

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches</b>	<b>1</b>
1.1	Introduction . . . . .	2
1.2	Outils et méthodes . . . . .	4
1.2.1	Le modèle de climat LMDZ et sa version uni-colonne . . . . .	4
1.2.2	Le modèle des poches froides . . . . .	5
1.2.3	Les simulations de grands tourbillons : LES . . . . .	10
1.2.4	L'outil High-Tune Explorer (HTExplo) . . . . .	12
1.3	Analyse des poches dans la LES . . . . .	13
1.3.1	Les échantillonnages . . . . .	13
1.3.2	Validation des lois phénoménologiques . . . . .	21
1.4	Comparaison entre LES et LMDZ standard . . . . .	25
1.4.1	Les profils de $\delta T$ , $\delta q$ et $\delta w$ . . . . .	25
1.4.2	Les variables $WAPE$ , $ALE_{wk}$ , $C_*$ et $ALP_{wk}$ . . . . .	28
1.5	Les améliorations du modèle de poches . . . . .	29
1.5.1	Coefficient $k$ . . . . .	29
1.5.2	L'altitude $h_m$ . . . . .	29
1.5.3	Le tuning . . . . .	30
1.5.4	Activation des thermiques dans tout le domaine . . . . .	33
1.5.5	Effet des modifications sur $WAPE$ , $ALE_{wk}$ , $C_*$ et $ALP_{wk}$ . . . . .	34
1.6	Effet des modifications sur les variables de la grande échelle . . . . .	36
1.7	Conclusions . . . . .	38
	<b>Annexes</b>	<b>41</b>

# Liste des tableaux

1.1	Comparaison des variables de la $WAPE$ , $ALE_{wk}$ , $C_*$ et $ALP_{wk}$ calculées dans les échantillonnages (E) et celles calculées avec les formules de la paramétrisation (FP) pour le coefficient $k = 0.33$ et $k=0.66$ dans les LES océaniques en RCE réalisées avec SAM et MESONH et dans la LES continentale du cas AMMA réalisée avec MESONH . . . . .	23
1.2	Comparaison des variables $WAPE$ , $ALE_{wk}$ , $C_*$ et $ALP_{wk}$ calculées dans les LES à partir des échantillonnages et simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL) sur le cas océanique en RCE et le cas continental (AMMA) . . . . .	28
1.3	Liste des paramètres utilisés pour le tuning du profil de $\delta T$ . . . . .	32
1.4	Description des simulations effectuées avec LMDZ dans la configuration standard et avec diverses modifications . . . . .	34
1.5	Comparaison des variables $WAPE$ , $ALE_{wk}$ , $C_*$ et $ALP_{wk}$ calculées à partir des échantillonnages dans les LES, avec celles simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL) et avec les modifications (LMDZ V4) . . . . .	35

# Table des figures

1.1	Schéma conceptuel d'un courant de densité (Grandpeix and Lafore, 2010). . . . .	6
1.2	Carte de la divergence du vent à 10 m (en $s^{-1}$ ) multipliée par 1000 et lissée horizontalement sur $3.25 \text{ km} \times 3.25 \text{ km}$ représentée sur deux instants (a et b) de la LES SAM réalisée sur le cas RCE océanique et superposée avec les contours d'anomalies de température à 10 m à -0.4 K (vert), -0.2 K (rouge) et 0 K (noir). . . . .	15
1.3	Carte de la divergence du vent à 10 m (en $s^{-1}$ ) multipliée par 1000 et lissée horizontalement sur $3.25 \text{ km} \times 3.25 \text{ km}$ représentée sur les instants 17h10 (a) et 18h (b) de la LES MESONH réalisée sur le cas AMMA et superposés avec les contours d'anomalies de températures à 10 m à -1 K (vert), -0.5 K (rouge) et 0 K (noir). . . . .	16
1.4	Profil vertical de l'eau condensée moyennée horizontalement sur les LES en RCE océanique réalisée avec les modèles SAM et MésoNH et la LES continental du cas AMMA. . . . .	19
1.5	Cartes d'anomalie de température à 10 m, lissées horizontalement sur $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ , représentées sur un instant de la LES SAM du cas RCE (a) et sur l'instant 18h de la LES du cas AMMA avec contours noirs indiquant les seuils d'anomalies de température à 10 m de -0.2 K (RCE) et -1 K (AMMA). La couleur rouge indique les ascendances sur les fronts de rafales données par les vitesses verticales à la base des nuages ( $w_b$ ) dans le masque des fronts de rafales qui est déterminé par les $w_b$ lissées horizontalement sur $1.25 \text{ km} \times 1.25 \text{ km}$ et dépassant 0.6 m/s (RCE) et sur $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$ avec une valeur supérieure à 2 m/s (AMMA). Les points verts représentent les thermiques, définis par les $w_b$ en dehors du masque des fronts de rafales . . . . .	20
1.6	Profils verticaux de l'écart de température entre l'intérieur et l'extérieur des poches froides calculés sur un instant des LES (SAM et MESONH) du cas RCE et un instant de la LES MESONH du cas AMMA. . . . .	22
1.7	Profils verticaux de $\delta T$ , $\delta q$ et $\delta w$ calculés dans les LES et simulés dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f). . . . .	27

1.8	Profils verticaux de $\delta T$ , $\delta q$ et $\delta w$ calculés dans les LES et simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l’ajustement du coefficient $k$ à 0.66 (LMDZ V1), LMDZ avec la baisse de l’altitude ( $h_m$ ) à laquelle la subsidence des masses d’air dans la poche s’annule (LMDZ V2), LMDZ avec l’ajustement de la fraction surfacique des descentes précipitantes, $\sigma_{dz}$ , à 0.02 (LMDZ V3) et LMDZ avec l’activation des thermiques dans tout le domaine (LMDZ V4) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f). . . . .	31
1.9	Profils verticaux de la température potentielle ( $\theta$ ), de l’humidité spécifique ( $qv$ ) et de la fraction nuageuse ( $rneb$ ) calculés dans les LES et simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l’ajustement du coefficient $k$ à 0.66 (LMDZ V1), LMDZ avec la baisse de l’altitude ( $h_m$ ) à laquelle la subsidence des masses d’air dans la poche s’annule (LMDZ V2), LMDZ avec l’ajustement de la fraction surfacique des descentes précipitantes, $\sigma_{dz}$ , à 0.02 (LMDZ V3) et LMDZ avec l’activation des thermiques dans tout le domaine (LMDZ V4) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f). . . . .	37
1.10	Comparaison de la hauteur des poches ( $h_{wk}$ ) dans LMDZ selon l’ancien et le nouveau schéma numérique pour le calcul de $h_{wk}$ (correspondant respectivement à LMDZ CTRL et LMDZ NEW), avec une densité fixée à $D_{wk} = 5.10^{-10}$ , $D_{wk} = 10.10^{-10}$ et $D_{wk} = 15.10^{-10}$ , pour des pas de temps de 10 minutes (a) et de 5 minutes (b). . . . .	43

# Chapitre 1

## Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches

## 1.1 Introduction

During thunderstorms, some of the precipitation may evaporate before reaching the ground, generating cold air masses in the layers below the clouds : the so-called cold pools or wakes. These air masses, denser than their environment, collapse and spread out horizontally. The passage of a cold pool results in a sudden drop in temperature, an acceleration of the wind, a rise in pressure and a change in wind direction (Miller et al., 2008; Allen et al., 2015; Provod et al., 2016; Senghor et al., 2021; McDonald and Weiss, 2021). These cold pool play a key role in maintaining convection, by lifting the surrounding warm air at their gust front initiating new convective cells (Craig and Goff, 1976; Warner et al., 1980; Lima and Wilson, 2008). In organized propagative systems such as squall lines, convective columns are permanently generated by cold pool fronts at the front of the system (Rotunno et al., 1988; Weisman and Rotunno, 2004). Cold pools also play a key role in the self-aggregation of tropical convection (Jeevanjee and Romps, 2013) and in the transition from shallow to deep convection (Khairoutdinov and Randall, 2006; Böing et al., 2012).

In Global Climate Models (GCM), used for climate change studies, convection is parameterized due to the coarse horizontal resolution of these models (30 to 300 km), which does not allow convective and cloudy processes to be explicitly resolved. However, GCMs with parameterized convection underestimate rainfall rates (Pantillon et al., 2015) and produce peak precipitation too early (Randall et al., 2003; Guichard et al., 2004; Yang and Slingo, 2005; Stephens et al., 2010; Dirmeyer et al., 2012). For example, Pantillon et al. (2015), using the Met Office model, showed that peak precipitation occurs at 12 h with parameterized convection, compared with 17 h when it is explicitly resolved. They attribute the extension of precipitation into the afternoon, observed in simulations with resolved convection, to the appearance of cold pools. To solve this problem in GCMs, attempts have been made to parameterize cold pools. One of the first attempts to parameterize density currents was proposed by Qian et al. (1998). Later, Grandpeix and Lafore (2010) proposed a parametrization based on a population of identical circular cold pools that are cooled by convective precipitation. The coupling of this parameterization with the deep convection scheme in the LMDZ climate model has significantly improved the representation of convection, particularly the diurnal cycle of precipitation in the tropics (Rio et al., 2009). Although this parametrization of cold pools has led to advances, its internal variables and those used for its coupling with deep convection in LMDZ have not been finely evaluated so far. This is explained not only by a lack

of observational data but also by the fact that the internal variables of parameterizations are not directly accessible from observations.

Large Eddy Simulations (LES) are a useful complement to observations, as their very fine horizontal resolution enables them to represent turbulent and convective motions in the boundary layer and associated clouds in explicit detail (Brown et al. 2002; Siebesma et al. 2003). One of the advantages of LES is that they provide three-dimensional information that is not directly available from observations. In addition, they allow the validation of variables internal to the parameterizations, enabling their physical realism to be assessed. They have been used extensively to develop and evaluate boundary layer and convection parameterizations (Rio et al., 2010; Couvreux et al., 2010). In the context of developing cold pool parameterizations, LES are now one of the most commonly used tools (Tompkins, 2001; Khairoutdinov and Randall, 2006; Couvreux et al., 2012; Feng et al., 2015). However, their use for a cold pool assessment remains unexplored. This is due both to the complexity of identifying cold pools in the LES and to the question of which method to use to calculate the internal variables of the cold pools model from the LES. This study aims to evaluate and improve the parameterization of cold pools in LMDZ based on LES.

In the context of improving the physical parameterizations of climate models, a tool for automatic calibration of free model parameters, High-Tune-Explorer, has been developed in recent years (Hourdin et al., 2017). This tool can be used to characterize the subset of parameter values for which the model is in agreement with LES (Couvreur et al. 2020). It will also be used in this study to adjust cold pool model parameters based on LES results.

To carry out this study, we begin by presenting, in Section 1, the tools used, including the LMDZ model, cold pool parameterization (Grandpeix and Lafore, 2010), LES, and the tuning tool. In Section 2, we detail the sampling carried out to calculate all the cold pool model variables (both internal and those used for coupling with deep convection) in the LES. We also validate the physical laws used to calculate cold pool internal variables, based on LES results. Section 3 is devoted to a comparison of the cold pool model variables simulated by LMDZ and those calculated in LES, in order to identify the model's limitations. These results will then be discussed, and proposed improvements will be detailed in Section 4. Finally, we conclude with a synthesis and discussion of prospects in Section 5.

## 1.2 Outils et méthodes

### 1.2.1 Le modèle de climat LMDZ et sa version uni-colonne

LMDZ est le modèle de Circulation Générale Atmosphérique (GCM) utilisé dans ce travail. Développé dans les années 1970 au Laboratoire de Météorologie Dynamique (Sadourny et Laval, 1984; Hourdin et al., 2006), le "Z" dans LMDZ fait référence à la capacité du modèle à raffiner sa grille horizontale sur une région spécifique. Ce modèle climatique repose sur les équations simplifiées de Navier-Stokes pour la mécanique des fluides, ainsi que sur les équations de transport. Il représente la deuxième génération (Hourdin et al., 2013) d'un modèle climatique initialement décrit par Sadourny et Laval (1984). LMDZ est la composante atmosphérique du modèle couplé de l'IPSL (Institut Pierre Siméon Laplace). Ce dernier fait partie d'une vingtaine de modèles couplés qui participent aux grands exercices internationaux d'inter-comparaison de modèles, comme ceux du CMIP (Coupled Model Intercomparison Project), dont les résultats sont notamment utilisés pour les rapports du GIEC (Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat).

Le modèle LMDZ est composé de deux grandes parties d'un point de vue physique, mathématique et informatique. La première, appelée "dynamique", concerne la résolution numérique des équations de la circulation générale atmosphérique. Cette partie gère les échanges horizontaux entre les mailles du modèle. La deuxième partie, appelée "physique", calcule l'impact du rayonnement, des processus à petite échelle (sous-maille) et des changements de phase de l'eau sur les variables dynamiques via des "paramétrisations physiques". Cette partie "physique" est constituée de colonnes atmosphériques juxtaposées, qui n'interagissent pas entre elles. À l'intérieur de chaque colonne, les variables sont supposées homogènes statistiquement sur le plan horizontal.

LMDZ dispose d'une version uni-colonne (LMDZ 1D). Le modèle 1D est construit en extrayant une colonne atmosphérique du GCM, intégrant toutes les paramétrisations sous-maille, et exécuté dans un environnement contraint à grande échelle. Cet outil est essentiel pour le développement et l'ajustement des paramétrisations physiques des modèles climatiques. Les paramétrisations sont en effet développées ou évaluées dans ce cadre uni-colonne, en les comparant avec des simulations tridimensionnelles explicites de la même colonne atmosphérique, dans lesquelles les processus visés sont explicitement résolus. Son faible coût de calcul permet aussi de réaliser un grand nombre de simulations, même sur un ordinateur portable, ce qui est particulièrement utile en phase de développement, où de nombreux tests sont nécessaires.

## 1.2.2 Le modèle des poches froides

Le modèle des poches froides représente une population de poches circulaires et identiques, avec les mêmes hauteur, rayon et profils verticaux des variables thermodynamiques. Chaque maille du modèle est subdivisée en deux parties : une première qui contient **les poches (wake)** et les courants descendants appelés descentes précipitantes. Dans ces descentes, la réévaporation des précipitations produit un refroidissement intense et une forte flottabilité négative. Un second domaine, **l'environnement ou l'extérieur des poches** contient l'air chaud qui alimente les courants convectifs saturés (Fig. 1.1). Le **sommet de la poche** ( $h_{wk}$ ) est défini comme l'altitude à laquelle la température dans la poche devient égale à celle de l'environnement. L'écart de température entre la poche et l'environnement diminue avec l'altitude par l'ajustement de masse par les ondes de gravité. En dessous du sommet, les poches, plus froides que leur environnement, s'affaissent et s'étalent. La frontière entre les poches et l'environnement est considérée comme infiniment mince, et en chaque point de cette frontière, la poche s'étale à une vitesse  $C$ .  $C$  est considérée comme une variable aléatoire dont sa moyenne  $C_*$  va donner le taux d'étalement de la poche. Dans le modèle,  $C_*$  est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie potentielle disponible dans la poche ou l'énergie d'affaissement de la poche,  $WAPE$  (pour Wake Available Potentiel Energy, en anglais), car on suppose que l'énergie cinétique de la poche provient de la conversion de cette  $WAPE$  en énergie cinétique.

$$C_* = k\sqrt{2WAPE} \quad (1.2.1)$$

La  $WAPE$  est définie comme l'énergie qui permet à la poche de s'effondrer quand elle devient plus dense que son environnement. Elle dépend donc très directement du contraste de température entre l'intérieur et l'extérieur des poches. Son expression ci-dessous est déterminée à partir du principe d'Archimède.

$$WAPE = g \int \frac{\delta\rho}{\bar{\rho}} = -g \int_0^{h_{wk}} \frac{\delta\theta_v}{\bar{\theta}_v} dz \quad (1.2.2)$$

$$\theta_v = \theta(1 + 0.61q) \quad (1.2.3)$$

où  $\rho$  est la masse volumique de l'air ;  $\theta_v$  est la température potentielle virtuelle ;  $\theta$  est la température potentielle ;  $q$  est l'humidité spécifique.

$\delta X$  est l'écart de la variable  $X$  entre l'intérieur et l'extérieur des poches froides et  $\bar{X}$  est la moyenne de la variable  $X$  dans le domaine.

