

Quelle turbulence sur les bords des nuages convectifs? Clement Strauss

▶ To cite this version:

Clement Strauss. Quelle turbulence sur les bords des nuages convectifs?. Climatologie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2020. Français. NNT: 2020TOU30289. tel-03325053

HAL Id: tel-03325053 https://theses.hal.science/tel-03325053

Submitted on 24 Aug 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.





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

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Présentée et soutenue par

Clément STRAUSS

Le 10 décembre 2020

Quelle turbulence sur les bords des nuages convectifs ?

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

Spécialité : Océan, Atmosphère, Climat

Unité de recherche : CNRM - Centre National de Recherches Météorologiques

> Thèse dirigée par Didier RICARD et Christine LAC

> > Jury

M. Daniel KIRSHBAUM, Rapporteur Mme Alison STIRLING, Rapporteure M. Mickael BOURGOIN, Examinateur M. Jean-Pierre CHABOUREAU, Examinateur M. Jean-Luc REDELSPERGER, Examinateur M. Didier RICARD, Directeur de thèse Mme Christine LAC, Co-directrice de thèse

Remerciements

C'est en période de confinement que je dis au revoir au CNRM et que je rédige quelques phrases pour exprimer ma gratitude envers les personnes qui m'ont apporté leur aide et leur soutien durant ma thèse.

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse Didier et ma co-directrice Christine pour leur grande disponibilité, pour leur bienveillance et pour la qualité de leur encadrement. Merci à Didier de s'être occupé de mon accueil en stage, de l'école d'été, de la conférence, d'avoir été aussi présent et aussi patient pour m'apprendre à utiliser Méso-NH et à effectuer un travail de recherche. Merci à Christine pour les commentaires supplémentaires, les nombreuses relectures, les préparations des présentations orales et pour tous ses conseils. Je vous remercie pour votre enthousiasme pour le sujet qui m'a beaucoup aidé à trouver de la motivation et pour les nombreux efforts que vous avez fait pour moi.

Je remercie aussi les membres de mon comité et de mon jury de thèse : Antoine Verrelle, Frédéric Burnet, Jean-Luc Redelsperger, Jean-Pierre Chaboureau, Alison Stirling, Daniel Kirshbaum et Mickael Bourgoin d'avoir pris le temps de s'intéresser à mon travail. Merci pour vos encouragements et pour vos retours. Merci à Antoine pour tous ses conseils et ses explications.

Un grand merci aux membres du personnel administratif et RH du CNRM. En particulier, Ouria Ghalayini, Anita Hubert, Régine Manzano et Claire Doubremelle pour tout leur travail d'accompagnement.

Je souhaite aussi remercier les membres (et anciens membres) des équipes Phy-NH et Précip pour toute leur aide. Merci à mes co-bureau Alexane Lovat, Mary Borderies et Maxime Martinet, à Quentin Rodier, Marie Mazoyer, Jeanine Payart, Sebastien Riette et Renaud Lestringent. Merci aussi à Nicolas Maury de l'équipe MNPCA et à Fleur Couvreux de l'équipe MOANA pour les échanges que nous avons eu.

Finalement, je remercie ma famille et mes amis pour leur soutien et l'ensemble des doctorants, postdocs et permanents du CNRM que j'ai eu l'occasion de côtoyer durant ces 3 ans pour leur compagnie et pour tous les bons moments que j'ai pu passer avec eux. Merci, en particulier à Damien, Iris, Alexane, Mary et Maxime, Marc, Maxens, PA, Axelle, Thomas, Mattéo, Léo et César pour les soirées, après-midi et discussions qui ont animé cette période de thèse.

Résumé

Mieux représenter la turbulence aux échelles kilométrique et hectométrique est un enjeu important pour les modèles de prévision numérique du temps. La paramétrisation de la turbulence selon Cuxart et al. (2000) (notée CBR) actuellement utilisée dans les modèles AROME et Méso-NH, n'est pas satisfaisante dans les nuages convectifs, mais une nouvelle paramétrisation introduite par Moeng (2014) a montré un fort potentiel pour représenter les flux thermodynamiques verticaux sur un cas de cumulonimbus en phase mature (Verrelle et al., 2017).

Dans cette thèse, deux simulations LES (Large Eddy Simulation) de convection profonde à 50 m puis 5 m de résolution permettent de généraliser ces résultats à une population de nuages convectifs à différentes phases de leur cycle de vie puis à un cumulus congestus et d'étudier la plupart des flux turbulents d'ordre 2 à différentes résolutions horizontales (50 m, 100 m, 250 m, 500 m, 1 km et 2 km) en filtrant les champs de la LES.

La paramétrisation de Moeng fournit de meilleurs résultats que la paramétrisation CBR pour les flux thermodynamiques verticaux mais aussi, dans une moindre mesure, pour les flux thermodynamiques horizontaux, à la fois à l'intérieur et sur les bords des nuages. L'amélioration est moins évidente pour les flux dynamiques.

La LES à 5 m permet ensuite de caractériser et quantifier la turbulence, les instabilités et les processus thermodynamiques et dynamiques aux bords du cumulus. La turbulence sur les bords est de plus fine échelle que celle située à l'intérieur du cumulus. La production dynamique de turbulence sous-maille domine largement sur la production thermique. L'air nuageux est fortement renouvelé par un entrainement majoritairement latéral. Celui est causé par différents types d'instabilités avec, notamment, une circulation toroïdale de grande échelle près du sommet du nuage. Il existe peu de subsidences pénétrantes au sommet du nuage et elles sont peu profondes. Près des bords du cumulus, des subsidences coexistent avec une inversion de la flottabilité. Le refroidissement évaporatif, principalement présent sur les bords du cumulus, contribue à cette inversion et atténue les mouvements convectifs. Il influe aussi sur le trajet de l'air entrainé dans le nuage mais modifie peu les instabilités.

L'étude approfondie menée à partir de nombreux diagnostics tels que des bilans ou des traceurs lagrangiens sur des simulations à grandes grilles, contribue ainsi à améliorer notre compréhension des processus qui pilotent les échanges entre le nuage et son environnement.

mots clefs : LES, turbulence, nuages convectifs profonds, cumulus congestus, enveloppe subsidente, circulation toroïdale

Abstract

Improving the representation of turbulence at kilometre and hectometre scales is an important issue for numerical weather prediction models. The turbulence parametrization according to Cuxart et al. (2000) (noted CBR), currently used in the AROME and Méso-NH models, is not satisfactory in convective clouds, but a new parameterization introduced by Moeng (2014) has shown a strong potential to represent vertical thermodynamic fluxes on a mature cumulonimbus case (Verrelle et al., 2017).

In this thesis, two LES (Large Eddy Simulation) of deep convection at 50-m then 5-m resolutions allow to generalize these results to a population of convective clouds at different phases of their life cycle then to a cumulus congestus and to study most of the 2nd order moment turbulent fluxes at different horizontal resolutions (50 m, 100 m, 250 m, 500 m, 1 km and 2 km) by filtering the fields of the LES.

The Moeng parametrization provides better results than the CBR parametrization for vertical thermodynamical fluxes but also, to a lesser extent, for horizontal thermodynamical fluxes, both inside the cloud and at its edges. The improvement is less obvious for dynamical fluxes.

The LES at 5 m then allows to characterize and quantify the turbulence, instabilities and thermodynamic and dynamic processes at the edges of the cumulus. The turbulence at the edges has a finer scale than that inside the cumulus. The dynamical production of subgrid turbulence largely dominates over the thermal production in the whole cloud. The cloudy air is strongly renewed by a mainly lateral entrainment. This is caused by different types of instabilities with, in particular, a large-scale toroidal circulation near the top of the cloud. There are few and shallow penetrative downdrafts at the top of the cloud. Near the edges of the cumulus, downdrafts coexist with a buoyancy inversion. Evaporative cooling, mainly present on the edges of the cumulus, contributes to this inversion and decreases the convective circulation. It also influences the path of the air entrained in the cloud but has little impact on the instabilities.

The in-depth study carried out on the basis of numerous diagnoses, such as budgets or lagrangian tracers over large grid simulations, contributes to improve our understanding of the processes driving the exchanges between the cloud and its environment.

keywords : LES, turbulence, deep convective clouds, cumulus congestus, subsiding shell, toroïdal circulation

Table des matières

Introduction

1.1 Physique et modélisation de la turbulence dans les modèles atmosphéric	-
The modeling of modeling of the function of the function of the modeling at th	ques 5
1.1.1 La turbulence	5
1.1.2 La cascade d'énergie	6
1.1.3 Paramétrisation de la turbulence dans les modèles atmosphériqu	1es 7
1.1.4 Simulation à fine échelle de nuages convectifs	19
1.2 Structure des nuages convectifs	21
1.2.1 Les phénomènes convectifs	22
1.2.2 Modélisation des cumulus, approche historique.	23
1.2.3 Cœur ascendant et circulation toroïdale	25
1.2.4 L'enveloppe subsidente autour des nuages convectifs	35
1.3 Entrainement et détrainement	43
1.3.1 Entrainement latéral	44
1.3.2 Entrainement sommital	46
1.3.3 Recirculation et caractéristiques de l'air entrainé	48
1.3.4 Débat concernant les mécanismes qui régissent l'entrainement	49
1.4 Instabilités sur les bords des nuages convectifs	53
1.4.1 Généralités sur les instabilités d'interface	53
1.4.2 Instabilités aux bords des nuages sans changement de phase	54
1.4.3 Instabilités au sommet des nuages avec changement de phase de	e l'eau 59
1.5 Conclusion	64
2 Présentation du modèle Méso-NH et des simulations LES effectuée	es 67
2.1 Présentation du modèle Méso-NH	67
2.1.1 Partie dynamique	67
2.1.2 Partie physique	68
2.1.3 Outils et diagnostics	69
2.2 LES de convection profonde à 50 m de résolution	71
2.2.1 Cadre experimental	71
2.2.2 Description des nuages convectifs simulés	72
2.3 LES d'un cumulus congestus à 5 m de résolution	
2.3.1 Cadre expérimental	
2.3.2 Description du nuage simulé	
2.4 Conclusion	77

1

3	Car	actérisation des flux turbulents à l'intérieur des nuages	79		
	3.1	Présentation et synthèse de l'article	79		
	3.2	Article	80		
	3.3	Conclusion	104		
4	Caractérisation des flux turbulents sur les bords d'un cumulus congestus				
	4.1	Méthodologie	105		
		4.1.1 Définition des bords	105		
		4.1.2 Filtrage sur la verticale	106		
	4.2	Caractérisation de la turbulence	106		
		4.2.1 Partition sous-maille/résolu	106		
		4.2.2 Longueur de mélange	107		
		4.2.3 Bilan de la TKE sous-maille	109		
	4.0	4.2.4 Rapport d'anisotropie	109		
	4.3	Comparaison flux de référence/flux paramètrès	112		
		4.3.1 Comparaison avec la population de nuages convectifs profonds à l'échelle hectométrique	112		
		4.3.2 Différences entre les échelles hectométriques et l'échelle décamétrique	114		
		4.3.3 Caractérisation des flux turbulents et évaluation des paramétrisations			
		aux bords des nuages	114		
	4.4	Conclusion	125		
5	Mél	ange sur les bords des nuages et dynamique associée	127		
Ŭ	5.1	Présentation de l'article	127		
	5.2	Article	129		
	5.3	Études complémentaires à l'article	189		
		5.3.1 Entrainement calculé avec la méthode bulk-plume	189		
		5.3.2 Inversion de la flottabilité	190		
		5.3.3 Différences entre les bords amont et aval	193		
		5.3.4 Caractérisation des instabilités	196		
		5.3.5 Étude du sillage turbulent	199		
	5.4	Structures tourbillonnaires	201		
		5.4.1 Structures tridimensionnelles complexes	201		
		5.4.2 Élongation des structures	202		
		5.4.3 Classification des grandes structures	204		
	5.5	Suivi de parcelles par des traceurs lagrangiens	210		
		5.5.1 Altitude d'origine des parcelles situées au sommet du nuage	210		
		5.5.2 Entrainement sommital vs lateral	210		
		5.5.3 Utilisation de rétrotrajectoires lagrangiennes	213		
		5.5.4 Conclusion \ldots	221		
	5.6	Conclusion	222		
Co	onclu	ision et perspectives	223		
Α	Var	iables atmosphériques	229		
в	Cal	cul de l'entrainement	233		
	B.1	Méthodes numériques	233		
	B.2	Application de la méthode bulk à la simulation de convection profonde	$\frac{235}{237}$		

Gl	os	sa	i	\mathbf{r}	e

Introduction

Avec des conditions instables (chaudes et humides) dans les basses couches de l'atmosphère, des mouvements verticaux peuvent former des nuages convectifs, appelés cumulus. Il en existe plusieurs sous-catégories (mediocris, humilis, congestus et nimbus) en fonction de leur extension verticale. Les cumulus sont dits "profonds" lorsqu'ils s'étendent verticalement sur plusieurs kilomètres ce qui est le cas des cumulus congestus et des cumulonimbus.

Les nuages convectifs sont importants dans la circulation générale de l'atmosphère car ils sont présents dans de nombreux systèmes métérologiques : orages, lignes de grain, supercellule, cyclones tropicaux, dépressions des moyennes latitudes... Ils peuvent être associés à des phénomènes intenses potentiellement dévastateurs et meurtriers : pluie diluvienne, grêle, front de rafales, impact de foudre, tornades... Leur bonne représentation dans les modèles atmosphériques est donc un enjeu crucial pour la Prévision Numérique du Temps (PNT).

Par ailleurs, les nuages convectifs participent à l'équilibre énergétique de l'atmosphère en redistribuant par mélange vertical la chaleur et l'humidité contenues dans la couche limite atmosphérique (CLA) et dans la troposphère. Ils contribuent également au bilan radiatif de l'atmosphère et au cycle de l'eau. Toutes ces interactions expliquent qu'ils soient une source d'incertitude importante pour les projections climatiques et que leur représentation soit ardue dans les modèles de climat et de PNT (Randall et al., 2003; Bony et al., 2015).

En PNT, l'augmentation de la puissance de calcul a permis depuis une dizaine d'années d'utiliser en opérationnel des modèles de prévision avec des résolution de l'ordre du kilomètre qui permettent de résoudre explicitement la convection (e.g. COSMO, UKV, WRF...) et donc de modéliser les mouvements à l'intérieur des nuages convectifs. On peut ainsi se passer d'un schéma de paramétrisation de la convection profonde qui représente l'effet moyen des processus se produisant à des échelles inférieures à la taille de la maille du modèle - on parle de "sousmaille" par opposition aux mouvements "résolus". Ces modèles de fine échelle, de type CRM (Cloud Resolving Model), permettent de gagner en réalisme et d'obtenir de meilleurs scores de prévision pour les situations convectives. Ainsi, à Météo-France, le modèle AROME a été mis en place en 2008 pour des prévisions à courte échéance sur un domaine limité couvrant la France avec une maille de 2.5 km (Seity et al., 2011). Par la suite, d'autres domaines de prévision ont été mis en place sur des territoires d'outre-mer (la Réunion, Antilles-Guyane) et la résolution du domaine France a été augmentée à 1.3 km (Brousseau et al., 2016).

Il reste cependant de nombreuses sources d'incertitudes dans ces prévisions à l'échelle kilométrique. Celles-ci sont liées d'une part à l'imprécision des états initiaux et aux conditions de couplage, et d'autre part aux approximations des équations utilisées pour représenter l'évolution de l'atmosphère et à leur discrétisation sur des grilles de calcul (schémas numériques, paramétrisations physiques...). Pour les nuages convectifs, dont le transport est bien résolu aux échelles hectométriques deux sources importantes d'incertitude au niveau des paramétrisations physiques proviennent du schéma de microphysique qui sert à représenter les hydrométéores et du schéma de turbulence. Les nuages convectifs sont, en effet, le siège de forts effets de turbulence qui sont dus, entre autres, aux hétérogénéités en leur sein, à la présence d'une interface avec l'environnement, à l'intensité des ascendances et des subsidences et aux ondes de gravité excitées au sommet du nuage lorsque celui-ci rencontre la tropopause. Les structures en forme de choux-fleur qui peuvent être observées sur les bords des cumulus sont dues à la présence de nombreux tourbillons de différentes échelles.

Dans le cadre de cette thèse, nous essaierons de progresser dans la compréhension de la turbulence au sein des nuages convectifs en portant un intérêt particulier à leurs bords. Nous nous appuierons pour cela sur des simulations numériques à très fine résolution, allant de quelques dizaines de mètres à quelques mètres, réalisées avec le modèle de recherche Méso-NH (Lac et al., 2018). L'augmentation de la puissance de calcul permet, en effet, d'effectuer de simulations, dite LES (Large-Eddy Simulation), résolvant une grande partie de la turbulence sur de grandes grilles de calcul. Cela permet d'obtenir des simulations de nuages avec des structures très réalistes (Figure 1) qui peuvent servir de référence pour étudier les processus physiques et pour améliorer les paramétrisations.



FIGURE 1 – Visualisation en trois dimensions du cumulus congestus simulé avec une résolution de 5 m dans le cadre de cette thèse. Cette image photoréaliste a été obtenue grâce à un outil de transfert radiatif 3D basé sur des techniques de *path-tracing* (Villefranque et al., 2019).

En ce qui concerne les processus physiques, le mélange qui s'effectue aux bords des nuages est étudié depuis plusieurs décennies car les nuages constituent un facteur d'incertitude majeur dans les modèles globaux. On peut citer l'exemple des biais importants de température dus à une mauvaise représentation des stratocumulus. Concernant les nuages convectifs, de nombreuses incertitudes découlent des schémas de paramétrisation (convection profonde, turbulence...) avec des difficultés dans la prise en compte des processus qui pilotent la dilution de l'air nuageux par l'air environnemental. Les mécanismes qui régissent les échanges entre les nuages et leur environnement sont, en effet, complexes et ils sont encore mal compris. La détermination de la taille et de la forme des tourbillons responsables du mélange sur les bords des nuages est rendue difficile par les interactions entre les nombreuses échelles de la turbulence (Grabowski and Clark, 1993a). Par ailleurs, les changements d'état de l'eau, les hétérogénéités intrinsèques à la dynamique nuageuse et les interactions avec le vent environnemental sont autant de facteurs qui viennent ajouter des degrés de complexité supplémentaires au problème. Les tourbillons ont aussi un fort impact sur la microphysique en modifiant, par exemple, les distributions dimensionnelles des gouttelettes (Kumar et al., 2014).

En termes de paramétrisation de la turbulence, lorsque la résolution horizontale des modèles est au supérieure au kilomètre, on suppose que les transports turbulents horizontaux sont négligeables devant les transports verticaux et on utilise un schéma unidimensionnel (1D). C'est notamment le cas dans les modèles de PNT actuellement utilisés à Météo-France (ARPEGE, AROME). Cette hypothèse tient difficilement pour des résolutions proches du kilomètre et l'utilisation d'un schéma 3D devient nécessaire lorsqu'elles sont encore plus fines. Par ailleurs, aux échelles kilométriques et hectométriques, les dynamiques sous-maille et résolue sont fortement couplées ce qui complique la représentation de la turbulence car les paramétrisations utilisées dans les modèles atmosphériques font l'hypothèse qu'il existe une nette séparation d'échelles entre ces mouvements. Cette problématique est connue depuis longtemps dans la CLA. Wyngaard (2004) a qualifié la gamme d'échelles sur laquelle les mouvements sous-maille et résolus sont fortement couplés de "zone grise" de la turbulence.

Au cours de ces dernières années, des travaux ont été menés au CNRM pour caractériser la zone grise de la turbulence. Dans la CLA, une partition distinguant la turbulence sous-maille et la turbulence résolue, établie en utilisant des LES de couches limites (Honnert et al., 2011), a permis de proposer des pistes d'amélioration pour représenter la turbulence non locale en modifiant le schéma de thermiques sous-maille EDMF (Eddy-Diffusivity Mass-Flux) (Pergaud et al., 2009). Dans les nuages convectifs, des travaux réalisés avec le modèle Méso-NH ont montré que, même en utilisant un schéma de turbulence 3D, ce modèle avait tendance à représenter des vitesses verticales trop fortes et une énergie cinétique turbulente sous-maille trop faible aux échelles kilométriques (Verrelle et al., 2017). Le terme de production thermique de turbulence sous-maille, qui est à l'origine de la majorité de la turbulence à ces échelles, est sous-estimé. Celui-ci peut être décomposé en une contribution du flux turbulent vertical de chaleur et une contribution du flux vertical d'humidité. Le schéma de turbulence actuellement utilisé (Cuxart et al., 2000) fournit donc des résultats insatisfaisants dans les nuages convectifs. Étant donné que ce dernier est basé sur des formulations classiques en K-gradient (le flux turbulent d'une variable est relié à l'opposé du gradient de la variable), il ne peut pas représenter les zones de turbulence non locale (dite à contre-gradient). Une nouvelle paramétrisation issue des travaux de Moeng (2014) et qui peut être reliée à une approche en flux de masse permettant de représenter la turbulence non locale, comme pour la CLA, a été testée. Il s'agit d'une paramétrisation basée sur des produits de gradients horizontaux qui a été introduite par Bardina et al. (1980) dans le monde de la recherche en ingénierie avant d'être proposée par Chow et al. (2005) pour la CLA. Cette paramétrisation est pensée pour la zone grise de la turbulence dans la mesure où l'expression des flux turbulents sous-maille y est obtenue en s'appuyant sur le fort couplage qui existe entre les plus grandes échelles sous-maille et les petites échelles résolues. Cette paramétrisation a donné de meilleurs résultats que la paramétrisation CBR pour les flux thermodynamiques verticaux dans une simulation idéalisée d'un cumulus profond en phase mature (Verrelle et al., 2017). Récemment, cette approche a aussi été utilisée dans le modèle du Met Office UKV à 1.5 km de résolution en introduisant ce terme dans les flux verticaux du schéma de turbulence. Cela se traduit par une amélioration des prévisions de précipitations grâce à une réduction des forts taux de précipitations (Hanley et al., 2019).

Objectifs de la thèse

Ainsi, l'objectif général de cette thèse est de participer à l'amélioration de la représentation de la turbulence dans les modèles atmosphériques. Ce travail est effectué en utilisant des LES de référence à 50 m puis à 5 m de résolutions horizontale et verticale afin d'étudier la turbulence à l'intérieur des nuages convectifs et autour d'eux en portant une attention particulière à leur bords.

D'une part, nous poursuivons l'évaluation de différentes paramétrisations de la turbulence à l'intérieur des nuages, pour toute une population de nuages convectifs profonds (cumulus et cumulonimbus), puis pour un cumulus congestus. Une méthodologie basée sur le filtrage des champs des LES est utilisée pour estimer directement les flux turbulents à partir des fluctuations à différentes résolutions horizontales (kilométriques et hectométriques). Ces flux sont ensuite utilisés comme une référence pour évaluer les paramétrisations en calculant les flux paramétrés à partir des champs de la LES filtrés à ces mêmes résolutions.

D'autre part, la dynamique de fine échelle du cumulus congestus simulé à 5 m de résolution, est étudiée. Les grandes structures du nuage sont examinées et une partition est utilisée pour caractériser la dynamique, la turbulence et la flottabilité à l'intérieur du nuage, dans ses bords intérieurs et extérieurs et dans l'environnement plus lointain. Les échanges entre le nuage et son environnement et les instabilités à l'interface nuageuse sont caractérisés.

Dans cette thèse, nous chercherons en particulier à savoir :

- 1. Comment améliorer les paramétrisations actuelles des schémas de turbulence des modèles Méso-NH et AROME au sein des nuages convectifs et sur leurs bords?
- 2. Quels sont les processus se distinguant sur les bords des nuages?
- 3. Quels types d'instabilités sont présents à l'interface nuageuse?

Organisation du mémoire de thèse

Le premier chapitre de cette thèse est un état de l'art qui porte tout d'abord sur la turbulence et sur les méthodes qui sont utilisées pour la paramétriser dans les modèles. Il traite ensuite de la structure des nuages convectifs et de la nature des échanges qui s'effectuent à l'interface nuage-environnement. Enfin des travaux traitant des instabilités situées sur les bords des nuages convectifs sont présentés.

Le second chapitre présente le modèle de recherche Méso-NH et les outils qui ont été employés dans le cadre de la thèse ainsi que les deux simulations LES qui ont été réalisées.

Le troisième chapitre généralise l'évaluation de la paramétrisation de la turbulence à un ensemble de nuages convectifs profonds pour différentes phases de leur cycle de vie. Les flux turbulents sont caractérisés à différentes résolutions horizontales et trois paramétrisations sont évaluées en mode diagnostique en utilisant les champs d'une simulation LES à 50 m de résolution.

Dans le quatrième chapitre, la turbulence est analysée à des échelles plus fines pour un cumulus congestus et les paramétrisations sont évaluées sur ses bords.

Le cinquième et dernier chapitre de la thèse consiste en une étude de la turbulence de fine échelle et des processus dynamiques et thermodynamiques sur les bords de ce même cumulus congestus. Un intérêt particulier est porté aux effets de refroidissement évaporatif et une première analyse des instabilités présentes sur ses bords est effectuée. Finalement, la nature des échanges qui s'effectuent à l'interface nuage/environnement est étudiée en utilisant des traceurs lagrangiens.

Enfin, une synthèse des principaux résultats obtenus au cours de cette thèse et quelques perspectives de recherche concluent le mémoire.

Chapitre 1

État de l'art

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord de quelle façon la turbulence est modélisée dans les modèles atmosphériques. Nous nous intéresserons ensuite aux interactions entre la turbulence et la convection profonde.

La première section de la partie état de l'art traite de la turbulence et de sa modélisation dans les modèles atmosphériques. La seconde examine l'organisation des nuages convectifs. La troisième section expose des résultats connus concernant les échanges qui s'effectuent entre les cumulus et leur environnement. Finalement, la quatrième section présente des études d'instabilités sur les bords des nuages convectifs.

1.1 Physique et modélisation de la turbulence dans les modèles atmosphériques

Dans cette section, nous présentons brièvement ce qu'est la turbulence puis nous nous intéressons à la façon dont elle est paramétrisée dans les modèles atmosphériques. Les limitations des paramétrisations les plus courantes dans les nuages convectifs aux plus fines résolutions de la méso-échelle sont exposées. Pour finir, certaines approches alternatives sont introduites.

1.1.1 La turbulence

Un écoulement turbulent est défini comme un écoulement présentant en tout point un caractère tourbillonnaire. La turbulence, de son côté, est décrite comme la part du mouvement qui contribue au caractère chaotique, désordonné d'un écoulement. Elle possède une propriété de mélange qui se manifeste par une forte diffusion des quantités transportées. Statistiquement, la turbulence transfère l'énergie des grandes échelles vers les petites échelles et cette énergie cinétique se dissipe sous forme de chaleur lorsque les tourbillons deviennent assez petits.

La turbulence peut être définie en fonction des variations spatiales de quantités d'intérêt ou en fonction de leurs variations temporelles ce qui peut revenir au même sous certaines conditions (hypothèse d'ergodicité).

Les écoulement turbulents sont fréquemment étudiés en utilisant des lois de similitudes ce qui signifie que les équations sont adimensionnées en divisant par des grandeurs caractéristiques propres à l'écoulement (taille, vitesse ...). Le but est de pouvoir les appliquer à n'importe quelles échelles et à n'importe quel type de fluide en considérant que seules les grandeurs caractéristiques qui ont servi à adimensionner changent. Des nombres sans dimension informant sur la nature des écoulements naissent des lois de similitudes. Le nombre de Reynolds donné par $Re = \frac{VD}{\nu}$ est calculé en effectuant le rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses où Vest la vitesse de l'écoulement, D sa dimension caractéristique et ν sa viscosité cinématique. Un nombre de Reynolds élevé indique que l'écoulement est fortement turbulent. Dans l'atmosphère, on considère généralement qu'un écoulement est laminaire lorsque son nombre de Reynolds est inférieur à 1000.

La turbulence atmosphérique se produit sur des échelles spatiales allant du micromètre à plusieurs kilomètres. La zone de l'atmosphère dans laquelle la production de turbulence est la plus importante est la couche limite. Elle est composée des quelques kilomètres les plus proches du sol qui sont directement impactés par la présence de la surface terrestre ou maritime.

Les phénomènes convectifs sont le siège de mouvements turbulents difficiles à modéliser. Historiquement, la recherche en modélisation de la turbulence atmosphérique s'est principalement concentrée sur la couche limite atmosphérique laissant de côté la convection nuageuse qui était paramétrisée. Cela signifie qu'elle n'était pas résolue par le modèle et qu'elle était représentée par des relations qui font intervenir les grandeurs résolues. Avec l'augmentation de la puissance de calcul, les modèles opérationnels de prévision du temps à fine échelle commencent à résoudre explicitement la convection ce qui justifie un travail d'amélioration des paramétrisations de la turbulence au sein des nuages convectifs. D'autres phénomènes météorologiques peuvent générer de la turbulence au dessus de la couche limite avec notamment la turbulence en ciel clair associée au déferlement d'ondes orographiques, aux forts cisaillements de vent dus aux courants jets ou au voisinage des enclumes des cumulonimbus.

1.1.2 La cascade d'énergie

La théorie de la cascade d'énergie a été imaginée par Richardson (1922) avant d'être formalisée par les travaux du mathématicien russe Kolmogorov (1941). Elle postule qu'entre l'échelle à laquelle les tourbillons dépendent de la forme de l'écoulement et l'échelle à laquelle les effets visqueux équilibrent les effets d'inertie, l'énergie des grands tourbillons est transmise vers des tourbillons plus petits avec un taux de transfert constant. La limite supérieure de la cascade d'énergie dépend du phénomène étudié. Elle correspond aux échelles d'injection de l'énergie cinétique turbulente. Le sommet du pic de micro-échelle du spectre de Van der Hoven (1957) (présenté plus loin) correspond aux échelles auxquelles l'énergie cinétique turbulente cesse d'être injectée et commence à se propager vers des échelles plus petites. La limite inférieure de la cascade d'énergie appelée "échelle de Kolmogorov", correspond à l'échelle à laquelle les effets visqueux équilibrent les effets d'inertie :

$$\eta = (\frac{\nu}{\epsilon})^{\frac{1}{3}} = \frac{L}{Re^{\frac{3}{4}}}$$
(1.1)

où $\epsilon = \frac{U^3}{L}$ est le taux de dissipation par unité de masse, L est la taille caractéristique de l'écoulement et U est sa vitesse caractéristique.

L'ensemble des échelles sur lesquelles la cascade d'énergie existe est appelée la "zone inertielle". Kolmogorov (1941) décrit les transferts d'énergie dans la zone inertielle par la loi de puissance suivante :

$$E \propto \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \tag{1.2}$$

où k est le nombre d'onde. Une pente en $-\frac{5}{3}$ apparait donc sur les spectres d'énergie cinétique (Figure 1.1). Le modèle de Kolmogorov (1941) suppose l'homogénéité locale des taux de dissipation turbulente qui n'est pas toujours vérifiée. On parle d'intermittence lorsque ce n'est pas le cas. Des modèles de cascade d'énergie plus aboutis ont été mis en place afin de prendre en compte les fluctuations spatiales et temporelles des transferts d'énergie par la turbulence.



FIGURE 1.1 – Spectre d'énergie cinétique en fonction du nombre d'onde k (m^{-1}) illustrant la cascade d'énergie de Kolmogorov avec les échelles d'injection et de dissipation de l'énergie et la zone inertielle où le taux de transfert d'énergie suit une loi en -5/3. Tiré de Guermond et al. (2004).

1.1.3 Paramétrisation de la turbulence dans les modèles atmosphériques

Les modèles météorologiques résolvent les équations d'évolution de l'atmosphère sur un maillage discret. La troncature qui est effectuée par la discrétisation revient à appliquer un filtre passe-haut ce qui signifie qu'une partie des phénomènes n'est pas modélisée. On tente donc, en se basant sur des considérations physiques ou numériques, d'ajouter une correction qui atténue l'erreur commise (une paramétrisation). Dans cette section, nous verrons de quelle façon on fait apparaître des termes correspondant aux contributions des mouvements non résolus. Nous verrons ensuite quelles méthodes sont couramment employées pour les paramétriser puis nous présenterons les limitations de ces méthodes dans le cas d'une application aux nuages convectifs aux résolutions actuelles des modèles de fine échelle. Enfin, une paramétrisation pouvant servir d'alternative à l'approche classique est introduite.

Équations d'évolution de l'atmosphère

Dans les modèles météorologiques, des approximations sont fréquemment effectuées afin de supprimer la contribution des ondes acoustiques qui sont contraignantes à modéliser. L'approximation de Boussinesq, qui consiste à considérer que la masse volumique est approximativement constante et que les écarts aux profils de références sont petits devant les variables de référence, est souvent utilisée en mécanique des fluides mais elle est mal adaptée à la modélisation de la convection profonde. Les modèles de méso-échelle lui préfèrent donc d'autres approximations dont l'approximation anélastique qui consiste à considérer que les variations de la masse volumique avec le temps et sur l'horizontale sont petites devant ses variations avec l'altitude.

Les équations obtenues sous l'approximation de Boussinesq serviront ici d'exemple. Sous cette approximation, les équations qui régissent la dynamique de l'atmosphère sont les suivantes :

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial p''}{\partial x_i} + \delta_{i3} \frac{g}{\theta_{vref}} \theta''_v - 2\epsilon_{ijk} \Omega_j u_k + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}$$

$$\frac{\partial \theta_l}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta_l}{\partial x_j} = S_\theta + \nu_\theta \frac{\partial^2 \theta_l}{\partial x_j \partial x_j}$$

$$\frac{\partial r_{np}}{\partial t} + u_j \frac{\partial r_{np}}{\partial x_j} = S_r + \nu_r \frac{\partial^2 r_{np}}{\partial x_j \partial x_j}$$
(1.3)

où la convention d'Einstein est appliquée pour les indices répétés. p'' et θ''_v correspondent aux écarts à la pression hydrostatique et au profil vertical de référence en température potentielle virtuelle, u_i est la i-ème composante du vent, ν , ν_{θ} et ν_r sont la viscosité cinématique, la conductivité thermique et le coefficient de diffusion moléculaire pour l'eau non précipitante. S_{θ} et S_r sont les termes sources pour la température potentielle liquide et l'eau totale non précipitante, Ω_j est la j-ème composante de la vitesse angulaire de la rotation terrestre et ϵ_{ijk} est le symbole de Levi-Civita.

Ces équations sont respectivement dérivées de l'équation de conservation de la masse, de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement, de l'équation de conservation de la température potentielle liquide (θ_l) et de l'équation de conservation du rapport de mélange en eau totale non précipitante (r_{np}) . L'annexe A présente les variables thermodynamiques qui sont utilisées dans la thèse.

Filtrage des équations

Avant de résoudre les équations d'évolution de l'atmosphère sur un maillage discret, une opération de filtrage leur est appliquée. Le filtrage des équations permet d'étudier des variables moyennées sur les mailles introduites pour la numérisation et de contrôler l'erreur due à la discrétisation en faisant apparaître les termes qui correspondent aux effets des processus filtrés. L'impact des transports turbulents sur les échelles résolues apparaît dans les équations sous la forme de variances et de covariances auxquelles il est ensuite possible d'assigner des expressions. La méthode de filtrage la plus simple consiste à appliquer une moyenne de Reynolds aux variables sur le volume d'une maille. Celle-ci n'est rigoureuse que dans le cas d'une nette séparation d'échelles entre les processus résolus et les processus sous-maille mais elle sera utilisée pour l'exemple.

Si l'on définit les fluctuations d'une variables aléatoire f comme $f' = f - \overline{f}$, la moyenne de Reynolds obéit aux axiomes de Reynolds qui sont les règles suivantes :

1. Linéarité

$$\overline{a+b} = \overline{a} + \overline{b} \qquad \overline{Ca} = C\overline{a} \qquad \overline{C} = C \qquad (1.4)$$

2. Commutativité avec les opérateurs de dérivation et d'intégration

$$\frac{\overline{\partial a}}{\partial s} = \frac{\overline{\partial a}}{\partial s} \qquad \qquad \overline{\int ads} = \int \overline{a}ds \qquad (1.5)$$

3. Indempotence généralisée (et ses implications)

 $\overline{\overline{ab}} = \overline{\overline{ab}} \qquad \overline{\overline{a}} = \overline{\overline{a}} \qquad \overline{\overline{a'}} = 0 \qquad \overline{\overline{ab}} = \overline{\overline{ab}} \qquad \overline{\overline{ab'}} = 0 \qquad \overline{\overline{ab}} = \overline{\overline{ab}} + \overline{\overline{a'b'}}$ (1.6)

où a et b sont deux variables aléatoires et C est une constante.

On obtient une version filtrée des équations qui régissent l'état de l'atmosphère en écrivant chaque variable comme la somme de sa moyenne et de ses fluctuations au sein d'une maille avant d'appliquer la moyenne de Reynolds à l'ensemble des équations.

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial \overline{p''}}{\partial x_i} + \delta_{i3} \frac{g}{\theta_{vref}} \overline{\theta_v''} - 2\epsilon_{ijk} \Omega_j \overline{u_k} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j}
\frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j \theta_l}}{\partial x_j} = \overline{S_{\theta}} + \nu_{\theta} \frac{\partial^2 \overline{\theta_l}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{\theta_l' u_j'}}{\partial x_j}
\frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j r_{np}}}{\partial x_j} = \overline{S_r} + \nu_r \frac{\partial^2 \overline{r_{np}}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{r_{np}' u_j'}}{\partial x_j}$$
(1.7)

où les processus sous-maille sont décrits par les dérivées spatiales des moments d'ordre deux : $\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$, $\tau_{is} = \overline{u'_j s'}$ où $s = \theta_l$ ou r_{np} . On distingue six flux thermodynamiques qui sont les transports turbulents de température et d'humidité suivant les trois directions d'espace, trois variances dynamiques qui représentent l'effet qu'a une fluctuation de vent sur elle-même et trois covariances dynamiques qui représentent les interactions entre les fluctuations suivant les différentes directions d'espace. La somme des trois variances dynamiques donne l'énergie cinétique turbulente sous-maille ou TKE $e = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ qui est souvent étudiée dans la caractérisation des écoulements turbulents.

Il est possible d'obtenir les équations d'évolution des moments d'ordre 2 à partir des équations d'évolution des fluctuations (Cheng et al., 2002). Celles-ci font intervenir des moments d'ordre 3 dont les équations d'évolution font elles-même intervenir les moments d'ordre 4 et ainsi de suite. Le système peut être fermé à n'importe quel ordre mais plus ce dernier est élevé, plus le nombre d'équations à résoudre devient grand et plus le nombre de variables à paramétriser devient important. En conséquence, peu d'études se sont intéressées aux équations d'évolution des moments d'ordre supérieur à 3. L'équation pronostique de la TKE, résolue dans le modèle Méso-NH, est présentée ici en tant qu'exemple d'équation d'évolution des moments d'ordre 2 :

$$\frac{\partial}{\partial t}(e) + \overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(e) = -\frac{\partial}{\partial x_k}\overline{eu_k'} - \frac{1}{\rho_0}\overline{u_k'\frac{\partial p_k'}{\partial x_k}} + \nu\frac{\partial^2 e}{\partial x_k\partial x_k} + \frac{g}{\theta_{vref}}\overline{u_3'\theta_v'} - \overline{u_k'u_l'}\frac{\partial\overline{u_k}}{\partial x_l} - 2\nu\overline{\frac{\partial u_k'}{\partial x_k}\frac{\partial u_k'}{\partial x_k}}$$
(1.8)

Les termes intervenant dans cette équation sont, dans l'ordre :

- 1. Le terme de variabilité temporelle de la TKE
- 2. Le terme d'advection qui correspond au transport de la TKE par le vent moyen
- 3. Le terme de transport turbulent qui correspond au transport de la TKE par la turbulence
- 4. Le terme de presso-corrélation qui correspond au transport de la TKE par les fluctuations de pression
- 5. La diffusion moléculaire qui est souvent négligée
- 6. La production thermique qui correspond à la production de TKE par les effets de flottabilité

- 7. La production dynamique qui correspond à la production de TKE par interaction entre la turbulence et le cisaillement de vent moyen
- 8. Le terme de dissipation visqueuse (noté ϵ)

Le terme de transport turbulent est un moment d'ordre 3 et le terme de presso-corrélation et le terme de dissipation sont inconnus. Si l'on veut conserver uniquement des moments d'ordre 2, des paramétrisations doivent être introduites pour fermer le système. Les autres équations d'évolution des moments d'ordre 2 font apparaître les mêmes termes avec un terme supplémentaire pour la force de Coriolis dans les expressions des flux turbulents (qui n'apparaît pas dans les expressions des variances).

Fermeture des équations filtrées

a. Fermeture à l'ordre 1 et paramétrisation de Smagorinsky

Historiquement, des expressions pour les flux turbulents ont d'abord été obtenues en faisant une analogie entre la diffusion turbulente et la diffusion visqueuse de façon à relier ces derniers aux gradients des variables résolues (Boussinesq, 1877). Cette analogie est intuitive dans le cas des modèles numériques où la turbulence est supposée lisser les gradients des grandeurs résolues.

$$\overline{u_i'u_j'} = -2K_m \overline{S_{ij}}$$

$$\overline{u_i'\theta_l'} = -K_\theta \frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_i}$$

$$\overline{u_i'r_{np}'} = -K_r \frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial x_i}$$
(1.9)

où $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right)$ est le tenseur des taux de déformation pour les mouvements filtrés et K, K_{θ} et K_r sont des coefficients dits "de viscosité turbulente" qui sont à exprimer en fonction des variables du modèle.

Dans le cas de la diffusion moléculaire, le coefficient de viscosité est communément approximé par le produit de la vitesse quadratique moyenne des molécules et du libre parcours moyen qui est la distance moyenne que les molécules vont parcourir avant d'être stoppées. Cette approximation du coefficient de viscosité se généralise au cas des écoulements turbulents homogène et isotrope en effectuant l'hypothèse qu'il existe une "longueur de mélange" (L) qui représente pour les parcelles d'air ce que le libre parcours moyen est aux molécules. Dans ce cas, L représente la taille caractéristique des tourbillons et la vitesse quadratique moyenne des parcelles s'écrit comme la racine carrée de la TKE.

Dans l'atmosphère, les coefficients de diffusivité peuvent être approximés via le raisonnement suivant (Prandtl, 1925) : la perturbation d'une grandeur s pour une parcelle subissant un léger déplacement vertical sur une distance l dans un environnement homogène s'écrit :

$$s' = s(z) - s(z+l) \approx -l\frac{\partial s}{\partial z}$$
(1.10)

En moyennant le produit de cette équation par la perturbation de vitesse ω , on obtient :

$$\overline{\omega s'} = -\overline{\omega l} \frac{\partial s}{\partial z} \tag{1.11}$$

L'hypothèse d'isotropie permet ensuite de relier ω aux différentes composantes du vent.

Le produit $L\sqrt{e}$ peut être retrouvé dans un cas plus général en simplifiant les équations des moments d'ordre 2 sous certaines hypothèses (Lilly, 1966; Wyngaard, 2004) ce qui mène à l'écriture suivante des coefficients de diffusivité turbulente :

$$K_m = \frac{2}{3C_{pv}}L\sqrt{e}$$

$$K_\theta = \frac{2}{3C_{p\theta}}L\sqrt{e}$$

$$K_r = \frac{2}{3C_{pr}}L\sqrt{e}$$
(1.12)

où C_{pv} , $C_{p\theta}$ et C_{pr} sont des constantes. A ce stade, la longueur de mélange et l'énergie cinétique turbulente restent inconnues. De nombreuses formulations existent pour L. Ici, nous présenterons celles qui sont utilisées dans le modèle Méso-NH.

En régime LES, les tourbillons les plus énergétiques sont les plus grands tourbillons sousmaille et on peut considérer qu'ils ont une échelle caractéristique comparable à la taille de la maille. On utilise couramment la longueur de mélange de Deardorff (1980) qui est égale à la taille de la maille limitée par la stabilité :

$$L = \min(\sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}, 0.76\sqrt{\frac{e}{N^2}})$$
(1.13)

où N est la fréquence de Brunt-Vaisälä.

A méso-échelle, la version 1D de Méso-NH utilise la longueur de mélange de Bougeault and Lacarrere (1989) qui est égale à la distance qu'une parcelle peut théoriquement parcourir vers le haut (l_{up}) ou vers le bas (l_{down}) avant d'être stoppée par les effets de flottabilité.

$$L = \left[\frac{(l_{up})^{-2/3} + (l_{down})^{-2/3}}{2}\right]^{-3/2}$$

$$\int_{z}^{z+l_{up}} \frac{g}{\theta_{vref}} (\theta_{v}(z') - \theta_{v}(z)) dz' = e(z)$$

$$\int_{z-l_{down}}^{z} \frac{g}{\theta_{vref}} (\theta_{v}(z) - \theta_{v}(z')) dz' = e(z)$$

$$l_{down} \leq z$$

$$(1.14)$$

Un défaut de cette longueur de mélange est qu'elle ne tient pas correctement compte de la taille des tourbillons générés par cisaillement.

La paramétrisation de Smagorinsky (1963) est la plus ancienne et la plus couramment utilisée des fermetures. Elle est employée dans des modèles atmosphériques (COSMO, UM) ou dans des modèles LES (WRF). Elle est cohérente avec la théorie de la cascade d'énergie mais elle est aussi connue pour présenter de nombreux défauts.

La paramétrisation initiale de Smagorinsky écrit les coefficient de diffusion pour les flux turbulents en fonction du tenseur des taux de déformation :

$$K_m = (c_s L)^2 (2S_{ij})$$

$$K_h = \frac{K_m}{P_r}$$
(1.15)

où K_m est pour les flux dynamiques et K_h est pour les flux de scalaires. Un des défauts les plus critiques de la paramétrisation de Smagorinsky est de ne pas prendre en compte la stabilité

thermique (Redelsperger and Sommeria, 1981). Un terme annulant les flux dans les portions stables de l'atmosphère et faisant dépendre leur valeur du degré d'instabilité rencontré est couramment ajouté au produit (Lilly, 1962) :

$$f_m(R_i) = (max(0, 1 - \frac{R_i}{R_{ic}}))^{\frac{1}{2}}$$
(1.16)

où le niveau de permissivité du filtrage dépend du choix de R_{ic} .

Dans le modèle allemand COSMO, R_i s'écrit :

$$R_i = N^2 / (2\overline{S_{ij}S_{ij}}) \tag{1.17}$$

où N est la fréquence de Brunt-Vaisala qui est remplacée par sa version humide N_m dans l'air saturé.

Plusieurs valeurs ont été proposées pour le coefficient c_s avec une dépendance au cas considéré : $c_s = 0.16$ (Lilly, 1968) obtenue de façon empirique, $c_s = 0.10$ à 0.21 (Deardorff et al., 1970; Deardorff, 1971) $c_s = 0.18$ (Talbot et al., 2012), ou $c_s = 0.25$ (Langhans et al., 2012) qui est utilisé dans le modèle américain WRF. Le choix de ce coefficient est important dans la mesure où il fixe le taux de dissipation de l'énergie cinétique.

Les versions de la paramétrisation de Smagorinsky utilisées dans les modèles sont généralement plus complexes que celle qui est présentée ici avec notament une réduction de la longueur de mélange près de la surface dans le modèle anglais Unified Model (Halliwell, 2007; Hanley et al., 2015) et des expressions de c_s et R_{ic} faisant intervenir le nombre de Richardson dans COSMO.

b. Fermeture à l'ordre 1.5 et paramétrisation CBR

L'équation (1.8) peut être résolue afin de calculer explicitement la TKE. Elle est alors fermée en négligeant la dissipation visqueuse et en paramétrant les moments d'ordre 3, le terme de presso-corrélation et la dissipation turbulente de la façon suivante (Kolmogorov, 1942) :

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{eu'_k} + \overline{p'_k u'_k}) = -\frac{\partial}{\partial x_k} (C_T L \sqrt{e} \frac{\partial \overline{e}}{\partial x_k})$$

$$\epsilon = C_\epsilon \frac{e^{3/2}}{L}$$
(1.18)

où C_T et C_{ϵ} sont des constantes. L'expression de ϵ est obtenue en intégrant l'équation (1.2) entre l'échelle de Kolmogorov et l'échelle d'injection d'énergie $k_e = \frac{2\pi}{L}$. Pour les deux autres termes, on utilise simplement une fermeture en K-gradient.

Les équations sont ensuite fermées à l'ordre 1 en conservant la TKE calculée de façon pronostique dans les expressions des flux turbulents. Une telle fermeture est dite "à l'ordre 1.5".

La paramétrisation CBR (Redelsperger and Sommeria, 1981; Cuxart et al., 2000), qui est utilisée dans le modèle Méso-NH, est une fermeture à l'ordre 1.5. On y effectue une manipulation classique qui consiste à retrancher au tenseur des flux turbulents sa part isotrope, ce qui donne : $b_{ij} = \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} e$. De façon analogue, on introduit le tenseur des taux de déformations anisotrope $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \right)$. On mesure ainsi des différences à l'isotropie et le tenseur des flux turbulents est de trace nulle.

Les expressions des variances et des covariances sont obtenues en simplifiant les équations des moments d'ordre 2 sous les hypothèses suivantes (Sommeria, 1976) :

- 1. L'intérieur de la maille est en équilibre stationnaire (tout en respectant les conditions aux limites) ce qui permet de négliger les dérivées temporelles et le terme d'advection
- 2. La contribution des sources (ici la condensation et les effets radiatifs) est négligée. Cela signifie que les sources sont considérées comme étant homogènes à l'échelle d'une maille (elles impactent les échelles supérieures à la taille de la maille mais pas la turbulence).
- 3. Les termes de diffusion moléculaire sont négligés et les termes de dissipation visqueuse sont négligés sauf dans les équations des variances et de $\overline{r'_{np}\theta'_l}$
- 4. Les moments d'ordre 3 sont négligés
- 5. Les termes de Coriolis sont négligés
- 6. La part anisotropes des flux est négligée devant leur part isotrope
- 7. Les dérivées spatiales des termes de fluctuation de pression sont négligées
- 8. Les termes de flottabilité sont négligés dans les équations de la part anisotrope du tenseur de Reynolds mais conservés pour sa part isotrope et pour les flux de température, d'humidité ou de scalaire

Il reste à trouver des expressions pour les termes de pression et de dissipation qui n'ont pas été négligés. Les termes pression restants se comportent comme des puits pour les flux turbulents. Ils sont paramétrisés de la façon suivante :

$$\Pi_{ij} = -C_{pv} \frac{\sqrt{e}}{L} b_{ij} - \frac{4}{5} S_{ij}$$

$$\Pi_{i\theta} = -C_{p\theta_l} \frac{\sqrt{e}}{L} \overline{u'_i \theta'_l} - \frac{1}{3} \frac{g}{\theta_{vref}} \beta_3 \overline{\theta_v \theta_l}$$

$$\Pi_{ir} = -C_{pr} \frac{\sqrt{e}}{L} \overline{u'_i r'_{np}} - \frac{1}{3} \frac{g}{\theta_{vref}} \beta_3 \overline{\theta'_v r'_{np}}$$
(1.19)

Les termes de dissipation qui n'ont pas été négligés sont paramétrisés de la façon suivante :

$$\epsilon_{\theta} = 2C_{\epsilon\theta} \frac{\sqrt{e}}{L} \overline{\theta'^2}$$

$$\epsilon_q = 2C_{\epsilon q} \frac{\sqrt{e}}{L} \overline{q'^2}$$

$$\epsilon_q = 2C_{\epsilon \theta q} \frac{\sqrt{e}}{L} \overline{\theta' q'}$$
(1.20)

En résolvant le système d'équations ainsi simplifié, on obtient :

$$\overline{u_i'u_j'} = -\frac{4}{15} \frac{L}{C_{pv}} e^{1/2} 2S_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} e$$

$$\overline{u_i'\theta_l'} = -\frac{2}{3} \frac{L}{C_{p\theta}} e^{1/2} \frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_i} \phi_i$$

$$\overline{u_i'r_{np}'} = -\frac{2}{3} \frac{L}{C_{pr}} e^{1/2} \frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial x_i} \psi_i$$

$$\overline{\theta_l'}^2 = \frac{2}{3C_{p\theta}C_{\epsilon\theta}} L^2 \left(\frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_m} \frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_m}\right) \phi_m$$

$$\overline{r_{np}'}^2 = \frac{2}{3C_{pr}C_{\epsilon r}} L^2 \left(\frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial x_m} \frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial x_m}\right) \psi_m$$

$$\overline{\theta_l'r_{np}'} = \frac{2}{3C_{pr}C_{\epsilon \theta}} L^2 \left(\frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_m} \frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial x_m}\right) (\phi_m + \psi_m)$$
(1.21)

où $C_{\epsilon\theta} = C_{\epsilon\theta r} = 2.4$, $C_{pv} = 1.2$ et $C_{p\theta} = C_{pr} = 4.65$. Pour l'équation pronostique de la TKE, $C_{\epsilon} = 0.85$ et $C_T = 0.4$. Les ϕ_i et ψ_i sont des fonctions de stabilités qui introduisent une correction basée sur les effets de flottabilité avec les nombres de Redelsperger. Ceux-ci font intervenir les gradients de température et d'humidité ainsi que la longueur de mélange, la TKE et les coefficients E_{θ} et E_{moist} qui s'expriment dans l'air sec comme :

$$E_{\theta} = \frac{\overline{\theta_v}}{\theta}$$

$$E_{moist} = 0.61\overline{\theta}$$
(1.22)

Leurs expressions sont plus complexes dans l'air humide (Redelsperger and Sommeria, 1981). Dans l'équation pronostique de la TKE, le flux vertical de température potentielle virtuelle est écrit en fonction de ces coefficients :

$$\overline{w'\theta'_v} = E_\theta \ \overline{w'\theta'_l} + E_{moist} \ \overline{w'r'_{np}}$$
(1.23)

Limitations des fermetures les plus courantes et paramétrisations alternatives

a. Zones à contre-gradient et solutions employées dans la couche limite

La partie supérieure de la couche limite peut être légèrement stable ce qui signifie que les gradients de température potentielle y sont positifs. Dans cette région, les transports turbulents verticaux restent positifs ce qui n'est pas en accord avec la théorie des K-gradients (Deardorff, 1966).

Deux solutions sont couramment employées :

- La première consiste à utiliser un schéma de convection peu profonde. Un terme correspondant au transport par le flux de masse vertical du aux ascendances convectives remplace le terme en K-gradient ou lui est ajouté dans l'expressions des flux (Pergaud et al., 2009). Le calcul du flux de masse est initialisé avec les flux de surface ce qui rend cette méthode difficilement transposable aux structures cohérentes contenues dans les nuages convectifs.
- La seconde consiste à ajouter un terme correctif γ $(K.m^{-1})$ aux gradients de température potentielle dans l'expression des covariances. Celui-ci peut être calculé à partir de l'équation d'évolution des moments d'ordre 2. Deardorff (1972) relie les flux turbulents à contre gradient de température potentielle au terme de production de $\overline{w'\theta'_l}$ par les gradients de flottabilité tandis que Holtslag and Moeng (1991) puis Tomas and Masson (2006) expriment ces derniers en fonction des termes de transports turbulents (d'ordre 3).

Verrelle et al. (2017) a mis en évidence l'existence de zones à contre gradients au sein des nuages convectifs pour les flux verticaux de température potentielle liquide et d'eau totale non précipitante. De telles zones sont situées dans l'ascendance convective et dans les subsidences au sommet du nuage pour le flux $\overline{w'\theta'_l}$. Elles sont situées dans les subsidences au sommet du nuage et près de la base du nuage pour le flux $\overline{w'r'_{np}}$.

b. Zone grise de la turbulence

Le spectre de Van der Hoven (1957) montre, dans la couche limite atmosphérique, la quantité d'énergie cinétique pour les échelles sur lesquelles les phénomènes météorologiques s'établissent (Figure 1.2). Celui-ci présente deux pics à méso-échelle et un pic à micro-échelle séparés par une zone ne contenant que peu d'énergie. Si la résolution du modèle se situe entre les deux, on peut considérer que la turbulence est entièrement sous-maille. Lorsque la résolution du modèle correspond à des échelles séparant le pic d'énergie à micro-échelle en deux parts non négligeables, les grandeurs sous-maille et résolues sont fortement couplées. Des difficultés sont alors rencontrées dans la mise en place du filtrage et dans la paramétrisation de la turbulence sous-maille. Wyngaard (2004) présente cette gamme d'échelles comme étant la "zone grise de la turbulence". Honnert et al. (2011) ont proposé une méthode permettant d'estimer les échelles sur lesquelles s'étendait cette dernière et l'ont située entre 200 m et 2 km de résolution horizontale pour une couche limite atmosphérique de taille standard.



FIGURE 1.2 – Spectre de Van der Hoven (1957) donnant une indication sur la quantité d'énergie cinétique contenue dans les différentes échelles temporelles (et spatiales) pour le vent horizontal dans la couche limite atmosphérique.

La méthode utilisée dans Honnert et al. (2011) consiste à comparer les quantités d'énergie cinétique turbulente (TKE) sous-maille et résolue pour différentes résolutions spatiales en dégradant des champs issus de simulations LES. Lorsque la TKE sous-maille est forte devant la TKE résolue, la majeure partie de la turbulence est sous-maille et on est dans la méso-échelle. Lorsque la TKE résolue est forte devant la TKE sous-maille, la résolution considérée permet de résoudre la majeure partie de la turbulence et on est en mode LES.

La moyenne de Reynolds ne vérifie l'axiome d'indempotence généralisée que lorsque la taille de la maille est très supérieure à l'échelle caractéristique des mouvements turbulents. Cela n'est pas le cas dans la zone grise où le tenseur de Reynolds $\tau_{i,j} = \overline{u'_i u'_j}$ prend une forme plus complexe $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \ \overline{u_j} = \overline{u'_i u'_j} + \overline{\overline{u_i} u'_j} + \overline{\overline{u_i} u'_j}.$

Dans ce contexte, nous allons montrer que dans le cas d'un filtrage plus général que la moyenne de Reynolds, il est possible de représenter les transports sous-maille en s'appuyant sur le fort couplage qui existe entre les plus grandes échelles sous-maille et les plus petites échelles résolues. Dans un deuxième temps, un schéma dit "mixte", connu du monde de la recherche en ingénierie, sera introduit puis sa simplification par Moeng (2014) en vue d'une application à la paramétrisation de la turbulence dans les nuages convectifs sera détaillée.

c. Schéma mixte

Lorsque les plus petits mouvements résolus et les plus grands mouvements sous-maille sont fortement couplés, il est possible d'utiliser les informations qui sont fournies par le modèle pour reconstituer les flux turbulents sous-maille à partir des flux turbulents résolus. Pour cela, on emploie un filtre plus général que la moyenne de Reynolds dans le filtrage des équations qui régissent l'état de l'atmosphère de façon à conserver une partie des mouvements résolus dans la part filtrée. Les filtres employés doivent être lisses et présenter un écart type plus grand que la taille de la maille (des exemples de filtres utilisables pour obtenir ce genre de résultat sont les filtres gaussiens et les filtres spectraux).

Dans le cas général, l'opération de filtrage s'écrit :

$$\widetilde{f}(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x - x_0) f(x) dx \tag{1.24}$$

Les tenseurs de la part anisotrope des mouvements sous-filtre prennent alors la forme suivante :

$$\tau_{i,j} = \widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j} - \frac{2}{3} e \delta_{ij} \qquad \qquad \tau_{i,s} = \widetilde{u_i s} - \widetilde{u_i} \widetilde{s} \qquad (1.25)$$

et peuvent être décomposés comme suit :

$$\tau_{i,j} = [\widetilde{u_i} \ \widetilde{u_j} - \widetilde{u_i} \ \widetilde{u_j}] + [\widetilde{u_i} u'_j + \widetilde{u'_i} \widetilde{u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u'_j} - \widetilde{u'_i} \widetilde{u_j}] + [\widetilde{u'_i} u'_j - \widetilde{u'_i} \widetilde{u'_j} - \frac{2}{3} e \delta_{ij}]$$

$$\tau_{i,s} = [\widetilde{u_i} \ \widetilde{s} - \widetilde{u_i} \ \widetilde{\tilde{s}}] + [\widetilde{u_i} \widetilde{s'} + \widetilde{u'_i} \widetilde{s} - \widetilde{\overline{u_i}} \widetilde{s'} - \widetilde{u'_i} \widetilde{\tilde{s}}] + [\widetilde{u'_i} \widetilde{s'} - \widetilde{u'_i} \widetilde{s'}]$$

$$(1.26)$$

où les trois termes entre crochets sont, dans l'ordre :

- 1. Le terme de Léonard L qui représente la contribution de la part filtrée résolue.
- 2. Le terme croisé C qui est associé à l'interaction entre les parts sous-maille et résolue.
- 3. Le terme de Reynolds R qui est uniquement sous-maille (où on a retiré $\frac{2}{3}e\delta_{ij}$ afin d'obtenir un tenseur de trace nulle qui représente l'écart à l'isotropie).

Ces décompositions sont obtenues en appliquant $u_i = \overline{u_i} + u'_i$ et $s = \overline{s} + s'$ à l'intérieur des termes filtrés. Ici, l'opérateur \ldots correspond au filtre qui est appliqué aux équations pour faire apparaître les tenseur $\tau_{i,j}$ et $\tau_{i,s}$ tandis que l'opérateur \ldots correspond à la troncature introduite par la discrétisation dont on sait seulement qu'elle est supérieure à la plus petite longueur d'onde résolvable donnée par la coupure en nombre d'onde de Nyquist $k_g = 2\Delta x$ (Chow et al., 2005). Si le filtre utilisé consiste en une moyenne de Reynolds, le terme de Léonard et le terme croisé sont nuls et on retrouve ce qui a été présenté plus tôt.

L'utilisation d'une expansion en série de Taylor ou d'une méthode de déconvolution approximée permettent d'obtenir l'expression suivante pour les flux résolus filtrés (Chow et al., 2005) :

$$L \approx \frac{\Delta_f^2}{12} \frac{\partial \overline{\tilde{u}_i}}{\partial x_m} \frac{\overline{\tilde{u}_j}}{\partial x_m}$$
(1.27)

Une paramétrisation employant cette expression devrait être capable de capturer les mouvements anisotropes mais des questions se posent quant à sa stabilité numérique et à sa capacité à transférer correctement l'énergie des grandes échelles vers les petites échelles. Il a donc, jusqu'ici, rarement été question de l'utiliser seule. On la somme plutôt avec une paramétrisation classique en K-gradient censée représenter la contribution des flux non résolus filtrés.

Nous allons maintenant présenter les études qui proposent d'appliquer ce type de paramétrisation aux nuages convectifs.

d. Paramétrisation de Moeng

En se basant sur une giga-LES d'un cas de convection profonde dans les tropiques (Khairoutdinov et al., 2009), Moeng et al. (2010) ont montré que la majorité du transport turbulent vertical d'humidité (et de température) dans la couches nuageuse s'effectuait à des échelles proches des tailles de mailles horizontales des modèles résolvant explicitement la convection (Figure 1.3). L'énergie du vent est majoritairement sous-maille à ces échelles mais elle est aussi largement contenue dans des échelles proches de la taille de la maille. Par ailleurs, ils trouvent une forte corrélation entre le terme de Léonard et le terme croisé pour les flux thermodynamiques verticaux.



FIGURE 1.3 – Spectres (a) des vitesses verticales, (b) du rapport de mélange en eau totale et (c) leur cospectre à z=5 km avant (ligne continue) et après (ligne discontinue) l'application d'un filtre passe-bas de longueur d'onde de coupure $\Delta f = 4 \ km$ tiré de Moeng et al. (2010)

En appliquant l'expression (1.27) (sans la contribution du gradient vertical) aux termes de Léonard et au terme croisé et une fermeture classique en K-gradient au terme de Reynolds, Moeng et al. (2010) obtiennent un schéma mixte qui fournit une bonne représentation des flux turbulents dans les nuages convectifs aux échelles kilométriques et dissipe l'énergie grâce à une fermeture en K-gradient. Le schéma mixte de Moeng a été repris par Hanley et al. (2019) pour une application au modèle anglais Unified Model.

Moeng and Arakawa (2012) ont montré que, dans une couche limite sous-nuageuse, les flux turbulents verticaux d'humidité étaient bien représentés par un modèle en "ascendancessubsidences" faisant intervenir les vitesses verticales moyennes et l'humidité moyenne dans les ascendances et dans les subsidences sous-maille. Ce modèle s'écrit :

$$\tau_{wq}^{up-down} = A_1(w^u - w^d)(q^u - q^d) \tag{1.28}$$

où A_1 est un coefficient à fixer empiriquement (égal à 0.3 dans l'étude de Moeng (2014)) et s^u , s^d sont respectivement les moyennes obtenues pour s dans l'ensemble des ascendances et dans

l'ensemble des subsidences (où s = w ou q).

Ce modèle ne peut pas directement servir de paramétrisation car les propriétés moyennes des ascendances et des subsidences restent inconnues.

Moeng (2014) étendent le modèle en "ascendances-subsidences" à l'ensemble de la couche nuageuse pour les flux turbulents verticaux d'humidité, de chaleur et de vitesse. Ils montrent que ce dernier fournit une bonne représentation de ces flux pour une résolution horizontale de 4 km.

Ils montrent ensuite que l'expression (1.27) (sans les gradients verticaux) est bien corrélée à $\tau_{wq}^{up-down}$. Par ailleurs, la distribution spatiale du terme de Reynolds est proche de celles du terme croisé et du terme de Leonard.

Ces résultats sont cohérents avec Liu et al. (1994) qui, en se basant sur des données expérimentales dans l'environnement d'un jet turbulent, ont étudié le comportement d'un filtre dont la coupure serait proche de la taille d'une maille (modélisée en utilisant un second filtre légèrement moins restrictif). En partitionnant le domaine spectral en bandes, ils trouvent que les flux turbulents sous-filtre sont proches des flux turbulents obtenus pour les longueurs d'onde directement supérieures à la taille de la maille.

Ces éléments tendent à montrer qu'il est possible de s'affranchir du filtrage général en paramétrisant directement le terme de Reynolds par des produits de gradients horizontaux. Moeng (2014) proposent donc de paramétriser l'équation (1.28) de la façon suivante :

$$\tau_{ij} = A_1 A_2 [(\Delta_x \tilde{u}_i)(\Delta_x \tilde{u}_j) + (\Delta_y \tilde{u}_i)(\Delta_y \tilde{u}_j)]$$
(1.29)

où A_1 est un coefficient constant à fixer empiriquement de façon à faire correspondre l'expression en produits de gradients horizontaux à l'équation (1.28).

Le coefficient multiplicatif pour la somme du terme de Léonard et du terme croisé dans le schéma mixte est de $\frac{1}{6}$ $\left(=\frac{2\Delta x^2}{12}\frac{1}{\Delta x^2}\right)$ tandis que la valeur obtenue pour le produit A_1A_2 est de 0.45. Dans une annexe, Moeng (2014) expliquent que le terme de Reynolds est approximativement trois fois supérieur autres termes et qu'en ajoutant la contribution de ce terme, un coefficient proche de 0.45 serait aussi obtenu en partant du schéma mixte.

Afin de s'affranchir de la nécessité d'employer un terme en K-gradient pour les transferts d'énergie, Moeng (2014) trouvent, en se basant sur un diagnostic en mode "offline" (c'est à dire en se basant sur les résultats d'une simulation LES), que l'expression (1.29) permet d'obtenir une bonne représentation de la production dynamique de turbulence (donc des transferts d'énergie des échelles résolues vers les échelles sous-maille). Elle permet également de représenter les transferts d'énergie vers les échelles supérieures à la maille (phénomène de backscatter) ce dont les paramétrisations en K-gradient ne sont pas capables.

Verrelle et al. (2017) ont montré que la paramétrisation de Moeng fournit de bons résultats pour les flux thermodynamiques verticaux dans les nuages convectifs en mode "offline" et en mode "online" (c'est à dire en implémentant directement la paramétrisation dans un modèle). Le coefficient A_1A_2 introduit par Moeng et al. (2010); Moeng (2014) dépend de la résolution et Verrelle et al. (2017) lui donnent l'expression $C_{\Delta x}$. Le coefficient $C_{\Delta x}$ doit être fixé pour chaque flux et Verrelle et al. (2017) trouvent des valeurs optimales de ce coefficient différentes entre le mode "offline" et le mode "online".

Cette nouvelle paramétrisation ne constitue pas la seule piste qui a été explorée afin de mettre au point un schéma de turbulence qui soit adapté à la zone grise. A partir des équations d'évolution des moments d'ordre 2 pour un filtrage général, Wyngaard (2004) apporte un début de formalisme à cette question.

e. Contribution de Wyngaard (2004)

A partir de l'équation d'évolution d'un flux de scalaire pour un filtrage général (sans utiliser l'axiome d'idempotence), en effectuant les approximations qui ont été listées pour la paramétrisation CBR à l'exception de celle qui consiste à supposer que la part déviatorique des tenseurs des flux turbulents est négligeable devant sa part isotrope, on obtient l'équation suivante :

$$f_i = -T(f_1\frac{\partial u_i}{\partial x_1} + f_2\frac{\partial u_i}{\partial x_2} + f_3\frac{\partial u_i}{\partial x_3} + R_{i1}\frac{\partial c}{\partial x_1} + R_{i2}\frac{\partial c}{\partial x_2} + R_{i3}\frac{\partial c}{\partial x_3})$$
(1.30)

où c est un scalaire, fi est le flux sous-filtre de c suivant la i-ème composante du vent, les R_{ij} sont les contraintes cinématiques de Reynolds et $T \propto \frac{L}{\sqrt{e}}$ est un temps caractéristique pour la turbulence sous-filtre qui apparait lorsqu'une partie des termes de pression est paramétrisée comme un puits de fi. Les termes intervenant dans l'équation d'évolution de f_i sont les trois termes de production de f_i par inclinaison des flux f_j et les trois termes de production par interaction des R_{ij} avec les gradients résolus.

Si l'on néglige toutes ces contributions à l'exception de la production de turbulence par la TKE ($f_i = -TR_{ii}\frac{\partial c}{\partial x_i}$ où $R_{ii} \approx \frac{2}{3}e$), on retrouve une paramétrisation classique en K-gradient. Wyngaard (2004) trouve, en se basant sur les observation de la campagne HATS (Horizontal Array Turbulence Study), que les contributions de ces termes ne sont pas négligeables dans la couche limite aux échelles de la zone grise de la turbulence.

Hanley et al. (2019) montrent qu'il est possible d'obtenir une expression similaire à celle du schéma mixte de Moeng à partir de cette équation. Leur analyse tend à indiquer que l'expression du terme de Léonard apparaissant dans la paramétrisation de Moeng correspond au terme de production du flux turbulent par inclinaison des tourbillons (par les mouvements résolus).

f. Autres types de fermeture

D'autres types de fermeture existent pour la couche limite. La fermeture de la turbulence transiliente (Stull, 1993) consiste à utiliser des matrices pondérées pour modéliser un mélange entre des points qui ne sont pas voisins alors que les paramétrisations évoquées plus haut ne transfèrent l'énergie des points de grille que vers ceux qui leur sont directement adjacents.

Les schémas dits "backscatter" (Leith, 1990; Mason and Thomson, 1992) ajoutent un terme afin de prendre en compte la production dynamique de turbulence de plus large échelle par la turbulence de plus fine échelle. Ceux-ci sont surtout utilisés près du sol.

Le coefficient c_s apparaissant dans la paramétrisation de Smagorinsky peut être calculé en utilisant le fort couplage qui existe entre les échelles sous-mailles les plus larges et les plus fines échelles résolues (Germano et al., 1991). Appelée, "modèle dynamique", cette procédure permet de modéliser localement le bon taux de transfert d'énergie.

Un autre schéma utilisé près du sol est le schéma de Sullivan, William et Moeng (Schumann, 1975) qui utilise à la fois des gradients locaux et des moyennes d'ensemble.

Finalement, il est possible de travailler à l'ordre supérieur en fermant les équations des moments d'ordre 2 (Deardorff, 1972). Cette méthode est coûteuse en temps de calcul et nécessite de paramétrer les moments d'ordre 3.

