout le domaine pendant une heure, alors que les sondages correspondent à des mesures locales instantanées. Malgré cette différence d'échelle spatiale, la simulation est en accord avec les observations avion et reproduit l'évolution de la CLA.

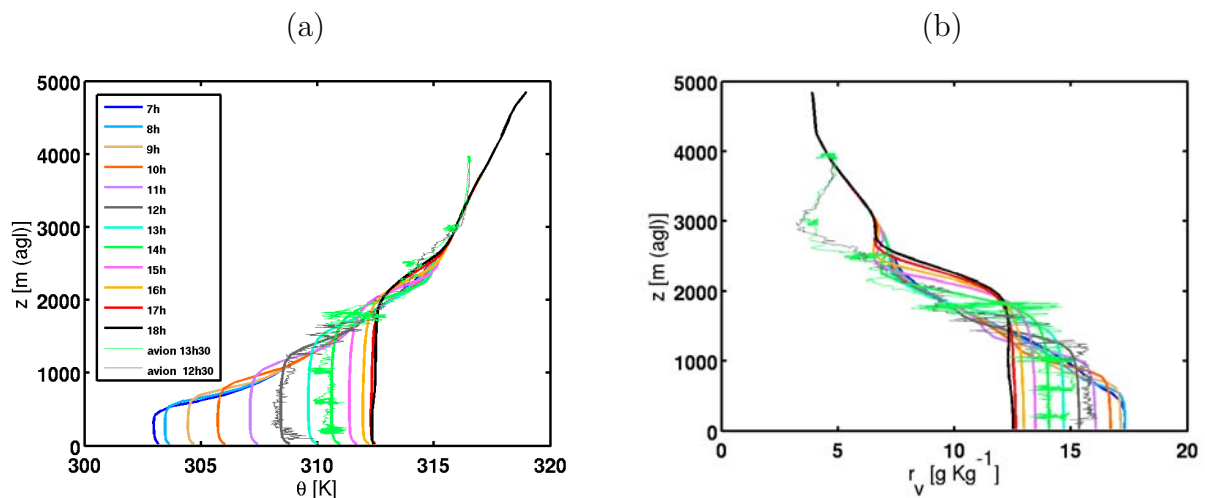


FIG. 6.9 – Evolution temporelle des profils verticaux simulés de (a)  $\theta$  et (b)  $r_v$  de 6h à 18h. Les courbes grise et verte correspondent aux profils obtenus par l'avion vers 12h30 et 13h30.

### 6.4.2 Evolution de la hauteur de la couche limite atmosphérique

La hauteur de la couche limite est un paramètre primordial dans notre étude car c'est notamment de celle-ci que va dépendre la détermination du taux d'entraînement ou encore de la vitesse d'entraînement. Plusieurs définitions de cette hauteur  $Z_i$  ont été décrites dans le paragraphe 4.3.1, qui correspondent souvent à des estimations logiquement différentes suivant la nature des données, puisqu'à des hauteurs de significations différentes.

Pour notre simulation, nous avons comparé le niveau de  $Z_i$  obtenu par la méthode du minimum de flux de flottabilité, par la méthode du maximum de gradient et par la méthode du sommet de la couche mélangée. Sur la figure 6.10 nous voyons peu de différences entre les deux premières méthodes. La méthode du flux donne une hauteur systématiquement inférieure de l'ordre de 100 m à la méthode du maximum de gradient de température potentielle dans l'après-midi. La méthode de détermination de  $Z_i$  à partir de la couche mélangée donne une évaluation de  $Z_i$  systématiquement inférieure aux deux autres, ce qui est attendu étant données les définitions utilisées pour ces différentes méthodes. Le sommet de la couche mélangée de la simulation correspond bien aux observations provenant des radiosondages, de l'avion et du radar UHF où  $Z_i$  correspond au maximum du coefficient de réflectivité radar. Ceci valide l'évolution de l'épaisseur de la CLA dans la simulation.

Les données du radar UHF permettent de valider la forte croissance de la CLA entre 10h et 15h obtenue dans la simulation, observée également par les sondages avions et en cohérence avec la forte vitesse d'entraînement trouvée ce jour.

Si l'on compare les diverses estimations de  $\frac{\partial Z_i}{\partial t}$  en début d'après midi, on trouve :  $11 \text{ cm s}^{-1}$ ,  $7 \text{ cm s}^{-1}$ ,  $10 \text{ cm s}^{-1}$  et  $7 \text{ cm s}^{-1}$  avec respectivement les mesures avions, les données de l'UHF sur une plus grande période de temps, les deux premières méthodes de la simulation et par la méthode de la couche mélangée de la simulation. Ces ordres de grandeur restent proches et valident nos estimations.

Seule la méthode des gradients permet une estimation de  $Z_i$  sur chaque point de grille dans la LES. Ceci permet la quantification de la variabilité spatiale qui est représentée par les courbes  $Z_{i \pm \sigma}$  sur la figure 6.10. Une forte variabilité de  $Z_i$  sur le domaine est observée malgré la surface homogène (choix des conditions de forçage des flux à la surface). L'écart-type de  $Z_i$  peut atteindre 300 m en milieu de journée. Cette variabilité avait déjà été observée au cours des observations aéroportées d'AMMA (Saïd et al. (2010)).

Les différences d'estimation de  $Z_i$  entre les méthodes LES et les mesures de l'avion sont du même ordre de grandeur que la variabilité observée dans la simulation. Par contre, nous avons une forte confiance dans l'estimation de  $Z_i$  avion, car l'un des paliers a été réalisé dans la zone d'entraînement (cf. fig. 6.15). La valeur retenue de la limite de la couche mélangée correspond aussi à l'extrapolation temporelle du sondage à 12h45. Par conséquent les deux premières méthodes d'estimation testées ici pour les simulations LES sur-estiment  $Z_i$  observé.

Pour la simulation, nous avons sélectionné la méthode des flux pour l'estimation de  $Z_i$  car c'est la plus utilisée dans les études LES de la littérature, et qui nous sera nécessaire pour de nombreux travaux par la suite, notamment pour les tests de paramétrisation.

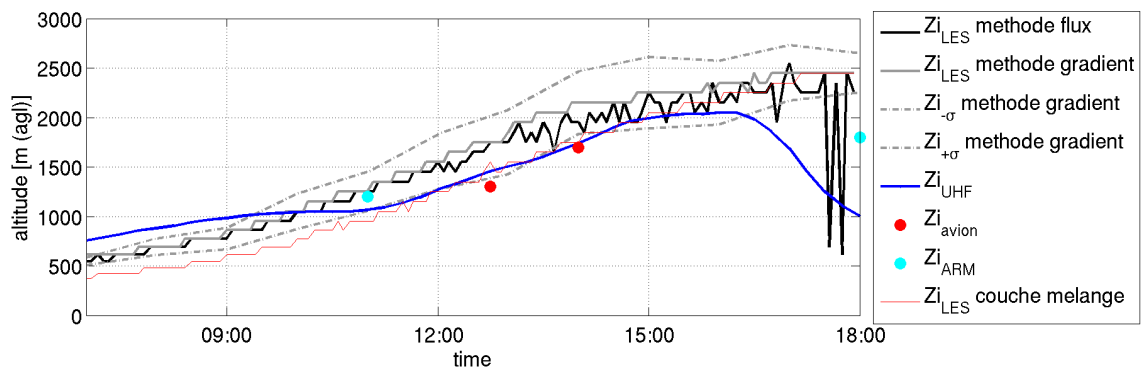


FIG. 6.10 – Evolution temporelle de la hauteur de couche limite obtenue par (cyan) les radiosondages de la station ARM, (rouge) les mesures avion, (noir) la méthode du minimum de flux de flottabilité dans la simulation LES de la journée du 5 juin toutes les 5 minutes et (gris foncé) la méthode du maximum de gradient dans la simulation LES du 5 juin toutes les 5 minutes et (trait bleu) le profileur de vent à Niamey avec une donnée toutes les 15 minutes. L'écart type sur le domaine obtenu par la méthode de gradient est représenté par les deux courbes pointillées

### 6.4.3 Moments d'ordre 2

#### Les flux

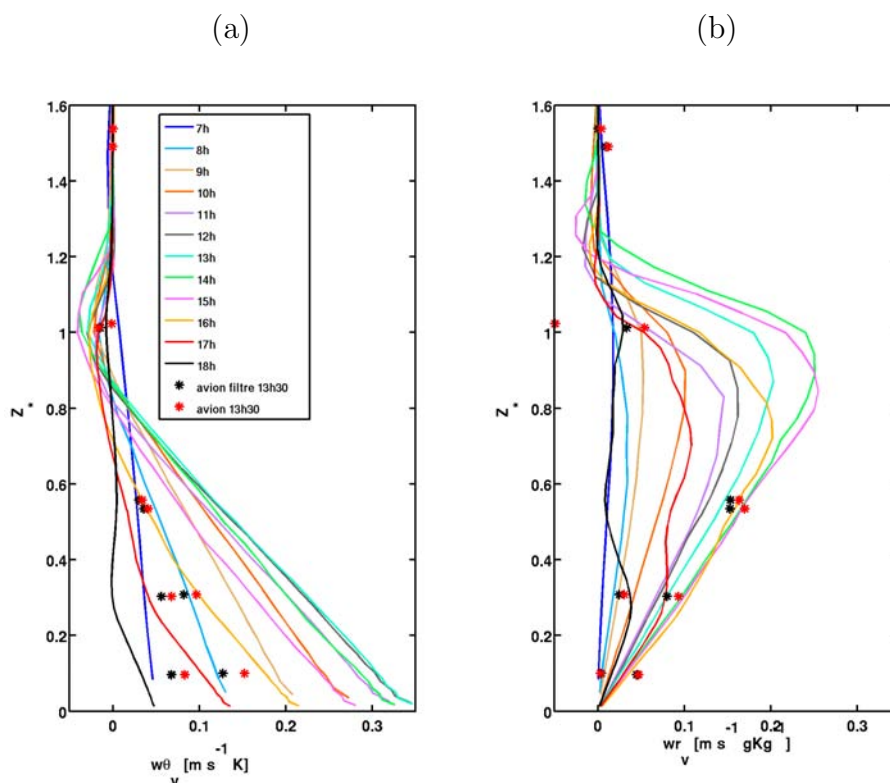


FIG. 6.11 – Evolution temporelle des profils verticaux simulés (a) du flux de flottabilité et (b) du flux d'humidité moyenné pour chaque heure et sur tout le domaine. Les (\*) représentent les profils verticaux des flux filtrés (noir) et non filtrés (rouge) obtenus avec l'avion ce jour-là.

La figure 6.11 présente les profils moyens des flux de chaleur sensible et latent moyennés pour chaque heure de la simulation. Les mesures filtrées et non filtrées obtenues par l'avion entre 13 et 14h sont juxtaposées sur la figure. Nous observons une sur-estimation des flux de flottabilité par la simulation. La différence de flux au sol entre le site de Niamey et le site de Wankama (cf fig. 6.5) peut être un élément d'explication. De plus, dans le chapitre 5, nous avons vu sur la figure 5.7 que l'extrapolation en surface des mesures par avion du 5 juin 2006 conduit à un flux en surface plus faible que celui mesuré par la station sol de Wankama. Aussi, nous avons imposé à notre simulation un flux de surface qui atteint un maximum de  $400 \text{ W m}^{-2}$  à midi sans certitude sur la représentativité de cette valeur sur l'ensemble de la zone survolée (palier d'environ 80 km). On a vu en effet sur la figure 6.5 que pour deux sites distants d'une soixantaine de kilomètres, on a une différence ce jour-là d'environ  $100 \text{ W m}^{-2}$  en milieu de journée. En tenant compte de ces différences, nous avons décidé d'effectuer une simulation avec un flux de chaleur sensible en surface atteignant un maximum de  $300 \text{ W m}^{-2}$  seulement. La figure 6.12 montre au moment du vol les flux obtenus par la LES initiale et ceux obtenus par cette nouvelle simulation. Même en diminuant les flux de surface de 25% et en se rapprochant du flux plus faible mesuré à Wankama, la LES sur-estime toujours les flux mesurés par avion. Avec cette nouvelle simulation nous obtenons en revanche des profils moyens de  $\theta$  et de  $r_v$  plus froids et plus humides que les observations. Nous avons décidé de privilégier donc la bonne

représentativité des profils moyens et continus à travailler avec la simulation initiale qui a un flux maximal de chaleur sensible à  $400 \text{ W m}^{-2}$ .

Cette sur-estimation des flux par la simulation a déjà été observée dans d'autres comparaisons avion/LES. Dans la littérature Lenschow et al. (1994), Lothon et al. (2007) discutent cette sur-estimation des moments d'ordre 2 et d'ordre 3 et montrent qu'elle peut être expliquée en partie par des organisations de CLA. Dans la simulation nous considérons des flux mesurés en 2D et prenons en compte les structures 2D alors que dans les observations, l'avion n'échantillonne que des structures 1D. Cependant, la sur-estimation ici est très grande (facteur 2) et ne peut s'expliquer uniquement par l'effet de structures cohérentes. Plus loin, nous verrons que la LES sur-estime aussi la variance de  $w$ .

Le flux de chaleur latente est correctement représenté par la simulation pour la partie inférieure de la CLA (jusqu'à  $0.6 Z_i$ ). Les observations ne permettent pas de confirmer les données de la LES dans la zone supérieure jusqu'à  $Z_i$  mais par contre le palier au-dessus de  $Z_i$  a un flux très faible correspondant à des valeurs plus hautes de la LES.

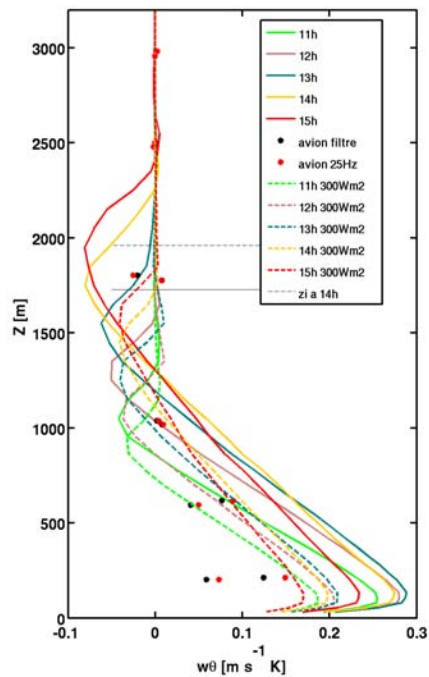


FIG. 6.12 – Evolution temporelle des profils verticaux simulés du flux d'humidité moyennés sur chaque heure et sur tout le domaine avec (traits pleins) un flux de surface de  $400 \text{ W m}^{-2}$  et (traits pointillés) un flux de surface de  $300 \text{ W m}^{-2}$ . Les points représentent les profils verticaux des flux filtrés (noir) et non filtrés (rouge) obtenus avec l'avion.

### Les variances

Pour chaque demi-palier d'une quarantaine de kilomètres effectué dans la CLA par avion, nous avons calculé les variances pour le rapport de mélange, la vitesse verticale et la température potentielle. Nous comparons ces variances à celles obtenues par la simulation LES sur la figure 6.13. Nous pouvons voir des différences importantes surtout sur la variance de la vitesse verticale. D'une manière générale la simulation sur-estime

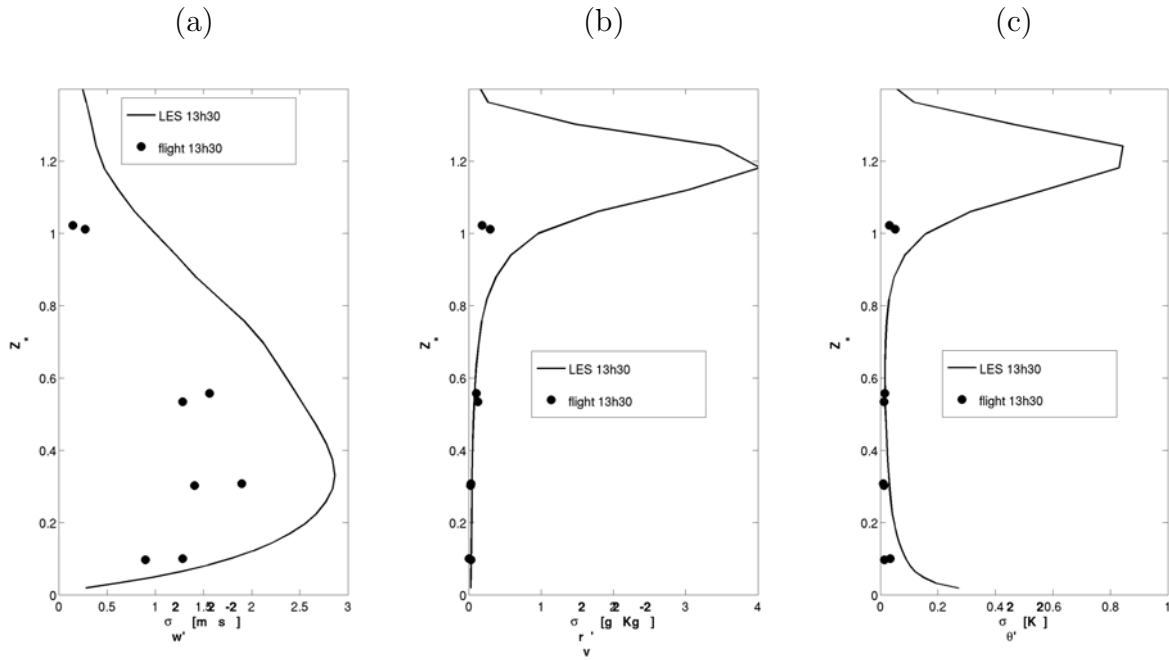


FIG. 6.13 – Profils verticaux de la variance simulée (trait plein) et observée (points) (a) de la vitesse verticale, (b) du rapport de mélange et (c) de la température potentielle le 5 juin 2006.  $Z_*$  est déterminé avec  $Z_i$  observé pour les données de l’avion et avec  $Z_i$  de la LES pour les données de la simulation.

les variances, ce qui explique les différences observées précédemment sur les flux. La zone d’entraînement et la couche de surface sont trop mal échantillonnées verticalement par les observations pour pouvoir comparer les variances à celles de la simulation. Le quatrième palier en partant du bas présente une variance en  $\theta$  et en  $r_v$  plus forte qu’en milieu de CLA indiquant que l’on est dans la zone d’entraînement mais ne permet pas d’estimer le maximum des variances au niveau de  $Z_i$  pour ce cas.

Cependant, au niveau des interfaces, près du sol et près de  $Z_i$ , les structures sont plus larges et les échantillons plus hétérogènes, ce qui diminue la représentativité des estimations.

La figure 6.13 montre que dans la simulation la zone d’entraînement est le lieu du maximum de variance pour  $\theta$  et pour  $r_v$ . Au chapitre 5 nous avons discuté l’allure générale des profils des variances au sein d’une CLA convective et l’interprétation de ces maxima au niveau de  $Z_i$ . Ces profils proviennent des forts échanges entre la CLA et la troposphère libre. On trouve une très grande différence entre les variances de la vapeur d’eau et de la température simulées et observées. Ceci peut être expliqué en partie par (i) le fait que la zone d’entraînement ne soit pas explorée ce jour (située entre le troisième et quatrième niveaux), (ii) une définition un peu différente de  $Z_i$  pour la LES et les observations, (iii) une épaisseur et une structure différentes de la zone d’entraînement dans la LES. Les observations d’autres vols ont révélé des variances fortes près de  $Z_i$  (exemple vol 18) qui ne dépassaient cependant pas  $1 \text{ g}^2 \text{ kg}^{-2}$  pour la vapeur d’eau et  $0.2 \text{ K}^2$  pour la température. Donc la LES sur-estime tout de même beaucoup ces variances.

Par contre, au sol, on voit que la simulation reproduit bien la variance de  $r_v$  qui est nulle en cette période. Les fluctuations de  $r_v$  au sein de la CLA ne sont générées qu’à partir de la zone d’entraînement contrairement aux fluctuations de  $\theta$  qui prennent naissance dans la couche de surface et dans la zone d’entraînement. La variance de  $\theta$  est non nulle au sol

autant pour la simulation que pour les observations, mais elle est aussi sur-estimée d'un facteur 2 par la simulation.

La variance de  $w$  (cf. fig. 6.13(a)) montre une sur-estimation très importante dans la simulation en milieu de la CLA. Avec les observations, on trouve une allure du profil comparable avec un maximum vers 600 m d'altitude mais la variance est deux fois plus grande dans la simulation. Cette sur-estimation reste mal expliquée dans cette étude car, comme on l'a vu, le forçage au sol n'est pas seul en cause. Dans le chapitre 5, le profil de la variance normalisée de  $w$  pour ce vol suit correctement la loi empirique (cf. eq. 5.6). Par contre pour la simulation le même profil sur-estime cette loi empirique.

#### 6.4.4 Distributions

Les distributions fournissent des informations utiles concernant la gamme des fluctuations et le degré de dissymétrie du champ étudié. En raison des différences observées précédemment sur les profils des variances, on s'attend à des différences de distributions. La figure 6.14 compare les distributions de  $w'$ ,  $\theta'$  et  $r'_v$  simulées et observées au sein de la CLA pour 4 paliers. Pour la comparaison avec la LES, les observations sont moyennées à 100 m ce qui correspond à la résolution de la simulation. Pour les trois paliers les plus bas, c'est à dire ne dépassant pas  $0.6 Z_i$ , la simulation LES représente correctement les densités observées pour les 3 variables et principalement pour les deux paliers en milieu de CLA. Près de la surface, les fluctuations de  $w$  sont bien représentées et celles de  $\theta$  et de  $r_v$  présentent quelques différences. Malgré une dissymétrie de  $\theta'$  identique entre les observations et la simulation, l'allure de la distribution montre une plus forte présence de faibles fluctuations dans la LES. Pour les fluctuations de  $r_v$  en surface, l'allure de la distribution varie principalement là aussi pour les fluctuations fortement négatives.

Par contre dans la zone proche du sommet de la couche limite (cf. fig. 6.14a), les observations de l'avion d'après nos estimations se situent à  $Z_i$ , au-dessus de la couche de mélange. Lorsqu'on compare les distributions des observations avec les données LES à  $Z_i$ , elles ne correspondent pas aux observations.

Sur la même figure, sont juxtaposées les distributions de la simulation à des altitudes autour de  $Z_i$  pour voir si la différence provient seulement d'une différence de définition dans l'estimation de  $Z_i$ . La figure 6.15 montre les niveaux considérés dans la zone d'entraînement. Les distributions, surtout celles de  $\theta'$  semblent correspondre à une zone de la simulation vers  $0.8 Z_i$ . Par contre, pour la distribution de  $w'$ , au sommet de la CLA nous observons peu de différences dans la simulation que l'on prenne un niveau à  $0.7 Z_i$  ou à  $1.1 Z_i$ , mais toutes ces distributions sont différentes de celle observée. La distribution de  $r'_v$  et surtout la valeur de la dissymétrie montrent aussi que ce palier à l'interface CLA / troposphère libre est mal représenté dans la simulation. On peut penser que cette différence vient de la présence d'une zone d'entraînement épaisse dans la simulation, que le sommet de la couche limite n'a pas la même structure dans la LES qu'en réalité. Mais il faut rappeler la différence de définition de  $Z_i$  entre les observations (sommet de la couche mélangée) et la simulation (minimum de flux de flottabilité). Sur la figure 6.15(a), où la hauteur de la CLA est définie par la méthode du minimum de flux de flottabilité, les données simulées donnent un sommet de couche de mélange vers  $0.8 Z_i$ . Ceci peut expliquer que la comparaison des distributions est meilleure lorsqu'on considère un niveau à  $0.8 Z_i$ . Mais l'échantillonnage des données aéroportées dans la zone d'entraînement souvent hétérogène ne permet pas de confirmer cette hypothèse. De plus, cette hypothèse reste insuffisante pour expliquer toute la différence.

Bien sûr, cette différence de distribution au sommet de la CLA est à mettre en relation avec les différences visibles sur les profils de variances et des flux. Le quatrième palier en partant du bas présentait des moments d'ordre 2 bien plus faibles que ceux simulés. D'autres sources de différences au sommet de la couche limite, peuvent être liées à l'hétérogénéité de l'atmosphère libre qui n'est pas du tout prise en compte dans les simulations (initialisation homogène sur le domaine).

Si l'on ne regarde que les valeurs des dissymétries notées sur la figure 6.14, elles ne sont pas comparables entre les observations et les simulations au sommet de la CLA pour les trois variables. Par contre si on se place dans la CLA, le rapport de mélange en vapeur d'eau est, lui, caractérisé par une distribution négativement dissymétrique, de manière plus forte dans la simulation que dans les observations. Cette dissymétrie traduit la présence d'intrusions sèches comme nous l'avons vu. Nous observons une dissymétrie très négative en milieu de la CLA. Une telle distribution dissymétrique dans la CLA a déjà été observée par Crum et Stull (1987), Weckwerth et al. (1996) et Couvreur et al. (2005). La dissymétrie positive de la distribution de la vitesse verticale comprise entre 0.2 et 0.6 montre la présence de thermiques ascendants. Le contraste des distributions entre celle de la vitesse verticale et celle de la vapeur d'eau montre que les thermiques à eux seuls ne peuvent pas expliquer la distribution de la vapeur d'eau, et rappelle l'importance des intrusions d'air sec depuis le sommet par entraînement.



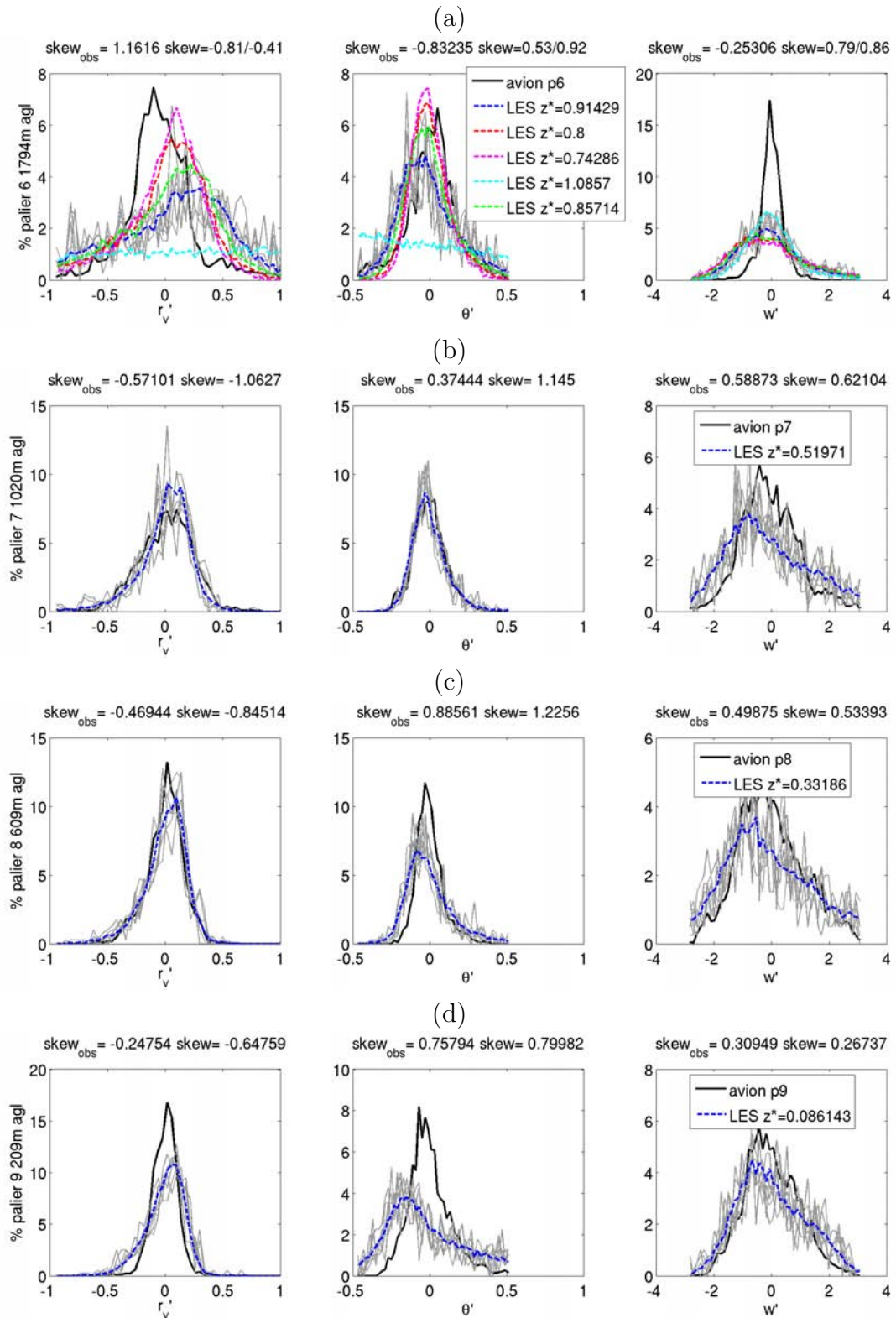


FIG. 6.14 – Densités de probabilité de  $r'_v$  (gauche),  $\theta'$  (centre) et  $w'$  (droite) entre 13 et 14h le 5 juin 2006 à (a) 0.8  $Z_i$ , (b) 0.6  $Z_i$ , (c) 0.3  $Z_i$  et (d) 0.1  $Z_i$  produits par la simulation (pointillés) et par les observations (traits pleins). Les courbes grises représentent différentes distributions obtenues en considérant 4 axes 1D dans la simulation, mis bout à bout de façon aléatoire. A chaque niveau est donné la dissymétrie calculée à partir des observations ( $skew_{obs}$ ) et à partir du modèle ( $skew$ ).