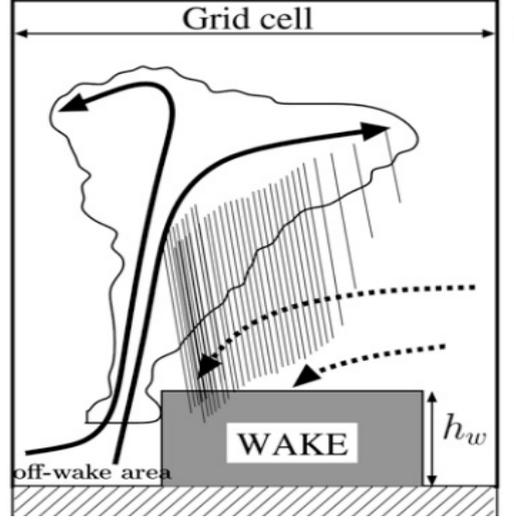


FIGURE 1.1 – Schéma conceptuel d'un courant de densité (Grandpeix and Lafore, 2010).

Le coefficient  $k$  dans l'équation (1.2.1), généralement compris entre 0 et 1, dépend de la structure de la poche. À partir des simulations CRM (Cloud Resolving Models) en 3D, Lafore (2000) (communication orale) a estimé ce coefficient à 0.33 dans le cas d'une structure linéaire comme les lignes de grains. C'est la valeur retenue dans la version originale du schéma.

Le taux d'étalement de la poche est donné par  $C_*$  à partir de la relation suivante :

$$\partial_t \sigma_{wk} = 2\pi r C_* D_{wk} \quad (1.2.4)$$

Puisque  $\sigma_{wk} = D_{wk} \pi r^2$ , cet équation peut être reformulée comme suit :

$$\partial_t \sigma_{wk} = 2C_* \sqrt{\pi D_{wk} \sigma_{wk}} \quad (1.2.5)$$

$\sigma_{wk}$  représente la fraction surfacique couverte par les poches et  $D_{wk}$  représente la densité des poches froides (nombres de poches par unité de surface), sachant que les centres sont uniformément distribués dans le domaine.

En raison du cycle de vie complexe des poches (incluant leur naissance, leur mort, collisions et fusions), le calcul de leur évolution nécessite un autre travail de paramétrisation. Dans ce chapitre, leur densité est imposée. La paramétrisation de la densité des poches est abordée dans le chapitre ???. Dans la configuration de LMDZ6A, cette densité est imposée à  $10 \cdot 10^{-10}$  soit 10 poches sur  $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$  sur océan tandis que sur continent, elle est imposée à  $8 \cdot 10^{-12}$  soit environ 8 poches sur  $1000 \text{ km} \times 1000$

km. Concernant  $\sigma_{wk}$ , dans le modèle, les poches apparaissent initialement avec une fraction surfacique de 2 % (**à vérifier dans le code**) et évoluent au fil du temps selon l'équation 1.2.5. Cependant, l'évolution de  $\sigma_{wk}$  est arbitrairement limitée à un maximum de 40 % de la taille de la maille.

On suppose que sous  $h_{wk}$ , le profil de vitesse verticale associé à l'affaissement de la poche résulte uniquement de l'étalement de la poche à la surface sans entraînement ( $e_w$ ) ni déentraînement ( $d_w$ ) latéral entre la poche et son environnement. Au-dessus de ce sommet, on suppose au contraire un entraînement latéral d'air dans la poche, induisant une subsidence qui diminue progressivement jusqu'à une hauteur  $h_m$ .  $h_m$  est considérée comme l'altitude à partir de laquelle les différences thermodynamiques entre poches et environnement sont supposées négligeables en dehors des courants convectifs (courants saturés dans la région des poches, courants descendants insaturés dans l'environnement). Dans le modèle, la forme du profil d'écart de vitesse verticale ( $\delta\omega$ ) entre l'intérieur et l'extérieur des poches est imposée linéaire par morceaux entre la surface et  $h_m$ .  $\delta\omega$  croît linéairement depuis une valeur nulle à la surface jusqu'à  $h_{wk}$ . Entre  $h_{wk}$  et  $h_m$ ,  $\delta\omega$  décroît linéairement.  $h_m$  est initialement fixée à de 600 hPa. Au dessus de  $h_m$ ,  $\delta\omega$  est donnée par la différence de vitesse verticale ( $\delta\omega^{cv}$ ) due au flux de masse de courant convectif (le flux de masse de courant descendant précipitant ( $M_p$ ) dans les poches et le flux de masse nuageux net ( $M_c$ ) dans l'environnement) avant de s'annuler.  $\delta\omega^{cv}$  est calculé par la relation suivante :

$$\delta\omega^{cv} = -g \left( \frac{M_p}{\sigma_{wk}} - \frac{M_c}{1 - \sigma_{wk}} \right) \quad (1.2.6)$$

L'évolution de l'écart de température potentielle ( $\delta\theta$ ) entre l'intérieur et l'extérieur des poches froides est contrôlée par le chauffage différentiel ( $\delta Q_1^{cv}$ ,  $\delta Q_1^{wk}$ ) dues à la convection profonde et aux poches, ainsi que par l'amortissement dû aux ondes de gravité ( $\tau_{gw}$ ). L'écart d'humidité ( $\delta q$ ) suit une évolution similaire, mais sans l'effet d'amortissement des ondes de gravité. Les sources de chaleur y sont remplacées par des sources d'humidité ( $\delta Q_2^{cv}$  pour la convection et  $\delta Q_2^{wk}$  pour les poches).

$$\begin{cases} \partial_t \delta\theta = -\bar{\omega} \partial_p \delta\theta + \frac{\delta Q_1^{wk} + \delta Q_1^{cv}}{C_p} - \frac{K_{gw}}{\tau_{gw}} \delta\theta, \\ \partial_t \delta q = -\bar{\omega} \partial_p \delta q + \frac{\delta Q_2^{wk} + \delta Q_2^{cv}}{L_v}. \end{cases}$$

$$\text{où } \tau_{gw} = \frac{\sqrt{\sqrt{\sigma_{wk}} - (1 - \sqrt{\sigma_{wk}})}}{4Nz\sqrt{D_{wk}}}$$

$C_p$  représente la capacité thermique de l'air sec,  $N$  désigne la fréquence de Brunt–Väisälä, et  $z$  correspond à l'altitude.  $K_{gw}$  est l'efficacité des ondes de gravité. Enfin,  $L_v$  désigne la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

$\delta Q_1^{wk}$  (respectivement  $\delta Q_2^{wk}$ ) dépendent de l'entraînement ( $e_w$ ) d'air sec, de l'advection différentielle de  $\bar{\theta}$  (respectivement  $\bar{q}$ ) et de  $\delta\theta$  (respectivement  $\delta q$ ). De même,  $\delta Q_1^{cv}$  (respectivement  $\delta Q_2^{cv}$ ) sont influencées par les tendances de chauffage associées aux courants insaturés ( $Q_{cv}^{1,unsat}$ , ou  $Q_{cv}^{2,unsat}$  pour l'humidité) et aux courants saturés ( $Q_{cv}^{1,sat}$ , ou  $Q_{cv}^{2,sat}$  pour l'humidité).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\delta Q_1^{wk}}{C_p} = \frac{e_w}{\sigma_{wk}} \delta\theta - \delta\omega \partial_p \bar{\theta} - (1 - 2\sigma_{wk}) \delta\omega \partial_p \delta\theta \\ \frac{\delta Q_2^{wk}}{L_v} = \frac{e_w}{\sigma_{wk}} \delta q - \delta\omega \partial_p \bar{q} - (1 - 2\sigma_{wk}) \delta\omega \partial_p \delta q \\ \delta Q_1^{cv} = \frac{Q_{cv}^{1,unsat}}{\sigma_{wk}} - \frac{Q_{cv}^{1,sat}}{1 - \sigma_{wk}} \\ \delta Q_2^{cv} = \frac{Q_{cv}^{2,unsat}}{\sigma_{wk}} - \frac{Q_{cv}^{2,sat}}{1 - \sigma_{wk}} \end{array} \right.$$

L'entraînement est déterminé à partir du gradient vertical de  $\delta\omega$  et du taux d'étalement de la poche, selon la relation suivante :

$$e_w = \sigma_{wk}(1 - \sigma_{wk})\partial_p \delta\omega + \partial_t \sigma_{wk} \quad (1.2.7)$$

Les variables pronostiques (issues directement des équations) du modèle de poches sont les profils des écarts de température potentielle ( $\delta\theta$ ) et d'humidité ( $\delta q$ ) entre l'intérieur et l'extérieur des poches, ainsi que la fraction surfacique ( $\sigma_{wk}$ ) occupée par les poches froides. Dans LMDZ, la variable d'état est  $\delta T$  au lieu de  $\delta\theta$ ,  $T$  étant la température absolue. En effet, on utilise  $\delta\theta$  dans les équations pour simplifier les calculs. La vitesse d'étalement ( $C_*$ ) et l'énergie d'affaissement ( $WAP E$ ) sont des variables diagnostiques (calculées à partir des variables pronostiques).

Le modèles des poches froides est couplé avec le schéma de convection profonde. Une fois la convection profonde déclenchée par les processus de la couche limite, elle active le modèle de poches et l'alimente par les descentes précipitantes qui produit un refroidissement. Ce refroidissement résulte de l'advection descendante d'air par les courants insaturés et l'évaporation des précipitations au cours de leur chute (Emanuel, 1991). Les poches froides ainsi créées fournissent une énergie ( $ALE_{wk}$ ) et une puissance ( $ALP_{wk}$ ) de soulèvement.

Pour calculer  $ALE_{wk}$ , le modèle suppose que la plus grande vitesse ( $C_{max}$ ) sur le contour de la poche va donner le déclenchement de la convection. Cette vitesse  $C_{max}$ , considérée comme la valeur maximale de la variable aléatoire  $C$ , doit donc être supérieure à  $C_*$ . De ce fait, on suppose qu'elle est proportionnelle à la racine carrée de la  $WAPE$ , mais avec un coefficient de proportionnalité plus élevé (estimé arbitrairement à 1), ce qui conduit à la relation suivante :

$$C_{max} = k' \sqrt{2WAPE} \quad (1.2.8)$$

où  $k' = 1$

Par conséquent, l'énergie de soulèvement associée aux poches est exprimée par la relation suivante :

$$ALE_{wk} = \frac{1}{2} C_{max}^2 \quad (1.2.9)$$

La combinaison des équations (1.2.9) et (1.2.8) donne l'expression de  $ALE_{wk}$  ci dessous :

$$ALE_{wk} = WAPE \quad (1.2.10)$$

Cette équation dit que, dans le modèle de poches, l'énergie de soulèvement des masses d'air due aux poches est égale à l'énergie d'affaissement.

$ALP_{wk}$  est, quant à elle, calculée en supposant que la poche exerce une puissance horizontale sur l'air environnant pendant son étalement. Cette puissance horizontale est ensuite convertie en puissance verticale. Lors de cette conversion, le modèle suppose qu'une grande partie de la puissance horizontale se dissipe, et que seulement 25 % contribuent à renforcer l'intensité de la convection. Cependant, chaque poche engendre sa propre puissance de soulèvement, en fonction de sa vitesse d'étalement, de

sa hauteur et de la longueur ( $L_g$ ) de son front de rafales. Pour obtenir la moyenne de ces puissances de soulèvement, notées  $ALP_{wk}$ , on multiplie la puissance d'une poche par la densité ( $D_{wk}$ ) des poches. Cela conduit à l'équation suivante :

$$ALP_{wk} = \epsilon \frac{1}{2} \rho C_*^3 h_{wk} L_g D_{wk} \quad (1.2.11)$$

où  $\epsilon = 0.25$  l'efficacité de soulèvement

$L_g$  n'étant pas une variable du modèle de poches, on exprime  $ALP_{wk}$  en fonction de  $\sigma_{wk}$  en utilisant les relations :

$$L_g = 2\pi r \quad (1.2.12)$$

$$\sigma_{wk} = D_{wk} \pi r^2 \quad (1.2.13)$$

Les équations (1.2.12) et (1.2.13) permettent d'exprimer  $ALP_{wk}$  en fonction de  $\sigma_{wk}$  par la relation :

$$ALP_{wk} = \epsilon \rho C_*^3 h_{wk} \sqrt{\sigma_{wk} D_{wk} \pi} \quad (1.2.14)$$

### 1.2.3 Les simulations de grands tourbillons : LES

Les simulations de grands tourbillons (ou Large Eddy Simulations, LES) sont des outils numériques permettant de simuler les phénomènes atmosphériques avec une résolution horizontale de quelques dizaines à plusieurs centaines de mètres. Elles sont particulièrement bien adaptées à l'étude de la structure thermodynamique de la couche limite, car elles résolvent les tourbillons qui s'y forment. Elles offrent une représentation explicite et détaillée des mouvements turbulents et convectifs au sein de la couche limite et des nuages associés (Brown et al., 2002 ; Siebesma et al., 2003). Si elles parviennent à reproduire de manière satisfaisante la thermodynamique et la structure atmosphérique, la représentation des caractéristiques des nuages reste plus délicates. Elles permettent une simulation assez direct des mouvements turbulents et convectifs. En présence de changement de phase de l'eau, ces simulations peuvent cependant devenir très inquiétantes des schémas microphysiques utilisés. L'un des atouts majeurs des LES réside dans leur capacité à fournir des informations tridimensionnelles qui ne sont pas disponibles dans les observations, faisant ainsi d'elles

un complément indispensable à ces dernières pour comprendre les processus. De plus, les LES permettent de valider les variables internes des paramétrisations, ce qui permet d'évaluer leur réalisme physique. Elles ont été largement utilisées pour évaluer les paramétrisations de la couche limite et de la convection (Rio et al., 2010 ; Couvreux et al., 2010). Ces dernières années, elles sont de plus en plus utilisées pour documenter les caractéristiques des poches froides et guider leur paramétrisation (Tompkins, 2001 ; Khairoutdinov et Randall, 2006 ; Couvreux et al., 2012 ; Feng et al., 2015).

Dans cette étude, nous utilisons les sorties de deux LES océanique et une LES continentale.

Les deux LES océanique ont été réalisées en mode d'équilibre radiatif-convectif (ou Radiative-Convective Equilibrium, RCE). Le RCE est un concept dans lequel un équilibre est atteint entre le chauffage convectif et le refroidissement radiatif de l'atmosphère. Dans les simulations en RCE utilisées ici, les flux radiatifs sont remplacés par un refroidissement constant de -1.5 K par jour alors que la température de la surface est imposée. La déstabilisation entraîne l'apparition de convection. Le taux de chauffage associé, correspondant pour une grande partie au dégagement de chaleur latente, vient compenser le refroidissement une fois atteint un quasi équilibre. Pour les deux LES océaniques en RCE utilisées ici, l'une est effectuée avec le modèle SAM ([référence](#)) et l'autre avec MésoNH (Lac et al. 2018). Les deux simulations couvrent un domaine océanique de 200 km×200 km avec une résolution horizontale de 250 m, et les conditions aux limites latérales sont cycliques pour les deux modèles. La température de surface de la mer fixée à 300 K. Ces deux simulations océaniques RCE s'étendent sur 44 jours, l'équilibre étant atteint au jour 40 de la simulation. La fréquence des sorties pour la LES SAM est fixée à toutes les 3 heures, tandis que celle de la LES MésoNH est définie sur toutes les 24 heures.

La LES continentale est, à elle, basée sur le cas AMMA (African Monsoon Multi-disciplinary Analysis). Ce cas est issu des observations effectuées le 10 juillet 2006 lors de la campagne de terrain AMMA (Redelsperger et al. 2006), durant laquelle un système convectif relativement petit et de courte durée s'est formé au-dessus de Niamey (Lothon et al. 2011). Ce système, d'une durée de vie d'environ 6 heures, a été observé par divers instruments (radar et sondages atmosphériques), complétés par des données satellitaires. Cette étude de cas représente un exemple typique de convection profonde dans les régions du Sahel. La LES pour ce cas continental est réalisée avec le modèle MésoNH sur un domaine de 100 km × 100 km, avec une résolution horizontale de 200 m. Les conditions aux limites latérales sont cycliques

et les flux de surface sont imposés. Les sorties sont générées à une fréquence de 10 minutes.

#### 1.2.4 L’outil High-Tune Explorer (HTExplo)

Les modèles de circulation générale, utilisés pour les projections du réchauffement climatique, reposent essentiellement sur une séparation entre le noyau dynamique, qui gère les mouvements d’air à grande échelle, et les paramétrisations physiques, permettant de représenter l’impact des processus sous-maille sur la grande échelle. L’amélioration de ces modèles a lentement progressé ces dernières années, non seulement en raison des difficultés à intégrer ces processus dans les paramétrisations, mais aussi à cause du réglage complexe des nombreux paramètres libres impliqués dans leur formulation. C’est dans ce contexte qu’a été développé l’outil High-Tune Explorer (HTExplo).