1.1.4 Simulation à fine échelle de nuages convectifs

L'objectif de la thèse étant d'étudier la turbulence dans les nuages convectifs, nous présentons dans cette section les différents types de simulations qui peuvent être utilisées pour la modéliser.

a. Direct numerical simulation

Pour simuler la totalité de la turbulence produite par un phénomène donné, la résolution utilisée doit être de la taille des plus petits tourbillons existants (l'échelle de Kolmogorov). Dans les nuages convectifs, celle-ci est de l'ordre du dixième de millimètre. La puissance de calcul actuellement allouée à la recherche permet d'atteindre une telle précision sur un volume de quelques mètres cubes. On parle alors de DNS (direct numerical simulation). Certaines études portant sur les bords des nuages convectifs se basent sur des DNS. Considérant, pour la plupart, des cas très idéalisés, elles utilisent un domaine restreint qui ne permet d'étudier que la turbulence de très fine échelle (Abma, 2013; Hoffmann et al., 2014; Nair et al., 2020). Les stratocumulus, d'extension verticale plus faible que celle des grands cumulus, peuvent être plus facilement étudiés par voie DNS (Mellado et al., 2018).

b. Large eddy simulation

Lorsqu'il n'est pas possible de résoudre explicitement la totalité de la turbulence, il est courant d'en filtrer une partie qu'on paramétrise ensuite. Lorsque les tourbillons les plus énergétiques de l'écoulement turbulent sont bien résolus, la simulation est qualifiée de LES (Large Eddy Simulation). Les LES de cas de convection atmosphérique sont des simulations coûteuses qui prennent place sur des domaines de taille relativement modeste pour des études s'étendant sur quelques heures. La résolution des simulations LES est assez fine comparée aux échelles d'injection d'énergie de la turbulence atmosphérique pour se trouver dans la zone inertielle. Une des caractéristiques des simulations LES est donc la présence de la pente en $-\frac{5}{3}$ caractéristique de la zone inertielle sur les spectres d'énergie cinétique.

La littérature scientifique donne, depuis quelques années, des exemples de LES appliquées à l'étude de la convection profonde dans l'atmosphère. Bryan et al. (2003) ont effectué des LES idéalisées de lignes de grains qui les ont amenés à conclure que les fermetures LES traditionnelles ne peuvent pas être utilisées pour simuler de façon réaliste la convection profonde avec des résolutions de l'ordre du kilomètre. Ils montrent qu'il est nécessaire d'utiliser des résolutions plus fine que 125 m afin de bien représenter la zone inertielle et espérer obtenir la convergence des propriétés statistiques de leurs simulations à différentes résolutions horizontales. Khairoutdinov et al. (2009) trouvent une convergence des propriétés statistiques entre une LES à 100 m de résolution et une simulation à 200 m de résolution pour des systèmes convectifs tropicaux, il s'agit de la première Giga-LES réalisée sur un domaine horizontal de $205 \times 205 \ km^2$ sur une hauteur de 18 km, soit un peu plus de 10^9 points de calcul ($2048 \times 2048 \times 256$). Moeng et al. (2009) ont mesuré l'efficacité des paramétrisations actuellement utilisées dans les modèles d'échelle kilométrique en s'appuyant sur cette Giga-LES à 100 m de résolution et Verrelle et al. (2017) ont exploité une LES d'un nuage convectif en phase mature avec une résolution de 50 m afin de caractériser les flux turbulents thermodynamiques à des résolutions plus lâches (500 m, 1 km et 2 km).

c. Processus diffusifs

La résolution d'une simulation numérique ne correspond pas directement à l'échelle à partir de laquelle la dynamique est correctement résolue. La numérisation (le fait d'adapter les équations aux besoins de l'informatique) est toujours imparfaite et elle provoque des erreurs aux échelles proches de la taille de la maille.

Les schémas de transport utilisés dans les modèles atmosphériques sont sélectionnés en fonction de leur degré de stabilité et de précision ainsi que de la diffusion et de la dispersion qu'ils provoquent. La précision est une mesure des erreurs commises par le schéma numérique d'un pas de temps à un autre tandis que la stabilité est une mesure de l'évolution de ces erreurs sur des pas de temps successifs. La dispersion applique un décalage de phase sur les ondulations ce qui produit des ondes parasites. La diffusion correspond à un lissage progressif de la solution et à un transfert d'énergie vers le sous-maille. On distingue la diffusion implicite qui correspond au transport par le schéma numérique des erreurs de troncature (erreurs liées à l'approximation que l'on effectue lorsque l'on discrétise) et la diffusion explicite associée aux processus physiques (dont la turbulence) et qui peut aussi être introduite volontairement de façon à dissiper l'énergie qui risquerait de s'accumuler aux petites échelles.

La diffusion est à l'origine d'une diminution de l'énergie contenue dans les petites échelles (celles qui sont proches de la taille de la maille). Ces pertes sont visibles sur les spectres d'énergie (Figure 1.4) et on définit la résolution effective d'un modèle (Skamarock and Klemp, 2008) comme la résolution à partir de laquelle les effets de diffusion numérique ne sont plus visibles sur les spectres. La résolution effective du modèle Méso-NH est évaluée à $5 - 6\Delta x$ (Ricard et al., 2013) tandis que celle du modèle AROME est plus lâche $(9-10\Delta x)$ car il utilise des schémas semi-lagrangiens, semi-implicites.



FIGURE 1.4 – Spectres d'énergie tirés de Ricard et al. (2013) obtenus pour le modèle Méso-NH, le modèle AROME, le modèle AROME avec une diffusion explicite amplifiée et le modèle AROME avec une diffusion explicite supprimée.

Le choix de la diffusion numérique explicite est important dans la mesure où celle-ci permet d'éviter une accumulation d'énergie aux petites échelles. Il faut cependant trouver un bon équilibre pour ne pas supprimer trop d'énergie en queue de spectre. Grabowski and Clark (1993a) remarquent qu'une forte diffusion turbulente lisse les perturbations et empêche la mise en place des instabilités.

1.2 Structure des nuages convectifs

Nous avons vu de quelle façon la turbulence est représentée dans les modèles atmosphériques. Nous allons maintenant présenter de quelle façon les nuages convectifs s'organisent. Les premières approches qui ont été utilisées pour représenter les cumulus dans les modèles seront ensuite introduites puis les structures les plus remarquables dans les nuages convectifs et dans leur environnement seront présentées.

1.2.1 Les phénomènes convectifs

La convection est définie au sens météorologique comme le transport vertical d'une portion de l'atmosphère. Elle est provoquée par des différences de densité de l'air souvent dues à des anomalies de température. La force verticale résultant de ces différences de densité est appelée force de flottabilité. Les phénomènes convectifs peuvent donner naissance à des nuages. On parle alors de "nuages convectifs". Lorsque la convection atmosphérique a une extension verticale supérieure à 5 km, elle est dite "profonde". Cette dernière est à l'origine des cumulonimbus et autres nuages convectifs fortement précipitants.

La capacité de l'atmosphère à produire des mouvements convectifs peut être caractérisée par son énergie potentielle de convection disponible classiquement notée CAPE (Convective Available Potential Energy). La CAPE correspond à l'intégrale de la force de flottabilité d'une parcelle située au niveau du sol entre le niveau à partir duquel la force de flottabilité l'amènerait à s'élever si elle l'atteignait (niveau de convection libre noté LFC) et celui à partir duquel elle freinerait sa course (niveau de flottabilité neutre noté LNB). Si une masse d'air s'élève, pour une raison ou pour une autre (forçage dû au relief, à une ligne de convergence des basses couches, à un front ...) au dessus du LFC, elle subira une force d'accélération vers le haut jusqu'au LNB. La CAPE correspond au travail de cette force (Malardel, 2005). Il est possible de tracer la CAPE sur un émagramme (1.5). L'énergie à fournir pour élever une particule d'air initialement située au sol au dessus du LFC porte le nom de CIN (Convective Inhibition). La CIN peut être considérée comme une barrière énergétique à dépasser pour qu'un phénomène convectif puisse se déclencher.



FIGURE 1.5 – Illustration de la CAPE sur un émagramme avec la courbe d'état en rouge. Source : http ://thevane.gawker.com/

Le cycle de vie d'un nuage peut se décrire en trois phases : initiation, maturité, dissipation (Cotton et al., 2010). En présence de CAPE, un nuage convectif peut naître d'une ou plusieurs ascendances. La base du nuage apparait à l'altitude où l'air ascendant s'est assez refroidi pour que la vapeur d'eau s'y condense. C'est la phase d'initiation. Le nuage s'étend verticalement jusqu'à atteindre la LNB puis il se développe verticalement (l'ascendance grossit mais les mouvements restent verticaux). Ensuite, il cesse de monter et son sommet s'étale horizontalement, formant ainsi ce que l'on appelle une "enclume". Les particules d'eau et de glace présentes dans le nuage grossissent jusqu'à devenir suffisamment lourdes pour précipiter ; le nuage entre



FIGURE 1.6 – Illustration du cycle de vie d'un cumulonimbus par Steve Horstmeyer (2016)

alors en phase mature. Les précipitations sont à l'origine d'un courant descendant qui s'étale lorsqu'il arrive près du sol. Celui-ci coupe l'arrivée des ascendances qui alimentent le nuage en air chaud et humide et ce dernier se désagrège. C'est la phase de dissipation. Une cellule convective simple a généralement une durée de vie inférieure à une heure.

1.2.2 Modélisation des cumulus, approche historique.

Historiquement, deux façons de représenter la convection ont été en compétition. Une ascendance convective peut être représentée comme un jet dirigé vers le haut ou comme une bulle s'élevant dans l'atmosphère (Figure 1.7). En s'intéressant à des cumulonimbus, Squires (1962) ont mis en évidence les défauts respectifs des deux modèles. Le modèle en panache ne tient pas compte du développement de la profondeur ou de l'épaisseur du nuage avec le temps et néglige le mélange qui s'effectue à son sommet tandis que le modèle en bulle ignore la possibilité d'une alimentation continue. Ils ont postulé que la représentation sous forme de jet était la plus judicieuse pour les nuages de moyenne et grande taille tandis que la représentation sous forme de bulle était plus adéquate pour les cumulus peu profonds plus larges que longs.



FIGURE 1.7 – Schémas de principe des modèles de cumulus comme bulle ascendante (a) et comme panache continu (b). Tiré de Cotton et al. (2010)

La dynamique tourbillonnaire des nuages convectifs est à l'origine d'un mélange continu

entre l'air nuageux et l'air environnemental. Les échanges entre le nuage et son environnement sont qualifiés d'entrainement lorsqu'une parcelle d'air extérieur pénètre dans le nuage et de détrainement lorsqu'une parcelle d'air quitte le nuage. La manière dont ces échanges doivent être décrits dans les modèles est encore débattue.

A l'extérieur des nuages, Asai and Kasahara (1967) ont souligné le rôle de l'affaissement environnemental dans la compensation des courants ascendants. Le modèle qu'ils ont mis au point introduit une subsidence de grande échelle en dehors des ascendances mais des études récentes ont montré que la réponse de l'environnement à la pénétration des nuages pouvait être représentée de façon plus réaliste (Heus and Jonker, 2008).

Finalement, des questions sont posées quant à l'impact de la turbulence située dans le nuage et dans son sillage sur la force de perturbation de pression environnementale. L'enjeu est de déterminer si les nuages sont freinés par une éventuelle force de trainée (Romps and Charn, 2015) ou si leur dynamique est uniquement pilotée par l'entrainement et la flottabilité (Sherwood et al., 2013).

Dans les modèles atmosphériques globaux, un ensemble de cumulus est fréquemment représenté à l'aide du modèle du panache continu. L'intérieur de ces panaches est considéré comme étant homogène et l'air qui y est introduit se voit instantanément mélangé. Un des défauts de ce modèle réside dans l'hypothèse d'homogénéité qui peut se trouver invalidée. Les modèles utilisés en paramétrisation de la convection atmosphérique supposent que ce problème est lissé si l'on considère un ensemble de nuages (Arakawa and Schubert, 1974) mais la validité de cette hypothèse peut être remise en question.

Un second modèle décrit les nuages comme une succession de bulles dont le volume diminue à mesure qu'elles s'élèvent (Malkus and Scorer, 1955). L'hypothèse est faite que ces bulles n'entrainent pas et que les variations de leur volume avec l'altitude peuvent être reliées uniquement au taux de détrainement. Des observations ayant montré que l'air situé à l'intérieur des cumulus était dilué et des expériences en cuve ayant donné des formes s'élargissant peu à peu, le modèle en bulle a été impopulaire.

On lui a préféré un troisième modèle, celui du thermique qui représente les nuages comme des volumes entrainant à mesure qu'ils s'élèvent, s'élargissant avec l'altitude. Des observations (Scorer and Ludlam, 1953) et des LES (Zhao and Austin, 2005b; Heus et al., 2009b; Moser and Lasher-Trapp, 2017) ont montré que les cumulus suffisamment grands sont constitués d'une succession de thermiques montant de plus en plus haut.

Les équations d'évolution de la vitesse verticale du cumulus pour un panache, pour une bulle et pour un thermique sont respectivement (Houze, 1993) :

$$w_{c}\frac{Dw_{c}}{Dz} = B - \Lambda_{panache}w_{c}^{2}$$

$$w_{c}\frac{Dw_{c}}{Dz} = -D_{R} + B$$

$$w_{c}\frac{Dw_{c}}{Dz} = -D_{R} + B - \Lambda_{thermique}w_{c}^{2}$$
(1.31)

où $\frac{D}{Dz}$ est une dérivée lagrangienne (équivalente à une dérivée eulérienne dans le cas du panache continu), w_c est la vitesse verticale du nuage, B est la force de flottabilité, D_R est l'accélération induite par les gradients verticaux de pression qui doit être paramétrisée et Λ est le taux d'entrainement qui doit aussi être paramétrisé et qui n'est pas le même dans un panache et dans un thermique. D_R est négligée dans le cas du panache continu pour lequel toutes les parcelles s'élèvent à la même vitesse.

Les expériences qui sont à l'origine du modèle en thermique ont aussi montré que la circulation dans les cumulus était proche d'un vortex de Hill qui est une structure bien connue en mécanique des fluides. Cela a conduit à construire un modèle de convection dans lequel le nuage perturbe l'air situé à la base de cette circulation ce qui introduit de l'air environnemental dans l'ascendance qui l'alimente (Figure 1.8).

Finalement, ces études en laboratoire ont permis de remarquer que les panaches s'élevant dans un environnement stratifié pouvaient former un sommet présentant les caractéristiques d'un thermique avec un profil de vitesses gaussien typique du vortex de Hill. Cette idée d'un thermique continuellement alimenté en air chaud et dense par un panache a donné le modèle de "starting plume". L'équation d'évolution de la vitesse verticale pour ce modèle est celle d'une bulle ascendante mais le taux d'entrainement qui y intervient est celui d'un panache.



FIGURE 1.8 – (a) Modèle théorique du vortex de Hill, (b) modèle idéalisé de la circulation dans les cumulus et (droite) schéma de principe du modèle "starting plume". Tirés de Houze (1993)

Warner (1970) a démontré qu'aucun des modèles présentés ici n'était capable de prédire à la fois l'altitude atteinte par le sommet des nuages et leur contenu en eau. La faute est fréquemment imputée à une mauvaise représentation des échanges qui s'effectuent entre le nuage et son environnement et du mélange qui en découle. En étudiant les processus d'entrainement/détrainement qui font l'objet d'une section ultérieure, Blyth et al. (1988) ont introduit le modèle du thermique à sillage selon lequel le nuage est constitué d'un cœur ascendant composé d'air ayant été peu dilué qui contient une circulation en vortex de Hill que l'on appelle la circulation toroïdale et d'un sillage turbulent qui contient l'air que le cœur ascendant rejette (Figure 1.9). Celui-ci fait l'objet de la sous-section suivante.

1.2.3 Cœur ascendant et circulation toroïdale

Des études en laboratoire (Woodward, 1959; Sànchez et al., 1989; Gorska et al., 2014), observationnelles (Jonas, 1990; Stith, 1992; Blyth et al., 2005; Damiani et al., 2006; Wang and Geerts, 2015) et des simulations numériques (Zhao and Austin, 2005b) ont montré l'existence d'une circulation toroïdale près du sommet des cumulus.

Études en laboratoire

Deux exemples d'études en laboratoire de la circulation toroïdale pour des thermiques reproduisant le comportement des nuages sont présentés ici.

L'expérience en cuve de Sànchez et al. (1989) a donné des thermiques dont le volume augmente avec la distance parcourue. Ceux-ci présentent une structure inhomogène avec un cœur peu dilué contenu dans une enveloppe plus fortement diluée. Sànchez et al. (1989) notaient



FIGURE 1.9 – Modèle du thermique à sillage selon Blyth et al. (1988). L'entrainement continu à la surface du thermique érode son cœur et la région qui reste non diluée continue à s'élever laissant derrière elle un sillage turbulent constitué d'un mélange d'air nuageux et d'air environnemental.

l'apparition d'un anneau tourbillonnaire axisymétrique capturant de l'air extérieur qui était ensuite mélangé.

Plus tard, l'expérience de Gorska et al. (2014) effectuée en chambre a donné des résultats similaires. Dans cette expérience, de l'air humide et froid est poussé à travers de l'air plus chaud et plus sec. L'inversion de la flottabilité est à l'origine d'une divergence des masses d'air au sommet du thermique qui conduit à la formation d'un anneau tourbillonnaire (Figure 1.10). Ce dernier constitue une enveloppe qui protège le cœur ascendant et qui se trouve à la fois refroidie par l'introduction d'air environnemental au niveau de la base de la circulation et par l'évaporation des gouttelettes d'eau nuageuses à l'interface thermique/environnement. Pendant ce temps, le cœur s'élève à une vitesse approximativement constante ce qui allonge le toroïde verticalement. Des instabilités secondaires apparaissent et l'enveloppe protectrice du cœur ascendant s'effondre. Celui-ci est alors rapidement mélangé à l'air environnemental et s'effondre à son tour.

Études observationnelles

Des études observationnelles récentes ont mis en évidence l'existence sur des plans verticaux de deux structures tourbillonnaires de sens opposés (Figure 1.11) donnant du crédit au modèle de Blyth et al. (1988) et apportant des éléments de référence pour caractériser la circulation toroïdale. En effectuant des mesures radar par effet doppler le long de transects par avion, Damiani et al. (2006); Damiani and Vali (2007) puis Wang and Geerts (2015) mettent en évidence l'existence de subsidences des deux cotés de l'ascendance nuageuse, celles-ci étant plus fortes à l'aval du nuage qu'à l'amont. Le vortex amont tourne dans le sens anti-horaire tandis que le vortex aval tourne dans le sens horaire. Le cisaillement de vent environnemental incline l'ascendance et les toroides, renforce la circulation à l'aval et l'atténue à l'amont (Figure 1.12).

a. Lien entre l'intensité des thermiques et la circulation

Damiani et al. (2006) observent sur des transects verticaux de sommets de nuages convectifs



FIGURE 1.10 – Coupes verticales montrant l'évolution d'un thermique qui pénètre une couche d'inversion tiré de Gorska et al. (2014). La circulation toroïdale est visible près du sommet du thermique sur les trois premières coupes.



FIGURE 1.11 – Transect vertical obtenu par radar doppler dans le cadre de l'étude de Damiani et al. (2006). Le champ de vitesse est superposé à la reflectivité radar caractéristique du contenu en eau. Celui-ci est accompagné d'un profil de température, de vitesses verticales, de contenu en eau (LWC) et de la concentration en gouttelettes (N_0) .
des thermiques occupant 1/3 à 2/3 du volume des nuages auxquels sont accolées des paires de vortex en contre-rotation. Les cumulus en développement présentent des contenus en eau et des subsidences plus faibles sur leurs bords ce qui signifie que pour des cumulus moins développés, la circulation toroidale est, elle aussi, moins développée mais dilue fortement les bords du nuage. La vitesse d'ascension du cœur ascendant qui contient la circulation toroïdale atteint approximativement la moitié des vitesses maximales observées au sein du thermique. Wang and Geerts (2015) précisent que dans le cas des jeunes cumulus dont la circulation toroïdale est naissante, les subsidences sont étroites et principalement situées en périphérie tandis que le cœur ascendant est peu dilué. Dans le cas des cumulus matures, les subsidences occupent la majorité du volume de la circulation.

b. Effets d'engouffrement associés à la circulation

Des intrusions d'air sec sont observées à la base de la circulation toroïdale. Celles-ci prennent la forme de poches d'air présentant des propriétés thermodynamiques et microphysiques relativement uniformes et différentes de celles de l'air nuageux qui les entoure avec de forts gradients sur leurs bords. La présence de cet air à l'intérieur des nuages est due à des effets d'engouffrement. Il est ensuite dilué par un mélange de plus fine échelle. Le rayon du toroïde étant important comparé au rayon de tourbillons de circulation toroïdale, l'air engouffré a peu de chance d'atteindre le cœur nuageux ce qui est cohérent avec le fait que ce dernier reste peu dilué.

Des structures de taille plus modeste apparaissent au sommet des nuages le long de l'interface. Celles-ci forment des protubérances ayant un diamètre de l'ordre de 100 m. Damiani et al. (2006) expliquent que l'air engouffré par ces structures est transporté hors du nuage par la circulation de grande échelle.

c. Caractéristiques des tourbillons observés

Les tourbillons de circulation toroïdale observés par Damiani et al. (2006) ont en moyenne un diamètre de 500 m, des vitesses tangentielles de 5 $m.s^{-1}$ et une vorticité de 0.04 s^{-1} en valeur absolue ce qui permet de calculer un temps de retournement moyen de 5 minutes pour ces derniers. Wang and Geerts (2015) étudient un échantillon de 91 anneaux pour des cumulus mediocris et trouvent qu'en moyenne, un tourbillon de circulation toroïdale est aussi étendu verticalement qu'il l'est horizontalement et que les deux tourbillons mis côte à côte ont une épaisseur deux fois inférieure à celle du nuage à l'altitude à laquelle ils sont observés. Wang and Geerts (2015) trouvent une forte divergence au niveau du sommet de la circulation toroïdale tandis que l'air tend à converger lorsque l'on approche de sa base. La vorticité horizontale à l'intérieur des tourbillons est d'environ $0.03 s^{-1}$ pour des ascendances atteignant des vitesses d'environ $3 m.s^{-1}$. Les vitesses verticales des subsidences associées à la circulation toroïdale sont du même ordre de grandeur que celles des ascendances et celles-ci peuvent s'étendre à l'environnement.

d. Vorticité verticale et inclinaison du toroïde

Les tourbillons ayant un vecteur vorticité parallèle à celui du vent moyen sont inclinés par le cisaillement du vent moyen ce qui est à l'origine de vorticité verticale. Ce phénoméne a fait l'objet de l'étude de Damiani and Vali (2007) où les mesures effectuées sur un échantillon d'environ 60 cumulus congestus mettent en évidence des paires de vortex en contre-rotation d'approximativement 500 m de diamètre et ayant des vorticités verticales comprises entre 0.04 et $0.1 \ s^{-1}$. Ces valeurs sont proches de celles qui ont été obtenues pour la vorticité horizontale dans Damiani et al. (2006) ce qui est cohérent avec les théories exposées. Étant donné que la circulation toroidale est située sur un plan incliné surélevant le vortex aval et affaissant le vortex amont (Figure 1.12), Damiani and Vali (2007) supposent que c'est l'inclinaison du tore dans son ensemble qui est à l'origine de la vorticité verticale observée. Ils expliquent cette inclinaison par l'effet Magnus suivant lequel l'interaction des tourbillons avec le vent environnemental crée une force qui peut être dirigée vers le haut ou vers le bas selon le sens de rotation du tourbillon. En outre, les vitesses horizontales observées à l'intérieur du nuage sont inférieures à celles qui sont observées dans l'environnement ce qui signifie que la circulation de l'air nuageux s'oppose au vent environnemental moyen. Une cause possible de ce phénomène serait que l'ascendance transporte la quantité de mouvement des altitudes inférieures où les vitesses horizontales sont plus faibles vers les altitudes supérieures où elles sont plus fortes. Cela ne semble pas en accord avec ce qui est observé et Damiani and Vali (2007) lui préfèrent pour explication un guidage de l'ascendance par le toroïde incliné (figure 1.12).



FIGURE 1.12 – Schéma représentatif du parcours du toroïde incliné. La ligne pointillée représente la trajectoire que le toroïde serait amené à suivre si l'ascendance ne s'opposait pas au vent moyen. La ligne discontinue représente la trajectoire qui est suivie par le toroïde ascendant. Tiré de Damiani and Vali (2007)

Simulation numérique et modèle en cœur ascendant

Zhao and Austin (2005a,b) ont effectué des simulations LES à 25 m de résolution verticale et horizontale pour suivre le cycle de vie de six nuages convectifs peu profonds en étudiant le flux de masse et le contenu en eau des nuages dans un premier article puis en se concentrant sur la dynamique et le mélange dans un second.

a. Sommet ascendant

Dans leurs études, Zhao and Austin (2005a,b) distinguent un sommet ascendant (ACT pour Ascending Cloud Top) et un sillage turbulent similaires à ceux introduits par Blyth et al. (1988). Trois des six nuages simulés se dissipent avant d'atteindre l'altitude d'inversion de la flottabilité, les trois autres sont constitués d'une série de thermiques qui trouvent leur origine dans la couche limite, sont renforcés en atteignant le milieu du nuage puis s'effondrent après avoir atteint leurs altitudes maximales. Le taux de croissance d'un sommet ascendant s'écrit $\alpha = \frac{d(log(z_T))}{dt}$ où z_T est l'altitude du sommet du nuage. Par l'intégration de cette équation est

obtenu le temps de renouvellement qui représente le temps moyen qui est mis par une parcelle pour voyager de la base du nuage à son sommet. Il est aussi possible de calculer un temps caractéristique en effectuant le quotient de la taille du nuage par la vitesse maximale qui y est modélisée. Ce second temps caractéristique est près de deux fois supérieur au temps de renouvellement ce qui indique que les parcelles d'air composant le sommet ascendant circulent à l'intérieur de celui-ci. Cela est cohérent avec le fait que ce dernier s'élève en moyenne à une vitesse deux fois inférieure à la vitesse mesurée pour les ascendances les plus fortes comme observé par Damiani et al. (2006).

b. Circulation toroidale

Dans le modèle de Zhao and Austin (2005b), le sommet ascendant contient une circulation toroidale similaire à celle présentée par Damiani et al. (2006) (Figure 1.13). De fortes subsidences apparaissent donc en ciel clair aux abords du nuage et, dans certaines régions, les tourbillons sont couchés par le cisaillement de vent environnemental.



FIGURE 1.13 – Coupe verticale d'un nuage simulé par Zhao and Austin (2005b). Le vent moyen a été soustrait à la vitesse horizontale et la vitesse d'ascension du sommet du nuage a été soustraite à la vitesse verticale. Les lignes en trait plein représentent le contour nuageux $(q_c > 0.01 \ g.kg^{-1})$. Le vent environnemental moyen va de la gauche vers la droite. Les nuances de gris correspond à la concentration en un traceur passif initialisé entre 1100 et 1200 m d'altitude.

La limite supérieure du sommet ascendant (et donc du nuage) se trouvant aux altitudes de divergence horizontale maximale, est introduite comme étant le front ascendant (AFC). Elle représente la région du nuage la plus active et ayant la flottabilité la plus forte.

La taille caractéristique de la circulation toroïdale obtenue par Zhao and Austin (2005b) est comparable à celle du sommet ascendant. Les tourbillons de circulation toroïdale entrainent à la base de l'ACT où leur rencontre se caractérise par une forte convergence des masses d'air. Par ailleurs, le toroïde transporte l'air entrainé au sommet de l'ACT et sur ses bords vers sa base. Des coupes horizontales et verticales des tourbillons de grande échelle tendent à montrer que l'aval du nuage est une région privilégiée pour l'engouffrement. Par ailleurs, l'effondrement du sommet ascendant se fait à l'aval du nuage lorsque ce dernier est entré dans la zone d'inversion tandis que de nouveaux thermiques naissent à l'amont. L'atténuation de la partie amont du toroïde et le renforcement de sa partie aval peuvent être compris intuitivement en notant que la vorticité du cisaillement du vent horizontal moyen est du même signe que celle des tourbillons renforcés et de signe opposé à celle des tourbillons atténués. Lors de la phase ascendante du nuage, la divergence horizontale des masses d'air (c'est-àdire l'augmentation ou l'atténuation du flux de masse vertical avec l'altitude) est très positive au niveau du front ascendant et très négative à la base du sommet ascendant. Lorsque le nuage passe l'altitude de flottabilité neutre, les différences de divergences horizontales entre le sommet et la base de l'ACT deviennent moins marquées puis une zone de forte divergence apparait au sommet quand le nuage approche de l'altitude d'inversion. Ce phénomène est caractéristique de la dissipation du nuage.

c. Structure dynamique

Si l'on néglige l'asymétrie due au cisaillement de vent environnemental, l'anomalie de flottabilité à l'intérieur du nuage est maximale près du centre de l'ascendance et de plus en plus faible à mesure que l'on s'approche de ses bords. Zhao and Austin (2005b) précisent que la forte flottabilité du cœur nuageux est principalement due au réchauffement par condensation.

Sous les approximations de Boussinesq, l'équation de la vorticité 2D s'écrit (Holton, 1973) :

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} + \left(u\frac{\partial\omega}{\partial x} + w\frac{\partial\omega}{\partial z}\right) = \omega\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) - \frac{\partial B}{\partial x}$$
(1.32)

Les deux termes de production de la vorticité sont un terme de divergence et un terme lié aux gradients de flottabilité (terme solénoïdal).

Si la vorticité est initialement nulle, l'équation (1.32) indique que la variation de vorticité avec le temps est uniquement due à la contribution du terme solénoïdal. Les gradients de flottabilité vont donc produire de la vorticité positive à la droite du maximum de flottabilité et de la vorticité négative à sa gauche.

De façon plus générale, on sait que les différences de densité le long d'une surface à pression constante sont à l'origine d'une production de vorticité associée au terme solénoïdal de l'équation de la vorticité (Holton, 1973; Malardel, 2005).

L'entrainement d'air plus froid et possédant une quantité de mouvement verticale moins importante à la base du sommet ascendant resserre la colonne d'air qui l'alimente. Cela a pour effet d'augmenter les gradients de flottabilité dans le sommet ascendant et donc d'intensifier la circulation toroïdale créant ainsi un phénomène de rétroaction positive.

La pression est forte au niveau du front ascendant et faible aux centres des toroïdes, particulièrement à l'aval. Le gradient de perturbation de pression provoqué par l'ascension du nuage dans un environnement stratifié freine ce dernier. Son intensité négative dépasse l'intensité positive des effets de flottabilité dans le bilan des vitesses verticales ce qui signifie que seule l'alimentation en quantité de mouvement verticale ascendante provenant des altitudes inférieures permet au nuage de continuer à s'élever. Selon Zhao and Austin (2005b), les parcelles présentant les flottabilités et les vitesses verticales les plus fortes sont déviées par la surpression au sommet du nuage, elles sont refroidies au contact de l'air environnemental notamment par évaporation de l'eau nuageuse puis elles sont transportées par la circulation toroïdale jusqu'à la base du sommet ascendant. Le front ascendant qui évacue continuellement par détrainement les parcelles présentant les vitesses verticales et les flottabilités les moins fortes et est continuellement alimenté par l'ascendance en air chaud et humide, reste la partie du nuage possédant la flottabilité la plus importante.

Sous l'approximation anélastique en négligeant la force de Coriolis et les frottements, le gradient de perturbation de pression peut s'écrire comme la somme d'une contribution dynamique et d'une contribution due à la force de flottabilité (Houze, 1993) :

$$\nabla^2 p = F_D + F_B$$

$$F_D = -\nabla(\rho v \cdot \nabla v)$$

$$F_B = \frac{\partial}{\partial z} (\rho B)$$
(1.33)

Zhao and Austin (2005b) montrent que la contribution dynamique de la force de perturbation de pression prime sur la contribution due à la force de flottabilité dans le cœur ascendant (Figure 1.14).



FIGURE 1.14 – Isocontours des contributions des deux termes du bilan de $\nabla^2 p$, (a) F_D et (b) F_B . Les isocontous obtenus pour $\nabla^2 p$ sont très proches de ceux obtenus pour F_D . Tiré de Zhao and Austin (2005b)

d. Dilution par l'air environnemental

Les sommets ascendants (ACT) des nuages simulés par Zhao and Austin (2005b) présentent des flottabilités positives en moyenne tandis que les flottabilités obtenues pour les zones les plus diluées du nuage sont négatives. Les cœurs des sommets ascendants (AFC), quant à eux, sont peu dilués durant la majorité de leur ascension. La taille des sommets ascendants décroit avec l'altitude surtout dans le cas des petits nuages composés d'une seule ascendance ce qui montre que le sommet ascendant détraine à mesure qu'il entraine.

A une altitude donnée, après le passage de l'ascendance, Zhao and Austin (2005b) trouvent un nuage étendu mais ayant un contenu en eau liquide plus faible ainsi que des vitesses verticales et des flottabilités plus proches de zéro ou négatives. Ces caractéristiques évoquent un sillage turbulent.

Le calcul des taux de dilution, d'entrainement ou de détrainement supposent de définir le volume pour lequel ces calculs sont effectués. Des seuils sur les contenus en eau (liquide et solide) sont généralement employés pour définir le nuage. Le cœur du nuage est généralement défini comme la part du nuage présentant des vitesses verticales et/ou des flottabilités positives et la région du nuage qui ne fait pas partie du cœur nuageux est souvent désignée comme étant son "enveloppe" (à distinguer de l'enveloppe subsidente qui fait l'objet de la prochaine soussection).

Les échanges entre le cœur du nuage et son enveloppe ont été étudiés par Hannah (2017) qui s'est intéressé à la dilution par entrainement dans les cumulus profonds en se basant sur une série de simulations de bulles chaudes à 100 m de résolution. Une spécificité de l'étude de Hannah (2017) est qu'il ne calcule pas seulement des taux d'entrainement mais aussi des taux de dilution pour différentes variables. Définissant le cœur ascendant comme la part du nuage où la flottabilité et les vitesses verticales sont positives, il montre que son enveloppe occupe une fraction croissante du volume nuageux à mesure que la bulle s'élève. L'enveloppe protège le cœur du nuage de la dilution par entrainement dans la mesure où les taux de dilution modélisés sont inférieurs à ceux qui seraient obtenus si les caractéristiques de l'air entrainé étaient celles de l'air environnemental lointain.

Par la suite, le taux de dilution par entrainement, le taux de dilution par détrainement et le taux de dilution par les termes sources et puits (dont on peut supposer qu'ils correspondent aux effets radiatifs et aux précipitations) sont distingués. Les taux de dilution par détrainement sont négatifs ce qui montre que les parcelles détrainées sont celles dont le contenu en eau (ou l'énergie statique humide) est le (la) plus faible. Le nuage et son cœur sont donc renforcés par détrainement et dilués par entrainement. Ils sont aussi dilués par les sources et les puits dont la contribution est non négligeable.

Une fragilité de l'étude de Hannah (2017) réside dans la résolution utilisée dans la mise en place des simulations. Une résolution de 100 m étant tout juste suffisante pour être en régime LES (Bryan et al., 2003), une part importante de la turbulence et donc de l'entrainement reste sous-maille. Afin de rendre son étude plus robuste, Hannah (2017) compare les flux de masses et les entrainements obtenus dans sa simulation à 100 m de résolution avec ceux qu'il obtient avec une résolution de 200 m. Le flux de masse et l'entrainement sont plus faibles avec la résolution la plus lâche mais l'entrainement fractionnel est équivalent entre les deux résolutions. L'effet protecteur de l'enveloppe en ce qui concerne la dilution est donc plus marqué pour la résolution la plus fine ce qui valide l'étude et pourrait conduire à penser que l'effet constaté s'amplifie lorsque la turbulence de fine échelle est modélisée. A l'issue de son étude, Hannah (2017) met au point un modèle lagrangien dont le schéma explicatif est présenté en Figure **1.15** à titre d'illustration.



FIGURE 1.15 – Modèle lagrangien du thermique selon Hannah (2017). L'air est d'abord entrainé de l'environnement vers l'enveloppe puis de l'enveloppe vers le cœur. La couleur des flèches est utilisée dans la description du modèle numérique mis au point par Hannah (2017) et n'a pas de signification théorique.

e. Modèle du cœur ascendant et cycle de vie du nuage

Carpenter et al. (1998) ont simulé un cumulus congestus avec une résolution horizontale et verticale de 50 m sur un domaine restreint en partant d'un domaine plus étendu et présentant une résolution plus lâche afin d'initialiser la convection et d'obtenir des conditions initiales et des conditions aux limites pour la simulation plus précise. En suivant les déplacements de parcelles d'air à l'intérieur du nuage et autour de lui ainsi que l'évolution de grandeurs thermodynamiques le long des trajectoires, ils reconstituent le cycle de vie d'un cumulus (Figure 1.16).

La convection démarre lorsqu'une ascendance de couche limite s'organise (Figure 1.16 a). Une circulation toroïdale se développe tandis que la tour convective s'élève et accélère. L'air environnemental entrainé par la circulation est rejeté dans un sillage turbulent. Par la suite, de fortes subsidences associées à l'effondrement de la tour sont initiées près de son sommet ou dans les branches descendantes de la circulation toroïdale (Figure 1.16 b, ces zones sont marquées par des cercles). Après le dépassement par le nuage de la couche d'inversion de la flottabilité, des subsidences pénétrantes apparaissent, sont renforcées par le refroidissement dû à l'évaporation de l'air nuageux causé par l'introduction d'air environnemental au sommet du nuage puis elles descendent à leur niveau de flottabilité neutre qui est typiquement situé aux niveaux intermédiaires du nuage. Les parcelles situées dans un fort courant descendant sont détrainées hors du nuage dans une couche étroite (Figure 1.16, c).



FIGURE 1.16 – Schéma conceptuel du cycle de vie d'un cumulus selon Carpenter et al. (1998). Voir le texte pour la description de la figure.

Une dilution du cœur nuageux par le biais de subsidences pénétrantes (sur lesquelles on reviendra dans la prochaine section) serait donc associée au dépassement du niveau d'inversion de la flottabilité qui intervient à la fin du cycle de vie du nuage.

Cette vision du nuage est cohérente avec Bretherton and Smolarkiewicz (1989) qui avaient montré que le détrainement doit se produire aux niveaux auxquels la flottabilité du nuage décroit et ont attribué ce dernier au champ dynamique présent dans l'environnement du nuage. Dans leur description de l'étude de Carpenter et al. (1998), Cotton et al. (2010) précisent qu'une résolution de 50 m peut être trop lâche pour résoudre la totalité des tourbillons associés à l'entrainement de l'air sec dans le nuage.

Comme évoqué dans en 2.2.2, il a été suggéré que les cumulus pouvaient être formés par une succession de thermiques (Scorer and Ludlam, 1953; Woodward, 1959) qui en font des nuages au caractère transitoire, plus complexes que de simples bulles ascendantes (Figure 1.17). Ceci est particulièrement vrai pour les cumulus profonds. Ces considérations sont toujours étudiées aujourd'hui (Heus et al., 2009b; Moser and Lasher-Trapp, 2017).

Récemment, le mélange qui s'effectue aux bords des nuages convectifs fait l'objet de plusieurs études dont certaines se sont intéressées à des échelles très fines. L'objectif de ces recherches est d'arriver à une meilleure compréhension des phénomènes qui conduisent à l'apparition de subsidences et d'une inversion de la flottabilité dans l'environnement immédiat des cumulus. La sous-section suivante traite de ce sujet.



FIGURE 1.17 – Coupes verticales du rapport du contenu en eau totale au contenu en eau adiabatique (qui est le contenu en eau qu'auraient les parcelles si elles s'étaient élevées à partir de la base du nuage sans être diluées) à différents instants pour un cumulus congestus formé par des thermiques successifs. Trois thermiques différents sont encadrés en bleu, en rouge et en jaune. Tiré de Moser and Lasher-Trapp (2017)

1.2.4 L'enveloppe subsidente autour des nuages convectifs

Généralités

Une fine couche d'air fortement subsident a été observée dans l'environnement immédiat des nuages convectifs. Cette enveloppe subsidente peut avoir un impact sur la nature de l'air entrainé dans la mesure où l'air provenant de cette dernière peut avoir des caractéristiques différentes de l'air environnemental plus lointain (Dawe and Austin, 2011a). Par ailleurs, l'altitude d'origine des parcelles entrainées et ayant été transportées par l'enveloppe peut être différente du niveau auquel elles sont introduites dans le nuage (Heus and Jonker, 2008). L'étude de Glenn and Krueger (2014) ont récemment montré l'existence d'une enveloppe subsidente autour des nuages convectifs profonds.

On sait qu'en présence de cisaillement de vent, l'enveloppe subsidente n'est pas symétrique car le cisaillement vertical incline le nuage (Heymsfield et al., 1978), crée un halo d'humidité (Perry and Hobbs, 1996; Laird, 2005) et renforce l'enveloppe à l'aval du nuage tout en l'atténuant à l'amont (Figure 1.18).

Ce volume d'air descendant de forme irrégulière a d'abord été interprété de façon statistique



FIGURE 1.18 – Schéma conceptuel d'un nuage réaliste selon Heus and Jonker (2008). La courbe noire correspond à un profil horizontal du vent vertical $(m.s^{-1})$. Le contour nuageux est tracé en gris et l'enveloppe subsidente correspond à la zone hachurée. Le vent environnemental va de la gauche vers la droite.

pour un ensemble de cumulus avant d'être étudié plus finement à travers des DNS idéalisées de bords de nuages. Des études précises de cas réalistes à plus grande échelle font toujours défaut.

En partant des travaux de Asai and Kasahara (1967) (AK67), Heus and Jonker (2008) puis Katzwinkel et al. (2014) ont tenté de mettre au point des modèles prenant en compte l'existence de l'enveloppe subsidente pour l'étude de la convection. Le modèle AK67 considère, en effectuant l'approximation top-hat (où la surface recouverte par les nuages est constante avec l'altitude et où les caractéristiques de l'air à l'intérieur de ces derniers sont homogènes sur les plans horizontaux), des nuages cylindriques s'élevant dans un environnement faiblement subsident dont le flux de masse compense celui des ascendances. Heus and Jonker (2008) proposent un modèle similaire dans lequel trois zones sont à distinguer : les cœurs ascendants des nuages avec des vitesses verticales positives, leurs enveloppes subsidentes avec des vitesses verticales négatives et l'environnement qui équilibre ces deux régions (Figure 1.19).



FIGURE 1.19 – Schéma d'un nuage convectif coupé horizontalement illustrant les considérations sur l'enveloppe subsidente présentées dans Heus and Jonker (2008). La couche nuageuse se divise en trois zones : au centre, le cœur du nuage avec des vitesses verticales et une flottabilité positives ; autour, l'enveloppe subsidente à vitesses et flottabilité négatives ; enfin, une région environnementale équilibrant les deux premières.

Observations

Jonas (1990) et Rodts et al. (2003) ont noté l'existence d'une baisse significative sur le profil horizontal de température potentielle virtuelle qui n'apparaissait pas sur le profil du rapport de mélange en eau totale. Ils ont émis l'hypothèse que la dynamique de l'enveloppe subsidente était gouvernée par un refroidissement évaporatif de l'air nuageux.

Suite à ces études, des simulations LES portant, le plus souvent, sur un grand nombre de nuages ont été employées afin de caractériser l'enveloppe subsidente.

En parallèle des études numériques, des études observationnelles de l'enveloppe ont été menées. Wang et al. (2009) ont analysé la dynamique aux bords des nuages en se basant sur des observations à 10 m de résolution. En considérant une zone ayant une épaisseur égale à un dixième de la largeur du nuage, ils ont remarqué la présence d'air descendant et relativement froid. De la même façon, Wang et Geerts (2010) ont observé, à 5 m de résolution, de l'air descendant, froid et à flottabilité négative.

Mécanismes à l'origine de l'enveloppe subsidente

Heus and Jonker (2008) ont comparé les observations de Jonas (1990) et Rodts et al. (2003) à des résultats de LES et ont montré que la force de flottabilité gouvernait la dynamique de l'enveloppe subsidente tandis que la force de perturbation de pression tendait à s'y opposer. Ils en ont conclu que l'énergie de l'enveloppe provenait du refroidissement évaporatif comme l'avaient anticipé Jonas (1990) et Rodts et al. (2003) (Figure 1.20).



FIGURE 1.20 – Termes de l'équation de conservation de la quantité de mouvement avec (a) la flottabilité, (b) le gradient vertical de perturbation de pression, (c) l'advection et (d) la diffusion sous-maille tracés en fonction de la distance au centre du nuage. Extrait de Heus and Jonker (2008).

L'étude de Park et al. (2017) remet en question leur interprétation. Ils ont effectué des simulations avec et sans compensation du refroidissement évaporatif afin d'étudier l'impact de ce dernier sur l'enveloppe subsidente et sur les transports verticaux. Les simulations ont été effectuées sur une période de 2h avec des résolutions horizontale et verticale de 25 m et 20 m (après une période de 4h servant à initialiser la convection).

Le refroidissement évaporatif intensifie à la fois les ascendance et les subsidences tandis qu'une enveloppe subsidente est obtenue dans les deux simulations. Une inversion de la flottabilité existe dans les deux cas avec la même signature sur les diagrammes thermodynamiques $q_T - \theta_v$ (Figure 1.21). L'état thermodynamique de l'atmosphère peut être reconstruit en déplaçant des parcelles initialement situées à différentes altitudes de façon adiabatique et en utilisant un schéma de condensation (ce calcul est représenté par les croix rouges sur la Figure 1.21). Ils en déduisent que l'inversion de flottabilité est due au mélange convectif. À l'inverse, l'état dynamique de l'atmosphère ne peut pas être reconstruit de la même manière. Ce dernier n'est donc pas interprétable en termes de mélange convectif. La question serait alors de savoir si cette dernière est une conséquence de l'inversion de la flottabilité ou si elle découle du caractère tourbillonnaire des courants ascendants (Sherwood et al., 2013; Romps and Charn, 2015).



FIGURE 1.21 – (gauche) Diagramme thermodynamique $q_T - \theta_v$ pour un ensemble de cumulus simulés par Park et al. (2017) à z=850 m d'altitude. (droite) Schéma explicatif de ce diagramme. Sur le diagramme, les lignes pointillées correspondent à la moyenne sur le plan horizontal. Des points pour lesquels θ_v est plus faible que la valeur moyenne sont obtenus sur toute une gamme de valeurs de q_T . Dans l'environnement, les parcelles sont concentrées sur la ligne de mélange convectif (les parcelles pour lesquelles q_T est différent de sa valeur moyenne pour le niveau d'observation proviennent de niveaux différents). Lorsque $q_T > q_T^{sat}$, la condensation réchauffe les parcelles qui se placent sur une seconde ligne associée aux effets cumulés du mélange convectif et de la condensation. La couleur des points correspond à la concentration normalisée en un traceur scalaire en décomposition (Couvreux et al., 2010) qui donne une indication sur les contenus des parcelles en air nuageux et en air environnemental (les couleurs froides correspondent à des parcelles qui contiennent peu d'air environnemental). Voir le texte pour les croix rouges.

Enveloppe intérieure, enveloppe extérieure et cycle de vie du nuage

En effectuant l'hypothèse d'un nuage de forme circulaire afin de calculer des flux de masse à partir des profils 1D, Heus and Jonker (2008) constatent que l'enveloppe subsidente de flottabilité négative située dans l'environnement immédiat du nuage est suivie d'une seconde enveloppe, de flottabilité neutre mais significative en termes de flux de masse descendant.

Plus tard, Katzwinkel et al. (2014) distinguent une enveloppe subsidente intérieure qui intersecte le nuage et qui est caractérisée par une flottabilité et des vitesses verticales négatives et une enveloppe subsidente extérieure caractérisée par des vitesses verticales légèrement négatives et une flottabilité neutre (Figure 1.22).

Katzwinkel et al. (2014) ont étudié l'évolution de l'enveloppe subsidente avec le cycle de vie des cumulus et en se basant sur des observations à très fine résolution (0.2 m) issues des mesures d'Airborne Cloud Turbulence Observation System (ACTOS) effectuées 100 m en dessous du sommet de cumulus peu profonds durant la campagne de la Barbade entre novembre 2010 et avril 2011.

Une estimation basée sur les températures potentielles liquides indique que l'enveloppe intérieure contient approximativement 70 % d'air environnemental pour 30 % d'air nuageux. L'enveloppe extérieure est très majoritairement composée d'air environnemental.

Katzwinkel et al. (2014) étudient l'évolution de l'enveloppe avec le cycle de vie du nuage. Trois types de nuages sont distingués : les nuages en phase d'expansion, en phase de décélération



FIGURE 1.22 – Schéma conceptuel de l'enveloppe subsidente selon Katzwinkel et al. (2014). Une enveloppe subsidente dite intérieure caractérisée par une flottabilité et des vitesses verticales négatives est suivie d'une enveloppe subsidente dite extérieure caractérisée par des vitesses verticales négatives et une flottabilité neutre. La zone grisée correspond à l'intérieur du nuage.

et en phase de dissipation. L'enveloppe intérieure d'un nuage en phase de décélération grossit et gagne du terrain sur le cœur du nuage tandis que son enveloppe extérieure garde sensiblement la même taille que lorsqu'il était en phase d'expansion. Lorsque l'enveloppe intérieure occupe tout le volume du nuage, celui-ci entre en phase de dissipation.

Importance de l'enveloppe en termes de flux de masse

Jonker et al. (2008) ont simulé un grand nombre de cumulus peu profonds afin de caractériser l'enveloppe en termes de flux de masse. Ils trouvent un flux de masse subsident du même ordre de grandeur que le flux de masse ascendant et majoritairement contenu dans une épaisseur de l'ordre de l'extension horizontale du nuage. La Figure 1.23 montre que 50 % du flux de masse ascendant est compensé dans les 150 m qui suivent la frontière entre le nuage et son environnement tandis que 90 % de ce dernier est compensé dans les 400 m qui la suivent. Le volume occupé par une enveloppe subsidente de cette taille est bien plus important que celui qui est occupé par le nuage ce qui est cohérent avec une enveloppe subsidente dans laquelle les vitesses verticales négatives sont faibles relativement aux vitesses verticales positives simulées dans l'ascendance. Jonker et al. (2008) ont montré que, dans l'enveloppe subsidente, le flux de masse augmente en valeur absolue à mesure que l'on s'approche du sommet du nuage tandis qu'il reste relativement faible près de sa base.

Heus et al. (2009a) comparent les résultats d'une LES à 12.5 m de résolution horizontale à des observations aéroportées afin de confirmer les études menées par Jonker et al. (2008). Le flux de masse descendant observé dans l'enveloppe subsidente est plus important que celui qui est simulé par la LES. En comparant des résultats de LES à différentes résolutions, ils montrent que la résolution horizontale de 12.5 m est à peine suffisante pour que l'enveloppe subsidente simulée ait convergé en flux de masse. Les processus qui sont à l'origine de l'enveloppe subsidente sont donc modélisés de façon imparfaite à cette résolution.



FIGURE 1.23 – Profils horizontaux à différentes altitudes tirés de Jonker et al. (2008). (gauche) La valeur moyenne de θ_v en fonction de la distance r aux bord du nuage pour différentes altitudes. (milieu) La contribution au flux de masse m(r). (droite) Le flux de masse cumulé $M(r) = \int_{-\infty}^{r} m(r') dr'$. Les croix noires indiquent les positions r= 150 m et r= 400 m

Turbulence dans l'enveloppe subsidente

L'analyse par Siebert et al. (2006) d'une expérience héliportée dans des cumulus peu profonds a mis en évidence une augmentation du taux de dissipation turbulente à l'intérieur de l'enveloppe subsidente. Les profils effectués à 15 m de résolution à approximativement 2200 m d'altitude montrent l'existence d'un pic du taux de dissipation turbulente là où le pic négatif des vitesses verticales est observé (Figure 1.24).

De la même façon, Katzwinkel et al. (2014) (dont l'étude a déjà été évoquée) trouvent une hausse du taux de dissipation turbulente à l'intérieur de l'enveloppe subsidente dans des zones où le contenu en eau liquide a fortement diminué.

Hoffmann et al. (2014) ont comparé des résultats de simulations à des observations issues de la campagne CARRIBA. Ils se sont basés sur une LES à très fine résolution de cumulus peu profonds (5 m de résolution sur un domaine de 6.4 km x 6.4 km x 3.2 km en reprenant les conditions de BOMEX). Hoffmann et al. (2014) ont trouvé une relation linéaire entre les fluctuations (définies comme les écarts types à l'intérieur de chaque nuage) en eau liquide et les fluctuations en température avec une bonne adéquation entre les observations et la LES mais avec un décalage vis-à-vis du profil adiabatique mettant en évidence l'existence de mélange turbulent sur les bords des nuages (le décalage au profil adiabatique étant associé à des fluctuations de température dues à l'évaporation d'eau nuageuse). La comparaison entre les résultats de la LES et les observations a montré qu'une résolution de 5 m ne permettait pas de résoudre entièrement la turbulence sur les bords de cumulus de 100 m de diamètre dans la mesure où les gradients obtenus avec la LES à l'interface nuage-environnement sont lissés par rapport à ce qui est observé. La LES permet tout de même de reproduire qualitativement le comportement de l'enveloppe subsidente (Figure 1.25).

Hoffmann et al. (2014) appliquent la méthode d'estimation du taux de dissipation turbulente utilisée par Siebert et al. (2006) à des profils virtuels de mesures aéroportées obtenus à partir des champs de la LES. Ils trouvent une bonne adéquation entre les taux de dissipation ainsi calculé et la dissipation sous-maille fournie par le schéma de turbulence de la LES.



FIGURE 1.24 – Série temporelle du contenu en eau liquide $(g.m^{-3})$, des vitesses verticales $(m.s^{-1})$ et du taux de dissipation turbulente (m^2s^{-3}) observés par Siebert et al. (2006). La signature de l'enveloppe subsidente est visible sur le profil des vitesses verticales. Elle est spatialement (ou temporellement) corrélée à un fort gradient du contenu en eau liquide caractéristique de la transition entre le nuage et l'environnement et à un pic du taux de dissipation turbulente.

Finalement, Hoffmann et al. (2014) comparent les champs modélisés à l'intérieur et à l'extérieur du cumulus lorsque que l'on reste très proche des bords (à une distance de 5 m). De cette façon, pour les petites échelles, il obtiennent des taux de dissipation turbulente significativement plus importants à l'intérieur du nuage qu'à l'extérieur de ce dernier et des vitesses verticales négatives à l'intérieur du nuage près des bords et en altitude.

DNS idéalisées de l'enveloppe subsidente

Hoffmann et al. (2014) ont également effectué une série de simulations DNS sur un domaine très restreint situé sur un bord de nuage afin de déterminer si la LES effectuée à 5 m de résolution est assez précise pour modéliser correctement la turbulence aux bords des nuages. Ils trouvent que la LES effectuée avec une résolution de 5 m lisse les champs associés à la turbulence et supprime l'intermittence mais reste qualitativement cohérente avec les résultats des simulations DNS.

Avant Hoffmann et al. (2014), Abma (2013) a exploré les échelles les plus fines via une DNS idéalisée (en 3 dimensions) d'un bord de nuage. Son objectif était d'étudier de quelle façon le mélange turbulent conduit à l'apparition d'une enveloppe subsidente. A l'instant initial, une couche nuageuse et une couche environnementale uniformes sont séparées par une interface verticale. Le système est perturbé par le refroidissement évaporatif ce qui conduit à l'apparition de subsidences à l'intérieur de la couche environnementale et élargit la couche nuageuse par mélange turbulent (Figure 1.26). Après une période de transition, la flottabilité minimale atteint un régime asymptotique tandis que l'épaisseur de l'enveloppe, définie en fonction de la répartition de la flottabilité, croît de façon quadratique. L'amplitude de la vitesse minimale, quant à elle, croît de façon linéaire. Cette simulation a permis de modéliser un bord de nuage indépendamment de l'évolution du cumulus dans son ensemble mais Abma (2013) précise que le couplage entre leur étude et des échelles plus grandes reste un sujet ouvert.

Katzwinkel et al. (2014) ont montré que les lois de similitudes introduites par Abma (2013)



FIGURE 1.25 – Profils horizontaux moyens du rapport de mélange en eau liquide $(g.kg^{-1})$, de la vitesse verticale $(m.s^{-1})$, de la différence de température potentielle virtuelle avec l'air environnemental non perturbé (K) et du taux de dissipation locale d'énergie (m^2s^{-3}) en fonction de la distance au bord du nuage normalisée par le diamètre du nuage pour les observations de la campagne CARRIBA (40 nuages, ligne grise) et la LES BOMEX (15 nuages, ligne rouge). Le bord du nuage est situé à x/d=0, les valeurs positives en abscisse sont situées à l'intérieur du nuage. Les profils sont mesurés approximativement 100 m en dessous du sommet des nuages. Les barres d'erreurs ont une épaisseur de un écart-type Extrait de Hoffmann et al. (2014)

étaient cohérentes avec leurs observations.

Une troisième étude de l'enveloppe subsidente à très fine échelle est celle de Nair et al. (2020) qui reprennent la méthode utilisée par Abma (2013) en ajoutant une modélisation de l'ascendance convective. La taille du domaine d'étude est de 30 m x 15 m x 15 m et les simulations sont menées jusqu'à ce que 70 % du domaine soit occupé par l'enveloppe subsidente. L'épaisseur des enveloppes simulées croissent de façon linéaire avec le temps tandis que les vitesses verticales qui y sont modélisées croissent de façon exponentielle. Les différences avec les résultats de Abma (2013) son attribuées à l'ajout de l'ascendance. Nair et al. (2020) montrent que les grandeurs dans les enveloppes subsidentes qu'ils modélisent suivent des lois de similitude dépendantes de la flottabilité et de l'épaisseur de l'enveloppe. Ils montrent ensuite que la flottabilité dans ces enveloppes subsidentes est directement reliée au flux turbulent horizontal de flottabilité à l'interface entre l'enveloppe et l'ascendance.



FIGURE 1.26 – Coupes verticales de l'enveloppe subsidente simulée par Abma (2013) avec, de gauche à droite, le contenu en eau liquide normalisée par sa valeur initiale à l'intérieur du nuage, la flottabilité normalisée par sa valeur minimale et le logarithme du taux de dissipation turbulente normalisé par sa valeur maximale.

L'enveloppe subsidente est donc un élément important de la dynamique nuageuse qui a fait l'objet d'études spécifiques durant des dernières décennies. Elle est à la fois liée à des processus de fine échelle et à une dynamique de grande échelle ce qui la rend difficile à caractériser. Les relations entre cette enveloppe, la turbulence de fine échelle sur les bords des nuages convectifs et les effets de refroidissement évaporatif sont encore mal compris.

Cette section a fourni un aperçu de l'état actuel des connaissances concernant la structure des nuages convectifs. On retiendra, tout d'abord, qu'une LES à 5 m de résolution est jugée pertinente pour étudier la turbulence sur leurs bords, par comparaison avec des DNS. Cette section a aussi permis de montrer que le cycle de vie de ces nuages était étroitement lié à leur dilution par l'air environnemental et aux pertes d'air nuageux. Ces phénomènes et leur traitement dans les modèles sont abordés plus en détail dans la section qui suit.

1.3 Entrainement et détrainement

L'entrainement est défini comme le processus par lequel une particule de fluide acquiert de l'eau liquide par mélange et par condensation tandis qu'elle s'approche du nuage et en devient une partie (Mellado, 2017). Il peut être mis en parallèle avec l'entrainement turbulent qui est le processus irréversible suivant lequel une particule de fluide acquiert de la vorticité tandis qu'elle s'approche d'une région turbulente et en devient une partie.

L'air entrainé est dilué dans le nuage provoquant des changements de phase de l'eau qui peuvent modifier les champs de densité et être à l'origine de mouvements convectifs. Les impacts de l'entrainement sur la microphysique et sur l'aspect radiatif ont été diagnostiqués par des mesures (Burnet and Brenguier, 2007), des LES (Chosson et al., 2007) et des DNS (Kumar et al., 2014; Liu et al., 2018). En outre, il a été montré que l'air nuageux est fortement renouvelé dans la mesure où les cumulus profonds contiennent très peu d'air provenant de la base du nuage à haute altitude (Yeo and Romps, 2013).

Un débat existe au sein de la communauté scientifique concernant les mécanismes qui régissent l'entrainement d'air dans les cumulus (De Rooy et al., 2013). Les premiers modèles considéraient un nuage entrainant exclusivement par ses bords latéraux (Stommel, 1947) ce qui est intuitif car il semble naturel que des parcelles en ascension ne soient mélangées qu'avec de l'air environnemental ayant été introduit dans le nuage à des altitudes inférieures ou égales à celles auxquelles elles sont situées. Néanmoins, les changements d'état sont à prendre en compte et l'air qui est introduit au sommet des thermiques peut gagner en densité par évaporation de l'eau nuageuse puis s'enfoncer dans le nuage (Squires, 1958; Paluch, 1979). Il est probable que ces deux types d'entrainement coexistent et il est intéressant de déterminer si l'un d'entre eux est prépondérant dans la mesure où les caractéristiques des parcelles d'air environnemental qui sont mélangées à l'air nuageux à une altitude donnée ne sont pas les mêmes selon le mécanisme considéré (les caractéristiques de l'air environnemental changent avec l'altitude).

Un modèle plus complexe, tenant compte de la dynamique des cumulus a aussi été proposé (Scorer, 1956; Blyth et al., 1988). Dans ce dernier, les parcelles entrainées au sommet du thermique contournent le cœur nuageux en suivant la circulation en vortex de Hill (introduite dans la section précédente) puis se diluent dans le sillage turbulent se trouvant aux altitudes inférieures.

Des études récentes ont obtenu des résultats en faveur d'un entrainement s'effectuant presque exclusivement par les bords latéraux des cumulus et sans privilégier les altitudes situées près de leurs sommets (Heus et al., 2008; Böing et al., 2014), ces études seront présentées dans cette section. Finalement, des simulations idéalisées de cumulus effectuées à de très fines résolutions (mais principalement en 2D) tendent à montrer que l'initiation de l'entrainement dans des cumulus s'effectue de façon exclusivement dynamique (Klaassen and Clark, 1985; Grabowski and Clark, 1991, 1993a) ce qui indiquerait que les forts effets de refroidissement évaporatif sur les bords des cumulus ne sont qu'une conséquence de l'entrainement. Ces études seront présentées dans la section suivante.

1.3.1 Entrainement latéral

Les premières théories de l'entrainement latéral sont apparues avec Stommel (1947). En imaginant l'entrainement comme un phénomène continu et en supposant le mélange instantané et complet à l'intérieur du nuage, Stommel (1947) a montré que le taux d'entrainement pouvait être calculé en fonction des variations de variables conservatives. Des mesures aéroportées vinrent compléter son étude en montrant que le contenu en eau des cumulus décroissait plus vite que la valeur adiabatique (Warner, 1970).

L'entrainement comme une fonction des grandeurs caractéristiques du nuage

Morton et al. (1956) et Turner (1963) ont mis en place des expériences en cuves qui ont permis de relier l'entrainement fractionnel à l'extension horizontale des panaches. Ce dernier s'écrit :

$$\epsilon = \frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial z} \simeq \frac{\alpha_e}{R} \tag{1.34}$$

où R est le rayon du thermique et où le flux de masse M s'écrit $M = \rho w_c a_c \ (kg.m^{-2}s^{-1})$ avec ρ la masse volumique, w_c la vitesse verticale et a_c la fraction de l'aire occupée par le panache.

 α_e est le taux de croissance du thermique (l'augmentation de son rayon avec l'altitude) qui a été mesuré à 0.2.

Malkus and Scorer (1955) ont proposé le même type de formule pour l'entrainement dans des bulles ascendantes mais le modèle donne cette fois :

$$\epsilon \simeq \frac{3\alpha_e}{R} \tag{1.35}$$

L'entrainement dans une bulle ascendante est donc trois fois supérieur à celui qui es théoriquement obtenu dans un panache (ayant le même taux de croissance et le même rayon).

Des études plus récentes introduisent des paramétrisations de l'entrainement faisant intervenir la vitesse verticale et la flottabilité à l'intérieur des thermiques (Gregory, 2001; von Salzen and McFarlane, 2002), l'aire couverte par ces derniers (De Rooy and Pier Siebesma, 2010), l'altitude du sommet des thermiques (Bretherton et al., 2004) ou l'altitude (De Rooy and Siebesma, 2008). Romps and Kuang (2010) proposent, quant à eux, de modéliser l'entrainement comme un phénomène aléatoire en utilisant des méthodes stochastiques. Aucun consensus n'a donc émergé dans la communauté scientifique concernant les variables qu'il convient d'utiliser pour paramétriser l'entrainement dans les cumulus à grande échelle.

Modèles de tri par flottabilité

Le modèle de tri par flottabilité de Kain and Fritsch (1990) et sa version modifiée par Bretherton et al. (2004) sont largement utilisés pour quantifier l'entrainement au sein des cumulus peu profonds. Dans ces modèles, les parcelles d'air sont caractérisées par la fraction d'air environnemental χ qui les compose. Lorsque χ dépasse un certain seuil χ_{crit} , on considère qu'elles sont détrainées. Le raisonnement qui suit explique de quelle façon est calculé χ_{crit} .



FIGURE 1.27 – Diagramme illustratif du modèle de tri par flottabilité de Kain et Fritsch issu de Bretherton et al. (2004) et modifié par De Rooy et al. (2013). La température virtuelle potentielle (caractérisant la flottabilité) décroit à mesure qu'une parcelle d'air nuageux se trouve mélangée avec de l'air environnemental. Au delà d'une certaine fraction d'air environnemental (χ_{crit}) , la flottabilité de la parcelle devient négative et le modèle considère qu'elle est détrainée. Dans ce modèle, les parcelles sont détrainées du cœur nuageux avant d'être assez fortement diluées pour ne plus être saturées.

Les parcelles perdent en flottabilité à mesure que la quantité d'air environnemental entrant dans leur composition augmente. Du fait des changements de phase de l'eau, cette perte ne suit pas une simple loi linéaire entre la flottabilité (nulle) de l'air environnemental et celle (positive) de l'air nuageux. L'eau liquide contenue dans la part nuageuse de la parcelle s'évapore afin d'amener la part environnementale à saturation ce qui provoque un refroidissement de la parcelle dont la flottabilité est amenée à chuter et peut devenir négative tandis que la parcelle est toujours saturée (Figure 1.27, la limite de saturation correspond au point d'inflexion à $\chi = 0.8$). Le modèle de tri par flottabilité considère qu'une parcelle d'air nuageux est détrainée quand sa flottabilité devient négative tandis qu'une parcelle d'air environnemental est entrainée lorsque sa flottabilité devient positive.

Ce modèle soulève cependant des critiques. Kain (2004) a par exemple fait remarquer qu'un environnement plus sec conduit à obtenir des flottabilités négatives plus aisément et donc à renforcer, selon le modèle de Kain and Fritsch (1990), le détrainement tout en limitant l'entrainement. Ce résultat est absurde dans la mesure où un environnement moins humide devrait limiter la convection et non la renforcer. Les modèles de tri par flottabilité les plus simples présentent d'autres défauts notamment en ce qui concerne le passage à la convection profonde (Kain, 2004; Derbyshire et al., 2004; Bretherton et al., 2004; Jonkers, 2005). Des modèles plus complexes ont été mis en place à posteriori (Neggers, 2009; De Rooy and Pier Siebesma, 2010; Derbyshire et al., 2011).

Entrainement pour une colonne d'air

Houghton and Cramer (1951) ont décomposé l'entrainement fractionnel en un entrainement dynamique lié aux effets de grande échelle et un entrainement turbulent causé par le mélange turbulent aux bords des nuages $\epsilon = \epsilon_{dyn} + \epsilon_{turb}$.

Postérieurement, l'entrainement turbulent ainsi défini a été écrit en utilisant un schéma de diffusion turbulente (Kuo, 1962; Asai and Kasahara, 1967). En décomposant le détrainement de la même façon, on obtient $\frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial z} = \epsilon_{dyn} + \epsilon_{turb} + \delta_{dyn} + \delta_{turb}$. De Rooy et al. (2013) présentent l'organisation de l'entrainement dans les cumulus de la façon suivante : un fort entrainement dynamique se produit à la base des nuages, des entrainements et détrainement turbulents apparaissent à des taux équivalents sur toute la hauteur du nuage puis des structures de grande échelle sont à l'origine d'un fort taux de détrainement près du sommet. Un schéma illustrant cette vision de l'entrainement est mis en parallèle avec des profils verticaux des taux d'entrainement et de détrainement classiquement obtenus pour des cumulus en Figure 1.28. Ceci est confirmé dans de nombreuses études.

Concernant le cycle de vie des nuages, des méthodes de calcul de l'entrainement basées sur les variations de variables conservatives (méthode bulk) dans des nuages convectifs profonds à différents stades de leur évolution ont permis de montrer que le passage à la convection profonde s'accompagnait d'un affaiblissement du taux d'entrainement fractionnel (Kuang and Bretherton, 2006; Del Genio and Wu, 2010; De Rooy et al., 2013).

1.3.2 Entrainement sommital

Depuis Squires (1958), des théories supposent que le mélange turbulent au sommet des nuages peut, en inversant la flottabilité, être à l'origine de courants descendants à l'intérieur de ces derniers. On parle généralement de "subsidences pénétrantes".

Suite aux travaux de Paluch (1979), cette forme d'entrainement, qui a été qualifiée d'entrainement sommital, a été considérée par une partie de la communauté scientifique comme la forme d'entrainement dominante dans les nuages convectifs. Paluch (1979) a introduit un diagramme thermodynamique qui trace la température potentielle équivalente humide (θ_a) en



FIGURE 1.28 – Taux d'entrainement et de détrainement obtenus par Dawe et Austin (2011) via des méthodes directes. Ceux-ci sont présentés à titre d'exemple. En haut sont tracés les taux d'entrainement et de détrainement, en bas sont tracés les taux d'entrainement et de détrainement fractionnels. Ceux-ci sont mis en parallèle avec le modèle présenté dans De Rooy et al. (2013).

fonction du contenu en eau totale (Figure 1.29) pour les parcelles situées à l'intérieur du nuage et à une altitude donnée.

La courbe en tirets fins correspond au profil environnemental tandis que les points correspondent aux mesures qui sont effectuées à l'intérieur du nuage. De façon surprenante, ceux-ci s'agrègent le long d'une ligne. Paluch (1979) explique la disposition des points en prenant le parti que les caractéristiques des parcelles apparaissant sur le diagramme peuvent être reliées à différents degrés de mélange entre de l'air provenant de la base du nuage et de l'air environnemental provenant d'une unique altitude (l'altitude source) à laquelle la ligne de mélange, obtenue en interpolant linéairement les points de mesure, intersecte la courbe environnementale. L'altitude source est supérieure à l'altitude d'observation et l'écart s'accroit à mesure que l'altitude d'observation s'approche du sommet du nuage. PPaluch (1979) en conclut que les subsidences pénétrantes sont le mécanisme principal de l'entrainement dans les cumulus devant le mélange horizontal. Ses conclusions ont été confortées par l'obtention du même résultat dans des études ultérieures (Boatman and Auer Jr, 1983; Jensen et al., 1985).

Paluch (1979) et Paluch and Breed (1984) ont calculé la flottabilité de parcelles issues d'un mélange entre de l'air nuageux et de l'air environnemental aux altitudes d'entrainement données par le diagramme. Ils trouvent, pour un nuage dont l'ascendance a une vitesse verticale de 10 $m.s^{-1}$, que l'air introduit au sommet peut descendre jusqu'à 2.5 km en dessous de l'altitude à laquelle il a été entrainé. Parallèlement, Emanuel (1981) a montré que les subsidences pénétrantes pouvaient théoriquement devenir aussi fortes que les ascendances. Mason and Jonas (1974) et Jonas and Mason (1982) ont aussi trouvé des résultats en faveur de fortes



FIGURE 1.29 – Diagramme de Paluch (1979). Celui-ci consiste en un tracé du rapport de mélange en eau totale en fonction de la température équivalente humide calculés pour des données collectées à une altitude donnée à l'intérieur d'un cumulus en développement. La ligne en tirets fins fait référence au sondage. Les points connectés par la ligne discontinue représentent les observations. Les parcelles d'air représentées par les points d'observation sont vues comme ayant été obtenues en mélangeant de l'air provenant d'approximativement 8 km d'altitude avec de l'air provenant de sous la base du nuage. Le niveau d'observation était à 5.2 km, la base du nuage était située à 3.8 km.

subsidences pénétrantes mais la méthode qu'ils emploient pour modéliser ces dernières a plus tard été critiquée par Telford and Chai (1983).

