

Table des matières

1	Introduction Générale	1
1.1	Contexte	2
1.2	Objectifs de la thèse	4
1.3	Organisation de la thèse	5
2	Les poussières durant la saison des pluies au Sahel	7
2.1	Introduction	8
2.2	La dynamique atmosphérique au Sahel en saison des pluies	8
2.2.1	Le flux d'harmattan	8
2.2.2	Le flux de mousson	8
2.2.3	Le Front Intertropical (FIT)	9
2.2.4	Jet d'Est Africain (JEA)	9
2.2.5	Jet d'Ouest Sub-Tropical (JOST)	10
2.2.6	Jet d'Est Tropical (JET)	10
2.2.7	Zone de Convergence Intertropicale (ZCIT)	10
2.2.8	La dépression thermique saharienne	11
2.3	La convection profonde	11
2.4	Les poches froides	14
2.4.1	Processus de formation des poches	14
2.4.2	Caractérisations et détections des poches	15
	Caractérisations	15
	Détections	16
2.4.3	Rôle des poches sur la convection	16
2.5	Le soulèvement de poussières	18
2.5.1	Les zones sources de poussières	18
2.5.2	Les facteurs influençant le soulèvement de poussières	19
2.6	Rôle des poches sur le soulèvement de poussières	22
2.6.1	Les haboobs	22
2.6.2	Impacts des haboobs	24
3	Moyens de l'étude	26
3.1	Introduction	27
3.2	Le modèle de climat LMDZ	27
3.2.1	Présentation du modèle	27
3.2.2	Les paramétrisations physiques	28
	Le modèle des thermiques	28

	Le schéma de convection profonde	29
3.2.3	LMDZ 1D	30
3.3	Les simulations de grands tourbillons (LES)	31
3.3.1	Utilité des LES	31
3.3.2	les LES océaniques	32
3.3.3	La LES continentale	32
3.4	High-Tune Explorer	33
3.5	LMDZ avec poussières	34
3.5.1	Rappel sur la modélisation du soulèvement de poussières	34
	Paramétrisation de la vitesse de friction	34
	Paramétrisation de la vitesse seuil d'érosion	35
	Paramétrisation du flux horizontal de saltation	35
	Paramétrisation du flux vertical de sablasting	36
3.5.2	LMDZ-SPLA	36
3.6	Les observations	37
3.6.1	AERONET	37
3.6.2	MODIS	37
4	Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides	39
4.1	Introduction	40
4.2	Le modèle des poches froides	40
4.3	Prise en compte de l'effet des poches froides sur la convection	44
4.4	Évaluation des équations internes du modèle des poches à partir des LES	45
4.4.1	Les échantillonnages	45
4.4.2	Calcul des vitesses verticales du front de rafale selon les for- mulations ALP et ALE.	52
4.4.3	Validation des lois phénoménologiques	55
4.5	Comparaison entre LES et LMDZ standard	56
4.5.1	Les profils de δT , δq et δw	56
4.5.2	Les variables $WAPF$, ALE_{wk} , C_* et ALP_{wk}	59
4.6	Les améliorations du modèle des poches froides	60
4.6.1	Coefficient k	60
4.6.2	L'altitude h_m	61
4.6.3	Activation des thermiques dans tout le domaine	62
4.7	Effet des modifications sur les variables de la grande échelle	65
4.8	Tuning des paramètres libres	65
4.9	Conclusions	67
5	Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides	70
5.1	Introduction	71
5.2	Modèle de distribution du vent à l'intérieur des poches	71
5.2.1	Un premier modèle statistique	72
5.2.2	Deuxième modèle : introduction d'un vent radial	75
5.2.3	Troisième modèle : introduction d'une approche Monte-Carlo	84
5.2.4	Le modèle de distribution de vent dans les poches retenu	87

5.3	Le tuning	90
5.3.1	Le tuning du modèle de distribution du vent dans les poches	90
5.3.2	Le tuning du modèle de distribution du vent combiné	96
5.4	Test et validation dans le SCM	100
5.4.1	Validation du modèle de distribution du vent dans les poches dans le SCM	104
5.4.2	Validation du modèle combiné dans le SCM	105
6	Simulations de poussières	108
6.1	Introduction	109
6.2	Description des simulations	109
7	Conclusions et perspectives	112
7.1	Conclusions	113
7.2	Perspectives	115

Liste des tableaux

4.1	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	56
4.2	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)	60
4.3	Description des simulations effectuées avec LMDZ dans la configuration standard et avec diverses modifications	64
4.4	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), LMDZ avec l'ajustement du coefficient k à 0.66 (V1), LMDZ avec la baisse d'altitude (h_m) à laquelle la subsidence des masses d'air dans les poches est nulle (V2) et LMDZ avec l'activation des thermiques dans tout le domaine (V3) sur le cas RCE et sur le cas AMMA.	64

Table des figures

2.1	Schéma conceptuel de la MAO selon une coupe moyenne zonale et profils méridiens de température potentielle et température potentielle équivalente et dans la couche limite (Peyrille, 2006)	9
2.2	Fréquence d'occurrence de la dépression thermique (couleur), vent à 925 hPa (contour bleu), Front Intertropical (ligne noire pointillée, correspondant à la position minimum du géopotential à 925 hPa entre 0°N et 28°N) et reliefs supérieurs à 925 hPa (contour gris) pour les mois janvier (a), juin (b) et juillet (Lavaysse et al., 2009).	11
2.3	Processus conduisant au déclenchement de la convection profonde (Rio, 2023 communication orale)	12
2.4	Schéma d'une ligne de grain (Lafore et Poulain, 2009).	13
2.5	Schéma conceptuel de la structure verticale d'une cellule convective associée à un front de rafale (Goff, 1976)	15
2.6	Moyenne mensuelle sur la période 1980-1992 de l'Indice d'Aérosols (IA) de TOMS (x10) illustrant les principales zones sources de l'Afrique du Nord : (A) Bodelé; (B) Afrique de l'Ouest; (C) désert Nubien et (D) désert Libyen (Engelstaedter et al., 2006)	19
2.7	Moyenne mensuelle d'activation des zones sources de poussières en Afrique de l'Ouest pour le mois de juillet 2006 (Schepanski et al., 2007)	20
2.8	Régions des sources de poussières les plus actives pendant SALTRACE (contours rouges), SAMUM-1 (contours verts) et SAMUM-2 (contours bleus). Les zones grisées indiquent toutes les régions sources actives pendant SALTRACE, indépendamment de leur intensité d'émission et de leur fréquence d'activation. Les courbes de niveau pleines représentent l'orographie avec les altitudes (m au-dessus du niveau de la mer) indiquées (Weinzierl et al., 2017).	20
2.9	Photo d'un événement de haboobs prise au Mali en Aout 2004 par Francoise GUICHARD et Laurent KERGOAT.	23
2.10	Vu du monument de la renaissance à partir du toit du LPAO-SF. . .	25
3.1	Cartographie du réseau mondial des stations AERONET	38
4.1	Schéma conceptuel d'un courant de densité (Grandpeix and Lafore, 2010).	41

4.2	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).	47
4.3	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).	48
4.4	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.	51
4.5	Profil vertical de l'eau condensée moyennée horizontalement sur les LES en RCE océanique réalisée avec les modèles SAM et MésNH et la LES continental du cas AMMA.	53
4.6	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). La points verts représentent les thermiques, définis par les w_b en dehors du masque des fronts de rafales	54
4.7	Profils verticaux de δT , δq et δw 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).	58
4.8	Profils verticaux de δT , δq et δw 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, σ_{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).	63

4.9	Profils verticaux de la température potentielle (θ), de l'humidité spécifique (qv) et de la fraction nuageuse (r_{neb}) 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, σ_{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).	66
4.10	Profils verticaux de δT , δq et δw calculés dans les LES et simulés dans LMDZ TUNING, LMDZ avec l'ajustement du coefficient k à 0.66 (V1), LMDZ avec la baisse d'altitude (h_m) à laquelle la subsidence des masses d'air dans les poches froides est nulle (V2) et LMDZ avec l'activation des thermiques dans tout le domaine (V3) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).	68
4.11	Profils verticaux de température potentielle (θ) et d'humidité spécifique (qv) calculés dans les LES et simulés dans LMDZ TUNING, avec l'ajustement du coefficient k à 0.66 (V1), LMDZ avec la baisse d'altitude (h_m) à laquelle la subsidence des masses d'air dans les poches froides est nulle (V2) et LMDZ avec l'activation des thermiques dans tout le domaine (V3) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).	69
5.1	Distribution des composantes zonale (u_{10m} , à gauche) et méridionale (v_{10m} , à droite) du vent à 10 m, calculées dans la LES et fournies par le modèle (en vert) de distribution du vent à 10 m dans les poches.	73
5.2	Module du vent à 10 m lissé sur une grille de 2.5 km $\times$ 2.5 km pour un instant de la LES océanique (SAM), avec contours d'anomalie de température à -0.2 K pour l'identification des poches.	76
5.3	Module du vent à 10 m lissé sur une grille de 2.5 km $\times$ 2.5 km pour un instant de la LES continentale (MESONH), avec contours d'anomalie de température à -1 K pour l'identification des poches.	77
5.4	Schéma conceptuel du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur des poches, distinguant le front de rafales (zone 1) et l'arrière de la poche (zone 2), séparés par une ligne droite.	79
5.5	Cartes des résultats du test de χ^2 pour déterminer les valeurs optimales de C_* et β , garantissant les meilleures distributions des composantes du vent u_{10m} (a) et v_{10m} (b), en comparaison avec la LES SAM.	82
5.6	Comparaison des distributions des composantes zonale (u_{10m} , à gauche) et méridionales (v_{10m}), à droite) du vent à 10 m calculées dans la LES SAM et celles fournies par le modèle (en vert) de distribution du vent à 10 m dans les poches.	83

5.7	Schéma conceptuel du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur d'une poche froide, illustrant le front de rafales (zone 1) et le reste de la poche (zone 2), séparés par des iso-modules de vent en arc de cercle.	85
5.8	Métrique s7 (fraction de probabilité du vent > 7 m/s) en fonction des paramètres $\bar{u}_{wk}$ (ubar), $\bar{v}_{wk}$ (vbar) et le coefficient k_{twk} (coef) du modèle de distribution du vent dans les poches pour la vagues 1 du cas RCE. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les points verts représentent les simulations acceptées (combinaison valide des paramètres et de s7). Les Points rouges représentent simulations rejetées. La ligne rouge en pointillée indique la valeur cible de s7 issue de la LES. Les lignes rouges pleines indiquent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les Barres noires sont l'erreur standard de s7 pour chaque valeur des paramètres.	92
5.9	Comme Fig 5.8 mais pour la vague 5 du cas RCE	93
5.10	Comparaison des distributions du module du vent à 10 m (a) et des composantes u_{10m} (b) et v_{10m} (c) à l'intérieur des poches, obtenues à partir de la LES (noire) et du modèle, avec la première (rouge) et la cinquième (vert) vague du tuning pour le cas RCE. Chaque vague comprend 90 simulations.	94
5.11	Métrique s9 (fraction de probabilité du vent > 9 m/s) en fonction des paramètres $\bar{u}_{wk}$ (ubar), $\bar{v}_{wk}$ (vbar) et le coefficient k_{twk} (coef) du modèle de distribution du vent dans les poches pour la vague 1 du cas AMMA. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les points verts représentent les simulations acceptées (combinaison valide des paramètres et de s9). Les Points rouges représentent simulations rejetées. La ligne rouge en pointillée indique la valeur cible de s9 issue de la LES. Les lignes rouges pleines indiquent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les Barres noires sont l'erreur standard de s9 pour chaque valeur des paramètres.	95
5.12	Comme Fig 5.11 mais pour la vague 3 du cas AMMA	96
5.13	Comparaison des distributions du module du vent à 10 m (a) et des composantes u_{10m} (b) et v_{10m} (c) à l'intérieur des poches, obtenues à partir de la LES (noire) et du modèle, avec la première (rouge) et la troisième (vert) vague du tuning pour le cas AMMA. Chaque vague comprend 90 simulations.	97
5.14	Métrique s7 (fraction de probabilité du vent > 7 m/s) en fonction des paramètres du coefficient k_{twk} (ktwk), $\bar{u}_{wk}$ (ubwk) et σ_{th} (sigma) du modèle combiné pour la vague 1 du cas RCE. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les points verts représentent les simulations acceptées (combinaison valide des paramètres et de s7). Les Points rouges représentent simulations rejetées. La ligne rouge en pointillée indique la valeur cible de s7 issue de la LES. Les lignes rouges pleines indiquent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les Barres noires sont l'erreur standard de s7 pour chaque valeur des paramètres.	99
5.15	Comme Fig 5.14 mais pour la vague 5 du cas RCE	100

5.16	Comparaison des distributions du module du vent à 10 m (a) et des composantes u_{10m} (b) et v_{10m} (c) dans la maille, obtenues à partir de la LES (noire) et du modèle combiné, avec la première (rouge) et la cinquième (vert) vague du tuning pour le cas RCE. Chaque vague comprend 90 simulations.	101
5.17	Métrique s9 (fraction de probabilité du vent > 9 m/s) en fonction des paramètres du coefficient k_{twk} (ktwk), $\bar{u}_{wk}$ (ubwk) et σ_{th} (sigma) du modèle combiné pour la vague 1 du cas AMMA. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les points verts représentent les simulations acceptées (combinaison valide des paramètres et de s9). Les Points rouges représentent simulations rejetées. La ligne rouge en pointillée indique la valeur cible de s9 issue de la LES. Les lignes rouges pleines indiquent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les Barres noires sont l'erreur standard de s9 pour chaque valeur des paramètres.	102
5.18	Comme Fig 5.17 mais pour la vague 5 du cas AMMA	103
5.19	Comme Fig 5.16 mais pour le cas AMMA.	103
5.20	Comparaison des distributions du vent à 10 m à l'intérieur des poches simulées par le modèle LMDZ, avec le coefficient k (reliant la vitesse d'étalement C_* à l'énergie d'affaissement W_{APE}) fixé à 0.33 et 0.66, et celles obtenues avec LES pour les cas AMMA (a) et RCE (b).	105
5.21	Comparaison des distributions du vent à 10 m dans la maille simulées par le modèle LMDZ et celles obtenues avec LES pour les cas AMMA (a) et RCE (b).	107
6.1	Représentation de la grille de LMDZ avec la partie zoomée en rectangle bleu (Escribano et al., 2016).	110
7.1	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).	118

Chapitre 1

Introduction Générale

1.1 Contexte

La région sahélo-saharienne représente la première source mondiale d'émission de poussières minérales. Plus de la moitié des aérosols désertiques présents dans l'atmosphère provient de cette zone ([Washington and Todd, 2005](#); [Ginoux et al., 2004](#)). La production de poussières dans cette région est influencée par des facteurs météorologiques (vents forts et faibles précipitations) ainsi que par les caractéristiques de surface telles que la rugosité, l'humidité et la végétation. Ces poussières désertiques sont générées par l'action mécanique du vent, une fois le seuil d'érosion atteint. Lorsque la vitesse du vent dépasse la force de friction nécessaire à la mise en mouvement des grains de sable, ceux-ci commencent par se déplacer horizontalement, puis les particules les plus fines sont entraînées en suspension dans l'atmosphère, formant ainsi des "aérosols désertiques". Une fois émises, ces particules suivent le mouvement des masses d'air dans l'atmosphère et peuvent parcourir de longues distances, sur des périodes allant de quelques heures à plusieurs jours selon les conditions météorologiques ([Tegen and Lacis, 1996](#); [Mahowald et al., 1999](#)). Le transport de ces aérosols impacte la qualité de l'air ([De Longueville et al., 2010](#)). Il affecte également la météorologie ([Rodwell and Jung, 2008](#)) et le climat ([Carslaw et al., 2010](#)). Les poussières influencent significativement le climat en modifiant le bilan radiatif de la Terre par diffusion, absorption et émission des radiations solaires et infrarouges terrestres ([Sokolik et al., 2001](#); [Tegen, 2003](#); [Konare et al., 2008](#); [Camara et al., 2010](#)).

Étant donnée l'importance des poussières désertiques, de nombreux Modèles Climatiques Globaux (GCM : Global Climate Model) utilisés pour étudier les changements climatiques intègrent désormais un module d'émission de poussières pour suivre le transport de ces aérosols et prendre en compte leurs effets ([Marshall et al., 2011](#)). Depuis plusieurs années, un travail de développement de modèles intégrant les interactions entre aérosols désertiques et climat est mené en partenariat entre le LMD et le LPAO-SF. Ce travail a été construit autour de plusieurs thèses, notamment celles de Moussa Gueye, Habib Senghor et Bineta Diallo. L'introduction des émissions de poussières désertiques dans le modèle climatique LMDZ, développé au LMD, a été réalisée durant la thèse de Moussa Gueye en 2015. Le flux d'émission existant dans le modèle a été par la suite ajusté par [Escribano et al. \(2016\)](#) en couplant LMDZ avec un modèle simplifié d'aérosols (SPLA pour SimPLified Aerosol en anglais) décrit en détail dans [Huneus et al. \(2009\)](#). Ce dernier a été développé avec pour objectif d'optimiser les émissions globales d'aérosols par assimilation de données. Ces efforts ont permis d'obtenir de bonnes simulations de poussières en saison sèche dans LMDZ ([Hourdin et al., 2015](#)), en particulier grâce à une meilleure

représentation du cycle diurne des vents de surface, obtenue avec la paramétrisation des thermiques proposée par [Rio and Hourdin \(2008\)](#). Cela a conduit également à une meilleure représentation des flux radiatifs de surface (These de B. Diallo). Cette thèse a pour contexte plus spécifiquement la représentation du soulèvement des poussières au Sahel pendant la saison des pluies, au cours de tempêtes de poussières associées aux systèmes convectifs, connues sous le nom de "haboobs".

Les haboobs sont de grandes tempêtes de sable qui surviennent pendant la saison des pluies au Sahel, souvent en amont des systèmes orageux. Ils sont générés par un phénomène météorologique appelé poche froide. Les poches froides se forment par l'évaporation des précipitations sous les cumulonimbus, créant des masses d'air froid. Plus denses que l'air environnant, ces masses s'effondrent et s'étalent horizontalement comme un courant de densité. En s'étalant, les poches froides soulèvent l'air environnant, ce qui peut entraîner la formation de nouvelles colonnes convectives et jouer un rôle crucial dans le maintien des orages. Les vents très forts générés dans le "front de rafales" qui se forme à l'avant de ces courants de densité est responsables du soulèvement de poussières. Ce processus constitue le principal mécanisme de soulèvement de poussières au Sahel durant la saison des pluies ([Allen et al., 2015](#); [Caton Harrison et al., 2019](#)). Cependant, la plupart des GCM n'intègrent pas ces émissions de poussières liées aux poches froides en raison de l'absence de paramétrisation pour ces poches et les rafales de vent associées ([Roberts et al., 2018](#); [Knippertz and Todd, 2012](#); [Marsham et al., 2011](#)). Par conséquent, ces modèles sous-estiment les fortes quantités de poussières émises au Sahel pendant l'été ([Marsham et al., 2011](#)). Des recherches récentes indiquent que la sous-estimation des émissions de poussières par les modèles climatiques peut biaiser les projections de changement climatique ainsi que les évaluations de la sensibilité climatique ([Kok et al., 2023](#)).

Ces dernières années, plusieurs paramétrisations ont été développées pour intégrer les rafales de vent liées à la convection profonde dans les modèles climatiques. Par exemple, [Jabouille et al. \(1996\)](#) ont proposé d'estimer l'intensité des rafales à partir des paramètres caractérisant la convection, telles que les précipitations et les flux de masse convectifs. De leur côté, [Redelsperger et al. \(2000\)](#) ont établi une approche similaire, fondée sur le taux de précipitations et les flux masses convectifs ascendant et descendant. [Cakmur et al. \(2004\)](#) ont, quant à eux, développé une distribution de probabilité du vent sous-maille basée sur le flux de masse associé aux courants descendants. D'autres études ont élaboré un modèle de rafales de vent utilisant le flux de masse des schémas convectifs qui se répartissent radialement dans une poche

cylindrique (Pantillon et al., 2015). Toutes ces paramétrisations reposent sur le flux de masse convectif issu du GCM, où la convection est elle-même paramétrée. La représentation des haboobs va donc dépendre de la capacité de ces paramétrisations à bien reproduire la convection.

Dans le modèle LMDZ, un effort a été réalisé pour améliorer la représentation de la convection, notamment grâce à la paramétrisation des poches froides développée par Grandpeix and Lafore (2010). Ce schéma a permis une nette amélioration de la convection dans LMDZ, en particulier la représentation du cycle diurne des précipitations sur continent (Rio et al., 2009). Le modèle repose sur une population de poches froides, supposées circulaires et identiques, qui se refroidissent sous l'effet de l'évaporation des précipitations dans les courants descendants convectifs. Dans la version du modèle disponible au début de cette thèse, le nombre de poches présentes dans une maille est fixé arbitrairement, tandis que leur fraction surfacique évolue dans la maille en fonction de leur vitesse d'étalement. Cette paramétrisation ne prenait pas en compte jusqu'à présent les rafales de vent engendrées par l'étalement de ces poches froides.

1.2 Objectifs de la thèse

Si on veut que les projections climatiques soient utilisées de façon pertinente pour éclairer les réponses à apporter aux conséquences régionales du réchauffement global, il est important de prioriser le développement et l'amélioration des modèles. Cette thèse, porte sur la modélisation des poches froides et du soulèvement de poussières associé à leur propagation et s'inscrit dans cet objectif général. Elle vise principalement à améliorer la représentation des poussières désertiques dans les modèles climatiques. Pour mener à bien cette étude, nous l'avons structurée en trois parties : dans un premier temps, nous évaluons et améliorons la paramétrisation des poches froides dans le modèle LMDZ, car, bien que cette paramétrisation ait permis une meilleure représentation de la convection, elle n'a jamais été évaluée finement. Dans la deuxième partie, nous développons un modèle de distribution de vent de surface, intégrant les rafales générées par les poches froides, pour le soulèvement des poussières. Enfin, nous testons et validons une paramétrisation de la dynamique de population des poches, qui permet désormais de calculer la densité des poches froides, jusque-là imposée dans LMDZ.

1.3 Organisation de la thèse

Après le chapitre introductif, le **chapitre 2** expose les grands facteurs qui régissent le soulèvement et le transport des poussières pendant la saison des pluies au Sahel. Dans la première section, nous proposons une revue générale de la dynamique atmosphérique en été au Sahel, afin d'illustrer les différents phénomènes qui interagissent pour créer des conditions propices à la convection profonde. Les sections suivantes discutent plus en détails les phénomènes de convection profonde et des poches froides. Ce chapitre propose une revue bibliographique sur le soulèvement des poussières, en abordant les principales zones sources et les facteurs météorologiques susceptibles de les activer, avec un accent particulier sur le rôle des poches froides dans ce processus.

Le **chapitre 3** est dédié à la présentation des outils utilisés dans le cadre des travaux de cette thèse. Nous débutons par une description du modèle climatique LMDZ, suivi d'une discussion sur les simulations de référence, les Larges Eddy Simulations (LES), qui ont servi de base pour l'évaluation du modèle de poches et le développement de la paramétrisation des rafales. Nous présentons également "HighTune Explorer", un outil de calibration semi-automatiques des paramètres libres des modèles. Ensuite, nous présentons le modèle LMDZ-SPLA et profitons de cette section pour faire un état de l'art sur la modélisation du soulèvement des poussières. Enfin, nous décrirons les données d'observation employées dans cette thèse pour évaluer nos simulations de poussières.

Dans le **chapitre 4**, nous présentons plus en détail le modèle de poches froides intégré dans LMDZ. Nous procédons ensuite à son évaluation en nous appuyant sur les LES, avant d'apporter des améliorations. L'outil HighTune Explorer est utilisé pour calibrer les paramètres associés au modèle de poches froides.

Dans le **chapitre 5**, nous développons une paramétrisation des rafales de vent associées à l'étalement des poches froides. Ce modèle, qui décrit uniquement la distribution du vent de surface à l'intérieur des poches, est ensuite combiné à un autre modèle représentant la distribution du vent en dehors des poches (Sima et al. en préparation), tenant compte des rafales générées par les thermiques. L'ensemble fournit une distribution complète du vent de surface dans la maille et est testé et validé dans la version uni-colonne de LMDZ. A nouveau, l'outil "HighTune explorer" est utilisé pour la calibration des paramètres de ce nouveau modèle. Enfin, nous réalisons des simulations de poussières et étudions l'impact du modèle de distribution du vent de

surface sur le soulèvement des poussières dans LMDZ.

Dans le **chapitre 6**, nous présentons la paramétrisation de la dynamique des populations de poches froides, principalement développée par Jean-Yves Grandpeix. Ma contribution consiste à tester et ajuster cette paramétrisation sur la version unicolonne du modèle LMDZ et à l'évaluer par rapport aux LES, en utilisant le cadre d'évaluation présenté dans le chapitre 3.

Le **chapitre 7** présente enfin les conclusions et les perspectives de ce travail.

Chapitre 2

Les poussières durant la saison des pluies au Sahel

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous discutons du soulèvement des poussières au Sahel durant la saison des pluies. La première section présente un aperçu général de la dynamique atmosphérique au Sahel pendant cette période. La section suivante traite plus en détail les phénomènes de convection profonde et des poches froides. Une revue générale du soulèvement des poussières au Sahel est ensuite proposée, avant d'analyser le rôle spécifique des poches froides dans ce phénomène au cours de la saison des pluies.

2.2 La dynamique atmosphérique au Sahel en saison des pluies

La dynamique atmosphérique au Sahel en été résulte de plusieurs systèmes de circulation (Fig. 2.1). Dans les basses couches, on observe les flux d'harmattan et de mousson, ainsi que leur zone de convergence, appelée Front Intertropical (FIT). Dans les couches moyennes et hautes de la troposphère, les principaux jets présents sont le Jet d'Est Africain (JEA ou AEJ : African Easterly Jet), le Jet d'Est Tropical (JET ou TEJ : Tropical Easterly Jet), et le Jet d'Ouest Sub-Tropical (JOST). On observe aussi des zones de convection humide (ZCIT : Zone de Convergence Intertropicale) et sèches (la dépression thermique saharienne ou Heat Low).

2.2.1 Le flux d'harmattan

L'harmattan est un vent chaud et sec qui souffle du nord-est vers le sud-ouest, transportant l'air saharien vers le golfe de Guinée. Ce vent est généralement plus intense en hiver, avec des vitesses avoisinant 8 m/s, et nettement plus faible en été, autour de 5 m/s. Bien qu'il soit présent presque toute l'année sur le continent, son influence est nettement plus marquée en hiver qu'en été, et son épaisseur peut atteindre jusqu'à 5 km. Ce vent est également connu pour être chargé en poussières désertiques.

2.2.2 Le flux de mousson

Le flux de mousson, en provenance du golfe de Guinée, traverse l'équateur et change de direction pour s'orienter au Sud-Ouest sous l'influence de la force de Coriolis. Initialement constitué d'alizés de Sud-Est, ce flux s'enrichit en humidité

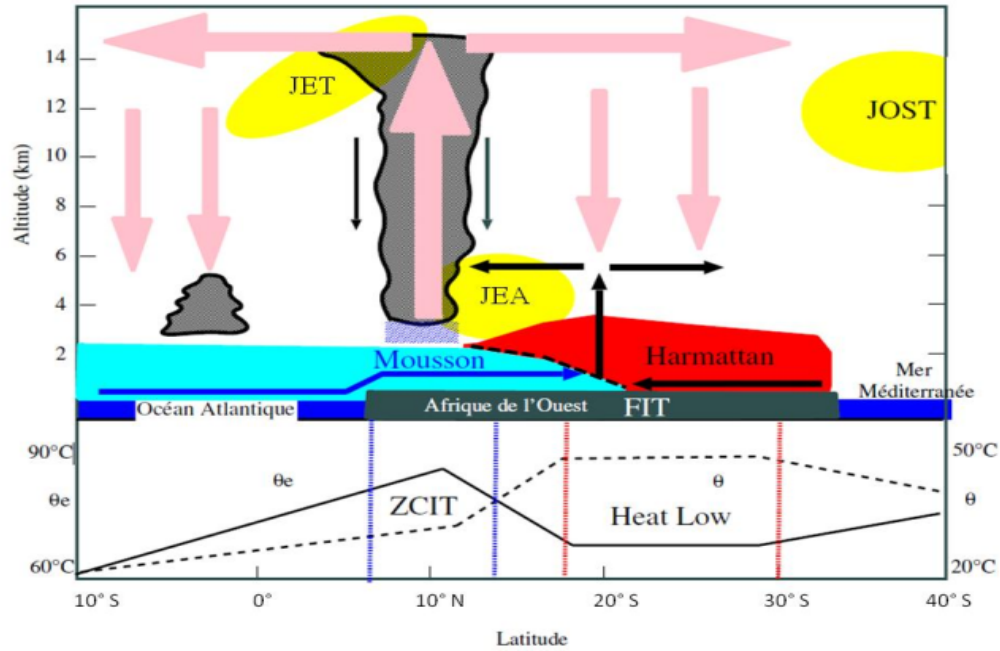


FIGURE 2.1 – Schéma conceptuel de la MAO selon une coupe moyenne zonale et profils méridiens de température potentielle et température potentielle équivalente et dans la couche limite (Peyrille, 2006)

lors de son passage au-dessus des régions maritimes, sous l'effet des hautes pressions exercées par l'anticyclone de Sainte-Hélène. Ce courant humide progresse vers le Nord et atteint son intensité maximale pendant l'été boréal, lorsque le gradient thermique entre les eaux du golfe de Guinée et les terres sahariennes devient particulièrement marqué. D'après Sultan and Janicot (2000), les précipitations au Sahel sont contrôlées par l'advection de l'humidité provenant du Golf de Guinée.

2.2.3 Le Front Intertropical (FIT)

Le Front Intertropical correspond à la zone de convergence en basses couches formée par l'interaction entre le flux de mousson, intense et chargé d'humidité, et le flux d'harmattan, plus sec et moins puissant. En été, il se situe généralement entre les latitudes 10° et 20°N, tandis qu'en hiver, sa position se déplace entre 0° et 10°N (Stuut et al., 2005). Cette zone est caractérisée par un fort cisaillement horizontal et vertical entre les deux flux (Bou Karam et al., 2008).

2.2.4 Jet d'Est Africain (JEA)

Le JEA, observé pendant l'été boréal dans la moyenne troposphère, entre 500 et 700 hPa, a son cœur situé autour de 15°N. Il s'étend du Tchad jusqu'au Cap-

Vert, avec des vitesses maximales atteignant environ 15 m/s. Sa formation résulte du fort gradient thermique dans les basses couches entre le Sahara et le golfe de Guinée, ainsi que de l'inversion de ce gradient méridien en altitude. Le JEA joue un rôle crucial dans la convection au Sahel. [Cadet and Nnoli \(1987\)](#) ont démontré que le JEA transporte l'humidité au-dessus des régions sahéliennes. Par ailleurs, le cisaillement vertical du vent entre le niveau du jet et le flux de mousson pourrait expliquer l'organisation nocturne de la convection profonde et la formation des lignes de grains ([Houze Jr and Betts, 1981](#); [Lafore and Moncrieff, 1989](#)).

2.2.5 Jet d'Ouest Sub-Tropical (JOST)

Le JOST constitue la composante zonale d'ouest de la branche divergente de la cellule de Hadley. Situé dans les couches supérieures de la troposphère, il peut atteindre des vitesses de 30 à 40 m/s et se positionne autour de 30°N de latitude durant la période de mousson. Son intensité est directement liée à celle de la cellule de Hadley qui le soutient. Par conséquent, le JOST est plus puissant dans l'hémisphère hivernal que dans l'hémisphère estival.

2.2.6 Jet d'Est Tropical (JET)

Le JET s'étend de l'Asie à l'Atlantique et trouve son origine dans les contrastes thermiques marqués en Asie du Sud-Est, entre les massifs montagneux du Tibet et les zones océaniques plus fraîches proches de l'équateur. En Afrique de l'Ouest, il est localisé entre 100 et 200 hPa, autour de 10°N, avec une vitesse maximale atteignant environ 20 m/s.

2.2.7 Zone de Convergence Intertropicale (ZCIT)

L'installation de la ZCIT au-dessus du Sahel, dès le mois de juin, marque le début de la saison des pluies dans cette région ([Sultan and Janicot, 2000](#); [Le Barbé et al., 2002](#)). Dans cette zone, on observe des maxima de rayonnement infrarouge, de conduction thermique et d'évaporation. L'atmosphère située au-dessus de la ZCIT présente une instabilité conditionnelle, permettant à l'air humide en provenance du Sud de s'élever verticalement jusqu'à atteindre son niveau de condensation. Ce mouvement ascendant est favorisé par des mécanismes dynamiques ou thermiques. Ce processus entraîne l'apparition de la convection profonde, caractérisée par des nuages très épais, un phénomène que nous discuterons plus en détail dans un paragraphe ultérieur.

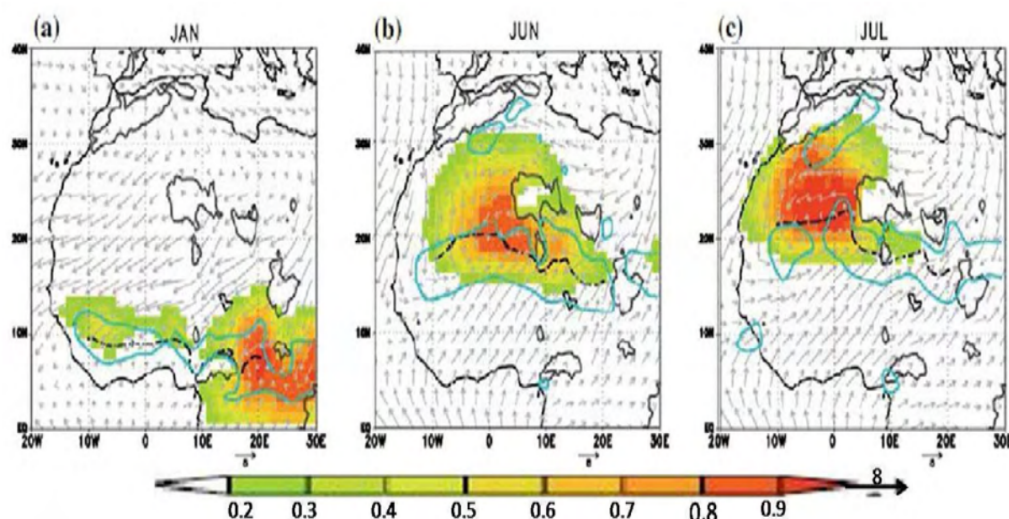


FIGURE 2.2 – Fréquence d’occurrence de la dépression thermique (couleur), vent à 925 hPa (contour bleu), Front Intertropical (ligne noire pointillée, correspondant à la position minimum du géopotentiel à 925 hPa entre 0°N et 28°N) et reliefs supérieurs à 925 hPa (contour gris) pour les mois janvier (a), juin (b) et juillet (Lavaysse et al., 2009).

2.2.8 La dépression thermique saharienne

En été, au nord du FIT, la région saharienne subit un réchauffement constant qui se transmet à l’air en surface par le biais de la turbulence. Cet air chaud, en s’élevant, génère dans la basse troposphère une zone de basse pression bien marquée, connue sous le nom de dépression thermique (Heat Low). Au début de l’été, elle est localisée au sud du Hoggar, avant de se déplacer rapidement vers l’ouest en juillet, s’étendant entre l’Atlas et le Hoggar, comme le montre la figure 2.2 (Lavaysse et al., 2009). En hiver, cette dépression thermique se positionne au-dessus de la République centrafricaine (Fig. 2.2). Ce phénomène peut provoquer des émissions de poussières au Sahel (Kocha et al., 2012).

2.3 La convection profonde

La convection profonde se caractérise par la formation de cumulonimbus, dont l’extension verticale peut atteindre 14 à 16 km sous les tropiques. Ce phénomène météorologique, particulièrement violent, s’accompagne fréquemment de tonnerre, de grêle, d’éclairs et de précipitations intenses. Il se produit principalement pendant la saison de la mousson, en raison de l’instabilité de l’atmosphère et de l’abondante humidité présente. En effet, l’humidité transportée dans les basses couches par le flux

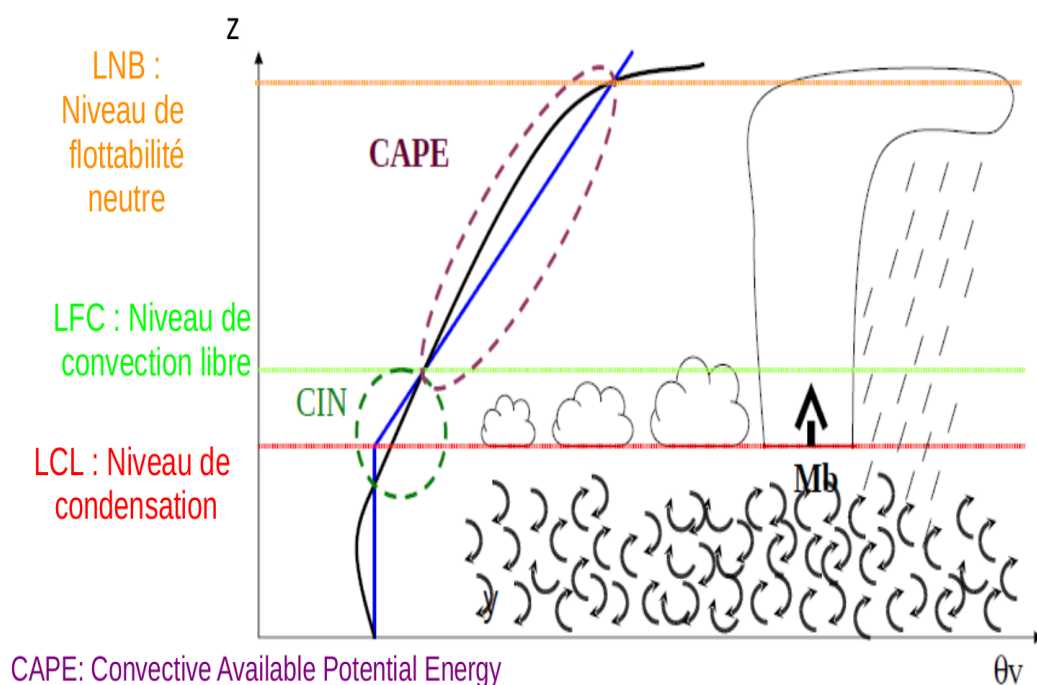


FIGURE 2.3 – Processus conduisant au déclenchement de la convection profonde (Rio, 2023 communication orale)

de mousson, combinée au chauffage solaire, génère des courants ascendants chauds et saturés en vapeur d'eau. Ces masses d'air ascendant disposent souvent d'une énergie suffisante pour dépasser la barrière énergétique appelée inhibition convective (CIN : Convective Inhibition). Une fois cette barrière franchie, elles atteignent le niveau de convection libre (LFC : Level of Free Convection), à partir duquel elles peuvent s'élever librement dans l'atmosphère. Durant leur ascension, ces particules libèrent une énergie potentielle, connue sous le nom de CAPE (Convective Available Potential Energy). Cette énergie détermine le potentiel orageux dans l'atmosphère. La figure 2.3 illustre le processus conduisant au déclenchement de la convection profonde.

Au Sahel, la convection profonde ne se manifeste pas en continu durant la saison de mousson (Janicot et al., 2008), mais chaque événement engendre des précipitations très abondantes. Parmi ces événements, on distingue les systèmes convectifs de méso-échelle (MCS), composés de groupes de cumulonimbus connectés par une zone stratiforme commune. Les MCS, qui contribuent jusqu'à 90% des précipitations au Sahel (D'amato and Lebel, 1998; Mohr, 2004), apparaissent généralement sous forme de lignes de grains (Mathon and Laurent, 2001). Ces structures, typiques des régions tropicales, peuvent s'étendre sur plusieurs centaines de kilomètres, avec une durée de vie moyenne de 12 à 36 heures. Elles se déplacent souvent plus vite que le flux moyen, à des vitesses de 10 à 20 m.s⁻¹ (Lilly, 1979). La figure 2.4 schématise la

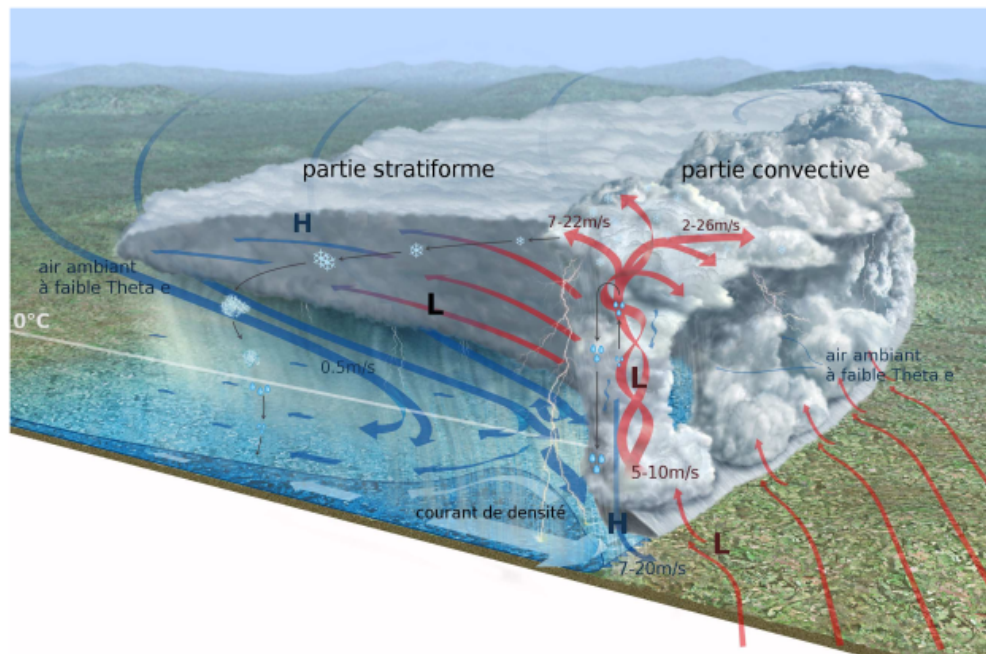


FIGURE 2.4 – Schéma d'une ligne de grain (Lafore et Poulain, 2009).

structure d'une ligne de grain dont les caractéristiques principales sont les suivantes :

Une partie convective : les particules issues de la couche limite sous-nuageuse montent rapidement, générant des courants ascendants puissants pouvant atteindre environ 10 m/s. Plusieurs structures de ce type se forment, contribuant à établir un flux principal ascendant, qui transporte les particules de la couche limite sous convective vers la région stratiforme.

Une partie stratiforme : Cette région, située à l'arrière des nuages, est également appelée "enclume" en raison de sa forme caractéristique. Elle se distingue par une structure plus uniforme et une extension horizontale bien plus importante que celle du cœur convectif. Les précipitations qu'elle génère sont moins intenses (inférieures à 10 mm·h¹), mais elles durent plus longtemps et couvrent une surface nettement plus vaste. Bien que l'enclume et le noyau convectif d'un MCS produisent des précipitations de nature très différente, ils peuvent contribuer de manière équivalente à la quantité totale de précipitations générée par le système (Houze Jr, 2004).

