HAL
open science

Modélisation numérique de la méso-échelle á l'échelle des LES: interactions entre la dynamique et la physique

Christine Lac

To cite this version:

Christine Lac. Modélisation numérique de la méso-échelle á l'échelle des LES: interactions entre la dynamique et la physique. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Institut National Polytechnique de Toulouse (INPT), 2018. tel-03379906

HAL Id: tel-03379906

https://hal.science/tel-03379906

Submitted on 15 Oct 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.

MÉMOIRE

En vue de l'obtention de

Habilitation à diriger des recherches
DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)*

Présentée et soutenue le *03/12/2018* **par :**

Christine Lac

Modélisation numérique de la méso-échelle á l'échelle des LES: interactions entre la dynamique et la physique

JURY

Bertrand Carissimo	CEREA, Marne-La-Vallée, France
Jean-Luc Redelsperger	IFREMER, Brest, France
Irina Sandu	ECMWF, Reading, UK
Martial Haeffelin	IPSL, Paris, France
Jean-Pierre Chaboureau	LA, Toulouse,France

École doctorale et spécialité :
SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie
Unité de Recherche :
Centre National de Recherches Météorologiques (UMR 3559)
Correspondant :
Valéry Masson
Rapporteurs :
Bertrand Carissimo, *Jean-Luc Redelsperger* et *Irina Sandu*

Table des matières

1 Introduction **5**

1.1 Cursus et parcours professionnel 7

1.2 Les modèles à aire limitée 9

1.2.1 Des CRM aux LES, jusqu'à la DNS 9

1.2.2 Les modèles Méso-NH et AROME 10

1.3 Démarche de recherche 11

2 Dynamique des modèles **13**

2.1 Les modèles non-hydrostatiques 13

2.2 Amélioration des schémas numériques dans Méso-NH 15

2.2.1 Généralités sur les schémas de transport 15

2.2.2 Evolution des schémas numériques dans Méso-NH 17

2.3 Vers l'utilisation de LES pour des cas réels 28

2.3.1 Prise en compte des hétérogénéités de surface comme force de traînée 28

2.3.2 Validation sur Lannemezan 29

2.3.3 Application au brouillard sur le SIRTA 31

2.3.4 Application à la pollution en zone aéroportuaire 32

2.3.5 Vers la méthode IBM 33

2.4 Une première DNS avec Méso-NH 37

3 Paramétrisations physiques des modèles Méso-NH/AROME **39**

3.1 Introduction 39

3.2 Paramétrisations des nuages et des précipitations 40

3.2.1 Principe des paramétrisations 40

3.2.2 Evaluation et amélioration d'une microphysique à 2 moments 42

3.2.3 Amélioration de la paramétrisation des nuages sous-maille 47

3.2.4 Introduction de la pluie sous-maille 51

3.3 Turbulence dans les nuages convectifs profonds 55

3.3.1 Sensibilité à la résolution horizontale et à la paramétrisation de la turbulence 55

3.3.2 Amélioration de la paramétrisation de la turbulence au coeur des nuages convectifs 57

3.4 Evaluation statistique des schémas à flux de masse dans AROME 61

4 Modélisation pour l'étude des processus 63

4.1 Transition de stratocumulus vers cumulus 63

4.1.1 Intercomparaison des CRM 64

4.1.2 Intercomparaison des LES 69

4.2 Transitions extra-tropicales 73

4.3 Etude du brouillard 76

4.3.1 Introduction 76

4.3.2 LES de brouillard radiatif : processus dynamiques et thermodynamiques . . 76

4.3.3 Introduction du dépôt des gouttelettes 78

4.4 Dispersion de CO_2 80

4.5 Couplage avec les feux de forêt 84

4.6 Autres couplages novateurs 88

4.6.1 Transport de neige par le vent 88

4.6.2 Couplage avec des modèles de propagation acoustique 88

4.6.3 Dispersion de pollens 90

5 Perspectives 91

5.1 Dynamique 91

5.1.1 Vers une version compressible de Méso-NH ? 91

5.1.2 Représentation des hétérogénéités de surface 92

5.2 Paramétrisations physiques 92

5.2.1 Hétérogénéités sous-maille des nuages et précipitations 92

5.2.2 Turbulence aux bords des nuages 93

5.3 Modélisation pour l'étude des processus et la prévision des phénomènes à enjeux . . 94

5.3.1 Impact des forêts sur les nuages 94

5.3.2 Le givrage par eau surfondue 95

5.3.3 Le givrage par petits cristaux 97

5.3.4 Le brouillard 98

6 Sigles et acronymes **105**

7 Annexes **129**

7.1 Encadrement 129

7.2 Participation à des jurys et comités 130

7.3 Participation à des projets 131

7.4 Enseignement et diffusion scientifique 131

7.5 Publications 131

CHAPITRE 1

Introduction

La recherche atmosphérique repose sur des moyens d'observations et de modélisation. Parmi les outils de modélisation, les modèles de méso-échelle permettent des simulations atmosphériques à des résolutions de quelques kilomètres à quelques mètres. Ils ont été développés depuis les années 1990 et constituent une composante essentielle de la recherche atmosphérique, permettant de mieux comprendre les processus. La prévision numérique du temps est également basée sur ces modèles de méso-échelle, dont la résolution horizontale est à l'heure actuelle généralement kilométrique.

Le principe d'un modèle atmosphérique est de prévoir la représentation de la solution vraie, discrétisée spatio-temporellement, celle-ci étant définie par un ensemble d'équations décrivant la physico-chimie de l'atmosphère. Chaque composante des équations est partitionnée en un ensemble de termes représentant des caractéristiques résolues (le coeur dynamique du modèle) et des processus non résolus ou sous-résolus (les paramétrisations physiques sous-maille), qui opèrent à des échelles de temps et d'espace plus petites que la résolution du modèle.

Les interactions entre la dynamique et la physique du modèle sont essentielles. Ainsi, si l'on prend l'exemple de la convection, en l'absence de paramétrisation de la convection à des résolutions insuffisantes pour échantillonner les cellules convectives, les ascendances convectives sont forcées à des échelles trop grossières pour être réalistes. Le refroidissement par évaporation et les subsidences convectives qui en résultent sont trop forts, créant un transport résolu irréaliste. A l'inverse, si les schémas numériques sont insuffisamment précis, les erreurs peuvent créer des circulations résolues irréalistes qui vont exagérer les processus diabatiques. La figure 1.1 est un exemple de cette problématique pour le modèle anglais Unified Model (UM), commune aux modèles à résolution kilométrique. Sur ce cas, les précipitations simulées associées aux cellules convectives sont trop actives, tandis que les plages de faible précipitation sont sous-estimées, comparativement aux données radar. Les causes possibles de cet excès de fortes précipitations et de déficit de faibles précipitations sont multiples et peuvent se conjuguer : les schémas sous-maille peuvent ne pas être suffisamment actifs, que ce soit la turbulence, le schéma de condensation sous-maille, ou un schéma de pluie sous-maille qu'il serait nécessaire d'introduire pour mieux assurer la transition entre les faibles et les fortes pluies, ou bien certains processus microphysiques qui seraient mal représentés, ou encore des schémas numériques qui seraient trop diffusifs. Cette dernière raison possible peut paraître contre-intuitive, car un excès de diffusion doit logiquement mener à des extrêmes trop faibles. Mais la complexité des interactions hautement non linéaires entre processus dynamiques et physiques peut mener à un effet contraire.

Le rôle principal de la paramétrisation sous-maille est d'éliminer la coupure artificielle inhérente à la résolution du modèle. Schémas sous-maille et résolution spatiale doivent ainsi se compléter. Cela

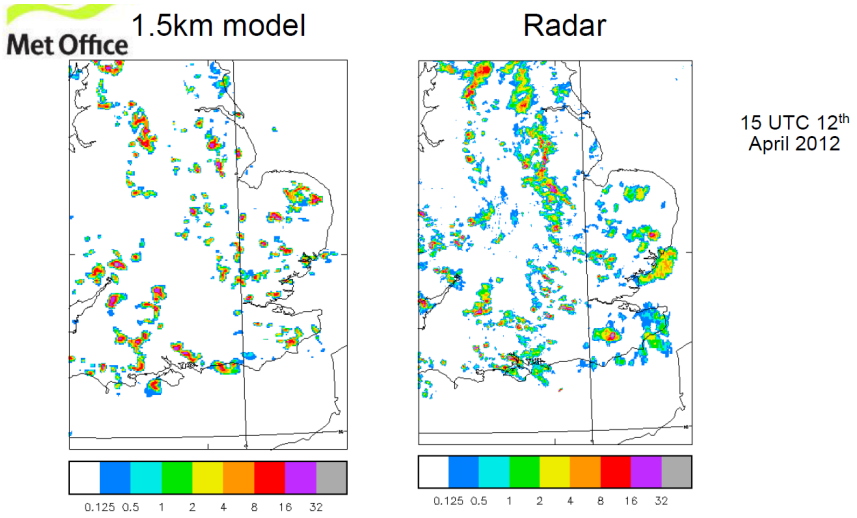


FIGURE 1.1 – Taux de précipitation (en mm h^{-1}) simulé au sol par le modèle UM à 1.5 km de résolution et dérivé des mesures radar le 15 avril 2012 à 1200 UTC. Extrait de Lean (2017).

signifie qu'une résolution grossière doit être compensée par un schéma sous-maille plus complet, ce qui correspond à la notion de physique "sans couture" (ou "seamless"). Moeng et al. (2010) ont ainsi montré que les mouvements de la convection profonde sont continus dans l'espace des ondes et qu'il n'existe pas de séparation spectrale entre mouvements résolus et mouvements sous-maille pour les modèles de méso-échelle. Toujours sur l'exemple de la pluie aux résolutions kilométriques et sub-kilométriques, qui est un bon indicateur de l'intensité de la convection, les quantités de précipitation simulées aux résolutions de 2 km, 500 m ou 100 m devraient être identiques : l'interaction implicite entre dynamique résolue et paramétrisation sous-maille devrait résulter en un comportement "scale aware". De nombreuses études ont étudié le couplage entre les schémas de transport sous-maille et la résolution spatiale, depuis Redelsperger and Sommeria (1986). Ainsi, Hanley et al. (2015); Nicol et al. (2015) ont montré que les orages simulés avec UM devenaient plus petits quand la résolution spatiale s'affinait. De plus, la résolution spatiale qui reproduisait le mieux les cellules convectives observées variait en fonction de la dimension des cellules observées. Les modèles de méso-échelle actuels sont tous exactement confrontés à cette problématique : une résolution spatiale kilométrique est trop grossière pour résoudre la plupart des tourbillons convectifs. Et en même temps, les transports verticaux d'humidité et de chaleur de la convection sont majoritairement assurés par des structures de taille kilométrique. Le modèle doit donc être capable de résoudre les plus gros tourbillons et de paramétrer les plus petits.

Cela pose aussi la question de l'articulation des paramétrisations entre elles d'une part, et avec l'échelle résolue d'autre part, lorsque la résolution spatiale et l'échelle des tourbillons les plus énergétiques sont du même ordre de grandeur dans la zone grise de la turbulence (Wyngaard, 2004) : la zone de recouvrement entre processus résolus et processus sous-maille est désignée par la notion de zone grise.

La modélisation du brouillard constitue une autre illustration du couplage entre la dynamique et la physique car il résulte à la fois des conditions de grande échelle échelle et des écoulements locaux, avec des interactions non linéaires entre processus turbulents et de surface, microphysiques et radiatifs.

Il est donc nécessaire de progresser simultanément sur le coeur dynamique et les schémas numériques, les paramétrisations physiques, ainsi que leurs interactions. C'est précisément cette démarche

que je me suis fixée pendant ces années au CNRM, en me focalisant sur la modélisation aux échelles kilométriques et sub-kilométriques, jusqu'aux échelles essentiellement résolues que sont les Large Eddy Simulations (LES). J'ai ainsi contribué à évaluer et à améliorer les schémas numériques et physiques du modèle de recherche Méso-NH, dont certaines des paramétrisations physiques sont partagées par le modèle de prévision AROME, ou destinées à le devenir. L'expérience autour du modèle AROME a pour ma part été très enrichissante, lorsqu'il a fallu caractériser certains comportements du modèle et essayer de séparer les effets de la dynamique de ceux de la physique ou de leur couplage. Les améliorations nécessaires aux modèles Méso-NH et AROME ont ainsi guidé mes travaux, qu'elles concernent la dynamique de Méso-NH, ou la physique des deux modèles. Le modèle de méso-échelle constitue également une formidable plate-forme de développement de nouveaux couplages. Dans un cadre pluridisciplinaire, j'ai ainsi contribué au développement de nouvelles applications dans Méso-NH à visée opérationnelle, comme la dispersion de polluants ou la propagation des feux de forêt.

1.1 Cursus et parcours professionnel

Actuellement responsable de l'équipe CNRM/GMME/PHY-NH, j'ai 49 ans et je suis Ingénieur en Chef des Ponts, des Eaux et des Forêts. Je suis entrée à l'Ecole Nationale de la Météorologie en 1990 par la filière « concours spécial maîtrise » après l'obtention d'une maîtrise de physique à l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand. J'ai effectué mon stage de recherche de troisième année de scolarité ITM dans l'équipe COME à CNRM/GMME, sur la simulation non-hydrostatique de la frontogénèse à partir de l'équation de Sawyer-Eliassen, sous la direction de J.-P.Lafore et J.-L.Redelsperger. Puis, j'ai bénéficié de 1992 à 1994 d'une FCPLR (Formation Complémentaire par la Recherche) sur l'initialisation et le couplage de Méso-NH, menée dans la même équipe avec les mêmes encadrants. J'ai ensuite été affectée 2 ans, de 1994 à 1996, à la Direction Interégionale Ile-de-France, sur des activités en lien avec la prévision du temps. Ayant été reçue au concours Ingénieur de la Météorologie en 1996, j'ai suivi une scolarité aménagée sur 3 ans pour congé de maternité gémellaire, ce qui m'a permis de reprendre des travaux de recherche dans l'équipe MOANA de CNRM/GMME, toujours sous la direction de J.-P.Lafore et J.-L.Redelsperger, centrés cette fois-ci sur le déclenchement de la convection profonde sous les Tropiques. J'ai soutenu ma thèse en 2000 sur les « Systèmes précipitants aux latitudes tempérées et tropicales : formation et rôle des interactions d'échelles ».

Parallèlement affectée en 1999 à la Direction de la Production (DP) comme responsable de l'équipe SERVICES/ENV en sortie de scolarité IM, j'ai contribué à l'utilisation du modèle Méso-NH pour des études de site, de modélisation de la qualité de l'air et de dispersion de polluants. J'ai ainsi initié le système PERLE (Programme d'Evaluation des Rejets Locaux d'Effluents), utilisé en opérationnel depuis 2003 pour répondre à des rejets accidentels de polluants. PERLE s'appuie sur Méso-NH comme modèle de méso-échelle et sur un modèle lagrangien particulaire, afin de suivre un grand nombre de particules lâchées au point de rejet, transportées par le forçage de vent et de turbulence du modèle météorologique. En 2004, en collaboration avec l'IRSN de Cherbourg-Octeville, nous avons mis en place une campagne d'opportunité de mesure de dispersion de polluant lors de la campagne CAPITOUL dédiée à l'étude du climat urbain (Masson et al., 2008)*, afin de valider PERLE (Lac et al., 2009). Nous avons ainsi réalisé six rejets de SF_6 au sol en banlieue toulousaine pendant deux POI, avec des mesures de concentration à la fois au sol et à bord d'avion à 100 m et 200 m de hauteur. PERLE a intégré depuis AROME, mais a conservé Méso-NH à résolution kilométrique, initialisé et couplé à IFS (Integrated Forecast System), pour des accidents se produisant en dehors des domaines AROME.

Je suis revenue en 2005 au CNRM comme responsable de l'équipe GMME/Méso-NH, à la suite du décès de Patrick Jabouille. Cette équipe avait initialement une vocation technique de soutien au modèle Méso-NH. Elle a évolué sous ma direction vers une équipe de recherche à part entière, qui s'est étoffée et a été rebaptisée GMME/PHY-NH à l'automne 2017. J'étais moi-même déclarée ingénieur jusqu'en 2013, avant d'être déclarée chercheur depuis.

L'équipe PHY-NH (Paramétrisations **Phy**siques et modélisation **N**on-**H**ydrostatique) est actuellement composée de 9 personnels permanents, dont 5 chercheurs et 4 ITA (Ingénieur Technicien Administratif), ainsi que de 4 thésards.

L'objectif principal de l'équipe est de progresser dans la connaissance, la compréhension et la modélisation des processus nuageux aux échelles kilométriques et sub-kilométriques pour tous les types de nuages, depuis le brouillard jusqu'aux nuages convectifs profonds. Cela amène à développer et améliorer les paramétrisations physiques des modèles non-hydrostatiques AROME pour la prévision numérique du temps et Méso-NH en tant que modèle de recherche. Le développement des paramétrisations physiques concerne principalement :

— la microphysique, basée sur le développement de schémas mixtes à 2 moments avec prise en compte des aérosols ;
— le rayonnement dans toute sa complexité (interactions avec nuages et aérosols), en s'appuyant sur les compétences du CEPMMT en matière de transfert radiatif ;
— la turbulence au coeur des cellules convectives et aux bords des nuages, et en conditions stables.

Le modèle Méso-NH contribue au développement des paramétrisations en permettant notamment l'utilisation de simulations LES (Large Eddy Simulation). Il est également le support au développement de nouveaux couplages. Dans ce cadre, un autre objectif de l'équipe est d'améliorer la dynamique du modèle Méso-NH, avec des schémas numériques performants et précis. L'équipe a aussi en charge, avec le Laboratoire d'Aérologie, l'évolution et la maintenance du modèle Méso-NH, et l'assistance aux utilisateurs des modèles Méso-NH et Arome-Recherche.

En premier lieu, j'ai un rôle de coordination ou d'encadrement des activités de l'équipe. Ensuite, je coordonne les évolutions du modèle Méso-NH depuis 2005 avec Jean-Pierre Chaboureau (Laboratoire d'Aérologie) et participe à l'intégration de nouveaux développements. Cette fonction est associée à la formation et à l'assistance aux utilisateurs Méso-NH. Enfin, mes travaux de recherche propres ont pour objectif principal d'améliorer la physique de Méso-NH/AROME. Ils concernent également l'évolution du modèle Méso-NH, qui doit rester un modèle atmosphérique de recherche de référence, tourné de plus en plus vers la haute résolution. Cela a donc nécessité d'améliorer ses performances numériques en rénovant ses schémas numériques. Je participe également à son rayonnement, en étant associée à des développements applicatifs (feux de forêt, dispersion de CO2, de pollens, propagation acoustique), et en participant à des évaluations et intercomparaisons de modèles.

J'ai co-encadré 6 thèses, et j'en co-encadre actuellement 4. J'ai co-encadré 3 post-doctorants et 7 stages M2. La liste détaillée est présentée en 7. Je suis co-auteur de 34 publications internationales de rang A, dont 22 depuis que je suis déclarée chercheur. Les articles dont je suis co-auteur sont listés en 7.5 et marqués d'une astérisque (*) dans le manuscrit.

1.2 Les modèles à aire limitée

1.2.1 Des CRM aux LES, jusqu'à la DNS

Mes travaux se sont basés sur l'utilisation et l'amélioration des modèles à aire limitée (LAM), qui nécessitent d'être initialisés et couplés aux conditions aux limites latérales par un modèle de plus grande échelle, qu'il soit global ou lui-même LAM. Plus précisément, je me suis focalisée sur les LAM résolvant explicitement la convection profonde, c'est-à-dire présentant des résolutions horizontales plus fines que 3 km. Aux résolutions kilométriques, ils correspondent aux CRM (Cloud Resolving Model), bien que cette appellation soit abusive car la convection ne devient explicitement résolue qu'à l'échelle de la centaine de mètres (Bryan et al., 2003). Plutôt que de CRM, il s'agit alors de DCPM (Deep Cloud Permitting Model) ou CSRM (Cloud System Resolving Model). On parle également de "convection-permitting" plutôt que "convection-resolving". Les LAM actuels pour la Prévision Numérique du Temps (PNT) appartiennent à cette catégorie, comme AROME (Seity et al., 2011)*, COSMO (Baldauf et al., 2011), GEM (Côté et al., 1998), Unified Model (UM, Davies et al., 2005), JMA-MRI (Saito, 1997), WRF (Skamarock and Klemp, 2008) et GRAPES (Huang et al., 2014) par exemple, tout comme des modèles préférentiellement utilisés à des fins de recherche comme Méso-NH, ARPS (Xue et al., 2000) et RAMS (Cotton et al., 2003).

A des résolutions plus fines se présente la LES (Large Eddy Simulation), où l'essentiel des tourbillons est résolu. La LES est basée sur le concept de filtrage (Leonard, 1975). Considérant une largeur de filtre Δ_f, une variable ϕ se décompose en une partie $\bar{\phi}$ dont les échelles plus petites que la largeur du filtre Δ_f sont supprimées (Pope, 2001). Δ_f apparaît comme l'échelle caractéristique de la turbulence. Pour des raisons d'efficacité, Δ_f est souvent considérée égale à la résolution spatiale Δ, mais dans le concept, ce n'est pas systématique. Dans ce cas, la résolution spatiale détermine l'échelle de coupure du filtre. Pope (2001) indique que 80% de l'énergie turbulente se situe dans les échelles résolues, la dissipation étant paramétrée [1]. Les LES présentent donc l'avantage par rapport aux simulations de plus grande échelle de moins reposer sur les paramétrisations, en dehors de la microphysique, du rayonnement, des échanges avec la surface et des tourbillons de plus fine échelle qui restent paramétrés. La résolution nécessaire aux LES dépend du phénomène étudié et des dimensions des tourbillons associés, car la résolution spatiale choisie définit la plus petite échelle physique représentée. Les LES supposent d'être indépendantes de la résolution spatiale (Pope, 2004), ce qui signifie donc une convergence de la solution à la résolution considérée, et impose une méthodologie d'étude de sensibilité à la résolution. Si l'on considère la convection profonde aux latitudes tempérées, Bryan et al. (2003) ont montré qu'une résolution de l'ordre de la centaine de mètres est nécessaire. Aux latitudes tropicales, une convergence des propriétés statistiques est obtenue à une résolution un peu plus lâche (de l'ordre de 200 m selon Khairoutdinov et al., 2009). Pour des couches limites convectives, Matheou et al. (2011) ont obtenu une convergence à des résolutions de 20 m. Mais les simulations de nuage de fumée ont aussi montré que des résolutions de l'ordre de 5 m seraient nécessaires au sommet des nuages pour représenter correctement l'entraînement et les échanges avec la troposphère libre (Stevens et al., 1999). Enfin, des résolutions de quelques mètres s'avèrent nécessaires pour des couches limites stables selon Beare et al. (2006). Les modèles LES atmosphériques les plus fréquemment utilisés sont DALES (Heus et al., 2010), UCLA (Stevens et al., 2005), Méso-NH, ARPS, Met Office Large Eddy Model (LEM ou METO) (Brown et al., 2002), SAM (Khairoutdinov and Randall, 2003), WRF, IMAU (Vanzanten et al., 1999), NCAR, RAMS, COAMPS (Hodur and Doyle, 1999) et WVU (Lewellen and Lewellen, 2002).

1. Ce concept clair pose cependant quelques difficultés près des frontières, comme près de la surface ou d'une inversion thermique par exemple, où les structures turbulentes sont plus petites et de caractéristiques différentes

Lorsque la résolution spatiale de la LES tend vers 0, la partie sous-maille du transport devient négligeable, et la LES devient une simulation DNS (Direct Numerical Simulation) qui résout toutes les échelles turbulentes sans schéma de turbulence jusqu'à l'échelle de dissipation. Contrairement à la LES qui impose une coupure d'échelle dans la cascade d'énergie du spectre de Kolmogorov, le spectre d'énergie de la DNS décroît jusqu'à 0 pour les nombres d'ondes suffisamment grands. Comme le montre Ghosal (1996), le contrôle des erreurs numériques d'une DNS peut être très bien assuré dès lors que la résolution spatiale est plus fine que la plus petite échelle énergétique, contrairement à la LES où la plus fine échelle résolue possède encore de l'énergie. La plus petite échelle énergétique est celle de la dissipation visqueuse, l'échelle de Kolmogorov l_d, définie par :

$$l_d \approx l_e Re^{-3/4} \tag{1.1}$$

où l_e est l'échelle des plus gros tourbillons, et Re le nombre de Reynolds ($Re = UL/\nu$, où U est la vitesse du flux, L la longueur caractéristique et ν la viscosité cinématique ou moléculaire). Re représente le ratio entre les forces inertielles et visqueuses, et permet de distinguer les régimes laminaire et turbulent, les forts Re étant associés au régime turbulent. Dans un flux atmosphérique turbulent typique, Re atteint des valeurs de 10^7 et au-delà : l_d, qui est la résolution d'une DNS associée, est de 1 mm ou moins, ce qui ne permet pas de couvrir des domaines plus grands que quelques mètres. Contrairement à la LES, le coût de calcul d'une DNS est dépendant du nombre de Reynolds. Il est cependant possible de pouvoir réaliser une DNS avec un modèle météorologique pour reproduire des écoulements en laboratoire (veine hydraulique ou soufflerie), car la dimension réduite des installations limite les Re contrairement à l'atmosphère. Les valeurs typiques de Re pour les écoulements expérimentaux se situent entre 10^2 et 10^4 (e.g. Eiff and Bonneton, 2000), et Baines and Manins (1989) ont suggéré que des Re de plusieurs centaines étaient nécessaires expérimentalement pour reproduire des écoulements atmosphériques.

1.2.2 Les modèles Méso-NH et AROME

Développé depuis les années 1990 conjointement par le CNRM et le Laboratoire d'Aérologie, le modèle Méso-NH est un modèle de recherche qui a vocation à simuler les écoulements atmosphériques sur une large gamme d'échelles, depuis l'échelle synoptique jusqu'à la LES et même la DNS. Il est anélastique (cf 2.1), en points de grille, basé sur des schémas eulériens et explicites utilisant la grille C. Lafore et al. (1998) fournit une description des premières versions de Méso-NH. Une de mes motivations fortes, partagée avec les collègues du Laboratoire d'Aérologie et du CNRM, a été de continuer à faire évoluer le modèle dans un contexte international où le modèle WRF faisait exploser son nombre d'utilisateurs grâce à son accès libre et son ergonomie, et dans un contexte national où le modèle AROME était développé aux échelles kilométriques pour la PNT. Les principales évolutions de Méso-NH depuis les premières versions de la fin des années 1990 se sont portées sur des schémas numériques plus sophistiqués et plus précis, en incluant un jeu complet de paramétrisations physiques, une chimie en ligne et des diagnostics élaborés. Le code du modèle est également en accès libre sur http ://mesonh.aero.obs-mip.fr depuis la version 5.1 en avril 2014. Les évolutions importantes du modèle sur les schémas numériques, les paramétrisations physiques et les nouveaux couplages sont présentées dans Lac et al. (2018).

Le modèle AROME (Applications of Research to Operations at MEsoscale ; Seity et al., 2011)* est un modèle pleinement compressible (cf 2.1) dont le coeur dynamique est basé sur celui d'Aladin-NH (Bénard et al., 2010). Le modèle est spectral dans sa partie dynamique, avec des schémas numériques basés sur la grille A d'Arakawa où toutes les variables sont colocalisées. Les paramétrisations physiques proviennent de Méso-NH. Il fournit des prévisions opérationnelles sur la France depuis 2008, avec une résolution horizontale initiale de 2.5 km et maintenant de 1.3 km (Brousseau

et al., 2016). J'ai participé à la validation d'AROME, principalement dans sa version initiale, par des comparaisons à des simulations Méso-NH.