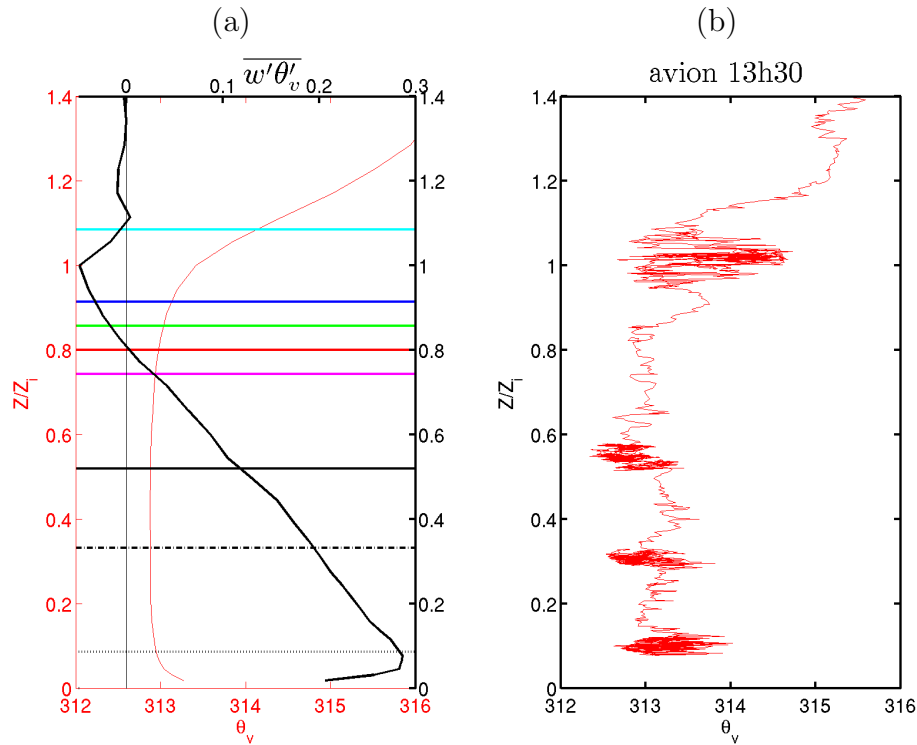


FIG. 6.15 – Profils verticaux (a) de la température potentielle et du flux de flottabilité, pour la simulation LES du 5 juin 2006 et (b) de la température potentielle pour les observations lors des paliers avion de cette même journée. Les traits horizontaux de couleurs différentes schématisent le niveau dans la CLA des plans 2D des différentes distributions de la figure 6.14.

### 6.4.5 Différence entre un palier avion 1D et une coupe LES 2D

Les différences observées sur les moments d'ordre 2 et les distributions entre les observations aéroportées et les sorties de LES peuvent en partie être causées par des questions d'échantillonnage. Les mesures aéroportées correspondent à un échantillonnage 1D sur environ  $2 \times 40$  km alors que les données de la LES sont des données 2D sur un domaine de  $10 \times 10$  km. Dans la LES les hétérogénéités spatiales sont moyennées. Pour reproduire des segments 1D de 40 km dans la LES, nous regroupons aléatoirement, à 6 reprises, 4 plans verticaux issus d'endroits différents dans le domaine. Même si ces 4 segments ne sont pas indépendants, c'est une manière de tester l'erreur qu'on peut faire en comparant la simulation et les observations avion. La figure 6.16 montre les données sur le domaine  $10 \times 10$  km et les données 1D créées pour la comparaison avec les observations. Nous voyons que la sur-estimation de la LES pourrait en partie être expliquée par cette question d'échantillonnage. En particulier sur le profil vertical de la vitesse verticale, on voit une forte dispersion en milieu de la CLA. Sur les profils des flux de chaleur (cf. fig. 6.17), la dispersion est importante au sommet de la CLA, dans la zone d'entraînement. Sur la figure 6.14, les distributions des nouveaux segments 1D sont superposés en gris et on voit que là aussi, la variabilité permet d'expliquer une partie des différences entre les observations et la LES mais elle ne résout pas les différences importantes au niveau des interfaces.

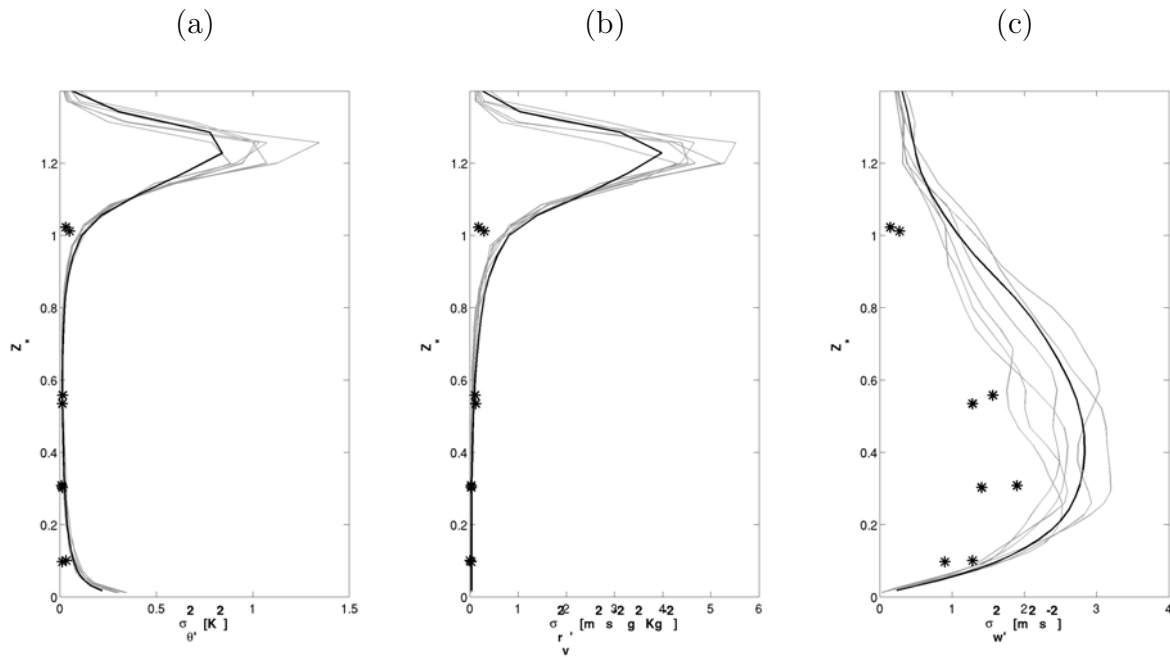


FIG. 6.16 – Profils verticaux normalisés par  $Z_i$  de (a) la variance de la température potentielle, (b) la variance du rapport de mélange, (c) la variance de la vitesse verticale pour la simulation du 5 juin 2006. Les traits noirs représentent les variances calculées sur tout le domaine (2D) alors que les traits gris représentent les profils obtenus en considérant 4 axes 1D dans la simulation mis bout à bout de façon aléatoire.

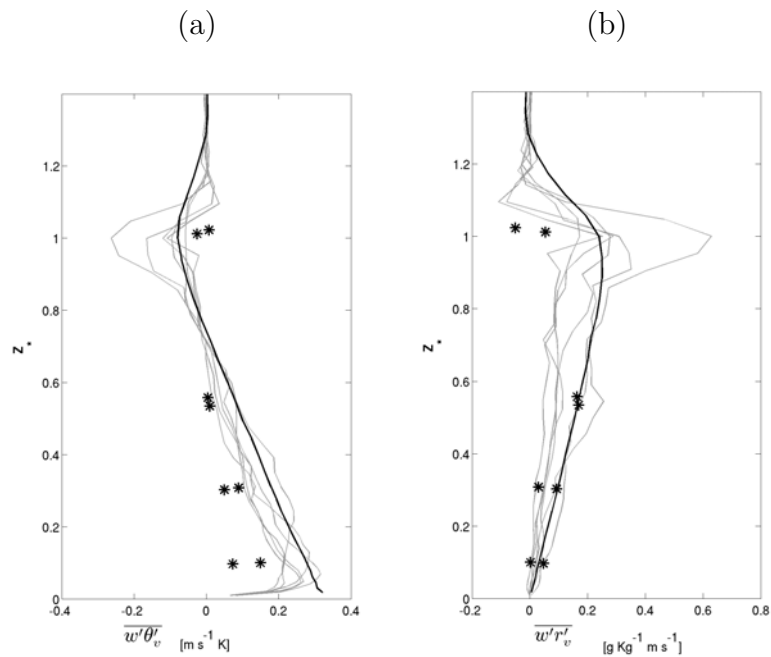


FIG. 6.17 – Profils verticaux normalisés par  $Z_i$  du (a) flux de chaleur sensible et (b) flux d'humidité pour la simulation du 5 juin 2006. Les traits noirs représentent les valeurs sur tout le domaine alors que les traits gris représentent les profils obtenus en considérant 4 axes 1D dans la simulation mis bout à bout de façon aléatoire.

### 6.4.6 Observation des intrusions sèches

Les paragraphes précédents ont montré une meilleure représentation de la structure moyenne de la CLA dans la LES par rapport aux observations, que de celle de la turbulence. Néanmoins, les distributions en milieu de CLA sont représentatives des observations. Les données de la LES aux interfaces surface/CLA et CLA/troposphère libre ne reproduisent pas exactement la turbulence observée. Nous allons poursuivre l'analyse des structures et des échanges entre la CLA et la troposphère libre.

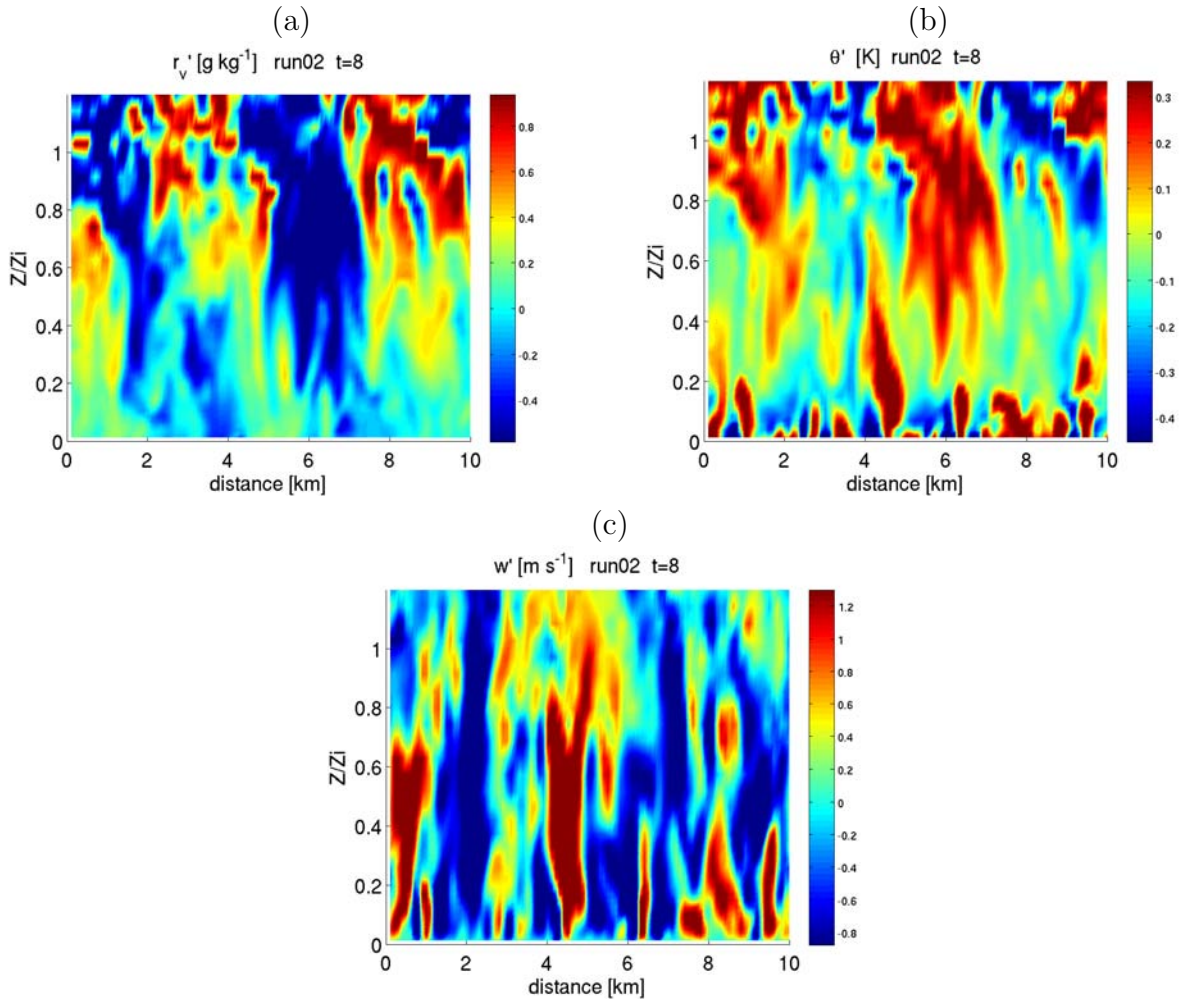


FIG. 6.18 – Coupe verticale des fluctuations (a) du rapport de mélange, (b) de la température potentielle et (c) de la vitesse verticale pour la simulation du 5 juin 2006 à 14h.

Etant en présence d'un sol très sec durant cette période, c'est l'entraînement d'air sec de la troposphère libre à l'intérieur de la couche limite qui est la source principale de variabilité de l'humidité pour la couche limite. Les observations aéroportées ont mis en évidence des intrusions sèches dans la couche limite, surtout dans sa partie haute, caractérisées par des fluctuations négatives d'humidité et de vitesse verticale et positives de température potentielle visibles sur la figure 5.13. Une étude statistique sur les intrusions, montrée au chapitre 5.3.4, a permis de caractériser, à partir des observations avion, ces structures. Rappelons, les caractéristiques principales des intrusions : pendant la période de pré-onset, la largeur  $l$  est égale à  $600 \pm 80$  m et l'intervalle entre deux intrusions,  $D$  est égale à  $4000 \pm 1800$  m.

Lors de l'exploitation de la LES, nous retrouvons des structures avec des caractéristiques similaires aux intrusions sèches observées par les données avion. Elles sont visibles par exemple sur la coupe verticale de la figure 6.18, et elles pénètrent plus ou moins profondément dans la couche limite atmosphérique. Par contre, notre domaine de  $10 \times 10$  km permet de voir seulement une ou deux intrusions par coupe verticale et ne permet donc pas une étude statistique sur leurs tailles.

Le chapitre 6.5.5 reviendra sur l'importance des intrusions sèches dans les échanges entre la troposphère libre et la CLA en utilisant différentes simulations LES.

### 6.4.7 Analyse conditionnelle

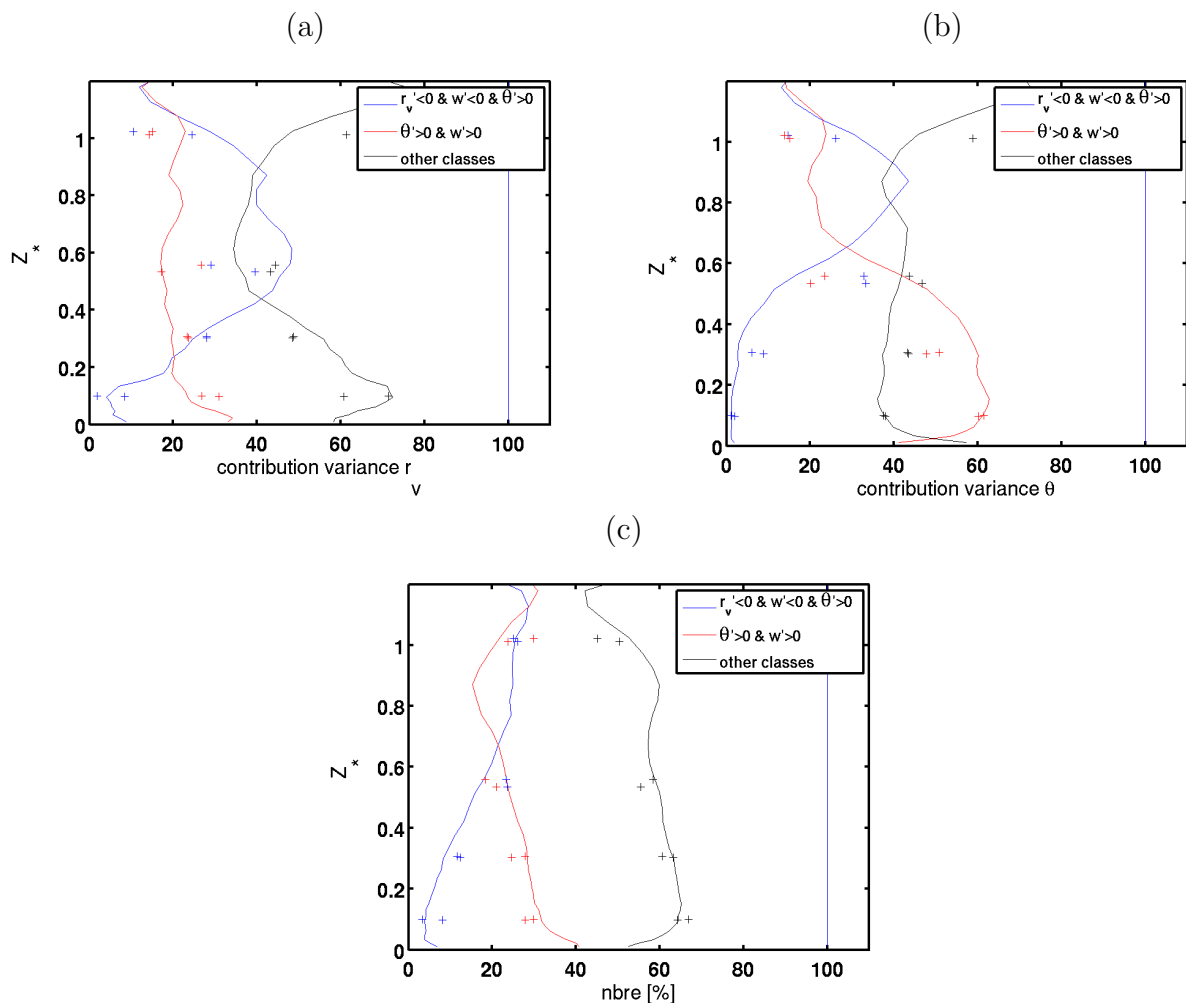


FIG. 6.19 – Contribution des différentes classes à 14h à (a) la variance du rapport de mélange de la vapeur d'eau, (b) la variance de la température potentielle et (c) occurrence en pourcentage trouvés dans, (traits pleins) la LES et (croix) les observations le 5 juin 2006.

Ici l'analyse conditionnelle est un outil utilisé comme dans le chapitre 5.3.3 pour les observations sur les 15 vols. Les classes des intrusions sèches, 'is', des thermiques, 'th' et la classe intitulée 'reste' ont les mêmes définitions, ce qui permet la comparaison entre la LES et les observations. Les intrusions sèches sont définies avec toutes les fluctuations qui ont  $r'_v < 0$ ,  $\theta' > 0$  et  $w' < 0$ . La figure 6.19 montre que des résultats très similaires sont trouvés dans la LES et dans les observations. En nombre, on voit que les intrusions sèches

ne dépassent jamais 25% de la surface totale du domaine mais par contre elles ont un impact plus important sur les différentes variances. Ces intrusions contribuent à plus de 40% à la variance de l'eau et contribuent plus que la classe des thermiques à la variance de la température potentielle dans la partie supérieure de la couche limite atmosphérique. Malgré les différences observées sur les distributions et les profils de variance, la comparaison observations/simulation est très bonne dans cette analyse. Ainsi, le rôle et la distribution de structures de niveaux différents sont bien représentés par la LES.

Sur la figure 6.20, seules les structures avec des fluctuations de vitesse verticale supérieures et inférieures à l'écart-type de la vitesse verticale sont prises en compte. On voit que la proportion de fluctuations associées aux fortes vitesses verticales négatives augmente légèrement entre  $Z_i$  et le sol, passant de 14 à 16% et que la proportion de fluctuations avec des fortes vitesses verticales positives augmente plus nettement entre  $Z_i$  et le sol passant de 12 à 18%. Près de la moitié des fortes fluctuations négatives de  $w$  en  $Z_i$  sont associées à des fluctuations positives de  $\theta$  et négatives de  $r_v$  et seulement 15% des thermiques ayant de forts  $w'$  positifs, originaires du sol se retrouvent en  $Z_i$ . A l'inverse, en surface, 90% des fortes fluctuations  $w'$  positives sont liées aux thermiques et moins de 10% des fortes fluctuations négatives  $w'$  sont de la classe des intrusions sèches.

Si on compare les classes précédentes par rapport au nombre de fluctuations totales (figure non montrée ici) les intrusions sèches représentent moins de 10% des fluctuations en surface, et les thermiques occupent 15% de l'espace.

### 6.4.8 Conclusion

Dans cette partie de validation nous avons constaté que la structure moyenne modélisée est proche de celle observée lorsqu'on impose un flux de chaleur sensible atteignant un maximum de  $400 \text{ W m}^{-2}$  à midi. Cette bonne représentation de la structure moyenne a été privilégiée. Pour les données turbulentes on peut dire que dans la partie de la CLA comprise entre 0.2 et 0.8  $Z_i$ , le modèle est représentatif des observations mais par contre au niveau des interfaces surface / CLA et surtout CLA / troposphère libre, il est encore difficile de représenter la réalité. Ceci est bien mis en évidence par les distributions et les profils verticaux des variances. Notons que la variance de  $w$  est sur-estimée dans la LES, ce qu'on a partiellement expliqué par des questions sur l'échantillonnage, le forçage du flux et la définition de  $Z_i$ .

L'étude sur les caractéristiques des structures, que ce soit les thermiques ou les intrusions sèches, a montré que l'impact des classes de ces structures sur les variances est très similaire entre les observations et la simulation. De même, les caractéristiques des intrusions sèches, l'occurrence et les échelles, sont semblables.

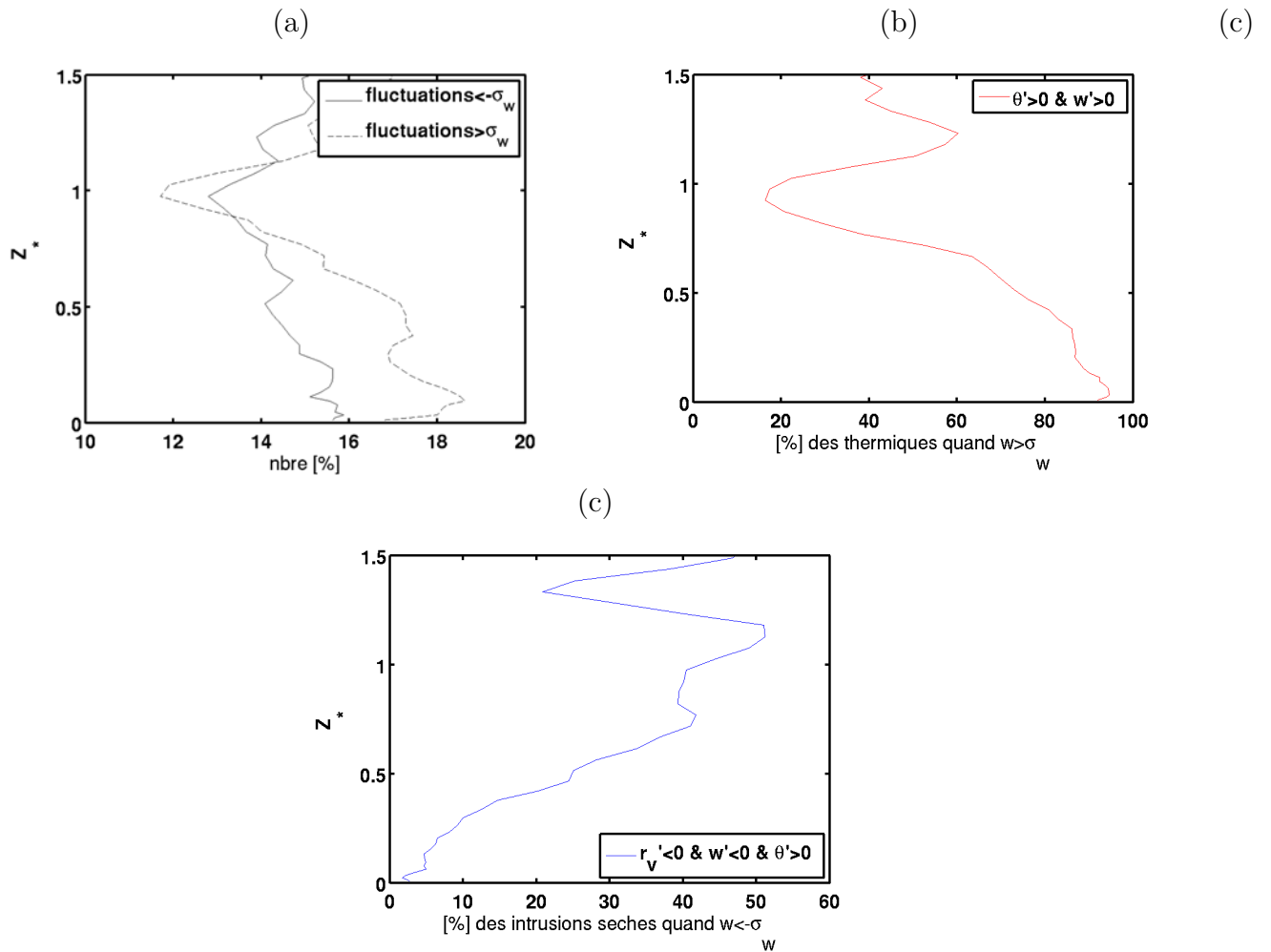


FIG. 6.20 – Occurrence en pourcentage (a) des structures ayant une vitesse verticale inférieure ou supérieure à la variance, (b) des thermiques qui ont une vitesse verticale supérieure à la variance dans la classe des fluctuations où  $w$  est supérieure à sa variance et (c) des intrusions sèches qui ont une vitesse verticale inférieure à la variance dans la classe des fluctuations où  $w$  est inférieure à sa variance (le 5 juin à 14h).

## 6.5 Analyse approfondie par tests de sensibilité

Afin de mieux comprendre les processus d'entraînement au sein de la couche limite sahélienne et en particulier lors de la saison sèche, plusieurs tests de sensibilité ont été faits à partir d'une simulation de référence qui correspond à celle du cas du 5 juin 2006 en ignorant les advections de grande échelle, en utilisant un flux de surface homogène de  $400 \text{ W m}^{-2}$  au maximum, et en changeant simplement les profils verticaux d'initialisation de la température potentielle, du rapport de mélange et du vent.

La figure 6.21 montre les différents profils utilisés. Ce sont tous des profils inspirés de profils observés en période de pré-onset mais simplifiés. Ici on va présenter deux séries de tests. La première est constituée des tests 44, 48 et 49 qui correspondent à différents profils de la température potentielle et du rapport de mélange. La deuxième série de tests (45, 46 et 47) correspond à des profils du vent méridien et zonal différents. Dans nos tests, lorsque l'on fait varier les profils initiaux de la température potentielle et du rapport de mélange, on conserve les profils initiaux des composantes du vent de la simulation de référence. Au contraire lorsque ce sont les profils initiaux des composantes du vent qui varient, les profils de température potentielle et du rapport de mélange restent inchangés par rapport à la simulation de référence. Ces 6 tests de sensibilité forment avec la simulation du 5 juin avec et sans advection notre jeu de données. Ils couvrent les conditions de convection sèche rencontrées en période de pré-onset et permettent d'étudier le rôle des processus de petite échelle au sein d'une CLA sahélienne.

Le tableau 6.1 récapitule les caractéristiques des tests au moment de l'initialisation. Seule la simulation du cas réel étudié dans le paragraphe précédent a une advection de grande échelle. Une simulation de ce cas réel mais sans advection nous sert de référence. Dans le tableau et par la suite de ce chapitre, ces deux simulations de la journée du 5 juin s'appellent run02 et run03 pour respectivement le cas avec et sans advection. Dès le profil de 6h00 du matin, six cas sur huit possèdent une couche de mélange allant de 300 à 500 mètres suivant les cas. Pour ces cas nous pouvons définir deux gradients verticaux de  $\theta$  et de  $r_v$ , l'un dans la zone d'entraînement et l'autre au niveau de la troposphère libre. Pour les deux cas sans couche de mélange un gradient vertical de  $\theta$  et de  $r_v$  près de la surface est défini et un second dans la troposphère libre. Sur le tableau 6.1 nous voyons que notre jeu de données couvre une gamme de température potentielle en surface de 299 à 304.5 K mais ne montre pas une aussi grande variabilité en rapport de mélange, avec des valeurs au sol restant proches de  $17 \text{ g kg}^{-1}$ . Pour les tests 44, 48 et 49 les différences entre les tests proviennent principalement des différents gradients dans la zone d'entraînement et dans la troposphère libre. Sur les figures 6.21 (c,d), on voit que le test 47 est un cas avec un vent faible et que la différence entre le test 46, le test 45 et le test de référence est essentiellement dans l'intensité du jet dans les basses couches.

Note : Pour une majeure partie des figures présentées dans ce paragraphe, il est important de conserver la notion temporelle et la notion du test de sensibilité. Pour cela, nous appliquerons une couleur en fonction de l'heure et un symbole en fonction du test. Le tableau 6.2 présente les différents symboles utilisés.