Des courant de densité ou poches froides : Les poches froides, également appelées courants de densité, se forment dans les basses couches en raison de l'effondrement des masses d'air froid générées sous les nuages par l'évaporation des

précipitations. Ces poches jouent un rôle essentiel sur la convection et contribuent au soulèvement des poussières au Sahel.

Le cycle diurne de la convection profonde au Sahel est généralement caractérisé par un déclenchement qui se produit exclusivement en fin d'après-midi ([Bouniol et al., 2012](#)), avec un maximum de précipitations observé durant la nuit ([McGarry and Reed, 1978](#)), pouvant souvent persister jusqu'au petit matin.

2.4 Les poches froides

2.4.1 Processus de formation des poches

Le processus de formation des poches froides a été détaillé dans plusieurs études ([Parker, 1996](#); [Grandpeix and Lafore, 2010](#); [Lothon et al., 2011](#)). Comme on l'a vu plus haut, les poches froides apparaissent en lien avec des événements de convection profonde ([Zuidema et al., 2017](#)). Elles se forment sous les cumulonimbus par l'évaporation des précipitations. Ce processus fonctionne comme suit : lorsque la convection se développe, des précipitations se forment. Si l'air sous les nuages n'est pas saturé en vapeur d'eau, une partie des gouttes s'évapore avant de toucher le sol. Cette évaporation, qui convertit le liquide en vapeur, absorbe de l'énergie et refroidit l'air environnant, créant ainsi des poches d'air froid sous les nuages. Ces masses d'air froid, moins flottantes que l'air plus chaud environnant, subissent une poussée d'Archimède descendante qui les fait s'effondrer. Une fois au sol, elles s'étalent horizontalement sous la forme de courants de densité. Ces masses d'air froid apparaissant près de la surface lors des épisodes convectifs sont appelées poches froides ou courants de densité. La figure 2.5 présente un schéma conceptuel d'un courant de densité associé à un système convectif isolé. La propagation des poches froides au sol crée un front de rafales à l'avant des systèmes convectifs, généralement situé au bord d'attaque du courant de densité. Ce front emporte souvent des débris et des insectes, et il est détectable par radar Doppler ([Wakimoto, 1982](#)). La partie la plus épaisse constitue la « tête » du courant de densité, séparée de l'air chaud et sec par une enveloppe, sous laquelle des mouvements turbulents se produisent. La forme de l'étalement d'un courant de densité dépend de l'intensité du cisaillement du vent : en présence d'un fort cisaillement vertical, le courant prend une forme dissymétrique (elliptique), tandis qu'en l'absence de cisaillement, il conserve une forme symétrique (circulaire). Les fronts de rafales se déplacent à des vitesses allant de 5 à 20 m/s. La hauteur du courant de densité correspond généralement à peu près à l'altitude

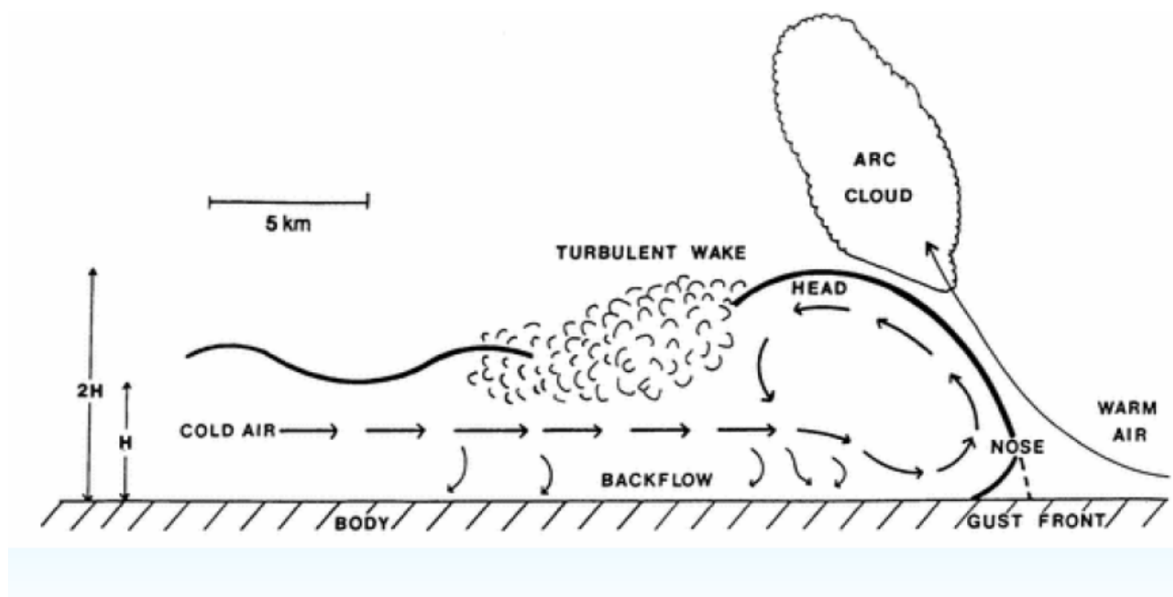


FIGURE 2.5 – Schéma conceptuel de la structure verticale d’une cellule convective associée à un front de rafale (Goff, 1976)

de la base du nuage. La température dans la poche froide est inférieure à celle de l’environnement, avec des écarts de -1 à -3 K au-dessus de l’océan et de -5 à -10 K au-dessus des terres, selon l’intensité de la convection.

2.4.2 Caractérisations et détections des poches

Caractérisations

Les caractéristiques des poches froides ont été étudiées à la fois par observation et par modélisation. Leur apparition est marquée par une chute soudaine de la température, une hausse du point de rosée et une accélération du vent (Knippertz et al., 2007; Miller et al., 2008). Lors d’observations faites durant la campagne AMMA, (Provod et al., 2016) ont montré qu’au Sahel, le passage des poches froides est associé à des baisses de température de 2 à 14°C, une augmentation de pression de 0 à 8 hPa et des rafales de vent de 3 à 22 m/s. Ces résultats concordent avec ceux de (Senghor et al., 2021), qui ont observé une chute brutale de la température de surface de 9°C et une forte accélération des vents au Sénégal lors d’un passage d’une poche froide en juin 2018. De même, Allen et al. (2015) ont détecté le passage d’une poche froide à Bordj-Badj Mokhtar dans le sud de l’Algérie en observant des variations soudaines de la vitesse du vent à 10 m. D’autres études indiquent que le passage d’un courant de densité se caractérise généralement par une chute rapide de température, une hausse de pression, des vents forts et un changement dans la

direction du vent (McDonald and Weiss, 2021).

Détections

Il n'existe pas de cadre commun pour identifier objectivement les poches froides dans les observations et les modèles numériques. Ces dernières années, plusieurs études ont exploré le développement de méthodes pour identifier et suivre les poches froides. Par exemple, Young et al. (1995) ont proposé une méthode basée sur le taux de précipitations, définissant le début d'une poche froide par un taux de pluie d'au moins 2 mm/h, et la fin lorsque la température de surface retrouve son niveau initial. Ce seuil a été inspiré d'une étude antérieure de Barnes and Garstang (1982), qui montrait que seuls les taux de précipitations supérieurs à 2 mm/h étaient liés aux courants de densité provoqués par la pluie. Drager and van den Heever (2017) ont également proposé une méthode de détection fondée sur le taux de précipitations en surface et les gradients radiaux de température potentielle. Feng et al. (2015) ont développé une approche automatisée et objective pour identifier les poches individuelles, en définissant la poche froide selon un seuil de flottabilité de -0.003 m/s^2 , puis en séparant les régions contiguës avec une technique de bassin versant, permettant ainsi de distinguer les poches connectées. Dans des études observationnelles 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 s'approche davantage d'une détection de courants de densité, en tenant compte des variations de température, de pression et de vent. À partir de la théorie, des observations et de la modélisation, Rochetin et al. (2021) définissent un courant de densité comme une structure 3D dotée d'un noyau anormalement froid, de rafales de vent adjacentes et d'une structure verticale composée de deux couches : une couche bien mélangée près de la surface et une couche stratifiée au-dessus. Cette méthode permet de déterminer des indicateurs tels que le nombre de poches, la couverture spatiale, le rayon moyen et la vitesse moyenne des courants de densité, permettant une analyse approfondie de leur rôle dans le cycle de vie et l'organisation de la convection. Les auteurs soulignent que cette méthode est adaptée pour détecter des poches froides, qu'elles soient océaniques ou continentales.

2.4.3 Rôle des poches sur la convection

Les poches froides jouent un rôle clé dans la convection profonde en organisant la couche sous-nuageuse et en déclenchant les cellules convectives. Deux mécanismes principaux expliquent leur rôle : un mécanisme dynamique, lié au soulèvement forcé

d'air chaud le long des fronts de rafales (Weaver and Nelson, 1982), et un mécanisme thermodynamique, où l'accumulation d'humidité sur ces fronts fournit la flottabilité nécessaire pour initier la convection (Tompkins, 2001; Zuidema et al., 2017) ont montré que les poches froides déclenchent plus efficacement la convection lorsque la basse troposphère est humide et les couches supérieures sont sèches. Les collisions entre poches froides jouent un rôle clé dans la formation de nouvelles cellules convectives. Par exemple, Weaver and Nelson (1982) ont été parmi les premiers à observer que les zones de collision entre les poches froides correspondent à celles où de nouvelles cellules convectives émergent. Cette observation a été confirmée par les travaux de Droegemeier and Wilhelmson (1985), qui ont démontré que les collisions des poches engendrent des anomalies de pression positive dans les têtes des poches froides, favorisant la création de gradients de pression verticaux capables d'accélérer les particules jusqu'à leur niveau de convection libre. Plus récemment, Haerter and Schlemmer (2018); Torri and Kuang (2019) ont réaffirmé que la collision entre poches froides constitue le principal mécanisme déclenchant la formation de nouvelles cellules convectives.

Les poches froides jouent également un rôle clé dans la transition de la convection peu profonde à profonde (Khairoutdinov and Randall, 2006; Zhang and Klein, 2010) et dans le cycle de vie des lignes de grains et autres systèmes convectifs à mésoéchelle (MCS) (Rotunno et al., 1988; Schlemmer and Hohenegger, 2014). Dans les systèmes organisés comme les lignes de grains, elles génèrent continuellement de nouvelles colonnes convectives à l'avant du système pendant que les anciennes se dissipent à l'arrière (Rotunno et al., 1988; Weisman and Rotunno, 2004). Maurer et al. (2017) ont montré, grâce à un suivi des MCS au Sahel, que la convergence causée par les fronts de rafales des poches froides à l'avant du système est à l'origine de nombreuses initiations convectives, soulignant leur rôle crucial dans le maintien et la propagation des systèmes convectifs. Les poches froides participent également dans l'organisation de la convection profonde. Par exemple, en s'appuyant sur une approche numérique, Tang et al. (2024) ont analysé l'influence des poches froides sur l'organisation de la convection au cours de l'Oscillation Madden-Julian (MJO : Madden-Julian Oscillation). Leurs résultats indiquent que les poches froides tendent à être plus étendus et à persister plus longtemps durant les phases matures de la MJO, probablement en raison de flux de chaleur latente de surface environnementaux réduits et de courants descendants plus intenses. Ces phénomènes entraînent la formation d'anneaux humides sur les bords des poches froides, favorisant l'émergence de noyaux plus convectifs et renforçant ainsi le degré d'organisation convective.

2.5 Le soulèvement de poussières

Les poussières désertiques, également appelées dust en anglais, appartiennent à la catégorie des aérosols primaires, car elles sont directement émises sous forme de particules dans l’atmosphère. Leur taille s’étend de quelques dixièmes à plusieurs dizaines de micromètres ([d’Almeida and Schütz, 1983](#)). Les poussières sont émises dans l’atmosphère à partir des zones arides et semi-arides ([Bagnold, 1941](#); [Pye and Tsoar, 1987](#)), sous l’action des vents de surface ([Marticorena and Bergametti, 1995](#); [Shao and Lu, 2000](#)), eux-mêmes souvent influencés par des phénomènes météorologiques.

2.5.1 Les zones sources de poussières

Les principales régions émettrices de poussières désertiques incluent l’Asie (les déserts de Taklimakan, de Gurbantonngut et de Gobi) ([Wang and Zhang, 2021](#); [Ma et al., 2020](#)), le Sud de l’Amérique ([Tanaka and Chiba, 2006](#)), l’Australie ([Aragno et al., 2021](#)) et l’Afrique du Nord (le désert du Sahara et le Sahel). Toutefois, l’Afrique du Nord est le plus grand contributeur au bilan global de poussière ([Ginoux et al., 2004](#)), avec environ plus de 50 % des émissions mondiales totales de poussière ([Tanaka and Chiba, 2006](#); [Kok et al., 2023](#)).

L’Afrique du Nord présente des paysages contrastés : aux vastes étendues de dunes de sable s’ajoutent des zones composées de terrains pierreux (regs), d’immenses hauts plateaux, ainsi que des montagnes imposantes telles que l’Adrar mauritanien, l’Air (2 022 m), le Hoggar (2 918 m) et le Tibesti (3 415 m). La topographie et la puissance du vent dans cette région sont responsable de l’émission de grandes quantités de poussières dans l’atmosphère. Les observations satellitaires montrent que ces émissions ne se font pas d’une manière homogène au sein de cette région, mais proviennent de zones très localisées et particulièrement actives ([Herman and Celarier, 1997](#)). En se basant sur l’Indice d’Aérosols (IA) mesuré par TOMS, [Engelstaedter et al. \(2006\)](#) ont identifié quatre principales zones sources de poussières en Afrique du Nord : (A) la dépression de Bodélé, située au nord du Tchad, (B) l’Afrique de l’Ouest, englobant de vastes régions de la Mauritanie, du Mali et du sud de l’Algérie, (C) le désert Nubien et (D) le désert Libyen (Fig. 2.6). Ces observations sont en accord avec les résultats obtenus par [Brooks and Legrand \(2000\)](#) ainsi que par [Legrand et al. \(2001\)](#), qui ont localisé les principales zones sources de poussières en Afrique du Nord à l’aide de l’Infrared Difference Dust Index (IDDI) calculé à partir des données de l’imageur infrarouge METEOSAT. Par la suite, [Schepanski et al. \(2007\)](#) ont mis en évidence d’autres zones sources de poussières particulière-

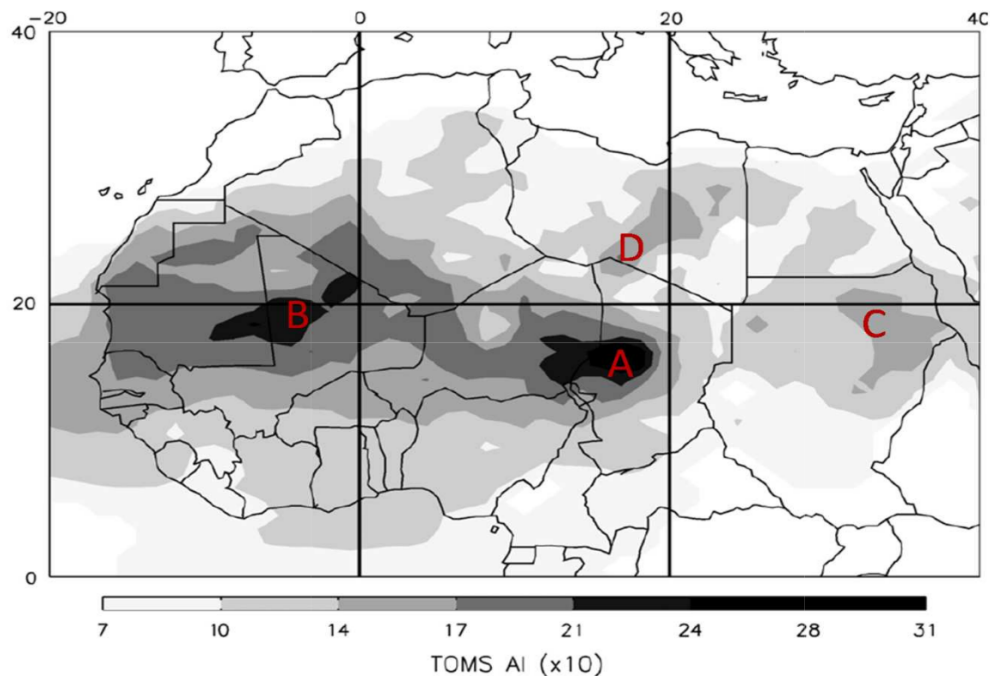


FIGURE 2.6 – Moyenne mensuelle sur la période 1980-1992 de l'Indice d'Aérosols (IA) de TAMS (x10) illustrant les principales zones sources de l'Afrique du Nord : (A) Bodélé; (B) Afrique de l'Ouest; (C) désert Nubien et (D) désert Libyen (Engelstaedter et al., 2006)

ment actives en Afrique de l'Ouest pendant la saison estivale, situées à l'ouest du Niger, au nord du Mali et au sud de l'Algérie (Fig. 2.7). D'autres études menées sur cette thématique montrent que les principales sources d'émission de poussières sont localisées au Sahel et au Sud du Sahara (Marticorena et al., 2010), principalement à proximité des régions montagneuses (Evan et al., 2016). Des campagnes menées en Afrique de l'Ouest et au-dessus de l'Atlantique tropical ont montré que les sources de poussières les plus actives se situent entre 15 et 25°N (Fig. 2.8), particulièrement dans les régions de montagne Adrar-Hoggar-Aïr ainsi que la région de Bodélé (Weinzierl et al., 2017). Selon ces auteurs, ces sources restent actives presque toute l'année.

2.5.2 Les facteurs influençant le soulèvement de poussières

Les émissions de poussières désertiques au Sahel peuvent être influencées par des phénomènes à grandes échelles ou locaux.

Les phénomènes à grande échelle

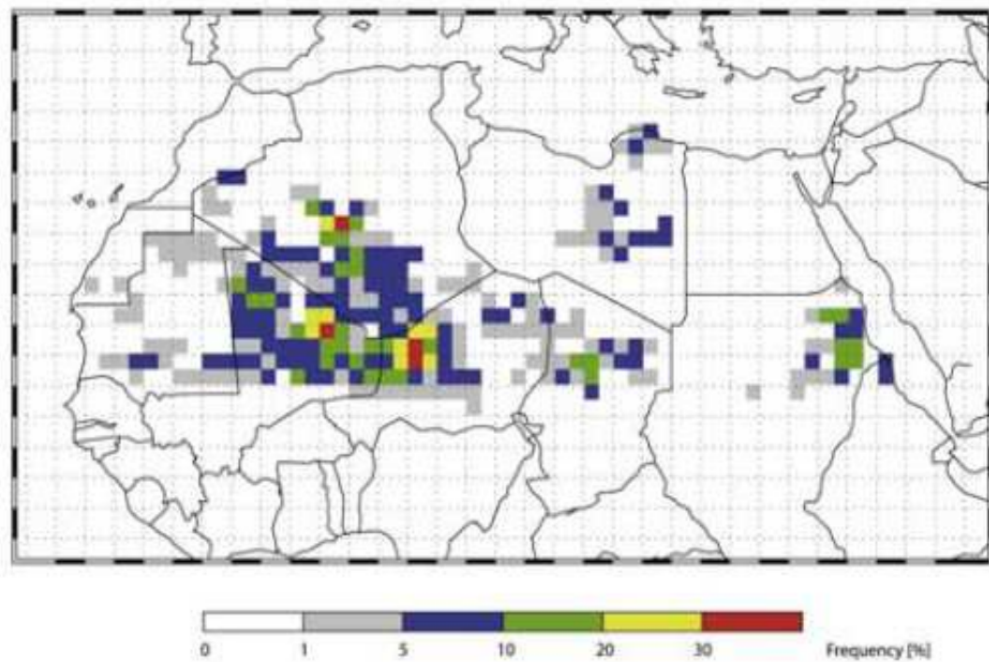


FIGURE 2.7 – Moyenne mensuelle d’activation des zones sources de poussières en Afrique de l’Ouest pour le mois de juillet 2006 (Schepanski et al., 2007)

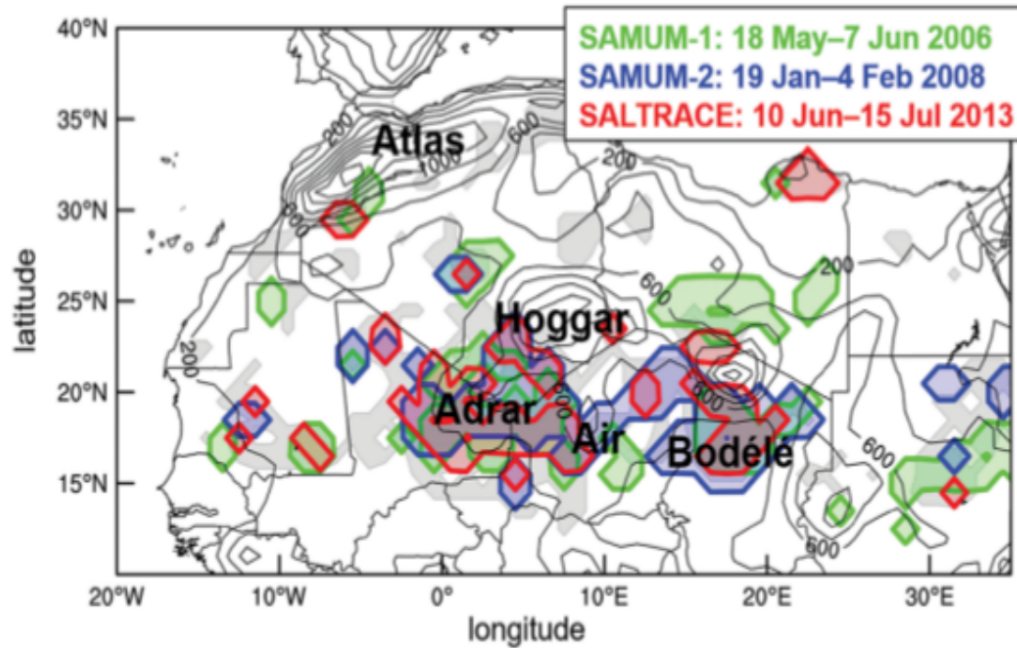


FIGURE 2.8 – Régions des sources de poussières les plus actives pendant SALTRACE (contours rouges), SAMUM-1 (contours verts) et SAMUM-2 (contours bleus). Les zones grisées indiquent toutes les régions sources actives pendant SALTRACE, indépendamment de leur intensité d’émission et de leur fréquence d’activation. Les courbes de niveau pleines représentent l’orographie avec les altitudes (m au-dessus du niveau de la mer) indiquées (Weinzierl et al., 2017).

a) L'oscillation Nord Atlantique (NAO) : la NAO est un phénomène touchant le système climatique au nord de l'océan atlantique. Son indice, particulièrement marqué en hiver, est calculé à partir de la différence de pression entre l'anticyclone des Açores et la dépression d'Islande. De nombreuses études ont montré l'impact de la NAO sur les émissions de poussières en Afrique de l'Ouest. Par exemple, [Hurrell \(1995\)](#) indiquent que les phases de la NAO influencent la variabilité des émissions de poussières sahariennes, avec des émissions plus importantes durant la phase positive ([Moulin et al., 1997](#); [Chiapello and Moulin, 2002](#); [Ginoux et al., 2004](#)). Certaines recherches suggèrent que la production de poussières hivernales en Afrique de l'Ouest serait liée à l'intensité et à la position de l'anticyclone des Açores, un élément clé de la NAO ([Chiapello and Moulin, 2002](#)). [Jenkins and Gueye \(2018\)](#) ont récemment étudié les tendances décennales des concentrations de poussières en Afrique de l'Ouest, couvrant la période allant du milieu du XX siècle au début du XXI siècle. Ils ont constaté que les concentrations annuelles étaient plus faibles avant 1970 et après 2000, mais plus élevées entre ces deux périodes. Ces variations sont en parties attribuées aux phases positive et négative de la NAO. Selon eux, la phase positive de la NAO, caractérisée par un anticyclone des Açores renforcé, est associée à un renforcement du vent de surface en Afrique du Nord, ce qui pourrait activer les sources de poussières

b) L'harmattan : le Sahel est influencé par le régime de l'harmattan tout au long de l'année, mais son impact est particulièrement marqué en hiver par rapport à l'été, comme mentionné précédemment, en raison de son intensification durant cette période. Cette accélération hivernale est associée à des émissions significatives de poussières en Afrique de l'Ouest. Par exemple, [Léon et al. \(2009\)](#) montrent que les premiers grands événements de poussières en surface en Afrique de l'Ouest se produisent en janvier, en phase avec l'accélération de l'harmattan, pour atteindre ses concentrations maximales en Mars ([Marticorena et al., 2010](#)). Des études révèlent qu'en hiver, le courant de l'harmattan transporte par intermittence de grandes quantités de poussières minérales depuis le bassin du Tchad vers le Sahel ([Schwan-ghart and Schütt, 2008](#)). [Fiedler et al. \(2015\)](#) ont étudié l'importance des poussées d'harmattan dans l'émission d'aérosols de poussières nord-africaines. Leur résultat estiment qu'environ un tiers de la masse totale des émissions est associée à l'harmattan en saison des sèches.

Les phénomènes locaux

a) **Les Jets de basses couches (Low Level Jet ou LLJs)** : les jets de basses couches (LLJs) se forment par un phénomène appelé oscillation d’inertie (Blackadar, 1957). Après le coucher du soleil, par temps clair et calme, le sol se refroidit rapidement, ce qui crée une couche d’inversion nocturne. Cette couche sépare la surface du sol des masses d’air situées au-dessus, éliminant l’effet de la friction de la surface sur ces dernières. Dès lors, les masses d’air ne sont influencées que par le gradient de pression et la force de Coriolis, ce qui provoque un déséquilibre. Ce déséquilibre entraîne des oscillations autour du vent géostrophique, formant ainsi les LLJs au sommet de la couche d’inversion (Blackadar, 1957; Hoxit, 1975). Les vitesses de vents associées aux LLJs sont de l’ordre 20 m/s (Banta et al., 2006). Au lever du soleil, le réchauffement du sol supprime la couche d’inversion, et le mélange turbulent dans la couche limite fait descendre les vents forts du jet vers la surface. Cela provoque une augmentation soudaine de la vitesse du vent au sol, favorisant ainsi le soulèvement de poussières durant les premières heures de la matinée (Todd et al., 2007; Hourdin et al., 2015). Washington and Todd (2005) ont montré que l’intensification des émissions de poussières au niveau de la dépression de Bodélé en hiver est principalement liée à la forte fréquence des jets de basses couches (LLJs) au-dessus de cette région durant cette période. En effet, bien que les LLJs soient présents toute l’année au-dessus du continent africain, leur fréquence est plus élevée en hiver qu’en été, atteignant jusqu’à 80% au-dessus de la dépression de Bodélé (Bou Karam et al., 2008). Ce phénomène est responsable d’environ 65% des soulèvements de poussières en Afrique de l’ouest pendant la saison sèche (Schepanski et al., 2007) et d’environ 40% durant la saison des pluies (Heinold et al., 2013).

b) **Les poches froides ou courant de densité** : Ce mécanisme de soulèvement, qui constitue le cœur de cette étude, est décrit plus en détail dans la section suivante.

2.6 Rôle des poches sur le soulèvement de poussières

2.6.1 Les haboobs

Comme on l’a dit plus haut, les poches, plus froides et denses que leur environnement, s’effondrent en accélérant près de la surface, ce qui génère un front de rafales à l’avant du système. Ce front, généralement situé au niveau du bord d’attaque de la poche, s’accompagne de vents puissants responsables des impressionnants murs de sable souvent observés au Sahel avant l’arrivée des orages. Ces émissions



FIGURE 2.9 – Photo d’un événement de haboobs prise au Mali en Aout 2004 par Francoise GUICHARD et Laurent KERGOAT.

de poussières liées à l’effondrement des poches froides sont appelées haboobs. La figure 2.9 illustre un événement de haboobs qui s’est déroulé au Mali en été 2004. Les haboobs peuvent se manifester à diverses échelles spatiales et temporelles : des systèmes convectifs de méso-échelle peuvent produire des haboobs de longue durée (Roberts and Knippertz, 2014), tandis que de petits courants descendants intenses, appelés microrafales (Fujita, 1990), génèrent des haboobs de courte durée (Miller et al., 2008). La hauteur des haboobs varie de 0.5 km à l’arrière de la tête jusqu’à environ 2 km le long du front d’attaque (Solomos et al., 2012; Evan et al., 2022). Solomos et al. (2012) notent que les haboobs peuvent s’étendre horizontalement sur des centaines de kilomètres, avec une durée de vie allant de 2 à 12 heures selon leur taille. Leur front de propagation prend en général une forme arquée, liée à la forme cyclique des poches froides.

Des haboobs ont été observés dans toutes les principales zones émettrices de poussières minérales du monde (Knippertz and Stuut, 2014), notamment dans les déserts du Taklamakan et de Gobi en Chine (Takemi, 1999), en Australie (Strong et al., 2011) et dans le sud des États-Unis (Chen and Fryrear, 2002). Au Sahara, Knippertz et al. (2007); Emmel et al. (2010) ont étudié ces phénomènes dans le nord, tandis que Bou Karam et al. (2008); Knippertz and Todd (2010) ont couvert la région sud, Marsham et al. (2008) la partie occidentale, et Marsham et al. (2013);

[Allen et al. \(2013\)](#) le Sahara central. Au Sahel, les haboobs sont liés aux passages des lignes de grains dans la région ([Sutton, 1925](#)) et se produisent principalement entre la fin d’après-midi et l’aube, en raison du cycle diurne de la convection profonde ([Emmel et al., 2010](#)). Ils représentent environ plus de 50 % des émissions de poussières au Sahel durant la saison des pluies ([Heinold et al., 2008](#); [Allen et al., 2013](#)). Selon l’intensité et la durée de ces événements, les poussières soulevées peuvent être transportées de l’Afrique vers l’Europe ([Dhital et al., 2021](#); [Orza et al., 2020](#)) ou vers l’océan Atlantique tropical ([Dhital et al., 2020](#)). Les haboobs parcourent souvent des distances de plus de 300 km, avec une préférence de propagation vers le nord-ouest ([Caton Harrison et al., 2021](#)). Des études de modélisation indiquent une fréquence accrue des haboobs au sud du Sahara, autour de 18 degrés de latitude, là où le flux de mousson apporte le maximum d’humidité pour déclencher la convection ([Pantillon et al., 2015](#)). En se basant sur des observations, [Caton Harrison et al. \(2021\)](#) montrent également une fréquence élevée de haboobs au nord du Mali, à l’est de la Mauritanie, à la frontière algérienne et dans la région des frontières du Mali, du Niger et de l’Algérie.

2.6.2 Impacts des haboobs

Les « haboobs » sont des phénomènes violents et dangereux ayant des impacts majeurs sur les conditions météorologiques et les activités humaines. Ils peuvent entraîner une chute brutale de la visibilité ([Chen and Fryrear, 2002](#); [Leys et al., 2011](#)), dégrader la qualité de l’air et contribuer de manière significative aux bilans régionaux de poussières et de rayonnement ([Bukowski and van den Heever, 2021](#)). [Song et al. \(2007\)](#) ont mis en évidence que les grandes quantités de poussière transportées réduisent la visibilité à moins de 1 km, augmentant ainsi le risque d’accidents routiers. La figure 2.10 illustre un événement de poussière à Dakar en 2020, qui a provoqué une visibilité très réduite dans toute la région. Des études ont confirmé que les tempêtes de poussière, qui surviennent principalement durant la saison de mousson au Sahara occidental, peuvent entraîner des accidents de transport pour les civils et militaires ([Taheri et al., 2020](#)). Lors d’un haboob en juin 2018 en Afrique de l’Ouest, des dégâts importants ont été observés au Sénégal, notamment des pertes de bétail et des dommages matériels dans le nord du pays ainsi qu’à l’Aéroport International Blaise Diagne (AIBD). [Senghor et al. \(2021\)](#) ont également montré que les émissions de poussière et la forte intensité des vents associés à cet haboob ont causé des dommages considérables aux avions de la compagnie Transair à l’aéroport de Dakar. Dans une analyse approfondie de cet événement, ([Senghor et al., 2023](#)) ont noté que les fortes concentrations de poussières soulevées ont eu un impact si-



FIGURE 2.10 – Vu du monument de la renaissance à partir du toit du LPAO-SF.

gnificatif sur la température de surface. Ces résultats sont cohérents avec ceux de [Bukowski and van den Heever \(2021\)](#), qui montrent que la poussière soulevée lors d'un haboob peut réduire la température dans les poches froides en diffusant le rayonnement solaire à ondes courtes. [Bukowski and van den Heever \(2021\)](#) ont utilisé le modèle WRF-Chem pour explorer les rétroactions entre les propriétés des poches froides et les particules de poussière en suspension à différents moments de la journée : en journée (ondes courtes), au crépuscule (ondes courtes basses) et la nuit (ondes longues). Leurs résultats révèlent que la diffusion par la poussière du rayonnement à ondes courtes durant la journée rend les poches plus froides, plus poussiéreuses et plus rapides. Au crépuscule, l'effet du rayonnement solaire diminue tandis que l'absorption par la poussière du rayonnement infrarouge thermique génère des courants de densité plus chauds et plus lents. La nuit, l'absorption de la poussière réchauffe la poche, mais les rafales s'intensifient dans les couches de surface plus stables, augmentant les émissions de poussière. Cependant, en raison de la difficulté des satellites à détecter ces systèmes sous les nuages convectifs et des défis liés à la distinction de ces événements, la contribution des haboobs aux émissions globales de poussière reste largement débattue.

Chapitre 3

Moyens de l'étude

3.1 Introduction

Ce chapitre présente les outils utilisés pour la réalisation de ces travaux de thèse. Nous commençons par décrire le modèle climatique LMDZ, sa version uni-colonne, ainsi que ses paramétrisations, en mettant particulièrement l'accent sur celles liées à la convection (peu profonde et profonde). La section suivante est consacrée aux simulations de grands tourbillons (LES), suivie de la présentation de l'outil de calibration HighTune Explorer. Nous poursuivons avec la description de LMDZ-SPLA et en profitons pour faire un rappel sur la modélisation du soulèvement de poussières. Enfin, nous terminons ce chapitre par une présentation des données d'observation utilisées pour valider les simulations de poussières.

3.2 Le modèle de climat LMDZ

3.2.1 Présentation du modèle

LMDZ est le modèle de Circulation Générale Atmosphérique (GCM) utilisé dans ce travail. Développé dans les années 1970 au Laboratoire de Météorologie Dynamique ([Sadourny, 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 \(1984\)](#). 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.

3.2.2 Les paramétrisations physiques

Avec leur résolution horizontale s'étendant sur plusieurs kilomètres, les modèles globaux peinent souvent à représenter certains processus essentiels à la météorologie et au climat. Pour corriger cette limitation, des paramétrisations physiques sont utilisées : elles remplacent ces processus par des équations mathématiques afin d'en tenir compte dans le modèle global. Le modèle LMDZ intègre plusieurs paramétrisations physiques. Parmi celles-ci, on retrouve le schéma de transfert radiatif de [Fouquart \(1980\)](#) pour le rayonnement solaire, ainsi que celui de [Morcrette and Fouquart \(1985\)](#) pour le rayonnement terrestre. Il comprend également un schéma de turbulence basé sur l'énergie cinétique turbulente (TKE) développé par [Mellor and Yamada \(1974\)](#), qui permet de représenter les échanges de chaleur, de moment et d'humidité dans la couche limite atmosphérique. Concernant la convection, le modèle LMDZ intègre trois schémas de paramétrisation distincts : l'un pour la convection peu profonde ou le modèle des thermiques ([Rio and Hourdin, 2008](#)), un autre pour la convection profonde ([Emanuel, 1991](#)), et un troisième dédié aux poches froides ([Grandpeix and Lafore, 2010](#)). Les schémas relatifs aux thermiques et à la convection profonde seront abordés dans les sections suivantes, tandis qu'une présentation détaillée du modèle des poches froides sera proposée au chapitre 3.

Le modèle des thermiques

Le modèle des thermiques développé par [Rio and Hourdin \(2008\)](#) permet de représenter les nuages bas ainsi que le cycle diurne des nuages convectifs. Il repose sur une approche combinant une diffusion classique et un schéma de flux de masse. Dans ce modèle, chaque maille est divisée en deux parties : un panache thermique ascendant, caractérisé par un flux de masse $f = -\alpha\rho w_u$ (où α représente la fraction de surface couverte par le panache, ρ la masse volumique de l'air et w_u la vitesse verticale), et une subsidence compensatoire dans l'environnement, avec un flux de masse opposé f . La variation verticale du flux de masse (f) dépend du taux d'entraînement (e) au sein du panache et du déentraînement (d), selon la relation suivante.

$$\frac{\partial f}{\partial z} = e - d \quad (3.2.1)$$

Le modèle des thermiques représente un ensemble de thermiques secs et nuageux par une thermique unique, dont les propriétés sont égales aux moyennes des carac-

téristiques thermiques sur la maille. Une amélioration notable a été apportée par [Rochetin et al. \(2014\)](#), avec l'introduction d'une représentation statistique de la distribution des thermiques nuageux, ainsi que par l'ajout du déclenchement stochastique de la convection profonde.

Le schéma de convection profonde

Le modèle des thermiques est couplé à un schéma de convection profonde. Dans LMDZ, ce schéma repose sur une version modifiée du modèle d'[Emanuel \(1991\)](#) ([Grandpeix et al., 2004](#)). Les fondements du schéma sont conservés, avec la prise en compte d'une colonne convective composé de flux de masses saturés ascendant accompagnés des descentes précipitantes (flux insaturés). Les principales modifications concernent les conditions de déclenchement de la convection profonde ainsi que son intensité, définie par la fermeture. Dans cette version modifiée, le déclenchement se produit lorsque l'énergie de soulèvement disponible (*ALE*, Available Lifting Energy) dépasse l'inhibition convective (*CIN*). Il est défini par la relation suivante.

$$ALE > |CIN| \quad (3.2.2)$$

Ce dépassement peut être provoqué soit par l'énergie de soulèvement issue de la couche limite convective (ALE_{bl} , fournie par le modèle des thermiques), soit par celle générée par les poches froides (ALE_{wk} , issue du modèle des poches froides). Ainsi, l'énergie *ALE* comparée à l'inhibition convective (*CIN*) est définie par : $ALE = \max(ALE_{bl}, ALE_{wk})$.

Le déclenchement de la convection profonde par les thermiques se produit lorsqu'au moins un cumulus dans une maille dépasse une taille donnée, spécifiée par S_{trig} . Pour cela, une probabilité de non-déclenchement est estimée, basée sur les caractéristiques du spectre des thermiques de type 2 (N_2 , S_2) issues du modèle thermique original ([Rio and Hourdin \(2008\)](#)) et sur S_{trig} , selon la relation proposée par [Rochetin et al. \(2014\)](#).

$$P_{\Delta t} = ([1 - \exp(\frac{-S_{trig}}{S_2})]^{N_2})^{\frac{\Delta t}{\tau}} \quad (3.2.3)$$

Où Δt est le pas de temps du modèle ; τ est le temps de décorrélation entre les scènes nuageuses.

S_2 , représentant la section efficace moyenne des courants thermiques à la base des

nuages, est déterminée par la relation suivante :

$$S_2 = [a(\overline{Z_{top}} - \overline{Z_{lcl}}) + b\overline{Z_{lcl}}]^2 \quad (3.2.4)$$

où Z_{top} est la profondeur moyenne des nuages ; Z_{lcl} est l'altitude moyenne de la base des nuages ; a et b sont des paramètres libres.

N_2 est la population thermique correspondante dans le maillage et est calculée à partir de la relation suivante :

$$N_2 = \frac{(1-\alpha_{tot})S_d}{S_2} \quad (3.2.5)$$

où α_{tot} est la surface couverte par les thermiques ; S_d est la surface du domaine.

Dans ce cadre, la convection profonde est déclenchée par les thermiques chaque fois qu'un nombre aléatoire uniforme R , compris entre 0 et 1, dépasse la probabilité de non-déclenchement.

$$R > P_{\Delta t} \quad (3.2.6)$$

L'intensité de la convection profonde est déterminée par le flux de masse (M_b) traversant la base des nuages. Ce flux dépend de la puissance de soulèvement disponible (ALP , Available Lifting Power), elle-même fournie par les thermiques (ALP_{bl}) et les poches froides (ALP_{wk}). Cette relation s'exprime par :

$$M_b = k \frac{ALP}{2w_b^2 + |CIN|} \quad (3.2.7)$$

où w_b sont des paramètres libres ($w_b = 1m/s$) ; $ALP = ALP_{bl} + ALP_{wk}$

3.2.3 LMDZ 1D

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 et

évaluées dans ce cadre de colonne unique en les comparant à des LES de la même colonne atmosphérique. L’approche 1D/LES a été développée dans le cadre du GCSS (GEWEX Cloud Systems Study), un programme visant à améliorer la paramétrisation des systèmes nuageux dans les modèles climatiques. Un avantage majeur du 1D est son faible coût de calcul, ce qui permet de réaliser un grand nombre de simulations, même sur un ordinateur portable. Cela le rend particulièrement utile lors de la phase de développement de paramétrisations, où de nombreux tests sont nécessaires.

3.3 Les simulations de grands tourbillons (LES)

3.3.1 Utilité des 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 directe des mouvements turbulents et convectifs. En présence de changement de phase de l’eau, ces simulations peuvent cependant devenir très dépendantes 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; Dorrestijn et al., 2013; Strauss et al., 2019; Legay et al., 2025). Ces dernières années, elles sont de plus en plus utilisées pour documenter les caractéristiques des poches froides et guider leur paramétrisation (Tompkins, 2001; Khairoutdinov and Randall, 2006; Couvreux et al., 2012; Feng et al., 2015).

Dans cette thèse, nous utilisons les sorties de deux LES océanique (simulations réalisées par Caroline Muller et Catherine Rio) et une LES continentale (simulation réalisée par Fleur Couvreux).

3.3.2 les LES océaniques

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. Une description détaillée des protocoles de simulation en RCE est fournie dans [Daleu et al. \(2015\)](#). 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 ([Khairoutdinov and Randall, 2003](#)) et l'autre avec MésoNH ([Lac et al., 2018](#)). Les deux simulations couvrent un domaine océanique de $200 \text{ km} \times 200 \text{ km}$ 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.

3.3.3 La LES continentale

La LES continentale est basée sur le cas AMMA (African Monsoon Multidisciplinary 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 $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$, 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.

3.4 High-Tune Explorer

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 (HTEexplo).

HTEexplo 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 HTEexplo 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.

3.5 LMDZ avec poussières

3.5.1 Rappel sur la modélisation du soulèvement de poussières

Plusieurs modèles d'émission de poussières ont été développés ([Marticorena and Bergametti, 1995](#); [Alfaro and Gomes, 2001](#); [Shao, 2001](#)) afin d'intégrer les poussières dans les modèles climatiques et de chimie du transport. Ces modèles s'appuient principalement sur la compréhension des processus physiques impliqués dans le soulèvement des poussières.