HTExplo est développé en collaboration entre le LMD (Paris), le Centre National de Recherche Météorologiques (CNRM/Météo-France) et l’Université d’Exeter (Royaume-Uni). Il s’agit d’un outil de calibration automatique des paramètres libres, reposant sur des techniques de machine learning issues de la communauté de la quantification des incertitudes (Williamson et al., 2013). Cette approche propose un nouveau paradigme de calibration : au lieu d’optimiser les valeurs des paramètres, elle vise à identifier le sous-ensemble de paramètres qui permet au modèle de reproduire certaines observables à une certaine précision. Les principales étapes d’utilisation de l’outil, ainsi que ses fondements mathématiques, sont bien décrits dans Couvreur et al. (2021). L’outil HTExplo a été utilisé pour la première fois dans une comparaison 1D/LES sur plusieurs cas de couche limite du modèle LMDZ, afin de caractériser le sous-espace de valeurs des paramètres libres pour lesquels les simulations 1D sont cohérentes avec les LES pour certaines métriques et une tolérance donnée (Couvreur et al. 2021). Ces informations ont ensuite été exploitées par Hourdin et al. (2021) pour le calibrage de la configuration 3D. Ces auteurs ont démontré comment la réduction de l’espace des paramètres grâce à cette méthode permet d’économiser significativement des ressources informatiques et de réduire la longue phase de réglage manuel du modèle. Ils ont également souligné que cette approche allège la charge du modélisateur, lui offrant la possibilité de se concentrer davantage sur la compréhension et l’amélioration des paramétrisations physiques du modèle.

## 1.3 Analyse des poches dans la LES

Dans cette partie de résultats, on s'attache à analyser le fonctionnement des poches froides à partir des LES et à vérifier certaines des équations internes à la paramétrisation.

### 1.3.1 Les échantillonnages

Afin d'utiliser les LES pour l'étude et la modélisation des poches froides, le premier défi est la séparation des poches et de leur environnement. En effet, il n'existe pas un cadre établi à priori pour identifier objectivement les poches froides dans les observations et dans les modèles numériques (Rochetin et al. 2021) et les choix peuvent dépendre en partie de l'image physique qu'on se fait des poches, et également pour l'usage qui est en fait ici, de l'image sous jacente à la paramétrisation. La première méthode d'identification des poches froides proposée par Young et al. (1995) est basée sur le taux de précipitations en surface. Dans les études plus récentes comme celles de Provod et al., (2016); Zuidema et al. (2017); Vogel et al. (2021); Rochetin et al. (2021); Touzé-Peiffer et al. (2022), la détection des poches froides est plus proche d'une détection orientée courant de densité, dans laquelle les variations de température, de pression et de vent sont prises en compte. Dans les cas présentés ici cependant, les conditions aux limites sont idéalisées de façon à s'approcher des hypothèses de stationnarité statistiques sous-jacentes à la décomposition entre noyau dynamique et paramétrisations. Du fait de cette homogénéité, les poches sont identifiables de façon assez immédiates et en partie indépendamment de ces choix. Dans ces cas précis, elles peuvent être facilement détectées à partir de l'anomalie de température à 10 m ( $T_{10m}$ ), puisque les températures de surface sont uniformes. Notons aussi que contrairement à d'autres études, on ne cherche pas ici à isoler des "objets de poches" individuels, mais seulement de savoir si on est à l'intérieur ou à l'extérieur d'une poche froide. Ici, les poches sont donc simplement identifiées comme la partie du domaine où l'anomalie de température est inférieure à un seuil.

La carte de divergence du vent à 10 m, lissée sur une boîte de  $3.25 \text{ km} \times 3.25 \text{ km}$ , permet d'identifier à l'œil les centres et les fronts de rafales des poches, représentés respectivement par les maximums et minimums de divergence du vent à 10 m (Fig. 1.2 et Fig. 1.3). Nous superposons à cette carte des contours d'anomalie de  $T_{10m}$  avec différentes valeurs pour déterminer un seuil optimal de cette anomalie. Ce seuil optimal correspond à la valeur du contour de l'anomalie de  $T_{10m}$  qui entoure les

centres des poches et suit mieux les fronts de rafale. Les maximums de divergence du vent de surface indiquent les centres de poches qui correspondent à l'endroit où s'effectue l'effondrement des masses d'air froid. Les précipitations sont généralement co-localisées avec ces maximums de divergence. La convergence du vent assez forte observée autour des centres de poches, quant à elle, correspond à la forte ascendance des masses d'air créée en amont du front de rafale en périphérie de la poche.

Que ce soit sur la LES en RCE ou la LES du cas AMMA, on remarque des regroupements de poches (ou des centres de poches très proches) formant un front de rafale commun. Cela peut s'expliquer par le fait que, lors de leur propagation, les poches froides peuvent fusionner pour créer une poche unique et plus grande. On observe également que la convergence du vent est généralement plus intense entre les centres des poches regroupées, indiquant que l'ascendance des masses d'air associée aux fronts de rafales est plus marquée lors de la rencontre de ces poches. Cela est en accord avec certaines études qui indiquent que le déclenchement de la convection sur les fronts de rafales est plus efficace lorsque deux ou plusieurs poches se heurtent (Mayer et Haerter, 2020; Torri et Kuand, 2019; Haerter et Schlemmer, 2018; Feng et al, 2015). Pour fixer les valeurs de l'anomalie de  $T_{10m}$ , on a tenu compte des caractéristiques distinctes des poches sur l'océan et sur le continent. Les valeurs de l'anomalie de  $T_{10m}$  utilisées sont plus élevées sur le cas RCE (0 K, -0.2 K et -0.4 K) et légèrement plus basses sur le cas AMMA (0 K, -0.5 K et -1 K), car les poches y sont plus froides. Sur le cas RCE, on constate que les valeurs de l'anomalie de  $T_{10m}$  à 0 K inclut parfois des régions sans centres de poches, là où la divergence du vent est faible (Fig 1.2a et 1.2b). Cela suggère que ce seuil est peut-être trop élevé pour identifier précisément les poches sur ce cas. Les figures 1.2a et 1.2b montrent également que les contours d'anomalies de  $T_{10m}$  avec des seuils de -0.2 K et -0.4 K entourent assez bien les centres des poches, mais ceux avec un seuil de -0.2 K suit mieux les bords des poches. Sur le cas AMMA, la figure 1.3a montre clairement que le seuil de 0 K est trop élevé pour identifier les poches. De son côté, la figure 1.3b indique que le seuil de -1 K suit mieux les fronts de rafales des poches que celui de -0.5 K. D'après ces analyses, on retient les seuils d'anomalie de  $T_{10m}$  à -0.2 K et -1 K pour identifier les poches respectivement sur le cas RCE et le cas AMMA.

**Échantillonnage des poches** : après avoir sélectionné des valeurs de l'anomalie de  $T_{10m}$  pour séparer l'intérieur et l'extérieur des poches sur les cas RCE et AMMA, nous effectuons des échantillonnages afin de calculer certaines variables du modèle de poches froides dans les LES. Nous déterminons dans un premier temps les profils verticaux des écarts de température ( $\delta T$ ), d'humidité ( $\delta q$ ) et de vitesse verticale

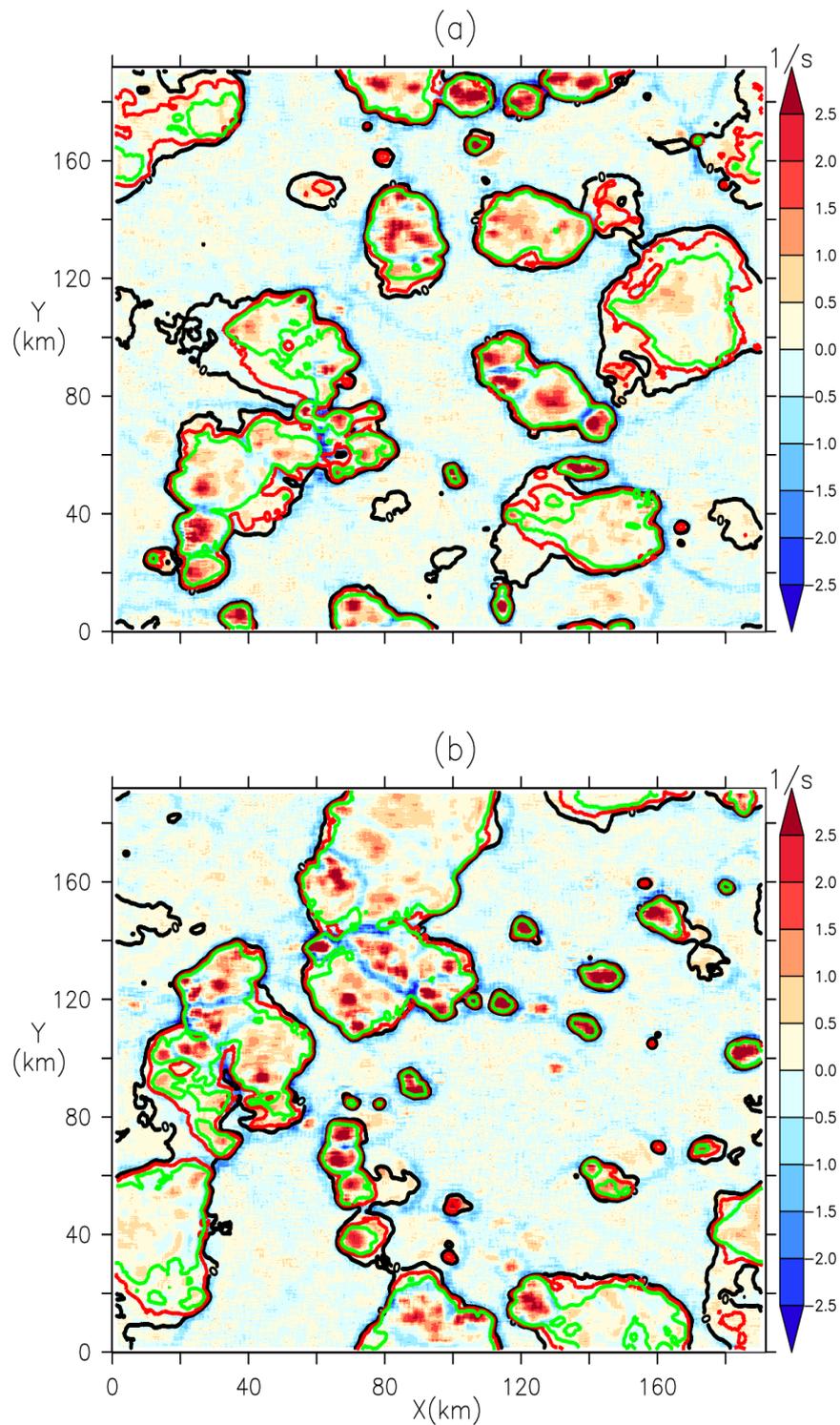


FIGURE 1.2 – Carte de la divergence du vent à 10 m (en  $s^{-1}$ ) multipliée par 1000 et lissée horizontalement sur  $3.25 \text{ km} \times 3.25 \text{ km}$  représentée sur deux instants (a et b) de la LES SAM réalisée sur le cas RCE océanique et superposée avec les contours d’anomalies de température à 10 m à -0.4 K (vert), -0.2 K (rouge) et 0 K (noir).

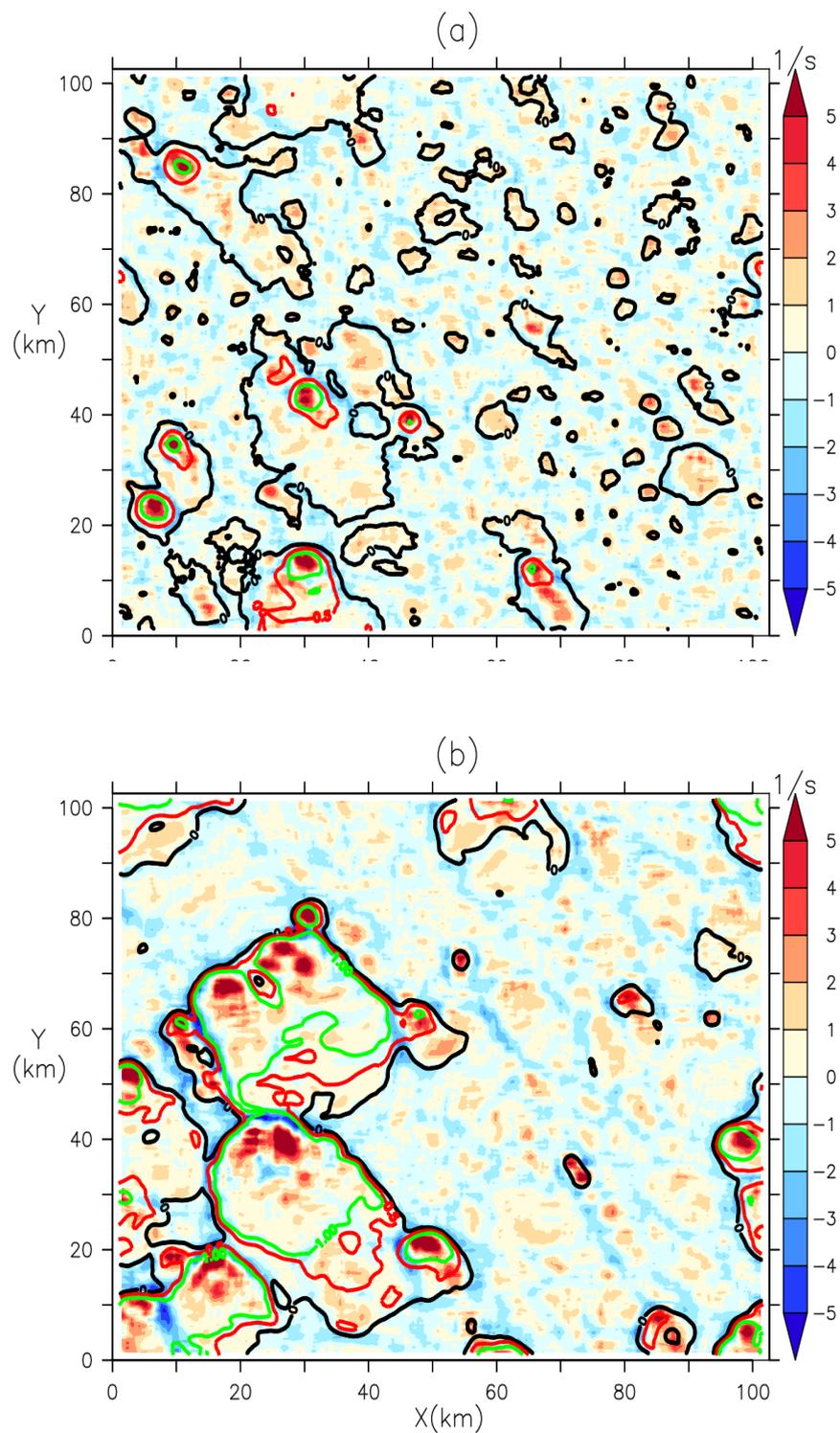


FIGURE 1.3 – Carte de la divergence du vent à 10 m (en  $s^{-1}$ ) multipliée par 1000 et lissée horizontalement sur  $3.25 \text{ km} \times 3.25 \text{ km}$  représentée sur les instants 17h10 (a) et 18h (b) de la LES MESONH réalisée sur le cas AMMA et superposés avec les contours d’anomalies de températures à 10 m à -1 K (vert), -0.5 K (rouge) et 0 K (noir).

( $\delta w$ ) entre l'intérieur et l'extérieur des poches froides. Pour ce faire, nous appliquons un masque calculé à partir du seuil identifié précédemment sur la température à 10 m. Il est appliqué sur toute la colonne pour la détermination des profils verticaux. Ces écarts  $\delta X$  sont obtenus comme la différence du profil moyen de la variable  $X$  à l'intérieur de la poche et le profil moyen à l'extérieur.