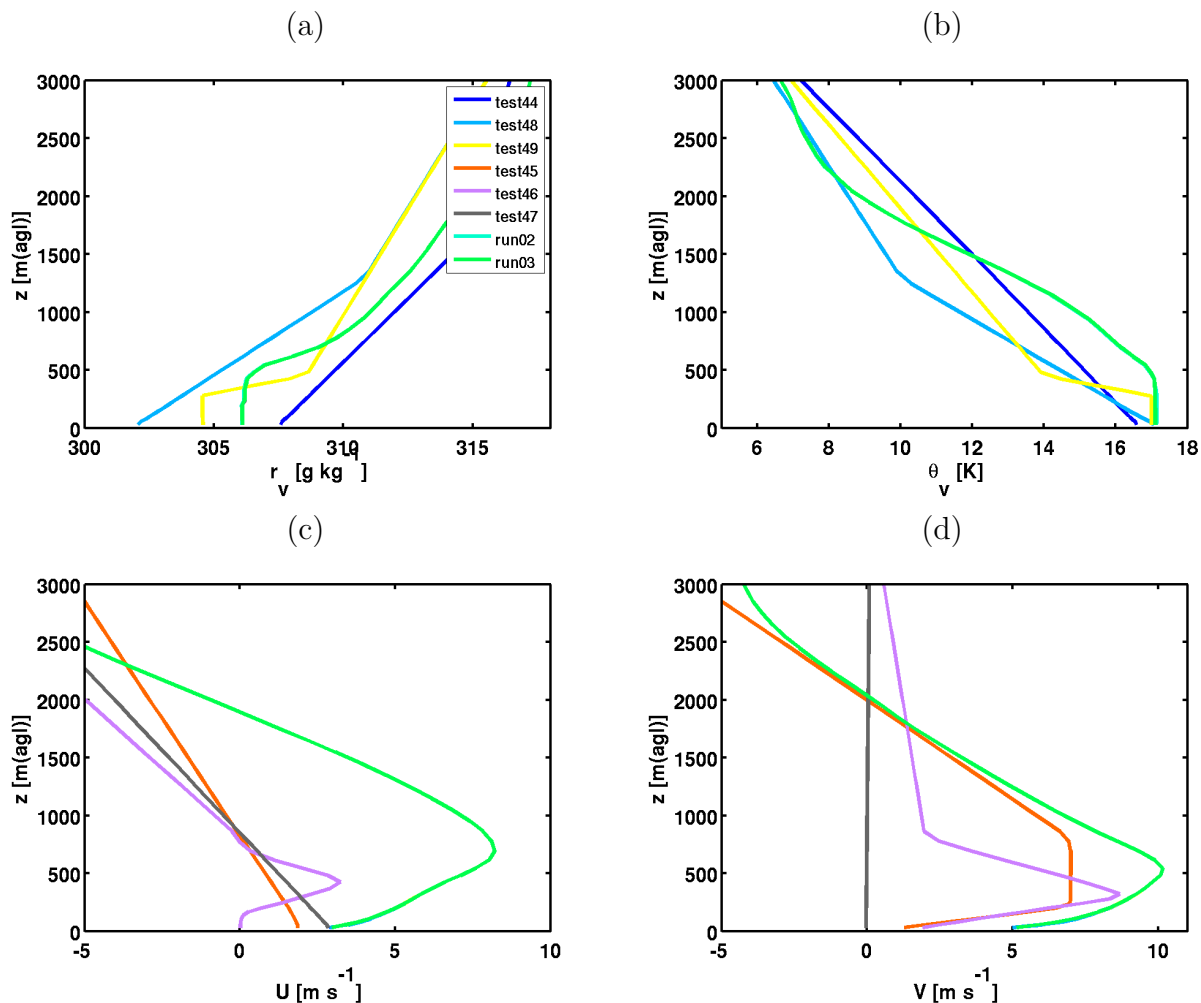


FIG. 6.21 – Profils verticaux initiaux des 8 simulations LES (a) de la température potentielle, (b) du rapport de mélange, (c) de la composante zonale du vent et (d) de la composante méridienne du vent.

### 6.5.1 Détermination des caractéristiques de la zone d'entraînement

Le chapitre 3 a montré que la connaissance de l'épaisseur de la zone d'entraînement et des sauts des différents scalaires au travers de cette zone est importante pour étudier et paramétrer l'entraînement.

Dans la littérature, suivant les auteurs, la zone d'entraînement, caractérisée par un saut en température potentielle, en rapport de mélange et des composantes du vent, est définie suivant plusieurs méthodes. Ici deux méthodes sont comparées. La première méthode, nommée 'méthode flux', correspond à celle montrée sur la figure 3.1 qui consiste à définir comme zone d'entraînement la zone comprise entre le minimum de flux de flottabilité et l'altitude pour laquelle le flux de flottabilité est nul ou plus précisément inférieur à 7% de sa valeur minimale, au-dessus de ce minimum. A partir de cette définition de  $\delta$ , les différents sauts  $\Delta\theta_v$ ,  $\Delta r_v$ ,  $\Delta u$  et  $\Delta v$  sont déduits. La seconde méthode, nommée 'méthode mixed layer', permet de définir directement les sauts des différents scalaires sans déterminer l'épaisseur  $\delta$ . Elle consiste à déterminer l'altitude du maximum de gradient vertical de la température potentielle qui est utilisé dans ce cas comme hauteur de la couche limite atmosphérique. Puis chaque saut correspond à la différence entre la valeur

nom	$Z_i$ [m]	adv	$\theta_0$ [K]	$\frac{\delta\theta}{\delta z}$		$r_{v_0}$ [g.kg <sup>-1</sup> ]	$\frac{\delta r_v}{\delta z}$		$ws_{max}$	
				[10 <sup>-3</sup> K.m <sup>-1</sup> ]			[10 <sup>-3</sup> g kg <sup>-1</sup> m <sup>-1</sup> ]		[m.s <sup>-1</sup> ]	position
				ZE	TL		ZE	TL		
run02	500	≠0	303.0	11.9	3.3	17.1	-5.4	-2.1	12.0	$Z_i$
run03	500	0	303.0	11.9	3.3	17.1	-5.4	-2.1	12.0	$Z_i$
test44	0	0	304.5	5.0	2.1	16.7	-3.2	-3.2	12.0	$Z_i$
test48	0	0	299.0	7.7	3.2	17.1	-5.5	-2.1	12.0	$Z_i$
test49	300	0	303.2	26.1	2.5	17.0	-16.7	-2.7	12.0	$Z_i$
test45	500	0	303.0	11.9	3.3	17.1	-5.4	-2.1	7.0	$Z_i$
test46	500	0	303.0	11.9	3.3	17.1	-5.4	-2.1	6.0	0.5 $Z_i$
test47	500	0	303.0	11.9	3.3	17.1	-5.4	-2.1	3.0	sol

TAB. 6.1 – Tableau détaillant les conditions initiales à 6h00 :  $Z_i$  = hauteur initiale de la CLA ; adv = advection de grande échelle ;  $\theta_0 = \theta$  en surface ;  $\frac{\delta\theta}{\delta z} = (ZE)$  soit dans la zone d’entraînement pour les cas avec CLA, soit en surface et (TL) dans la troposphère libre ;  $r_{v_0} = r_v$  en surface ;  $\frac{\delta r_v}{\delta z} (ZE)$  soit dans la zone d’entraînement pour les cas avec CLA, soit en surface et (TL) dans la troposphère libre ;  $ws_{max}$  représente le maximum et la position du maximum de  $\sqrt{u^2 + v^2}$ . Le test run02 représente la simulation de la journée du 5 juin alors que le test run03 est le test de référence, en tout point identique au test run02 à l’exception de l’advection.

test 44	test 48	test 49	test 45	test 46	test 47	run 02	run 03
●	▽	△	*	□	◇	×	◁

TAB. 6.2 – Symboles des différents tests utilisés dans ce chapitre.

du paramètre considéré à cette altitude et la valeur du paramètre dans la couche mélangée.

La figure 6.22 compare les deux méthodes. Elles donnent des résultats similaires mis à part à la fin de la journée. Les méthodes sont différentes en fin de journée et surtout pour la dernière heure de simulation où le flux de flottabilité au sommet de la CLA est très faible et la méthode devient imprécise. D’après cette figure, on peut utiliser l’une ou l’autre des méthodes lorsque l’on ne considère pas la dernière heure de simulation, ce qui permet d’avoir confiance en nos estimations de  $\Delta\theta_v$ ,  $\Delta r_v$ ,  $\Delta u$  et  $\Delta v$  faites pour les observations, dans le chapitre 5 ou nous ne pouvions utiliser qu’une seule méthode n’ayant pas une description détaillée du profil du flux de flottabilité. Par la suite, c’est la méthode avec le flux de flottabilité qui est utilisée.

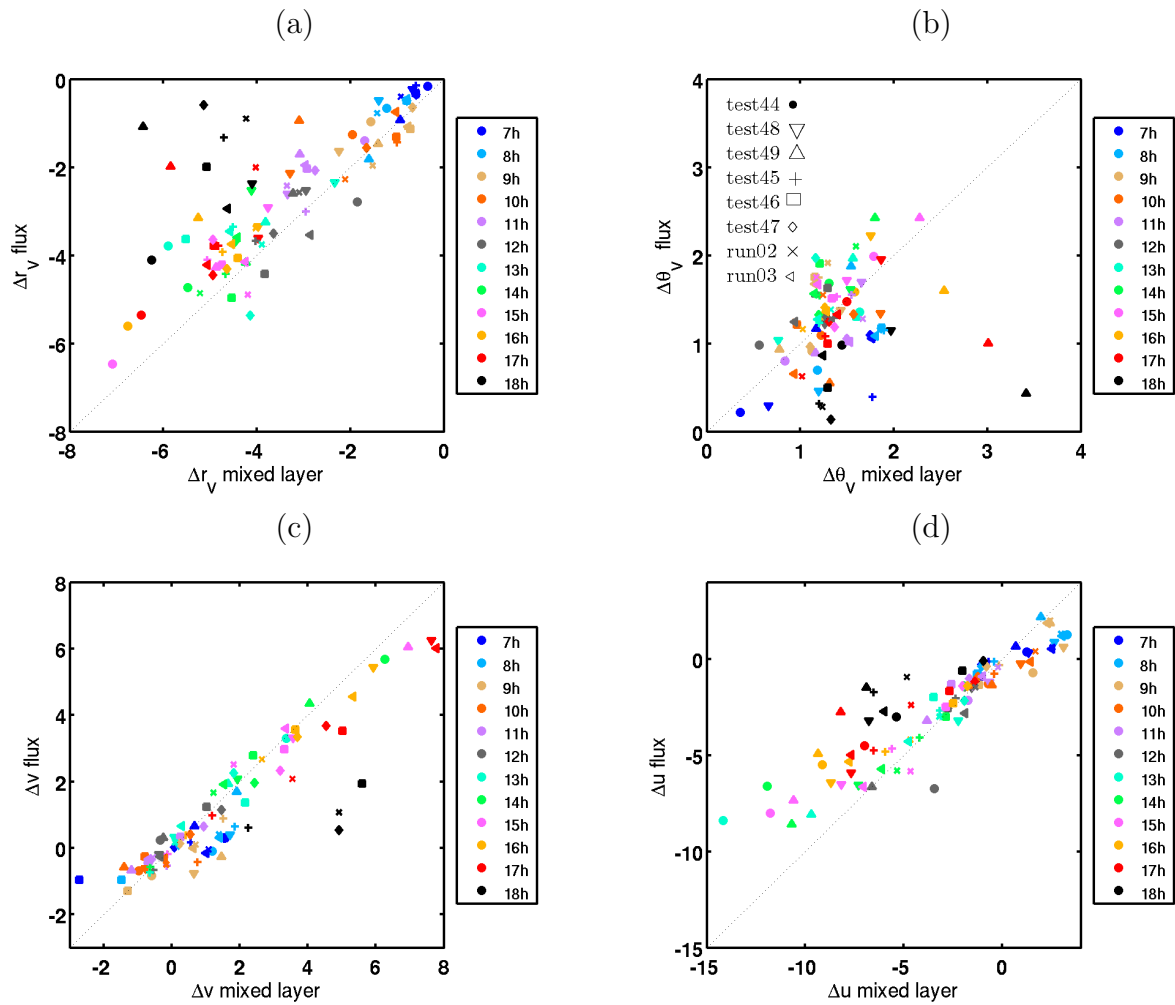


FIG. 6.22 – Comparaison entre deux méthodes de détermination des différents sauts (a) en rapport de mélange, (b) en température potentielle virtuelle, (c) de la composante zonale du vent et (d) de la composante méridienne du vent.

### 6.5.2 Retour sur l'estimation de la vitesse d'entraînement

Avec les observations, nous avons vu qu'avec ce type de couche limite sahélienne, caractérisée par une épaisse zone d'entraînement, nous devons tenir compte de l'épaisseur de celle-ci pour quantifier  $w_e$ . Les équations 3.3 et 3.15 décrivent les deux estimations possibles suivant que l'on tienne compte ou pas de l'épaisseur de la zone d'entraînement.

Nous comparons dans la figure 6.23 la croissance de la couche limite,  $\frac{\partial Z_i}{\partial t}$ , avec les estimations de  $w_e$  faites à partir de l'une ou de l'autre approximation et à partir de scalaires différents ( $\theta_v$  et  $r_v$ ). Dans la simulation numérique la vitesse verticale de grande échelle est nulle par hypothèse.

L'approximation d'ordre 0 de  $w_e$ , sous-estime  $\frac{\partial Z_i}{\partial t}$  de façon très significative, comme nous l'avons constaté avec le chapitre 5. En utilisant l'estimation d'ordre 1,  $w_e$  se rapproche du taux d'accroissement de la CLA. Néanmoins, pour les fortes valeurs on constate encore des différences, comme c'était le cas pour les observations.

D'après la définition de  $w_e$ , que l'on utilise un scalaire ou l'autre, nous devrions obtenir la même estimation de  $\frac{\partial Z_i}{\partial t}$ . Les figures 6.23 (e) et (f) montrent que ceci est beaucoup mieux vérifié lorsqu'on utilise l'approximation d'ordre 1. Par contre il semble que pour les fortes valeurs le calcul de  $w_e$  avec l'approximation d'ordre 1 et avec le scalaire  $\theta_v$ , on sur-estime  $w_e$ . Par contre à l'ordre 0, le calcul de  $w_e$  avec le scalaire  $r_v$  est plus proche des valeurs de l'accroissement de la CLA. Ceci signifie que le profil de  $r_v$  ressemble plus que le profil de  $\theta_v$  à un profil de couche limite d'ordre 0. Ce résultat est aussi commun aux observations.

Ici on montre bien l'importance du terme ajouté entre l'équation 3.3 et l'équation 3.15 dans l'estimation de la vitesse d'entraînement, qui traduit l'existence de la zone d'entraînement et tient compte de l'évolution temporelle associée à la croissance. Et on confirme avec davantage de points de comparaison ce résultat du chapitre 5. Dans notre étude nous avons de fortes vitesses d'entraînement entre 9h et 17h, supérieures à  $5 \text{ cm s}^{-1}$ . Peu d'études sont réalisées avec d'aussi fortes vitesses d'entraînement et des zones d'entraînement aussi épaisses. C'est aussi pour cela que dans la plupart des cas de la littérature, l'approximation d'ordre 0 pour le calcul de  $w_e$  est suffisante.

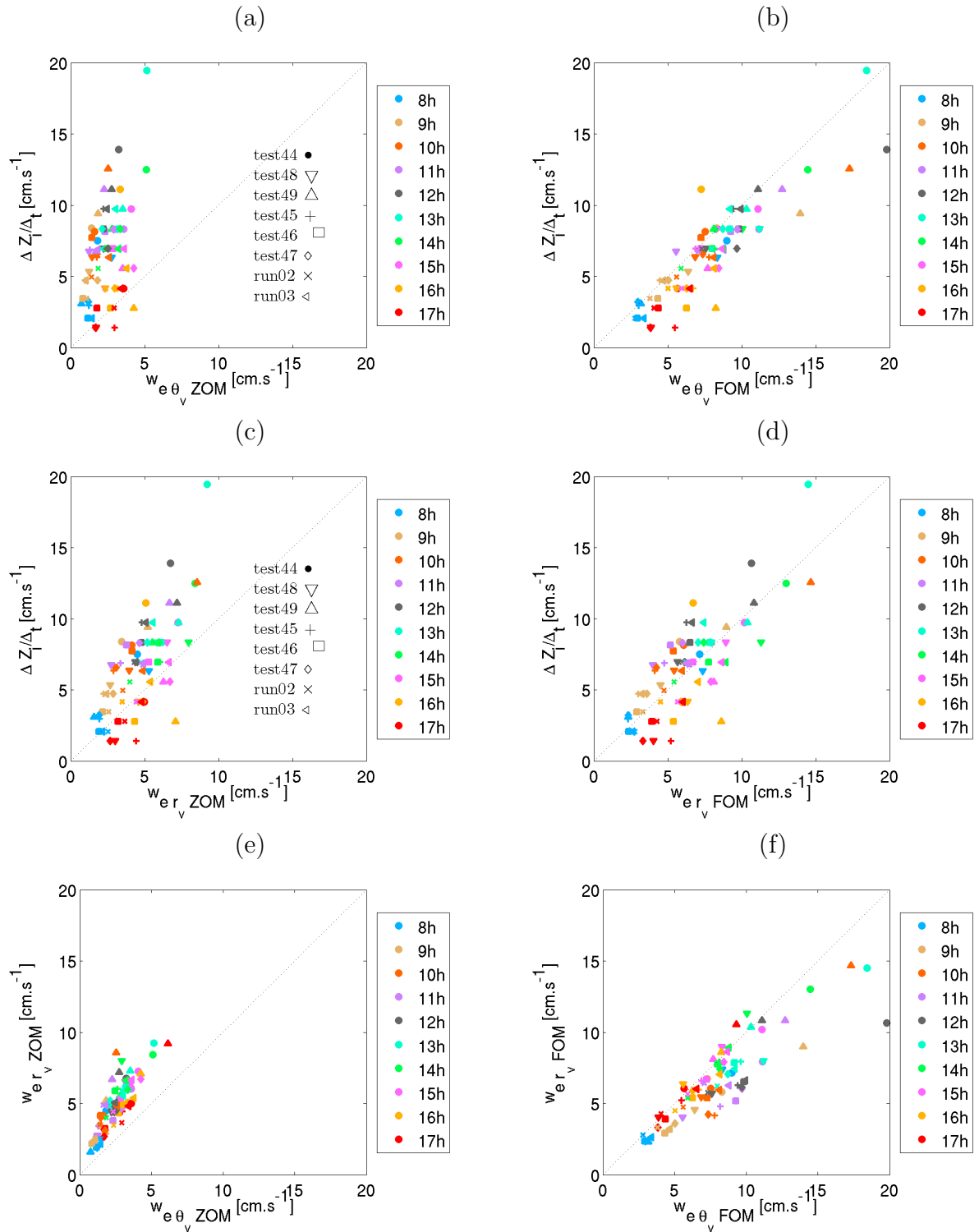


FIG. 6.23 – Comparaison entre les deux façons d’estimer la vitesse d’entraînement avec (a), (c), (e) l’approximation d’ordre 0 et (d), (e), (f) l’approximation d’ordre 1. (a) et (b) comparent  $w_e$  calculé avec la température potentielle et  $\frac{\Delta Z_i}{\Delta t}$ , (c) et (d) comparent  $w_e$  calculé avec le rapport de mélange et  $\frac{\Delta Z_i}{\Delta t}$ , (e) et (f) comparent  $w_e$  calculé à partir de deux scalaires différents qui sont la température potentielle virtuelle et le rapport de mélange.

### 6.5.3 Lien entre les caractéristiques de la CLA et l'entraînement

Avec notre jeu de 8 simulations nous obtenons des comportements différents de la couche limite durant la journée. Notamment les hauteurs de couche limite maximales atteintes varient. On remarque ainsi des différences entre les cas pouvant atteindre 500 m en milieu de journée (cf. fig. 6.24 (a)). Ces différences s'accompagnent d'un taux d'accroissement plus ou moins fort, qui peut varier du simple au triple suivant les simulations (cf. fig. 6.24 (b)), allant de 5 à 15 cm s<sup>-1</sup>. De la même façon, le taux d'entraînement (cf. fig. 6.24 (c)) varie entre 0.1 et 0.5 avec des différences importantes en fin de journée. Ceci montre encore une fois que l'hypothèse  $\beta = 0.2$  utilisée comme paramétrisation a ses limites et que ce paramètre varie beaucoup en fonction des caractéristiques de la CLA.

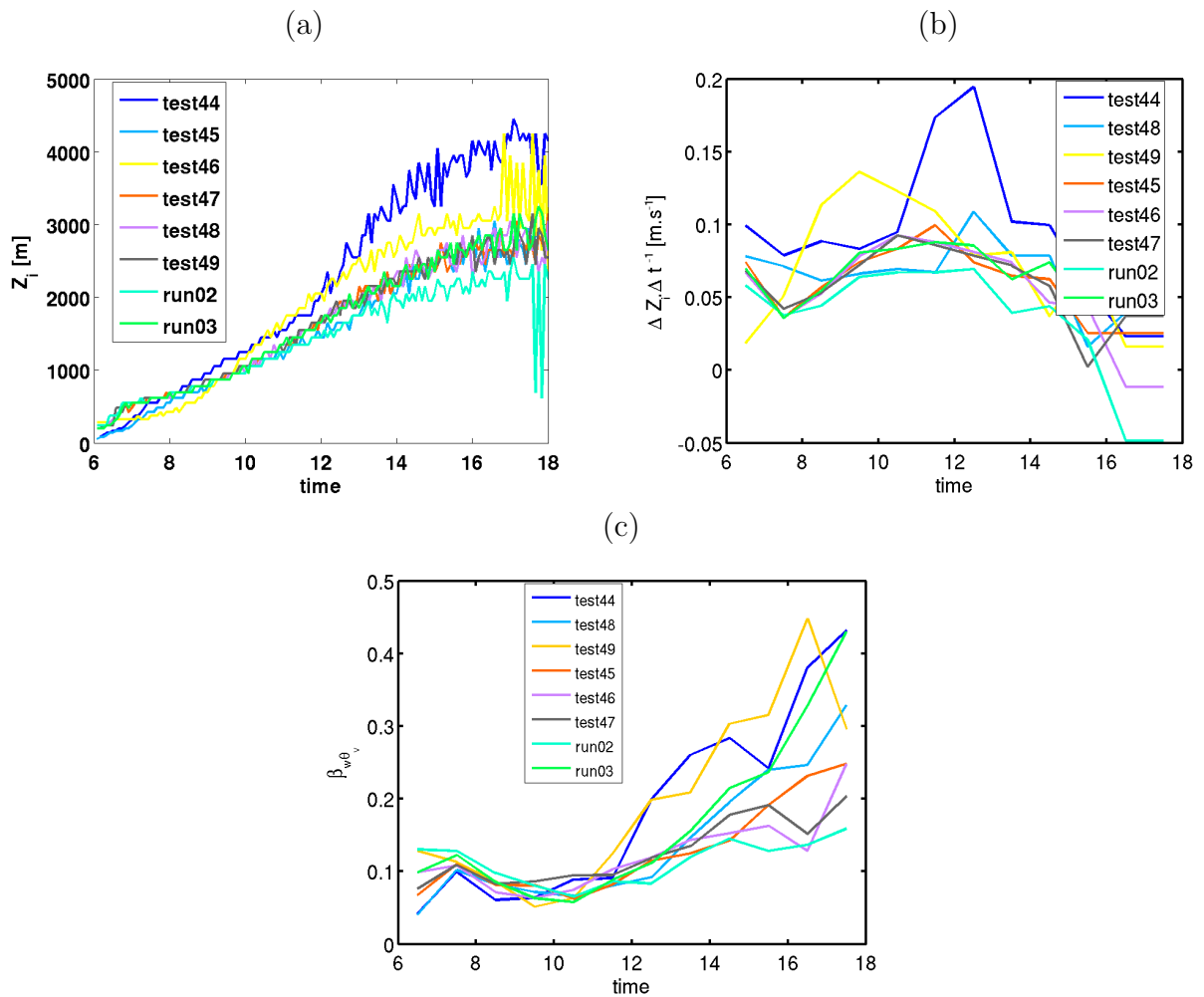


FIG. 6.24 – Evolution temporelle de (a)  $Z_i$ , (b)  $\frac{\Delta Z_i}{\Delta t}$  et (c)  $\beta$  pour les 8 simulations.

Cette valeur de  $\beta$  est néanmoins la valeur typique pour une couche limite convective sans cisaillement de vent (Stull 1973 ; Fedorovich et al. 2004). Par définition, ce rapport dépend seulement de la pente du profil de flux de flottabilité et ne considère que les valeurs du flux de flottabilité au sol et du flux au sommet de la CLA. Dans cette estimation du taux d'entraînement, le profil est considéré comme linéaire et la forme réelle du profil dans la zone d'entraînement n'est pas prise en considération. Nous avons présenté dans le paragraphe 3.2 une méthode qui permet d'en tenir compte et qui consiste à partitionner le flux en deux parties  $B+$  et  $B-$  (Lilly (1968), Kraus et Schaller (1978), Manins et Turner

(1978), Randall (1984), Conzemius et Fedorovich (2006a) Pino et Vilà-Guerau de Arellano (2008)). La figure 6.25(a) compare les deux façons d'estimer le taux d'entraînement. La première méthode est l'utilisation de  $\beta$  défini par  $-\frac{w'\theta'_v|_i}{w'\theta'_v|_0}$  et la seconde correspond au rapport des aires égatives et positives du flux de flottabilité,  $\frac{B_-}{B_+}$ . Notons que dans le cas d'un profil strictement linéaire  $\beta^2 = \frac{B_-}{B_+}$ . On trouve  $\beta^2$  corrélé à  $\frac{B_-}{B_+}$ , mais beaucoup plus petit. La figure 6.25(a) montre que  $\beta$  est de l'ordre de grandeur de  $\frac{B_-}{B_+}$ , et suivant les tests, nous trouvons des coefficients de corrélation entre les deux variables variant de 0.83 à 0.98. Ce coefficient reste fort malgré une différence entre le test run02 et le test run03. Le test de référence a le coefficient de corrélation le plus fort, ce qui signifie que l'une ou l'autre méthode peut être utilisée indifféremment. Par contre, lorsque l'on rajoute de l'advection de grande échelle à ce cas (run02), la corrélation devient la moins bonne du jeu de données. Ceci est dû aux profils de flux qui sont moins linéaires dans la partie supérieure de la CLA en présence d'advection. Aussi, dans la première serie de test (tests 44, 48 et 49), les corrélations sont moins bonnes que pour la seconde série de test (tests 45, 46 et 47).

La différence entre  $\beta^2$  et  $\frac{B_-}{B_+}$  vient du fait que les conditions sont davantage celles d'un modèle d'ordre 1, et  $\frac{B_-}{B_+}$  dans ce cas est égal à  $\beta \left( \beta + \frac{\delta}{Z_i} (1 + \beta) \right)$ . La figure 6.25(b) montre que le rapport des aires sur-estime la valeur théorique dans le cas d'un modèle d'ordre 1 (cf. eq. 3.37). Ceci est principalement lié à la forme de l'aire négative. Dans la théorie (d'un modèle d'ordre 1), cette aire est schématisée par deux triangles identiques de part et d'autre le sommet de la CLA (cf. fig. 3.1(c)) alors que dans la simulation le profil vertical du flux de flottabilité de la zone d'entraînement tend vers une forme plus arrondie. Maintenant nous allons regarder les aires négatives et positives séparément pour comprendre les différences de comportement.

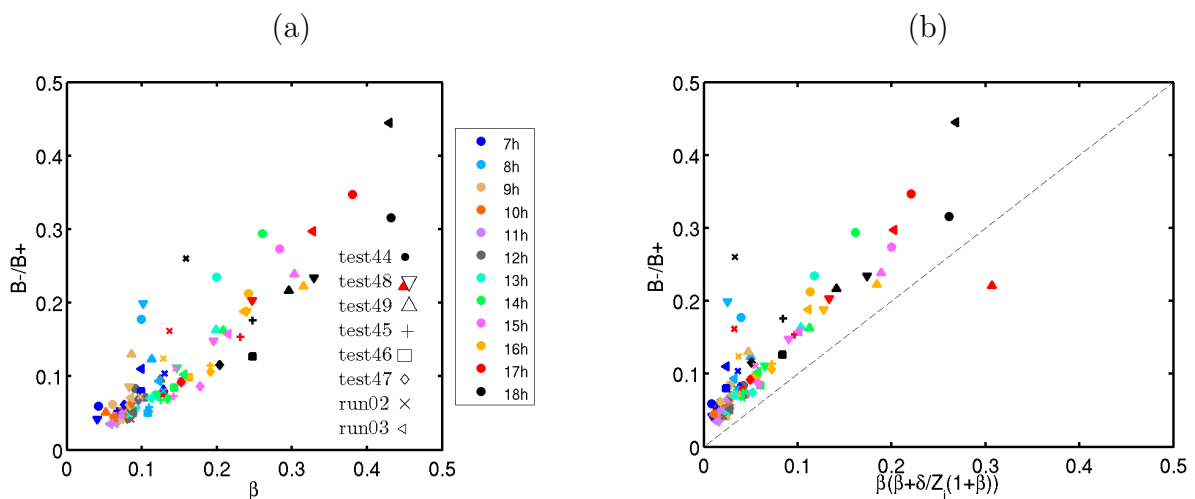


FIG. 6.25 – (a) Comparaison entre le rapport des aires négatives et positives du flux de flottabilité et le taux d'entraînement, (b) comparaison entre le rapport des aires négatives et positives du flux de flottabilité et le calcul par la méthode des aires appliquée à un modèle d'ordre 1 (cf. eq. 3.37) pour les 8 cas de l'étude.