1.3.3 Recirculation et caractéristiques de l'air entrainé

Des études récentes ont montré qu'une part conséquente de l'air entrainé dans les nuages convectifs a été précédemment détrainée. Yeo and Romps (2013) mesurent, en utilisant des méthodes lagrangiennes dans une simulation de cumulus congestus à 50 m de résolution, que plus de 60 % de l'air entrainé par le nuage convectif durant son cycle de vie a déjà effectué un séjour à l'intérieur du nuage. En outre, les altitudes d'origine et de dernier entrainement des parcelles sont mesurées à différents instants comme se situant respectivement entre 0 et 2 km et entre 0 et 1 km en dessous du niveau d'observation. Finalement, θ_e pour les parcelles à l'instant de leur dernier entrainement est plus proche de la moyenne obtenue pour l'intérieur du nuage que celle obtenue pour l'environnement. Ce phénomène est atténué lorsque l'instant de premier entrainement est considéré. Yeo and Romps (2013) concluent que les cumulus entrainemt à la fois de grandes quantités d'air environnemental et leurs propres "détritus".

Dawe and Austin (2011a) ont montré que l'air contenu dans l'enveloppe subsidente était plus humide que l'air environnemental lointain et que cela avait un impact sur les caractéristiques de l'air entrainé. Ils ont aussi montré que l'air possédant un taux d'humidité élevé et des vitesses verticales fortes était préférentiellement entrainé tandis que l'air nuageux présentant un faible taux d'humidité et des vitesses verticales faibles est préférentiellement détrainé.

Dans le cas de thermiques successifs, Moser and Lasher-Trapp (2017) ont montré que les thermiques s'élevant dans le sillage de leurs prédécesseurs sont moins dilués pour des taux d'entrainement égaux.

1.3.4 Débat concernant les mécanismes qui régissent l'entrainement

Cette sous-section est dédiée aux études qui ont tenté de déterminer quel modèle privilégier entre celui de l'entrainement latéral et celui de l'entrainement sommital.

Nouvelles interprétations du diagramme de Paluch

Certaines études proposent des interprétations de la forme des diagrammes de Paluch qui ne supposent pas l'existence des subsidences pénétrantes.

Jonas (1990) suggère de tenir compte de la couche d'air descendant qui enveloppe les cumulus (introduite dans la section précédente) et émet l'hypothèse que les parcelles d'air sont entrainées latéralement mais proviennent d'altitudes plus élevées que celles auxquelles elles sont introduites dans le nuage. L'expérience de Stith (1992) dans laquelle des traceurs sont relâchés au sommet d'un cumulus en ascension soutient cette hypothèse.

Telford (1975) a introduit un modèle de tri par flottabilité compatible avec les modèles du panache (Jensen et al., 1985) et du thermique (Blyth et al., 1988) qui s'appuie sur la supposition que les évènements d'entrainement produisent localement des mélanges entre l'air environnemental et l'air nuageux qui se détachent du cœur nuageux pour rejoindre son sillage. L'air dans le sillage est donc issu d'un mélange entre des parcelles provenant de différentes altitudes.

Taylor and Baker (1991) reprennent ces considérations pour expliquer les diagrammes de Paluch (1979). Ils montrent que seules certaines régions du diagramme sont acceptables pour les observations ce qui donne l'illusion d'une droite. Celles-ci sont illustrées en Figure 1.30. La zone colorée en orange contient les parcelles composées d'un mélange d'air nuageux et d'air environnemental provenant d'en dessous de l'altitude d'observation et ayant des flottabilités positives. La zone colorée en vert contient les parcelles d'air composées d'un mélange d'air nuageux et d'air environnemental provenant d'au dessus de l'altitude d'observation et ayant des flottabilités négatives.

Modèle du thermique à sillage

Très tôt déjà, des études en laboratoire mises en place par Scorer and Ludlam (1953), Scorer (1956), Scorer (1957) et Woodward (1959) tendaient à montrer que le mélange entre l'air environnemental et l'air nuageux se faisait aussi bien au sommet des thermiques que dans leur sillage. Scorer (1956) a notamment mis en évidence des pertes d'air nuageux se produisant dans le sillage des thermiques.

Blyth et al. (1988) ont effectué des observations en considérant plus de 80 cumulus d'été dans le Montana et ont remarqué que la source de l'air entrainé était proche du niveau d'observation (à 1 km en moyenne). Ils ont aussi observé que les subsidences présentes à l'intérieur de nuages en ascension étaient plus importantes sur les bords de ces derniers, particulièrement à l'aval, et relativement faibles près de leurs centres. Ces observations tendraient à montrer que les subsidences présentes dans les cumulus en phase d'initiation sont principalement dues à la circulation de l'air et rarement assimilables à des subsidences pénétrantes. Ils ont toutefois mesuré que la source de l'air entrainé se trouvait proche du niveau d'observation des avions ou à une altitude légèrement supérieure à celle-ci ce qui les a conduit à imaginer le modèle conceptuel présenté en Figure 1.9 (introduit dans la section précédente). Dans ce modèle, l'entrainement se fait près du sommet du nuage, l'air entrainé contourne le cœur ascendant, l'érodant au passage, puis se dilue dans le sillage turbulent.

Blyth et al. (2005) ont comparé des observations de cumulus peu profonds avec des résultats de LES et ont trouvé, dans les deux cas, des résultats cohérents avec le modèle du thermique à sillage. Par ailleurs, Johari (1992) puis Blyth et al. (2005) ont trouvé des traces d'air environnemental pur profondément dans le thermique. Les expériences de Johari (1992)



FIGURE 1.30 – Schéma illustrant le modèle de tri par flottabilité de Taylor and Baker (1991) sur un diagramme de Paluch. Le point A correspond la base du nuage, K à son sommet, C correspond à un point donné dans l'environnement à l'altitude d'observation. Les lignes pointillées sont les iso- θ_v à p_c où p_c est la pression au point C. La ligne en tirets joignant les points I, E et F sépare les zones saturée (en dessous) et insaturée (au dessus). La ligne en tirets joignant les points A et C est la ligne de mélange entre l'air situé à la base du nuage et l'air environnemental situé à l'altitude d'observation. Les points situés à la droite de la ligne courbe (HFC) ont une flottabilité positive, ceux qui sont situés à sa gauche ont une flottabilité négative. Le point G est le point situé sur la ligne de mélange qui a une flottabilité neutre vis-à-vis de l'environnement.

ont généré un thermique pour lequel l'entrainement se fait à l'aval tandis que l'air environnemental s'écoule autour de lui. Ces conclusions sont renforcées par les observations de Jonas (1990) et de Stith (1992). Cet air a été entrainé par des mouvements de grande échelle liés à la structure tourbillonnaire du thermique ce qui a mené Johari (1992) à la conclusion que la circulation tourbillonnaire de grande échelle dominait l'entrainement et le mélange.

Récemment, Moser and Lasher-Trapp (2017) se sont intéressés à l'entrainement dans des cumulus simulés à 25 m de résolution. En étudiant l'entrainement, le détrainement et la dilution de trois thermiques successifs prenant part à la formation d'un même cumulus congestus, ils tentent de comprendre de quelle façon se maintient le cœur nuageux à fort contenu en eau liquide. L'entrainement mesurée par Moser and Lasher-Trapp (2017) est maximal à la base de la circulation toroïdale ce qui dépeint un entrainement discontinu, variant au cours du temps. Les thermiques modélisés présentent des cœurs nuageux peu dilués jusqu'à l'altitude à laquelle la circulation toroïdale est visuellement observée ce qui signifierait que celle-ci est à l'origine de la majeure partie de l'entrainement.

Méthodes de suivi de parcelles donnant des résultats en faveur d'un entrainement principalement latéral

Heus et al. (2008) ont effectué des simulations LES de nuages convectifs peu profonds à 25 m de résolution horizontale et à 20 m de résolution verticale sur un domaine de 6.4 x 6.4 x $3.2 \ km^3$ en employant un outil de suivi de parcelles par des méthodes lagrangiennes. Ils ont initialisé un traceur tous les 50 m horizontalement et tous les 40 m verticalement. Leur objectif

était de reconstituer les trajectoires suivies par les parcelles apparaissant sur des diagrammes de Paluch afin de déterminer leurs altitudes d'origine.

Ils tracent des diagrammes de Paluch à différents niveaux d'observations (en remplaçant θ_q par θ_{α} , une combinaison linéraire de θ_q et de θ_l conservative et rendant le diagramme plus lisible) et obtiennent des résultats en adéquation avec l'analyse proposée par Taylor and Baker (1991) dans la majorité des cas. Certaines parcelles proviennent toutefois d'en dessous du niveau d'observation tout en ayant une flottabilité négative et celles-ci deviennent particulièrement nombreuses lorsque l'altitude d'observation s'approche du sommet du nuage. Heus et al. (2008) expliquent cette incohérence par une réduction de la flottabilité due aux effets d'évaporation ou par des phénomènes d'overshoot (quand des parcelles ont suffisamment d'élan pour dépasser le niveau de flottabilité neutre).



FIGURE 1.31 – (gauche) Schéma expliquant de quelle façon les diagrammes confrontant les altitudes d'observations des traceurs à leurs altitudes d'origine introduits par Heus et al. (2008) doivent être interprétés. L'alimentation du nuage en provenance des altitudes inférieures apparait à la base du diagramme, la ligne diagonale correspond à l'entrainement latéral et l'entrainement sommital apparait au sommet du diagramme. (droite) Diagramme obtenu pour l'ensemble des points situés dans des nuages dont l'extension verticale est supérieure à 300 m. Les grandeurs en abscisse et en ordonnée sont l'altitude des parcelles à l'instant d'observation et l'altitude à laquelle elles sont entrées dans le nuage. Les altitudes sont normalisées par l'extension verticale du nuage suivant une méthode détaillée dans Heus et al. (2008).

Les altitudes sources calculées par Heus et al. (2008) avec la méthode de Paluch sont supérieures au niveau d'observation mais elles restent proches de ce dernier sauf à l'approche du sommet. Ce résultat avait aussi été obtenu par Blyth et al. (1988) ce qui avait motivé l'introduction de son modèle du thermique à sillage.

Les traceurs lagrangiens sont ensuite utilisés pour déterminer les altitudes d'origine des parcelles apparaissant sur les diagrammes. L'altitude d'origine moyenne obtenue pour les parcelles avec des méthodes lagrangiennes est inférieure à l'altitude d'observation et l'écart est d'autant plus important que le niveau d'observation est proche du sommet du nuage. Ce diagnostic montre donc que la méthode de Paluch conduit à surestimer les altitudes sources et que l'erreur commise s'intensifie avec l'altitude.

Heus et al. (2008) s'affranchissent alors des diagrammes de Paluch et utilisent directement les traceurs lagrangiens pour obtenir des statistiques concernant l'altitude d'origine des parcelles. Les nuages sont normalisés par leur extension verticale afin d'obtenir des statistiques interprétables pour un ensemble de nuages. Des cas sont aussi distingués afin de pouvoir considérer uniquement les nuages atteignant la couche d'inversion et les traceurs ayant pénétrés au moins une fois dans le cœur du nuage (défini comme la région du nuage où la flottabilité est positive). La Figure 1.31 présente l'un des diagrammes obtenus ainsi qu'un schéma expliquant de quelle façon ce dernier doit être lu. Les altitudes (relatives) auxquelles les parcelles d'air sont entrées dans le nuage sont tracées en fonction des altitudes auxquelles elles se situent à l'instant d'observation. L'absence de point dans la partie supérieure gauche du diagramme démontre que l'entrainement sommital est inexistant. Un graphe similaire obtenu en reconstituant les trajectoires des parcelles après l'instant d'observation indique que celles-ci sont détrainées à des altitudes supérieures ou égales à leurs altitudes d'observation. Ces résultats dépeignent une couche nuageuse au sein de laquelle les nuages sont alimentés au niveau de leur base, entrainent et détrainent latéralement à mesure qu'ils s'élèvent et ne contiennent pas de subsidences transportant des parcelles sur plus de quelques centaines de mètres.



FIGURE 1.32 – Diagrammes de Paluch tracés à différentes altitudes par Böing et al. (2014) (a) avec et (b) sans les précipitations.

Böing et al. (2014) étendent les conclusions de Heus et al. (2008) à la convection profonde en utilisant les mêmes méthodes. Les mêmes résultats sont obtenus concernant le transport vertical des parcelles. Cependant, l'importance des précipitations pour les diagrammes de Paluch (1979) est mise en évidence dans le cas de la convection profonde (Figure 1.32).

Un modèle permettant de reproduire les lignes de mélanges apparaissant sur les diagrammes de Paluch en faisant varier le taux d'entrainement et en paramétrisant l'effet des précipitations est introduit. Dans ce modèle, les parcelles sont issues d'un mélange entre de l'air provenant de la base du nuage et différentes quantités d'air environnemental provenant des altitudes situées entre la base du nuage et le niveau d'observation.

Pour conclure, si le débat qui fait l'objet de cette sous-section date d'avant l'étude de Paluch (1979), le diagramme qu'elle a introduit a longtemps été au centre des discussions. Des alternatives à l'interprétation classique de ces diagrammes ne supposant pas l'existence du mécanisme d'entrainement sommital ont été présentées. Nous avons aussi vu que les résultats obtenus à ce jour tendent à montrer qu'un entrainement réaliste n'est ni homogène ni continu. Finalement, des études récentes obtiennent des résultats en faveur d'un entrainement principalement latéral.

Dans cette section, nous avons introduit plus en profondeur les notions d'entrainement et de détrainement pour les cumulus et nous avons donné un aperçu de l'état actuel des connaissances concernant la façon dont les échanges s'effectuent. Dans la dernière section de ce chapitre, nous présenterons des travaux traitant des instabilités qui sont à l'origine de cet entrainement.

1.4 Instabilités sur les bords des nuages convectifs

1.4.1 Généralités sur les instabilités d'interface

Les nuages convectifs contiennent des tourbillons présentant une grande variété de tailles et de formes. Les structures de grande échelle se confondent avec les structures de plus petite échelle. Les mouvements de rotation de grande échelle sont fortement liés à la dynamique du nuage tandis que la turbulence de plus petite échelle peut être due à des instabilités locales. On distingue les instabilités d'origine thermique comme les instabilités de Rayleigh-Taylor qui apparaissent lorsqu'un fluide plus dense se trouve au dessus d'un fluide moins dense et les instabilités d'origine dynamique comme les instabilités de Kelvin-Helmoltz qui apparaissent aux interfaces séparant deux fluides qui s'écoulent à des vitesses différentes (Figure 1.33).



FIGURE 1.33 – Instabilités de Rayleigh-Taylor et de Kelvin-Helmoltz. Sources : https ://github.com/tunabrain/gpu-fluid et wikipedia.

Le mélange turbulent se fait en trois phases : une phase d'entrainement dans la couche turbulente, une phase de dispersion et une phase de diffusion s'établissant toutes trois sur toute la gamme des échelles spatiales et temporelles présentes dans l'écoulement.

De façon analogue, l'entrainement de l'air extérieur dans le nuage peut être provoqué par des mouvements de grande échelle introduisant chacun de grandes quantités d'air ou par des mouvements turbulents de petite échelle diffusant les caractéristiques de l'air nuageux à l'air environnemental. Le processus de diffusion est accéléré par son interaction avec de nombreuses échelles de turbulence. Ces phénomènes sont distingués dans l'étude des couches interfaciales entre des régions de différentes intensités turbulentes, on parle d'engouffrement et de grignotage (da Silva et al., 2014).

L'interface nuage-environnement correspondant à l'apparition de l'eau liquide et des hydrométéores solides peut être mise en parallèle avec la zone d'entrainement qui voit la vorticité augmenter rapidement (Tsinober, 2009; da Silva et al., 2014). Séparant les régions de faible, et de fort mélange, cette couche peut présenter une forme complexe et englobe, la plupart du temps, l'interface nuage-environnement (Kurowski et al., 2009; Malinowski et al., 2013).

Les gradients stables de densité sont à prendre en compte dans le cas des interfaces horizontales ce qui les rend plus complexes à étudier que les interfaces verticales. D'abord, la stratification a un effet stabilisateur contraignant l'extension verticale de la couche d'entrainement et donc les échelles auxquelles s'effectue l'entrainement. En outre, la stratification altère la dynamique de l'entrainement via les ondes de gravité, la baroclinicité (quand les isolignes de pression croisent les isolignes de densité) et les interactions entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle.

Dimotakis (2005) qualifie le mélange entre des scalaires passifs de mélange de niveau 1, un tel mélange couplé à la dynamique de mélange de niveau 2 et enfin, un mélange produisant au sein d'un fluide des changements ayant une influence sur la dynamique de mélange de niveau 3. Les théories mises en place en mécanique des fluides s'étendent difficilement au delà du mélange de niveau 1. Le mélange qui s'effectue sur les bords des nuages convectifs est assimilable à un

mélange dans un fluide stratifié instable (continuellement alimenté en énergie cinétique) en présence de changements d'état. Il s'agit donc d'un mélange de niveau 3.

1.4.2 Instabilités aux bords des nuages sans changement de phase

Les instabilités à l'origine des grands tourbillons associés aux effets d'engouffrement aux bords des cumulus ont été étudiées à travers des cas simples. Des pionniers dans ce domaine furent Klaassen and Clark (1985) puis Grabowski and Clark (1991) qui ont mis au point des simulations de cumulus très idéalisées en deux puis en trois dimensions afin d'étudier le développement de telles instabilités. La Figure 1.34 fournit une visualisation du type d'instabilité simulé par Grabowski and Clark (1991).



FIGURE 1.34 – Isolignes de q_c (a, b, c) et de la vorticité (d, e, f) à t= 7 minutes pour les simulations 2D avec un coefficient de diffusivité constant $K = 0.25 \ m^2 s^{-1}$ et une résolution de 10 m (a, d), 5 m (b, e), et 2.5 m (c, f). Les intervalles de contours sont fixés à 0.2 $g.kg^{-1}$ pour l'eau nuageuse et à 0.1 s^{-1} pour la vorticité. Tiré de Grabowski and Clark (1991).

Origine des instabilités

Klaassen and Clark (1985) ont effectué des simulations LES en deux dimensions. Ils remarquent que les gradients du contenu en eau et des variables thermodynamiques sont particulièrement forts au sommet du nuage et s'intensifient à mesure que celui-ci s'élève. Le sommet du cumulus est le siège d'une convergence normale à l'interface et d'une divergence qui lui est tangentielle. Les gradients de densité présents au sommet du nuage sont intensifiés par la déformation due à l'ascendance nuageuse. Cette déformation est pilotée par la condensation de l'eau nuageuse et par les processus baroclines à l'interface. Le champ de flottabilité est, quant à lui, relativement uniforme horizontalement à l'intérieur du nuage et présente de forts gradients à l'interface. Sur la verticale, la flottabilité augmente à mesure que l'on s'approche du sommet. Klaassen and Clark (1985) dépeignent une surface nuageuse distordue par des instabilités d'origine dynamique apparaissant de façon aléatoire.

Les études de Grabowski and Clark (1991, 1993a) traitent des instabilités observées à l'interface de thermiques simulés en 2 et 3 dimensions. Leurs travaux s'inscrivent dans la continuité de ceux de Klaassen and Clark (1985) et visent à étudier des phénomènes qui conduisent à l'entrainement d'air sec dans les nuages à travers des simulations très idéalisées.

Ils effectuent d'abord une série de tests de sensibilité sur la résolution et sur le coefficient de diffusivité turbulente (Figure 1.34) qui montrent qu'à résolution plus lâche, les instabilités sont plus facilement excitées et qu'un fort coefficient de diffusivité pour la turbulence sous-maille lisse ces dernières.

Grabowski and Clark (1991) étudient ensuite l'évolution des grandeurs aux bords du nuage en se plaçant dans le repère de Frenet associé à l'interface nuage-environnement. Les vitesses normales à l'interface sont relativement constantes le long de celle-ci et les vitesses tangentielles s'écartent de 0 à mesure que l'on s'éloigne du sommet du nuage. Au bout d'un temps relativement court, les vitesses tangentielles deviennent positives (c'est-à-dire qu'elles vont du sommet du thermique vers ses extrémités) puis s'intensifient tandis que les vitesses normales à l'interface diminuent. En parallèle, la déformation et le cisaillement normaux à l'interface augmentent avec le temps et à mesure que l'on s'approche des extrémités du nuage. La flottabilité est positive à l'intérieur du nuage et négative à l'extérieur de celui-ci. L'ascension du nuage conduit l'air environnemental à s'écouler vers le bas, dans une fine couche qui longe l'interface. La couche de transition qui fait le lien entre l'intérieur et l'extérieur du nuage est fortement déformée, fortement cisaillée et elle est le siège de forts gradients de flottabilité. Les gradients de flottablité et le cisaillement de vent génèrent de la vorticité à l'interface et des instabilités apparaissent.

Le nombre de Richardson est compris entre 0 et -1 sur la majorité de l'interface. Les nœuds apparaissent au niveau du sommet du thermique où le nombre de Richardson est proche de -1 et migrent le long de l'interface (du sommet du thermique vers ses bords). Durant leur parcours, ils s'allongent suivant la direction tangentielle et accélèrent, déformant l'interface. En étudiant la vitesse à laquelle les instabilités croissent, Grabowski and Clark (1991) montrent que ces dernières grandissent légèrement plus lentement au sommet du nuage que sur ses bords.

Ces instabilités entrainent de l'air environnemental ce qui montre, selon Grabowski and Clark (1991), que l'entrainement de l'air extérieur n'est pas causé par une inversion de la flottabilité due au refroidissement évaporatif. Une telle inversion peut cependant être une conséquence de l'entrainement dans la mesure où l'air entrainé va provoquer l'évaporation de l'eau nuageuse.

Évolution de la couche de transition

Klaassen and Clark (1985) mettaient l'accent sur l'importance de la rétroaction positive entre la production barocline de vorticité et la force des gradients de flottabilité. Grabowski and Clark (1991) tentent d'obtenir une loi qui décrit cette rétroaction à travers l'évolution de la couche de transition.

Une équation du produit (ηl) est obtenue (à partir des équations de la vorticité, de la continuité et de la conservation des gradients de flottabilité) où l est l'épaisseur de la couche de cisaillement et η est sa vorticité caractéristique. Ce produit a une dimension de vitesse et approxime le gradient de vitesse tangentielle à travers la couche de cisaillement. Grabowski and Clark (1991) nomment ce terme "vitesse de cisaillement". Une caractéristique intéressante de la vitesse de cisaillement est que son équation d'évolution ne dépend pas du coefficient de diffusivité turbulente.

Dans un cas non visqueux (sans diffusion turbulente), l'épaisseur de la couche de cisaillement et sa vorticité caractéristique croissent en suivant des lois exponentielles qui dépendent de la flottabilité au sein du nuage ΔB et de son rayon R. La vitesse de cisaillement asymptotique s'écrit $(\eta l)_{\infty} = -(g\Delta BR\alpha_2)^{1/2}$ où α_2 est une constante proche de 1. La vitesse de cisaillement est indépendante des conditions initiales.

Caractérisation des instabilités via l'ajout de perturbations

Dans un deuxième temps, Grabowski and Clark (1991) appliquent des perturbations aléatoires de faible amplitude à la température potentielle afin d'exciter les instabilités. Les résultats sont comparés à ceux obtenus sans perturbation ce qui permet de définir des fluctuations. La taille initiale des instabilités dépend de l'épaisseur de la couche de transition à l'instant auquel l'excitation est appliquée.

En étudiant la différence entre les simulations avec et sans perturbations, Grabowski and Clark (1991) obtiennent une énergie cinétique turbulente, un taux de croissance et un nombre d'onde dimensionnés pour les instabilités.

De cette façon, la nature des instabilités obtenues peut être comparée à des instabilités connues. Le nombre de Richardson étant négatif, les théories traitant des instabilités de Kelvin-Helmoltz dans des cas de stratification neutre ne s'appliquent pas. Les résultats sont donc comparés à ceux obtenus pour des écoulements plans cisaillés en présence d'une stratification instable. Deux types d'instabilités apparaissent dans ces cas, des instabilités dynamiques bidimensionnelles lorsque le nombre de Richardson est proche de 0 et des instabilités thermiques modifiées par le cisaillement et tridimensionnelles lorsque le nombre de Richardson est inférieur à un seuil critique de -0.1 (Asai, 1970). Les échelles caractéristiques initiales et les taux de croissance des instabilités simulées par Grabowski and Clark (1991) en deux dimensions sont proches de celles des instabilités d'origine thermique obtenues par Asai (1970).

Subsidences pénétrantes

Klaassen and Clark (1985) classifient les bulles simulées en deux types : les bulles à centre convexe caractérisées par un sommet en surpression et les bulles à centre concave caractérisées par un sommet en dépression qui apparaissent lorsque les instabilités sont excitées de façon asymétrique. Pour les bulles à centre concave, les subsidences produites par la dépression s'enfoncent à l'intérieur du nuage où l'air environnemental est mélangé avec de l'air saturé. Klaassen and Clark (1985) remarquent que le processus de diffusion turbulente retarde l'arrivée de ces subsidences. Ils interprètent ce résultat en considérant que les effets d'inhibition des mouvements verticaux dus à la diffusion turbulente sont plus forts que les effets de renforcement liés au refroidissement évaporatif (qui est plus intense en présence d'une forte diffusion) et que, par conséquent, les subsidences modélisées sont pilotées par la dynamique.

Dans Grabowski and Clark (1991), des cas perturbés de façon symétrique et asymétrique ont aussi été considérés. Les cas symétriques se sont développés de façon centre-convexe ou centre-concave selon la valeur du coefficient de diffusivité turbulente utilisé tandis que les cas asymétriques ont développé une part convexe et une part concave.

Mode de production dominant de la turbulence

Klaassen and Clark (1985) comparent l'espacement des nœuds apparaissant au sommet des nuages qu'ils simulent aux gradients de densité et, les trouvant plus proches des gradients horizontaux que des gradients verticaux, ils en déduisent que les déformations de la surface sont générées par des processus baroclines tandis que les instabilités de type Rayleigh-Taylor pouvant être liées au refroidissement évaporatif ne jouent qu'un rôle mineur dans le mélange.

Dans Grabowski and Clark (1991), une comparaison des modes de production de la turbulence a montrée que les production thermique et dynamique contribuaient toutes deux de façon importante à la production de TKE. La production thermique de TKE est la plus forte au début de la simulation (à l'apparition des instabilités) puis elle s'affaiblit au profit de la production dynamique. La production thermique et la production dynamique ont alors un poids équivalent dans le bilan de TKE, la production thermique étant la plus forte au sommet du nuage tandis que la production dynamique domine sur ses bords.

Passage à la 3D et élongation des tourbillons

Dans une seconde étude, Grabowski and Clark (1993a) étendent ces résultats à la 3D en effectuant de nouvelles simulations (Figure 1.35). La différence principale avec les cas 2D réside dans la prise en compte de l'allongement des tourbillons dans la direction azimutale (le long de la surface nuageuse en restant dans le même plan horizontal).



FIGURE 1.35 – Visualisation 3D de la surface nuageuse à différents instants pour une des simulations 3D effectuées par Grabowski and Clark (1993a) après l'ajout de perturbations sur la température potentielle. Le cas est à haute résolution donc les instabilités qui apparaissent sont de fine échelle et cassent la symétrie axiale avant d'atteindre le bas du nuage et de s'en détacher.

Les nombres d'onde des perturbations associés à la croissance des instabilités dans la direction tangentielle (k_s) et dans la direction azimutale (k_t) sont comparés. Près du sommet, ceux-ci sont équivalents et, comme dans le cas 2D, la production thermique domine le bilan de TKE. Près des bords, les modes allongés dans la direction azimutale sont prépondérants $(k_s > k_t)$ et c'est la production dynamique qui domine le bilan de TKE.

Grabowski and Clark (1993a) font le parallèle entre les instabilités apparaissant au sommet des nuages simulés et le premier type d'instabilité de Asai (1970) tandis que les instabilités visibles aux bords des nuages sont comparées au second type d'instabilité de Asai (1970). Dans un premier temps, des instabilités du premier type apparaissent au sommet des nuages et des instabilités du deuxième type apparaissent sur leurs bords latéraux (Figure 1.35 b,c). Les instabilités du premier type migrent le long de l'interface et remplacent les instabilités du second type qui se trouvaient aux altitudes inférieures car elles croissent plus rapidement (Figure 1.35 d).

Bilan d'enstrophie et transition vers la turbulence

L'équation de la vorticité anélastique pour un écoulement axisymétrique s'écrit, en coordonnées cylindriques (r, Φ) :

$$\frac{d\omega_{\Phi}}{dt} = \frac{\omega_{\Phi}u_r}{r} - g\frac{\partial B}{\partial r} + K(\nabla^2\omega_{\Phi} - \frac{\omega_{\Phi}}{r^2})$$
(1.36)

où ω_{Φ} est la vorticité azimutale. Les termes de droite de cette équation correspondent, dans l'ordre, à la production de vorticité azimutale due à l'étirement des tourbillons par la vitesse radiale, à la production de vorticité azimutale par les gradients radiaux de flottabilité et à la dissipation de vorticité par mélange turbulent. Dans les simulations effectuées par Grabowski and Clark (1993a), le terme d'étirement des tourbillons augmente avec le temps et finit par dominer sur la production barocline.

Ce résultat peut être retrouvé pour l'équation de l'enstrophie (voir l'annexe A pour la définition de l'enstrophie) obtenue à partir de l'équation de la quantité de mouvement sous l'approximation anélastique. Celle-ci s'écrit :

$$\frac{1}{\langle \Omega \rangle^{3/2}} \frac{d \langle \Omega \rangle}{dt} = S_{div} + S_{skew} + S_{buoy} + S_{diss}$$
(1.37)

où Ω est l'enstrophie, les crochets représentent une moyenne effectuée sur un domaine à travers les bords duquel le flux d'enstrophie est négligeable. S_{div} , S_{skew} , S_{buoy} et S_{diss} sont les termes de :

- 1. divergence
- 2. production par étirement des tourbillons (ou facteur d'asymétrie)
- 3. production barocline
- 4. dissipation

Le terme de divergence peut être négligé ce qui permet de retrouver l'équilibre qui était obtenu en coordonnées cylindriques pour un écoulement axisymétrique. Tandis que le nuage s'élève, le terme d'étirement des tourbillons prend le pas sur le terme de production barocline et l'enstrophie moyenne se stabilise. Ces évolutions sont caractéristiques de la transition vers une turbulence homogène et isotrope.

Application à un cas de convection atmosphérique réaliste

Les simulations qui ont été présentées dans cette section sont très idéalisées et Grabowski and Clark (1993a) précisent qu'il existe des différences entre ce qu'ils modélisent et ce qui est observé dans des nuages réels. Tout d'abord, les nombres de Reynolds observés dans les nuages sont de l'ordre de 10^8 tandis que ceux calculés dans les simulations présentées ici sont compris entre 10^3 et 10^4 . Cela signifie que, dans un cas réaliste, l'écart entre les échelles d'injection d'énergie turbulente et les échelles auxquelles s'effectue la dissipation serait plus important. En outre, dans le cas d'un nuage réaliste pour lequel la turbulence est bien établie, les tailles caractéristiques des instabilités se formant à l'interface dépendent des interactions entre les différentes échelles de la turbulence. Grabowski and Clark (1993a) tentent tout de même d'interpréter les conclusions de leurs articles en termes de dynamique des cumulus. L'entrainement dans ces nuages pourrait être piloté par un équilibre entre les grands tourbillons formant les instabilités qui croissent avec le temps et la contraction par l'écoulement de la zone de mélange empêchant ces derniers de devenir de plus en plus instables. Les gradients sont lissés par la turbulence d'un coté et renforcés de l'autre par la dynamique ascendante du nuage (la contraction de la couche de transition). En utilisant les théories qu'ils ont mises au point, Grabowski and Clark (1993a) estiment qu'un tel équilibre serait atteint pour des tourbillons ayant un diamètre dix fois inférieur à celui du nuage.

Impact du cisaillement de vent environnemental

La troisième et dernière étude de la série d'article de Grabowski and Clark (1993b) porte sur l'impact du cisaillement de vent sur le développement des instabilités de surface. Les variations de la TKE moyenne en fonction du temps qu'ils obtiennent sont très similaires avec et sans cisaillement environnemental. De plus, le cisaillement barocline obtenu est très supérieur au cisaillement environnemental. Ces deux résultats sont cohérents entre eux et tendent à montrer que le cisaillement de vent environnemental a peu d'impact sur la mise en place des instabilités.

Nous avons présenté des travaux caractérisant les instabilités qui s'établissent sur les bords des nuages convectifs en s'appuyant sur des simulations très idéalisées. Ces travaux se concentrent sur l'aspect dynamique du mélange en accordant peu d'importance aux effets de refroidissement évaporatif. Des théories traitant de l'effet déstabilisateur du refroidissement évaporatif vont maintenant être introduites.

1.4.3 Instabilités au sommet des nuages avec changement de phase de l'eau

L'effet déstabilisateur des changements de phase a principalement été étudié au sommet des stratocumulus qui ont un fort impact sur le climat car ils recouvrent des surfaces importantes à l'échelle globale. Les stratocumulus sont plus petits et plus fins que les cumulus ce qui a permis de les simuler à des résolutions plus fines. Leur sommet se déplaçant peu, les instabilités y sont fréquemment étudiées via des analyses thermodynamiques et des bilans qui sont moins facilement interprétables dans le cas des cumulus où de forts effets dynamiques apportent une complexité supplémentaire.

Cette section présente certaines de ces analyses dont une partie a pu être étendue aux cumulus et aux cumulonimbus.

Entrainement au sommet des stratocumulus

L'intérêt porté par la communauté scientifique à l'entrainement au sommet des stratocumulus vient en partie de la nécessité de paramétriser la couche limite atmosphérique pour les modèles globaux. La présence de trous dans la couche de stratocumulus située au sommet de la couche limite atmosphérique a notamment été à l'origine de nombreuses études. Une grandeur importante est la vitesse d'entrainement w_e qui représente la vitesse moyenne à laquelle l'air sec est entrainé au sommet des stratocumulus. Différentes méthodes permettent de l'estimer.

La méthode du trou d'air consiste à écrire la conservation de la masse comme une égalité entre la masse d'air introduite dans le stratocumulus par entrainement et la masse d'air transportée vers le bas à l'intérieur des trous formés par l'introduction d'air sec profondément dans la couche nuageuse (Gerber et al., 2005).



FIGURE 1.36 – Schéma explicatif de la méthode du "trou d'air" tiré de Gerber et al. (2005)

La méthode du saut de flux consiste à faire un bilan sous forme intégrale du transport d'une grandeur Φ à travers la couche interfaciale qui sépare le nuage de la troposphère libre. w_e est alors obtenu en divisant le flux de Φ à travers la couche par le saut de Φ d'un bout à l'autre de celle-ci (Mellado, 2017).



FIGURE 1.37 – Schéma illustratif de la méthode du "saut de flux" et du phénomène de CTEI tiré de Mellado (2017)

Ces méthodes ne sont pas directement applicables à des sommets en mouvement.

Cloud Top Entrainment Instability (CTEI)

Au sommet des stratocumulus, le refroidissement évaporatif peut être à l'origine d'une inversion de la flottabilité qui s'intensifie à mesure que l'air sec est entrainé. Ce phénomène de rétroaction peut provoquer la dissolution de la couche nuageuse. Un critère a été établi afin de déterminer si ce type d'instabilité peut apparaître.

a. Critère pour les stratocumulus

En reprenant ce qui a été progressivement théorisé par Lilly (1968), Randall (1980) puis Deardorff (1980). Lock and MacVean (1999) synthétisent le raisonnement qui permet d'obtenir le critère de CTEI pour les stratocumulus en fonction des différences de température potentielle équivalente et du rapport de mélange en eau totale entre l'intérieur du nuage et l'environnement.

Le flux de flottabilité à travers la couche d'inversion de la température qui se trouve au sommet des stratocumulus (Figure 1.37) s'exprime de la façon suivante :

$$\overline{w'b'} = \frac{g}{\theta_0} \left(\beta \overline{w'\theta'_e} + \theta_0 \overline{w'q'_T}\right) \qquad avec \qquad \beta = \frac{1 + \theta_0 (1 + r_m) \frac{dq_s}{dT}}{1 + \frac{L}{c_n} \frac{dq_s}{dT}}$$
(1.38)

où $1 + r_m \approx 1.608$ est le rapport du poids moléculaire de l'air sec à celui de la vapeur d'eau et q_s est le rapport de mélange à saturation. Si on ignore les effets radiatifs, le flux de θ_e à travers la couche d'inversion s'écrit (à partir de l'équation de conservation de θ_e) :

$$\overline{w'\theta'_e}|_{z_i} = -w_e \Delta \theta_e \tag{1.39}$$

où Δ décrit la variation de la quantité considérée d'un bout à l'autre de la couche d'inversion et où w_e est la vitesse d'entrainement. Si on écrit le saut de q_T de la même façon, on peut obtenir le flux de b en dessous de la couche d'inversion :

$$\overline{w'b'}|_{z_i} = -w_e \delta b \qquad avec \qquad \delta b = \frac{g}{\theta_0} (\beta \Delta \theta_e - \theta_0 \Delta q_T) \tag{1.40}$$

on a un flux de flot tabilité négatif à la base de la couche d'inversion quand $\delta b < 0$ soit quand :

$$\frac{\Delta\theta_e}{(L/c_p)\Delta q_T} > k = \frac{\theta_0}{\beta L/c_p} \approx 0.23 \tag{1.41}$$

où L est la chaleur latente de vaporisation, c_p la chaleur spécifique de l'air à pression constante, k est une constante qui correspond à la ligne de division entre un sommet de nuage stable et un sommet instable. Celle-ci a été initialement calculée à 0.23 mais cette valeur a été discutée dans des études ultérieures. Siems et al. (1990) soutiennent qu'un coefficient $k \approx 0.23$ est trop faible pour que l'air à flottabilité négative atteigne la base de la couche de stratocumulus ce qui est en accord avec Bretherton (1990) qui ont montré qu'une inversion trop légère ne met pas en place la rétroaction évoquée précédemment (un mélange se produit puis le système se réajuste). Ils précisent que $k \approx 1$ correspond à une interface statistiquement instable. Pour ce coefficient, la dissipation de la couche de stratocumulus se produit sans faute. Des études observationnelles (Gerber et al., 2005), ou par LES (Moeng, 2000) n'ont pas trouvé une destruction systématique de la couche nuageuse en cas de dépassement par le critère de la valeur critique k = 0.23.

Randall (1980) postule que ce type d'instabilité pourrait causer une partie de l'entrainement et de la turbulence au sommet des cumulus. Il cite Warner (1970) qui avait observé la présence de nombreuses structures d'échelles caractéristiques significativement inférieures à la taille du nuage au niveau de son sommet.

b. Application de la CTEI aux sommets stables de nuages convectifs

Emanuel et al. (1994) formalisent le critère de CTEI pour les sommets stables de cumulus et de cumulonimbus. Un sommet de nuage à l'équilibre est considéré comme étant stable sous trois conditions :

- 1. θ_v augmente avec l'altitude afin qu'une parcelle d'air déplacée revienne à sa position initiale
- 2. θ_e satisfait des conditions qui assurent la stabilité du nuage ce qui correspond approximativement à un gradient de θ_e positif avec l'altitude
- 3. La réponse au déplacement d'une parcelle d'air nuageux au dessus du sommet du nuage est l'apparition d'une flottabilité négative.

Sous ces hypothèses, en l'absence de forçage et pour un cas purement dynamique, une parcelle d'air déplacée verticalement au sommet du nuage, dans le référentiel du nuage, revient à son point d'équilibre (Emanuel et al., 1994). Si les changements de phase sont ajoutés au problème, l'évaporation de l'eau nuageuse par mélange avec l'air environnemental peut perturber l'équilibre et être à l'origine de mouvements convectifs (Figure 1.38).



FIGURE 1.38 – Schéma illustratif de l'entrainement sommital selon Randall (1980). Une parcelle d'air sec est entrainée au sommet du nuage, elle est mélangé à de l'eau nuageuse dont une partie s'évapore pour amener la parcelle à saturation ce qui fait chuter la flottabilité de la parcelle entrainée.

Un critère est obtenu en écrivant la flottabilité d'une parcelle contenant un mélange d'air nuageux et d'air environnemental évoluant dans l'air nuageux.

$$B = g \frac{\alpha_m - \alpha_c}{\alpha_m} \tag{1.42}$$

où α est le volume spécifique égal à l'inverse de la masse volumique $(m^3 kg^{-1})$ et où m et c sont respectivement des suffixes pour la parcelle mélangée et pour l'air nuageux.

Deux hypothèses sont effectuées. On suppose d'abord que l'air est déplacé de façon adiabatique (vers le bas) avant d'être mélangé linéairement avec l'air nuageux situé à son altitude d'arrivée. On suppose ensuite que les entropies s_c et s_e (où le suffixe e est pour l'environnement) sont proches afin de pouvoir considérer que l'entropie obéit à un mélange linéaire (car elle augmente peu de façon irréversible). Si α_m et α_c sont proches et si la parcelle est saturée en humidité, on peut écrire B en fonction des différences d'entropie entre le nuage et son environnement, des différences du rapport de mélange en eau totale entre le nuage et son environnement et de la fraction de mélange σ .

L'ajout d'air sec situé au dessus du sommet du nuage à un mélange d'air nuageux et d'air environnemental tout juste saturé et ne contenant pas d'eau solide fait augmenter la température potentielle virtuelle de façon linéaire. La flottabilité minimale est donc atteinte pour la valeur minimale de σ pour laquelle les hypothèses précédentes sont valables donc pour la valeur de σ pour laquelle la parcelle est tout juste saturée ce qui permet de s'affranchir de σ et d'obtenir le critère suivant pour la CTEI : une instabilité se produit si

$$s_e - s_c < -(c_l ln(T) + c'_p \frac{\Gamma_d}{\Gamma_m})(r_{T_c} - r_e)$$

$$\tag{1.43}$$

où $\frac{\Gamma_d}{\Gamma_m}$ est le rapport entre le taux des gradients thermiques adiabatiques pour l'air humide et l'air sec, r_T représente le rapport de mélange en eau totale qui est égal au rapport de mélange en vapeur d'eau dans l'environnement, où $c'_p = c_{pd}(\frac{1+r(\frac{c_{pv}}{c_{pd}})}{1+r}) \approx c_{pd}(1+0.85r)$ avec c_{pd} et c_{pv} , les capacités thermiques à pression constante de l'air sec et de la vapeur d'eau et c_l la capacité thermique de l'eau liquide. s est relié à θ_e par la formule suivante :

$$s + R_d ln(p_0) = (c_{pd} + r_T c_l) ln(\theta_e)$$
(1.44)

Comme dans le cas des stratocumulus, les différences de température entre l'air nuageux et l'air environnemental déstabilisent le sommet nuageux tandis que l'eau liquide a un effet stabilisateur en augmentant la densité de l'air nuageux.

c. Cloud base detrainment instability

En se basant sur un raisonnement similaire, Emanuel et al. (1994) introduit un critère d'instabilité à la base des nuages pour lequel une parcelle d'air saturée en humidité qui se trouve mélangée au contact de l'air environnemental s'y enfonce sous certaines conditions (Figure ??). La parcelle nuageuse "coule" à travers l'air environnemental si le refroidissement dû à l'évaporation de l'eau condensée par mélange fait chuter sa température potentielle virtuelle sous celle de l'air environnemental. Le critère s'écrit :

$$(\theta_{lv})_c < (\theta_{lv})_e \tag{1.45}$$

où θ_{lv} est la température potentielle liquide virtuelle et où c et e sont des suffixes pour le nuage et l'environnement.



FIGURE 1.39 – Schéma illustratif du concept de cloud base detrainment instability tiré de Emanuel et al. (1994)

Caractéristiques des subsidences pénétrantes

Il est possible de relier la vitesse maximale atteinte par une parcelle d'air dont l'ascension est pilotée par la condensation aux caractéristiques thermodynamiques de l'atmosphère. L'altitude maximale atteinte par cette parcelle peut aussi être déterminée (elle est légèrement supérieure au niveau de flottabilité neutre évoqué plus tôt). Dans le cas des subsidences pénétrantes, on
considère une parcelle d'air en descente alimentée par des effets d'évaporation. Le problème est symétrique et le même type d'analyse peut être appliqué.

Des équations permettant de déterminer les vitesses verticales maximales qui sont atteintes au sein des subsidences pénétrantes et la distance parcourue par les parcelles qui s'y trouvent sont introduites dans Emanuel et al. (1994).

La théorie suggère que :

- 1. La convection pénétrante peut faire apparaitre des subsidences ayant des vitesses verticales (négatives) comparables à celles (positives) de l'ascendance convective en dessous de 6-7 km d'altitude.
- 2. Les subsidences pénétrantes les plus fortes apparaissent en milieu/bas de troposphère et peuvent potentiellement parcourir des distances de l'ordre du kilomètre.

Cas des cumulus

Lorsque son environnement est homogène et inerte, une subsidence pénétrante peut être modélisée comme un panache ou comme un thermique mais le sommet des cumulus en ascension n'est ni homogène ni inerte. Il est fortement turbulent et l'instabilité y est globale.

Emanuel (1981) calcule la flottabilité d'une parcelle d'air tout juste saturée originaire de l'environnement et située au sommet d'un cumulus en développement. Il est possible d'obtenir un mélange d'air environnemental et d'air nuageux à flottabilité négative si $h_b > h_t$ où h_b est l'énergie statique humide à la base du nuage et h_t est l'énergie statique humide au sommet du nuage ce qui est le cas en milieu de troposphère. Par ailleurs, le déficit de flottabilité de la parcelle mixte augmente avec l'altitude (et il est nul à la base du nuage).

Ainsi, il est virtuellement possible de faire apparaître des subsidences pénétrantes au sein des cumulus en ascension à n'importe quelle altitude mais il reste à tenir compte des effets dynamiques qui peuvent prédominer sur les instabilités thermodynamiques et perturber la mise en place des subsidences pénétrantes.

Grabowski (1995) a simulé des cas idéalisés de convection atmosphérique en deux dimensions avec et sans inversion de la flottabilité. Ses résultats montrent que l'inversion de la flottabilité modifie la nature de la convection mais impacte peu les instabilités qui régissent les processus d'entrainement. Cela amène à douter de la possibilité de l'application du concept de CTEI aux cumulus en développement.

1.5 Conclusion

Dans cet état de l'art, nous avons d'abord vu que des problématiques particulières apparaissent dans la paramétrisation de la turbulence au sein des nuages convectifs aux échelles kilométriques. Les modèles entrent dans une gamme d'échelle appelée la "zone grise de la turbulence" sur laquelle les mouvements résolus et les mouvements sous-maille sont fortement couplés. Les paramétrisations actuellement utilisées dans les modèles de méso-échelle et dans les modèles LES ne fonctionnent pas dans ces conditions et les adaptations développées pour la CLA ne sont pas directement transposables aux nuages convectifs. Il est néanmoins possible de s'appuyer directement sur le couplage entre les échelles sous-maille et les échelles résolues pour mettre au point de nouvelles paramétrisations. La paramétrisation de Moeng (2014), obtenue de cette façon, a été validée par Verrelle et al. (2017) pour les flux thermodynamiques verticaux. Dans le cadre de cette thèse, il s'agira de généraliser ce résultat aux différents stades du cycle de vie d'un nuage convectif, aux différents flux et aux différentes parties du nuage. Pour cela, une simulation LES à fine résolution permettra de caractériser les flux turbulents et de diagnostiquer les paramérisations sur les bords d'un cumulus congestus.

La structure des cumulus a été présentée. La partie supérieure d'un cumulus en ascension contient un cœur de flottabilité positive qui est entretenu à la fois par la dynamique nuageuse et par des effets thermodynamiques. Il détraine dans une région moins humide que lui mais plus humide que l'environnement qui le protège de la dilution. Un sillage turbulent se forme par détrainement et par mélange avec l'air environnemental. Le cœur ascendant contient une circulation toroïdale qui entraine près de sa base et détraine près de son sommet. Des observations récentes ont permis de caractériser la circulation toroïdale et montrent que cette dernière est initialement située sur les bords du nuage et gagne du terrain sur son cœur à mesure que ce dernier s'élève. Le cœur ascendant est alimenté en air chaud et humide provenant des altitudes inférieures ce qui rend les cumulus les plus profonds plus justement modélisés par des panaches que par des thermiques. Les cumulus suffisamment profonds sont constitués d'une succession de thermiques qui se nourrissent des restes de leurs prédécesseurs pour s'élever de plus en plus haut. Les subsidences qui s'établissent en compensation du flux de masse ascendant des cumulus sont plus intenses dans leur environnement immédiat que dans leur environnement lointain. L'ensemble de ces subsidences forme une enveloppe qui contient le nuage (composé du cœur ascendant, de la région "tampon" précédemment évoquée et du sillage turbulent) et l'intersecte. Cette dernière est plus humide que l'air environnemental lointain et elle est le siège d'une inversion de la flottabilité. Les mécanismes qui pilotent la dynamique du cœur ascendant et de l'enveloppe subsidente seront étudiés durant cette thèse.

Nous avons aussi vu que les échanges entre le nuage et son environnement sont encore mal compris avec notamment des débats concernant la nature des mécanismes dominants dans le processus d'entrainement-détrainement. La question est de savoir d'où provient l'air environnemental responsable de la dilution de l'air nuageux à une altitude donnée. Il pourrait s'agir d'air entrainé au sommet du nuage qui s'est enfoncé à l'intérieur de ce dernier du fait des effets de refroidissement évaporatif, ou bien d'air entrainé latéralement qui provient d'altitudes inférieures ou égales à celle de l'air avec lequel il est mélangé. Des études récentes ont montré que l'air entrainé dans les cumulus descend peu à l'intérieur de ces derniers. Néanmoins, l'impact des effets de refroidissement évaporatif sur l'air entrainé, et l'importance de l'entrainement s'effectuant au sommet des cumulus dans leur dynamique sont encore mal connus. Par ailleurs, si l'entrainement est souvent modélisé de façon relativement simple, il apparait dans un certain nombre d'études comme un phénomène inhomogène et discontinu. Les processus d'entrainement-détrainement seront étudiés pour un cumulus congestus en accordant une attention particulière aux rôles de la circulation toroïdale, de l'enveloppe subsidente du refroidissement évaporatif et des échanges s'effectuant au sommet du nuage.

Finalement, ce chapitre montre que l'étude des instabilités qui régissent la production de turbulence sur les bords des nuages convectifs et à leur sommet en est encore à un stade précoce. Le rôle du refroidissent évaporatif dans la mise en place de ces instabilités a longtemps fait débat. Des travaux basés sur des simulations très idéalisées associent la mise en place d'instabilités sur les bords des cumulus au fort cisaillement de vent et aux forts gradients de flottabilité qui caractérisent ces régions. Une des conclusions de ces études est que le refroidissement évaporatif n'est peut-être pas la cause mais une conséquence de la déstabilisation de la surface nuageuse. En parallèle, des théories initialement mises au point pour les stratocumulus au sein desquels les effets dynamiques ont moins d'importance ont été appliquées aux cumulus mais leur pertinence dépend du cas de figure considéré (cumulus peu profonds, cumulus activement en ascension, sommet de cumulonimbus etc ...) et celles-ci n'ont pas été évaluées pour des cumulus en ascension. Les théories qui ont été mises au point pour décrire les instabilités seront confrontées aux résultats obtenus afin d'obtenir quelques éléments de réponse.

Chapitre 2

Présentation du modèle Méso-NH et des simulations LES effectuées

Ce chapitre consiste en une présentation du modèle Méso-NH et des outils numériques utilisés dans le cadre de cette thèse. Les deux simulations LES de convection profonde qui ont été réalisées sont ensuite introduites.

2.1 Présentation du modèle Méso-NH

Le modèle Méso-NH est un modèle de recherche à aire limitée issu d'une collaboration entre le CNRM et le Laboratoire d'Aérologie. Il est très adaptable et couvre une large gamme d'échelles allant de la méso-échelle à de très fines résolutions LES.

2.1.1 Partie dynamique

Le modèle Méso-NH est non hydrostatique ce qui signifie qu'il résout explicitement le vent dans les trois directions d'espace. Le champ de pression est résolu de manière itérative en combinant l'équation de la conservation de la quantité de mouvement et l'équation de la continuité pour obtenir une équation elliptique 3D. L'approximation anélastique du système pseudoincompressible de Durran (1989) est utilisée pour filtrer les ondes acoustiques. Celles-ci influent peu sur la dynamique des phénomènes étudiés en météorologie et nécessitent d'être intégrées sur des pas de temps très petits. Il n'est pas rare que cette approximation soit employée pour les modèles de recherche tandis que certains modèles de prévision lui préfèrent un système d'équations pleinement compressible utilisant des schémas numériques adaptés pour s'affranchir des petits pas de temps. Les variables pronostiques entrant en compte dans le modèle sont les trois composantes du vent, les rapports de mélange pour la vapeur d'eau et pour les hydrométéores, la température potentielle et l'énergie cinétique turbulente sous-maille.

Les calculs sont effectués sur la grille C d'Arakawa (Mesinger and Arakawa, 1976) qui comporte des points de masse au centre des mailles pour les variables scalaires et des points de flux au centre des faces pour les vents et les flux de scalaires (Figure 2.1). Certains flux turbulents sont calculés au centre des arêtes.

Il est possible d'employer le schéma centré d'ordre 4 CEN4TH ou les schémas WENO du 3e et du 5e ordre (Lunet et al., 2017) pour l'advection du vent. Les variables scalaires (comme la température) sont transportées en utilisant le schéma Piecewise Parabolic Method (PPM) qui gère bien les discontinuités et les forts gradients (Colella and Woodward, 1984).

Le schéma leapfrog avec un filtre d'Asselin peut être utilisé pour la discrétisation en temps. Pour les applications LES, on lui préfère un schéma Runge-Kutta explicite d'ordre 4 (noté RKC4) car ce dernier est plus précis (Lac et al., 2018). Un schéma de type "forward in time"



FIGURE 2.1 – Illustration de la grille C d'Arakawa (pour la partie horizontale) tiré de la partie I de la documentation du modèle Méso-NH.

est employé pour le reste du modèle. Pour des questions de stabilité, les schémas d'advection de type WENO et PPM sont appliqués sur des sous pas de temps donc plus fréquemment appelées que les autres processus ce qui permet d'augmenter les pas de temps pour la partie physique du modèle.

Un opérateur du 4e ordre est utilisé pour la diffusion numérique explicite avec le schéma CEN4TH car il est peu diffusif (c'est un schéma centré). La constante de temps peut être fixée de façon à amortir les ondes en $2\Delta x$.

Pour les simulations qui vont être présentées ici, le schéma d'advection CEN4TH a été employé avec le schéma temporel RKC4 (et l'opérateur de diffusion).

Les conditions aux limites au sommet et à la base du domaine sont de type rigide (avec un vent nul). Une couche d'absorption peut être définie au sommet de façon à empêcher la réflexion des ondes de gravité. Les conditions aux limites latérales peuvent être rigides, cycliques ou ouvertes.

Il est possible d'affiner la résolution horizontale sur une partie du domaine en utilisant une méthode de grid-nesting. Celle-ci peut être à sens unique ou à double sens. Dans le premier cas, seul le domaine fils (le sous-domaine sur lequel la résolution est raffinée) est forcé par le domaine père, dans le second cas, le domaine père et le domaine fils sont couplés sur la zone de recouvrement. Il n'est pas encore possible d'affiner la résolution verticale entre grilles imbriquées.

2.1.2 Partie physique

La partie physique de Méso-NH inclut un schéma microphysique, un schéma de turbulence, un schéma de convection peu profonde EDMF pour la couche limite, un schéma de convection sous-maille pour l'ensemble de l'atmosphère (utile à faible résolution) et un schéma de condensation sous-maille. Il comprend aussi un schéma de rayonnement pour les courtes et les grandes longueurs d'ondes, un module de chimie de transport et un schéma d'électrification des nuages. Dans le cadre de cette thèse, seuls le schéma microphysique et le schéma de turbulence sont utilisés.

Le schéma microphysique ICE3 est un schéma à un moment à phase mixte (Pinty and Jabouille, 1998) qui considère trois hydrométéores solides : la glace, la neige roulée et le grésil auxquelles s'ajoutent l'eau nuageuse, l'eau liquide précipitante et la vapeur d'eau.

Le schéma de turbulence est le schéma CBR (Cuxart et al., 2000). Il s'agit d'un cas particulier de fermeture en K-gradients faisant intervenir la TKE calculée de façon pronostique dans l'expression des coefficients de diffusivité turbulente. Celui-ci a été introduit plus en détail dans la partie 1.1.3.

Afin d'obtenir un forçage réaliste par la surface terrestre ou maritime, le modèle Méso-NH peut être couplé avec le modèle SURFEX (Masson et al., 2013) qui informe sur les flux en provenance du sol et les variables de surface. Les deux simulations réalisées durant la thèse considèrent des flux de surface imposés et constants.

2.1.3 Outils et diagnostics

Dans cette section, deux outils utilisés dans le cadre de la thèse sont introduits : un outil de suivi de parcelles par des méthodes lagrangiennes et un outil de filtrage par boites.

Traceurs lagrangiens

Les outils informatiques de traitement des traceurs lagrangiens existent sous deux formes : Le mode "Run-Time" (RT) qui consiste à les faire fonctionner en même temps que le modèle et le mode "Post-mortem" (PM) qui consiste à les faire fonctionner après le modèle en se basant sur les champs en offline. L'avantage du mode RT est que le pas de temps sur lesquels les champs sont rafraichis est bien plus court (une simulation n'écrit pas les champs de sortie à tous les pas de temps) tandis que l'avantage du mode PM est qu'il est possible d'initialiser les traceurs en connaissant à l'avance les résultats de la simulation.

L'outil utilisé dans le modèle Méso-NH a été développé par Gheusi and Stein (2002) en employant une technique dérivée de celle utilisée par Schär and Wernli (1993). Il s'agit d'une méthode RT pour laquelle trois champs x_0, y_0 et z_0 sont initialisés à un instant $t = t_0$ comme :

$$\vec{x_0} \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} = \vec{x} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$
(2.1)

puis sont advectés suivant l'équation :

$$\frac{\partial \vec{x_0}}{\partial t} + (\vec{u}.\nabla)\vec{x_0} = 0 \tag{2.2}$$

à laquelle peuvent être ajoutés le transport par les mouvements turbulents sous-maille et le transport par les mouvements convectifs sous-maille.

Il est possible de transposer certaines informations issues d'une description lagrangienne dans une description eulérienne. Les historiques lagrangiens sont utilisés pour relier les parcelles vues dans le système eulérien à un instant $t: \vec{x}_{Eul}(t) = \vec{x}_{Lag}(\vec{x_0}, t)$ (où *Eul* et *Lag* sont des suffixes pour les descriptions lagrangienne et eulérienne) à leur position et à leur état à un instant de référence t_0 (antérieur ou postérieur) : $\vec{x}_{0Eul}(\vec{x}, t) = \vec{x}_{0Lag}(t)$. Cette équivalence permet de reconstituer les trajectoires des parcelles sur les grilles eulériennes. Pour une variable scalaire, on écrit l'équivalence entre les descriptions lagrangienne et eulérienne de la façon suivante :

$$\alpha_{Eul}(\vec{x},t) = \alpha_{Lag}(\vec{x}_0 = \vec{x}_0 \ Eul(\vec{x},t),t) \quad \alpha_{Lag}(\vec{x}_0,t) = \alpha_{Eul}(\vec{x} = \vec{x}_{Lag}(\vec{x}_0,t),t)$$
(2.3)

où α est une grandeur scalaire.

Les outils lagrangiens ont une limite, ils supposent qu'une parcelle reste intacte durant son parcours alors qu'elle est, en réalité, déformée et mélangée par les processus sous-maille. Afin d'atténuer cette erreur, il est possible de réinitialiser régulièrement chaque traceur en lui assignant les coordonnées d'un point de grille eulérien qui se trouve proche de lui. Les trajectoires complètes peuvent ensuite être reconstituées en concaténant les trajectoires obtenues entre les différentes réinitialisations.

Modélisation de séparations d'échelles à différentes résolutions à partir d'une LES

Un outil de filtrage par boites (Verrelle et al., 2017) permet d'obtenir une séparation d'échelles à des résolutions plus lâches que celle de la LES pour calculer des flux turbulents de référence qui serviront ensuite à tester les paramétrisations. Il est présenté dans cette section.

a. Principe général

Les variables sont décomposées en une part filtrée et une part sous-filtre (pour un opérateur de filtrage donné $\langle . \rangle$) puis le produit des parts sous-filtre est moyenné afin d'obtenir les flux turbulents. Pour deux variables a et b:

$$a' = a - \langle a \rangle b' = b - \langle b \rangle \langle a'b' \rangle = \langle (a - \langle a \rangle)(b - \langle b \rangle) \rangle$$
(2.4)

Les flux turbulents peuvent être décomposés entre leur part résolue et leur part sous-maille à la résolution de la LES. Pour cela, on introduit d'abord les variables a et b filtrées à la résolution ΔLES :

$$\langle a'b' \rangle = \langle (a - \langle a \rangle - \overline{a}^{\Delta LES} + \overline{a}^{\Delta LES})(b - \langle b \rangle - \overline{b}^{\Delta LES} + \overline{b}^{\Delta LES}) \rangle$$
(2.5)

puis on développe :

$$\langle a'b' \rangle = \langle \overline{a}^{\Delta LES} - \langle a \rangle) (\overline{b}^{\Delta LES} - \langle b \rangle) \rangle$$

$$+ \langle (a - \overline{a}^{\Delta LES})(b - \overline{b}^{\Delta LES}) \rangle$$

$$+ \langle (\overline{a}^{\Delta LES} - \langle a \rangle)(b - \overline{b}^{\Delta LES}) \rangle + \langle (a - \overline{a}^{\Delta LES})(\overline{b}^{\Delta LES} - \langle b \rangle) \rangle$$

$$(2.6)$$

Le premier terme à droite de l'équation (2.6) représente l'effet des processus résolus par la LES, la deuxième terme à droite de l'équation représente l'effet des processus sous-maille à la résolution ΔLES et le troisième terme à droite de l'équation représente les interactions entre les processus sous-maille et les processus résolus.

Si < . > est la moyenne sur le domaine horizontal alors, le premier terme de l'équation (2.6) est le flux turbulent résolu par la LES $\overline{a'b'}^{\Delta domaine}$.

b. Moyenne par pavés

La méthode de filtrage implémentée par Antoine Verrelle est une moyenne par pavés à la résolution Δx notée $\frac{\Delta x}{2.6}$ (Figure 2.6).



FIGURE 2.2 – Domaine LES à la résolution ΔLES auquel se superpose un maillage horizontal à la résolution Δx d'après Dorrestijn et al. (2013).

Celle-ci annule les termes croisés (troisième terme à droite dans l'équation (2.6)) et permet d'écrire les flux turbulents sous-maille à la résolution Δx de la façon suivante :

$$\overline{u_i'u_j'}^{\Delta x} = \overline{(u_i - \overline{u_i}^{\Delta x})(u_j - \overline{u_j}^{\Delta x})}^{\Delta x} + \overline{f_{u_i'u_j'}}^{\Delta x}$$

$$\overline{u_i's'}^{\Delta x} = \overline{(u_i - \overline{u_i}^{\Delta x})(s - \overline{s}^{\Delta x})}^{\Delta x} + \overline{f_{u_i's'}}^{\Delta x}$$
(2.7)

où $f_{u'_is'}$ et $f_{u'_iu'_j}$ sont les flux turbulents sous-maille à la résolution de la LES (le second terme de l'équation (2.6)).

C'est de cette façon que l'on obtiendra les flux turbulents de référence à la résolution Δx à partir des champs de la LES. En introduisant les gradients des variables moyennées, il est aussi possible d'obtenir les flux paramétrés à la résolution Δx .

2.2 LES de convection profonde à 50 m de résolution

2.2.1 Cadre experimental

Le modèle Méso-NH a été utilisé pour effectuer une LES de convection profonde à 50 m de résolution horizontale et verticale. Celle-ci a été mise en place sur un domaine cyclique de 80 km x 80 km x 20 km avec un maillage vertical s'écartant progressivement au dessus de 13 km d'altitude. Une zone tampon est ajoutée près du sommet du domaine afin de limiter la réflexion des ondes de gravité. Le schéma ICE3 est utilisé pour la microphysique et la paramétrisation CBR est employée pour la turbulence sous-maille. Le schéma de rayonnement n'est pas activé et la force de Coriolis est négligée.

Les profils initiaux en température et en humidité sont ceux de Weisman and Klemp (1984) ce qui correspond à une atmosphère instable avec une CAPE d'environ 2800 J/kg et une CIN inférieure à 2 J/kg (Figure 2.3 (a)). Le vent, défini de façon à obtenir un cisaillement modéré, s'intensifie avec l'altitude et tourne légèrement vers le nord-est (Figure 2.3 (b)). u et v augmentent de 0 m/s à 6,4 m/s entre le sol et 2 km d'altitude, puis v reste constant tandis que u augmente progressivement entre 6.4 m/s à 2 km d'altitude à 8 m/s à 6 km d'altitude.

Au dessus de 8 km d'altitude, le vent horizontal reste constant avec u = 8 m/s et v=6.4 m/s. Un flux de chaleur sensible de 200 Wm^{-2} et un flux de chaleur latente de 350 Wm^{-2} sont imposés en surface pendant toute la simulation afin d'alimenter la convection. Finalement, un bruit blanc gaussien est appliqué sur la température potentielle en dessous de z=1 km afin d'introduire de l'hétérogénéité dans la couche limite.



FIGURE 2.3 – (a) Conditions initiales en température et en humidité tirées de Weisman and Klemp (1984) (b) Hodographe du profil de vent environnemental

2.2.2 Description des nuages convectifs simulés

La simulation a une durée totale de 4 h avec un pas de temps constant de 0.175 s. La convection nuageuse démarre au bout de 30 minutes. Dès lors, les nuages se développent et des cumulus congestus se forment au bout d'une heure (Figure 2.4 (a)). Ils deviennent des cumulonimbus étirés dans le sens du vent moyen avec des ascendances pouvant dépasser 40 $m.s^{-1}$. Leurs sommets s'étalent en atteignant la tropopause au bout de 1h30 (Figure 2.4 (b)). La partie supérieure de la troposphère est progressivement couverte par les enclumes des cumulonimbus en phase mature (Figure 2.4 (c)) qui s'étalent d'abord à l'aval des ascendances puis dans toutes les directions. De fortes subsidences pouvant atteindre $-20 m.s^{-1}$ sont situées autour des ascendances et des subsidences plus faibles accompagnées de précipitations se situent sous les enclumes. Suit une phase de ralentissement de la convection où les nuages les plus développés entrent en phase de dissipation. L'alimentation des ascendances prennent le relais (Figure 2.4 (d)). A la fin de la simulation (4h), les cumulonimbus nés de ces ascendances sont en phase mature.

Au moment où la convection est la plus développée, le contenu en hydrométéores solides est fort au dessus de 4 km d'altitude (Figure 2.5). La glace apparait au dessus de 6 km et s'accumule au dessus de 8 km. Les pics d'eau nuageuse et de précipitations sont atteints autour de 2 km d'altitude.

Au sol, les premières précipitations apparaissent au bout d'1h. Les précipitations instantanées restent faibles jusqu'à 1h50. Elles s'intensifient ensuite progressivement pour atteindre leur maximum vers la troisième heure. Elles s'affaiblissent alors avec le ralentissement de la convection qui dure jusqu'à 3h30 puis elles s'intensifient de nouveau (voir l'article du chapitre 4).



FIGURE 2.4 – Coupes horizontales des vitesses verticales (ms^{-1}) sur le domaine de simulation après (a) 1h15 à 6000 m - démarrage de la convection profonde (b) 1h30 à 8000 m, - les nuages atteignent la tropopause, (c) 2h15 à 10 000 m - convection bien développée, (d) 3h15 à 10 000 m- ralentissement de l'activité . Les contours nuageux sont tracés en noir suivant les isolignes $r_c + r_i = 10^{-6} kg.kg^{-1}$

La TKE sous-maille est faible tout au long de la simulation ce qui signifie que la dynamique nuageuse est bien résolue. Au moment où la convection est bien développée, la production thermique est un ordre de grandeur plus faible que la production dynamique et elle est négative près du niveau des enclumes ce qui signifie qu'il y a une destruction thermique de TKE près du niveau de flottabilité neutre.

La LES de convection profonde servira à caractériser la turbulence dans les cumulus profonds et à diagnostiquer différentes paramétrisations sur un échantillon de nuages ainsi que sur deux nuages à différentes étapes de leur cycle de vie (chapitre 4).



FIGURE 2.5 – Profils verticaux à 2h15 pour (a) les différents types d'hydrométéores : nuage (RCT), glace (RIT), graupel (RGT), neige (RST), pluie (RRT) $(kg.kg^{-1})$, (b) la TKE sousmaille à 50 m de résolution $(m^2.s^{-2})$, (c) la production thermique de TKE sous-maille $(m^2.s^{-3})$, (d) la production dynamique de TKE sous-maille $(m^2.s^{-3})$

2.3 LES d'un cumulus congestus à 5 m de résolution

2.3.1 Cadre expérimental

L'étape suivante consiste à étudier la turbulence de plus fine échelle qui se trouve sur les bords des nuages convectifs et qui est impliquée dans les échanges entre ces nuages et leur environnement. La résolution employée pour la LES précédente étant trop lâche pour modéliser correctement cette turbulence de fine échelle, une seconde simulation a donc été mise en place. La nouvelle LES a permis de simuler un cumulus congestus avec une résolution horizontale et verticale de 5 m durant une période de 5 minutes en utilisant une méthode de descente d'échelles.

Pour cela, une première simulation a été effectuée sur un domaine de 40 km x 40 km x 20 km avec une résolution horizontale de 50 m et une résolution verticale de 5 m en dessous de 5 km d'altitude qui augmente progressivement au dessus de cette altitude pour atteindre 200 m un peu au dessus de 6 km. Ses caractéristiques en termes d'initialisation et de paramétrisations sont identiques à celles de la simulation précédente. Cette simulation a ensuite été utilisée comme point de départ pour la mise en place d'une simulation ayant une résolution horizontale plus fine afin de résoudre une plus grande partie de la turbulence sur les bords d'un cumulus congestus (Figure 2.6). La simulation raffinée a une résolution horizontale de 5 m sur un domaine de 5 km x 5 km x 20 km (soit un total de 1000 x 1000 x 1069 points) et dure 5 minutes.

Le maillage a été raffiné entre les points de coordonnées y=8 km et y=13 km, x= 32 km et



FIGURE 2.6 – (a) Coupe horizontale du domaine père à 4.5 km d'altitude après 1 h 10 minutes de la simulation à 50 m de résolution. Le cumulus congestus sur lequel le maillage a été raffiné est encadré en rouge. (b-e) Coupes horizontales des vitesses verticales $(m.s^{-1})$ à z=2.5 km après (b) 1 minute, (c) 2 minutes, (d) 3 minutes (e) 4 minutes pour la simulation raffinée.

x=37 km du domaine père. Les conditions initiales de la simulation raffinée et les conditions aux limites pour le sous-domaine ont été obtenues via une méthode de descente en résolution qui consiste à interpoler linéairement les champs du domaine père (50 m) à la résolution du domaine fils (5 m). La simulation raffinée est réalisée entre la 55^e et la 60^e minutes de la première simulation et son pas de temps varie entre 0.175 s et 0.125 s selon la minute considérée.

2.3.2 Description du nuage simulé

Après une période d'adaptation dynamique (spin-up) d'approximativement 2 minutes, des structures de fine échelle s'établissent (Figure 2.6). Le spectre d'énergie cinétique en Figure 2.7 situe une zone inertielle sur une large gamme d'échelles allant des échelles d'injection d'énergie autour de 1 km jusqu'à la résolution effective que l'on estime à 30 m. Cette fine résolution effective est atteinte grâce à l'utilisation des schémas RKC4 et CEN4TH (Lac et al., 2018).



FIGURE 2.7 – Spectres de (gauche) $\frac{1}{2}(u^2 + v^2)$ (m^2s^{-2}) et (droite) w^2 (m^2s^{-2}) calculés pour les plans horizontaux et moyennés entre 1 km et 5 km à t=5 minutes.