Les émissions de poussières dépendent de manière très non linéaire du vent de surface, rendant leur modélisation particulièrement complexe. En effet, les poussières ne sont émises que lorsque la vitesse de friction du vent exercée sur les grains de sable dépasse les forces qui les maintiennent au sol. Cette force de rétention, qui représente la résistance du sol au mouvement des particules, dépend de plusieurs facteurs : la taille des grains de sable, l'humidité du sol et la rugosité de la surface. Une fois les particules soulevées, les processus de saltation et de sandblasting entrent en jeu. La saltation correspond au mouvement horizontal des grains de sable lorsque la vitesse du vent dépasse le seuil d'érosion. Ces particules soulevées retombent au sol à quelques centimètres de leur point d'origine. Lorsqu'elles percutent le sol, ces particules peuvent désagréger d'autres grains plus petits, libérant ainsi des particules fines qui peuvent être mises en suspension dans l'air : c'est le phénomène de sandblasting. La modélisation du soulèvement de poussières repose principalement sur la paramétrisation de ces processus : la vitesse de friction du vent, la vitesse seuil d'érosion, la saltation et le sandblasting.

Paramétrisation de la vitesse de friction

La vitesse de friction (U^*) est paramétrée en fonction de la vitesse du vent à une hauteur z et de la hauteur de rugosité (z_0), selon la relation suivante :

$$U^* = k \frac{U(z)}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} \quad (3.5.1)$$

D'après [Owen \(1964\)](#), le mouvement des grains de sable dans les premières couches au-dessus de la surface, lors de la saltation, entraîne une augmentation de la hauteur de rugosité z_0 . Pour tenir compte de cet effet, il introduit une nouvelle hauteur de rugosité, appelée hauteur de rugosité de saltation (z_{0s}), définie par la relation

suivante :

$$z_{0s} = c_0 \frac{U^{*2}}{2g} \quad (3.5.2)$$

$c_0=0.02$ et g est l'accélération de la pesanteur

Paramétrisation de la vitesse seuil d'érosion

La vitesse seuil d'érosion, également appelé vitesse de friction seuil (U^{*Th}), fait également l'objet d'une paramétrisation. Dans l'approche de [Shao and Lu \(2000\)](#), cette vitesse dépend du diamètre des particules D . Elle est définie par l'équation suivante :

$$U^{*Th}(D) = \sqrt{\alpha_n \left(\frac{\rho_p g D}{\rho_a} + \frac{\gamma}{\rho_a D} \right)} \quad (3.5.3)$$

D'après [Marticorena and Bergametti \(1995\)](#), l'évaluation de cette vitesse seuil doit se fonder sur la répartition de l'énergie éolienne (f_{eff}) entre la surface érodable et les éléments de rugosité. Ces auteurs proposent ainsi une paramétrisation de f_{eff} en fonction de la hauteur de rugosité (z_{0l}) de la surface lisse et de la hauteur de rugosité totale (z_0), selon la relation suivante :

$$f_{eff}(z_0, z_{0l}) = 1 - \frac{\ln\left[\frac{z_0}{z_{0l}}\right]}{\ln\left[0.35\left(\frac{10}{z_{0l}}\right)^{0.5}\right]} \quad (3.5.4)$$

Cette distribution de l'énergie permet de définir les vitesses seuils d'érosion (U^{*Th}) dans les régions arides, quelle que soit leur rugosité. U^{*Th} s'exprime alors de la manière suivante :

$$U^{*Th}(D, z_0, z_{0l}) = \frac{U^{*Th}(D)}{f_{eff}(z_0, z_{0l})} \quad (3.5.5)$$

Paramétrisation du flux horizontal de saltation

[Bagnold \(1941\)](#) et [White \(1979\)](#) ont proposé des paramétrisations du flux horizontal de saltation. Cependant, seule celle de [White \(1979\)](#), exprimée par la relation ci-dessous, prend en compte l'influence de la vitesse de friction seuil sur le flux horizontal (F_h).

$$F_h = \frac{K\rho_a}{g} U^{*3} \left(1 + \frac{U^{*Th}}{U^*}\right) \left(1 - \frac{U^{*Th2}}{U^{*2}}\right) \quad (3.5.6)$$

avec $K=1$, $\rho_a = 1.227 \text{ kgm}^{-3}$ est la masse volumique de l'air et $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$.

Par la suite, [Marticorena and Bergametti \(1995\)](#) proposent une paramétrisation du flux de saltation prenant en compte le type de sol (s), le diamètre des particules (D_p), la vitesse de friction seuil (u_t^*) ainsi qu'une vitesse de frottement spécifique au type de sol (u_s^*). Cette approche est décrite par la relation suivante :

$$F_h(D_p, s) = \frac{K\rho_a U(s)^3 S_{el}(D_p, s)}{g} \left(1 + \frac{U^*(D_p, s)}{U^*(s)}\right) \left(1 - \frac{U_t^*(D_p, s)}{U^*(s)^2}\right) \quad (3.5.7)$$

Paramétrisation du flux vertical de sablasting

Divers schémas décrivant le flux vertical de sandblasting ont été proposés ([Marticorena and Bergametti, 1995](#); [Alfaro et al., 1997, 1998](#); [Alfaro and Gomes, 2001](#)). Dans le modèle d'[Alfaro et al. \(1998\)](#), fondé sur des observations expérimentales, le processus de sandblasting est supposé générer une distribution granulométrique typique des poussières, structurée en trois modes log-normaux. Les proportions relatives de ces modes varient en fonction de la vitesse de friction du vent (U^*), tout en étant considérées comme indépendantes du type de sol. Dans le modèle proposé par [Alfaro and Gomes \(2001\)](#), le flux vertical (F_v) pour chaque mode i est proportionnel au flux horizontal de saltation $F_h(D_p, s)$. Son expression est donnée par la relation suivante :

$$F_{v,i}(D_p, s) = \frac{\pi}{6} \beta \rho_p \frac{P_i(D_p, s)}{e_i} F_h(D_p, s) \quad (3.5.8)$$

où β est une constante; ρ_p est la densité particulaire; d_i est le diamètre médian massique pour le mode i ; e_i est l'énergie de liaison pour le mode i ; P_i est la fraction d'énergie cinétique pour l'énergie de liaison e_i .

Le flux total de sandblasting, est ensuite obtenu en faisant la somme du flux $F_{v,i}$ sur les 3 modes d'aérosol :

$$F_{v,i} = \sum \int F_{v,i} dD_p \quad (3.5.9)$$

3.5.2 LMDZ-SPLA

Le modèle climatique LMDZ est couplé au modèle simplifié d'aérosols SPLA ([Huneus et al., 2009](#)). SPLA simule plusieurs types de traceurs : les précurseurs gazeux d'aérosols, le sel marin en mode grossier (diamètre compris entre 1 et 40 μm), les aérosols en mode fin, ainsi que les poussières divisées en trois classes : su-

pergrosières (6 à 30 m), grossières (1 à 6 m) et fines (inférieures à 1 m) (Huneus et al., 2009; Escribano et al., 2016). Il est à noter que les poussières en mode fin sont intégrées aux traceurs d’aérosols en mode fin une fois les émissions effectuées.

Le Module de Production de Poussières (DPP) utilisé dans SPLA est issu du modèle de qualité de l’air CHIMERE-DUST (Escribano et al., 2016). Son intégration dans SPLA repose sur une adaptation du DPP de Hourdin et al. (2015), qui calcule les émissions de poussières principalement sur les régions désertiques du Sahara et de la péninsule Arabique. Le DPP combine un schéma de flux de saltation développé par Marticorena and Bergametti (1995) (Eq. 3.5.7) avec un modèle de sablage proposé par Alfaro and Gomes (2001) (Eq. 3.5.9). Les vitesses de frottement seuil sont déterminées selon la formulation de Marticorena et al. (2010) (Eq. 3.5.5).

3.6 Les observations

Dans le cadre de cette thèse, nous utilisons les données d’observation des aérosols fournies par l’instrument MODIS (MODerate Resolution Imaging Spectroradiometer), ainsi que celles issues de certains sites du réseau AERONET, afin d’évaluer nos simulations de poussières.

3.6.1 AERONET

AERONET est un réseau mondial d’observation des aérosols par télédétection passive depuis le sol, mis en place grâce à une collaboration internationale entre la NASA (EOS), le CNES et la NASDA (Holben et al., 1998). Il repose sur des radiomètres solaires et célestes, déployés sur environ 180 sites à travers le monde (3.1), qui effectuent régulièrement des mesures du rayonnement direct et diffus. Grâce à une large couverture spectrale et angulaire, l’algorithme d’inversion d’AERONET permet d’estimer de nombreux paramètres d’aérosols, tels que la distribution granulométrique, l’indice de réfraction complexe et l’albédo de simple diffusion (SSA), tout en faisant moins d’hypothèses que les méthodes satellitaires (Dubovik et al., 2000). Les photomètres Cimel utilisés dans le réseau fournissent des mesures toutes les 15 minutes aux longueurs d’onde de 440, 670, 870 et 1020 nm, avec une précision de $\pm 0,01$ (Dubovik et al., 2000; Holben et al., 2001).

3.6.2 MODIS

MODIS, embarqué à bord des satellites Terra (lancé en décembre 1999) et Aqua (lancé en mai 2002) de la NASA, est un capteur satellite capable de fournir une

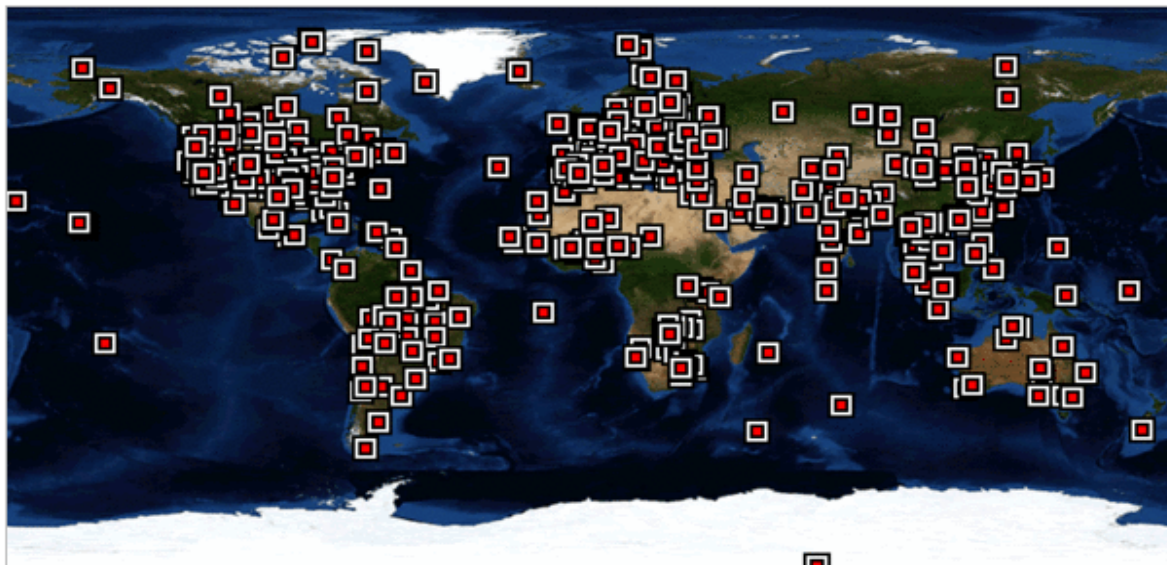


FIGURE 3.1 – Cartographie du réseau mondial des stations AERONET

cartographie détaillée des aérosols à l'échelle globale, tant sur le plan spatial que temporel.

Il opère dans 36 bandes spectrales, couvrant le visible jusqu'à l'infrarouge thermique, avec une résolution allant de 250 m à 1 km. De nombreuses études ont démontré la fiabilité des mesures d'aérosols de MODIS, notamment à travers des comparaisons avec les données issues du réseau au sol AERONET. Par exemple, [Fan et al. \(2018\)](#) ont réalisé une évaluation entre les produits MODIS-Aqua et les observations AERONET. Leur analyse montre que les tendances de l'épaisseur optique des aérosols (AOD) observées par AERONET en Europe, en Amérique du Nord, ainsi que sur la plupart des sites africains, sont bien reproduites par MODIS-Aqua.

Aujourd'hui, les données d'AOD fournies par MODIS sont largement utilisées dans les études observationnelles pour une évaluation globale des aérosols ([Mao et al., 2014](#); [Remer et al., 2008](#)).

Chapitre 4

Évaluation et amélioration de la paramétrisation des poches froides

4.1 Introduction

Dans ce premier chapitre des résultats, nous proposons une évaluation détaillée du modèle des poches froides développé par [Grandpeix and Lafore \(2010\)](#), désigné ici sous le nom de modèle GL10, en nous appuyant des LES. Ce modèle n’a encore jamais fait l’objet d’une évaluation fine, bien que son intégration dans le modèle LMDZ ait contribué à une meilleure représentation de la convection ([Rio et al., 2009](#)). Le chapitre débute par une présentation complète du modèle GL10 ainsi que de son couplage avec le schéma de convection profonde. Nous procédons ensuite à l’évaluation de ses équations internes à l’aide des LES. Des comparaisons entre les résultats issus de LMDZ et ceux obtenus par LES sont ensuite réalisées, avant de proposer des améliorations. Le chapitre se termine par une conclusion.

4.2 Le modèle des poches froides

Le modèle des poches froides représente une population de poches circulaires et identiques (appelées wakes) sur un plan infini contenant la maille du modèle. Tous les wakes ont la même hauteur, le même rayon, et les mêmes profils verticaux des variables thermodynamiques. Leurs centres sont répartis statistiquement avec une densité uniforme notée D_{wk} . Les poches froides divisent l’espace en deux parties : (i) l’intérieur des poches (w), où se trouvent les courants descendants convectifs précipitants. Dans ces courants descendants, la réévaporation des précipitations génère un fort refroidissement et une forte flottabilité négative ; (ii) l’extérieur des poches (x), qui contient l’air chaud alimentant les courants convectifs saturés (Fig. 4.1). Le sommet de la poche (h_{wk}) est défini comme l’altitude à laquelle la différence de température entre (w) et (x) devient nulle. En dessous de ce niveau, les poches sont plus froides que leur environnement : elles s’effondrent et s’étalent horizontalement car ils sont plus denses que l’air environnant. La frontière entre la poche froide et l’environnement est considérée comme infiniment mince, et en chaque point de cette frontière, la poche s’étale à une vitesse C . Cette vitesse C est considérée comme une variable aléatoire dont la moyenne C_* détermine la vitesse moyenne d’étalement de la poche froide. Dans le modèle GL10, C_* est proportionnelle à la racine carrée de l’énergie potentielle disponible dans la poche, c’est-à-dire l’énergie d’effondrement de la poche froide, appelée *WAKE AVAILABLE POTENTIAL ENERGY* (*WAKE AVAILABLE POTENTIAL ENERGY*), définie comme suit :

$$WAKE = g \int \frac{\delta \rho}{\bar{\rho}} = -g \int_0^{h_{wk}} \frac{\delta \theta_v}{\bar{\theta}_v} dz \quad (4.2.1)$$

de sorte que :

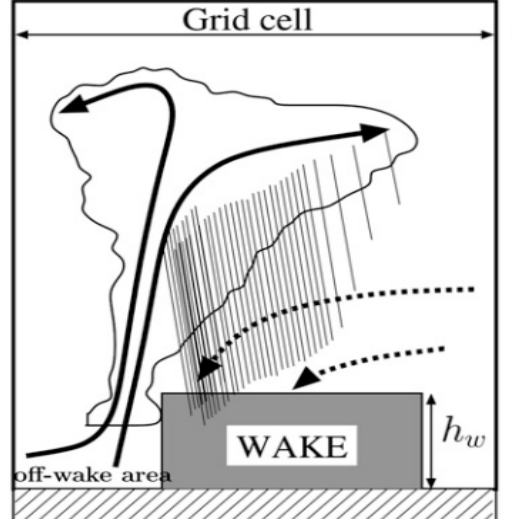


FIGURE 4.1 – Schéma conceptuel d'un courant de densité (Grandpeix and Lafore, 2010).

$$C_* = k\sqrt{2WAP E} \quad (4.2.2)$$

où ρ est la densité de l'air ; θ_v est la température potentielle virtuelle.

δX représente la différence de la variable X entre l'intérieur (w) et l'extérieur (x) du cold pool ($\delta X = \delta X_w - \delta X_x$) et $\bar{X}$ désigne la moyenne de cette variable sur l'ensemble du domaine.

Le coefficient k de l'équation 4.2.2, généralement compris entre 0 et 1, dépend de la structure des poches froides. À partir de simulations CRM (Cloud Resolving Models) 3D, Lafore (2000) (communication orale) a estimé ce coefficient à 0.33 dans le cas d'une structure linéaire telle que les lignes de grain. C'est la valeur utilisée dans le modèle GL10.

Le taux d'étalement des poches froides est donné par C_* à partir de la relation suivante :

$$\partial_t \sigma_{wk} = 2\pi r C_* D_{wk} = 2C_* \sqrt{\pi D_{wk} \sigma_{wk}} \quad (4.2.3)$$

σ_{wk} est la fraction de surface couverte par les poches froides ($\sigma_{wk} = D_{wk} \pi r^2$).

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 6A de

LMDZ, 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 $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$. Dans le modèle GL10, les poches apparaissent initialement avec une fraction surfacique de 2 % et évoluent au fil du temps selon l'équation 4.2.3. L'évolution de σ_{wk} est arbitrairement limitée à un maximum de 40 % de la taille de la maille ($\sigma_{wk} \leq 0.4$).

Il est supposé que sous le sommet de la poche (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 la poche, on suppose une subsidence de méso-échelle initiée sous le nuage stratiforme (à une altitude h_m fixée à 600 hPa dans le modèle GL10), entraînée par l'évaporation des précipitations et qui amène θ_e de la moyenne troposphère au-dessus de h_{wk} . h_m est considérée comme l'altitude au-dessus de laquelle les différences thermodynamiques entre les poches froides et leur extérieur deviennent négligeables, sauf au sein des courants convectifs (courants saturés en (x), courants descendants non saturés en (w)). Dans le modèle GL10, la forme du profil de l'écart de vitesse verticale ($\delta\omega(P)$) entre (w) et (x) est imposée comme linéaire par morceaux : $\delta\omega$ augmente linéairement de zéro à la surface jusqu'à un maximum à h_{wk} . Entre h_{wk} et h_m , $\delta\omega$ décroît linéairement. Dans le modèle GL10, il existait une différence de vitesse non nulle ($\delta\omega^{cv}$) à h_m , ce qui explique la différence des flux de masse convectifs entre (w) et (x). Dans la version utilisée dans cette thèse, cette différence est désormais nulle ($\delta\omega^{cv} = 0$) au-dessus de ce niveau.

L'évolution de l'écart de température potentielle ($\delta\theta$) entre (w) et (x) est contrôlée par le chauffage différentiel (δQ_1^{cv} , δQ_1^{wk}) dues à la convection profonde et aux poches, ainsi que par l'amortissement dû aux ondes de gravité (τ_{gw}). L'écart d'humidité (δq) 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 (δQ_2^{cv} pour la convection et δQ_2^{wk} pour les poches).

$$\begin{cases} \partial_t \delta\theta = -\bar{\omega} \partial_p \delta\theta + \frac{\delta Q_1^{wk} + \delta Q_1^{cv}}{C_p} - \frac{K_{gw}}{\tau_{gw}} \delta\theta, \\ \partial_t \delta q = -\bar{\omega} \partial_p \delta q + \frac{\delta Q_2^{wk} + \delta Q_2^{cv}}{L_v}. \end{cases} \quad (4.2.4)$$

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

τ_{gw} représente le temps nécessaire à une onde de vitesse Nz pour parcourir une distance égale à la moyenne géométrique de la taille de la poche froide et de l'intervalle entre les poches froides. 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.

δQ_1^{wk} (respectivement δQ_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 δq). De même, δQ_1^{cv} (respectivement δQ_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).

$$\begin{cases} \frac{\delta Q_1^{wk}}{C_p} = \frac{e_w}{\sigma_{wk}} \delta\theta - \delta\omega \partial_p \bar{\theta} - (1 - 2\sigma_{wk}) \delta\omega \partial_p \delta\theta \\ \frac{\delta Q_2^{wk}}{L_v} = \frac{e_w}{\sigma_{wk}} \delta q - \delta\omega \partial_p \bar{q} - (1 - 2\sigma_{wk}) \delta\omega \partial_p \delta q \end{cases} \quad (4.2.5)$$

$$\begin{cases} \delta Q_1^{cv} = \frac{Q_{cv}^{1,unsat}}{\sigma_{wk}} - \frac{Q_{cv}^{1,sat}}{1-\sigma_{wk}} \\ \delta Q_2^{cv} = \frac{Q_{cv}^{2,unsat}}{\sigma_{wk}} - \frac{Q_{cv}^{2,sat}}{1-\sigma_{wk}} \end{cases} \quad (4.2.6)$$

$Q_{cv}^{x,unsat}$ et $Q_{cv}^{x,sat}$ ($x = 1, 2$) sont donnés par le schéma de convection profonde mais nous n'entrerons pas dans les détails ici.

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

$$e_w = \sigma_{wk}(1 - \sigma_{wk})\partial_p \delta\omega + \partial_t \sigma_{wk} \quad (4.2.7)$$

L'équation 4.2.4, via les variables δQ_1^{cv} et δQ_2^{cv} , décrit l'impact de la convection profonde sur les poches froides qui se traduit par leur refroidissement dû aux descentes précipitantes, comme discuté plus haut.

Le modèle des poches froides est maintenant décrit au complet. Il comporte :

- trois variables pronostiques, issues directement des équations du modèle : les profils de $\delta\theta$ et δq et σ_{wk} .

- deux variables diagnostiques, calculées à partir du profil de $\delta\theta$: h_{wk} , C_* et $WAPE$
- deux paramètres libres : le coefficient k , la densité D_{wk} et τ_{gw} .

4.3 Prise en compte de l'effet des poches froides sur la convection

Pour prendre en compte l'effet des poches froides sur la convection, notamment l'ascendance au niveau de leurs fronts de rafales, [Grandpeix et al. \(2010\)](#) introduisent deux nouvelles variables : l'énergie de soulèvement (ALE_{wk}), intervenant dans le déclenchement de la convection, et une puissance de soulèvement (ALP_{wk}), déterminant l'intensité de la convection.

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. Il est supposé être proportionnelle à la racine carrée de la $WAPE$, avec un coefficient ici de proportionnalité plus élevé (estimé arbitrairement à 1), ce qui conduit à la relation suivante :

$$C_{max} = k' \sqrt{2WAPE} \quad (4.3.1)$$

où $k' = 1$

L'énergie de soulèvement associée aux poches est ainsi exprimée par la relation suivante :

$$ALE_{wk} = \frac{1}{2} C_{max}^2 \quad (4.3.2)$$

La combinaison des équations (4.3.2) et (4.3.1) donne l'expression de ALE_{wk} ci dessous :

$$ALE_{wk} = k'^2 WAPE \quad (4.3.3)$$

Avec $k' = 1$, cette équation dit que, dans le modèle des poches froides, l'énergie de soulèvement des masses d'air due aux poches est égale à l'énergie d'affaissement.

ALP_{wk} est 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.

Chaque poche engendre sa propre puissance de soulèvement, en fonction de sa vitesse d'étalement (C_*), de sa hauteur (h_{wk}) et de la longueur (L_g) de son front de rafales. La puissance totale (ALP_{wk}) des poches froides est le produit de la puissance fournie par chaque poche et de leur densité (D_{wk}).

$$ALP_{wk} = \epsilon \frac{1}{2} \rho C_*^3 h_{wk} L_g D_{wk} \quad (4.3.4)$$

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

$$L_g = 2\pi r \quad (4.3.5)$$

$$\sigma_{wk} = D_{wk} \pi r^2 \quad (4.3.6)$$

Ensuite, la puissance de soulèvement ALP_{wk} s'écrit :

$$ALP_{wk} = \epsilon \rho C_*^3 h_{wk} \sqrt{\sigma_{wk} D_{wk} \pi} \quad (4.3.7)$$

4.4 Évaluation des équations internes du modèle des poches à partir des 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.

4.4.1 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. 4.2 et Fig. 4.3). 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

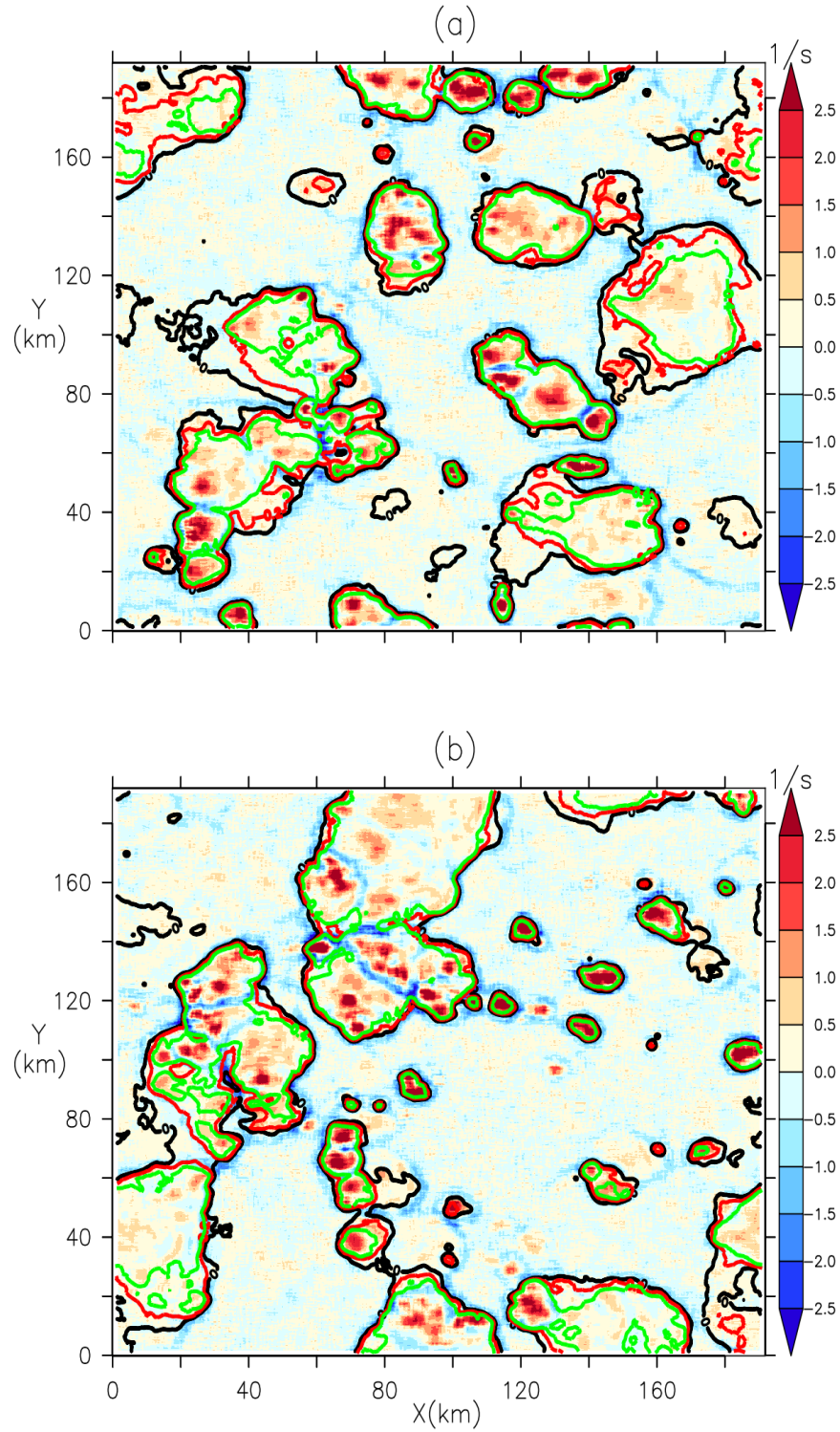


FIGURE 4.2 – Carte de la divergence du vent à 10 m (en s^{-1}) multipliée par 1000 et lissée horizontalement sur $3.25 \text{ km} \times 3.25 \text{ km}$ représentée sur deux instants (a et b) de la LES SAM réalisée sur le cas RCE océanique et superposée avec les contours d'anomalies de température à 10 m à -0.4 K (vert), -0.2 K (rouge) et 0 K (noir).

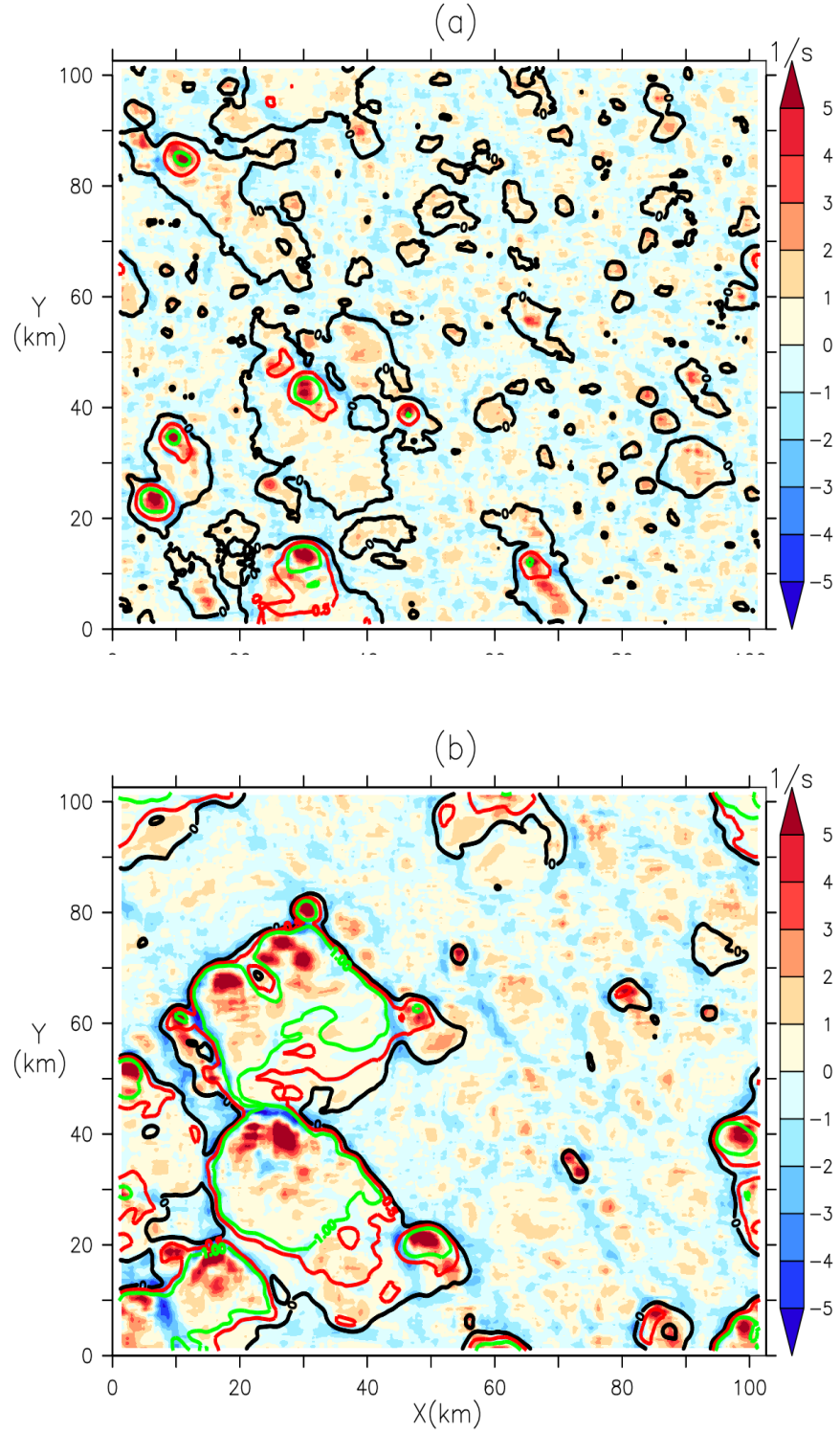


FIGURE 4.3 – Carte de la divergence du vent à 10 m (en s^{-1}) multipliée par 1000 et lissée horizontalement sur $3.25 \text{ km} \times 3.25 \text{ km}$ représentée sur les instants 17h10 (a) et 18h (b) de la LES MESONH réalisée sur le cas AMMA et superposés avec les contours d'anomalies de températures à 10 m à -1 K (vert), -0.5 K (rouge) et 0 K (noir).

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 (Torri and Kuang, 2019; Haerter and 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 4.2a et 4.2b). Cela suggère que ce seuil est peut-être trop élevé pour identifier précisément les poches sur ce cas. Les figures 4.2a et 4.2b 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 4.3a montre clairement que le seuil de 0 K est trop élevé pour identifier les poches. De son côté, la figure 4.3b 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.

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 (δT), d’humidité (δq) et de vitesse verticale (δw) entre (w) et (x). Pour ce faire, nous appliquons un masque calculé à partir du seuil identifié précédemment sur l’anomalie de T_{10m} . Il est appliqué sur toute la colonne pour la détermination des profils verticaux. Cette vision de cylindre verticaux est évidemment questionnable. Mais elle semble bien s’appliquer, au moins aux cas étudiés ici.

Calcul de la vitesse d’étalement, C_*

Il est supposé dans la paramétrisation que les poches sont des disques identiques de même rayon (r). Cette hypothèse permet de déterminer facilement C_* par le théorème de la divergence.

$$\int \int div(\vec{V}_{10}) dS_{wk} = C_* L_g \quad (4.4.1)$$

$$C_* = \frac{\overrightarrow{\text{div}(\vec{V}_{10})} S_{wk}}{L_g} \quad (4.4.2)$$

où S_{wk} est la surface de la poche

$$S_{wk} = \pi r^2 \quad (4.4.3)$$

Les équations 4.3.5, 4.3.6 et 4.4.3 permettent d'exprimer C_* en fonction de la divergence moyenne du vent à 10 m, de la fraction surfacique (σ_{wk}) et de la densité (D_{wk}) des poches par la relation :

$$C_* = \frac{1}{2} \overrightarrow{\text{div}(\vec{V}_{10m})} \sqrt{\frac{\sigma_{wk}}{D_{wk}\pi}} \quad (4.4.4)$$

Pour appliquer ce calcul de C_* dans les LES, nous prenons la moyenne horizontale de la divergence du vent à 10 m dans (w). σ_{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. 4.2 et 4.3), 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 ($WAPE$) de la poche dans les LES en utilisant la formule (4.2.1) proposée par Grandpeix and Lafore (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 θ_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 and Lafore (2010), nous prenons cette hauteur à l'altitude où le profil de δT 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. 4.4).

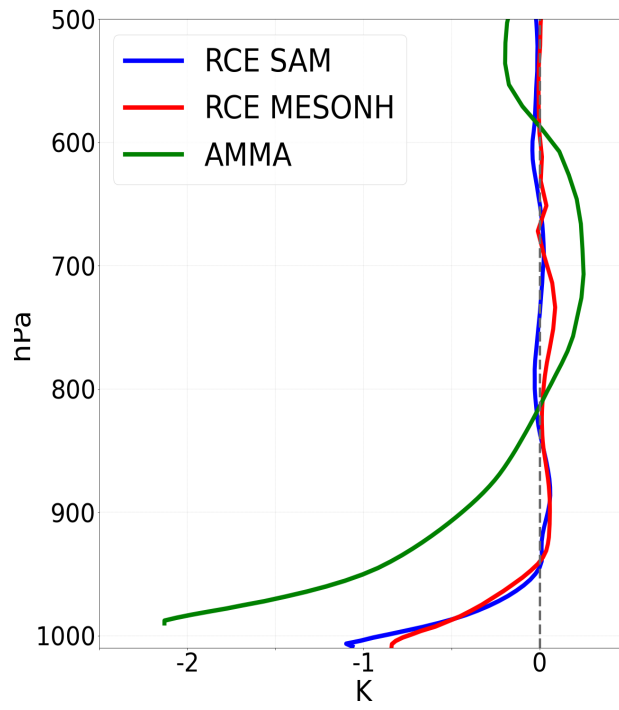


FIGURE 4.4 – Profils verticaux de l'écart de température entre l'intérieur et l'extérieur des poches froides calculés sur un instant des LES (SAM et MESONH) du cas RCE et un instant de la LES MESONH du cas AMMA.

4.4.2 Calcul des vitesses verticales du front de rafale selon les formulations ALP et ALE.

Ici, nous calculons les variables liées à l'énergie (ALE_{wk}) et à la puissance (ALP_{wk}) de soulèvement associées aux poches froides dans les LES. Pour ce faire, nous procédons en plusieurs étapes :

1. Nous déterminons d'abord une hauteur moyenne de la base des nuages à laquelle nous extrayons les vitesses verticales $w_b(x, y)$. Cette hauteur correspond à l'altitude à laquelle le profil moyen de l'eau condensée atteint sa première valeur non nulle. Elle est observée à environ 950 hPa sur les deux LES océaniques (SAM et MesoNH) et à environ 750 hPa sur le LES du cas AMMA (MESONH) (Fig. 4.5).
2. Nous séparons ensuite les courants ascendants sur fronts de rafales de ceux associés aux panaches thermiques. Les courants ascendants sur fronts de rafales étant à la fois plus forts et plus cohérents horizontalement que les thermiques observés dans l'environnement des poches froides, nous avons défini un masque basé sur un seuil de w_b lissé horizontalement sur $1.25 \text{ km} \times 1.25 \text{ km}$ (RCE) et $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$ (AMMA). Les valeurs de w_b lissées sont notées $\tilde{w}_b(x, y)$ dans la suite du texte. Après plusieurs analyses, nous avons retenu des seuils de $\tilde{w}_b(x, y)$ de 0.6 m/s pour le cas RCE et de 2 m/s pour le cas AMMA pour identifier les fronts de rafales.

La figure 4.6 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. 4.6). 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

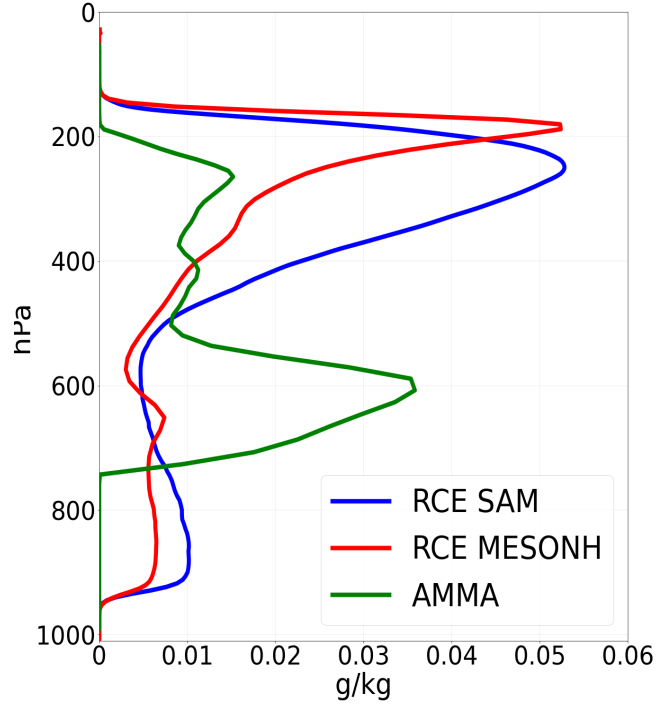


FIGURE 4.5 – Profil vertical de l’eau condensée moyennée horizontalement sur les LES en RCE océanique réalisée avec les modèles SAM et MésosNH et la LES continental du cas AMMA.

à partir de la moyenne horizontale du cube de w_{bgust} , pondérée par la fraction de surface (σ_{gust}) couverte par les fronts de rafales. Le masque appliqué sur les fronts de rafales a permis de calculer σ_{gust} qui vaut 0.017 sur le cas RCE et 0.067 sur le cas AMMA pour les instants présentés dans la figure 4.6.

$$ALE_{wk} = \max\left(\frac{1}{2}w_{bgust}^2\right) \quad (4.4.5)$$

$$ALP_{wk} = \sigma_{gust} \frac{1}{2} \overline{\rho w_{bgust}^3} \quad (4.4.6)$$

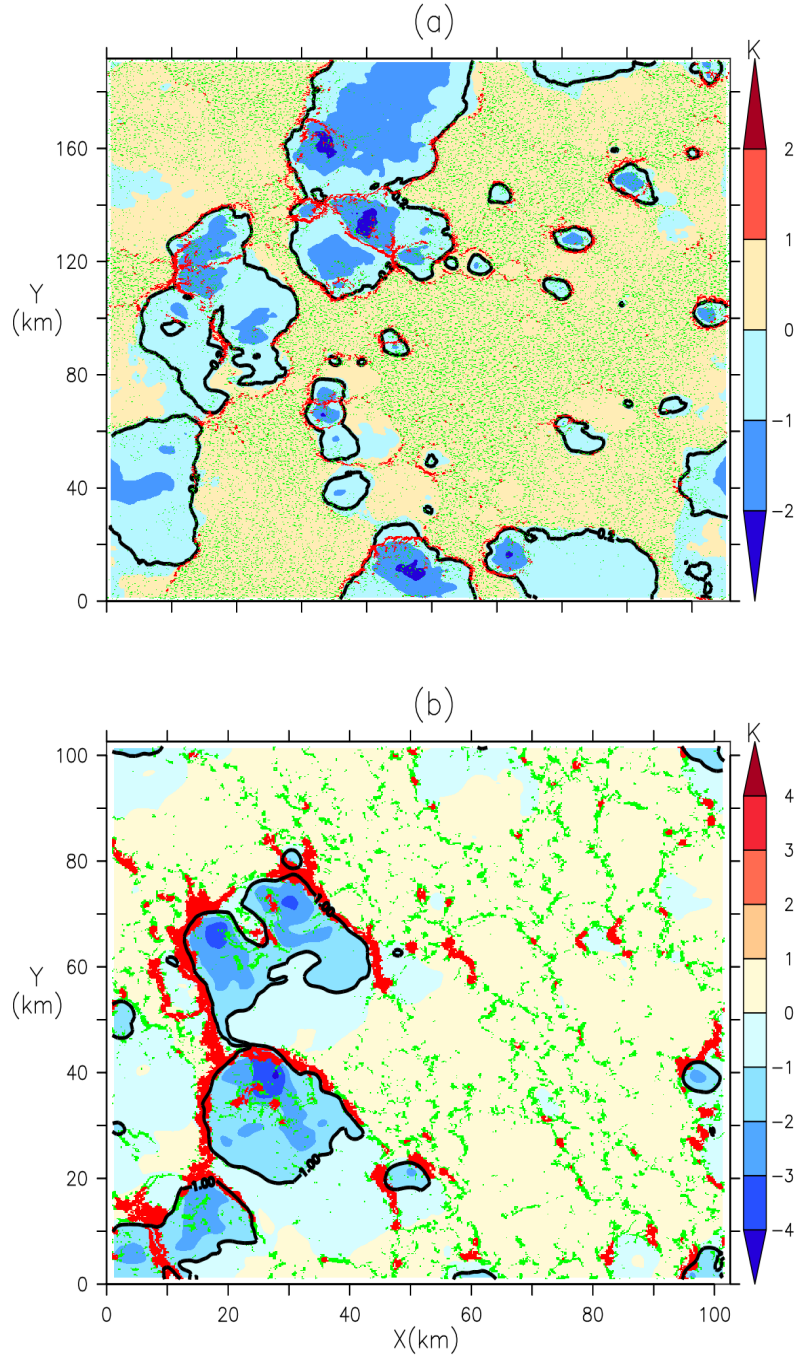


FIGURE 4.6 – Cartes d’anomalie de température à 10 m, lissées horizontalement sur $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$, représentées sur un instant de la LES SAM du cas RCE (a) et sur l’instant 18h de la LES du cas AMMA avec contours noirs indiquant les seuils d’anomalies de température à 10 m de -0.2 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). La points verts représentent les thermiques, définis par les w_b en dehors du masque des fronts de rafales

4.4.3 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 et un ajustement à priori de ces lois.