La figure 6.26 montre l'évolution temporelle des aires positives et négatives du flux de flottabilité pour les 8 tests de l'étude, normalisées par les aires respectives du test de référence (run03), qui correspond à un cas avec un fort vent en surface. La valeur du taux d'entraînement pour ce test est similaire lorsqu'on utilise soit l'estimation traditionnelle  $\beta$  soit l'estimation par les aires, vu le fort coefficient de corrélation. Il est important de noter que ce sont les mêmes flux de surface qui sont prescrits pour tous les cas. L'aire positive dépend donc de  $h_0$  (hauteur où le flux de flottabilité est nul au-dessous de  $Z_i$ ). L'aire négative correspond à la quantité de chaleur entraînée depuis la troposphère libre et Pino et Vilà-Guerau de Arellano (2008) ont montré qu'elle varie en fonction du cisaillement de vent : plus il y a de cisaillement, plus cette aire sera grande, car la turbulence créée par ce cisaillement conduit à une augmentation d'entraînement d'air chaud. Cette figure montre que pour 5 tests sur 8, l'aire positive est comparable à celle du test de référence et, pour les 3 tests restants, elle ne s'écarte jamais de plus de 50% de celle du test de référence. Par contre la figure 6.26(a) qui représente l'aire négative du flux de flottabilité, proportionnelle à la quantité de chaleur entraînée depuis l'atmosphère libre, montre des variations importantes suivant le moment de la journée. Les tests 44 et 49 possèdent des aires négatives 3 à 4 fois plus importantes que le test de référence en milieu de journée. Le tableau 6.1 montre que ces tests correspondent aux conditions les plus chaudes et les plus sèches au sol lors de l'initialisation et qu'ils possèdent un fort cisaillement en  $Z_i$ .

La figure 6.27 compare les aires négatives et positives avec l'estimation de la vitesse d'entraînement faite à partir d'un modèle d'ordre 1. Elle montre une bonne corrélation entre la vitesse d'entraînement et l'aire positive du flux  $\overline{w'\theta'_v}$ , ce qui est logique puisque l'entraînement sera d'autant plus fort que l'énergie en surface sera forte et permettra aux thermiques de pénétrer l'inversion sommitale, puis à l'air chaud de revenir dans la CLA.

Les fortes aires négatives varient aussi en même temps que les fortes vitesses d'entraînement mais la corrélation est moins bonne. Là encore, les tests 44 et 49 se distinguent des autres tests avec une forte aire négative et de fortes vitesses d'entraînement. Ces deux tests correspondent aux deux tests qui ont les plus fortes croissances de  $Z_i$  (cf. fig. 6.24).

Si l'on se concentre sur les tests avec et sans advection (run02 et run 03 respectivement), nous voyons sur la figure 6.24 que les effets de l'advection qui consistent à refroidir et humidifier la CLA, provoquent des comportements différents de la CLA en milieu de journée et notamment une hauteur de  $Z_i$  plus faible dans la simulation avec advection. En effet, nous avons une différence de 400 m de hauteur de couche limite en fin de simulation, une différence de vitesse d'entraînement de  $2 \text{ cm s}^{-1}$  et surtout un taux d'entraînement variant entre 0.1 et 0.2 pour la simulation avec advection et allant de 0.1 à 0.45 pour la simulation sans advection. De plus, la corrélation entre les deux manières d'estimer le taux d'entraînement est très proche de 1 pour la simulation sans advection et au contraire elle ne vaut que 0.83 pour la simulation avec advection. Sur la figure 6.26 on voit que le test avec advection possède les aires négatives et positives les plus faibles des 8 tests. Cette différence atteint 50% de moins pour l'aire négative par rapport à l'aire de référence dès la mi-journée et dépasse les 20% de moins au même moment pour l'aire positive. Ainsi, l'advection freine la croissance de la CLA ce qui s'explique par la nature de l'advection qui refroidit les basses couches et par conséquent diminue le flux de flottabilité et augmente le gradient entre la CLA et la troposphère libre.

Pour considérer maintenant l'effet du cisaillement sur la partie négative du flux de flottabilité, la figure 6.28 présente l'évolution temporelle du module du cisaillement de



vent à  $Z_i$  et à la surface. Ici le module du cisaillement de vent est défini par :

$$\sqrt{\left(\frac{\delta u}{\delta z}\right)^2 + \left(\frac{\delta v}{\delta z}\right)^2}.$$

Cette figure montre la coexistence d'un fort cisaillement en  $Z_i$  et à la surface pour les tests 44 et 49 entre 11h et 13h en plus du taux d'accroissement de  $Z_i$  déjà observé très fort et de l'aire négative du flux de flottabilité importante. Pour ces tests on rappelle l'allure des profils initiaux de  $\theta_v$  et  $r_v$ , qui favorisent la croissance rapide de la CLA car les valeurs des  $\frac{\partial \theta}{\partial z}$  et  $\frac{\partial r_v}{\partial z}$  dans la troposphère libre sont plus faibles que pour les autres tests. Au contraire les tests 45, 46 et 47 possèdent des modules du cisaillement de vent en surface et à  $Z_i$  faibles par rapport aux autres tests pour l'ensemble de la journée. Pour ces tests, les valeurs de  $\beta$  ne dépassent jamais 0.25 et les valeurs du taux d'accroissement de la CLA restent inférieures à  $10 \text{ cm s}^{-1}$ .

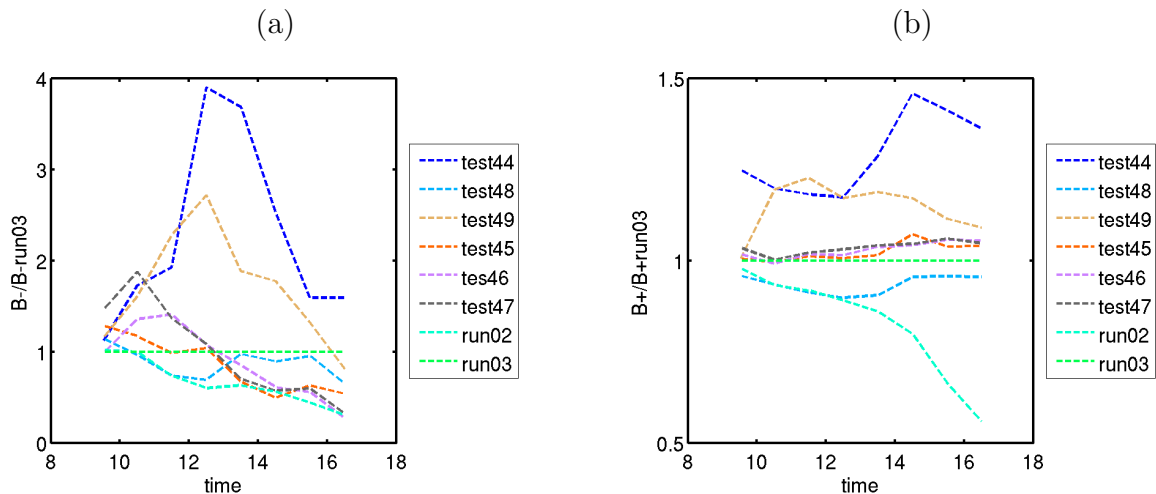


FIG. 6.26 – Evolution temporelle de (a) l'aire positive et (b) négative du flux de flottabilité normalisées par le test de référence (run03) pour les 8 cas de l'étude .

Pour continuer l'étude sur la relation entre le taux d'entraînement et le cisaillement, la figure 6.29 représente la relation entre le saut en module du vent, défini comme pour les observations par  $\Delta U = \sqrt{\Delta u^2 + \Delta v^2}$ , et la partie négative du flux de flottabilité ou le taux d'entraînement. La relation mise en évidence dans de nombreuses études (Pino et al. (2006), Conzemius et Fedorovich (2006a)) est claire ici : plus le cisaillement de vent au travers de la zone d'entraînement est important et plus le taux d'entraînement l'est aussi. Néanmoins, cette figure montre une meilleure relation lorsqu'on considère la partie négative du flux  $\overline{w'\theta'_v}$  que lorsqu'on considère  $\beta$ . Un fort cisaillement de vent à  $Z_i$  joue un rôle sur la forme du profil du flux et donc sur l'incorporation d'air sec de la troposphère à l'intérieur de la CLA. Par contre, lorsqu'on compare ce taux d'entraînement au maximum de cisaillement de vent sur la verticale (figure non montrée ici), on n'obtient pas de relation significative. La relation visible entre le taux d'entraînement et  $\Delta U$  traduit une relation entre l'entraînement et l'épaisseur de la zone d'entraînement. On verra au chapitre 6.5.4 que dans la littérature,  $\beta$  peut en effet être paramétrisé en fonction de  $\delta$ .

Pour finir sur le rôle des caractéristiques de la CLA sur l'entraînement, nous considérons l'influence des sauts en  $r_v$  et en  $\theta$ . La figure 6.30 compare la partie négative de  $\overline{w'\theta'_v}$  et

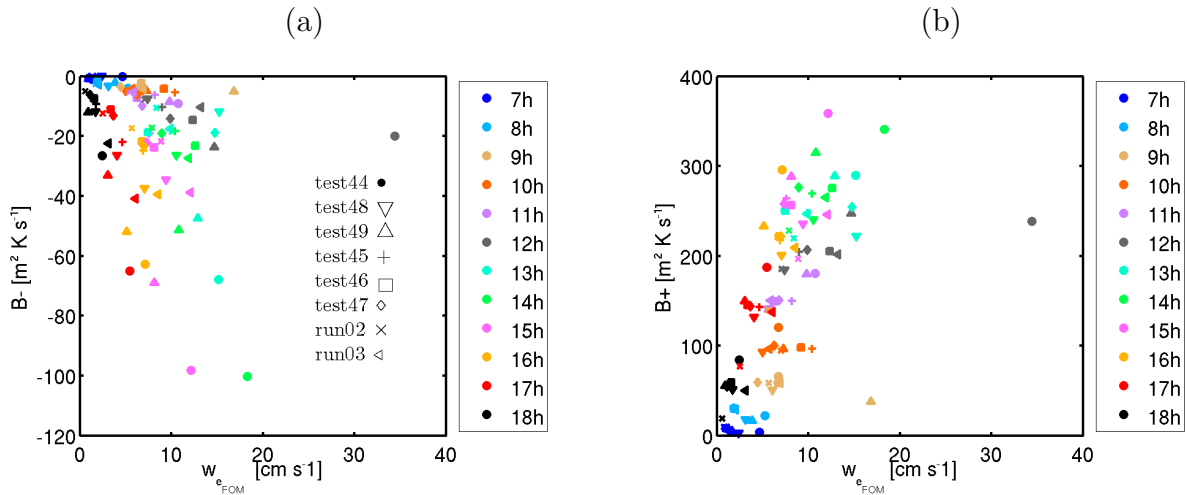


FIG. 6.27 – Comparaison entre (a) l'aire négative du flux de flottabilité et la vitesse d'entraînement (b) l'aire positive du flux de flottabilité et la vitesse d'entraînement calculée à partir d'un modèle d'ordre 1 pour les 8 cas de l'étude et pour chaque heure.

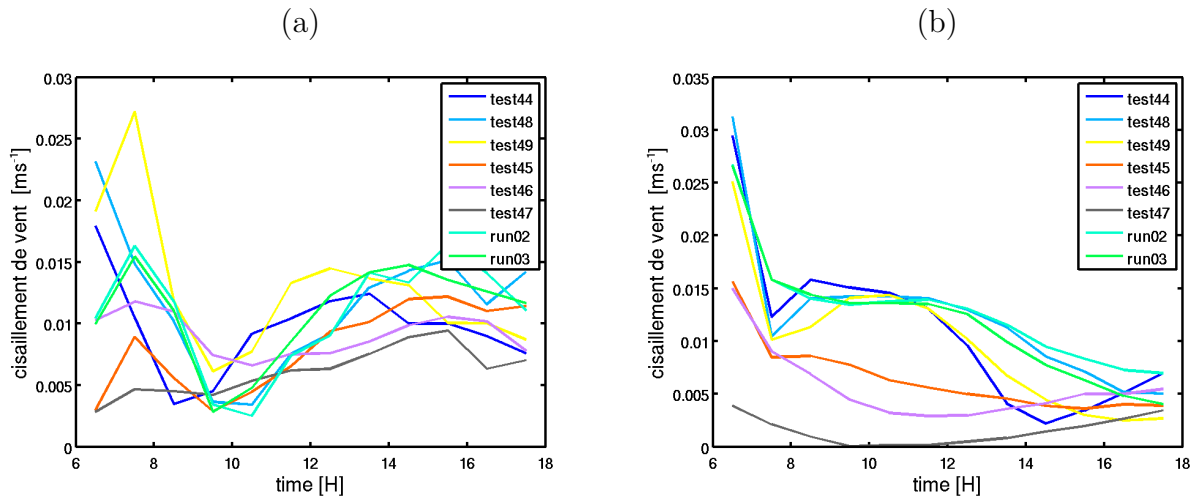


FIG. 6.28 – Evolution temporelle du cisaillement de vent à (a)  $Z_i$  et (b) la surface pour les 8 tests entre 6h et 18h.

le saut en rapport de mélange : plus le saut en rapport de mélange dans la zone d'entraînement est fort, plus la partie négative du flux de flottabilité est grande. Nous observons deux corrélations différentes suivant le moment de la journée. Jusqu'à 13h, l'aire négative grandit en même temps que la valeur du saut en  $r_v$  et à partir de ce moment là, l'aire négative s'accroît très rapidement mais le saut en  $r_v$  ne croît plus que lentement. De même, la figure 6.31 montre que plus l'inversion est forte et plus la vitesse d'entraînement l'est aussi. Ces relations entre les processus d'entraînement et les caractéristiques de la zone d'entraînement renforcent les résultats des observations.

Ces résultats montrent des relations importantes entre les caractéristiques de la zone d'entraînement et les paramètres d'entraînement.  $\beta$ ,  $w_e$  et particulièrement  $B_-$  ont des valeurs plus fortes lorsque les sauts des différents scalaires à travers la zone d'entraînement sont eux aussi forts. Aussi, l'advection diminue l'entraînement alors qu'une troposphère

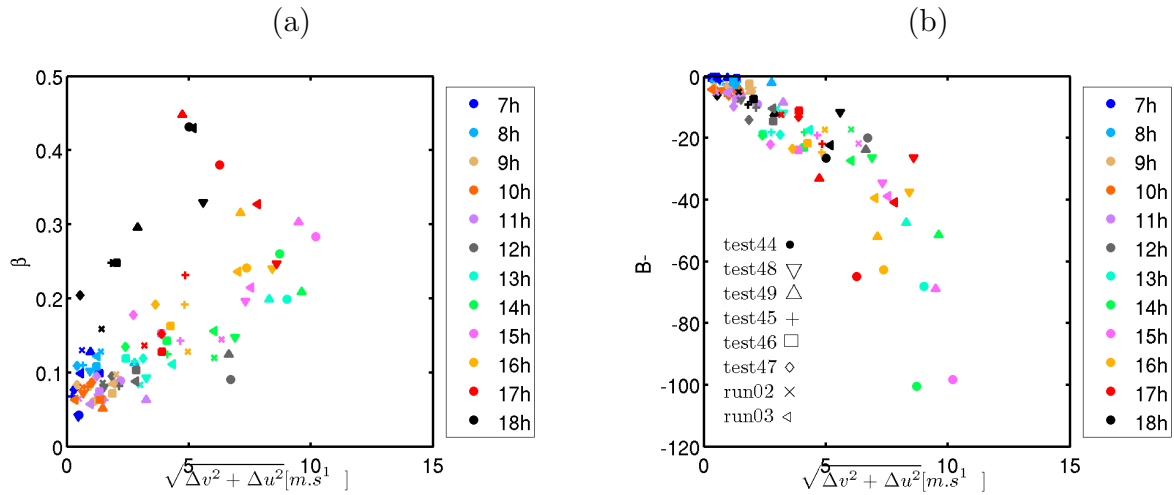


FIG. 6.29 – Comparaison entre (a) le taux d'entraînement et le cisaillement de vent au sommet de la CLA, (b) l'aire négative du flux de flottabilité et le cisaillement de vent au sommet de la CLA.

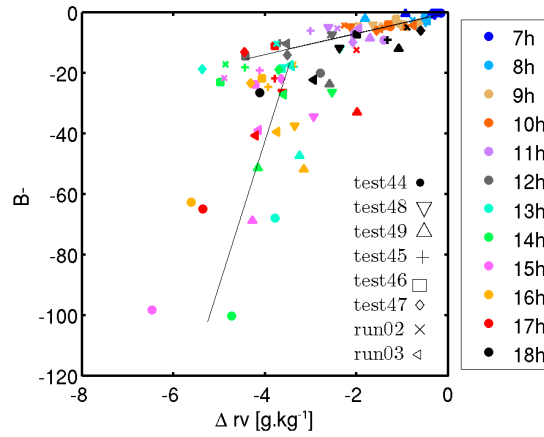


FIG. 6.30 – Comparaison entre le saut en rapport de mélange à  $Z_i$  et la partie du flux de flottabilité négative. Les lignes noires font références aux deux types de corrélation possible en fonction de l'heure de la journée (avant 13h à gauche et après 13h à droite)

libre proche de la neutralité ainsi qu'un fort cisaillement en  $Z_i$  l'augmente.

Par la suite nous allons tester les différentes paramétrisations de la vitesse d'entraînement et du taux d'entraînement, en fonction des caractéristiques de la zone d'entraînement.

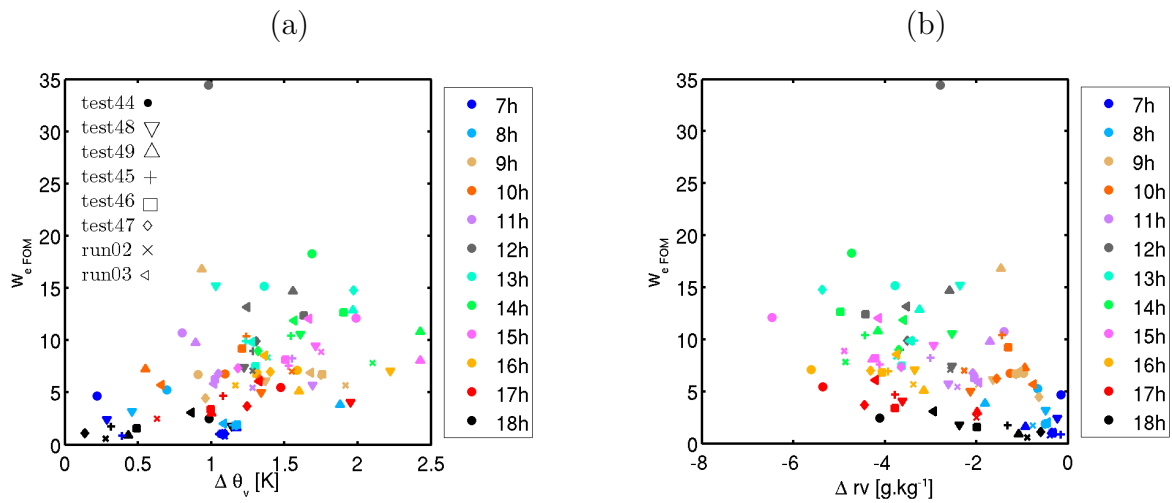


FIG. 6.31 – Comparaison entre (a) le saut en température potentielle virtuelle et la vitesse d'entraînement calculée avec l'approximation d'ordre 1 et (b) le saut en rapport de mélange et la vitesse d'entraînement calculée avec l'approximation d'ordre 1.

### 6.5.4 Tests des paramétrisations existantes

La complexité du processus d'entraînement rend très difficile sa représentation et sa paramétrisation dans des modèles qui permettent de résoudre finement les caractéristiques de la CLA et de ses interfaces. Pino et al. (2003) ont déterminé dans le cas d'un modèle d'ordre 0 à partir d'une LES une paramétrisation de  $\beta$  en fonction du cisaillement. Puis Kim et al. (2003) et Pino et al. (2006) considèrent un modèle d'ordre 1 pour améliorer la paramétrisation de l'entraînement en tenant compte de l'effet du cisaillement dans cette couche.

Précédemment, on a vu l'importance de considérer la zone d'entraînement dans le mécanisme de l'entraînement et nous allons donc tester la paramétrisation du taux d'entraînement, de la vitesse d'entraînement et de l'épaisseur de la zone d'entraînement pour un modèle d'ordre 1.

#### Paramétrisation de l'épaisseur de la zone d'entraînement

Pour résoudre les équations de l'entraînement dans un modèle d'ordre 1, l'épaisseur de la zone d'entraînement doit être connue. Dans la littérature, plusieurs auteurs ont obtenu, en tenant compte de l'influence du cisaillement et du saut en température à l'inversion, une paramétrisation de  $\delta$  en fonction du nombre de Richardson (cf. eq. 3.25).

La figure 6.32 compare l'épaisseur de la zone d'entraînement obtenue avec cette paramétrisation et l'épaisseur obtenue directement par le profil de flux. En utilisant les mêmes valeurs que Pino et al. (2006), 1.12 et 0.08 pour les coefficients respectifs  $a$  et  $b$  nous obtenons une assez bonne corrélation avec un coefficient de corrélation qui vaut 0.70 entre la paramétrisation et le  $\delta$  obtenu par la 'méthode des flux' de flottabilité. En fin de journée, la paramétrisation ne convient plus, on voit que les valeurs paramétrées sont beaucoup plus fortes que les valeurs obtenues directement dans la simulation LES. Nous avons testé cette paramétrisation avec les coefficients  $a$  et  $b$  proposés par Kim et al. (2006) mais nous trouvons une corrélation plus faible, comprise entre 0.3 et 0.6 suivant les coefficients.

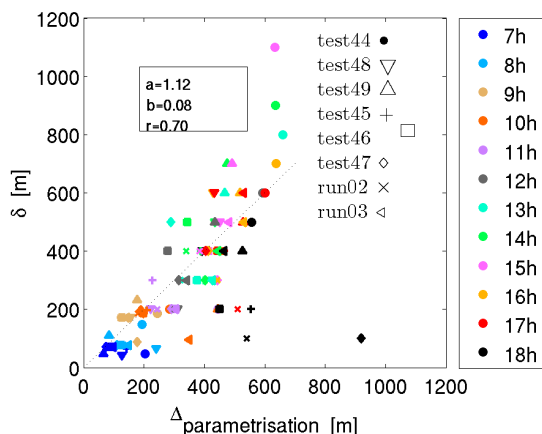


FIG. 6.32 – Comparaison de l'épaisseur de la zone d'entraînement calculée par la paramétrisation (cf. eq. 3.25) et estimée à partir du profil de flux de flottabilité. Les coefficients  $a$  et  $b$  correspondent aux coefficients utilisés dans l'équation 3.25 et  $r$  est le coefficient de corrélation.

### Paramétrisation du flux de flottabilité à $Z_i$

Nous rappelons ici que la manière la plus commune d'estimer le flux de flottabilité à  $Z_i$  est de le déduire du flux de surface en prenant 20% de ce dernier. Ceci revient à considérer  $\beta = \text{constante} = 0.2$ . Cette estimation du flux à  $Z_i$  est contestée par de nombreuses études (Moeng et Sullivan (1994); Sullivan et al. (1998); Pino et al. (2003) et beaucoup d'autres) qui s'accordent pour dire que cette fraction du flux de surface peut varier en fonction du temps et des caractéristiques de la CLA. Nos études expérimentale et numérique le confirment bien.

Nous allons tester la paramétrisation de  $\beta$  ainsi que celle de la vitesse d'entraînement. Le chapitre 3, expose la paramétrisation appliquée au modèle d'ordre 1. Les équations 3.34 et 3.36 correspondent à cette paramétrisation. Pino (2006), Kim et al. (2006) et Sun et Yuan (2008) prennent les coefficients  $A_1 = 0.2$ ,  $A_2 = 0.26$  et  $A_3 = 1.44$  dans les équations.

Les figures 6.33 (a,b) comparent la vitesse d'entraînement paramétrée avec le taux d'accroissement de la CLA ainsi que le taux d'entraînement paramétré avec celui obtenu directement dans la LES à partir du profil du flux de flottabilité. On constate une sur-estimation du taux d'entraînement paramétré par rapport à celui déduit du flux de flottabilité. La paramétrisation représente mal les faibles taux d'entraînement en-dessous de la valeur 0.2. Cette mauvaise estimation de  $\beta$  conduit à une mauvaise estimation de  $w_e$ . Pour essayer d'améliorer la paramétrisation, très sensible aux valeurs des coefficients, nous avons testé d'autres coefficients. Les figures 6.33 (c) et (d) montrent la paramétrisation avec  $A_3 = 1$  au lieu de  $A_3 = 1.44$ . On voit qu'avec cette valeur pour  $A_3$ , le taux d'entraînement est moins sur-estimé mais nous avons toujours une mauvaise représentativité des faibles valeurs. La vitesse d'entraînement reste mieux représentée lorsqu'elle est forte.

Ce paragraphe montre que la paramétrisation de l'entraînement reste difficile. Ces dernières années, plusieurs auteurs ont développé des paramétrisations en tenant compte des caractéristiques de la CLA et principalement du cisaillement mais ces paramétrisations ne sont pas encore universelles. Les diverses paramétrisations nécessitent davantage de confrontation avec les observations.

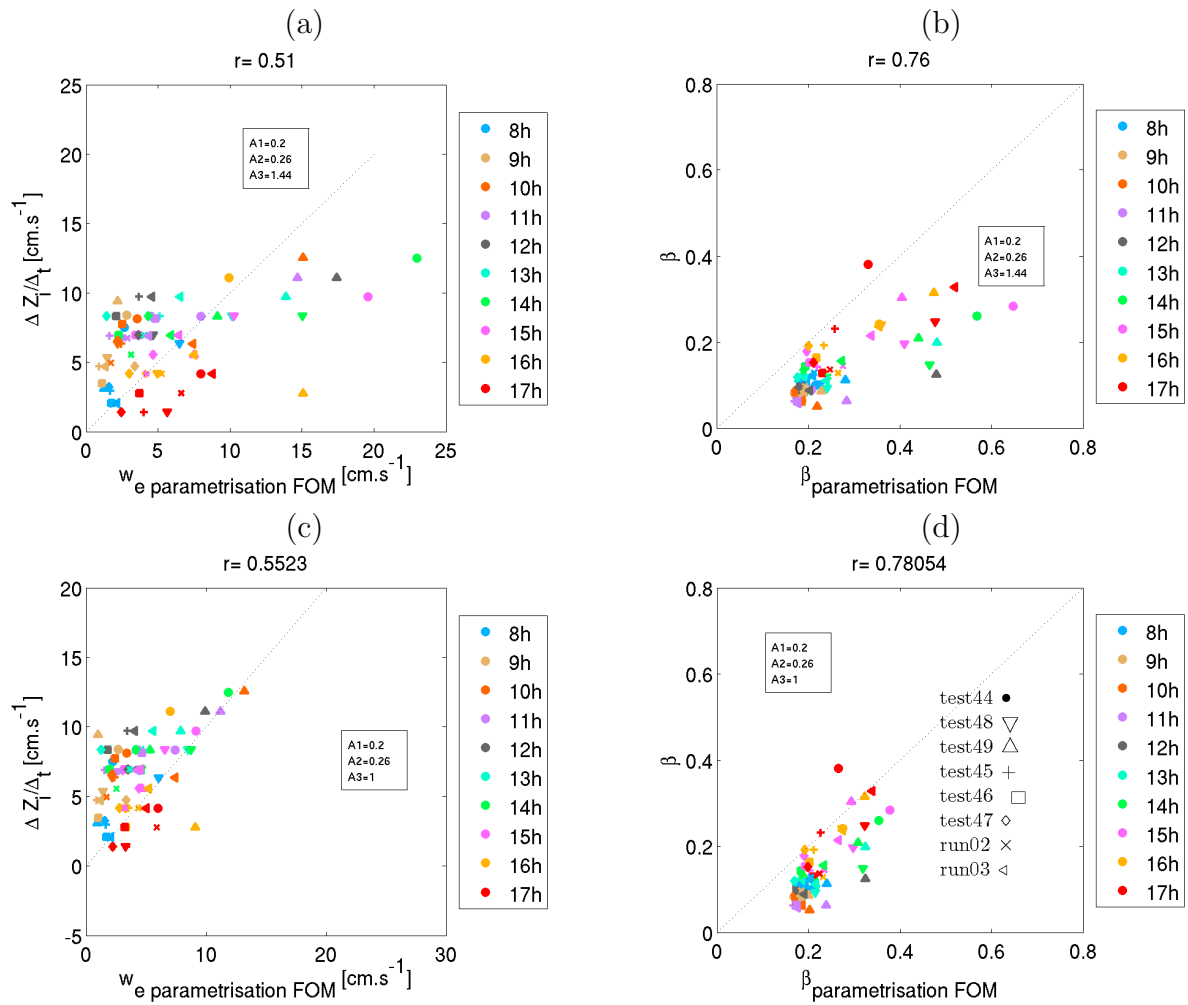


FIG. 6.33 – Comparaison entre (a,c) le taux d'accroissement de la CLA et la vitesse d'entraînement paramétrée et (b,d) le taux d'entraînement paramétré et le taux d'entraînement obtenu par le flux de flottabilité. En (a,b), on a pris  $A_3 = 1.44$  et en (c,d) on a pris  $A_3 = 1$ .

### 6.5.5 Importance des intrusions sèches dans les échanges entre la troposphère libre et la CLA

Dans le but de réaliser une analyse statistique des caractéristiques des intrusions sèches, nous appliquons comme précédemment la méthode de l'analyse conditionnelle à notre jeu de simulations. Pour sélectionner les structures, un seuil sur les fluctuations de  $r'_v$  est choisi et vaut  $-0.5 \sigma_{r_v}$  à  $0.8 Z_i$ , comme dans les études de Berg et Stull (2004) et Couvreur et al. (2007). Ce seuil est donc identique quelque soit le niveau vertical.

La figure 6.34 représente le profil vertical des fluctuations moyennes des intrusions sèches, en terme de rapport de mélange, de température potentielle et de vitesse verticale au sein des intrusions sèches, pour les différentes simulations, à 14h.