Le sommet du nuage s'élève approximativement de 2 km entre le début et la fin de la simulation raffinée tandis que les vitesses verticales maximales atteintes au sein du cœur ascendant avoisinent les 15 $m.s^{-1}$. Un calcul simple permet d'obtenir une ascension de 4.5 km pour des parcelles s'élevant à une telle vitesse durant 5 minutes. Le nuage modélisé parcourt donc une distance plus de deux fois inférieure à ce qui serait obtenu en émettant l'hypothèse que la vitesse d'ascension du nuage est du même ordre que les vitesses verticales maximales simulées dans l'ascendance. Un tel résultat est cohérent avec Zhao and Austin (2005b) et Damiani et al. (2006) et traduit une forte circulation des parcelles d'air à l'intérieur du nuage. Ce dernier est légèrement incliné par le vent moyen tandis que l'ascendance convective est renforcée à l'aval et atténuée à l'amont (Figure 2.8). Les bords du nuage ont un aspect fragmenté, particulièrement à l'aval où ils présentent de faibles contenus en eau ce qui rappelle le sillage turbulent théorisé par Blyth et al. (1988). Le nuage simulé précipite mais les précipitations atteignent rarement le sol avec de faibles cumuls (Figure 2.9 a).

Le contenu en eau intégré verticalement pour le cumulus congestus (Figure 2.9 b) est près de 10 fois inférieur à ce qui était obtenu pour des cumulonimbus en phase mature dans la simulation de convection profonde (voir l'article du chapitre 4). A t=5 minutes pour la simulation raffinée, le nuage contient des traces d'hydrométéores solides mais les rapports de mélange modélisés restent très faibles. A cet instant, le sommet du nuage atteint une altitude de 4.6 km qui est légèrement supérieure à l'altitude d'apparition des hydrométéores solides dans la simulation de convection profonde.

La simulation raffinée permet de simuler de nombreuses structures de fines échelles (Figure 2.8). La signature de tourbillons ayant des diamètres de l'ordre de la centaines de mètres



FIGURE 2.8 – (b) Coupe verticale des vitesses verticales du cumulus congestus simulé à t=5 minutes de la simulation raffinée et (a) vorticités horizontales (s^{-1}) sur un bord.



FIGURE 2.9 – Précipitations cumulées (mm) sur les 5 minutes de la simulation raffinée et contenu en eau intégré $(kg.m^{-2})$ à t=5 minutes.

apparait sur la vorticité.

Cette simulation LES sera étudiée dans les chapitres 5 et 6 et permettra de caractériser la turbulence sur les bords des nuages.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons brièvement présenté le modèle Méso-NH qui sera le modèle numérique utilisé dans toutes les études entreprises dans cette thèse. Deux LES de convection profonde ont été réalisées pour étudier la turbulence dans les nuages convectifs et sur leurs bords. La première représente une population de nuages convectifs profonds avec une résolution de 50 m tandis que la seconde se focalise sur un cumulus congestus avec une résolution de 5 m. Ces simulations serviront de base aux études qui vont être présentées dans les chapitres suivants en commençant par la LES de convection profonde.

Chapitre 3

Caractérisation des flux turbulents à l'intérieur des nuages

Dans ce chapitre, la turbulence est caractérisée à l'intérieur des nuages convectifs profonds et des paramétrisations sont diagnostiquées afin de représenter la turbulence à l'intérieur des nuages à la résolution hectométrique. Cette étude s'inscrit dans la continuité des travaux de Verrelle (2015) et Verrelle et al. (2017). Les résultats obtenus dans ces études sont généralisés à un ensemble de nuage dans différentes phases de leur vie et la plupart des flux turbulents sont étudiés. Ils sont présentés dans l'article Strauss et al. (2019) publié dans QJRMS (partie 3.2).

3.1 Présentation et synthèse de l'article

Une meilleure modélisation des flux turbulents au sein des nuages convectifs permettrait d'améliorer la représentation de la convection pour les modèles de méso-échelle aux l'échelles kilométrique et hectométrique. Une difficulté réside dans le fait que la résolution de ces modèles se trouve dans la zone grise de la turbulence (Honnert et al., 2011) où les paramétrisations en K-gradient atteignent leurs limites surtout en présence de mouvements convectifs. Verrelle et al. (2017) ont mis en évidence l'existence de zones à contre-gradient au sein des nuages convectifs dans lesquelles la paramétrisation CBR (Cuxart et al., 2000) utilisée dans le modèle Méso-NH ne peut pas fonctionner. La paramétrisation de Moeng (2014) qui permet de tenir compte du couplage entre la turbulence sous-maille et la turbulence résolue en reliant les flux turbulents à des produits de gradients horizontaux a donné de meilleurs résultats que la paramétrisation CBR dans un cumulonimbus en phase mature aux échelles kilométriques.

Ces résultats doivent être généralisés en étudiant un échantillon de nuages dans différentes phases de leur vie et en considérant la plupart des flux turbulents d'ordre 2. Dans ce contexte, une LES idéalisée de convection profonde a été réalisée sur un large domaine (80 km x 80 km x 20 km) et sur une longue durée (4h) afin de simuler toute une population de nuages (présentée en 2.2). Une méthode de filtrage par boites est utilisée pour obtenir des flux turbulents de référence et les flux turbulents paramétrés à des résolutions horizontales de 500 m, 1 km et 2 km tout en conservant une résolution verticale de 50 m. Neuf flux turbulents d'ordre 2 sont étudiés et quatre paramétrisations sont comparées : la paramétrisation CBR, la paramétrisation de Moeng, la paramétrisation de Smagorinsky et une version de la paramétrisation CBR comprenant un coefficient correctif de contre-gradient γ similaire à ceux employés dans la couche limite (Deardorff, 1972).

La paramétrisation de Moeng permet d'obtenir de meilleurs résultats que les paramétrisations en K-gradient pour les flux verticaux et horizontaux de température potentielle liquide aux trois résolutions considérées. Concernant les flux verticaux et horizontaux d'eau totale non précipitante, la paramétrisation CBR fournit de meilleurs scores à 2 km de résolution tandis que la paramétrisation de Moeng donne de meilleurs résultats pour tous les diagnostics à 500 m et 1 km de résolution. Le meilleur fonctionnement de Moeng pour les flux thermodynamiques verticaux s'explique en partie par la présence des zones à contre gradient. La correction de la paramétrisation CBR par l'ajout d'un terme dit "à contre gradient" introduit par (Deardorff, 1972) pour la couche limite n'améliore pas les résultats pour le flux vertical de température potentielle liquide.

Les covariances dynamiques sont mieux représentées par la paramétriastion de Moeng à 500 m et 1 km de résolution bien que les scores obtenus soient plus faibles que pour les flux thermodynamiques. En ce qui concerne les variances dynamiques, les trois paramétrisations diagnostiquées permettent d'obtenir de bons résultats mais c'est, cette fois, la paramétrisation CBR qui fonctionne le mieux. Le meilleur fonctionnement de CBR pour les variances dynamiques dans cette étude est cependant à relativiser dans la mesure où la TKE, calculée à partir des variances de référence, intervient directement dans leur expression.

Un meilleur fonctionnement de la paramétrisation de Moeng est retrouvé pour les flux thermodynamiques dans le cas de nuages isolés en phase d'initiation, en phase mature et en phase de dissipation. Les conclusions obtenues à l'issue de l'étude de nuages isolées sont les mêmes que pour l'étude d'un échantillon de nuages. Aussi, la paramétrisation de Moeng modélise correctement les flux turbulents en dehors des nuages ce qui n'est pas le cas des autres paramétrisations étudiées.

Enfin, la représentation de l'anisotropie par les différentes paramétrisations a été évaluée. Les champs de référence présentent une forte hétérogénéité sur les rapports d'anisotropie. Les paramétrisations en K-gradient sont trop proches de l'isotropie tandis que la paramétrisation de Moeng fournit une meilleure représentation de l'anisotropie mais peut la surestimer. Les défauts respectifs des paramétrisations en K-gradient et de la paramétrisation de Moeng concernant l'anisotropie sont d'autant plus marqués que la résolution est lâche.

3.2 Article

Revised: 10 July 2019

Evaluation of turbulence parametrizations in convective clouds and their environment based on a large-eddy simulation

Published on: 09 September 2019

Clément Strauss | Didier Ricard | Christine Lac | Antoine Verrelle

CNRM, Universitè de Toulouse, Météo-France, CNRS, Toulouse, France

Correspondence Clément Strauss, CNRM, Météo-France/CNRS, 42 Avenue Gaspard Coriolis, Toulouse, France. Email: clement.strauss@meteo.fr

Abstract

Accepted: 11 July 2019

The representation of deep convective clouds by convection-permitting models could be improved by parametrizing the subgrid turbulent fluxes better. Following the work of Verrelle et al., a large-eddy simulation (LES) of a population of convective clouds at 50-m grid spacing was explored during the cloud life cycle to characterize the second-order moment turbulent fluxes. The reference turbulence fields were deduced by coarse-graining the LES outputs at horizontal grid resolutions of 500 m and 1 and 2 km. The ability of three parametrizations-the traditional K-gradient model of Cuxart et al. (CBR), the Smagorinsky formulation, and the Moeng approach (MOENG) based on the horizontal gradients of the resolved variables-to reproduce the thermodynamical and dynamical fluxes was assessed in an offline configuration via a comparison with the reference fields. MOENG was the most appropriate scheme to represent the vertical and horizontal heat fluxes at all grid spacings in the clouds and their environment over the entire cloud life cycle, including the appropriate representation of countergradient areas. It also represented the vertical and horizontal moisture fluxes at 1-km and 500-m grid spacings best, while its advantage was reduced at a grid spacing of 2 km, as CBR performed slightly better for the statistical scores. MOENG was also able to represent the dynamical covariances well at grid spacings of 1 km and 500 m, even though the statistical scores were not as good as those obtained for the thermodynamical fluxes. The dynamical variances were well represented by CBR; however, for this offline evaluation, the subgrid turbulent kinetic energy, present in CBR formulations, is computed directly from the LES outputs, giving CBR an advantage over the two other diagnosed parametrizations. Also, the reference fluxes revealed an anisotropic deformation of turbulence throughout the troposphere, which was only captured by MOENG.

KEYWORDS

convective clouds, countergradient, LES, turbulence

1 INTRODUCTION

Turbulence modelling is an important issue for kilometrescale numerical weather prediction (NWP) models. Significant research efforts have been made during the last decades to improve the turbulence parametrization in the planetary boundary layer (PBL). As kilometre-scale models begin to resolve convection explicitly (e.g. Weisman *et al.*, 2008; Dirmeyer *et al.*, 2012; Verrelle *et al.*, 2015), the turbulence representation in convective clouds merits investigation. urnal of the RMetS

Convective clouds may be subject to intense turbulence with very high Reynolds numbers (approximately 10^{10}). Several studies have shown that the cloud organization and morphology are very sensitive to turbulent mixing (Takemi and Rotunno, 2003; Hanley *et al.*, 2015; Machado and Chaboureau, 2015; Verrelle *et al.*, 2015; Martinet *et al.*, 2017), the intensity of which can be modulated by changing the mixing length or the dimension of the turbulence scheme (3D versus 2D or 1D). In general, more turbulent mixing leads to larger convective cells and weaker gradients. This is also the case if numerical diffusion is strong, as shown, for example, in Ricard *et al.* (2013). The representation of convective clouds at the kilometre scale could potentially be improved by understanding and representing the turbulent fluxes within these clouds better.

Currently, the most widely used turbulence parametrizations in fine-scale models operate on a K-gradient basis, involving the kinetic turbulent energy or the Richardson number. For example, the French fine-scale NWP Application of Research to Operations at Mesoscale model (Seity *et al.*, 2011; Brousseau *et al.*, 2016), and the research Meso-NH model (Lafore *et al.*, 1997; Lac *et al.*, 2018) use the Cuxart, Bougeault and Redelsperger (CBR) parametrization (Cuxart *et al.*, 2000). The Smagorinsky parametrization (Lilly, 1962; Smagorinsky, 1963) is also widely used: for example, in the Weather Research and Forecasting (WRF) model (Skamarock and Klemp, 2008), the consortium for small-scale modeling (COSMO) model (Langhans *et al.*, 2012), and the Met Office Unified Model (Lean *et al.*, 2008).

Local closure schemes operating on the K-gradient basis connect turbulent fluxes to gradients with the opposite sign. Such schemes might not work well in convective conditions, as Deardorff (1972) pointed out, due to the existence of areas in the PBL where the turbulent fluxes of temperature and humidity and their related gradients have the same sign. These areas, referred to as "countergradient areas", are due to nonlocal turbulence effects. Verrelle *et al.* (2017) and Shi *et al.* (2019) have shown that thermodynamical countergradient areas also exist within convective clouds in simulations at kilometre-scale resolutions and cannot be represented by traditional eddy-diffusivity schemes.

To represent this nonlocal turbulence, two main solutions have been proposed in the convective boundary layer. The first consists of adding a countergradient term to the K-gradient formulations (Deardorff, 1966; Holtslag and Moeng, 1991; Cuijpers and Holtslag, 1998; Tomas and Masson, 2006). The other is to compliment the eddy-diffusivity formulations with a mass-flux approach (Arakawa and Schubert, 1974), as proposed by Siebesma and Teixeira (2000), leading to an eddy-diffusivity–mass-flux scheme.

Concerning convective clouds, Moeng *et al.* (2010) pointed out the absence of spectral separation between resolved and unresolved scales and the importance of

turbulent mixing at the kilometre scale. To address this issue, Moeng (2014) also focused on an approach related to mass fluxes and proposed a new parametrization based on the products of horizontal gradients, following the work of Bardina *et al.* (1980), called MOENG hereafter. Exploiting a large-eddy simulation (LES) of deep convection, strong correlations have been found diagnostically between the vertical turbulent fluxes and this new formulation.

In line with this, Verrelle et al. (2015) highlighted the limits of the K-gradient parametrization for convective clouds. Using idealized simulations of deep convection at kilometre and hectometre scales, they showed that the vertical velocity is overestimated, whereas the turbulent mixing is underestimated. At kilometre scales, buoyancy is the main source of turbulence in deep clouds. This thermal production is a function of the two vertical thermodynamical fluxes of heat and moisture. Therefore, increasing the turbulence at these scales requires improving the parametrization of these two vertical turbulent fluxes. Based on a LES, Verrelle et al. (2017) found that the MOENG parametrization functioned better than the CBR parametrization for these fluxes at different horizontal grid spacings (500 m, 1, and 2 km) for both offline and online evaluations. This LES was performed on a $30 \times 30 \,\mathrm{km^2}$ domain with a 50-m grid spacing focused on a single convective cloud during its mature phase. Conversely, Verrelle et al. (2017) showed that the dynamical production of turbulence, which is significantly smaller than the thermal production at kilometre scales, is reproduced correctly using the CBR scheme. However, questions arise as to how individual dynamical fluxes are characterized and whether they are parametrized correctly.

The objective of this article is to generalize this previous study for the different stages of deep convection and to evaluate which turbulent approach, among the traditional eddy-diffusivity schemes and the MOENG approach, is the most appropriate, considering all second-order turbulent fluxes. This step is necessary before an improved turbulence parametrization can be applied in real cases of deep convection. To achieve this goal, a longer LES (4 hr) is conducted on a larger domain $(80 \times 80 \text{ km}^2)$ with 50-m grid spacing. Using this new simulation, an entire set of clouds in the mature phase can be considered; moreover, two clouds are isolated and examined during their initiation, mature, and dissipation stages. In addition to the vertical thermodynamical fluxes, the horizontal thermodynamical fluxes, dynamical fluxes, and dynamical variances are characterized in both the clouds and their environment. The latter is also important, because turbulent parametrizations are applied throughout the entire domain in the same way. Finally, the anisotropic deformation of the turbulence is examined. An additional parametrization, the Smagorinsky (SMAG) parametrization, is evaluated along with the CBR and MOENG schemes.

RMetS

3197

This article is organized as follows. Section 2 presents the LES, the model used to perform it, and the coarse-graining method used to reproduce the reference (REF) turbulent fluxes. Section 3 consists of a brief description of the different parametrizations. Section 4 describes the evolution of convection during the simulation, focusing on the important points. Sections 5, 6, and 7 present the results obtained for the thermodynamical fluxes, dynamical fluxes, and dynamical variances, respectively, with their different diagnoses. Finally, section 8 gives our conclusions and future perspectives.

2 | MODEL, EXPERIMENTAL SETUP, AND METHODOLOGY

2.1 Meso-NH model

The LES was performed using the Meso-NH model, whose name stands for "mesoscale nonhydrostatic". This is a limited-area research model that was initially developed by Météo-France and the Laboratoire d'Aérologie and is now freely available for applications with a broad range of resolutions, from synoptic to turbulent scales.

Instead of the hydrostatic approximation commonly used in global atmospheric models, the Meso-NH model uses the anelastic approximation of the pseudoincompressible system of Durran (1989), which only filters the acoustic waves. It uses the C grid of Arakawa for spatial discretization, with a conformal projection system for the horizontal coordinates and the Gal-Chen and Somerville (1975) system for the vertical coordinates. In this study, a fourth-order centred advection scheme was used for the momentum components, with the leapfrog time scheme associated with the Asselin filter, and the piecewise parabolic method (PPM) advection scheme (Colella and Woodward, 1984) was used for the other components.

The ICE3 mixed-phase one-moment scheme (Pinty and Jabouille, 1998) was used for the microphysics. This scheme considers three solid (ice crystal, snow, and graupel) and two liquid (cloud droplets and raindrops) hydrometeors. The turbulence scheme was the 1.5-order closure CBR scheme (Cuxart *et al.*, 2000), based on the same equations for the LES and mesoscale modelling. Details concerning the CBR parametrization are given later. For LES applications, the system is closed with the Deardorff (Deardorff, 1972) mixing length, which is expressed as

$$L = \min(\sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}, 0.76 \sqrt{\frac{e}{N^2}})$$

and corresponds to the grid size limited by the stability, where e is the subgrid turbulent kinetic energy (TKE) and N is the Brunt–Väisälä frequency. In this study, no convection scheme was used, because the convection was resolved explicitly.

2.2 Details of the LES

The simulation performed was an idealized deep convection case. The domain had a square base with 80-km sides and a height of 20 km. The horizontal mesh was 50 m in both dimensions. The vertical mesh size was 50 m from the ground to a height of 13 km, corresponding to an isotropic grid, above which it began to stretch progressively up to a height of 20 km for a total of 292 vertical levels. The time step was 0.125 s for a total duration of 4 hr. The lateral boundary conditions were cyclic. Neither the Coriolis force nor the radiation scheme was activated.

The applied temperature and humidity initial conditions were derived from Weisman and Klemp (1984). Initially, the horizontal planes had the same wind, temperature, and humidity, so that the initial conditions depended only on the altitude. The atmosphere was strongly unstable, with a convective available potential energy (CAPE) of approximately 2800 J/kg and a convective inhibition (CIN) of less than 2 J/kg. Gaussian white noise was added to the potential temperature between the ground and a height of 1 km to introduce heterogeneity into the planetary boundary layer. The wind shear was moderate, as in Verrelle et al. (2017); u and v changed from 0 to 6.4 m/s between the ground and a height of 2 km, and then v remained constant as u increased from 6.4 to 8 m/s up to a height of 6 km. Above 6 km, the mean horizontal wind remained constant (u = 8 m/s and v = 6.4 m/s). No vertical wind forcing was applied. The sensible and latent heat fluxes near the ground were fixed at $H = 200 \text{ W/m}^2$ and $LE = 350 \text{ W/m}^2$. They were identical over the entire surface and were constant during the simulation.

2.3 Methodology used to obtain the reference turbulent fluxes

As in Verrelle *et al.* (2017), the fields obtained with the LES at a horizontal grid spacing of 50 m were box-filtered to obtain data fields at coarser Δx grid spacings equal to 500 m, 1 km, and 2 km. Fluctuations for these coarser grained fields were computed at each point of the LES. The REF turbulent fluxes were then determined directly by averaging the product of the fluctuations for the blocks. At the Δx grid spacing, the REF turbulent fluxes have the following expressions:

$$\overline{u'_i u'_j}_{\text{ref}}^{\Delta x} = \overline{(u_i - \overline{u_i}^{\Delta x})(u_j - \overline{u_j}^{\Delta x})}^{\Delta x} + \overline{f^{u'_i u'_j}}^{\Delta x}, \qquad (1)$$

$$\overline{u_i's'}_{\rm ref}^{\Delta x} = \overline{(u_i - \overline{u_i}^{\Delta x})(s - \overline{s}^{\Delta x})}^{\Delta x} + \overline{f^{u_i's'}}^{\Delta x}, \qquad (2)$$

where

$$\overline{a}^{\Delta x} = \frac{1}{Q} \sum_{q=1}^{Q} a_q$$

Quarterly Journal of the

3198

is the average of the quantity *a* over a box of surface Δx^2 and $f^{u'_i s'}$ and $f^{u'_i u'_j}$ are the LES subgrid fluxes. Here, $a' = a_i - \overline{a}^{\Delta x}$, where *a'* is the fluctuation of the variable *a* at every point of the LES; u_i is the *i*th component of the wind vector, with *i* varying from 1–3; *s* is a scalar variable and is either the liquid–ice potential temperature θ_l or the nonprecipitating total water r_{np} .

The reference subgrid TKE at the grid spacing Δx is expressed as

$$\overline{e}_{\rm ref}^{\Delta x} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{3} \overline{u'_i u'_i}_{\rm ref}^{\Delta x}.$$
(3)

3 | PARAMETRIZATIONS EXPLORED

The methodology consisted of computing the turbulent fluxes from the LES coarse-grained fields using parametrization formulas and then evaluating them compared with the REF fluxes.

3.1 The CBR parametrization

CBR employs the subgrid TKE as a prognostic variable. The expressions of the second-order moments using Einstein's convention are the following:

$$\overline{u'_{i}u'_{j}} = \frac{2}{3}\delta_{ij}e - \frac{4}{15}\frac{L}{C_{\rm pv}}e^{1/2}\left(\frac{\partial\overline{u_{i}}}{\partial x_{j}} + \frac{\partial\overline{u_{j}}}{\partial x_{i}} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial\overline{u_{m}}}{\partial x_{m}}\right), \quad (4)$$

$$\overline{u'_i \theta'_l} = -\frac{2}{3} \frac{L}{C_{p\theta}} e^{1/2} \frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_i} \phi_i,$$
(5)

$$\overline{u_i'r_{\rm np}'} = -\frac{2}{3}\frac{L}{C_{pr}}e^{1/2}\frac{\partial\overline{r_{\rm np}}}{\partial x_i}\psi_i,\tag{6}$$

where r_{np} is the total nonprecipitating water mixing ratio (the sum of the water vapour r_v , cloud water r_c and ice r_i), θ_l is the liquid–ice potential temperature, defined as

$$\theta_l = \theta - \frac{L_{\rm v}}{C_{\rm ph}} \frac{1}{\pi} r_{\rm c} - \frac{L_{\rm s}}{C_{\rm ph}} \frac{1}{\pi} r_i,$$

where L_v is the latent heat of vaporization of water, L_s is the latent heat of sublimation of ice, C_{ph} is the specific heat at constant pressure for moist air, and $\pi = T/\theta$, δ_{ij} is the Kronecker delta tensor, ϕ and ψ are stability functions defined in Cuxart *et al.* (2000), and the *C* coefficients are constant. The choice of the length-scale *L* is detailed in section 3.3. The REF subgrid TKE *e* is computed, in our study, using Equation 3. This formulation of the TKE offers information to the CBR parametrization that is not available to the two other parametrizations, giving it an advantage, especially for the dynamical variances. In an online evaluation, the subgrid TKE would be computed using its prognostic equation.

3.2 The Smagorinsky (SMAG) parametrization

The formulas for the turbulent fluxes using the 3D Smagorinsky turbulence closure (Smagorinsky, 1963; Lilly, 1967) are expressed as follows:

$$\overline{u_i'u_j'} = -(c_s L)^2 \overline{D} \sqrt{\max\left(0, 1 - \frac{Ri}{Pr}\right)} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right), \quad (7)$$
$$\overline{u_i's'} = -\frac{(c_s L)^2}{Pr} \overline{D} \sqrt{\max\left(0, 1 - \frac{Ri}{Pr}\right)} \frac{\partial \overline{s}}{\partial x_i}, \quad (8)$$

where $s = \theta_l$ and r_{np} , and $Ri = N_m^2 / \overline{D}^2$ is the global Richardson number. The moist Brunt–Väisälä frequency can be written as

$$N_{\rm m}^2 = \frac{g}{\theta_{\rm v}} \frac{\partial \theta_{\rm v}}{\partial z},$$

where g is the gravitational acceleration and θ_v is the virtual potential temperature. D is the tensor of deformations, defined as

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right), \tag{9}$$

$$\overline{D} = (2D_{ij}D_{ij})^{1/2}.$$
(10)

Here, *L* is the mixing length, *Pr* is the turbulent Prandtl number, which has a typical value of 1/3 (Deardorff, 1972), and c_s is the Smagorinsky constant. The Unified Model (UM) uses c_s equal to 0.2 (Lean *et al.*, 2008); however, Takemi and Rotunno (2003) concluded that the best values for c_s are between 0.25 and 0.3. A value of c_s equal to 0.25 is used here. This formulation is close to one that can be chosen in the WRF model. Conversely, the parametrization that can be used in the COSMO model is more complex, notably in its consideration of the stability.

A choice of a critical Richardson number near one, as suggested for example by Cheng *et al.* (2002), instead of the near-0.33 Prandtl number, would have led to lower filtered fluxes, resulting in fewer zero values. Note that the diffusion coefficients are often limited by a maximum value of 0.1, to ensure numerical stability in mesoscale models (e.g., WRF and COSMO), while other models use additional damping to smooth fields, such as horizontal "hyperdiffusion" (e.g., UM).

3.3 Mixing length

The same mixing length was used in this study for both the CBR and SMAG parametrizations at the Δx grid spacings. This is the mixing length of Bougeault and Lacarrere (1989), which is equivalent to the distance a parcel of air with an initial kinetic energy e(z) given by its altitude can travel before it is stopped by buoyancy effects.

This mixing length is defined as

$$L = \left[\frac{(l_{\rm up})^{-2/3} + (l_{\rm down})^{-2/3}}{2}\right]^{-3/2},$$
 (11)

where the distances l_{up} and l_{down} are solved for as follows:

$$\int_{z}^{z+l_{\rm up}} \frac{g}{\theta_{\rm vref}} (\theta_{\rm v}(z') - \theta_{\rm v}(z)) dz' = e(z),$$

$$\int_{z-l_{\rm down}}^{z} \frac{g}{\theta_{\rm vref}} (\theta_{\rm v}(z) - \theta_{\rm v}(z')) dz' = e(z),$$

$$l_{\rm down} \leq z.$$
(12)

3.4 The MOENG parametrization

Moeng (2014) parametrized the turbulent fluxes based on products of the horizontal gradients of the resolved variables. These parametrized fluxes are expressed as follows:

$$\overline{u_i'u_j'} = C_{\Delta x} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial y} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial y} \right), \tag{13}$$

$$\overline{u_i's'} = C_{\Delta x} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x} \frac{\partial \overline{s}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial y} \frac{\partial \overline{s}}{\partial y} \right).$$
(14)

In Moeng et al. (2010), the turbulent fluxes are decomposed into the Leonard term (L), the cross term (C), and the Reynolds term (R). Moeng et al. (2010) obtained expressions for the Leonard term (Leonard, 1974) based on products of the horizontal gradients, using Taylor development following Bardina et al. (1980). Based on a Giga-LES of a deep convective event, Moeng (2014) found a strong correlation between the turbulent fluxes and a mass-flux representation, where the subgrid-scale updraft-downdraft differences are related to the horizontal gradients of the resolved variables. Arguing that the spatial distributions of L and C are very similar, Moeng et al. (2010) also applied a formulation based on the horizontal gradients to the C term, leading to a mixed transport scheme in which the Reynolds term is treated as a downgradient flux. Moeng (2014) then used the same argument in order to include the R term and obtain the formulation diagnosed in the present article. That leads to a $C_{\Delta x}$ coefficient between $2\Delta x^2/12$ and $5\Delta x^2/12$. Using a reference LES, Verrelle et al. (2017) applied this formulation to thermodynamical fluxes and found values between $5\Delta x^2/12$ and $7\Delta x^2/12$ for an offline evaluation with an LES simulation and between $3\Delta x^2/12$ and $4\Delta x^2/12$ for an online evaluation.

In the present study, the $C_{\Delta x}$ coefficients were fixed empirically. They were selected by comparing the means, maxima, minima, and standard deviations between the REF and MOENG fluxes. Their values for the different fluxes are given in Appendix A (Table A1), along with additional details concerning the method used to fix them.

3.5 | Deardorff countergradient terms

In the convective boundary layer, one of the methods employed to deal with countergradient areas involves adding a compensatory term to expressions for the K-gradient parametrizations.

If added in the CBR expression for the vertical potential temperature covariance, this results in

$$\overline{w'\theta_l'} = -\frac{2}{3}\frac{L}{C_{\rm p\theta}}e^{1/2}\left(\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial z} - \gamma_{\rm c}\right)\phi_i.$$
 (15)

Two expressions for this γ_c term are proposed in Deardorff (1966) and Deardorff (1972). One is a constant, $\gamma_c = 7 \times 10^{-6} \,\mathrm{K} \,\mathrm{cm}^{-1}$ (called DEAR1 hereafter), while the other depends on the variances,

$$\gamma_{\rm c} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\overline{\theta'^2}}{\overline{w'^2}}$$

(called DEAR2 hereafter). Both expressions were diagnosed for the vertical fluxes of the potential liquid temperature.

An improved formulation for γ_c has been suggested by Holtslag and Moeng (1991). However, because it is suitable for the boundary layer, it uses boundary-layer height as one of its parameters, which makes it inappropriate for the case of convective clouds.

4 CONVECTION CHARACTERIZATION

Deep precipitating convection with anvils reaching the tropopause (Figure 1) was obtained with the LES. Time series of the instantaneous precipitation, maximal and minimal wind (Figure 2), along with a set of horizontal and vertical cross-sections sampling the simulation domain (Figures 1 and 3), and vertical distributions of the vertical velocity (Figure 4), allows the evolution of the convection to be followed. These variables were used to examine the formation, maturity, and dissipation of convective clouds during the simulation and to choose key instants and particular clouds on which to focus.

The deep convection event was strongly precipitating, with a nonhomogeneous total water path and rainfall over time and space, as shown in Figures 1b and 2a.

The first convective updrafts emerged after approximately half an hour in the simulation (Figure 3a). Some of these updrafts merged to form larger updrafts that reached an altitude of 8 km after the first hour (Figures 3b and 4a). At this time, the strongest updrafts reached more than 30 m/s, were located at an approximate height of 7 km, and were associated with the first clouds in their initiation stage. The

RMetS



FIGURE 1 LES fields at t = 135 min. (a) The horizontal cross-section at a height of 10 km for the vertical velocity (m/s, colour), with cloud boundaries represented as the sum of the cloud and ice water mixing ratios above 10^{-6} kg/kg (black contours). BC and SC designate the large and small clouds examined in our study, respectively. (b) Total water path (kg m⁻²)



FIGURE 2 Temporal evolution of (a) the instantaneous precipitation averaged over the LES domain (mm) and (b) the maximum and minimum vertical velocities (m/s)

subsidence was weaker, with speeds that did not exceed 10 m/s (Figure 4a).

Between 2 and 3 hr, strong convective activity was observed. The updrafts reached more than 50 m/s and were located between altitudes of 6 and 11 km. The convective towers spread through the free troposphere from heights of 1–11 km, with widths of 10 km, and were overhung by anvils that extended horizontally, with widths of over 40 km near the tropopause. The earliest powerful subsidence appeared right before 130 min, when the earliest large clouds reached the mature stage. The subsidence areas were located primarily between 9 and 11 km, as shown in Figure 3c, where downdrafts can be seen at the edges and top of the cloud anvil, and in Figure 4b, where strong negative speeds are present between these altitudes in the distributions of the vertical velocity. In general, the updrafts were stronger than the downdrafts, with a marked asymmetry in their distributions.

Between 3 and 3.5 hr, the convective activity decreased as the first deep clouds entered the dissipation stage (Figures 3d and 4c). During this period, the minimum vertical wind speed increased, while the maximum vertical wind speed and instantaneous precipitation decreased. After 3.5 hr, these values gradually returned to their former strengths shortly before the end of the simulation (4 hr), with subsidence reaching 30 m/s. The slowdown and gradual recovery of the convective intensity can be seen in Figure 2a,b.

In the following sections, turbulent diagnoses are first performed considering the totality of the clouds present in the domain after 135 min of simulation. A horizontal cross-section at a height of 10 km of the cloud contours and the vertical velocity at this time step is displayed in Figure 1a. To complete the study, two clouds are isolated and diagnoses are made exclusively for these clouds. The clouds are boxed in blue and red in Figure 1a. One (BC) is the largest cloud

3200



FIGURE 3 Vertical cross-sections of the vertical velocity (m/s) centred on the largest cloud (BC), with cloud boundaries represented as the sum of the cloud and ice water mixing ratios above 10^{-6} kg/kg (black contours) at (a) 60 min (appearance of the updrafts), (b) 75 min (initiation), (c) 135 min (maturity) and (d) 185 min (dissipation)

in the simulation with respect to its spatial extension, while the other (SC) is less widespread. The updrafts, which can be observed in Figure 3a (near x = 50 km), merge to form the initiating cloud (at x = 70 km) in Figure 3b, which evolves to become the mature cloud (between x = 75 km and 115 km) in Figure 3c and the dissipating cloud in Figure 3d. Diagnoses of the large cloud were run at 85, 145, and 210 min, corresponding to its initiation, mature, and dissipation stages. Similarly, diagnoses on the smaller cloud were run at 100, 120 and 145 min.

5 | RESULTS FOR THE THERMODYNAMICAL FLUXES

5.1 Countergradient areas

In the convective boundary layer, the presence of areas where vertical turbulent thermodynamical fluxes and vertical gradients are of the same sign, corresponding to countergradient areas, is characteristic of nonlocal turbulence and cannot be represented using K-gradient parametrizations. Such areas can be diagnosed using the following expressions for θ_l and r_{np} :

$$\overline{w'\theta_l'}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial z} > 0, \tag{16}$$

$$\overline{w'r'_{\rm np}}\frac{\partial \overline{r_{\rm np}}}{\partial z} > 0.$$
(17)

Using coarse-grained LES data, Verrelle *et al.* (2017) showed evidence of the existence of countergradient areas in convective clouds for these two variables. The vertical cross-section in Figure 5b displays countergradient areas for $\overline{w'\theta'_l}$ coarse-grained at the 500-m grid spacing for the mature cloud shown in Figure 3c. Broad positive patches are located in the strong convective updraft as well as at the top of the cloud. These countergradient areas are associated with strongly positive values of the reference $\overline{w'\theta'_l}$



FIGURE 4 Vertical logarithmic probability density distributions of the vertical velocity (m/s) over the entire domain at different stages: (a) initiation, (b) maturity, (c) dissipation.

flux in and near the updraft between 5 and 11 km. This flux presents negative values below 5 km and near the top of the cloud.

The $w'\theta'_l$ flux obtained by the CBR parametrization is displayed in Figure 5c. In addition to the fact that the structures are patchier, there are some negative values in the updraft, whereas the REF flux is mostly positive. There is also a sign opposition with REF in certain areas above or below the updraft, coinciding with the countergradient areas (Figure 5b).

The flux obtained by MOENG (Figure 5d) is properly represented in the updraft in terms of its spatial structure and has positive values in the countergradient zone. Negative areas are reproduced correctly even though they are slightly overestimated and may be displaced.

The SMAG flux (Figure 5e) presents similar but more numerous small-scale patchy structures compared with CBR, with stronger amplitude values. In addition, the DEAR1 formulation produces very similar results to those of CBR (not shown), while the DEAR2 formulation also produces patchy structures, with a larger area of positive $w'\theta'_l$ values than CBR, sometimes distant from the updraft core compared with REF (Figure 5f).

The findings concerning the vertical thermal fluxes lead to the conclusion that, in countergradient areas, K-gradient parametrizations are inadequate, while MOENG appears to produce correct patterns and values of $\overline{w'\theta'_l}$. As previously explained, the flux obtained with SMAG could achieve larger or smaller intensities and spatial extensions for nonzero values when using higher or lower values of Ri_c instead of a constant Pr (equal to 0.33). However, this type of adjustment would not correct the misrepresentation of the countergradient flux.

Countergradient areas of the total nonprecipitating water vertical flux also exist in the REF fluxes, but are very sporadic, with limited spatial extension and without a general pattern compared with the vertical flux of the heat (not shown), in agreement with Verrelle *et al.* (2017). In the same way, one may wonder if countergradients of the horizontal thermodynamical fluxes are present. The $u'\theta'_l(\partial\overline{\theta_l}/\partial x)$ and $v'\theta'_l(\partial\overline{\theta_l}/\partial y)$ reference fields show positive values only near the top of the convective clouds and are not present for the horizontal fluxes of total nonprecipitating water. MOENG is the only scheme able to reproduce the correct pattern of horizontal thermodynamical fluxes at the top of the deep clouds (not shown).

5.2 Diagnoses of the cloud population and its environment

To generalize the previous results, we present diagnoses performed on a sample of clouds for the thermodynamical fluxes. These diagnoses were applied to all the clouds in the domain for a coarse-grained grid spacing of 500 m after 135 min of simulation, corresponding to Figure 1b in terms of the total water path. The vertical profiles of the mean and standard deviation in the clouds, along with the altitude, are displayed in Figure 6 for $\overline{w'\theta'_l}$, $\overline{u'\theta'_l}$, $w'r'_{np}$ and $\overline{u'r'_{np}}$. As the results achieved for $\overline{v'\theta'_l}$ and $\overline{v'r'_{np}}$ are similar to those obtained for $\overline{u'\theta'_l}$ and $\overline{u'r'_{np}}$, they are not displayed here.

Because the strongest values of the turbulent fluxes, in absolute terms, are located near convective updrafts, the presence of stratiform parts forming the anvils, accompanied by little or no turbulence, decreases the absolute values of the means and the standard deviations between altitudes of 7 and 11 km. Above 11 km, the only points still in the clouds are contained in overshoots. With few points and strong turbulent fluxes, the means and standard deviations above 11 km have significant values that vary rapidly; therefore, the choice was made to consider only the profiles below 11 km in the clouds.

The mean REF flux for $w'\theta'_l$ is displayed in Figure 6a. It is mostly negative, with positive values between the heights of 5 and 7 km, corresponding to the countergradient area. In this layer, the mean CBR flux is strongly negative and far from REF, while the mean of the MOENG profile matches it satisfactorily. The $w'\theta'_l$ REF standard deviation profile (Figure 6b)



FIGURE 5 Vertical cross-sections through the largest tracked cloud (BC in Figure 1a) at t = 135 min considering the 500-m box filtering of (a) $\overline{w'\theta'_l}$ (K m s⁻¹) for REF, (b) $\overline{w'\theta'_l} \frac{\partial \theta_l}{\partial z}$ (K² s⁻¹) for REF, (c) $\overline{w'\theta'_l}$ for CBR, (d) $\overline{w'\theta'_l}$ for MOENG, (e) $\overline{w'\theta'_l}$ for SMAG, and (f) $\overline{w'\theta'_l}$ for the DEAR2 formulation. The cloud boundaries are represented as the sum of the cloud and ice water mixing ratios above 10⁻⁶ kg/kg (black contours)

exhibits two maxima located at heights of 4.5 and 7 km during the mature stage. MOENG follows the variations of REF with a satisfactory precision even in the lower part of the troposphere. It reproduces the peaks at the correct altitudes, with good proportions for both the mean and the standard deviation. The CBR and SMAG parametrizations fail to reproduce these peaks with the same level of agreement. In addition, note that the SMAG and CBR parametrizations above 6 km are noisy. Concerning the countergradient parametrizations, the DEAR1 mean profile is superimposed on the CBR profile and the DEAR2 profile fails to reproduce the negative

values below 4 km and the negligible values above 7 km. Both formulations are therefore discarded in the following sections.

The mean REF profile for $\overline{u'\theta'_1}$ (Figure 6c) is strongly positive between altitudes of 1 and 4 km. Above 5 km, it decreases and becomes slightly negative. The MOENG parametrization reproduces the 2.5-km peak with an overestimation of the absolute values, but produces an incorrect negative peak at the cloud-top height. Conversely, CBR and SMAG fail to reproduce the maximum in the low troposphere, but succeed in having vanishing values above 5 km. The MOENG profile for the standard deviation follows REF better than the CBR



FIGURE 6 Vertical profiles of the mean (left column) and standard deviation (right column) of subgrid turbulent fluxes in the clouds at $t = 135 \text{ min for } (a-d) \text{ heat } (\text{K m s}^{-1}) \text{ and } (e-h) \text{ moisture } (\text{kg kg}^{-1} \text{ m s}^{-1}), \text{ obtained by 500-m box filtering for the reference fluxes (blue) and parametrized fluxes with the CBR (green), MOENG (red), and SMAG (cyan) formulations. DEAR1 (purple dashed line) and DEAR2 (light green) are also plotted for the mean vertical heat flux (a)$

3204



FIGURE 7 Vertical logarithmic probability density distributions of $\overline{w'\theta'_l}$ (K m s⁻¹) over the entire domain at t = 135 min for (a) the reference fluxes and the parametrized fluxes from the (b) MOENG, (c) CBR, and (d) SMAG formulations at the 500-m coarse-grained grid spacing. The lower graphs represent the vertical averaged distribution

standard deviation profile, because it catches the two peaks above and below 5 km. For the mean profile, the CBR values are too weak below 5 km. The SMAG profile is noisy and produces the smallest means and standard deviation values below 5 km. The $\overline{v'\theta'_l}$ profiles are also better modelled with MOENG (not shown). This is also true for the other coarse-grained grid spacings (2 and 1 km).

The $w'r'_{np}$ and $u'r'_{np}$ means and standard deviations are shown in Figure 6e–h. The REF $w'r'_{np}$ mean is fully positive, while the $u'r'_{np}$ mean is negative. The mean and standard deviation for both REF fluxes have a main characteristic peak between 1.5 and 2.5 km and a secondary peak between 4 and 4.5 km. In absolute terms, the nonprecipitating total water fluxes are strong at low altitudes and decrease above 4.5 km. MOENG provides the best results for the four fields: the peaks of the mean and standard deviation profiles are closer to those of REF in terms of their altitudes and amplitudes. For both the nonprecipitating total water and the liquid potential temperature, the SMAG parametrization has a tendency to overestimate the amplitude of the profiles for the vertical fluxes and to underestimate the amplitude for the horizontal fluxes.

Because turbulent schemes should function properly in both clouds and their environment, the vertical distributions of the reference and parametrized fluxes are compared over the entire domain. They are displayed for $\overline{w'\theta'_l}$ at the 500-m coarse-grained grid spacing in Figure 7, with a logarithmic colour scale. Because all the points in the domain are considered without distinguishing whether or not they are in clouds, the incidence of near-zero fluxes is high for all altitudes. nal of the

Furthermore, the distributions are not zero in the PBL or above the cloud tops. This is why the distributions over the entire domain are presented up to a height of 15 km. Between 1 and 11 km, the distributions are consistent with the mean and standard deviation profiles in the clouds (Figure 6a,b), in agreement with the fact that significant turbulent flux values are located primarily in the clouds instead of in their environment. The REF distribution is asymmetrical: it has a stronger negative part below 5 km, followed by a stronger positive part between 5 and 9 km. Above 9 km, the negative and positive parts are more similar. The strongest negative and positive values are found between 10 and 13 km, that is, at the top of the clouds. In comparison, the fluxes are weaker in the boundary layer and above 13 km. This figure shows that, in the presence of deep convection, the thermal production of turbulence, which is a combination of the vertical heat and moisture fluxes, is largely located in the free troposphere, which calls for a thorough evaluation of turbulence schemes inside convective clouds.

The shape of the distribution for the MOENG flux is strikingly similar to that of REF. Values close to zero, which correspond mostly to points out of the clouds, are reproduced correctly by MOENG, which is not the case with CBR or SMAG. For CBR, the distribution bounded in green does not follow the variations of REF with the same accuracy as MOENG below 5 km. Concerning the strong positive fluxes, their occurrences (corresponding to very small densities) peak at an altitude that is too low. For the negative values, extreme fluxes are too scarce at high altitudes. For SMAG, the distribution of negative flux values (in green) is nearly homogeneous throughout the free troposphere. The extreme fluxes (in dark blue) are too frequent for both negative and positive values, because the distribution is too widely spread, which is consistent with the very large standard deviation.

To summarize, the distribution for MOENG in the clouds and their environment is closer to that for REF than those for SMAG and CBR for the vertical flux of the liquid–ice potential temperature at the 500-m coarse-grained grid spacing. The same conclusion is obtained for all three grid spacings and for both vertical thermodynamical fluxes. This is also the case for the horizontal thermodynamical fluxes, as can be seen in Figure 8, with very good agreement between MOENG and REF for $\overline{u'r'_{np}}$, whereas the distributions of the CBR and SMAG fluxes are too narrow. Distributions considering only the points within clouds were also considered and led to similar results (not shown). Distributions considering only the environment confirm that MOENG is also the most effective parametrization to represent thermodynamical fluxes in the environments of convective clouds.

Finally, special attention was given to the statistical scores computed in the clouds. The formulas used for the correlation and the root-mean-square error (RMSE) between two variables $X(x_1, ..., x_n)$ and $Y(y_1, ..., y_n)$ are the following:

$$C(X,Y) = \frac{\sum_{i=1}^{n} (x_i - \overline{X})(y_i - \overline{Y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n} (x_i - \overline{X})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^{n} (y_i - \overline{Y})^2}},$$
(18)

$$RMSE(X,Y) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (x_i - y_i)^2}{n}}.$$
 (19)

RMSE-correlation plots are displayed in Figure 9a for the heat fluxes and Figure 9b for the moisture fluxes. At the 500-m and 1-km grid spacings, the best correlations are obtained with MOENG for all fluxes. At the 2-km grid spacing, the results are less systematic. Specifically, for the liquid-ice potential temperature, the MOENG correlations are between 0.4 and 0.6, while the CBR and SMAG correlations do not exceed 0.4 and 0.2, respectively. For the nonprecipitating total water, the MOENG correlations are better than those of CBR for all fluxes except at the 2-km grid spacing, where the CBR correlations are slightly superior for the horizontal fluxes and significantly superior for the vertical flux. SMAG always has the lowest correlations. The RMSEs are very similar for CBR and MOENG, with slightly better values overall with MOENG for the heat fluxes and with CBR for the moisture fluxes. Overall, the RMSEs are higher with SMAG, with some values located outside the range of values shown in the figures. It is worth noting that, as the RMSEs are sensitive to the values of the coefficients present in the parametrizations, correlations should be considered more meaningful.

5.3 Diagnoses on isolated clouds

To examine the evolution during the life cycles of individual clouds, these diagnoses were also performed on two isolated clouds during their initiation, mature, and dissipation stages. These clouds are represented in Figure 1 at their mature stage and in Figure 3 during the life cycle of the biggest cloud (BC). Because the results are very similar for both clouds, only the diagnostics concerning BC are presented here. The mean vertical profiles are displayed in Figure 10 for the fluxes $\overline{w'\theta'_l}$ and $\overline{u'\theta'_l}$ in BC at a coarse-grained grid spacing of 500 m. The vertical cross-sections of $\overline{w'\theta'_l}$ for the same cloud in the mature stage are displayed in Figure 5.

The mean $w'\theta'_l$ profiles at the mature stage (Figure 10c,d) yield similar results to those obtained for the cloud population (Figure 6a,c) with the same shape: MOENG matches REF the best. The main discrepancy between MOENG and REF occurs above a height of 8 km, where the parametrized flux is slightly negative, whereas REF is positive or close to zero for the cross-sections in Figure 5a,c. For the small cloud, the REF mean is not positive at these altitudes and an underestimation by MOENG is observed (not shown). Above an altitude



FIGURE 8 Vertical logarithmic probability density distributions of $u'r'_{np}$ (kg kg⁻¹ m s⁻¹) over the entire domain at t = 135 min for (a) the reference fluxes and the parametrized fluxes from the (b) MOENG, (c) CBR, and (d) SMAG formulations at the 500-m coarse-grained grid spacing. The lower graphs represent the vertical averaged distribution

of 8 km, SMAG generates a too strongly positive mean. For $\overline{u'\theta'_l}$, MOENG reproduces the positive peaks below a height of 4 km very well compared with the other two parametrizations; however, above this height, its mean is too negative.

During the initiation stage (Figure 10a,b), the profiles in the cloud are close to those during the mature stage of the individual cloud (Figure 10c,d) or the cloud population (Figure 6). In the upper part of the cloud, a strong negative $\overline{w'\theta'_l}$ is observed for REF with significant variability. Shrinking of the mean fluxes in the anvils is not present in the initiation stage. For $\overline{w'\theta'_l}$, MOENG reproduces the vertical profile fairly well, without an overestimation of the negative fluxes in the upper part of the cloud as in the mature stage, but with an underestimation of the absolute values below 5 km. CBR produces similar profiles to MOENG. The SMAG profile is noisy, but follows the general shape of REF better than CBR and MOENG. For $u'\theta'_l$, MOENG gives the best solution.

Concerning the dissipation stage, the anvils are very voluminous, but with weak turbulent fluxes. Few minor cloudy updrafts are present in the low troposphere, explaining the nonzero fluxes. The shapes of the profiles are similar, but with an exacerbation of the variations below an altitude of 5 km, due to the reduced cloud volume (Figure 10e,f). Once again, the MOENG profiles are the closest to REF.

The correlations and RMSEs were computed for the thermodynamical fluxes for both individual clouds during their initiation, mature, and dissipation stages. The statistical scores obtained for the mature clouds are very similar to those obtained for the cloud population (not shown).



FIGURE 9 Correlations and RMSEs between the reference and parametrized turbulent fluxes in the clouds at t = 135 min for MOENG (red), CBR (green), and SMAG (cyan). The four panels stand for (a) the liquid potential temperature turbulent fluxes, (b) the total nonprecipitating water ratio turbulent fluxes, (c) the dynamic fluxes, and (d) the dynamic variances. Each symbol represents a flux, and the grid spacings are reflected by the size of the symbols

The conclusion for the thermodynamical fluxes is that MOENG performs best in terms of the vertical profiles, distributions, and statistical scores at grid spacings of 1 km and 500 m. This applies to both the vertical and horizontal fluxes in the clouds, regardless of the maturity stage, the size of the convective clouds, and their environment. MOENG is also the only parametrization able to produce countergradient areas for the vertical temperature fluxes. The differences between MOENG and CBR tend to be reduced at coarser grid spacing (2 km).

6 | RESULTS FOR THE DYNAMICAL COVARIANCES

To complete the examination of the second-order moments, the dynamical covariances $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$, and $\overline{v'w'}$ were assessed based on the same criteria as the thermodynamical fluxes. Because the dynamical fluxes have more local variations than

the thermodynamical fluxes, the results are noisier, with less characteristic patterns. The vertical profiles of the mean and standard deviation exhibit many small variations close to zero. Therefore, only the vertical distributions of $\overline{u'v'}$ and $\overline{u'w'}$ over the entire domain are shown in Figures 11 and 12 for the 1-km grid spacing.

The shape of the $\overline{u'v'}$ vertical distribution for REF appears Gaussian. It presents stronger absolute values close to the ground, which are consistent with an increase in the dynamical production of TKE near the surface associated with small eddies with 3D turbulence characteristics (Honnert and Masson, 2014). These values diminish strongly above the ground and then increase again above 500 m when penetrating the clouds. Above a height of 3 km, the envelope of the fluxes bound in green decreases slightly until 6 km, where it starts to increase again until 10 km. Above a height of 11 km, the distribution contracts strongly out of the clouds. Extreme fluxes (in dark blue) are present between 2 and 12 km.



FIGURE 10 Vertical mean profiles of $\overline{u'\theta'_i}$ (left column) and $\overline{u'\theta'_i}$ (right column) (K m s⁻¹) in the largest studied cloud (BC) at the 500-m coarse-grained grid spacing, at (a, b) t = 75 min (initiation stage), (c, d) t = 135 min (mature phase), and (e, f) t = 185 min (dissipation stage) (Figure 3b–d) for the reference and the CBR, MOENG, and SMAG parametrizations. The cloud profile (the sum of the cloud and ice mixing ratio) is represented by the black line (g/kg)

The MOENG distribution in Figure 11b reproduces REF correctly. Only the intensity of the fluxes is overestimated above 12 km. The CBR distribution in Figure 11c does not provide strong fluxes close to the surface and above 12 km. In addition, it replicates the general shape of the distribution quite well for small fluxes but strongly underestimates the nonzero values. The SMAG distribution, displayed in Figure 11d, shows fluxes that are generally too weak. MOENG is the parametrization able to reproduce the characteristic form of the distribution best.

The vertical distributions of $\overline{u'w'}$ for the 1-km grid spacing (Figure 12) indicate a general match for MOENG and CBR with REF, with a better agreement only above a height of 12 km for MOENG. There is a global underestimation of the fluxes for SMAG, except in the boundary layer (below

a height of 1 km). Note that, above an altitude of 12 km, the CBR and SMAG fluxes are zero due to the mixing length, which becomes very small in stable conditions.

The products between the dynamical fluxes and the different velocity gradients were plotted on vertical cross-sections to detect potential countergradient areas associated with the dynamical fluxes (not shown). Small local areas of positive values for those products were found, but did not have organized patterns such as those displayed for $\overline{w'\theta'_l}$ in Figure 5, meaning that countergradient areas do not exist for these fluxes in this simulation.

Except for the 2-km grid spacing, where the statistical scores were similar for MOENG and CBR, the point-by-point correlations between REF and the parametrized dynamical covariances are between 0.2 and 0.35 for MOENG but are less



FIGURE 11 Vertical logarithmic probability density distributions of $\overline{u'v'}$ (m²/s²) over the entire domain at t = 135 min for (a) the reference fluxes and the parametrized fluxes from the (b) MOENG, (c) CBR, and (d) SMAG formulations at the 1-km coarse-grained grid spacing. The lower graphs represent the vertical averaged distribution

than 0.2 for CBR and less than 0.15 for SMAG (Figure 9c). Globally, the RMSEs are also better for MOENG.

In summary, the MOENG parametrization also fits the reference dynamical fluxes best, even though its statistical scores are not as good as those for the thermodynamical fluxes.

7 | RESULTS FOR THE DYNAMICAL VARIANCES

The dynamical variances $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, and $\overline{w'^2}$ were also assessed for the three parametrizations. The mean and standard deviation vertical profiles in the mature clouds are plotted in Figure 13 for the 500-m coarse-grained grid spacing. The mean REF variance for u, v, and w increases from cloud base to 5.5 km and decreases up to 10 km, before increasing strongly above 10 km. A secondary peak appears in the first part of the troposphere.

Overall, the parametrized variances reproduce the general variations of the mean REF profile very well. Below an altitude of 4 km, SMAG reproduces the mean $\overline{w'^2}$ best, while MOENG and CBR underestimate the intensity slightly. Above this height, MOENG matches REF best. For the horizontal variances, MOENG is in better agreement with the mean REF profiles, while CBR and SMAG overestimate the REF values. The standard deviation REF profiles are also better reproduced by MOENG for the three variances, while CBR underestimates $\overline{w'^2}$ and overestimates $\overline{u'^2}$ sMAG

3210



Vertical logarithmic probability density distributions of $\overline{u'u'}$ (m²/s²) over the entire domain at t = 135 min for (a) the reference FIGURE 12 fluxes and the parametrized fluxes from the (b) MOENG, (c) CBR, and (d) SMAG formulations at the 1-km coarse-grained grid spacing. The lower graphs represent the vertical averaged distribution

systematically overestimates the standard deviations. The overall structures of $\overline{w'^2}$ for the three parametrizations are quite similar to REF for vertical cross-sections (not shown), with local underestimations or overestimations in agreement with the mean profiles.

Notwithstanding the good shape of the vertical profiles provided by MOENG at a grid spacing of 500 m, the best statistical scores (Figure 9d) are achieved by CBR, with correlations between 0.75 and 0.95 for the three variances and the three grid spacings considered versus correlations between 0.55 and 0.75 achieved by MOENG. For SMAG, the correlations are variable, but always inferior to those obtained by the CBR parametrization, and the RMSE is always larger.

Therefore, a better agreement of the CBR parametrization is found for the dynamical variances. This is unsurprising, because this parametrization explicitly uses the reference TKE to compute the parametrized variances. Therefore, this result should be taken with caution, as, in an online test, the TKE would be calculated via its prognostic equation.

We examined the characteristics of the turbulence further by calculating its isotropy $\overline{u'^2}/\overline{w'^2}$ and $\overline{v'^2}/\overline{w'^2}$. For purely isotropic turbulence, the ratio of the transverse components is 1. Because the results obtained for the anisotropy ratios $\overline{u'^2}/\overline{w'^2}$ and $\overline{v'^2}/\overline{w'^2}$ are similar, only the latter is shown here (Figure 14, over the entire domain). For the 500-m coarse-grained grid spacing, the mean anisotropic REF ratio



FIGURE 13 Vertical profiles of the mean (left column) and standard deviation (right column) of the dynamic variances (m^2/s^2) in the clouds at the 500-m coarse-grained grid spacing at t = 135 min

throughout the domain up to 10 km is nearly constant around 1.5, corresponding to horizontally stretched eddies, and the anisotropy is even greater above the clouds, with a ratio near 5 (Figure 14a). In addition, the distribution has a large spread, which is even larger above the cloud-top region, indicating that individual eddies can take many forms and be

very flattened. This is in agreement with Lane and Sharman (2014), who identified regions of anisotropic turbulence inside and near convective clouds using an LES. A decrease in the resolution (1- and 2-km coarse-grained grid spacings) does not modify the mean of the anisotropy significantly; however, the dispersion is reduced (Figure 15).

3212



FIGURE 14 Vertical logarithmic probability density distributions (in colour) and vertical mean profiles (blue line) over the domain of the anisotropy ratio v^2/w^2 at t = 135 min for (a) the reference variance and the parametrized variances from the (b) MOENG, (c) CBR, and (d) SMAG formulations at the 500-m coarse-grained grid spacing. The lower graphs represent the averaged distribution of the anisotropy

MOENG is the only scheme that reproduces the anisotropy up to 10 km, but with a mean horizontal velocity variance that is a factor of 2-2.5 times larger than the vertical velocity variance and a standard deviation that is also overestimated. Above 10 km, MOENG also develops higher anisotropy, in good agreement with the reference. Conversely, CBR and SMAG represent isotropic turbulence, because they are built on this assumption, with a mean ratio value close to 1 and a narrow dispersion around this value. This behaviour is also opposite to that of REF above 10 km, with a decrease in the spread of the anisotropy. These differences between the parametrizations are even more pronounced at the 2-km grid spacing (Figure 15), where the dispersion

vanishes for CBR and SMAG, whereas the overestimation of the anisotropy increases with MOENG to exceed the mean values by four times below 10 km and by six times above 10 km.

To conclude on dynamical variances, the statistical scores of the individual fluxes in the clouds are represented better by the CBR parametrization, even though the MOENG parametrization shows vertical profiles in fairly good agreement with REF. However, the anisotropic deformation of the turbulence in the reference, showing the prevalence of horizontally stretched eddies in and around the convective clouds, is only reproduced by MOENG, while CBR and SMAG are constrained by the isotropy assumption, and the


FIGURE 15 Vertical logarithmic probability density distributions (in colour) and vertical mean profiles (the blue or red lines) over the entire domain of the anisotropy ratio $\overline{v'^2}/\overline{w'^2}$ at t = 135 min for (a) the reference variance and the parametrized variances for the (b) MOENG, (c), CBR and (d) SMAG formulations at the 2-km coarse-grained grid spacing. The lower graphs represent the averaged distribution of the anisotropy

anisotropy is exaggerated by MOENG at the 2-km grid spacing (Figure 15a,b).

8 | CONCLUSIONS

3214

To extend and generalize the results from Verrelle *et al.* (2017), an LES of an ideal case of deep atmospheric convection was performed using the Meso-NH model. Following the same methodology, different fields were coarse-grained to compute the reference and parametrized turbulent fluxes at 500-m, 1-km, and 2-km grid spacings in convective clouds and their environment. The abilities of three parametrizations—the traditional K-gradient CBR

and Smagorinsky parametrizations, and the Moeng (2014) approach based on the horizontal gradients of the resolved variables–were assessed.

For the vertical and horizontal thermodynamical fluxes, MOENG is the most accurate parametrization at 1-km and 500-m grid spacings, extending the validation, compared with Verrelle *et al.* (2017), to horizontal fluxes, the different maturity stages of a set of clouds, and their environment. For the vertical thermodynamical fluxes, the strength of MOENG remains its ability to reproduce the correct sign in countergradient areas. At 2-km grid spacing, the advantage of MOENG is reduced, because the horizontal gradients are smoother, especially for the moisture fluxes.

STRAUSS ET AL.

ournal of the

Concerning the dynamical covariances, MOENG is also the most appropriate scheme at 1-km and 500-m grid spacings, even though the statistical scores are not as good as those for the thermodynamical fluxes. Similarly, the differences between MOENG and CBR are reduced at the 2-km grid spacing.

Finally, the dynamical variances were reproduced better by CBR. However, the reference fields reveal that turbulence in deep clouds and their environment is anisotropic, with a high frequency of horizontally stretched eddies throughout the entire troposphere. MOENG is the only scheme able to reproduce this deformation; however, the anisotropy is overestimated at 2-km grid spacing.

This study also demonstrated that, in stable conditions at high altitudes outside the clouds, MOENG is the only scheme able to produce nonnegligible turbulent fluxes, because the K-parametrizations vanish, due to the very small mixing height. This encourages the testing of modified mixing lengths in eddy-diffusivity schemes and the addition of a local vertical wind-shear term to the nonlocal buoyancy to represent local mixing for stably stratified flows, as in Rodier *et al.* (2017). However, the MOENG approach could be a good candidate to generate clear-air turbulence, which is a major issue for aviation forecasts. Considering the fluxes as a whole, the SMAG parametrization appears not to be suitable for convective clouds, due to the strong dispersive results reflected by the very high RMSEs.

In future work, we plan to conduct online evaluations by performing kilometre- and hectometre-scale simulations with a hybrid scheme based on the CBR scheme for dynamical turbulence and the MOENG approach for thermodynamical turbulence (for both the vertical and horizontal fluxes) above the PBL. This evaluation will be conducted on idealized and real cases of deep convection. In particular, we will compare model data related to turbulence with observations, such as eddy dissipation rates retrieved from radar data, as proposed, for instance, in Feist *et al.* (2018).

ACKNOWLEDGMENTS

The authors acknowledge the two anonymous reviewers, whose comments and suggestions helped to improve the original manuscript. This work was supported by ANR MUSIC Grant ANR-14-CE01-0014 and by the French National Research Programme LEFE of the National Institute for Universe Sciences (INSU) through the TurbDeepCloud project.

REFERENCES

Arakawa, A. and Schubert, W.H. (1974) Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, part I. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(3), 674–701.

- Bardina, J., Ferziger, J. and Reynolds, W. (1980) Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation. In: 13th Fluid and Plasma Dynamics Conference. Snowmass, CO: American Institute for Aeronautics and Astronautics, pp. 80–1357, 10 pp.
- Bougeault, P. and Lacarrere, P. (1989) Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta–scale model. *Monthly Weather Review*, 117(8), 1872–1890.
- Brousseau, P., Seity, Y., Ricard, D. and Léger, J. (2016) Improvement of the forecast of convective activity from the Arome-France system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 142(699), 2231–2243.
- Cheng, Y., Canuto, V.M. and Howard, A.M. (2002) An improved model for the turbulent PBL. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59(9), 1550–1565.
- Colella, P. and Woodward, P.R. (1984) The piecewise parabolic method (PPM) for gas-dynamical simulations. *Journal of Computational Physics*, 54(1), 174–201.
- Cuijpers, J.W.M. and Holtslag, A.A.M. (1998) Impact of skewness and nonlocal effects on scalar and buoyancy fluxes in convective boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55(2), 151–162.
- Cuxart, J., Bougeault, P. and Redelsperger, J.-L. (2000) A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(562), 1–30.
- Deardorff, J. (1972) Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux. Journal of Geophysical Research, 77(30), 5900–5904.
- Deardorff, J.W. (1966) The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 23(5), 503–506.
- Dirmeyer, P., Cash, B., Kinter, J., Jung, T., Marx, L., Satoh, M., Stan, C., Tomita, H., Towers, P., Wedi, N., Achutavarier, D., Adams, J., Altshuler, E., Huang, B., Jin, E. and Manganello, J. (2012) Simulating the diurnal cycle of rainfall in global climate models: resolution versus parametrization. *Climate Dynamics*, 39(1–2), 399–418.
- Durran, D.R. (1989) Improving the anelastic approximation. Journal of the Atmospheric Sciences, 46(11), 1453–1461.
- Feist, M.M., Westbrook, C.D., Clark, P.A., Stein, T.H., Lean, H.W. and Stirling, A.J. (2018) Statistics of convective cloud turbulence from a comprehensive turbulence retrieval method for radar observations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 145, 727–744.
- Gal-Chen, T. and Somerville, R.C. (1975) On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier–Stokes equations. *Journal of Computational Physics*, 17(2), 209–228.
- Hanley, K.E., Plant, R.S., Stein, T.H.M., Hogan, R.J., Nicol, J.C., Lean, H.W., Halliwell, C. and Clark, P.A. (2015) Mixing-length controls on high-resolution simulations of convective storms. *Quarterly Journal* of the Royal Meteorological Society, 141, 272–284.
- Holtslag, A. and Moeng, C.-H. (1991) Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(14), 1690–1698.
- Honnert, R. and Masson, V. (2014) What is the smallest physically acceptable scale for 1D turbulence schemes.?. *Frontiers in Earth Science*, 2, 27.
- Lac, C., Chaboureau, J.-P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., Leriche, M., Barthe, C., Aouizerats, B., Augros, C., Aumond, P., Auguste, F., Bechtold, P., Berthet, S., Bielli, S., Bosseur, F., Caumont, O., Cohard, J.-M., Colin, J., Couvreux, F., Cuxart, J., Delautier, G., Dauhut, T., Ducrocq, V., Filippi, J.-B., Gazen, D., Geoffroy, O., Gheusi, F., Honnert, R., Lafore, J.-P., Brossier, C.L., Libois, Q., Lunet, T., Mari, C., Maric, T., Mascart, P., Mogé, M., Molinié,

G., Nuissier, O., Pantillon, F., Peyrillé, P., Pergaud, J., Perraud, E., Pianezze, J., Redelsperger, J.-L., Ricard, D., Richard, E., Riette, S., Rodier, Q., Schoetter, R., Seyfried, L., Stein, J., Suhre, K., Taufour, M., Thouron, O., Turner, S., Verrelle, A., Vié, B., Visentin, F., Vionnet, V. and Wautelet, P. (2018) Overview of the meso-NH model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development*, 11(5), 1929–1969.

- Lafore, J.P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fischer, C., Hereil, P., Mascart, P., Masson, V., Pinty, J.P., Redelsperger, J.L., Richard, E. and Vilai-Guerau de Arellano, J. (1997) The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I: Adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, 16, 90–109.
- Lane, T.P. and Sharman, R.D. (2014) Intensity of thunderstormgenerated turbulence revealed by large-eddy simulation. *Geophysical Research Letters*, 41(6), 2221–2227.
- Langhans, W., Schmidli, J. and Schär, C. (2012) Bulk convergence of cloud-resolving simulations of moist convection over complex terrain. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69(7), 2207–2228.
- Lean, H.W., Clark, P.A., Dixon, M., Roberts, N.M., Fitch, A., Forbes, R. and Halliwell, C. (2008) Characteristics of high-resolution versions of the Met Office unified model for forecasting convection over the United Kingdom. *Monthly Weather Review*, 136(9), 3408–3424.
- Leonard, A. (1974) Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. Advances in Geophysics, 18, 237.
- Lilly, D.K. (1962) On the numerical simulation of buoyant convection. *Tellus*, 14(2), 148–172.
- Lilly, D.K. (1967) The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In: *Proc. IBM Scientific Computing Symp. On Environmmental Sciences*. Yorktown Heights, NY: Thomas J. Watson Research Center, pp. 195–210. IBM Form no. 320-1951.
- Machado, L.A.T. and Chaboureau, J.-P. (2015) Effect of turbulence parametrization on assessment of cloud organization. *Monthly Weather Review*, 143(8), 3246–3262.
- Martinet, M., Nuissier, O., Duffourg, F., Ducrocq, V. and Ricard, D. (2017) Fine-scale numerical analysis of the sensitivity of the HyMeX IOP16a heavy precipitating event to the turbulent mixing-length parametrization. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 143(709), 3122–3135.
- Moeng, C.-H. (2014) A closure for updraft–downdraft representation of subgrid-scale fluxes in cloud-resolving models. *Monthly Weather Review*, 142(2), 703–715.
- Moeng, C.-H., Sullivan, P.P., Khairoutdinov, M.F. and Randall, D.A. (2010) A mixed scheme for subgrid-scale fluxes in cloud-resolving models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(11), 3692–3705.
- Pinty, J.-P. and Jabouille, P. (1998) A mixed-phase cloud parametrization for use in mesoscale nonhydrostatic model: simulations of a squall line and of orographic precipitations. In: *Proceedings of the International Conference on Cloud Physics*. Everett, WA: American Meteorological Society, pp. 217–220.
- Ricard, D., Lac, C., Riette, S., Legrand, R. and Mary, A. (2013) Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting limited-area models AROME and Meso-NH. *Quarterly Journal of* the Royal Meteorological Society, 139(674), 1327–1341.
- Rodier, Q., Masson, V., Couvreux, F. and Paci, A. (2017) Evaluation of a buoyancy and shear based mixing length for a turbulence scheme. *Frontiers in Earth Science*, 5, 65.
- Seity, Y., Brousseau, P., Malardel, S., Hello, G., Bénard, P., Bouttier, F., Lac, C. and Masson, V. (2011) The AROME-France

convective-scale operational model. *Monthly Weather Review*, 139(3), 976–991.

- Shi, X., Chow, F.K., Street, R.L. and Bryan, G.H. (2019) Key elements of turbulence closures for simulating deep convection at kilometer-scale resolution. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 11, 818–838.
- Siebesma, A. and Teixeira, J. (2000) An advection-diffusion scheme for the convective boundary layer, description and 1d results. In: *Preprints, 14th Symposium On Boundary Layers and Turbulence*, Session 4. Aspen, CO: American Meteorological Society
- Skamarock, W.C. and Klemp, J.B. (2008) A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications. *Journal of Computational Physics*, 227(7), 3465–3485.
- Smagorinsky, J. (1963) General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91(3), 99–64.
- Takemi, T. and Rotunno, R. (2003) The effects of subgrid model mixing and numerical filtering in simulations of mesoscale cloud systems. *Monthly Weather Review*, 131(9), 2085–2101.
- Tomas, S. and Masson, V. (2006) A parametrization of third-order moments for the dry convective boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 120(3), 437–454.
- Verrelle, A., Ricard, D. and Lac, C. (2015) Sensitivity of high-resolution idealized simulations of thunderstorms to horizontal resolution and turbulence parametrization. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141(687), 433–448.
- Verrelle, A., Ricard, D. and Lac, C. (2017) Evaluation and improvement of turbulence parametrization inside deep convective clouds at kilometer-scale resolution. *Monthly Weather Review*, 145(10), 3947–3967.
- Weisman, M.L., Davis, C., Wang, W., Manning, K.W. and Klemp, J.B. (2008) Experiences with 0–36-h explicit convective forecasts with the WRF-ARW model. *Weather and Forecasting*, 23(3), 407–437.
- Weisman, M.L. and Klemp, J.B. (1984) The structure and classification of numerically simulated convective storms in directionally varying wind shears. *Monthly Weather Review*, 112(12), 2479–2498.

How to cite this article: Strauss C, Ricard D, Lac C, Verrelle A. Evaluation of turbulence parametrizations in convective clouds and their environment based on a large-eddy simulation. *Q J R Meteorol Soc.* 2019;145:3195–3217. https://doi.org/10.1002/qj.3614

APPENDIX A: CHOICE OF $C_{\Delta X}$

The MOENG parametrization includes a multiplicative coefficient, and care has been taken to determine its optimal values. This Appendix describes the empirical method used to fix the $C_{\Delta x}$ coefficients. The chosen $C_{\Delta x}$ depends on the grid spacing and the flux considered.