**Calcul de l'énergie et de la puissance de soulèvement** : nous calculons les variables liées à l'énergie et à la puissance de soulèvement associées aux poches froides ( $AL E_{wk}$  et  $AL P_{wk}$ ) dans les LES. Pour ce faire, nous procédons en plusieurs étapes :

1. Nous déterminons une hauteur moyenne de la base des nuages à laquelle nous calculons les  $w_b(x, y)$  (vitesses verticales à la base des nuages). Cette hauteur correspond à l'altitude à partir de laquelle le profil moyen de l'eau condensée atteint sa première valeur non nulle. Elle est observée vers 950 hPa sur les deux LES en RCE océanique (SAM et MésoNH) et vers 750 hPa sur la LES du cas AMMA (MESONH) (Fig. 1.4). Les  $w_b$  sur le cas RCE et sur le cas AMMA correspondent donc respectivement aux vitesses verticales situées sur les niveaux 950 hPa et 750 hPa.
2. Nous créons un masque pour les fronts de rafales des poches à partir des  $w_b(x, y)$  calculées pour chaque point de la grille horizontale de la LES. Les ascendances sur les fronts de rafales étant à la fois plus fortes et plus cohérentes horizontalement que celles des thermiques observées dans l'environnement des poches, nous avons utilisé à la fois un seuil de  $w_b(x, y)$  et un lissage horizontale sur  $1.25 \text{ km} \times 1.25 \text{ km}$  (RCE) et  $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$  (AMMA) pour définir ce masque. Les  $w_b$  lissées sont notées  $\tilde{w}_b(x, y)$  dans la suite du texte. Après plusieurs analyses, nous avons choisi des seuils de  $\tilde{w}_b(x, y)$  à 0.6 m/s pour le cas RCE et à 2 m/s pour le cas AMMA afin d'identifier les fronts de rafales.
3. Nous distinguons les ascendances sur les fronts de rafales de celles associées aux thermiques. Les ascendances sur les fronts de rafales sont définies par les  $w_b(x, y)$  au sein du masque des fronts de rafales, tandis que celles dues aux thermiques correspondent aux  $w_b(x, y)$  situés en dehors de ce masque.

La figure 1.5 présente les cartes d'anomalie de  $T_{10m}$ , lissées horizontalement sur une grille de  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ , pour les cas RCE et AMMA. Sur ces cartes, nous avons superposé les contours des anomalies de  $T_{10m}$  utilisées pour identifier les poches (-0.2 K pour RCE et -1 K pour AMMA), ainsi que les ascendances sur les fronts de rafales (en rouge) et les thermiques (en vert). On voit à l'œil que les fronts de rafales calculés avec les seuils de  $\tilde{w}_b(x, y)$  à 0.6 m/s (RCE) et à 2 m/s (AMMA) coïncident bien avec les contours des

poches identifiées avec ces seuils d'anomalie de  $T_{10m}$ . Il apparaît également que la majorité des thermiques se situent dans l'environnement des poches froides aussi bien pour le cas RCE que le cas AMMA (Fig. 1.5). cela vient valider à posteriori, un choix qui avait été fait dans la version 6A du modèle en ne calculant que l'effet des thermiques qu'à l'extérieur des poches.

Enfin, pour déterminer  $ALE_{wk}$ , nous prenons le maximum de l'énergie cinétique dans le domaine en ne considérant que les  $w_b(x, y)$  dans le masque des fronts de rafales ( $w_{bgust}(x, y)$ ), car c'est le maximum de vitesse verticale sur le front de rafale qui déclenche la convection. Quant à  $ALP_{wk}$ , qui représente la moyenne des puissances de soulèvement fournies par l'ensemble des poches dans le domaine, elle est calculée à partir de la moyenne horizontale du cube de  $w_{bgust}$ , pondérée par la fraction de surface ( $\sigma_{gust}$ ) couverte par les fronts de rafales. Le masque appliqué sur les fronts de rafales a permis de calculer  $\sigma_{gust}$  qui vaut 0.017 sur le cas RCE et 0.067 sur le cas AMMA pour les instants présentés dans la figure 1.5.

$$ALE_{wk} = \max\left(\frac{1}{2}w_{bgust}^2\right) \quad (1.3.1)$$

$$ALP_{wk} = \sigma_{gust} \frac{1}{2} \overline{\rho w_{bgust}^3} \quad (1.3.2)$$

**Calcul de la vitesse d'étalement,  $C_*$**  : pour ce faire, nous passons par une méthode basée sur quelques hypothèses. Nous supposons que les poches sont des disques identiques de même rayon ( $r$ ) et que le vent responsable de l'étalement de la poche est divergent avec  $C_*$  sa vitesse sur les bords de la poche. Ces hypothèses permettent de déterminer facilement  $C_*$  en passant par le théorème de la divergence qui affirme l'égalité entre l'intégrale du vent divergent sur la surface de la poche et le flux de ce vent à travers les bords de la poche.

$$\int \int \text{div}(\vec{V}_{10}) dS_{wk} = C_* L_g \quad (1.3.3)$$

$$C_* = \frac{\overline{\text{div}(\vec{V}_{10}) S_{wk}}}{L_g} \quad (1.3.4)$$

où  $S_{wk}$  est la surface de la poche

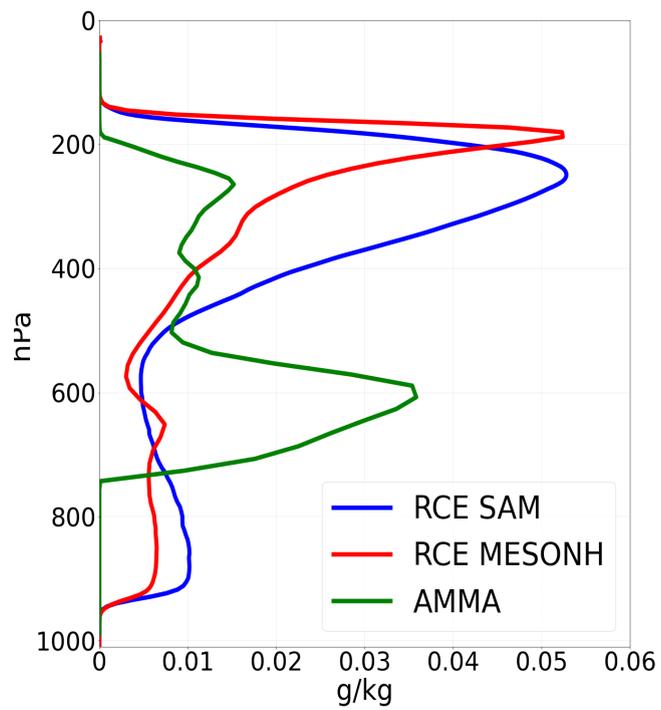


FIGURE 1.4 – Profil vertical de l'eau condensée moyennée horizontalement sur les LES en RCE océanique réalisée avec les modèles SAM et MésoNH et la LES continental du cas AMMA.

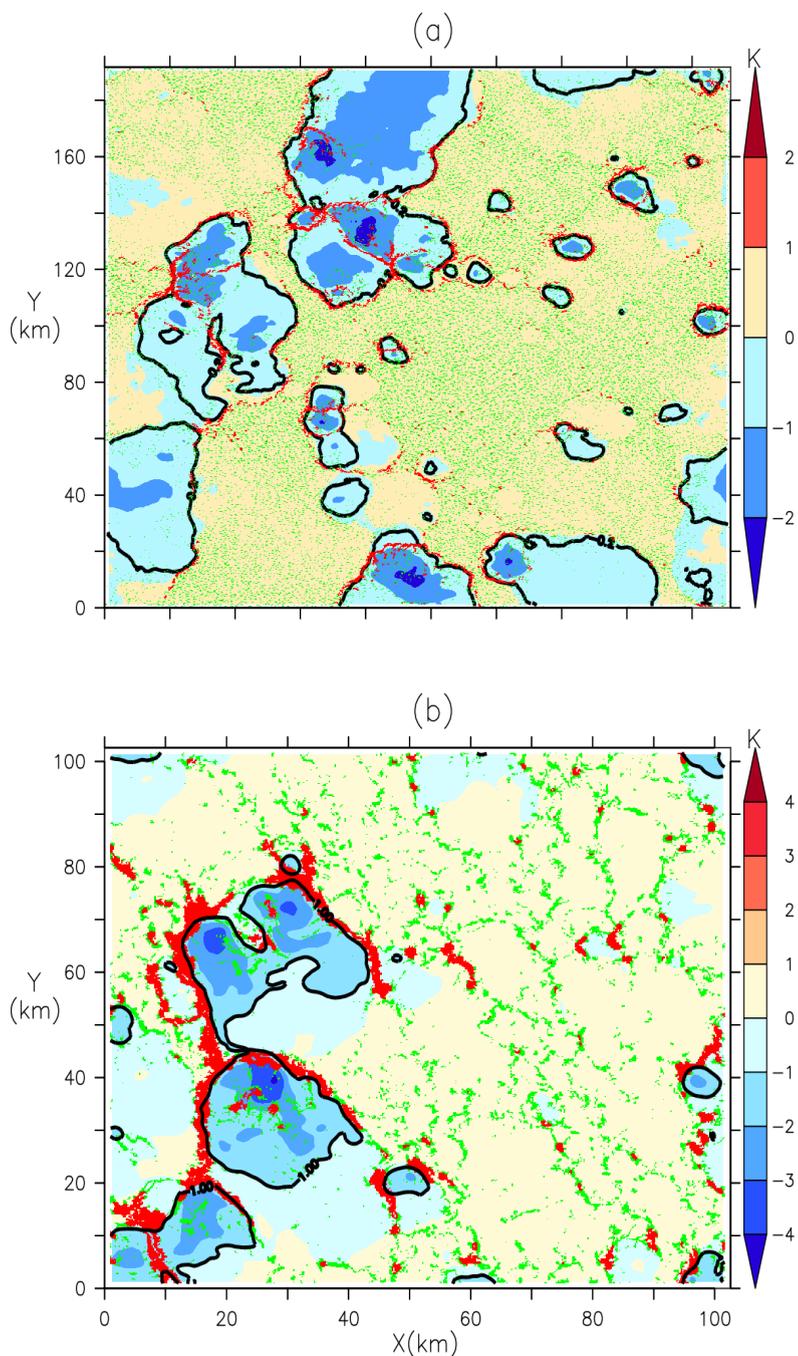


FIGURE 1.5 – Cartes d’anomalie de température à 10 m, lissées horizontalement sur  $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ , représentées sur un instant de la LES SAM du cas RCE (a) et sur l’instant 18h de la LES du cas AMMA avec contours noirs indiquant les seuils d’anomalies de température à 10 m de  $-0.2 \text{ K}$  (RCE) et  $-1 \text{ K}$  (AMMA). La couleur rouge indique les ascendances sur les fronts de rafales données par les vitesses verticales à la base des nuages ( $w_b$ ) dans le masque des fronts de rafales qui est déterminé par les  $w_b$  lissées horizontalement sur  $1.25 \text{ km} \times 1.25 \text{ km}$  et dépassant  $0.6 \text{ m/s}$  (RCE) et sur  $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$  avec une valeur supérieure à  $2 \text{ m/s}$  (AMMA). La points verts représentent les thermiques, définis par les  $w_b$  en dehors du masque des fronts de rafales

$$S_{wk} = \pi r^2 \quad (1.3.5)$$

Les équations 1.2.12, 1.2.13 et 1.3.5 permettent d'exprimer  $C_*$  en fonction de la divergence moyenne du vent à 10 m, de la fraction surfacique ( $\sigma_{wk}$ ) et de la densité ( $D_{wk}$ ) des poches par la relation :

$$C_* = \frac{1}{2} \overline{\text{div}(\vec{V}_{10m})} \sqrt{\frac{\sigma_{wk}}{D_{wk}\pi}} \quad (1.3.6)$$

Pour appliquer ce calcul de  $C_*$  dans les LES, nous prenons la moyenne horizontale de la divergence du vent à 10 m à l'intérieur des poches froides. La fraction surfacique des poches ( $\sigma_{wk}$ ) calculée dans les LES est 0.12 sur le cas AMMA et 0.25 sur le cas RCE. Pour déterminer  $D_{wk}$ , nous avons manuellement compté les centres des poches visibles sur les cartes de divergence du vent à 10 m (Fig. 1.2 et 1.3), car nous n'avons pas utilisé dans cette étude les méthodes de détection des poches qui pourraient générer automatiquement leur nombre. Nous trouvons environ une densité,  $D_{wk}$ , égale à 5 poches sur 100 km×100 km sur le cas RCE et sur le cas AMMA.

**Calcul de l'énergie d'affaissement** : nous calculons finalement l'énergie d'affaissement ( $W_{APE}$ ) de la poche dans les LES en utilisant la formule (1.2.2) proposée par Grandpeix et al. (2010). Le travail consiste à déterminer  $\overline{\theta}_v$ , ainsi que les profils de  $\delta\theta_v$  et  $h_{wk}$  dans les LES. Pour ce faire, nous avons d'abord calculé  $\theta_v$  dans les LES, puis déduit  $\overline{\theta}_v$  et le profil de  $\delta\theta_v$ . Concernant la détermination de  $h_{wk}$ , comme suggéré par Grandpeix et al. (2010), nous prenons cette hauteur à l'altitude où le profil de  $\delta T$  s'annule. Cette altitude se situe autour de 950 hPa (environ 600 m) dans le cas RCE océanique et vers de 800 hPa (environ 2 km) dans le cas AMMA (Fig. 1.6).

### 1.3.2 Validation des lois phénoménologiques

Les paramétrisations physiques sont définies par des ensembles d'équations mathématiques destinées à représenter les processus sous mailles au sein d'une colonne du modèle. La formulation de ces équations repose à la fois sur une compréhension phénoménologique des processus concernés et sur des principes fondamentaux de la physique. On peut valider ces paramétrisations en bloc, ou par morceaux, en isolant certaines équations ou relations entre variables internes, ou entre variables internes et variables d'état du GCM. Les LES offrent la possibilité d'effectuer une validation

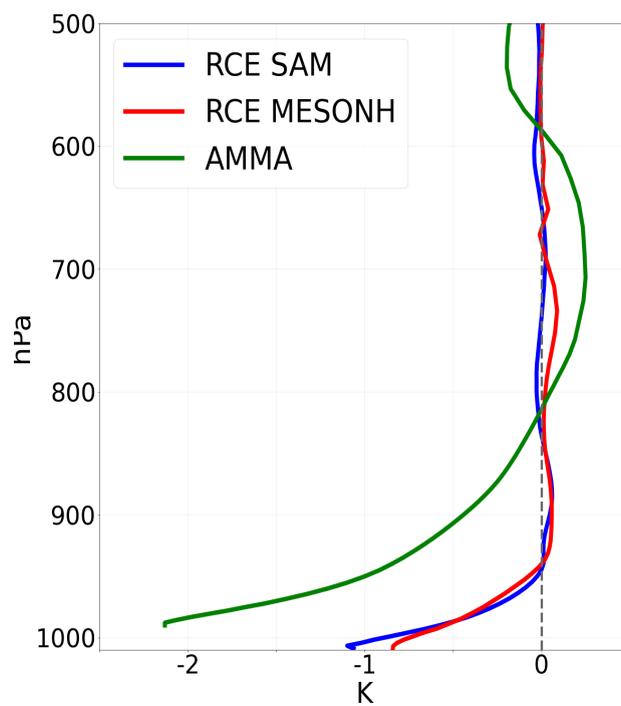


FIGURE 1.6 – Profils verticaux de l'écart de température entre l'intérieur et l'extérieur des poches froides calculés sur un instant des LES (SAM et MESONH) du cas RCE et un instant de la LES MESONH du cas AMMA.

et un ajustement à priori de ces lois.

Dans le modèle des poches froides, les variables  $ALE_{wk}$ ,  $ALP_{wk}$  et  $C_*$  sont déterminées à partir de l'énergie d'affaissement ( $WAPE$ ) (voir équations (1.2.1), (1.2.10) et (1.2.14)), en se basant sur des hypothèses dérivées des lois physiques. Dans cette section, nous vérifions la validité des calculs de  $ALE_{wk}$ ,  $ALP_{wk}$  et  $C_*$  basés sur la  $WAPE$ , ainsi que les hypothèses physiques sous-jacentes, en se basant sur les LES. Pour cela, nous recalculons d'abord ces trois variables dans les LES en utilisant la  $WAPE$  issue des profils de  $\delta\theta_v$  échantillonnés, avec les formules de la paramétrisation. Pour  $D_{wk}$ ,  $\sigma_{wk}$  et  $h_{wk}$  dans le calcul de  $ALP_{wk}$  (équation (1.2.14)), nous prenons également les valeurs estimées dans les LES. Nous comparons ensuite les valeurs recalculées de  $ALE_{wk}$ ,  $ALP_{wk}$  et  $C_*$  à partir de la  $WAPE$  avec celles obtenues dans les LES, dérivées de la vitesse verticale à la base des nuages près des fronts de rafales ( $w_{bgust}$ ) pour  $ALE_{wk}$  et  $ALP_{wk}$ , et de la divergence moyenne du vent à 10 m dans les poches pour  $C_*$ .