L'articulation entre les modèles AROME et Méso-NH s'est naturellement construite sans problème de chevauchement, avec une utilisation purement recherche de Méso-NH, tournée de plus en plus vers les résolutions LES, vers le développement de nouvelles paramétrisations et de nouveaux couplages.

1.3 Démarche de recherche

Ma démarche de recherche s'appuie sur trois objectifs principaux. L'amélioration de la dynamique du modèle Méso-NH constitue l'un d'entre eux, avec notamment la rénovation des schémas numériques pour gagner en temps de calcul et maintenir le modèle compétitif, tout en visant un bon niveau de précision. Il s'agit également de développer les facultés d'utilisation du modèle en mode CRM, LES et DNS, en cas idéalisés et en cas réels.

Le second objectif est d'améliorer la représentation des nuages et des précipitations au travers des paramétrisations physiques pour les modèles AROME et Méso-NH. Mes thèmes d'étude sont en premier lieu la microphysique, mais aussi la convection peu profonde et le schéma de nuage et de précipitation. Il est également apparu important d'améliorer la turbulence dans les nuages convectifs profonds, actuellement sous-représentée aux échelles kilométriques.

La démarche s'appuie sur des études de processus menées avec Méso-NH, reposant sur les interactions entre la dynamique et la physique du modèle. J'ai ainsi mené ou co-encadré des études de processus sur des phénomènes variés, comme le brouillard, les transitions de stratocumulus à cumulus ou les transitions extratropicales.

Enfin, développer de nouveaux couplages dans le cadre de collaborations pluridisciplinaires constitue à la fois une ouverture vers d'autres communautés scientifiques, permettant d'aborder d'autres sujets sociétaux en lien avec la météorologie, et la possibilité d'initier de nouveaux outils à visée applicative ou opérationnelle. Le modèle de recherche Méso-NH m'a offert l'opportunité de participer au développement de couplages innovants.

Le plan du mémoire s'appuie sur cette démarche : le chapitre 2 présente la dynamique des modèles et les améliorations auxquelles j'ai contribuées, et le chapitre 3 les paramétrisations physiques des modèles Méso-NH/AROME que j'ai étudiées. Le chapitre 4 est consacré à la modélisation pour l'étude des processus et le développement de couplages. Enfin, les perspectives de mon travail sont développées au chapitre 5.

CHAPITRE 2

Dynamique des modèles

2.1 Les modèles non-hydrostatiques

Les équations de Navier-Stokes et l'équation de continuité, ainsi que la première loi de thermodynamique et la loi des gaz parfaits représentent l'ensemble des équations pronostiques qui régissent les évolutions spatio-temporelles du vent, de la pression, de la température et de la densité dans l'atmosphère. Le système d'équations complet fut proposé initialement par Abbe (1901). Comme il n'existe pas de solution analytique, ces équations doivent être résolues numériquement par discrétisation dans l'espace et dans le temps, introduisant des approximations. Une distinction apparaît alors entre les processus d'échelle résolue et les processus sous-maille. Les effets moyens des processus physiques, qui opèrent aux échelles non résolues jusqu'à l'échelle moléculaire, sont inclus dans les équations aux échelles résolues sous forme de termes sources/puits de masse, de chaleur et de quantité de mouvement, traduisant notamment les effets de friction, de changements de phase et de réchauffement/refroidissement radiatif. Comme ces processus sont non résolus, ils nécessitent d'être déduits à partir des valeurs des variables résolues : c'est le principe d'une paramétrisation. Ces aspects seront traités au chapitre 3.

A partir des années 1970, les moyens de calcul ont permis de résoudre numériquement le système d'équations pour la prévision du temps. Différentes méthodes numériques sont apparues pour traiter la stabilité numérique, la précision et l'efficacité.

Le système d'équations de Navier-Stokes, qui est pleinement compressible (c'est-à-dire que le volume occupé par une masse d'air donnée varie en particulier sous l'action des forces de pression), intègre non seulement les ondes de gravité mais également les modes acoustiques qui se propagent à des vitesses de phase de l'ordre de 300 $\mathrm{m\,s^{-1}}$ dans les directions verticale et horizontale. Ces modes contiennent très peu d'énergie et n'influencent pas la dynamique atmosphérique, car le nombre de Mach est petit. Mais leur présence limite sévèrement les pas de temps lors de l'intégration numérique du modèle, du fait de la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL), qui impose un pas de temps maximum $\Delta t \leqslant \Delta s/C_s$ où Δs est la grille spatiale, C_s la vitesse de phase des ondes les plus rapides, donc acoustiques. Si la grille verticale est de 10 m, ce qui est fréquent près du sol, un Δt de 0.03 s est nécessaire, ce qui est prohibitif en temps de calcul. Plusieurs méthodes ont été développées pour traiter les ondes acoustiques. On peut utiliser des méthodes numériques pour augmenter le pas de temps, comme les techniques semi-implicite (SI) (Kwizak and Robert, 1971) utilisées dans AROME par exemple, ou split-explicit (Wicker and Skamarock, 2002) utilisées dans WRF ou COSMO. On peut également éliminer les ondes acoustiques en introduisant certaines simplifications dans les équations. C'est le cas de l'hypothèse hydrostatique, qui suppose un équilibre

parfait entre la composante verticale des forces de pression et le poids, menant à un diagnostic de la vitesse verticale. Mais cette approximation n'est plus valable pour des résolutions horizontales plus fines environ que 10 km, où les accélérations verticales ne peuvent plus être négligées. C'est le cas par exemple dans la convection profonde ou pour les ondes orographiques.

Une autre approximation permet de filtrer les ondes acoustiques tout en conservant l'équation complète du mouvement vertical : c'est l'approximation anélastique, initialement introduite par Ogura and Phillips (1962). Différentes variantes de l'approximation anélastique ont été proposées depuis la formulation originelle, comme par exemple Lipps and Hemler (1982); Durran (1989), sur lesquelles le modèle Méso-NH (Lafore et al., 1998) est basé. L'approximation anélastique autorise seulement des petites variations de la densité par rapport à un état de référence variant uniquement sur la hauteur et généralement considéré hydrostatique. La pression appliquée à la thermodynamique humide provient alors de la pression hydrostatique complétée de perturbations non-hydrostatiques fournies par le solveur de pression elliptique. Cette hypothèse peut présenter des limitations dans le cas de domaines spatiaux très étendus, ou lors de fortes variations locales de densité (dans le cas de feux par exemple). Ce point sera développé dans les perspectives de mon travail (5.1.1). Mais plus classiquement, Kurowski et al. (2014) ont montré que les différences entre des systèmes anélastique et compressible étaient faibles comparativement à l'impact des schémas numériques.

Les CRM les plus récents utilisés pour la PNT sont pleinement compressibles (AROME, UM, WRF, COSMO). En revanche, les modèles LES les plus utilisés sont anélastiques (DALES, Méso-NH, UCLA, SAM), alors que quelques autres sont compressibles (WRF, COSMO, LEM, ARPS, RAMS). Ces derniers peuvent présenter certains défauts en LES, du fait des forts gradients liés à la haute résolution. Ainsi, Yamaguchi and Feingold (2012) et Fast et al. (2015) montrent une forte sensibilité du pas de temps obtenue sur des simulations LES de stratocumulus avec WRF, associée à des instabilités numériques présentes dans la zone de fort gradient d'humidité entre la couche limite et l'atmosphère libre. Selon Xiao et al. (2015), ces instabilités proviennent du traitement inconsistant de l'humidité dans le calcul de la pression lors du sous-pas de temps acoustique du schéma split-explicit. Pour remédier au problème, ces mêmes auteurs proposent de remplacer la température potentielle pronostique par une température potentielle humide, comme dans les modèles compressibles globaux MPAS (Skamarock et al., 2012) ou ICON (Zängl et al., 2015). Le modèle COSMO présente également quelques défauts récurrents dans son utilisation en mode LES (Andreas Bott, communication personnelle).

2.2 Amélioration des schémas numériques dans Méso-NH

Après avoir rappelé quelques généralités sur les schémas spatiaux et temporels des modèles atmosphériques, je vais m'attacher dans cette partie à présenter l'évolution des schémas numériques de Méso-NH à laquelle j'ai contribué.

2.2.1 Généralités sur les schémas de transport

Les schémas d'advection jouent un rôle essentiel dans les modèles numériques et sont un élément clé du coeur dynamique. Pour les modèles atmosphériques, le principal challenge se situe dans les zones de forte discontinuité et de transition forte. Le transport de la quantité de mouvement est plus complexe encore car non linéaire, le champ de vent étant à la fois "transporteur" et "transporté". Pour les simulations LES notamment, on mesure depuis Ghosal (1996) la contribution des méthodes numériques aux erreurs. Le bord des nuages pour les schémas de transport est un problème identifié depuis Klaassen and Clark (1985) et étudié par Baba and Takahashi (2013), car les gradients de température et d'humidité sont forts. Un transport trop diffusif, oscillatoire (Grabowski, 1989), ou inconsistant entre température et humidité (Stevens et al., 1996), peut entraîner des biais importants. Ainsi, Moeng et al. (1996) ont obtenu lors d'une intercomparaison de douze LES des différences très fortes sur le stratocumulus simulé, jusqu'à un ordre de grandeur sur le contenu en eau intégré (LWP), causées par des différences d'entraînement au sommet du nuage, principalement imputables aux schémas de transport.

Propriétés et types de schémas spatiaux

Rood (1987) présente une revue des algorithmes de transport des modèles atmosphériques. L'équation d'advection de la variable ϕ, qui est une équation différentielle hyperbolique, peut s'écrire sous sa forme flux ($\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{\nabla}.\vec{u}\phi = 0$) ou advective ($\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla}\phi = 0$), la forme flux permettant d'assurer plus simplement la conservation de la masse. Les deux propriétés fondamentales d'un algorithme de transport sont la *stabilité* (la solution estimée reste bornée si le temps d'intégration tend vers l'infini) et la *précision* (la solution estimée représente la solution vraie de l'équation différentielle). La *dispersion* traduit quant à elle la production de petites ondes parasites, et la *diffusion* est relative à la dissipation. La *monotonie* implique que le schéma ne génère pas de nouvel extremum. Un schéma *défini positif* est un schéma qui assure la positivité d'une variable transportée initialement positive. Un schéma monotone est donc un schéma défini positif, mais ce n'est pas réciproque. Le transport des variables scalaires (température, vapeur d'eau, hydrométéores, traceurs chimiques) nécessite une bonne précision et une faible diffusion, ainsi que des propriétés de monotonie et de positivité (Skamarock and Weisman, 2009).

De nombreuses méthodes de dérivation spatiale ont été développées ces dernières décennies pour traiter l'advection, présentées dans l'encart ci-dessous.

Méthodes de dérivation spatiale des schémas d'advection

- les méthodes lagrangiennes : elles consistent à lancer un certain nombre de particules et à les suivre individuellement. Le nombre de particules doit être grand pour que la méthode soit suffisamment précise. Elles sont bien adaptées à des processus sous-maille comme la turbulence par exemple (modèles de dispersion) ou pour des intégrations très courtes dans le temps. Mais pour des modèles atmosphériques, le temps d'intégration est long : les trajectoires des particules sont trop entrecroisées pour être interprétables.
- les méthodes semi-lagrangiennes (SL) : Le principe est qu'à chaque pas de temps, le point constituant l'origine à l'instant $t-\Delta t$ d'une particule au point de grille à l'instant t est calculé. Un schéma d'interpolation est ensuite utilisé pour estimer la valeur de la variable au point d'origine à partir des valeurs aux points de grille entourant ce point d'origine. Le schéma SL est fréquemment utilisé dans les modèles non hydrostatiques opérationnels de PNT, comme MC2, UM, AROME et GRAPES, car il est robuste et efficace. Le schéma SL standard ne conserve pas la masse car il utilise l'équation sous sa forme advective. Mais une nouvelle génération de schémas SL conservatifs a vu le jour ces dernières années (Zerroukat et al., 2002; Aranami et al., 2015; Shashkin et al., 2016; Erath et al., 2016; Lauritzen et al., 2017), ou des méthodes de correction (Malardel and Ricard, 2015).
- les différences finies : la méthode des différences finies recherche une solution approchée à l'équation aux dérivées partielles en mettant en jeu des approximations des dérivées par développement de Taylor. Elle peut être centrée ou décentrée (amont). Les schémas centrés sont faciles à implanter et peu coûteux en temps de calcul. Mais ils manquent de stabilité et tendent à produire des oscillations artificielles, nécessitant l'ajout de diffusion numérique explicite. Les schémas décentrés sont au contraire intrinséquement diffusifs. La méthode des différences finies permet d'accéder à des ordres élevés.
- les différences finies avec correction de flux : La méthode de correction de flux (FCT) est une méthode appliquée classiquement aux schémas en différences finies pour les rendre monotones. L'algorithme identifie les zones où la monotonie peut être violée et supprime les structures liées aux grands nombres d'ondes, à la manière d'une diffusion non linéaire.
- les volumes finis : L'équation d'advection est résolue de manière approchée à l'aide d'un maillage constitué de volumes finis dont la réunion constitue le domaine d'étude. Le schéma transporte les volumes élémentaires de telle sorte qu'ils maintiennent la forme originelle. Les méthodes par volumes finis, conservatives par nature, ont connu les plus nombreux développements ces dernières décennies, et sont devenues standards dans les modèles atmosphériques. Basées sur le bilan des flux sur le volume élémentaire, les flux à travers les faces du volume de contrôle sont approximés par une méthode de reconstruction sous-maille d'une fonction affine par morceaux (“piecewise”).
- les éléments finis : tout comme la méthode des volumes finis, celle des éléments finis exploite des approximations d'intégrales. Mais la méthode des volumes finis se base directement sur la forme de l'équation à résoudre, alors que la méthode des éléments finis se fonde sur une formulation variationnelle de l'équation. Cette méthode est peu utilisée par les modèles atmosphériques.

Types de schémas temporels

Les méthodes de dérivation temporelle sont moins nombreuses que les méthodes de dérivation spatiale. L'ordre d'un schéma temporel est donné par l'ordre du développement en série de Taylor de la variable $\phi(x, t+\Delta t)$. De manière générale, les schémas temporels d'ordre impair sont diffusifs, tandis que les schémas temporels d'ordre pair tendent à être dispersifs (Takacs, 1985). L'intégration temporelle peut être traitée de manière explicite (c'est-à-dire que les termes avec dérivées spatiales sont évalués aux temps connus), ou implicite (la dérivée spatiale est évaluée au temps de la solution recherchée, Haltiner and Terry, 1980), ou par une combinaison de temps connus et en avance (par exemple Crank-Nicolson ou semi-implicite(SI)). Les schémas implicites sont stables quel que soit le pas de temps, et sont itératifs ou nécessitent des inversions de matrice. Le schéma temporel d'AROME est SI. Les schémas explicites sont simples à mettre en oeuvre, mais nécessitent de petits pas de temps pour être stables.

Les schémas explicites du 1er ordre sont de type "forward" ($\frac{\partial \phi}{\partial t} \approx \frac{\phi_i^{t+\Delta t} - \phi_i^t}{\Delta t}$) (noté FIT) ou "backward" ($\frac{\partial \phi}{\partial t} \approx \frac{\phi_i^t - \phi_i^{t-\Delta t}}{\Delta t}$). Le schéma "leapfrog"(LF) est du 2nd ordre avec 3 instants ($t - \Delta t, t, t+\Delta t$). Il est non diffusif, mais produit un mode numérique qui doit être filtré, classiquement à l'aide du filtre d'Asselin (Asselin, 1972), ramenant le schéma à l'ordre 1. Il est stable uniquement lorqu'il est associé à des schémas spatiaux centrés et qu'il est appliqué à des pas de temps très petits. Une manière d'augmenter la précision et l'efficacité du schéma temporel est d'utiliser la méthode Runge-Kutta (RK) qui consiste à estimer la solution à des pas de temps intermédiaires (Carnahan and Luther, 1969). Une stratégie commune est d'intégrer les modes à haute fréquence avec le sous pas de temps du schéma RK et les modes à basse fréquence avec le pas de temps plus grand. Wicker and Skamarock (2002) ont été parmi les premiers à utiliser un schéma RK du $3^{\text{ème}}$ ordre. Des combinaisons temporelles d'ordre plus élevé ont depuis été étudiées (e.g., Wang and Spiteri, 2007).

Evaluation des processus dissipatifs

Différents effets dissipatifs apparaissent dans un modèle atmosphérique. On distingue la diffusion explicite, incluant les processus physiques comme la turbulence, ainsi que des processus numériques comme les filtrages spatiaux et temporels, de la diffusion implicite, générée par les schémas numériques eux-mêmes. Ces effets cumulés se visualisent sur les spectres de variances de champs atmosphériques comme les vitesses du vent ou la température. Ces spectres se caractérisent dans l'atmosphère par une structure canonique fonction du nombre d'ondes, avec une région de faible pente aux petits nombres d'ondes correspondant aux échelles globales, suivie d'une pente un peu plus forte en -3 aux longueurs d'ondes intermédiaires correspondant par exemple aux cyclones baroclines, puis d'une pente plus forte en $-5/3$ à méso-échelle, jusqu'à la turbulence 3D aux plus petites échelles (Nastrom and Gage, 1985; Lindborg, 1999). Les effets diffusifs d'un modèle se mesurent par sa résolution effective (Skamarock, 2004), qui est l'échelle de filtrage en dessous de laquelle le spectre d'énergie du modèle s'écarte de la pente en $-5/3$ à méso-échelle. Le modèle WRF a par exemple montré une résolution effective de l'ordre de $7\Delta x$ (Skamarock, 2004) et le modèle global MPAS de l'ordre de $6\Delta x$ (Skamarock et al., 2014).

2.2.2 Evolution des schémas numériques dans Méso-NH

J'ai contribué à l'implantation de nouveaux schémas numériques dans Méso-NH et à leur évaluation. Ces contributions sont présentées ci-dessous.

Principe

La grille C impose des schémas de transport spécifiques pour les variables scalaires (température potentielle θ, rapports de mélange des hydrométéores, énergie cinétique turbulente (TKE) et traceurs) d'une part, et la quantité de mouvement (u, v et w) d'autre part. Dans Méso-NH, les schémas de transport considèrent les équations dans leur forme flux pour assurer la conservation. L'advection de la variable ϕ peut ainsi s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\tilde{\rho}\phi) = -\frac{\partial}{\partial x}(\tilde{\rho}u_c\phi) - \frac{\partial}{\partial y}(\tilde{\rho}v_c\phi) - \frac{\partial}{\partial z}(\tilde{\rho}w_c\phi) \tag{2.1}$$

où (x, y, z) sont les coordonnées transformées, $\tilde{\rho}$ est la densité sèche de l'état de référence, ϕ est la variable à transporter, et (u_c, v_c, w_c) est le champ "advecteur", correspondant aux composantes contravariantes, i.e. les composantes du vent orthogonales aux lignes de coordonnées, du fait de la projection conforme et de la coordonnée verticale qui suit le terrain.

Initialement, Méso-NH disposait de schémas numériques spatiaux du second ordre : deux schémas en différences finies avec correction de flux pour les scalaires, qui étaient un schéma centré FCT et un schéma upstream MPDATA (Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm), et un schéma centré du 2nd ordre pour le vent (noté CEN2ND). MPDATA est un schéma en différences finies avec correction de flux développé par Smolarkiewicz (1983, 1984), basé sur une vitesse d'anti-diffusion afin de corriger la diffusion numérique implicite. Avec une seule itération le schéma est upstream du 1er ordre. La vitesse anti-diffusive intervient à la seconde itération, et le schéma devient précis au second ordre. Mais MPDATA s'est avéré extrêmement diffusif dans Méso-NH, probablement en partie du fait de la manière dont il était branché. De plus, les deux schémas pour les scalaires étaient définis positifs mais pas monotones. Egalement, les schémas spatiaux centrés imposaient d'être associés au schéma temporel LF, ce qui limitait fortement le pas de temps et rendait le coût de calcul prohibitif. Les utilisateurs de Méso-NH, et en particulier les chimistes, avaient par conséquent une demande forte de rénovation des schémas numériques. Celle-ci fut impulsée en 2005 par Jean-Pierre Pinty du Laboratoire d'Aérologie.

Schémas numériques pour les scalaires

Dans un premier temps, Tomislav Maric, en tant que visiteur scientifique au CNRM en 2006-2007, fut encadré par J.-P. Pinty et moi-même. T.Maric a implanté le schéma PPM pour les variables scalaires. PPM (Piecewise Parabolic Method, Colella and Woodward, 1984) est une méthode aux volumes finis, où les fonctions d'interpolation polynomiale de la distribution du traceur sont des paraboles qui sont appliquées continûment par morceaux, et qui permettent une advection précise, notamment dans les zones de forts gradients. Il est un schéma du 3ème ordre en espace. Une version monotone de PPM, donc définie positive, a été implantée selon Lin and Rood (1996), rendant le schéma non linéaire. L'ajout de cette propriété a constitué l'intérêt du schéma, puisqu'il continue à conserver les forts gradients tout en devenant monotone. Cependant, la monotonicité introduit une diffusion numérique implicite, pouvant filtrer des caractéristiques de fine échelle, ce qui impose de ne pas ajouter de diffusion explicite.

Le schéma PPM nécessite un schéma temporel FIT, que T.Maric a implanté pour l'advection des scalaires. A une dimension, la discrétisation FIT de l'advection du scalaire ϕ s'écrit :

$$(\tilde{\rho}\phi)_i^{t+\Delta t} = (\tilde{\rho}\phi)_i^t - \mathcal{F}_{x,i}(\phi^t) \tag{2.2}$$

où l'opérateur $\mathcal{F}_{x,i}$ est la divergence du flux discrétisée sur le point de grille i, qui s'exprime par :

$$\mathcal{F}_{x,i}(\phi^t) = \frac{\Delta t}{\Delta x_i}\left[(\tilde{\rho}u_c)_{i+1/2}F(\phi^t)_{i+1/2} - (\tilde{\rho}u_c)_{i-1/2}F(\phi^t)_{i-1/2}\right] \tag{2.3}$$

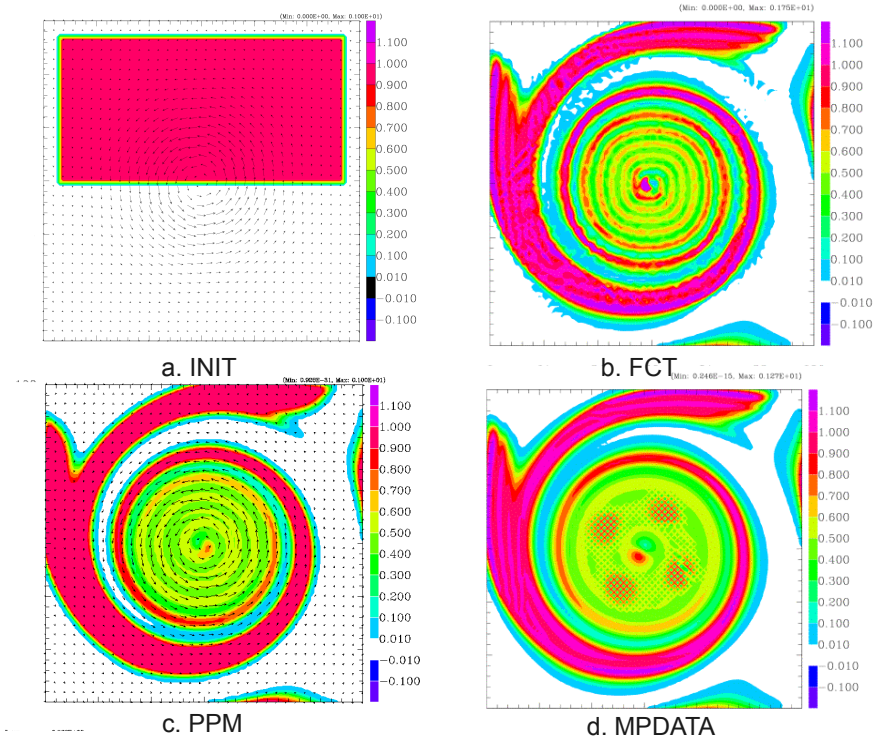


FIGURE 2.1 – Transport dans un cadre 2D horizontal d'un traceur initialement rectangulaire dans un écoulement rotatif (cyclogénèse) : (a) Traceur initial ; (b), (c) et (d) : Traceur après 2 tours, transporté respectivement par FCT, PPM et MPDATA. Les conditions aux limites latérales sont cycliques.

où $(\tilde{\rho} u_c)_{i\pm1/2} F(\phi^t)_{i\pm1/2}$ sont les flux scalaires au bord du point de grille, déterminés par l'intégration des paraboles sur chaque point de grille.

L'extension du schéma d'advection scalaire PPM à toutes les dimensions impose que le flux de masse $(\tilde{\rho} u_c)$ soit updaté à chaque interface d'un point de grille pour l'advection scalaire, ce qui introduit une correction de densité. Celle-ci suit la formulation de Easter (1993) où la conservation de la masse $(\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\tilde{\rho}\vec{u}) = 0)$ est intégrée successivement dans les 3 directions en transportant $\tilde{\rho}$ avec PPM. Tomislav Maric a ajouté une méthode de splitting spatial selon Strang (1968), qui alterne l'ordre des opérateurs ($x \rightarrow y \rightarrow z$ puis $z \rightarrow y \rightarrow x$) entre deux pas de temps.

J'ai généralisé l'avance temporelle FIT au reste du modèle, excepté à l'advection du vent qui utilisait toujours le schéma temporel LF. En effet, le transport du vent était réalisé par des schémas spatiaux centrés, initialement du 2nd ordre tout comme la forme discrète des termes métriques contravariants.

Le schéma PPM pour les scalaires a été évalué par T.Maric et moi-même sur un grand nombre de cas académiques et réels, et comparé aux autres schémas existants. La figure 2.1 l'illustre sur le transport 2D d'un traceur de forme initiale rectangulaire par un champ de vent rotatif au bout de deux tours : le traceur advecté par PPM monotone conserve un maximum égal à la valeur initiale, au contraire de FCT et MPDATA qui induisent des overshoots, et sont peu précis pour FCT et très diffusif pour MPDATA.

Schémas numériques pour le vent

Implantation dans Méso-NH

Dans une première étape d'évolution des schémas de transport du vent, J.-P. Pinty a introduit le schéma centré du 4ème ordre pour l'advection du vent (CEN4TH) ainsi que pour la composante verticale des termes contravariants, tel que préconisé par Klemp et al. (2003). Mais l'objectif in fine était de s'affranchir complètement du schéma temporel LF pour pouvoir agrandir le pas de temps. Compte tenu du caractère conservatif intrinsèque de PPM, T.Maric a tenté d'appliquer ce même schéma au vent. Mais la correction de densité présentée précédemment appliquée aux 3 points de flux u, v et w induit un grand nombre de calculs de moyennes spatiales qui dégradent significativement la précision du schéma, comparativement à CEN4TH. T.Maric a donc abouti au constat que PPM ne pouvait pas être appliqué au transport du vent en grille C, ce qui semble confirmé par la littérature qui ne montre jamais d'utilisation de ce schéma pour le vent. Nous avons donc opté pour l'implantation d'autres schémas en volumes finis pour le transport du vent, qui sont les schémas WENO, particulièrement adaptés aux zones de fort gradient et bâtis sur les schémas ENO.