Pour ne considérer que les fluctuations des intrusions sèches nous isolons les fluctuations qui ont les caractéristiques :  $r'_v < -0.5 \sigma_{r_{v0.8Z_i}}$  &  $w' < 0$  &  $\theta' > 0$ . Suivant les tests, les fluctuations associées aux intrusions peuvent varier de  $-1.8$  à  $-0.8 g kg^{-1}$  pour  $r_v$  et de  $0.2$  à  $0.8 K$  pour  $\theta_v$  en haut de la couche limite. Pour la vitesse verticale, contrairement aux fluctuations de  $\theta$  et de  $r_v$ , la plus grande différence s'observe en milieu de couche limite et varie entre  $-1.2$  et  $-1.8 m s^{-1}$ . La figure 6.35 montre que les plus fortes fluctuations de  $\theta$  correspondent aux plus fortes fluctuations de  $r_v$  situées en haut de la CLA, et de même les plus fortes fluctuations de  $w$  situées au milieu de la CLA sont associées aux plus fortes fluctuations de  $r_v$  en haut de la CLA. Dans la simulation on observe de fortes fluctuations en milieu de journée, entre 11h et 15h, lorsque la vitesse d'entraînement est forte. D'ailleurs la figure 6.36 montre une relation entre le minimum de  $r_v$  et la vitesse d'entraînement et une relation encore plus nette entre le minimum de vitesse verticale et la vitesse d'entraînement. Donc plus la vitesse d'entraînement est importante, plus les fluctuations négatives de  $w$  sont importantes en milieu de CLA et plus les fluctuations de  $r_v$  sont négatives en  $Z_i$ . Ceci confirme le rôle des intrusions dans la nature de l'entraînement. La partie négative du flux  $\overline{w'\theta'_v}$  augmente lorsqu'il y a des fluctuations intenses de  $w$  (cf. fig. 6.37). Par contre nous ne trouvons pas cette relation avec  $\beta$ .

Nous allons considérer les différences entre les tests dans la suite de ce paragraphe.

Après 8h de simulation, la figure 6.34 met en évidence des comportements très similaires pour les 3 tests dont le profil initial vertical de vent varie (test 45, 46 et 47) et qui ont un très faible cisaillement de vent en comparaison des autres tests. Par contre des comportements différents sont visibles pour la série des tests 44, 48 et 49 qui correspond à des profils verticaux de rapport de mélange et de température potentielle virtuelle initiaux différents. La figure 6.35 montre une plus grande disparité pour les tests 44, 48 et 49 que pour les tests 45,46 et 47 qui possèdent des corrélations très importantes entre les différents paramètres. Le test 44, qui a une hauteur de couche limite plus forte, et une vitesse verticale associée aux intrusions sèches au milieu de la couche limite plus importante que les autres. Ce même test est caractérisé par une fluctuation de rapport de mélange au sommet de la couche limite de l'ordre de  $-1.2 g kg^{-1}$  alors que les deux autres tests de cette série (test 48 et 49) ont une fluctuation plus faible, de l'ordre de  $-0.8 g kg^{-1}$ .

On considère maintenant les tests correspondant à la journée du 5 juin sans et avec advection (run03 et run02). On ne constate pas de grande différence sur la température potentielle au sein des intrusions sèches, mais la vitesse verticale et le rapport de mélange dans la couche limite sont bien plus faibles pour le test avec advection.

Notons que l'allure de ces profils est semblable à l'allure des profils des variances montrés à la figure 6.13 pour le run02, ce qui confirme que les intrusions sèches jouent un



rôle prépondérant sur la variance de  $\theta$ ,  $r_v$  et  $w$ .

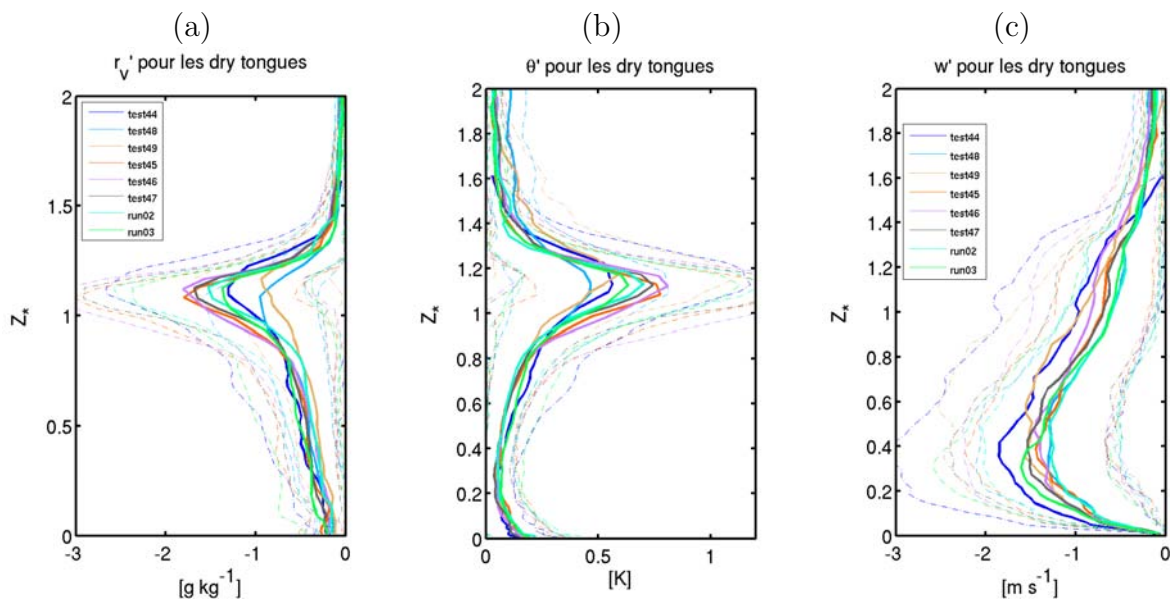


FIG. 6.34 – Profils verticaux de la moyenne des fluctuations pour les intrusions sèches pour chaque simulation à 14h pour (a) le rapport de mélange, (b) la température potentielle et (c) la vitesse verticale. Les traits pointillés représentent l'écart-type,  $+\sigma$  ou  $-\sigma$ , de chaque variable.

Les figures 6.36 et 6.37 présentent les relations trouvées entre les fluctuations au sein des intrusions sèches et les paramètres de l'entraînement. Nous voyons que la vitesse d'entraînement devient plus forte lorsque les fluctuations de  $w$  et de  $r_v$  dans les intrusions sèches sont plus fortes. Sur la figure 6.37 il est important de souligner que les fluctuations de  $w$  en milieu de CLA deviennent plus importantes lorsque l'aire négative du flux de flottabilité est grande, ce qui est le cas des tests 44 et 49. Ceci montre que plus l'air chaud de la troposphère s'incorpore dans la CLA, plus la vitesse verticale descendante des intrusions sèches s'accroît. Ce mécanisme a déjà été expliqué par Couvreur et al. (2007).

Le chapitre 6.4.7 a comparé les différentes contributions obtenues par les observations avion et la simulation du 5 juin 2006 (run02) et a permis de souligner la bonne représentativité des différentes classes dans la simulation avec une définition des intrusions moins restrictive que maintenant, c'est à dire que la seule condition sur  $r'_v$  était qu'il soit négatif alors que pour ce chapitre on ne sélectionne que les fluctuations inférieures à  $-0.5 \sigma_{rv_{0.8z_i}}$ . La figure 6.38 présente les profils verticaux des différentes contributions à 14h pour les 8 simulations dans le but de mettre en avant des différences de comportement suivant les tests. Les figures (a) (b) (c) montrent la contribution à la variance de  $w$ . Dans la moitié supérieure de la couche limite la classe des intrusions sèches des tests 44 et 49 contribue deux fois plus à cette variance que les autres simulations. La figure 6.34 a déjà montré que  $w'$  au sein des intrusions sèches est plus intense pour ces deux tests. Ensuite, les figures (d) à (i) montrent qu'au sommet de la couche limite la classe des intrusions sèches contribue plus à la variance de  $\theta'$  et de  $r'_v$  que les autres classes avec des contributions pour chaque variable comprises entre 40 et 50% pour les intrusions sèches. L'occurrence en pourcentage des différentes structures est représentée sur les figures 6.38 (j) (k) (l). Elles montrent toujours une prédominance de la classe des intrusions sèches à hauteur de 25% au sommet de la CLA et là encore, les tests 44 et 49 ont la particularité

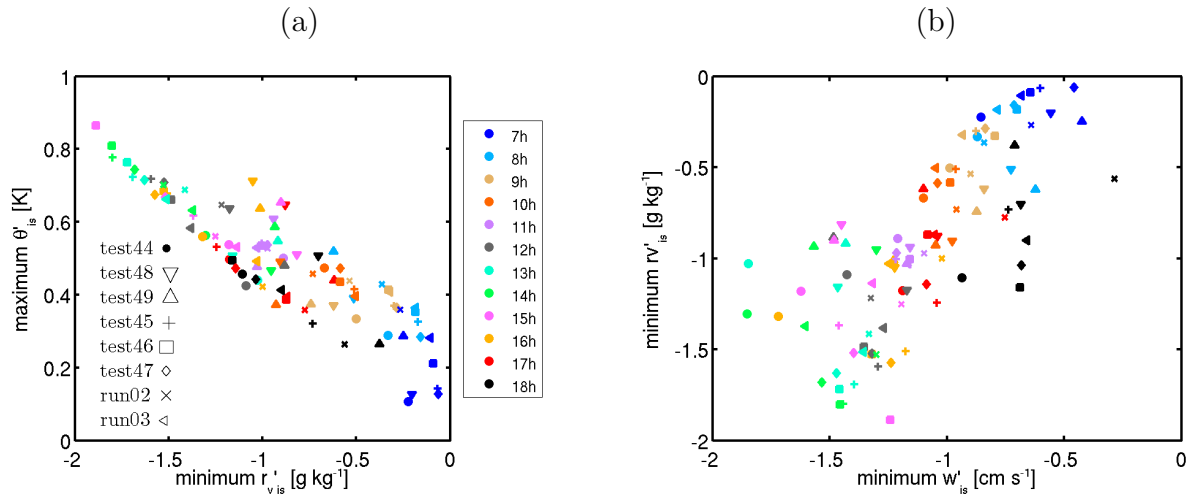


FIG. 6.35 – Comparaison entre (a) le minimum de fluctuation de  $r_v$  et le maximum de fluctuation de  $\theta_v$  dans les intrusions sèches, (b) le minimum de fluctuation de  $r_v$  et le minimum de fluctuation de  $w$  dans les intrusions sèches

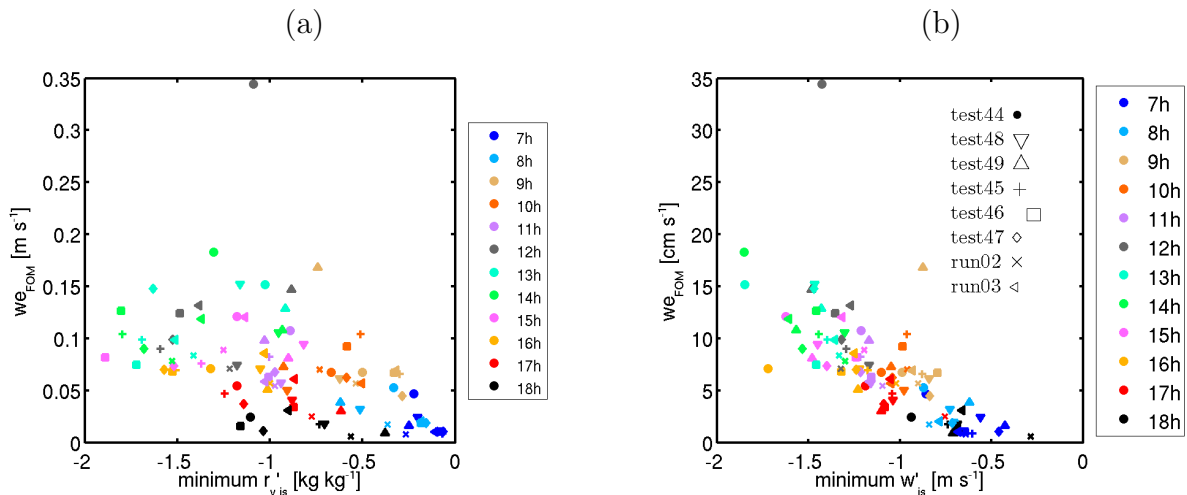


FIG. 6.36 – Comparaison entre (a) le minimum de fluctuation de  $r_v$  et la vitesse d'entraînement dans les intrusions sèches, (b) le minimum de fluctuation de  $w$  et la vitesse d'entraînement dans les intrusions sèches

de maintenir cette occurrence forte dans l'intervalle  $[1 - 1.3]z_*$ . Mis à part ces deux tests, tous les autres ont des comportements similaires lorsqu'on regarde les différentes classes.

Les tests 44 et 49 correspondent aux tests possédant le plus fort taux d'entraînement, la plus forte vitesse d'entraînement, la plus forte aire négative du flux de flottabilité, le plus fort cisaillement de vent au sol jusqu'à 13h et le plus fort cisaillement en  $Z_i$  après 13h.

Finalement, cette étude montre que les profils des contributions sont très stables avec la sensibilité aux 8 tests, ce qui pourrait aussi expliquer notre très bonne comparaison entre les observations et la simulation du cas réel vu dans la figure 6.19. Pour tous les tests, en  $Z_i$  le maximum de  $\theta'$  et le minimum de  $r'_v$  au sein des intrusions sèches varient en même temps que les fortes fluctuations négatives de  $w$  en milieu de CLA.  $w_e$  est favorisé par les

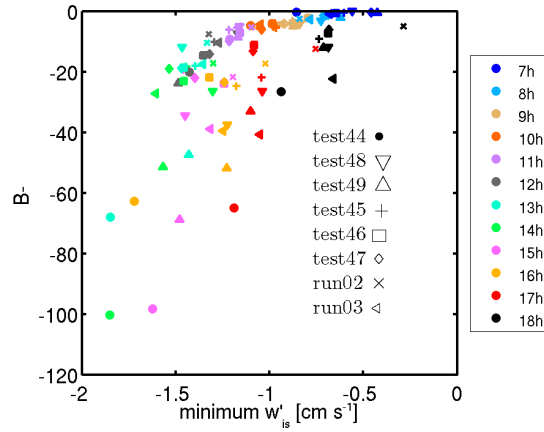


FIG. 6.37 – Comparaison entre le minimum de fluctuation de  $w$  et l'aire du flux de flottabilité négative

fluctuations fortes de  $r_v$ ,  $\theta$  et  $w$  des intrusions sèches. Finalement, les seules différences viennent des tests 44 et 49 qui comme nous l'avons vu, ont un cisaillement de vent élevé en surface et au sommet de la CLA, et sont caractérisés par des zones d'entraînement épaisses. Ces deux tests ont des valeurs de  $w'$  plus importantes que les autres tests, ce qui favorise de fortes valeurs de  $B^-$  et donc l'incorporation d'air sec de la troposphère libre dans la CLA.

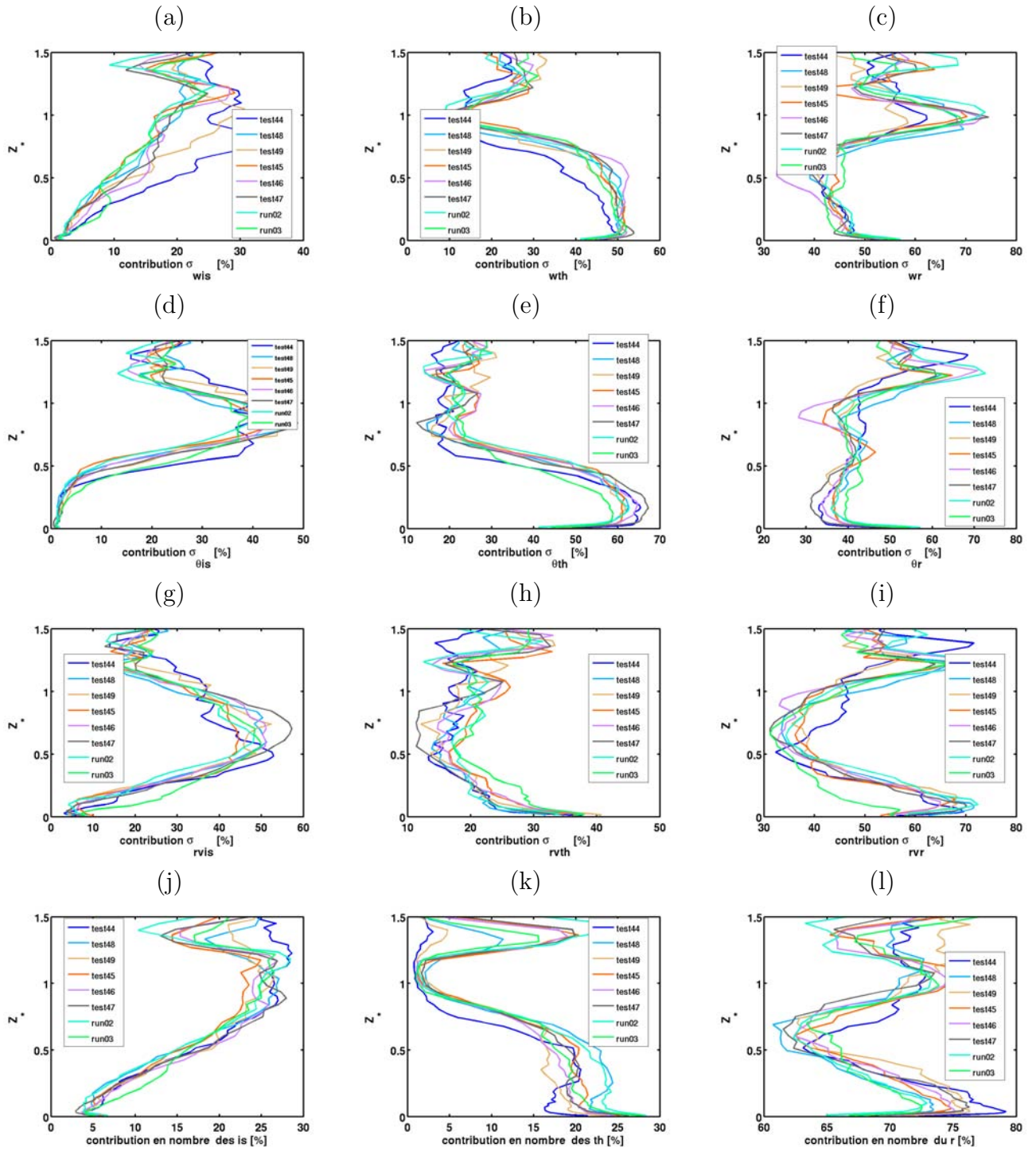


FIG. 6.38 – Analyse conditionnelle à 14h pour les 8 simulations : contribution des différentes classes à (a) (b) (c) la variance de la vitesse verticale, (d) (e) (f) la variance de la température potentielle, (g) (h) (i) la variance du rapport de mélange de la vapeur d'eau et (j) (k) (l) l'occurrence en pourcentage. L'abréviation 'is' désigne la classe des intrusions définie par :  $rv' < -0.5$   $\sigma_{rv}$  &  $w' < 0$  &  $\theta' > 0$  (a, d, g, j), l'abréviation 'th' désigne la classe des thermiques regroupant les deux classes suivantes :  $rv' > 0$  &  $w' > 0$  &  $\theta' > 0$  et  $rv' < 0$  &  $w' > 0$  &  $\theta' > 0$  (b, e, h, k) l'abréviation 'r' désigne toutes les autres classes de l'analyse conditionnelle (c, f, i, l).

### 6.5.6 Sensibilité des tests au nombre de Richardson

Les tests 44 et 49 ont montré une sensibilité notable de notre jeu de données au cisaillement de vent. Nous allons pousser davantage l'analyse des caractéristiques de la turbulence afin d'identifier différents régimes de turbulence. Pour cela on utilise le nombre de Richardson du flux, utilisé dans de nombreuses études (Mahrt et Lenschow (1976), Kim et al. (2003), Sorbjan (2004) et Conzemius et Fedorovich (2006a)), défini par l'équation 3.18. Il permet d'estimer la contribution du cisaillement par rapport à la flottabilité.

Une des conclusions importantes de Kim et al. (2003) et de Conzemius et Fedorovich (2006a) est la présence d'une zone où  $Ri_f$  est constant dans une couche limite convective caractérisée par une contribution importante du cisaillement à l'entraînement.

Aussi, Conzemius et Fedorovich (2006a) montrent que l'épaisseur de la zone d'entraînement peut être déterminée par le critère :  $Ri_f = \text{constante}$ . Ici nous testons ce résultat. Les auteurs montrent en effet que dans la zone d'entraînement, le cisaillement peut contre-balancer la flottabilité, maintenant  $Ri_f$  constant. Afin de tester cette hypothèse et de regarder l'importance du cisaillement par rapport à la flottabilité dans nos 8 tests nous considérons les profils verticaux de  $Ri_f$ . Par définition la zone d'entraînement est une zone stable ce qui est vérifié quand  $Ri_f > 1$ . D'après l'équation 3.18, lorsque  $Ri_f > 1$ , la turbulence créée par la flottabilité est plus importante que celle due au cisaillement de vent. Un autre seuil est souvent retenu dans la littérature, correspondant à  $Ri_f = 0.25$  (où  $0.25 = Ri_{i \text{ critique}}$ ).

Les figures 6.39, 6.40 et 6.41 représentent les profils verticaux de  $Ri_f$  pour, respectivement, les tests sans et avec advection, les tests avec des profils initiaux différents de  $\theta$  et de  $r_v$  et les tests ayant des profils différents de  $u$  et  $v$ .

La figure 6.39 montre que l'advection augmente la stabilité en milieu de journée au-dessous de  $Z_i$ . C'est aussi un résultat de Pino (2006). Pendant la journée du 5 juin, l'advection est plutôt chaude et sèche en haut de la CLA comme l'a montré la figure 6.7. Ce type d'air tend à stabiliser au-dessus, renforçant le gradient vertical  $\frac{\delta\theta_v}{\delta z}$ .

La figure 6.40 représente les profils de  $Ri_f$  pour les tests ayant des conditions de  $r_v$  et  $\theta$  différentes. On montre que l'épaisseur de la zone pour laquelle  $Ri_f$  est constant varie suivant le test et qu'elle est plus importante pour ces tests que pour les tests sur l'advection de la figure 6.39. Très tôt dans la journée, nous rencontrons une zone épaisse dans la couche limite où  $Ri_f = \text{constante} = 0.25$ . Ce critère correspond à une frontière entre des conditions stables et des conditions instables. Cela signifie que la zone d'entraînement est bien caractérisée par ce changement de régime.

La troisième figure représentant les profils verticaux de  $Ri_f$  pour les trois derniers tests (fig. 6.41) confirme une étude de Pino (2006) en montrant que le cisaillement tend à diminuer la stabilité de la CLA. En effet, de la figure 6.28 nous retenons que pour les tests 45, 46 et 47, le cisaillement de vent en  $Z_i$  et en surface est faible par rapport aux autres tests. De ce fait,  $Ri_f$  indique une zone d'entraînement plus stable pour ces tests que pour les précédents avec une graduation dans la stabilité.

La figure 6.41 montre que le test 47, qui représente un cas avec un très faible cisaillement de vent, a une zone au sommet de la CLA très stable avec des valeurs de  $Ri_f > 1$  durant toute la journée. Ceci est confirmé par la figure 6.42 qui montre l'évolution temporelle de  $Ri_f$  au sommet de la couche limite après 4h de simulation. Un seul test montre un  $Ri_f$  supérieur à 1 pendant l'après-midi. Ce test correspond au test qui a le plus faible cisaillement de vent à  $Z_i$ . Tous les autres tests possèdent des  $Ri_f$  compris entre 0.25 et 1 indiquant qu'au minimum de  $Z_i$ , le cisaillement équilibre la flottabilité. Dans ces tests il

y a deux cas instables ( $Ri_f < 1$ ) très tôt dans la journée qui sont les tests 44 et 49.

La figure 6.43 montre la différence de comportement au niveau de la zone d'entraînement entre les différents tests après 5h de simulation. On retrouve la présence d'une zone large à  $Ri_f$  constant pour les deux tests 44 et 49 avec des valeurs de  $Ri_f$  très proches du seuil de stabilité de 0.25.

Pour finir cette analyse, nous comparons l'épaisseur de la zone d'entraînement prise cette fois-ci comme l'épaisseur de la zone pour laquelle le flux de flottabilité est négatif (Conzemius et Fedorovich (2006b)), (cf. fig. 3.1), et la zone pour laquelle  $Ri_f$  est constant ou du moins compris entre 0.25 et 1. La figure 6.44 montre que cette méthode peut fonctionner pour déterminer la zone où le flux est négatif lorsque l'on est en présence de cisaillement. On voit en effet que pour les tests 44 et 49, la corrélation est assez bonne. Par contre les tests 46 et 47 montrent que cette méthode n'est pas appropriée pour déterminer la zone d'entraînement.

La figure 6.44(b) montre que plus la zone où  $Ri_f = \text{constante}$  est large plus l'épaisseur sur laquelle le flux de flottabilité est négatif est grande.

Cette analyse a montré des différences de comportements au sommet de la CLA suivant les tests. Seuls les tests à fort cisaillement montrent vraiment une zone à  $Ri_f$  constant correspondant à la zone d'entraînement. Néanmoins on a testé au chapitre 6.5.4 une paramétrisation de  $\delta$  en fonction de  $R_i$  et nous avons trouvé une corrélation satisfaisante.

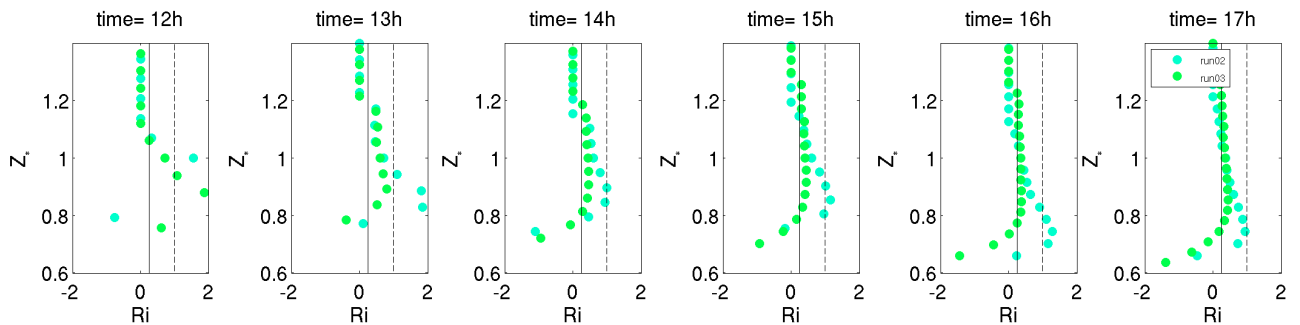


FIG. 6.39 – Evolution temporelle du profil du nombre de Richardson flux pour les tests run02 et run03 (voir figure 6.21). Le trait noir correspond à  $Ri_{critique} = 0.25$  qui délimite les conditions instables et les conditions stables.

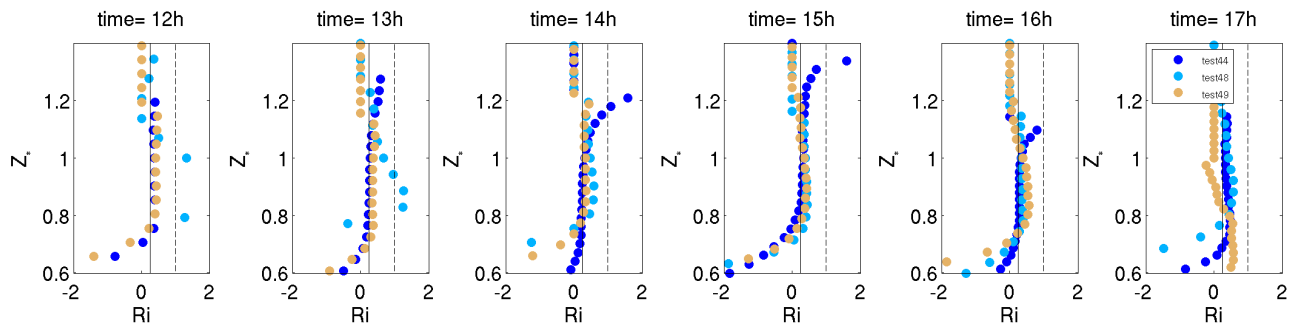


FIG. 6.40 – Evolution temporelle du profil du nombre de Richardson flux pour les tests test 44, 48 et 49 (voir figure 6.21). Le trait noir correspond à  $Ri_{critique} = 0.25$  qui delimitte les conditions instables et les conditions stables.

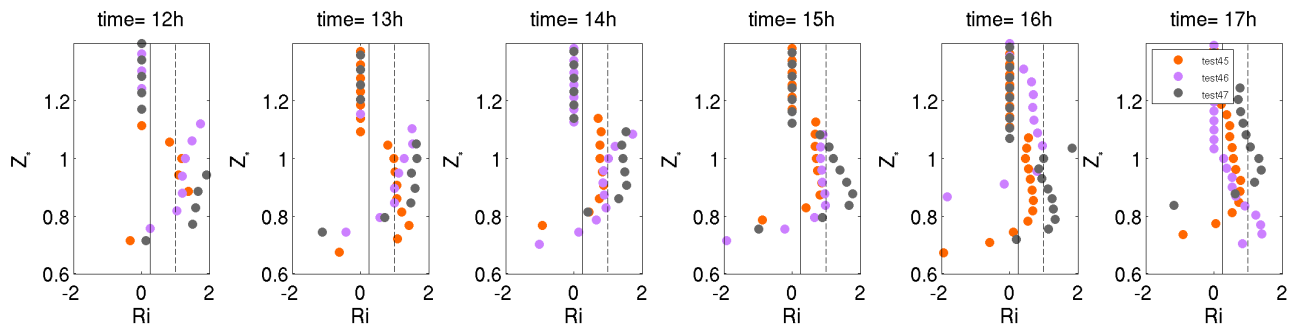


FIG. 6.41 – Evolution temporelle du profil du nombre de Richardson flux pour les tests 45, 46 et 47 (voir figure 6.21). Le trait noir correspond à  $Ri_{critique} = 0.25$  qui delimitte les conditions instables et les conditions stables.