First, the ratio between the reference flux and the MOENG flux with $C_{\Delta x} = 1$ was computed for each point in the domain. In this way, a field of the most efficient values for $C_{\Delta x}$ was obtained for one time step (135 min). The objective was to

RMetS

TABLE A1	Values of $C_{\Delta x}$ for different fluxes and horizontal grid
spacings	

$C_{\Delta x}$	500 m	1 km	2 km
$\overline{w'\theta_1'}, \overline{u'\theta_1'}, \overline{v'\theta_1'}$	$5\Delta x^{2}/12$	$7\Delta x^{2}/12$	$9\Delta x^{2}/12$
$\overline{w'r'_{\rm np}}, \overline{u'r'_{\rm np}}, \overline{v'r'_{\rm np}}$	$7\Delta x^{2}/12$	$10\Delta x^{2}/12$	$12\Delta x^{2}/12$
$\overline{u'v'}, \overline{u'w'}, \overline{v'w'}$	$4\Delta x^{2}/12$	$5\Delta x^2/12$	$6\Delta x^2/12$
$\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$	$4\Delta x^{2}/12$	$4\Delta x^{2}/12$	$4\Delta x^{2}/12$

find systematic patterns in the evolution of the best-fitting $C_{\Delta x}$ coefficient in the clouds. These fields were displayed in cross-section and examined, while filtering areas where the turbulent fluxes were too small. Unfortunately, no understandable pattern was found.

Knowing that it would be difficult to find logic in the evolution of the optimal $C_{\Delta x}$ coefficient inside the clouds, ensemble values were investigated. The objective was to find the value of $C_{\Delta x}$ that allowed the best representation of the field as a whole. From this perspective, the means, standard deviations, minima and maxima of the reference field,

and the MOENG field were compared. The ratios of these fields gave the best fitting $C_{\Delta x}$ from different perspectives. These were investigated for different cases. The vertical distributions and the vertical profiles and cross-sections were compared. Finally, $C_{\Delta x}$ values were chosen for each flux and grid spacing.

As was predicted in Verrelle *et al.* (2017), the best-fitting $C_{\Delta x}$ increases with grid spacing. Optimal values for $C_{\Delta x}$ appear to be higher in small clouds, with more variability than in larger clouds. In addition, the best-fitting $C_{\Delta x}$ were found to be higher during initiation and dissipation stages than during the mature stage. When choosing the $C_{\Delta x}$ to be used for the diagnoses, it was judged more important to match the means and standard deviations than the extrema during the mature stage.

The following values of $C_{\Delta x}$ (Table A1) were retained and used in this article. These values are close to those obtained using the ratio of the mean fluxes in a cloud in the mature stage.

3.3 Conclusion

Ce chapitre généralise les résultats obtenus par Verrelle et al. (2017) à un ensemble de nuage convectifs à différentes étapes de leurs cycles de vie : la paramétrisation de Moeng donne de meilleurs résultats que la paramétrisation CBR pour les flux thermodynamiques verticaux lorsque les paramétrisations sont diagnostiquées en mode offline. La paramétrisation de Moeng donne aussi de meilleurs résultats pour les flux thermodynamiques horizontaux lorsque la résolution horizontale est inférieure à 1 km. Concernant les flux dynamiques et les variances dynamiques, il est plus difficile de conclure. Dans le chapitre suivant, la turbulence sera caractérisée à des résolutions plus fines et les paramétrisations seront diagnostiquées sur les bords du cumulus congestus simulé à 5 m de résolution suivant la même méthodologie.

Chapitre 4

Caractérisation des flux turbulents sur les bords d'un cumulus congestus

Ce chapitre vient en complément de l'analyse entreprise dans le chapitre 3 où les flux turbulents ont été caractérisés pour la LES de convection profonde. La turbulence est étudiée à des résolutions plus fines et les paramétrisations sont diagnostiquées pour le cumulus congestus présenté dans le chapitre 2 en portant une attention particulière à ses bords. La méthode de filtrage introduite dans le chapitre 2 est employée sur la simulation du cumulus congestus à 5 m de résolution pour obtenir les flux de référence et les flux paramétrés à 50 m, 100 m, 250 m et 500 m de résolution. Des scores sont également utilisés pour évaluer ces deux paramétrisations. Dans les diagnostics en offline qui sont effectués dans ce chapitre, la paramétrisation CBR fait intervenir la TKE de référence ce qui peut lui donner un avantage sur la paramétrisation de Moeng.

4.1 Méthodologie

4.1.1 Définition des bords

Un bord est défini à une résolution donnée comme l'ensemble des points contenus dans le nuage $(r_i + r_c >= 10^{-6})$ et étant situés à une distance inférieure ou égale à Δx d'un point non nuageux. Cette méthode est satisfaisante aux résolutions $\Delta x = 50 m$ et $\Delta x = 100 m$ mais elle atteint ses limites à la résolution $\Delta x = 250 m$ pour laquelle les bords définis de cette façon contiennent une grande partie du volume nuageux. Les bords obtenus pour les résolutions $\Delta x = 50 m$, $\Delta x = 100 m$ et $\Delta x = 250 m$ sont présentés sur des coupes verticales en Figure 4.1.



FIGURE 4.1 – Illustration des bords avec des coupes verticales du flux $\overline{w'\theta_l}$ (K.m.s⁻¹) pour $\Delta x = 50 \ m, \ \Delta x = 100 \ m \ \text{et} \ \Delta x = 250 \ m.$

4.1.2 Filtrage sur la verticale

La méthode de coarse-graining utilisée dans le chapitre précédent porte uniquement sur la résolution horizontale. La résolution verticale de 50 m utilisée pour la LES de convection profonde était proche de celle employée par les modèles de fine échelle qui ont des grilles très anisotropes. Ici, la résolution est encore plus fine (5 m).

Afin de vérifier que la différence de résolution verticale n'impacte pas les résultats, celle-ci a été dégradée de la même façon que la résolution horizontale. Les flux turbulents de référence sont ensuite comparés dans le cas où la résolution verticale a été dégradée et dans le cas où elle ne l'a pas été. La Figure 4.2 montre des profils verticaux moyens du flux $\overline{w'\theta'_l}$ sur l'ensemble du domaine obtenus pour une résolution horizontale de 100 m et une résolution verticale de 5 m ou moyenné à 100 m. Ceux-ci étant très similaires, le filtrage se fera uniquement sur l'horizontale dans la suite de l'étude.



FIGURE 4.2 – Profils verticaux moyens de $w'\theta'_l$ pour des mailles cubiques de 100 m de coté et pour la même résolution horizontale mais en conservant une résolution verticale de 5 m.

4.2 Caractérisation de la turbulence

Peu d'études se sont intéressées à la turbulence au sein des nuages convectifs pour des résolutions horizontales inférieures à 500 m. Dans cette partie, nous tenterons d'obtenir des résultats généraux sur la nature de la turbulence modélisée dans le cumulus congestus en dégradant les champs obtenus à 5 m de résolution.

4.2.1 Partition sous-maille/résolu

Honnert et al. (2011) ont utilisé des méthodes de coarse-graining afin d'obtenir des champs de référence aux différentes échelles spatiales qui ont servi à mettre au point des lois de similitudes. Ici, la partition sous-maille/résolue de référence est étudiée de la même façon. L'objectif est d'obtenir des informations sur les importances relatives des structures sous-maille et des structures résolues aux différentes résolutions.

La partition est présentée en Figure 4.3 pour la TKE. A 5 m de résolution, 95 % de la TKE est résolue ce qui valide la LES. A 50 m de résolution, un peu plus de 20 % de la TKE est sousmaille ce qui représente une limite à partir de laquelle une simulation LES n'est plus considérée comme étant suffisamment précise. A 250 m de résolution, approximativement 55 % de la TKE est sous-maille. Les courbes se croisent aux alentours de 200 m, ce qui signifie que la moitié de l'énergie cinétique modélisée par la LES est associée à des structures de taille inférieure à 200 m. Il est donc utile d'étudier la représentation des flux turbulents à des résolutions plus fines que 250 m dans la mesure où ces échelles contiennent une part importante de l'énergie cinétique pour un cumulus congestus. A 500 m de résolution, un peu plus de 70 % de la TKE est sous-maille. L'énergie cinétique turbulente résolue est non négligeable à 500 m de résolution ce qui signifie que la dynamique sous-maille et la dynamique résolue sont toujours fortement couplées à cette résolution.

Le même graphique a été tracé pour les flux $\overline{w'\theta_l}$ et $\overline{w'r_{np}}$, le point à 5 m de résolution n'a pas été représenté. Les flux thermodynamiques verticaux sont résolus à des résolutions légèrement plus lâches que la TKE ce qui signifie que les structures associées à la production thermique de TKE sont plus grandes que celles qui sont associées à la production dynamique de TKE. L'écart type est aussi plus important.



FIGURE 4.3 – Partition sous-maille-résolue (rouge) $\frac{RES}{TOT}$ (bleu) $\frac{SM}{TOT}$ pour (a) la TKE, (b) $\overline{w'\theta'_l}$ et (c) $\overline{w'r'_{np}}$ en fonction de la résolution. Les lignes continues correspondent à la moyenne du rapport dans le nuage, les lignes en pointillés à la moyenne plus ou moins un écart type. Les points en cyan correspondent à un calcul effectué uniquement près des bords.

La Figure 4.4 montre des profils verticaux moyens du rapport $\frac{TKE_{sm}}{TKE_{tot}}$ en fonction de l'altitude pour l'intérieur du nuage et ses bords à $\Delta x = 100 \ m$ de résolution. En moyenne, les structures sont légèrement moins bien résolues et donc plus petites aux altitudes intermédiaires et au sommet. Elles sont aussi plus petites aux bords du nuage, en particulier au dessus de z=2.5 km.

4.2.2 Longueur de mélange

La longueur de mélange de Bougeault and Lacarrere (1989) (BL89) est utilisée avec la paramétrisation CBR pour la méso-échelle. Il est donc intéressant de vérifier que l'ordre de



FIGURE 4.4 – Rapport $\frac{TKE_{sm}}{TKE_{tot}}$ moyen en fonction de l'altitude (bleu) dans le nuage, (vert) dans des bords intérieurs de 100 m d'épaisseur pour une résolution horizontale $\Delta x = 100 m$.



FIGURE 4.5 – Longueur de mélange de Bougeault-Lacarrère pour $\Delta x = 50 m$, $\Delta x = 100 m$, $\Delta x = 250 m$, $\Delta x = 500 m$

grandeur obtenu avec cette longueur de mélange correspond à la taille des plus grands tourbillons responsables des mouvements non résolus. Aux 4 résolutions considérées, BL89 est plus forte près du sommet du nuage. Elle augmente quand la résolution diminue ce qui est cohérent.

BL89 dépasse 500 m, près du sommet à $\Delta x = 50$ m et 700 m à $\Delta x = 500$ m. Aux altitudes plus faibles, elle atteint ponctuellement 300 m à $\Delta x = 50$ m et atteint ce seuil plus

régulièrement à $\Delta x = 500 \ m$. Quelque soit la résolution, peu de points dans le nuage sont associés à des longueurs de mélange inférieures à 120 m. Il semblerait donc que BL89 tende à surestimer la taille des tourbillons surtout aux résolutions les plus fines, ce qui est en accord avec les limites connues de cette paramétrisation.

4.2.3 Bilan de la TKE sous-maille

Les termes puits et source de la TKE sous-maille ont été comparés aux résolutions 50 m, 100 m et 250 m (Figures 4.6, 4.7). Ces termes correspondent à la production thermique (TP), à la production dynamique (DP) et à la dissipation turbulente (DISS).

A 50 m de résolution, DP domine tandis que TP et DISS sont d'intensité équivalentes.

A 100 m de résolution, TP et DISS sont de la même intensité que DP en dessous de 3 km mais DP domine au dessus de cette altitude.

A 250 m de résolution, ce sont TP et DISS qui dominent la production de TKE en dessous de 3 km. Au dessus, les trois termes sont d'importances équivalente.

Aux trois résolutions, à l'approche du sommet, un pic apparait pour DP et TP tandis que DISS est plus faible.

Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus par Verrelle et al. (2017) à des résolutions de 500 m, 1 km et 2 km : la production dynamique de turbulence sous-maille est plus forte près du sommet et elle domine le bilan à fine résolution. Dans notre cas, la production thermique devient significative à des échelles plus fines que pour le cumulonimbus de Verrelle et al. (2017) ce qui est cohérent avec le fait que le nuage considéré est plus petit.

Les composantes horizontale et verticale de DP ont été tracées en pointillés. Aux trois résolutions, DP est dominée par sa composante horizontale en dessous de 3 km et par sa composante verticale au dessus de cette altitude. A l'approche du sommet, la production dynamique horizontale devient négative.

Sur les coupes verticales à $\Delta x = 50 \ m$, TP semble plus importante près des bords qu'à l'intérieur au niveau du sommet du nuage (Figure 4.7). Ce phénomène devient moins marqué à mesure que la résolution diminue. Afin d'obtenir un résultat plus quantitatif, des profils ont été tracés pour les bords (comme définis précédemment) mais ceux-ci diffèrent peu des profils obtenus pour l'ensemble du nuage (Figure 4.6).

TP et DP sont négatives dans certaines régions ce qui correspond à une destruction thermique de turbulence dans le cas de TP et à un transfert d'énergie vers les échelles supérieures (backscatter) dans le cas de DP.

4.2.4 Rapport d'anisotropie

Le rapport $\frac{v'^2}{w'^2}$, représentatif de l'anisotropie, a été étudié pour la référence et pour les paramétrisations aux différentes résolutions (Figure 4.8). La médiane de ce rapport est légèrement inférieure à 1 pour la référence et diminue avec la résolution horizontale. Cela signifie que les tourbillons ont une légère tendance à être étirés verticalement mais ce résultat est à prendre avec précaution dans la mesure où la grille modélisée avec le coarse-graining est anisotrope et le devient de plus en plus à mesure que la résolution horizontale est dégradée. Des valeurs du rapport d'anisotropie atteignant 0.5 et 2 sont mises en évidence par les distributions à toutes les résolutions. Des tubes de courant fortement allongés horizontalement ou verticalement (c'est à dire 5 à 10 fois plus larges que longs ou plus longs que larges) apparaissent à $\Delta x = 50 m$ mais les points associés à de tels rapports sont peu fréquents. La dispersion des distributions diminue avec la résolution et à $\Delta x = 250 m$, presque aucun point n'est associé à des rapports d'anisotropie supérieurs à 5.



FIGURE 4.6 – Profils verticaux moyens des termes source et puits du bilan de TKE dans le nuage à $\Delta x = 50 m$, $\Delta x = 100 m$ et $\Delta x = 250 m$.



FIGURE 4.7 – Coupes verticales de $\overline{w'\theta'_l}$ pour $\Delta x = 50 \ m$, $\Delta x = 100 \ m$, $\Delta x = 250 \ m$ et $\Delta x = 500 \ m$ pour REF, CBR et MOENG.

4.3 Comparaison flux de référence/flux paramétrés

Dans cette section, les flux turbulents de référence calculés à partir de la LES sont caractérisés à différentes résolutions horizontales (50, 100, 250 et 500 m) et l'efficacité des paramétrisations CBR et MOENG est évaluée en mode diagnostique "offline" pour les différents flux. Les coefficients $C_{\Delta x}$ utilisés pour la paramétrisation de Moeng valent respectivement $3\Delta x^2/12$, $4\Delta x^2/12$, $5\Delta x^2/12$ et $6\Delta x^2/12$ pour les résolutions $\Delta x = 50 m$, $\Delta x = 100 m$, $\Delta x = 250 m$ et $\Delta x = 500 m$.

Les résultats pour les flux $\overline{w'r'_{np}}$ et $\overline{w'\theta'_l}$ étant généralement similaires (avec une opposition de signe), seul le flux $\overline{w'\theta'_l}$ sera commenté. De même, étant donné que les résultats pour $\overline{u'r'_{np}}$ et $\overline{v'r'_{np}}$, pour $\overline{u'\theta'_l}$ et $\overline{v'\theta'_l}$, pour $\overline{u'w'}$ et $\overline{v'w'}$ et pour $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ sont similaires, seuls $\overline{u'\theta'_l}$, $\overline{u'r'_{np}}$, $\overline{u'w'}$ et $\overline{u'^2}$ seront commentés. Les résultats obtenus avec les distributions à $\Delta x = 250 \ m$ et $\Delta x = 500 \ m$ de résolution sont proches et seules les distributions tracées pour la résolution $\Delta x = 250 \ m$ de résolution sont proches et seules les distributions tracées à la résolution $\Delta x = 50 \ m$ seront montrées.

4.3.1 Comparaison avec la population de nuages convectifs profonds à l'échelle hectométrique

Dans cette section, les résultats obtenus pour le cumulus congestus à $\Delta x = 250 \ m$ et $\Delta x = 500 \ m$ de résolution et ceux qui étaient obtenus dans les nuages convectifs profonds à l'échelle hectométrique sont comparés (Figures 4.10, 4.11, 4.12).

Tout d'abord, il est intéressant de remarquer que les distributions des flux thermodynamiques et des flux dynamiques obtenues pour le cumulus congestus sont systématiquement cohérentes avec celles qui étaient obtenues en dessous de 5 km d'altitude pour la simulation de convection profonde (c'est aussi le cas des moyennes et des écarts-types).

Flux thermodynamiques verticaux

Concernant les flux thermodynamiques verticaux, des zones à contre-gradient sont visibles dans la partie supérieure du nuage pour $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ (Figure 4.9, là où CBR et la référence sont en opposition de signe). La paramétrisation CBR reproduit la forme des distributions de façon imparfaite pour les flux thermodynamiques verticaux (Figure 4.10) ce qui est cohérent avec la présence des zones à contre-gradient.

Flux thermodynamiques horizontaux et covariances dynamiques

Pour les flux thermodynamiques horizontaux et les covariances dynamiques à la résolution $\Delta x = 250 \ m$, CBR sur-estime la dispersion au dessus de z=3.5 km mais la sous-estime en dessous de cette altitude (Figure 4.11). Ce résultat n'était pas obtenu pour la simulation de convection profonde où CBR sous-estimait la dispersion à toutes les altitudes. Cela s'explique par le fait qu'une résolution plus lâche était considérée. La paramétrisation de Moeng, de son coté, reproduit correctement les variations de la dispersion avec l'altitude.

Un autre défaut de la paramétrisation CBR est que celle-ci modélise une dispersion plus forte pour les flux $\overline{u'w'}$ et $\overline{v'w'}$ que pour le flux $\overline{u'v'}$ tandis que les dispersions des distributions de référence sont équivalentes pour ces trois flux (Figure 4.11). Cela signifie que les erreurs commises par la paramétrisation CBR sur la dispersion pour les covariances dynamiques ne pourraient pas être corrigées par l'application d'un même coefficient multiplicatif aux trois covariances.

Variances dynamiques et rapport d'anisotropie

Concernant les variances dynamiques, la dispersion pour la variance $\overline{w'^2}$ est plus forte que pour les variances $\overline{w'^2}$ et $\overline{v'^2}$ et cet effet est plus marqué à la résolution $\Delta x = 500 \ m$ qu'à la résolution $\Delta x = 250 \ m$ (Figure 4.12). Les variances représentées par la paramétrisation CBR restent d'intensités égales quelle que soit la résolution considérée. Cela signifie qu'elle ne représente pas les différences obtenues sur la dispersion entre la variance verticale et les variances horizontales aux résolutions $\Delta x = 250 \ m$ et $\Delta x = 500 \ m$. La paramétrisation de Moeng, de son coté, ne permet pas d'obtenir à la fois les bonnes intensités pour $\overline{w'^2}$ et pour les variances horizontales aux résolutions $\Delta x = 250 \ m$ et $\Delta x = 500 \ m$ à moins de régler les coefficients multiplicatifs des variances horizontales et des variances verticales différemment.

L'étude du rapport $\frac{\overline{w'^2}}{\overline{w'^2}}$ donne des résultats cohérents avec ceux qui viennent d'être présentés (Figure 4.8). La paramétrisation CBR est trop isotrope tandis que la paramétrisation de Moeng est trop anisotrope et ce défaut s'intensifie avec la diminution de la résolution. Les défauts de la paramétrisation de Moeng sont visibles à 250 m de résolution alors qu'ils n'apparaissaient qu'à partir de 1 km de résolution dans l'étude du chapitre précédent. Cela est cohérent avec le fait qu'un plus petit nuage est considéré ici.

Corrélations et RMSE

Concernant le calcul des scores, les résultats étendent certaines des conclusions du chapitre précédent aux résolutions plus fines (Figure 4.16) : la paramétrisation de Moeng obtient systématiquement les meilleurs scores pour les flux thermodynamiques verticaux tandis que, pour les autres flux, les scores obtenus dépendent de la résolution considérée avec un meilleur comportement de la paramétrisation de Moeng aux résolutions les plus fines et l'inverse aux résolutions les plus lâches.

Cependant, les résultats sont différents sur certains points.

Tout d'abord, les coefficients de corrélation calculés entre la paramétrisation de Moeng et la référence pour les flux thermodynamiques verticaux sont supérieurs à ceux qui étaient obtenus au chapitre précédent.

En ce qui concerne les flux thermodynamiques horizontaux et les covariances dynamiques, des coefficients de corrélation faibles (< 0.4) sont systématiquement calculés y compris pour le flux horizontaux de température potentielle liquide ce qui n'était pas le cas dans l'étude du chapitre précédent.

Par ailleurs, CBR obtient de meilleurs scores que MOENG à $\Delta x = 500 \ m$ de résolution ce qui correspond à des échelles plus fines que celles à partir desquelles CBR obtenait de meilleurs scores que MOENG dans l'étude du chapitre précédent (à $\Delta x = 2 \ km$ pour le flux horizontal d'eau totale non précipitante et deux des trois flux dynamiques). Ces différences pourraient être dues aux différences de taille entre les systèmes convectifs considérés.

Concernant les variances dynamiques, MOENG obtient de meilleurs scores que CBR aux résolutions très fines ($\Delta x = 100 \ m$ et $\Delta x = 50 \ m$) tandis que, dans le chapitre précédent, CBR obtenait systématiquement de meilleurs scores pour ces flux.

Nous allons maintenant nous intéresser aux différences entre les résolutions hectométrique $(\Delta x = 250 \ m \text{ et } \Delta x = 500 \ m \text{ qui permettaient d'effectuer des comparaisons avec la simulation de convection profonde) et décamétriques (<math>\Delta x = 50 \ m \text{ et } \Delta x = 100 \ m$ pour lesquelles les paramétrisations seront diagnostiquées sur les bords des nuages).

4.3.2 Différences entre les échelles hectométriques et l'échelle décamétrique

Lorsque les échelles étudiées sont plus fines ($\Delta x = 50 \ m$ et $\Delta x = 100 \ m$), les valeurs négatives de $\overline{w'\theta'_l}$ sont concentrées sur les bords du nuage sur les coupes verticales (Figure 4.9). Les zones à contre-gradient pour $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ sont plus discrètes aux résolutions $\Delta x = 50 \ m$ et $\Delta x = 100 \ m$ qu'elles ne l'étaient aux résolutions plus lâches.

Toujours sur les coupes verticales, la paramétrisation CBR représente des variances négatives à fine résolution ce qui n'est pas physique. Ce problème a été discuté dans la thèse d'Antoine Verrelle et peut être corrigé en augmentant une des constantes multiplicatives intervenant dans leurs expressions (Redelsperger and Sommeria, 1981).

Les distributions des flux de référence aux résolutions $\Delta x = 50 \ m$ et $\Delta x = 100 \ m$ ont la même forme que celles qui étaient obtenues aux résolutions $\Delta x = 250 \ m$ et $\Delta x = 500 \ m$ (Figures 4.10,4.11,4.12). Leur dispersion est légèrement plus forte aux résolutions plus fines ce qui est lié au fait que le nombre de points considéré est plus important.

Concernant les paramétrisations, la paramétrisation CBR surestime systématiquement la dispersion aux résolutions $\Delta x = 50 \ m$ et $\Delta x = 100 \ m$ tandis que la paramétrisation de Moeng reproduit les distributions des flux de référence avec la même précision qu'aux résolutions plus lâches.

Les distributions des variances dynamiques ont toujours une dispersion plus forte pour $\overline{w'^2}$ que pour les autres variances mais cet effet est atténué à ces résolutions plus fines (il était aussi moins marqué à $\Delta x = 250 \ m$ de résolution qu'à $\Delta x = 500 \ m$ de résolution). Le rapport d'anisotropie est aussi mieux représenté par les paramétrisation aux résolutions plus fines.

Les flux turbulents vont maintenant être étudiés en considérant uniquement les bords du nuage grâce à la méthode présentée en section 1.1.1.

4.3.3 Caractérisation des flux turbulents et évaluation des paramétrisations aux bords des nuages

Les résultats à la résolution $\Delta x = 100 \ m$ pour un bord intérieur de 100 m d'épaisseur sont similaires à ceux obtenus à la résolution $\Delta x = 50 \ m$ pour un bord intérieur de 50 m d'épaisseur tandis que les champs à $\Delta x = 250 \ m$ et $\Delta x = 500 \ m$ de résolution ne sont pas utilisables pour ce diagnostic. Les résultats à la résolution $\Delta x = 50 \ m$ pour un bord intérieur de 50 m d'épaisseur seront donc les seuls à être présentés.

Flux thermodynamiques

A la résolution $\Delta x = 50 \ m$, les flux thermodynamiques de référence sont légèrement plus élevés près des bords du nuage qu'à l'intérieur de ce dernier (en excluant les bords). Les formes des distributions pour $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{u'\theta'_l}$ sont similaires entre l'intérieur du nuage et ses bords et sont proches de celles qui étaient obtenues dans l'ensemble du domaine (Figure 4.13). Les paramétrisations de Moeng et CBR donnent des résultats équivalents entre l'intérieur du nuage, ses bords et l'ensemble du domaine, avec de meilleurs résultats pour MOENG.

Flux dynamiques

La dispersion des distributions pour les covariances dynamiques et pour les variances dynamiques est moins forte dans les bords du nuage qu'à l'intérieur de ce dernier (Figure 4.14). Ce résultat est cohérent avec le fait que le cœur de l'ascendance convective est principalement situé dans l'intérieur du nuage. Par ailleurs, la dispersion des distributions augmente moins fortement avec l'altitude pour les bords du nuage que pour l'intérieur ce qui est cohérent avec le fait que l'ascendance convective est plus forte au dessus de $z = 3 \ km$ qu'elle ne l'est en dessous de cette altitude.

Les résultats obtenus avec les paramétrisations conduisent, encore une fois, à des conclusions similaires entre les bords du nuage, l'intérieur du nuage et l'ensemble du domaine.

Rapport d'anisotropie

Pour $\Delta x = 50 \ m$ et $\Delta x = 100 \ m$, la médiane de référence est plus faible dans les bords du nuage qu'à l'intérieur de ce dernier (Figure 4.15) ce qui signifie que les tourbillons sont plus étirés verticalement près des bords. CBR ne modélise pas cette diminution de la médiane près des bords tandis que MOENG la surestime. La dispersion est la même dans les bords du nuage et à l'intérieur du nuage pour la référence et pour la paramétrisation de Moeng tandis que la paramétrisation CBR est plus isotrope dans le bord du nuage qu'à l'intérieur à $\Delta x = 100 \ m$ de résolution.

Corrélations et RMSE sur les bords

Les coefficients de corrélations sur les bords du cumulus congestus pour les flux thermodynamiques sont légèrement inférieurs à ceux obtenu dans l'ensemble du nuage dans le cas des flux verticaux et légèrement supérieurs dans le cas des flux horizontaux (Figure 4.17). Pour les covariances dynamiques, MOENG et CBR obtiennent des résultats équivalents sur les bords et dans l'ensemble du nuage. Finalement, en ce qui concerne les variances dynamiques, MOENG et CBR ont tous deux des coefficients de corrélation avec la référence moins élevés sur les bords du nuage.

Les différences obtenues entre les scores sur l'ensemble du nuage et sur les bords sont assez faibles et n'impactent pas les conclusions générales.



FIGURE 4.8 – Distributions verticales du rapport $\frac{\overline{v'^2}}{w'^2}$ aux résolutions $\Delta x = 50 \ m$, $\Delta x = 100 \ m$, $\Delta x = 250 \ m$ et $\Delta x = 500 \ m$ pour REF, CBR et MOENG et pour l'ensemble du domaine. Les points pour lesquels $\overline{w'^2}$ est inférieur à $10^{-3} \ m^2 s^{-2}$ ont été filtrés.



FIGURE 4.9 – Coupes verticales de $\overline{w'\theta'_l}$ pour $\Delta x = 50 \ m$, $\Delta x = 100 \ m$, $\Delta x = 250 \ m$ et $\Delta x = 500 \ m$ pour REF, CBR et MOENG.



FIGURE 4.10 – Distributions verticales de $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{u'\theta'_l}$ pour à $\Delta x = 50 m$ et $\Delta x = 250 m$ pour REF, CBR et MOENG et pour l'ensemble du domaine.



FIGURE 4.11 – Distributions verticales de $\overline{u'w'}$ et $\overline{u'v'}$ à $\Delta x = 50 m$ et $\Delta x = 250 m$ pour REF, CBR et MOENG et pour l'ensemble du domaine.



FIGURE 4.12 – Distributions verticales de $\overline{w'^2}$ et $\overline{u'^2}$ à $\Delta x = 50 m$ pour REF, CBR et MOENG à $\Delta x = 50 m$ et $\Delta x = 250 m$ pour l'ensemble du domaine.



FIGURE 4.13 – Distributions verticales de $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{u'\theta'_l}$ à $\Delta x = 50 m$ pour REF, CBR et MOENG dans le bord du nuage et l'intérieur du nuage.



FIGURE 4.14 – Distributions verticales de $\overline{w'^2}$ et $\overline{u'w'}$ à $\Delta x = 50 m$ pour REF, CBR et MOENG dans le bord du nuage et l'intérieur du nuage.



FIGURE 4.15 – Distributions verticales du rapport $\frac{v'^2}{w'^2}$ dans un bord intérieur pour $\Delta x = 50 m$ et $\Delta x = 100 m$ pour REF, CBR et MOENG dans le bord du nuage et l'intérieur du nuage.



FIGURE 4.16 – Coefficients de corrélation point par point et RMSE entre la référence et les paramétrisations de MOENG et CBR aux résolutions $\Delta x = 50 m$, $\Delta x = 100 m$, $\Delta x = 250 m$ et $\Delta x = 500 m$ pour les différents flux et pour l'ensemble du nuage.



FIGURE 4.17 – Coefficients de corrélation point par point et RMSE entre la référence et les paramétrisations de MOENG et CBR aux résolutions $\Delta x = 50 m$ et $\Delta x = 100 m$ et pour les différents flux aux bords du nuage

4.4 Conclusion

Flux de référence

Dans ce chapitre, les flux turbulents ont été caractérisés aux résolutions $\Delta x = 50 \ m$, 100 m, 250 m et 500 m en utilisant la même méthode de filtrage par boites que dans Strauss et al. (2019). Un diagnostic a montré qu'aucun filtrage vertical n'était nécessaire dans la mesure où la résolution verticale a peu d'impact sur les flux de référence.

L'étude de la partition entre la TKE sous maille et la TKE résolue a ensuite montré qu'il était intéressant d'étudier des résolutions plus fines que $\Delta x = 250 \ m$ dans le cas d'un cumulus congestus dans la mesure où plus de la moitié de la TKE est sous-maille à cette résolution. La turbulence sous-maille à ces échelles est majoritairement d'origine dynamique avec une production thermique qui est minoritaire à $\Delta x = 250 \ m$ de résolution et qui le devient de plus en plus à mesure que la résolution s'affine.

À $\Delta x = 50 \ m$ et $\Delta x = 100 \ m$, les flux thermodynamiques sont très légèrement plus forts sur les bords du cumulus congestus qu'ils ne le sont à l'intérieur de ce dernier tandis que les flux dynamiques sont plus forts à l'intérieur du nuage et plus faibles sur ses bords. Ces résultats sont cohérents dans la mesure où les gradients des variables thermodynamiques sont forts à l'interface tandis que le cœur de l'ascendance convective est situé à l'intérieur du nuage.

La dispersion des distributions du rapport d'anisotropie est la même à l'intérieur du nuage et sur ses bords à ces résolutions avec une très légère diminution de la médiane sur les bords qui indique que les tourbillons y sont légèrement plus allongés sur la verticale qu'ils ne le sont à l'intérieur du nuage.

Impact de la résolution

De manière générale, avec l'augmentation de la résolution, les résultats obtenus avec MOENG s'améliorent tandis que les résultats obtenus avec CBR se dégradent. Les résolutions plus grossières à partir desquelles CBR devient plus efficace que MOENG sont plus fines qu'elles ne l'étaient dans l'étude du chapitre précédent ($\Delta x = 500 \ m$ contre $\Delta x = 2 \ km$) ce qui s'explique par le fait qu'un plus petit nuage est considéré ici (de plus petites structures sont donc étudiées).

Diagnostic des paramétrisations sur les bords et à l'intérieur du nuage

Les paramétrisations fournissent des résultats équivalents aux bords du nuage, à l'intérieur de ce dernier (en excluant les bords) et dans l'ensemble du nuage.

Représentation de la dispersion

Pour tous les flux, la dispersion des distributions représentée par CBR est trop forte aux résolutions les plus fines. Les variations avec l'altitude de la dispersion des distributions de référence sont aussi mal reproduites pour certains flux. Il est possible que la longueur de mélange BL89, adaptée à la méso-échelle, prenne des valeurs trop fortes aux résolutions étudiées ici. Pour le flux $\overline{u'\theta'_l}$ à la résolution $\Delta x = 50 \ m$ (un cas pour lequel ces erreurs étaient particulièrement visibles), l'utilisation d'une longueur de mélange constante égale à la résolution horizontale Δx permet de réduire la dispersion (non montré).

Les variations de la dispersion avec la résolution sont un moins bon indicateur pour la paramétrisation de Moeng car elles dépendent du choix du coefficient $C\Delta x$. Les variations de la dispersion avec l'altitude sont généralement bien représentées par cette paramétrisation.

Représentation des différents flux turbulents

Pour les flux thermodynamiques verticaux, la paramétrisation de Moeng fournit de bons résultats tandis que la paramétrisation CBR représente parfois des flux thermodynamiques verticaux en opposition de signe avec les flux de référence dans la partie supérieure du nuage. Ce résultat implique l'existence de zones à contre-gradient semblables à celles qui ont été mises en évidence dans la thèse d'Antoine Verrelle et dans Strauss et al. (2019).

Pour les flux thermodynamiques horizontaux, MOENG obtient les meilleurs scores aux trois résolutions les plus fines tandis que CBR obtient des scores légèrement supérieurs à $\Delta x = 500 m$ de résolution. Dans tous les cas, les coefficients de corrélation obtenus entre les flux paramétrés et les flux de référence ne dépassent pas 0.4. Les distributions ont une forme gaussienne et les variations de la dispersion avec l'altitude sont mieux reproduites avec la paramétrisation de Moeng qu'avec la paramétrisation CBR. La paramétrisation de Moeng représente mal certaines structures obtenues sur les coupes des flux de référence aux résolutions les plus lâches. L'expression calculée par Chow et al. (2005) pour le terme de Léonard comprend un terme en produit de gradients verticaux qui est négligé dans Moeng (2014). La contribution de ce terme a été évaluée pour le flux $\overline{u'\theta'_l}$ à la résolution $\Delta x = 50 m$. Celle-ci n'est pas négligeable mais l'ajout de ce terme dégrade les résultats.

Dans le cas des flux dynamiques, MOENG obtient, encore une fois, les meilleurs scores aux trois résolutions les plus fines tandis que CBR fournit de meilleurs résultats à $\Delta x = 500 m$ de résolution. Les coefficients de corrélations obtenus pour les deux paramétrisations ne dépassent pas 0.3. Les variations de la dispersion des distributions avec l'altitude sont mieux reproduites par MOENG que par CBR mais, comme dans le cas des flux thermodynamiques horizontaux, les structures visibles sur les coupes verticales pour le flux de référence sont mal reproduites par MOENG pour $\overline{u'w'}$ et $\overline{v'w'}$. CBR sur-estime plus fortement la dispersion pour $\overline{u'w'}$ et $\overline{v'w'}$ que pour $\overline{u'v'}$.

En ce qui concerne les variances dynamiques, CBR fournit les meilleurs résultats aux résolutions $\Delta x = 250 \ m$ et $\Delta x = 500 \ m$ mais MOENG obtient de meilleurs scores aux résolutions $\Delta x = 50 \ m$ et $\Delta x = 100 \ m$ ce qui fait de MOENG la meilleure paramétrisation pour tous les flux aux résolutions très fines (50 m et 100 m).

Concernant le rapport d'anisotropie, la dispersion des distributions est bien représentée pour les deux flux turbulents à $\Delta x = 50 m$ tandis qu'aux résolutions plus lâches, CBR est trop isotrope et MOENG est trop anisotrope. Comme dans le chapitre précédent, ces défauts s'accentuent avec la diminution de la résolution.

Dans le chapitre suivant, nous allons caractériser la dynamique et le mélange pour le cumulus congestus simulé à 5 m de résolution en portant un intérêt particulier à ses bords.

Chapitre 5

Mélange sur les bords des nuages et dynamique associée

Dans ce chapitre, la turbulence sur les bords des nuages et la dynamique de très fine échelle seront étudiées en détail à travers la simulation du cumulus congestus à 5 m de résolution. Un article soumis à Journal of the Atmospheric Sciences visant a étudier la nature de la turbulence sur les bords du cumulus congestus et analysant des processus dynamiques ayant un impact sur le mélange est d'abord introduit avec quelques compléments. Ensuite, nous répertorierons les différentes instabilités qui ont été rencontrées durant l'étude du cumulus congestus. Finalement, des traceurs lagrangiens seront utilisés pour quantifier les échanges entre le nuage et son environnement.

5.1 Présentation de l'article

La représentation des cumulus dans les modèles atmosphériques est un problème de premier ordre pour les simulations climatiques et la prévision numérique du temps. La recherche dans ce domaine est très active dans la mesure où leur dynamique est encore mal comprise. Le fort impact des échanges avec l'environnement sur la dynamique des nuages convectifs est connu (De Rooy et al., 2013) mais le traitement de ces processus dans les modèles reste imparfait. La compréhension des effets dynamiques et thermodynamiques qui pilotent ces échanges est si limitée que Romps and Kuang (2010) proposent de considérer l'entraînement dans les nuages comme un phénomène aléatoire et d'utiliser des méthodes stochastiques. Par ailleurs, l'enveloppe subsidente participant à la compensation du flux de masse ascendant des nuages convectifs a récemment fait l'objet d'études spécifiques car elle se révèle importante dans le processus d'entraînement (Dawe and Austin, 2011a).

Les simulations généralement utilisées pour l'étude des phénomènes s'établissant à l'interface nuage/environnement ont encore des résolutions trop lâches pour pleinement résoudre la dynamique de très fine échelle. Pour pallier à ce problème, des simulations DNS sont parfois employées en complément des LES mais celles-ci ne peuvent être mises en place que sur des domaines très restreints (de l'ordre de quelques mètres) ce qui ne permet pas de simuler l'ensemble de la dynamique nuageuse.

Dans ce contexte, une simulation LES d'un cumulus congestus à 5 m de résolution semble être un bon compromis. Peu de simulations ont atteint un tel niveau de précision pour un cumulus aussi développé, le seul exemple trouvé dans la littérature étant l'étude de Hoffmann et al. (2014) qui montre qu'une résolution de 5 m permet d'étudier avec une précision satisfaisante des mécanismes encore mal compris comme les effets du refroidissement évaporatif.

L'étude débute par une présentation de la dynamique nuageuse obtenue pour le cumulus congestus finement simulé. Un cœur ascendant de forte flottabilité et à fort contenu en eau constitue la partie supérieure du nuage. Il contient des tourbillons de circulation toroïdale d'approximativement 500 m de diamètre. Le nuage est incliné dans le sens du vent moyen et précipite à l'aval. Aux altitudes inférieures, des flottabilités et des vitesses verticales négatives apparaissent à l'intérieur du nuage et sur ses bords.

L'introduction d'une partition permet de distinguer quatre zones : les bords intérieurs du nuage qui ont une épaisseur de 50 m, l'intérieur du nuage (sans les bords), les bords extérieurs du nuage qui ont une épaisseur de 150 m et l'environnement lointain au delà de 150 m.

Celle-ci est d'abord utilisée pour étudier le flux de masse vertical. Au dessus de z=3.5 km, le flux de masse ascendant se situe principalement à l'intérieur du nuage. En dessous, il se situe à la fois à l'intérieur du nuage et dans les bords intérieurs. L'utilisation de bords extérieurs de différentes tailles montre que le flux de masse subsident ne compense qu'une faible partie du flux de masse ascendant au voisinage du nuage tandis que cette proportion devient plus importante pour des bords extérieurs plus larges. Aux altitudes du cœur ascendant, plus de 2/3 du flux de masse ascendant est compensé dans une enveloppe extérieure de 500 m d'épaisseur.

Par la suite, un diagramme thermodynamique similaire à ceux introduits par Park et al. (2017) tracé à z=3.5 km d'altitude met en évidence une inversion de la flottabilité dans les bords intérieurs et dans les bords extérieurs du nuage.

La partition est finalement employée pour tracer des distributions des vitesses verticales et de la flottabilité qui montrent que les valeurs négatives de ces dernières sont principalement situées aux bords. Le cœur ascendant du nuage apparaît comme étant continuellement alimenté en air chaud et humide en provenance des altitudes inférieures et l'enveloppe subsidente présente une signature sur les distributions des bords extérieurs avec des vitesses verticales négatives plus fortes que dans l'environnement lointain.

Les processus physiques présents sur les bords du nuage sont ensuite comparés à des observations et à des résultats de simulations issues d'études antérieures. Des profils horizontaux caractérisent une enveloppe subsidente qualitativement similaire à celles qui ont été simulées et observées pour des nuages moins développés (Heus and Jonker, 2008; Katzwinkel et al., 2014). Elle est peu turbulente en dehors du nuage.

Les tourbillons de circulation toroïdale qui ont été simulés sont très similaires à ceux observés par Damiani et al. (2006) et Wang and Geerts (2015). La circulation toroïdale a un fort impact sur les flux turbulents résolus.

La simulation NOCOOL pour laquelle le refroidissement dû à l'évaporation de l'eau nuageuse est coupé entre la 2e minute et la 4e minute est ensuite comparée à la simulation de référence CTRL. Dans les bords intérieurs, les fréquences d'occurrence des vitesses verticales et les flottabilités négatives sont plus faibles pour la simulation NOCOOL que pour la simulation CTRL. Dans les bords extérieurs, la suppression du refroidissement évaporatif diminue les fréquences d'occurrence associées aux flottabilités négatives tout en augmentant celles associées aux flottabilités positives. Tout d'abord, ces résultats indiquent que les effets de refroidissement évaporatif jouent un rôle dans la dynamique des bords du nuage. Ensuite, ils montrent ces derniers contribuent à l'inversion de la flottabilité. Cette conclusion est différente de celle de Park et al. (2017) pour des cumulus peu profonds. De plus, le diagramme thermodynamique obtenu pour la simulation NOCOOL est différent de celui qui était obtenu pour la simulation CTRL tandis que Park et al. (2017) obtenaient des diagrammes très similaires pour leurs simulations avec et sans refroidissement évaporatif. Le diagramme obtenu pour la simulation NOCOOL semble, en effet, être impacté par un mélange entre des parcelles environnementales et nuageuses. Un calcul montre qu'il est possible que les effets de refroidissement évaporatif soient à l'origine de la disparition, dans la simulation CTRL, des lignes de mélange obtenues dans la simulation NOCOOL. Ces résultats indiquent que les effets de refroidissement évaporatif contribuent à l'inversion de la flottabilité présente sur les bords du cumulus congestus. Une autre différence avec l'étude de Park et al. (2017) est que l'ascendance et les subsidences compensatoires sont renforcées dans la simulation NOCOOL tandis que Park et al. (2017) trouvaient que le refroidissement évaporatif intensifiait la convection.

Les bilans de température indiquent que la contribution du refroidissement évaporatif est plus marquée sur les bords du nuage et dans son sillage. Le terme de flottabilité du bilan des vitesses verticales est localement négatif dans ces régions. Dans la simulation NOCOOL, les zones pour lesquelles le terme de flottabilité est négatif sont moins étendues et l'impact positif du réchauffement par condensation est plus fort. Ces résultats montrent que les effets de refroidissement évaporatif correspondent à un "grignotage" de petite échelle qui fait chuter la flottabilité sur les bords du nuage et dans son sillage.

Les bilans montrent aussi que l'enveloppe subsidente de grande échelle (située plus loin des bords) est alimentée par une contribution négative du terme de pression associée à la perturbation de l'environnement par la pénétration du nuage.

La dernière partie de l'article consiste en une étude qualitative de tourbillons présents sur les bords du nuage. Un tourbillon de circulation toroïdale est d'abord étudié. Sa dynamique contribue à la compensation du flux de masse dans l'enveloppe locale et la signature d'effets d'engouffrement apparaît sur différents champs à sa base. La structure du tourbillon de circulation toroïdale diffère peu entre les simulations NOCOOL et CTRL mais les effets de refroidissement évaporatif ont un impact sur le parcours des parcelles entrainées.

Des subsidences causées ou intensifiées par les effets de refroidissement évaporatif sont présentes au sommet du nuage. Elles sont peu nombreuses et parcourent des distances relativement courtes ce qui les rend différentes des subsidences pénétrantes théorisées par Emanuel et al. (1994). Au sommet du nuage, des tourbillons ayant une forme typique des ondes de Kelvin-Helmoltz sont visibles. Ceux-ci ont un diamètre d'approximativement 100 m et un sens de rotation opposé à celui des tourbillons de circulation toroïdale situé en dessous d'eux.

5.2 Article

Generated using the official AMS $\ensuremath{\texttt{LATEX}}\xspace$ template v5.0

1	Dynamics of the Cloud-Environment Interface and turbulence effects in a
2	LES of a growing cumulus congestus
3	Clément Strauss*
4	CNRM, Université de Toulouse, Météo-France, CNRS, Toulouse, France.
5	Didier Ricard
6	Christine Lac

⁷ **Corresponding author*: Author name, email address

ABSTRACT

A large-eddy simulation of a cumulus congestus has been performed with a 5-m resolution in 8 order to examine the fine-scale dynamics and mixing on its edges. Concerning cloud dynamics, 9 the modeled toroidal circulation and subsiding shell are close to those obtained in previous obser-10 vational and numerical studies. Toroidal circulation eddies have a strong signature on the resolved 11 turbulent fluxes, emphasizing their importance in the exchanges between the cloud and its en-12 vironment. The subsiding shell breaks down into a local envelope composed of the cloud-edge 13 downdrafts and a larger scale circulation, more important in terms of mass flux, arising from the 14 perturbation of the environment by the cloud. 15

¹⁶ A partition is used to characterize the dynamics, buoyancy and turbulence of the inner and outer ¹⁷ edges of the cloud, the cloud interior and the far environment. On the edges of the cloud, down-¹⁸ drafts caused by the eddies and evaporative cooling coexist with a buoyancy reversal while the ¹⁹ cloud interior is mostly rising and positively buoyant. At 5-m resolution, the dynamical produc-²⁰ tion of subgrid turbulence clearly dominates over the thermal production.

An alternative simulation, where evaporative cooling is suppressed, indicates that this process mostly occurs near the edges of the cloud and causes a decrease of the convective circulation. Evaporative cooling has an impact on the buoyancy inversion and on the fate of the engulfed air inside the cloud , but it does not impact significantly the dynamic of the largest eddies.

2

1. Introduction

In order to parametrize convection for large-scale models and turbulence for finer scale models correctly, it is important to understand dynamics driving mixing between convective clouds and their environment in the best possible way. However, a precise picture of the mixing characteristics is still missing and studies of fundamental understanding and parametrization of entrainment/detrainment in convective clouds remain an active field of research (De Rooy et al. 2013).

In deep convective clouds, the main turbulence occurs in the updraft core as shown by Verrelle 31 et al. (2017) using large-eddy simulation (LES) at 50-m resolution. They also demonstrated that 32 the commonly used eddy-diffusivity turbulence approach in mesoscale models underestimated the 33 thermal production of subgrid turbulent kinetic energy (TKE) and did not enable the counter-34 gradient structures (Deardorff 1966) to be reproduced. In contrast, the approach proposed by 35 Moeng (2014), parameterizing the subgrid vertical thermodynamical fluxes in terms of horizontal 36 adients of resolved variables, reproduced these characteristics and limited the overestimation 37 of vertical velocity. Strauss et al. (2019), considering the same LES resolution, generalized the 38 results to the vertical and horizontal heat and moisture fluxes over the entire cloud life cycle. This 39 new type of turbulence closure is beginning to attract attention in the scientific community (Hanley 40 et al. 2019). 41

The next step is now to characterize the mixing at cloud edges in order to parameterize the turbulence in mesoscale models and to improve the entrainment/detrainment parameterization in synoptic-scale models. This supposes to refine the LES reference in order to resolve the main part of the eddies at the cloud edges. Following Bryan et al. (2003), a phenomenon occurring in the atmosphere is correctly represented by a LES when the mesh size is approximately 100 times smaller than its characteristic scale. A cumulus congestus with a diameter of a few kilometers

is therefore adequately simulated by a LES employing a resolution of 50 m. However, the large 48 eddies observed on the edges of cumulus clouds with diameters ranging from about 100 m to 10 500 m (Damiani et al. 2006) necessitate finer grids. Stevens et al. (2005) showed that a grid 50 resolution in the order of 10 m was necessary to obtain converging statistics in shallow cumulus 51 clouds. A sensitivity test to resolutions ranging from 10 m to 80 m horizontally and from 5 to 40 m 52 vertically showed that new scales of motion appeared with each doubling of the resolution and that 53 the finest-grid simulation resolved the eddies responsible for lateral and penetrative entrainment. 54 the same way, Matheou et al. (2011) obtained statistical convergence for a resolution of 20 m in In 55 case of non-precipitating cumulus. Their study revealed negative buoyancy surfaces surrounding а 56 simulated cumulus on horizontal cross-sections. Those surfaces significatively increased with a 57 doubling of the resolution from 40 m to 20 m. 58

Pioneers in idealized simulation of cumulus clouds with a very fine-scale resolution were Klaassen and Clark (1985) and Grabowski and Clark (1991, 1993a) who studied the development of instabilities on the edges of cumulus clouds but two of their three studies were in 2D. They depicted instabilities of dynamic origin with a low impact of environmental wind shear (Grabowski and Clark 1993b).

More recently, Hoffmann et al. (2014) combined observations from the CARRIBA campaign, 64 LES at 5-m resolution and direct numerical simulations (DNS) to analyze entrainment and mixing 65 in shallow cumulus clouds and to measure the shortcomings of each approach. They showed that 66 evaporative cooling effects and dissipation rates were correctly reproduced by the LES, while the 67 intermittency of small-scale turbulence was not well resolved. Idealized DNS studies of cumulus 68 cloud edges should indeed be a way to study mixing on cumulus edges with a very good precision, 69 as already done to study evaporative cooling effects (Abma et al. 2013) or microphysical consider-70 ations (Kumar et al. 2012, 2013, 2014, 2017). However, the limitations in computing power only 71

⁷² allow these DNS to be performed on a piece of cloud edge suited for the study of very small-scale
⁷³ mixing. Therefore, a LES of 5-m resolution around a cumulus congestus appears to be a good
⁷⁴ compromise to study turbulence effects on the edges of convective clouds by simulating the entire
⁷⁵ cloud.

To parametrize convection in large-scale models, an ensemble of convective clouds can be rep-76 resented as an entraining plume rising through the atmosphere. However, some difficulties are 77 ncountered in the parametrization of entrainment in these plumes. More theoretical studies foeı 78 cused on the best possible representation of cloud physics lean toward a model of a rising bubble leaving behind and detraining into a turbulent wake as first proposed by Blyth (1993). Such a cloud 80 resents a high pressure area near its top that stands relatively undiluted and contains a toroidal 81 rculation detraining on its sides as it entrains near its rear (Zhao and Austin 2005; Moser and 82 Lasher-Trapp 2017). Strong observational evidences of the toroidal circulations have been brought 83 recently (Damiani et al. 2006; Damiani and Vali 2007; Wang and Geerts 2015) reinforcing this 84 view of clouds dynamics. 85

A lot of questions important for entrainment parametrization surround the mechanisms that lead 86 to the dilution of the cloud by environmental air. How does the altered nature of the near cloud en-87 vironment protect it from dilution (Romps 2010) and what are the interactions between the cloud 88 and its detrained air (Yeo and Romps 2013)? The mechanisms by which the cloud core is kept 89 highly buoyant are still poorly known. It is shielded by its surroundings (Hannah 2017), entraining 90 "strong" parcels and shedding "weak" parcels (Zhao and Austin 2005; Hannah 2017). Is entrain-91 ment a continuous phenomenon dominated by small-scale nibbling or a discrete phenomenon 92 dominated by large-scale engulfment (Moser and Lasher-Trapp 2017), and to what extend does 93 entrained air reach the cloud core?

Around cumulus clouds, the environment compensates for the cloud upward mass flux by creat-95 ing a shell of sinking air. The subsiding shell was first observed by Jonas (1990) and Rodts et al. 96 (2003). Heus and Jonker (2008) using numerical simulations highlighted a buoyancy inversion 97 that appeared to be spatially correlated to the envelope and described a thermally driven subsiding 98 shell fueled by evaporative cooling. This view is contested by Park et al. (2017) who showed that 99 evaporative cooling is not the primary factor driving subsiding shells and accompanied buoyancy 100 reversal, on the contrary to vertical convective mixing. Glenn and Krueger (2014) displayed evi-101 dences of the existence of subsiding shells for deep convective clouds in a numerical simulation. 102 Abma et al. (2013) and Nair et al. (2019) performed DNS of idealized cloud edges in which ef-103 fects of evaporative cooling spontaneously generated self-similar, Reynolds number independent 104 subsiding shells. Interpretations of their results were found consistent with fine-scale observations 105 (Katzwinkel et al. 2014). This shows that the setting up of cloud edge downdrafts fueled by evap-106 orative cooling is a mechanism that does exist but questions can be raised as to its importance on 107 a large scale. 108

Finally, the importance of evaporative cooling associated with entrainment process raises ques-109 tions. Some theories presented entrainment as a thermally driven process in which evaporative 110 cooling played an important role (Squires and Turner 1962; Paluch 1979; Emanuel 1994). Ac-111 cording to these theories, the cloud is entraining dry air at its top which, by causing the evapora-112 tion of cloudy air, created downdrafts penetrating deep inside the cumulus, altering its dynamics. 113 This vision of entrainment has been strongly contested (Grabowski and Clark 1993a; Heus et al. 114 2008) and the state of the art is leaning towards a lateral entrainment whose impact in terms of 115 evaporative cooling is still poorly known. Besides, buoyancy sorting models are widely used in 116 convection parameterization but these have certain flaws (De Rooy et al. 2013). 117
In this context, the objective of this article is to better document and understand the characteris-118 tics of the mixing at the edges of a cumulus congestus. An attempt is made to investigate the impact 119 evaporative cooling. For this purpose, a simulation of a cumulus congestus is performed with of 120 a 5-m resolution using a downscaling method. When the convective development is well estab-121 lished, dynamics and turbulence are investigated employing a partition that allows to distinguish 122 the center of the cloud from its inner and outer edges. The obtained shell and toroidal circulation 123 are characterized and compared to existing results. Finally, evaporative cooling is turned off and 124 the impact on cloud dynamics and vortices is examined, using potential temperature and vertical 125 velocity budgets. 126

The simulation carried out in this study is introduced in section 2. Section 3 presents the simu-127 lated cloud dynamics and a first attempt to characterize turbulence. Section 4 introduces a partition 128 between the cloud interior, inner edges, outer edges and the far environment employed to compare 129 distributions in the different regions. Section 5 focuses on physical processes on the edges of the 130 simulated cloud attempting to compare the results of the simulation with the state of the art. In 131 section 6, the impact of evaporative cooling on the cloud dynamics and turbulence are investigated. 132 For this purpose, two minutes of the simulation are restarted by cancelling the cooling effects re-133 lated to water phase changes. Finally, section 7 presents a qualitative study of interactions between 134 the cloud and its environment by focusing on individual eddies before concluding in section 8. 135

2. Presentation of the simulation

The model used to perform the simulation is the atmospheric non-hydrostatic Meso-NH model (Lafore et al. 1997; Lac et al. 2018) which is based on the anelastic approximation of the pseudoincompressible system of Durran (1989). It uses the C grid of Arakawa for spatial discretization, with cartesian coordinates. A fourth-order centered advection scheme is used for the momentum

components, with the explicit Runge-Kutta method (RKC4) as a time scheme. Fourth-order nu-141 merical diffusion operator is applied for the wind to damp the numerical energy accumulation in 142 the shortest wavelengths. The piecewise parabolic method (PPM) advection scheme (Colella and 143 Woodward 1984) is applied for the other components with a forward-in-time (FIT) integration. 144 These numerical schemes allow a fine effective resolution of 5 Δx (Ricard et al. 2013). Poten-145 tial temperature (noted θ) and mixing ratios (noted r) of hydrometeors and water vapor are the 146 thermodynamical prognostic variables. The ICE3 mixed-phase one moment scheme (Pinty and 147 Jabouille 1998) is used for the microphysics considering three solid (ice crystal (r_i) , snow (r_s) , 148 and graupel (r_g)) and two liquid (cloud droplets (r_c) and raindrops (r_r) hydrometeor species. The 149 turbulence scheme is a 1.5-order closure scheme (Cuxart et al. (2000) hereafter called CBR) em-150 ployed in its complete three dimensional formulation. It uses a prognostic equation for the TKE 151 and a K-gradient formulation for the parameterized turbulent fluxes. The system is closed with 152 the Deardorff (1972) mixing length, which is expressed as $L = min(\sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}, 0.76\sqrt{\frac{e}{N^2}})$ and cor-153 responds to the grid size limited by the stability, where e is the subgrid turbulent kinetic energy 154 (TKE) and N is the Brunt–Vaïssälä frequency. There is no radiation scheme, meaning that the 155 cloud mixing is not driven by radiative cooling. The surface heat fluxes are imposed and constant 156 during the simulation, equal to 200 $W.m^{-2}$ and 350 $W.m^{-2}$ for the sensible and latent heat fluxes 157 respectively. 158

¹⁵⁹ A first coarser simulation has been performed in order to produce a field of cumulus clouds. The ¹⁶⁰ domain on which this parent simulation was produced extended horizontally over 40 km x 40 km ¹⁶¹ and 20 km vertically with a 50-m horizontal resolution, a 5-m vertical resolution under the altitude ¹⁶² of 5 km with a progressive stretching above which stops when a 200-m resolution is reached ¹⁶³ (slightly above z=6.4 km). The time step was 0.125 s during 80 minutes. The lateral boundary ¹⁶⁴ conditions were cyclic. The initial conditions coming from Weisman and Klemp (1984) were ¹⁶⁵ convectively unstable with moderate wind shear, as for those presented in Strauss et al. (2019).

From this first simulation, a downscaling approach has been applied, by performing a refined simulation on a cubic domain of 5 km side with a 5-m resolution vertically and horizontally. The domain was chosen around a cumulus congestus between the 55th and the 60th minute of the parent simulation. The downscaling framework consisted in using initial and lateral boundary conditions from the parent simulation with open lateral boundary conditions refreshed every 10 seconds and temporal interpolation in between. This refined simulation is the one considered in this study (hereafter referred as CTRL simulation).

Time series of the mean values of vertical velocity, cloud water mixing ratio, subgrid TKE and total TKE (sum of resolved and subgrid TKE) over the cloudy area are displayed in Figure 1 as a function of the altitude for the duration of the refined simulation. The resolved TKE is computed as $\frac{1}{2}((u-\overline{u})^2 + (w-\overline{w})^2 + (w-\overline{w})^2)$, with \overline{u} , \overline{v} , \overline{w} horizontal averages of wind components over the simulation domain. In a similar way, the resolved turbulent fluxes (presented in section 5) are calculated as the product of the fluctuations in velocity and scalar quantities with the fluctuations being defined as the difference with the horizontal average over the domain.

The convective cloud is well present from the start of the simulation and a cloudy area extends 180 between 900 m and 4.5 km. Additionally, a thin upper cloud layer can be noticed at around 181 4600 m, which disappears after 4 min (Fig. 1c). The subgrid TKE (Fig. 1a) begins to increase 182 after approximately 100 s corresponding to the spin-up period. The onset of the subgrid TKE is 183 associated with a strong increase of the resolved TKE (Fig. 1b). Vertical velocity and cloud water 184 mixing ratio (Fig.1c and d) gradually increase as the cloud rises and develops. The cloud area also 185 thickens. The altitudes with strong values of the TKE are correlated with the altitudes of strong 186 vertical velocity. The highest values of the cloud water mixing ratio are located near the top of the 187

cloud. Although the cloud top continues to rise, we consider that after 4 minutes the spin-up period is largely finished and that the growing of the convective cloud has reached a steady-state behavior at very fine-scale resolution which can be considered as representative of the development of the cumulus cloud. The instant of 4 minutes has been selected for the diagnoses presented in this article and most of the figures that are displayed correspond to that time.

3. Presentation of the simulated cumulus congestus

194 Dynamics

Figure 2 presents cross sections of the cumulus congestus after 4 minutes of the refined simu-195 lation. Its vertical extension is about 3 km (between 1 and 4 km altitude). It extends horizontally 196 from 1.5 km to 2.5 km depending on the altitude and direction. The cloud is very fragmented and 197 elongated at low altitudes while it has a more circular shape near its top. It is slightly inclined 198 in the direction of the environmental wind, which is consistent with the presence of a moderate 199 wind shear. The wind veering gently from south-west at 2 km height to south-south-west in the 200 free troposphere introducing asymmetry between the x and y components. The cloud edges seem 20 fractal and give to the cloud a characteristic cauliflower shape. 202

The vertical cross section of vertical velocity displayed in Figure 2a reveals a wide updraft occupying most of the volume of the cloud and intensifying with altitude. It peaks at 3.5 km, approximately 500 m below the cloud top. The color scale used in this figure is deliberately made asymmetrical in order to highlight downdrafts. Between z=3.25 km and z=3.75 km, important downdrafts are observed that encompass the vertical cloud-environment interface. These downdrafts are characteristic of the toroidal circulation at cumulus top that will be discussed in section 5. Below 2.5 km, the updrafts are less intense and few patches of negative vertical velocity appear inside the cloud. In the environment, positive vertical velocity overhangs the in-cloud updraft showing that the cloud disturbs the environmental stratification as it rises. Around the rising cloud, the environmental air collapses with low values of negative vertical velocity relatively to the rate of ascent of the cloud. It will be shown later that this large volume of slowly sinking air is significant in terms of mass flux.

Figure 2 b displays the buoyancy computed as $b = g \frac{\theta_v - \overline{\theta_v}^{env}}{\overline{\theta_v}^{env}}$ where g is the gravitational accel-215 eration, θ_v is the virtual potential temperature, and $\overline{\theta_v}^{env}$ represents the mean environmental θ_v 216 at each altitude. Starting with the top and the upshear parts of the cloud, the buoyancy has the 217 strongest positive values near the cloud top and strong values near the cloud edges on the upshear 218 side of the cloud extending from slightly above the cloud base to the top. This tail following 219 the ascending core is reminiscent of the trailing stem as presented in Zhao and Austin (2005) and 220 evoked in Blyth (1993). Continuing with the lower and downshear part of the cloud interior, below 22 3.2 km weaker values of the buoyancy appear along with discrete regions of negative buoyancy 222 evocative of the turbulent wake as introduced by Blyth (1993). The negative buoyancy displayed 223 slightly above z=3 km around x=2.75 km is related to the proximity of the cloud-environment 224 interface. In contrast, the negative values below 3 km are actually present inside the cloud. These 225 buoyancy anomalies are likely to be caused by evaporative cooling effects associated with entrain-226 ment of environmental air inside the cloud. Ending with the near-cloud environment, negative 227 values of buoyancy are observed at low altitudes. They are particularly present in the downshear 228 region covering a relatively large area overhung by the upper part of the cloud while in the up-229 shear region, negative buoyancy areas stick closer to the cloud. Those could be related with Heus et al. (2008) description of subsidence outside the cloud induced by evaporation of detrained air 23 parcels. Finally, there is an area of negative buoyancy that overhangs the cloud top. This kind 232 of buoyancy inversion has been observed by Wang and Geerts (2015) and simulated by Hannah 233

(2017) who explained its presence invoking evaporative cooling at cloud top. However, it could
also be explained by an environmental response to cloud penetration as the presence of a positive
perturbation pressure above the cloud top is often documented in the literature (Zhao and Austin
2005).

Figure 2 c displays the cloud water mixing ratio in the liquid phase as no ice is present. It increases with the altitude with strong gradients at the cloud top interface. It appears to be strongly correlated with buoyancy which is coherent with Romps (2010) that argued that the liquid potential temperature and the total specific humidity are strongly negatively correlated. Liquid precipitating water mixing ratio is displayed in Figure 2 d, as graupel and snow mixing ratios are negligible. The cloud precipitates from z=4 km, near its top below the highly buoyant core, to z=1 km. Precipitation below the cloud is very weak and does not reach the ground.

At 2.5 km height, the cloud is very irregularly shaped with a strong elongation in the wind direc-245 tion (Fig. 2 e.) Strong downdrafts originating from clouds located near the lower lateral boundary 246 of the refined subdomain are visible, they will not be taken into account in the following statistical 247 analysis as they are not associated with the main cumulus congestus. A second horizontal cross-248 section at z= 3.5 km (Fig. 2 f) displays strong vertical velocity gradients inside the cloud near its 249 edges and a negative vertical velocity halo around its entire periphery. At the lower altitude of 2.5 250 km this type of halo does not appear. Downdrafts are nevertheless observed on the outer edge of 251 the cloud-environment interface at some locations. 252

253 Turbulence

Figure 3 displays vertical cross sections at y= 2.25 km of the resolved TKE, the subgrid TKE, the dynamical and thermal productions of subgrid TKE, the ratio of the subgrid TKE to the total TKE and the gradient Richardson number computed as $R_i = \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{\partial \theta_v}{\partial z} / D^2$ with $D^2 = \frac{1}{2} (D_{11}^2 + D_{22}^2 + D_{11}^2)$ D_{33}^2) + D_{12}^2 + D_{13}^2 + D_{23}^2 where D_{ij} is the deformation tensor (Grabowski and Clark 1991) for $\Delta z = 100 \text{ m}$. The resolved TKE is strongly correlated with vertical velocity. Thus, it is stronger in the upshear regions of the cloud. Its strongest values are reached above 2.5 km and its weakest ones in the downshear side of the cloud at low altitudes in regions corresponding to the turbulent wake. Ignoring values of resolved TKE below the threshold of $0.5 \text{ m}^2 s^{-2}$, low values of TKE are also present around the cloud outer edges especially in the downshear regions below 2.5 km and around the cloud top, associated with the disturbance of the environment by the rising cloud top.

The subgrid TKE is more evenly distributed between the cloud interior and its edges. It remains more important in the upper part of the cloud than in its lower part. At the exception of small areas of strong subgrid TKE locally impinging on the regions of low values of r_c , the subgrid TKE is weak in the environment except in the very close vicinity of the cloud-environment interface.

The same mask as for the total TKE (above 0.5 $m^2 s^{-2}$) is applied for the vertical cross section 268 of the ratio of the subgrid to the total TKE (Fig. 3 b). Strong values of this ratio are characteristic 269 of small eddies that are poorly resolved (when subgrid TKE is non negligible compared to total 270 TKE) or of weak turbulence (when the total TKE is low). While it is weak in the cloud interior, 271 strongest values are obtained on the edges of the cumulus congestus especially in the downshear 272 region which can be explained by a lower presence of resolved large eddies in these areas. This 273 ratio is commonly used as a measurement of the relevance of the LES employing the threshold of 27 0.2 in order to determine if most of the energetic eddies are resolved. As a few points only exceed 275 this characteristic threshold, it demonstrates that a resolution of 5 m is well adapted to resolve the 276 main part of the turbulence on the edges of a cumulus congestus. A more quantitative analysis of 277 turbulence will be introduced in section 4. 278

The main production terms of the subgrid TKE budget, presented in Figure 3c and d, show that the dynamical production is highly correlated to subgrid TKE and predominant over the thermal ²⁸¹ production. The thermal production presents aligned structures in the cloud especially near the ²⁸² interface at cloud top and on the cloud edges. This repartition is due to the fact that subgrid ²⁸³ thermal production is related to the vertical gradients of virtual potential temperature which are ²⁸⁴ strong near horizontal interfaces as discussed in Klaassen and Clark (1985).

Because thermal production is negligible, the very fine-scale turbulence appears to be weakly 285 dependent on buoyancy gradients. However, the high concentration of thermal production over 286 the cloud edges justifies an interest for the thermal instabilities for larger scales since the ratio of 28 the thermal production to the dynamical production of turbulence in convective clouds depends on 288 the scale considered (Verrelle et al. 2017) and since a whole range of scales separates the subgrid 289 eddies from the largest resolved eddies. In this regard, gradient Richardson have been computed 290 as explained above for Δz ranging from 5 m to 250 m. The result obtained with $\Delta z = 100 m$ in 291 the cloud is displayed on a vertical cross-section in Figure 3 (f). Negative areas characteristic of 292 thermal instabilities appear at the cloud top. They get wider and stronger with increasing Δz which 293 suggests the existence of buoyancy driven instabilities at the cloud top for larger scales. 294

To summarize, considering subgrid scale turbulence, it has been shown that a 5-m resolution is sufficient to resolve most of the eddies and thus, to be in LES regime over the edges of a cumulus congestus. The ratio of subgrid TKE to the total TKE is the strongest on the edges of the cloud which means that small-scale turbulence has a more important effect in these areas. Dynamical production dominates over thermal production for the subgrid TKE but thermally driven instabilities should appear for larger scales.

4. Partition of the cloud and its environment

In order to quantitatively characterize the edges of the simulated cloud with regard to the general structure of a cloud, a partition is employed. The partition distinguishes the cloud inner and outer edges from the cloud interior and the far environment (Fig. 4). Sensitivity tests on the width of the inner edges have been performed: 50-m and 100-m wide inner edges lead to similar interpretation of the results. We will keep a 50-m inner edge in the following sections. The width selected for the outer edges is 150 m as 50 m would be too narrow to capture the dynamic of the subsiding shell and a larger extension would be too wide to study the near-cloud dynamics.

309 a. Mass flux

The vertical mass fluxes obtained in the cloud, the far environment (which corresponds to the 310 outside of the cloud), a 50-m inner edge and different sizes of outer edges are plotted against 311 the altitude in Figure 5 (a). It is calculated at each altitude as $M = \sum_{i \in A} \rho_i w_i a_i$ where ρ_i is the 312 density $(kg m^{-3})$, w_i the vertical velocity (ms^{-1}) and a_i the horizontal area (m^2) of the considered 313 grid cell *i* belonging to the area A on which the mass flux is computed. The cloud interior mass 314 flux profile peaks at two altitudes: a small peak above the cloud base at z = 1.5 km and a second, 315 larger peak near the cloud top slightly above z=3 km. Apart from those two peaks, the mass flux 316 grossly remains constant along the altitudes below 2.5 km with a value close to $6 \times 10^6 kg m^{-2} s^{-1}$. 317 Above 2.5 km, it quickly increases to reach a value of $8 \times 10^6 kg \ m^{-2}s^{-1}$. The lower peak could 318 be associated to the presence of a second, more immature thermal whose core appears in Figure 2 31 (b) at x = 2 km, z = 1.5 km. This is in line with Moser and Lasher-Trapp (2017) for instance who 320 argued that the transition from shallow to deep convection was associated with a succession of 32 thermals. 322

The environment is characterized by a subsiding mass flux that approximately compensates its ascending counterpart (continuous line). The mean vertical profiles of cloudy and environmental mass fluxes have similar shapes with opposed variations. The mass flux obtained in a 150-m wide outer edge represents less than half of the descending mass flux of the environment at low altitude

and less than one-third of it at high altitude (dotted line in the negative). Over z=2.3 km, the portion 327 of the subsiding shell lying within the first 150 meters out of the cloud is therefore responsible for 328 less than half of the compensation of the upward mass flux. The vertical mass fluxes obtained for 329 outer edges of different thicknesses correspond to the dot-dashed lines. A 300-m thick outer edge 330 contains half of the descending mass flux over z=2.3km while a 500-m thick outer edge contains 33 approximately the two-third of it. It is interesting to compare these results with those obtained by 332 Jonker et al. (2008) for a large number of shallow cumulus clouds. They calculated that 50% of the 333 cloud mass flux was compensated in the 150 m that followed the frontier between the cloud and its 334 environment and that 90% of it was compensated in a range of 400 m. As the cumulus congestus 335 simulated here presents a much larger radius than the clouds simulated in Jonker et al. (2008) with 336 typical radii of several hundred meters, the comparison is not straightforward. However, with a 337 distance to the interface normalized by the cloud mean radius, in the present case, the mass flux 338 would be compensated closer to the interface which means that subsiding shells are thinner in 339 proportion to the size of the cloud for deeper cumulus clouds. Our study suggests that a part of 340 the mass flux compensation could come from effects occurring near the cloud edges while the 341 more distant contribution to the mass-flux would be associated to a hill-vortex circulation. This is 342 in line with the study of Katzwinkel et al. (2014) who distinguished an inner shell with negative 343 buoyancy and strongly negative vertical velocity and an outer shell with a neutral buoyancy and 344 less negative vertical velocity. For a rising cumulus, their inner shell was relatively thin and the 345 outer shell extended far away from the cloud. From the vertical cross sections displayed in Figure 2 (a,b), a distinction of the same type seems appropriate.