Schémas ENO et WENO

Les schémas numériques ENO (Essentielly Non-Oscillatory), dont le but est de conserver un ordre de précision élevé même au voisinage des discontinuités et d'éviter l'apparition d'oscillations de la solution, ont été introduits par Harten et al. (1987). La reconstruction des flux à l'interface s'effectue par interpolation polynomiale avec une approche hiérarchique, c'est-à-dire en choississant parmi plusieurs stencils celui sur lequel la fonction est la plus régulière ('adaptive stencil'). Dans la formulation initiale, l'interpolation polynomiale est basée sur des polynômes de Newton. La construction du polynôme d'interpolation s'effectue en ajoutant successivement des points soit à gauche, soit à droite, jusqu'à ce qu'un nombre de points et par conséquent un ordre de précision prédéterminé soit atteint. Au voisinage des discontinuités, le polynôme ainsi déterminé sera le seul qui donnera des résultats corrects. Les schémas WENO (Weighted Essentielly Non-Oscillatory), qui sont une version pondérée des schémas ENO, ont été introduits par Liu et al. (1994) puis améliorés par Jiang and Shu (1996). L'idée à la base est d'utiliser tous les stencils candidats de la reconstruction ENO et d'attribuer un poids à chacun de ceux-ci fonction du degré de régularité de la solution. Les poids sont tels que, dans les régions où la solution est régulière, l'ordre de la reconstruction WENO est $2r-1$, r étant l'ordre de la reconstruction ENO. Par contre, près des chocs, les stencils contenant une discontinuité sont affectés de poids très faibles, ce qui conduit à la définition d'un schéma ENO standard. La plupart des applications basées sur WENO utilisent le 5ème ordre, mais Pressel et al. (2015) présentent l'utilisation de WENO jusqu'au 11ème ordre et Gerolymos et al. (2009) jusqu'au 17ème ordre.

L'opérateur de splitting spatial de WENO ne nécessite pas, tout comme CEN4TH, de correction de densité (on peut alors avoir un calcul de bilan d'advection dans chaque direction contrairement à PPM). Florian Visentin, élève ingénieur encadré par J.-P. Pinty au LA en 2010 dont j'ai suivi le travail, a implanté et validé WENO 3ème ordre (WENO3), et partiellement implanté WENO 5ème ordre (WENO5). Thibaut Lunet, élève ISAE que j'ai ensuite encadré de mai à novembre 2014, a finalisé et validé WENO5, avec l'aide de J.Escobar (LA) pour la parallélisation, et a introduit différents schémas temporels RK. L'introduction des différents schémas dans Méso-NH est présentée ci-dessous et dans Lunet et al. (2017)*.

A partir de l'équation 2.1 selon la coordonnée x au point de grille i, les schémas de transport du vent se formulent par :

$$\frac{\partial(\tilde{\rho}u_c u)_i}{\partial x} = \frac{1}{\Delta x}\left[F_C(\tilde{\rho}u_c)_{i+1/2}F(u)_{i+1/2} - F_C(\tilde{\rho}u_c)_{i-1/2}F(u)_{i-1/2}\right] \tag{2.4}$$

où F est le terme flux à discrétiser par les schémas WENO ou centrés, et $F_C(\tilde{\rho}u_c)$ est le flux contravariant contenant les termes topologiques qui intégrent les transformations de terrain.

Les schémas WENO séparent le terme de flux de vitesse F en flux négatifs et positifs selon le splitting de Lax-Friedrich présenté dans Shu (1998) :

$$F_{WENO}(u)_{i+1/2} = f^+_{i+1/2} + f^-_{i+1/2} \tag{2.5}$$

Si l'on ne considère que la reconstruction des flux positifs, celle-ci emploie un stencil donné par une interpolation polynomiale qui utilise les vitesses moyennes sur chaque point de grille (Shu, 1998; Wang and Spiteri, 2007; Castro et al., 2011) :

$$\begin{aligned} f^+_{i+1/2} = \gamma_0 &\left(\frac{2}{6}\bar{u}_{i-2} - \frac{7}{6}\bar{u}_{i-1} + \frac{11}{6}\bar{u}_i\right) + \gamma_1\left(-\frac{1}{6}\bar{u}_{i-1} + \frac{5}{6}\bar{u}_i + \frac{2}{6}\bar{u}_{i+1}\right) \\ &+ \gamma_2\left(\frac{2}{6}\bar{u}_i + \frac{5}{6}\bar{u}_{i+1} - \frac{1}{6}\bar{u}_{i+2}\right) \end{aligned} \tag{2.6}$$

pour WENO5 et

$$f^+_{i+1/2} = \gamma_0\left(-\frac{1}{2}\bar{u}_{i-1} + \frac{3}{2}\bar{u}_i\right) + \gamma_1\left(\frac{1}{2}\bar{u}_i + \frac{1}{2}\bar{u}_{i+1}\right) \tag{2.7}$$

pour WENO3, où les γ_j sont les poids qui permettent une solution non oscillatoire en présence de chocs.

Le schéma CEN4TH ne nécessite pas de décomposition de flux. Le flux est calculé directement à partir d'une reconstruction du 4ème ordre :

$$F_{CEN4TH}(u)_{i+1/2} = \frac{1}{12}\left[7(u_{i+1} + u_i) - (u_{i+2} + u_{i-1})\right] \tag{2.8}$$

En revanche, il nécessite d'utiliser l'opérateur de diffusion explicite du 4ème ordre disponible dans Méso-NH, contrairement aux schémas WENO qui, en tant que schémas upstream, présentent une diffusion numérique implicite.

Les schémas WENO sont instables avec un schéma temporel FIT (Spiteri and Ruuth, 2002), et nécessitent une méthode de time-splitting de type RK. La méthode RK a donc commencé à être implantée dans Méso-NH par Florian Visentin puis complétée par Thibaut Lunet. Elle s'applique uniquement à l'advection du vent, tandis que le FIT s'applique au reste du modèle, incluant l'advection des scalaires par PPM et le calcul des flux contravariants. Les flux contravariants sont gardés constants durant le pas de temps afin de satisfaire l'équation de continuité.

La méthode RK s'applique à l'équation :

$$\tilde{\rho}\frac{\partial u}{\partial t} = M(u) + S \tag{2.9}$$

où $M(u)$ contient le terme d'advection du vent, et S représente les autres termes de l'équation de la quantité de mouvement (Coriolis, solveur de pression ...). Elle considère les étapes suivantes :

$$u^n_1 = u^n$$

$$u^n_k = u^n \; + \; \Delta t \sum_{j=1}^{k-1} a_{k,j} \, \frac{M(u^n_j) + S}{\tilde{\rho}^n}$$

$$
\begin{array}{c|cccccc}
c_1 & & & & & & \\
c_2 & a_{21} & & & & & \\
c_3 & a_{31} & a_{32} & & & & \\
c_4 & a_{41} & a_{42} & a_{43} & & & \\
\vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & & \\
c_s & a_{s1} & a_{s2} & a_{s3} & \dots & a_{s,s-1} & \\
\hline
 & b_1 & b_2 & b_3 & \dots & b_{s-1} & b_s
\end{array}
$$

FIGURE 2.2 – Coefficients de Butcher.

RK 1er ordre 2 étapes (RK21)

$$
\begin{array}{c|cc}
0 & & \\
3/4 & 3/4 & \\
\hline
 & 0 & 1
\end{array}
$$

RK 3ème ordre 3 étapes (RK33)

$$
\begin{array}{c|ccc}
0 & & & \\
1 & 1 & & \\
1/2 & 1/4 & 1/4 & \\
\hline
 & 1/6 & 1/6 & 2/3
\end{array}
$$

RK 3ème ordre 5 étapes (RK53)

$$
\begin{array}{c|ccccc}
0 & & & & & \\
1/7 & 1/7 & & & & \\
3/16 & 0 & 3/16 & & & \\
1/3 & 0 & 0 & 1/3 & & \\
2/3 & 0 & 0 & 0 & 2/3 & \\
\hline
 & 1/4 & 0 & 0 & 0 & 3/4
\end{array}
$$

RK 4ème ordre 4 étapes (RKC4)

$$
\begin{array}{c|cccc}
0 & & & & \\
1/2 & 1/2 & & & \\
1/2 & 0 & 1/2 & & \\
1 & 0 & 0 & 1 & \\
\hline
 & 1/6 & 1/3 & 1/3 & 1/6
\end{array}
$$

FIGURE 2.3 – Les différentes méthodes RK implantées dans Méso-NH.

soit

$$T_u^{n+1} = \tilde{\rho}\frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} = \sum_{k=1}^{s} b_k \ (M(u_k^n) + S) \tag{2.10}$$

où s est le nombre d'étapes de la méthode RK, définie par les coefficients de Butcher (Fig. 2.2). Les différentes méthodes RK qui ont été implantées dans Méso-NH sont présentées en Fig. 2.3.

Les schémas temporels RK dans Méso-NH sont destinés aux schémas WENO, mais nous avons eu l'idée avec Franck Auguste (CERFACS) d'appliquer RKC4 au schéma CEN4TH en remplacement du LF.

Pour augmenter un peu plus le nombre CFL maximum, nous avons ajouté avec Valéry Masson un time-splitting additionnel, qui peut être activé uniquement avec les schémas d'advection du vent WENO. Si l'on considère un pas de temps $[t_n, t_{n+1}]$, il est divisé en L sous-pas de temps $[t_l, t_{l+1}]$ avec $t_n = t_0 < ... < t_l < t_{l+1} < ... < t_L = t_{n+1}$.

Quand une valeur u^l est connue (à commencer par u^0), la valeur suivante u^{l+1} est calculée avec $\Delta t = t_{l+1} - t_l$, qui est :

$$T_u^{l+1} = \tilde{\rho}\frac{u^{l+1} - u^l}{\Delta t} \tag{2.11}$$

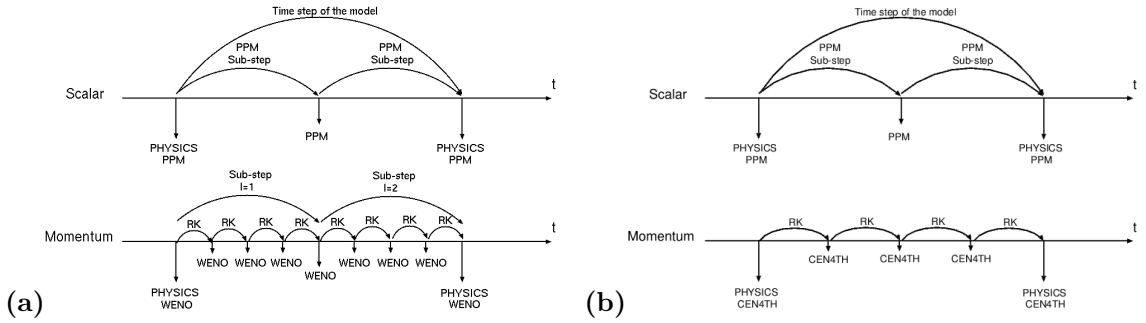


FIGURE 2.4 – Représentation des schémas temporels dans Méso-NH avec (a) WENO5/RKC4 et (b) CEN4TH/RKC4 pour le transport du vent. *Extrait de Lac et al. (2018).*

où u^{l+1} est calculée à chaque étape de la méthode RK. Ce processus est répété L fois pour calculer les L tendances (Fig.2.4a). A la fin, on obtient la tendance au temps final t_{n+1} comme une moyenne :

$$T_u = \frac{1}{L}\sum_{l=1}^{L} T_u^l \tag{2.12}$$

L'intérêt de ce time-splitting additionnel est d'appeler le reste du modèle (solveur de pression, physique, chimie ...) moins fréquemment. Un pas de temps plus petit est utilisé uniquement pour le transport du vent, en appliquant la méthode RK sur le sous-pas de temps.

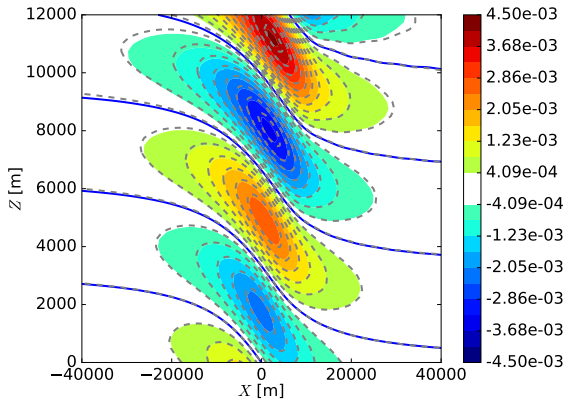
Avec les schémas de transport centrés pour le vent, il n'y a pas de time splitting additionnel. Ainsi, quand CEN4TH utilise le schéma temporel RKC4, il n'y a pas de sous-pas de temps l pour le vent (Fig.2.4b). Quand il utilise le schéma temporel LF, il n'y a ni méthode RK ni sous-pas de temps l.

De la même manière, nous avons introduit un time splitting pour l'advection des scalaires par PPM, afin d'augmenter le pas de temps du reste du modèle en respectant un CFL strictement inférieur à 1 pour PPM (Fig.2.4). Ce plus petit pas de temps pour PPM peut évoluer durant la simulation en fonction du CFL.

Evaluation sur des cas académiques

Les différents schémas d'advection du vent associés aux différents schémas temporels ont été comparés dans Lunet et al. (2017)*. Une question centrale était notamment de déterminer quelle méthode RK était la mieux adaptée à WENO5. La méthode RK33 était en effet jusqu'alors considérée comme une référence pour WENO5 (Shu and Osher, 1988; Osher and Fedkiw, 2003), bien que Wang and Spiteri (2007) aient mis en évidence des méthodes RK plus adaptées. Dans Lunet et al. (2017)*, nous avons appliqué dans un premier temps l'analyse de stabilité de von Neumann à un cas d'advection pure, en proposant une méthode graphique basée sur les contours de stabilité. Il s'avère que WENO3 nécessite au moins deux étapes dans la méthode RK pour être stable à des CFL supérieurs à 1, contre trois pour WENO5. Les CFL maximum avec WENO 3 et 5 ont été obtenus avec RK53, puis RKC4, puis RK33. WENO3 autorise des CFL maximum un peu plus élevés que WENO5.

Ce classement entre les schémas RK a ensuite été confirmé sur le cas d'un écoulement orographique hydrostatique 2D purement dynamique sur un profil de montagne de type Agnesi. La figure 2.5a montre une bonne adéquation entre les vitesses verticales simulées, ici avec WENO5, et la solution analytique. Quel que soit les schémas, les différences avec la solution analytique sont trop faibles pour être visibles. Mais les différences apparaissent en terme de nombre de CFL maximal sur la Fig. 2.5b. Sans time-splitting additionnel pour WENO, les CFL maximum sont obtenus pour CEN4TH/RKC4, puis les schémas WENO combinés à RKC4/RK53. RK33 présente de moins bonnes performances. A l'inverse, le CFL le plus bas est donné par CEN4TH/LF. Le temps de calcul est le plus faible avec CEN4TH/RKC4, alors que WENO5 est plus coûteux. Avec un time-splitting additionnel pour WENO, les CFL maximum avec RKC4/RK53 sont de 1.8 pour WENO5 et 2.5 pour WENO3. Un splitting supérieur à $L = 3$ n'apporte pas d'amélioration supplémentaire sur le CFL maximum. L'évaluation des temps de calcul est cependant à pondérer par le fait que ce cas académique ne fait pas appel à la physique. En cas d'appel à la physique, et plus encore à la chimie, de faibles différences sur les CFL maximum ont un fort impact sur le temps de calcul total.



	LF	RK33	RK53	RKC4
CEN4TH	0.4			1.5
	1			*0.42*
WENO-3				
L=1		1.0	1.3	1.3
		0.74	*0.63*	*0.58*
L=2		2.1	2.5	2.5
		0.52	*0.57*	*0.54*
WENO-5				
L=1		1.0	1.4	1.4
		2.15	*1.95*	*1.76*
L=2		1.7	1.8	1.8
		1.99	*2.51*	*2.21*

FIGURE 2.5 – Cas d'écoulement orographique linéaire hydrostatique. (a) Coupe verticale de vitesse verticale ($m.s^{-1}$) après 10 h. Les isovaleurs colorées correspondent à la solution analytique, et les lignes pointillées à la solution numérique donnée ici pour WENO5 et RK53, avec un $CFL = 0.4$. (b) Nombre maximal de CFL et temps de calcul avec le CFL maximal en italique pour un run de 15000 s, en considérant le temps de calcul de CEN4TH/LF comme l'unité. *Extrait de Lunet et al. (2017)*.*

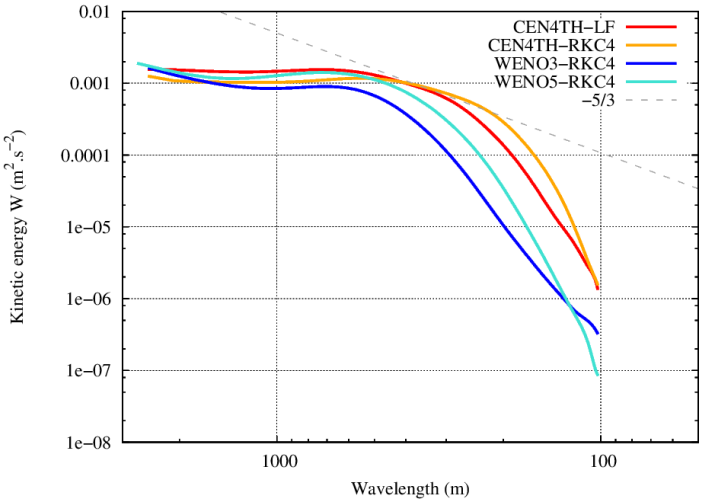


FIGURE 2.6 – Simulation du cas FIRE de stratocumulus marin (Δx = 50 m) à 11 LT (local time) le 14 Juillet 1987 : spectre d'énergie cinétique de la vitesse verticale du vent appliqué sur la couche limite (entre 0 et 1100 m) pour les différents schémas numériques de transport du vent. La ligne pointillée indique la loi de puissance en $-5/3$ (spectre de Kolmogorov). *Extrait de Lac et al. (2018).*

Evaluation sur des LES de nuages

Une attention particulière a ensuite été portée à l'évaluation des schémas d'advection sur des LES de nuages, connaissant l'importance des schémas numériques aux bords des nuages en LES. La figure 2.6 permet de discriminer les schémas en terme de résolution effective sur la LES du cas de stratocumulus FIRE, à la résolution horizontale de 50 m. CEN4TH/RKC4 présente une très bonne résolution effective de $4\Delta x$, suivie de CEN4TH/LF ($6\Delta x$), puis WENO5/RK53-RKC4 ($8\Delta x$), le plus diffusif étant WENO3 ($10\Delta x$). La différence entre CEN4TH/RKC4 et CEN4TH/LF s'explique par le filtre d'Asselin nécessaire au LF, qui introduit de la diffusion.

Dans la thèse de Marie Mazoyer, les mêmes conclusions en terme de résolution effective ont été obtenues en comparant les trois schémas spatiaux CEN4TH, WENO3 et WENO5 sur les structures turbulentes générées par une barrière d'arbres dans une simulation LES de brouillard ($\Delta x = 5\ m$) (Mazoyer et al., 2017)*. Les structures turbulentes présentent des caractéristiques de plus fine échelle avec CEN4TH puis WENO5, le schéma WENO3 étant extrêmement diffusif (Fig. 2.7). Ces différences sur la dynamique impactent directement la formation du brouillard. En effet, la plus faible diffusion numérique des schémas CEN4TH et WENO5 favorise l'entraînement d'air au sommet du brouillard transportant l'air chaud vers le bas, limitant le refroidissement près de la surface et donc la production d'eau nuageuse : les simulations avec CEN4TH et WENO5 montrent un contenu en eau liquide intégré (LWP) dans la gamme des valeurs observées, contrairement à la simulation avec WENO3 qui le surestime (Fig. 2.8).

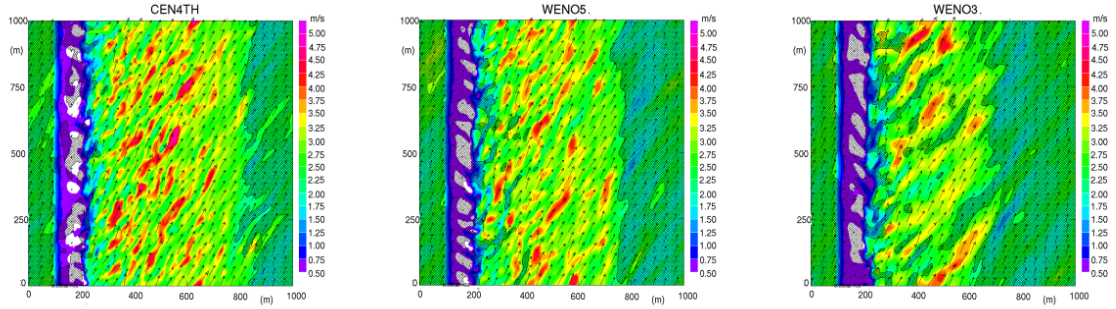


FIGURE 2.7 – Module de vent simulé ($\Delta x = 5\ m$) à 10 m ($m.s^{-1}$) avec flèches de vent et rapport de mélange à 10m supérieur à 0.001 $g.kg^{-1}$ (zone grisée) après 3 h de simulation pour différents schémas d'advection du vent : (a) CEN4TH/LF, (b) WENO5/RK53, (c) WENO3/RK53. La barrière d'arbres est indiquée par les très faibles valeurs de vent (tons violets). *Extrait de Lunet et al. (2017)*.*

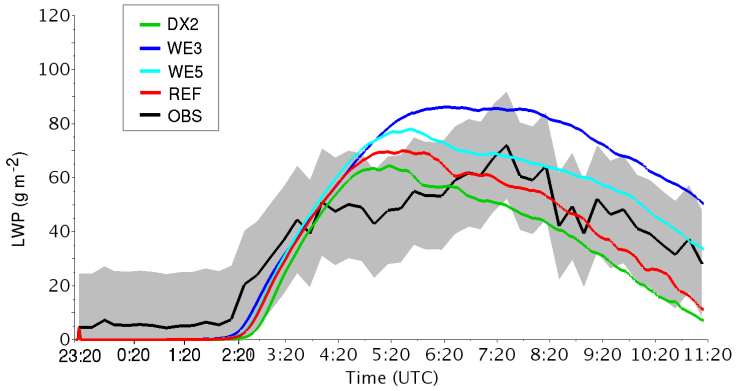


FIGURE 2.8 – Evolution temporelle du LWP (Liquid Water Path, en $g\,m^{-2}$) observé (en noir), et simulé (en couleur), pour les différentes simulations : la simulation REF à 5 m de résolution horizontale et le schéma CEN4TH pour l'advection du vent, les mêmes simulations WE3 et WE5 mais avec les schémas WENO3 ou WENO5, et la simulation DX2 avec une résolution horizontale de 2 m et le schéma CEN4TH. La zone grise représente la barre d'erreur de la mesure. *Extrait de Mazoyer et al. (2017)*.*

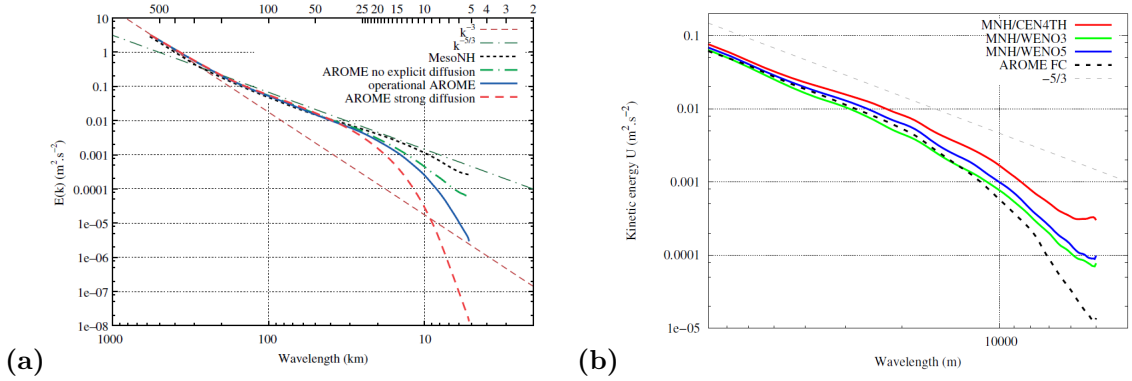


FIGURE 2.9 – Spectres d'énergie sur le vent horizontal dans la troposphère libre pour : (a) le 11 avril 2007 entre 1300 et 1700 UTC pour AROME opérationnel, AROME avec une forte diffusion et sans diffusion, et Méso-NH (*Extrait de* Ricard et al., 2013)* ; (b) le 24 janvier 2009 sur la tempête Klaus pour Méso-NH avec les schémas CEN4TH/LF, WENO3/RK53, WENO5/RK53 et la prévision AROME (*Extrait de* Lunet et al., 2017)*

Evaluation sur des cas de convection de méso-échelle et de tempêtes

Dans Ricard et al. (2013)*, nous avons évalué la diffusion des modèles AROME et Méso-NH (schéma CEN4TH/LF) sur une situation convective d'orages isolés sur la Gironde en avril 2017. Ce cas avait en effet donné lieu, dans une version pré-opérationnelle d'AROME réglée avec une forte diffusion explicite, à des cellules convectives de dimension excessive, surnommées "feux d'artifice ", car associées à de forts courants descendants et à un fort refroidissement dans les basses couches. Une diffusion plus faible, adoptée ensuite pour la version opérationnelle d'AROME (Seity et al., 2011)*, montre des cellules convectives plus éclatées et de plus fine échelle, de même qu'avec Méso-NH . Cela se traduit directement en terme de résolution effective, qui est de l'ordre de $5-6\Delta x$ pour Méso-NH avec CEN4TH/LF, $9-10\Delta x$ pour AROME opérationnel, jusqu'à $12\Delta x$ pour AROME avec une très forte diffusion (Fig. 2.9a). En supprimant la diffusion explicite dans AROME, il reste la diffusion implicite des schémas SI et SL. Ainsi, l'impact de la résolution effective sur la granulométrie des cellules convectives peut constituer un des éléments d'explication des défauts de la modélisation de la convection à méso-échelle tel que cela avait été illustré sur la figure 1.1a, avec une augmentation de la diffusion numérique qui peut intensifier l'activité convective.

Les mêmes conclusions sur la résolution effective des modèles Méso-NH et AROME ont été obtenues sur la tempête Klaus dans Lunet et al. (2017)*, avec une diffusion implicite du modèle AROME qui reste un peu plus forte que celle du schéma WENO3 le plus diffusif de Méso-NH (Fig. 1.1b). Mais les scores des prévisions Méso-NH par rapport aux observations de vent à 10 m se sont avérés meilleurs avec WENO3 qu'avec WENO5 ou CEN4TH, de par le caractère plus lissé des structures, alors que les schémas moins diffusifs CEN4TH et WENO5 sont confrontés au problème de la ˝double peine˝ (Amodei and Stein, 2009).

Préconisations d'utilisation des schémas numériques dans Méso-NH

L'ensemble des tests menés sur les schémas d'advection du vent m'ont permis de dresser les conclusions suivantes, qui constituent des recommandations d'utilisation des schémas d'advection dans Méso-NH, présentées dans Lac et al. (2018) :

— CEN4TH/RKC4 est recommandé pour les LES de nuages, car il présente la plus faible diffusion numérique implicite, et permet d'accéder à des CFL plus élevés que CEN4TH/LF ; il est également recommandé pour les écoulements autour d'obstacles utilisant la méthode des frontières immergées (méthode IBM, section 2.3.5).