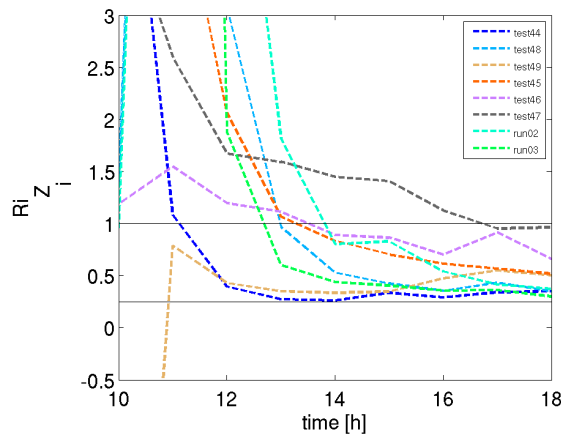


FIG. 6.42 – Evolution temporelle du nombre de Richardson de flux à  $Z_i$  pour tous les tests.

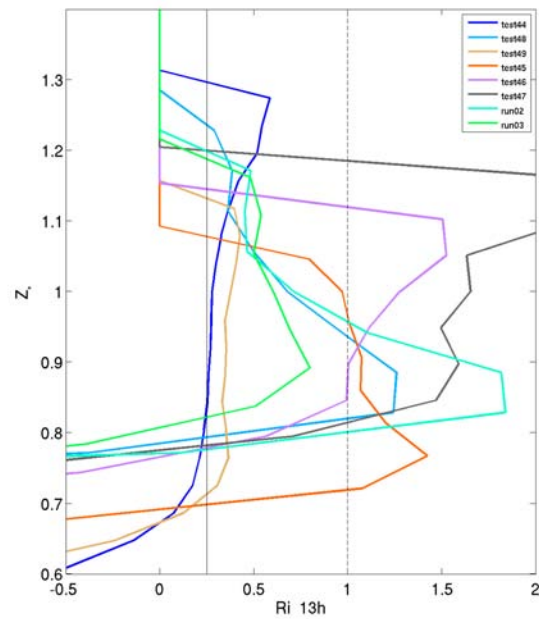


FIG. 6.43 – Profil vertical du nombre de Richardson de flux, zoomé sur la zone d'entraînement, après 5h de simulation pour les 8 tests.

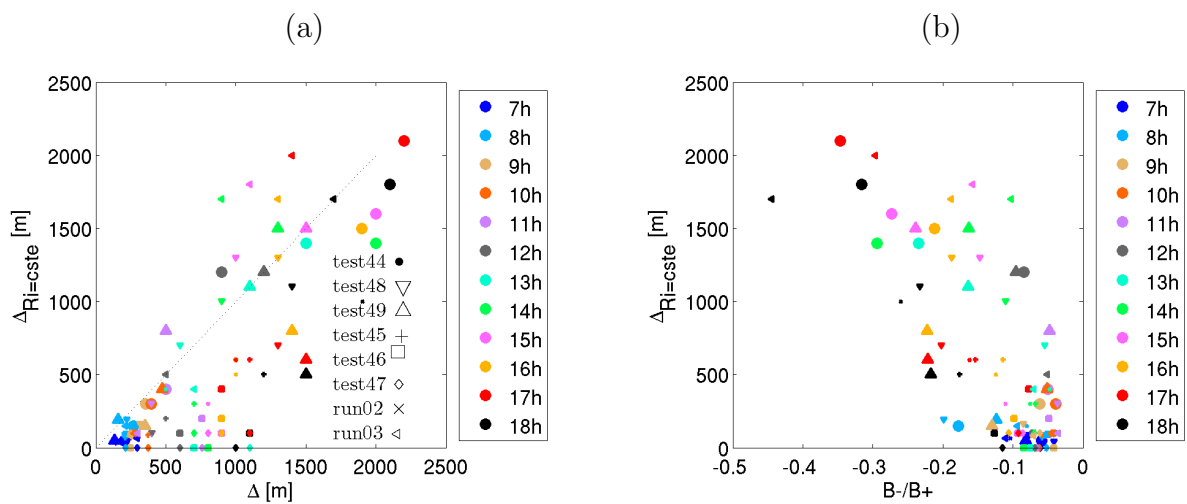


FIG. 6.44 – (a) Comparaison entre la définition de la zone d'entraînement définie par Conzemius et Fedorovich (2006b) et l'épaisseur de la zone où  $Ri_f$  est constant et (b) comparaison entre la zone où  $Ri_f$  est constant et l'estimation du taux d'entraînement par la méthode des aires.



### 6.5.7 Le bilan de l'Énergie Cinétique Turbulente

Le bilan de l'énergie cinétique turbulente ( $\bar{\epsilon}$ ) est une notion importante utilisée pour étudier les couches limites turbulentes (Garratt 1992). Il permet de définir les différentes sources et puits de l'énergie cinétique turbulente dans la CLA. Il est défini par l'équation 3.17.

Les figures 6.45 à 6.47 montrent les termes du bilan pour chaque test à trois moments de la journée. En général seuls 3 termes dominant : le terme de production de turbulence par flottabilité, celui de production de turbulence par le cisaillement et celui par transport vertical turbulent. A 12h, le premier terme source dans la couche limite est la production par flottabilité. Ensuite pour 6 cas sur 8, c'est le terme de transport turbulent qui domine au sommet de la CLA. Pour les deux cas restants, les tests 44 et 49, c'est le terme de cisaillement. Ceci est en accord avec les résultats précédents. Cette différence visible entre ces deux tests et le reste des tests est vraisemblablement due à la présence de cette production d'énergie cinétique turbulente par cisaillement au sommet de la CLA. Nous avons déjà mis en évidence dans ce chapitre que le fort cisaillement de vent caractéristique de ces deux tests joue un rôle important dans le développement de leur couche limite. Par contre, pour les six autres tests, la production par cisaillement diminue entre 7h et 12h, à cause de l'accroissement de la production par flottabilité en surface. En fin de journée, la production par cisaillement au sommet de la CLA augmente pour tous les tests et devient égale ou supérieure au transport par turbulence. Dans la zone d'entraînement, la production de l'énergie cinétique turbulente par cisaillement devient supérieure à la production par flottabilité en surface à ce moment de la journée. A la fin des simulations, la zone d'entraînement devient épaisse et est influencée par l'accroissement du cisaillement. En effet les tests 44, 49 et run03 ont des zones d'entraînement très épaisses et ont aussi des valeurs du terme de production de l'énergie cinétique turbulente par cisaillement importantes.

Les paramètres étudiés précédemment ont comme les termes du bilan de l'énergie cinétique turbulente une évolution au cours de la journée. Le nombre de Richardson ne présente une zone stable qu'à partir de 12h. C'est entre 12h et 15h que les fluctuations de  $r_v$ ,  $\theta$  et  $w$  sont les plus intenses, en même temps que les fortes estimations de vitesse d'entraînement. Nous avons aussi vu que c'est à partir de 12h que l'évolution de  $Z_i$  devient différente entre les tests, quand le taux d'entraînement augmente de manière différente suivant les tests. Le cisaillement en surface diminue au cours de la journée alors que celui en  $Z_i$  diminue dans la matinée et réaugmente dans l'après-midi. Ceci est bien cohérent avec les bilans d'énergie cinétique turbulente présentés dans les figures 6.45 à 6.47.

En fin d'après-midi, lors de la transition entre une couche limite convective et une couche limite stable, on observe un renforcement de la production de turbulence par cisaillement au niveau de  $Z_i$ . Le terme de dissipation est faible sur tout le profil vertical sauf près de la surface et dans la zone d'entraînement, pour compenser la production par cisaillement. Dans les cas de faible production de l'énergie cinétique turbulente par cisaillement, le terme de dissipation reste presque uniforme avec l'altitude, et faible. Les cas qui ont la particularité d'avoir des termes de production par cisaillement forts, ont des termes de dissipation plus importants. Quand le terme de production par cisaillement augmente en  $Z_i$ , le terme de flottabilité à ce niveau diminue et en même temps, pour compenser la production par cisaillement, le terme de dissipation augmente. Cet effet, étudié par Pino et al. (2003), est bien visible sur les graphes de la fin de journée.

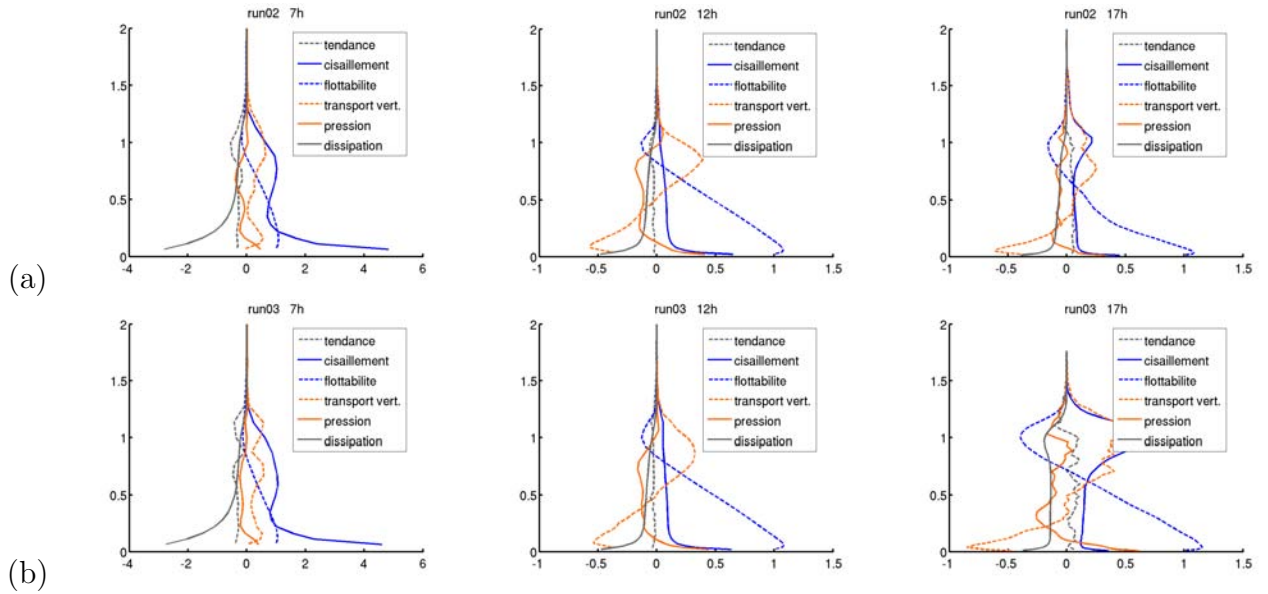


FIG. 6.45 – Bilan de l'énergie cinétique turbulente simulée à (gauche) 7h, (milieu) 12h et (droite) 17h pour (a) le test de référence avec advection (run02) et (b) sans advection (run03).

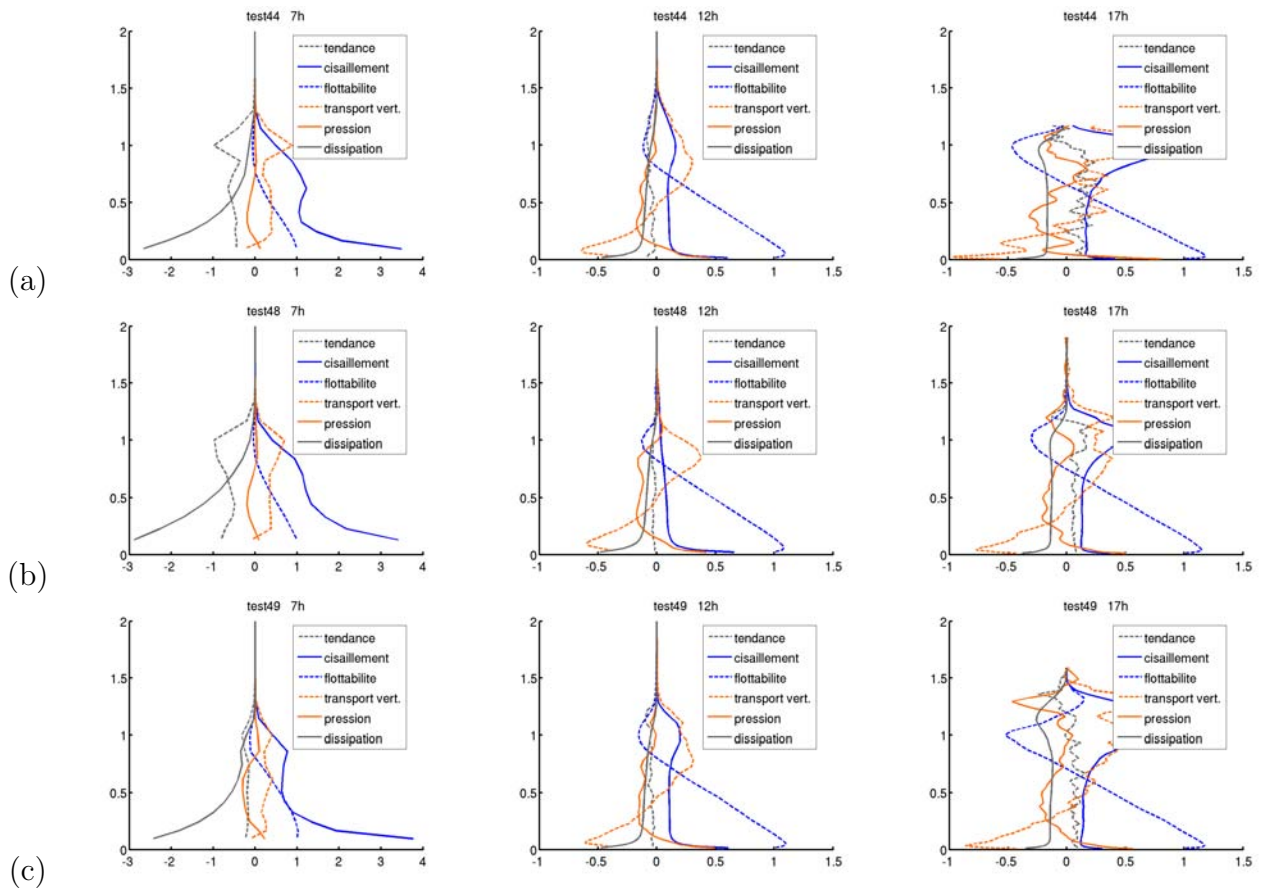


FIG. 6.46 – Bilan de l'énergie cinétique turbulente simulée à (gauche) 7h, (milieu) 12h et (droite) 17h pour (a) le test44 (b) le test48 et (c) le test49.

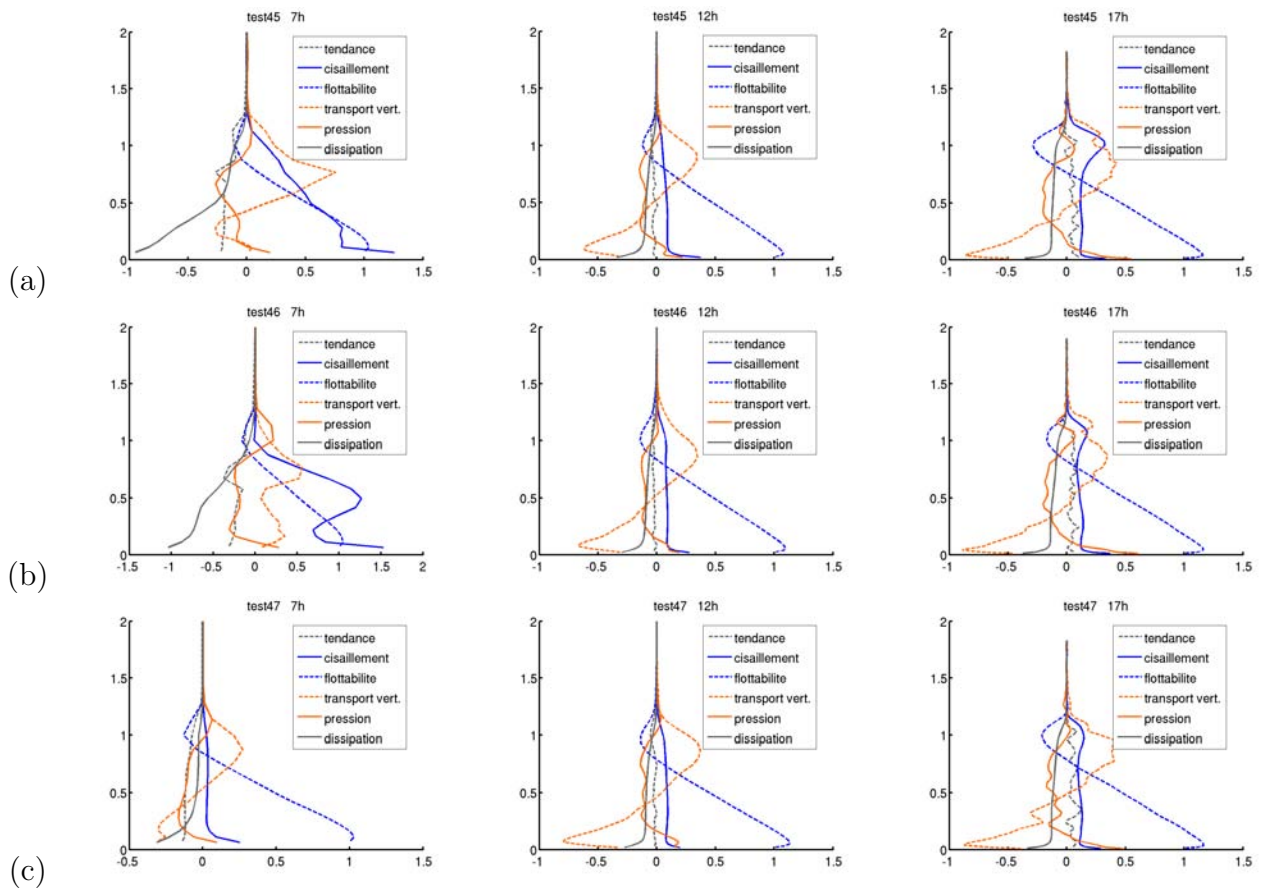


FIG. 6.47 – Bilan de l'énergie cinétique turbulente simulée à (gauche) 7h, (milieu) 12h et (droite) 17h pour (a) le test45 (b) le test46 et (c) le test47.

## 6.6 Conclusion

La simulation LES de la journée du 5 juin reproduit correctement les valeurs moyennes observées ce jour-là, ainsi que  $\frac{\Delta Z_i}{\Delta t}$ , mais par contre nous avons constaté une sur-estimation des moments d'ordre 2. La représentation de la turbulence aux interfaces surface/CLA et CLA/troposphère libre est moins bonne qu'en milieu de CLA.

Avec la LES, on retrouve des intrusions sèches avec les mêmes caractéristiques en fluctuations et en dimension que celles observées. Elles pénètrent profondément dans la CLA. L'analyse conditionnelle montre que les intrusions sèches ne représentent que 20% des structures mais contribuent à hauteur de 40% à la variance de  $r_v$  et de  $\theta$  au sommet de la couche limite.

Les tests de sensibilité confirment la supériorité du modèle d'ordre 1 par rapport à celui d'ordre 0 pour la détermination de la vitesse d'entraînement dans ce type de couche limite possédant une zone d'entraînement épaisse de quelques centaines de mètres.

Les caractéristiques du processus d'entraînement pilotent et sont influencées par les caractéristiques moyennes et turbulentes de la CLA. Par exemple, la vitesse d'entraînement varie en fonction de l'intensité des fluctuations de  $r_v$  et de  $\theta$  au sommet de la CLA et le taux d'entraînement augmente avec le cisaillement de vent en  $Z_i$ . D'autre-part, la partie négative du flux de flottabilité augmente lorsque le saut en  $r_v$  à travers la zone d'entraînement augmente.

Nous pouvons isoler deux cas différents des autres parmi nos tests de sensibilité. Ils possèdent plus de cisaillement de vent que les autres, ce qui diminue la stabilité de la zone d'entraînement, mise en évidence par l'étude du nombre de Richardson. Dans l'étude du bilan de l'énergie cinétique turbulente, ils ont une forte production par cisaillement en fin de journée. Ces deux cas ont des intrusions sèches qui contribuent plus fortement que les autres cas à la variance de  $w$ . Ils possèdent une forte croissance de  $Z_i$  qui s'accompagne d'un fort taux d'entraînement.

# Chapitre 7

## Etude des processus d'entraînement dans un modèle simple 1D

### Sommaire

---

7.1	Caractéristique du modèle . . . . .	150
7.2	Les conditions initiales . . . . .	152
7.3	Les caractéristiques moyennes . . . . .	154
7.4	Etude du taux d'entraînement et de ses paramétrisations . .	155
7.5	Conclusion . . . . .	156

---

Après avoir étudié à partir de modèle LES la contribution du cisaillement de vent sur le processus d'entraînement de la CLA sahélienne, nous allons regarder ici l'évolution diurne des caractéristiques de la CLA avec un modèle 1D simplifié d'ordre 0 dans lequel le taux d'entraînement est paramétrisé en fonction de divers processus. Il peut être nécessaire dans certaines études ou modèles d'utiliser un modèle d'ordre 0.

D'après Deardorff (1979) le schéma d'ordre 0 ne vise pas à prévoir l'épaisseur verticale de la zone d'entraînement mais à l'idéaliser aussi petite que possible. Pour les CLA sahéliennes, l'étude par les observations et la simulation LES a mis en évidence une zone d'entraînement épaisse, non négligeable sur les processus. Ici, il s'agit de savoir tenir compte et de représenter ce qui se passe dans la zone d'entraînement et son rôle sans forcément qu'elle existe dans le modèle. L'objectif ici est principalement de regarder l'effet du cisaillement sur le processus d'entraînement et ce modèle simple est intéressant pour cette problématique vu qu'il utilise une paramétrisation du taux d'entraînement basée sur l'état des variables thermodynamiques.

Plusieurs modèles de méso-échelle utilisent  $\beta = 0.2$ , mais, nous l'avons vu, plusieurs auteurs ont montré que ce taux peut varier en fonction des conditions atmosphériques. Dans notre étude aussi, autant pour les observations que pour les données de la simulation LES, le taux d'entraînement a des valeurs différentes de 0.2, provoquant des comportements différents lors des échanges entre la troposphère libre et la CLA.

Par la suite, différentes paramétrisations de  $\beta$  seront testées dans ce modèle simple 'mixed layer' en fonction des divers mécanismes jouant un rôle sur le flux d'entraînement. Pour cela, divers tests avec des conditions initiales différentes des sauts des composantes du vent à l'interface Mousson/Harmattan et des flux de quantité de mouvement seront réalisés.

## 7.1 Caractéristique du modèle

Ce type de modèle, appelé modèle 'bulk' ou 'mixed layer model' en anglais, impose une distribution instantanée homogène des variables dans la couche mélangée en-dessous de l'inversion. Dans cette approche, la CLA est considérée comme une boîte dans laquelle les quantités sont influencées uniquement par les flux en bas et en haut de la boîte. La boîte est fermée, les sources et les puits d'énergie se compensent et il n'y a pas d'énergie perdue. Ce sont seulement les flux de surface et les flux d'entraînement qui peuvent jouer un rôle sur l'évolution temporelle des différentes quantités. Les flux de surface dans le modèle 'mixed layer' sont obligatoirement connus alors que les flux d'entraînement au sommet ne le sont pas. Ces derniers ont besoin d'être représentés dans le modèle. Ce modèle d'ordre 0 est décrit au chapitre 3 et il repose sur les équations suivantes, en faisant toujours l'hypothèse que la vitesse verticale de méso-échelle est négligeable devant la vitesse d'entraînement :

- l'équation 3.11,

$$\begin{aligned} w_e &= \frac{\partial Z_i}{\partial t} \\ &= -\frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{\Delta\theta_v} \end{aligned}$$

## 7.1. CARACTÉRISTIQUE DU MODÈLE

---

– l'équation 3.5,

$$\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial t} = \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0 - \overline{w'\theta'_v}|_i}{Z_i}$$

– l'équation 3.6,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \theta_v}{\partial t} &= \frac{\partial \theta_v|_i}{\partial t} - \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial t} \\ &= \frac{\theta_v|_i}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} - \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0 - \overline{w'\theta'_v}|_i}{Z_i} \\ &= \gamma_\theta \frac{\partial Z_i}{\partial t} - \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0 - \overline{w'\theta'_v}|_i}{Z_i} \end{aligned}$$

Dans ces 3 équations,  $\overline{w'\theta'_v}|_0$  et  $\gamma_\theta$  sont connus puisqu'ils sont prescrits dans le modèle mais il reste 4 inconnues :  $\overline{w'\theta'_v}|_i$ ,  $\Delta \theta_v$ ,  $\bar{\theta}$  et  $Z_i$ . L'équation 3.1 est typiquement utilisée pour fermer le système d'équation et correspond à la définition du taux d'entraînement :

$$\beta = -\frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{\overline{w'\theta'_v}|_0}$$

Suivant les modèles, soit  $\beta$  est fixe et vaut 0.2, soit comme dans notre modèle, il est paramétré et il dépend des conditions moyennes du modèle.

En combinant et en discrétisant les 4 équations précédentes le modèle permet de résoudre :

– l'équation d'évolution de  $Z_i$  :

$$Z_i(t + \Delta t) = Z_i(t) + \left( \frac{\beta \overline{w'\theta'_v}|_0}{\Delta \theta_v} \right) \Delta t \quad (7.1)$$

– l'équation d'évolution de  $\bar{\theta}$  :

$$\bar{\theta}(t + \Delta t) = \bar{\theta}(t) + \frac{(1 + \beta) \overline{w'\theta'_v}|_0}{Z_i(t)} \Delta t \quad (7.2)$$

Une fois que  $Z_i$  est connu ainsi que le taux d'accroissement de la CLA, on accède aux paramètres moyens,  $\Delta r_v$ ,  $\bar{r}_v$ ,  $\Delta u$ ,  $\bar{u}$ ,  $\Delta v$  et  $\bar{v}$  puisque dans les équations d'évolution de ces paramètres, le flux d'entraînement est déduit de l'équation 3.3 correspondant à la définition de  $w_e$  pour un scalaire quelconque.

Par la suite, c'est la paramétrisation de  $\beta$  qui sera testée, vu que  $\beta$  conditionne l'évolution des paramètres moyens. Sa paramétrisation, utilisée ici, dépend de l'équation du bilan de l'énergie cinétique turbulente. Elle a été expliquée en détail au chapitre 3.

Dans un premier temps, pour paramétrer  $\beta$ , l'équation du bilan d'énergie cinétique turbulente (Tennekes et Driedonks (1981)) est réduite en se plaçant au sommet de la CLA, dans des conditions stationnaires et en faisant l'hypothèse que le terme de dissipation et de production de turbulence par cisaillement se compensent. Le bilan d'énergie cinétique décrit au chapitre 3 par l'équation 3.17 s'écrit dans ce cas :

$$0 = B + P + T \quad (7.3)$$

où on rapelle que  $B$  est la production par flottabilité,  $P$  est la production liée aux fluctuations de pression et  $T$  est le terme de transport. A partir de là on obtient une paramétrisation de  $\beta$  (cf. aussi eq. 3.28), qui tient compte du cisaillement en surface :

$$\beta_{surf} = C_F \left( 1 + \eta^3 \left( \frac{u_*}{w_*} \right)^3 \right) \quad (7.4)$$

avec  $C_F$  qui vaut typiquement 0.2 et  $\eta = \frac{A}{C_F}$ .

Dans un deuxième temps, on considère une évolution temporelle dans l'équation du bilan de l'énergie cinétique turbulente (Zilitinkevich (1975)),

$$\frac{\partial e}{\partial t} = B + P + T. \quad (7.5)$$

On obtient donc une équation de l'énergie cinétique turbulente (équation 3.30) moins réduite que la précédente (3.26), et une nouvelle paramétrisation de  $\beta$  par l'équation (cf. aussi eq. 3.31) :

$$\beta_{zil} = C_F \left( 1 + \left( \frac{\eta u_*}{w_*} \right)^3 \right) \left( \frac{1}{1 + \frac{C_T}{Ri}} \right). \quad (7.6)$$

Dans ces deux paramétrisations de  $\beta$ , le cisaillement au sommet de la CLA n'est pas pris en compte alors que Stull (1988) note bien que si le cisaillement de vent dépasse  $5 \text{ m s}^{-1}$ , la flottabilité n'est plus le seul facteur qui contribue au développement de la CLA.

Une troisième paramétrisation de  $\beta$  est donc envisagée, où les termes de production de turbulence par cisaillement ne se simplifient plus avec ceux de la dissipation et l'équation du bilan de l'énergie cinétique turbulente devient (Driedonks (1982)) :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = B + P + T + S. \quad (7.7)$$

L'équation 3.32 présente la nouvelle équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente dans cette hypothèse. La dernière paramétrisation de  $\beta$  tient compte du cisaillement en surface, du cisaillement au sommet et du terme d'évolution de l'énergie cinétique turbulente. Elle est décrite par l'équation (Pino et al. (2003)) (cf. aussi eq. 3.33) :

$$\beta_p = C_F \left( 1 + \left( \frac{\eta u_*}{w_*} \right)^3 \right) \left( \frac{1}{1 + \frac{C_T}{Ri} - \frac{C_m}{Ri_s}} \right), \quad (7.8)$$

où  $\eta$ ,  $C_m$  et  $C_T$  correspondent à des constantes valant respectivement 2, 0.7 et 4.