Le tableau 1.1 montre que, pour les LES du cas RCE réalisées avec MésONH et du cas AMMA, les valeurs de  $ALE_{wk}$  calculées à partir de  $w_{bgust}$  et de  $WAPE$  issue des profils de  $\delta\theta_v$  sont très proches. Dans la LES du cas RCE réalisée avec SAM,  $ALE_{wk}$  calculée à partir de  $w_{bgust}$  est légèrement supérieur à la  $WAPE$  issue du profil de  $\delta\theta_v$  (tableau 1.1). Cependant, même dans ce cas,  $ALE_{wk}$  déterminé à partir de  $w_{bgust}$  reste comparable à la  $WAPE$  dérivé du profil de  $\delta\theta_v$ . Ces résultats pour les trois LES valide l'hypothèse d'égalité entre  $ALE_{wk}$  et la  $WAPE$ , telle qu'estimée par la paramétrisation.

TABLE 1.1 – Comparaison des variables de la  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  calculées dans les échantillonnages (E) et celles calculées avec les formules de la paramétrisation (FP) pour le coefficient  $k = 0.33$  et  $k=0.66$  dans les LES océaniques en RCE réalisées avec SAM et MESONH et dans la LES continentale du cas AMMA réalisée avec MESONH

	$WAPE$ (J/Kg)	$ALE_{wk}$ (J/kg) (E)	$C_*$ (m/s) (FP) $k=0.33$	$C_*$ (m/s) (E)	$C_*$ (m/s) (FP) $k=0.66$	$ALP_{wk}$ (J/kg) (FP) $k=0.33$	$ALP_{wk}$ (J/kg) (E)	$ALP_{wk}$ (J/kg) (FP) $k=0.66$
RCE SAM	7.962	10.460	1.315	2.228	2.630	0.008	0.054	0.071
RCE MESO	7.912	6.965	1.313	2.264	2.625	0.008	0.020	0.071
AMMA MESO	34.250	33.480	2.727	4.939	5.454	0.104	0.982	0.831

En ce qui concerne  $C_*$ , le tableau 1.1 montre que, pour les trois LES, ses valeurs calculées à partir de la *WAPE* sont systématiquement inférieures à celles obtenues à partir de la divergence moyenne du vent à 10 m dans les poches. Cette différence pourrait être due à une sous-estimation du coefficient  $k$ , fixé ici à 0.33. En fixant  $k$  à 0.66, les calculs de  $C_*$  basés sur la *WAPE* deviennent comparables à celles obtenues à partir de la divergence moyenne du vent à 10 m dans les poches, notamment pour les cas RCE et AMMA (tableau 1.1). Comme discuté plus haut, la valeur de 0.33 a été retenue suite à une communication orale de Lafore (2000). Mais d'autres études proposent des valeurs différentes : Lafore et Moncrieff (1989) estiment  $k$  à 0.68 sur la base de simulations CRM de lignes de grains en 2D, tandis que Bryan et al. (2005) l'évaluent à 0.5 à partir d'observations de poches froides lors de l'expérience BAMEX dans les Grandes Plaines américaines. Ces résultats valideraient aussi l'hypothèse du modèle qui postule que l'énergie cinétique de la poche résulte de la transformation de la *WAPE* en énergie cinétique avec un coefficient  $k$  compatible avec des estimations publiées.

Quant à  $ALP_{wk}$ , le tableau 1.1 montre que, pour les trois LES, ses valeurs calculées avec  $C_*$  issue de la *WAPE* sont beaucoup plus faibles que celles obtenues à partir des  $w_{bgust}$  échantillonnées dans les LES. On observe un écart d'au moins un facteur 3 entre les deux ensembles de valeurs de  $ALP_{wk}$  aussi bien pour les deux LES du cas RCE que pour la LES du cas AMMA. Cependant, deux coefficients interviennent dans le calcul de  $ALP_{wk}$  avec la formule de paramétrisation : le coefficient  $k$  mais aussi l'efficacité de soulèvement  $\epsilon$ , fixés respectivement à 0.33 et 0.25. Les faibles valeurs de  $ALP_{wk}$  obtenues pourraient donc être dues à ces coefficients arbitrairement imposés. Pour vérifier cela, on recalcule  $ALP_{wk}$  avec la formule de paramétrisation en prenant  $k = 0.66$  dans le calcul de  $C_*$ , comme suggéré par les analyses précédentes. Les comparaisons effectuées sur les trois LES montrent que les valeurs de  $ALP_{wk}$  ainsi recalculées sont nettement plus proches de celles obtenues à partir des échantillonnages des  $w_{bgust}$  (tableau 1.1). Le fait d'avoir les bonnes valeurs de  $ALP_{wk}$  avec la formule de la paramétrisation pour les LES des cas RCE et AMMA, simplement en ajustant  $C_*$  avec  $k = 0.66$ , justifie le calcul de  $ALP_{wk}$  pour ces deux cas. Cela permet également d'estimer  $\epsilon$  à 0.25 pour ces deux cas, ce qui est compatible avec l'hypothèse de la paramétrisation selon laquelle 25 % de la puissance horizontale fournie par les poches pendant sa propagation seraient utilisées pour renforcer l'intensité de la convection tandis qu'une grande partie se dissipe.

## 1.4 Comparaison entre LES et LMDZ standard

### 1.4.1 Les profils de $\delta T$ , $\delta q$ et $\delta w$

Dans cette partie, nous évaluons les profils de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  calculés dans les LES par rapport à ceux simulés avec LMDZ. La comparaison est nettement plus exigeante dans la mesure où toutes les paramétrisations interagissent entre elles pour aboutir aux valeurs simulées plusieurs heures (AMMA) ou jours (RCE) après l'initialisation. Nous débutons par une description de la méthode utilisée pour réaliser ces comparaisons. Pour les LES en RCE, nous représentons ces profils à tous les instants disponibles après l'équilibre, car les résultats sont presque stationnaires dans ce type de simulations. En ce qui concerne la LES du cas AMMA, des analyses intermédiaires montrent que les poches apparaissent l'après-midi vers 17h avec des températures relativement basses et se développent au cours de la journée. En raison des variations des caractéristiques des poches à différents moments sur le continent, nous moyennons les résultats sur les 7 instants disponibles entre 17h et 18h pour simplifier nos analyses. Pour comparer avec le modèle, nous réalisons une simulation de contrôle de LMDZ en version uni-colonne (LMDZ CTRL) pour le cas RCE et le cas AMMA. Ces simulations de LMDZ sont réalisées avec exactement les mêmes conditions initiales et aux limites que les LES correspondantes. Pour le cas RCE, nous effectuons une simulation LMDZ CTRL sur 44 jours afin d'atteindre un quasi-équilibre. Pour le cas AMMA, les simulations LMDZ CTRL sont réalisées sur la journée du 10 juillet 2006, de 6h à minuit.

Pour le cas AMMA, le seuil de la taille des nuages contrôlant le déclenchement de la convection profonde est ajusté de manière à ce que la convection se déclenche au même moment que dans les LES afin de permettre une comparaison précise. En effet, la convection se déclenche avant 14h dans le cas AMMA avec la configuration standard de LMDZ, tandis que dans les LES, elle se produit vers 17h. Pour obtenir un déclenchement simultané à celui des LES, nous avons effectué des tests en modifiant la taille seuil à partir de laquelle un cumulus se transforme en cumulonimbus dans le modèle. Ces tests ont permis d'obtenir le déclenchement de la convection dans la simulation LMDZ du cas AMMA à 16h50 en fixant ce seuil à 24 km<sup>2</sup>. Afin de faciliter les comparaisons entre LMDZ et LES, nous imposons également dans les simulations LMDZ la densité des poches estimée dans les LES. Nous fixons ainsi une densité de 5 poches par 100 km × 100 km, tant sur le cas RCE que AMMA. Pour représenter les profils de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  dans LMDZ CTRL pour le cas RCE, nous effectuons une moyenne temporelle entre le 41e et le 43e jour de simulation, afin de comparer avec les LES aux mêmes instants. Pour le cas AMMA, nous effectuons une

moyenne entre 17h et 18h, comme dans les LES.

Avant de commencer cette comparaison, nous effectuons une analyse détaillée des profils de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  dans les LES. L'analyse des profils de  $\delta T$  dans les LES montre que les poches sont plus froides à la surface avec des températures qui augmentent vers le sommet aussi bien sur le cas RCE (Fig. 1.7a) que sur le cas AMMA (Fig. 1.7d). Les profils de  $\delta T$  des LES montrent que les températures des poches sont assez similaires sur ces deux cas, ce qui semble contredire les observations indiquant des poches plus froides sur le continent. Cela pourrait s'expliquer par le fait que, dans ce cas continental, nous effectuons les analyses aux premiers instants après l'apparition des poches, alors qu'elles ne sont pas encore pleinement développées. Ce cas correspondait aussi à des événements de convection relativement sporadique et locale. Sur les profils de  $\delta q$ , les LES montrent que les poches sont plus humides à la surface aussi bien sur le cas RCE que sur le cas AMMA (Fig. 1.7b et Fig. 1.7e). Cet écart s'inverse vers le sommet de la poche altitude à laquelle les poches sont asséchées par une subsidence de masses d'air sec (Fig. 1.7c et 1.7f). Sur le cas RCE, cette subsidence s'annule en dessous de 800 hPa (Fig. 1.7c), tandis que pour le cas AMMA, elle s'annule à un niveau plus élevé, vers 600 hPa (Fig. 1.7f).

Nous passons maintenant aux comparaisons des profils de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  simulés par LMDZ1D à ceux calculés dans les LES. Les profils de  $\delta T$  simulés avec LMDZ CTRL montrent que les températures dans la poche sont plus faibles à la surface, augmentant progressivement vers le sommet, que ça soit sur le cas RCE que sur le cas AMMA (Fig. 1.7a et Fig. 1.7d), en cohérence avec les LES. Ces profils de  $\delta T$  dans LMDZ CTRL s'annulent à la même altitude que ceux calculés dans les LES sur ces deux cas. Nous observons cependant que, dans le cas RCE, les poches sont plus froides dans les LES que dans les simulations LMDZ CTRL (Fig. 1.7a), tandis que pour le cas AMMA, les poches sont légèrement plus froides en surface dans LMDZ CTRL que dans la LES (Fig. 1.7d). L'analyse des profils de  $\delta q$  simulés avec LMDZ CTRL montre également que, sur le cas RCE et le cas AMMA, les poches sont plus humides à la surface et que cette humidité diminue vers le sommet (Fig. 1.7b et Fig. 1.7e), ce qui est cohérent avec les LES. Dans les deux cas, les poches sont associées à une subsidence. La hauteur à laquelle cette subsidence de masses d'air s'annule est observée à des niveaux de pression plus élevés dans les LES (en dessous de 800 hPa sur le cas RCE et sous 600 hPa sur le cas AMMA) par rapport à LMDZ, où elle est observée au-dessus de  $h_m$  (fixée à 600 hPa) dans les deux cas. Nous constatons aussi que les poches sont beaucoup trop sèches au sommet dans LMDZ CTRL par rapport

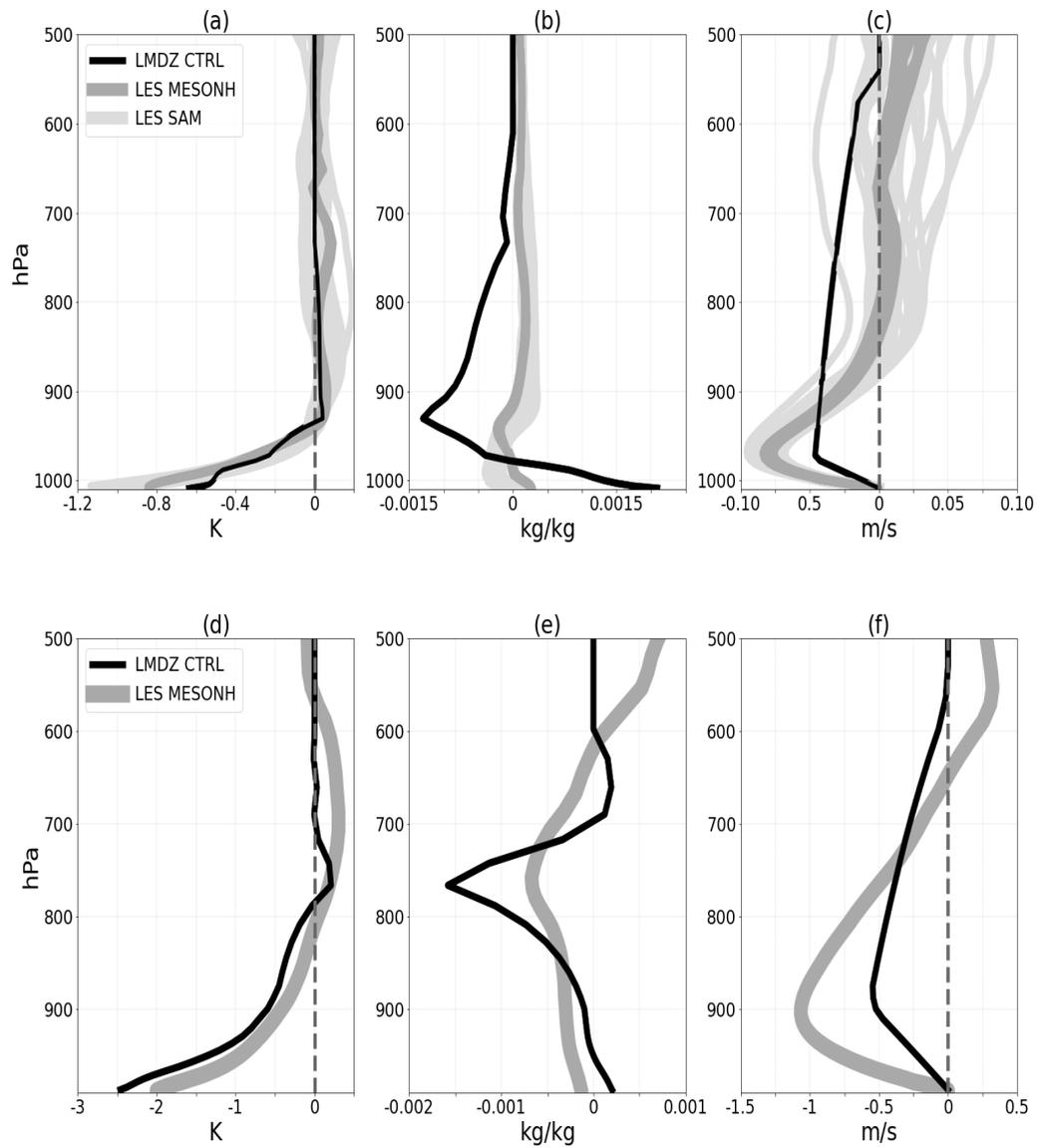


FIGURE 1.7 – Profils verticaux de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  calculés dans les LES et simulés dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).

aux LES, tant sur le cas RCE que AMMA (Fig. 1.7b et Fig. 1.7e). Les comparaisons révèlent également que le modèle simule des poches plus humides à la surface que celles des LES dans les deux cas, avec une différence plus marquée pour le cas RCE.

### 1.4.2 Les variables $WAPE$ , $ALE_{wk}$ , $C_*$ et $ALP_{wk}$

Dans cette section, nous comparons les variables  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  calculées dans les LES avec celles simulées par LMDZ CTRL pour les cas RCE et AMMA. Comme les profils verticaux, les résultats sont moyennés sur les jours suivant l’atteinte de l’équilibre (jours 41, 42 et 43) pour RCE et sur les instants disponibles entre 17h et 18h pour AMMA.

Le tableau 1.2 montre que, pour le cas RCE, la variable  $WAPE$  simulée par LMDZ CTRL est nettement inférieure à celles des LES SAM et MésoNH, avec un écart d’au moins un facteur 2. Ces faibles valeurs de  $WAPE$  dans LMDZ CTRL entraînent également des  $ALE_{wk}$  faibles par rapport aux LES SAM et MésoNH (tableau 1.2). En effet, les  $ALE_{wk}$  sur le cas RCE sont au moins deux fois plus faibles dans LMDZ CTRL que dans les LES. En revanche, pour le cas AMMA, la  $WAPE$  simulée par le modèle est globalement en accord avec les valeurs calculées dans les LES (tableau 1.2), ce qui permet au modèle d’obtenir des  $ALE_{wk}$  comparables à celles des LES pour ce cas (tableau 1.2). En ce qui concerne  $C_*$ , les comparaisons entre les valeurs simulées par LMDZ CTRL et celles calculées dans les LES montrent que les valeurs dans LMDZ CTRL sont au moins deux fois plus faibles, tant pour le cas RCE que pour le cas AMMA (tableau 1.2). Quant à  $ALP_{wk}$ , les valeurs simulées par LMDZ CTRL sont nettement plus faibles à celles des LES pour les deux cas, avec un écart d’au moins un facteur 10 (tableau 1.2).