— WENO3 est inapproprié pour des LES compte tenu de sa forte diffusion implicite. A l'inverse, il est recommandé pour des simulations à des résolutions de quelques kilomètres sur des périodes longues, typiquement pour des runs climatiques régionaux, grâce aux CFL élevés qu'il permet d'atteindre. Il l'est également pour des runs chimiques qui deviennent nettement moins coûteux qu'avec les autres schémas.
— WENO5/RK53 et WENO5/RKC4 sont recommandés pour des runs de méso-échelle traitant des zones de forts gradients.

Les nouveaux schémas numériques ont ainsi permis d'améliorer à la fois la précision et le coût numérique du modèle, jusqu'à un rapport 4 sur le coût total de calcul. Cela a offert un nouveau souffle à l'utilisation de Méso-NH en CRM et en LES. De plus, la combinaison des schémas en volumes finis (PPM, WENO), en différences finies (CEN4TH), et de la méthode Runge-Kutta appliquée à l'advection du vent présente une originalité pour les modèles eulériens. Une évolution que j'envisage de tester prochainement serait d'appliquer le schéma CEN4TH avec la méthode RKC4 aux scalaires, afin de supprimer la diffusion implicite à PPM et de pouvoir accéder à un pourcentage d'énergie turbulente résolue sur l'énergie totale supérieur à 80 % pour des simulations LES de nuages.

2.3 Vers l'utilisation de LES pour des cas réels

La modélisation LES constitue un formidable outil pour comprendre les processus associés à la couche limite, aux nuages, aux aérosols et à l'interaction nuages-aérosols. Elle permet aussi de résoudre des structures cohérentes et de caractériser la variabilité de fine échelle, via des Fonctions de Distribution de Probabilité (PDF), afin de développer des paramétrisations. Initialement, les LES étaient utilisées dans des configurations contraintes idéalisées (champs initiaux homogènes, conditions aux limites latérales cycliques). L'étape actuelle est maintenant de faire évoluer les LES vers des configurations réelles, avec un relief réel, des données physiographiques réelles et des conditions aux limites ouvertes. Une tendance est également d'aller vers une utilisation routinière des LES en mode recherche, sur des sites de mesure par exemple (Schalkwijk et al., 2015). En collaboration avec Valéry Masson, je me suis efforcée de préparer le modèle Méso-NH à ce type d'utilisation, en contribuant à l'amélioration des schémas numériques tel que vu précédemment, mais également en introduisant la prise en compte des hétérogénéités de surface directement dans le modèle atmosphérique comme une force de traînée. Les applications potentielles sont nombreuses notamment en modélisation urbaine, en études de site (comme l'impact de la construction d'un ouvrage) ou en qualité de l'air. Ce développement a été effectué dans le cadre de la thèse de Pierre Aumond que j'ai co-encadrée avec Valéry Masson. Il a ouvert la voie à l'implantation d'une méthode plus adaptée aux bâtiments, qui est la méthode des frontières immergées, développée par Franck Auguste (CERFACS) dans Méso-NH, à laquelle nous avons participé.

2.3.1 Prise en compte des hétérogénéités de surface comme force de traînée

De nombreuses applications nécessitent une représentation précise de l'effet des hétérogénéités de surface sur l'écoulement dans la couche limite, à la fois sur l'intensité de l'écoulement et sur les structures engendrées. Elles utilisent des simulations LES de résolution métrique horizontalement et verticalement. Il n'est alors plus suffisant de représenter les effets de la canopée sur l'écoulement par le modèle de surface à partir d'une longueur de rugosité, comme cela est fait classiquement dans les modèles de méso-échelle. Il convient d'introduire directement cet effet dans les équations de la dynamique du modèle atmosphérique. Une approche par force de traînée a déjà été introduite dans ce sens dans MM5 (Otte et al., 2004), ARPS (Dupont and Brunet, 2008a) et RAMS (Bohrer et al.,

2009). Dans ARPS, les champs turbulents moyens et le développement des structures cohérentes induits par une canopée d'arbres ont été largement validés à partir de mesures en soufflerie, sur des canopées homogènes (Dupont and Brunet, 2008c), sur des pavés simplifiés de forêt (Dupont and Brunet, 2008a,b, 2009), ou sur des collines forestières (Dupont et al., 2008). Un des objectifs de la thèse de P. Aumond a été d'introduire une force de traînée dans Méso-NH pour étudier l'influence des hétérogénéités de la canopée sur la propagation acoustique (4.6.2).

L'approche par la force de traînée consiste à introduire une paramétrisation physique sous forme de terme additionnel de viscosité dans les équations du vent horizontal, et de dissipation dans celle de la TKE :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t}_{DRAG} = -C_d A_f(z) \alpha \sqrt{u^2 + v^2} \tag{2.13}$$

avec $\alpha = u, v$, et TKE, où C_d est le coefficient de traînée, égal à 0.2 comme proposé par Fesquet et al. (2009), et $A_f(z)$ est la densité de surface de canopée. $A_f(z)$ est le produit de la fraction de végétation dans la maille par l'indice de surface foliaire (LAI) et par une fonction poids representant la forme de l'aspérité, tel que présenté dans Aumond et al. (2013a)*. La force de traînée dans la direction verticale est négligée, car on suppose que les feuilles de l'arbre sont orientées dans un plan vertical (i.e. pas de zone frontale dans la direction verticale), tout comme son effet sur la thermodynamique.

2.3.2 Validation sur Lannemezan

Aumond et al. (2013a)* a dans un premier temps validé les équations sur un cas de canopée forestière homogène en atmosphère neutre disposant de mesures (Su et al., 1998). Elles ont ensuite été appliquées à 3 journées (conditions neutre, stable et instable) de la campagne "Lannemezan 2005" conduite sur le site de Lannemezan, présentant des barrière d'arbres de 10 m de hauteur, à l'été 2005 afin d'étudier l'effet des conditions météorologiques sur la propagation acoustique en extérieur (4.6.2). Les LES réalisées, utilisant trois grilles imbriquées à 50 m, 10 m et 3.3 m à partir de conditions initiales et latérales fournies par le modèle ALADIN, ont constitué les premières LES en cas réel menées avec Méso-NH.

En régime stable et quasi-neutre, l'approche par la force de traînée montre une meilleure restitution du flux par le modèle que l'approche par la longueur de rugosité. Ainsi, sur le cas stable marqué par un flux de sud-est, la canopée induit un ralentissement du flux et crée des structures turbulentes cohérentes en aval (Fig. 2.10). La figure 2.11 montre que la force de traînée impacte les profils dynamiques et thermodynamiques jusqu'à 30 m au dessus des profils obtenus avec l'approche par la longueur de rugosité. Le vent horizontal est réduit, même si la correction n'est pas complète ; le gradient vertical de température est bien représenté, car les structures turbulentes ramènent de l'air chaud vers le sol ; et la TKE est renforcée, même si elle semble surestimée. Les défauts sont probablement liés à une extension horizontale du domaine trop restreinte. En revanche, en régime instable, l'amélioration par la force de traînée est négligeable, du fait de la forte turbulence pré-existante.

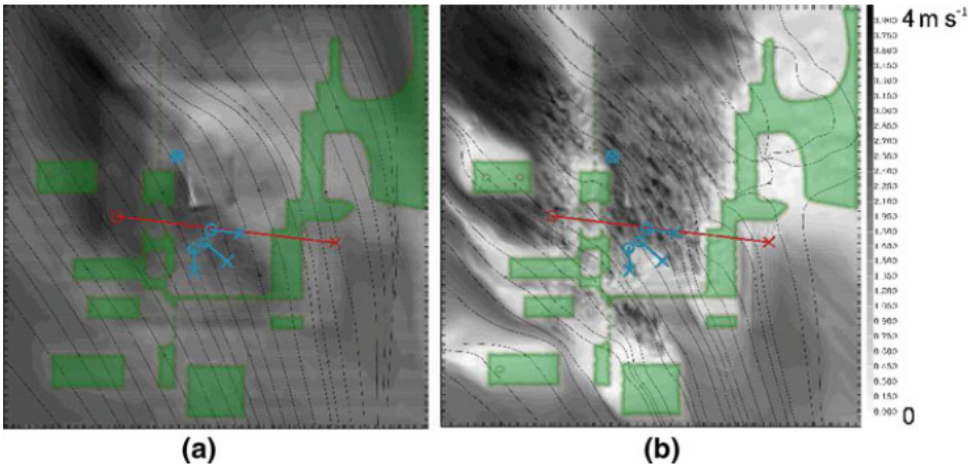


FIGURE 2.10 – Coupes horizontales à 5 m du module de vent en conditions stables sur le domaine "Lannemezan 2005" utilisant la longueur de rugosité (a) et la force de traînée (b). Les zones vertes correspondent au couvert forestier, et les lignes bleues aux points de mesure. *Extrait de Aumond et al. (2013a)*.*

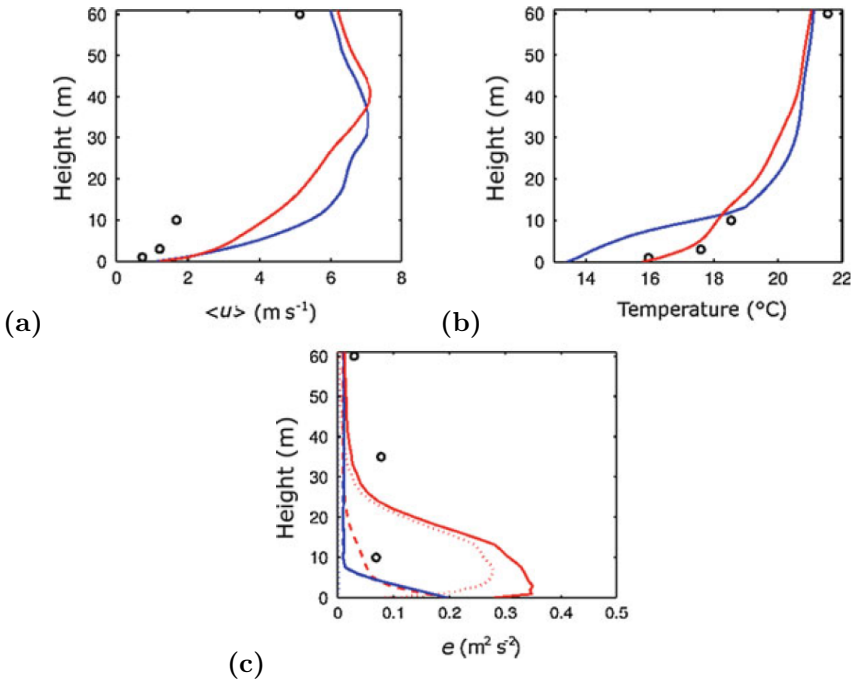


FIGURE 2.11 – Cas stable sur "Lannemezan 2005" : Profils verticaux moyens sur l'ensemble des points de mesure (positionnés le long des lignes bleues de la Fig. 2.10) (a) du vent horizontal, (b) de la température et (c) de la TKE résolue (ligne à points), sous-maille (pointillés) et totale (trait plein) pour l'approche par rugosité (en bleu), par force de traînée (en rouge) et les observations (en noir). *Extrait de Aumond et al. (2013a)*.*

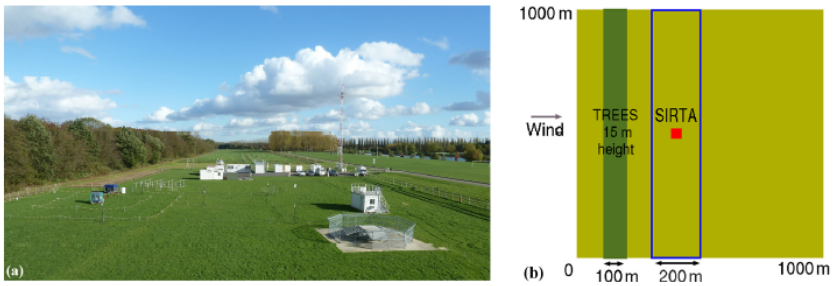


FIGURE 2.12 – (a) Vue du site de mesure du SIRTA et (b) du domaine de modélisation avec la barrière d'arbres. *Extrait de Mazoyer et al. (2017)*.*

2.3.3 Application au brouillard sur le SIRTA

La résolution verticale fine qu'impose la modélisation du brouillard près du sol implique que les hétérogénéités de surface comme des bâtiments ou des arbres traversent plusieurs couches atmosphériques et doivent être prises en compte explicitement dans l'atmosphère. La prise en compte d'une force de traînée dans le modèle atmosphérique, décrite dans Aumond et al. (2013b)*, permet de représenter la circulation de sillage autour des obstacles. Bergot et al. (2015) l'ont utilisée pour étudier l'effet de la canopée urbaine sur le cycle de vie du brouillard autour de l'aéroport Charles-de-Gaulle à partir d'une LES : sur le brouillard radiatif étudié, les éléments de surface entraînent des hétérogénéités sur la hauteur du brouillard durant la phase de formation, et une durée de formation de l'ordre de 1h30 sur la zone aéroportuaire. Le brouillard se forme préférentiellement en amont des bâtiments, mais la turbulence qu'ils génèrent favorise ensuite le développement vertical du brouillard. L'effet des hétérogénéités de surface disparaît ensuite durant la phase de développement.

De la même manière, dans le cadre d'une simulation LES de brouillard sur le site du SIRTA (Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique), à une résolution de 5 m horizontalement et 1 m verticalement, nous avons introduit dans la thèse de Marie Mazoyer une barrière d'arbres en amont de la zone de mesure expérimentale, d'une hauteur de 15 m et d'une largeur de 100 m (Fig.2.12), le reste du domaine de simulation étant composé d'herbe.

L'impact aérodynamique de la barrière d'arbres sur le site du SIRTA avait déjà été démontré par Fesquet et al. (2009) et Zaïdi et al. (2013). La barrière d'arbres tend à bloquer le flux en amont, et à augmenter la turbulence par cisaillement de vent en aval, accélérant le flux près du sol et créant des structures longitudinales dans la direction du vent (Fig. 2.13). De petites ascendances se développent en amont, et de petites subsidences en aval, qui amènent de l'air plus chaud et plus sec près du sol. Les structures de vent plus soutenu coïncident ainsi avec les structures d'air chaud et clair, qui retardent la formation du brouillard au sol. Le brouillard se forme ainsi en amont des arbres, et 500 m en aval, alors qu'il se forme à des niveaux plus élevés dans la zone intermédiaire, tout comme dans les observations. L'homogénéisation de la formation du brouillard au sol s'étire sur une période d'une heure. Le brouillard, qui s'est formé initialement en altitude dans les observations, et qui n'est pas identifié comme un affaissement de stratus puisqu'il atteint le sol au bout de 30 min, est fréquent sur le parc instrumental du SIRTA comme le soulignent Stolaki et al. (2015)*, qui avaient comptabilisé 88 % des brouillards radiatifs de la campagne ParisFog formés en altitude : cette singularité au SIRTA s'explique ainsi en partie par la turbulence générée par la barrière d'arbres située en amont du parc pour la direction de vent dominante.

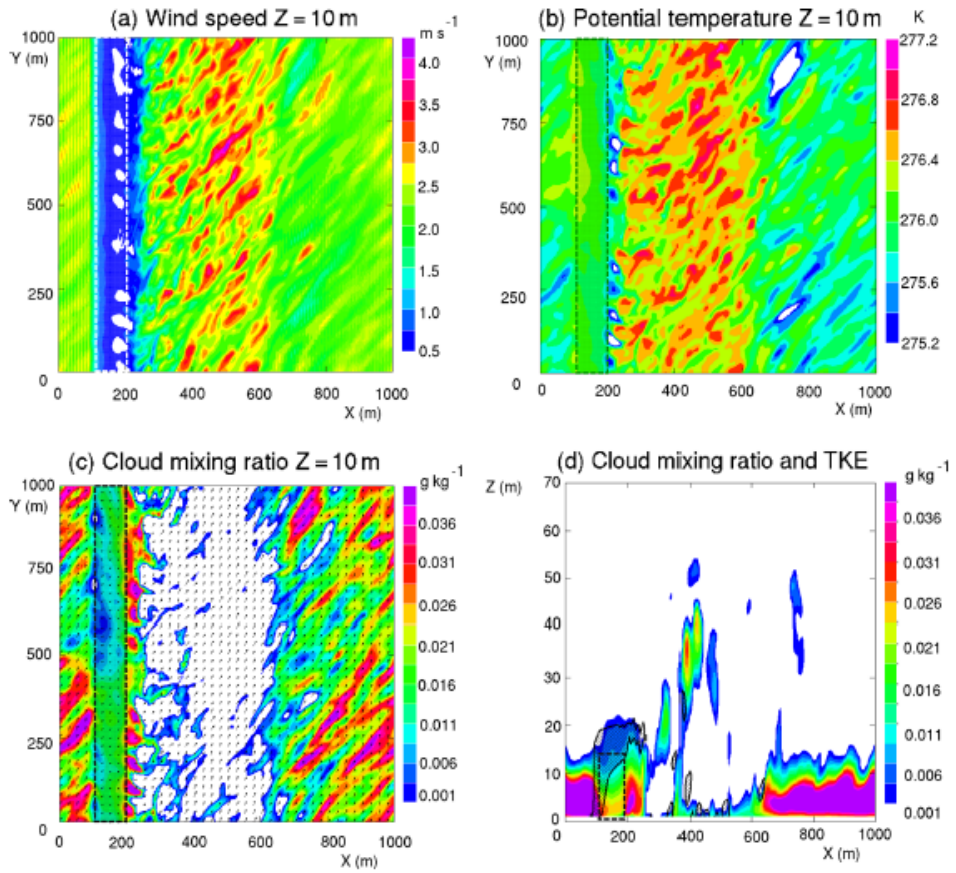


FIGURE 2.13 – Simulation de référence le 15 novembre 2011 à 0210 UTC : (a), (b) et (c) Coupes horizontales à 10 m de la vitesse du vent (en m s^{-1}), de la température potentielle (en K) et du rapport de mélange en eau nuageuse (en g kg^{-1}). (d) Coupe verticale à Y=500 m du rapport de mélange en eau nuageuse (en g kg^{-1}) avec en zone hachurée la TKE supérieure à 0.1 m^2 s^{-2}. La barrière d'arbres est marquée par un rectangle. *Extrait de Mazoyer et al. (2017)*.*

Pour évaluer plus précisément l'impact de cette barrière d'arbres sur le cycle de vie du brouillard, une simulation où les arbres ont été remplacés par de l'herbe, notée NTR, a été réalisée. Avant la formation du brouillard, la très faible turbulence dans la couche limite de surface limite l'apport d'air plus chaud des niveaux supérieurs, entraînant une surestimation du gradient vertical de température avant le brouillard et du refroidissement près du sol, de l'ordre de 2 K (Fig.2.14 a et c). Ce refroidissement homogénéise la formation du brouillard au sol, et empêche la formation de brouillard à des niveaux au dessus du sol. Le brouillard apparaît ainsi deux heures trop tôt (Fig.2.14 b et d), menant à une forte surestimation du contenu en eau intégré (LWP). Sur ce cas d'étude, la prise en compte de la traînée des arbres permet ainsi de représenter la formation du brouillard à des niveaux au dessus du sol, ainsi que l'hétérogénéité sur la formation spatio-temporelle du brouillard, menant à des champs dynamiques et thermodynamiques plus réalistes.

2.3.4 Application à la pollution en zone aéroportuaire

Une autre utilisation de la prise en compte des hétérogénéités de surface est l'étude de la qualité de l'air dans les zones urbaines. Ainsi Sarrat et al. (2017)* ont utilisé Méso-NH en descente

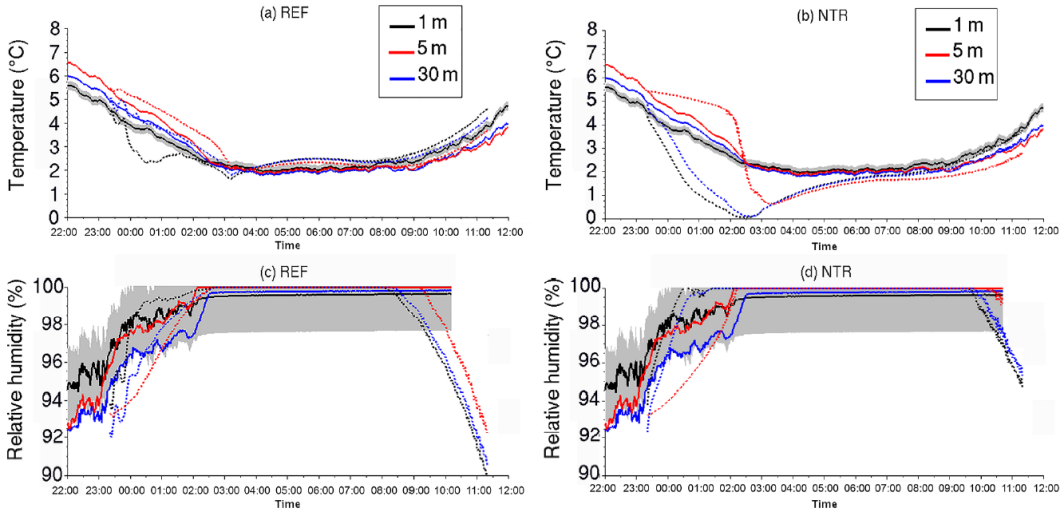


FIGURE 2.14 – Evolution temporelle des températures (en haut) et des humidités relatives (en bas) observées (trait plein) et simulées (traits pointillés) à 1 m, 5 m et 30 m pour la simulation de référence REF (a et c) et la simulation sans arbre NTR (b et d). La zone grisée représente la barre d'erreurs de la mesure. *Extrait de Mazoyer et al. (2017)*.*

d'échelle depuis les analyses du modèle AROME jusqu'à une résolution horizontale de 10 m pour évaluer l'impact du traffic aérien sur une zone aéroportuaire, dans le but d'identifier des spots de forte concentration persistente de polluants lors d'une journée anticyclonique. La force de traînée a permis de simuler l'effet des terminaux et pistes d'atterrissage sur le flux, en considérant dans un premier temps des polluants passifs. Ce type d'étude augure d'une demande forte de simulation de l'impact de l'urbanisation, jusqu'alors réservée aux modèles CFD avec des grilles non structurées et maintenant réalisable avec un modèle à grille structurée comme Méso-NH en mode LES.

2.3.5 Vers la méthode IBM

Afin d'étudier les perturbations induites par des bâtiments (villes ou site industriel) ou par un relief dont les pentes sont très fortes, une méthode où les obstacles seraient traités par les équations résolues du modèle plutôt que par une paramétrisation par la force de traînée serait plus précise, sachant que la force de traînée reste adaptée à l'effet des arbres, compte tenu de leur porosité. Or le solveur de pression de Méso-NH, qui assure la conservation de la quantité de mouvement sur une grille structurée, ne peut résoudre l'équation elliptique si les pentes sont trop fortes, ou si les aspérités sont des cubes. Pour contourner ce problème, la méthode des frontières immergées (IBM) a été développée dans Méso-NH par Franck Auguste (CERFACS), qui est présentée dans Auguste et al. (2018)*. Nous avons contribué à ce travail avec Valéry Masson.

La méthode IBM représente l'interface fluide-solide par la méthode des surfaces de niveaux (LevelSet Function) et modélise l'écoulement sur les obstacles en intégrant un forçage dans les équations résolues. Elle est implantée selon une procédure en trois temps : en premier, un forçage explicite est basé sur la technique des points fantômes (Ghost Cell Technique, GCT), en utilisant plusieurs points images. GCT corrige les schémas explicites (advection, diffusion) et calcule les variables pronostiques dans le volume solide afin de satisfaire la condition à la limite. Dans un second temps, l'équation de Poisson de l'hypothèse anélastique est modifiée selon la technique des cellules coupées (Cut Cell Technique), et l'algorithme itératif de gradient conjugué résiduel est adapté. La condition

de non-perméabilité à l'interface entre le fluide et le solide est réalisée par une procédure itérative appliquée à l'équation de Poisson modifiée. Enfin, le schéma de turbulence est modifié sur les longueurs de mélange et de dissipation à proximité de l'interface immergée fluide-solide. A noter que la même technique GCT a été utilisée pour implanter la méthode IBM dans WRF (Lundquist et al., 2012).

La méthode a ensuite été validée dans Auguste et al. (2018)* sur un certain nombre de cas tests d'écoulements autour d'obstacles non profilés, dont la solution analytique est parfois connue, et de complexité croissante, comme l'écoulement autour d'un cube, ou la simulation d'un cas de la campagne MUST (Mock Urban Setting Test experiment) qui quantifiait la dispersion d'un traceur autour de 120 containers identiques et équidistants. Une DNS à $Re = (40; 140)$ a aussi été réalisée pour simuler l'écoulement autour d'un cylindre avec la méthode IBM.

Une application de la méthode IBM a ensuite été menée sur la simulation du rejet accidentel du cas AZF du 21/09/01 sur Toulouse, à laquelle j'ai contribué. Auguste et al. (2018b)* présentent ce cas réel intégrant le couplage avec SURFEX, et évaluent l'impact sanitaire de cet accident industriel. La simulation Méso-NH, initialisée et couplée aux analyses ECMWF, utilise la méthode IBM appliquée aux bâtiments à la résolution horizontale la plus fine de 2 m (résolution verticale de 2 m près du sol, avec un plafond à 800 m). L'information géométrique des quartiers est fournie par la base de données IGN-BDTOPO (Fig. 2.15). Le panache est initialisé par un cylindre de 100 m de rayon, et 800 m de hauteur, contenant une concentration homogène de NO_2 non réactif.

La figure 2.16 compare différentes combinaisons des schémas d'advection de vent respectivement loin et à proximité de l'interface immergée : CEN4TH/CEN2ND et WENO5/WENO3. Le vent dans les zones de forte densité de bâtiments est souvent inférieure à 2 m s^{-1}, et la décélération du vent dans ces zones est augmentée avec les schémas WENO. Sur les fluctuations du vent (c et d), l'impact du schéma d'advection apparaît dans les zones d'accélération. La production de TKE avec les schémas WENO est plus faible qu'avec les schémas centrés (Fig. 2.16c et d), et différentes régions avec de fortes valeurs de TKE disparaissent avec les schémas WENO : la forte diffusion implicite limite la diffusion explicite, illustrant une autre interaction entre dynamique et physique. Le spectre d'énergie des schémas WENO a une gamme d'échelles plus limitée dans le domaine $-5/3$ et un caractère dissipatif plus important dès les longueurs d'ondes inférieures à 50 m (Fig. 2.17). Cette forte dissipation dans les plus petites échelles rend les schémas WENO moins consistants avec la méthode IBM.

Deux paramètres liés au NO_2 ont un impact sanitaire : la concentration et le temps d'exposition. La comparaison de la concentration de NO_2 simulée aux mesures à l'école Jacquier est réaliste, compte tenu de l'incertitude sur l'émission. La figure 2.18 présente le temps d'exposition en pourcentage de la concentration initiale. Celui relatif à la valeur de 20% ne dépasse pas 1 minute et est localisé au voisinage immédiat d'AZF. En comparant la simulation aux seuils donnés par l'INERIS, et en considérant la concentration initiale estimée, l'essentiel de la population a ressenti le gaz toxique sans dommage sur la santé. Une partie de la population localisée dans les 100 premiers mètres du site a été exposée à des effets réversibles, mais personne n'a subi d'effet irréversible. Ces conclusions sont en accord avec les rapports finaux sur les conséquences sanitaires d'AZF (Midi-Pyrénées, 2006; Lang et al., 2007).

En conclusion, la paramétrisation de la traînée des arbres et la méthode des frontières immergées constituent des avancées nécessaires à l'utilisation du modèle Méso-NH en LES sur des cas réels. La précision des écoulements simulés dépend fortement des schémas numériques. Les perspectives d'évolution sur la méthode IBM sont présentées en 5.1.2.