Dans le modèle GL10, les variables ALE_{wk} , ALP_{wk} et C_* sont déterminées à partir de l'énergie d'effondrement ($WAPE$) (voir les équations 4.2.2, 4.3.3 et 4.3.7), sur la base d'hypothèses dérivées des lois physiques. Ici, nous comparons les valeurs de ALE_{wk} , ALP_{wk} et C_* calculées à partir de $WAPE$ avec celles obtenues directement à partir de la vitesse verticale à la base des nuages près des fronts de rafales (w_{bgust}) pour ALE_{wk} et ALP_{wk} , et à partir de la divergence moyenne du vent à 10 m dans les poches froides pour C_* .

Le tableau 4.1 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 4.1). 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 confirment l'hypothèse d'égalité entre ALE_{wk} et la $WAPE$, telle qu'estimée par la paramétrisation.

En ce qui concerne C_* , le tableau 4.1 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 4.1). 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 and Moncrieff (1989) estiment k à 0.68 sur la base de simulations CRM de lignes de grains en 2D, tandis que Bryan (2005) l'évalue à 0.5 à partir d'observations de poches froides lors de l'expérience

TABLE 4.1 – 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

BAMEX dans les Grandes Plaines américaines. Ces résultats sont donc compatibles avec 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.

Le tableau 4.1 montre également que, pour les trois cas LES, les valeurs de ALP_{wk} calculées avec C_* de $WAPE$ sont au moins trois fois inférieures à celles obtenues avec w_{bgust} . Deux coefficients interviennent dans le calcul de ALP_{wk} avec la formule de paramétrisation : le coefficient k et l’efficacité de soulèvement ϵ , imposés respectivement à 0.33 et 0.25. Cependant, utiliser $k=0.66$ dans le calcul de C_* et conserver ϵ à sa valeur nominale de 0.25 permet de concilier les différentes estimations. Ceci est compatible avec l’hypothèse de la paramétrisation selon laquelle 25 % de la puissance horizontale fournie par les poches froides lors de leur propagation servirait à renforcer l’intensité de la convection, tandis qu’une grande partie se dissipe.

4.5 Comparaison entre LES et LMDZ standard

4.5.1 Les profils de δT , δq et δw

Dans cette partie, nous évaluons les profils de δT , δq et δw calculés dans les LES par rapport à ceux simulés avec LMDZ. La comparaison est nettement plus exigeante que celles montrées dans la section précédente dans la mesure où toutes les paramétrisations interagissent entre elles pour aboutir aux valeurs simulées plusieurs heures (AMMA) ou jours (RCE) après l’initialisation.

Pour les LES en RCE, nous représentons les profils une fois atteint un régime quasi-stationnaire. C'est ce régime quasi-stationnaire que cible le cadre de l'équilibre radiatif convectif. 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 (S_{trig}) 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 valeur de S_{trig} . Ces tests ont permis d'obtenir le déclenchement de la convection dans la simulation LMDZ du cas AMMA à 16h50 en fixant S_{trig} à 24 km². 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 δT , δq et δw 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 la LES.

L'analyse des profils de δT dans les LES confirment que les poches sont plus froides à la surface avec des températures qui augmentent vers le sommet aussi bien sur le cas RCE (Fig. 4.7a) que sur le cas AMMA (Fig. 4.7d). Les poches froides sont environ trois fois plus profondes dans AMMA (Fig. 4.7a) que pour le cas RCE (Fig. 4.7d). Dans les LES, on observe que les températures des poches froides pour le cas AMMA (autour de -2 K) sont relativement proches de celles du cas RCE (autour de -1.2 K). Cependant, les observations indiquent que les poches sont significativement

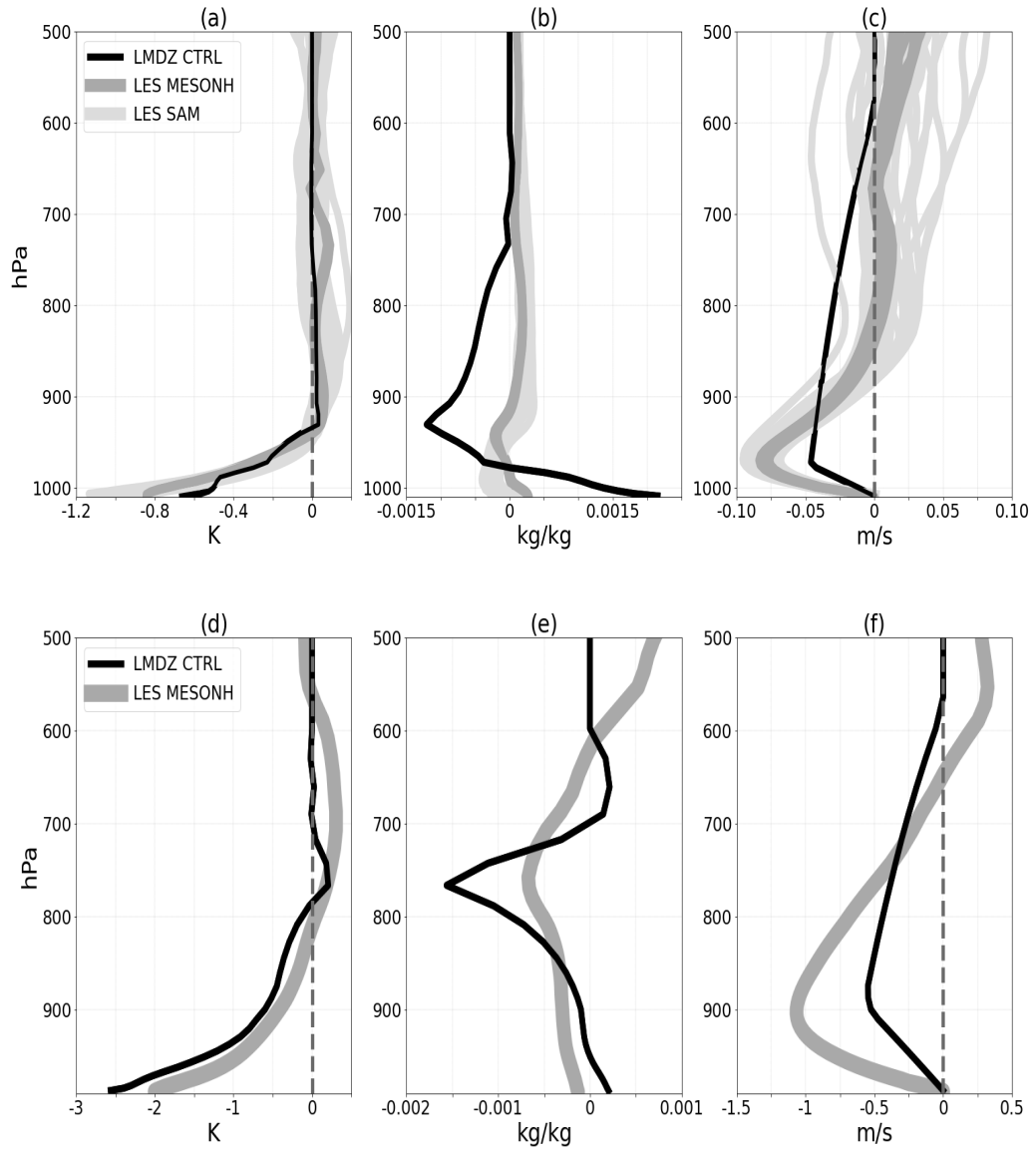


FIGURE 4.7 – Profils verticaux de δT , δq et δw calculés dans les LES et simulés dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).

plus froides au-dessus du continent qu’au-dessus de l’océan. Les résultats obtenus avec la LES pour le cas AMMA pourraient s’expliquer par le fait que l’analyse est réalisée dès les premiers instants suivant l’apparition des poches. Pour ce même cas, les observations révèlent une chute de température d’environ -5 K lors du passage de la poche froide (Lothon et al., 2011). Il convient également de noter que le cas AMMA correspond à un épisode de convection continentale particulièrement faible et atypique. Les profils δq indiquent qu’en surface, les poches froides sont plus humides que leur environnement dans le cas RCE (Fig. 4.7b), tandis que dans le cas AMMA, elles sont légèrement plus sèches (Fig. 4.7e). Dans les deux cas, l’humidité au sein des poches froides diminue avec l’altitude jusqu’à leur sommet, où elles sont asséchées par la subsidence des masses d’air sec en bassins froids (Fig. 4.7c et Fig. 4.7f). Dans le cas RCE, cette subsidence disparaît en dessous de 800 hPa (Fig. 4.7c), tandis que pour le cas AMMA, elle disparaît à un niveau plus élevé, autour de 600 hPa (Fig. 4.7f).

Nous passons maintenant aux comparaisons des profils de δT , δq et δw simulés par LMDZ CTRL à ceux calculés dans les LES. Les profils δT simulés avec LMDZ CTRL sont qualitativement cohérents avec LES, avec un sommet des poches (où δT s’annule) à peu près à la bonne altitude. Les poches froides simulées avec LMDZ sont cependant plus chaudes que les LES pour le cas RCE (Fig. 4.7a), et légèrement plus froides en surface que la LES pour le cas AMMA (Fig. 4.7d). En cohérence avec les LES, les poches froides sont également plus humides en surface et plus sèches près de leur sommet (Fig. 4.7b et Fig. 4.7e). Cependant, les variations de δq sont beaucoup plus importantes dans LMDZ que dans les LES. En particulier, les poches froides sont beaucoup trop sèches à leur sommet dans LMDZ. Dans les deux cas, les poches sont associées à une subsidence. La hauteur à laquelle commence la subsidence des masses d’air dans les poches froides, fixée à 600 hPa dans LMDZ CTRL, est trop élevée par rapport à LES pour le cas RCE Fig. 4.7e).

4.5.2 Les variables WAP_E , ALE_{wk} , C_* et ALP_{wk}

Dans cette section, nous comparons les variables WAP_E , 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 pour RCE et sur les instants disponibles entre 17h et 18h pour AMMA.

Le tableau 4.2 montre que, pour le cas RCE, la variable WAP_E simulée par LMDZ

CTRL est nettement inférieure à celles des LES SAM et MésóNH, 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 MésóNH (tableau 4.2). En effet, les ALE_{wk} sur le cas RCE sont au moins deux fois plus faibles dans LMDZ CTRL que dans les LES. Pour le cas AMMA, la $WAPE$ simulée par le modèle est globalement en accord avec les valeurs calculées dans les LES (tableau 4.2), ce qui permet au modèle d'obtenir des ALE_{wk} comparables à celles des LES pour ce cas (tableau 4.2). La valeur de C_* simulée par LMDZ CTRL est également au moins trois fois plus petite que dans les LES pour tous les cas (tableau 4.2). Cela conduit à une valeur de ALP_{wk} dix fois plus petite que dans les LES.

TABLE 4.2 – 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

4.6 Les améliorations du modèle des poches froides

Ici, nous commençons par corriger les écarts observés entre la LES et le modèle concernant la valeur du coefficient k et l'altitude h_m , afin d'évaluer leur impact sur la variation de la température et de l'humidité, avant d'explorer d'autres pistes.

4.6.1 Coefficient k

Nous présentons ici l'impact de l'augmentation du coefficient k de 0.33 à 0.66 (simulation LMDZ V1) sur les profils de δT , δq , δw ainsi que sur les variables C_* , $WAPE$, ALP_{wk} et ALE_{wk} .

Dans le cas RCE, cette modification améliore nettement le profil de δw sous h_{wk}

(Fig. 4.8c). Cette amélioration est directement liée à une augmentation de C_* (Tableau 4.4), car le profil de δw sous h_{wk} dépend de l'étalement des poches froides. L'augmentation de C_* pourrait être associée à une subsidence plus forte de la masse d'air dans la poche froide, ce qui contribuerait à un léger assèchement près de la surface (Fig. 4.8b). Des effets similaires, bien que moins marqués, sont observés pour les profils de δw et δq dans le cas AMMA (Fig. 4.8e,f). Néanmoins, l'augmentation de k conduit également à une amélioration de C_* pour ce cas (Tableau 4.4). L'amélioration de C_* dans les deux cas, RCE et AMMA, conduit également à une meilleure représentation de ALP_{wk} (augmentation d'un facteur 6 pour RCE et d'un facteur 10 pour AMMA), même si cette variable reste sous-estimée (Tableau 4.4). Cependant, malgré cette modification de k , les poches froides restent trop sèches à leur sommet et plus humides en surface, dans les deux cas (Fig. 4.8b,e). Dans le cas RCE, ils restent également moins froides dans LMDZ V1 que dans les LES (Fig. 4.8a). Pour le cas AMMA, on observe un léger aplatissement du profil de δT , qui reste néanmoins globalement cohérent avec la LES (Fig. 4.8d). L'impact sur les profils δT dans les cas AMMA et RCE est à l'origine de la diminution des valeurs de $WAPE$ et ALE_{wk} pour ces deux cas (Tableau 4.4).

4.6.2 L'altitude h_m

Dans les sections précédentes, nous avons constaté que l'altitude (h_m) à laquelle la subsidence des masses d'air sec dans la 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. Par contre, comme évoqué plus haut, cette altitude h_m était fixée arbitrairement à 600 hPa dans le modèle GL10. Dans la version V2, outre le changement de la valeur de k de 0.33 à 0.66, nous calculons h_m comme αh_{wk} avec $\alpha = 3$ (α est considéré comme un nouveau paramètre libre dans la section suivante). Un léger ajustement de h_{wk} a également été réalisé grâce au nouveau schéma numérique proposé pour son calcul, dont les détails sont discutés en annexe. Cet ajustement n'a toutefois pas d'impact sur les profils verticaux de δq et δT .

Les comparaisons entre les simulations LMDZ V2 et les LES montrent une meilleure représentation des profils δq au sommet des poches froides dans les cas RCE et AMMA (Fig. 4.8b et Fig. 4.8e). Ces résultats montrent que le biais sec au sommet des poches dans la version originale était dû à l'advection d'air sec provenant d'une altitude trop élevée. Le fait que le modèle soit capable de reproduire de manière cohérente le profil d'humidité au sommet des poches lors de l'ajustement de h_m valide la physique implémentée dans ce schéma des poches froides. Cela révèle qu'une limitation de ce schéma réside dans le choix de la valeur d'un paramètre (la hauteur

au-dessus de 600 hPa) plutôt que dans la formulation elle-même. Cette modification réduit également légèrement l’humidité à la surface des poches dans le cas RCE. Nous observons cependant que les poches restent toujours plus humides en surface dans la LMDZ V2 que dans la LES. Concernant les profils δT , Fig. 4.8a et Fig. 4.8d indiquent que cette modification a un impact très limité dans les cas AMMA et RCE. Le tableau 4.4 montre aussi que la modification de h_m affecte faiblement les variables WAP_E , C_* , ALE_{wk} et ALP_{wk} pour ces deux cas.

4.6.3 Activation des thermiques dans tout le domaine

Pour comprendre l’origine du biais humide en surface des poches dans LMDZ, nous testons d’activer les thermiques dans tout le domaine. 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 version V3, nous faisons interagir les thermiques avec les profils de température et d’humidité moyens dans la maille, en partant de la version V2. Pour le cas RCE, les simulations LMDZ V3 montrent une nette diminution de l’humidité en surface des poches, se rapprochant mieux des LES (Fig. 4.8b). Ce résultat est attendu car le transport vertical par les thermiques assèche systématiquement la surface Diallo et al. (2017). Nous observons aussi une légère modification du profil de δq au sommet des poches. Pour le cas AMMA, cette modification n’a presque aucun effet (Fig. 4.8e), probablement à cause de la durée trop courte de la simulation. En test 3D sur 30 jours, les poches s’assèchent aussi nettement sur le continent avec cette modification. Ces résultats suggèrent un rôle clé des thermiques dans la régulation de l’humidité en surface, via le mélange de l’air humide avec l’air sec au-dessus. Pour représenter cet effet dans le modèle, on pourrait intégrer des thermiques peu profonds, non nuageux, assurant simplement ce mélange.

Des tests intermédiaires ont permis d’évaluer l’impact du flux d’évaporation en surface sur l’humidité des poches, en activant le splitting, qui différencie ce flux entre (w) et (x). Dans configuration standard, ce flux est traité uniformément pour les deux régions. Les tests ont montré un effet limité de ce flux sur l’humidité des poches pour RCE. Ce test n’a pas été réalisé pour AMMA, car LMDZ ne le permet pas encore sur le continent. Il serait cependant pertinent de l’explorer.

Les simulations de LMDZ V3 montrent un refroidissement des poches froides par les thermiques pour le cas RCE, bien que les poches demeurent moins froides par rapport aux LES (Fig. 4.8a). Ce refroidissement entraîne une augmentation des va-

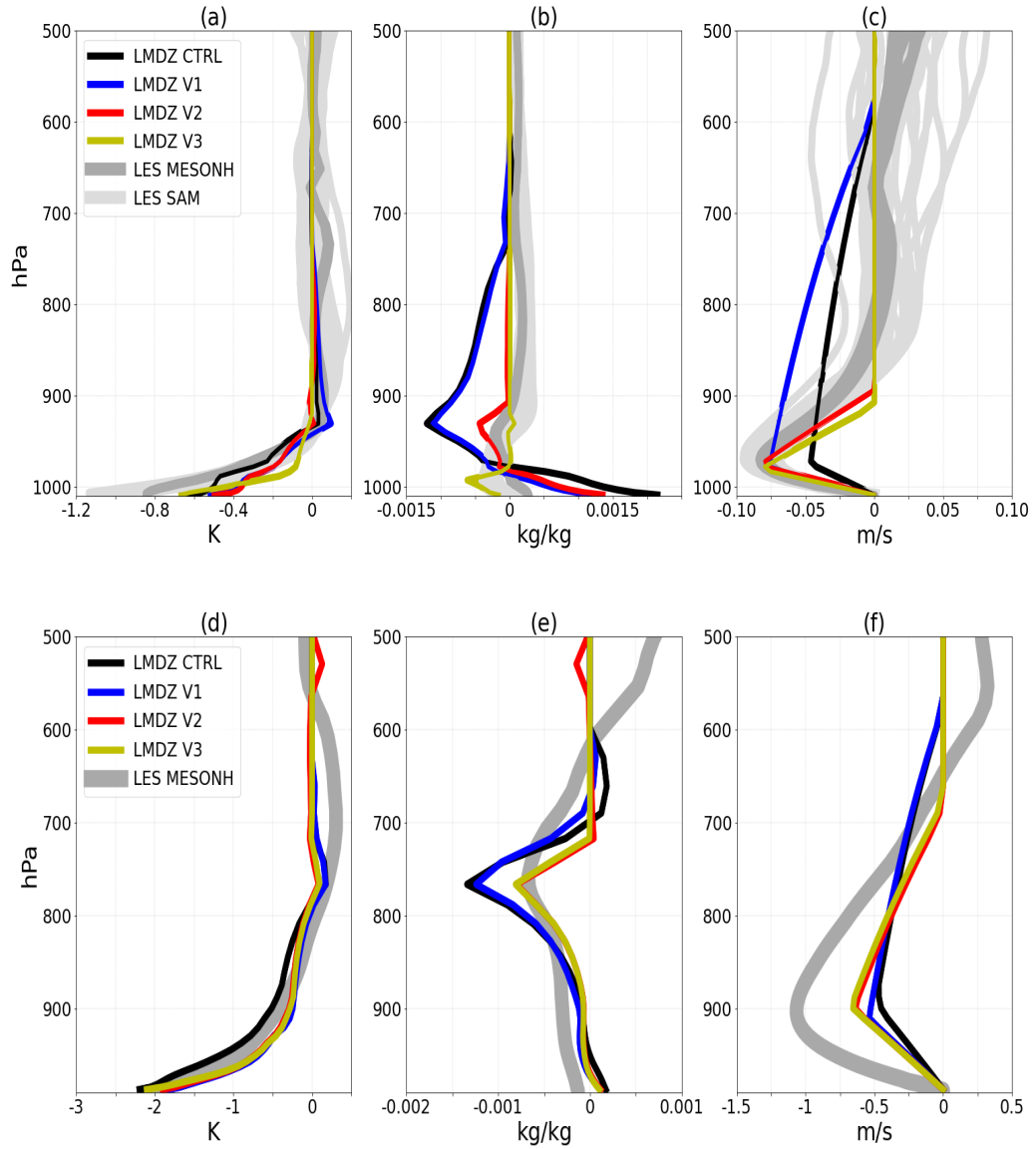


FIGURE 4.8 – Profils verticaux de δT , δq et δw calculés dans les LES et simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l’ajustement du coefficient k à 0.66 (LMDZ V1), LMDZ avec la baisse de l’altitude (h_m) à laquelle la subsidence des masses d’air dans la poche s’annule (LMDZ V2), LMDZ avec l’ajustement de la fraction surfacique des descentes précipitantes, σ_{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).

riables $WAPE$, C_* , ALE_{wk} et ALP_{wk} pour ce cas (Tableau 4.4). Pour le cas AMMA, cette modification a peu d'effet, tant sur le profil de δT que sur les variables associées (Fig. 4.8e, Tableau 4.4). Par contre, les tests 3D ont montré également un refroidissement des poches froides continentales lorsque les thermiques sont activés sur l'ensemble du domaine.

TABLE 4.3 – Description des simulations effectuées avec LMDZ dans la configuration standard et avec diverses modifications

Simulations	Protocoles
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 + activation des thermiques dans tout le domaine

TABLE 4.4 – 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), LMDZ avec l'ajustement du coefficient k à 0.66 (V1), LMDZ avec la baisse d'altitude (h_m) à laquelle la subsidence des masses d'air dans les poches est nulles (V2) et LMDZ avec l'activation des thermiques dans tout le domaine (V3) sur le cas RCE et sur le cas AMMA.

	$WAPE$ (J/Kg)	ALE_{wk} (J/kg)	C_* (m/s)	ALP_{wk} (W/m ²)
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 V1	2.528	2.528	1.484	0.006
LMDZ V2	2.465	2.465	1.465	0.006
LMDZ V3	3.408	3.408	1.723	0.009
AMMA				
LES MESONH	34.250	33.480	4.939	0.982
LMDZ CTRL	30.430	30.430	2.574	0.042
LMDZ V1	22.020	22.020	4.380	0.479
LMDZ V2	20.580	20.580	4.234	0.399
LMDZ V3	20.640	20.640	4.240	0.404

4.7 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 modifications sur des variables telles que les profils de température potentielle (θ) et d'humidité spécifique (qv). Pour cela, les mêmes profils sont recalculés dans le LES pour les cas RCE et AMMA, puis comparés à ceux obtenus dans chaque version modifiée de LMDZ. Les profils de θ et qv dans le LES sont calculés par une moyenne horizontale de ces variables sur le domaine.

Fig. 4.9 et Fig. 4.9c montrent que les modifications introduites dans les versions V1, V2 et V3 ont un faible impact sur les profils θ dans les cas RCE et AMMA. Globalement, toutes les simulations (LMDZ CTRL, V1, V2 et V3) parviennent à bien reproduire les profils θ sur les deux cas, bien qu'un léger biais chaud soit observé autour de 200 hPa dans le cas RCE. Par contre, les versions V2 et V3 entraînent un assèchement de la moyenne troposphère dans le cas RCE (Fig. 4.9b). Pour le cas AMMA, les trois versions modifiées ont peu d'effet sur les profils d'humidité (Fig. 4.9d). Il apparaît cependant que LMDZ ne reproduit pas suffisamment les profils d'humidité dans toutes les simulations. Dans le cas RCE, un biais sec est clairement visible dans la couche limite, ainsi qu'entre 800 et 400 hPa, pour les versions CTRL, V1, V2 et V3. Pour le cas AMMA, un biais humide est observé dans la couche limite et au-dessus de 600 hPa, tandis qu'un biais sec est présent entre 700 et 600 hPa.

Pour corriger ces biais observés dans le modèle, ainsi que dans les poches chaudes simulées dans le cas RCE, un tuning des paramètres est effectué.

4.8 Tuning des paramètres libres

Le modèle des poches froides étant couplé au modèle de convection profonde, le profil δT pourrait être influencé par ce dernier. Ainsi, plus de vingt (20) paramètres libres ont été sélectionnés, incluant ceux liés au modèle des poches froides ainsi qu'aux schémas de convection. Les métriques retenues sont les profils δT , qv et θ , évalués par des moyennes verticales à différents niveaux et des moyennes temporelles (entre 17h et 18h pour le cas AMMA, et entre les jours 41 et 43 pour le cas RCE). Dans ces tests de tuning, seules les modifications affectant les coefficients k et h_m ont été intégrées. Les ajustements liés aux thermiques ne sont pas pris en

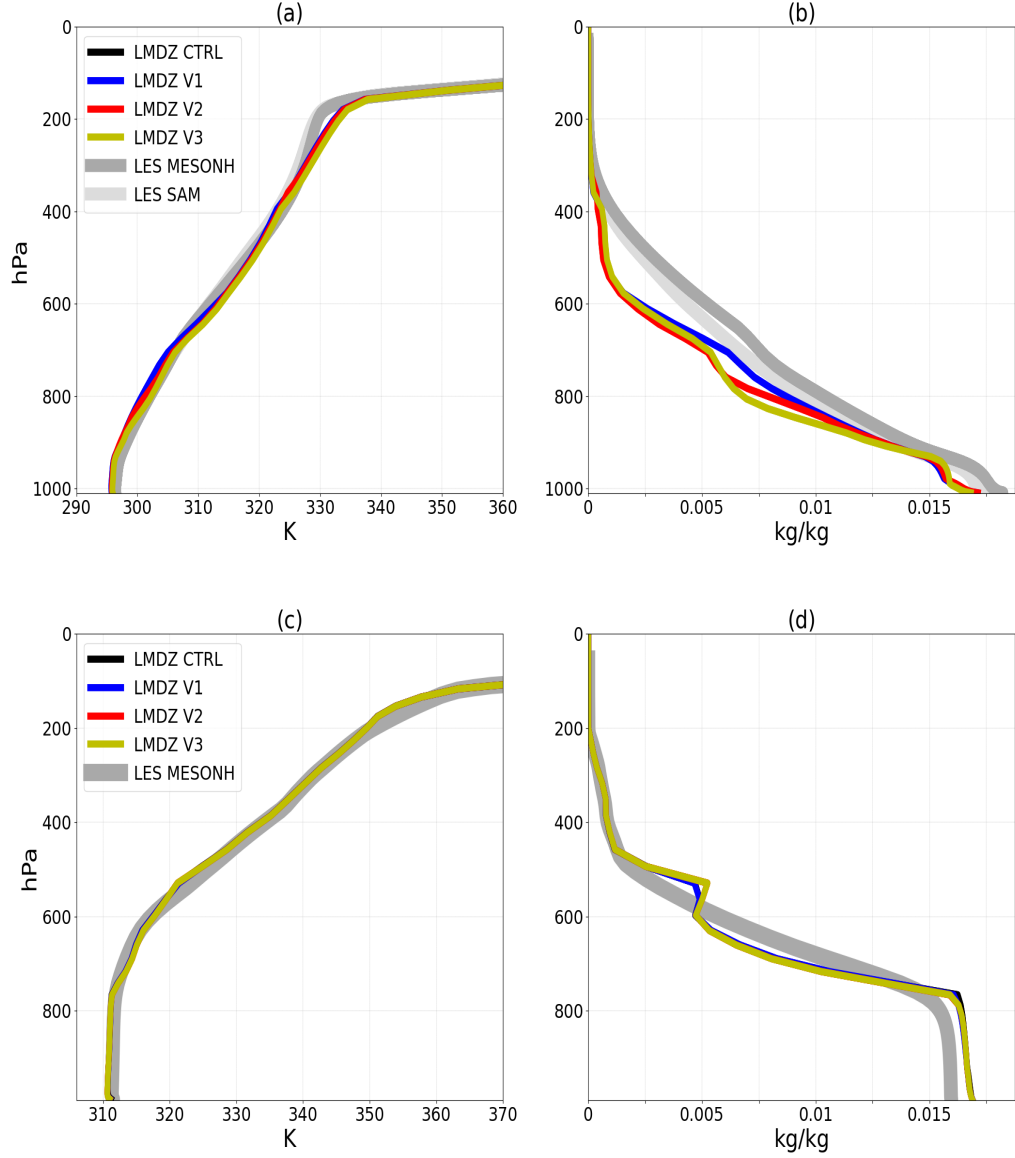


FIGURE 4.9 – Profils verticaux de la température potentielle (θ), de l’humidité spécifique (q_v) et de la fraction nuageuse ($rneb$) calculés dans les LES et simulées dans LMDZ contrôle (LMDZ CTRL), LMDZ avec l’ajustement du coefficient k à 0.66 (LMDZ V1), LMDZ avec la baisse de l’altitude (h_m) à laquelle la subsidence des masses d’air dans la poche s’annule (LMDZ V2), LMDZ avec l’ajustement de la fraction surfacique des descentes précipitantes, σ_{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).

compte ici, car, dans LMDZ v3, notre objectif est uniquement de mettre en évidence leur rôle dans l’assèchement des poches froides. Nous suggérons que des travaux de paramétrisation complémentaires traitent de ce point.

Les résultats obtenus après tuning montrent une nette amélioration de la température des poches dans le cas RCE (Fig. 4.10a). Les profils δq et δw restent également bien représentés pour ce cas (Fig. 4.10b,c). Fig. 4.11b et Fig. 4.11d illustrent également une amélioration significative des profils d’humidité pour les cas RCE et AMMA. Cependant, un biais humide persiste dans la couche limite pour le cas AMMA (Fig. 4.11d), accompagné d’un léger refroidissement dans cette même couche (Fig. 4.11c). Une légère augmentation de la température des poches et un assèchement à leur sommet sont également observés dans AMMA (Fig. 4.10d,c). Cependant, l’obtention d’une meilleure représentation des profils d’humidité dans les deux cas, tout en améliorant la représentation des bassins froids, notamment dans le cas RCE, constitue un résultat satisfaisant. Les valeurs des paramètres optimisés résultant de ce réglage peuvent désormais être utilisées dans la version 3D du modèle LMDZ.

4.9 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons réalisé pour la première fois une évaluation approfondie du modèle des poches froides dans LMDZ, en nous appuyant sur des LES. Nous avons évalué la physique sous-jacente du modèle, ses variables internes ainsi que celles utilisées dans le couplage avec le schéma de convection profonde. Les analyses basées sur les LES confirment la pertinence des hypothèses à la base de cette paramétrisation. Nous montrons également que la version initiale du modèle représente bien, au premier ordre, les caractéristiques des poches froides, bien que certains biais aient été identifiés. Ces biais ont été corrigés grâce à des modifications substantielles apportées sur le schéma des poches froides et à un réajustement de certains paramètres libres. Les défauts persistants peuvent être corrigés en introduisant un mélange thermique au sein des poches froides et en prenant en compte l’évolution de leur densité de manière plus physique.

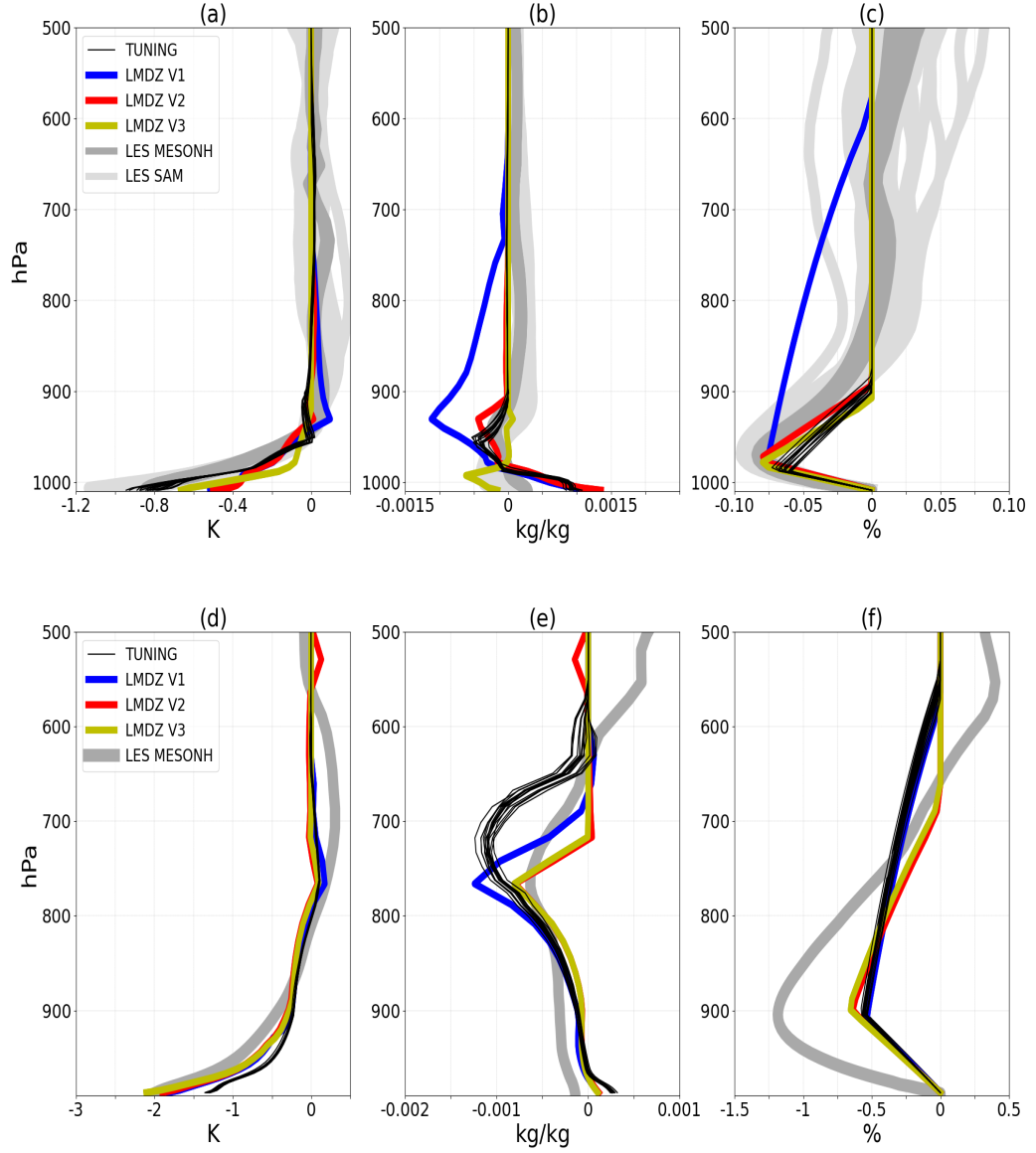


FIGURE 4.10 – Profils verticaux de δT , δq et δw calculés dans les LES et simulés dans LMDZ TUNING, LMDZ avec l’ajustement du coefficient k à 0.66 (V1), LMDZ avec la baisse d’altitude (h_m) à laquelle la subsidence des masses d’air dans les poches froides est nulle (V2) et LMDZ avec l’activation des thermiques dans tout le domaine (V3) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).

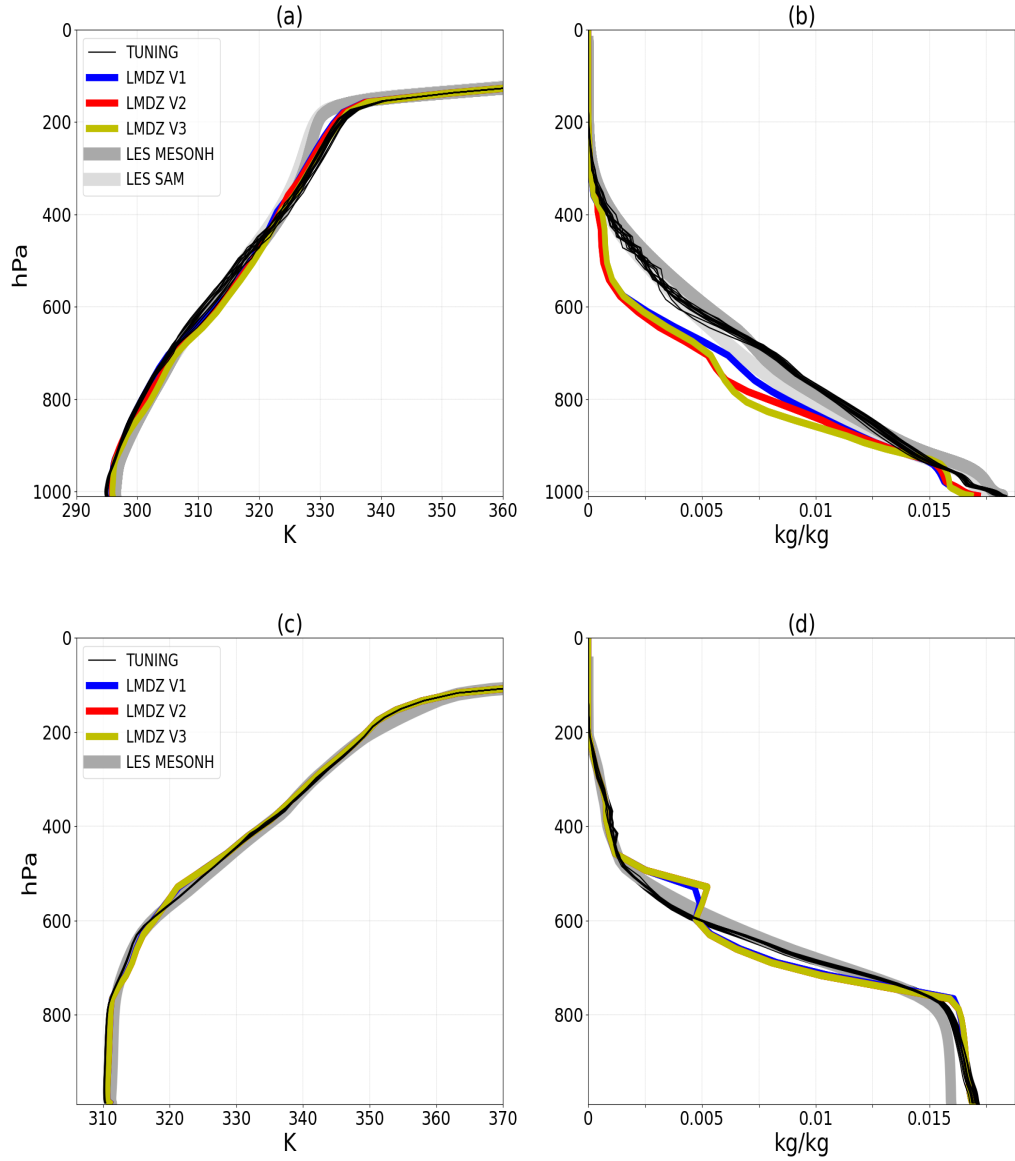


FIGURE 4.11 – Profils verticaux de température potentielle (θ) et d’humidité spécifique (q_v) calculés dans les LES et simulés dans LMDZ TUNING, avec l’ajustement du coefficient k à 0.66 (V1), LMDZ avec la baisse d’altitude (h_m) à laquelle la subsidence des masses d’air dans les poches froides est nulle (V2) et LMDZ avec l’activation des thermiques dans tout le domaine (V3) sur le cas RCE (a, b, c) et sur le cas AMMA (d, e, f).

Chapitre 5

Paramétrisation des rafales de vents générées par les poches froides

5.1 Introduction

Le contenu physique du modèle LMDZ connaît une amélioration continue, notamment grâce au développement de nouvelles paramétrisations. L'intégration des processus sous-nuageux via les paramétrisations des thermiques ([Rio and Hourdin, 2008](#)), qui modélisent la convection peu profonde, et des poches froides ([Grandpeix and Lafore, 2010](#)), représentant les courants de densité issus des descentes d'air non saturé générées par la convection profonde ont permis une amélioration de la représentation de la convection dans le modèle. Ces travaux ont servi de base au développement d'une "Nouvelle Physique" qui ne cesse d'être améliorée depuis. On s'attache ici à la prise en compte des rafales de vent induites par les poches froides et de celles générées par les thermiques. Dans la configuration LMDZ6A, la représentation du vent de surface dans une maille pour le soulèvement des poussières reste très simplifiée. Elle repose sur une distribution de Weibull, dont la vitesse maximale est arbitrairement fixée à deux fois la vitesse moyenne du vent à grande échelle. Ce chapitre propose un modèle de distribution du vent de surface au sein des poches froides, conçu pour intégrer les effets des rafales associées. Ce modèle est ensuite combiné à un modèle complémentaire décrivant la distribution du vent en dehors des poches, prenant en compte les rafales issues des thermiques (Sima et al., en préparation), afin d'obtenir une représentation complète du vent de surface au niveau de la maille. L'ensemble est d'abord testé et validé dans la version colonne unique de LMDZ, avant d'évaluer son impact sur le soulèvement de poussières. L'outil HTEXPLO est également utilisé ici pour calibrer les paramètres libres du modèle.

5.2 Modèle de distribution du vent à l'intérieur des poches

Le développement des paramétrisations physiques est un travail exigeant, qui nécessite une compréhension des phénomènes physiques à représenter. Aujourd'hui, cette compréhension peut s'appuyer sur une analyse approfondie des observations ou de simulations explicites dites LES. Ce travail inclut ensuite la conceptualisation de ces phénomènes, leur traduction en équations mathématiques continues puis discrétisées, ainsi que le réglage des paramètres libres découlant de cette paramétrisation avant son intégration dans le modèle climatique global. Ici, nous développons une paramétrisation des rafales de vent liées à l'étalement des poches froides, en s'inspirant des LES. Au lieu de présenter directement la version finale du modèle, comme cela se fait souvent, nous exposons chaque étape du processus de conception de la

nouvelle paramétrisation. Cela permet non seulement d’expliquer notre démarche de modélisation, mais aussi d’illustrer l’énorme travail réalisé dans le développement des modèles. Nous détaillons ici les différentes tentatives de paramétrisation explorées avant d’aboutir à une version finale, présentée dans une autre section. Chaque tentative a représenté une avancée significative, permettant d’affiner notre compréhension et d’évoluer vers un modèle plus physique et plus pertinent.