The mass flux computed in a 50-m inner edge corresponds to the positive dotted line in Figure 4 a. The inner edge contains a large amount of the total cloud mass flux at low altitudes. This, again, is due to the split nature of the cloud far below the highly buoyant core. Between z=1.5 km and z=2.5 km, the inner edge contains approximately half of the mass flux. Above z=2.5 km, the cloud thickens and takes on a more circular shape. From this altitude until the cloud top, the inner edges contain a fraction of the upward mass flux decreasing with the altitude. At the altitudes where the highly buoyant core occupies most of the cloud, the edges have a low contribution to the upward mass flux.

356 b. Thermodynamical diagram

Thermodynamic diagram similar to those presented in Park et al. (2017), confronting the buoy-35 ancy and the non-precipitating water mixing ratio $(r_{np} = r_v + r_c)$ at z=3.5 km, is displayed in Figure 358 5c, the color indicates to which area of the partition each point belongs. The diagram displays a 359 hook shape that has been interpreted by Park et al. (2017) as a signature for vertical convective 360 mixing. The points belonging to the far environment (beyond 150 meters from a cloudy point) 361 have low values of r_{np} and near-zero values for buoyancy, this set is fairly homogeneous, while 362 the points located in the outer edges have statistically lower values of buoyancy, most of them 363 negative, and higher values of r_{np} but staying inferior to the threshold of saturation associated 36 with the transition toward the cloudy points. In-cloud points have higher values of buoyancy due to condensational effect and of r_{np} . Expectedly, the most intense values are obtained in the cloud interior. The environmental curve has been plotted as the black dotted line. The points located out-36 side the cloud grossly lie along that curved line meaning that those points correspond to parcels 368 originating from higher or lower altitudes and brought to the considered altitude by convective 369 mixing. The offset from this line could be explained by the turbulent mixing that takes place be-370 tween neighboring parcels. This constitutes a first element in the analysis that will be developed 371 in section 6.b. 372

The points located inside the cloud lie along a line interpreted as displaying the cumulative effects of convective mixing and condensational heating. Those two lines cross around $r_{np} =$ $6 g.kg^{-1}$ and $b = -0.03 m^2 s^2$, highlighting a buoyancy reversal that appears to be mostly located in the inner and outer edges. This buoyancy inversion exists over the edges of the cumulus congestus for any altitude (not shown).

378 c. Statistical distributions

In order to characterize the dynamical properties of the cloud and its environment more in details, Figure 6 displays distributions of the vertical velocity and buoyancy for the four different regions of the partition. Figure 7 displays the distributions of turbulence related quantities for the cloud interior and the inner edges. The distributions focus on the main cumulus congestus corresponding to the subdomain indicated in Figure 2f excluding the small clouds located in the inflow near the domain boundaries.

In the cloud, both the buoyancy and vertical velocity reach their strongest positive values near 385 the cloud top. This is in line with the schematic thermal model of Blyth (1993) and Zhao and 386 Austin (2005). However, the positive values of the vertical speed and buoyancy obtained over the 38 whole vertical extent indicate that the cloud is continuously alimented in warm, ascending air from below its base in the manner of a turbulent plume. Besides, the strong, continuous supply to the cloud core coming from lower altitudes and the highly turbulent nature of both the cloud core and 390 its surroundings (Fig. 2-f, 6-b) highlight strong interactions between the ascending core and its 39 cloudy envelope. This is reminiscent of Squires and Turner (1962) who considered that a bubble 392 representation of a cloud was adequate for shallow cumulus while a plume representation was 393 more judicious for cumulonimbus as the cumulus congestus simulated here would be somewhere 39 in between. 395

The frequencies of occurrence of negative vertical velocity are more important in the 50-m 396 inner edge that in the cloud interior at all altitudes. This means that many eddies or thermally 397 induced downdrafts are present in the rather thin edges introduced here while the interior of the 398 cloud mostly rises. Near the cloud top stronger negative values of the vertical velocity are visible 399 compared to other altitudes. They are not confined to the 50-m inner edge as their signature is also 400 present on the cloud interior distribution. However, the frequencies obtained at these altitudes are 401 much lower in the cloud interior than they are on the cloud inner edges. Those can be related to 402 the toroidal circulation visible in Figure 2 a. 403

High frequencies of occurrence for negative buoyancy, with absolute values increasing with the altitude, are visible on the distribution of the inner edges (Fig. 6 d). They are smaller in the cloud interior (Fig. 6 b) which means that negative buoyancy is mainly confined to the inner edges.

The distributions for the outer edge have a more symmetric Gaussian shape with less dispersion. 407 For the vertical velocity distribution (Fig. 6 e), the Gaussian shape is centered around zero near the 408 cloud base. Above it, the median value becomes progressively negative as the altitude increases 409 until the cloud top above which the frequencies become exclusively positive. There is a strong 410 negative peak around z = 3.5 km coinciding with the toroidal circulation. The buoyancy distribution 411 (Fig. 6 f) follows the same pattern but with less dispersion in particular for positive buoyancy. 412 Another difference is that the most negative values are reached above the cloud top which is 413 consistent with Figure 2 b. This ascending area with negative buoyancy has been discussed in 414 section 2, and is driven by an overpressure due to the push of the rising cloud. 415

The far environment (Fig. 5 g,h) is characterized by a very tight Gaussian distribution around zero reflecting a more homogeneous atmosphere except in the boundary layer marked by an alternation between updrafts and downdrafts.

As snapshots in Figure 3 have shown that small eddies are mainly concentrated near the cloud 419 edges, a more quantitative characterization of turbulence is provided with the distributions pre-420 sented in Figure 7 for the inner edges and the cloud interior. They confirm that at 5-m resolution, 421 the magnitude of the thermal production of turbulent kinetic energy is 200 times less than that of 422 dynamical production. Characteristics of the thermal production distributions are nevertheless in-423 teresting insofar as the thermal production and destruction are tangibly stronger in the 50-m wide 424 inner edges that they are in the cloud interior. Is is also the case for horizontal thermodynamical 425 fluxes (not shown). Again, it is not surprising as those are computed with the r_{np} and θ_l (liquid-ice 426 potential temperature) gradients which are strong at the interface. 427

On the contrary, the dynamical production of subgrid TKE is slightly stronger in the cloud interior than on its edges, which is not surprising as velocity gradients are stronger near the main updraft. Distributions for the cloud interior and the inner edges have the same shapes with a gradual increase of the spread with altitude until a strong peak slightly above z= 3.5 km and a decrease further up.

The ratio of the subgrid TKE to the total TKE is more important on the inner edges than in the cloud interior which quantitatively demonstrates the result discussed in the previous section. The relative importance of fine-scale turbulence is therefore greater on the edges of the cloud than in the cloud interior. The vertical distribution of the ratio is approximately the same for the cloud interior and the inner edges. Its strongest values are encountered in the upper two-thirds of the cloud.

The subgrid anisotropy ratio which is the ratio between horizontal (along *y* here) and vertical wind speed subgrid variances is displayed in Figure 6 (g,h) for the cloud interior and the 50-m inner edges. Distributions are gaussian with a median centered on 1. Occurrences for ratios greater than 2 (or respectively less than 0.5) are rare, which means that few eddies are more than twice as wide (resp. high) as they are high (resp. wide). Isotropy for subgrid eddies is statistically well obtained and no important difference appears between the cloud interior and the inner edges. The ratio of the y-horizontal vorticity to the vertical vorticity has a more spread distribution, characteristic of a stronger anisotropy for the resolved eddies. The distributions are still similar between the edges and the cloud interior with a Gaussian shape but horizontally elongated eddies near the cloud top shifting the median value above 1 (not shown).

To summarize this section, a buoyancy inversion occurs on the edges of the simulated cumulus 449 congestus. Negative values of vertical velocity and buoyancy associated with turbulent effects 450 and/or convective mixing are generally confined to the vicinity of the cloud-environment interface. 451 As discussed in the previous section, the subgrid turbulence represents a greater proportion of 452 total turbulence on the edges. It is mainly produced by dynamical effects despite the fact that 453 thermal production is stronger near the interface than in the cloud core. It is statistically isotropic 454 with similar distributions of the anisotropic ratio between the edges and the cloud interior. We 455 find the signature of well-known phenomena associated with cloud dynamics such as the toroidal 456 circulation or the subsiding shell. The simulated subsiding shell is significant in terms of mass flux 457 with a characteristic width proportionally smaller to what was obtained around smaller clouds. In 458 the next section, the toroidal circulation and the subsiding shell will be examined more in detail for 459 the simulated cumulus congestus in order to compare to what was obtained with previous studies. 460

461 5. Physical processes on the edges of the cloud

462 *Characterization of the envelope*

Horizontal profiles along the x coordinate of liquid cloud water mixing ratio r_c , vertical velocity w, buoyancy *b* and the resolved TKE are displayed in Figure 8 for the altitudes of 1.5 km, 2.5

km and 3.5 km in the plane of the cross sections displayed in Figure 2 (a). The shaded area 465 emphasizes the cloudy parts. The profiles can be compared with those presented in Heus and 466 Jonker (2008) (simulations of a large sample of shallow cumulus) and in Katzwinkel et al. (2014) 467 (very fine-scale measurements on a large sample of shallow cumulus). In the case of an actively 468 growing cloud, Katzwinkel et al. (2014) obtained, at 100 m below the clouds tops, an inner shell 469 width of 7 m, an outer shell width of 60 m and minimum values for vertical velocity and buoyancy 470 represented by tenth percentiles of $w_{10\%}$ =-1.7 m/s and $b_{10\%}$ =-0.008 m/s². The profiles obtained 471 here display higher values (-6 m/s and -0.02 m/s^2) and larger widths for the inner and outer shells 472 (approximately 50 m and 500 m in the upshear region for z=3.5 km), which is not surprising since 473 shallower cumulus clouds were considered in Katzwinkel et al. (2014). 474

In Heus and Jonker (2008), enhanced positive vertical velocity is found in the cloud upshear 475 region while the subsiding shell is wider in downshear regions. This result is well reproduced in 476 the present study. A negative buoyancy peak is observed in the upshear regions at the interface. 477 It is very thin and close to the cloud just outside of it. It is wider in the downshear regions. If 478 the transect is selected closer to the cloud top as those presented in Katzwinkel et al. (2014), the 479 obtained buoyancy peak is wider due to the buoyancy inversion at the cloud top (Fig. 2 b). Cloud 480 mixing ratio has strong gradients near the interface except at z=1.5 km for the downshear side. 481 The linear evolution of r_c at low altitudes is a signature of a turbulent wake more marked in the 482 downshear regions while the updraft tends to stick to the upshear interface. 483

The resolved TKE profiles have non-zero values in the regions where downdrafts occur, a sharp drop is still noted compared to the in-cloud value. The latter is less important in the downshear regions of the z= 2.5 km and z=1.5 km profiles that corresponds to the turbulent wake. The enstrophy whose gradient across the turbulent/nonturbulent interface is supposed to be sharper (da Silva et al. 2014) presents a strong variability and sometimes peaks on the inner edges but
 rapidly decreases toward zero at the interface (not shown).

⁴⁹⁰ No sign of strong turbulence effects in the outer edges of the cloud is noticed on the horizontal
 ⁴⁹¹ profiles, distributions (not shown), or vertical cross sections.

492 Toroïdal circulation

A toroidal structure is clearly visible near the cloud top during the five minutes of the refined 493 simulation. Streamlines for the wind fluctuations (for which the mean horizontal wind of the 494 subdomain has been subtracted at each altitude) are displayed in a vertical cross-section in Figure 495 9 (a). The simulated circulation is similar to those observed in Damiani et al. (2006); Damiani 496 and Vali (2007) and Wang and Geerts (2015). The upshear vortex rotates counter-clockwise while 497 the downshear vortex rotates clockwise. The downshear eddy is slightly more elevated than the 498 upshear eddy. Horizontal eddies are also visible near the cloud top (not shown). Damiani et al. 499 (2006) related those eddies to the tilting of the toroid caused by the Magnus effect (which means 500 that the interaction between the rotating vortex and the environmental wind creates a force that 50 lifts the downshear vortex and lowers the upshear vortex). The updraft, guided by the tilting of 50 the toroid, slightly opposes to the mean wind. The eddies observed on the streamlines in Figure 8 503 have a diameter of approximately 500 m and the vorticity normal to the plane of the cross section 50 computed by averaging within 500-m squares positioned around the eddies is respectively of -505 0.032 and 0.035 s^{-1} for the upshear and downshear vortices which is coherent with what was 506 obtained in Damiani et al. (2006). 507

As in Zhao and Austin (2005), the perturbation pressure is positive at the top of the toroidal circulation eddies and negative in their center and lower part (Fig 9. b). Eddies following the characteristics of toroidal circulation are visible at the very top of the cloud but other large eddies are also present on lower edges (as, for example, at y= 1.5 km, z= 2.5 km or y= 4 km, z= 3 km). However, the mean vorticity computed with a 500-m box average on the downshear eddy is 0.012 s^{-1} which is weaker (in absolute value) than what is obtained for the toroidal circulation eddies.

The entrosphy is very heterogeneous and emphasizes the presence of numerous small-scale structures. Low values are present in the outer edge and stronger values remain close to the cloudenvironment interface.

Figures 8 (d-f) display the vertical and horizontal resolved turbulent fluxes of non precipitating 518 water and the u'w' eddy covariance. The vertical resolved fluxes of non precipitating total water 519 mixing ratio (resp. liquid potential temperature, not shown) are strongly negative (resp. strongly 520 positive) in the cloudy updraft and slightly positive (resp. slightly negative) in the downdrafts 521 associated with the toroidal circulation. This can be understood intuitively as non precipitating 522 water mixing ratio is larger in the cloud than in the environment and liquid potential tempera-523 ture is weaker in the cloud than in the environment. Therefore, the horizontal resolved fluxes of 524 the discussed quantities are positive or negative depending on the direction of the u-velocity as-525 sociated with the toroidal circulations eddies. u'w' follows the same pattern. As these resolved 526 eddies represent important carriers for the exchange of heat, moisture and momentum between the 527 cloud and its environment, those results are meaningful concerning the importance of correctly 528 parameterizing the contribution of toroidal circulation eddies in kilometer-scale models. 529

Independently from the toroidal circulation, it is visually apparent on the streamlines that the air associated with the global envelope of the subsiding shell (defined in the precedent section) does not only descend but also moves apart from the cloud and overturns at low altitudes in the manner of a Hill vortex (Houze 1994; Grabowski and Clark 1993a).

The fractionnal bulk entrainment, computed as in Siebesma (2003), is approximately constant 534 between z=1 km and z= 3 km with a value varying around $\varepsilon = 2 \times 10^{-3} m^{-1}$. It then decreases to 535 nearly 0 and increases again slightly before the cloud top $(4 \times 10^{-3} m^{-1})$, not shown). The fraction-536 nal bulk detrainment follows the same pattern (around $2 \times 10^{-3} m^{-1}$ between z=1 km and z= 2.5 537 km) but decreases at altitudes slightly inferior and increases toward higher values than entrainment 53 (more than $5 \times 10^{-3} m^{-1}$). The calculation of bulk entrainment and detrainment with the specific 53 total water, θ_l and the moist static energy gives very similar results. The values obtained are coherent with the state of the art (Hannah 2017; Romps 2010; Siebert et al. 2006). It is important to note that the bulk method gives poor estimations at the base of the cloud and near its top. 542

The results are consistent with the picture of cumulus clouds dressed by Zhao and Austin (2005) which depicted an ascending cloud top preserving a strong buoyancy by shedding weakly buoyant parcels near its top and whose upper part stands relatively undiluted. The part below the ascending core entrains and detrains in equivalent and homogeneous ways (De Rooy et al. 2013).

⁵⁴⁷ Well-established toroidal circulation and subsiding shell are generated. Their characteristics are ⁵⁴⁸ consistent with the size of the simulated cumulus in regards with previous studies.

6. Impact of evaporative cooling

In order to measure the importance of evaporative cooling on the dynamics of the cloud and its envelope, a restart of the refined simulation is performed during 2 minutes starting from the 2nd minute where cooling effects related to changes of state (essentially evaporation of cloud water or rain) are canceled at each time step. The results with the modification (NOCOOL simulation) and without the modification (CTRL simulation) are compared at t=4 minutes.

555 a. Mass flux

In the NOCOOL simulation, both positive and negative mass fluxes are enhanced suggesting that convection is attenuated by evaporative cooling effects (Figure 5b). This is not in agreement with Park et al. (2017) who obtained more intense updrafts and associated turbulent mixing with evaporative cooling and showed that the latter increases the mass flux in the peripheral region of the cloud core. However, Park et al. (2017) suppressed evaporative cooling during a long time, considered smaller clouds and used a coarser resolution (20 m horizontally and 25 m vertically), so it is difficult to determine where the differences come from.

⁵⁶³ Concerning the subsiding shell, the compensation of the positive mass flux by the environment ⁵⁶⁴ occurs further away from the cloud in the NOCOOL simulation with a weaker downward mass-⁵⁶⁵ flux in the 100-m wide outer edge, so the local envelope has a weaker contribution to the envi-⁵⁶⁶ ronmental compensation when the evaporative cooling is suppressed. The two third of the upward ⁵⁶⁷ mass flux is still compensated in a 500-m wide outer edge (above z= 2.5 km), the global envelope ⁵⁶⁸ is less affected. The 50-m inner edge includes comprises a larger portion of the positive mass-flux.

⁵⁶⁹ b. Thermodynamical diagram

Another difference between our results and those of Park et al. (2017) is the impact of the suppression of evaporative cooling on the shape of their thermodynamic diagram (Figure 5 d). The cloud interior and the far environment signatures are similar to those obtained with the CTRL simulation while the points belonging to the inner and outer edges become widespread with more positive values of buoyancy.

The points deviating from the hook shape appear to be lying along mixing lines connecting parcels located inside the cloud to parcels located in the environment. Park et al. (2017) explained the shape of the diagram with convective mixing and condensation. The results presented in Figure

d suggest that, for a larger cloud as considered here, turbulent mixing also plays a role. It is 5 578 intriguing that the mixing lines do not appear as clearly as for the diagram obtained for the CTRL 579 simulation. We make the hypothesis that evaporative cooling shifts the mixed parcels close to the 580 hook shape and this is tested by computing the evaporative cooling resulting from a mixing event 58 between a parcel originating from the cloud and another one originating from the environment. 582 Theoretically, any couple of points present on the diagram could be mixed together, but in practice, 58 a mixing between parcels from the inner edges and parcels from the outer edges should be more 58 likely. A line (in green) has been drawn as an example on the diagram in Figure 5 c between the 585 centers of mass of the points located in the inner edge and in the outer edge. The characteristics 586 of the parcel that would be obtained for an isentropic mixing between two equal volumes of air 587 representative of the inner and outer edges are selected then the shift in buoyancy associated with 588 evaporative cooling effects is computed (black line). The resulting point happens to fall near the 589 convective mixing line (Fig. 5 c). This does not imply that evaporative cooling systematically 590 replaces mixed parcels on the hook shape, but that it is possible (without too much research) to 591 find configurations for which this happens. 592

593 c. Statistical distributions

⁵⁹⁴ Distributions similar to those presented in Figure 6 but for the NOCOOL simulation are dis-⁵⁹⁵ played in Figure 10.

⁵⁹⁶ Most of the negative or weakly positive buoyancy frequencies are suppressed for the inner edge. ⁵⁹⁷ The distribution of buoyancy on the outer edges displays less negative values between z=2.5 km ⁵⁹⁸ and z=4 km and a reinforcement of positive values at all altitudes. The increase is particularly ⁵⁹⁹ marked around 3.25 km altitude where the base of the toroidal circulation is located. Vertical ⁶⁰⁰ velocity are also impacted, negative values are less frequent for the inner edges, the mimimas are ⁶⁰¹ smaller in terms of absolute value and the vertical means are globally greater. The distribution for
⁶⁰² the outer edges remains centered around zero but it is slightly more spread which is coherent with
⁶⁰³ the intensification of the convective circulation obtained for the NOCOOL simulation (Fig. 5 b).
⁶⁰⁴ The cloud interior is also impacted but to a lesser extent. The far environment is unchanged and
⁶⁰⁵ remains characterized by a relatively homogeneous atmosphere slightly subsident and neutral in
⁶⁰⁶ terms of buoyancy.

607 d. Budgets

Potential temperature budgets cumulated over 10 seconds (between 3 min 50 s and 4 min) are presented in Figure 11 for the CTRL simulation. The cloud contours correspond to the position of the cloud at 4 minutes.

The evaporation-condensation term is displayed in Figure 11 (a). The contribution of the con-611 densational heating is strong and associated with the updraft. This term supplies the highly buoyant 612 cloud core (Zhao and Austin 2005). Consequently, it does not allow to determine whether strong 613 evaporative cooling effects occur inside the cloud. Those effects cannot be studied precisely at the 614 top of the cloud either due to the rise of the cloud core. Nevertheless, evaporative cooling effects 615 are visible at the edge of the cloud at all altitudes. As they are weak compared to the condensational heating, the color scale is asymmetric. Important evaporative cooling effects are obtained on 617 the lateral edges of the cloud especially at the altitudes of the toroidal circulation. The downshear 618 region of the cloud associated with the turbulent wake is also characterized by strong evaporative 619 cooling effects. 620

The second term of the temperature budget relative to phase changes is due to rain evaporation. It is mostly present below the downshear region of the tilted cloud but it also appears below large eddies on the cloud edge including those associated with the toroidal circulation. The cooling ⁶²⁴ by rain evaporation is weak compared to evaporative cooling of liquid cloud water. The cooling ⁶²⁵ contribution of these two first terms correspond to the part of the budget which is removed in the ⁶²⁶ NOCOOL simulation.

The strongest term is the advection term. It is mostly negative in the cloud interior above 2.5 km and it is positive along the cloud-environment interface at the top of the cloud which is consistent with the cloud elevation (Fig. 2 b).

⁶³⁰ The turbulent dissipation term is mainly present at the top of the updraft. As for the rain evapo-⁶³¹ ration, this term is weak.

The turbulent diffusion terms contribute to a heating in the upper part of the cloud and the 632 horizontal contribution predominates over the vertical one. They make a non-negligible, mainly 633 positive contribution that is important at the edges with unsurprising stronger values along vertical 634 interfaces for the horizontal diffusion term and horizontal interfaces for the vertical diffusion term. 635 The budget terms for the vertical velocity are displayed in Figure 12. The pressure term is 636 displayed in Figure 12 (a). It is negative in the cloud near its top, opposing its ascent. Above 637 the cloud top, it is slightly positive and negative in the rest of the environment. An overlook of 638 all the terms of the budget indicates that this term is the main contribution for the supply of the 639 subsidence far from the cloud-environment interface. 640

The second term presented in Figure 12 (b) is the advection term which is the strongest contribution to the budget. It is mainly negative in the upshear region of the cloud due to the advection of the updraft by the mean environmental wind. It is strongly positive in the highly buoyant core near the cloud top which can be associated with a supply of vertical momentum coming from the lower altitudes. It opposes the negative gradient perturbation pressure term at the top of the cloud allowing the core to elevate. As the cloud is actively rising, the intensity of the vertical advection term due to condensational heating is stronger than the barrier of the gradient perturbation pressure. ⁶⁴⁸ Consequently, the updraft is broad with a comparatively small toroidal circulation. The advection
 ⁶⁴⁹ term opposes the setting up of the subsiding envelope in the upshear region while reinforcing it in
 ⁶⁵⁰ the downshear region.

The gravity term in Figure 12 (c) is characteristic of the impact of buoyancy (including evaporative cooling) on vertical velocity . As for the term associated to changes of state in Figure 11, the color scale is made asymmetric. This term makes a positive contribution over almost the entire cloud interior and it is the most intense in the ascending core. It takes lower values on the edges of the cloud, especially in the downshear region. Negative contributions, which result from mixing with environmental air and subsequent evaporative cooling, are the most important in the turbulent wake in the downshear region.

Figure 12 f) displays the gravity term for the NOCOOL simulation. There is an intensification of positive contributions, particularly near the edges, and a significant part of the negative contributions on the edges and in the turbulent wake disappeared. The contribution of evaporative cooling on the velocity budget at the top of the cloud cannot be dissociated from the large negative contribution due to the resistance of the environmental air.

⁶⁶³ Finally, the horizontal turbulent diffusion term presented in Figure 12 d) makes a non-negligible ⁶⁶⁴ but small contribution. It is strongly heterogeneous and mainly positive. The vertical turbulent ⁶⁶⁵ diffusion term, presented in Figure 12 e) is weak compared to the horizontal term.

In this section, the differences with an alternative simulation where evaporative cooling effects were suppressed have been studied. The impact of evaporative cooling on the dynamics of the simulated cumulus congestus mainly concerns its edges but the latter also influences the dynamics of the cloud interior. The suppression of evaporative cooling disturbs the buoyancy inversion that settles on the edges of the cloud. The large-scale signature of the subsiding shell suggests that the global envelope is a consequence of the disturbance of the environmental pressure field by the ⁶⁷² rising cloud. In the next section, individual eddies will be studied for both simulations in order to
 ⁶⁷³ understand more precisely the effects of the evaporative cooling.

7. Discussion on instabilities

In this last section, the circulation of individual eddies are examined comparing the eddies obtained for the CTRL and the NOCOOL simulations. The terms of the temperature budget associated with changes of the physical state of water and the term of the vertical velocity budget associated with gravity effects are also displayed. First of all, the clouds in the two simulations are very similar except for small changes in the structure of the cloud-environment interface.

For both simulations, one of the eddies associated with the toroidal circulation, displayed in 680 Figure 13 a,g, has a diameter of approximately 500 m. Its center is located near the interface. 681 The streamlines indicate that air enters the cloud below the protuberance associated with the upper 682 part of the cloud and exits the cloud above it. Increased positive vertical velocity is noted in 683 the NOCOOL simulation (Fig. 13 h compared to b) which is consistent with the enhancement 684 of the general circulation obtained in this alternative simulation. In the vicinity of the interface, 685 general decrease in buoyancy and negative values characterizes the CTRL simulation. This а 686 is also consistent with what has been obtained in the experiment of Gorska et al. (2014). This 687 phenomenon generalizes to the whole cloud and is due to small-scale nibbling at the edges. Indeed, 68 the evaporation/condensation term of the potential temperature budget (Fig. 13 e) shows that 689 evaporative cooling takes place along the cloud-environment interface. This is not present in the 690 NOCOOL simulation (Fig.13 k). 69

In the CTRL simulation, the entrainment caused by the toroidal circulation eddy induces a decrease in buoyancy and cloud water mixing ratio near the base of this circulation. This entrainment is associated with a deeper penetration on both fields in the NOCOOL simulation while the drop ⁶⁹⁵ in buoyancy is more important at this location for the CTRL simulation. The gravity term is neg-⁶⁹⁶ ative at the base of the toroidal circulation eddy in CTRL (Fig. 13 f) which is a signature of the ⁶⁹⁷ strong evaporative cooling associated with engulfment by this vortex. This effect does not appear ⁶⁹⁸ in the NOCOOL simulation (Fig. 13 k,m). In the CTRL simulation, the entrained air impacts the ⁶⁹⁹ altitudes located directly below those at which it is introduced. Evaporatively cooled air could ⁷⁰⁰ circumvent the updraft, be diluted in it, be detrained or be shed in the turbulent wake. In the ⁷⁰¹ NOCOOL simulation, the entrained air is more constrained by the toroidal circulation.

To sum up, the suppression of evaporative cooling does not have an evident impact on the dynamic of the toroidal circulation eddy but it seems to modify the fate of the entrained air. Besides, the resolved and subgrid TKE are globally unchanged (not shown) which is also in favor of a low impact of evaporative cooling on the vortical dynamics. This is consistent with the findings of Johari (1992) whose tank experiments have shown that buoyancy reversal has a low impact on entrainment and mixing for thermals.

Instabilities similar to the toroidal circulation eddy studied here also develop along the upshear interface at lower altitudes. Their size is of approximately 100-200 m and they correspond to rolls elongated in the azimuthal direction which is reminiscent of the shearing instabilities appearing in the lower part of the 3D thermals simulated in Grabowski and Clark (1993a).

Eddies closer to the summit are now explored. Emanuel (1981) argued that cumulus top being naturally unstable, a mix of environmental and cloudy air would be negatively buoyant at any altitude and that therefore cumulus clouds should contain a large amount of small penetrative downdrafts, which would not be explicitly resolved unless a very fine resolution is used.

⁷¹⁶ No downdrafts capable of traveling over long distances (> 200 - 300 m) are simulated in Heus ⁷¹⁷ et al. (2008) for shallow convective clouds with a 50-m resolution or in Böing et al. (2014) for ⁷¹⁸ deep convective clouds with a slightly coarser resolution. However, these may appear for a cloud
 ⁷¹⁹ reaching its level of neutral buoyancy (Carpenter et al. 1998).

A visual inspection of the horizontal cross sections of vertical velocity at the cloud top displayed in Figure 14 reveals several downdrafts included in the cloud or creating discrete holes in it. They are rare and never penetrate deep inside the cloud. Systematically associated with negative buoyancies (not shown), they disappear or are attenuated in the NOCOOL simulation (Figure 14 b). In CTRL they might therefore be caused by instabilities for which evaporative cooling plays a role.

A vertical cross sections of one of these downdrafts indicates that the cloud penetration by 725 environmental air is associated with two counter-rotating vortices with characteristic sizes inferior 726 to 100 m (Fig. 14 c). The instability introduces negatively buoyant environmental air into the 727 cloud by forming a tongue comparable in length to the diameter of the eddies associated with 728 the instability. The extremity of this tongue is mixed with the underlying cloudy air, slowing its 729 ascent. This instability is strongly attenuated in the NOCOOL simulation (Fig. 14 d). It is difficult 730 to determine if the entrainment event is caused by evaporative cooling or if evaporative cooling is 731 merely a consequence of the entrainment caused by the instability as hypothesized by Grabowski 732 and Clark (1991). 733

On the top part of the cloud, eddies with diameters ranging between 50 and 200 m develop in CTRL (Figure 14 e,f). Their rotation is opposite to that of the vortex ring as in the experiments of Gorska et al. (2014) who related those eddies to Kelvin–Helmholtz instabilities due to the horizontal outflow near the top of the cloud.

Other types of eddies are also examined in Figure 14 e and f, pointed by arrows. Small eddies appear in the turbulent wake which is the siege of strong evaporative cooling effects. Horizontal eddies of a size comparable to the toroidal circulation eddies are present on the sides of the cloud at the altitudes where the toroidal circulation is visible and in the main updraft at lower altitudes. Previous studies would associate the first one with the tilting of the toroid and the second one with
the tilting of the environmental horizontal vorticity by the updraft (Damiani and Vali 2007; Houze
1993).

The results displayed in this section suggest that entrainment is both associated with nibbling at the interface and engulfment by large eddies. The fate of engulfed air appears to be modified by evaporative cooling effects but no penetrative downdrafts travelling over long distances (more than 200 m) are simulated for this growing cumulus congestus.

749 Conclusion

A very fine resolution (5 m) has been used to simulate a cumulus congestus and its environment 750 during 5 minutes with a downscaling method in order to characterize the turbulent eddies on its 751 edges. The simulated congestus is consistent with the current state of the art concerning cloud 752 dynamics. The toroidal circulation (Damiani et al. 2006) and the subsiding shell (Heus and Jonker 753 2008) are obtained even though a finer resolution may be necessary to represent certain physical 754 processes impacting the latter with more precision. A classical threshold on the liquid water and 755 ice mixing ratios is employed in order to define the cloud-environment interface. This definition 756 is suited for the study of the turbulent/non-turbulent interface associated with the cloud dynamics 757 as the latter encompasses the cloud-environment interface very closely (da Silva et al. 2014). A 75 partition is defined to differentiate the cloud interior, its inner and outer edges and the environment. 759 The turbulence is significantly lower in the outer edges than in the inner edges thus defined and 760 the gradients of the resolved variables are strong at the interface. The fine-scale turbulence is 761 well resolved by the simulation with a ratio between the subgrid TKE and the total TKE inferior 762 to 0.2, while it is stronger on the edges of the cloud due to the stronger presence of unresolved 763 eddies. At 5-m resolution, the dynamical production of subgrid turbulence clearly dominates over 764

the thermal production. The thermal production is stronger close to the interface than in the cloud interior and the gradient Richardson number indicates that thermal instabilities may arise at larger scales ($\approx 100 - 200 m$).

The key features of a turbulent wake and an ascending cloud top are noticed but the continuous nature of the distributions depicts a cloud closer to a plume than what the model of Blyth (1993) would suggest. The cumulus congestus seems to be composed of several thermals that come together to form a more powerful lift with a new thermal appearing near the cloud base at the time step used for this study. The importance of the toroidal circulation for the resolved turbulent fluxes and thus for the exchanges between the cloud and its environment is highlighted showing that it is important to parameterize their effect correctly in kilometer-scale models.

The subsiding shell is consistent with previous studies both qualitatively and statistically. The 775 shell seems to be dissociable into two sub-envelopes. One being disparate, close to the cloud and 776 related to cloud edge turbulence while the other corresponds to a large-scale laminar flow which 777 is more important in terms of mass-flux. They are similar to those obtained by Katzwinkel et al. 778 (2014). The outer edge is the seat of evaporative cooling effects impacting the cloud dynamics 779 by reducing buoyancy which mostly affects the local envelope. The global envelope would be a 780 consequence of the stratified environment resistance to cloud penetration following the mecha-781 nism by which an uniformly accelerating bubble or thermal creates a pressure perturbation in its 782 environment (higher above and lower below) that accelerates environmental air down around its 783 periphery and into it from below (Taylor and Baker 1991; Houze 1994). 784

A buoyancy inversion is clearly obtained on the edges of the cumulus congestus generalizing the results obtained by Park et al. (2017) to deeper clouds. However, slight differences are obtained concerning the nature of this inversion. A partition of the cloud and its environment shows that occurrences of negative buoyancy and significant negative vertical velocity are common in the vicinity of the cloud-environment interface but scarcer in the cloud interior (at more than 50-100
 m from the environment) or in the far environment (at more than 150 m from the cloud).

Evaporative cooling effects appear to be associated with small-scale nibbling alongside the cloud-environment interface but some evaporative cooling inside the cloud is also indicative of large-scale engulfment. Further study would be necessary to precisely determine the repartition of these effects.

An alternative simulation where evaporative cooling is suppressed during 2 minutes shows that 795 evaporative cooling has an impact on the buoyancy inversion due to the mixing. The suppression 796 of evaporative cooling removes most of the negative values of buoyancy and increases the positive 797 ones close to the cloud-environment interface. The vertical velocity is also increased in the inner 798 edges. The interior of the cloud, for its part, is only indirectly impacted by the suppressed evap-799 orative cooling, inducing an increase of the vertical mass flux and the subsequent compensation 800 in the environment. Thus, the effects related to evaporative cooling correspond to side effects that 801 rarely penetrate deeply into the cloud. 802

Eliminating evaporative cooling appears to increase dilution by entrainment by allowing dry air to penetrate deeper into the cloud. Evaporative cooling causes the entrained air to plunge to lower altitudes while remaining close to the cloud-environment interface. The determination of the final fate of the cooled air would for instance necessitate the use of Lagrangian backtrajectories.

A few downdrafts are simulated at the cloud top. They are sometimes associated with intrusions of dry air but none appears to sink more than around 100 m into the cloud which is in agreement with what Heus et al. (2008) obtained with a coarser resolution. It is not possible here to determine if the cloud top downdrafts arise from instabilities directly caused by evaporative cooling (Squires and Turner 1962; Emanuel 1981) or from dynamical instabilities to be posteriorly reinforced downward by evaporative cooling (Grabowski and Clark 1993a). The non-linear interactions between the different scales of motion that occur on the edges of cumulus clouds are complex and this article is a first attempt in understanding which scales and structures are predominant for entrainment and detainment in deep convective clouds. An interesting sequel could be to quantify the relative importances of engulfment and nibbling over different locations at the interface.

⁸¹⁸ Data availability statement. Start data availability statement here. a

819 Acknowledgments. Start acknowledgments here. a

820 **References**

Abma, D., T. Heus, and J. P. Mellado, 2013: Direct numerical simulation of evaporative cooling at the lateral boundary of shallow cumulus clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, **70** (**7**), 2088–2102.

- ⁸²⁴ Blyth, A. M., 1993: Entrainment in cumulus clouds. *Journal of applied meteorology*, **32** (**4**), 626– ⁸²⁵ 641.
- Böing, S. J., H. J. Jonker, W. A. Nawara, and A. P. Siebesma, 2014: On the deceiving aspects
 of mixing diagrams of deep cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **71** (1),
 56–68.
- ⁸²⁹ Bryan, G. H., J. C. Wyngaard, and J. M. Fritsch, 2003: Resolution requirements for the simulation ⁸³⁰ of deep moist convection. *Monthly Weather Review*, **131** (**10**), 2394–2416.
- ⁸³¹ Carpenter, R. L., K. K. Droegemeier, and A. M. Blyth, 1998: Entrainment and detrainment in
- numerically simulated cumulus congestus clouds. part iii: Parcel analysis. *Journal of the atmo- spheric sciences*, **55 (23)**, 3440–3455.

- ⁸³⁴ Colella, P., and P. R. Woodward, 1984: The piecewise parabolic method (ppm) for gas-dynamical ⁸³⁵ simulations. *Journal of computational physics*, **54** (1), 174–201.
- ⁸³⁶ Cuxart, J., P. Bougeault, and J.-L. Redelsperger, 2000: A turbulence scheme allowing for ⁸³⁷ mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, ⁸³⁸ **126 (562)**, 1–30.
- da Silva, C. B., J. C. Hunt, I. Eames, and J. Westerweel, 2014: Interfacial layers between regions
 of different turbulence intensity. *Annual review of fluid mechanics*, 46, 567–590.
- ⁸⁴¹ Damiani, R., and G. Vali, 2007: Evidence for tilted toroidal circulations in cumulus. *Journal of*
- the atmospheric sciences, **64** (**6**), 2045–2060.
- ⁸⁴³ Damiani, R., G. Vali, and S. Haimov, 2006: The structure of thermals in cumulus from airborne ⁸⁴⁴ dual-doppler radar observations. *Journal of the atmospheric sciences*, **63** (**5**), 1432–1450.
- ⁸⁴⁵ De Rooy, W. C., and Coauthors, 2013: Entrainment and detrainment in cumulus convection: An

overview. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **139** (670), 1–19.

- ⁸⁴⁷ Deardorff, J., 1966: The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory.
- ⁸⁴⁹ Deardorff, J. W., 1972: Parameterization of the planetary boundary layer for use in general circu-
- lation models. *Monthly Weather Review*, **100** (**2**), 93–106.

Journal of the Atmospheric Sciences, 23 (5), 503–506.

848

- ⁸⁵¹ Durran, D. R., 1989: Improving the anelastic approximation. *Journal of the atmospheric sciences*, ⁸⁵² **46 (11)**, 1453–1461.
- Emanuel, K. A., 1981: A similarity theory for unsaturated downdrafts within clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **38 (8)**, 1541–1557.

Emanuel, K. A., 1994: Atmospheric convection. Oxford University Press on Demand.

856	Glenn, I. B., and S. K. Krueger, 2014: Downdrafts in the near cloud environment of deep convec-
857	tive updrafts. Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 6 (1), 1–8.
858	Gorska, A., S. Malinowski, S. Blonski, J. Fugal, T. Kowalewski, P. Korczyk, and W. Kumala, 2014:
859	Entrainment in laboratory analogs of cumulus and stratocumulus clouds tops. 14th conference
860	on Cloud Physics, Westin Copley Place Boston, MA.
861	Grabowski, W. W., and T. L. Clark, 1991: Cloud-environment interface instability: Rising thermal
862	calculations in two spatial dimensions. Journal of the Atmospheric Sciences, 48 (4), 527-546.
863	Grabowski, W. W., and T. L. Clark, 1993a: Cloud-environment interface instability: Part ii: Ex-
864	tension to three spatial dimensions. Journal of the Atmospheric Sciences, 50 (4), 555–573.
865	Grabowski, W. W., and T. L. Clark, 1993b: Cloud-environment interface instability. part iii: Direct
866	influence of environmental shear. Journal of the atmospheric sciences, 50 (23), 3821–3828.
867	Hanley, K., M. Whitall, A. Stirling, and P. Clark, 2019: Modifications to the representation of
868	subgrid mixing in kilometre-scale versions of the unified model. Quarterly Journal of the Royal
869	Meteorological Society, 145 (725), 3361–3375.
870	Hannah, W. M., 2017: Entrainment versus dilution in tropical deep convection. Journal of the
871	Atmospheric Sciences, 74 (11), 3725–3747.
872	Heus, T., and H. J. Jonker, 2008: Subsiding shells around shallow cumulus clouds. Journal of the
873	Atmospheric Sciences, 65 (3), 1003–1018.
874	Heus, T., G. Van Dijk, H. J. Jonker, and H. E. Van den Akker, 2008: Mixing in shallow cumulus
875	clouds studied by lagrangian particle tracking. Journal of the atmospheric sciences, 65 (8),
876	2581–2597.

- ⁸⁷⁷ Hoffmann, F., H. Siebert, J. Schumacher, T. Riechelmann, J. KATzwINkEL, B. Kumar,
 ⁸⁷⁸ P. GöTzFRIED, and S. Raasch, 2014: Entrainment and mixing at the interface of shallow cu⁸⁷⁹ mulus clouds: Results from a combination of observations and simulations. *Meteorologische*⁸⁸⁰ Zeitschrift 23 (2014), 23 (4), 349–368.
- Houze, J., Robert A., 1993: *Cloud Dynamics, Volume 53 (International Geophysics)*. Academic
 Press.
- Houze, R., 1994: Cloud dynamics, int. geophys. series, vol. 53. Academic Press, San Diego,
 California.
- ⁸⁸⁵ Johari, H., 1992: Mixing in thermals with and without buoyancy reversal. *Journal of the atmo-*⁸⁸⁶ *spheric sciences*, **49** (**16**), 1412–1426.
- Jonas, P., 1990: Observations of cumulus cloud entrainment. *Atmospheric research*, **25** (1-3), 105–127.
- Jonker, H. J., T. Heus, and P. P. Sullivan, 2008: A refined view of vertical mass transport by cumulus convection. *Geophysical research letters*, **35** (**7**).
- Katzwinkel, J., H. Siebert, T. Heus, and R. A. Shaw, 2014: Measurements of turbulent mixing and
 subsiding shells in trade wind cumuli. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **71 (8)**, 2810–2822.
- ⁸⁹³ Klaassen, G. P., and T. L. Clark, 1985: Dynamics of the cloud-environment interface and entrain-⁸⁹⁴ ment in small cumuli: Two-dimensional simulations in the absence of ambient shear. *Journal of*
- ⁸⁹⁵ *the atmospheric sciences*, **42 (23)**, 2621–2642.
- ⁸⁹⁶ Kumar, A., A. G. Chatterjee, and M. K. Verma, 2014: Energy spectrum of buoyancy-driven turbu⁸⁹⁷ lence. *Physical Review E*, **90** (2), 023 016.

898	Kumar, B., S. Bera, T. V. Prabha, and W. W. Grabowski, 2017: Cloud-edge mixing: Direct numer-
899	ical simulation and observations in i ndian m onsoon clouds. Journal of Advances in Modeling
900	Earth Systems, 9 (1), 332–353.
901	Kumar, B., F. Janetzko, J. Schumacher, and R. A. Shaw, 2012: Extreme responses of a coupled
902	scalar-particle system during turbulent mixing. New Journal of Physics, 14 (11), 115 020.
903	Kumar, B., J. Schumacher, and R. A. Shaw, 2013: Cloud microphysical effects of turbulent mixing
904	and entrainment. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 27 (3-4), 361–376.
905	Lac, C., and Coauthors, 2018: Overview of the meso-nh model version 5.4 and its applications.
906	Geoscientific Model Development, 11, 1929–1969.
907	Lafore, J. P., and Coauthors, 1997: The meso-nh atmospheric simulation system. part i: Adiabatic
908	formulation and control simulations. Annales geophysicae, Springer, Vol. 16, 90–109.
909	Matheou, G., D. Chung, L. Nuijens, B. Stevens, and J. Teixeira, 2011: On the fidelity of large-
910	eddy simulation of shallow precipitating cumulus convection. Monthly weather review, 139 (9),
911	2918–2939.
912	Moeng, CH., 2014: A closure for updraft-downdraft representation of subgrid-scale fluxes in
913	cloud-resolving models. Monthly Weather Review, 142 (2), 703–715.
914	Moser, D. H., and S. Lasher-Trapp, 2017: The influence of successive thermals on entrainment
915	and dilution in a simulated cumulus congestus. Journal of the Atmospheric Sciences, 74 (2),
916	375–392.
917	Nair, V., T. Heus, and M. van Reeuwijk, 2019: Dynamics of subsiding shells in actively growing

⁹¹⁸ clouds with vertical updrafts. *Journal of the Atmospheric Sciences*, (2019).

- Paluch, I. R., 1979: The entrainment mechanism in colorado cumuli. *Journal of the atmospheric* sciences, **36** (12), 2467–2478.
- Park, S.-B., T. Heus, and P. Gentine, 2017: Role of convective mixing and evaporative cooling in
- shallow convection. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **122** (10), 5351–5363.
- Pinty, J.-P., and P. Jabouille, 1998: A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale
 non-hydrostatic model: simulations of a squall line and of orographic precipitations. *Conf. on Cloud Physics*, Amer. Meteor. Soc Everett, WA, 217–220.
- Ricard, D., C. Lac, S. Riette, R. Legrand, and A. Mary, 2013: Kinetic energy spectra characteristics
- of two convection-permitting limited-area models arome and meso-nh. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **139 (674)**, 1327–1341.
- Rodts, S. M., P. G. Duynkerke, and H. J. Jonker, 2003: Size distributions and dynamical properties of shallow cumulus clouds from aircraft observations and satellite data. *Journal of the atmospheric sciences*, 60 (16), 1895–1912.
- ⁹³² Romps, D. M., 2010: A direct measure of entrainment. *Journal of the Atmospheric Sciences*,
 ⁹³³ 67 (6), 1908–1927.
- Siebert, H., K. Lehmann, M. Wendisch, and R. Shaw, 2006: Small-scale turbulence in clouds. *12th Conference on Cloud Physics*, 10–14.
- Squires, P., and J. Turner, 1962: An entraining jet model for cumulo-nimbus updraughts. *Tellus*,
 14 (4), 422–434.
- Stevens, B., and Coauthors, 2005: Evaluation of large-eddy simulations via observations of nocturnal marine stratocumulus. *Monthly weather review*, **133** (6), 1443–1462.
- Strauss, C., D. Ricard, C. Lac, and A. Verrelle, 2019: Evaluation of turbulence parametrizations in
 ⁹⁴¹ convective clouds and their environment based on a large-eddy simulation. *Quarterly Journal* ⁹⁴² of the Royal Meteorological Society, **145** (**724**), 3195–3217.
- Taylor, G. R., and M. B. Baker, 1991: Entrainment and detrainment in cumulus clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 48 (1), 112–121.
- ⁹⁴⁵ Verrelle, A., D. Ricard, and C. Lac, 2017: Evaluation and improvement of turbulence parameter⁹⁴⁶ ization inside deep convective clouds at kilometer-scale resolution. *Monthly Weather Review*,
 ⁹⁴⁷ 145 (10), 3947–3967.
- Wang, Y., and B. Geerts, 2015: Vertical-plane dual-doppler radar observations of cumulus toroidal
 circulations. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 54 (10), 2009–2026.
- Weisman, M. L., and J. B. Klemp, 1984: The structure and classification of numerically simulated convective storms in directionally varying wind shears. *Monthly Weather Review*, **112** (**12**),
 2479–2498.
- Yeo, K., and D. M. Romps, 2013: Measurement of convective entrainment using lagrangian particles. *Journal of the atmospheric sciences*, **70** (1), 266–277.
- ⁹⁵⁵ Zhao, M., and P. H. Austin, 2005: Life cycle of numerically simulated shallow cumulus clouds.
- part ii: Mixing dynamics. *Journal of the atmospheric sciences*, **62** (**5**), 1291–1310.

957 LIST OF FIGURES

958 959 960 961	Fig. 1.	Temporal evolution averaged over the cloudy area (with a $r_c + r_i \ge 10^{-6} kg.kg^{-1}$ threshold) as a function of altitude for (a) the subgrid TKE (m^2s^{-2}) , (b) the total TKE (m^2s^{-2}) , (c) the vertical velocity $(m.s^{-1})$, and (d) the cloud water mixing ratio $(kg.kg^{-1})$. The instant of 4 minutes is marked with a black dashed line.	46
962 963 964 965 966 967	Fig. 2.	Vertical cross sections at y=2.25 km (axis represented in (f)) at t= 4 min of (a) the vertical velocity $(m.s^{-1})$, (b) the buoyancy $(m.s^{-2})$, (c) the cloud water mixing ratio $(kg.kg^{-1})$, and (d) the precipitating water mixing ratio $(kg.kg^{-1})$. Horizontal cross sections at (e) z= 2.5 km and (f) z= 3.5 km (along the lines represented in (a)) of the vertical velocity (ms^{-1}) . The black isolines correspond to the cloud contour plotted as $r_c + r_i = 10^{-6} kg.kg^{-1}$. The dashed lines in (e) delimits the subdomain where the statistical analysis is computed.	47
968 969 970 971 972	Fig. 3.	Vertical cross sections at y=2.25 km of (a) the resolved TKE $(m^2.s^{-2})$, (b) the subgrid TKE $(m^2.s^{-2})$, (c) the thermal production of subgrid TKE $(m^2.s^{-3})$ and (d) the dynamical production of subgrid TKE $(m^2.s^{-3})$, (e) the ratio of the subgrid TKE to the total TKE above a threshold of 0.5 m^2s^{-2} , (f) the gradient Richardson number for $\Delta z = 100 m$ computed in the cloud.	48
973 974 975 976	Fig. 4.	Vertical cross sections of the vertical velocity $(m.s^{-1})$ at y= 2.25 km using different masks in order to illustrate (a) the cloud interior beyond 50 m from the edge, (b) the 50-m wide inner edge, (c) the 150-m wide outer edge, (d) the far environment beyond the 150-m wide outer edge.	49
977 978 979 980 981 982 983 984 985 986 986 987 988	Fig. 5.	Vertical profiles of the mass flux $(kg.m^{-2}s^{-1})$ in the different areas of the cloud and the environment: the cloud mass flux (continuous gray line), the environmental mass flux (con- tinuous black line), the mass flux in the 50-m wide inner edge (gray dotted line), the 150-m wide outer edge (black dotted line), and the mass flux in 100-m, 200-m, 300-m, 400-m and 500-m wide outer edges (colored dash-dotted lines) for (a) the CTRL simulation and (b) or the NOCOOL simulation. Thermodynamic diagrams confronting the non precipitating total water $r_c + r_v$ ($kg.kg^{-1}$) and the buoyancy b ($m^2.s^{-2}$) at $z = 3.5$ km over the subdomain plotted in Fig. 2 (e) for (c) the CTRL simulation and (d) the NOCOOL simulation. The color of the dots is indicative of the different areas of the partition, the larger dots indicate the center of mass of each area. The dashed line corresponds to the environmental curve with crosses indicating the altitudes of 3 km and 4 km. The indications about the green and black continuous lines and associated dots are given in the text.	50
989 990 991 992 993 994	Fig. 6.	Vertical distributions of (first column) the vertical velocity $(m.s^{-1})$ and (second column) the buoyancy $(m.s^{-2})$ for (a,b) the cloud interior, (c,d) the 50-m inner edge, (e,f) the 150-m outer edge and (g,h) the far environment at t=4 min. The vertical mean profiles are plotted on the left of the distributions and the mean distribution obtained by averaging occurrences for all altitudes in each bin is plotted at the bottom. These statistics have been computed in the subdomain plotted in Fig 2 (e).	. 51
995 996 997 998 999 1000 1001 1002	Fig. 7.	Vertical distributions at t= 4 min for (first column) the cloud interior and (second column) the 50-m inner edge of (a,b) the thermal production $(m^2.s^{-3})$ and (c,d) the dynamical production of subgrid TKE $(m^2.s^{-3})$, (e,f) the ratio of the subgrid TKE to the total TKE and (g,h) logarithmic distribution of the anisotropic ratio for the points where the subgrid TKE is superior to a threshold of $10^{-3}m^2s^{-3}$ computed as $\frac{\sqrt{2}}{w^2}$. For these two distributions, the frequencies are not obtained by normalizing the occurrences by the number of points of the horizontal domain but by the number of points contained in the area of the partition considered at each altitude. As in Figure 6, the distributions are surrounded by the mean	

1003 1004		vertical profiles and mean distributions except for the distributions of the anisotropic ratio (g,h) where the mean vertical profile is replaced by the median vertical profile.	52
1005 1006 1007 1008 1009	Fig. 8.	Horizontal profiles at t = 4 min along the x coordinate for (a,e,i) the cloud water mixing ratio $(kg.kg^{-1})$, (b,f,j) the vertical velocity (ms^{-1}) , (c,g,k) the buoyancy $(m.s^{-2})$, and (d,h,l) the resolved TKE $(m^2.s^{-2})$ at y= 2.25 km and z= 3.5 km (first line), z= 2.5 km (second line) and z=1.5 km (third line). The shaded areas correspond to the cloudy region above the $r_c + r_i \ge 10^{-6} g.kg^{-1}$ threshold.	53
1010 1011 1012 1013 1014 1015	Fig. 9.	Vertical cross sections at y=2.25 km for (a) the streamlines for the <i>w</i> and $u' = u - \overline{u}$ fields where \overline{u} stands for the average of <i>u</i> on each altitude, (b) the perturbation pressure (<i>hPa</i>) (c) the enstrophy (s^{-1}), (d) the resolved vertical turbulent flux of non precipitating liquid water ($g.kg^{-1}ms^{-1}$) computed as $w'r'_{np}$ with w' and r'_{np} defined in the same way as u' , (e) the re- solved horizontal turbulent flux of non precipitating water mixing ratio $u'r'_{np}$ ($g.kg^{-1}.ms^{-1}$), (f) the resolved dynamic covariance $u'w'$ ($m^2.s^{-2}$).	 54
1016	Fig. 10.	Same as in Figure 5 but for the NOCOOL simulation.	55
1017 1018 1019 1020	Fig. 11.	Vertical cross sections at $y=2.25$ km of the potential temperature budget terms (<i>K</i>) cumuled over 10 seconds at t=4 minutes for the CTRL simulation: (a) vapor condensation-cloud water evaporation, (b) rain evaporation, (c) advection, (d) turbulent dissipation, (e) horizontal turbulent diffusion, (f) and vertical turbulent diffusion terms.	56
1021 1022 1023 1024	Fig. 12.	Vertical cross sections at y=2.25 km of the vertical velocity budget terms $(m.s^{-1})$ cumuled over 10 seconds at t=4 minutes: (a) the pressure perturbation gradient, (b) advection, (c) gravity, (d) horizontal turbulent diffusion, (e) and vertical turbulent diffusion terms for the CTRL simulation and (l) the gravity term for the NOCOOL simulation.	57
1025 1026 1027 1028 1029	Fig. 13.	Vertical cross sections of an eddy of toroidal circulation in the upshear region of the cloud for (a-h) the CTRL simulation (i-p) and the NOCOOL simulation. (a,g) streamlines, (b,h) w ($m.s^{-1}$), (c,i) r_c ($kg.kg^{-1}$), (d,j) b (m^2s^{-2}), (e,k) vapor condensation-cloud water evaporation term of the potential temperature budget (K), (f,l) the gravity term of the vertical velocity budget (ms^{-1}). The three budgets terms are cumuled over one second.	58
1030 1031 1032 1033	Fig. 14.	(a,b) Horizontal cross sections and (c,d) vertical cross sections along the the A-B line of the vertical velocity $(m.s^{-1})$ near the cloud top for the CTRL and the NOCOOL simulations at t=4 min. (e,f) Vertical cross sections of r_c $(kg.kg^{-1})$ along the C-D line at t=4 min and t=4 min 40 s for the CTRL simulation.	59



FIG. 1. Temporal evolution averaged over the cloudy area (with a $r_c + r_i \ge 10^{-6} kg.kg^{-1}$ threshold) as a function of altitude for (a) the subgrid TKE (m^2s^{-2}), (b) the total TKE (m^2s^{-2}), (c) the vertical velocity ($m.s^{-1}$), and (d) the cloud water mixing ratio ($kg.kg^{-1}$). The instant of 4 minutes is marked with a black dashed line.



FIG. 2. Vertical cross sections at y=2.25 km (axis represented in (f)) at t= 4 min of (a) the vertical velocity ($m.s^{-1}$), (b) the buoyancy ($m.s^{-2}$), (c) the cloud water mixing ratio ($kg.kg^{-1}$), and (d) the precipitating water mixing ratio ($kg.kg^{-1}$). Horizontal cross sections at (e) z= 2.5 km and (f) z= 3.5 km (along the lines represented in (a)) of the vertical velocity (ms^{-1}). The black isolities correspond to the cloud contour plotted as $r_c + r_i =$ $10^{-6} kg.kg^{-1}$. The dashed lines in (e) delimits the subdomain where the statistical analysis is computed.



FIG. 3. Vertical cross sections at y=2.25 km of (a) the resolved TKE $(m^2.s^{-2})$, (b) the subgrid TKE $(m^2.s^{-2})$, (c) the thermal production of subgrid TKE $(m^2.s^{-3})$ and (d) the dynamical production of subgrid TKE $(m^2.s^{-3})$, (e) the ratio of the subgrid TKE to the total TKE above a threshold of 0.5 m^2s^{-2} , (f) the gradient Richardson number for $\Delta z = 100 m$ computed in the cloud. 48



FIG. 4. Vertical cross sections of the vertical velocity $(m.s^{-1})$ at y= 2.25 km using different masks in order to illustrate (a) the cloud interior beyond 50 m from the edge, (b) the 50-m wide inner edge, (c) the 150-m wide outer edge, (d) the far environment beyond the 150-m wide outer edge.



FIG. 5. Vertical profiles of the mass flux $(kg.m^{-2}s^{-1})$ in the different areas of the cloud and the environment: 1049 the cloud mass flux (continuous gray line), the environmental mass flux (continuous black line), the mass flux 1050 in the 50-m wide inner edge (gray dotted line), the 150-m wide outer edge (black dotted line), and the mass 1051 flux in 100-m, 200-m, 300-m, 400-m and 500-m wide outer edges (colored dash-dotted lines) for (a) the CTRL 1052 simulation and (b) or the NOCOOL simulation. Thermodynamic diagrams confronting the non precipitating 1053 total water $r_c + r_v (kg.kg^{-1})$ and the buoyancy $b (m^2.s^{-2})$ at z = 3.5 km over the subdomain plotted in Fig. 2 (e) 1054 for (c) the CTRL simulation and (d) the NOCOOL simulation. The color of the dots is indicative of the different 1055 areas of the partition, the larger dots indicate the center of mass of each area. The dashed line corresponds to 105 the environmental curve with crosses indicating the altitudes of 3 km and 4 km. The indications about the green 105 and black continuous lines and associated dots are given in the text. 1058



¹⁰⁵⁹ FIG. 6. Vertical distributions of (first column) the vertical velocity $(m.s^{-1})$ and (second column) the buoyancy ¹⁰⁶⁰ $(m.s^{-2})$ for (a,b) the cloud interior, (c,d) the 50-m inner edge, (e,f) the 150-m outer edge and (g,h) the far ¹⁰⁶¹ environment at t=4 min. The vertical mean profiles are plotted on the left of the distributions and the mean ¹⁰⁶² distribution obtained by averaging occurrences for all altitudes in each bin is plotted at the bottom. These ¹⁰⁶³ statistics have been computed in the subdomain plotted in Fig 2 (e).



FIG. 7. Vertical distributions at t= 4 min for (first column) the cloud interior and (second column) the 50-m 1064 inner edge of (a,b) the thermal production $(m^2.s^{-3})$ and (c,d) the dynamical production of subgrid TKE $(m^2.s^{-3})$, 1065 (e,f) the ratio of the subgrid TKE to the total TKE and (g,h) logarithmic distribution of the anisotropic ratio for 1066 the points where the subgrid TKE is superior to a threshold of $10^{-3}m^2s^{-3}$ computed as $\frac{\overline{v^2}}{w^2}$. For these two 1067 distributions, the frequencies are not obtained by normalizing the occurrences by the number of points of the 1068 horizontal domain but by the number of points contained in the area of the partition considered at each altitude. 1069 As in Figure 6, the distributions are surrounded by the mean vertical profiles and mean distributions except for 1070 the distributions of the anisotropic ratio (g,h) where th§2 near vertical profile is replaced by the median vertical 1071 profile. 1072



FIG. 8. Horizontal profiles at t = 4 min along the x coordinate for (a,e,i) the cloud water mixing ratio ($kg.kg^{-1}$), (b,f,j) the vertical velocity (ms^{-1}), (c,g,k) the buoyancy ($m.s^{-2}$), and (d,h,l) the resolved TKE ($m^2.s^{-2}$) at y= 2.25 km and z= 3.5 km (first line), z= 2.5 km (second line) and z=1.5 km (third line). The shaded areas correspond to the cloudy region above the $r_c + r_i \ge 10^{-6} g.kg^{-1}$ threshold.



FIG. 9. Vertical cross sections at y=2.25 km for (a) the streamlines for the *w* and $u' = u - \overline{u}$ fields where \overline{u} stands for the average of *u* on each altitude, (b) the perturbation pressure (*hPa*) (c) the enstrophy (*s*⁻¹), (d) the resolved vertical turbulent flux of non precipitating liquid water (*g.kg*⁻¹*ms*⁻¹) computed as *w'r'_{np}* with *w'* and r'_{np} defined in the same way as *u'*, (e) the resolved horizontal turbulent flux of non precipitating water mixing ratio $u'r'_{np}$ (*g.kg*⁻¹*.ms*⁻¹), (f) the resolved dynamic covariance u'w' (*m*²*.s*⁻²).



FIG. 10. Same as in Figure 5 but for the NOCOOL simulation.



FIG. 11. Vertical cross sections at y=2.25 km of the potential temperature budget terms (*K*) cumuled over 1083 10 seconds at t=4 minutes for the CTRL simulation: (a) vapor condensation-cloud water evaporation, (b) rain 1084 evaporation, (c) advection, (d) turbulent dissipation, (e) horizontal turbulent diffusion, (f) and vertical turbulent 1085 diffusion terms.



FIG. 12. Vertical cross sections at y=2.25 km of the vertical velocity budget terms $(m.s^{-1})$ cumuled over 10 seconds at t=4 minutes: (a) the pressure perturbation gradient, (b) advection, (c) gravity, (d) horizontal turbulent diffusion, (e) and vertical turbulent diffusion terms for the CTRL simulation and (l) the gravity term for the NOCOOL simulation.



¹⁰⁹⁰ FIG. 13. Vertical cross sections of an eddy of toroidal circulation in the upshear region of the cloud for (a-h) ¹⁰⁹¹ the CTRL simulation (i-p) and the NOCOOL simulation. (a,g) streamlines, (b,h) w ($m.s^{-1}$), (c,i) r_c ($kg.kg^{-1}$), ¹⁰⁹² (d,j) b (m^2s^{-2}), (e,k) vapor condensation-cloud water evaporation term of the potential temperature budget (K), ¹⁰⁹³ (f,l) the gravity term of the vertical velocity budget (ms^{-1}). The three budgets terms are cumuled over one ¹⁰⁹⁴ second.



FIG. 14. (a,b) Horizontal cross sections and (c,d) vertical cross sections along the the A-B line of the vertical velocity $(m.s^{-1})$ near the cloud top for the CTRL and the NOCOOL simulations at t=4 min. (e,f) Vertical cross sections of r_c $(kg.kg^{-1})$ along the C-D line at t=4 min and t=4 min 40 s for the CTRL simulation.

5.3 Études complémentaires à l'article

Des études complémentaires à l'article sont présentées dans cette section dans le but de mieux caractériser les échanges entre le nuage et son environnement ainsi que la turbulence et les instabilités présentes aux bords du nuage. Cela débute par une présentation des taux d'entrainement et de détrainement calculés avec la méthode bulk-plume et se poursuit par une étude concernant l'inversion de la flottabilité qui a été remarquée sur les bords du cumulus congestus. Cette section comprend ensuite une comparaison des effets dynamiques sur les bords amont et aval du nuage, une étude des instabilités et elle se termine par une brève description du sillage turbulent.

5.3.1 Entrainement calculé avec la méthode bulk-plume

L'entrainement a été calculé avec la méthode bulk-plume de Siebesma et al. (2003) (voir l'annexe B). La même étude pour la simulation de convection profonde (avec une résolution de 50 m) est présentée en annexe B. Les coupes verticales des anomalies pour les trois variables q_T , θ_{il} et MSE (voir l'annexe A) montrent des structures similaires dans les trois cas (Figure 5.1). Le nuage est défini comme l'ensemble des points qui vérifient :

$$r_c + r_i > 10^{-6} \ kg.kg^{-1}$$

$$w > 10^{-3} \ m.s^{-1}$$
(5.1)

Les taux d'entrainement et de détrainement obtenus avec les trois variables sont similaires bien qu'ils soient très légèrement supérieurs avec θ_l .

Si les profils d'entrainement et de détrainement obtenus sont bruités, on remarque qu'ils varient autour d'une valeur moyenne pour les altitudes basses et intermédiaires. Ainsi, le taux d'entrainement fractionnel varie autour de $2 \ km^{-1}$ entre 1 et 3.5 km d'altitude. Ces valeurs sont cohérentes avec Siebesma et al. (2003) et Romps (2010). Elles sont deux fois supérieures à ce qui est obtenu pour un cumulonimbus en phase mature dans la simulation de convection profonde (en annexe B). Le taux de détrainement fractionnel varie, lui aussi, autour de $2 \ km^{-1}$ entre 1 et 2.8 km d'altitude. Les taux d'entrainement et de détrainement ont des valeurs proches aux altitudes basses et intermédiaires ce qui est cohérent avec De Rooy et al. (2013). Au dessus de $z=2.8 \ km$, les taux d'entrainement et de détrainement functionnel puis le taux de détrainement présente un léger pic à $z=3.5 \ km$. Près du sommet, le taux d'entrainement fractionnel augmente légèrement tandis que le taux de détrainement fractionnel augmente fortement.

Comme dans le cas de la simulation de convection profonde (annexe B), l'augmentation obtenue près du sommet du nuage pour l'entrainement et le détrainement est moins marquée lorsque le produit de l'entrainement fractionnel et du flux de masse est considéré (non montré). Pour ce produit, on trouve, près du sommet, des valeurs faibles pour le taux d'entrainement et des valeurs proches de celles qui étaient obtenues aux altitudes basses et intermédiaires pour le taux de détrainement.

La diminution des taux d'entrainement et de détrainement au dessus de z=2.8 km pourrait signifier que la circulation toroïdale protège le cœur ascendant de la dilution par entrainement. Il est aussi possible qu'elle soit à l'origine du fort taux de détrainement obtenu près du sommet.

Moser and Lasher-Trapp (2017) avaient obtenu un pic d'entrainement fractionnel à la base de la circulation toroïdale pour un cumulus congestus en utilisant une méthode directe de calcul de l'entrainement. Ce pic n'apparait pas sur les profils d'entrainement calculés ici avec la méthode bulk-plume. Dans la mesure où les méthodes bulk de calcul de l'entrainement sont basées sur les variations des variables conservatives, les taux obtenus ne correspondent pas à une mesure directe du flux de masse à travers la surface nuageuse mais plutôt à une mesure de



FIGURE 5.1 – (haut) Coupes verticales des anomalies de q_T $(kg.kg^{-1})$, θ_{il} (K) et MSE $(kJ.kg^{-1})$. (bas) Profils verticaux des entrainements fractionnels ϵ et détrainements fractionnels δ calculés avec ces variables (km^{-1}) . Les profils sont lissés en moyennant sur la verticale par paquets de 10 points.

la dilution de l'air nuageux par l'air environnemental. L'entrainement s'effectuant à la base de la circulation toroïdale pourrait ainsi participer à la dilution de l'air nuageux à des altitudes inférieures.

5.3.2 Inversion de la flottabilité

Dans cette sous-section, l'inversion de la flottabilité mise en évidence dans l'article est étudiée un peu plus en détail.

L'utilisation de masques montre que l'inversion de la flottabilité mise en évidence dans l'article est très marquée à l'aval du nuage et qu'elle est présente le long du bord amont (Figure 5.2). Elle apparait aussi près du sommet du nuage. Sur des coupes horizontales (Figure 5.3), on remarque qu'elle est plus étalée à basse altitude et s'étend à l'aval du nuage.

Les différentes zones de la partition ont été isolées sur un diagramme w-b tracé à z=3.5 km (Figure 5.4). Celui-ci montre que l'inversion de la flottabilité touche peu l'intérieur du nuage (en excluant les bords) mais impacte fortement le bord intérieur. Le bord extérieur est le plus impacté dans la mesure où les points qui y sont situés présentent presque exclusivement des flottabilités négatives. Dans l'environnement lointain qui est caractérisé par une faible variabilité (dû au caractère idéalisé de la LES), peu de points ont des flottabilités négatives.

Des diagrammes thermodynamiques représentant la flottabilité en fonction du contenu en eau nuageuse, similaires à ceux introduits dans l'article ont été tracés aux altitudes z=1.5 km et z=2.5 km pour les simulations CTRL et NOCOOL (Figure 5.5). Les diagrammes qui étaient obtenus à z=3.5 km sont rappelés. La ligne pointillée représente la courbe environnementale.



FIGURE 5.2 – Coupe verticale de masques distinguant les zones pour lesquelles :

 $\begin{array}{l} ({\rm rouge}) \ w > 10^{-1} \ m.s^{-1} \ {\rm et} \ b > 10^{-3} \ m^2.s^{-2}, \\ ({\rm orange}) \ w < 10^{-1} \ m.s^{-1} \ {\rm et} \ b > 10^{-3} \ m^2.s^{-2}, \\ ({\rm cyan}) \ w > -10^{-1} \ m.s^{-1} \ {\rm et} \ b < -10^{-3} \ m^2.s^{-2}, \\ ({\rm bleu}) \ w < -10^{-1} \ m.s^{-1} \ {\rm et} \ b < -10^{-3} \ m^2.s^{-2}, \\ ({\rm blauc}) \ b < 10^{-3} \ m^2.s^{-2} \ {\rm et} \ b > -10^{-3} \ m^2.s^{-2} \end{array}$



FIGURE 5.3 – Coupes horizontales de la flottabilité $(m^2 s^{-2})$ à z=1.5 km et z=2.5 km.

Des croix y sont placées tous les kilomètres avec des croix vertes à la base (1 km) et au sommet (4 km) du nuage.

À z=1.5 km, de nombreuses parcelles ont un contenu en eau supérieur à celui de l'air environnemental à z=1 km ce qui signifie qu'elles proviennent de la couche limite.

À z=2.5 km, des parcelles ayant un rapport de mélange en eau liquide proche de celui de l'air environnemental à la base du nuage sont présentes sur le diagramme. Celles-ci sont principalement situées dans l'intérieur du nuage ce qui signifie que cette région contient des parcelles qui ont été peu diluées durant l'ascension du cumulus.

À z=3.5 km, de nombreuses parcelles ont un contenu en eau liquide supérieur à celui de l'air environnemental à z=2 km mais aucune n'a un contenu en eau liquide proche de celui de l'air environnemental à la base du nuage.