Par la suite, le comportement des paramètres moyens de la CLA dans un modèle 1D avec  $\beta$  paramétré de ces 3 façons différentes sera analysé pour différents tests ayant des conditions de cisaillement différentes.

## 7.2 Les conditions initiales

Les profils verticaux initiaux de température potentielle et de rapport de mélange de vapeur d'eau sont simplifiés mais basés sur les profils initiaux de la simulation LES du 5 juin 2006 (cf. fig. 7.1). Ici, nous voulons regarder l'effet du cisaillement sur les



## 7.2. LES CONDITIONS INITIALES

paramètres d'entraînement, donc nous allons faire varier les sauts des composantes zonale et méridienne du vent au sommet de la CLA ainsi que les flux de quantité de mouvement près de la surface. Le tableau 7.1 ci-dessous répertorie les différents tests 1D de cette étude.

nom	$\Delta u [ms^{-1}]$	$\Delta v [ms^{-1}]$	$\overline{w'u'} [m^2s^{-2}]$	$\overline{w'v'} [m^2s^{-2}]$	$\beta$
ref	0	0	0	0	0.2
test1	0	0	0	0	$\beta_p$
test2	0	0	LES :0-0.23	LES :0-0.18	$\beta_p$
test3	0	0	0.1	0.15	$\beta_p$
test4	0	0	0.2	0.3	$\beta_p$
test5	0	0	0.05	0.07	$\beta_p$
test6	-6	-6	0	0	$\beta_p$
test7	-3	-3	0	0	$\beta_p$
test8	-3	3	0	0	$\beta_p$
test9	-6	6	0	0	$\beta_p$

TAB. 7.1 – Tableau détaillant les conditions initiales du vent dans les tests 1D.  $\Delta u$  et  $\Delta v$  représentent les sauts entre la CLA et la troposphère libre de  $u$  et de  $v$ ,  $\overline{w'u'}$  et  $\overline{w'v'}$  représentent les flux de quantité de mouvements imposés au modèle en surface. Pour le test 2 les valeurs de la simulation LES sont considérées avec une évolution indiquée dans le tableau.

Pour tous les tests 1D de cette étude les flux de surface prescrits sont les mêmes que ceux du modèle LES, c'est-à-dire un flux de chaleur sensible idéalisé par une fonction sinusoïdale pour schématiser le cycle diurne, avec un maximum en milieu de journée de  $400 \text{ W m}^{-2}$  et un flux de chaleur latente nul. Dans un premier temps, l'évolution des paramètres moyens de la CLA sera étudiée dans un modèle où la paramétrisation de  $\beta$  correspond à celle de  $\beta = \beta_p$ , et en fonction des différents tests sur les conditions initiales des composantes du vent en bas et en haut de la CLA. Puis, dans un second temps, l'étude portera sur les différentes façons de paramétrer  $\beta$ , en fonction des divers processus.

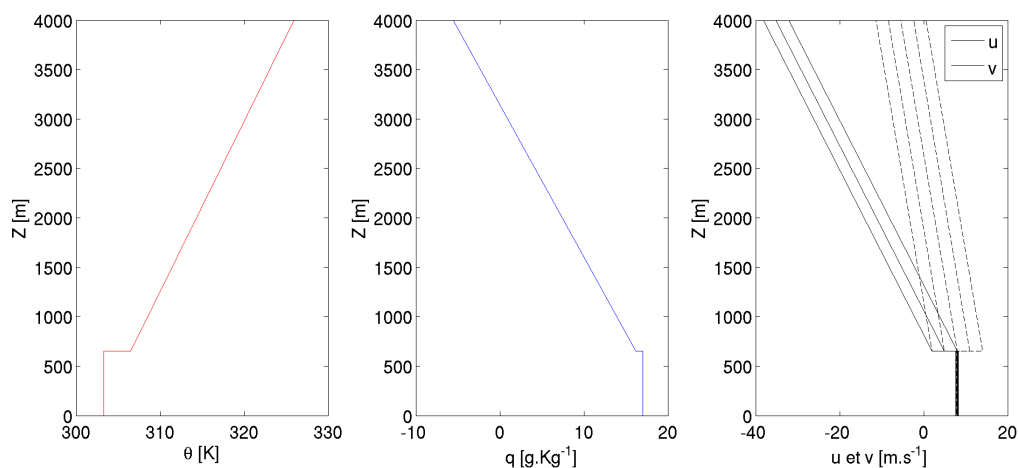


FIG. 7.1 – Profil vertical initial du modèle de couche mélangée pour (a) la température potentielle, (b) le rapport de mélange et (c) les différentes composantes zonale et méridienne du vent en fonction des tests.

### 7.3 Les caractéristiques moyennes

A partir de ces conditions initiales, lorsqu'on compare les paramètres moyens de la simulation LES du 5 juin 2006 et les différentes sorties de ce modèle 1D avec la paramétrisation de  $\beta$  par l'équation 7.8 avec des conditions initiales différentes de vent, nous voyons sur la figure 7.2 que l'accroissement de  $Z_i$  obtenu avec ce modèle est du même ordre de grandeur que celui de la simulation LES. Ce résultat était pressenti, étant donné que les flux de surface sont identiques et que les profils initiaux de  $\theta$  et de  $r_v$  sont proches. Néanmoins, les tests 6 et 7 se distinguent des autres avec une croissance de couche limite plus forte. Lors de l'initialisation, ces deux tests ont des  $\Delta u$  et  $\Delta v$  forts donc un fort cisaillement en  $Z_i$ , qui persiste toute la journée comme on peut le vérifier sur la figure 7.3. Les tests réalisés avec la paramétrisation de  $\beta$  atteignent des hauteurs de CLA plus importantes en fin de journée que le test de référence qui a  $\beta$  constant de 0.2. La différence est de l'ordre de 200 m entre le test 1 et le test de référence qui pourtant possède les mêmes conditions initiales. Cette différence s'établit à partir de midi lorsque le cisaillement au sommet de la CLA devient plus fort pour le test 1 par rapport à la référence. Par contre la hauteur de la CLA pour la simulation LES dépasse les simulations 1D en fin de journée alors que le cisaillement de vent est plutôt faible. Sans doute que d'autres processus que le cisaillement au sommet de la CLA sont pris en compte dans la simulation LES pour favoriser l'accroissement de la CLA.

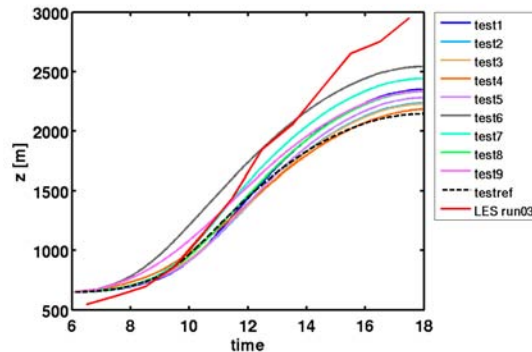


FIG. 7.2 – Evolution temporelle (a) de l'accroissement de la CLA et (b) de la vitesse d'entraînement, obtenue avec (ligne rouge) la LES, (trait pointillé noir) un modèle 1D avec  $\beta = 0.2$ , et (les autres lignes colorées) le modèle 1D avec  $\beta$  paramétrisé pour différentes conditions initiales de vent.

La figure 7.4 présente les sauts de  $\theta$  et de  $r_v$  entre la couche mélangée et la troposphère libre pour tous les tests 1D et la simulation LES ainsi que les données moyennes au sein de la CLA. Pour les deux paramètres les données moyennes de la CLA sont similaires entre les tests 1D et la simulation LES. Les données moyennes de la température potentielle sont quasi identiques entre les simulations 1D et LES. Ceci s'explique par le fait que l'évolution de  $\theta$  dans le modèle 1D ou dans le modèle LES est contrôlée principalement par le flux de chaleur sensible à la surface qui est le même pour les deux modèles.

Dans les deux modèles le flux de surface de la chaleur latente prescrit est nul et l'évolution du rapport de mélange est exclusivement contrôlée par les processus se déroulant au sommet de la couche limite. En fin de journée, les tests 1D accentuent  $\Delta r_v$  par rapport à la simulation LES ce qui signifie que les tests 1D ne reproduisent pas correctement les processus au sommet de la CLA. La différence provient surtout des données dans la

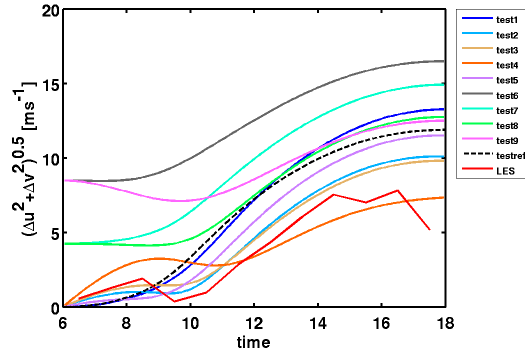


FIG. 7.3 – Evolution temporelle du cisaillement de vent entre la CLA et la troposphère libre pour les tests 1D utilisant  $\beta_p$  pour différentes conditions initiales du vent.

troposphère libre qui se réchauffe plus l'après-midi, dans la simulation 1D que dans la LES.

La comparaison entre le test 1 et le test de référence du modèle 'bulk' montre que lorsque le taux d'entraînement vaut 0.2, la CLA est plus humide (+1 g kg<sup>-1</sup>) en fin de journée, les sauts à l'interface entre la CLA et troposphère libre sont plus petits, de l'ordre de 1 g kg<sup>-1</sup> pour  $\Delta r_v$  et de 1 K pour  $\Delta\theta$ . C'est le résultat d'un faible entraînement.

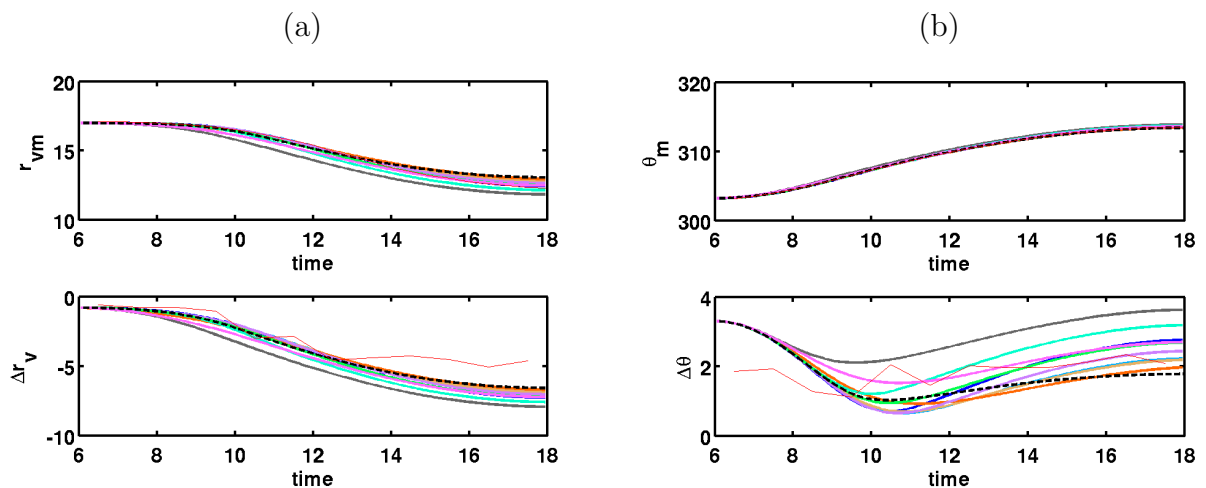


FIG. 7.4 – Evolution temporelle des valeurs moyennes de la CLA et du saut entre la CLA et la troposphère libre pour (a) le rapport de mélange (b) la température potentielle obtenue avec le modèle LES (trait rouge) et avec le modèle 'bulk' suivant diverses conditions initiales du vent (cf. legende 7.3).

## 7.4 Etude du taux d'entraînement et de ses paramétrisations

Les figures 7.5 et 7.6 montrent les différentes paramétrisations de  $\beta$  dans le modèle 1D d'après les équations 7.4, 7.6 et 7.8. La paramétrisation qui tient compte uniquement du cisaillement en surface (cf. fig. 7.5 (a)) présente peu de différences suivant les tests 1D dans la journée et a un comportement qui tend vers la valeur typique de 0.2. Seul le test 4

tend vers une valeur supérieure à 0.2. Ce test correspond à celui qui a les plus forts flux de quantité de mouvement prescrits initialement. Egalement avec cette paramétrisation, les valeurs de  $\beta$  pour tous les tests 1D, en début de journée, sont plus fortes qu'en mi-journée.

La figure 7.5 (b) correspond à la paramétrisation de  $\beta$  qui tient compte du terme de tendance de l'énergie cinétique turbulente. Cette paramétrisation a été proposée pour résoudre certains cas mal représentés par la paramétrisation précédente dès lors que  $\Delta\theta$  devient faible. En effet, cette nouvelle paramétrisation de  $\beta$  a tendance à diminuer  $\beta$  vers des valeurs inférieure à 0.2 pour les tests possédant un faible  $\Delta\theta$ . La figure 7.4 montre des cas avec un  $\Delta\theta > 1 K$  en milieu de matinée et cette nouvelle paramétrisation de  $\beta$  donne des valeurs différentes par rapport à la première paramétrisation, pour ces mêmes tests. Donc cette deuxième paramétrisation améliore la représentation du processus d'entraînement. Les différences en tout début de journée sont identiques à celles observées lors de la première paramétrisation de  $\beta$ , puis les différences s'accroissent dans la matinée lorsque les sauts de température potentielle deviennent différents.

Pour finir, la figure 7.6 montre la dernière paramétrisation qui correspond à l'équation 7.8. On voit que tous les tests 1D de cette paramétrisation finale sur-estiment les valeurs de  $\beta$  obtenues dans la LES. Ceci s'explique en regardant la figure 7.3, qui montre un plus fort cisaillement au sommet de la CLA dans les simulations 1D que dans la LES. Le test 3 est le plus proche en cisaillement de vent de la simulation LES et sur la figure 7.6 c'est ce même test qui est proche de la valeur de  $\beta$  obtenue par la LES.

La comparaison entre la figure 7.5 (b) et la figure 7.6 met en évidence l'importance du terme prenant en compte le cisaillement entre la CLA et la troposphère libre. Les différences observées entre les deux estimations de  $\beta$  proviennent uniquement de la prise en considération du cisaillement au sommet de la CLA dans les processus d'entraînement. Les valeurs de  $\beta$  avec cette nouvelle paramétrisation s'éloignent de la valeur typique de 0.2 et cette éloignement est accentué lorsque le cisaillement à l'inversion est fort (cf. fig. 7.3). En effet cette dernière paramétrisation considère le rôle du cisaillement en  $Z_i$  dans le processus d'entraînement.

Dans le chapitre 6 la figure 6.29 montre une relation entre  $\beta$ , calculé directement par le rapport des flux au sol et en  $Z_i$  et le cisaillement au travers de la zone d'entraînement, non nulle. La figure 7.7 reprend cette même idée en représentant les données LES ainsi que les données des divers tests 1D qui ont des cisaillements différents et les observations aéroportées des 15 journées de cette étude. La relation entre le taux d'entraînement et le cisaillement au sommet de la CLA est visible sur la simulation LES, sur les tests 1D fait avec la paramétrisation de  $\beta$  par l'équation 7.8 et aussi par les observations. Pour chaque série de données l'obtention de  $\beta$  est différente. Mais cette figure montre une bonne représentation, même dans un modèle simple 1D de l'entraînement grâce à une paramétrisation complexe mais qui tient compte des principaux processus. Les simulations 1D font ressortir, sur un certain domaine, une loi linéaire entre le cisaillement et  $\beta$  et autant les données LES que les observations donnent l'impression de suivre cette même loi.

## 7.5 Conclusion

Ce chapitre court présente les résultats de la paramétrisation de  $\beta$  d'après une étude antérieure de Pino et al. (2003) en fonction du cisaillement de vent dans un modèle simple 1D de couche mélangée. Les résultats confirment la sensibilité de cette paramétrisation au terme de cisaillement au sommet de la CLA. Cette étude est importante vue les caractéristiques de la CLA sahélienne, qui possède un fort cisaillement en  $Z_i$  en période

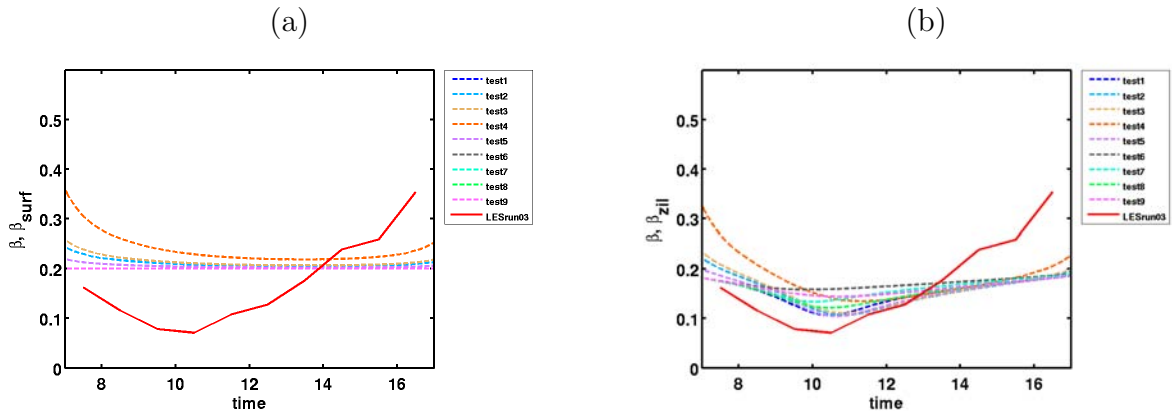


FIG. 7.5 – Evolution temporelle du  $\beta$  paramétrisé (a) uniquement par le flux de surface et (b) par le flux de surface et par la prise en compte de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente pour les simulations 1D avec des conditions initiales de vent différentes. Le  $\beta$  obtenu dans la LES (cf. eq. 3.1) est représenté en rouge.

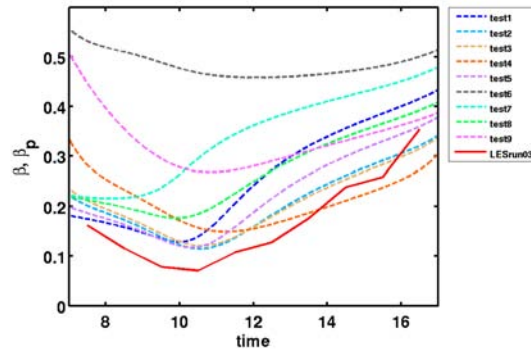


FIG. 7.6 – Evolution temporelle des  $\beta$  paramétrisé par le flux de surface, la prise en compte de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente et le cisaillement de vent en  $Z_i$  pour les simulations 1D avec des conditions initiales de vent différentes. Le  $\beta$  obtenu dans la LES (cf. eq. 3.1) est représenté en rouge.

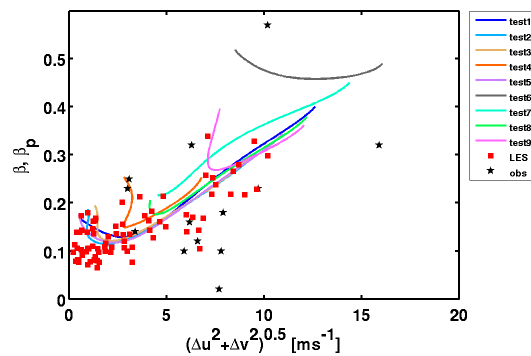


FIG. 7.7 – Comparaison entre le cisaillement de vent au niveau de la zone d'entraînement et le taux d'entraînement, soit paramétré pour les simulations 1D (tests 1 à 9), soit calculé par le rapport entre le flux de flottabilité en  $Z_i$  et en surface (LES et observations).

sèche. Les observations dans la campagne AMMA ont montré une gamme large de  $\Delta U$  (cf. tab. 5.1) au travers de la zone d'entraînement, variant de 3 à 15  $ms^{-1}$  comme

ceux représentés dans les simulations 1D. Ici il est intéressant de noter que les données expérimentales confirment la paramétrisation complexe de  $\beta$  dans un modèle simple.

# Chapitre 8

## Conclusion et perspectives

Le programme international AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine) a servi de cadre aux travaux scientifiques développés dans cette thèse. Ce grand projet a pour but d'analyser toutes les composantes météorologiques et climatiques du système de la Mousson, afin de mieux en comprendre et modéliser les processus, et d'atténuer ainsi les impacts socio-économiques de sa variabilité. La campagne internationale s'est déroulée à différentes échelles temporelles et spatiales correspondant à des déploiements expérimentaux plus ou moins intensifs. La campagne la plus intensive s'est déroulée en 2006. Ce grand projet nécessite de considérer la variabilité spatiale et temporelle de l'ITD, que ce soit aux échelles inter- ou intra- saisonnières. Même si le rôle de la grande échelle - notamment au niveau de la température de surface du Golfe de Guinée - est primordial dans l'intensité de la mousson, les mécanismes de petite échelle qui se produisent au niveau de l'interface entre le flux de mousson et le flux d'Harmattan sont également à considérer.

La Mousson de l'Afrique de l'Ouest est soumise à un cycle diurne marqué, remarquable notamment par la migration méridienne quotidienne de l'ITD et par la présence systématique d'un jet nocturne qui, dans la période de transition entre la saison sèche et la saison humide, joue un rôle considérable dans l'apport d'humidité par advection. Cette humidité est diluée verticalement dans la journée par la convection sèche et les échanges à l'interface des deux masses d'air opposées. Le rôle de la CLA dans ces transports est primordial.

Dans ce cadre, l'étude des petites échelles a permis de quantifier les échanges entre le flux de mousson dans les basses couches et le flux d'Harmattan dans la troposphère libre à partir des mesures haute fréquence de l'ATR-42 pendant AMMA et de la modélisation des grands tourbillons (LES). Les données aéroportées concernent deux périodes caractéristiques de la mousson. La première, appelée 'pré-onset' correspond à la période d'humidification, la seconde, appelée 'période humide' correspond à la période de mousson active. Pour l'étude numérique, une simulation d'un cas réel de pré-onset a été effectuée puis différents tests de sensibilité ont permis de décrire les conditions atmosphériques rencontrées dans cette période.

15 vols de l'ATR-42 ont été sélectionnés avec des conditions typiques de couche limite convective dans les deux périodes de pré-onset (8 vols en juin-juillet) et de mousson active (7 vols en août). Tous les vols se situent dans la région de Niamey, avec un relief homogène. Le nombre de vols sélectionnés permet une étude quantitative et fournit un échantillon statistique important et bien représentatif. Pour ces 15 vols, le FIT se trouve toujours

plus au nord que la zone d'étude. L'analyse des données thermodynamiques moyennes met en évidence des caractéristiques propres à chaque période. En moyenne la différence de température potentielle dans la CLA entre les deux périodes est proche de 5 K et celle du rapport de mélange est de l'ordre de  $3 \text{ g kg}^{-1}$ . Les données du vent montrent un vent un peu plus fort (environ  $1.5 \text{ m s}^{-1}$  de plus) pendant la période de pré-onset. Pour ces trois variables, les gradients de part et d'autre de la zone d'entraînement sont nettement plus forts en période de pré-onset. Le cisaillement de vent au travers de la zone d'entraînement vaut en moyenne  $9 \text{ m s}^{-1}$  en première période et décroît à  $5 \text{ m s}^{-1}$  en seconde période. Ceci est dû à la diminution du flux de mousson pendant la période humide sans une diminution du jet d'est africain dans la troposphère libre. C'est également dû au fait qu'en seconde période le sommet de la CLA est souvent en-dessous de l'interface mousson/Harmattan.

En période pré-onset, le sol est très sec et le flux de chaleur latente au sol est nul. La source de fluctuations d'humidité est uniquement au sein de l'interface entre la CLA et la troposphère libre. En période humide, le sol constitue une seconde source de fluctuations d'humidité pour la CLA. Le flux de chaleur sensible en surface est en moyenne deux fois plus fort en période pré-onset qu'en période humide. Ceci favorise la croissance de la CLA qui peut dépasser 2000 m en période pré-onset alors qu'elle atteint rarement plus de 1000 m en période humide. La baisse du flux de chaleur sensible s'accompagne d'une diminution de la turbulence dans la CLA, de la hauteur de la CLA et de la vitesse convective.

La haute résolution des mesures de l'ATR-42 a permis l'analyse des fluctuations et l'étude des échanges entre le flux d'Harmattan et le flux de mousson qui constituent la nature même des processus d'entraînement. Les études des flux, des variances et des dissymétrie des distributions à partir des fluctuations de température potentielle, de rapport de mélange et de vitesse verticale, mettent en évidence la présence d'intrusions sèches au sommet de la CLA, pénétrant jusqu'au milieu de la CLA voire plus bas. Lohou et al. (2010) ont ainsi montré l'impact de ces intrusions sèches sur les caractéristiques de la couche de surface. Ces intrusions participent à la redistribution de la vapeur d'eau sur la verticale. Entre la troposphère libre et la CLA, la différence en rapport de mélange est égal ou supérieur à  $6 \text{ g kg}^{-1}$  en période de pré-onset, ce qui favorise des intrusions très sèches dans la CLA et inversement des intrusions très humides de la CLA vers la troposphère libre. L'analyse conditionnelle et l'évaluation d'une intrusion composite suivant la période a montré qu'en période pré-onset les intrusions sèches sont caractérisées par des fluctuations plus importantes en rapport de mélange, en vitesse verticale et en température potentielle. L'ordre de grandeur des fluctuations au sein des intrusions sèches observées, au sommet de la CLA, est respectivement pour ces 3 variables de 0.2 K,  $-0.7 \text{ g kg}^{-1}$  et  $-0.4 \text{ m s}^{-1}$  en période pré-onset et de 0.1 K,  $-0.4 \text{ g kg}^{-1}$  et  $-0.2 \text{ m s}^{-1}$  en période humide. En période pré-onset la largeur moyenne des intrusions diminue avec l'altitude. Près du sol elle est comprise entre 600 m et 1000 m alors qu'au-dessus de  $0.6 Z_i$  la largeur est de 500 m. Durant la période humide la largeur reste fixe autour de 500 m dans toute la CLA. Ces largeurs varient en même temps que la distance qui sépare les intrusions. Cette dernière est de l'ordre de 2000 m dans la partie supérieure de la CLA et augmente lorsque l'on descend dans la CLA pour atteindre plus de 4000 m près de la surface. Les intrusions sèches mises en avant ici ont un impact sur les caractéristiques de la CLA, elles assèchent la CLA, favorisant la croissance de la CLA surtout en période de pré-onset.

La linéarité des profils verticaux des flux de chaleur mesurés par avion a permis de déduire avec fiabilité des valeurs en surface et au sommet de la CLA et d'estimer l'entraînement. Pour l'estimation de la vitesse d'entraînement, nous avons constaté qu'il est



---

très important pour ce type de couche limite de prendre en considération les équations d'un modèle d'ordre un, considérant l'évolution temporelle des paramètres moyens ainsi que l'épaisseur de la zone d'entraînement. En effet les profils verticaux de la température potentielle et du rapport de mélange montrent que l'épaisseur de la zone d'entraînement est importante, de l'ordre de plusieurs centaines de mètres et qu'elle ne peut donc pas être négligée. L'estimation de la vitesse d'entraînement avec un modèle d'ordre zéro sous-estime d'un facteur 4 le taux de croissance de la CLA sahélienne. L'estimation de l'entraînement par le rapport des flux de flottabilité au sommet de la CLA et en surface et par la vitesse d'entraînement montre que ce processus est bien plus marqué en période pré-onset. Notons que les vitesses d'entraînement rencontrées dans ce type de CLA sont fortes par rapport à des couches limites des zones tempérées.

Ces caractéristiques de petite échelle peuvent interagir avec les échelles plus grandes. En période de pré-onset, la vitesse d'entraînement est forte car le flux de flottabilité au sommet de la CLA est fort. Le cycle diurne de la couche limite participe à celui de l'ITD. L'ITD se rétracte en journée vers une position plus au sud, en raison du mélange turbulent de la CLA. Lorsque le cycle diurne de l'ITD est fort, avec une position variant de  $2^\circ$  de latitude dans la journée, la vitesse d'entraînement l'est aussi avec des valeurs dépassant  $10 \text{ cm s}^{-1}$ .

Dans un deuxième temps, cette étude s'appuie sur une modélisation LES de la journée du 5 juin 2006. Ceci permet notamment d'accéder à la variabilité temporelle du mécanisme d'entraînement et d'approfondir notre compréhension de l'entraînement. Cette simulation LES d'un cas réel est plus complexe que celles généralement trouvées dans la littérature, en raison des conditions thermodynamiques particulières de la zone étudiée. La comparaison entre les observations et les données numériques a montré que la LES représente bien la structure moyenne de la CLA et certaines caractéristiques de la turbulence. Elle décrit particulièrement bien la contribution des intrusions sèches à la variance de l'eau sur la verticale. Dans la moitié supérieure de la CLA, à la fois les observations et la simulation montrent qu'elles ne sont pas forcément majoritaires en nombre par rapport aux autres fluctuations, mais elles contribuent à hauteur de 40% à la variance de l'eau. Dans la même partie de la CLA elles participent entre 20 et 40% à la variance de la température potentielle. Ces structures constituent donc un mécanisme important de la CLA. Par contre, dans la comparaison observations/LES, les interfaces montrent une structure différente et la LES sur-estime les moments d'ordre 2, en particulier la variance de la vitesse verticale et le flux de chaleur sensible au sein de la CLA.

Les tests de sensibilité réalisés à partir de la simulation de la journée du 5 juin ont permis d'étudier le rôle de certains paramètres clés sur l'entraînement et sa paramétrisation. Ils présentent un large spectre de conditions couvrant celles rencontrées en pré-onset. Notamment, un cisaillement de vent entre la CLA et la troposphère libre variant de  $0$  à  $13 \text{ m s}^{-1}$ .