5.2.1 Un premier modèle statistique

Nous avons commencé par utiliser les LES pour étudier le comportement du vent à l’intérieur des poches froides. Comme décrit dans le chapitre ??, les LES sont largement utilisées pour orienter le développement des paramétrisations des poches, car elles représentent bien les processus en jeu. Notre analyse initiale s’est focalisée sur les distributions du vent zonal à 10 m (u_{10m}) et du vent méridional à 10 m (v_{10m}) à l’intérieur des poches froides, pour chaque instant de la LES océanique SAM. Ces analyses montrent que la distribution de v_{10m} présente l’allure d’une distribution normale centrée sur zéro, tandis que la distribution de u_{10m} présente une forme de asymétrie du côté des valeurs négatives. Il s’agit d’une asymétrie du vent dans la direction du vent à grande échelle imposée dans la LES ($u = -5$ m/s et $v = 0$ m/s). Cette asymétrie dans la distribution de u_{10m} suggère la présence de deux sous-distributions aux moyennes, variances et poids distincts. Ainsi, nous avons envisagé un premier modèle de distribution du vent au sein des poches, en supposant que la distribution de u_{10m} est la somme de deux lois gaussiennes, tandis que celle de v_{10m} suit une loi normale centrée sur 0 et de variance σ_v^2 . Dans ce modèle, les deux distributions gaussiennes (G_1 et G_2) qui forment le vent zonal sont caractérisées respectivement par les moyennes $\bar{u}_1$ et $\bar{u}_2$ et des variances σ_{u1}^2 et σ_{u2}^2 . Nous faisons l’hypothèse que la distribution gaussienne dont les vitesses de vent zonales ont les valeurs absolues les plus élevées, notée ici $G_1(\bar{u}_1, \sigma_{u1})$, correspond au front de rafale. Nous lui associons un poids α correspondant à la fraction de la poche couverte par les fronts de rafales ($\alpha < 1$). La fonction de densité de probabilité (PDF pour Probability Density Function en anglais) de la somme de ces deux distributions gaussiennes ($G_1(\bar{u}_1, \sigma_{u1})$ et $G_2(\bar{u}_2, \sigma_{u2})$) est alors donnée par la relation suivante.

$$P(u_{10m}) = \alpha G_1(\bar{u}_1, \sigma_1) + (1 - \alpha) G_2(\bar{u}_2, \sigma_2) \quad (5.2.1)$$

La densité de probabilité de la distribution de v_{10m} est, quant à elle, donnée par la

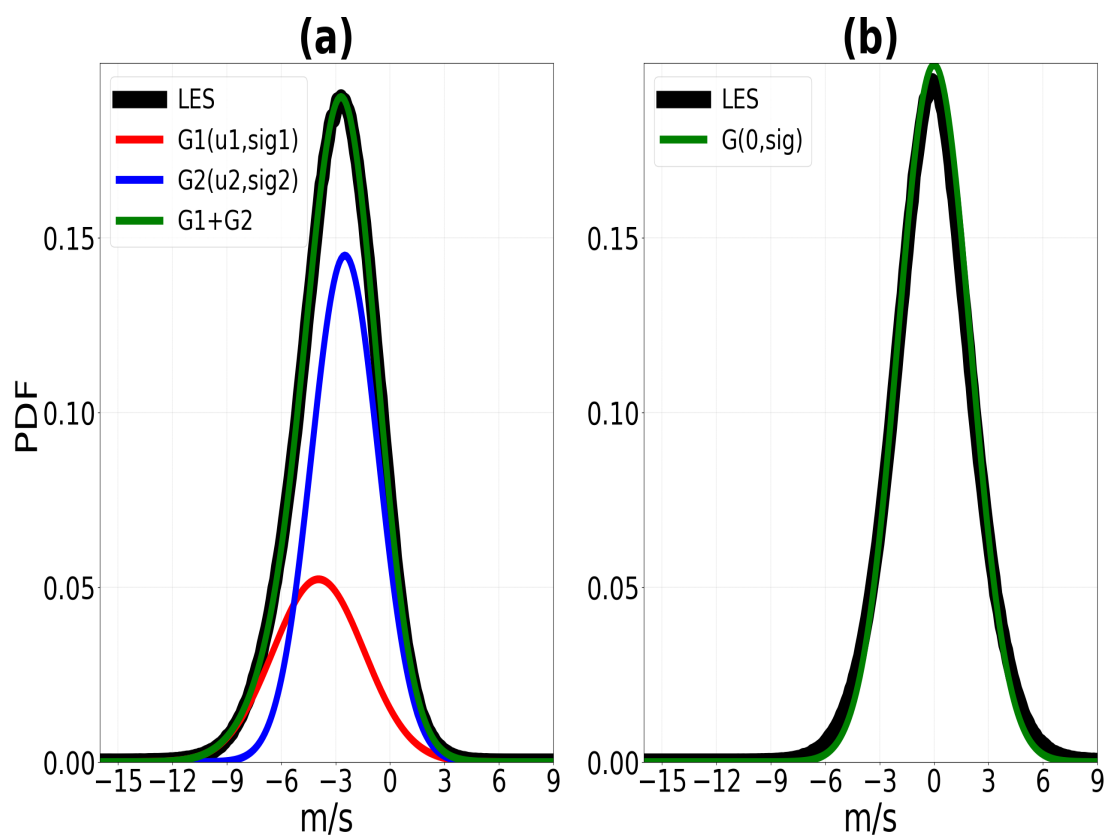


FIGURE 5.1 – Distribution des composantes zonale (u_{10m} , à gauche) et méridionale (v_{10m} , à droite) du vent à 10 m, calculées dans la LES et fournies par le modèle (en vert) de distribution du vent à 10 m dans les poches.

relation suivante :

$$P(v_{10m}) = G(0, \sigma_v) \quad (5.2.2)$$

Nous arrivons ainsi à un modèle comportant six paramètres : $\bar{u}_1$, $\bar{u}_2$, σ_{u1} , σ_{u2} , α et σ_v .

Une façon de contraindre ces paramètres est de s'appuyer sur différents moments de la distribution. Ici, on privilégie la moyenne ($\bar{u}_{wk}$), la variance ($\sigma_{u,wk}^2$) et le coefficient d'asymétrie ($m_{3,wk}$) de la distribution globale de u dans les poches, ainsi que la variance ($\sigma_{v,wk}^2$) de la distribution de v (de moyenne nulle et symétrique).

Si on note (u_i, v_i) une réalisation aléatoire de u et v , on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{u}_{wk} = \sum_{i=1}^n u_i P(u_i) \\ \sigma_{u,wk}^2 = \sum_{i=1}^n (u_i - u)^2 P(u_i) \\ \sigma_{v,wk}^2 = \sum_{i=1}^n (v_i - v)^2 P(v_i) \\ m_{3,wk} = \sum_{i=1}^n (u_i - u)^3 P(u_i) \end{array} \right. \quad (5.2.3)$$

En partant du système d'équations 5.2.3, et après quelques étapes de calcul, nous obtenons les expressions de $\bar{u}_1$, $\bar{u}_2$, σ_{u1} , σ_{u2} et α à travers les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{u}_1 = \bar{u}_{wk} - \alpha \delta \\ \bar{u}_2 = \bar{u}_{wk} + (1 - \alpha) \delta \\ \sigma_{u1}^2 = \sigma_{u,wk}^2 + \frac{m_{3,wk}}{3\alpha\delta} + \frac{(\alpha-1)(\alpha+1)\delta^2}{3} \\ \sigma_{u2}^2 = \sigma_{u,wk}^2 - \frac{m_{3,wk}}{3(1-\alpha)\delta} + \frac{\alpha(\alpha-2)\delta^2}{3} \end{array} \right. \quad (5.2.4)$$

$$\text{où } \delta^2 = \sqrt{\frac{\sigma_u^2 - \sigma_v^2}{\alpha(1-\alpha)}}$$

Puisque $\bar{u}_{wk}$, $\sigma_{u,wk}^2$, $\sigma_{v,wk}^2$ et $m_{3,wk}$ peuvent être directement calculés dans les LES, le seul paramètre inconnu est α . Dans le cadre de tests intermédiaires, nous avons

exploré plusieurs valeurs de α comprises entre 0 et 1, afin d’identifier celles permettant d’obtenir les meilleures distributions de u_{10m} et v_{10m} par rapport à celles de la LES. Les résultats montrent que le modèle reproduit bien les distributions des LES lorsque α est fixé à 0.35, aussi bien pour u_{10m} que pour v_{10m} (Fig. 5.1). L’analyse des distributions de u_{10m} montre que la sous-distribution $(G_1(\bar{u}_1, \sigma_1))$, qui donne les vents les plus forts selon la direction u , présente une largeur plus importante et un poids plus faible.

Bien que ces résultats soient satisfaisants, car le modèle reproduit bien les distributions de u_{10m} et v_{10m} calculées dans la LES, nous relevons deux limites majeures liée entre elles. D’une part, ce modèle repose uniquement sur des bases statistiques, sans fondement physique qui guide les modèles climatiques. D’autre part, aucun de ses paramètres n’est fourni directement par le modèle de poches, rendant ainsi leur couplage impossible. Cette contrainte nous a conduits à travailler sur un autre modèle fondé sur des principes physiques et dont certains paramètres seront directement issus du modèle de poches froides.

5.2.2 Deuxième modèle : introduction d’un vent radial

Nous analysons les cartes du module du vent à 10 m à un instant donné dans la LES océanique SAM ainsi que pour le cas continental AMMA. Sur ces cartes, nous superposons les contours des anomalies de température de surface à -0.2 K et -1 K afin d’identifier respectivement les poches dans les cas RCE et AMMA, comme vu dans le chapitre 3. Cette analyse révèle la présence de vents forts à l’avant de la poche, correspondant au front de rafales, et de vents plus faibles à l’arrière, aussi bien pour le cas RCE (Fig. 5.2) que pour le cas AMMA (Fig. 5.3). Dans le cas RCE, le vent dominant est uniforme verticalement, et orienté vers l’Est, dirigeant ainsi le front de rafales dans cette direction. Dans le cas AMMA, le vent dominant est très cisailé et orienté vers le Nord, ce qui oriente sans doute la poche dans cette direction. La variation du vent à l’intérieur des poches peut-être vue comme la superposition de l’étalement avec le vent moyen dans la poche $(\bar{u}_{wk}, \bar{v}_{wk})$. À l’avant de la poche, l’étalement augmente son intensité, tandis qu’en arrière, cet étalement réduit la vitesse du vent. Cependant, les LES montrent que le vent moyen au sein de la poche diffère sensiblement du vent à grande échelle. Ceci est cohérent avec les travaux de Pantillon et al. (2015), qui supposent que la vitesse du vent dirigeant la poche est proportionnelle à celle du vent environnemental, mesurée à l’altitude d’origine du flux descendant qui l’alimente, avec un coefficient de proportionnalité estimé à 0.65.

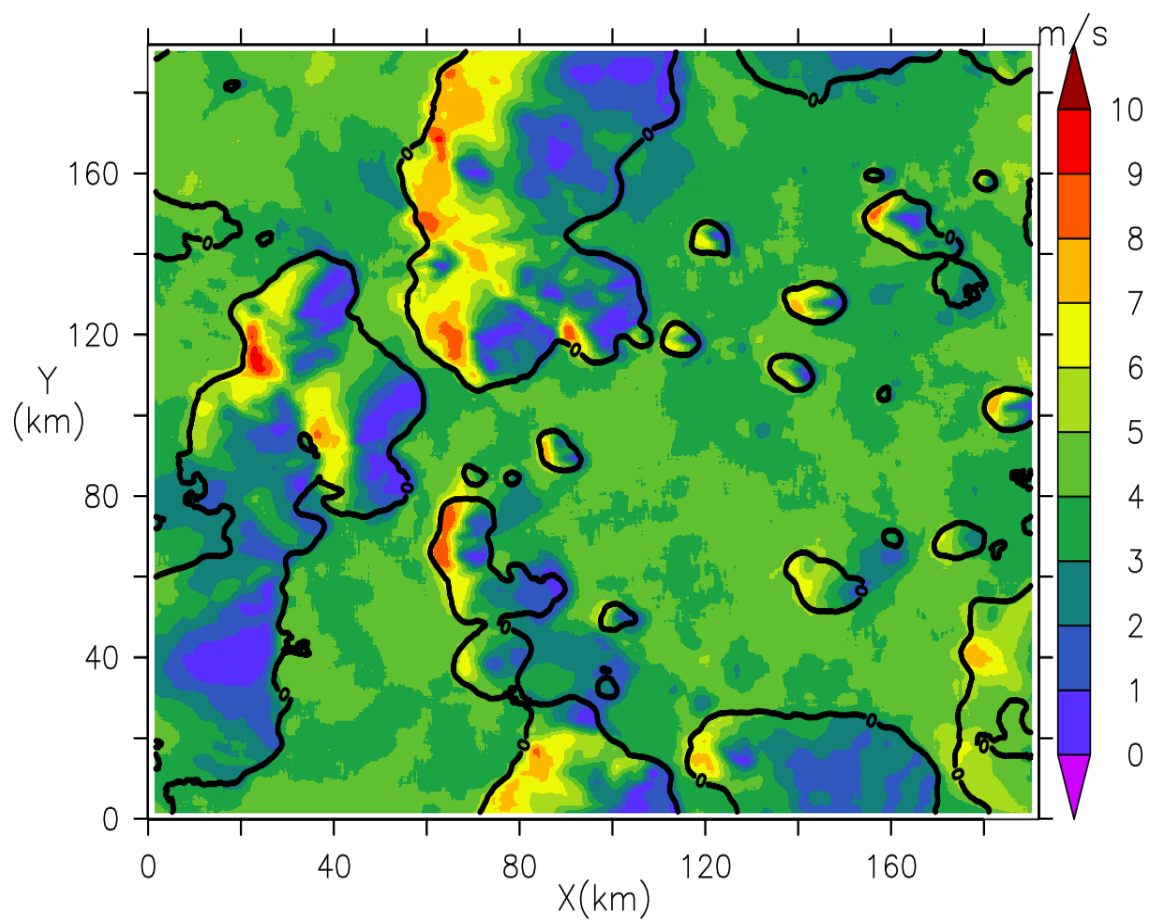


FIGURE 5.2 – Module du vent à 10 m lissé sur une grille de $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ pour un instant de la LES océanique (SAM), avec contours d’anomalie de température à -0.2 K pour l’identification des poches.

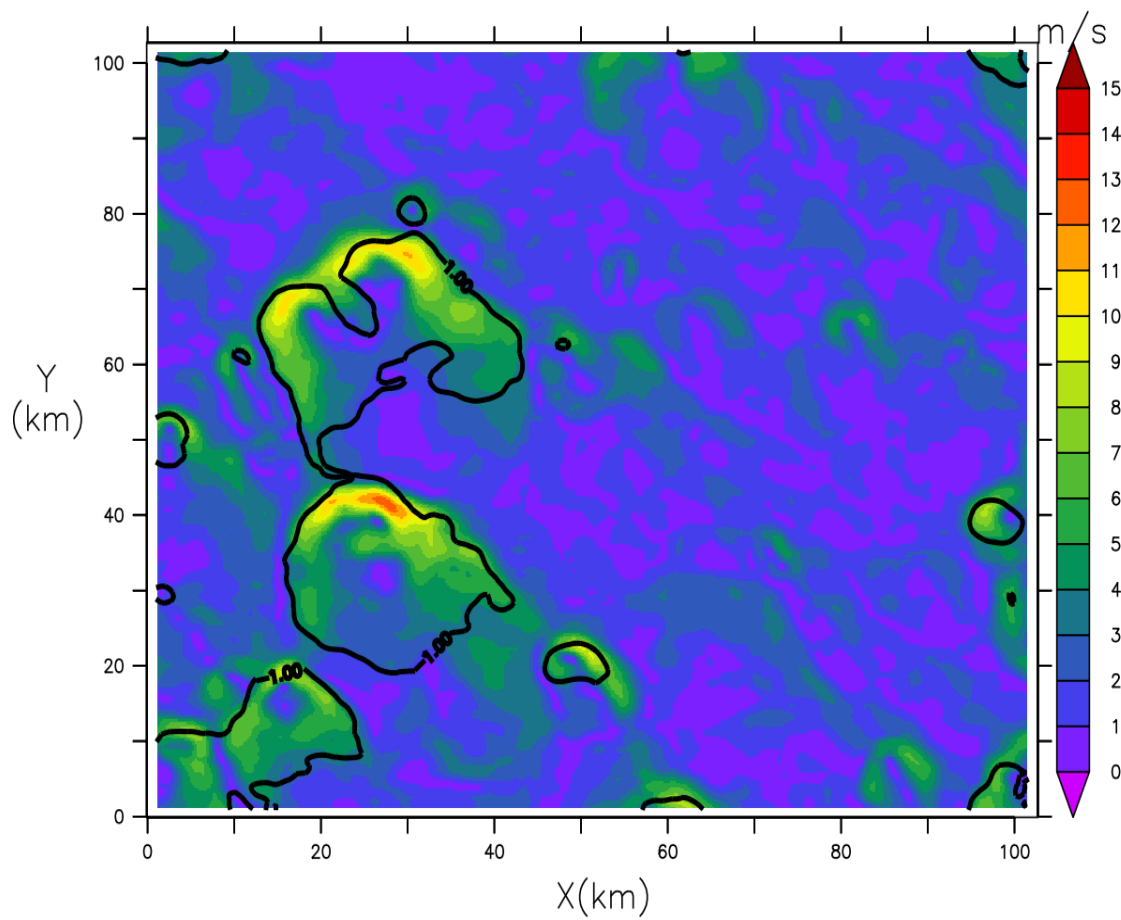


FIGURE 5.3 – Module du vent à 10 m lissé sur une grille de $2.5 \text{ km} \times 2.5 \text{ km}$ pour un instant de la LES continental (MESONH), avec contours d’anomalie de température à -1 K pour l’identification des poches.

Pour construire un modèle mathématique de cette distribution du vent, nous supposons que la poche est circulaire et que le vent responsable de son étalement est radial. Ce vent radial est supposé croître linéairement depuis le centre de la poche jusqu'à atteindre sa vitesse maximale (C_*) aux bords de la poche. Il est également supposé uniformément divergent horizontalement. À ce vent divergent vient s'ajouter une fluctuation de petite échelle, supposé de moyenne nulle et de distribution normale. La variance de la distribution associée à ces fluctuations turbulentes est différente et la figure 5.1 montre qu'elle est plus élevée dans le front de rafale que dans le reste de la poche. On note respectivement les écarts types associés σ_1 et σ_2 . Le vent total dans la poche est donc la somme du vent moyen dans la poche, d'un vent radial et de deux perturbations gaussiennes de variances σ_1^2 et σ_2^2 .

Selon la direction du front de rafales (u ou v), le modèle divise la poche en deux zones distinctes, séparées par une ligne droite représentant les zones de vent fort (1) et de vent faible (2). Pour fixer les idées, on va supposer un vent dominant d'Est, le long de u, comme dans le cas RCE. Dans la direction perpendiculaire, la poche est également scindée en deux parties égales, chaque partie incluant une section des zones (1) et (2), ce qui segmente la poche en quatre sous-parties. La figure 5.4 illustre ce modèle de vent : la poche est subdivisée en deux zones principales (1) et (2) en fonction de la direction u du front de rafales, puis en deux moitiés égales (nord (n) et sud (s)), chacune de ces moitiés étant ensuite divisée en deux sous-parties (n_1 , n_2 , s_1 et s_2) dans la direction perpendiculaire à u. Dans la direction du front de rafales, la distribution du vent est calculée comme la somme de deux distributions gaussiennes, chacune associée à une zone spécifique. La moyenne de chaque distribution gaussienne correspond à la somme du vent moyen ($\bar{u}_{wk}$) dans la poche et du vent radial moyen ($\bar{u}_r$) calculé dans la zone considérée. Les distributions gaussiennes dans les zones 1 et 2 sont respectivement notées $G(\bar{u}_{tot1}; \sigma_1)$ et $G(\bar{u}_{tot2}; \sigma_2)$.

$$\begin{cases} \bar{u}_{tot1} = \bar{u}_{wk} + \bar{u}_{r1} \\ \bar{u}_{tot2} = \bar{u}_{wk} + \bar{u}_{r2} \end{cases} \quad (5.2.5)$$

où $\bar{u}_{r1}$ et $\bar{u}_{r2}$ représentent les vents radiaux moyens calculés respectivement dans les zones 1 et 2 selon la direction du vent zonal (u). Ces vent radiaux moyens, déterminés

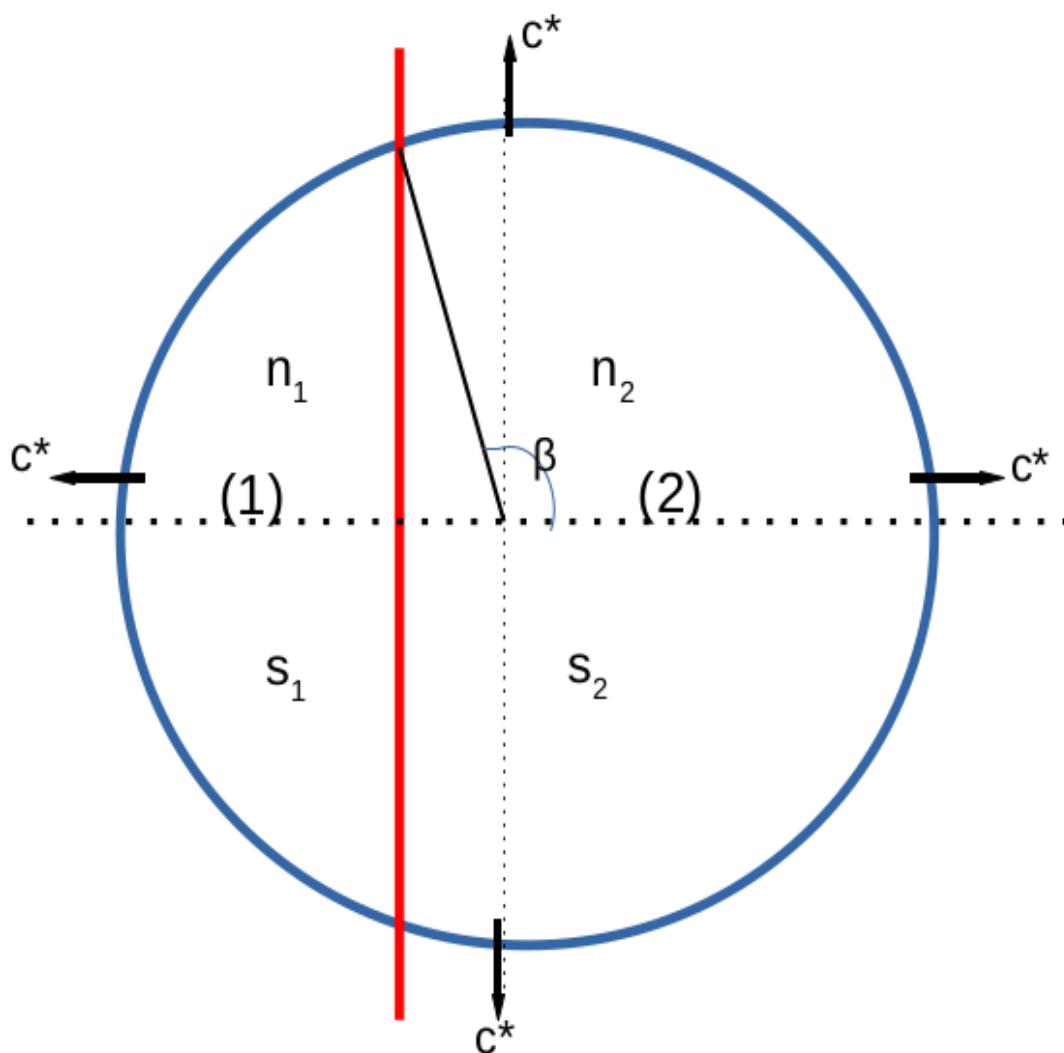


FIGURE 5.4 – Schéma conceptuel du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur des poches, distinguant le front de rafales (zone 1) et l'arrière de la poche (zone 2), séparés par une ligne droite.

à l'aide des expressions suivantes, sont proportionnels à C_* .

$$\begin{cases} \bar{u}_{r1} = -\frac{4 \sin^3(\beta)}{3(2\pi-2\beta+\sin(2\beta))} C_* \\ \bar{u}_{r2} = \frac{4 \sin^3(\beta)}{3(2\beta-\sin(2\beta))} C_* \end{cases} \quad (5.2.6)$$

La PDF ($P(u_{10m})$) de la distribution du vent à 10 m à l'intérieur des poches dans la direction u est donnée par la relation suivante :

$$P(u_{10m}) = \alpha G(\bar{u}_{tot1}; \sigma_1) + (1 - \alpha) G(\bar{u}_{tot2}; \sigma_2) \quad (5.2.7)$$

où α est la fraction surfacique couverte par la zone (1). Sa valeur est donnée en fonction de β par la relation suivante.

$$\alpha = \frac{2\beta - \sin(2\beta)}{2\pi} \quad (5.2.8)$$

Dans la direction perpendiculaire de u , la distribution du vent à 10 m résulte donc de la somme de quatre distributions gaussiennes. La moyenne de chaque distributions est directement donnée par le vent radial moyen calculé dans la sous-partie considérée, puisque le vent moyen dans la poche est supposé nul dans la direction v_{10m} . Les vents radiaux moyens, calculés dans ces quatre sous-parties, sont également proportionnels à C_* et sont définis par les relations suivantes.

$$\begin{cases} \bar{v}_{rn1} = \frac{2(1+\cos(\beta))^2(2-\cos(\beta))}{3(2\pi-2\beta+\sin(2\beta))} C_* \\ \bar{v}_{rs2} = \frac{2(1-\cos(\beta))^2(2+\cos(\beta))}{3(2\beta-\sin(2\beta))} C_* \\ \bar{v}_{rs1} = -\bar{v}_{rn1} \\ \bar{v}_{rs2} = -\bar{v}_{rn2} \end{cases} \quad (5.2.9)$$

La densité de probabilité ($P(v_{10m})$) de la distribution du vent à 10 m à l'intérieur

des poches dans la direction v est donnée par la relation suivante :

$$P(v_{10m}) = 0.5[\alpha G(\bar{v}_{rn1}; \sigma_1) + (1-\alpha)G(\bar{v}_{rn2}; \sigma_2)] + 0.5[\alpha G(\bar{v}_{rs1}; \sigma_1) + (1-\alpha)G(\bar{v}_{rs2}; \sigma_2)] \quad (5.2.10)$$

Le modèle est défini par cinq paramètres : $\bar{u}_{wk}$, C_* , σ_1 , σ_2 et β .

À partir de là, on peut voir qu'on a beaucoup progressé. Les différents paramètres sont reliés à des caractéristiques physique de la poche. Le couplage de ce modèle de distribution du vent avec celui des poches froides est désormais possible et peut s'effectuer à partir de la variable C_* , qui représente la vitesse d'étalement de la poche dans le modèle des poches froides. De plus, on observe que ce modèle repose désormais principalement sur des bases physiques.

Nous ajustons maintenant les paramètres du modèle en fonction des distributions des vents u_{10m} et v_{10m} calculés dans la LES SAM. Plus précisément, nous ajustons les paramètres C_* et β en utilisant le test du χ^2 , défini par la relation suivante.

$$\chi^2 = \frac{\sum (LES - MODELE)^2}{MODELE} \quad (5.2.11)$$

Nous testons ainsi plusieurs valeurs de β et C_* pour déterminer celles qui permettent au modèle de mieux correspondre à la LES. Dans ces tests, le vent moyen à 10 m dans la poche, $\bar{u}_{wk}$, est fixé à la valeur calculée dans la LES. Quant aux paramètres σ_1 et σ_2 , nous avons retenu les valeurs obtenues dans la section 5.2.1.

Les résultats du test de χ^2 permettent d'identifier les valeurs de C_* et β (situées dans la bande bleu foncé) correspondant aux meilleures performances du test, conduisent aux distributions de u_{10m} et v_{10m} les plus proches des LES. En sélectionnant $C_* = 1.2$ m/s et $\beta = 1.8$ rad (équivalent d'une fraction du front de rafale $\alpha = 0.35$) dans cette bande, nous obtenons des distributions de u_{10m} et v_{10m} qui s'accordent bien avec celles des LES (Fig. 5.6). Ces résultats sont en accord avec ceux de la section 5.2.1, où les zones de vents forts étaient également associées à une fraction surfacique plus faible, estimée à 35%.

Ces résultats montrent que le modèle fonctionne bien, mais une limitation majeure subsiste encore : la détermination de la PDF du module du vent. En effet, le mo-

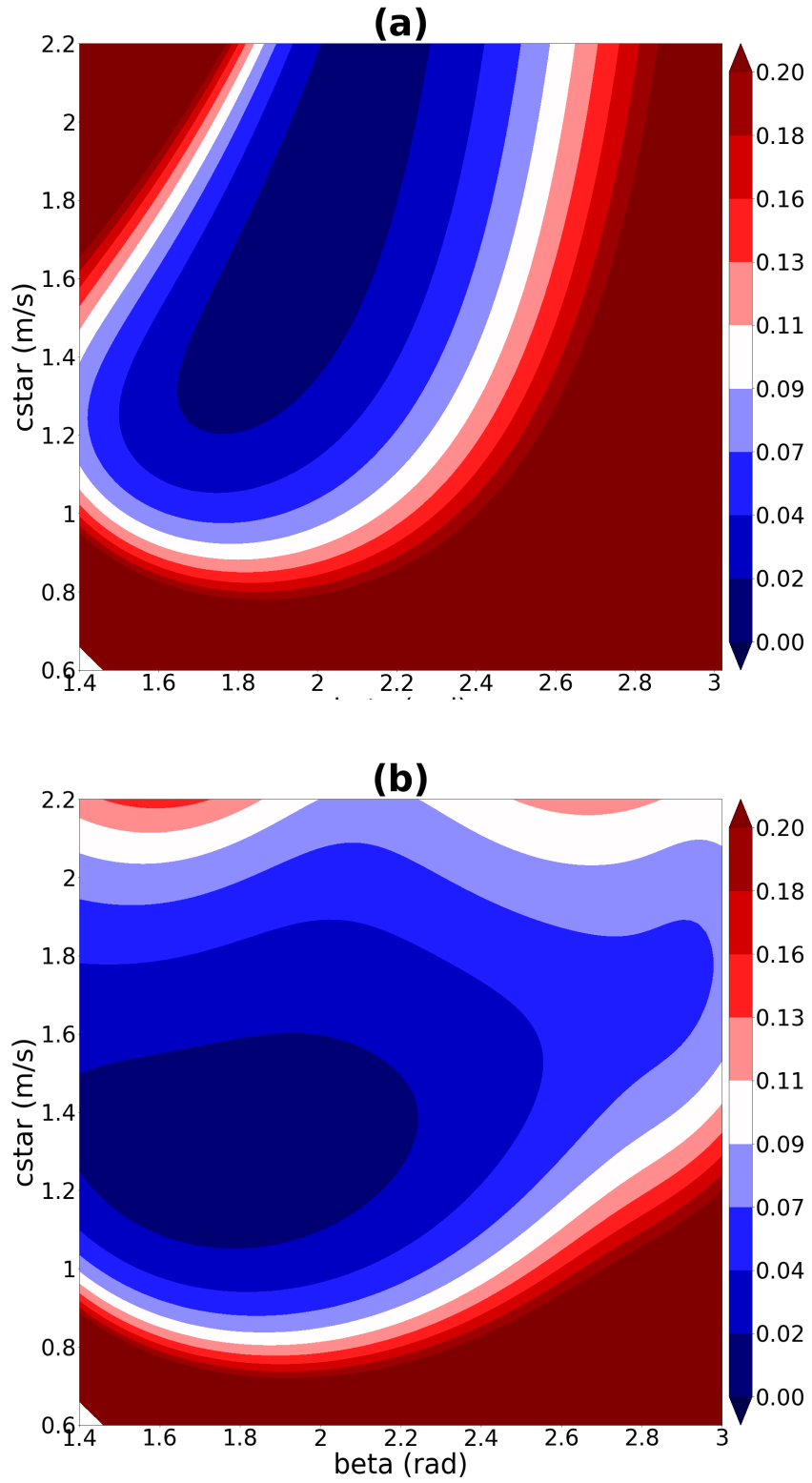


FIGURE 5.5 – Cartes des résultats du test de χ^2 pour déterminer les valeurs optimales de C_* et β , garantissant les meilleures distributions des composantes du vent u_{10m} (a) et v_{10m} (b), en comparaison avec la LES SAM.

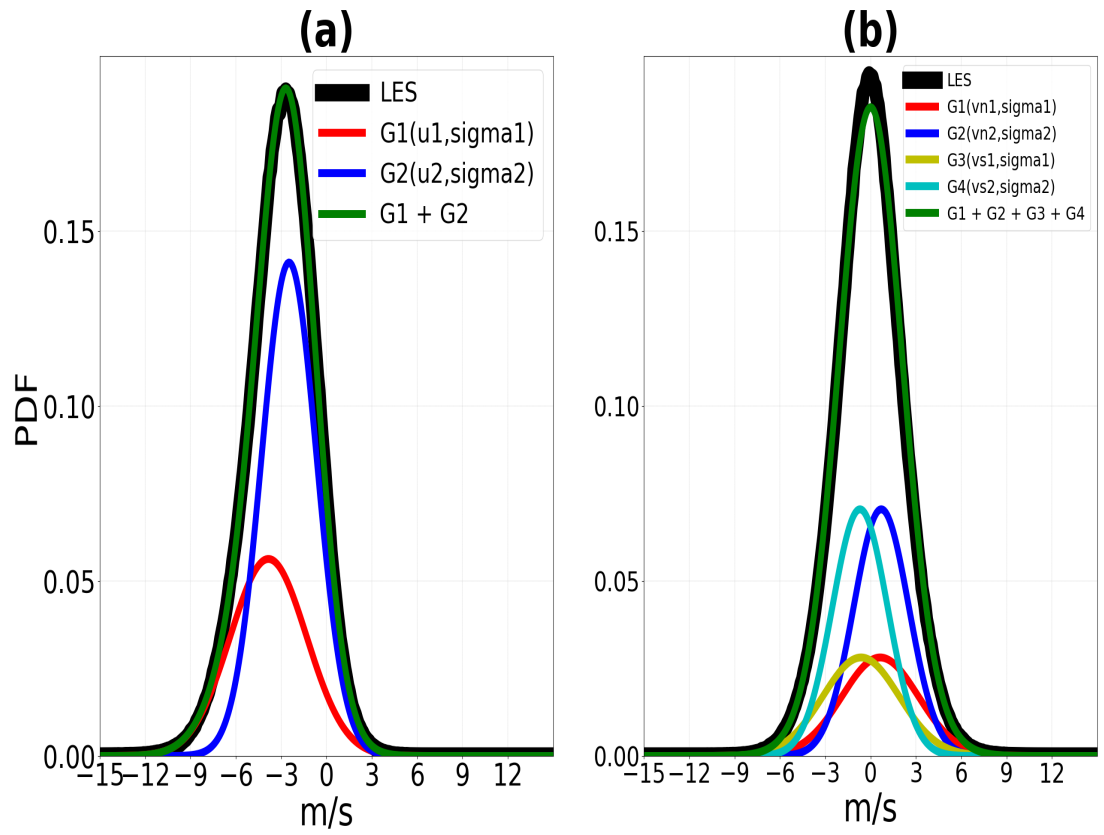


FIGURE 5.6 – Comparaison des distributions des composantes zonale (u_{10m} , à gauche) et méridionales (v_{10m}), à droite) du vent à 10 m calculées dans la LES SAM et celles fournies par le modèle (en vert) de distribution du vent à 10 m dans les poches.

dèle proposé ne fournit que les distributions de u_{10m} et v_{10m} . Nous avons tenté d'en déduire la distribution du module du vent à 10 m, mais cela a conduit à des calculs extrêmement complexes, laissant entrevoir également un coût numérique important. Face à la difficulté d'obtenir une expression analytique de la PDF du module du vent à 10 m, nous avons envisagé d'utiliser les techniques de Monte-Carlo. Avec cette méthode, on peut tirer aléatoirement des valeurs de u_{10m} et v_{10m} , puis calculer leur module pour en déduire sa distribution. Finalement, la simplicité de cette méthode nous a amenés à travailler sur une autre version du modèle, où il n'est plus nécessaire d'avoir les expressions analytiques des distributions du vent u_{10m} et v_{10m} et du module.

5.2.3 Troisième modèle : introduction d'une approche Monte-Carlo

Ce modèle reprend la physique du modèle précédent, où la poche est supposée circulaire et où le vent total est défini par la somme d'un vent moyen ($\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$) dans la poche, d'un vent radial (u_r , v_r), et de deux perturbations gaussiennes de moyennes nulles et de variances respectives σ_1^2 et σ_2^2 selon qu'on est dans la zone du front de rafales (1) ou dans le reste de la poche (2). Cependant, une modification a été apportée à l'identification des zones (1) et (2). Dans cette version, le front de rafales et le reste de la poche ne sont plus séparés par une droite, mais par des iso-modules du vent non perturbé en forme d'arcs de cercle. Cette approche est plutôt plus cohérente avec les LES comme on peut le voir dans les figures 5.2 et 5.3. Elle permet entre autre d'avoir un front de rafale circulaire autour du centre de la poche en cas de vent moyen nul. Avec ce choix, les zones (1) et (2) sont désormais définies en fonction d'un seuil du module du vent (w_s) non perturbé, qui correspond à la somme du vent radial et du vent moyen, sans inclure les fluctuations gaussiennes. La figure 5.7 représente un schéma conceptuel de cette nouvelle version du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur d'une poche froide.

Comme mentionné plus haut, nous utilisons la méthode de Monte-Carlo pour obtenir les distributions de u_{10m} , v_{10m} et du module du vent à 10 m à l'intérieur des poches sans avoir à dériver les formulations. Ce calcul s'effectue en plusieurs étapes, détaillées ci-dessous :

Calcul du vent non perturbé : nous commençons par tirer un point $m(x,y)$ uniformément dans la poche. En ce point, le vent ($u_{m,x}$ et $v_{m,x}$) non perturbé suivant x et y , est entièrement défini comme la somme du vent moyen dans la poche et du

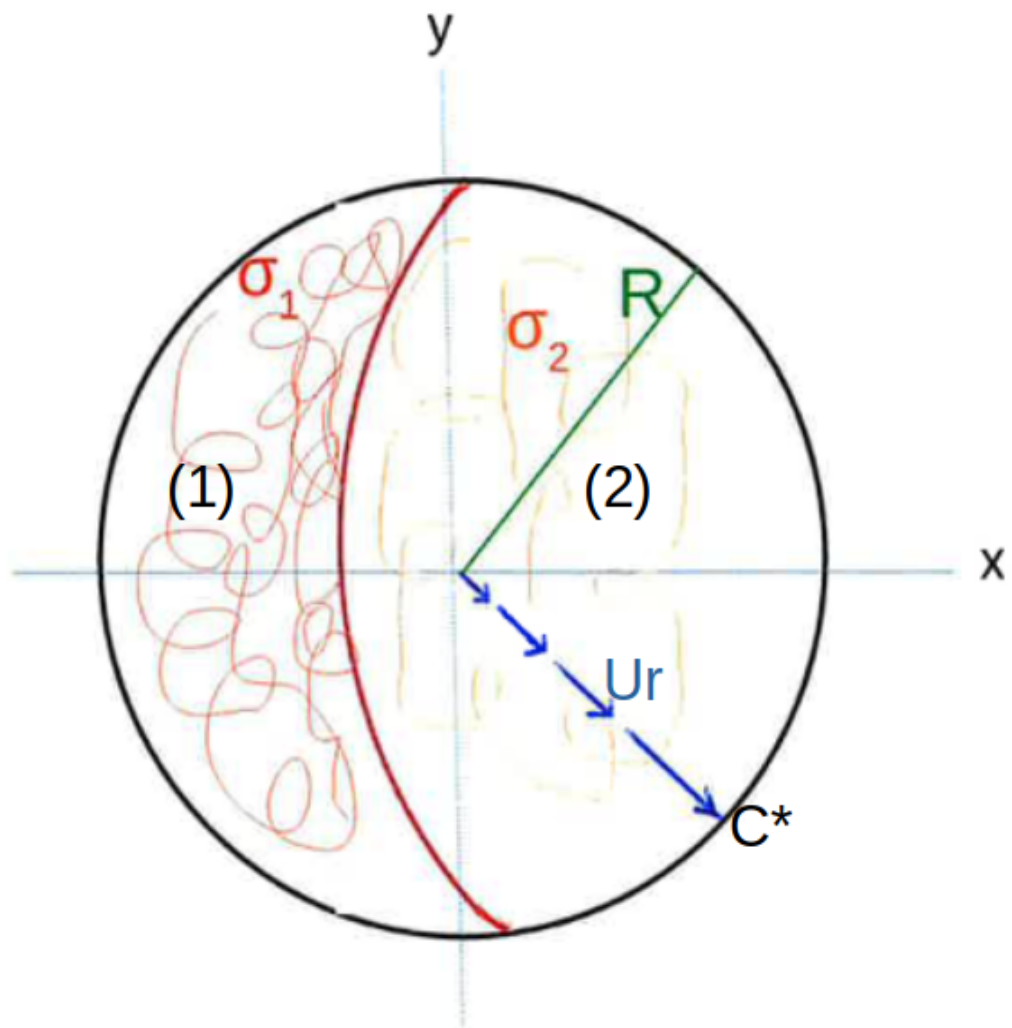


FIGURE 5.7 – Schéma conceptuel du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur d'une poche froide, illustrant le front de rafales (zone 1) et le reste de la poche (zone 2), séparés par des iso-modules de vent en arc de cercle.

vent radial. Son module (w_m) en ce point $m(x,y)$ est ensuite déterminé à l'aide des relations suivantes.

$$\begin{cases} u_{m,x} = \bar{u}_{wk} + x_m \frac{C_*}{R} \\ v_{m,y} = \bar{v}_{wk} + y_m \frac{C_*}{R} \\ w_m = \sqrt{u_{m,x}^2 + v_{m,x}^2} \end{cases} \quad (5.2.12)$$

où $x_m = r \cos(\theta)$ et $y_m = r \sin(\theta)$

avec $r = kR$ où k est compris entre 0 et 1 ; θ varie entre 0 et 2π

Calcul du vent turbulent : nous déterminons ensuite le vent turbulent au point $m(x, y)$ sélectionné. Pour cela, nous commençons par identifier si ce point appartient à la région des fronts de rafales (1) ou au reste de la poche (2). Cette distinction est faite en comparant le module (w_m) du vent non perturbé calculé en $m(x,y)$ avec le seuil w_s . Si $w_m > w_s$, alors le point se situe dans la zone (1) ; dans le cas contraire ($w_m < w_s$), il appartient à la zone (2).