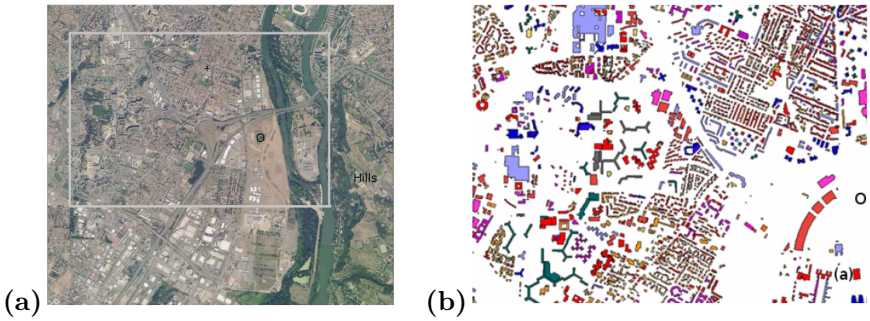


FIGURE 2.15 – (a) Vue de la ville de Toulouse avec le domaine de simulation à 2 m dans l'encadré blanc. Le rond noir indique le point de rejet et la croix l'école Jacquier. (b) Base de données IGN-BDTOPO du domaine de simulation : la couleur indique la hauteur des immeubles. Le rond noir marque l'usine, et la croix l'école Jacquier, qui est une station de mesures de l'ORAMIP. *Extrait de Auguste et al. (2018b)*.*

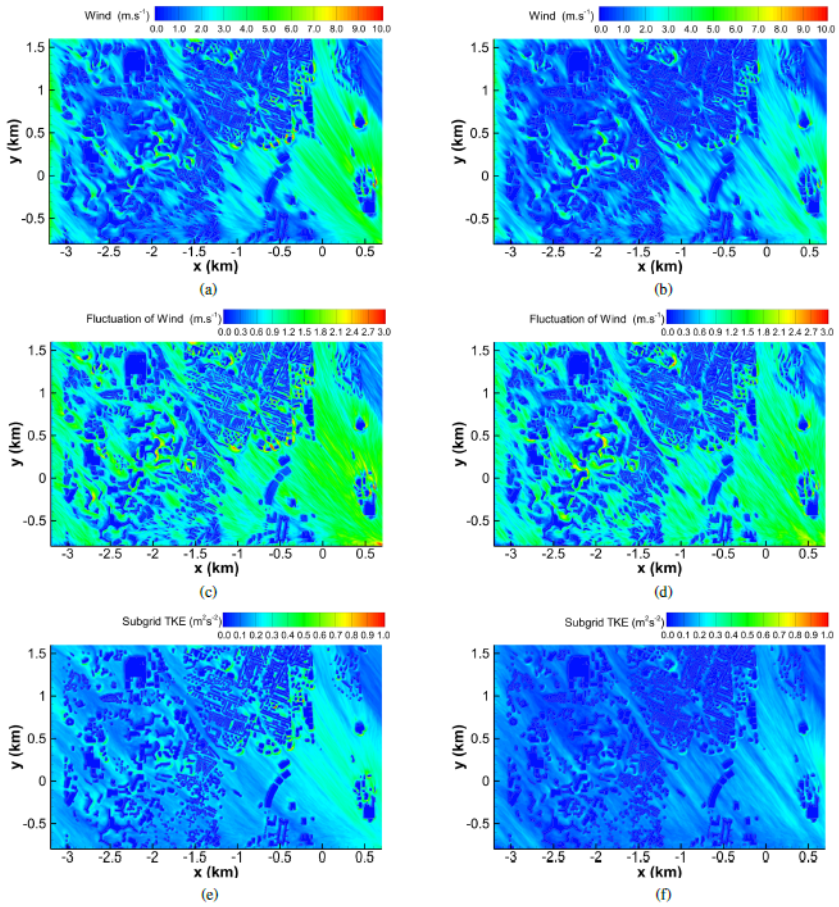


FIGURE 2.16 – Coupes horizontales moyennées temporellement à 2 m au dessus du sol du vent horizontal (a/b), de la fluctuation du vent (c/d) et de la TKE sous-maille (e/f) pour les schémas d'advection centrés (CEN4TH/CEN2ND) (à gauche) et WENO (WENO5/WENO3) (à droite). *Extrait de Auguste et al. (2018b)*.*

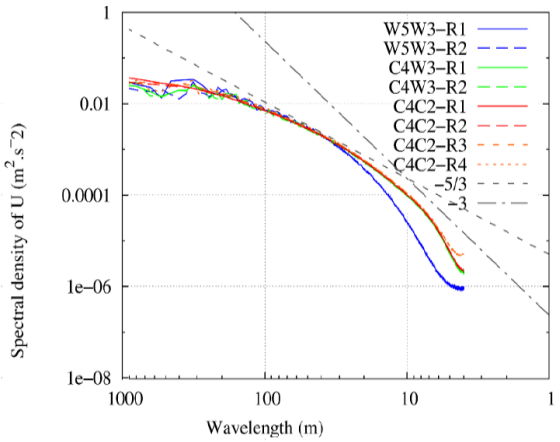


FIGURE 2.17 – Densité spectrale du vent horizontal dans les 150 premiers mètres pour différents schémas d'advection et différentes réalisations de la turbulence (notées R). *Extrait de Auguste et al. (2018b)*.*

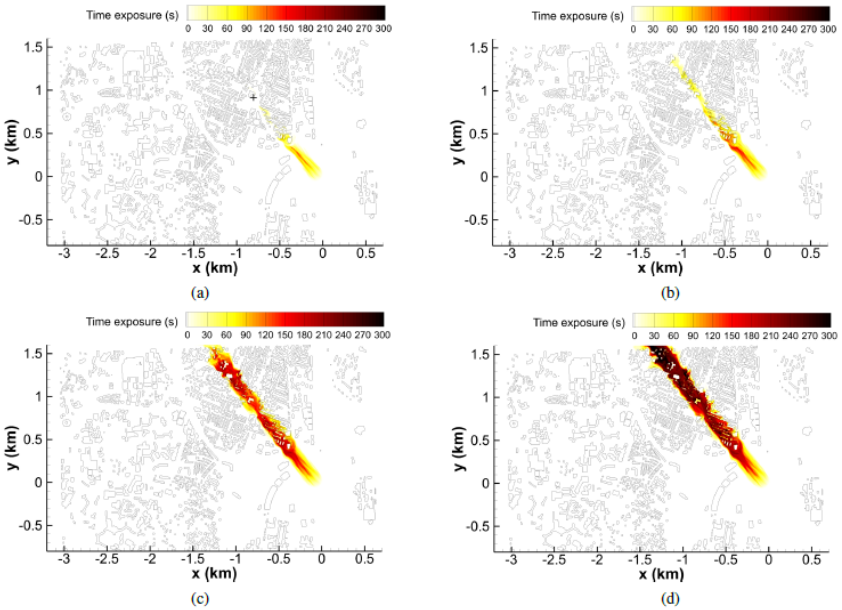


FIGURE 2.18 – Temps d'exposition (s) près du sol en pourcentage de la concentration initiale : (a) 20% ; (b) 10% ; (c) 4% ; (d) 2%. Le seuil d'estimation de dommage sur la santé est (Concentration (t < 15min) > 0.2 ppm), celui des effets réversibles à (Concentration (t < 2min) > 5 ppm). *Extrait de Auguste et al. (2018b)*.*

2.4 Une première DNS avec Méso-NH

Au delà des simulations LES, nous avons réalisé avec Jeanne Colin (CNRM) une première DNS avec Méso-NH dans un double objectif : d'une part, démontrer le potentiel du modèle à constituer un outil complémentaire des simulations expérimentales d'une veine hydraulique ou d'une soufflerie ; d'autre part utiliser la DNS comme un outil de validation des LES, partiellement paramétrées, de la même manière que les LES constituent un outil de validation des simulations 1D et de méso-échelle. Pour ce faire, deux développements principaux ont été réalisés dans Méso-NH, présentés dans le papier Colin et al. (2017)* toujours en discussion. D'une part, afin de représenter la dissipation visqueuse (qui n'est pas prise en compte dans la version standard puisque la dissipation est réalisée par la diffusion turbulente et numérique), des termes de diffusion visqueuse ont été ajoutés à l'équation de la quantité de mouvement et de la chaleur. D'autre part, la condition à la limite inférieure de non glissement $\vec{U}(z = 0) = \vec{0}$ a été introduite, ce qui n'est pas trivial du fait de la grille C. A noter que ce développement avait également été réalisé par Gheusi et al. (2000).

La simulation DNS que nous avons ensuite réalisée pour reproduire un cas expérimental en condition neutre présente une résolution horizontale de 1 mm, et une résolution verticale étirée de 1 mm dans la couche limite à 10 mm au sommet. Le canal expérimental faisait 22 m de long, 3 m de large et 1 m de hauteur, mais le domaine de simulation a été réduit à 12.5 m de long, 0.2 m de large et 0.5 m de hauteur, correspondant à 12500 x 200 x 200 points, avec des conditions à la limite ouvertes en x. La vitesse initiale est de 0.25 m s^{-1}, le schéma de transport du vent est WENO5, et la durée du run est de 82 s avec un pas de temps de 5.10^{-3} s. La condition de non glissement a été appliquée sur tout le domaine à partir de $x = 0.1$ m afin de représenter l'effet d'un sol falsifié pour laminariser l'écoulement. Pour reproduire les imperfections expérimentales du sol qui constituent une source de turbulence, un bruit blanc est introduit initialement mais aussi par les bords pendant toute la simulation. Le nombre de Reynolds de cette expérience étant de 25000, l'échelle de Kolmogorov est $l_d = 5.10^{-5}$ m à l'échelle du canal ($l_d = 0.1$ mm à l'échelle de l'atmosphère). Mais selon Yakovenko et al. (2011), il est possible de réaliser des DNS à des résolutions 10 fois supérieures à l'échelle de Kolmogorov ; dans notre cas, le rapport est de 20. Le flux devient stationnaire à partir de $t = 59$ s.

Différentes vues du champ simulé sont présentées en Fig. 2.19 : elles montrent l'épaississement de la couche limite le long de l'axe x et la nature turbulente du flux, avec des structures 3D isotropes. La hauteur de couche limite moyenne δ_0 en régime stationnaire reproduit correctement la donnée expérimentale (Fig. 2.20).

Avec cette DNS ainsi que celle présentée dans Auguste et al. (2018)*, il apparaît donc que Méso-NH est capable de simuler l'ensemble du spectre turbulent du flux. Cela ouvre la voie à la possibilité d'utiliser la DNS comme un outil de validation des LES avec Méso-NH.

Par le co-encadrement de deux thèses et de différents stages menés dans un cadre collaboratif, j'ai ainsi contribué à rénover les schémas numériques de Méso-NH, à intégrer des méthodes de prise en compte des hétérogénéités de surface pour favoriser l'utilisation de Méso-NH en LES sur cas réel, et à développer la DNS comme un moyen de validation des LES. Ces travaux ont contribué à l'utilisation et au rayonnement du modèle de recherche.

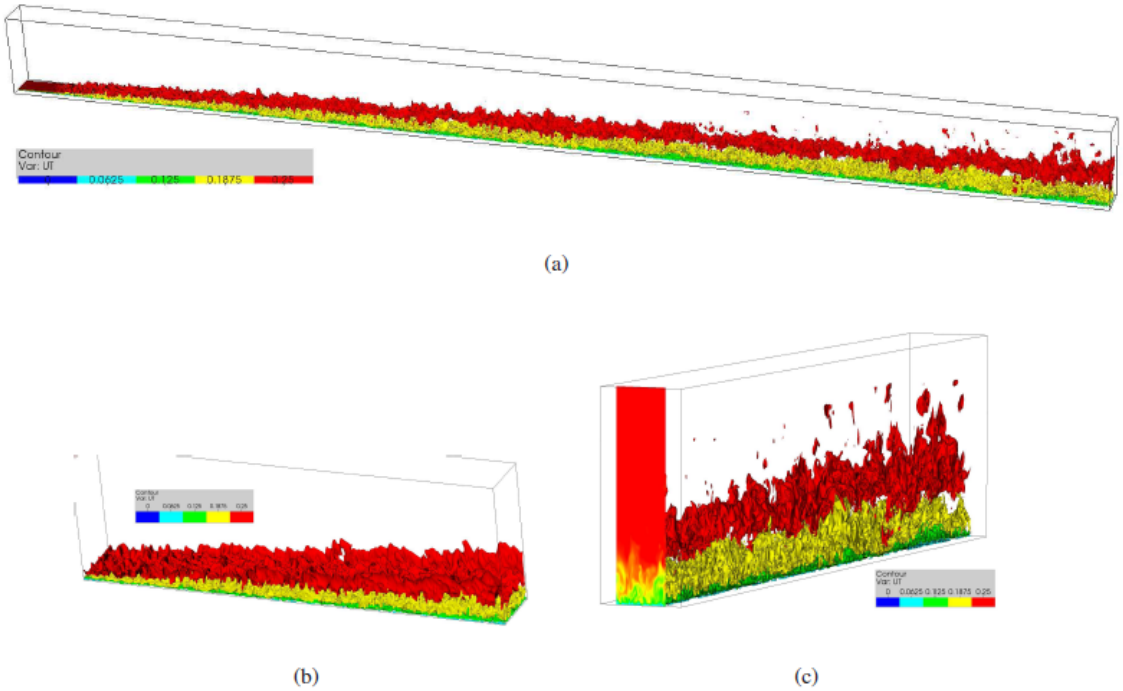


FIGURE 2.19 – Vues 3D du champ de vent U instantané à la fin de la simulation DNS ($t = 82\ s$) de y = 4 cm à y = 16 cm. (a) : Vue générale de x = 0.5 cm à x = 7 m ; (b) : Vue à l'entrée du flux de x = 0.5 cm à x = 2 m ; (c) : Vue au milieu de domaine, de x = 5 m à x = 7 m. *Elaborées par P. Wautelet (LA). Extrait de Colin et al. (2017)*.*

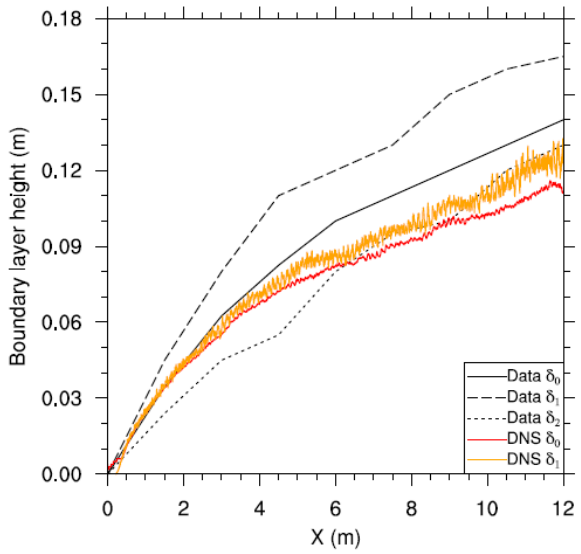


FIGURE 2.20 – Hauteur de la couche limite le long de l'axe des x en régime stationnaire. Les données expérimentales sont en trait noir et les données simulées en trait de couleur. Les valeurs δ_1 et δ_2 indiquent l'intervalle d'incertitude. *Extrait de Colin et al. (2017)*.*

CHAPITRE 3

Paramétrisations physiques des modèles Méso-NH/AROME

3.1 Introduction

Les paramétrisations représentent les effets diabatiques, radiatifs, convectifs et diffusifs dans l'atmosphère et à l'interface entre l'atmosphère et la surface. La figure 3.1 fournit une illustration des processus paramétrés dans un CRM comme Méso-NH. Bien que non résolus, ces processus pilotent les bilans de chaleur, d'eau et de quantité de mouvement à l'échelle de la grille. Les principales paramétrisations physiques concernent la turbulence, la convection peu profonde, la convection profonde, la microphysique et le rayonnement. Aux échelles kilométriques, les modèles considèrent la convection profonde explicitement résolue, et ont montré un apport sur les modèles de résolution plus grossière en terme de cycle diurne de la convection continentale et de distribution de précipitation (Weusthoff et al., 2010).

Les paramétrisations physiques de Méso-NH et d'AROME sont présentées respectivement dans Lac et al. (2018) et Seity et al. (2011)*. Les deux modèles sont couplés avec le modèle de surface SURFEX (Masson et al., 2013), qui rassemble les paramétrisations des flux à la surface. AROME et Méso-NH présentent une fonction complémentaire et vertueuse pour le développement et la validation des paramétrisations physiques. AROME fournit une évaluation journalière pour toutes les situations météorologiques. L'utilisation de la physique AROME s'étend même au delà du domaine France, le modèle AROME étant également utilisé sur l'Afrique du Nord et sur l'Europe du Nord par la communauté HIRLAM, ainsi que sur des domaines Outre-Mer, ce qui le confronte à des conditions très différentes en terme de microphysique et de stabilité. A l'inverse, Méso-NH permet de développer les paramétrisations à partir des simulations LES, puis d'évaluer la physique dans différentes configurations de modèle et résolutions, en s'appuyant sur de nombreux diagnostics. L'utilisation de Méso-NH, disposant de la même physique d'AROME mais d'une dynamique différente, permet également de discriminer la dynamique, la physique ou leur couplage, ce qui peut constituer une aide précieuse : j'ai pu appliqué cette démarche sur un certain nombre de cas de prévision d'AROME.

J'ai ainsi contribué au développement et à la validation de différentes paramétrisations physiques, sur la microphysique, les schémas de nuage, et le transport sous-maille des nuages de couche limite et des nuages de convection profonde, en exploitant cette complémentarité entre AROME et Méso-NH. Cette démarche m'a amenée à co-encadrer 5 thèses sur les paramétrisations physiques, qui sont celles d'Emilie Perraud et de Sandra Turner sur les nuages et les pluies sous-maille, de

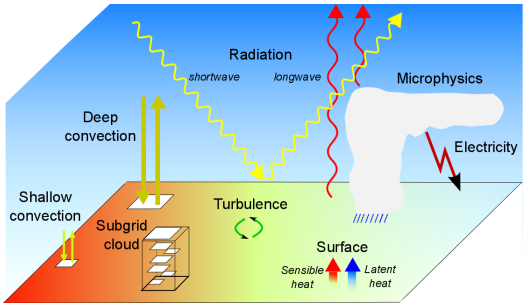


FIGURE 3.1 – Paramétrisations physiques disponibles dans Meso-NH *(figure élaborée par J.-P. Chaboureau et extraite de Lac et al. (2018).*

Marie Taufour sur la microphysique des systèmes fortement précipitants, de Marie Mazoyer sur les processus dans le brouillard, dont la microphysique, et d'Antoine Verrelle sur la turbulence dans les nuages convectifs profonds. Les principaux résultats de ces études sont présentés ci-dessous, sauf l'étude du brouillard abordée en 4.3.

3.2 Paramétrisations des nuages et des précipitations

Conceptuellement, les paramétrisations des nuages et des précipitations sont séparées en deux thématiques "microphysique" et "macrophysique". La première décrit la représentation à micro-échelle des processus physiques, tandis que la seconde traduit la variabilité sous-maille des contenus en hydrométéores, de la température et de l'humidité. Améliorer la paramétrisation des nuages et des précipitations dans les CRM a constitué un de mes principaux objectifs scientifiques. Cela a concerné à la fois les paramétrisations microphysiques et macrophysiques. Après un rappel sur le principe de ces paramétrisations, les résultats des travaux sont résumés.

3.2.1 Principe des paramétrisations

Schémas microphysiques

Les schémas microphysiques paramétrisent les processus qui contrôlent la formation des hydrométéores liquides ou glacés, leur croissance et leurs interactions, à l'échelle de la maille du modèle. On distingue les schémas "bin" qui prédisent explicitement l'évolution de chaque intervalle spécifique du spectre dimensionnel des hydrométéores, des schémas "bulk" qui prédisent un ou plusieurs paramètres (rapport de mélange, concentration, réflectivité ...) de différentes espèces d'hydrométéores. Les schémas bins, qui requièrent un grand nombre de classes pour être précis, nécessitent de transporter les concentrations de chaque classe et sont donc extrêmement coûteux en temps de calcul et en mémoire, et non viables pour la PNT, au contraire des schémas bulk.

Dans un schéma bulk, un regroupement des particules est réalisé, les espèces classiquement représentées étant les gouttelettes de nuage, les gouttes de pluie, les cristaux de glace, les aggrégats neigeux, les graupel et la grêle. Dans chaque classe, les moments de la distribution évoluent de manière pronostique ou diagnostique. Ainsi, un schéma à un moment autorise uniquement le moment d'ordre 3 (volume moyen ou masse) à être pronostique. Un schéma à 2 moments autorise le moment d'ordre 0 (concentration) à être pronostiqué en plus et indépendamment du précédent.

Les transformations entre classes sont calculées à partir d'intégrales sur le spectre dimensionnel de la classe.

Schémas macrophysiques

Les processus microphysiques et radiatifs sont non linéaires et la température et les quantités physiques sur lesquelles s'appliquent ces processus (température, humidité, eau nuageuse, eau précipitante) présentent une variabilité spatiale aux échelles non résolues par les CRM. La non-linéarité implique que les taux de ces processus calculés à partir des grandeurs moyennes sur la grille sont une estimation biaisée du taux moyen dans chaque point de grille ($\overline{f(x)} \neq f(\bar{x})$). Tenir compte des hétérogénéités sous-maille des nuages et des précipitations impacte le rayonnement, la thermodynamique, la dynamique et l'hydrologie. Même à la résolution des CRM, il s'avère en effet nécessaire de paramétrer la variabilité des nuages et des précipitations : Morcrette (2012) indique un seuil de 100 m, signifiant que le schéma statistique de nuage devient nécessaire à une résolution plus grossière. Ainsi, une des raisons possibles de la surestimation des fortes précipitations présentée sur la figure1.1 pourrait être une sous-estimation de la variabilité sous-maille des nuages ou/et des précipitations.

Nuages sous-maille

La paramétrisation des nuages sous-maille a pour objet de calculer une fraction nuageuse qui sera prise en compte par le schéma de rayonnement, ce qui constitue un paramètre clé. A la résolution du modèle AROME (1.3 km), la variabilité nuageuse sous-maille concerne les nuages de couche limite au premier ordre, même si la turbulence aux bords des nuages convectifs profonds constitue également une source de variabilité. Depuis les travaux pionniers de Sommeria and Deardorff (1977) et Mellor (1977), qui ont démontré la nécessité d'une approche statistique pour décrire les nuages de couche limite, de nombreuses solutions ont été proposées pour paramétrer la fraction nuageuse sous-maille, toutes basées sur une PDF explicite ou implicite de fluctuation sous-maille d'humidité ou/et de température. Le choix de la forme de la PDF varie depuis des fonctions simples (uniforme selon Le Trent and Li (1991) ou triangulaire selon Smith (1990)) jusqu'à des fonctions plus complexes comme la distribution log-normale de Bony and Emanuel (2001), la fonction Gamma de Bougeault (1982), la fonction Beta de Tompkins (2002) ou la double gaussienne de Golaz et al. (2002). La grande variété de régimes nuageux implique une difficulté à trouver une distribution universelle à tous les types nuageux. Bougeault (1981) pointa les inconvénients d'une distribution gaussienne simple et l'intérêt d'une distribution asymétrique pour les faibles fractions nuageuses. Pour les cumulus peu profonds, une distribution asymétrique positive présente une longue queue liée à la convection peu profonde. Pour les stratocumulus quasi-résolus, avec une asymétrie nulle ou négative, la distribution gaussienne simple est retenue dans Bougeault (1982). Cuijpers and Bechtold (1995) considèrent une distribution unimodale calculée comme une combinaison linéaire d'une distribution gaussienne pour les nuages stratiformes et d'une distribution exponentielle pour les cumulus.

Les moments d'ordre élevé d'une PDF peuvent être fixés, menant à une relation simple entre la fraction nuageuse et l'humidité relative au dessus d'un seuil (Slingo, 1987; Sundqvist et al., 1989; Smith, 1990), ou bien la fraction nuageuse peut être liée à des paramètres locaux comme les flux turbulents (Sommeria and Deardorff, 1977) ou la stabilité locale (Teixeira and Hogan, 2002). Alternativement, une relation empirique entre fraction nuageuse et humidité relative moyenne ou contenu moyen en eau nuageuse peut être utilisée (Xu and Randall, 1996). Par ailleurs, la formulation de la variabilité sous-maille peut être traitée de manière diagnostique ou pronostique : la variable pronostique additionnelle est alors la couverture nuageuse comme dans Tiedtke (1993) ou des moments d'ordre élevés (variance ou asymétrie) de la PDF (Tompkins, 2002).

Précipitations sous-maille

Le déclenchement des précipitations dans un nuage est directement lié à l'éventualité que quelques gouttelettes atteignent un rayon seuil suffisant. Il constitue un phénomène de très fine échelle, typiquement quelques dizaines de mètres pour une cellule convective. Il est plutôt bien reproduit à l'échelle des LES (Khairoutdinov and Kogan, 2000) mais constitue clairement un processus sous-maille pour un CRM. Typiquement, dans un CRM, un cumulus peu profond présentera des valeurs moyennes de diamètre volume moyen de gouttelettes loin du seuil de collection permettant la formation de gouttes de pluie, au contraire des valeurs locales. De plus, les processus microphysiques sont locaux : si l'on considère le processus d'autoconversion par exemple, il dépend de la population de gouttelettes dans le voisinage immédiat et non des gouttelettes distantes.

De la même manière qu'une PDF d'humidité permet de déterminer une fraction nuageuse et d'assurer une transition douce d'une maille de ciel clair à une maille totalement saturée, un schéma de pluie vise une transition graduelle de la maille non précipitante à la maille complètement précipitante, et peut aussi être traité par une approche par PDF, à condition que le processus considéré soit rapide et local par rapport à la résolution spatio-temporelle du modèle, ce qui est le cas par exemple de la condensation, de l'évaporation ou des processus de collection.

Redelsperger and Sommeria (1986) et Chen and Cotton (1987) furent les premiers à introduire les effets de la variabilité sous-maille dans la paramétrisation de la pluie, mais en se limitant aux processus d'autoconversion et d'accrétion sans prendre en compte l'évaporation de la pluie dans les couches partiellement saturées, ce qui amène à produire de l'évaporation dans des couches partiellement non saturées, sans tenir compte de l'information de couverture nuageuse partielle. Bechtold et al. (1993) ont ensuite proposé une méthode plus complète de pluie sous-maille considérant la fraction nuageuse. Chosson et al. (2014) ont introduit récemment dans le modèle canadien GEM une paramétrisation de la variabilité sous-maille de la pluie à partir du schéma à 2 moments de Milbrandt and Yau (2005), de même que Boutle et al. (2014a) dans UM à partir d'ajustements de données d'observation.

3.2.2 Evaluation et amélioration d'une microphysique à 2 moments

Mieux comprendre le rôle des aérosols, des nuages et de leurs interactions est un des sujets les plus ambitieux de la physique atmosphérique. On sait depuis Köhler (1936) que les gouttelettes et cristaux de glace primaires ne peuvent être créés sans particules d'aérosol et sont directement issus de l'activation d'une particule d'aérosol dans un environnement thermodynamique donné. Les aérosols affectent le bilan radiatif du système terrestre soit directement, par leur interaction avec le rayonnement, soit indirectement en nucléant les hydrométéores primaires qui, à travers leurs formes, leurs masses et leurs contenus en eau, déterminent les propriétés radiatives et précipitantes d'un nuage. Il apparaît donc que la maîtrise de la simulation d'un système nuageux dans un CRM ne peut se concevoir sans suivi quantitatif et simultané des particules d'aérosol. Cela suppose de considérer un schéma microphysique bulk à 2 moments, basé sur un schéma d'activation des noyaux de condensation (CCN) et de nucléation des noyaux glaçogènes (IFN). Cela permet aussi de prendre en compte d'autres processus, moins importants que l'activation mais non négligeables, comme l'auto-collection des gouttelettes, les différents modes de nucléation hétérogène des IFN et les mécanismes de multiplication des cristaux (givrage Hallet-Mossop, break-up des cristaux par collision, éclatement des gouttes de pluie par congélation).