L'étude numérique a confirmé l'importance de considérer un modèle d'ordre 1 pour l'estimation des processus d'entraînement. Néanmoins cette étude montre les limites d'un tel modèle pour les fortes valeurs d'entraînement, vu qu'au delà de  $10 \text{ cm s}^{-1}$  l'estimation de la vitesse d'entraînement devient sur-estimée lorsqu'on utilise le scalaire de la température potentielle par rapport au scalaire du rapport de mélange.

L'étude montre que les fluctuations négatives du rapport de mélange et positives de la température potentielle liées aux intrusions sèches au sommet de la CLA augmentent en

même temps que la vitesse d’entraînement. Grâce à la large gamme de cisaillements au sommet de la CLA représentée dans nos tests, l’étude du cisaillement avec le taux d’entraînement a pu être abordée. Les travaux antérieurs trouvés dans la littérature montrent que le taux d’entraînement augmente avec le cisaillement de vent. Après avoir retrouvé ce résultat avec les observations, la simulation le confirme bien. Le taux d’entraînement atteint 0.3 et 0.4 en fin de simulation pour les cas de cisaillement élevé, favorisant la croissance de la CLA. Le bilan de l’énergie cinétique turbulente montre que pour ces mêmes cas la production de turbulence par cisaillement l’emporte sur le terme de flottabilité. Pour les autres cas, le cisaillement devient prépondérant seulement en fin de journée, quand la flottabilité devient faible.

La LES montre des flux de chaleur sensible moins linéaires dans la partie supérieure de la CLA. Nous avons considéré, à la place du taux d’entraînement, l’aire de la partie négative du flux. Cette aire quantifie l’énergie correspondant à l’intégration d’air de la troposphère libre dans la CLA, et elle augmente quand le cisaillement de vent augmente. La vitesse d’entraînement augmente également.

Les tests nous ont aussi permis d’évaluer des paramétrisations utilisées dans la littérature habituellement avec des conditions plus idéalisées et souvent sans observation à l’appui. La paramétrisation de l’épaisseur de la zone d’entraînement -paramètre important dans un modèle d’ordre 1- est satisfaisante lorsqu’on utilise une paramétrisation dépendant du nombre de Richardson et de la hauteur de la CLA. Par contre la paramétrisation de la vitesse et du taux d’entraînement avec la paramétrisation proposée par Pino et al. (2003) n’est pas satisfaisante avec notre jeu de données et paraît sensible aux coefficients qui la définissent. Cela montre que les paramétrisations existantes ne sont pas universelles et nécessitent encore des améliorations et davantage de confrontations avec les observations.

Certains auteurs ont récemment constaté à partir de LES, que le nombre de Richardson était constant dans la zone d’entraînement, ce qui permettrait une définition et une paramétrisation assez simples de cette interface. Cependant, nous trouvons que ceci n’est valable que pour les cas de cisaillement élevé.

L’étude du taux d’entraînement a été approfondie en utilisant un modèle ‘bulk’ unidimensionnel. Cette étude a montré, toujours à partir d’une série de plusieurs tests posant une large gamme de cisaillements à travers la zone d’entraînement, que les paramétrisations du taux d’entraînement qui prennent en considération les conditions de cisaillement représentent bien les données moyennes de la CLA. Il est intéressant de noter que les données expérimentales confirment la paramétrisation complexe de  $\beta$  dans un modèle simple.

De nombreuses pistes restent à explorer sur le rôle de l’entraînement au sein d’une couche limite sahélienne. De la même manière que les échanges de vapeur d’eau se font à petite échelle, des échanges de poussières entre la troposphère libre (la SAL) et la CLA peuvent s’effectuer à ces mêmes échelles. Il serait intéressant de quantifier le rôle de l’entraînement sur ses échanges à partir des données aéroportées. Les mesures des poussières sont obtenues avec une résolution moindre que les données de dynamique. Toutefois, elles ont été réalisées pendant AMMA, et elles permettent une approche statistique que l’on peut confronter aux données de la turbulence, et à notre analyse de l’entraînement.

Nous avons vu que l’épaisseur de la zone d’entraînement est un paramètre clé de cette étude. Les données aéroportées ne permettent pas une étude temporelle fine de l’épaisseur de cette zone. Il aurait été intéressant d’utiliser davantage la télédétection avec notamment le radar UHF et le lidar pour tenter de caractériser cette zone. Avec

---

la densité des données, ceci devrait en particulier permettre de travailler sur l'évolution diurne et sur sa variabilité intra-saisonnière.

Egalement, il serait intéressant de refaire la simulation LES sur un domaine plus grand, pour regarder si on observe un changement sur le rôle et le comportement des différentes structures. Ceci permettrait aussi de réaliser une statistique sur les caractéristiques des intrusions.

Un autre point de prospective concerne l'utilisation d'un modèle de grande échelle pour étudier l'interaction entre l'entraînement au sommet de la mousson et la variabilité intra-saisonnière des composantes de la mousson, en faisant varier l'entraînement et la façon dont on le représente dans le modèle.



# Bibliographie

- Agusti-Panareda, A., et al., 2009 : The ecmwf re-analysis for the amma observational campaign. *ECMWF Tech. Memo.*, **612**, 31 pp.
- André, J. C., G. De Moor, P. Lacarrere, G. Therry, et R. du Vachat, 1978 : Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structure of the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1861–1883.
- Angevine, W. M., 1999 : Entrainment results including advection and case studies from the Flatland boundary layer experiments. *J. Geophys. Res.*, **104**, 30,947–30,963.
- Angevine, W. M., A. W. Grimsdell, L. M. Hartten, et A. C. Delany, 1998 : The Flatland Boundary Layer Experiments. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **79**, 419–431.
- Angevine, W. M., A. B. White, et S. K. Avery, 1994 : Boundary-layer depth and entrainment zone characterization with a boundary-layer profiler. *Boundary-Layer Meteorol.*, **68**, 375–385.
- Artaz, M. A. et J. André, 1980 : Similarity studies of entrainment in convective mixed layers. *Bound.-Layer Meteorol.*, **19**, 51–66.
- Batchvarova, E. et S. Gryning, 1994 : An applied model for the height of the daytime mixed layer and the entrainment zone. *Bound.-Layer Meteorol.*, **71**, 311–323.
- Berg, L. K. et R. B. Stull, 2004 : Parametrization of joint frequency distributions of potential temperature and water vapor mixing ratio in the daytime convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 813–828.
- Bernard-Trottolo, S., 2001 : Diagnostic de la présence de structures cohérentes au sein de la couche limite atmosphérique. campagnes TRAC08 et MAP99. Ph.D. thesis.
- Bernard-Trottolo, S., B. Campistron, A. Druilhet, F. Lohou, et F. Saïd, 2003 : TRAC08 : Detection of coherent structures in a convective boundary layer using airborne measurements. *Boundary-Layer Meteorol.*, **111**, 181–224.
- Betts, A. K., 1974 : Reply to comment on the paper ‘non-precipitating cumulus convection and its parameterization’. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **100**, 469–471.
- Boers, R. et E. W. Eloranta, 1986 : Lidar measurements of the atmospheric entrainment zone and potential temperature jump across the top of the mixed layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **34**, 357–375.
- Canut, G., M. Lothon, F. Lohou, et F. Saïd, 2010 : Observation of entrainment at the interface between monsoon flow and Saharan Air Layer. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **136**, 34–46.

- Cohn, S. A. et W. M. Angevine, 2000 : Boundary layer height and entrainment zone thickness measured by lidars and wind-profiling radars. *J. Appl. Meteorol.*, **39**, 1233–1247.
- Cohn, S. A., S. D. Mayor, T. M. Grund, T. M. Weckwerth, et C. Sneff, 1998 : The Lidars in Flat Terrain experiment LIFT. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **79**, 1329–1343.
- Conzemius, R. J. et E. Fedorovich, 2006a : Dynamics of sheared convective boundary layer entrainment. Part I : Methodology background and large-eddy simulations. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1151–1178.
- Conzemius, R. J. et E. Fedorovich, 2006b : Dynamics of sheared convective boundary layer entrainment. Part II : Evaluation of bulk model predictions of entrainment flux. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1179–1199.
- Cook, K. H. et E. K. Vizy, 2006 : Coupled model simulations of the west african monsoon system : Twentieth- and twenty-first-century simulations. *J. of Clim.*, **19**, 3681–3703.
- Coulman, C. E., 1978 : Boundary-layer evolution and nocturnal dispersal –partii. *Boundary-layer Meteorol.*, **14**, 493–513.
- Couvreux, F., F. Guichard, O. Bock, B. Campistron, J. Lafore, et J. L. Redelsperger, 2010 : Synoptic variability of the monsoon flux over west africa prior to the onset. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **136**, 169–173.
- Couvreux, F., F. Guichard, J. L. Redelsperger, C. Kiemle, V. Masson, J. P. Lafore, et C. Flamant, 2005 : Water-vapour variability within a convective boundary-layer assessed by large-eddy simulations and ihop-2002 observations. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **131**, 2665–2693.
- Couvreux, F., F. Guichard, J. L. Redelsperger, et V. Masson, 2007 : Negative water vapour skewness and dry tongues in the convective boundary layer : observations and LES budget analysis. *Boundary-Layer Meteorol.*, **123**, 269–294.
- Cros, B., C. Delon, C. Affre, T. Marion, A. Druilhet, P. Perros, et A. Lopez, 2000 : Sources and sinks of ozone in savanna and forest areas during expresso : Airbone turbulent flux measurements. *J. Geophysical Research.*, **105**, 29 347–29 358.
- Crum, T. D. et R. B. Stull, 1987 : Coincident lidar and aircraft observations of entrainment into thermals and mixed layers. *J. Climate and Appl. Meteorol.*, **26**, 774–788.
- Davis, K. J., C. R. Gamage, C. Hagelberg, C. Kiemle, D. Lenschow, et P. Sullivan, 2000 : Mountain drag along the gotthard section during alpeX. *J. Atmos. and Ocean. Tech.*, **17**, 1455–1468.
- Davis, K. J., D. Lenschow, S. 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**, 29 219–29 230.
- de Roode, S. R., P. G. Duynkerke, et H. J. J. Jonker, 2004 : Large-eddy simulation : how large is large enough? *J. Atmos. Sci.*, **61**, 403–421.

- Deardorff, J. W., 1972 : Parameterization of the planetary boundary layer for use in general circulation models. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 93–106.
- 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.
- Deardorff, J. W., 1979 : Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 424–436.
- Deardorff, J. W., 1981 : On the distribution of mean radiative cooling at the top of a stratocumulus-capped mixed layer. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **107**, 191–202.
- Deardorff, J. W., G. E. Willis, et B. H. Stockton, 1980 : Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer. *J. Fluid Mech.*, **100**, 41–64.
- Delon, C., A. Druilhet, P. Delmas, et P. Durand, 2000 : Dynamic and thermodynamic structure of the lower troposphere above rain forest and wet savanna during the espresso campaign. *J. Geophysical Research.*, **105**, 14 823–14 840.
- Driedonks, A. G. M., 1982 : Sensitivity analysis of the equations for a convective mixed layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, **22**, 475–48.
- Driedonks, A. G. M., H. Van Dop, et W. Kohsiek, 1978 : Meteorological observations on the 213 m mast at Cabauw in the Netherlands. *Proc. 4th Symp. on Meteor. Observ. and Instr., Denver. Amer. Meteor. Soc., Boston*, 41–46.
- 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.
- Durand, P. et T. Bourcy, 2001 : Observations of the turbulence structure within two stratocumulus-topped, marine boundary layers. *Boundary-Layer Meteorol.*, **99**, 105–125.
- Faloona, I., et al., 2005 : Observations of entrainment in eastern Pacific marine stratocumulus using three conserved scalars. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 3268–3285.
- Fedorovich, E. et R. Conzemius, 2008 : Effects of wind shear on the atmospheric convective boundary-layer structure and evolution. *Acta Geophysica*, **56**, 114–141.
- 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.
- Flamant, C., P. Knippertz, D. J. Parker, J.-P. Chaboureaud, C. Lavaysse, A. Agustí-Panareda, et L. Kergoat, 2009 : The impact of a mesoscale convective system cold pool on the northward propagation of the intertropical discontinuity over West Africa. *Quart. J. Roy. Meteorol.*, **135**, 139–159.
- Flamant, C. et J. Pelon, 1996 : Boundary layer structure over the Mediterranean during a tra-montane event. *Quart. J. Roy. Meteorol.*, **122**, 1741–1778.
- Garratt, J. R., 1992 : *The atmospheric boundary layer*. Cambridge atmospheric and space science series.

- Goutorbe, J. P., A. J. Dolman, J. H. C. Gash, Y. H. Kerr, T. Lebel, S. D. Prince, et J. N. M. e. Stricker, 1997 : *HAPEX-Sahel*. Elsevier (reprinted from *J. Hydrol.*, 1079 pp, 188-189/1-4).
- Greenhut, G. K., 1986 : Transport of ozone between boundary layer and cloud layer by cumulus clouds. *J. Geophysical research.*, **91**, 8613–8622.
- Grossman, R. L., 1984 : Bivariate conditional sampling of moisture flux over a tropical ocean. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3238–3253.
- Grossman, R. L. et G. Nimal, 1995 : Moisture flux and mixing processes in the daytime continental convective boundary layer. *Journal of Geophysical Research*, **100**, 25,665–25,674.
- Hägeli, P. T., D. Steyn, et K. Strawbridge, 2000 : Spatial and temporal variability of mixed-layer depth and entrainment zone thickness. *Bound.-Layer Meteorol.*, **97**, 47–71.
- Hildebrand, P., 1991 : Errors in eddy correlation turbulence 1991. errors in eddy correlation turbulence measurements from aircraft : Application to hapex-mobilhy. in land-surface evaporation : Measurement and parametrization.
- Jacoby-Koaly, S., B. Campistron, S. Bernard, B. Bénech, F. Girard-Ardhuin, et J. Dessens, 2002 : Turbulent dissipation rate in the boundary layer via UHF wind profiler Doppler spectral width measurements. *Boundary-Layer Meteorol.*, **103**, 361–389.
- Janicot, S. et al., 2008 : Large-scale overview of the summer monsoon over West AFRICA during the AMMA field experiment in 2006. *Annales Geophysicae*, **26**, 2569–2595.
- Janicot, S. et B. Fontaine, 1993 : L'évolution des idées sur la variabilité interannuelle récente des précipitations en Afrique de l' Ouest. *La Météorologie*, **8 (1)**, 28–34.
- Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, D. A. Haugen, O. R. Coté, et Y. Izumi, 1976 : Turbulence structure in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2152–2169.
- Kalapureddy, M., M. Lothon, B. Campistron, F. Lohou, et F. Saïd, 2010 : Wind profiler analysis of the African Easterly Jet in relation with the boundary layer and the Saharan HEat- Low. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **136**.
- Kantha, L. H., O. M. Phillips, et R. S. Azad, 1977 : On turbulent entrainment at a stable density interface. *J. Fluid Mech.*, 753–768.
- Kato, H. et O. M. Phillips, 1969 : On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, **37**, 643–655.
- Katwa, S. R. et J. Pearson, 1989 : An observational study of stratocumulus entrainment and thermodynamics. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2649–2661.
- Kiladis, G., C.-D. Thorncroft, et N. Hall, 2006 : Three-dimensional structure and dynamics of african easterly waves. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2212–2230.
- Kim, S., S. Park, et C. H. Moeng, 2003 : Entrainment processes in the convective boundary layer with varying wind shear. *Boundary-Layer Meteorol.*, **108**, 221–245.



- Kim, S.-W., S.-U. Park, D. Pino, et J. Vilà-Guerau de Arellano, 2006 : Parameterization of entrainment in a sheared convective boundary layer using a first-order jump model. *Boundary-Layer Meteorol.*, **120**, 445–475.
- Kraus, H. et E. Schaller, 1978 : A note on the closure in lily-type inversion models. *Tellus*, 284–288.
- Lafore, J. P., et al., 1998 : The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I : Adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, **109**, 16–90.
- Lambert, D. et P. Durand, 1999 : The marine atmospheric boundary layer during SEMAPHORE. I : Mean vertical structure and non-axis symmetry of turbulence. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **125**, 1359–1381.
- Lavaysse, C., C. Flamant, S. Janicot, et P. Knippertz, 2010 : Links between african easterly waves, midlatitude circulation and intraseasonal pulsations of the West African Heat Low. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **136**, 141–158.
- Lavaysse, C., C. Flamant, S. Janicot, D. J. Parker, J.-P. Lafore, B. Sultan, et J. Pelon, 2009 : Seasonal evolution of the West African Heat Low : A climatological perspective. *Clim. Dyn.*, **33**.
- Lebel, T., et al., 2010 : The amma field campaigns : multiscale and multidisciplinary observations in the west african region. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **136**, 8–33.
- Lenschow, D., M. Lothon, et S. Mayor, 2006 : Doppler lidar measurements of vertical velocity spectra, length scales, and coherence in the convective boundary layer. *17th symposium on Boundary Layer Turbulence*, **San Diego**.
- Lenschow, D., M. Lothon, et S. Mayor, 2009 : Doppler lidar measurements of higher-order vertical velocity statistics in the convective boundary layer.
- Lenschow, D. H., P. B. Krummel, et S. T. Siems, 1999 : Measuring entrainment, divergence and vorticity on the mesoscale from aircraft. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **16**, 1384–1400.
- Lenschow, D. H., J. Mann, et L. Kristensen, 1994 : How long is long enough when measuring fluxes and other turbulence statistics? *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **11**, 661–673.
- Lenschow, D. H. et P. L. Stephens, 1980 : The role of thermals in the convective boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **19**, 509–532.
- Lenschow, D. H. et P. L. Stephens, 1982 : Mean vertical velocities and turbulence intensity inside and outside thermals. *Atmos. Environ.*, **16**, 761–764.
- Leroux, S., N. Hall, et G. George Kiladis, 2010 : A climatological study of transient-mean-flow interactions over West Africa. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **136**, 397–410.
- Lilly, D. K., 1968 : Models of cloudy-topped mixed layers under a strong inversion. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **94**, 292–309.
- Lilly, D. K., 2002 : Entrainment into mixed layer. part I : Sharp-edged and smoothed tops. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 3340–3352.

- Lloyd, C., et al., 1999 : A comparison of surface fluxes at the hapex-sahel fallow bush sites. *J. Hydrol.*, **188-189**, 400–425.
- Lohou, F., F. Saïd, M. Lothon, P. Durand, et D. Serça, 2010 : Impact of the boundary-layer processes on surface turbulence characteristics in the frame of the west african monsoon. *Boundary Layer Meteorol.*, **136**, 1–23.
- Lothon, M., F. Couvreux, S. Donier, F. Guichard, P. Lacarrère, J. Noilhan, et F. Saïd, 2007 : Impact of the coherent eddies on airborne measurements of vertical turbulent fluxes. *Boundary-Layer Meteorol.*, **124** (425-447).
- Lothon, M., F. Saïd, F. Lohou, et B. Campistron, 2008 : Observation of the diurnal cycle in the low troposphere of West Africa. *Mon. Wea. Rev.*, **136** (3477-3500).
- Mahrt, L., 1991 : Boundary-layer moisture regimes. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **117**, 151–176.
- Mahrt, L. et D. H. Lenschow, 1976 : Growth dynamics of the convective mixed layer. *J. Atmos. Sci.*, **33** (41-51).
- Malardel, S., 2005 : *Fondamentaux de Météorologie, à l'école du temps*.
- Manins, P. et J. Turner, 1978 : The relation between flux ratio and the energy ratio in convectively mixed layers. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **104**, 39–44.
- Mann, J., 1994 : The spatial structure of neutral atmospheric surface-layer turbulence. *J. Fluid Mech.*, **273**, 141–168.
- Melfi, S. H., J. D. Sphinhirne, S. H. Chou, et S. P. Palm, 1985 : Lidar observations of the vertically organized convection in the planetary boundary layer over the ocean. *J. Climate*, **24**, 806–821.
- Miao, Q. et B. Geerts, 2006 : Vertical velocity and buoyancy characteristics of coherent echo plumes in the convective boundary layer, detected by a profiling airborne radar. *J. App. Meteorol. Clim.*, **45**, 838–855.
- Miller, J., A. Thomas, et P. Bannon, 2001 : A shallow-water model of the diurnal dryline. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3508–3524.
- Moeng, C. H. et P. Sullivan, 1994 : A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 999–1022.
- Moeng, C. H. et J. Wyngaard, 1984 : Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3161–3169.
- Parker, D. J., et al., 2005 : The diurnal cycle of the West African Monsoon circulation. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **131**, 2839–2860.
- Peyrillé, P., 2005 : Etude idéalisée de la mousson ouest-africaine à partir d'un modèle numérique bidimensionnel. Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse.
- Peyrillé, P. et J. P. Lafore, 2007 : An idealized two-dimensional framework to study the West African Monsoon. part II : Large-scale advection and the diurnal cycle. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2783–2803.

- Philippon, N. et B. Fontaine, 2002 : The relationship between the sahelian and previous 2nd guineanrainy seasons : a monsoon regulation by soil wetness? *Annales Geophysicae*, **20**, 575–582.
- Pino, D., 2006 : Role of shear and the inversion strength during sunset turbulence over land : characteristic length scales. *Boundary-Layer Meteorol.*, **121**, 537–556.
- Pino, D. et J. Vilà-Guerau de Arellano, 2008 : Effects of shear in the convective boundary layer : analysis of the turbulent kinetic energy budget. *Acta Geo.*, **56**, 167–193.
- Pino, D., J. Vila-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.
- Pino, D., J. Vilà-Guerau de Arellano, et S.-W. Kim, 2006 : Representing sheared convective boundary layer zero- and first-order-jump mixed-layer models : Large-eddy simulation verification. *J. Appl. Meteorol. Clim.*, **45**, 1224–1243.
- Price, J. F., N. K. Mooers, et J. C. van Leer, 1978 : Observation and simulation of storm-induced mixed layer deepening. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 582–599.
- Puygrenier, V., 2005 : Etude de la couche limite atmosphérique côtière durant escompte 2001. evaluation et amélioration des performances d'un radar uhf. Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse.
- Randall, D., 1984 : Buoyant production and consumption of turbulent kinetic energy in cloud-topped mixed layers. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 402–413.
- Redelsperger, J., C. Thorncroft, A. Diedhiou, T. Lebel, D. J. Parker, et J. Polcher, 2006 : African Monsoon Multidisciplinary Analysis (AMMA) : An international research project and field campaign. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **87**, 1739–1746.
- Redelsperger, J.-L., A. Diongue, A. Diedhou, M. Ceron, J.-P. and Diop, J.-F. Gueremy, et J.-P. Lafore., 2002 : Multi-scale description of a sahelian synoptic weather system representative of the west african monsoon. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1229–1257.
- Roca, R., J.-P. Lafore, C. Piriou, et J.-L. Redelsperger, 2005 : Extratropical dry-air intrusions into the west african monsoon midtroposphere. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 390–407.
- Saïd, F., G. Canut, M. Durand, P. Lothon, et F. Lohou, 2010 : Seasonal evolution of boundary-layer turbulence measured by aircraft during the AMMA 2006 special observation period. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **136**, 47–65.
- Saïd, F., U. Corsmeier, N. Kalthoff, C. Kottmeier, M. Lothon, A. Wieser, T. Hofherr, et P. Perros, 2005 : Escompte experiment : intercomparison of four aircraft dynamical, thermodynamical, radiation and chemical measurements. *Atmos. Research*, **74**, 217–252.
- Schwendike, J. et S. Jones, 2010 : Convection in an african easterly wave over west africa and the eastern atlantic. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **136**, 364–396.
- Sellers, P. J., F. G. Hall, D. E. Strebel, et F. F. Murphy, 1988 : The first ISLSCP field experiment (fife). *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **69**, 22–27.

- Senff, C., J. Bosenberg, G. Peters, et T. Schaberl, 1996 : Remote sensing of turbulent ozone fluxes and the ozone budget in the convective boundary layer. *Contrib. Atmos. Phys.*, **69**, 161–176.
- Sorbjan, Z., 2004 : Large-eddy simulations of the baroclinic mixed layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **112**, 57–80.
- Stage, S. et J. Businger, 1981 : A model for entrainment into a cloud-topped marine boundary layer. part ii : Discussion of model behavior and comparison with other models. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2230–2242.
- Stevens, B., et al., 2003 : On entrainment rates in nocturnal marine stratocumulus. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **129**, 3469–3492.
- Steyn, D., M. Baldi, et R. Hoff, 1999 : The detection of mixed layer depth and entrainment zone thickness from lidar backscatter profiles. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **16**, 953–959.
- Stull, R. B., 1973 : Inversion rise model based on penetrative convection. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1092–1099.
- Stull, R. B., 1976 : The energetics of entrainment across a density interface. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1260–1267.
- Stull, R. B., 1988 : *An introduction to Boundary Layer Meteorology*, Vol. new edition 1999. Kluwer Academic Publishers, 666 pp.
- 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. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **55**, 3042–3064.
- Sultan, B. et S. Janicot, 2000 : Abrupt shift of the ITCZ over West Africa. *Geophys. Res. Letter*, **27**, 3353–3356.
- Sultan, B. et S. Janicot, 2003 : The West African Monsoon dynamics. Part II : the ‘pre-onset’ and the ‘onset’ of the summer monsoon. *J. Climate*, **16**, 3407–3427.
- Sun, J. et W. Yuan, 2008 : Effect of the entrainment flux ratio on the relationship between entrainment rate and convective Richardson number. *Boundary-Layer Meteorol.*, **126**, 237–247.
- Taylor, C. M., R. J. Harding, A. J. Thorpe, et P. Bessemoulin, 1997 : A mesoscale simulation of land surface heterogeneity from hapex-sahel. *J. Hydrol.*, **188-189**, 1040–1066.
- Tennekes, D. J. et A. G. M. Driedonks, 1981 : Basic entrainment equations for the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*
- Tennekes, H., 1973 : A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 538–567.
- Träumner, K., A. Wieser, C. Kottmeier, et U. Corsmeier, 2009 : Short-time fluctuations of the convective boundary layer height and entrainment processes observed with doppler lidar.

- Van Zanten, M. C., P. Duynkerke, et J. Cuijpers, 1999 : Entrainment parameterization in convective boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 813–828.
- Weckwerth, T., J. M. 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., et al., 2004 : An overview of the international h20 project (ihop\_2002) and some preliminary highlights. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **85**, 253–277.
- White, A. B., C. J. Senff, et R. M. Banta, 1999 : A comparison of mixing depths observed by ground-based wind profilers and an airborne lidar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **16**, 584–590.
- 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., 1983 : *Lectures on the planetary boundary layer. Mesoscale Meteorology Theories, Observations and Models*. T. Gal-Chen and D. K. Lilly, Eds., D. Reidel, Publ. Co., Dordrecht, 781 pp.
- Young, G. S., 1988 : Turbulent structure of the convective boundary layer. part ii. phoenix 78-aircraft observations of thermals and their environment. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3145–3160.
- Zeman, O. et H. Tennekes, 1975 : Parameterization of the turbulent energy budget at the top of the daytime atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 111–123.
- Zhu, P. et B. Albrecht, 2002 : A theoretical and observational analysis on the formation of fair-weather cumuli. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1983–2005.
- Zilitinkevich, S. S., 1975 : Comments on ‘a model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer’. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 991–992.
- Zilitinkevich, S. S., 1991 : *Turbulent Penetrative Convection*. Avebury Technical, 180 pp.



**TITLE :**

Monsoon/Harmattan interaction, exchanges by small scale

**ABSTRACT :**

Entrainment of dry air from the Harmattan flow inside the moist monsoon flow is a turbulent process. This process is analysed in the context of the AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analysis) campaign experiment, which aimed at better understanding and forecasting the African Monsoon.

The atmospheric measurements made by the ATR-42 research aircraft, and large eddy simulations enable us in a complementary way to study the mean and turbulent vertical structure of the sahelian boundary layer, to describe the dry intrusions and their contributions in the turbulent transports, to quantify the entrainment process, to test the existing parametrizations and to link the entrainment process with the conditions, and with the characteristics of the boundary layer and its interfaces, in particular the windshear between monsoon & Harmattan.

**KEYWORDS**

AMMA, Atmospheric Boundary Layer, entrainment, dry intrusions, Sahelian Boundary Layer, turbulence, monsoon, LES

**AUTEUR** : Guylaine CANUT

**TITRE** : Interaction Mousson/Harmattan, échanges de petite échelle

**DIRECTRICE DE THESE** : Marie LOTHON & Frédérique SAID

**LIEU ET DATE DE SOUTENANCE** : 20 juillet 2010 au Laboratoire d'Aérodynamique, Toulouse, France

**RESUME**

C'est à l'échelle de la turbulence que se produit l'entraînement d'air sec du flux d'Harmattan à l'intérieur du flux humide de Mousson. Ce processus de petite échelle est analysé dans le cadre du programme AMMA (Analyse Multidisciplinaires de la Mousson Africaine) qui vise à mieux renseigner et prévoir la mousson de l'Afrique de l'ouest.

Les mesures atmosphériques réalisées par l'avion de recherche français ATR-42 et la modélisation des grands tourbillons (LES) sont complémentaires et permettent de documenter la structure verticale, moyenne et turbulente de la couche limite Sahélienne, de décrire les intrusions d'air sec et leur contribution dans les transferts turbulents, de quantifier le processus d'entraînement, de tester les paramétrisations existantes et de les relier aux conditions de grande échelle, et aux caractéristiques de la couche limite et de ses interfaces, notamment du cisaillement de vent Mousson/Harmattan.

**MOTS CLES** : AMMA, Couche Limite Atmosphérique, entraînement, intrusions sèches, Couche Limite Sahélienne, mousson, turbulence, LES

**SPECIALITES** : Physique de l'atmosphère

**LABORATOIRE** : Laboratoire d'Aérodynamique, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France