On effectue alors un second tirage pour calculer le vent turbulent gaussien (u_{turbx} , v_{turby}) selon les axes x et y . Ce calcul repose sur la transformation de Box-Muller, qui permet de produire des variables aléatoires suivant une distribution normale centrée réduite (moyenne 0, variance 1) à partir de variables aléatoires uniformes. La méthode utilise deux variables indépendantes (U_1 et U_2), uniformément distribuées entre 0 et 1, pour obtenir deux nouvelles variables indépendantes (Z_x et Z_y) suivant une loi normale centrée réduite, selon les relations suivantes.

$$\begin{cases} Z_x = \sqrt{-2 \ln U_1} \cos(2\pi U_2) \\ Z_y = \sqrt{-2 \ln U_1} \sin(2\pi U_2) \end{cases} \quad (5.2.13)$$

Le vent turbulent (u_{turbx} , v_{turby}) au point $m(x,y)$, selon qu'on est dans les régions (1) ou (2), est défini par :

$$\begin{cases} u_{turbx} = \sigma_R z_x(0, 1) \\ v_{turby} = \sigma_R z_y(0, 1) \end{cases} \quad (5.2.14)$$

où $R = 1$ ou 2

Calcul du vent total : enfin, nous additionnons les composantes du vent ($u_{m,x}$ et $v_{m,y}$) dans la poche avec les composantes du vent turbulent (u_{turbx} et v_{turby}) pour obtenir le vent total au point $m(x,y)$ sur chaque axe, puis nous calculons le module du vent total en ce point.

$$\begin{cases} u_{mt,x} = u_{m,x} + u_{turbx} \\ v_{mt,y} = v_{m,y} + v_{turby} \\ w_{mt} = \sqrt{(u_{mt,x})^2 + (v_{mt,y})^2} \end{cases} \quad (5.2.15)$$

Le modèle ainsi défini dépend de six paramètres libres qui sont : $\bar{u}_{wk}$, $\bar{v}_{wk}$, C_* , w_s , σ_1 et σ_2

Des tests intermédiaires ont montré que le modèle reproduit bien les distributions de u_{10m} , v_{10m} et du module du vent à 10 m par rapport aux LES, lorsque l'on impose σ_1 , σ_2 (calculées dans la section 5.1), ainsi que $\bar{u}_{wk}$, $\bar{v}_{wk}$, C_* (estimés à partir des LES) et une valeur donnée de w_s . Ces résultats représentent une avancée majeure, car le modèle parvient désormais à donner les distributions de u_{10m} , v_{10m} et aussi du module du vent à 10 m dans les poches. À ce stade, il est prêt à être implémenté dans le GCM. Dans ce cadre, le paramètre C_* correspondra à la vitesse d'étalement de la poche, calculée par le modèle des poches froides. w_s , σ_1 , σ_2 , $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$ resteront des paramètres libres, dont les valeurs pourront être fixées arbitrairement.

Etant donné que la variance du vent varie selon que l'on se trouve dans la zone (1) ou (2), nous avons choisi de la paramétrer. Cela a conduit à une nouvelle version du modèle. Cette dernière, présentée dans la section suivante, est finalement celle retenue pour intégrer les rafales de vent associées aux poches dans LMDZ.

5.2.4 Le modèle de distribution de vent dans les poches retenu

Le modèle repose sur la même physique que celui décrit précédemment dans la section 5.2.3. Le vent total dans la poche est défini comme la somme du vent moyen

dans la poche $(\bar{u}_{wk}, \bar{v}_{wk})$, d'un vent radial (u_r, v_r) et un vent turbulent gaussien. Cependant, contrairement au modèle précédent, nous supposons ici que la variance du vent dépend du module (w_m) du vent non perturbé calculé dans la poche au point $m(x,y)$. Cette dépendance est décrite de façon assez classique par :

$$\sigma = k_{twk} w_m \quad (5.2.16)$$

Ce choix s'inspire des travaux de [Panofsky et al. \(1977\)](#), qui ont établi une relation entre σ et la vitesse de friction (u^*) dans des conditions de stabilité neutre, selon la formule suivante :

$$\sigma = 2.69 u^* \quad (5.2.17)$$

En appliquant la loi du profil logarithmique du vent sous conditions de stabilité neutre, u^* peut être exprimé en fonction du module de la vitesse du vent w :

$$u^* = \frac{k}{\ln(\frac{z}{z_0})} w \quad (5.2.18)$$

où $k = 0.4$

La combinaison des équations 5.2.17 et 5.2.18 donne alors une expression de σ en fonction de w sous la forme $\sigma = k_x w$, ce qui correspond à l'équation 5.2.16, où $k_x = k_{twk} = \frac{2.29k}{\ln(\frac{z}{z_0})}$.

Ce coefficient dépend donc de la rugosité de surface, ce qui implique qu'il peut varier selon le type de sol ou de couverture de la zone considérée.

Avec ce calcul, la variance du vent varie en chaque point de la poche, alors que dans le modèle précédent, elle était considérée comme uniforme au sein des zones (1) et (2). Cette approche reste cohérente avec l'image physique selon laquelle la variance du vent devrait être plus élevée dans le front de rafales que dans le reste de la poche, puisque le vent non perturbé augmente avec le rayon de la poche en direction du front de rafales. Nous précisons également qu'avec cette version du modèle, il n'est plus nécessaire de comparer w_m au seuil de vent w_s pour déterminer si l'on se trouve en zone (1) ou en zone (2). Désormais, les vents turbulents sont directement donnés par les relations suivantes, valables aussi bien pour la zone (1) que pour la

zone (2).

$$\begin{cases} u_{turbx} = \sigma z_x(0, 1) \\ v_{turby} = \sigma z_y(0, 1) \end{cases} \quad (5.2.19)$$

Le calcul des distributions de u_{10m} , v_{10m} et du module du vent à 10 m à l'intérieur des poches, pour chaque tirage Monte-Carlo au point m(x, y) dans cette dernière version du modèle, est résumé ci-dessous.

1. calcul du vent non perturbé dans la poche

On tire uniformément un point m(x,y) dans la poche, puis on y calcule le vent comme la somme du vent moyen dans la poche et d'un vent radial.

$$\begin{cases} u_{m,x} = (\bar{u}_{wk} + x_m \frac{C_*}{R}) \\ v_{m,y} = (\bar{v}_{wk} + y_m \frac{C_*}{R}) \\ w_m = \sqrt{u_{m,x}^2 + v_{m,x}^2} \end{cases} \quad (5.2.20)$$

où $x_m = r \cos(\theta)$ et $y_m = r \sin(\theta)$

avec $r = kR$ où k est compris entre 0 et 1 ; θ varie entre 0 et 2π

2. calcul de la variance du vent

$$\sigma = k_{twk} w_m \quad (5.2.21)$$

où k_{twk} est un réel

3. calcul du vent turbulent

On tire une réalisation de u_{turbx} et v_{turby} en suivant une loi normale.

$$\begin{cases} u_{turbx} = \sigma z_x(0, 1) \\ v_{turby} = \sigma z_y(0, 1) \end{cases} \quad (5.2.22)$$

4. calcul du vent total dans la poche

Le vent total au point $m(x,y)$, tiré uniformément, est obtenu en additionnant le vent non perturbé au vent turbulent.

$$\begin{cases} u_{mt,x} = u_{m,x} + u_{turbx} \\ v_{mt,y} = v_{m,y} + v_{turby} \\ w_{mt} = \sqrt{(u_{mt,x})^2 + (v_{mt,y})^2} \end{cases} \quad (5.2.23)$$

Cette dernière version du modèle repose sur quatre paramètres : $\bar{u}_{wk}$, $\bar{v}_{wk}$, C_* et le coefficient k_{twk} .

Dans le cadre de l'implémentation dans le GCM, le paramètre C_* sera directement fournis par le GCM, laissant k_{twk} , $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$ comme paramètres libres. Avant son implémentation dans le GCM, nous utilisons l'outil de calibration automatique (HighTune) pour identifier les valeurs de k_{twk} , $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$ permettant au modèle de produire des distributions de u_{10m} , v_{10m} et du module du vent à 10 m plus proches de celles des LES.

5.3 Le tuning

5.3.1 Le tuning du modèle de distribution du vent dans les poches

Dans cette section, nous utilisons l'outil de calibration automatique "HighTune Explorer" pour ajuster les paramètres du modèle de distribution du vent à 10 m à l'intérieur des poches froides. Cet outil est généralement utilisé pour ajuster les paramètres libres des paramétrisations déjà intégrées dans le GCM, aussi bien en mode 1D (Couvreur et al., 2021) qu'en mode 3D (Hourdin et al., 2021). Cet ajustement repose sur la comparaison décrite plus haut et utilisée au chapitre précédent pour calibrer le modèle de poches.

Ici, nous cherchons à ajuster la valeur des paramètres k_{twk} , $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$ afin d'ob-

tenir des distributions optimales des composantes u_{10m} et v_{10m} ainsi que du module du vent à 10 m du modèle par rapport aux LES sur les cas RCE et AMMA. Cet ajustement est réalisé avant l'implémentation du modèle de vent dans le GCM. Il s'agit d'ajuster les relations utilisées dans la paramétrisation directement sur la LES. Dans la LES, les distributions sont obtenues en moyennant les résultats sur 24 instants pour le cas RCE. Pour le cas AMMA, elles sont calculées à l'instant de 18 h, lorsque les poches sont bien développées et que le front de rafales est plus marqué. Nous tunons indépendamment sur ces deux cas, car $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$ dépendent du cas considéré, et devront être reliés aux variables de la grande échelle. Mais nous espérons que k_{twk} soit relativement universel.

Nous avons choisi des métriques basées sur la fraction de probabilité du vent dépassant un certain seuil de vitesse, en mettant l'accent sur les vents forts. Ce choix vise à contraindre le modèle à bien reproduire la fréquence des vents forts, essentiels pour le soulèvement de poussières. Pour le cas RCE, les seuils fixés sont de 3, 5, 7, 9, 10, 11 et 12 m/s. Dans le cas AMMA, où les vents sont plus forts, nous avons retenu les seuils de 3, 5, 7, 9, 11, 13, 14 et 15 m/s. Nous avons également inclus la moyenne et la variance des distributions des u_{10m} et v_{10m} dans les métriques. La tolérance à l'erreur fixée est de 0.01 pour toutes les métriques. Pour le paramètre k_{twk} , nous avons défini une plage de valeurs comprise entre 0 et 1, aussi bien pour RCE que pour AMMA. Concernant les paramètres $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$: Pour RCE, les plages de valeurs sont prises aux intervalles [-6, 1] m/s pour $\bar{u}_{wk}$ et [-3, 3] m/s pour $\bar{v}_{wk}$. Pour AMMA, nous avons fixé une plage de [-2, 2] m/s pour ces deux paramètres. Enfin, C_* , qui n'est pas pris comme paramètre libre, a été imposé à la valeur estimée dans les LES : 2.2 m/s pour RCE et 5 m/s pour AMMA.

Les figures 5.8 et 5.9 présentent les résultats de l'ajustement des paramètres k_{twk} , $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$, obtenus à partir des neuf métriques définies pour le cas RCE, dont la fraction de probabilité du vent dépassant 7 m/s (s_7), illustrée dans ces figures. On observe une évolution entre la vague 1 (Fig. 5.8), où les valeurs des paramètres choisis sont réparties sur l'ensemble de leur intervalle initial, et la vague 5 (Fig. 5.8), où elles se concentrent sur un espace plus restreint. Pour le coefficient k_{twk} , les valeurs sont contraintes entre 0.3 et 0.7 à la vague 5, suggérant que l'optimum se situe dans cet intervalle. De même, $\bar{u}_{wk}$ est contraint entre -3.5 et -2.5 m/s. Par contre, $\bar{v}_{wk}$ ne figure plus parmi les paramètres retenus à la vague 5, indiquant que sa variation n'a pas d'impact significatif sur les distributions du vent dans le cas RCE. Nous avons pratiquement les mêmes résultats avec les autres métriques.

Les figures 5.10a, b et c montrent que, avec les plages de valeurs des paramètres

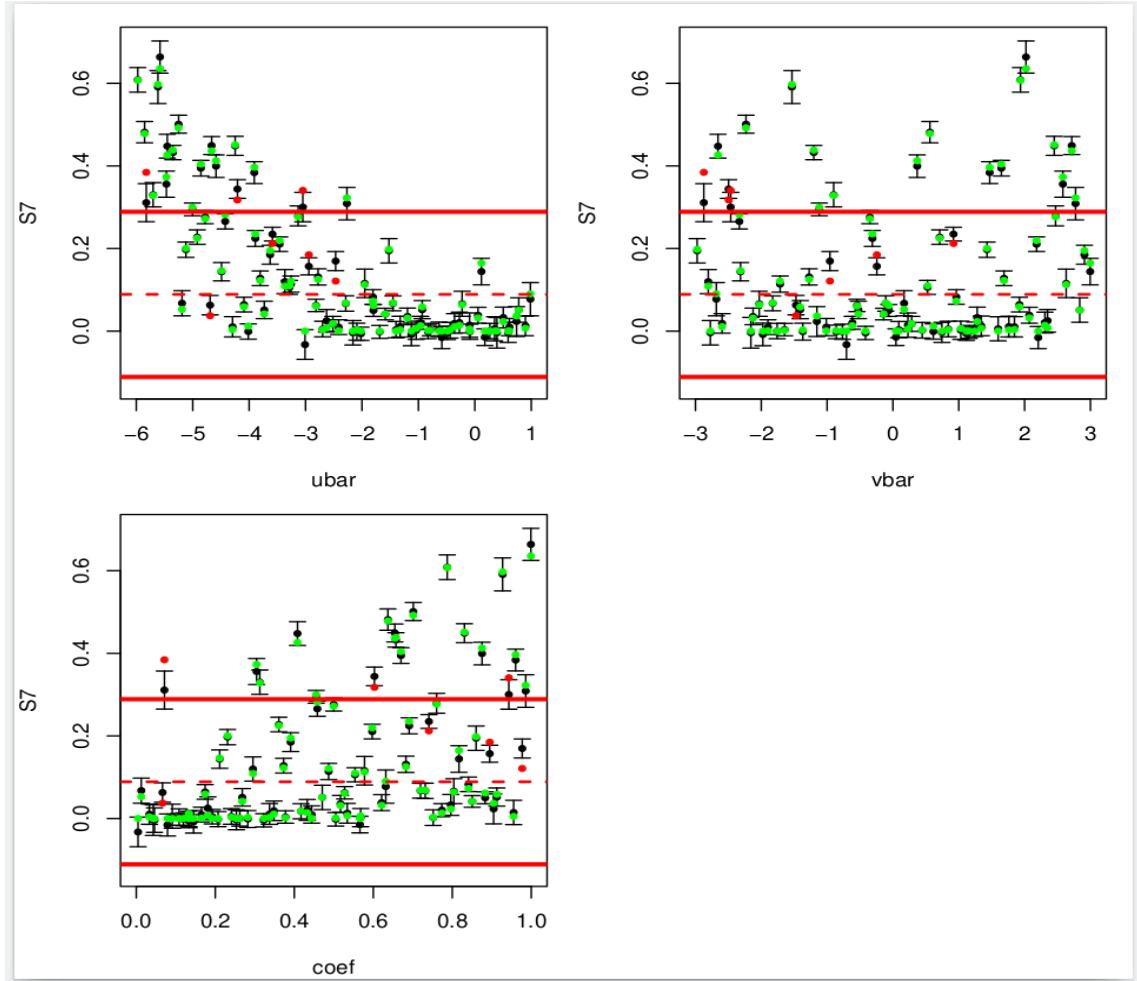


FIGURE 5.8 – Métrique $s7$ (fraction de probabilité du vent > 7 m/s) en fonction des paramètres $\bar{u}_{wk}$ (ubar), $\bar{v}_{wk}$ (vbar) et le coefficient k_{twk} (coef) du modèle de distribution du vent dans les poches pour la vagues 1 du cas RCE. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les points verts représentent les simulations acceptées (combinaison valide des paramètres et de $s7$). Les Points rouges représentent simulations rejetées. La ligne rouge en pointillée indique la valeur cible de $s7$ issue de la LES. Les lignes rouges pleines indiquent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les Barres noires sont l'erreur standard de $s7$ pour chaque valeur des paramètres.

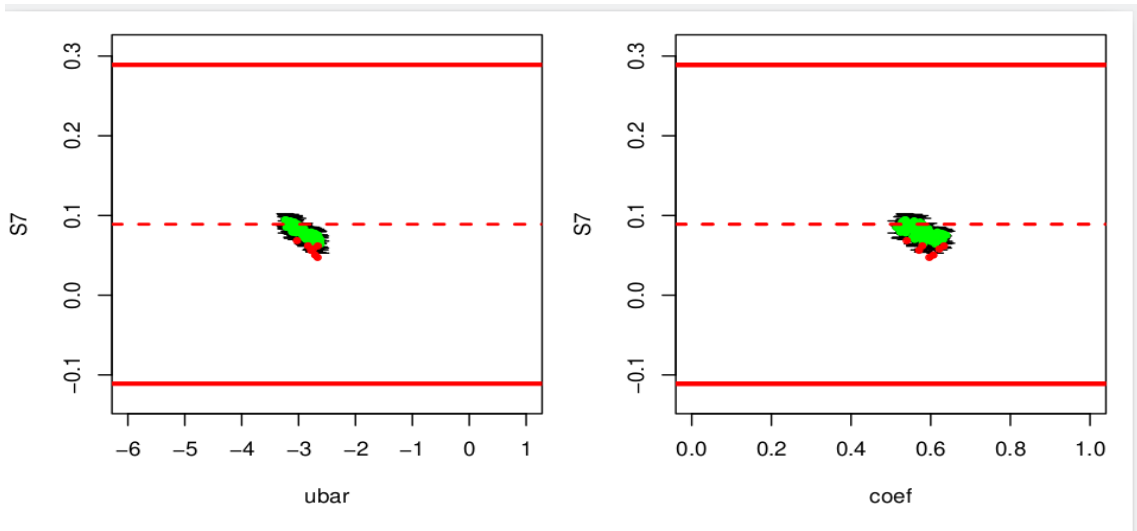


FIGURE 5.9 – Comme Fig 5.8 mais pour la vague 5 du cas RCE

fournies par la vague 5, le modèle reproduit bien les distributions du module du vent à 10 m, de u_{10m} et v_{10m} par rapport aux LES dans le cas RCE, respectivement.

Le tuning sur le cas AMMA, basé sur les onze métriques définies plus haut, dont $s9$, correspondant à la fraction de probabilité du vent dépassant 9 m/s (Fig. 5.11 et Fig. 5.12), atteint la convergence numérique un plus tôt que dans le cas RCE. Dans AMMA, cette convergence est obtenue dès la vague 3. Le passage de la vague 1 à la vague 3 indique que les valeurs optimales de k_{twk} se situent entre 0.8 et 0.9 (Fig. 5.11 et Fig. 5.12). Pour $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$, les valeurs optimales sont estimées respectivement dans les intervalles $[0,1]$ m/s ((Fig. 5.12) et $[-1, 0.5]$ m/s (Fig. 5.12). Les tendances observées pour les autres métriques sont globalement similaires.

On observe que, avec les plages de valeurs fournies par la vague 3 pour les paramètres k_{twk} , $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$, le modèle parvient à bien reproduire la queue de la distribution du module du vent, correspondant aux vents forts (Fig. 5.13a). Par contre, il ne représente pas bien les vents faibles (Fig. 5.13a). Les figures 5.13b et c révèlent également que les distributions de u_{10m} et v_{10m} ne sont pas aussi bien reproduites par le modèle. Ces limitations pourrait s'expliquer par l'absence de statistiques représentatives sur le cas AMMA. A l'instant choisi (18 h) dans la LES, seules trois poches sont présentes, ce qui n'offre pas une base statistique robuste.

La capacité du modèle à bien représenter la queue de la distribution du module du vent demeure un résultat notable, puisque, comme évoqué précédemment, ce sont les vents forts qui jouent un rôle important dans le soulèvement des poussières.

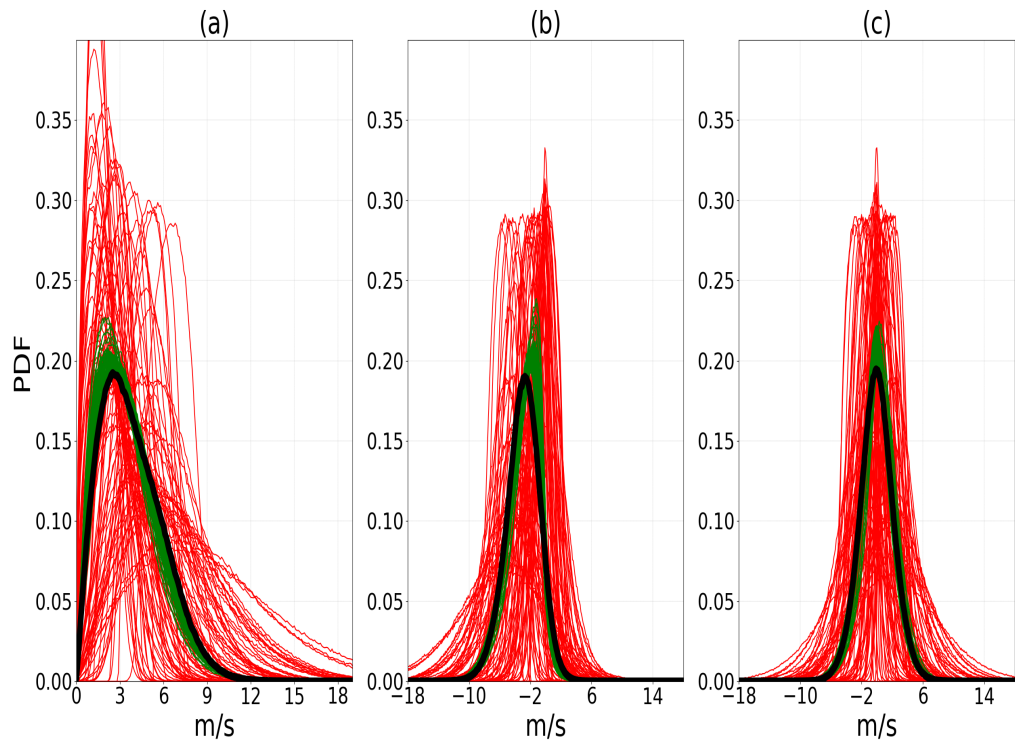


FIGURE 5.10 – Comparaison des distributions du module du vent à 10 m (a) et des composantes u_{10m} (b) et v_{10m} (c) à l'intérieur des poches, obtenues à partir de la LES (noire) et du modèle, avec la première (rouge) et la cinquième (vert) vague du tuning pour le cas RCE. Chaque vague comprend 90 simulations.

(a)

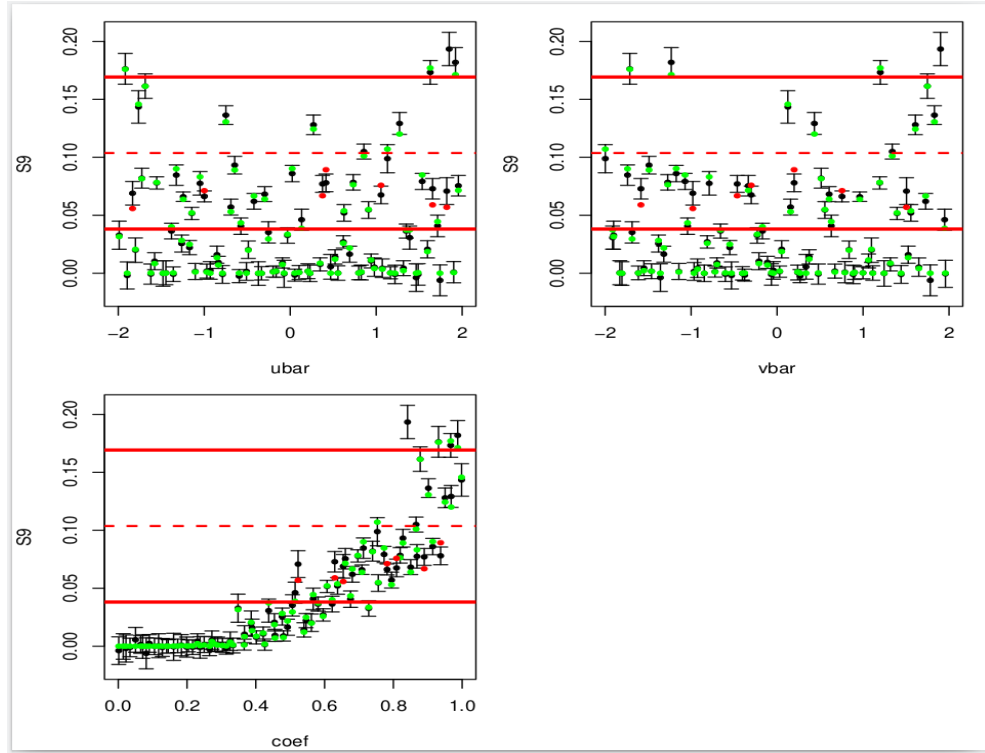


FIGURE 5.11 – Métrique $s9$ (fraction de probabilité du vent > 9 m/s) en fonction des paramètres $\bar{u}_{wk}$ (ubar), $\bar{v}_{wk}$ (vbar) et le coefficient k_{twk} (coef) du modèle de distribution du vent dans les poches pour la vague 1 du cas AMMA. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les points verts représentent les simulations acceptées (combinaison valide des paramètres et de $s9$). Les Points rouges représentent simulations rejetées. La ligne rouge en pointillée indique la valeur cible de $s9$ issue de la LES. Les lignes rouges pleines indiquent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les Barres noires sont l'erreur standard de $s9$ pour chaque valeur des paramètres.

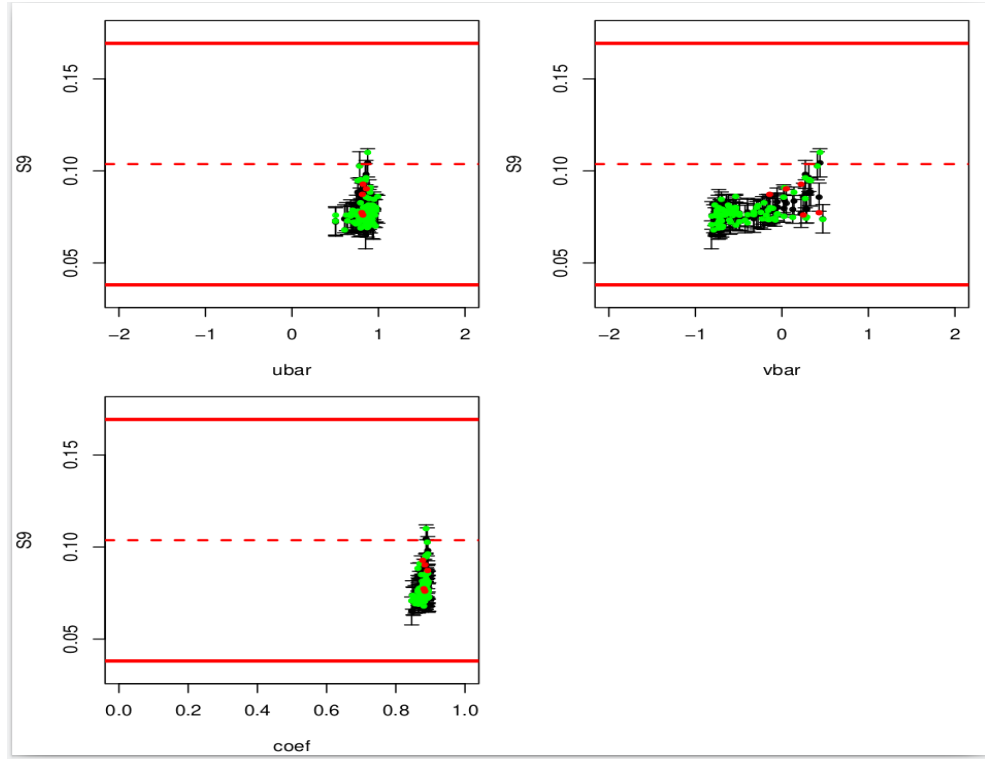


FIGURE 5.12 – Comme Fig 5.11 mais pour la vague 3 du cas AMMA

5.3.2 Le tuning du modèle de distribution du vent combiné

Le modèle de distribution du vent sous-maille présenté ci-dessus ne fournit que les distributions du vent à l'intérieur des poches. Or, dans le GCM, il faut fournir une distribution du vent sur l'ensemble de la maille. Pour y parvenir, nous avons combiné ce modèle avec un second modèle de distribution du vent sous-maille, applicable en dehors des poches froides et destiné à représenter les rafales générées par les thermiques. Comme discuté au chapitre 3, les thermiques sont généralement présentes en dehors des poches froides. Un travail a été réalisé par Adriana Sima, en parallèle de ce travail de thèse, pour représenter les rafales de vent pour les couches limites convectives. Dans ce modèle, le vent est représenté comme la somme du vent moyen dans la maille et d'un vent turbulent gaussien (que nous ne détaillerons pas ici). La variance (σ_{th}^2) du vent turbulent y est reliée à la vitesse de friction (u_*) et à une vitesse de convection (w_*) selon la relation suivante :

$$\sigma_{th}^2 = k_{tth}u_*^2 + k_{zth}w_*^2 \quad (5.3.1)$$

w_* est, quant à elle, reliée avec l'énergie (ALE_{bl}) de soulèvement due aux thermiques selon l'équation suivante.

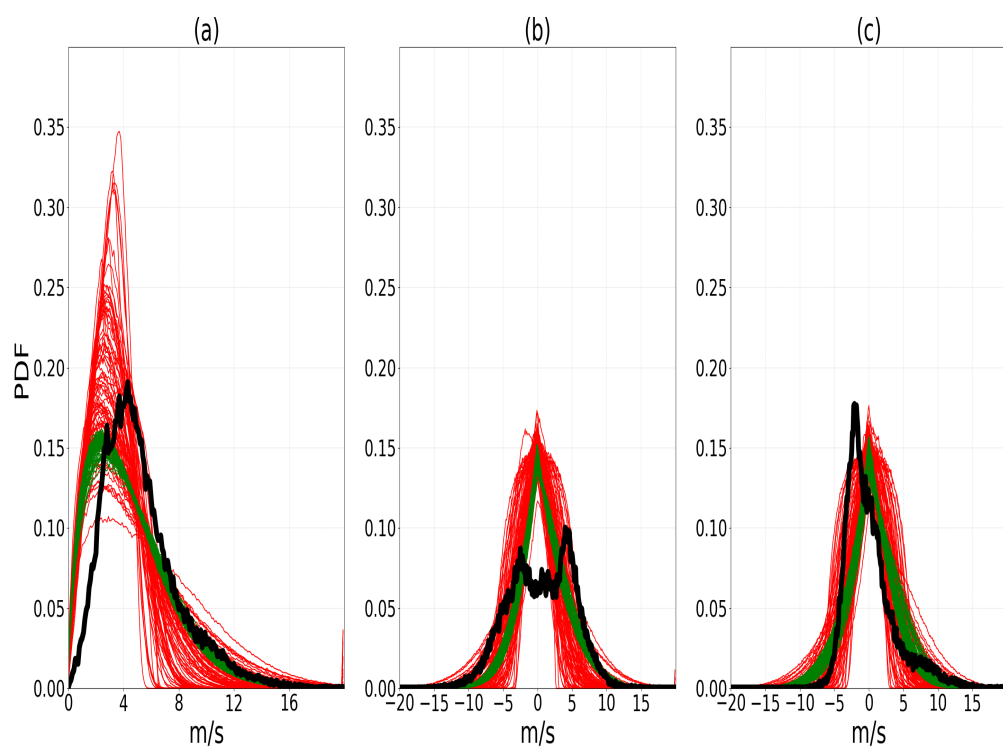


FIGURE 5.13 – Comparaison des distributions du module du vent à 10 m (a) et des composantes u_{10m} (b) et v_{10m} (c) à l'intérieur des poches, obtenues à partir de la LES (noire) et du modèle, avec la première (rouge) et la troisième (vert) vague du tuning pour le cas AMMA. Chaque vague comprend 90 simulations.

$$w_* = \sqrt{2ALE_{bl}} \quad (5.3.2)$$

L'approche Monté Carlo permet à nouveau de combiner les deux modèles sans avoir à dériver analytiquement la PDF. La combinaison des deux modèles de distribution du vent s'effectue de la manière suivante : un nombre aléatoire nt est tiré uniformément entre 0 et 1. Ce nombre est ensuite comparé à la fraction de surface (σ_{wk} , fournie par le modèle de poches froides) couverte par les poches froides. Si $nt \leq \sigma_{wk}$, le modèle de distribution du vent à l'intérieur des poches est appliqué. Dans le cas contraire, c'est le modèle de distribution du vent en dehors des poches froides qui est utilisé.

Le modèle combiné comporte cinq paramètres libres : les coefficients k_{twk} , $\bar{u}_{wk}$, $\bar{v}_{wk}$, k_{tth} et k_{zth} , puisque u_* et ALE_{bl} sont des variables du GCM.

Nous procédons ensuite à un tuning du modèle combiné afin d'ajuster ces paramètres libres et d'optimiser les distributions de u_{10m} , v_{10m} et du module du vent à 10 m dans le domaine données par le modèle par rapport à celles calculées dans les LES. Pour cela, nous utilisons les mêmes métriques que précédemment : la fraction de probabilité du vent dépassant un seuil de vitesse pour le module et la moyenne et la variance des distributions de u_{10m} et v_{10m} . Concernant le choix des paramètres, nous avons pris k_{twk} , σ_{th} et $\bar{u}_{wk}$. Dans le tuning, nous avons défini les plages de valeurs suivantes pour chacun des paramètres : k_{twk} entre 0 et 3 ; $\bar{u}_{wk}$ entre -6 et 1 m/s ; σ_{th} entre 1 et 6. Comme précédemment, l'ajustement des paramètres du modèle combiné est réalisé indépendamment sur les cas RCE et AMMA. La valeur de σ_{wk} issue des LES est comparée ici au nombre aléatoire nt tiré dans $[0,1]$, afin de vérifier si le point $m(x, y)$, obtenu par Monte Carlo, se trouve dans une poche froide ou non. Comme présenté dans le chapitre 3, dans les LES, σ_{wk} vaut 0.22 pour le cas RCE et 0.12 pour le cas AMMA.

Pour le cas RCE, avec la métrique $s7$, l'évolution entre la vague 1 et la vague 5 montre que les valeurs optimales de k_{twk} se situent entre 0.3 et 0.6 (Fig 5.14 et Fig 5.15). Concernant $\bar{u}_{wk}$, les valeurs les plus adaptées sont comprises entre -4.5 et -2 m/s. Enfin, pour σ_{th} , les valeurs optimales se situent aux alentours de 1.3 à 2.

Pour le cas AMMA, l'analyse avec la métrique $s9$ indique que les valeurs optimales du coefficient k_{twk} se situent entre 0.4 et 0.9 (Fig. 5.17 et Fig 5.18). Concernant $\bar{u}_{wk}$,

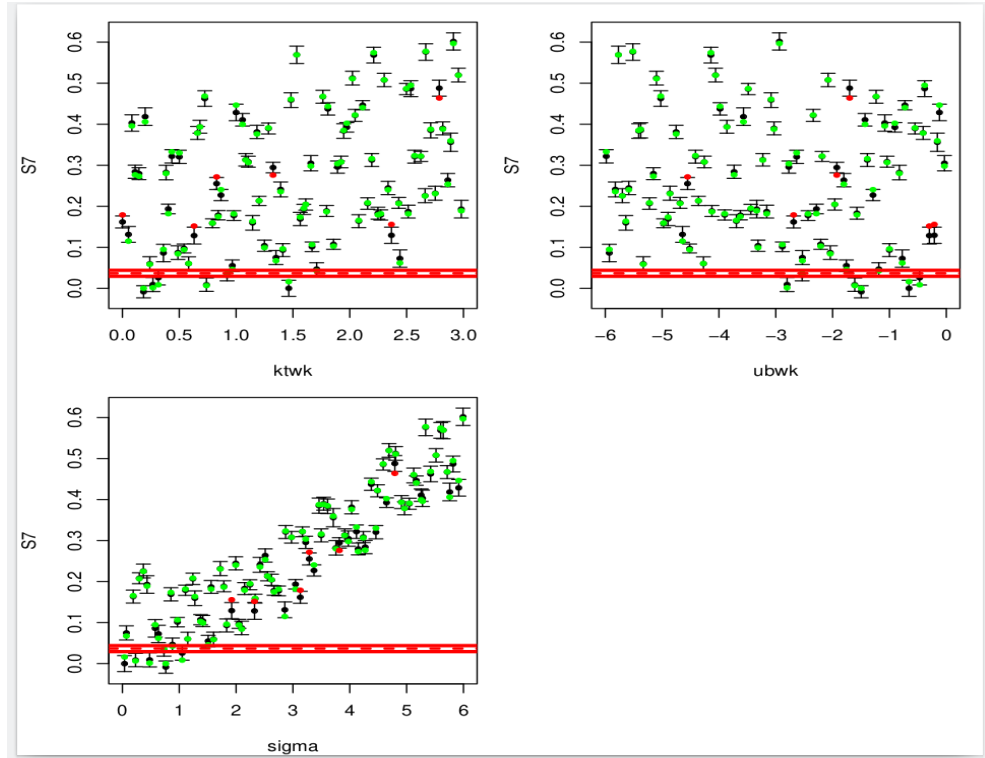


FIGURE 5.14 – Métrique $s7$ (fraction de probabilité du vent > 7 m/s) en fonction des paramètres du coefficient k_{twk} (ktwk), $\bar{u}_{wk}$ (ubwk) et σ_{th} (sigma) du modèle combiné pour la vague 1 du cas RCE. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les points verts représentent les simulations acceptées (combinaison valide des paramètres et de $s7$). Les Points rouges représentent simulations rejetées. La ligne rouge en pointillée indique la valeur cible de $s7$ issue de la LES. Les lignes rouges pleines indiquent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les Barres noires sont l'erreur standard de $s7$ pour chaque valeur des paramètres.

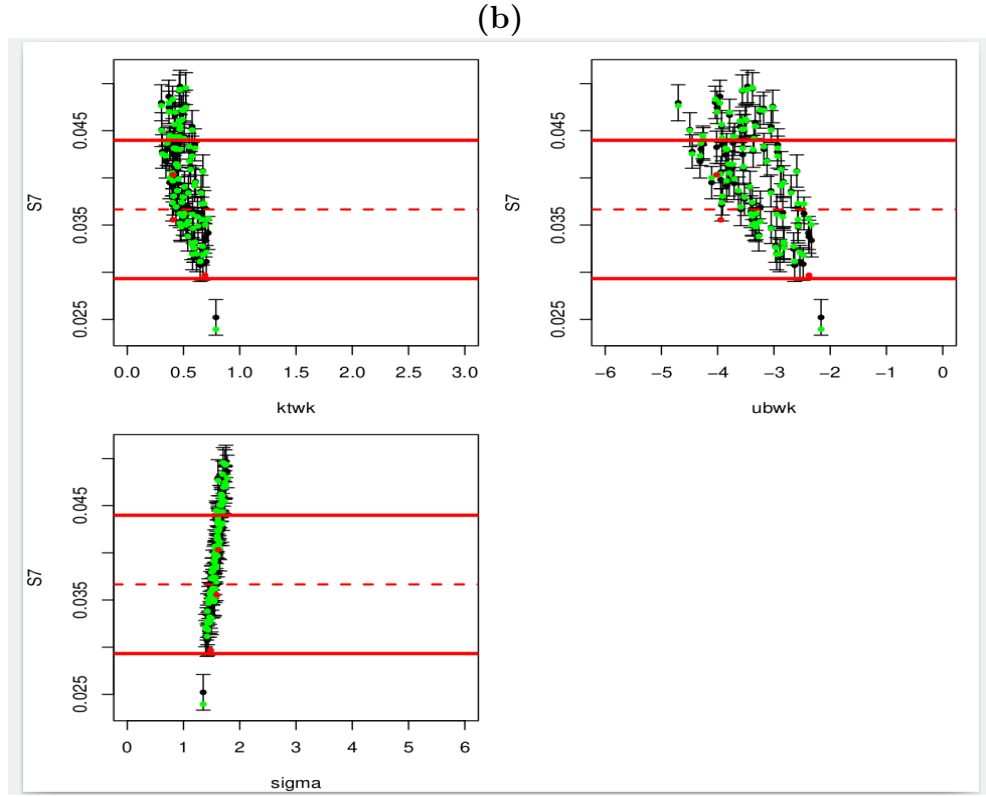


FIGURE 5.15 – Comme Fig 5.14 mais pour la vague 5 du cas RCE

le tuning révèle que les valeurs les plus adaptées se situent entre -3 et 0 m/s, tandis que pour σ_{th} , elles varient entre 1.4 et 2.

Les résultats montrent que le modèle reproduit bien les distributions du vent à 10 m, tant pour le module que pour les composantes u_{10m} et v_{10m} , lorsque les paramètres sont fixés dans la plage de valeurs déterminée par la vague 5 aussi bien pour AMMA (Fig. 5.19) que pour RCE (Fig. 5.16)

5.4 Test et validation dans le SCM

Jusque là, l'évaluation par rapport à la LES du modèle de distribution du vent à 10 m dans les poches, ainsi que de sa version combinée avec la distribution du vent sous maille à l'extérieur des poches, est réalisée en dehors du GCM. Dans cette section, nous avons intégré ce modèle au sein du GCM et réalisé des tests sur la version uni-colonne (SCM ou LMDZ 1D) afin de le valider dans les cas RCE et AMMA, avant d'entamer les simulations de poussières. Comme mentionné dans le chapitre 2, l'utilisation du SCM est particulièrement efficace pour tester et valider

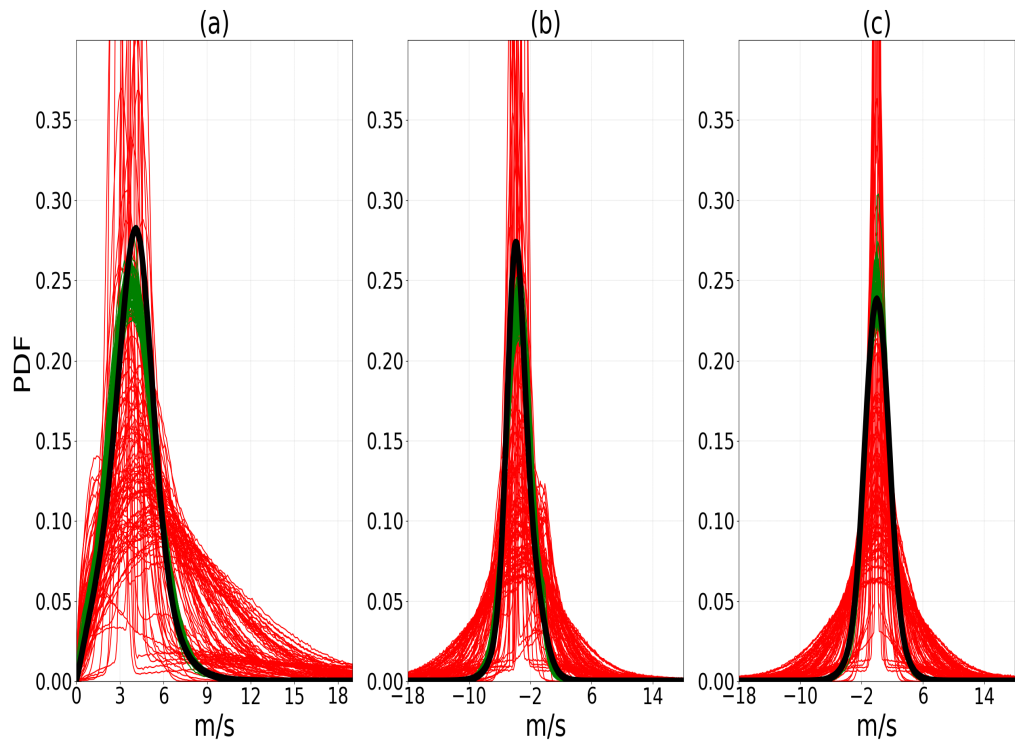


FIGURE 5.16 – Comparaison des distributions du module du vent à 10 m (a) et des composantes u_{10m} (b) et v_{10m} (c) dans la maille, obtenues à partir de la LES (noire) et du modèle combiné, avec la première (rouge) et la cinquième (vert) vague du tuning pour le cas RCE. Chaque vague comprend 90 simulations.