TABLE 1.2 – Comparaison des variables  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  calculées dans les LES à partir des échantillonnages et simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL) sur le cas océanique en RCE et le cas continental (AMMA)

	$WAPE$ (J/Kg)	$ALE_{wk}$ (J/kg)	$C_*$ (m/s)	$ALP_{wk}$ (J/kg)
RCE				
LES SAM	7.962	10.460	2.228	0.054
LES MESONH	7.912	6.965	2.264	0.020
LMDZ CTRL	2.957	2.957	0.802	0.001
AMMA				
LES MESONH	34.250	33.480	4.939	0.982
LMDZ CTRL	30.430	30.430	2.574	0.042

En résumé, les comparaisons avec les LES réalisées sur le cas RCE océanique et le cas AMMA mettent en évidence les difficultés du modèle à bien reproduire l’humidité des poches pour les deux cas, ainsi que la température des poches pour le cas RCE.

## 1.5 Les améliorations du modèle de poches

### 1.5.1 Coefficient $k$

Nous commençons par tester dans LMDZ l’impact de prendre une valeur de 0.66 plutôt que 0.33 (LMDZ V1), comme suggéré par les LES. Nous analysons l’effet de ce changement sur les profils de  $\delta q$  et  $\delta T$  du modèle. Les simulations LMDZ V1 montrent que le passage à une valeur de 0.66 pour le coefficient  $k$  entraîne de légères modifications des profils de  $\delta q$  et  $\delta T$ , pour les cas RCE et AMMA (Fig. 1.8). Cependant, nous observons que, même avec la modification de  $k$  à 0.66, les poches restent toujours trop sèches au sommet et plus humides à la surface par rapport aux LES sur les deux cas (Fig. 1.8b et Fig. 1.8e). En ce qui concerne les températures, sur le cas RCE, les poches restent aussi toujours moins froides dans LMDZ MODIF1 que dans les LES (Fig. 1.8a). Par contre, sur le cas AMMA, on observe que le passage de  $k$  à 0.66 entraîne un léger aplatissement du profil de  $\delta T$ , qui reste cependant toujours proche des résultats des LES (Fig. 1.8d). Ces analyses montrent que l’impact de ce changement sur les variations d’humidité et de température des poches est globalement faible.

### 1.5.2 L’altitude $h_m$

Dans les sections précédentes, nous avons constaté que l’altitude à laquelle la subsidence des masses d’air sec dans poche s’annule est observée dans les LES en dessous de 800 hPa pour le cas RCE et en dessous de 600 hPa pour le cas AMMA, tandis que dans LMDZ, cette altitude est obtenue au dessus de  $h_m$  qui est fixée arbitrairement à 600 hPa dans la version originale de la paramétrisation. Dans cette section, nous corrigeons cette divergence entre les LES et le modèle, puis analysons l’effet de cette modification sur les profils de  $\delta q$  et  $\delta T$  du modèle. D’abord, nous avons mis le flux de masse du courant convectif au dessus de  $h_m$  nul. Cela permet de ne considérer que l’entraînement latéral de l’air dans la poche, qui s’annule désormais à  $h_m$ . Des tests intermédiaires ont montré que ce changement n’a pratiquement aucun impact sur les résultats. Nous ajustons ensuite  $h_m$ . Vu que cette altitude est observée dans les LES à des niveaux différents pour les deux cas, nous la calculons en fonction de la hauteur ( $h_{wk}$ ) du sommet de la poche afin de tenir compte de

cette variation régionale dans le modèle. Ainsi, pour mieux correspondre aux LES, nous fixons  $h_m$  à une hauteur qui est égale à environ trois fois (ce facteur pouvant devenir un paramètre ajustable du modèle) l’altitude du sommet de la poche tant sur le cas RCE que AMMA. Un léger ajustement de  $h_{wk}$  est également effectué (cette modification est incluse dans LMDZ CTRL et LMDZ V1), dont les détails sont discutés en annexe. Nous réalisons ensuite une simulation de LMDZ avec cette nouvelle formulation de  $h_m$ , en intégrant également la modification du coefficient  $k$  (LMDZ V2). Les comparaisons entre les simulations LMDZ V2 et les LES montrent une meilleure représentation du profil de  $\delta q$  au sommet de la poche aussi bien sur le cas RCE que AMMA (Fig. 1.8b et Fig. 1.8e). Ces résultats montrent que les humidités trop faibles simulées au sommet des poches avec LMDZ CTRL sont dues à  $h_m$  qui est imposée à un niveau bien trop élevé dans la paramétrisation initiale par rapport aux LES. Cela augmente l’apport d’air sec dans la poche, asséchant l’air au sommet. Le fait que le modèle soit capable de reproduire l’humidité au sommet de la poche comme dans les LES en ajustant juste  $h_m$  valide la physique implémentée dans ce schéma des poches. Cela révèle qu’une limite de ce schéma résidait dans le choix de la valeur d’un paramètre (la hauteur au dessus de 600 hPa) plutôt que dans la formulation elles-mêmes. Si cette modification réduit l’humidité en surface des poches dans le cas RCE, nous observons néanmoins que les poches restent toujours plus humides en surface dans le modèle que dans les LES. Quant aux profils de  $\delta T$ , les figures (Fig. 1.8a et Fig. 1.8d) indiquent que cette modification n’a pas d’impact sur les profils de  $\delta T$  dans le cas AMMA, mais qu’elle augmente très légèrement les températures des poches dans le cas RCE.

### 1.5.3 Le tuning

Dans cette section, nous visons principalement à améliorer la représentation du profil de  $\delta T$  pour le cas RCE par rapport aux LES, étant donné que les deux modifications précédentes ont eu un impact très limité sur ce profil. Ainsi, nous utilisons l’outil HTE Explorer pour ajuster le profil de  $\delta T$  du modèle aux LES. Pour cela, nous avons exploré simultanément plusieurs paramètres du modèle en leur attribuant de larges plages de valeurs possibles dans le but d’identifier ceux qui ont une influence sur la température des poches. Nos analyses montrent une sensibilité du profil de  $\delta T$  au paramètre associé à la fraction surfacique ( $\sigma_{dz}$ ) des descentes précipitantes. Nous avons constaté que des valeurs élevées de  $\sigma_{dz}$  résultent en des températures plus basses à l’intérieur des poches. En revanche, la variation des autres paramètres n’affecte pas le profil de  $\delta T$ . Le tableau 1.4 présente l’ensemble des paramètres employés dans tuning du profil de  $\delta T$ . Dans la configuration standard de LMDZ,  $\sigma_{dz}$

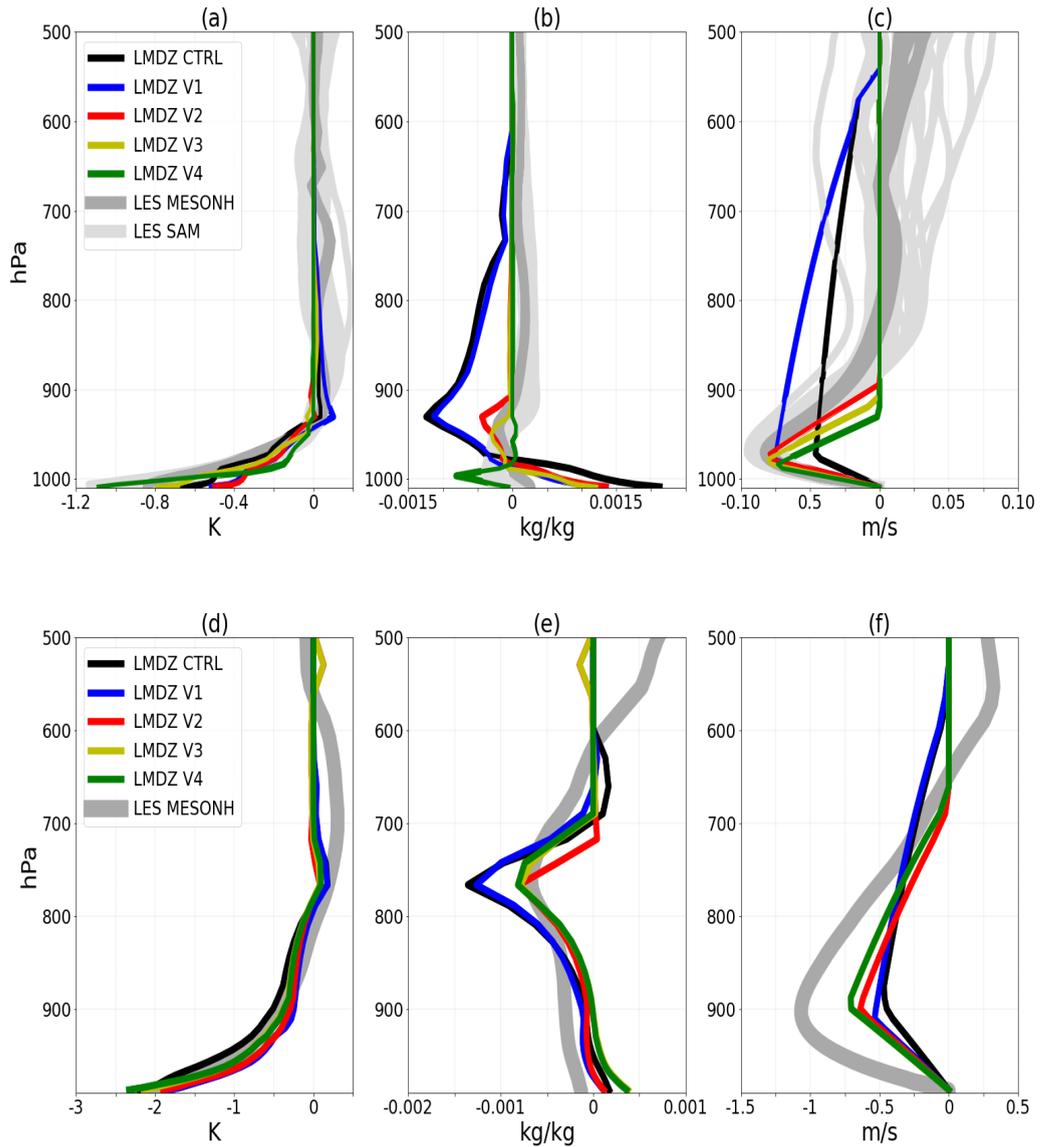


FIGURE 1.8 – Profils verticaux de  $\delta T$ ,  $\delta q$  et  $\delta w$  calculés dans les LES et simulés dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l’ajustement du coefficient  $k$  à 0.66 (LMDZ V1), LMDZ avec la baisse de l’altitude ( $h_m$ ) à laquelle la subsidence des masses d’air dans la poche s’annule (LMDZ V2), LMDZ avec l’ajustement de la fraction surfacique des descentes précipitantes,  $\sigma_{dz}$ , à 0.02 (LMDZ V3) et LMDZ avec l’activation des thermiques dans tout le domaine (LMDZ V4) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).

TABLE 1.3 – Liste des paramètres utilisés pour le tuning du profil de  $\delta T$

Notation	Définition
ALPBLK	rendement sur la puissance fournie par les thermiques à la convection
HTRIG	hauteur maximale des cumulus pour déclencher la convection
STRIG	taille seuil à partir de laquelle un cumulus se transforme en cumulonimbus
TTOPMAX	température maximale au sommet des cumulonimbus
ELCV	concentration maximale d'eau condensée
SIGDZ	fraction surfacique couverte par les descentes précipitantes
WKPUPPER	facteur reliant $h_{wk}$ et $h_m$
OMPMX	
WBTOP	
WBSRF	
RQSPO	
RQSDP	
RQSTOP	
FACTAU	

est fixée à 0.003. Dans nos tests de tuning, nous avons attribué à  $\sigma_{dz}$  une plage de valeurs allant de 0.001 à 0.08. Les résultats montrent que, pour le cas RCE, les valeurs de  $\sigma_{dz}$  offrant le meilleur ajustement de  $\delta T$  se situent entre 0.02 et 0.05, tandis que pour le cas AMMA, elles varient entre environ 0. et 0.02.

Le paramètre  $\sigma_{dz}$  dépend de la géométrie des cellules convectives. Bien qu'une paramétrisation de  $\sigma_{dz}$  puisse être pertinente, elle est hors de cette étude. Ici, nous profitons des résultats du tuning pour fixer une valeur optimale de  $\sigma_{dz}$  pour les cas RCE et AMMA. Nous avons ainsi fixé  $\sigma_{dz}$  à 0.02, une valeur compatible avec les deux cas. Nous effectuons une simulation de LMDZ V3 en imposant  $\sigma_{dz}$  à 0.02, intégrant cette modification ainsi que les deux précédentes. L'analyse du profil de  $\delta T$  dans les simulations de LMDZ V3 montre une meilleure représentation de la température à la surface des poches sur le cas RCE (Fig. 1.8a). Dans la simulation LMDZ V3, l'augmentation de  $\sigma_{dz}$  entraîne une évaporation plus intense dans le modèle, réduisant ainsi davantage les températures au sein des poches. On observe également dans les simulations de LMDZ V3 une légère diminution de la températures des poches dans le cas AMMA, tout en restant cohérente avec la LES (Fig. 1.8d). Les simulations de LMDZ V3 indiquent également que, pour les cas RCE et AMMA, l'augmentation de  $\sigma_{dz}$  modifie légèrement les profils de  $\delta q$ , avec un effet plus marqué au sommet des poches, permettant de se rapprocher d'avantage aux LES à ce niveau (1.8b et 1.8e). Cela souligne le rôle de l'évaporation des précipitations dans la variation de l'humidité à l'intérieur des poches.

### 1.5.4 Activation des thermiques dans tout le domaine

Les modifications apportées jusqu'ici améliorent la température des poches et l'humidité à leur sommet, mais ont un effet très limité sur l'humidité en surface, qui demeure plus élevée dans le modèle que dans les LES pour les cas RCE et AMMA. Pour comprendre cette différence d'humidité en surface, nous testons d'activer les thermiques dans tout le domaine, car dans la configuration standard de LMDZ, les thermiques n'interagissent qu'avec les profils de température et d'humidité en dehors des poches. Ce choix avait été fait à l'origine pour tenir compte du fait que l'atmosphère est plus stable à l'intérieur des poches, ce qui inhiberait la convection dans ces régions. Dans la configuration, nous faisons interagir les thermiques avec les profils de température et d'humidité moyens dans la maille pour analyser leur effet sur les profils de  $\delta q$ , en partant de la configuration V4. Pour le cas RCE, les simulations LMDZ V4 montrent une nette diminution de l'humidité en surface des poches, correspondant mieux aux résultats obtenus avec les LES (Fig. 1.8b). Ce résultat est attendu car le transport vertical par les thermiques assèche systématiquement la surface (Hourdin et al. ([année](#)),; Bordo et al. ([année](#)),; Diallo et al. ([année](#))). Nous observons également, dans les simulations LMDZ V4, une modification du profil  $\delta q$  au sommet des poches pour le cas RCE, bien que celui-ci reste toujours comparable aux LES. En revanche, pour le cas AMMA, ces mêmes simulations n'indiquent pratiquement aucun effet sur l'humidité des poches (Fig. 1.8e). Cela pourrait s'expliquer par la durée trop courte de la simulation sur ce cas, qui empêcherait d'obtenir un effet net des thermiques. En effet, nous avons testé cette modification dans une simulation 3D sur une période de trente jours. Comme pour l'océan, les résultats montrent également un assèchement des poches sur le continent avec un effet fort. Ces résultats suggèrent que les thermiques joueraient un rôle clé dans la régulation de l'humidité en surface des poches, en mélangeant l'excès d'humidité de surface avec l'air sec situé au-dessus. Pour tenir compte de l'effet des thermiques dans les poches, on pourrait souhaiter intégrer des thermiques peu profondes, qui n'engendrent pas de cumulus, mais se contentent de mélanger l'excès d'air humide à la surface avec l'air sec situé au-dessus.

Lors de tests intermédiaires, nous avons également étudié l'effet du flux d'évaporation en surface sur la variation de l'humidité à la surface des poches sur le cas RCE en activant le "splitting" dans le modèle. L'activation de ce mode permet de différencier le calcul du flux d'évaporation entre l'intérieur et l'extérieur des poches, contrairement à la configuration standard où ce flux est traité uniformément pour les deux régions. Ces tests ont révélé que, sur le cas RCE, le flux d'évaporation en surface contribue très peu à la variation de l'humidité en surface des poches. Ces

tests n’ont pas été réalisés sur le cas AMMA, car la version actuelle de LMDZ ne permet pas encore de calculer séparément le flux d’évaporation en surface entre l’intérieur et l’extérieur des poches froides sur le continent. Mais il serait intéressant d’explorer l’impact de ce flux d’évaporation sur la variation de l’humidité des poches dans le cas continental.