Une question centrale est : est-ce que la prise en compte des interactions nuages/aérosols améliore la prévision par les CRM ? Cette question est très ouverte car parmi les études déjà réalisées, il n'y a pas encore d'évidence notable de l'impact des changements de propriétés des nuages dû aux

perturbations des aérosols en termes de prévision de précipitation, même si des impacts en terme de rayonnement et de température de surface ont pu être montrés (Seifert et al., 2012).

Pour AROME/Méso-NH, cette question est abordée à l'aide du schéma à 2 moments LIMA, développé dans Méso-NH par J.-P. Pinty, S. Berthet et B. Vié, et en cours d'implantation dans AROME par B.Vié pour être destiné à la prévision opérationnelle. Un objectif important est donc d'évaluer LIMA sur différents types d'évènements nuageux/précipitants. Cela constitue l'objectif de la thèse actuelle de Marie Taufour pour les évènements méditerranéens fortement précipitants, encadrée par B. Vié, V. Ducrocq et moi-même. Dans le cadre du stage IENM3 de Marie Cassas en 2017, que j'ai co-encadré avec S. Riette et B. Vié, LIMA a été évalué sur des cas de givrage par eau surfondue (5.3.2). Des évaluations de LIMA pour le brouillard sont également en cours ou prévues, pour des brouillards radiatifs et par affaissement de stratus (5.3.4).

Présentation de LIMA

Le schéma LIMA est présenté en détail dans Vié et al. (2016). Construit à partir du schéma à un moment ICE3, il considère en plus l'évolution pronostique des concentrations de gouttelettes de nuage, des gouttes de pluie et des cristaux de glace primaire. Il repose sur l'évolution pronostique d'une population d'aérosols à partir de laquelle les gouttelettes de nuage et les cristaux de glace se forment. Différents modes de CCN et d'IFN sont alors considérés individuellement, ainsi qu'une classe particulière d'IFN partiellement solubles, dits enrobés, agissant en premier comme CCN et ensuite comme IFN lorsqu'il s'agit de nucléation de la glace par immersion. Ainsi, chaque mode d'aérosol possède deux variables pronostiques, la concentration en nombre d'aérosols disponibles et la concentration en nombre d'aérosols activés (pour les CCN) ou nucléés (pour les IFN). Tous les modes de CCN/IFN sont en compétition, chaque mode étant défini par sa composition chimique et ses propriétés nucléantes. Les aérosols sont chimiquement inactifs, l'objectif étant de réaliser des simulations courtes. Si la concentration de gouttes de pluie est également pronostique, ce n'est pas le cas des concentrations de neige et de graupel car cela reposerait sur de fortes hypothèses, actuellement invérifiables par les mesures aéroportées.

Evaluation de LIMA sur des systèmes fortement précipitants

Dans le cadre de la thèse de Marie Taufour, LIMA a été évalué sur deux évènements fortement précipitants de la campagne HyMeX (Ducrocq et al., 2014), déjà largement étudiés par ailleurs et riches d'observations : la POI6 et la POI16. Les précipitations de la POI16 sont principalement côtières (Duffourg et al., 2016)*, alors que celles de la POI6 sont plus continentales. La comparaison des simulations LIMA aux mesures de cumuls de précipitation à partir des lames d'eau radar et des pluviomètres ne montre pas de différence notable avec ICE3. En revanche, une comparaison plus détaillée aux mesures de disdromètres montre un apport de LIMA en terme de contenu en eau liquide au sol pour tous les taux de précipitation, plus marqué sur la POI16 que la POI6 (Fig. 3.2). Mais la concentration de gouttes de pluie est largement sous-estimée par LIMA, qui prévoit trop de grosses gouttes, notamment sur la POI16 (elle est diagnostiquée avec ICE3).

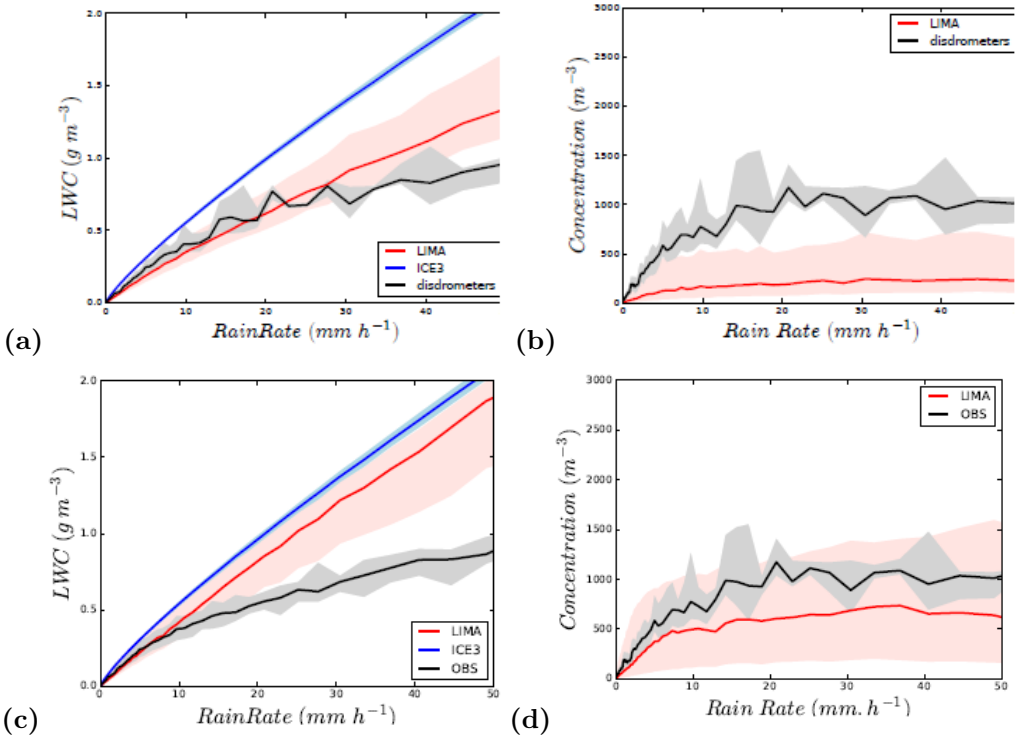


FIGURE 3.2 – Distribution des contenus en eau liquide (g m^{-3}) (a) et (c) et de la concentration totale de gouttes (part.cm^{-3}) (b) et (d) en fonction du taux de précipitation (mm h^{-1}) pour les simulations LIMA (en rouge) et ICE3 (en bleu) et les observations de disdromètres (en noir) pour la POI16 (en haut) et la POI6 (en bas). Le trait plein indique la valeur médiane, et la zone ombrée la gamme entre le 1er et le 3ème interquartile. *Extrait de Taufour et al. (2018)**

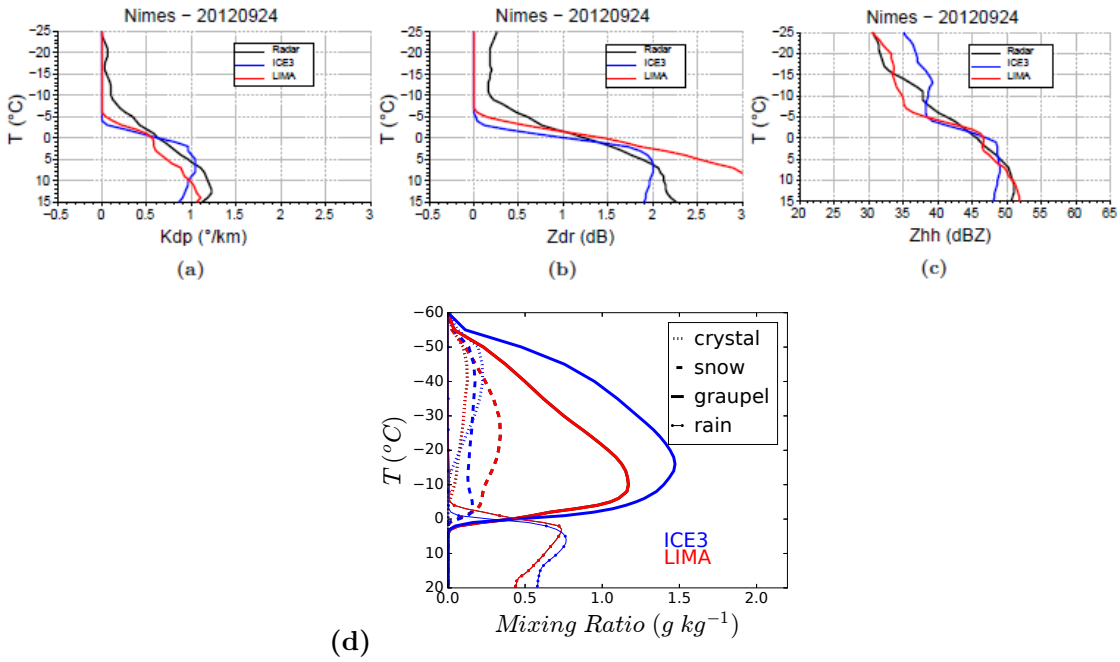


FIGURE 3.3 – Distribution médiane des profils observés et simulés de K_{dp} (a), Z_{dr} (b), Z_{hh} (c) dans les zones convectives en fonction de la température pour le radar bande S de Nîmes lors de la POI6, et (d) distribution des contenus verticaux moyens (g kg^{-1}) des hydrométéores dans les mêmes colonnes convectives pour LIMA (en noir) et ICE3 (en gris). *Extrait de Taufour et al. (2018)**

La comparaison a également été menée sur les observations radar à double polarisation, en terme de réflectivité différentielle Z_{dr}, qui donne une estimation de la forme des particules, de réflectivité horizontale Z_{hh}, liée au taux de précipitation, et de phase spécifique différentielle K_{dp}, qui caractérise les fortes précipitations et les taux de précipitation (Augros et al., 2016)(Fig. 3.3). La décroissance de K_{dp} et Z_{hh} avec la baisse des températures est plus en accord avec les observations pour LIMA que pour ICE3. En particulier autour de 0 °C, la décroissance avec ICE3 est plus brutale et pourrait être occasionnée par un manque de variabilité dans la représentation de la pluie. En dessous de -5 °C, Z_{dr} et K_{dp} sont proches de 0 au contraire des observations, probablement parce que les cristaux sont considérés dans ICE3 et LIMA quasi sphériques, au contraire des observations qui rencontrent des cristaux aplatis. Mais la transition entre les valeurs non nulles et nulles se produit à des températures plus basses pour LIMA que pour ICE3, ce qui signifie que LIMA produit de l'eau surfondue jusqu'à -7 °C contre -4 °C pour ICE3. Enfin, pour des températures inférieures à -5 °C, ICE3 surestime Z_{hh}, ce qui est probablement dû à une surestimation des graupels, également mise en évidence dans Varble et al. (2011). La prise en compte d'une concentration pronostique de cristaux, la croissance explicite des cristaux par dépôt de vapeur, et l'introduction d'un diamètre seuil (de 125 μm) entre la glace primaire et la neige conduisent à une diminution de la concentration de cristaux et de leur taille, du rapport de mélange en graupel et à une augmentation du rapport de mélange en neige (Fig. 3.3d), qui améliorent le profil vertical de Z_{hh} dans LIMA. Enfin, les valeurs de Z_{dr} sont largement surestimées avec LIMA pour la pluie du fait de la surestimation du nombre de grosses gouttes, comme cela a été mis en évidence avec les disdromètres.

Une piste explorée par Marie Taufour a été de modifier l'hypothèse d'une valeur constante pour le paramètre de forme μ dans la distribution dimensionnelle des gouttes selon la loi Gamma généralisée. Taufour et al. (2018)* proposent une formulation diagnostique de μ à partir du diamètre moyen des gouttes, mise au point à partir des mesures de disdromètres sur toute la SOP1 d'HyMex

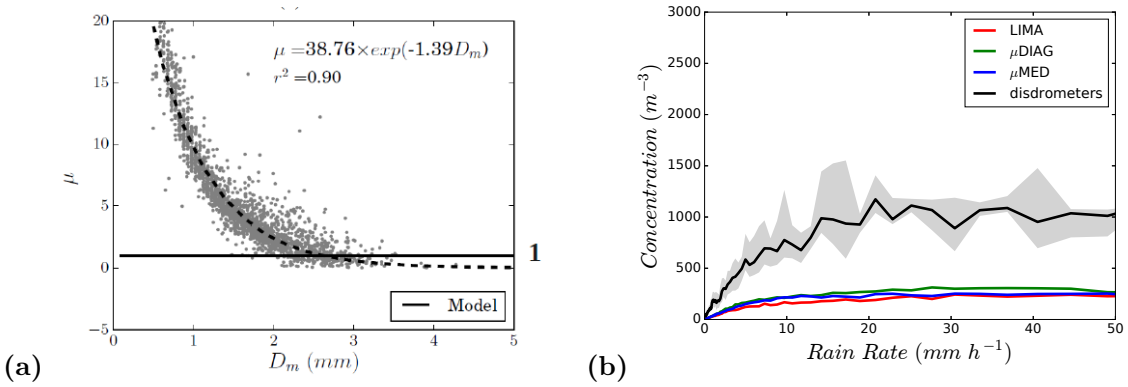


FIGURE 3.4 – (a) Nuage de points du paramètre de forme μ en fonction du diamètre moyen des gouttes D_m (en mm) relatif aux observations des disdromètres durant toute la SOP1 d'HyMex. La ligne pointillée correspond à la fonction exponentielle qui reproduit la distribution, et la ligne continue la valeur constante de μ dans LIMA. *Extrait de Taufour et al. (2018)**. (b) Distribution de la concentration totale de gouttes sur la POI16 pour la version de référence de LIMA (en rouge), et LIMA modifié utilisant le μ diagnostique (en vert) ou le μ médian (=4.21) (en bleu).

(Fig. 3.4a). Mais l'utilisation de μ diagnostique, ou de la valeur médiane de μ, corrige très faiblement la sous-estimation du nombre de gouttes, et ne constitue donc pas l'unique solution au problème (Fig. 3.4b).

L'exploitation des mesures aéroportées appliquée aux particules mixtes dans Taufour et al.(2018)* montre par ailleurs que la formulation diagnostique de concentration d'aggrégats neigeux dans LIMA (identique à celle d'ICE3) n'est pas appropriée, car elle varie à l'inverse du rapport de mélange. K.-I. Ivarsson (SMHI) est parvenu à la même conclusion avec ICE3 dans AROME, après avoir constaté que les propriétés optiques des nuages étaient en désaccord avec les observations. Une nouvelle formulation diagnostique de la concentration de neige pourrait constituer un point d'amélioration future des schémas ICE3 et LIMA.

La fin de thèse de Marie Taufour est consacrée à une étude de sensibilité sur l'initialisation des aérosols dans LIMA.

3.2.3 Amélioration de la paramétrisation des nuages sous-maille

Concernant les paramétrisations macrophysiques de Méso-NH/AROME, on savait qu'AROME présentait encore fréquemment un comportement trop "tout ou rien" de la fraction nuageuse avec un saut brusque entre 0 et 100 %. La thèse d'Emilie Perraud, de 2007 à 2010, dont j'ai participé au co-encadrement aux côtés de Sylvie Malardel, Fleur Couvreux, Odile Thouron, Joël Noilhan puis Valéry Masson, avait pour objectif d'évaluer les différentes distributions statistiques connues pour représenter la variabilité nuageuse sous-maille horizontale de couche limite, en se basant sur des données LES, puis de proposer la paramétrisation la plus adaptée aux modèles AROME et Méso-NH. Les principaux résultats sont présentés dans Perraud et al. (2011)* et résumés ci-dessous.

La première étape a consisté à rechercher la loi statistique permettant de représenter les PDF de LES, que sont les cas ARM (cumulus peu profond sur continent, Brown et al., 2002), BOMEX (cumulus peu profond sur océan, Siebesma et al., 2003), ACEheterog (stratocumulus hétérogène) et ACEhomog (stratocumulus homogène stationnaire) (Chosson et al., 2007). Ces LES ont été réalisées avec Méso-NH à des résolutions horizontales entre 50 m et 100 m. Pour un niveau vertical donné, le domaine entier de chaque LES est assimilé à une seule maille du modèle CRM. La variabilité nuageuse sous-maille horizontale est représentée par les distributions déduites des LES, qui doivent être approchées par des distributions statistiques théoriques, contraintes par les premiers moments statistiques empiriques que sont la moyenne, l'écart-type et l'asymétrie.

La première question était le choix de la variable prédictive la plus adaptée à la distribution. L'analyse a montré que la prise en compte de la variabilité sous-maille du contenu en eau totale r_t n'était pas suffisante pour diagnostiquer correctement la fraction nuageuse et le contenu moyen en eau nuageuse. L'écart local à la saturation s, défini par $s = a_l(r_t - r_{sat}(\theta_l))$ où a_l est un terme correctif calculé à partir de la définition de la saturation et de l'équation de Clausius-Clapeyron (Chaboureau and Bechtold, 2002), combinant les variabilités sous-maille du contenu en eau totale et de la température, doit être considéré, à l'instar de Sommeria and Deardorff (1977) et Mellor (1977), et contrairement à Tompkins (2002) qui avait négligé les fluctuations de température devant celles du contenu en eau totale pour des résolutions de modèles de climat (GCM).

Les PDF d'écart local à la saturation déduites des LES montrent des courbes en cloche, avec des asymétries dépendant du type de nuage, de l'altitude et de la phase du cycle de vie du nuage (Fig. 3.5). La plupart des distributions possèdent un mode principal et un mode secondaire (majoritairement humide) qui peut évoluer en une longue queue aplatie. Sur le cas de cumulus peu profonds épars (cas ARM), la méthode d'échantillonnage conditionnel de Couvreux et al. (2010) permet de montrer que le mode principal correspond aux points non nuageux (ciel clair) du domaine LES, tandis que les updrafts nuageux sont associés au second mode côté humide (Fig. 3.6). La présence du second mode est donc reliée à l'activité convective et aux structures cohérentes. Pour un stratocumulus fractionnaire, le premier mode est localisé dans la partie sèche de la distribution et le second mode dépend de l'activité ascendante/subsidente dans la couche nuageuse : près de la base, il est essentiellement associé aux updrafts, tandis que près du sommet il traduit les intrusions d'air sec. Pour un stratocumulus homogène stationnaire, la PDF est en quasi-totalité au dessus du seuil de saturation, ce qui signifie que la fraction nuageuse d'un CRM avoisine 100 %.

Plusieurs distributions théoriques, que sont les distributions triangulaire, Gamma, log-normale, Beta et double gaussienne comme combinaison linéaire de deux gaussiennes simples (Lewellen and Yoh, 1993; Larson et al., 2001, 2002), ont ensuite été comparées aux distributions déduites des LES, en utilisant la méthode de la "PDF assumée" pour déterminer les deux ou trois premiers moments statistiques de chaque distribution. Toutes les distributions unimodales, incluant la Beta, dont le coefficient d'asymétrie est contrôlable, ne permettent pas de représenter le second mode essentiel pour les cumulus. Seule la distribution double-gaussienne permet de représenter les deux

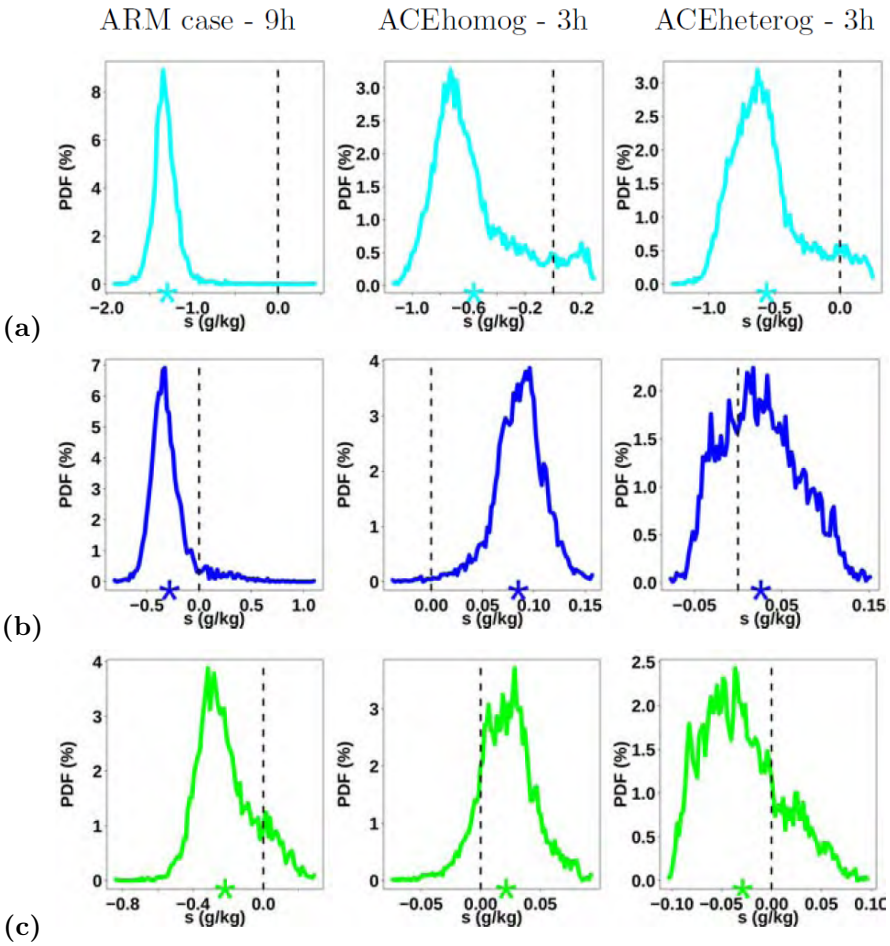


FIGURE 3.5 – Distribution LES de l'écart à la saturation s à l'intérieur de la couche nuageuse pour le cas ARM (colonne de gauche) et les cas ACEhomog et ACEheterog (colonnes du milieu et de droite) pour différents niveaux verticaux : (a) sommet de la couche nuageuse, (b) milieu du nuage et (c) base du nuage. Le pointillé vertical représente la saturation $s = 0$, et l'étoile sur l'axe des x la valeur moyenne de s. A noter que l'axe des y est différent d'une figure à l'autre. *Extrait de Perraud et al. (2011)*.*

modes, avec un second mode qui dérive si nécessaire vers une longue queue aplatie, et d'accéder à une approche unifiée pour les nuages de couche limite.

Une ébauche de paramétrisation de la distribution double gaussienne a enfin été proposée dans Perraud (2010), qui opère de la même manière que Neggers et al. (2009), à savoir que la maille CRM peut être divisée en une partie liée à l'environnement, correspondant au mode principal sec des distributions LES, et une partie convective liée aux thermiques correspondant au second mode humide. Chaque partie peut être représentée par une distribution simple gaussienne indépendante, dont la combinaison aboutit aux champs nuageux totaux à condition de connaître la part de thermique dans la maille. Les moments (moyenne et écart-type) de la première gaussienne du mode principal sec sont fournis par le schéma de turbulence (Cuxart et al., 2000) selon Redelsperger and Sommeria (1986). Perraud (2010) s'inspire de la paramétrisation de Lenderink and Siebesma (2000) pour proposer une formulation de la part de thermique de la maille et de l'écart-type pour le second mode. Elle présente de nombreuses similitudes avec celle de Jam et al. (2010), développée au même moment à partir des mêmes LES et de la même méthode d'échantillonnage conditionnel,

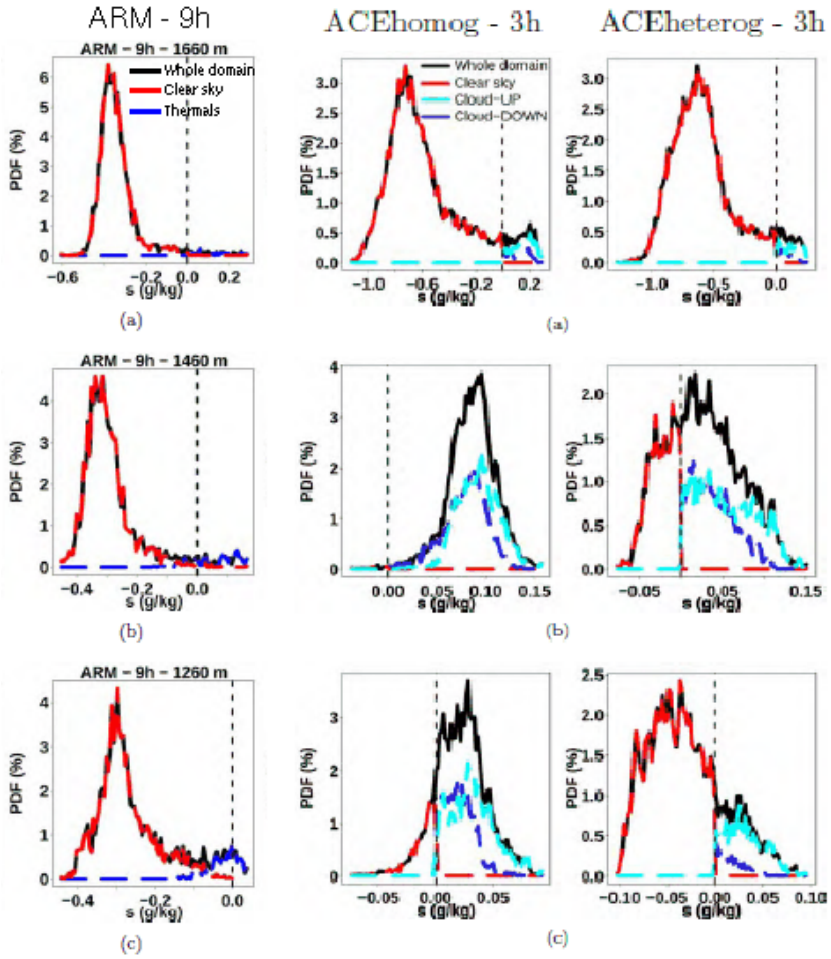


FIGURE 3.6 – Idem que Fig. 3.5 avec l'échantillonnage conditionnel : pour le cas ARM, la PDF du domaine total est en noir, celle du ciel clair en rouge, et la partie nuageuse ascendante en bleu azur ; pour les stratocumulus, la partie nuageuse ascendante est en bleu turquoise et la partie nuageuse subsidente en bleu azur *Extrait de Perraud et al. (2011)*.*

mais pour une maille de GCM. Si la paramétrisation de la seconde gaussienne selon Jam et al. (2010) est utilisée dans le modèle LMDZ, celle de Perraud (2010) est disponible dans AROME, mais n'a pas été adoptée dans AROME opérationnel car elle n'a pas montré d'amélioration sur les scores, en partie parce qu'aucune base de données d'observation n'a jusqu'alors permis de discriminer avec suffisamment de précision les différents schémas de nuages disponibles dans AROME. Une illustration est donnée sur le cas du 9/04/10 avec AROME, qui montre la nécessité d'une évaluation objective adaptée pour évaluer les différents schémas (Fig.3.7). Les perspectives sur cette thématique sont présentées en 5.2.1.