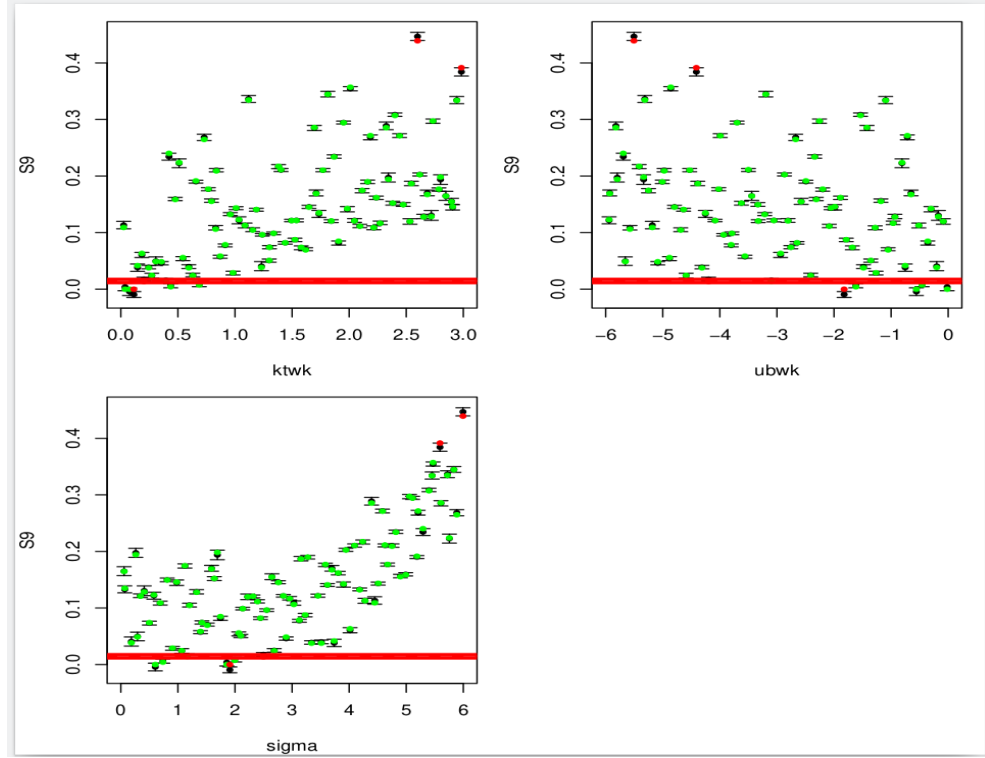


FIGURE 5.17 – Métrique s_9 (fraction de probabilité du vent > 9 m/s) en fonction des paramètres du coefficient k_{twk} ($ktwk$), $\bar{u}_{wk}$ ($ubwk$) et σ_{th} (σ) du modèle combiné pour la vague 1 du cas AMMA. Chaque sous-figure présente 90 simulations. Les points verts représentent les simulations acceptées (combinaison valide des paramètres et de s_9). Les Points rouges représentent simulations rejetées. La ligne rouge en pointillée indique la valeur cible de s_9 issue de la LES. Les lignes rouges pleines indiquent l'intervalle de confiance (deux fois la tolérance). Les Barres noires sont l'erreur standard de s_9 pour chaque valeur des paramètres.

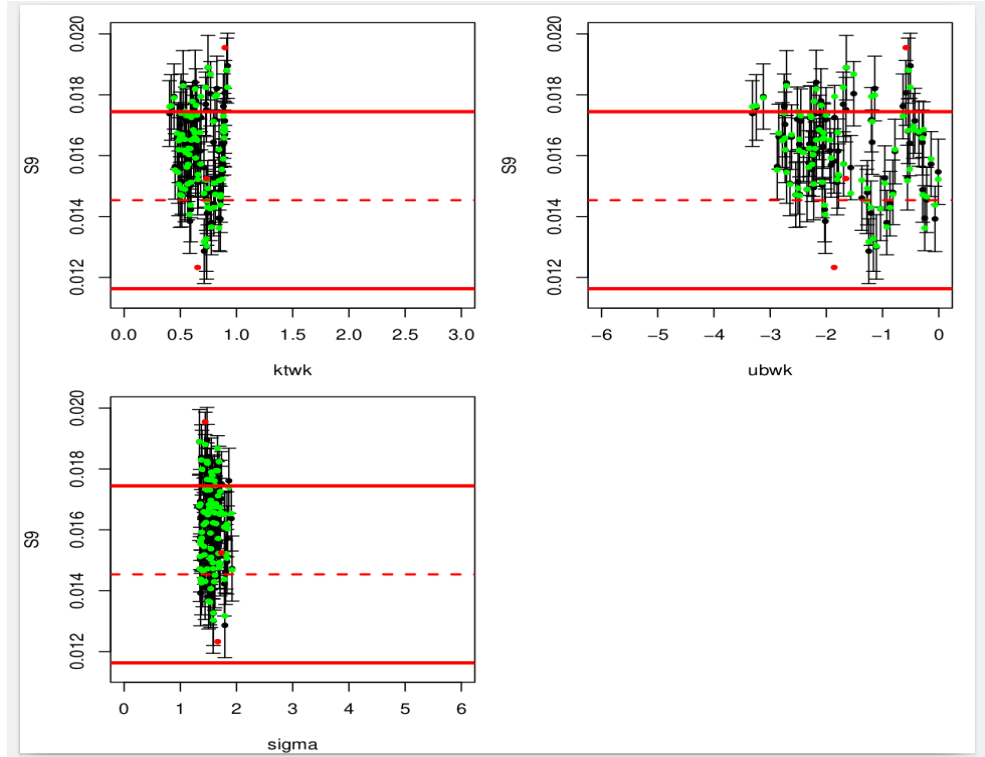


FIGURE 5.18 – Comme Fig 5.17 mais pour la vague 5 du cas AMMA

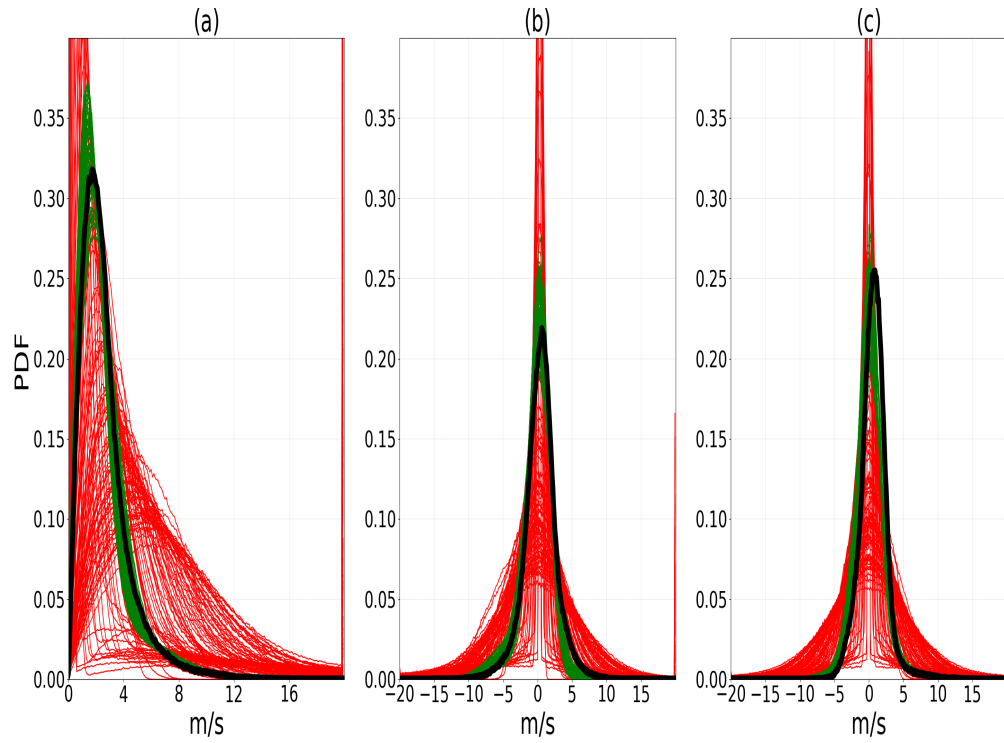


FIGURE 5.19 – Comme Fig 5.16 mais pour le cas AMMA.

de nouvelles paramétrisations physiques, grâce à son faible coût de calcul qui permet d'effectuer de nombreux tests. Les comparaisons sont ici plus exigeantes, car plusieurs paramétrisations interagissent et influencent les résultats. Nous procédons à la validation aussi bien du modèle de distribution du vent dans les poches que de sa version combinée, bien que l'objectif final soit d'utiliser cette dernière. Cela permet de vérifier, à part, la pertinence du modèle de distribution du vent dans les poches une fois intégré au GCM.

5.4.1 Validation du modèle de distribution du vent dans les poches dans le SCM

Nous effectuons une simulation avec LMDZ 1D pour les cas AMMA et RCE, en appliquant le modèle de distribution du vent dans les poches à l'ensemble de la maille. Dans ces simulations, C_* est directement fournis par le GCM. En ce qui concerne les paramètres $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$, nous les considérons, dans la suite de ce travail, comme le vent moyen à grande échelle issus du GCM. Cela malgré le fait que les LES indiquent que le vent moyen à l'intérieur des poches diffère de celui à l'échelle de la maille. $\bar{u}_{wk}$ et $\bar{v}_{wk}$ devraient donc en principe être paramétrés, mais cette question est laissée pour les perspectives de ce travail. Pour le coefficient k_{twk} , nous avons choisi une valeur dans les intervalles optimaux déterminés par le tuning dans la section 5.3.1 : $[0.3 - 0.7]$ pour RCE et $[0.8 - 0.9]$ pour AMMA. Plus précisément, nous avons fixé k_{twk} à 0.5 pour RCE et à 0.8 pour AMMA. Ces deux valeurs distinctes de k_{twk} ont été retenues pour rester dans la plage optimale et de mieux évaluer la performance du modèle une fois intégré dans le GCM. Mais la valeur de k_{twk} devrait être unique pour tous les cas.

Comme dans le chapitre 3, la comparaison entre LMDZ et LES dans le cas RCE repose sur l'analyse de la moyenne des instants après l'équilibre, c'est-à-dire entre les jours 41 et 43 de simulation. Pour le cas AMMA, la comparaison est effectuée à l'instant 18 h.

Les résultats montrent que les distributions du module du vent à 10 m dans les poches simulées par LMDZ sont globalement proches de celles obtenues avec LES, aussi bien pour les cas AMMA (Fig 5.20a) que RCE (Fig 5.20b), malgré certaines différences notables. Dans le cas AMMA, fixer le coefficient k (qui relie la vitesse d'étalement des poches C_* à leur énergie d'affaîssement W_{APE}) à 0.66 améliore significativement la représentation des vents forts dans le modèle. Ce résultat confirme une nouvelle fois les conclusions du chapitre 3, où nous suggérons d'adopter une va-

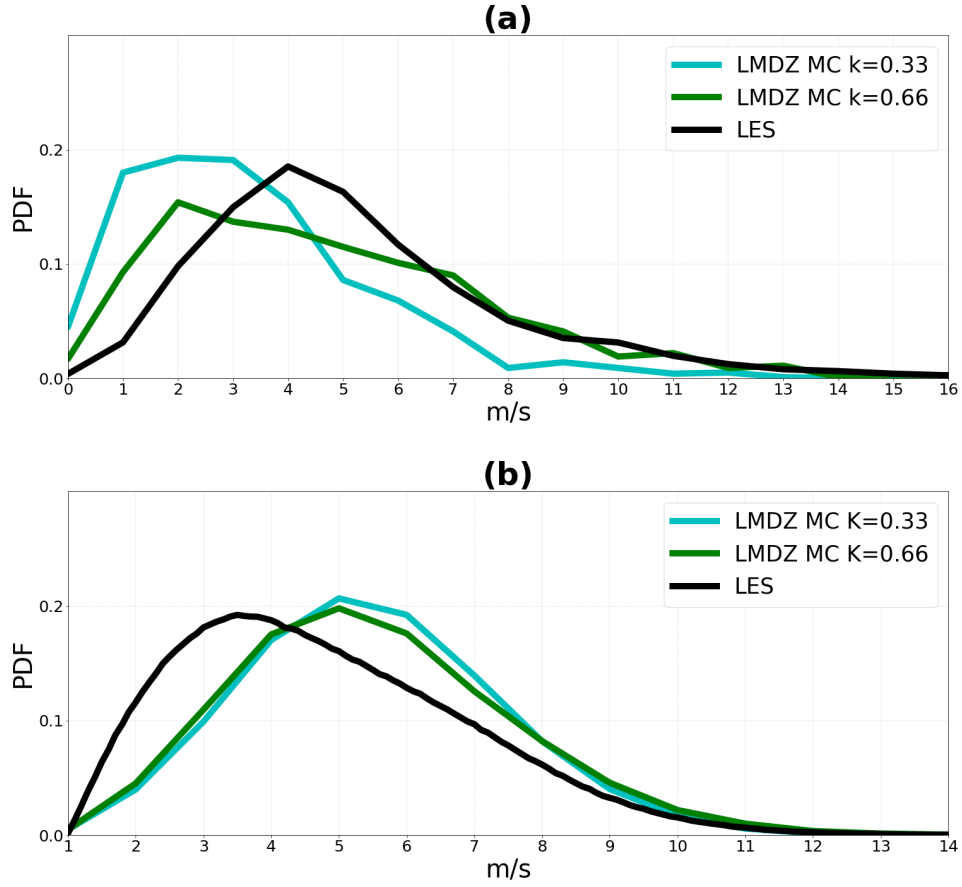


FIGURE 5.20 – Comparaison des distributions du vent à 10 m à l’intérieur des poches simulées par le modèle LMDZ, avec le coefficient k (reliant la vitesse d’étalement C_* à l’énergie d’affaissement $WAPE$) fixé à 0.33 et 0.66, et celles obtenues avec LES pour les cas AMMA (a) et RCE (b).

leur de 0.66 plutôt que 0.33. Nous constatons aussi que l’augmentation de k de 0.33 à 0.66 a peu d’impact sur les distributions du vent dans le cas RCE. Cela pourrait s’expliquer par le fait que la variation de C_* entre ces deux valeurs de k est de l’ordre de 1 m/s, ce qui semble insuffisant pour affecter significativement les distributions du vent.

Dans l’ensemble, ces résultats montrent que le modèle de rafales de vent associées aux poches fournit des résultats satisfaisants, bien qu’il reste des améliorations à apporter pour mieux représenter les vents faibles.

5.4.2 Validation du modèle combiné dans le SCM

Nous validons ici le modèle combiné de distribution du vent à 10 m, qui prend en compte à la fois les vents dans les poches et ceux à l’extérieur, dans le SCM sur

les cas RCE et AMMA. Ici, nous réalisons deux simulations avec LMDZ 1D : une première avec la version standard où la distribution du vent à 10 m dans la maille suit une distribution de Weibull (LMDZ WEIB). Une seconde simulation où le modèle combiné est activé (LMDZ MC). Dans ces simulations, les variables $\bar{u}_{wk} = u$, $\bar{v}_{wk} = v$, C_* , u_* , ALE_{bl} et σ_{wk} sont fournies par le GCM. Pour le paramètre libre k_{twk} , nous avons fixé une valeur commune de 0.5 pour les deux cas. Nous voyons que cette valeur se situe bien dans les intervalles optimaux déterminés lors du tuning du modèle combiné par rapport aux LES : $[0.3 ; 0.6]$ pour le cas RCE et $[0.4 ; 0.9]$ pour AMMA. Nous avons également fixé k_{zth} et k_{tth} respectivement à 1 et 2 pour les deux cas. Ces valeurs sont choisies de manière à ce que σ_{th} (défini par $\sigma_{th} = \sqrt{k_{tth}u_*^2 + k_{zth}w_*^2}$) reste dans l'intervalle $[1.3 ; 2]$, conformément aux résultats du tuning à la section 5.3.2. Aussi, nous avons directement fixé le coefficient k de C_* à 0.66 dans ces simulations. Les comparaisons entre LMDZ et LES sont effectuées sur les mêmes périodes que précédemment : en moyenne sur les jours 41, 42 et 43 pour RCE, et à l'instant 18h pour AMMA.

L'analyse des résultats révèle que, pour le cas AMMA, LMDZ WEIB surestime fortement les vents faibles et ne parvient pas à reproduire les vents forts, tandis que LMDZ MC offre une bonne correspondance avec la distribution du vent simulée par la LES (Fig. 5.21a). Ces résultats indiquent clairement l'absence des rafales associées aux poches froides dans la version standard de LMDZ. Sur le cas RCE, on observe également de meilleurs résultats avec LMDZ MC (Fig. 5.21b).

Ces résultats permettent à LMDZ d'intégrer une distribution du vent sous-maille qui prend en compte les rafales de vent associées aussi bien aux poches froides qu'aux thermiques pour le soulèvement des poussières, c'est ce qui est présenté au chapitre suivant. Au-delà du soulèvement des poussières, ce modèle pourrait également être utilisé pour étudier d'autres phénomènes, comme le soulèvement des vagues en milieu océanique.

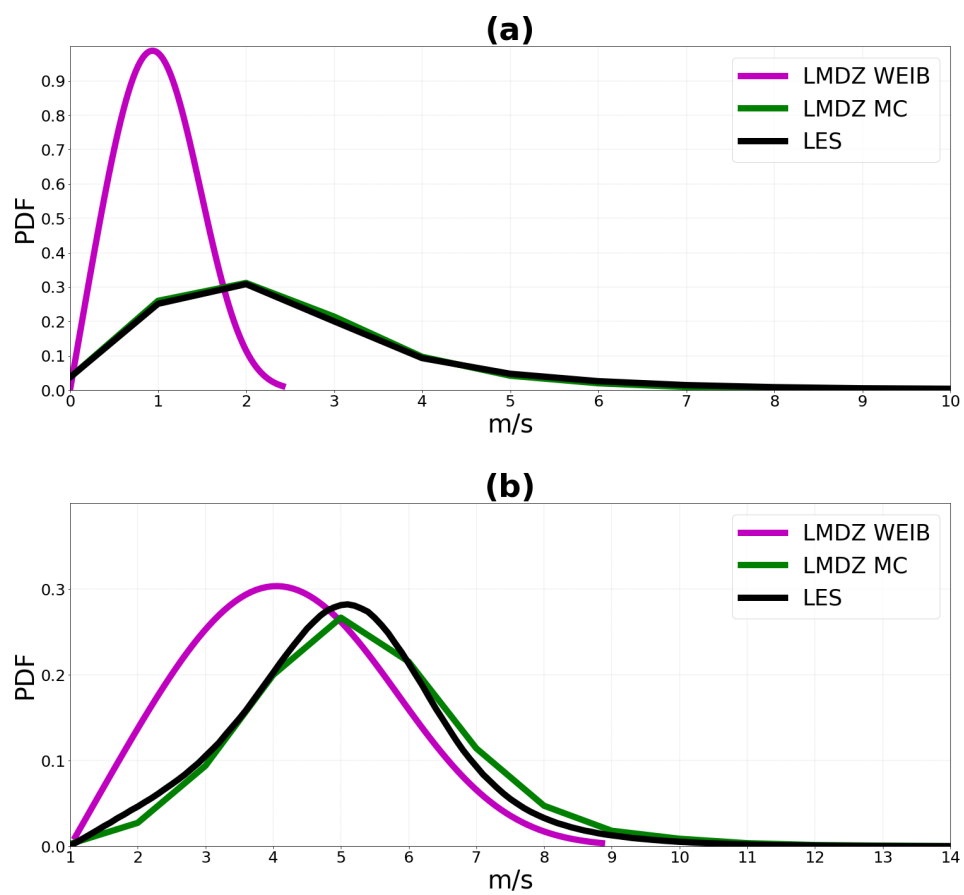


FIGURE 5.21 – Comparaison des distributions du vent à 10 m dans la maille simulées par le modèle LMDZ et celles obtenues avec LES pour les cas AMMA (a) et RCE (b).

Chapitre 6

Simulations de poussières

6.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'évaluation des performances du modèle de rafales de vent présenté précédemment, dans sa capacité à représenter le soulèvement des poussières. Nous commençons par décrire nos simulations de poussières, avant de passer à l'analyse d'un épisode de haboobs survenu début juin 2006. Nous poursuivrons ensuite avec l'étude du cycle saisonnier des poussières pour l'ensemble de l'année 2006. Enfin, nous validerons nos simulations de poussières à l'aide de données issues de quelques stations AERONET, en nous concentrant sur les périodes correspondant à la saison sèche et à la saison des pluies. Le chapitre se termine par une conclusion et des perspectives pour la suite.

6.2 Description des simulations

Deux types de simulations sont effectuées : la première utilise la version standard de LMDZ, fondée sur une distribution de Weibull (LMDZ WEIB), tandis que la seconde intègre le modèle de bourrasques de vent (LMDZ MC). Ces simulations couvrent l'ensemble de l'année 2006 et sont réalisées avec un zoom régional englobant l'Afrique de l'Ouest et une partie de l'océan Atlantique, définie par la zone $[70^{\circ}\text{W}-70^{\circ}\text{E}; 0-40^{\circ}\text{N}]$ (Fig. 6.1). Ce zoom est centré sur la position $[5^{\circ}\text{W}, 19^{\circ}\text{N}]$.

Les simulations de poussières sont guidées par les vents issus des réanalyses ERA-Interim. Cette technique, appelée nudging (ou guidage en français), consiste à contraindre les champs météorologiques simulés à rester proches de ceux des réanalyses. Le rappel des champs s'effectue toutes les 48 heures à l'intérieur de la zone zoomée, et toutes les 3 heures en dehors de cette zone (Hourdin et al., 2015). Il repose sur l'équation suivante :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = F(X) + \frac{X^a - X}{\tau} \quad (6.2.1)$$

où X désigne le vecteur contenant les composantes u et v du vent en chaque point de la grille du modèle. X^a correspond aux composantes u et v du vent issues des réanalyses, interpolées sur la grille du modèle. F représente l'opérateur décrivant l'ensemble des processus physiques et dynamiques du modèle qui régissent l'évolution de X , et τ est la constante de temps associée au guidage.

Les simulations sont réalisées avec une configuration comportant 79 niveaux verticaux et une grille horizontale composée de 88 points en latitude et 128 en longitude.

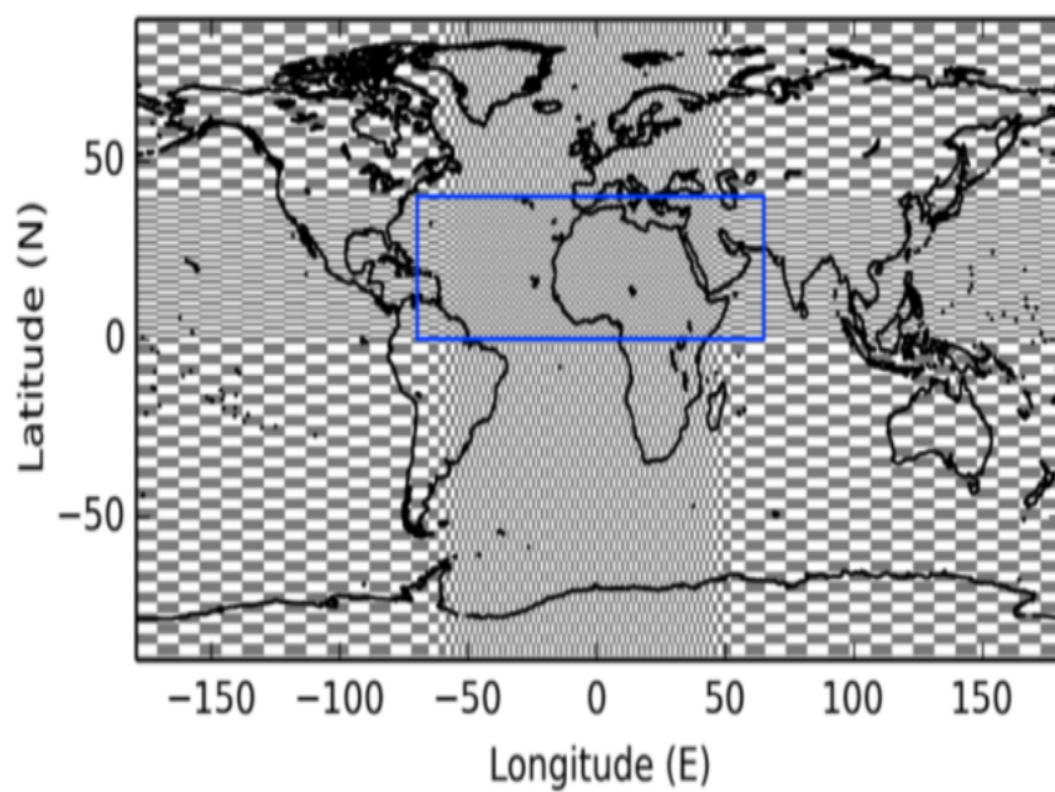


FIGURE 6.1 – Représentation de la grille de LMDZ avec la partie zoomée en rectangle bleu ([Escribano et al., 2016](#)).

Le couplage entre les aérosols et le rayonnement est désactivé, afin de conserver une météorologie identique entre les différents types de simulations. Ainsi, seules les poussières varient d’une simulation à l’autre, ce qui permet d’analyser plus précisément l’impact du modèle de bourrasques de vent sur le soulèvement des poussières. Dans ces simulations, nous avons également intégré les modifications du schéma des poches froides présentées au chapitre 3, notamment la baisse de h_m ($h_m = \alpha h_{wk}$ avec $\alpha = 3.5$), l’ajustement du coefficient k à 0.66, ainsi que le nouveau calcul de h_{wk} . En revanche, nous avons conservé la valeur par défaut pour la densité des poches, correspondant à une estimation de 8 poches sur un domaine continental de $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

7.1 Conclusions

Dans le cadre de cette thèse, nous avons cherché à améliorer la représentation du soulèvement de poussières dans les modèles climatiques globaux (GCM) en développant une paramétrisation des rafales de vent associées aux poches froides, dans le but d'intégrer les haboobs, qui sont généralement absents dans ces modèles. Cette paramétrisation est couplée au modèle de poches froides proposé par [Grandpeix and Lafore \(2010\)](#), initialement conçu pour mieux représenter la convection dans les GCM, mais ne prenant pas en compte les rafales de vent induites par les poches. Étant donné que ce modèle n'avait jamais fait l'objet d'une évaluation détaillée, nous avons saisi l'opportunité de cette thèse pour en proposer une première validation, en amont du développement du schéma des rafales. Nous avons également profité de ce travail pour tester et valider une paramétrisation de la dynamique de population des poches, permettant de décrire de manière plus physique l'évolution de leur densité, qui est jusque là imposé.

Les évaluations du modèle des poches froides ont été réalisées à l'aide de simulations explicites dites LES (Large Eddy Simulations). Deux LES océaniques en régime d'équilibre radiatif-convectif (RCE) et une LES continentale correspondant à un cas de la campagne AMMA ont été utilisées. Nous avons évalué la physique du modèle des poches froides, ses variables internes, ainsi que les variables intervenant dans le couplage avec le schéma de convection profonde. Pour cela, ces mêmes variables ont été calculées dans les LES en séparant l'intérieur et l'extérieur des poches. Cette séparation a été effectuée sur la base d'un seuil d'anomalie de température à 10 mètres (T_{10m}), fixé à -1 K pour le cas AMMA et à -0.2 K pour le cas RCE. Ces seuils ont été déterminés à partir d'une analyse des divergences du vent à 10 m, qui permettent d'identifier les contours des poches ou les front de rafales, généralement marquées par une forte ascendance.

La validation de la physique du modèle a consisté à vérifier si les relations théoriques établies entre les différentes variables, définies par la paramétrisation, étaient bien respectées dans les LES. Les résultats montrent une bonne cohérence entre le modèle et les LES, ce qui confirmerait la pertinence des hypothèses de base du modèle. Par contre, les LES suggèrent que la vitesse (C_*) d'étalement des poches est mieux représentée par 66% de la racine carrée de l'énergie d'affaissement des poches, alors que la paramétrisation initiale supposait un coefficient (k) de 33%. Cette valeur révisée est par ailleurs plus cohérente avec les estimations proposées par [Lafore and Moncrieff \(1989\)](#) ($k = 0.68$) et de [Bryan \(2005\)](#) ($k = 0.5$). Par la suite, les variables du modèle des poches calculées dans les LES ont été comparées à celles simulées par

la version uni-colonne du modèle LMDZ (LMDZ SCM) sur les cas AMMA et RCE. Les simulations réalisées avec LMDZ SCM pour ces deux cas utilisent exactement les mêmes conditions initiales et aux limites que les LES. Les comparaisons montrent globalement la pertinence du modèle, bien que certaines divergences subsistent. Les origines de ces écarts ont pu être identifiées et des améliorations ont été apportées. Le biais sec observé sous le sommet (h_{wk}) des poches dans le modèle a été attribué à une altitude (h_m) de subsidence des masses d'air fixée trop haut (600 hPa sur l'océan et le continent) dans la paramétrisation initiale, comparativement aux LES où h_m est observée à des altitudes plus basses (en dessous de 800 hPa pour RCE et en dessous de 600 hPa pour AMMA). En faisant dépendre h_m à h_{wk} , pour tenir compte de sa variation régionale, et en la baissant à une valeur proche de celle observée dans les LES, l'humidité simulée au sommet des poches s'est nettement améliorée. Nous avons aussi proposé un nouveau schéma numérique pour le calcul de h_{wk} , dont les détails sont présentés en annexe. Un biais humide à la surface des poches a également été identifié. Il est lié à l'absence de prise en compte de l'effet des thermiques sur la variation de l'humidité au sein des poches. Ces résultats suggèrent qu'un travail complémentaire de paramétrisation des thermiques peu profonds, non nuageux, serait pertinent afin de favoriser le mélange entre l'air humide en surface et l'air plus sec situé au dessus. L'imposition du coefficient k à 0.66 dans le modèle, comme suggéré par les LES, a permis d'améliorer la représentation des profils de δw sous h_{wk} . Cette modification contribue aussi significativement à une meilleure simulation de C_* ainsi que la puissance de soulèvement liée aux poches. Un biais chaud a été également constaté dans les poches. Celui-ci a pu être corrigé à l'aide d'expériences de tuning des paramètres libres, réalisées avec l'outil HigTune Explorer.

Une paramétrisation des rafales de vent liées à l'étalement des poches a été développée en s'appuyant sur des LES. Dans ce modèle, le vent total au sein d'une poche est représenté comme la somme du vent moyen dans la poche (u_{wk}), un vent radial (u_r) proportionnel à C_* , et une composante turbulente gaussienne, dont la variance dépend du module du vent non perturbé ($u_{wk} + u_r$) calculé dans la poche. Les distributions des composantes zonale, méridienne et du module du vent sont calculées avec un tirage Monte Carlo. Comme ce modèle ne fournit que les distributions du vent de surface à l'intérieur des poches, il est combiné à un second modèle décrivant le vent de surface hors des poches, prenant en compte les rafales associées aux thermiques (Sima et al., en préparation). La combinaison des deux modèles s'effectue en comparant une valeur aléatoire, tirée uniformément entre 0 et 1, à la fraction (σ_{wk}) de surface occupée par les poches. Si la valeur tirée est inférieure à σ_{wk} , le modèle

de distribution du vent dans les poches est utilisé. Sinon, celui hors des poches est appliqué. Les paramètres libres du modèle combiné ont été ajustés à l'aide de l'outil HigTune Explorer, en se basant sur les distributions de vent de surface calculées par les LES dans les cas AMMA et RCE. Ce modèle a ensuite été testé et validé dans le SCM sur ces deux cas. Pour évaluer son impact sur le soulèvement des poussières, deux simulations ont été réalisées avec LMDZ-SPLA : l'une avec la version standard, et l'autre intégrant le modèle de rafales de vent. Ces simulations couvrent l'année 2006 sur l'ensemble de l'Afrique de l'Ouest. Pour mieux analyser l'effet du modèle de rafales, la rétroaction aérosol-rayonnement a été désactivée, garantissant ainsi une météorologie identique entre les deux simulations. Les simulations de poussières ont été comparés aux observations satellitaires MODIS ainsi qu'aux mesures d'épaisseur optique des aérosols (AOT) issues de quelques sites du réseau AERONET.

7.2 Perspectives

Annexes

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. 7.1a). 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. 7.1b). 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 δT sur la verticale de 0 jusqu'à la hauteur où δT 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 δT . 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 7.1a et 7.1b 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 δT 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

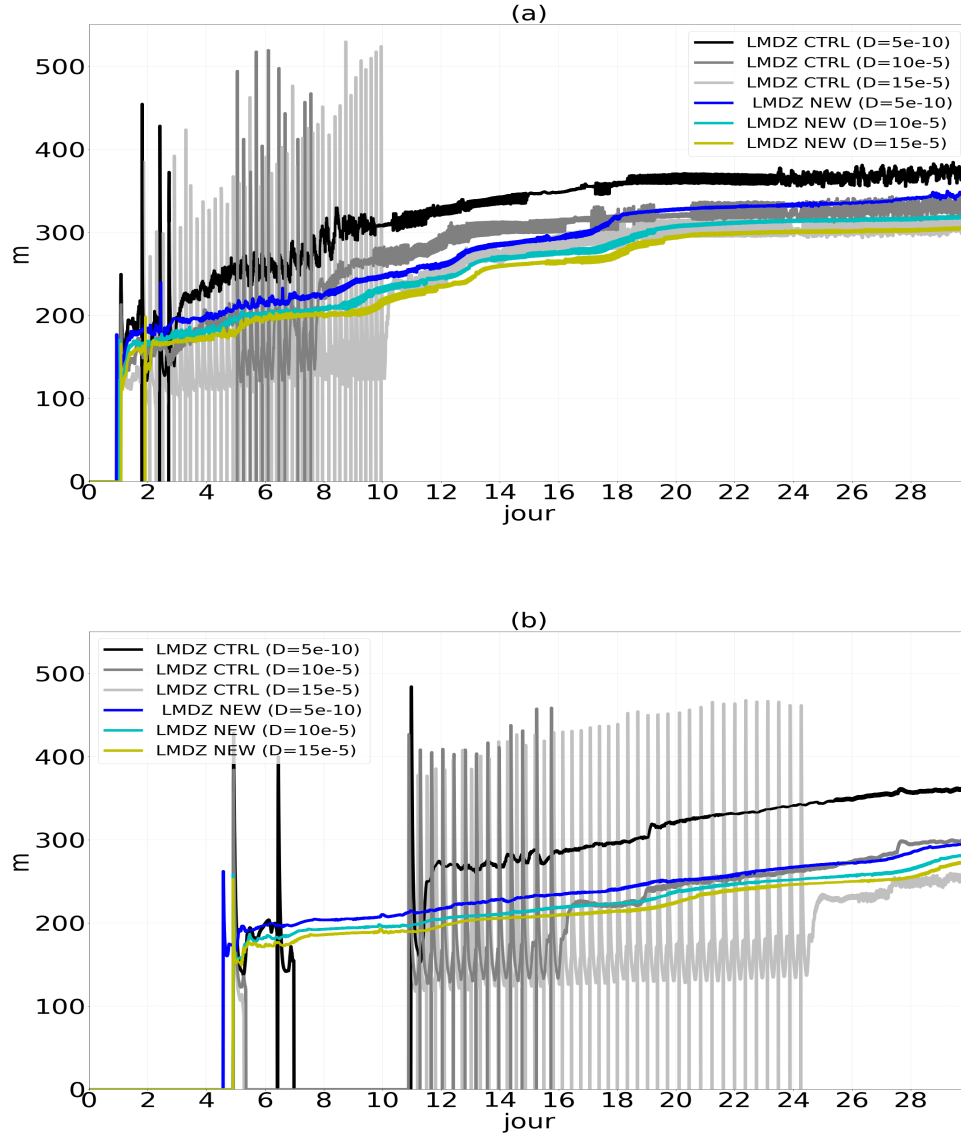


FIGURE 7.1 – Comparaison de la hauteur des poches (h_{wk}) dans LMDZ selon l'ancien et le nouveau schéma numérique pour le calcul de h_{wk} (correspondant respectivement à LMDZ CTRL et LMDZ NEW), avec une densité fixée à $D_{wk} = 5.10^{-10}$, $D_{wk} = 10.10^{-10}$ et $D_{wk} = 15.10^{-10}$, pour des pas de temps de 10 minutes (a) et de 5 minutes (b).

dans la couche où δT atteint -0.2 K.

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 δT atteint une fraction (σ_{int}) de sa valeur maximale. Le paramètre σ_{int} est fixé ici arbitrairement à 90 %. Nous calculons cette intégrale en s'arrêtant au dessus de la première valeur non négative de δT , 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 δT .

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 7.1a et Fig 7.1b). 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. 7.1a). Cependant, ces oscillations disparaissent lorsque le pas de temps est réduit (Fig. 7.1b). 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 $288 \times 289 \times 95$ et dynamico *nb80* (Les deux à une centaine de km de résolution horizontale). 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 4.6.2 du chapitre 4, 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 (δT) entre l'intérieur et l'extérieur s'annule, ce qui correspond à un σ_{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 σ_{int} est fixé à

99 %. Cette divergence a conduit l'ajustement de h_{wk} en fixant une valeur de σ_{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 σ_{int} peut être utilisé pour ajuster la hauteur des poches.

Paramétrisation de la dynamique de population des poches froides

Ce modèle décrit une population de wakes circulaires ayant tous la même hauteur, les mêmes profils de température et d'humidité et la même vitesse d'étalement, les rayons, quant à eux, pouvant prendre deux valeurs, selon que les poches sont alimentées par des colonnes convectives ou non (auquel cas, elles s'effondrent simplement). Il s'agit de représenter, à l'aide de ce schéma très simple, une population de poches d'âges et de tailles variées, dont certaines sont alimentées par des colonnes convectives pendant que d'autre sont simplement en train de s'effondrer. En outre ces poches peuvent entrer en collision ou fusionner. Il s'agit de la troisième version de ce modèle ; c'est une sophistication de la version précédente (non présentée ici) dans laquelle tous les wakes avaient la même taille.

Principes

Le modèle suppose que les poches naissent à partir des Cumulonimbus issus des cumulus avec un taux de naissance B . Ces poches meurent par effondrement lorsque la convection ne les alimente plus. Elles peuvent également disparaître à l'occasion de leur rencontre : soit elles fusionnent, ce qui réduit leur nombre d'une unité, soit leur collision entraîne la disparition des deux poches initiales et la création d'une nouvelle, ce qui conduit également à une diminution d'une unité.

Le modèle décrit deux catégories de poches froides : les poches actives, alimentées par des colonnes convectives, et les poches inactives, lesquelles s'effondrent. Chaque catégorie de poche est caractérisé par un rayon spécifique : r_A pour les poches actives et r_I pour les poches inactives. La population des poches froides est ainsi décrite par trois variables : D , la densité totale des poches ; A , la densité des poches actives ; et I , la densité des poches inactives, avec la relation $D = A + I$.

Le modèle suppose que les processus de rencontre mènent à un changement de rayon

des poches concernés. Comme le rayon des poches du modèle ne peut prendre que deux valeurs, ces changements discontinus locaux de rayons vont être représentés par une évolution continue. Et, bien sûr, $\partial_t r_A$ et $\partial_t r_I$ seront différents de C_* .

Il existe trois types de rencontres : entre deux poches actives, entre deux poches inactives et entre une poche active et une poche inactive. Les trois taux de rencontres par unité de surface seront respectivement désignés par $[A^2]_{col}$, $[I^2]_{col}$ et $[IA]_{col}$.

Il est supposé que les rencontres de types $[I^2]$ sont collisionnelles : les deux poches entrant en collisions meurent alors qu'une nouvelle colonne convective apparaît engendrant une nouvelle poche active. Les rencontres de type $[A^2]$ et $[AI]$, au contraire, sont de nature fusionnelle, amenant à une nouvelle poche active à la place des deux poches incidentes. La densité des poches actives évolue donc sous l'effet des naissances, des morts (temps de vie τ_A à paramétrer), des collisions I^2 (qui apportent chacune une nouvelle poche active) et des collisions A^2 (qui diminuent chacune le nombre de poches actives d'une unité). Cette dynamique est décrite par la relation suivante :

$$\partial_t A = B - \frac{1}{\tau_A} A + [I^2]_{col} - [A^2]_{col} \quad (7.2.1)$$

Les poches inactives évoluent sous l'effet des morts des poches actives (lorsqu'une poche active meurt, elle devient une poche inactive), des morts des poches inactives (temps de vie τ_I à paramétrer), des collisions $[I^2]$ (qui font disparaître chacune une poche inactive) et des collisions AI (qui font disparaître une poche inactive). Cette dynamique est donnée par la relation suivante :

$$\partial_t I = \frac{1}{\tau_A} A - \frac{1}{\tau_I} I - 2[I^2]_{col} - [AI]_{col} \quad (7.2.2)$$

La densité totale des poches varie alors sous l'action des naissances, des effondrements des poches inactives et des collisions. Elle est donnée par la relation suivante :

$$\partial_t D = B - \frac{D - A}{\tau_I} - ([I^2]_{col} + [A^2]_{col} + [IA]_{col}) \quad (7.2.3)$$

Mais $[I^2]_{col} + [A^2]_{col} + [IA]_{col}$ est égal au taux total de collisions, sans distinction

du type de poche ; on l'écrira $[D^2]_{col}$:

$$\partial_t D = B - \frac{D - A}{\tau_I} - [D^2]_{col} \quad (7.2.4)$$

Pour estimer les taux de rencontre $[A^2]_{col}$, $[I^2]_{col}$ et $[AI]_{col}$ (et par conséquent, $[D^2]_{col}$), nous nous plaçons dans l'hypothèse diluée.