Ces résultats montrent que l'air contenu dans la partie supérieure du nuage a été dilué



b) [s/m] w w [m/s] C 0 -5 _5 -10-10-15 -15 -20 -0.10 -0.05 0.00 0.05 -20 -0.10 -0.05 0.15 0.10 0.15 0.10 0.00 0.05 b [m2/s2] b [m2/s2] 20 20 15 15 10 10 5 5 w [m/s] w [m/s] 0 C -5 -5 -10 -10 -15 -15 -20 -20 -0.05 0.00 0.05 0.10 0.15 -0.05 0.00 0.05 0.10 0.15 b [m2/s2] b [m2/s2]

FIGURE 5.4 – Diagramme vitesse verticale-flottabilité pour (a) l'ensemble des zones et (b) chacune des zones tracées séparément avec l'extérieur lointain (bleu), le bord extérieur (cyan), le bord intérieur (jaune) et l'intérieur du nuage (rouge).

durant son ascension.

L'inversion de la flottabilité est visible aux trois altitudes considérées avec une reproduction de la forme caractéristique en crochet obtenue par Park et al. (2017). Dans la simulation NOCOOL, les diagrammes sont plus étalés que dans la simulation CTRL avec de nombreux points associés aux bords intérieur et extérieur situés entre la courbe de mélange convectif et la courbe de mélange convectif avec condensation.

L'inversion de la flottabilité est donc présente à toutes les altitudes et se situe principalement dans les bord intérieur et extérieur du nuage. Elle est très étalée à faible altitude surtout à l'aval. Dans la sous-section qui suit nous allons comparer l'importance de cette inversion et celle des effets de turbulence entre les bords amont et aval du nuage.



FIGURE 5.5 – Diagrammes thermodynamiques à z=1.5 km, z=2.5 km et z=3.5 km pour les simulations CTRL et NOCOOL. Voir l'article pour la description des diagrammes.

5.3.3 Différences entre les bords amont et aval

Dans cette sous-section, l'effet du vent environnemental a été exploré en examinant la différence entre les bords amont et aval du nuage.

Des distributions ont été tracées à l'intérieur de sous-domaines de 1.5 km de côté situés à l'amont et à l'aval du nuage. Ces deux sous-domaines sont présentés en Figure 5.6. Les distributions des vitesses verticales mettent en évidence des occurrences légèrement plus fortes pour les vitesses verticales négatives dans le bord intérieur aval (Figure 5.7). Par ailleurs, des vitesses verticales positives plus fortes sont atteintes dans le bord intérieur amont en dessous de z=3 km tandis qu'au dessus de cette altitude, des vitesses verticales positives plus fortes sont atteintes dans le bord intérieur amont en dessous sont atteintes dans le bord aval. Ce résultat s'explique par l'inclinaison du nuage.

Les distributions obtenues pour les bords extérieurs présentent aussi des fréquences d'occur-

rence légèrement plus fortes à l'aval du nuage pour les vitesses verticales négatives. L'inclinaison du nuage a peu d'impact sur les distributions de w dans les bords extérieurs. Si l'on ne tient pas compte des flottabilités négatives apparaissant entre 1 et 2 km sur la distribution obtenue pour le bord extérieur amont (qui sont dues à la présence d'un autre nuage comme évoqué dans l'article), les distributions de la flottabilité peuvent être interprétées de la même façon que les distributions des vitesses verticales (Figure 5.8).

Les effets dynamiques et thermodynamiques dus au mélange turbulent (visibles sur les occurrences négatives de la vitesse verticale et de la flottabilité) sont donc légèrement plus forts à l'aval du nuage. On peut supposer qu'un cisaillement de vent environnemental plus important conduirait à une asymétrie encore plus marquée.



FIGURE 5.6 – Illustration des sous-domaines utilisés pour caractériser le bord amont (rouge) et le bord aval (violet) sur des coupes (haut) horizontales à z=2.5 km et z=3.5 km et (bas) verticales des vitesses verticales $(m.s^{-1})$ à y=9.75 km et y=10.5 km.



FIGURE 5.7 – Distributions verticales de w $(m.s^{-1})$ pour un bord intérieur de 50 m, un bord extérieur de 150 m à l'amont et à l'aval du nuage.



FIGURE 5.8 – Distributions verticales de $b \ (m.s^{-2})$ pour un bord intérieur de 50 m, un bord extérieur de 150 m à l'amont et à l'aval du nuage.

5.3.4 Caractérisation des instabilités

Cette sous-section traite de la caractérisation des instabilités sur les bords du cumulus congestus. Le critère de la CTEI est d'abord calculé afin de mesurer l'importance du refroidissement évaporatif dans la mise en place de ces dernières. Des nombres de Richardson sont ensuite utilisés afin de déterminer l'importance des gradients verticaux de flottabilité. Finalement, les termes de production du bilan d'enstrophie sont examinés de façon à déterminer si des instabilités sont générées en continu ou si la turbulence sur les bords du cumulus congestus est proche d'une turbulence homogène et isotrope.

Critère de la CTEI

Le critère de la CTEI (voir la sous-section 1.4.3) a été calculé avec la formule introduite par Gerber et al. (2005). On rappelle que le sommet du nuage est instable si :

$$\theta_e^{ENV} - \theta_e^{CLD} < K \frac{L}{C_p} (q_T^{ENV} - q_T^{CLD}) \Leftrightarrow \theta_e^{ENV} - K \frac{L}{C_p} q_T^{ENV} < \theta_e^{CLD} - K \frac{L}{C_p} q_T^{CLD}$$
(5.2)

Le champ $\theta_e - K \frac{L}{C_p} q_T$ a été tracé sur une coupe verticale (Figure 5.9) à coté du champ de θ_e .

Le critère est vérifié dans l'ensemble du nuage et l'est d'autant plus que la flottabilité est forte. Il apparaît donc que le sommet du nuage est instable à la pénétration d'air environnemental.

Les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse montrent que les subsidences présentes à l'intérieur du nuage ne parcourent pas plus de quelques centaines de mètres (voir la partie 5.5) ce qui tend à montrer que les effets dynamiques prédominent sur les effets thermodynamiques qui pourraient amener l'air environnemental à s'enfoncer profondément à l'intérieur du nuage.



FIGURE 5.9 – Coupes verticales des champs (gauche) $\theta_e - K \frac{L}{C_p} q_T$ et (droite) θ_e au sommet du nuage.

Nombres de Richardson

En lien avec la sous-section 1.4.2, des nombres de Richardson ont été calculés pour différents intervalles de z (Δz) afin de déterminer à quelles échelles pouvaient s'établir des instabilités d'origine thermique (Figure 5.10).

Le nombre de Richardson a d'abord été calculé avec une formule simple qui tient uniquement compte des gradients verticaux (nombre de Richardon bulk) :

$$Ri = \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{\Delta_z \theta_v}{(\Delta_z U)^2 + (\Delta_z V)^2}$$
(5.3)



FIGURE 5.10 – Coupes verticales des nombres de Richardson (gauche) bulk et (droite) gradient calculés pour $\Delta z = 50$ m, 100 m et 250 m.

puis il a été calculé avec une formule plus complexe qui fait intervenir le tenseur des taux

de déformation comme dans Grabowski and Clark (1993a) :

$$Ri = \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{\frac{\partial \theta_v}{\partial z}}{|D|^2}$$
$$|D|^2 = \frac{1}{2} (D_{11}^2 + D_{22}^2 + D_{33}^2) + D_{12}^2 + D_{13}^2 + D_{23}^2$$
$$D_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial u_j} + \frac{\partial u_j}{\partial u_i} - \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial u_k}$$
(5.4)

Tout d'abord, il est intéressant de remarquer que les deux nombres de Richardson ont des intensités sensiblement différentes. Cela signifie que la prise en compte des gradients horizontaux du vent est importante aux échelles étudiées ce qui est cohérent avec les fortes valeurs obtenues pour la production dynamique horizontale aux mêmes échelles au chapitre 4. Le long des interfaces horizontales séparant l'air nuageux et l'air environnemental, les nombres de Richardson sont négatifs, compris entre 0 et 1 et les valeurs atteintes dans ces régions augmentent avec Δz . Ces résultats sont en accord avec Grabowski and Clark (1991) et suggèrent que des instabilités d'origine thermique pourraient se développer pour des échelles de quelques centaines de mètres.

Termes de production du bilan d'enstrophie

Des bilans d'enstrophie (voir la section 1.4.2) ont été effectués à l'intérieur de parallélépipèdes centrés autour du sommet du nuage (700 m x 700 m x 500 m), d'un tourbillon de circulation toroïdale à l'amont du nuage (1 km x 1 km x 1 km) et d'un tourbillon situé à l'amont du nuage en dessous de la circulation toroïdale (500 m x 500 m x 500 m, ce tourbillon est montré en Figure 5.21). La méthode utilisée est celle de Grabowski and Clark (1993a) et on fait l'hypothèse que le flux d'enstrophie à travers la surface des parallélépipèdes est négligeable. Les quatre termes intervenant dans le bilan d'enstrophie sont le terme de divergence (S_{div}) , le terme d'élongation (S_{skew}) , le terme de flottabilité (S_{buoy}) et le terme de dissipation (S_{diss}) .

Dans les trois cas considérés, S_{div} est négligeable ce qui est cohérent avec Grabowski and Clark (1993a). S_{buoy} domine sur S_{skew} avec un facteur 2 entre ces deux termes autour du tourbillon de circulation toroïdale ($S_{buoy} \approx 0.028 \ s^{-2}$ et $S_{skew} \approx 0.016 \ s^{-2}$), un facteur 3 autour du tourbillon situé à l'amont du nuage à une altitude plus faible ($S_{buoy} \approx 0.038 \ s^{-2}$ et $S_{skew} \approx 0.14 \ s^{-2}$) et un facteur 2.5 au sommet du nuage ($S_{buoy} \approx 0.048 \ s^{-2}$ et $S_{skew} \approx 0.02 \ s^{-2}$).

Le bilan a aussi été calculé à l'intérieur d'un parallélépipède centré autour du sillage turbulent (1 km x 1 km x 1 km). Pour ce bilan, S_{buoy} et S_{skew} sont d'importance équivalente ($S_{buoy} \approx 0.015$ et $S_{skew} \approx 0.012$). Ce résultat indique que le régime est plus proche d'une turbulence homogène et isotrope dans le sillage turbulent que dans le reste du nuage ce qui est cohérent avec l'étude de cette région présentée dans la sous-section suivante.

Il est donc possible qu'à la surface du nuage, des instabilités soient générées en continu par les gradients de flottabilité. Ceci est cohérent avec l'hypothèse effectuée par Grabowski and Clark (1993a) selon laquelle, dans un nuage réaliste, un équilibre se forme entre le mélange turbulent et la contraction de l'écoulement dans la couche de transition causée par l'ascension du nuage. La formule $\Delta u_s = (g\Delta bR)^{1/2}$ reliant la vitesse de cisaillement aux gradients de flottabilité d'un bout à l'autre de la couche de transition donne des résultats cohérents avec des valeurs de 10 $m.s^{-1}$ pour Δu_s et $(g\Delta bR)^{1/2}$ entre les deux extrémités de la couche de transition aux altitudes de la circulation toroïdale et de 8 $m.s^{-1}$ pour les mêmes quantités à l'altitude du tourbillon amont. Ce calcul reste subjectif dans la mesure où les résultats obtenus varient fortement avec le choix du rayon du nuage et des extrémités de la couche de transition.

5.3.5 Étude du sillage turbulent

Dans cette dernière sous-section des complément à l'article, le sillage turbulent est brièvement étudié.

Blyth et al. (1988) ont introduit le sillage turbulent avec le modèle théorique du thermique à sillage puis Zhao and Austin (2005b) ont noté l'existence d'une tige d'air chaud et dense sousjascente au cœur ascendant et qui l'alimente. Ces résultats sont retrouvés dans la simulation à fine échelle. La Figure 5.11 montre un isocontour de flottabilité ($b = 0.05 \ m.s^{-2}$) qui met en valeur le cœur ascendant et sa tige. On remarque que la tige est localisée dans la région amont du nuage. La distribution obtenue pour les vitesses verticales à l'intérieur de ce contour porte la signature de la circulation toroïdale et montre que la tige est essentiellement une zone d'ascendance qui participe à l'alimentation du cœur ascendant.



FIGURE 5.11 – (gauche) Coupe verticale des isocontours pour $b = 0.05 \ m.s^{-2}$ et $r_c + r_i = 10^{-6} \ kg.kg^{-1}$, (droite) distribution des vitesses verticales $(m.s^{-1})$ pour les points vérifiant $b > 0.05 \ m.s^{-2}$.

Le sillage turbulent contient de nombreuses subsidences (Figure 5.12 b) et le contenu en eau liquide y est plus faible que dans le reste du nuage (non montré). Il est composé d'un grand nombre de petites structures tourbillonnaires de formes variées (Figure 5.12 c). La flottabilité y est plus faible que dans le reste du nuage ce qui s'explique par des effets de refroidissement évaporatif plus marqués dans cette région (Figure 5.12 d) avec un fort impact sur le terme de flottabilité (Figure 5.12 e). La simulation NOCOOL les valeurs faibles et négatives du terme de flottabilité dans cette région sont bien dues aux effets de refroidissement évaporatif (Figure 5.12 f).

Zhao and Austin (2005b) ont obtenu des résultats suggérant que l'air du cœur ascendant ayant été mélangé ou s'étant refroidi s'en détache pour venir se diluer dans le sillage turbulent. Par ailleurs, Blyth et al. (1988) suggèrent que l'air environnemental entrainé aux altitudes du cœur ascendant pourrait contourner ce dernier en suivant la circulation toroïdale avant d'être détrainé dans le sillage turbulent. Ces questions ont été brièvement étudiées. Aux altitudes directement inférieures à celles du cœur ascendant, des zones de flottabilité négative apparaissent à l'intérieur du nuage. Leur présence s'explique par un évènement d'engouffrement important causé par les tourbillons de circulation toroïdale. L'air entrainé est ascendant ce qui signifie qu'il n'est pas sur le point d'être détrainé. À l'aval du cœur ascendant, aux mêmes altitudes que lui, des vitesses verticales plus faibles ou négatives sont visibles sur les coupes horizontales



FIGURE 5.12 – Coupes verticales des vitesses verticales $(m.s^{-1})$ (a) pour l'ensemble du domaine, (b) pour un zoom effectué à l'intérieur du sillage turbulent, (c) des lignes de courant, (d) du terme de changement d'état du bilan de la température potentielle liquide (K), (e) du terme de flottabilité du bilan de vitesse verticale $(m.s^{-1})$ pour la simulation CTRL et (f) même chose pour la simulation NOCOOL.

et verticales mais elles ne sont pas spatialement corrélées avec des flottabilités faibles ou négatives ce qui signifie qu'elles pourraient être dues à un effet purement dynamique. Il est donc

difficile de savoir si le sillage turbulent a une importance dans la dynamique nuageuse ou s'il est simplement constitué d'air détaché du cœur ascendant et destiné à se dissiper.

Conclusion

A l'issue des études complémentaires à l'article, nous retiendrons les éléments suivants :

- Les altitudes du cœur ascendant sont caractérisées par une diminution des taux d'entrainement et de détrainement. Une explication possible serait que la circulation toroïdale isole le cœur ascendant de l'environnement.
- L'inversion de la flottabilité sur les bords du cumulus congestus mise en évidence dans l'article est présente à toutes les altitudes et elle est plus marquée à l'aval du nuage qu'à l'amont. Le bord aval est aussi caractérisé par un mélange légèrement plus intense que dans le bord amont.
- Le critère de la CTEI indique que l'ensemble du nuage est instable à la pénétration d'air environnemental.
- Au sommet du nuage, le nombre de Richardson est négatif et diminue à mesure que les échelles considérées augmentent. Sur les bords du nuage, le terme de flottabilité de l'équation de la vorticité est plus fort que le terme d'étirement des tourbillons (sauf dans le sillage turbulent). Ces résultats montrent que des instabilités dues aux gradients de flottabilité peuvent apparaître aux bords du nuage et que ces instabilités sont plus susceptibles d'apparaître pour des échelles plus grandes (>100 m). Cela est cohérent avec les résultats obtenus au le chapitre 4 concernant les importances relatives des termes de production dynamique et de production thermique de la TKE sous-maille aux différentes échelles.
- Le sillage turbulent est principalement situé à l'aval du nuage. Les tourbillons y sont plus petits que ceux qui sont visibles sur les bords du nuage dans les autres régions. Il est le siège de forts effets de refroidissement évaporatif qui font chuter la flottabilité et sont à l'origine de subsidences.

Nous allons maintenant nous intéresser de façon plus générale aux différents tourbillons présents dans le cumulus congestus simulé à 5 m de résolution.

5.4 Structures tourbillonnaires

Les structures tourbillonnaires obtenues avec la simulation de fine échelle ont été brièvement présentées dans l'article mais aucune tentative de classification n'a été effectuée. Dans cette section, nous nous intéresserons d'abord à la forme des tourbillons puis nous passerons en revue les différents types de tourbillons qui ont été visualisés en fonction de leur localisation dans le nuage.

5.4.1 Structures tridimensionnelles complexes

Un résultat connu concernant les nuages convectifs est que les tourbillons y prennent la forme de structures tridimensionnelles complexes. Des structures de tailles et de formes très différentes sont, en effet, obtenues avec la simulation à fine résolution. Celles-ci naissent des interactions entre les nombreuses échelles de la turbulence.

Lorsque l'advection horizontale est retirée (en soustrayant aux composantes horizontales du vent leur moyenne aux altitudes considérées), des tubes de courant allongés verticalement et horizontalement sont mis en évidence (Figure 5.13). Ceux-ci ont des tailles caractéristiques



FIGURE 5.13 – (haut) Coupes verticales à y=9.73 km et (bas) coupes horizontales à z=2.75 km (gauche) des lignes de courant où la moyenne horizontale est enlevée pour le vent horizontal et (droite) de l'enstrophie (s^{-2}) .

allant de 200 m à moins de 50 m et présentent des signatures visibles sur les champs d'enstrophie. Si l'extérieur du nuage est généralement peu tourbillonnaire, les tourbillons situés près de l'interface empiètent sur l'environnement ce qui crée de la vorticité aux abords immédiats du nuage.

5.4.2 Élongation des structures

Deux diagnostics ont été utilisés pour étudier l'élongation des structures tourbillonnaires : le rapport des vorticités $\frac{\omega_y}{\omega_z}$ (ou $\frac{\omega_x}{\omega_z}$) pour l'élongation des structures résolues et le rapport des variances $\frac{\overline{v'^2}}{w'^2}$ (ou $\frac{\overline{u'^2}}{w'^2}$) pour l'élongation des structures sous-maille. Sur des coupes verticales, l'élongation normale au plan de la coupe est la plus intéressante dans la mesure où elle permet de mettre en évidence la présence d'éventuels rouleaux longeant l'interface nuage/environnement. Les coupes (Figure 5.14) mettent en évidence une forte variabilité avec des structures qui peuvent être allongées horizontalement (ici dans la direction normale à la coupe) ou verticalement. Les tubes de courant résolus peuvent être fortement allongés avec un rapport 5 fréquemment atteint tandis que, dans le cas des structures sous-maille, un rapport 3 est rarement dépassé.

Les distributions du rapport de ω_y à ω_z mettent en évidence une forte variabilité pour les structures résolues avec un écart-type d'approximativement 3 (Figure 5.15). Elles indiquent



FIGURE 5.14 – Coupes verticales des rapports (haut) $\frac{\omega_y}{\omega_z}$ et (bas) $\frac{\overline{v'^2}}{\overline{w'^2}}$ (avec des zooms sur une partie du nuage à gauche).

que les tourbillons résolus ont une légère tendance à être plus allongés horizontalement qu'ils ne le sont verticalement avec une médiane légèrement supérieure à un mais cette tendance est négligeable devant la variabilité. Il y a peu de différence entre l'intérieur du nuage et ses bords hormis près du sommet où l'on remarque que les tourbillons sont plus fréquemment allongés horizontalement.



FIGURE 5.15 – Distributions du rapport $\frac{\omega_y}{\omega_z}$ pour (gauche) l'intérieur du nuage et (droite) les bords intérieurs.

5.4.3 Classification des grandes structures

Circulation toroïdale

Parmi les plus grandes structures simulées sur les bords du nuage on retrouve celles qui font partie de la circulation toroïdale (Figure 5.16). Elles correspondent à des tourbillons d'approximativement 500 m de diamètre formant des rouleaux qui longent la surface nuageuse aux altitudes situées en dessous du sommet du nuage (entre 3 et 4 km pour le cumulus congestus à t=4 min de la simulation à 5m de résolution).



FIGURE 5.16 – Coupe verticale des lignes de courant (gauche) suivant x et (droite) suivant y.

Les tourbillons de circulation toroïdale ne sont pas directement visibles sur les champs de vorticité car ceux-ci font surtout apparaître les plus petites structures. Une signature peut tout de même être obtenue en appliquant une moyenne glissante aux champs d'enstrophie (Figure 5.17).

La circulation toroidale est aussi associée à des vorticités verticales (Figure 5.18). Ce phénomène peut s'expliquer par l'inclinaison du toroïde (Damiani and Vali, 2007) ou des tourbillons (Zhao and Austin, 2005b). Lorsque le vecteur vorticité d'un tourbillon de circulation toroïdale est parallèle au vent moyen, le tourbillon va s'incliner et sera alors visible sur des coupes horizontales.

La composante des tourbillons de circulation toroïdale dans le plan horizontal présente une



FIGURE 5.17 – Coupes horizontales à z=3.5 km de (gauche) la vorticité verticale (s^{-1}) et de (droite) l'enstrophie (s^{-2}) lissée en utilisant une moyenne glissante par pavés de 50 m de coté.



FIGURE 5.18 – Coupes horizontales à z=3.5 km (a) des lignes de courant, (b) du flux résolu $u'r'_{np}$ $(kg.kg^{-1}m.s^{-1})$, (c) du flux u'w' résolu (m^2s^{-2}) et (d) de la production dynamique sous-maille (m^2s^{-2})

signature sur les flux horizontaux résolus de température, d'humidité et sur les flux dynamiques u'w' et v'w'. Elle est aussi associée à une production dynamique de turbulence sous-maille

(Figure 5.18).

Vorticité verticale aux altitudes inférieures

En dessous de la circulation toroïdale (z < 3200 m), des paires de vortex en contre rotation associées à des tourbillons d'approximativement 500 m de diamètre sont visibles dans le plan horizontal (Figure 5.19). L'état de l'art associe la présence de telles structures à l'inclinaison de rouleaux du vent environnemental (qui sont dus au cisaillement) par l'ascendance convective. On retrouve certaines de ces structures sur le champ d'enstrophie et elles ont aussi une signature visible sur les flux horizontaux résolus.



FIGURE 5.19 – Coupes horizontales à z=3km (a) des lignes de courant, (b) de l'enstrophie (s^{-2}) et (c) du flux turbulent résolu $u'r'_{np}$ $(kg.kg^{-1}m.s^{-1})$

Sillage turbulent

Le volume nuageux qui n'est pas contenu dans le cœur ascendant compose le sillage turbulent qui a été étudié dans la section précédente. La turbulence y est moins intense qu'à l'intérieur du cœur ascendant. Les mouvements dans le sillage turbulent sont d'apparence chaotique avec de nombreuses structures de petites tailles (Figure 5.20). Finalement, l'enstrophie et les flux thermodynamiques résolus y sont plus faibles qu'ils ne le sont à l'intérieur du nuage.

Tourbillon amont

Des rouleaux longeant le bord du nuage sont simulés à différentes altitudes. Ceux-ci sont plus faciles à visualiser sur le bord amont où la partie la plus dynamique de l'ascendance est



FIGURE 5.20 – Coupes horizontales à z= 3km (a) des lignes de courant, (b) de l'enstrophie (s^{-2}) et (c) du flux turbulent résolu $u'r'_{np}$ $(kg.kg^{-1}m.s^{-1})$

directement en contact avec l'air environnemental. Les tourbillons associés à ces rouleaux ont des caractéristiques très similaires à celles des tourbillons de circulation toroïdale mais ils ont des diamètres 2 à 10 fois inférieurs (50 à 250 m). L'un d'entre eux est présenté en Figure 5.21.

Le terme de perturbation de pression du bilan des vitesses verticales (calculé sur 10 secondes) est négatif dans la partie supérieure du tourbillon et positif dans sa partie inférieure. Le tourbillon amont entraine de l'air environnemental à sa base et une intensification des effets de refroidissement évaporatif est associée à cet évènement d'entrainement (cela ce traduit par une diminution du terme de changement de température par condensation/évaporation). Le flux turbulent résolu $u'r'_{np}$ est négatif dans la partie supérieure du tourbillon où de l'air est détrainé et positif dans sa partie inférieure où de l'air est entrainé.

Tourbillons au sommet du nuage

Au sommet du nuage, des tourbillons de petites tailles (100 m de diamètre ou moins) de type instabilité de Kelvin-Helmoltz apparaissent. Le terme de pression du bilan des vitesses verticales est négatif sur toute la hauteur de ces tourbillons et positif près de leur sommet où la flottabilité devient négative (non montré).


FIGURE 5.21 – Coupes verticales (a) des lignes de courant, (b) de w $(m.s^{-1})$, (c) de b $(m.s^{-2})$, (d) du flux résolus $u'r'_{np}$ $(kg.kg^{-1}m.s^{-1})$, (e) du terme de perturbation de pression du bilan des vitesses verticales $(m.s^{-1})$ et (f) du terme d'évaporation-condensation de l'eau du bilan de température potentielle liquide (K)

Subsidences apparaissant près du sommet

Certaines instabilités provoquent des évènements d'entrainement qui conduisent l'air environnemental à s'enfoncer de quelques centaines de mètres à l'intérieur du nuage. Une de ces subsidences a été présentée dans l'article. Une seconde est montrée en Figure 5.22. Celle-ci s'enfonce de moins de 100 m à l'intérieur du nuage. On distingue deux tourbillons en contrerotation de chaque coté de la subsidence. On remarque également des inclusions d'air sec dans le nuage associé à ces évènements d'entrainement. Les diagostics effectués précédemment tendent à indiquer que ces instabilités sont provoquées par des effets dynamiques et renforcées par le refroidissement évaporatif.



FIGURE 5.22 – (a) Coupe horizontale de la flottabilité (m^2s^{-2}) , (b) coupes verticales de la flottabilité, (c) des lignes de courant et (d) de w $(m.s^{-1})$.

Conclusion

Les tourbillons situés sur les bords du cumulus congestus présentent une variété de tailles et de formes avec une répartition équilibrée entre la vorticité verticale et la vorticité horizontale et des tubes de courant qui sont fréquemment 3 fois (et parfois 5 fois) plus larges que hauts ou bien plus hauts que larges.

Certaines des structures qui ont été visualisées pourraient avoir une importance particulière pour la dynamique nuageuse du fait de leur taille (tourbillons de circulation toroïdale et grands tourbillons dans le plan horizontal), de leur nombre (tourbillons amont et tourbillons de sillage turbulent) ou car, étant situées au sommet du nuage, elles entrainent directement de l'air sec dans la région du nuage qui a la flottabilité la plus forte (instabilités de Kelvin-Helmoltz et subsidences au sommet). Un schéma de synthèse est présenté en Figure 5.23.



FIGURE 5.23 – Schéma de synthèse avec les différentes structures tourbillonnaires.

5.5 Suivi de parcelles par des traceurs lagrangiens

L'outil de reconstitution de trajectoires lagrangiennes selon Gheusi and Stein (2002) a été utilisé afin de caractériser la circulation sur les bords du cumulus congestus et de quantifier les échanges à l'interface.

5.5.1 Altitude d'origine des parcelles situées au sommet du nuage

Dans un premier diagnostic, les traceurs sont initialisés à $t_0 = 4$ minutes puis l'altitude des traceurs à t_0 ($z(t_0)$) est étudiée à différents instants (entre 4 et 5 minutes). Des coupes verticales de $z(t_0)$ au sommet du nuage montrent que les parcelles situées à l'intérieur du nuage près de son sommet à un instant donné proviennent dans la majorité des cas d'altitudes inférieures à z(t) (Figure 5.24). Des parcelles d'air environnemental sont entrainées à l'intérieur du nuage et se mélangent à l'air nuageux (en se mélangeant directement aux régions à fort contenu en eau nuageuse situées au sommet du nuage). Elles restent près de l'interface et s'élèvent avec le nuage. Les parcelles qui se trouvaient initialement au dessus du sommet du nuage sont soulevées par son élévation. Plus bas, des subsidences situées près des bords latéraux du nuage courbent les isolignes de $z(t_0)$ dans l'environnement. Aucune subsidence pénétrante n'est visible au sommet.

5.5.2 Entrainement sommital vs lateral

Afin de quantifier les importances des entrainements latéral et sommital, un second diagnostic est effectué en distinguant les traceurs initialisés à $t_0 = 4$ minutes en quatre catégories :

- 1. Traceurs situés à l'intérieur du nuage (ROUGE)
- 2. Traceurs situés sous la base du nuage (BLEU)



FIGURE 5.24 – (gauche) coupes verticales de $z(t_0)$ pour $t_0 = 4 \min$ et (droite) r_c (kg.kg⁻¹) à $t = 4 \min 10 \ s, t = 4 \min 20 \ s, t = 4 \min 30 \ s, t = 4 \min 40 \ s, t = 4 \min 50 \ s$ et $t = 5 \min$

- 3. Traceurs situés dans l'environnement entre l'altitude de la base du nuage et l'altitude du sommet du nuage (CYAN)
- 4. Traceurs situés au dessus du sommet du nuage (VERT)

On note z_{b0} et z_{t0} les altitudes de la base et du sommet de nuage à $t_0 = 4$ min, égales respectivement à 865 et 4145 m.

La répartition des traceurs initialement situées dans les différentes zones est ensuite étudiée à t = 5 minutes ce qui permet de calculer la fraction de l'air nuageux qui a été renouvelé au bout d'une minute et de déterminer si une quantité d'air importante a été entrainée au sommet du nuage (Figure 5.25).

On peut voir sur les coupes que de grandes quantités d'air ont été entrainées latéralement et que la répartition de l'air entrainé est inhomogène (Figure 5.25 a). Les régions qui contiennent de l'air provenant de l'extérieur du nuage sont corrélées avec les régions de faible contenu en eau nuageuse (non montré). Les traceurs entrainés près du sommet (en vert) sont peu nombreux et ils sont exclusivement situés près des bords (Figure 5.25 b). Sur les profils verticaux, le nombre de traceurs présents à l'intérieur du nuage à t dont l'altitude était inférieure à l'altitude de la base du nuage à z_{b0} présente un pic autour de 1 km d'altitude (Figure 5.25 c). La proportion des traceurs provenant de l'environnement diminue légèrement avec l'altitude et elle varie entre 10 et 20 % avec une valeur moyenne de 15 %, un maximum près de la base du nuage et un minimum aux alentours de z=3.7 km (non montré). En dessous de z_{s0} , l'air entrainé provient exclusivement des altitudes inférieures à z_{s0} (le nombre de parcelles contenues dans le nuage et provenant d'au dessus de z_{s0} est très faible). Au dessus, une partie de l'air entrainé provient d'altitudes supérieures à z_{s0} (Figure 5.25 d). Entre $z=z_{s0}$ et $z=z_{s0}+250$ m, l'air entrainé provient majoritairement des altitudes inférieures à z_{s0} ce qui s'explique par le fait que l'air qui est entrainé latéralement s'élève avec l'ascendance convective. Au dessus, l'air entrainé provient principalement d'altitudes supérieures à z_{s0} .

Le comptage des particules permet d'aboutir au résultat suivant : à t = 5 minutes, l'air provenant de la zone rouge (à l'intérieur du nuage à t_0) représente 82 % de l'air contenu dans le nuage, l'air provenant de la zone bleue (sous z_{b0} à t_0), 2 % de l'air contenu dans le nuage, l'air provenant de la zone cyan (en dehors du nuage entre z_{b0} et z_{s0} à t_0), 16 % de l'air contenu dans le nuage et l'air provenant de la zone verte (au dessus de z_{s0} à t_0), 0.07 % de l'air contenu dans le nuage. Si l'on ne considère que l'air qui a été entrainé dans le nuage, l'air situé au dessus du sommet du nuage à t_0 ne contribue qu'à 0.2 % de l'entrainement entre t=4 minutes et t=5 minutes.

Nous allons maintenant effectuer le même calcul en nous concentrant sur le sommet. Lorsque l'on considère uniquement les altitudes supérieures à z_{s0} , l'air provenant de la zone rouge représente 87 % de l'air contenu dans le nuage, l'air provenant de la zone bleue, 0 % de l'air contenu dans le nuage, l'air provenant de la zone cyan, 9.4 % de l'air contenu dans le nuage et l'air provenant de la zone verte, 3.8 % de l'air contenu dans le nuage. Si l'on ne considère que l'air qui a été entrainé dans le nuage et qui est situé au dessus de z_{s0} , l'air situé au dessus du sommet du nuage à t_0 ne contribue qu'à 30 % de l'entrainement entre t=4 minutes et t=5 minutes. Cela signifie que la majorité de l'air participant à la dilution du sommet nuageux a été entrainé latéralement à des altitudes plus faibles avant de s'élever avec l'ascendance convective.

On peut en conclure que l'impact de l'entrainement sommital a été négligeable entre t=4 minutes et t=5 minutes. Cela est d'autant plus vrai que le nuage s'est élevé au dessus de z_{s0} ce qui signifie que de l'air provenant d'altitudes supérieures à z_{s0} a pu être entrainé latéralement près du sommet.

5.5 Suivi de parcelles par des traceurs lagrangiens



FIGURE 5.25 – Répartition à t = 5 min des traceurs initialisés à t = 4 min en distinguant les quatre zones présentées dans le texte : (a) Coupe verticale à y=2.25 km, (b) Coupe horizontale à z=4.4 km, (c) profils verticaux du nombre de traceurs situés à l'intérieur du nuage pour chacune des quatre zones (en dizaine de milliers). La droite $y = z_{s0}$ est tracée en gris. (d) Zoom sur la partie du graphique située dans le rectangle en pointillés en haut à gauche de la figure c.

5.5.3 Utilisation de rétrotrajectoires lagrangiennes

On cherche maintenant à déterminer l'origine des parcelles d'air dans certaines parties du nuage. On s'appuie pour cela sur les rétrotrajectoires des traceurs reconstituées durant 2 minutes en réinitialisant les coordonnées des traceurs toutes les 10 secondes à partir des grilles eulériennes.

Dans un premier temps, la reconstitution des rétrotrajectoires est testée dans un cas simple. Des traceurs sont initialisés à chaque point de grille (tous les 5 m) à l'intérieur d'un cube de 50 m de côté situé au cœur de l'ascendance convective (ce qui représente $10 \times 10 \times 10$ traceurs) à $t_0 = 4$ minutes et on reconstitue leur parcours sur les 2 minutes précédentes (soit entre 2 et 4 min) comme illustré en Figure 5.26. Le temps est ainsi représenté par une valeur négative. A partir des statistiques (non montrées), il apparait que les parcelles s'étant le plus élevées ont parcouru 1 km verticalement. Cela correspond approximativement à des vitesses verticales de 8 $m.s^{-1}$. Cette valeur est cohérente avec les vitesses verticales moyennes au cœur de l'ascendance convective. Une partie des traceurs provient d'altitudes plus élevées. Ces traceurs ont été transportés par des subsidences et certaines d'entre elles proviennent de l'extérieur du nuage. Horizontalement, les parcelles ont parcouru approximativement 1 km.

L'altitude, la vitesse verticale et la différence $r_i + r_c - 10^{-6} kg.kg^{-1}$ ont été tracées pour un de ces traceurs (Figure 5.26 c). Les valeurs des vitesses verticales sont cohérentes avec les variations de l'altitude du traceur. A $t-t_0 = -120 s$, celui-ci est situé à l'extérieur du nuage où il est transporté par une subsidence. A $t-t_0 = -70 s$, il est entrainé puis il rejoint l'ascendance convective. Sa vitesse verticale et son contenu en eau augmentent ensuite à mesure qu'il s'élève.

Ces résultats sont cohérents et valident la reconstitution des rétrotrajectoires.



FIGURE 5.26 – (a et b) Rétrotrajectoires des traceurs initialisés à $t_0 = 4$ minutes dans une boite de 50 m de coté située au cœur de l'ascendance convective. (a) Les traceurs apparaissent à chaque pas de temps. La couleur rouge indique que le traceur se trouve à t_0-2min à l'intérieur du nuage et la couleur bleue à l'extérieur du nuage (b) Même information qu'en (a) mais les trajectoires sont représentées en lignes de couleur. (c) Exemple de rétrotrajectoire pour un seul des 1000 traceurs pour les champs suivants : contenu en eau nuageuse $r_i + r_c - 10^{-6}kg.kg^{-1}$, altitude z (m) et vitesse verticale w (m.s⁻¹)

Traceurs initialisés aux bords du nuage

a. Circulation des parcelles sur les bords du nuage

Dans un premier temps, la circulation de l'air sur les bords du cumulus congestus est étudiée. Les traceurs sont initialisés tous les 50 m et conservés dans un bord intérieur de 50 m d'épaisseur. Seuls les traceurs n'étant jamais sortis du domaine de simulation sont pris en compte dans les résultats ce qui donne un total de 47028 trajectoires. La répartition initiale (à $t_0 = 4$ minutes) des traceurs avec l'altitude est illustrée en figure 5.27 : le nombre de traceurs initialisés est plus important près de la base du nuage et diminue à mesure que l'on s'approche du sommet. Cela s'explique par une diminution du volume des bords avec l'altitude due au fait que le nuage est plus fragmenté à basse altitude.



FIGURE 5.27 – Répartition verticale des traceurs initialisés à $t_0=4$ minutes dans le bord intérieur de 50 m.

A titre d'exemple, on peut suivre un unique traceur durant son parcours (figure 5.28). Le traceur sélectionné effectue 6 traversées de la frontière nuageuse.



FIGURE 5.28 – Tracés en fonction du temps du nombre de traversées de la frontière nuageuse, de l'opérateur d'activité (égal à 1 lorsque $r_c + r_i - 10^{-6} > 0$ et à 0 dans le cas contraire), de la différence $r_c + r_i - 10^{-6} (kg.kg^{-1})$ et de l'altitude pour un traceur. L'incrément correspond au cumul du nombre de traversées de la surface nuageuse effectuées par le traceur.

L'ensemble des traceurs va maintenant être étudié de façon statistique. Les traceurs sont situés à l'extérieur du nuage une minute auparavant (à $t - t_0 = -60 s$) dans 25 % des cas contre 40 % 2 min auparavant (figure 5.29, a).

Il est intéressant d'analyser de quelle façon les traceurs circulent sur les bords du nuage, c'est-à-dire à quelle fréquence ils traversent la surface nuageuse. La proportion des traceurs ayant effectué strictement plus d'une traversée de la frontière nuageuse dans l'intervalle de 120 secondes qui est considéré est très inférieure au nombre de traceurs initialisés et décroit rapidement avec le nombre de traversées. Au bout de 120 secondes, un peu moins de 5 % des

traceurs sont sortis du nuage pour y entrer à nouveau tandis qu'entre 2 et 3 % des traceurs seulement ont effectué 3 traversées (figure 5.29, b).

Le lien entre le nombre de traversées de la surface nuageuse et l'altitude $z(t_0)$ est exploré. Les traceurs ayant effectué plus de deux traversées sont moins nombreux près du sommet du nuage mais cela est probablement lié au fait que le nombre de traceurs initialisés diminue avec l'altitude (figure 5.29, c).



FIGURE 5.29 – (a) Fraction des traceurs se situant dans le nuage ou dans l'environnement en fonction du temps. (b) Histogrammes du nombre de traversées de la frontière nuageuse à chaque pas de temps. Dans la légende à droite, chaque couleur correspond à un nombre de traversée (c) Pour chaque altitude : densité de probabilité du nombre de traversées de la frontière nuageuse pour les traceurs initialisés à cette altitude.

On s'intéresse à présent aux parcelles qui ont effectué plusieurs traversées de la frontière nuageuse. Un évènement d'entrainement (resp. de détrainement) commence lorsqu'un traceur entre dans le nuage (resp. sort du nuage) et se termine lorsqu'il en sort (resp. y rentre). Les différents évènements associés à un même traceur sont considérés comme étant indépendants les uns des autres et ils sont étudiés séparément. Le temps de retour pour un évènement d'entrainement (resp. de détrainement) est défini comme le temps qui est passé à l'intérieur (resp. à l'extérieur) du nuage par le traceur avant qu'il ne soit détrainé (resp. entrainé).

On comptabilise 5648 évènements d'entrée-sortie du nuage avec 1662 évènements d'entrainement et 3986 évènements de détrainement. Entre 40 et 45 % des évènements ont un temps caractéristique de 10 secondes ce qui correspond à des traceurs ayant traversé deux fois l'interface nuage/environnement sur deux pas de temps successifs (figure 5.30). Les plus petits tourbillons résolus par la simulation LES ont un rayon (r) d'approximativement 5 m. De tels tourbillons ont des vitesses tangentielles (v_t) caractéristiques $O(1 m.s^{-1})$. Une parcelle transportée par un de ces tourbillons effectue une demi-révolution en l'espace de $t_{1/2} = \frac{\pi r}{v_t} = \frac{\pi \times 5}{1} \approx 15 s$ ce qui signifie que les évènements ayant un temps de retour inférieur à 10 secondes ne correspondent pas à des mouvements résolus. Il pourrait s'agir de traceurs dont le contenu en eau r_c est proche du seuil caractéristique de $10^{-6} kg.kg^{-1}$ et qui oscillent entre l'état nuageux et l'état non nuageux. Reconstituer les trajectoires avec un pas de temps plus court ne permettrait donc pas d'obtenir des résultats plus précis concernant la circulation.

La fonction de densité de probabilité pour la durée caractéristique des évènements d'entrainement et de détrainement décroit exponentiellement avec le temps de retour. Ainsi, 90 % des évènements ont un temps de retour inférieur à 50 secondes (5 pas de temps) et 95 % des évènements ont un temps de retour inférieur à 80 secondes (8 pas de temps). La circulation sur les bords des nuages est donc associée à des temps caractéristiques très courts ce qui est cohérent avec Yeo et Romps (2012).

b. Altitude d'origine des parcelles



FIGURE 5.30 – (a) Schéma explicatif pour le calcul des temps de retour. (b) Densité de probabilité cumulée des temps de retour (T) pour les évènements d'entrainement et de détrainement. La distribution pour les temps passés à l'extérieur du nuage est tracée en bleu (EXT), celle pour les temps passés à l'intérieur du nuage (INT) est tracée en rouge et la distribution pour l'ensemble des évènements est tracée en noir. Le nombre d'évènement pour chacune des trois distributions est affiché en dessous du graphique.

L'altitude d'origine des parcelles est maintenant étudiée à $t = t_0 - 2 min$.



FIGURE 5.31 – (a) Altitude des traceurs à $t - t_0 = -120 \ s$ en fonction de leur altitude à t_0 et (b) Distribution verticale (en fonction de l'altitude à t_0) de $z - z_0$ à $t - t_0 = -120 \ s$.

La plupart des parcelles contenues dans les bords intérieurs ont subi une ascendance. Les traceurs ayant parcouru les distances les plus importantes vers le haut sont ceux qui sont situés près du sommet à $t = t_0$ (figure 5.31). Ils se sont élevés jusqu'à 1700 m en 2 minutes ce qui est cohérent avec les vitesses verticales maximales simulées à l'intérieur de l'ascendance convective qui sont de l'ordre de 15 $m.s^{-1}$.

Néanmoins, certaines parcelles ont subi une subsidence. C'est en milieu de nuage que les distances parcourues par ces parcelles subsidentes sont les plus importantes et elles atteignent au maximum $300 \ m$. Ce résultat est cohérent avec Heus et al. (2008) et Böing et al. (2014). Dans leurs simulations, les traceurs n'étaient pas transportés sur plus de quelques centaines de mètres par les subsidences. Les distances de descente sont ainsi très inférieures aux distances de montée. A l'approche du sommet, le nombre de parcelles qui sont descendues diminue.



FIGURE 5.32 – Fraction des points pour lesquels $z(t) - z(t_0) > 0$ (a) pour tous les points et (b) en supprimant les points qui ont traversé la frontière nuageuse entre $t_0 = 4$ minutes et t=2 minutes.

La fraction des traceurs ayant subi une subsidence, c'est-à-dire satisfaisant la condition :

$$\Delta z(t) = z(t) - z(t_0) > 0 \tag{5.5}$$

est étudiée pour différentes durées (Figure 5.32a). Aux premiers pas de temps, entre 20 et 25 % des traceurs satisfont cette condition mais cette fraction diminue avec t. À $t - t_0 = -60 s$, approximativement 15 % des parcelles satisfont la condition (5.5) et à $t - t_0 = -120 s$, moins de 10 % des parcelles satisfont la condition (5.5). La fraction des traceurs ayant subi une subsidence est non négligeable pour des parcelles initialisées sur les bords du nuage.

Afin d'étudier exclusivement les subsidences pénétrantes (contenues dans le nuage), le même diagnostic est effectué en ne considérant que les parcelles qui n'ont jamais traversé la frontière nuageuse (Figure 5.32b). La fraction des parcelles satisfaisant la condition (5.5) est approximativement la même que dans le diagnostic précédent au premier pas de temps puis elle diminue de façon significativement plus rapide dans ce cas. A $t - t_0 = -60 \ s$, moins de 10 % des traceurs satisfont la condition (5.5). A $t - t_0 = -120 \ s$ moins de 3 % des parcelles satisfont la condition (5.5).

Il s'avère que la majorité des parcelles subsidentes ont franchi l'interface nuageuse et proviennent donc de l'extérieur du nuage.

Afin de déterminer si les traceurs sont fréquemment transportés par des subsidences à l'extérieur du nuage avant d'être entrainé, $z(t_0 - 120 \ s)$ est comparé pour chaque traceur à l'altitude $z(t_{pe})$ qui correspond à l'altitude laquelle il traverse la surface nuageuse pour la première fois (Figure 5.33).

Parmi les traceurs qui étaient en dehors du nuage à $t = t_0 - 120 \ s$, une majorité a été transportée par des subsidences avant t_{pe} . Les parcelles qui sont le plus fortement descendues ont parcouru approximativement 450 m. En supposant $t_{pe} \approx t_0$ pour ces parcelles, cela correspondrait à des vitesses verticales moyennes de 3 à 4 $m.s^{-1}$ ce qui est cohérent avec les vitesses verticales minimales obtenues dans l'environnement immédiat du nuage.

Il apparaît donc que les parcelles situées dans les bords intérieurs du nuage ont majoritairement subi une ascendance. Il apparait aussi que celles qui ont subi une subsidence proviennent de l'extérieur du nuage dans la majorité des cas et que la majorité des parcelles provenant de l'extérieur du nuage ont subi une subsidence avant d'être entrainées. Le parcours des parcelles va maintenant être étudié pour l'ensemble du nuage en initialisant les traceurs sur des plans horizontaux.



FIGURE 5.33 – Distributions pour l'ensemble des traceurs de la différence entre l'altitude de première entrée et l'altitude à $t - t_0 = -120 \ s$.

Traceurs initialisés sur des plans horizontaux

Les traceurs sont à présent initialisés à l'intérieur du nuage, sur des plans horizontaux situés aux altitudes $z = 2.5 \ km$ et $z = 3.5 \ km$ à $t_0 = 4$ minutes. 224 traceurs sont initialisés pour $z_0 = 2.5 \ km$ et 259 traceurs sont initialisés pour $z_0 = 3.5 \ km$.



FIGURE 5.34 – Position des traceurs (en bleu) à l'instant initial $t_0 = 4$ minutes et (en rouge) à $t - t_0 = -120 \ s$ (a) pour $z_0 = 2.5 \ km$ et (b) pour $z_0 = 3.5 \ km$.

Pour les deux valeurs de z_0 considérées, la majorité des parcelles provient d'altitudes qui sont inférieures à leurs altitudes à t_0 (figure 5.34) mais certaines parcelles ont subi une subsidence et vérifient ainsi la condition (5.5). Nous allons d'abord déterminer si une fraction importante des parcelles initialisées provient de l'extérieur du nuage. Par la suite, nous étudierons les traceurs qui se sont élevés (qui représentent la majorité des traceurs) puis nous déterminerons quelle fraction des traceurs sont descendus et quelles distances ces derniers ont parcouru.

Près de 25 % des parcelles initialisées à $z_0 = 2.5$ km étaient situées à l'extérieur du nuage à $t-t_0 = -60 s$ et 35 à 40 % de ces parcelles étaient situées à l'extérieur du nuage à $t-t_0 = -120 s$. Seulement 15 % des parcelles initialisées à $z_0 = 3.5$ km étaient situées à l'extérieur du nuage à $t-t_0 = -120 s$.



FIGURE 5.35 – Fraction des traceurs se situant dans le nuage ou dans l'environnement en fonction du temps pour (a) $z(t_0) = 2.5$ km et (b) $z(t_0) = 3.5$ km.



FIGURE 5.36 – Histogrammes de $z(t) - z(t_0)$ pour t = 2 min pour (a) $z(t_0) = 2.5$ km et (b) $z(t_0) = 3.5$ km.

 $t - t_0 = -120 \ s$ (Figure 5.35). Ces résultats indiquent que le taux de renouvellement est important pour l'air nuageux même lorsque les parcelles ne sont pas initialisées uniquement près des bords. Le fait que 15 % à 25% des parcelles étaient situées à l'extérieur du nuage une minute auparavant est cohérent avec le taux de renouvellement moyen de l'air nuageux d'approximativement 15 % calculé en 5.5.3 et le fait que la fraction obtenue soit moins importante à z=3.5 km qu'à z=2.5 km est cohérent avec la valeur obtenue pour la diminution de ce taux de renouvellement avec l'altitude.

A t = 2 minutes, les valeurs minimales atteintes pour $z(t) - z(t_0)$ sont d'approximativement -1.2 km pour $z_0 = 3.5$ km et -800 m pour $z_0 = 2.5$ km (Figure 5.36) ce qui correspond respectivement à des vitesses verticales moyennes de 10 et 7 $m.s^{-1}$. Ces valeurs sont cohérentes avec les vitesses verticales modélisées à l'intérieur de l'ascendance convective à ces altitudes. Pour $z_0 = 3.5$ km, la majorité des parcelles provient d'altitudes situées moins de 600 m en dessous de leur altitude d'origine (figure 5.36) ce qui correspond à des vitesses verticales moyennes de moins de 5 $m.s^{-1}$. Pour $z_0 = 2.5$ km, les vitesses d'élévation moyennes des traceurs sont plus faibles.

On s'intéresse à présent aux parcelles qui ont subi une subsidence. Les histogrammes indiquent que les valeurs maximales de $z(t) - z(t_0)$ atteintes sont approximativement les mêmes pour $z_0 = 2.5$ km et 3.5 km et qu'elles sont comprises entre 100 et 150 m ce qui correspond à des vitesses verticales moyennes de quelques mètres par seconde (qui varient selon le pas de



FIGURE 5.37 – (haut) Fraction des traceurs pour lesquels $z(t) - z(t_0) > 0$ à $t - t_0 = -120 \ s$ et (bas) fraction des traceurs pour lesquels $z(t) - z(t_0) > 0$ et n'ayant jamais traversé la surface nuageuse à $t - t_0 = -120 \ s$ pour (gauche) $z(t_0) = 2.5 \ \text{km}$ et (droite) $z(t_0) = 3.5 \ \text{km}$.

temps considéré).

Pour $z_0 = 2.5$ km, la part des parcelles vérifiant la condition (5.5) est d'approximativement 17 % au premier pas de temps mais cette proportion chute rapidement pour atteindre 10 % au bout d'une minute et 8 % au bout de 2 minutes. Si on ne considère que les parcelles qui n'ont jamais traversé la frontière nuageuse, la fraction des traceurs vérifiant la condition (5.5) chute plus rapidement et seulement 3 % des traceurs vérifient la condition (5.5) au bout de 2 minutes (Figure 5.37).

Pour $z_0 = 3.5$ km, 25 % des parcelles vérifient la condition (5.5) au premier pas de temps. Cette fraction est supérieure à celle qui était obtenue pour $z_0 = 2.5$ km. mais elle diminue ensuite plus rapidement et moins de 3 % des traceurs vérifient la condition (5.5) à t = 2minutes. Lorsque l'on considère uniquement les traceurs qui n'ont jamais traversé la frontière nuageuse, une fraction négligeable des traceurs vérifient la condition (5.5) à t = 2 minutes.

On a donc une présence non négligeable de subsidences dans le cœur nuageux et en dessous de lui mais les parcelles ne sont transportées vers le bas que sur des échelles de temps très brèves et sur des courtes distances. Les parcelles sont aussi moins fortement transportées vers le bas près du sommet qu'en milieu de nuage.

5.5.4 Conclusion

Des traceurs lagrangiens ont permis d'étudier l'entrainement et la circulation aux bords du cumulus congestus. Dans un premier temps, l'évolution des coordonnées des traceurs a été étudiée durant une minute sans réinitialisation de ces derniers puis des rétrotrajectoires ont été reconstituées durant 2 minutes en réinitialisant les traceurs toutes les 10 secondes. Pour ce second diagnostic, les traceurs ont été initialisés uniquement aux bords du nuage puis sur deux plans horizontaux. Les conclusions obtenues à l'issue de l'étude basée sur les traceurs lagrangiens sont les suivantes :

- 1. Les bords sommitaux du cumulus congestus n'entrainent pas plus que ses bords latéraux et l'air qui est entrainé au sommet n'est pas transporté vers des altitudes inférieures.
- 2. Certaines des parcelles initialisées sur les bords effectuent plusieurs allers-retours entre l'intérieur et l'extérieur du nuage mais elles sont minoritaires (10 %) et le temps de résidence associé à la circulation de ces parcelles est inférieur à une minute.
- 3. Les parcelles initialisées aux bords du nuage étaient situées dans l'environnement deux minutes auparavant dans presque 50 % des cas et celles qui ont été initialisées dans le nuage sur les plans horizontaux étaient situées dans l'environnement deux minutes auparavant dans 35 à 40 % des cas ce qui signifie que l'air nuageux est fortement renouvelé, particulièrement sur les bords.
- 4. Les subsidences occupent une fraction non négligeable de la surface nuageuse (15-25 %) à une altitude donnée mais celles-ci transportent les parcelles sur de courtes périodes et sur de courtes distances ce qui exclut les subsidences fortement pénétrantes qu'elles soient situées à l'intérieur du nuage ou sur ses bords.
- 5. Dans l'environnement immédiat du nuage, l'air de l'enveloppe subsidente transporte les parcelles vers le bas avant qu'elles soient entrainées. Elles sont ensuite transportées vers le haut par les ascendances.

Ces résultats ont été obtenus sur une durée courte (entre 1 et 2 minutes) et nécessiteraient d'être confirmés sur des durées plus longues. Cependant, on soulignera la difficulté technique qui va avec l'analyse des données des traceurs lagrangiens compte tenu du volume de données très important que cela représente sur une simulation aux grandes grilles.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la turbulence de fine échelle située sur les bords du cumulus congestus simulé à 5 m de résolution a été analysée puis les effets dynamiques et thermodynamiques associés aux interactions entre l'air environnemental et l'air nuageux ont été étudiés. Les instabilités sur les bords de ce nuage ont aussi été caractérisées et les échanges avec l'environnement ont été analysés en utilisant notamment des traceurs lagrangiens. Une synthèse des conclusions obtenues à l'issue de chaque section sera donnée dans la conclusion générale.

Conclusion et perspectives

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des travaux actuels visant à adapter les schémas de turbulence des modèles atmosphériques aux échelles kilométrique et hectométrique. Cette gamme d'échelles se situe dans la zone grise de la turbulence qui se caractérise par un fort couplage entre la dynamique sous-maille et la dynamique résolue. Mieux représenter la turbulence à ces échelles est un enjeu crucial pour le modèle de prévision à échelle fine AROME, opérationnel sur la France avec une résolution de 1.3 km sur la métropole et une résolution de 2.5 km sur les territoires d'outre mer. De plus, dans quelques années, le prochain saut de résolution permettra de réaliser des prévisions à l'échelle hectométrique pour laquelle la question reste appropriée. La paramétrisation de la turbulence avec le schéma CBR actuellement utilisée dans les modèles AROME et Méso-NH, ne fournit pas des résultats satisfaisants dans les nuages convectifs, mais une nouvelle paramétrisation introduite par Moeng (2014) semble prometteuse (Verrelle et al., 2017). Un travail de recherche est donc nécessaire pour poursuivre la validation de cette nouvelle approche en considérant une population de nuages convectifs afin d'améliorer le schéma de turbulence.

La thèse a également pour objectif d'améliorer notre connaissance sur l'interaction entre la turbulence et la convection profonde en caractérisant les processus se produisant aux bords des nuages convectifs. La turbulence y est responsable de la dilution de l'air nuageux par entrainement d'air environnemental et elle est de plus fine échelle que celle qui est présente à l'intérieur des nuages. De plus, les processus physiques y sont complexes : présence d'une interface, changements de phases de l'eau, interactions avec l'air environnemental...

Au cours de cette thèse, nous avons donc cherché à répondre aux questions suivantes :

- 1. Quelles sont les limites des paramétrisations actuelles des schémas de turbulence des modèles Méso-NH et AROME au sein et sur les bords des nuages convectifs?
- 2. Quels sont les processus se distinguant sur les bords des nuages ?
- 3. Quels types d'instabilités sont présents à l'interface nuageuse?

Ces questions ont été abordées à l'aide de LES de convection profonde réalisées avec le modèle Méso-NH.

Principaux résultats

Dans une première partie de cette thèse, une simulation LES a été effectuée sur un grand domaine (80 km x 80 km x 20 km) avec une résolution de 50 m dans la troposphère afin de simuler un ensemble de nuages convectifs profonds lors des différentes phases de leur cycle de vie. Le but était de généraliser les résultats obtenus par Verrelle et al. (2017) sur un cumulonimbus en phase mature. Cette étude avait montré que la paramétrisation de (Moeng, 2014) donnait de bons résultats pour les flux thermodynamiques verticaux sur des diagnostics en mode "online" et en mode "offline". Dans cette thèse, la turbulence a été caractérisée à différentes résolutions horizontales et les paramétrisations ont été diagnostiquées pour la plupart des flux turbulents sur tout un échantillon de nuages convectifs profonds et sur deux nuages à différents stades de leur cycle de vie. Pour cela, nous avons employé la même méthodologie : une méthode de filtrage par boites (Honnert et al., 2011) a été utilisée afin d'obtenir des flux de référence aux résolutions horizontales 500 m, 1 km et 2 km à partir des champs de la LES. Les douze flux turbulents de référence ont été caractérisés et différentes paramétrisations ont été diagnostiquées pour cette population. Ces paramétrisations sont CBR, MOENG et Smagorinsky qui est utilisée dans de nombreux modèles comme UM et COSMO ainsi que la paramétrisation CBR avec un terme correctif de contre-gradient couramment utilisé dans la couche limite (Deardorff, 1972) pour le flux vertical de chaleur.

Tout d'abord, pour les flux thermodynamiques verticaux $(\overline{w'\theta'_l} \text{ et } \overline{w'r'_{np}})$, on retrouve la présence de zones à contre-gradient expliquant le mauvais fonctionnement des paramétrisations en K-gradient comme CBR et un très bon comportement de la paramétrisation de Moeng. Les deux autres paramétrisations diagnostiquées (Smagorinsky et CBR avec un terme correctif) n'obtiennent pas de meilleurs résultats que la paramétrisation CBR.

Concernant les flux thermodynamiques horizontaux $(\overline{u'\theta'_l}, \overline{u'r'_{np}}, \overline{v'\theta'_l}$ et $\overline{v'r'_{np}})$, la paramétrisation de Moeng reproduit mieux les variations de l'intensité des flux de référence avec l'altitude que la paramétrisation CBR. Pour les scores, elle donne des résultats nettement inférieurs à ceux obtenus pour les flux thermodynamiques verticaux mais les scores sont cependant meilleurs que ceux obtenus avec la paramétrisation CBR aux résolutions horizontales de 500 m et 1 km.

En ce qui concerne les covariances dynamiques $(\overline{u'v'}, \overline{u'w'} \text{ et } \overline{v'w'})$, il est plus difficile de conclure. Les covariances dynamiques obtenues avec les paramétrisations ont des coefficients de corrélation avec la référence inférieurs à 0.35. On note une légère tendance pour la paramétrisation de Moeng à fournir de meilleurs résultats pour les deux résolutions les plus fines (500 m et 1 km) tandis que la paramétrisation CBR obtient de meilleurs scores à 2 km de résolution.

Finalement, pour les variances dynamiques $(\overline{u'^2}, \overline{v'^2} \text{ et } \overline{w'^2})$, la paramétrisation CBR obtient de meilleurs résultats à toutes les résolutions. Ceux-ci sont à prendre avec précaution dans la mesure où l'énergie cinétique turbulente, qui intervient dans l'expression des variances pour cette paramétrisation, est calculée directement à partir des variances dynamiques de référence. La référence est anisotrope tandis que la paramétrisation CBR (qui est construite sur l'hypothèse d'isotropie) est trop isotrope. La paramétrisation de Moeng modélise l'anisotropie de façon satisfaisante à 500 m de résolution mais elle la surestime pour les résolutions plus lâches.

En résumé, la paramétrisation de Moeng permet donc de mieux représenter la turbulence dans les nuages convectifs profonds que les approches classiques en K-gradient pour les flux thermodynamiques verticaux et, dans une moindre mesure, pour les flux thermodynamiques horizontaux. Il est plus difficile de conclure pour les flux dynamiques. Concernant les autres paramétrisations qui ont été diagnostiquées, la paramétrisation de Smagorinsky ne permet pas d'obtenir de meilleurs résultats que les autres paramétrisations de même que l'ajout d'un terme correctif dans les zones à contre-gradient pour le flux $\overline{w'\theta'_l}$.

L'étape suivante a consisté à vérifier que les paramétrisations représentent correctement la turbulence sur les bords des nuages convectifs. Pour cela, une méthode de descente d'échelles a permis d'obtenir une résolution isotrope de 5 m assez fine pour résoudre une grande partie de la turbulence sur les bords d'un cumulus congestus durant 5 minutes.

Cette simulation est utilisée pour étendre la caractérisation des flux turbulents et le diagnostic des paramétrisations CBR et Moeng à des résolutions encore plus fines (hectométrique et décamétrique : 500 m, 250 m, 100 m, et 50 m) et particulièrement aux bords du nuage.

Tant les caractéristiques des distributions verticales des flux de référence que les différences de performance des paramétrisations CBR et Moeng sur les différents flux sont similaires à l'intérieur du cumulus congestus et dans l'échantillon de cumulonimbus.

Sur les bords du nuage, à 50 m et 100 m de résolution, les flux thermodynamiques de

référence sont légèrement plus forts qu'ils ne le sont à l'intérieur de ce dernier ce qui est cohérent dans la mesure où de forts gradients des variables thermodynamiques caractérisent les bords des cumulus. Au contraire, les flux dynamiques sont plus forts à l'intérieur du nuage qu'ils ne le sont sur ses bords ce qui est cohérent avec le fait que l'ascendance convective est principalement située à l'intérieur du nuage.

Globalement, les paramétrisations fournissent des résultats équivalents entre les bords du nuage et l'intérieur. Les résultats obtenus pour ce cumulus congestus étendent donc les résultats obtenus pour un ensemble de nuages convectifs profonds mais pour des résolutions plus fines et aux bords des nuages.

Dans la dernière partie de la thèse, la simulation à 5 m de résolution est utilisée afin d'étudier les processus physiques, la turbulence de fine échelle, l'entrainement et les instabilités sur les bords du cumulus congestus en s'appuyant notamment sur une partition distinguant différentes parties du cumulus congestus et de son environnement, ainsi que sur de nombreux diagnostics.

A 5 m de résolution, le rapport de la TKE sous-maille à la TKE résolue est plus fort sur les bords qu'à l'intérieur du nuage pour la simulation à 5 m de résolution, mais reste inférieur à 20 % : cette résolution est donc suffisante pour bien résoudre la majeure partie de la turbulence et être en régime LES sur les bords du nuage. La production dynamique domine le bilan de TKE et la production thermique, qui est très minoritaire, est plus forte sur les bords du nuage qu'à l'intérieur de ce dernier, soulignant l'importance des effets thermodynamiques dans cette zone.

Les bords du nuage sont caractérisés par une présence accrue de subsidences et portent la marque d'une inversion de la flottabilité. Ces effets sont plus marqués à l'aval qu'à l'amont du nuage sur notre cas d'étude. L'enveloppe subsidente du nuage peut être décomposée en une enveloppe locale générée par l'ensemble des tourbillons qui se trouvent sur les bords du nuage et une enveloppe globale liée à la perturbation de l'environnement par l'ascension du nuage. La part de l'enveloppe subsidente située à l'extérieur du nuage est peu turbulente.

Les échanges entre le nuage et son environnement ont pu être quantifiés, notamment grâce à des traceurs lagrangiens. Ces derniers montrent que l'entrainement latéral prédomine sur l'entrainement sommital, et la faible quantité d'air qui est entrainée au sommet n'est pas transportée vers des altitudes inférieures. L'air nuageux est fortement renouvelé : plus de 40 % de l'air situé sur les bords du nuage et 35 à 40 % de l'air situé à l'intérieur du nuage sont renouvelés en deux minutes. Certaines des parcelles initialisées sur les bords effectuent plusieurs allers-retours entre l'intérieur et l'extérieur du nuage mais elles sont minoritaires (10 %) et le temps de résidence associé à la circulation de ces parcelles est inférieur à une minute. Par ailleurs, les subsidences occupent une fraction non négligeable de la surface nuageuse (15-25 %), mais celles-ci transportent les parcelles sur de courtes périodes et sur de courtes distances ce qui exclut les subsidences fortement pénétrantes, à l'intérieur du nuage comme sur ses bords. Dans l'environnement immédiat du nuage, l'air de l'enveloppe subsidente transporte les parcelles vers le bas avant qu'elles ne soient entrainées. Une fois à l'intérieur du nuage, elles sont ensuite transportées vers le haut par les ascendances.

Le rôle du refroidissement évaporatif, qui est source à discussion dans les études actuelles, a pu être précisé grâce à une expérience de sensibilité le supprimant. Sa suppression a un impact sur les vitesses verticales négatives dans les bords intérieurs du nuage et sur l'inversion de la flottabilité sur les bords des deux cotés de l'interface nuage/environnement. Ces effets sont visibles le long de l'interface comme la signature d'un grignotage de petite échelle. Ils apparaissent aussi à l'intérieur du nuage (mais près de l'interface) ce qui montre que de l'air environnemental peut aussi être engouffré. L'impact du refroidissement évaporatif sur l'inversion de la flottabilité a pu être relié au mélange grâce à des diagrammes thermodynamiques. Le refroidissement modifie peu les instabilités mais il modifie le parcours de l'air entrainé. On constate qu'avec le refroidissement évaporatif, l'air entrainé pénètre moins profondément à l'intérieur du nuage et s'enfonce plutôt à des altitudes inférieures. Il renforce également les subsidences causées par les instabilités au sommet du nuage.

La circulation toroïdale a pu également être mise en évidence dans la partie supérieure du cumulus congestus. Elle a un fort impact sur les flux turbulents résolus. Une analyse poussée basée sur différents diagnostics a permis de mettre en évidence différents types d'instabilités.

D'un point de vue dynamique, des tourbillons d'un diamètre de 100-200 m sont mis en évidence au sommet du nuage. Leur vorticité est de signe opposée à celle des tourbillons de circulation toroïdale situés en dessous d'eux. Ils semblent être liés à des instabilités de Kelvin-Helmoltz causées par la divergence horizontale de l'air au sommet du nuage. Des subsidences associées à des paires de tourbillons de 50 m de diamètre en contre rotation ont été remarquées. Celles-ci sont renforcées par les effets de refroidissement évaporatif.

Aux altitude du cœur ascendant, les tourbillons les plus visibles sont les tourbillons de circulation toroïdale mais la signature d'effets de refroidissement liés à des évènements d'engouffrement montrent que des tourbillons plus petits doivent aussi exister à ces altitudes.

En dessous du cœur ascendant, des tourbillons semblables aux tourbillons de circulation toroidale mais de taille plus modeste apparaissent le long du bord amont. Aux mêmes altitudes, le sillage du nuage contient un grand nombre de petites structures et il est le siège de forts effets de refroidissement évaporatif. On trouve aussi de grands tourbillons dans le plan horizontal qui sont dus à l'inclinaison des tourbillons présents dans l'environnement par l'ascendance convective.

Le nombre de Richardson est négatif au sommet du nuage et il est plus fort pour les grandes échelles, indiquant la possibilité de développement d'instabilités thermiques. De plus, le terme de flottabilité du bilan d'enstrophie domine sur le terme d'étirement des tourbillons le long de la surface nuageuse hormis dans le sillage turbulent. Ainsi, de nombreuses instabilités peuvent naître au sommet et sur les bords du nuage du fait des forts gradients de flottabilité. Enfin, le critère de la CTEI (Cloud Top Environment Instability) indique que l'ensemble du nuage est instable à la pénétration d'air environnemental mais l'absence de subsidences fortement pénétrantes montre que les effets dynamiques prédominent sur les effets thermodynamiques au sommet et empêchent ces derniers d'être à l'origine d'évènements d'entrainement important.

Perspectives

Tout d'abord, les deux simulations LES de nuages convectifs qui ont été réalisées dans le cadre de cette thèse continueront à être exploitées au cours des prochains mois. Par ailleurs, un certain nombre d'études qu'il serait intéressant de mener sont proposées notamment dans le prolongement des études de processus sur les bords des nuages convectifs. Enfin, le travail visant à préparer l'amélioration des schémas de turbulence des modèles Méso-NH et AROME va également se poursuivre.

Au cours de cette thèse, nous avons simulé des nuages convectifs avec beaucoup de réalisme. Les données des LES ont déjà été utilisées en dehors du cadre de la thèse pour d'autres applications, notamment en entrée de modèles de transfert radiatif. Elles ont ainsi servi pour créer des images photoréalistes de nuages convectifs à l'aide d'outils de transfert radiatifs 3D de type path-tracing (Villefranque et al., 2019). Elles ont également servi de pseudo-observations de nuages afin de préparer la mission Franco-Israélienne C3IEL (Cluster for Climate and Cloud Imaging of Evolution and Lightning) initiée par le CNES et l'ISA (Israël Space Agency). Les objectifs de cette mission concernent l'étude de systèmes nuageux convectifs à l'aide d'un train de 2 ou 3 nano-satellites pour documenter l'évolution du nuage en 3D, l'activité éléectrique et le contenu en vapeur d'eau autour des nuages. Des imageurs visibles permettront une restitution stéréographique 3D de l'enveloppe du nuage grâce à des mesures à très forte résolution temporelle (20 s) et spatiale (20 m). Les données des LES ont ainsi été utilisées comme entrée d'un modèle de transfert radiatif tridimensionnel (3DMCPOL) (Cornet et al., 2010) pour tester les algorithmes de restitution en cours de développement pour suivre l'évolution dynamique du nuage.

Dans le cadre du projet C3IEL, elles seront aussi utiles pour étudier la relation entre vitesse de déplacement de l'enveloppe du nuage et vitesses verticales au sein du nuage convectif afin de préparer l'exploitation des futures données satellitaires. Elles pourraient aussi être utilisées pour étudier l'impact des effets radiatif 3D pour les nuages convectifs et déterminer quels sont les effets importants à représenter dans les modèles de PNT aux échelles kilométrique et hectométrique.

Il serait intéressant de poursuivre l'étude des processus physiques sur les bords des nuages, en déterminant la répartition exacte des effets de refroidissement évaporatif au sein du cumulus congestus. D'autres LES pourraient être réalisées avec différents tests de sensibilité permettant de généraliser les résultats obtenus au cours de cette thèse : sur la maturité des nuages convectifs, sur le cisaillement de vent, afin notamment de mesurer son impact sur la dissymétrie entre parties amont et aval du nuage ou sur les instabilités (Grabowski and Clark, 1993b); sur l'humidité de l'environnement et sur la présence d'hydrométéores mixtes. On cherchera également à savoir si l'introduction d'un refroidissement radiatif - par activation du schéma de rayonnement - renforce l'entrainement sommital. L'analyse par les traceurs lagrangiens a par ailleurs montré le haut potentiel de la méthode. Elle nécessiterait d'être poursuivie sur une période plus longue que 2 minutes afin de valider les statistiques obtenues.

L'étude des instabilités pourrait être poussée plus loin en prenant pour point de départ les articles de Grabowski and Clark (1993a) pour les échelles les plus grandes et de Mellado (2017) et da Silva et al. (2014) pour les échelles les plus fines. Les importances relatives des différentes échelles dans le processus d'entrainement pourraient être quantifiées. Il serait intéressant d'identifier s'il existe des subsidences pénétrantes pour des LES de cumulonimbus en phase mature ou en phase de dissipation. L'extraction de structures turbulentes par ondelettes (initiée au cours du stage ingénieur de Guillaume Renard en 2018) pourrait être appliquée à la LES à 5 m pour caractériser la taille des structures les plus énergétiques.