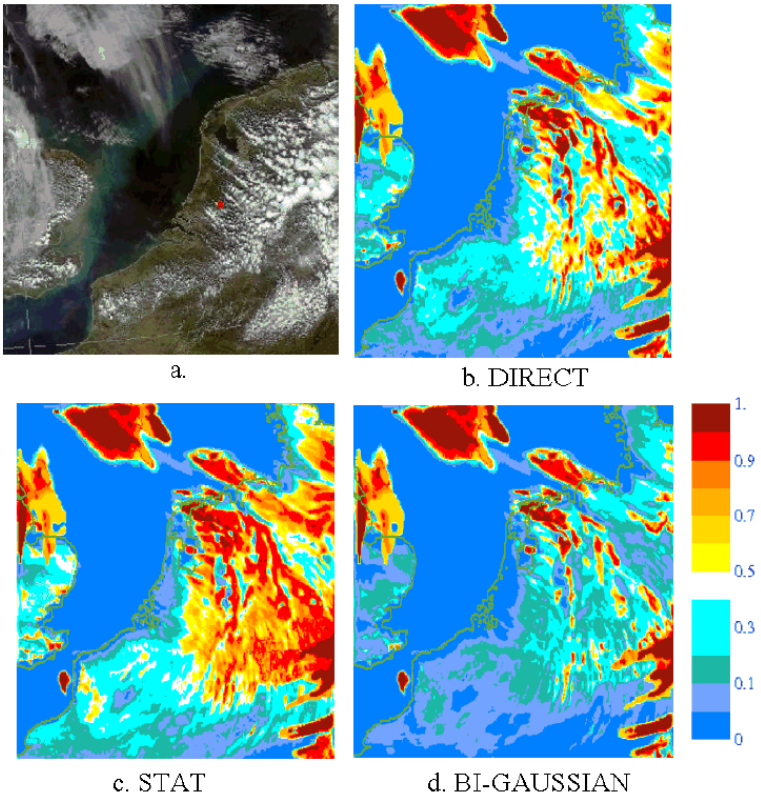


FIGURE 3.7 – a. Image satellite visible MSG du 9 avril 2010 à 12 :00 UTC ; b,c et d : Fraction nuageuse prévue par AROME avec 3 méthodes différentes : "DIRECT" est la méthode opérationnelle dans AROME qui ajoute la fraction nuageuse du schéma de convection peu profonde à celle diagnostiquée selon Chaboureau and Bechtold (2002) à partir des champs turbulents, "STAT" est opérationnelle dans HARMONIE (version d'AROME utilisée par la communauté HIRLAM), basée sur un updraft sec et un updraft humide, et "BI-GAUSSIAN" est la méthode proposée par Perraud et al. (2011)*. *Extrait de Seity et al. (2012)*.*

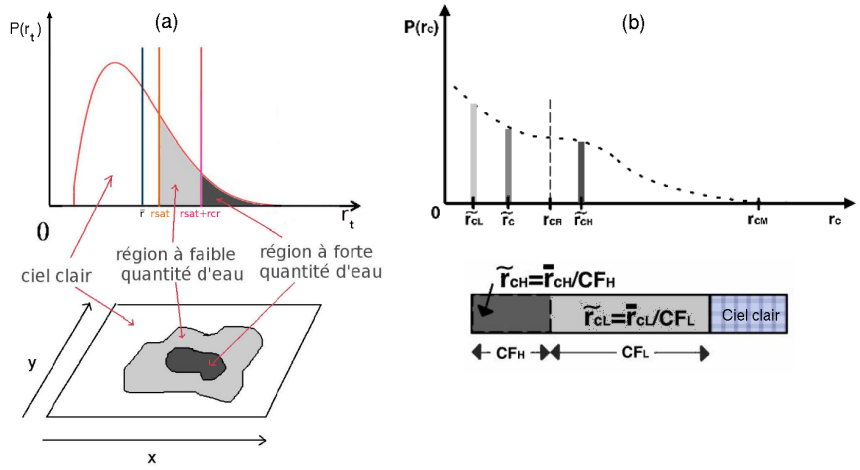


FIGURE 3.8 – (a) Principe de la PDF de l'eau totale r_t avec séparation de faible et fort contenu en eau nuageuse ; (b) Principe de la PDF d'eau nuageuse r_c avec la même séparation et la définition des contenus locaux $\tilde{r_{cL}}$ et $\tilde{r_{cH}}$ fonctions des sous-fractions nuageuses CF_L et CF_H. *Extrait de Turner (2011)*

3.2.4 Introduction de la pluie sous-maille

Partant du constat que l'ensemble des CRM tendent à sous-estimer les bruines de stratocumulus, ainsi que les petites pluies associées aux cumuli consécutives à des poches locales de précipitation, la thèse de Sandra Turner (2008-2011), que j'ai co-encadrée avec Jean-Lous Brenguier, avait pour objectif de développer un schéma de pluie sous-maille pour Méso-NH/AROME, sur la base de Bechtold et al. (1993) et en utilisant une approche par PDF : par analogie avec la PDF de condensation sous-maille, la précipitation est initiée dans la fraction sous-nuageuse où les contenus en eau liquide sont supérieurs à un seuil d'autoconversion. L'originalité du schéma tient au partitionnement de l'eau nuageuse pour la formation de la pluie, qui s'inspire du schéma Triplecoulds développé par Shonk and Hogan (2008) pour le rayonnement (Fig.3.8).

La valeur locale du contenu en eau nuageuse r_c dans la fraction nuageuse CF, définie par la PDF de r_c, est $\tilde{r_c} = \bar{r_c}/CF$, où $\bar{r_c}$ est la valeur moyenne du point de grille. La fraction nuageuse CF est séparée en deux parties CF_L et CF_H dans lesquelles les valeurs locales des contenus en eau nuageuse r_{cL} et r_{cH} sont respectivement plus basses et plus hautes que le seuil d'autoconversion du schéma microphysique r_{cR}, avec $CF = CF_L + CF_H$ et $\bar{r_c} = \bar{r_{cL}} + \bar{r_{cH}}$. Les valeurs moyennes $\bar{r_{cL}}$ et $\bar{r_{cH}}$ dans les sous-fractions nuageuses CF_L et CF_H sont les premiers moments de la PDF de r_c où $\tilde{r_{cL}}$ et $\tilde{r_{cH}}$ sont intégrés respectivement de 0 à r_{cR} et au dessus de r_{cR}. Il n'y a pas de production de pluie dans CF_L. De même, un contenu local en pluie est défini $\tilde{r_r} = \bar{r_r}/RF$, où RF est la fraction de pluie. La fraction de pluie dans la colonne du modèle est choisie égale au maximum des fractions de pluie aux niveaux où la pluie est formée. Les processus chauds du schéma microphysique ICE3 sont alors modifiés en fonction des valeurs respectives de RF, CF, CF_L et CF_H (Turner, 2011). Plusieurs PDF simples de r_c ont été considérées dans l'étude (rectangulaire, trangulaire rectangle, quadratique et triangulaire isocèle), sans rechercher de cohérence avec les PDFs étudiées dans le même temps par E.Perraud pour les nuages. On cherchera à corriger cet écueuil dans les perspectives (§ 5.2.1).

La paramétrisation a été évaluée à partir de deux campagnes de mesures : DYCOMS-II qui a documenté des stratocumulus (Sc) nocturnes sur l'océan le long de la côte californienne en 2001

(Stevens et al., 2003) et RICO sur des cumuli (Cu) de beau temps sur l'océan dans les Caraïbes (Rauber et al., 2007). La méthodologie a été la suivante : les mesures avion ont d'abord été analysées, puis ont servi à valider les simulations LES réalisées avec Méso-NH à 50 m (DYCOMS) et 100 m (RICO, VanZanten et al., 2011), afin que ces dernières permettent de compléter les statistiques. La paramétrisation a ensuite été testée sur des simulations Méso-NH 1D sur une maille de 2.5 km, basées sur ces mêmes LES, avec l'objectif de reproduire les résultats des LES.

Les PDF jointes de r_c et r_r observées sur les cas DYCOMS et RICO depuis la base jusqu'au sommet des nuages (Fig. 3.9) montrent une distribution modale de r_c pour les Sc, et une distribution plus asymétrique pour les Cu avec une valeur modale proche de 0 et une longue queue vers les valeurs plus élevées de r_c. Cela est directement lié à la couverture nuageuse, avec une couverture totale pour les Sc qui induit une fréquence nulle quand r_c tend vers 0. Dès que des bords de nuages sont introduits comme dans le cas de Cu, la PDF ne tend plus vers 0 mais contient un grand nombre de gouttelettes d'eau avec de faibles r_c correspondant aux bords des nuages. Ces résultats sont en accord avec ceux de Boutle et al. (2014a) obtenus récemment sur les observations de la campagne de stratocumulus VOCALS-REx et de la même campagne RICO.

Pour nos deux cas, les LES tendent à surestimer la probabilité de r_c élevés, surtout vers les sommets de nuage. Le biais est un peu corrigé par le schéma à 2 moments (Geoffroy et al., 2008) par rapport au schéma à 1 moment (ICE3). De plus, les observations se caractérisent par de fortes valeurs de r_c quand le r_r est faible et vice-versa, au contraire des LES qui produisent des valeurs concomitantes. Cependant, les LES, notamment celles utilisant le schéma à 2 moments, reproduisent assez bien les valeurs intégrées comme la fraction nuageuse, le LWP et le taux de précipitation reportées dans VanZanten et al. (2011) (Fig. 3.10a). Les LES ont donc pu être considérées comme une référence pour évaluer la paramétrisation.

En version unicolonne, la simulation sans pluie sous-maille ne permet pas de produire de la pluie au sol, au contraire de celles avec la pluie sous-maille, qui est en accord avec les grandeurs intégrées des LES, avec peu de différences suivant le choix de la PDF (Fig. 3.10b). Cela valide au premier ordre la paramétrisation.

Le schéma modifié par la pluie sous-maille a enfin été testé sur le cas du 27 mars 2009 caractérisé par des bruines sous Sc sur le Sud-Ouest : il permet de reproduire ces bruines, même si les quantités au sol sont encore un peu sous-estimées, au contraire des prévisions AROME et Méso-NH sans pluie sous-maille (Fig. 3.11). La paramétrisation a été implantée dans AROME lors d'un projet de modélisation réalisé par C.Abiven, Y.Léauté et V.Seigner, encadré par S.Riette et moi-même. L'amélioration sur le cas du 27 mars 2009 s'est confirmée, mais les scores sur un mois d'hiver étaient légèrement dégradés. Les perspectives de ce travail pour AROME et Méso-NH sont présentées en 5.2.1.

Les trois thèses que j'ai co-encadrées sur les paramétrisations des nuages et des précipitations ont ainsi permis de progresser sur trois schémas différents, dédiés à la microphysique, à la macrophysique des nuages et des précipitations. Il est également essentiel que les développements de ces schémas soient harmonisés et qu'ils interagissent correctement entre eux. Ce travail d'harmonisation a débuté : Benoît Vié intègre actuellement les nuages et la pluie sous-maille dans LIMA, et la perspective d'harmoniser les PDFs pour les nuages et les précipitations sous-maille est présentée en 5.2.1.

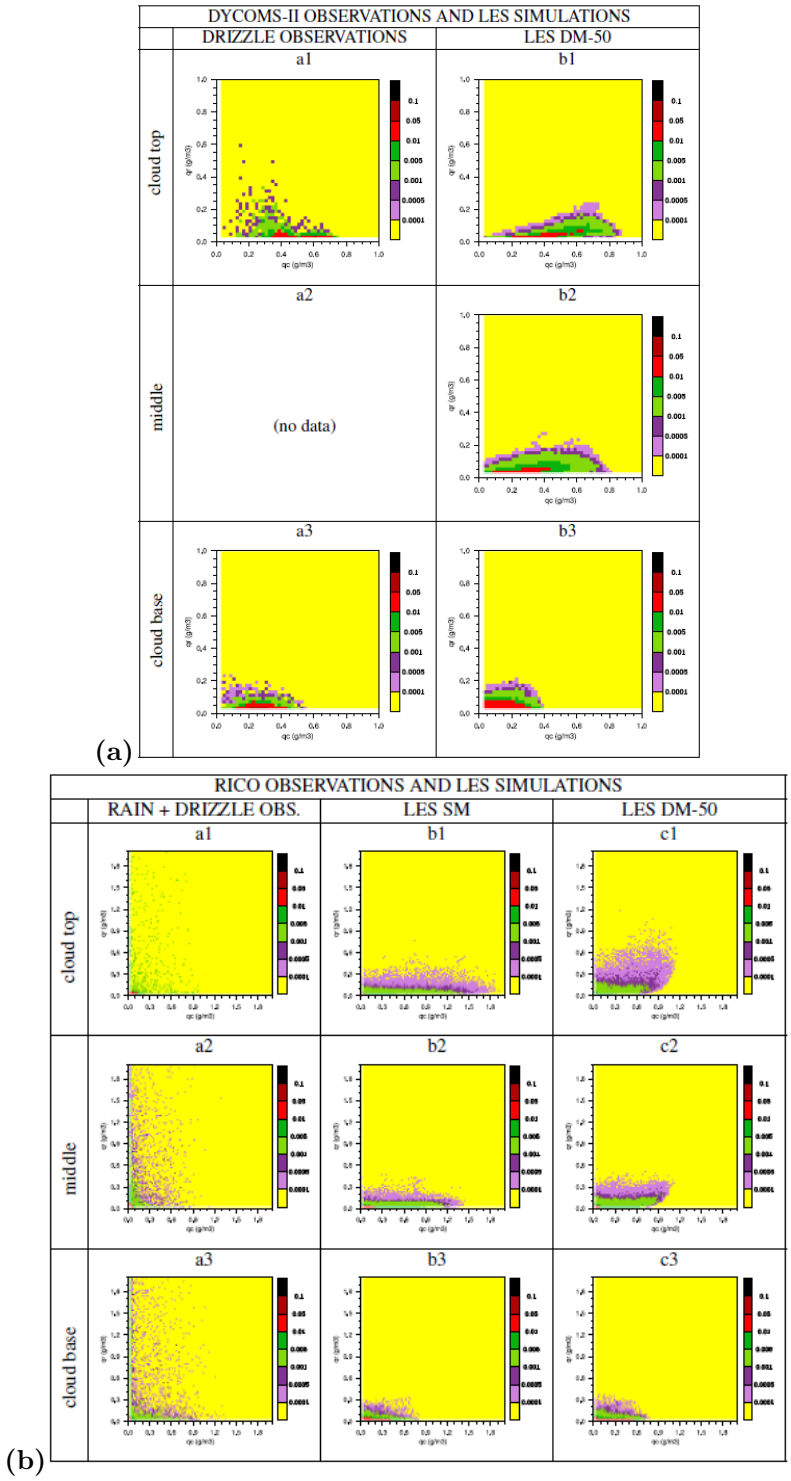


FIGURE 3.9 – PDFs jointes de r_c (en abscisse) et r_r (en ordonnée) (exprimés en humidité spécifique) pour le sommet des nuages (ligne du haut), le milieu (ligne du milieu) et la base (ligne du bas), utilisant les observations (colonnes de gauche), la LES à 2 moments avec 50 cm^{-3} CCN activés (LES-DM50) et la LES à 1 moment (LES-SM) de DYCOMS (a) et RICO (b). *Extrait de Turner et al. (2012)**

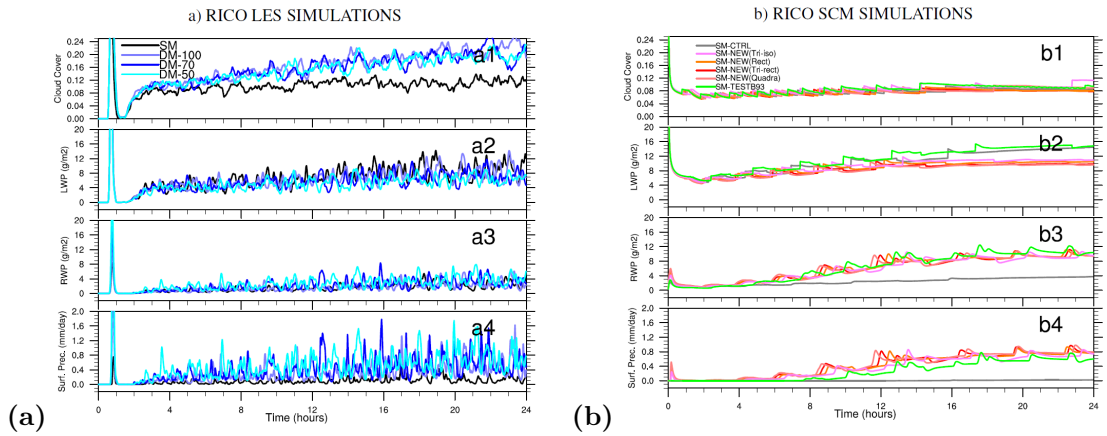


FIGURE 3.10 – Evolution temporelle moyenne sur RICO de la fraction nuageuse, du contenu en eau liquide intégré (LWP, g m^{-1}), en eau précipitante intégré (RWP, g m^{-1}) et en précipitation de surface (mm jour^{-1}) pour les simulations (a) LES et (b) SCM. Les simulations LES sont à un moment (SM, avec ICE3) ou à deux moments (DM, avec Geoffroy et al. (2008), avec 50, 70 et 100 cm^{-3} CCN activés), et les SCM sans pluie sous-maille (CTRL) ou avec pluie sous maille pour différentes PDFs. VanZanten et al. (2011) indique un pseudo-équilibre en fin d'épisode avec une fraction nuageuse autour de 0.19, un LWP de 12 g m^{-1} et un taux de précipitation de 0.3 mm jour^{-1}. *Extrait de Turner et al. (2012)**

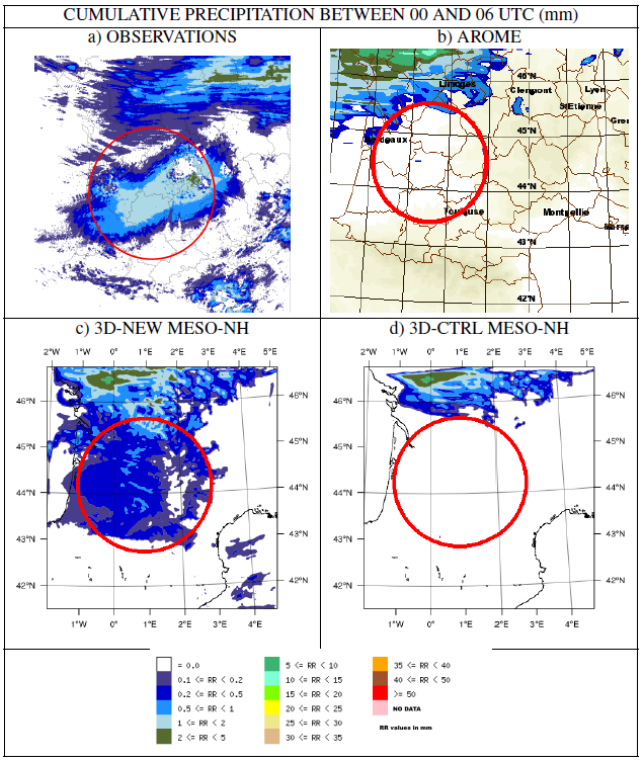


FIGURE 3.11 – Cumul de précipitation au sol (en mm) le 27 mars 2009 entre 00 :00 et 06 :00 UTC observé (a), prévu par AROME (b), simulé par Méso-NH avec la nouvelle paramétrisation (c) et avec la même microphysique qu'AROME sans pluie sous-maille (d). *Extrait de Turner et al. (2012)**

3.3 Turbulence dans les nuages convectifs profonds

Concernant la turbulence dans les nuages, on peut distinguer la turbulence dans les nuages de couche limite de ceux dans les nuages convectifs profonds. De nombreux travaux se sont intéressés à la turbulence dans la couche limite convective et ont montré la nécessité de paramétrer une turbulence non locale en plus d'une turbulence locale, afin de représenter les structures cohérentes. L'approche EDMF (Eddy Diffusivity Mass Flux, Hourdin et al., 2002; Soares et al., 2004), basée sur une méthode "eddy-diffusivité" de turbulence locale dans la partie inférieure de la couche limite, et une approche flux de masse produisant une turbulence non locale pour la production thermique dans la partie supérieure, concilie les deux. La turbulence non locale doit être représentée tant à méso-échelle que dans la zone grise de la turbulence, mais en étant réduite dans le second cas, la turbulence locale restant inchangée (Honnert et al., 2011). Honnert and Masson (2014) ont également montré que la contribution 3D de la turbulence devient nécessaire dans la zone grise pour la couche limite convective. D'autres approches ont été proposées pour la zone grise dans la couche limite convective, comme celle de Dorrestijn et al. (2013) basée sur une approche stochastique, ou celle de Boutle et al. (2014b), qui combine une longueur de mélange de méso-échelle (Bougeault and Lacarrère, 1989) à celle d'une LES (3D Smagorinsky) pour générer de la turbulence partiellement résolue. Cette longueur de mélange améliore significativement les pluies de nuages de couche limite de UM, et supprime la corrélation entre le taux de précipitation et la résolution spatiale.

Dans les nuages convectifs profonds aux résolutions kilométriques et sub-kilométriques, il est acquis qu'un schéma de convection profonde n'est plus approprié. Mais très peu d'études se sont intéressées à la représentation de la turbulence dans les nuages convectifs profonds, et à son adaptation à la zone grise de la turbulence. Ainsi, une raison possible des surestimations des fortes précipitations fréquemment observées aux échelles kilométriques (Fig.1.1) est que les CRM ne représentent pas suffisamment l'entraînement et le détraînement des nuages convectifs. La question de la bonne représentation des vitesses verticales (résolues et sous-maille) devient encore plus cruciale avec les schémas microphysiques à 2 moments, car les vitesses verticales contrôlent l'activation des aérosols et la concentration de gouttelettes (Malavelle et al., 2014), illustrant un autre aspect du couplage entre la dynamique et la physique. Dans les années 2000, des travaux au CNRM menés par Tomasini and Lafore (2004) avaient montré que les vitesses verticales résolues étaient trop fortes dans les systèmes convectifs simulés à une résolution kilométrique par manque de turbulence, notamment près des sommets des nuages, et avaient proposé une amplification de la longueur de mélange dans les nuages par un terme lié à l'évolution des gradients horizontaux d'eau totale non précipitante. Cette modification n'a toutefois jamais été validée. La thèse d'Antoine Verrelle (2012-2015), encadrée par Didier Ricard et moi-même, a repris cette problématique et a été consacrée à l'évaluation et à l'amélioration de la turbulence dans les nuages convectifs profonds. Les principaux résultats sont présentés ci-dessous.

3.3.1 Sensibilité à la résolution horizontale et à la paramétrisation de la turbulence

Le premier objectif de la thèse d'Antoine Verrelle était donc d'évaluer si la turbulence dans les nuages convectifs profonds est correctement représentée aux échelles kilométriques. Des simulations idéalisées de convection profonde ont été réalisées avec Méso-NH à des résolutions kilométriques (4km, 2 km, 1 km et 500 m) avec la turbulence 1D ou 3D de Cuxart et al. (2000). La convection est déclenchée par une bulle chaude dans une atmosphère fortement cisaillée (cas Weisman and Klemp, 1982). Elle génère une cellule qui se sépare en deux systèmes convectifs : un système multicellulaire (MC) composé de nombreuses cellules, et une supercellule (SC) composée d'une cellule unique. Ces

deux systèmes ont des caractéristiques différentes, avec le MC ayant un caractère assez prédictif, et une SC moins prédictive et fortement dépendante du cisaillement de vent.

Une analyse des caractéristiques statistiques de la convection sur les deux systèmes est présentée dans Verrelle et al. (2015)*. Elle montre que les pluies cumulées et la surface précipitante au sol augmentent au fur et à mesure que la résolution horizontale s'affine, ce qui ne correspond pas à une représentation "scale aware" de la convection. Les mouvements à 4 km sont sous-résolus et nécessitent un schéma de convection profonde. Aux résolutions plus fines, les différences entre les résolutions de 2 km et 1 km sont plus fortes qu'entre 1 km et 500 m.

La turbulence 3D induit plus de mélange que la turbulence 1D, augmente l'intensité des processus microphysiques, et modifie également la trajectoire de la supercellule en creusant l'anomalie de pression sur son flanc sud-est. Les différences entre turbulence 3D et 1D deviennent perceptibles dès 2 km, pointant la nécessité de tenir compte des gradients horizontaux de turbulence dès la résolution kilométrique dans les nuages convectifs. Une forte diffusion numérique ajoutée à la turbulence 1D ne permet pas de combler tout le déficit de variance d'énergie à plus grande échelle par rapport à la turbulence 3D. Cela pose la question de la nécessité d'une turbulence 3D dans AROME 1.3 km pour représenter les petits tourbillons à l'intérieur des nuages convectifs profonds, malgré le fait qu'AROME soit implicitement plus diffusif que Méso-NH. Les résultats sont cohérents avec Machado and Chaboureau (2015) qui ont obtenu un meilleur accord de l'organisation convective simulée avec les images satellites pour une turbulence 3D, la turbulence 1D surestimant le nombre de petites cellules convectives par exagération des mouvements résolus pour compenser le mélange turbulent insuffisant. Adlerman and Droegemeier (2002) ont également montré un déficit de turbulence sous maille sur des simulations de supercellules.

Le résultat le plus marquant de Verrelle et al. (2015)* est que le rapport entre l'énergie cinétique résolue et totale diminue avec l'augmentation de la résolution de 2 km à 500 m (Fig. 3.12) : ceci n'est pas satisfaisant car la contribution résolue doit normalement croître avec la résolution. Cela signe le manque de mélange turbulent dans les nuages convectifs profonds, notamment aux résolutions de 2 km et 1 km, en turbulence 3D comme 1D. Nous avons ainsi obtenu la preuve de la nécessité d'améliorer la paramétrisation de la turbulence dans les nuages convectifs aux échelles kilométriques, ce qui a constitué le second objectif de la thèse d'Antoine Verrelle.

3.3.2 Amélioration de la paramétrisation de la turbulence au coeur des nuages convectifs

La méthodologie a ensuite consisté à réaliser une LES de nuage convectif profond avec une résolution spatiale de 50 m, puis à appliquer la méthode par pavés, développée par Honnert et al. (2011), afin de quantifier les contributions résolues et sous-maille du transport, en déduisant des champs LES des champs de référence aux résolutions kilométriques (2 km, 1 km et 500 m). Antoine Verrelle a ensuite cherché à reproduire ces champs de référence à partir de simulations menées cette fois-ci aux résolutions kilométriques.

La LES présente un caractère réaliste, avec de fortes ascendantes dans le coeur convectif (jusqu'à 24 m s^{-1}) et des zones de vorticité caractéristiques de la turbulence. La TKE sous-maille déduite avec la méthode par pavés augmente logiquement lorsque la résolution spatiale diminue, les plus fortes valeurs étant localisées dans l'ascendance convective (Fig. 3.13).