Pour commencer, le cas des rencontres $[AI]$ est considéré. Pour une poche active $\mathcal{A}$ de centre C_A et de rayon r_A , les poches inactives (de rayon r_I et de centre C_I) qui vont rencontrer $\mathcal{A}$ pendant l'intervalle de temps δt sont celles vérifiant deux conditions :

1. elles n'ont pas de point commun avec $\mathcal{A}$ pendant l'instant initial, c'est-à-dire :

$$||C_A C_I|| > \tau_A + \tau_I \quad (7.2.5)$$

2. elles présentent un recouvrement non vide avec $\mathcal{A}$ après que les rayons ont cru de $C_* \delta t$:

$$||C_A C_I|| > (\tau_A + C_* \delta t) + (\tau_I + C_* \delta t) \quad (7.2.6)$$

L'ensemble des centres des poches inactives qui vont rencontrer $\mathcal{A}$ pendant δt est donc la couronne de centre C_A , de rayon intérieur $r_A + r_I$ et de rayon extérieur $r_A + r_I + 2C_* \delta t$. L'aire de cette couronne est approximativement $2\pi(r_A + r_I)2C_* \delta t$. Dans l'hypothèse diluée, le nombre de centres de poches inactives situées dans cette couronne est $4I\pi(r_A + r_I)C_* \delta t$. Et comme il y a A poches actives par unité de surface, le nombre $[IA]_{col}$ de rencontres $[IA]$ par unité de surface et par unité de temps est :

$$[AI]_{col} = 4IA\pi(r_A + r_I)C_* \quad (7.2.7)$$

Le dénombrement des rencontres $[AA]$ se fait de la même façon que le dénombrement des rencontres $[IA]$, à ceci près que les rencontres sont indiscernables : la rencontre de deux poches actives $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$ va être comptée deux fois, une première fois lorsque, considérant les poches qui vont rencontrer $\mathcal{A}$, on trouve $\mathcal{B}$ puis, lorsque, considérant les poches qui vont rencontrer $\mathcal{B}$, on trouve $\mathcal{A}$. Il faut donc diviser le résultat du dénombrement par deux :

$$[A^2]_{col} = 4A^2\pi r_A C_* \quad (7.2.8)$$

De meme :

$$[A^2]_{col} = 4I^2\pi r_I C_* \quad (7.2.9)$$

Finalement, le taux de rencontre $[D^2]_{col}$ s'écrit :

$$[D^2]_{col} = 4\pi C_*(r_I I^2 + r_A A^2 + (r_A + r_I)IA) \quad (7.2.10)$$

Mais $r_I I^2 + r_A A^2 + (r_A + r_I)IA = (A + I)(Ar_A + Ir_I)$. En notant que $A + I = D$ et que $Ar_A + Ir_I = D\bar{r}$ où $\bar{r}$ désigne le rayon moyen, le terme général de collision s'écrit :

$$[D^2]_{col} = 4\pi C_* D^2 \bar{r} \quad (7.2.11)$$

Les équations d'évolution de D et de A s'écrivent alors :

$$\partial_t D = B - \frac{I}{\tau_I} - 4\pi C_* D^2 \bar{r} \quad (7.2.12)$$

et :

$$\partial_t A = B - \frac{A}{\tau_A} + 4\pi C_* [I^2 r_I - A^2 r_A] \quad (7.2.13)$$

La fraction surfacique (σ_A) couverte par les poches actives augmente par la naissance des poches (chaque nouvelle poche a une aire $a_o = \pi r_o^2$, où r_o^2 est un paramètre libre), par les rencontres de type $[I^2]$ (chaque collision entraîne la création d'une poche active d'aire a_o), par les rencontres de types AI (chaque rencontre ajoute πr_I^2 à l'aire des poches actives, où r_I est le rayon des poches inactives) et par étalement ; elle diminue par inactivation des poches (chaque inactivation fait disparaître une aire πr_A^2 où r_A est le rayon des poches actives) :

$$\partial_t \sigma_A = B a_o + [I^2]_{col} a_o + \pi r_I^2 [IA]_{col} + 2\pi r_A A C_* - \frac{1}{\tau_A} A \pi r_A^2 \quad (7.2.14)$$

soit :

$$\partial_t \sigma_A = B a_o + 4\pi C_*(r_A + r_I)\sigma_I A + 4\pi C_* r_I I a_o + 2\pi C_* r_A A - \frac{\sigma_A}{\tau_A} \quad (7.2.15)$$

La fraction surfacique (σ_I) couverte par les poches inactives augmente par l'inactivation des poches actives (chaque inactivation apporte une aire πr_A^2 aux poches inactives) et par étalement; elle diminue par mort des poches (chaque mort fait disparaître une aire πr_I^2), par les rencontres de type $[IA]$ (chaque rencontre la disparition d'une aire πr_I^2) et par les rencontres de type $[I^2]$ (chaque collision entraîne la disparition d'une aire $2\pi r_I^2$) :

$$\partial_t \sigma_I = \frac{1}{\tau_A} A \pi r_A^2 + 2\pi C_* r_I I - \frac{1}{\tau_I} I \pi r_I^2 - 2\pi r_I [I^2]_{col} - \pi r_I^2 [IA]_{col} \quad (7.2.16)$$

En utilisant $\sigma_I = \pi r_I^2 I$, il vient :

$$\partial_t \sigma_I = \frac{1}{\tau_A} \sigma_A + 2\pi C_* r_I I - \frac{1}{\tau_I} \sigma_I - 4\pi C_* [2r_I \sigma_I I + (r_A + r_I) \sigma_I A] \quad (7.2.17)$$

La fraction surfacique totale (σ) des poches est affectée par des rencontres de type $[I^2]$: chaque collision entraîne la création d'une aire a_o pendant que les deux poches incidentes disparaissent (disparition d'une aire $2\pi r_I^2$). Les rencontres de type $[A^2]$ et $[AI]$, qui sont de type fusionnel, laissent au contraire la fraction σ invariante.

L'équation d'évolution de σ s'écrit alors :

$$\partial_t \sigma = B a_o - \frac{\sigma_I}{\tau_I} + 2\pi \bar{r} D C_* - [I^2]_{col} (2\pi r_I - a_o) \quad (7.2.18)$$

soit :

$$\partial_t \sigma = B a_o - \frac{\sigma_I}{\tau_I} + 2\pi \bar{r} D C_* - 4\pi C_* r_I (2\pi r_I^2 - a_o) \quad (7.2.19)$$

Récapitulation : il faut choisir deux variables d'état parmi les densités A , I et D , et deux variables d'état parmi les fractions surfaciques σ_A , σ_I et σ . A et D sont choisis pour les densités et σ_A et σ pour les fractions surfaciques.

Les équations s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_t D = B - \frac{I}{\tau_I} - 4\pi C_* D^2 \bar{r} \\ \partial_t A = B - \frac{A}{\tau_A} + 4\pi C_* [I^2 r_I - A^2 r_A] \\ \partial_t \sigma = B a_o - \frac{\sigma_I}{\tau_I} + 2\pi \bar{r} D C_* - 4\pi C_* r_I (2\pi r_I^2 - a_o) \\ \partial_t \sigma_A = B a_o + 4\pi C_* (r_A + r_I) \sigma_I A + 4\pi C_* r_I I a_o + 2\pi C_* r_A A - \frac{\sigma_A}{\tau_A} \end{array} \right. \quad (7.2.20)$$

et

$$\left\{ \begin{array}{l} I = D - A \\ \sigma_I = \sigma - \sigma_A \\ \sigma_I = \pi r_I I \\ \sigma_A = \pi r_A A \end{array} \right. \quad (7.2.21)$$

Aspects techniques

Paramétrisation de τ_A

Considérons une poche inactive ayant pour rayon et hauteur initiales r_o et h_o . En supposant que la poche s'effondre adiabatiquement en gardant un volume constant (en négligeant la variation de la masse volumique et en supposant la masse constante), on obtient (V est le volume de la poche) :

$$\left\{ \begin{array}{l} r = \sqrt{\frac{V}{\pi h}} \\ \partial_t h = -2C_* \sqrt{\frac{\pi h^3}{V}} \end{array} \right. \quad (7.2.22)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Wape = \frac{1}{2} h \delta \theta_{surf} \\ C_* = \sqrt{Wape} \end{array} \right. \quad (7.2.23)$$

$$\begin{aligned} \frac{C_*}{C_{*0}} &= \sqrt{\frac{h}{h_0}} \\ \partial_t h &= -2h^2 \sqrt{\frac{\pi}{V h_0}} C_{*0} \end{aligned}$$

La formule de $\partial_t h$ s'intègre facilement. En exprimant tout en fonction de C_* , on obtient :

$$\left(\frac{C_{*0}}{C_*}\right)^2 = 1 + 2\frac{C_{*0}}{r_0}t \quad (7.2.24)$$

Il est supposé que la poche est morte lorsque la vitesse d'expansion devient inférieure à une vitesse seuil C_{*t} . Cette vitesse seuil est atteinte au bout d'un temps t_I donné par :

$$\left(\frac{C_{*0}}{C_{*t}}\right)^2 = 1 + 2\frac{C_{*0}}{r_0}t_I \quad (7.2.25)$$

ce qui donne :

$$t_I = \frac{r_0}{2C_{*0}}\left[\left(\frac{C_{*0}}{C_{*t}}\right)^2 - 1\right] \quad (7.2.26)$$

Application : à chaque instant, nous connaissons le rayon r et la vitesse d'expansion C_* de la représentative. Nous connaissons donc la durée t_I qu'il lui reste à vivre :

$$t_I = \frac{r}{2C_*}\left[\left(\frac{C_{*0}}{C_{*t}}\right)^2 - 1\right] \quad (7.2.27)$$

Supposant un régime permanent ($D - A$, r et C_* constants), le nombre de poches qui meurent dans l'intervalle $[t, t + \delta t]$ est égal au nombre de poches inactives ayant un age compris entre $t_l - \delta t$ et t_l , doit $(D - A)\frac{\delta t}{t_l}$. En prenant, $\tau_I = t_l$ nous retrouvons le terme de mortalité de l'équation.

Bibliographie

- Alfaro, S. C., Gaudichet, A., Gomes, L., and Maillé, M. (1997). Modeling the size distribution of a soil aerosol produced by sandblasting. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D10) :11239–11249.
- Alfaro, S. C., Gaudichet, A., Gomes, L., and Maillé, M. (1998). Mineral aerosol production by wind erosion : aerosol particle sizes and binding energies. *Geophysical Research Letters*, 25(7) :991–994.
- Alfaro, S. C. and Gomes, L. (2001). Modeling mineral aerosol production by wind erosion : Emission intensities and aerosol size distributions in source areas. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D16) :18075–18084.
- Allen, C. J., Washington, R., and Engelstaedter, S. (2013). Dust emission and transport mechanisms in the central sahara : Fennec ground-based observations from bordj badji mokhtar, june 2011. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(12) :6212–6232.
- Allen, C. J., Washington, R., and Saci, A. (2015). Dust detection from ground-based observations in the summer global dust maximum : Results from fennec 2011 and 2012 and implications for modeling and field observations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(3) :897–916.
- Aragnou, E., Watt, S., Nguyen Duc, H., Cheeseman, C., Riley, M., Leys, J., White, S., Salter, D., Azzi, M., Tzu-Chi Chang, L., et al. (2021). Dust transport from inland australia and its impact on air quality and health on the eastern coast of australia during the february 2019 dust storm. *Atmosphere*, 12(2) :141.
- Bagnold, R. (1941). The effect of sand movement on the surface wind. In *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*, pages 57–76. Springer.
- Banta, R. M., Pichugina, Y. L., and Brewer, W. A. (2006). Turbulent velocity-variance profiles in the stable boundary layer generated by a nocturnal low-level jet. *Journal of the atmospheric sciences*, 63(11) :2700–2719.

- Barnes, G. M. and Garstang, M. (1982). Subcloud layer energetics of precipitating convection. *Monthly Weather Review*, 110(2) :102–117.
- Blackadar, A. K. (1957). Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 38(5) :283–290.
- Bou Karam, D., Flamant, C., Knippertz, P., Reitebuch, O., Pelon, J., Chong, M., and Dabas, A. (2008). Dust emissions over the sahel associated with the west african monsoon intertropical discontinuity region : A representative case-study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, 134(632) :621–634.
- Bouniol, D., Couvreux, F., Kamsu-Tamo, P.-H., Leplay, M., Guichard, F., Favot, F., and O’Connor, E. J. (2012). Diurnal and seasonal cycles of cloud occurrences, types, and radiative impact over west africa. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 51(3) :534–553.
- Brooks, N. and Legrand, M. (2000). Dust variability over northern africa and rainfall in the sahel. *Linking climate change to land surface change*, pages 1–25.
- Brown, A., Cederwall, R. T., Chlond, A., Duynkerke, P. G., Golaz, J.-C., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Lock, A., MacVean, M., Moeng, C.-H., et al. (2002). Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, 128(582) :1075–1093.
- Bryan, G. H. (2005). Spurious convective organization in simulated squall lines owing to moist absolutely unstable layers. *Monthly weather review*, 133(7) :1978–1997.
- Bukowski, J. and van den Heever, S. (2021). Direct radiative effects in haboobs. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 126(21) :e2021JD034814.
- Cadet, D. and Nnoli, N. (1987). Water vapour transport over africa and the atlantic ocean during summer 1979. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 113(476) :581–602.
- Cakmur, R., Miller, R., and Torres, O. (2004). Incorporating the effect of small-scale circulations upon dust emission in an atmospheric general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 109(D7).

- Camara, M. et al. (2010). Interactive comment on “impacts of dust on west african climate during 2005 and 2006” by m. camara et al.
- Carslaw, K., Boucher, O., Spracklen, D., Mann, G., Rae, J., Woodward, S., and Kulmala, M. (2010). A review of natural aerosol interactions and feedbacks within the earth system. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10(4) :1701–1737.
- Caton Harrison, T., Washington, R., and Engelstaedter, S. (2019). A 14-year climatology of saharan dust emission mechanisms inferred from automatically tracked plumes. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 124(16) :9665–9690.
- Caton Harrison, T., Washington, R., and Engelstaedter, S. (2021). Satellite-derived characteristics of saharan cold pool outflows during boreal summer. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 126(3) :e2020JD033387.
- Chen, W. and Fryrear, D. (2002). Sedimentary characteristics of a haboob dust storm. *Atmospheric Research*, 61(1) :75–85.
- Chiapello, I. and Moulin, C. (2002). Toms and meteosat satellite records of the variability of saharan dust transport over the atlantic during the last two decades (1979–1997). *Geophysical Research Letters*, 29(8) :17–1.
- Couvreur, F., Hourdin, F., Williamson, D., Roehrig, R., Volodina, V., Villefranque, N., Rio, C., Audouin, O., Salter, J., Bazile, E., et al. (2021). Process-based climate model development harnessing machine learning : I. a calibration tool for parameterization improvement. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(3) :e2020MS002217.
- Couvreur, F., Rio, C., Guichard, F., Lothon, M., Canut, G., Bouniol, D., and Gounou, A. (2012). Initiation of daytime local convection in a semi-arid region analysed with high-resolution simulations and amma observations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 138(662) :56–71.
- Daleu, C. L., Plant, R., Woolnough, S. J., Sessions, S., Herman, M., Sobel, A., Wang, S., Kim, D., Cheng, A., Bellon, G., et al. (2015). Intercomparison of methods of coupling between convection and large-scale circulation : 1. comparison over uniform surface conditions. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 7(4) :1576–1601.
- d’Almeida, G. A. and Schütz, L. (1983). Number, mass and volume distributions of mineral aerosol and soils of the sahara. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 22(2) :233–243.

- D'amato, N. and Lebel, T. (1998). On the characteristics of the rainfall events in the sahel with a view to the analysis of climatic variability. *International Journal of Climatology : A Journal of the Royal Meteorological Society*, 18(9) :955–974.
- De Longueville, F., Hountondji, Y.-C., Henry, S., and Ozer, P. (2010). What do we know about effects of desert dust on air quality and human health in west africa compared to other regions? *Science of the total environment*, 409(1) :1–8.
- Dhital, S., Kaplan, M. L., Orza, J., and Fiedler, S. (2020). Atmospheric dynamics of a saharan dust outbreak over mindelo, cape verde islands, preceded by rossby wave breaking : Multiscale observational analyses and simulations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 125(18) :e2020JD032975.
- Dhital, S., Kaplan, M. L., Orza, J., and Fiedler, S. (2021). Poleward transport of african dust to the iberian peninsula organized by a barrier jet and hydraulic jumps : Observations and high-resolution simulation analyses. *Atmospheric Environment*, 261 :118574.
- Diallo, F., Hourdin, F., Rio, C., Traore, A.-K., Mellul, L., Guichard, F., and Kergoat, L. (2017). The surface energy budget computed at the grid-scale of a climate model challenged by station data in west africa. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 9(7) :2710–2738.
- Dorrestijn, J., Crommelin, D. T., Siebesma, A. P., and Jonker, H. J. (2013). Stochastic parameterization of shallow cumulus convection estimated from high-resolution model data. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 27 :133–148.
- Drager, A. J. and van den Heever, S. C. (2017). Characterizing convective cold pools. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 9(2) :1091–1115.
- Droegemeier, K. K. and Wilhelmson, R. B. (1985). Three-dimensional numerical modeling of convection produced by interacting thunderstorm outflows. part i : Control simulation and low-level moisture variations. *Journal of Atmospheric Sciences*, 42(22) :2381–2403.
- Dubovik, O., Smirnov, A., Holben, B., King, M., Kaufman, Y., Eck, T., and Slutsker, I. (2000). Accuracy assessments of aerosol optical properties retrieved from aerosol robotic network (aeronet) sun and sky radiance measurements. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 105(D8) :9791–9806.
- Emanuel, K. A. (1991). A scheme for representing cumulus convection in large-scale models. *Journal of Atmospheric Sciences*, 48(21) :2313–2329.

- Emmel, C., Knippertz, P., and Schulz, O. (2010). Climatology of convective density currents in the southern foothills of the atlas mountains. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 115(D11).
- Engelstaedter, S., Tegen, I., and Washington, R. (2006). North african dust emissions and transport. *Earth-Science Reviews*, 79(1-2) :73–100.
- Escribano, J., Boucher, O., Chevallier, F., and Huneeus, N. (2016). Subregional inversion of north african dust sources. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 121(14) :8549–8566.
- Evan, A., Walkowiak, B., and Frouin, R. (2022). On the misclassification of dust as cloud at an aeronet site in the sonoran desert. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 39(2) :181–191.
- Evan, A. T., Flamant, C., Gaetani, M., and Guichard, F. (2016). The past, present and future of african dust. *Nature*, 531(7595) :493–495.
- Fan, X., Xia, X., and Chen, H. (2018). Can modis detect trends in aerosol optical depth over land? *Advances in Atmospheric Sciences*, 35 :135–145.
- Feng, Z., Hagos, S., Rowe, A. K., Burleyson, C. D., Martini, M. N., and de Szoeke, S. P. (2015). Mechanisms of convective cloud organization by cold pools over tropical warm ocean during the amie/dynamo field campaign. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 7(2) :357–381.
- Fiedler, S., Kaplan, M. L., and Knippertz, P. (2015). What is the impact of harmattan surges on desert dust emission in north africa? In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, page 8913.
- Fouquart, Y. (1980). Computations of solar heating of the earth’s atmosphere : A new parameterization. *Beitraege zur Physik der Atmosphaere*, 53 :35.
- Fujita, T. T. (1990). Downbursts : Meteorological features and wind field characteristics. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 36 :75–86.
- Ginoux, P., Prospero, J. M., Torres, O., and Chin, M. (2004). Long-term simulation of global dust distribution with the gocart model : correlation with north atlantic oscillation. *Environmental Modelling & Software*, 19(2) :113–128.
- Goff, R. C. (1976). Vertical structure of thunderstorm outflows. *Monthly Weather Review*, 104(11) :1429–1440.

- Grandpeix, J.-Y. and Lafore, J.-P. (2010). A density current parameterization coupled with emanuel’s convection scheme. part i : The models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(4) :881–897.
- Grandpeix, J.-Y., Lafore, J.-P., and Cheruy, F. (2010). A density current parameterization coupled with emanuel’s convection scheme. part ii : 1d simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(4) :898–922.
- Grandpeix, J.-Y., Phillips, V., and Tailleux, R. (2004). Improved mixing representation in emanuel’s convection scheme. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, 130(604) :3207–3222.
- Haerter, J. O. and Schlemmer, L. (2018). Intensified cold pool dynamics under stronger surface heating. *Geophysical Research Letters*, 45(12) :6299–6310.
- Heinold, B., Knippertz, P., Marsham, J., Fiedler, S., Dixon, N., Schepanski, K., Laurent, B., and Tegen, I. (2013). The role of deep convection and nocturnal low-level jets for dust emission in summertime west africa : Estimates from convection-permitting simulations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(10) :4385–4400.
- Heinold, B., Tegen, I., Schepanski, K., and Hellmuth, O. (2008). Dust radiative feedback on saharan boundary layer dynamics and dust mobilization. *Geophysical Research Letters*, 35(20).
- Herman, J. and Celarier, E. (1997). Earth surface reflectivity climatology at 340–380 nm from toms data. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D23) :28003–28011.
- Holben, B. N., Eck, T. F., Slutsker, I. a., Tanre, D., Buis, J., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J. A., Kaufman, Y., Nakajima, T., et al. (1998). Aeronet—a federated instrument network and data archive for aerosol characterization. *Remote sensing of environment*, 66(1) :1–16.
- Holben, B. N., Tanré, D., Smirnov, A., Eck, T., Slutsker, I., Abuhassan, N., Newcomb, W., Schafer, J., Chatenet, B., Lavenu, F., et al. (2001). An emerging ground-based aerosol climatology : Aerosol optical depth from aeronet. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D11) :12067–12097.
- Hourdin, F., Foujols, M.-A., Codron, F., Guemas, V., Dufresne, J.-L., Bony, S., Denvil, S., Guez, L., Lott, F., Ghattas, J., et al. (2013). Impact of the lmdz

- atmospheric grid configuration on the climate and sensitivity of the ipsl-cm5a coupled model. *Climate Dynamics*, 40 :2167–2192.
- Hourdin, F., Gueye, M., Diallo, B., Dufresne, J.-L., Escribano, J., Menut, L., Marticoréna, B., Siour, G., and Guichard, F. (2015). Parameterization of convective transport in the boundary layer and its impact on the representation of the diurnal cycle of wind and dust emissions. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 15(12) :6775–6788.
- Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., et al. (2006). The lmdz4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27 :787–813.
- Hourdin, F., Williamson, D., Rio, C., Couvreux, F., Roehrig, R., Villefranque, N., Musat, I., Fairhead, L., Diallo, F. B., and Volodina, V. (2021). Process-based climate model development harnessing machine learning : II. model calibration from single column to global. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(6) :e2020MS002225.
- Houze Jr, R. A. (2004). Mesoscale convective systems. *Reviews of Geophysics*, 42(4).
- Houze Jr, R. A. and Betts, A. K. (1981). Convection in gate. *Reviews of Geophysics*, 19(4) :541–576.
- Hoxit, L. R. (1975). Diurnal variations in planetary boundary-layer winds over land. *Boundary-Layer Meteorology*, 8 :21–38.
- Huneus, N., Boucher, O., and Chevallier, F. (2009). Simplified aerosol modeling for variational data assimilation. *Geoscientific Model Development*, 2(2) :213–229.
- Hurrell, J. W. (1995). Decadal trends in the north atlantic oscillation : Regional temperatures and precipitation. *Science*, 269(5224) :676–679.
- Jabouille, P., Redelsperger, J., and Lafore, J. (1996). Modification of surface fluxes by atmospheric convection in the toga coare region. *Monthly Weather Review*, 124(5) :816–837.
- Janicot, S., Thorncroft, C. D., Ali, A., Asencio, N., Berry, G., Bock, O., Bourlès, B., Caniaux, G., Chauvin, F., Deme, A., et al. (2008). Large-scale overview of the summer monsoon over west africa during the amma field experiment in 2006.

- In *Annales Geophysicae*, volume 26, pages 2569–2595. Copernicus Publications Göttingen, Germany.
- Jenkins, G. S. and Gueye, M. (2018). Wrf 1960–2014 winter season simulations of particulate matter in the sahel : Implications for air quality and respiratory health. *GeoHealth*, 2(8) :248–260.
- Khairoutdinov, M. and Randall, D. (2006). High-resolution simulation of shallow-to-deep convection transition over land. *Journal of the atmospheric sciences*, 63(12) :3421–3436.
- Khairoutdinov, M. F. and Randall, D. A. (2003). Cloud resolving modeling of the arm summer 1997 iop : Model formulation, results, uncertainties, and sensitivities. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(4) :607–625.
- Knippertz, P., Deutscher, C., Kandler, K., Müller, T., Schulz, O., and Schütz, L. (2007). Dust mobilization due to density currents in the atlas region : Observations from the saharan mineral dust experiment 2006 field campaign. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 112(D21).
- Knippertz, P. and Stuut, J.-B. W. (2014). Mineral dust. *Mineral dust—A key player in the Earth system*, pages 121–147.
- Knippertz, P. and Todd, M. C. (2010). The central west saharan dust hot spot and its relation to african easterly waves and extratropical disturbances. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 115(D12).
- Knippertz, P. and Todd, M. C. (2012). Mineral dust aerosols over the sahara : Meteorological controls on emission and transport and implications for modeling. *Reviews of Geophysics*, 50(1).
- Kocha, C., Lafore, J.-P., Tulet, P., and Seity, Y. (2012). High-resolution simulation of a major west african dust-storm : comparison with observations and investigation of dust impact. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 138(663) :455–470.
- Kok, J. F., Storelvmo, T., Karydis, V. A., Adebisi, A. A., Mahowald, N. M., Evan, A. T., He, C., and Leung, D. M. (2023). Mineral dust aerosol impacts on global climate and climate change. *Nature Reviews Earth & Environment*, 4(2) :71–86.
- Konare, A., Zakey, A., Solmon, F., Giorgi, F., Rauscher, S., Ibrah, S., and Bi, X. (2008). A regional climate modeling study of the effect of desert dust on the west african monsoon. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D12).

- Lac, C., Chaboureaud, J.-P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., Leriche, M., Barthe, C., Aouizerats, B., Augros, C., et al. (2018). Overview of the meso-nh model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development*, 11(5) :1929–1969.
- Lafore, J.-P. and Moncrieff, M. W. (1989). A numerical investigation of the organization and interaction of the convective and stratiform regions of tropical squall lines. *Journal of Atmospheric Sciences*, 46(4) :521–544.
- Lavaysse, C., Flamant, C., Janicot, S., Parker, D. J., Lafore, J.-P., Sultan, B., and Pelon, J. (2009). Seasonal evolution of the west african heat low : a climatological perspective. *Climate Dynamics*, 33 :313–330.
- Le Barbé, L., Lebel, T., and Tapsoba, D. (2002). Rainfall variability in west africa during the years 1950–90. *Journal of climate*, 15(2) :187–202.
- Legay, A., Deremble, B., and Burchard, H. (2025). Derivation and implementation of a non-local term to improve the oceanic convection representation within the k- parameterization. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 17(1) :e2024MS004243.
- Legrand, M., Plana-Fattori, A., and N’doumé, C. (2001). Satellite detection of dust using the ir imagery of meteosat : 1. infrared difference dust index. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D16) :18251–18274.
- Léon, J.-F., Derimian, Y., Chiapello, I., Tanré, D., Podvin, T., Chatenet, B., Diallo, A., and Deroo, C. (2009). Aerosol vertical distribution and optical properties over m’bour (16.96° w; 14.39° n), senegal from 2006 to 2008. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 9(23) :9249–9261.
- Leys, J. F., Heidenreich, S. K., Strong, C. L., McTainsh, G. H., and Quigley, S. (2011). Pm10 concentrations and mass transport during “red dawn”–sydney 23 september 2009. *Aeolian Research*, 3(3) :327–342.
- Lilly, D. K. (1979). The dynamical structure and evolution of thunderstorms and squall lines. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, Vol. 7, p. 117, 7 :117.
- Lothon, M., Campistron, B., Chong, M., Couvreur, F., Guichard, F., Rio, C., and Williams, E. (2011). Life cycle of a mesoscale circular gust front observed by a c-band doppler radar in west africa. *Monthly weather review*, 139(5) :1370–1388.

- Ma, M., Yang, X., He, Q., Zhou, C., Mamtimin, A., Huo, W., and Yang, F. (2020). Characteristics of dust devil and its dust emission in northern margin of the taklimakan desert. *Aeolian Research*, 44 :100579.
- Mahowald, N., Kohfeld, K., Hansson, M., Balkanski, Y., Harrison, S. P., Prentice, I. C., Schulz, M., and Rodhe, H. (1999). Dust sources and deposition during the last glacial maximum and current climate : A comparison of model results with paleodata from ice cores and marine sediments. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 104(D13) :15895–15916.
- Mao, K., Ma, Y., Xia, L., Chen, W. Y., Shen, X., He, T., and Xu, T. (2014). Global aerosol change in the last decade : An analysis based on modis data. *Atmospheric Environment*, 94 :680–686.
- Marsham, J. H., Hobby, M., Allen, C., Banks, J., Bart, M., Brooks, B., Cavazos-Guerra, C., Engelstaedter, S., Gascoyne, M., Lima, A., et al. (2013). Meteorology and dust in the central sahara : Observations from fennec supersite-1 during the june 2011 intensive observation period. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(10) :4069–4089.
- Marsham, J. H., Knippertz, P., Dixon, N. S., Parker, D. J., and Lister, G. M. (2011). The importance of the representation of deep convection for modeled dust-generating winds over west africa during summer. *Geophysical Research Letters*, 38(16).
- Marsham, J. H., Parker, D. J., Grams, C. M., Johnson, B. T., Grey, W. M., and Ross, A. N. (2008). Observations of mesoscale and boundary-layer scale circulations affecting dust transport and uplift over the sahara. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8(23) :6979–6993.
- Marticorena, B. and Bergametti, G. (1995). Modeling the atmospheric dust cycle : 1. design of a soil-derived dust emission scheme. *Journal of geophysical research : atmospheres*, 100(D8) :16415–16430.
- Marticorena, B., Chatenet, B., Rajot, J.-L., Traoré, S., Coulibaly, M., Diallo, A., Koné, I., Maman, A., NDiaye, T., and Zakou, A. (2010). Temporal variability of mineral dust concentrations over west africa : analyses of a pluriannual monitoring from the amma sahelian dust transect. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10(18) :8899–8915.
- Mathon, V. and Laurent, H. (2001). Life cycle of sahelian mesoscale convective cloud systems. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 127(572) :377–406.

- Maurer, V., Bischoff-Gauß, I., Kalthoff, N., Gantner, L., Roca, R., and Panitz, H.-J. (2017). Initiation of deep convection in the sahel in a convection-permitting climate simulation for northern africa. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 143(703) :806–816.
- McDonald, J. M. and Weiss, C. C. (2021). Cold pool characteristics of tornadic quasi-linear convective systems and other convective modes observed during vortex-se. *Monthly Weather Review*, 149(3) :821–840.
- McGarry, M. M. and Reed, R. J. (1978). Diurnal variations in convective activity and precipitation during phases ii and iii of gate. *Monthly Weather Review*, 106(1) :101–113.
- Mellor, G. L. and Yamada, T. (1974). A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *Journal of Atmospheric Sciences*, 31(7) :1791–1806.
- Miller, S. D., Kuciauskas, A. P., Liu, M., Ji, Q., Reid, J. S., Breed, D. W., Walker, A. L., and Mandoos, A. A. (2008). Haboob dust storms of the southern arabian peninsula. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D1).
- Mohr, K. I. (2004). Interannual, monthly, and regional variability in the wet season diurnal cycle of precipitation in sub-saharan africa. *Journal of climate*, 17(12) :2441–2453.
- Morcrette, J.-J. and Fouquart, Y. (1985). On systematic errors in parametrized calculations of longwave radiation transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 111(469) :691–708.
- Moulin, C., Lambert, C. E., Dulac, F., and Dayan, U. (1997). Control of atmospheric export of dust from north africa by the north atlantic oscillation. *Nature*, 387(6634) :691–694.
- Orza, J., Dhital, S., Fiedler, S., and Kaplan, M. (2020). Large scale upper-level precursors for dust storm formation over north africa and poleward transport to the iberian peninsula. part i : An observational analysis. *Atmospheric Environment*, 237 :117688.
- Owen, W. G. (1964). Diffuse mesothelioma and exposure to asbestos dust in the merseyside area. *British Medical Journal*, 2(5403) :214.
- Panofsky, H. A., Tennekes, H., Lenschow, D. H., and Wyngaard, J. (1977). The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, 11 :355–361.

- Pantillon, F., Knippertz, P., Marsham, J. H., and Birch, C. E. (2015). A parameterization of convective dust storms for models with mass-flux convection schemes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(6) :2545–2561.
- Parker, D. J. (1996). Cold pools in shear. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 122(535) :1655–1674.
- Peyrille, P. (2006). *Etude idéalisée de la mousson ouest-africain à partir d'un modèle numérique bi-dimensionnel*. PhD thesis, Toulouse 3.
- Provod, M., Marsham, J., Parker, D., and Birch, C. (2016). A characterization of cold pools in the west african sahel. *Monthly Weather Review*, 144(5) :1923–1934.
- Pye, K. and Tsoar, H. (1987). The mechanics and geological implications of dust transport and deposition in deserts with particular reference to loess formation and dune sand diagenesis in the northern negev, israel. *Geological Society, London, Special Publications*, 35(1) :139–156.
- Redelsperger, J.-L., Diedhiou, A., Flamant, C., Janicot, S., Lafore, J.-P., Lebel, T., Polcher, J., Bourlès, B., Caniaux, G., de Rosnay, P., et al. (2006). Amma, une étude multidisciplinaire de la mousson ouest-africaine. *La meteorologie*, 54 :22–32.
- Redelsperger, J.-L., Guichard, F., and Mondon, S. (2000). A parameterization of mesoscale enhancement of surface fluxes for large-scale models. *Journal of Climate*, 13(2) :402–421.
- Remer, L. A., Kleidman, R. G., Levy, R. C., Kaufman, Y. J., Tanré, D., Mattoo, S., Martins, J. V., Ichoku, C., Koren, I., Yu, H., et al. (2008). Global aerosol climatology from the modis satellite sensors. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D14).
- Rio, C. and Hourdin, F. (2008). A thermal plume model for the convective boundary layer : Representation of cumulus clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 65(2) :407–425.
- Rio, C., Hourdin, F., Couvreux, F., and Jam, A. (2010). Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. part ii : continuous formulations of mixing rates for mass-flux schemes. *Boundary-layer meteorology*, 135 :469–483.
- Rio, C., Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., and Lafore, J.-P. (2009). Shifting the diurnal cycle of parameterized deep convection over land. *Geophysical Research Letters*, 36(7).

- Roberts, A. and Knippertz, P. (2014). The formation of a large summertime saharan dust plume : Convective and synoptic-scale analysis. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(4) :1766–1785.
- Roberts, A. J., Woodage, M. J., Marsham, J. H., Highwood, E. J., Ryder, C. L., McGinty, W., Wilson, S., and Crook, J. (2018). Can explicit convection improve modelled dust in summertime west africa? *Atmospheric Chemistry and Physics*, 18(12) :9025–9048.
- Rochetin, N., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., and Couvreux, F. (2014). Deep convection triggering by boundary layer thermals. part ii : Stochastic triggering parameterization for the lmdz gcm. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(2) :515–538.
- Rochetin, N., Hohenegger, C., Touzé-Peiffer, L., and Villefranque, N. (2021). A physically based definition of convectively generated density currents : Detection and characterization in convection-permitting simulations. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13(7) :e2020MS002402.
- Rodwell, M. J. and Jung, T. (2008). Understanding the local and global impacts of model physics changes : An aerosol example. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 134(635) :1479–1497.
- Rotunno, R., Klemp, J. B., and Weisman, M. L. (1988). A theory for strong, long-lived squall lines. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45(3) :463–485.
- Sadourny, R. (1984). January and july performances of the lmd general circulation model. *New perspectives in climate modeling*.
- Schepanski, K., Tegen, I., Laurent, B., Heinold, B., and Macke, A. (2007). A new saharan dust source activation frequency map derived from msg-seviri ir-channels. *Geophysical Research Letters*, 34(18).
- Schlemmer, L. and Hohenegger, C. (2014). The formation of wider and deeper clouds as a result of cold-pool dynamics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(8) :2842–2858.
- Schwanghart, W. and Schütt, B. (2008). Meteorological causes of harmattan dust in west africa. *Geomorphology*, 95(3-4) :412–428.
- Senghor, H., Dieng, A. L., Gueye, M., Diop, C. A., Kane, M. D., and Gaye, A. T. (2023). Formation and transport of a saharan dust plume in early summer. *Journal of Atmospheric Science Research/ Volume*, 6(02).

- Senghor, H., Roberts, A. J., Dieng, A. L., Wane, D., Dione, C., Fall, M., Diop, A., Gaye, A. T., and Marsham, J. (2021). Transport and deposition of saharan dust observed from satellite images and ground measurements. *Journal of Atmospheric Science Research*, 4(2).
- Shao, Y. (2001). A model for mineral dust emission. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D17) :20239–20254.
- Shao, Y. and Lu, H. (2000). A simple expression for wind erosion threshold friction velocity. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 105(D17) :22437–22443.
- Siebesma, A. P., Bretherton, C. S., Brown, A., Chlond, A., Cuxart, J., Duynkerke, P. G., Jiang, H., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Moeng, C.-H., et al. (2003). A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(10) :1201–1219.
- Sokolik, I. N., Winker, D., Bergametti, G., Gillette, D., Carmichael, G., Kaufman, Y., Gomes, L., Schuetz, L., and Penner, J. (2001). Introduction to special section : Outstanding problems in quantifying the radiative impacts of mineral dust. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D16) :18015–18027.
- Solomos, S., Kallos, G., Mavromatidis, E., and Kushta, J. (2012). Density currents as a desert dust mobilization mechanism. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 12(22) :11199–11211.
- Song, Z., Wang, J., and Wang, S. (2007). Quantitative classification of northeast asian dust events. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 112(D4).
- Strauss, C., Ricard, D., Lac, C., and Verrelle, A. (2019). Evaluation of turbulence parametrizations in convective clouds and their environment based on a large-eddy simulation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 145(724) :3195–3217.
- Strong, C., Parsons, K., McTainsh, G., and Sheehan, A. (2011). Dust transporting wind systems in the lower lake eyre basin, australia : A preliminary study. *Aeolian Research*, 2(4) :205–214.
- Stuut, J.-B., Zabel, M., Ratmeyer, V., Helmke, P., Schefuß, E., Lavik, G., and Schneider, R. (2005). Provenance of present-day eolian dust collected off nw africa. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 110(D4).

- Sultan, B. and Janicot, S. (2000). Abrupt shift of the itcz over west africa and intra-seasonal variability. *Geophysical Research Letters*, 27(20) :3353–3356.
- Sutton, L. (1925). Haboobs. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 51(213) :25–30.
- Taheri, F., Forouzani, M., Yazdanpanah, M., and Ajili, A. (2020). How farmers perceive the impact of dust phenomenon on agricultural production activities : A q-methodology study. *Journal of Arid Environments*, 173 :104028.
- Takemi, T. (1999). Studies on the structure, evolution, and maintenance mechanism of a severe squall line in an arid region.
- Tanaka, T. Y. and Chiba, M. (2006). A numerical study of the contributions of dust source regions to the global dust budget. *Global and Planetary Change*, 52(1-4) :88–104.
- Tang, M., Torri, G., and Sakaeda, N. (2024). The role of cold pools in modulating convective organization during the mjo. *Geophysical Research Letters*, 51(13) :e2023GL108050.
- Tegen, I. (2003). Modeling the mineral dust aerosol cycle in the climate system. *Quaternary Science Reviews*, 22(18-19) :1821–1834.
- Tegen, I. and Lacis, A. A. (1996). Modeling of particle size distribution and its influence on the radiative properties of mineral dust aerosol. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 101(D14) :19237–19244.
- Todd, M. C., Washington, R., Martins, J. V., Dubovik, O., Lizcano, G., M’bainayel, S., and Engelstaedter, S. (2007). Mineral dust emission from the bodélé depression, northern chad, during bodex 2005. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 112(D6).
- Tompkins, A. M. (2001). Organization of tropical convection in low vertical wind shears : The role of cold pools. *Journal of the atmospheric sciences*, 58(13) :1650–1672.
- Torri, G. and Kuang, Z. (2019). On cold pool collisions in tropical boundary layers. *Geophysical Research Letters*, 46(1) :399–407.
- Touzé-Peiffer, L., Vogel, R., and Rochetin, N. (2022). Cold pools observed during eurec 4 a : Detection and characterization from atmospheric soundings. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 61(5) :593–610.

- Vogel, R., Konow, H., Schulz, H., and Zuidema, P. (2021). A climatology of trade-wind cumulus cold pools and their link to mesoscale cloud organization. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 21(21) :16609–16630.
- Wakimoto, R. M. (1982). The life cycle of thunderstorm gust fronts as viewed with doppler radar and rawinsonde data. *Monthly weather review*, 110(8) :1060–1082.
- Wang, X. and Zhang, C. (2021). Field observations of sand flux and dust emission above a gobi desert surface. *Journal of Soils and Sediments*, 21 :1815–1825.
- Washington, R. and Todd, M. C. (2005). Atmospheric controls on mineral dust emission from the bodélé depression, chad : The role of the low level jet. *Geophysical Research Letters*, 32(17).
- Weaver, J. F. and Nelson, S. P. (1982). Multiscale aspects of thunderstorm gust fronts and their effects on subsequent storm development. *Monthly Weather Review*, 110(7) :707–718.
- Weinzierl, B., Ansmann, A., Prospero, J. M., Althausen, D., Benker, N., Chouza, F., Dollner, M., Farrell, D., Fomba, W., Freudenthaler, V., et al. (2017). The saharan aerosol long-range transport and aerosol–cloud–interaction experiment : overview and selected highlights. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 98(7) :1427–1451.
- Weisman, M. L. and Rotunno, R. (2004). “a theory for strong long-lived squall lines” revisited. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 61(4) :361–382.
- White, B. R. (1979). Soil transport by winds on mars. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B9) :4643–4651.
- Williamson, D., Goldstein, M., Allison, L., Blaker, A., Challenor, P., Jackson, L., and Yamazaki, K. (2013). History matching for exploring and reducing climate model parameter space using observations and a large perturbed physics ensemble. *Climate dynamics*, 41 :1703–1729.
- Young, G. S., Perugini, S. M., and Fairall, C. (1995). Convective wakes in the equatorial western pacific during toga. *Monthly Weather Review*, 123(1) :110–123.
- Zhang, Y. and Klein, S. A. (2010). Mechanisms affecting the transition from shallow to deep convection over land : Inferences from observations of the diurnal cycle collected at the arm southern great plains site. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(9) :2943–2959.

Zuidema, P., Torri, G., Muller, C., and Chandra, A. (2017). A survey of precipitation-induced atmospheric cold pools over oceans and their interactions with the larger-scale environment. *Surveys in Geophysics*, 38(6) :1283–1305.