Les simulations LMDZ V4 montrent également que les thermiques ont un effet de refroidissement assez fort sur les poches dans le cas RCE (Fig. 1.8a). Cet effet n’est pas observé dans le cas AMMA (Fig. 1.8d). Mais les simulations 3D indiquent également un refroidissement des poches sur le continent lorsque les thermiques sont activées dans l’ensemble du domaine.

TABLE 1.4 – Description des simulations effectuées avec LMDZ dans la configuration standard et avec diverses modifications

<b>Simulations</b>	<b>Protocoles</b>
LMDZ CTRL	simulation de LMDZ avec la configuration standard en imposant $D_{wk}$ à $510^{-10}$
LMDZ V1	LMDZ CTRL + le changement de $k$ à 0.66
LMDZ V2	LMDZ V1 + la baisse de $h_m$
LMDZ V3	LMDZ V2 + l’ajustement de $\sigma_{dz}$ à 0.02
LMDZ V4	LMDZ V3 + activation des thermiques dans tout le domaine

### 1.5.5 Effet des modifications sur $WAPE$ , $ALE_{wk}$ , $C_*$ et $ALP_{wk}$

Nous comparons dans cette section les variables de  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  calculées dans les LES avec celles simulées par LMDZ, intégrant toutes les modifications (LMDZ V4). Bien que les comparaisons soient faites directement avec LMDZ V4, nous discuterons en détail l’impact de chaque modification sur les résultats.

Sur le cas RCE, LMDZ V4 simule des valeurs de  $WAPE$  plus proche de la LES que LMDZ CTRL (tableau 1.5). Cette amélioration de la  $WAPE$  dans le modèle sur ce cas est principalement liée à la meilleure représentation de la température à l’intérieur des poches. Cela conduit également à un renforcement de  $ALE_{wk}$  qui se rapproche davantage des valeurs des LES (tableau 1.5). Ces résultats indiquent que les faibles valeurs de  $WAPE$  et  $ALE_{wk}$  simulées par LMDZ dans sa configuration standard sur le cas RCE s’expliquent par la sous-estimation de l’anomalie froide des poches sur ce cas. À contrario, pour le cas AMMA, une légère diminution de la  $WAPE$  est observée dans les simulations LMDZ V4, liée au faible impact du passage de  $k$  à 0.66 sur le profil de  $\delta T$ , tout en restant comparables aux résultats de la LES (tableau 1.5). Cette baisse de la  $WAPE$  entraîne aussi une légère diminution

de  $ALE_{wk}$ , mais les valeurs restent cohérentes avec celles de la LES (tableau 1.5).

TABLE 1.5 – Comparaison des variables  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  calculées à partir des échantillonnages dans les LES, avec celles simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL) et avec les modifications (LMDZ V4)

	$WAPE$ (J/Kg)	$ALE_{wk}$ (J/kg)	$C_*$ (m/s)	$ALP_{wk}$ (J/kg)
RCE				
LES SAM	7.962	10.460	2.228	0.054
LES MESONH	7.912	6.965	2.264	0.020
LMDZ CTRL	2.957	2.957	0.802	0.001
LMDZ V4	4.535	4.535	1.988	0.011
AMMA				
LES MESONH	34.250	33.480	4.939	0.982
LMDZ CTRL	30.430	30.430	2.574	0.042
LMDZ V4	21.410	21.410	4.318	0.468

Les comparaisons de  $C_*$  calculées dans les LES avec celles simulées par LMDZ V4 montrent que, sur le cas RCE, le modèle reproduit des vitesses d'étalement très proches à celles des LES (tableau 1.5). Cette amélioration de la représentation de  $C_*$  dans le modèle sur ce cas est due à la fois à la meilleure représentation de la  $WAPE$  et à l'ajustement du coefficient  $k$  à 0.66. En effet, lors de tests intermédiaires, nous avons remarqué que même avec une amélioration de la  $WAPE$ , le modèle simule des valeurs de  $C_*$  relativement faibles ( $1.064 \text{ ms}^{-1}$ ) par rapport aux LES lorsque le coefficient  $k$  est fixé à 0.33. Sur le cas AMMA, le tableau 1.5 indique que LMDZ V4 simule également des valeurs de  $C_*$  assez proches de celles calculées dans les LES. L'amélioration dans ce cas est principalement attribuée à l'ajustement du coefficient  $k$  à 0.66, étant donné que le modèle simulait déjà assez bien la  $WAPE$  dans ce cas avec la configuration standard. Les résultats sur ces deux cas soulignent, au-delà d'une bonne représentation de la température des poches, l'importance d'une estimation précise du coefficient  $k$  pour mieux simuler la vitesse d'étalement de la poche froide.

Concernant  $ALP_{wk}$ , le tableau 1.5 montre une nette amélioration de sa représentation dans les simulations de LMDZ V4 sur les deux cas. Ce résultat est principalement attribuable à l'amélioration de  $C_*$ .

## 1.6 Effet des modifications sur les variables de la grande échelle

Bien que les modifications présentées ci-dessus aient amélioré la représentation des poches froides dans le modèle, il est également essentiel d'examiner leur impact sur les variables à grande échelle. Dans cette section, nous analysons l'effet de ces ajustements sur les variables telles que les profils de température potentielle ( $\theta$ ), d'humidité spécifique ( $qv$ ) et de fraction nuageuse ( $rneb$ ). Pour cela, les mêmes profils sont recalculés dans les LES pour les cas RCE et AMMA, puis comparés avec ceux obtenus dans chaque version modifiée du modèle LMDZ. Les profils de  $\theta$  et  $qv$  dans les LES sont calculés par une moyenne horizontale de ces variables sur le domaine, tandis que le profil de  $rneb$  est obtenu en sélectionnant les points de grille où la masse d'eau condensée dépasse  $10^{-5}$  kg/kg.

Les comparaisons montrent que la modification du coefficient  $k$  (LMDZ V1) a un impact négligeable sur les profils moyens de  $\theta$ ,  $qv$  et  $rneb$  pour les cas RCE et AMMA (Fig. 1.9). Dans le cas RCE, la baisse de  $h_m$  (LMDZ V2) assèche légèrement l'atmosphère entre 800 et 600 hPa, tandis que l'augmentation de  $\sigma_{dz}$  (LMDZ V3) induit une réhumidification, rapprochant davantage le profil de  $qv$  du modèle de ceux des LES sur ce cas (Fig. 1.9b). Cependant, la baisse de  $h_m$  n'a pas d'effet sur les profils de  $qv$  du cas AMMA (Fig. 1.9e) et également sur les profils de  $\theta$  et  $rneb$  pour les deux cas (Fig. 1.9a,c,d et f). L'augmentation de  $\sigma_{dz}$ , quant à elle, refroidit les basses couches de l'atmosphère dans le cas RCE en raison de l'intensification de l'évaporation des précipitations, ce qui éloigne légèrement le modèle des LES (Fig. 1.9e). Dans le cas AMMA, l'impact de cette modification sur le profil de  $\theta$  reste très limité (Fig. 1.9a), cohérent avec les résultats de la section 1.5.3, où l'ajustement de  $\sigma_{dz}$  influence légèrement la température des poches pour ce cas. Afin de réduire l'écart entre le profil  $\theta$  du modèle et celui de la LES dans le cas RCE, un tuning serait souhaitable. Cette modification de  $\sigma_{dz}$  entraîne également une légère baisse de l'altitude de la base des nuages pour le cas RCE (Fig. 1.9c). Les figures 1.9 révèlent que, sur le cas RCE, l'activation des thermiques dans tout le domaine (LMDZ V4) a un effet limité sur les profils moyens. Pour le cas AMMA, à l'instar des variables du modèle de poches, les figures 1.9 montrent que l'activation des thermiques n'affecte pas les profils moyens.

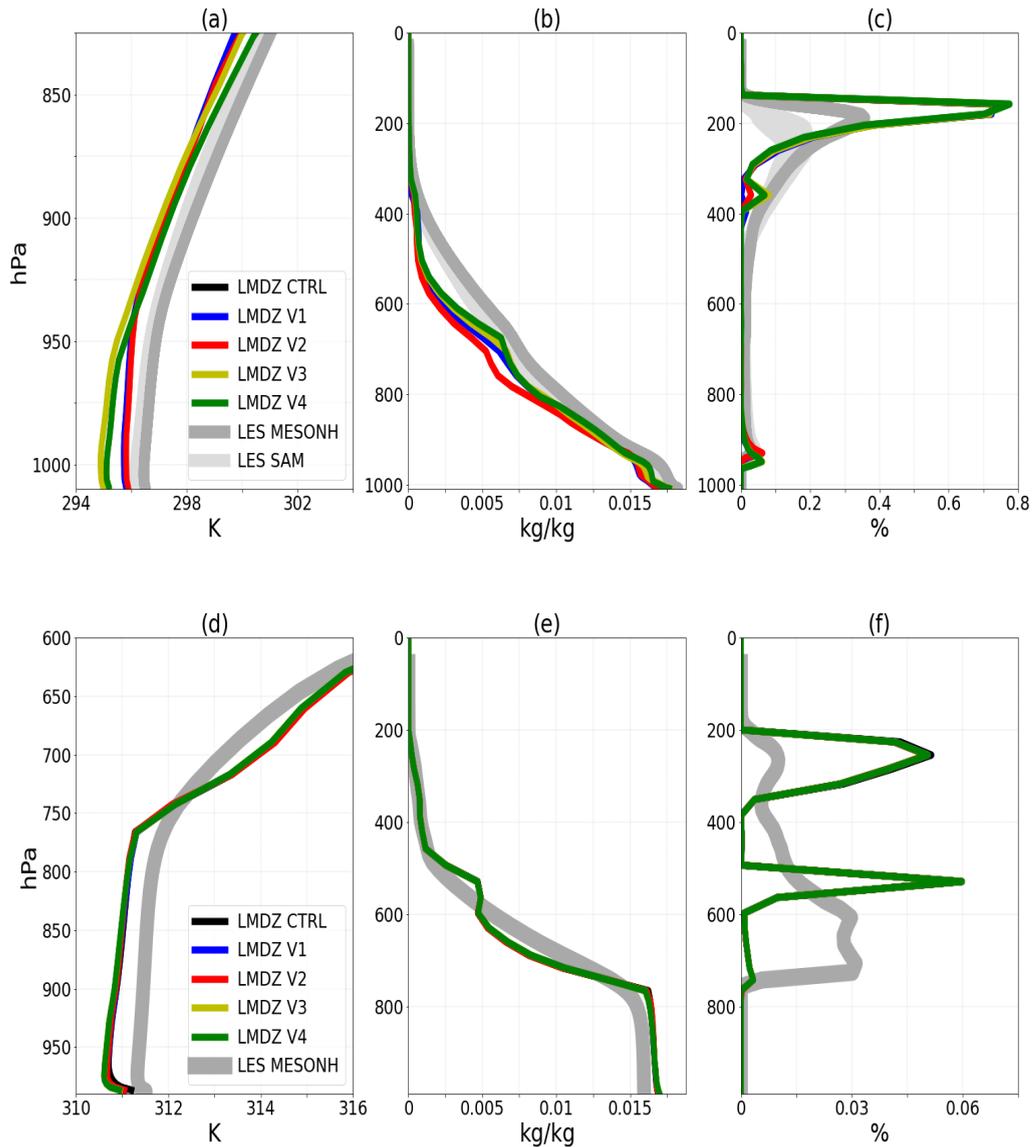


FIGURE 1.9 – Profils verticaux de la température potentielle ( $\theta$ ), de l’humidité spécifique ( $qv$ ) et de la fraction nuageuse ( $rneb$ ) calculés dans les LES et simulés dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l’ajustement du coefficient  $k$  à 0.66 (LMDZ V1), LMDZ avec la baisse de l’altitude ( $h_m$ ) à laquelle la subsidence des masses d’air dans la poche s’annule (LMDZ V2), LMDZ avec l’ajustement de la fraction surfacique des descentes précipitantes,  $\sigma_{dz}$ , à 0.02 (LMDZ V3) et LMDZ avec l’activation des thermiques dans tout le domaine (LMDZ V4) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).

## 1.7 Conclusions

Dans cette étude, nous avons évalué la paramétrisation des poches dans le modèle climatique LMDZ en nous référant aux deux LES océaniques en RCE et une LES continentale du cas AMMA. Nous avons évalué à la fois la physique intégrée dans le modèle des poches et ses variables internes, ainsi que celles utilisées pour le couplage avec la convection profonde. Pour cela, nous avons d’abord effectué des échantillonnages dans les LES, séparant l’intérieur et l’extérieur des poches sur le cas RCE et le cas AMMA par des anomalies de température en surface inférieures à -0.2 K et -1 K respectivement, afin d’y calculer les variables ciblées. Les variables internes analysées incluent les profils des écarts de température ( $\delta T$ ), d’humidité ( $\delta q$ ) et de vitesse verticale ( $\delta \omega$ ) entre l’intérieur et l’extérieur des poches, l’énergie d’affaissement ( $WAPE$ ), la vitesse d’étalement ( $C_*$ ), ainsi que les variables d’énergie ( $ALE_{wk}$ ) et de puissance ( $ALP_{wk}$ ) de soulèvement liées aux poches froides pour le couplage avec la convection profonde.

Nous avons d’abord validé la physique du modèle de poches pour les calculs de  $ALE_{wk}$ ,  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  basés sur la  $WAPE$ . Pour cela, ces trois variables ont été recalculées dans les LES en utilisant la  $WAPE$ , issue des profils de  $\delta \theta_v$  échantillonnés, conformément à la paramétrisation. Les valeurs obtenues ont ensuite été comparées à celles calculées à partir de la divergence du vent à 10 m dans les poches (pour  $C_*$ ) et des vitesses verticales ( $w_{bgust}$ ) à la base des nuages au niveau des fronts de rafales (pour  $ALE_{wk}$  et  $ALP_{wk}$ ), également échantillonnés dans les mêmes LES. Les résultats montrent que l’énergie de soulèvement ( $ALE_{wk}$ ) calculée à partir de la  $WAPE$  est comparable à celle estimée à partir des  $w_{bgust}$ . Ce résultat est en accord avec l’hypothèse du modèle, qui estime une égalité entre  $ALE_{wk}$  et  $WAPE$ . La vitesse d’étalement ( $C_*$ ), déterminée à partir de la divergence moyenne du vent à 10 m dans les poches, est cohérente avec l’estimation fondée sur la racine carrée de la  $WAPE$ . Le coefficient de proportionnalité  $k$ , évalué ici à 0.66, est conforme aux travaux de Lafore et Moncrieff (1998), et diffère de la valeur initialement supposée de 0.33 dans le modèle. La puissance de soulèvement ( $ALP_{wk}$ ), calculée en utilisant  $C_*$  issue de la  $WAPE$  (avec  $k = 0.66$ ), est proche de l’estimation dérivée directement des  $w_{bgust}$ . Ce résultat est compatible avec l’hypothèse du modèle selon laquelle  $ALP_{wk}$  traduit une transformation de la puissance horizontale des poches en une puissance verticale, avec un coefficient de conversion de 25 %. L’ensemble de ces résultats montre la cohérence globale des hypothèses du modèle avec les trois LES (RCE et AMMA) utilisées de cette étude.