La paramétrisation des flux thermodynamiques doit maintenant être évaluée pour des simulations kilométriques et hectométriques en conditions réelles. Des résultats prometteurs ont été obtenus avec le nouveau schéma (flux verticaux modifiés du type de la paramétrisation de Moeng) pour deux systèmes convectifs observés lors la campagne HyMeX sur le sud-est de la France. Avec ce schéma modifié, les vitesses verticales sont moins fortes et la TKE sous-maille est plus intense, ce qui est positif. On s'attachera également à estimer dans quelle mesure les modèles reproduisent la circulation toroïdale et l'enveloppe subsidente, qui constituent deux caractéristiques importantes de la dynamique des nuages convectifs profonds.

Une évaluation dans le modèle AROME est prévue au cours des prochains mois. Cela nécessitera d'implémenter le nouveau schéma dans ce modèle, dont la partie physique est traitée en colonne (physique 1D). Il sera évalué sur des cas convectifs puis sur plusieurs mois en utilisant les scores de prévision, notamment sur les précipitations. Cela constituera une première étape vers un schéma de turbulence 3D dans le modèle AROME.

A plus long terme, il serait intéressant d'aller vers la mise au point de paramétrisations plus efficaces en testant la validité des différentes hypothèses simplificatrices qui ont été utilisées pour obtenir les paramétrisations qui sont actuellement utilisées dans les modèles. Ces hypothèses pourraient notamment être évaluées en faisant le bilan des équations d'évolution des moments d'ordre 2.

Par ailleurs, pour valider les schémas de turbulence, nous avons aussi besoin d'observations de turbulence. Les données radar semblent être une piste intéressante. Des estimations de dissipation turbulente peuvent en effet être dérivées de données de largeur spectrale radar. L'exploitation des données RASTA du Falcon (Delanoë et al., 2013) lors de la campagne EXAEDRE sur la Corse, ont montré (lors du stage Master de Ronan Houël en 2019) le potentiel de ces largeurs spectrales pour servir de comparaison avec la dissipation simulée dans des simulations. Par ailleurs, Feist et al. (2019) ont obtenu des statistiques sur la turbulence au sein de nuage convectifs en utilisant de longues séries d'observations du radar de Chilbolton en Angleterre, ces statistiques peuvent servir de base pour valider les paramétrisations de turbulence utilisées dans les modèles de PNT. Si le nouveau projet de campagne de mesure du radar de Chilbolton porté par Thorwald Stein (Université de Reading) est accepté, il serait intéressant de participer à l'exercice d'intercomparaison de modèles CRMs en utilisant les données de dissipation turbulente de la campagne. Des données de turbulence mesurées par drone pourraient aussi être utilisées avec l'avantage de pouvoir échantillonner la turbulence sur les bords des nuages.

Annexe A

Variables atmosphériques

Les variables atmosphériques qui sont utilisées dans la thèse sont introduites dans cette annexe. Le concept de mélange linéaire qui est évoqué dans l'état de l'art est aussi présenté.

Rapport de mélange et contenu spécifique

Le rapport de mélange et le contenu spécifique en une espèce donnée sont classiquement notées r et q. Ils peuvent être écrits pour les différentes hydrométéores, pour l'eau précipitante et pour l'eau nuageuse.

En prenant r pour exemple, on distingue le rapport de mélange en glace (noté r_i), en neige (noté r_s), en grésil (noté r_g), en eau précipitante (noté r_r) et en eau nuageuse (noté r_c). Les rapports de mélange en eau totale $r_T = r_c + r_v + r_i + r_s + r_g + r_r$ et en eau totale non précipitante $r_{np} = r_c + r_v + r_i$ sont aussi fréquemment utilisés.

Le contenu spécifique en une espèce quelconque (indice x) pour une parcelle d'air correspond au rapport de la masse de cette espèce contenue dans la parcelle à la masse de la parcelle :

$$q_x = \frac{m_x}{m_d + m_T} = \frac{\rho_x}{\rho} \tag{A.1}$$

Le rapport de mélange en une espèce pour une parcelle d'air humide correspond au rapport de la masse de cette espèce contenue dans la parcelle à la masse d'air sec contenue dans la même parcelle :

$$r_x = \frac{m_x}{m_d} = \frac{\rho_x}{\rho_d} \tag{A.2}$$

 q_x et r_x sont reliés par les équations suivantes :

$$q_x = \frac{r_x}{1 + r_T} \qquad \qquad r_x = \frac{q_x}{1 - q_T} \tag{A.3}$$

Afin d'étudier l'équilibre entre les phases, il est possible d'exprimer q_v et r_v en fonction de la pression partielle de vapeur d'eau e:

$$r_v = \frac{R_d}{R_v} \frac{e}{p - e} \qquad \qquad q_v = \frac{1 - q_l - q_i}{1 + \frac{R_v}{R_d}(\frac{P}{e} - 1)}$$
(A.4)

229/256

où p est la pression de l'air, R_d est la constante des gaz parfait pour l'air sec et R_v est la constante des gaz parfait pour la vapeur d'eau.

Le rapport de l'humidité spécifique à sa valeur à saturation $q_v *$ donne l'humidité relative :

$$HR = \frac{q_v}{q_v *} \times 100 \tag{A.5}$$

Température potentielle

La température potentielle θ représente la température qui est conservée dans un déplacement vertical adiabatique d'air non saturé. Elle prend en compte les variations de la pression avec l'altitude ce qui permet de continuer à considérer que "l'air chaud monte et l'air froid descend". Elle s'écrit :

$$\theta = T(\frac{p_{std}}{p})^{\frac{R_d}{c_{pd}}} \tag{A.6}$$

où R_d est encore la constante des gaz parfait pour l'air sec, c_{pd} est la chaleur massique de l'air sec à pression constante et p_{std} est la pression standard (souvent prise égale à 1000 hPa).

La température potentielle virtuelle θ_v introduit une correction afin de tenir compte du contenu en vapeur d'eau et de la charge de condensat. Elle est la température potentielle qu'une parcelle d'air sec devrait avoir pour atteindre la même densité que la parcelle d'air humide à la même pression.

$$\theta_v = \theta (1 + r_v \frac{R_v}{R_d}) \frac{1}{1 + r_T} \tag{A.7}$$

où r_T est le rapport de mélange en eau totale.

La température potentielle équivalente θ_e prend en compte la condensation de la vapeur d'eau pour l'air qui arrive à saturation. Elle est la température qu'aurait une parcelle d'air humide si toute sa vapeur d'eau avait été condensée dans un processus adiabatique puis enlevée avant de la ramener au niveau de pression standard. Supérieure à θ , elle est conservative en cas de déplacement adiabatique réversible donc dans les cas de convection sans source (sans source signifie grossièrement sans les précipitations et les effets radiatifs).

$$\theta_e = \theta + \frac{L_v}{c_p} \left(\frac{p_{std}}{p}\right)^{\frac{R_d}{c_{pd}}} r_v \tag{A.8}$$

où L_v est la chaleur latente de vaporisation et c_p est la capacité thermique massique à pression constante.

La température potentielle liquide θ_l , introduite par Betts (1973), représente la température potentielle qu'aurait une parcelle d'air si toute l'eau liquide qui y est contenue était évaporée dans un processus adiabatique.

$$\theta_l = \theta - \frac{L_v \theta}{T c_p} r_c \tag{A.9}$$

Elle possède les mêmes propriétés que θ_e mais présente l'avantage d'être égale à θ en l'absence d'eau liquide. On peut ensuite introduire $\theta_{v,l}$ qui prend à la fois en compte la vapeur d'eau et l'eau liquide dans son expression.

 θ_i et $\theta_{i,l}$ sont définies de façon similaire à θ_l et prennent en considération la phase glace. L'expression de $\theta_{i,l}$ est la suivante :

$$\theta_{i,l} = \theta - \frac{L_v \theta}{T c_p} r_c - \frac{L_s \theta}{T c_p} r_i \tag{A.10}$$

Énergie statique humide

L'énergie statique humide notée MSE ou h correspond à l'énergie potentielle d'une parcelle d'air en incluant les changements d'état. Elle est conservée pour un déplacement adiabatique lorsque la masse est conservée et à la condition que les changements de pression suivent une loi hydrostatique.

$$h = c_p T + gz + L_v q_v \tag{A.11}$$

On peut définir l'énergie statique humide glacée qui tient compte des changements d'état vers la phase glace.

$$h = c_p T + gz + L_v q_v - L_f q_{ice} \tag{A.12}$$

où $q_{ice} = q_i + q_s + q_g$ et L_f est la chaleur latente de fonte.

Mélange linéaire

Bretherton (1987) définit un mélange linéaire pour une grandeur r de la façon suivante : Un mélange entre deux parcelles de masses m_1 et m_2 et de caractéristiques r_1 et r_2 est dit linéaire lorsque l'intégrale de r sur l'union des domaines composés par le volume des parcelles est conservé durant le processus de mélange. Pour un mélange linéaire, la valeur moyenne de rs'écrit en chaque instant :

$$r_m = \frac{r_1 m_1 + r_2 m_2}{m_1 + m_2} \tag{A.13}$$

L'intégrale de r sur l'union des domaines est alors indépendante de l'hétérogénéité du mélange.

Fréquence de Brunt-Vaisälä

La fréquence de Brunt-Vaisälä correspond à la fréquence à laquelle une parcelle d'air initialement à l'équilibre oscille lorsqu'elle subit un déplacement infinitésimal sur l'axe (Oz). Elle permet de mesurer la force des effets de flottabilité qui s'établissent en réponse à une perturbation et s'écrit (Durran and Klemp, 1982) :

$$N^{2} = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma_{d}\right) = g \frac{\partial (\ln(\theta))}{\partial z} = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$$
(A.14)

où Γ_d est le gradient adiabatique sec.

Dans l'air humide, les effets de condensation doivent être inclus dans son expression qui prend une forme légèrement plus complexe (Lalas and Einaudi, 1974) :

$$N_m^2 = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma_d\right) \left(1 + \frac{Lq_v *}{RT}\right) - \frac{g}{1 + q_T} \frac{\partial q_T}{\partial z} \tag{A.15}$$

où q_T est le rapport de mélange en eau totale et L est la chaleur latente de vaporisation. Dans Méso-NH, on lui donne une expression basée sur la température potentielle virtuelle :

$$N_m^2 = \frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \theta_v}{\partial z} \tag{A.16}$$

231/256

Vorticité

Afin d'étudier les tourbillons d'un point de vue physique, on s'intéresse à la vorticité qui est une mesure infinitésimale de la rotation en chaque point. Celle-ci correspond au rotationnel de la vitesse $\omega = \nabla \times \vec{u}$ et sa variance donne l'enstrophie $\Omega = \frac{1}{2}\omega^2$. Elle peut être intégrée sur une surface fermée pour obtenir la circulation autour de cette dernière :

$$\Gamma = \oint_C \vec{v} d\vec{r} = \int_S \omega dS \tag{A.17}$$

Une équation pour la vorticité peut être obtenue en appliquant l'opérateur rotationnel à l'équation de conservation du moment (Malardel, 2005).

$$\frac{D\vec{\zeta}}{Dt} = -(\vec{\nabla}.\vec{u})\vec{\zeta} + \vec{\nabla}p \times \vec{\nabla}\alpha + (\vec{\zeta}.\vec{\nabla})\vec{u}$$
(A.18)

où $\frac{D}{Dt}$ est une dérivée lagrangienne et α est le volume spécifique. Le premier terme de droite de cette équation est le terme d'étirement des tourbillons qui traduit le fait qu'une convergence locale des masses d'air provoque une augmentation de la vorticité tandis qu'une divergence provoque une diminution. Le second terme est le terme solénoïdal associé aux décalages entre les surfaces isobares et les surfaces isopycnes. Le troisième terme décrit, à la fois, la concentration ou la diminution de la vorticité dus à l'étirement ou à la compression des tubes tourbillon et les transferts de vorticité entre les différents axes.

Sous l'approximation de Boussinesq et en négligeant les effets visqueux et la force de Coriolis, on obtient :

$$\vec{\omega} = \eta \vec{i} + \xi \vec{j} + \zeta \vec{k}$$

$$\frac{D\eta}{Dt} = B_y + \eta u_x + \xi u_y + \zeta u_z$$

$$\frac{D\xi}{Dt} = -B_x + \eta v_x + \xi v_y + \zeta v_z$$

$$\frac{D\zeta}{Dt} = \eta w_x + \xi w_y + \zeta w_z$$
(A.19)

où B est la flottabilité. Les termes qui font intervenir la flottabilité sont les termes de production barocline. Les autres termes sont associés à une production de vorticité par étirement des tourbillons (ils décrivent la concentration ou la diminution de la vorticité causée par l'étirement ou par la compression des tubes tourbillon) ou par leur inclinaison (ils décrivent les transferts de vorticité entre les différents axes).

L'ascendance nuageuse incline les tourbillons présents dans l'environnement (qui sont dus au cisaillement) ce qui est à l'origine d'une perturbation sur la pression dynamique introduite dans la partie état de l'art ce qui peut influencer l'évolution du nuage. Ce phénomène a un impact sur l'entrainement et explique la présence de vorticité verticale dans la partie inférieure du nuage qui a été mise en évidence dans le chapitre 5.

Annexe B

Calcul de l'entrainement

Dans cette annexe, des méthode numériques de calcul de l'entrainement sont présentées puis l'une de ces méthodes, la méthode bulk-plume (Siebesma et al., 2003) est appliquée aux nuages de la simulation de convection profonde.

B.1 Méthodes numériques

Dans cette section, les méthodes numériques utilisées pour le calcul des flux de masse associés aux évènements d'entrainement et de détrainement sont présentées.

Définition du taux d'entrainement

Siebesma (1998) définit l'entrainement et le détrainement de la façon suivante :

$$E = -\frac{1}{\mathcal{A}} \oint_{\vec{n}(\vec{u} - \vec{u_i}) < 0} \rho \vec{n}(\vec{u} - \vec{u_i}) dl$$

$$D = -\frac{1}{\mathcal{A}} \oint_{\vec{n}(\vec{u} - \vec{u_i}) > 0} \rho \vec{n}(\vec{u} - \vec{u_i}) dl$$
(B.1)

où E et D sont les taux d'entrainement et de détrainement $(kg.m^{-3}s^{-1})$, ρ est la masse volumique, \vec{u} et $\vec{u_i}$ sont les vitesses de l'air et de la surface nuageuse $(m.s^{-1})$, \mathcal{A} est l'aire de cette dernière (m^2) . Le chemin d'intégration est choisi le long de la surface nuageuse à une altitude donnée et \vec{n} est un vecteur unitaire dirigée vers l'extérieur.

L'entrainement et le détrainement correspondent respectivement au flux de masse d'air environnemental qui pénètre à l'intérieur du nuage et au flux de masse d'air nuageux qui quitte le nuage.

Pour des raisons pratiques, on considère généralement l'entrainement et le détrainement fractionnels décrivant l'augmentation et la diminution du flux de masse vertical avec l'altitude causés par l'introduction ou par la perte d'air nuageux. On obtient l'entrainement et le détrainement fractionnels à une altitude donnée en normalisant l'entrainement et le détrainement moyens à cette altitude par le flux de masse :

$$\epsilon - \delta = \frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial z} \tag{B.2}$$

où $M = \rho w_c a_c \ (kg.m^{-2}s^{-1})$ avec w_c , la vitesse moyenne des ascendances et a_c , la fraction de l'aire couverte par les nuages à l'altitude considérée (De Rooy et al., 2013).

Méthode Bulk

La méthode historiquement utilisée pour calculer le taux d'entrainement dans les nuages est la méthode dite bulk-plume (ou du panache massif). Appliquée à des LES par Siebesma and Cuijpers (1995) puis par Siebesma et al. (2003), elle représente un nuage ou un ensemble de nuages par un unique panache pour ensuite relier les taux d'entrainement et de détrainement dans ce dernier aux variations verticales de variables conservatives. Dans le cadre de cette méthode, on considère que l'intérieur du panache et de l'environnement sont homogènes à chaque altitude, que les parcelles entrainées et détrainées sont mélangées instantanément et que les variations des variables conservatives sont uniquement dues aux échanges entre le nuage et son environnement.

Siebesma and Cuijpers (1995) ont obtenu les expressions suivantes pour les taux d'entrainement et de détrainement dans un ensemble de panaches nuageux :

$$E_{\phi}(\phi_e - \phi_u) = -M \frac{\partial \phi_u}{\partial z} - \frac{\partial \rho a \overline{w' \phi'}^u}{\partial z} - \rho a \frac{\partial \phi_u}{\partial t} + a \rho (\frac{\partial \phi_u}{\partial t})_{sources} \quad (B.3)$$

$$D_{\phi}(\phi_e - \phi_u) = -M \frac{\partial \phi_e}{\partial z} - \frac{\partial \rho (1-a) \overline{w' \phi'}^e}{\partial z} - \rho (1-a) \frac{\partial \phi_e}{\partial t} + (1-a) \rho (\frac{\partial \phi_u}{\partial t})_{sources} \quad (B.4)$$

où *a* correspond à la fraction nuageuse (l'aire nuageuse divisée par l'aire totale), ϕ est une variable conservative, le flux de masse M s'écrit $M = \rho \overline{w}S$ avec \overline{w} la vitesse verticale moyenne dans le nuage et S la surface nuageuse à l'altitude considérée et les indices u et e sont les suffixes pour le nuage (updraft) et l'environnement.

Certaines hypothèses (approximation top-hat et précipitations négligeables) conduisent à des expressions simplifiées de l'entrainement et du détrainement fractionnels (Siebesma et al., 2003; Dauhut et al., 2015) :

$$\epsilon = \frac{1}{\phi_e - \phi_u} \frac{\partial \phi_u}{\partial z} \qquad \qquad \delta = \epsilon - \frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial z} \tag{B.5}$$

Romps (2010) obtient des équations pour l'entrainement et le détrainement bulk qui font intervenir l'opérateur d'activité (égal à 1 dans les mailles nuageuses et à 0 dans les mailles non nuageuses). Son calcul démarre avec les équations de conservation de la masse, de la masse d'air nuageux et de la masse d'un traceur qui s'écrivent :

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \vec{\nabla}.(\rho\vec{u}) = 0 \tag{B.6}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(A\rho) + \vec{\nabla}.(A\rho\vec{u}) = e - d \tag{B.7}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi\rho) + \vec{\nabla}.(\phi\rho\vec{u}) = S_{\phi} \tag{B.8}$$

où A est l'opérateur d'activité.

En supposant que le terme source est nul à l'intérieur des nuages, il est possible d'obtenir l'équation de conservation de la masse d'un traceur actif :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi A\rho) + \vec{\nabla}.(\phi A\rho \vec{u}) = \phi e - \phi d \tag{B.9}$$

Après calcul, il est possible d'obtenir des équations pour les taux d'entrainement et de détrainement moyens à une altitude donnée :

$$\frac{\partial}{\partial t} < \rho A > + \frac{\partial}{\partial z} < \rho w A > = < e > - < d >$$

$$\frac{\partial}{\partial t} < \phi \rho A > + \frac{\partial}{\partial z} < \phi \rho w A > = \phi_e < e > -\phi_d < d >$$
(B.10)

où ϕ_e et ϕ_d sont les ϕ moyens des parcelles entrainées et détrainées.

$$\phi_e = \frac{\langle \phi e \rangle}{e} \qquad \qquad \phi_d = \frac{\langle \phi d \rangle}{d} \tag{B.11}$$

La résolution du système constitué des équations (B.10) et (B.11) fournit une équation pour l'entrainement fractionnel et une équation pour le détrainement fractionnel à chaque altitude.

Les traceurs les plus couramment employés dans le calcul des entrainements Bulk sont le rapport de mélange en eau totale q_T , la température potentielle liquide θ_l , l'énergie statique humide h et leurs versions glacées θ_{il} et h_i . Le passage à la convection profonde étant délicat en ce qui concerne θ_l et h, Romps and Kuang (2010) ont mis au point un traceur dit "de pureté" qui est conservé dans l'air actif. En outre, Romps (2010) soutient que q_t et θ_l sont fortement corrélées (négativement) et que l'utilisation de l'une revient à utiliser l'autre.

Méthode directe

L'équation (B.4) ne peut pas être utilisée pour calculer directement l'entrainement aux résolutions actuellement utilisées par les LES car le calcul de u_i serait trop imprécis. En effet, dans un modèle discret, la surface nuageuse ne se déplace que lorsqu'une maille devient nuageuse ou cesse de l'être ce qui signifie que la vitesse minimale qu'il est possible d'obtenir pour u_i est $\frac{\Delta x}{\Delta t}$.

Romps (2010) a mis au point une méthode permettant de calculer directement le flux de masse à travers la surface nuageuse en utilisant une interpolation en temps. Celle-ci permet de considérer un remplissage continu des mailles en activité nuageuse entre deux pas de temps et de s'affranchir de la contrainte sur u_i . Pour que la méthode fonctionne, elle doit être appliquée sur une durée assez longue pour que la surface nuageuse soit advectée à travers plusieurs mailles. L'entrainement calculé pour chaque maille est ensuite sommé sur plusieurs pas de temps.

Des expressions pour E et D sont obtenues à partir de l'équation de la conservation de la masse d'air nuageux :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \vec{\nabla}.(\rho \vec{u} A) = E - D \tag{B.12}$$

On considère ensuite que les mailles pour les quelles E - D est positif contiennent un évènement d'entrainement tandis que celles pour les quelles E - D est négatif contiennent un évènement de détrainement.

L'équation précédente peut être modifiée afin de calculer les taux d'entrainement et de détrainement de variables conservatives :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi\rho A) + \vec{\nabla}.(\phi\rho\vec{u}A) = E_{\phi} - D_{\phi} \tag{B.13}$$

235/256

Dawe and Austin (2011b) ajoutent un terme source afin de pouvoir considérer des variables subissant un forçage :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi\rho A) + \vec{\nabla}.(\phi\rho\vec{u}A) - \rho AS_{\phi} = E_{\phi} - D_{\phi}$$
(B.14)

Romps (2010) obtient avec sa méthode le double de ce qu'il calcule par une méthode Bulk. Pour expliquer cette différence, il suppose que les valeurs moyennes des variables conservatives à l'intérieur et à l'extérieur des nuages ne sont pas représentatives des caractéristiques de l'air qui est échangé aux bords des nuages.

L'inconvénient majeur de la méthode de Romps (2010) est qu'elle nécessite de sommer l'entrainement et le détrainement sur des périodes relativement longues ce qui ne permet pas d'effectuer des estimations précises pour de fines résolutions spatiales et temporelles.

Dawe and Austin (2011b) ont donc mis au point une méthode qui permet d'obtenir des résultats précis sans moyenner ou en ne moyennant que sur quelques pas de temps. Afin d'obtenir une expression pour E - D, ils appliquent l'équation (B.1) à une maille ce qui donne (après calcul) :

$$E - D = \rho \frac{dV}{dt} + \int_{\vec{w}} \rho \vec{u} \, d\vec{w} \tag{B.15}$$

où \vec{w} est un vecteur normal à la surface de la maille, unitaire dans le cas où cette surface est occupée par le nuage et nul dans le cas contraire. Une interpolation spatiale peut ensuite être appliquée afin d'obtenir des résultats précis.

Dawe and Austin (2011b) choisissent une méthode consistant à subdiviser chaque maille en tétraèdres et à interpoler spatialement la surface nuageuse en se servant de leurs arrêtes. L'équation (B.15) sert ensuite à calculer E - D. Comme pour la méthode de Romps (2010), les mailles pour lesquelles la différence E - D est positive sont comptabilisées comme de l'entrainement et celles pour lesquelles elle est négative sont comptabilisées comme du détrainement.

Pour des résolutions plus fines, les taux d'entrainement et de détrainement calculés avec les deux méthodes sont plus importants ce qui est cohérent avec le fait que les mouvements de fine échelle (qui font augmenter les taux d'entrainement et de détrainement) sont mieux résolus. La méthode de Dawe and Austin (2011b) présente une variabilité moins importante lorsque les temps considérés sont courts. Néanmoins, celle-ci fournit des résultats moins précis lorsque la résolution est lâche (100 m ou plus pour des cumulus peu profonds) car l'interpolation conduit à sous-estimer la surface des nuages dont la taille est approximativement égale à celle d'une maille.

Méthodes lagrangiennes

Afin de valider la méthode de Romps (2010), Yeo and Romps (2013) calculent les taux d'entrainement et de détrainement dans un nuage en utilisant des traceurs lagrangiens. La méthode consiste à modéliser les masses d'air par des traceurs puis à directement calculer les flux de masses associés à l'entrainement et au détrainement en comptabilisant les entrées/sorties. Pour que cette méthode fonctionne, les équations de transport des traceurs ne doivent pas contenir de terme de diffusion et les traceurs doivent être initialisés de façon à ce que le nombre de parcelles par unité de masse soit constant (l'équation de la continuité implique qu'il le restera).

Les taux d'entrainement et de détrainement obtenus avec les traceurs sont supérieurs à ceux obtenus avec la méthode directe tandis que leur somme est proche pour les deux méthodes. Yeo and Romps (2013) relient la différence obtenue à une circulation rapide de l'air entre l'intérieur et l'extérieur du nuage. Ils montrent ensuite que les évènements qui ont des temps caractéristiques relativement courts participent peu à la dilution de l'air nuageux.

Correction par prise en compte de l'enveloppe subsidente

Dawe and Austin (2011a) ont mis en place une méthode basée sur les variations des variables conservatives (type bulk) prenant en compte l'impact de l'enveloppe subsidente sur les caractéristiques de l'air entrainé.

B.2 Application de la méthode bulk à la simulation de convection profonde

Définition des nuages et variables utilisées

Avant d'appliquer des méthodes de calcul de l'entrainement, il est nécessaire de choisir quelle définition sera utilisée afin de distinguer ce qui est nuageux de ce qui ne l'est pas. Différentes variables peuvent être choisies dans la prise en compte du contenu en eau et il est courant d'ajouter un seuil sur les vitesses verticales ou sur la flottabilité. La figure B.1 présente des isocontours de q_{il} qui est l'humidité spécifique en eau liquide non précipitante et glace, de la somme $r_c + r_i$ et des vitesses verticales au point culminant (2h15) de la simulation de convection profonde.



FIGURE B.1 – Isocontours pour $r_c + r_i = 10^{-6} kg.kg^{-1}$ (bleu), $q_{il} = 10^{-5} kg.kg^{-1}$ (cyan) et $w = 1 m.s^{-1}$ (rouge).

Les résultats obtenus avec la méthode bulk pour la simulation de convection profonde pour des seuils sur w de 1 ms^{-1} et de 0.001 ms^{-1} sont très proches. Le seuil de 0.001 ms^{-1} a été conservé.

Cinq variables conservatives ont été utilisées pour le calcul de l'entrainement : l'humidité spécifique en eau totale q_T , la température potentielle liquide glacée θ_{il} , l'énergie statique humide h, la température potentielle d'entropie humide θ_s (Marquet, 2011) et l'énergie statique humide glacée h_i .

Résultats pour la simulation de convection profonde

Le calcul de l'entrainement a d'abord été effectué pour l'ensemble des nuages à 2h15 qui est l'instant auquel la convection est la plus intense. Il a ensuite été effectué à différents instants dans un sous-domaine centré autour du plus grand nuage de la simulation (BC au chapitre 3). La figure B.2 montre les entrainements fractionnels calculés pour l'ensemble des nuages avec les cinq variables qui ont été introduites. Les résultats obtenus avec q_T sont cohérent avec l'état de l'art (Siebesma et al., 2003; Romps, 2010; Dauhut et al., 2015). En dessous de 4 km d'altitude, les taux d'entrainement fractionnel calculés avec les quatre autres variables sont proches de ceux qui sont obtenus avec q_T mais, au dessus de cette altitude, les profils s'écartent fortement de ce qui est obtenu avec q_T et dans l'état de l'art. Le taux d'entrainement fractionnel calculé avec θ_{il} diverge autour de z=6 km avec des erreurs qui commencent à apparaitre légèrement en dessous de z= 4 km. Il revient à des valeurs plus acceptables au dessus de z=8 km mais les taux d'entrainement fractionnels calculés restent trop forts. Le taux d'entrainement fractionnel calculé avec l'énergie statique humide est trop faibles au dessus de z=4 km et des taux d'entrainement négatifs sont obtenus entre z= 4 km et z= 5 km et au dessus de z= 7 km. L'ajout des termes de chaleur latente pour les hydrométéores solides améliore peu les résultats. La température potentielle d'entropie humide fournit des résultats proches de ceux obtenus avec l'énergie statique humide mais en accentuant les erreurs commises au dessus de z=4 km.



FIGURE B.2 – Profils verticaux d'entrainement fractionnel pour un sous-domaine centré autour du plus gros nuage de la simulation à 2h15. Les variables utilisées pour le calcul sont (a) q_T $(kg.kg^{-1})$, (b) θ_{il} (K), (c) h $(kg.m^2s^{-2})$ (d) h_i et (e) θ_s (K)

Nous allons tenter d'expliquer ces erreurs en évaluant l'hypothèse effectuée pour les méthodes bulk-plume que les variables utilisées sont conservatives. Tout d'abord, il est intéressant de remarquer que l'altitude à partir de laquelle des erreurs apparaissent avec θ_{il} , h, θ_s et h_i (4 km d'altitude) coïncide avec les altitudes d'apparition des hydrométéores solides (voir la section 2.2.2).

Des coupes verticales des variables θ_{il} , h et θ_s centrées autour du plus grand nuage de la simulation à t=2h15 et des profils verticaux de $\Delta s = \langle s \rangle_{cld} - \langle s \rangle_{env}$ (où s représente θ_l , h ou θ_s et $\langle . \rangle_{cld}$ et $\langle . \rangle_{env}$ sont des moyennes horizontales pour les points situés à l'intérieur du nuage ou dans l'environnement) sont présentées en figure B.3. Sur les profils verticaux, on remarque qu'entre 4 et 5 km d'altitude, la pente pour Δs est positive pour les trois variables. Entre 5 et 6 km d'altitude, $\Delta \theta_l$ change de signe. Sur les coupes, on remarque une forte variabilité à l'intérieur du nuage pour les trois variables ainsi qu'à l'extérieur du nuage, sous l'enclume, où les isolignes sont courbées.

Une seconde explication du mauvais fonctionnement de la méthode bulk pour ces variables serait un transport vertical dû aux précipitations.



FIGURE B.3 – Coupes verticales de (haut) θ_{il} , (milieu) h, (bas) θ_s centrées autour du plus gros nuage de la simulation à t=2h15 avec des profils verticaux de la différence entre les valeurs moyennes de ces variables à l'intérieur du nuage et dans l'environnement.

Les taux d'entrainement et de détrainement vont maintenant être mesurés pour un nuage individuel en utilisant la variable q_T . La figures B.4 (haut) montre les taux d'entrainement et de détrainement fractionnels obtenus avec cette variable pour des sous-domaines centrés autour du plus grand nuage de la simulation à différentes étapes de son cycle de vie.

En phase d'initiation et en phase de développement, les taux d'entrainement et de détrainement fractionnel sont les plus forts que dans les autres phases et ceux-ci diminuent à mesure que le nuage se développe. Le taux d'entrainement fractionnel est fort près de la base du nuage et les taux d'entrainement et de détrainement fractionnels varient peu avec z aux altitudes intermédiaires. À l'approche du sommet, les taux d'entrainement diminuent tandis que les taux de détrainement augmentent.

En phase mature, le taux d'entrainement est approximativement constant aux altitudes intermédiaires tandis que le taux de détrainement augmente jusqu'à z=5 km puis diminue. Les taux de détrainement diminuent brusquement puis augmentent fortement à l'approche du sommet. Près du sommet, le taux de détrainement fractionnel est très supérieur au taux d'entrainement fractionnel. En phase de dissipation, les taux d'entrainement et de détrainement augmentent avec l'altitude sur la quasi-totalité de la hauteur du nuage. La diminution du taux d'entrainement fractionnel et l'augmentation du taux de détrainement fractionnel à l'approche du sommet sont plus marquées qu'en phase mature.



FIGURE B.4 – Profils verticaux (a) des taux d'entrainement et (b) de détrainement fractionnels (m^{-1}) , (c) du flux de masse $(kg.m^{-2}s^{-1})$, (d) des taux d'entrainement et (e) de détrainement moyens $(kg.m^{-3}s^{-1})$ pour le plus grand nuage de la simulation à 60 min (apparition des ascendances ou début de l'initiation) 75 min (développement ou fin de l'initiation), 135 min (maturité) et 185 min (dissipation).

Le flux de masse ascendant est tracé en figure B.4 (milieu). Celui-ci est significativement plus fort en phase mature que dans les autres phases. En phase d'initiation, le profil présente deux pics qui sont peu marqués. En phase mature, ces deux pics sont plus marqués et ils sont d'intensités équivalentes. Le premier est centré aux alentours de 4 km tandis que le second est centré légèrement en dessous de 9 km. Le flux de masse est fort près du sommet du nuage en phase de dissipation. La forme obtenue pour le du profil du flux de masse en phase d'initiation est cohérente avec celle qui était obtenue pour le cumulus congestus dans le chapitre 5. Les valeurs atteintes sont plus fortes ce qui est cohérent avec le fait qu'un plus grand domaine est considéré ici. En multipliant le taux d'entrainement fractionnel par le flux de masse, on obtient le taux d'entrainement moyen $(kg.m^{-3}s^{-1})$. C'est en phase mature que celui-ci est le plus intense sauf près du sommet du nuage où il peut être légèrement plus fort en phase de dissipation (figure B.4 (bas)). Lorsque ce produit est considéré, le pic obtenu à l'approche du sommet pour le taux de détrainement ne dépasse plus le maximum obtenu aux altitudes intermédiaires. Les nuages détrainent tout de même plus qu'ils entrainent à ces altitudes dans la mesure où le taux d'entrainement subit une forte baisse. Une légère diminution des taux d'entrainement et de détrainement est toujours obtenue aux altitudes situées en dessous du sommet pour toutes les phases.

Glossaire

ACT	Ascending Cloud Top (cœur ascendant)
ACTOS	Airborne Cloud Turbulence Observation System
AFC	Ascending Front Cap (front ascendant)
AROME	Applications de la Recherche à l'Opérationnel à Méso-Échelle
ARPEGE	Action de Recherche Petite Échelle Grande Échelle
BOMEX	Barbados Oceanographic Meteorological EXperiment
C3IEL	Cluster for Cloud evolution, ClImatE and Lightning
CAPE	Convective Available Potential Energy (énergie potentielle de convection disponible)
CARRIBA	Cloud, Aerosol, Radiation and tuRbulence in the trade wInd regime over BArbados
\mathbf{CBR}	Cuxart-Bougeault-Redelsperger (paramétrisation de)
CEN4TH	Schéma centré du 4-ème ordre
CIN	Convective Inhibition (Inhibition convective)
CNES	Centre National d'Études Spatiales
CNRM	Centre National de Recherches Météorologiques
COSMO	Consortium for Small-scale Modeling
CLA	Couche Limite Atmosphérique
\mathbf{CRM}	Cloud Resolving Model (Modèle résolvant les nuages)
CTEI	Cloud Top Entrainment Instability
DNS	Direct Numerical Simulation (Simulation numérique directe)
EDMF	Eddy Diffusivity Mass Flux
EXAEDRE	EXploiting new Atmospheric Electricity Data for Research and the Environment
HATS	Horizontal Array Turbulence Study
HyMeX	HYdrological cycle in the Mediterrannean Experiment
ICE3	Schéma microphysique à un moment à phase mixte de Méso-NH
ISA	Israël Space Agency
LES	Large-Eddy Simulation (Simulation des grandes échelles)
\mathbf{LFC}	Level of Free Convection (niveau de convection libre)
\mathbf{LNB}	Level of Neutral Buoyancy (niveau de flottabilité neutre)
LWC	Liquid Water Content (contenu en eau liquide)
Méso-NH	Méso-échelle Non Hydrostatique
\mathbf{PM}	Mode Post-Mortem (pour les traceurs lagrangiens)
\mathbf{PPM}	Piecewise Parabolic Method
RASTA	Radar Airbone System Tool for Atmosphere
RKC4	Runge-Kutta d'ordre 4
RMSE	Root-Mean-Square Error
\mathbf{RT}	Mode Run-Time (pour le traceurs lagrangiens)
SURFEX	SURFace EXernalisée
TKE	Turbulent Kinetic Energy (Énergie cinétique turbulente)
UKV	Part déterministe du modèle UM déployée sur le Royaume-Uni
$\mathbf{U}\mathbf{M}$	Unified Model
WENO	Weighted Essentially Non-Oscillatory
WRF	Weather Research and Forecasting (Model)

Bibliographie

- Abma, D., H. T. M. J. P. (2013). Direct numerical simulation of evaporative cooling at the lateral boundary of shallow cumulus clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 70(7):2088– 2102.
- Arakawa, A. and Schubert, W. H. (1974). Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, part i. Journal of the Atmospheric Sciences, 31(3):674–701.
- Asai, T. (1970). Stability of a plane parallel flow with variable vertical shear and unstable stratification. Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II, 48(2):129–139.
- Asai, T. and Kasahara, A. (1967). A theoretical study of the compensating downward motions associated with cumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 24(5):487–496.
- Bardina, J., Ferziger, J., and Reynolds, W. (1980). Improved subgrid-scale models for largeeddy simulation. In 13th fluid and plasmadynamics conference, page 1357.
- Betts, A. (1973). Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 99(419):178-196.
- Blyth, A. M., Cooper, W. A., and Jensen, J. B. (1988). A study of the source of entrained air in montana cumuli. *Journal of the atmospheric sciences*, 45(24) :3944-3964.
- Blyth, A. M., Lasher-Trapp, S. G., and Cooper, W. A. (2005). A study of thermals in cumulus clouds. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography, 131(607) :1171–1190.
- Boatman, J. F. and Auer Jr, A. H. (1983). The role of cloud top entrainment in cumulus clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 40(6):1517–1534.
- Böing, S. J., Jonker, H. J., Nawara, W. A., and Siebesma, A. P. (2014). On the deceiving aspects of mixing diagrams of deep cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(1):56–68.
- Bony, S., Stevens, B., Frierson, D. M., Jakob, C., Kageyama, M., Pincus, R., Shepherd, T. G., Sherwood, S. C., Siebesma, A. P., Sobel, A. H., et al. (2015). Clouds, circulation and climate sensitivity. *Nature Geoscience*, 8(4):261–268.
- Bougeault, P. and Lacarrere, P. (1989). Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model. *Monthly weather review*, 117(8) :1872-1890.
- Boussinesq, J. (1877). Essai sur la théorie des eaux courantes. Impr. nationale.
- Bretherton, C. (1990). Lagrangian development of a cloud-topped boundary layer in a turbulence closure model. In 1990 Conference on Cloud Physics, San Francisco, CA, pages 48-55.
- Bretherton, C. S. (1987). A theory for nonprecipitating moist convection between two parallel plates. part i : Thermodynamics and "linear" solutions. *Journal of the atmospheric sciences*, 44(14) :1809–1827.
- Bretherton, C. S., McCaa, J. R., and Grenier, H. (2004). A new parameterization for shallow cumulus convection and its application to marine subtropical cloud-topped boundary layers. part i : Description and 1d results. *Monthly weather review*, 132(4) :864-882.
- Bretherton, C. S. and Smolarkiewicz, P. K. (1989). Gravity waves, compensating subsidence and detrainment around cumulus clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 46(6):740– 759.
- Brousseau, P., Seity, Y., Ricard, D., and Léger, J. (2016). Improvement of the forecast of convective activity from the arome-france system. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 142(699) :2231-2243.
- Bryan, G. H., Wyngaard, J. C., and Fritsch, J. M. (2003). Resolution requirements for the simulation of deep moist convection. *Monthly Weather Review*, 131(10) :2394-2416.
- Burnet, F. and Brenguier, J.-L. (2007). Observational study of the entrainment-mixing process in warm convective clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 64(6) :1995–2011.
- Carpenter, R. L., Droegemeier, K. K., and Blyth, A. M. (1998). Entrainment and detrainment in numerically simulated cumulus congestus clouds. part iii : Parcel analysis. Journal of the atmospheric sciences, 55(23) :3440-3455.
- Cheng, Y., Canuto, V., and Howard, A. (2002). An improved model for the turbulent pbl. Journal of the Atmospheric sciences, 59(9) :1550-1565.
- Chosson, F., Brenguier, J.-L., and Schüller, L. (2007). Entrainment-mixing and radiative transfer simulation in boundary layer clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 64(7):2670– 2682.
- Chow, F. K., Street, R. L., Xue, M., and Ferziger, J. H. (2005). Explicit filtering and reconstruction turbulence modeling for large-eddy simulation of neutral boundary layer flow. *Journal of the atmospheric sciences*, 62(7) :2058–2077.
- Colella, P. and Woodward, P. R. (1984). The piecewise parabolic method (ppm) for gasdynamical simulations. *Journal of computational physics*, 54(1):174–201.
- Cornet, C., C-Labonnote, L., and Szczap, F. (2010). Three-dimensional polarized monte carlo atmospheric radiative transfer model (3dmcpol) : 3d effects on polarized visible reflectances of a cirrus cloud. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 111(1):174–186.
- Cotton, W. R., Bryan, G., and Van den Heever, S. C. (2010). Storm and cloud dynamics, volume 99. Academic press.
- Couvreux, F., Hourdin, F., and Rio, C. (2010). Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. part i : A parametrization-oriented conditional sampling in large-eddy simulations. Boundary-layer meteorology, 134(3) :441–458.
- Cuxart, J., Bougeault, P., and Redelsperger, J.-L. (2000). A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(562) :1–30.

- da Silva, C. B., Hunt, J. C., Eames, I., and Westerweel, J. (2014). Interfacial layers between regions of different turbulence intensity. *Annual review of fluid mechanics*, 46:567–590.
- Damiani, R. and Vali, G. (2007). Evidence for tilted toroidal circulations in cumulus. *Journal* of the atmospheric sciences, 64(6):2045-2060.
- Damiani, R., Vali, G., and Haimov, S. (2006). The structure of thermals in cumulus from airborne dual-doppler radar observations. *Journal of the atmospheric sciences*, 63(5):1432–1450.
- Dauhut, T., Chaboureau, J.-P., Escobar, J., and Mascart, P. (2015). Large-eddy simulation of Hector the convector making the stratosphere wetter. 16 :135-140.
- Dawe, J. T. and Austin, P. H. (2011a). The influence of the cloud shell on tracer budget measurements of les cloud entrainment. *Journal of the atmospheric sciences*, 68(12):2909– 2920.
- Dawe, J. T. and Austin, P. H. (2011b). Interpolation of les cloud surfaces for use in direct calculations of entrainment and detrainment. *Monthly weather review*, 139(2):444-456.
- De Rooy, W. C., Bechtold, P., Fröhlich, K., Hohenegger, C., Jonker, H., Mironov, D., Siebesma, A. P., Teixeira, J., and Yano, J.-I. (2013). Entrainment and detrainment in cumulus convection : An overview. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 139(670) :1–19.
- De Rooy, W. C. and Pier Siebesma, A. (2010). Analytical expressions for entrainment and detrainment in cumulus convection. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136(650) :1216-1227.
- De Rooy, W. C. and Siebesma, A. P. (2008). A simple parameterization for detrainment in shallow cumulus. *Monthly weather review*, 136(2):560–576.
- Deardorff, J. (1966). The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory. Journal of the Atmospheric Sciences, 23(5):503-506.
- Deardorff, J. (1971). On the magnitude of the subgrid scale eddy coefficient. Journal of Computational Physics, 7(1):120-133.
- Deardorff, J. (1972). Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux. *Journal* of Geophysical Research, 77(30):5900-5904.
- Deardorff, J. (1980). Cloud top entrainment instability. Journal of the Atmospheric Sciences, 37(1):131-147.
- Deardorff, J. W. et al. (1970). A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large reynolds numbers. J. Fluid Mech, 41(2):453-480.
- Del Genio, A. D. and Wu, J. (2010). The role of entrainment in the diurnal cycle of continental convection. *Journal of Climate*, 23(10):2722–2738.
- Delanoë, J., Protat, A., Jourdan, O., Pelon, J., Papazzoni, M., Dupuy, R., Gayet, J.-F., and Jouan, C. (2013). Comparison of airborne in situ, airborne radar-lidar, and spaceborne radar-lidar retrievals of polar ice cloud properties sampled during the polarcat campaign. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 30(1):57-73.

- Derbyshire, S., Beau, I., Bechtold, P., Grandpeix, J.-Y., Piriou, J.-M., Redelsperger, J.-L., and Soares, P. (2004). Sensitivity of moist convection to environmental humidity. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, 130(604) :3055–3079.
- Derbyshire, S., Maidens, A., Milton, S., Stratton, R., and Willett, M. (2011). Adaptive detrainment in a convective parametrization. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 137(660) :1856-1871.
- Dimotakis, P. E. (2005). Turbulent mixing. Annual Review of Fluid Mechanics, 37:329-356.
- 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(1-2):133-148.
- Durran, D. R. (1989). Improving the anelastic approximation. Journal of the Atmospheric Sciences, 46(11):1453-1461.
- Durran, D. R. and Klemp, J. B. (1982). On the effects of moisture on the brunt-väisälä frequency. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(10):2152-2158.
- Emanuel, K. A. (1981). A similarity theory for unsaturated downdrafts within clouds. Journal of the Atmospheric Sciences, 38(8) :1541–1557.
- Emanuel, K. A. et al. (1994). Atmospheric convection. Oxford University Press on Demand.
- Feist, M. M., Westbrook, C. D., Clark, P. A., Stein, T. H., Lean, H. W., and Stirling, A. J. (2019). Statistics of convective cloud turbulence from a comprehensive turbulence retrieval method for radar observations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 145(719):727-744.
- Gerber, H., Frick, G., Malinowski, S., Brenguier, J., and Burnet, F. (2005). Holes and entrainment in stratocumulus. *Journal of the atmospheric sciences*, 62(2):443-459.
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., and Cabot, W. H. (1991). A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A* : *Fluid Dynamics*, 3(7) :1760–1765.
- Gheusi, F. and Stein, J. (2002). Lagrangian description of airflows using eulerian passive tracers. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography, 128(579):337–360.
- Glenn, I. B. and Krueger, S. K. (2014). Downdrafts in the near cloud environment of deep convective updrafts. Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 6(1):1–8.
- Gorska, A., Malinowski, S., Blonski, S., Fugal, J., Kowalewski, T., Korczyk, P., and Kumala, W. (2014). Entrainment in laboratory analogs of cumulus and stratocumulus clouds tops. 14th conference on Cloud Physics, Westin Copley Place Boston, MA.
- Grabowski, W. W. (1995). Entrainment and mixing in buoyancy-reversing convection with applications to cloud-top entrainment instability. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 121(522) :231–253.
- Grabowski, W. W. and Clark, T. L. (1991). Cloud-environment interface instability : Rising thermal calculations in two spatial dimensions. Journal of the Atmospheric Sciences, 48(4) :527–546.

- Grabowski, W. W. and Clark, T. L. (1993a). Cloud-environment interface instability : Part ii : Extension to three spatial dimensions. Journal of the Atmospheric Sciences, 50(4):555-573.
- Grabowski, W. W. and Clark, T. L. (1993b). Cloud-environment interface instability. part iii : Direct influence of environmental shear. *Journal of the atmospheric sciences*, 50(23) :3821-3828.
- Gregory, D. (2001). Estimation of entrainment rate in simple models of convective clouds. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 127(571):53-72.
- Guermond, J.-L., Oden, J. T., and Prudhomme, S. (2004). Mathematical perspectives on large eddy simulation models for turbulent flows. *Journal of Mathematical Fluid Mechanics*, 6(2):194-248.
- Halliwell, C. (2007). Subgrid turbulence scheme. Unified Model documentation paper, 28.
- Hanley, K., Whitall, M., Stirling, A., and Clark, P. (2019). Modifications to the representation of subgrid mixing in kilometre-scale versions of the unified model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 145(725) :3361–3375.
- Hanley, K. E., Plant, R. S., Stein, T. H., Hogan, R. J., Nicol, J. C., Lean, H. W., Halliwell, C., and Clark, P. A. (2015). Mixing-length controls on high-resolution simulations of convective storms. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141(686) :272-284.
- Hannah, W. M. (2017). Entrainment versus dilution in tropical deep convection. Journal of the Atmospheric Sciences, 74(11) :3725–3747.
- Heus, T., J. Pols, C. F., J. Jonker, H. J., A. Van den Akker, H. E., and H. Lenschow, D. (2009a). Observational validation of the compensating mass flux through the shell around cumulus clouds. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography, 135(638) :101-112.
- Heus, T. and Jonker, H. J. (2008). Subsiding shells around shallow cumulus clouds. *Journal* of the Atmospheric Sciences, 65(3):1003–1018.
- Heus, T., Jonker, H. J., Van den Akker, H. E., Griffith, E. J., Koutek, M., and Post, F. H. (2009b). A statistical approach to the life cycle analysis of cumulus clouds selected in a virtual reality environment. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 114(D6).
- Heus, T., Van Dijk, G., Jonker, H. J., and Van den Akker, H. E. (2008). Mixing in shallow cumulus clouds studied by lagrangian particle tracking. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(8):2581–2597.
- Heymsfield, A. J., Johnson, P. N., and Dye, J. E. (1978). Observations of moist adiabatic ascent in northeast colorado cumulus congestus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(9):1689–1703.
- Hoffmann, F., Siebert, H., Schumacher, J., Riechelmann, T., KATzwINkEL, J., Kumar, B., GöTzFRIED, P., and Raasch, S. (2014). Entrainment and mixing at the interface of shallow cumulus clouds : Results from a combination of observations and simulations. *Meteorologische Zeitschrift 23 (2014)*, 23(4) :349–368.
- Holton, J. R. (1973). An introduction to dynamic meteorology. *American Journal of Physics*, 41(5):752-754.

- Holtslag, A. and Moeng, C.-H. (1991). Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(14) :1690– 1698.
- Honnert, R., Masson, V., and Couvreux, F. (2011). A diagnostic for evaluating the representation of turbulence in atmospheric models at the kilometric scale. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 68(12):3112–3131.
- Houghton, H. G. and Cramer, H. E. (1951). A theory of entrainment in convective currents. Journal of Meteorology, 8(2):95-102.
- Houze, Robert A., J. (1993). Cloud Dynamics, Volume 53 (International Geophysics). Academic Press.
- Jensen, J., Austin, P., Baker, M., and Blyth, A. (1985). Turbulent mixing, spectral evolution and dynamics in a warm cumulus cloud. *Journal of the atmospheric sciences*, 42(2):173-192.
- Johari, H. (1992). Mixing in thermals with and without buoyancy reversal. Journal of the atmospheric sciences, 49(16):1412-1426.
- Jonas, P. (1990). Observations of cumulus cloud entrainment. Atmospheric research, 25(1-3):105-127.
- Jonas, P. and Mason, B. (1982). Entrainment and the droplet spectrum in cumulus clouds. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 108(458):857-869.
- Jonker, H. J., Heus, T., and Sullivan, P. P. (2008). A refined view of vertical mass transport by cumulus convection. *Geophysical research letters*, 35(7).
- Jonkers, S. (2005). Evaluation study of the Kain-Fritsch convection scheme. Citeseer.
- Kain, J. S. (2004). The kain-fritsch convective parameterization : an update. Journal of applied meteorology, 43(1):170-181.
- Kain, J. S. and Fritsch, J. M. (1990). A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 47(23) :2784–2802.
- Katzwinkel, J., Siebert, H., Heus, T., and Shaw, R. A. (2014). Measurements of turbulent mixing and subsiding shells in trade wind cumuli. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(8):2810-2822.
- Khairoutdinov, M. F., Krueger, S. K., Moeng, C.-H., Bogenschutz, P., and Randall, D. A. (2009). Large-eddy simulation of maritime deep tropical convection. J. Adv. Model. Earth. Syst, 1.
- Klaassen, G. P. and Clark, T. L. (1985). Dynamics of the cloud-environment interface and entrainment in small cumuli : Two-dimensional simulations in the absence of ambient shear. *Journal of the atmospheric sciences*, 42(23) :2621–2642.
- Kuang, Z. and Bretherton, C. S. (2006). A mass-flux scheme view of a high-resolution simulation of a transition from shallow to deep cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 63(7):1895–1909.
- Kumar, B., Schumacher, J., and Shaw, R. A. (2014). Lagrangian mixing dynamics at the cloudy-clear air interface. Journal of the Atmospheric Sciences, 71(7):2564-2580.

- Kuo, H. (1962). On the controlling influences of eddy diffusion on thermal convection. *Journal* of the Atmospheric Sciences, 19(3):236-243.
- Kurowski, M., P. Malinowski, S., and W. Grabowski, W. (2009). A numerical investigation of entrainment and transport within a stratocumulus-topped boundary layer. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society : A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography, 135(638):77–92.
- Lac, C., Chaboureau, P., Masson, V., Pinty, 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 Discussions*, pages 1–66.
- Laird, N. F. (2005). Humidity halos surrounding small cumulus clouds in a tropical environment. Journal of the atmospheric sciences, 62(9):3420-3425.
- Lalas, D. and Einaudi, F. (1974). On the correct use of the wet adiabatic lapse rate in stability criteria of a saturated atmosphere. *Journal of Applied Meteorology*, 13(3):318–324.
- Langhans, W., Schmidli, J., and Szintai, B. (2012). A smagorinsky-lilly turbulence closure for cosmo-les : Implementation and comparison to arps. COSMO newsletter, 12 :20-31.
- Leith, C. (1990). Stochastic backscatter in a subgrid-scale model : Plane shear mixing layer. Physics of Fluids A : Fluid Dynamics, 2(3) :297-299.
- Lilly, D. K. (1962). On the numerical simulation of buoyant convection. Tellus, 14(2):148–172.
- Lilly, D. K. (1968). Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 94(401) :292-309.
- Lilly, K. (1966). On the application of the eddy viscosity concept in the inertial sub-range of turbulence.
- Liu, S., Meneveau, C., and Katz, J. (1994). On the properties of similarity subgrid-scale models as deduced from measurements in a turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 275:83–119.
- Liu, Y., Lu, C., and Chen, J. (2018). Investigation of turbulent entrainment-mixing processes by combining measurements, dns model and parcel model. In 15th Conference on Cloud Physics/15th Conference on Atmospheric Radiation. AMS.
- Lock, A. and MacVean, M. (1999). The generation of turbulence and entrainment by buoyancy reversal. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 125(555) :1017-1038.
- Lunet, T., Lac, C., Auguste, F., Visentin, F., Masson, V., and Escobar, J. (2017). Combination of weno and explicit runge-kutta methods for wind transport in the meso-nh model. *Monthly Weather Review*, 145(9) :3817–3838.
- Malardel, S. (2005). Fondamentaux de Météorologie. Cépaduès éditions.
- Malinowski, S. P., Gerber, H., Plante, J.-L., Kopec, M., Kumala, W., Nurowska, K., Chuang, P., Khelif, D., Haman, K., et al. (2013). Physics of stratocumulus top (post) : turbulent mixing across capping inversion. Atmospheric Chemistry and Physics, 13(24) :12171-12186.
- Malkus, J. and Scorer, R. S. (1955). The erosion of cumulus towers. *Journal of Meteorology*, 12(1):43-57.
- Marquet, P. (2011). Definition of a moist entropy potential temperature : application to fire-i data flights. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(656) :768-791.

- Mason, B. and Jonas, P. (1974). The evolution of droplet spectra and large droplets by condensation in cumulus clouds. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 100(423):23-38.
- Mason, P. J. and Thomson, D. J. (1992). Stochastic backscatter in large-eddy simulations of boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 242:51–78.
- Masson, V., Le Moigne, P., Martin, E., Faroux, S., Alias, A., Alkama, R., Belamari, S., Barbu, A., Boone, A., Bouyssel, F., et al. (2013). The surfexv7. 2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of earth surface variables and fluxes.
- Mellado, J. P. (2017). Cloud-top entrainment in stratocumulus clouds. Annual Review of Fluid Mechanics, 49 :145–169.
- Mellado, J.-P., Bretherton, C., Stevens, B., and Wyant, M. (2018). Dns and les for simulating stratocumulus : Better together. Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 10(7):1421-1438.
- Mesinger, F. and Arakawa, A. (1976). Numerical methods used in atmospheric models.
- Moeng, C.-H. (2000). Entrainment rate, cloud fraction, and liquid water path of pbl stratocumulus clouds. Journal of the atmospheric sciences, 57(21) :3627-3643.
- Moeng, C.-H. (2014). A closure for updraft-downdraft representation of subgrid-scale fluxes in cloud-resolving models. *Monthly Weather Review*, 142(2):703-715.
- Moeng, C.-H. and Arakawa, A. (2012). Representation of boundary layer moisture transport in cloud-resolving models. *Monthly Weather Review*, 140(11) :3682–3698.
- Moeng, C.-H., LeMone, M. A., Khairoutdinov, M. F., Krueger, S. K., Bogenschutz, P. A., and Randall, D. A. (2009). The tropical marine boundary layer under a deep convection system : a large-eddy simulation study. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 1(4).
- Moeng, C.-H., Sullivan, P. P., Khairoutdinov, M. F., and Randall, D. A. (2010). A mixed scheme for subgrid-scale fluxes in cloud-resolving models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(11) :3692–3705.
- Morton, B., Taylor, G. I., and Turner, J. S. (1956). Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, 234(1196) :1-23.
- Moser, D. H. and Lasher-Trapp, S. (2017). The influence of successive thermals on entrainment and dilution in a simulated cumulus congestus. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 74(2):375–392.
- Nair, V., Heus, T., and van Reeuwijk, M. (2020). Dynamics of subsiding shells in actively growing clouds with vertical updrafts. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 77(4) :1353–1369.
- Neggers, R. A. (2009). A dual mass flux framework for boundary layer convection. part ii : Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 66(6) :1489–1506.
- Paluch, I. R. (1979). The entrainment mechanism in colorado cumuli. Journal of the atmospheric sciences, 36(12):2467-2478.

- Paluch, I. R. and Breed, D. W. (1984). A continental storm with a steady, adiabatic updraft and high concentrations of small ice particles : 6 july 1976 case study. *Journal of the atmospheric* sciences, 41(6) :1008–1024.
- Park, S.-B., Heus, T., and Gentine, P. (2017). Role of convective mixing and evaporative cooling in shallow convection. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 122(10):5351-5363.
- Pergaud, J., Masson, V., Malardel, S., and Couvreux, F. (2009). A parameterization of dry thermals and shallow cumuli for mesoscale numerical weather prediction. *Boundary-layer* meteorology, 132(1):83.
- Perry, K. D. and Hobbs, P. V. (1996). Influences of isolated cumulus clouds on the humidity of their surroundings. *Journal of the atmospheric sciences*, 53(1):159-174.
- Pinty, J.-P. and Jabouille, P. (1998). 6b. a mixed-phased cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model: simulations of a squall line and of orographic precipitation.
 In Conference on Cloud Physics : 14th Conference on Planned and Inadvertent Weather Modification, pages 17-21.
- Prandtl, L. (1925). 7. bericht über untersuchungen zur ausgebildeten turbulenz. ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, 5(2):136–139.
- Randall, D., Khairoutdinov, M., Arakawa, A., and Grabowski, W. (2003). Breaking the cloud parameterization deadlock. Bulletin of the American Meteorological Society, 84(11) :1547– 1564.
- Randall, D. A. (1980). Conditional instability of the first kind upside-down. Journal of the Atmospheric Sciences, 37(1):125–130.
- Redelsperger, J.-L. and Sommeria, G. (1981). Méthode de représentation de la turbulence d'échelle inférieure à la maille pour un modèle tri-dimensionnel de convection nuageuse. Boundary-Layer Meteorology, 21(4):509-530.
- Ricard, D., Lac, C., Riette, S., Legrand, R., and Mary, A. (2013). Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting limited-area models arome and meso-nh. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 139(674) :1327-1341.
- Rodts, S. M., Duynkerke, P. G., and Jonker, H. J. (2003). Size distributions and dynamical properties of shallow cumulus clouds from aircraft observations and satellite data. *Journal of the atmospheric sciences*, 60(16) :1895–1912.
- Romps, D. M. (2010). A direct measure of entrainment. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(19) :1908-1927.
- Romps, D. M. and Charn, A. B. (2015). Sticky thermals : Evidence for a dominant balance between buoyancy and drag in cloud updrafts. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(8) :2890-2901.
- Romps, D. M. and Kuang, Z. (2010). Nature versus nurture in shallow convection. Journal of the Atmospheric Sciences, 67(5):1655-1666.
- Sànchez, O., Raymond, D. J., Libersky, L., and Petschek, A. G. (1989). The development of thermals from rest. Journal of the atmospheric sciences, 46(14) :2280-2292.

- Schär, C. and Wernli, H. (1993). Structure and evolution of an isolated semi-geostrophic cyclone. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 119(509):57–90.
- Schumann, U. (1975). Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli. *Journal of computational physics*, 18:376–404.
- Scorer, R. (1956). Experiments with convection bubbles. OSTIV Publications, 4:153–154.
- Scorer, R. and Ludlam, F. (1953). Bubble theory of penetrative convection. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 79(339) :94–103.
- Scorer, R. S. (1957). Experiments on convection of isolated masses of buoyant fluid. *Journal* of Fluid Mechanics, 2(6):583-594.
- Seity, Y., Brousseau, P., Malardel, S., Hello, G., Bénard, P., Bouttier, F., Lac, C., and Masson, V. (2011). The arome-france convective-scale operational model. *Monthly Weather Review*, 139(3):976–991.
- Sherwood, S. C., Hernández-Deckers, D., Colin, M., and Robinson, F. (2013). Slippery thermals and the cumulus entrainment paradox. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 70(8):2426-2442.
- Siebert, H., Lehmann, K., and Wendisch, M. (2006). Observations of small-scale turbulence and energy dissipation rates in the cloudy boundary layer. *Journal of the atmospheric sciences*, 63(5):1451-1466.
- Siebesma, A. (1998). Shallow cumulus convection. In *Buoyant convection in geophysical flows*, pages 441–486. Springer.
- Siebesma, A. and Cuijpers, J. (1995). Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection. Journal of the atmospheric sciences, 52(6):650-666.
- 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.
- Siems, S. T., Bretherton, C. S., Baker, M. B., Shy, S., and Breidenthal, R. E. (1990). Buoyancy reversal and cloud-top entrainment instability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological* Society, 116(493) :705-739.
- Skamarock, W. C. and Klemp, J. B. (2008). A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications. *Journal of computational physics*, 227(7):3465–3485.
- Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3) :99-164.
- Sommeria, G. (1976). Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(2):216-241.

Squires, P. (1958). Penetrative downdraughts in cumuli. Tellus, 10(3):381–389.

Stith, J. L. (1992). Observations of cloud-top entrainment in cumuli. Journal of the atmospheric sciences, 49(15):1334–1347.

252/256

- Stommel, H. (1947). Entrainment of air into a cumulus cloud : (paper presented 27 december 1946 at the annual meeting, ams, cambridge, massachusetts). Journal of Meteorology, 4(3):91-94.
- 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.
- Stull, R. B. (1993). Review of non-local mixing in turbulent atmospheres : Transilient turbulence theory. Boundary-Layer Meteorology, 62(1-4) :21-96.
- Talbot, C., Bou-Zeid, E., and Smith, J. (2012). Nested mesoscale large-eddy simulations with wrf : Performance in real test cases. *Journal of Hydrometeorology*, 13(5) :1421–1441.
- Taylor, G. R. and Baker, M. B. (1991). Entrainment and detrainment in cumulus clouds. Journal of the atmospheric sciences, 48(1):112-121.
- Telford, J. and Chai, S. (1983). Comment on 'entrainment and the droplet spectrum in cumulus clouds' by pr jonas and bj mason (1982) 108,857–869. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 109(462) :896–900.
- Telford, J. W. (1975). Turbulence, entrainment, and mixing in cloud dynamics. pure and applied geophysics, 113(1):1067–1084.
- Tomas, S. and Masson, V. (2006). A parameterization of third-order moments for the dry convective boundary layer. *Boundary-layer meteorology*, 120(3):437-454.
- Tsinober, A. (2009). An informal conceptual introduction to turbulence, volume 483. Springer.
- Turner, J. (1963). Model experiments relating to thermals with increasing buoyancy. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 89(379):62-74.
- Van der Hoven, I. (1957). Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. Journal of meteorology, 14(2) :160–164.
- Verrelle, A. (2015). Modélisation de la turbulence dans les nuages convectifs profonds aux résolutions kilométrique et hectométrique. PhD thesis, Université de toulouse.
- Verrelle, A., Ricard, D., and Lac, C. (2017). Evaluation and improvement of turbulence parameterization inside deep convective clouds at kilometer-scale resolution. *Monthly Weather Review*, In revision.
- Villefranque, N., Fournier, R., Couvreux, F., Blanco, S., Cornet, C., Eymet, V., Forest, V., and Tregan, J.-M. (2019). A path-tracing monte carlo library for 3-d radiative transfer in highly resolved cloudy atmospheres. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 11(8):2449-2473.
- von Salzen, K. and McFarlane, N. A. (2002). Parameterization of the bulk effects of lateral and cloud-top entrainment in transient shallow cumulus clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 59(8):1405–1430.
- Wang, Y. and Geerts, B. (2015). Vertical-plane dual-doppler radar observations of cumulus toroidal circulations. Journal of Applied Meteorology and Climatology, 54(10):2009–2026.
- Wang, Y., Geerts, B., and French, J. (2009). Dynamics of the cumulus cloud margin : An observational study. Journal of the atmospheric sciences, 66(12) :3660-3677.

- Warner, J. (1970). The microstructure of cumulus cloud. part iii. the nature of the updraft. Journal of the Atmospheric Sciences, 27(4):682-688.
- Weisman, M. L. and Klemp, J. B. (1984). The structure and classification of numerically simulated convective storms in directionally varying wind shears. *Monthly weather review*, 112(12):2479-2498.
- Woodward, B. (1959). The motion in and around isolated thermals. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 85(364) :144-151.
- Wyngaard, J. C. (2004). Toward numerical modeling in the "Terra Incognita". Journal of the atmospheric sciences, 61(14) :1816-1826.
- Yeo, K. and Romps, D. M. (2013). Measurement of convective entrainment using lagrangian particles. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 70(1):266-277.
- Zhao, M. and Austin, P. H. (2005a). Life cycle of numerically simulated shallow cumulus clouds. part i : Transport. Journal of the atmospheric sciences, 62(5) :1269–1290.
- Zhao, M. and Austin, P. H. (2005b). Life cycle of numerically simulated shallow cumulus clouds. part ii : Mixing dynamics. *Journal of the atmospheric sciences*, 62(5) :1291-1310.

Quelle turbulence sur les bords des nuages convectifs?

Thèse effectuée au CNRM par Clément Strauss sous la direction de Didier Ricard et Christine Lac.

Résumé

Mieux représenter la turbulence aux échelles kilométrique et hectométrique est un enjeu important pour les modèles de prévision numérique du temps. La paramétrisation de la turbulence selon Cuxart et al. (2000) (notée CBR) actuellement utilisée dans les modèles AROME et Méso-NH, n'est pas satisfaisante dans les nuages convectifs, mais une nouvelle paramétrisation introduite par Moeng (2014) a montré un fort potentiel pour représenter les flux thermodynamiques verticaux sur un cas de cumulonimbus en phase mature (Verrelle et al., 2017).

Dans cette thèse, deux simulations LES (Large Eddy Simulation) de convection profonde à 50 m puis 5 m de résolution permettent de généraliser ces résultats à une population de nuages convectifs à différentes phases de leur cycle de vie puis à un cumulus congestus et d'étudier la plupart des flux turbulents d'ordre 2 à différentes résolutions horizontales (50 m, 100 m, 250 m, 500 m, 1 km et 2 km) en filtrant les champs de la LES. La paramétrisation de Moeng fournit de meilleurs résultats que la paramétrisation CBR pour les flux thermatical de meilleurs résultats que la paramétrisation CBR pour les flux thermatical de meilleurs résultats que la paramétrisation CBR pour les flux thermatical de meilleurs de la LES.

La paramétrisation de Moeng fournit de meilleurs résultats que la paramétrisation CBR pour les flux thermodynamiques verticaux mais aussi, dans une moindre mesure, pour les flux thermodynamiques horizontaux, à la fois à l'intérieur et sur les bords des nuages. L'amélioration est moins évidente pour les flux dynamiques.

La LES à 5 m permet ensuite de caractériser et quantifier la turbulence, les instabilités et les processus thermodynamiques et dynamiques aux bords du cumulus. La turbulence sur les bords est de plus fine échelle que celle située à l'intérieur du cumulus. La production dynamique de turbulence sous-maille domine largement sur la production thermique. L'air nuageux est fortement renouvelé par un entrainement majoritairement latéral. Celui est causé par différents types d'instabilités avec, notamment, une circulation toroïdale de grande échelle près du sommet du nuage. Il existe peu de subsidences pénétrantes au sommet du nuage et elles sont peu profondes. Près des bords du cumulus, des subsidences coexistent avec une inversion de la flottabilité. Le refroidissement évaporatif, principalement présent sur les bords du cumulus, contribue à cette inversion et atténue les mouvements convectifs. Il influe aussi sur le trajet de l'air entrainé dans le nuage mais modifie peu les instabilités.

L'étude approfondie menée à partir de nombreux diagnostics tels que des bilans ou des traceurs lagrangiens sur des simulations à grandes grilles, contribue ainsi à améliorer notre compréhension des processus qui pilotent les échanges entre le nuage et son environnement.

 $\mathbf{mots}\ \mathbf{clefs}\ \mathbf{:}\ \mathbf{LES},\ \mathbf{turbulence},\ \mathbf{nuages}\ \mathbf{convectifs}\ \mathbf{profonds},\ \mathbf{cumulus}\ \mathbf{congestus},\ \mathbf{enveloppe}\ \mathbf{subsidente},\ \mathbf{circulation}\ \mathbf{toroïdale}$

Abstract

Improving the representation of turbulence at kilometre and hectometre scales is an important issue for numerical weather prediction models. The turbulence parametrization according to Cuxart et al. (2000) (noted CBR), currently used in the AROME and Méso-NH models, is not satisfactory in convective clouds, but a new parameterization introduced by Moeng (2014) has shown a strong potential to represent vertical thermodynamic fluxes on a mature cumulonimbus case (Verrelle et al., 2017).

In this thesis, two LES (Large Eddy Simulation) of deep convection at 50-m then 5-m resolutions allow to generalize these results to a population of convective clouds at different phases of their life cycle then to a cumulus congestus and to study most of the 2nd order moment turbulent fluxes at different horizontal resolutions (50 m, 100 m, 250 m, 500 m, 1 km and 2 km) by filtering the fields of the LES.

(50 m, 100 m, 250 m, 500 m, 1 km and 2 km) by filtering the fields of the LES. The Moeng parametrization provides better results than the CBR parametrization for vertical thermodynamical fluxes but also, to a lesser extent, for horizontal thermodynamical fluxes, both inside the cloud and at its edges. The improvement is less obvious for dynamical fluxes.

The LES at 5 m then allows to characterize and quantify the turbulence, instabilities and thermodynamic and dynamic processes at the edges of the cumulus. The turbulence at the edges has a finer scale than that inside the cumulus. The dynamical production of subgrid turbulence largely dominates over the thermal production in the whole cloud. The cloudy air is strongly renewed by a mainly lateral entrainment. This is caused by different types of instabilities with, in particular, a large-scale toroidal circulation near the top of the cloud. There are few and shallow penetrative downdrafts at the top of the cloud. Near the edges of the cumulus, downdrafts coexist with a buoyancy inversion. Evaporative cooling, mainly present on the edges of the cumulus, contributes to this inversion and decreases the convective circulation. It also influences the path of the air entrained in the cloud but has little impact on the instabilities.

The in-depth study carried out on the basis of numerous diagnoses, such as budgets or lagrangian tracers over large grid simulations, contributes to improve our understanding of the processes driving the exchanges between the cloud and its environment.

 $\mathbf{keywords}: \mathrm{LES}, \mathrm{turbulence}, \mathrm{deep} \ \mathrm{convective} \ \mathrm{clouds}, \ \mathrm{cumulus} \ \mathrm{congestus}, \ \mathrm{subsiding} \ \mathrm{shell}, \ \mathrm{toro\" idal} \ \mathrm{circulation}$