Nous avons ensuite comparé les variables simulées par le modèle à celles calculées dans les LES en réalisant une simulation LMDZ en mode uni-colonne pour le cas RCE et le cas AMMA, utilisant les mêmes conditions initiales et aux limites que les LES. Nos analyses montrent que le modèle simule des poches trop sèches au sommet par rapport aux LES, aussi bien pour le cas RCE que AMMA. Cela est dû à une altitude ( $h_m$ ) maximale de subsidence des masses d'air sec imposée dans la paramétrisation initiale bien plus élevée (à 600 hPa sur l'océan et le continent) que celle observée dans les LES (en dessous de 800 hPa sur le cas RCE et sous 600 hPa sur le cas AMMA), ce qui augmente l'apport d'air sec dans la poche du modèle et réduit ainsi son humidité au sommet. En abaissant cette altitude à un niveau équivalent à celui observé dans les LES, la représentation de l'humidité au sommet des poches est nettement améliorée sur les deux cas. Ces résultats mettent en évidence l'impact significatif des masses d'air descendantes dans la poche sur le profil vertical d'humidité. De plus, la capacité du modèle à bien reproduire l'humidité au sommet de la poche pour les deux cas en changeant la formulation de  $h_m$  et en la faisant dépendre de la hauteur ( $h_{wk}$ ) du sommet confirme la pertinence du modèle physique, qui postule une imperméabilité des poches en dessous du sommet et une pénétration d'air sec uniquement au-delà de ce niveau, s'annulant à une certaine altitude. Nos résultats montrent également que, dans le cas RCE, le modèle LMDZ simule des poches moins froides par rapport à la LES. Grâce à l'outil de calibration automatique (HighTune), nous avons identifié cette anomalie comme étant principalement liée à la fraction surfacique ( $\sigma_{dz}$ ) des descentes précipitantes, fixée à une valeur très faible de 0.003, ce qui limite l'évaporation dans le modèle. Le tuning suggère une plage de valeurs pour  $\sigma_{dz}$  comprise entre 0.02 et 0.05 afin de compenser cette faible évaporation et d'améliorer la représentation de la température des poches dans le cas RCE. Ces résultats soulignent l'importance d'une estimation précise de la fraction surfacique des descentes précipitantes dans les modèles. Dans cette étude, nous avons ajusté  $\sigma_{dz}$  à 0.02 pour améliorer  $\delta T$ , mais il serait pertinent de développer une paramétrisation de cette grandeur, qui dépend de la géométrie des cellules convectives. Nos résultats montrent aussi que le modèle simule des poches plus humides en surface par rapport aux LES, aussi bien dans le cas RCE que AMMA, avec une différence plus marquée dans le cas RCE. En faisant agir les thermiques avec les profils de température et d'humidité moyens dans la maille plutôt que seulement à l'extérieur des poches, nous constatons que, sur le cas RCE, la prise en compte des thermiques dans les poches améliore nettement la représentation de l'humidité en surface. Cet effet d'assèchement de la surface des poches par les thermiques n'est cependant pas observé sur le cas AMMA, en raison de la courte durée de la simu-

lation. Mais il est confirmé dans une simulation 3D sur plusieurs jours que, comme sur l’océan, les thermiques assèchent aussi les poches sur le continent. La présence des thermiques permet de mélanger l’excès d’humidité à la surface des poches avec l’air sec situé au-dessus, contribuant ainsi à le réduire. Cependant, en raison de la stratification des poches, les thermiques présents au sein de celle-ci seraient écrasés en surface et ne favoriseraient pas la formation de nuages. Nos résultats plaident pour le développement d’un modèle de thermiques peu profonds, qui ne déclenchent pas de cumulus, mais qui assurent simplement le mélange de l’excès d’air humide en surface avec l’air situé au-dessus. Nos résultats signalent aussi un effet de refroidissement assez fort des poches par les thermiques aussi bien sur l’océan que sur le continent. Nous remarquons aussi que le flux d’évaporation à la surface a un effet très limité sur les variations d’humidité à la surface des poches dans le cas RCE. Nous n’avons pas étudié son impact dans le cas AMMA, car il n’existe pas encore de méthode permettant de calculer ce flux séparément sur le continent. Mais il serait intéressant d’examiner son influence sur l’humidité des poches continentales.

En ce qui concerne les variables  $WAPE$ ,  $ALE_{wk}$ ,  $ALP_{wk}$  et  $C_*$ , nos résultats révèlent que, dans la version standard du modèle,  $WAPE$  et  $ALE_{wk}$  sont faibles dans le cas RCE par rapport aux LES, et que  $C_*$  et  $ALP_{wk}$  sont sous-estimés pour les cas RCE et AMMA. Les faibles valeurs de  $WAPE$  sur le cas RCE s’expliquent par des températures des poches trop élevées dans le modèle, entraînant aussi de faibles  $ALE_{wk}$ . En ajustant le profil de  $\delta T$  avec  $\sigma_{dz}$  à 0.02, la représentation de  $WAPE$  et  $ALE_{wk}$  s’améliore nettement. La sous-estimation de  $C_*$  pour le cas RCE est liée à la sous-estimation de la  $WAPE$  et au coefficient  $k$  fixé à 0.33 alors que sur le cas AMMA, elle est simplement due à cette valeur de  $k$ , car la  $WAPE$  y est bien simulée. Ajuster  $k$  à 0.66 avec une bonne représentation de la  $WAPE$  améliore nettement la représentation de  $C_*$  pour les deux cas. Enfin, les faibles valeurs de  $ALP_{wk}$  dans les deux cas sont dues aux faibles  $C_*$  avec  $k=0.33$ , et l’amélioration de  $C_*$  a permis une meilleure simulation de  $ALP_{wk}$  dans ces cas.

L’impact de ces modifications sur les variables à grande échelle, telles que la température potentielle ( $\theta$ ), l’humidité spécifique ( $qv$ ), et la fraction nuageuse ( $r_{neb}$ ), a également été analysé. Pour le cas RCE, nos résultats montrent que la baisse de  $h_m$  assèche légèrement l’atmosphère en dessous de 800 hPa. Mais l’augmentation de  $\sigma_{dz}$  à 0.02 favorise une ré-humidification de l’atmosphère, permettant de se rapprocher des LES. Cependant, cette augmentation de  $\sigma_{dz}$  entraîne également un refroidissement marqué dans les basses couches de l’atmosphère, s’éloignant davantage des

LES. Pour résoudre ce problème, un ajustement des paramètres (tuning) sera envisagé. Les autres modifications ont un impact négligeable sur les variables à grande échelle dans le cas RCE. Pour le cas AMMA, aucune modification n'a entraîné d'effet majeur sur ces variables.

Bien que des progrès significatifs aient été réalisés ces dernières années dans la modélisation des poches froides, en raison de leur rôle important dans la convection, des défis subsistent. Par exemple, le cycle de vie des poches froides, incluant leur naissance, leur mort ou leurs collisions, doit être traité. Après avoir mis en évidence l'impact des thermiques sur les variations d'humidité et de température au sein des poches, nous encourageons le développement d'une paramétrisation des thermiques capable de prendre en compte leur influence sans entraîner la formation de nuages. La question de la propagation des poches de maille en maille doit être également intégrée dans les GCM, tout comme les rafales de vent associées à leur l'étalement.

## Annexes

### Le nouveau schéma numérique du calcul de la hauteur des poches

Au cours des investigations présentées dans ce chapitre, nous avons mis en évidence des oscillations numériques des propriétés des poches que nous avons pu attribuer au calcul de la hauteur ( $h_{wk}$ ) des poches. Nous avons pu proposer une correction de la méthode numérique employée pour déterminer  $h_{wk}$ , sans changer la définition de cette hauteur dans le modèle. En modélisation numérique, il est en effet important de distinguer le monde des équations du monde numérique, où les équations du modèle doivent être reformulées dans un format adapté au traitement informatique. Les cinq mondes de la modélisation numérique sont bien décrits dans le document sur la modélisation du climat de F. Hourdin et H. Guillemot pour l'Encyclopædia Universalis (2021).

L'analyse de la série temporelle de  $h_{wk}$  dans les simulations de LMDZ CTRL (où on a imposée la densité de la LES,  $D_{wk} = 5.10^{-10}$ ) avant cette correction montre des oscillations  $h_{wk}$  dans le cas RCE au cours des 10 premiers jours de la simulation (Fig. 1.10a). Ces oscillations augmentent encore si on augmente la densité des poches de  $10.10^{-10}$  et  $15.10^{-10}$ . Ces oscillations s'amplifient également avec la diminution du pas de temps (Fig. 1.10b). Cela révèle une instabilité de ce schéma dans le calcul de  $h_{wk}$ , causée par un bruit numérique et non par un problème de type CFL (Courant-Friedrichs-Lewy), car dans le cas d'un problème CFL, le schéma se stabiliserait avec la réduction du pas de temps. Dans la version originale du modèle, le calcul numérique de  $h_{wk}$  est effectué de la manière suivante : on calcule l'intégrale de la courbe de  $\delta T$  sur la verticale de 0 jusqu'à la hauteur où  $\delta T$  atteint -0.2 K (valeur choisie arbitrairement), cette intégrale étant notée  $I_{h-0.2}$ . Ensuite, on construit un triangle rectangle dont la hauteur est  $h_{wk}$  et la base correspond à la valeur minimale de  $\delta T$ .  $h_{wk}$  est alors déterminée de sorte que l'aire de ce triangle rectangle soit égale à  $I_{h-0.2}$ . On observe sur les figures 1.10a et 1.10b que la modification de la densité des poches entraîne des changements sur les oscillations de  $h_{wk}$ . Ces oscillations deviennent plus importantes quand la densité des poches augmente.

On analyse les profils de  $\delta T$  dans ses simulations de LMDZ CTRL avec différentes  $D_{wk}$  pour identifier l'origine de ces sauts de  $h_{wk}$ . Les analyses révèlent que les oscillations de  $h_{wk}$  sont causées par les sauts de  $I_{h-0.2}$ , elles-mêmes dues aux discontinuités dans la couche où  $\delta T$  atteint -0.2 K.

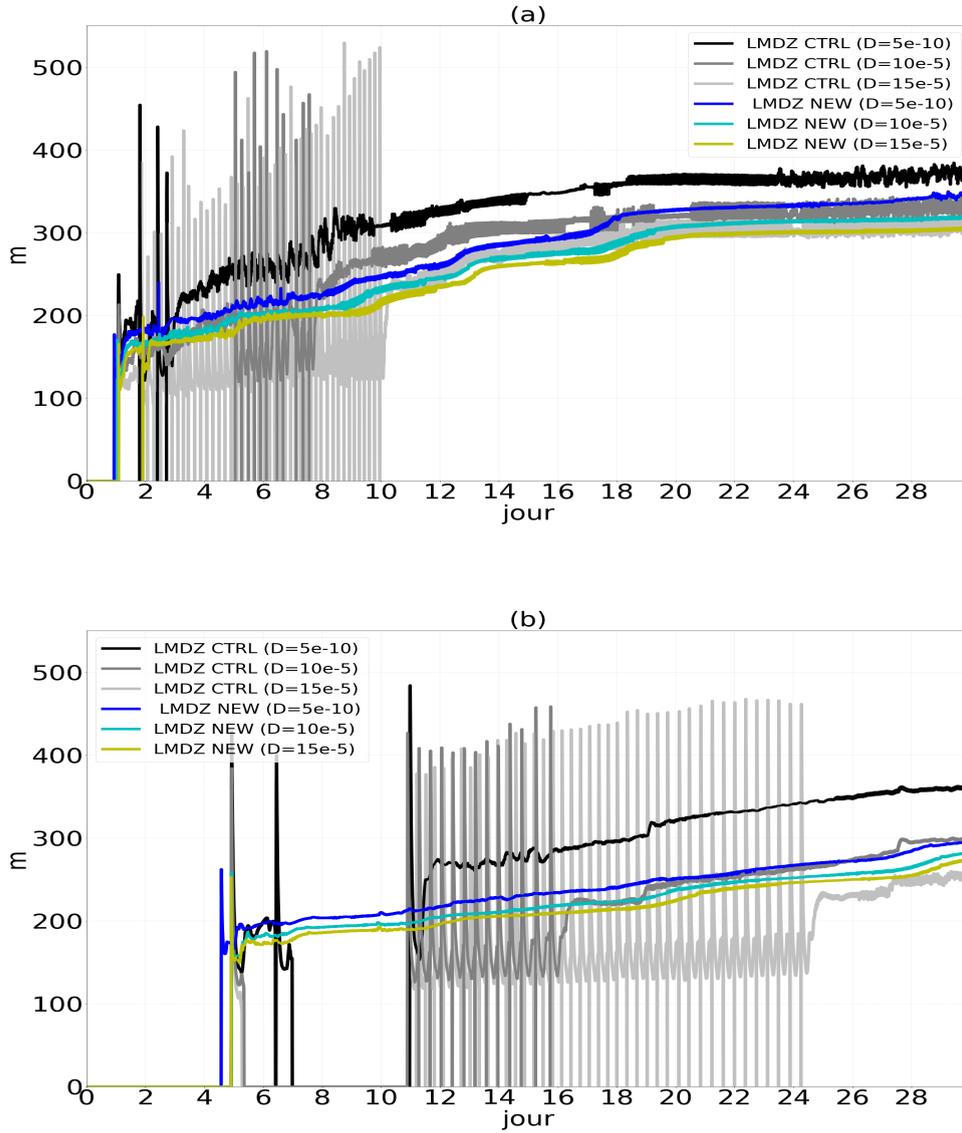


FIGURE 1.10 – Comparaison de la hauteur des poches ( $h_{wk}$ ) dans LMDZ selon l'ancien et le nouveau schéma numérique pour le calcul de  $h_{wk}$  (correspondant respectivement à LMDZ CTRL et LMDZ NEW), avec une densité fixée à  $D_{wk} = 5.10^{-10}$ ,  $D_{wk} = 10.10^{-10}$  et  $D_{wk} = 15.10^{-10}$ , pour des pas de temps de 10 minutes (a) et de 5 minutes (b).

Afin de corriger ces oscillations de  $h_{wk}$ , nous proposons une méthode numérique plus robuste pour déterminer cette hauteur. L'idée est de calculer  $h_{wk}$  à partir de la pression où l'intégrale verticale (négative) du profil de  $\delta T$  atteint une fraction ( $\sigma_{int}$ ) de sa valeur maximale. Le paramètre  $\sigma_{int}$  est fixé ici arbitrairement à 90 %. Nous calculons cette intégrale en s'arrêtant au dessus de la première valeur non négative de  $\delta T$ , ce qui permet d'avoir un calcul continue de l'intégrale. Ce nouveau calcul de  $h_{wk}$  n'est pas dépendant de la valeur minimale de  $\delta T$ .

Pour tester ce nouveau schéma, nous réalisons une simulation de LMDZ sur le cas RCE océanique en utilisant ce nouveau schéma (LMDZ NEW), avec des valeurs de  $D_{wk}$  imposées à  $5.10^{-10}$ ,  $10.10^{-10}$  et  $15.10^{-10}$ . Les simulations de LMDZ NEW montrent que ce nouveau schéma de  $h_{wk}$  améliore nettement la représentation de la hauteur des poches dans le cas cas RCE (Fig 1.10a et Fig 1.10b). Les sauts de  $h_{wk}$  généralement observés dans les simulations de LMDZ CTRL ont majoritairement disparu avec LMDZ NEW. Nous constatons seulement de faibles oscillations de  $h_{wk}$  au début des simulations avec LMDZ NEW lorsque la densité est fixée à  $10.10^{-10}$  et  $15.10^{-10}$  (Fig. 1.10a). Cependant, ces oscillations disparaissent lorsque le pas de temps est réduit (Fig. 1.10b). Ces résultats montrent la stabilité de ce nouveau schéma numérique de  $h_{wk}$ . Ils montrent également que  $h_{wk}$  est moins sensible à la densité des poches avec ce nouveau schéma, ce qui est important, car un modèle visant à calculer l'évolution de la densité des poches dans LMDZ est en cours de développement.

L'utilisation de ce nouveau schéma de  $h_{wk}$  a permis de résoudre des plantages récurrents dans les simulations globales (3D) LMDZ en  $288 \times 289 \times 95$ . Comme dans les simulation 1D, ces plantages, causés par les oscillations de  $h_{wk}$  générées par l'ancien schéma, s'aggravaient avec la diminution du pas de temps. Ces résultats avec le 3D confirmeraient donc la robustesse de ce nouveau schéma pour le calcul de  $h_{wk}$ .

Comme évoqué dans la section 1.5.2 du chapitre 1,  $h_{wk}$  a été légèrement abaissée dans les simulations de LMDZ CTRL ainsi que dans les différentes configurations modifiées. Dans le modèle,  $h_{wk}$  représente l'altitude où le profil de l'écart de température ( $\delta T$ ) entre l'intérieur et l'extérieur s'annule, ce qui correspond à un  $\sigma_{int}$  d'environ 99 % dans ce nouveau calcul numérique. Cependant, nous avons observé que l'altitude où le minimum de  $\delta\omega$  (là où la subsidence dans la poche est plus forte) se situe est bien plus élevée dans le modèle que dans les LES lorsque  $\sigma_{int}$  est fixé à 99 %. Cette divergence a conduit l'ajustement de  $h_{wk}$  en fixant une valeur de  $\sigma_{int}$  de 75 %. Nous soulignons que cette modification sort du monde numérique, car elle concerne directement le modèle, mais son impact sur les résultats est limitée. Par

ailleurs, nous montrons ici que  $\sigma_{int}$  peut être utilisé pour ajuster la hauteur des poches.

# Bibliographie