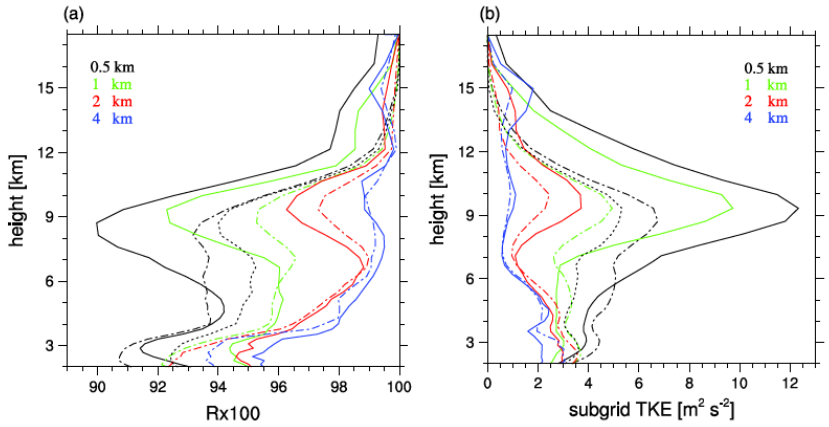


FIGURE 3.12 – Profils verticaux moyennés temporellement entre 100 et 150 min et spatialement des deux systèmes convectifs en mode Turbulence 3D (trait plein), Turbulence 1D (trait tireté) et Turbulence 1D avec forte diffusion numérique (seulement à 500 m, trait pointillé) : (a) Ratio R (en %) entre la TKE résolue et la TKE totale ; (b) TKE sous-maille (en m^2 s^{-2}). *Extrait de Verrelle et al. (2015)*

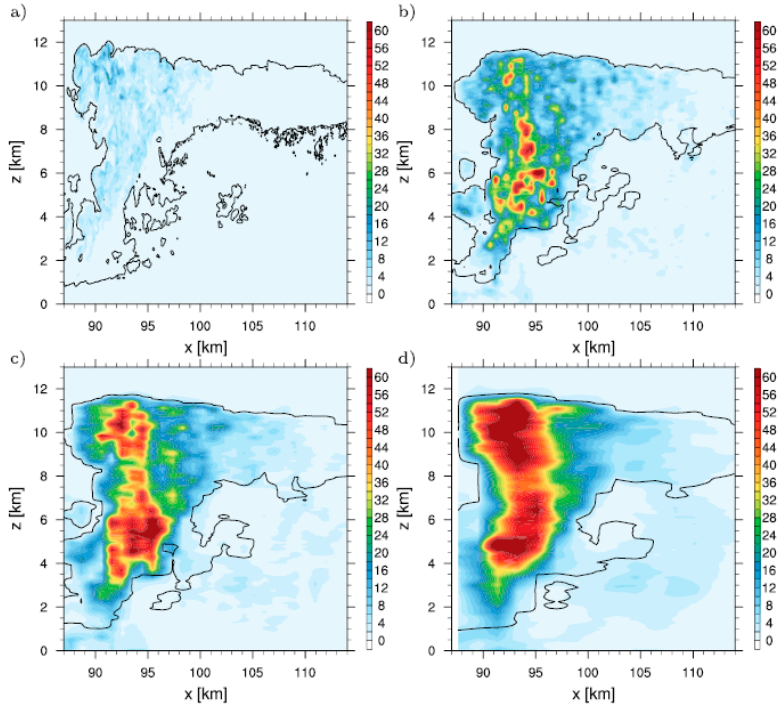


FIGURE 3.13 – Coupes verticales à travers le système convectif de la LES à t=175 min de l'énergie cinétique turbulente (en m^2 s^{-2}) (a) de la LES ; (b), (c) et (d) moyennée par pavés de 0.5 km, 1 km et 2 km. *Extrait de Verrelle et al. (2017)*

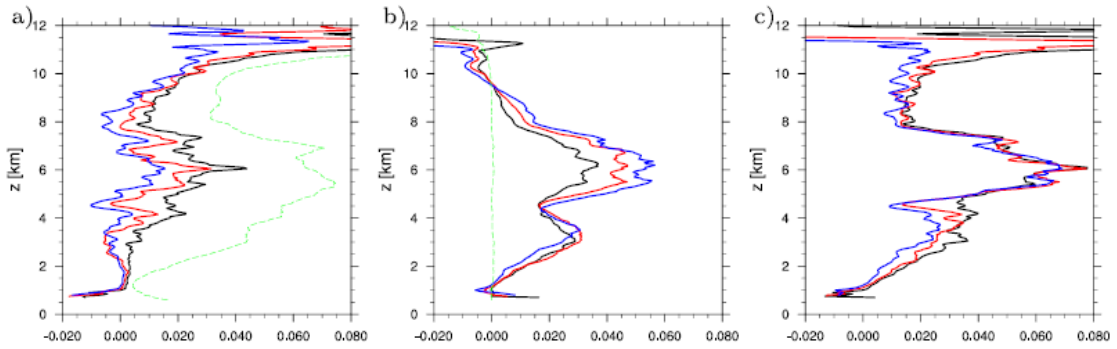


FIGURE 3.14 – Profils verticaux moyens dans les nuages matures de (a) la production dynamique DP, (b) la production thermique TP et (c) leur somme (en m^2 s^{-2}) pour la LES (pointillés verts) et déduite des moyennes par pavés à 500 m (noir), 1 km (rouge) et 2 km (bleu). *Extrait de Verrelle et al. (2017)*

La comparaison des variances dynamiques montre une anisotropie à toutes les résolutions avec un $\overline{w'^2}$ plus fort, l'anisotropie étant plus marquée à 2 km qu'à 500 m. A la résolution de la LES, la production thermique (TP) de TKE est négligeable devant la production dynamique (DP), la production dynamique étant élevée du fait des gradients horizontaux forts et conférant un caractère tridimensionnel à la turbulence (Fig. 3.14). A 500 m de résolution, les productions thermique et dynamique sont sensiblement du même ordre. A 2 km, la production de TKE est principalement d'origine thermique, et donc essentiellement unidimensionnelle. La somme des deux termes est assez peu différente suivant la résolution, ce qui signifie que les deux termes tendent à se compenser. C'est donc la production thermique qui contrôle l'augmentation de la TKE à la résolution plus grossière. Notre objectif est donc de l'augmenter à la résolution kilométrique pour corriger le déficit de TKE. La production thermique de TKE étant proportionnelle à $E_\theta \overline{w'\theta'_l} + E_{moist}\overline{w'r'_{np}}$, où $E_{\ theta}$ et E_{moist} sont des coefficients décrits dans Redelsperger and Sommeria (1986), on a donc chercher à paramétrer $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ suivant une nouvelle méthode.

Les profils verticaux moyens des flux thermodynamiques $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ déduits de la LES du nuage convectif profond font apparaître des zones à contre-gradient, situées autour du coeur convectif et près du sommet du nuage, les flux et gradients verticaux étant de même signe positif (Fig. 3.15). Il y a ainsi une analogie avec les zones de contre-gradient largement étudiées dans les couches limites convectives. Ces zones caractérisent une turbulente non locale associée à des structures cohérentes. Améliorer la représentation de la turbulence dans les nuages convectifs profonds nécessite donc d'introduire des structures à contre-gradient sur les flux thermodynamiques.

Des simulations à résolution kilométrique ont ensuite été réalisées par A. Verrelle sur ce même cas lorsque le régime de convection profonde est bien équilibré, avec différentes paramétrisations, en considérant comme référence la solution LES dégradée à la résolution kilométrique, dans l'objectif de réduire les vitesses verticales, d'augmenter la TKE et d'introduire des structures à contre-gradient sur les flux thermodynamiques (Fig. 3.16). Les résultats sont présentés dans Verrelle et al. (2017)*.

La simulation CTRL utilise le schéma de turbulence actuel de Méso-NH et AROME (Cuxart et al., 2000) en version 3D, basé sur la formulation en K-gradient des flux verticaux, définie par :

$$\overline{w'\theta'_l} = -K\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial z} \tag{3.1}$$

$$\overline{w'r'_{np}} = -K\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial z} \tag{3.2}$$

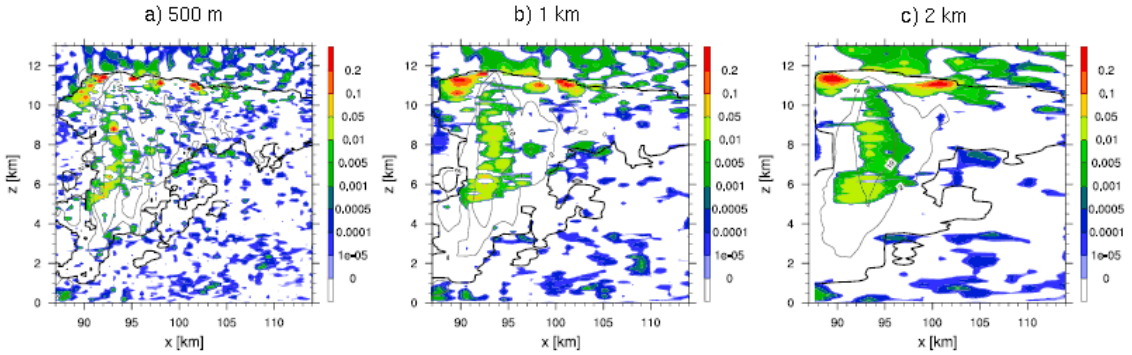


FIGURE 3.15 – Coupes verticales de $\overline{w'\theta_l'}^{\Delta x}.\overline{\frac{\partial \theta_l}{\partial z}}^{\Delta x}$ (en K^2 s^{-1}) déduit des moyennes par pavés à a) 500 m, b) 1 km et c) 2 km, avec surperposition des isocontours de vitesses verticales (2 et 10 m s^{-1}). *Extrait de Verrelle et al. (2017)*

où K est une fonction de diffusivité turbulente, et où la longueur de mélange de Bougeault and Lacarrere (1989) permet de fermer le schéma. CTRL sous-estime fortement la TKE, et produit une turbulence locale qui ne permet pas de restituer les structures en contre-gradient, tout comme les simulations avec des longueurs de mélange augmentées dans le nuage (DEAR pour la longueur de Deardorff (1980), ou 2BL pour 2 fois celle de Bougeault and Lacarrere (1989)) (Fig. 3.16b et c). La modification de la longueur de mélange ne constitue donc pas la solution a priori au problème posé.

Une autre approche est testée, adaptée des travaux de Moeng et al. (2010) et Moeng (2014), qui propose une paramétrisation des flux turbulents verticaux basée sur des gradients horizontaux. Elle découle d'une corrélation forte entre les flux turbulents et les flux de masse, et permet d'introduire une turbulence non locale associée à des structures cohérentes, qui présente des analogies avec l'approche EDMF pour la couche limite convective. Nous appliquons cette méthode, notée HGRAD, uniquement sur les flux verticaux thermodynamiques au dessus de la couche limite :

$$\overline{w'\theta_l'} = C\left(\frac{\partial \overline{w}}{\partial x}\frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial y}\frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial y}\right) \tag{3.3}$$

$$\overline{w'r_{np}'} = C\left(\frac{\partial \overline{w}}{\partial x}\frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial y}\frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial y}\right) \tag{3.4}$$

où $C = n\Delta x^2/12$.

La formulation en K-gradient est maintenue pour les autres flux dynamiques ainsi que sur l'ensemble des flux de la couche limite. La méthode HGRAD reproduit très bien la structure en contre-gradient des flux $\overline{w'\theta_l'}$ (Fig. 3.16f) et $\overline{w'r_{np}'}$, ainsi que la forme du profil vertical de TKE. L'augmentation de la TKE est compensée par une diminution de la vitesse verticale moyenne, qui reste cependant encore surestimée par rapport à la référence LES (Fig. 3.16d). Les résultats de cette formulation se sont également avérés concluants à toutes les résolutions kilométriques (2 km, 1 km et 500 m). Des tests de sensibilité au paramètre n de la constante C montrent qu'un réglage est nécessaire en fonction de la résolution : la valeur de 5 semble appropriée à la résolution de 1 km. A l'inverse, d'autres tests préliminaires où la formulation de Moeng (2014) est appliquée aux flux dynamiques n'ont pas montré d'amélioration par rapport à l'approche en K-gradient.

Ces travaux menés par A.Verrelle ont permis d'apporter une première amélioration à la représentation des flux turbulents de chaleur et d'humidité aux échelles kilométriques au coeur des nuages convectifs. La paramétrisation proposée a ensuite été testée sur les cas réels des POI 6 et 16 d'HyMeX par Nicolas Rochetin, post-doctorant co-encadré par Didier Ricard et moi-même : elle a

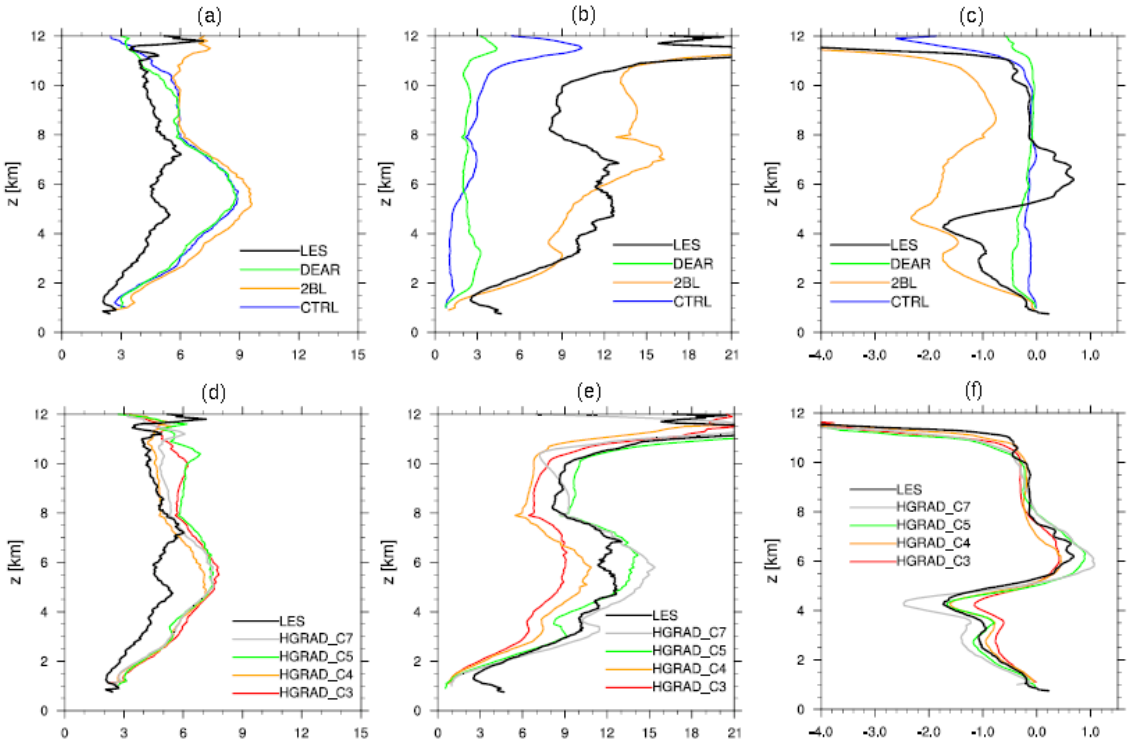


FIGURE 3.16 – Profils verticaux moyens dans les nuages matures de (a) et (d) la vitesse verticale (en m s^{-1}) ; (b) et (e) l'énergie cinétique turbulente (en m^2 s^{-2}) ; (c) et (f) le flux de chaleur sous-maille $\overline{w'\theta_l'}$ pour des runs à 1 km avec différentes longueurs de mélange (ligne du haut) et la paramétrisation selon Verrelle et al. (2015) avec différentes valeurs de n dans la formulation de C. *Extrait de Verrelle et al. (2017)*

montré une réduction des vitesses verticales et une augmentation de la TKE sous-maille dans les cellules convectives, avec une amélioration faible mais non négligeable de l'estimation des contenus en hydrométéores. Une poursuite de ces travaux est identifiée, qui se focalise sur la turbulence aux bords des nuages. Elle sera présentée en perspective dans la section 5.2.2.

3.4 Evaluation statistique des schémas à flux de masse dans AROME

Disposer de méthodes pertinentes d'évaluation des paramétrisations des nuages est une vraie question scientifique, indispensable à leur amélioration. Les intercomparaisons de simulations 1D sont un moyen fréquent et utile d'évaluer la capacité des paramétrisations à reproduire des LES ou des observations. Elles sont souvent réalisées sur une courte période représentative d'un évènement, mais ne sont pas statistiquement significatives en regard des simulations 3D opérationnelles, car elles ne peuvent pas rendre compte des interactions avec tous les autres processus et avec les points adjacents. Mon attention s'est plus spécifiquement portée sur l'utilisation de simulations 3D pour évaluer les paramétrisations, en participant d'une part au cas d'intercomparaison de modèles 3D en CRM et en LES sur un cas de transition de stratocumulus vers cumulus (présenté en 4.1), et en accompagnant d'autre part Sébastien Riette dans le développement d'une nouvelle méthode d'évaluation des nuages de couche limite, basée sur des runs AROME annuels sur de petits domaines.

Sébastien Riette a mis au point un cadre expérimental d'évaluation de différents schémas flux de masse de convection peu profonde d'AROME, à partir de runs 3D sur un an (runs quotidiens de 30 h) sur de petits domaines (108 x 108 points) à 2.5 km de résolution, centrés sur les cinq sites de radiosondages de métropole. Il permet de comparer les jeux simulés entre eux et aux observations de RS en terme de hauteur de couche limite et de profils verticaux de température, humidité et vent, et aux observations humaines SYNOP en terme de type de nuage et de base de nuage (mesurée par ceilomètre). La valorisation de cet outil est présentée dans Riette and Lac (2016), où cinq schémas en flux de masse d'AROME sont comparés : quatre schémas de type EDMF, dont le schéma opérationnel dans AROME (noté PMMC09, Pergaud et al., 2009) ; et le schéma de convection peu profonde de Bechtold et al. (2001), noté KFB, qui contrairement aux précédents schémas de type EDMF, initialise l'updraft à la base du nuage et non plus au sol, et est seulement actif dans la partie nuageuse et non dans la couche limite sèche.

Le premier constat est que, pour tous les paramètres investigués, les différences entre les simulations sont plus faibles que les différences entre simulations et observations. Compte tenu de la diversité des schémas impliqués, l'amélioration actuelle du modèle repose donc peu sur l'amélioration des schémas de couche limite. Ceci étant, la comparaison des hauteurs de couche limite permet de séparer les cinq schémas en deux groupes : le premier groupe, qui inclut PMMC09, présente pour toutes les saisons et tous les sites une hauteur de couche limite h plus faible que le second groupe, qui inclut KFB (Fig.3.17). En moyenne sur les cinq sites et sur un an, le premier groupe tend à sous-estimer h et le second à la surestimer. Cependant, les scores sont un peu moins favorables à KFB. De plus, pour les couches limites sèches, les schémas EDMF sont meilleurs que KFB qui est inactif, ce qui signifie qu'un mélange non-local est nécessaire.

Les deux groupes ressortent aussi de la comparaison aux profils verticaux de température, d'humidité et de vent : le premier groupe développe des updrafts plus forts que le second, et notamment que KFB. A l'intérieur du premier groupe, le changement de la formulation d'entraînement/détraînement et de l'équation de la vitesse verticale fait légèrement décroître l'intensité du transport, et augmenter les contenus en eau nuageuse au sommet de la couche limite dans les cas humides, mais les performances sont assez proches. Le changement de fermeture diminue plus significativement l'intensité du transport : ceci est positif pour les profils de vent, mais nettement moins pour les profils d'humidité et la base des nuages qui est sous-estimée. Le schéma opérationnel d'HARMONIE (version d'AROME utilisée par la communauté HIRLAM), construit différemment des autres schémas EDMF, présente également des résultats intéressants.

Pour conclure, cette étude n'a donc pas initié de changement dans la configuration opérationnelle d'AROME du fait du bon comportement relatif de PMMC09. Elle a proposé un cadre d'évaluation

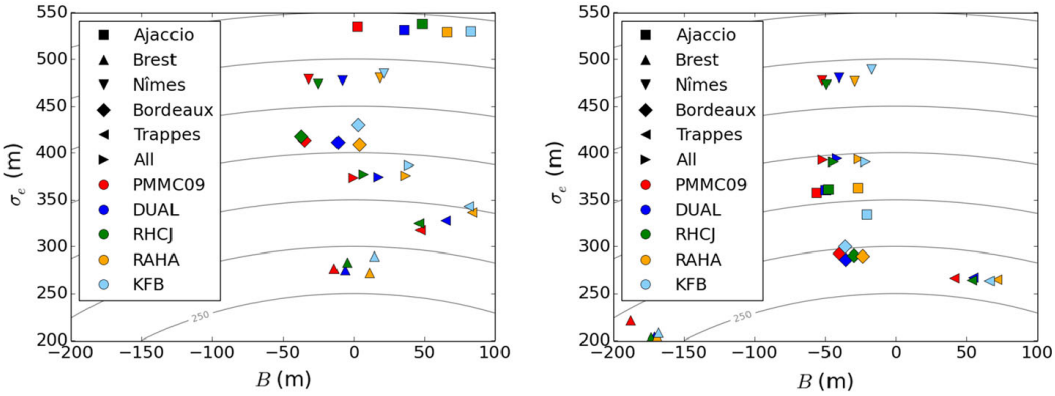


FIGURE 3.17 – Scores de hauteurs de couche limite déterminées à partir du nombre de Richardson bulk pour les cas humides (à gauche) et secs (à droite), pour les 5 cinq sites de RS et la moyenne sur tous (All), avec le biais B (en m) en abscisse, l'écart-type σ_e (en m) en ordonnée, et l'erreur quadratique moyenne en contours. Les schémas sont : le schéma opérationnel dans AROME (noté PMMC09 Pergaud et al., 2009) ; le schéma RHCJ, qui diffère de PMMC09 sur les taux d'entraînement/détraînement et l'équation de la vitesse verticale proposés par Rio et al. (2010), en gardant la même fermeture que PMMC09 ; le schéma RAHA, qui diffère de RHCJ par la fermeture selon Rio and Hourdin (2008) ; le schéma opérationnel dans HARMONIE donné par Neggers et al. (2009), noté DUAL ; et enfin le schéma de convection peu profonde de Bechtold et al. (2001), noté KFB. *Extrait de Riette and Lac (2016)*

des paramétrisations de couche limite intéressant à utiliser pour des études et des tests précédant un changement de configuration opérationnelle d'AROME. Une prochaine étape sera d'évaluer les profils nuageux simulés, en comparant pour cela aux données du réseau CloudNet.

Les différentes thèses que j'ai co-encadrées sur la physique des nuages ont ainsi permis de progresser séparément sur les paramétrisations de la microphysique, de la macrophysique, et sur la turbulence dans les nuages convectifs profonds. Il s'agit maintenant de pouvoir évaluer ces différentes avancées dans une approche intégrée avec Méso-NH, en investiguant les interactions entre les différents schémas, que sont la turbulence, la microphysique et la macrophysique, ainsi que le schéma de rayonnement. Ce point sera discuté en 5.2.2.

CHAPITRE 4

Modélisation pour l'étude des processus

Bien que les développements des parties dynamique et physique des modèles soient strictement séparées, le couplage des paramétrisations physiques et de la dynamique du fluide résolu est important. La physique va créer des forçages qui vont en retour influencer la dynamique. J'ai ainsi pu mener un certain nombre d'études de processus mettant en jeu les interactions entre la dynamique et la physique. Je choisis d'illustrer ce couplage sur trois phénomènes que j'ai étudiés, notamment au travers de thèses que j'ai co-encadrées : les transitions de stratocumulus vers cumulus, les transitions extra-tropicales et le brouillard.

Par ailleurs, le modèle de recherche Méso-NH m'a offert l'opportunité de participer au développement de couplages innovants, tels que la propagation des feux de forêt, la dispersion de polluants, la propagation acoustique ou le transport de neige par le vent, résumés dans Lac et al. (2018) et présentés ci-après.

4.1 Transition de stratocumulus vers cumulus

Le régime de transition de stratocumulus vers cumulus (SCT) est probablement un des régimes les plus complexes à modéliser, de par la variété des processus physiques mis en jeu. Il implique une interaction forte entre la physique et la dynamique sur une large gamme d'échelles. Les nuages absorbent et réfléchissent le rayonnement solaire, les processus étant contrôlés par la dimension des gouttelettes. Si le nuage est suffisamment épais et si l'atmosphère au dessus est claire, il émet plus dans l'infrarouge qu'il n'absorbe, ce qui mène à un fort refroidissement au sommet (Duynkerke et al., 1995). La relaxation de chaleur latente associée à la condensation et à l'évaporation des gouttelettes contrôle l'intensité des mouvements ascendants et subsidents, et l'évaporation partielle des précipitations humidifie et refroidit localement sous le nuage, menant à la formation de cellules ouvertes (Wang and Feingold, 2009). Le ratio entre la production dynamique et thermique de la turbulence contrôle l'organisation du nuage en rues, en rouleaux ou en cellules convectives (Brümmer, 1999; Gryschka and Raasch, 2005; Salesky et al., 2017). La turbulence dans le nuage amène du mélange avec l'air au dessus de l'inversion par l'entraînement d'air au sommet, et ce processus pilote l'évolution de la couche nuageuse (Stevens, 2002). Comme le refroidissement radiatif et le mélange au sommet ont lieu sur des échelles spatiales inférieures à la résolution verticale des modèles, les modèles ont beaucoup de difficultés à représenter la transition nuageuse. Les SCT sont souvent pilotées par une advection nuageuse horizontale sur une surface plus chaude, comme par exemple sur les océans subtropicaux, ou à hautes latitudes lors de phénomènes appelés “cold air outbreak ”(CAO).

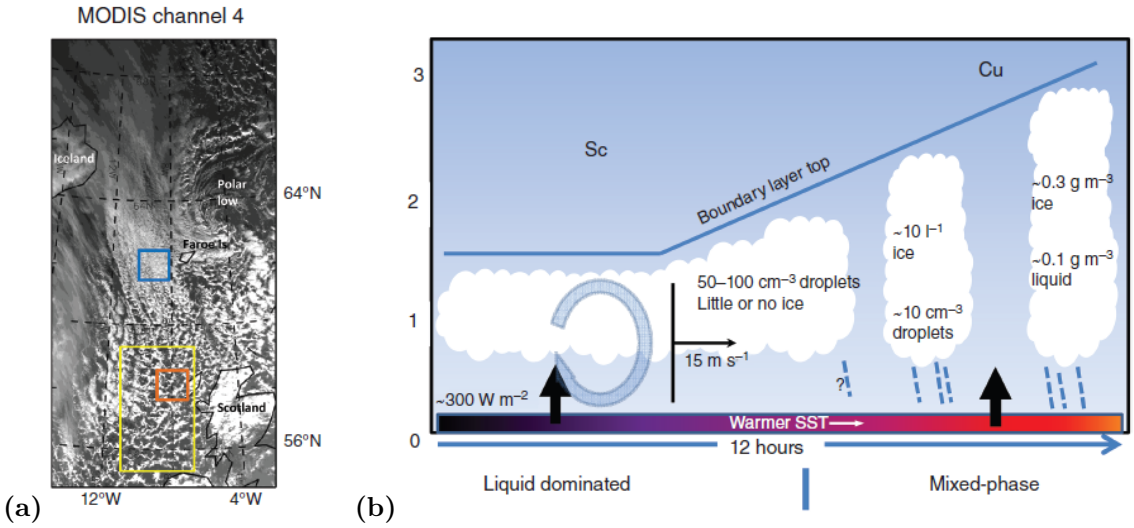


FIGURE 4.1 – (a) Image MODIS du 31 janvier 2010 à 1200 UTC. Le carré bleu indique la région des stratocumulus, le carré rouge celle des cumulus. (b) Evolution schématique des nuages lorsque l'air descend du nord (à gauche) vers le sud (à droite) pendant 12h. *Extrait de Field et al. (2017)**

Le cas d'étude CONSTRAIN est relatif à la situation du 31 janvier 2010, décrit dans Field et al. (2014), qui est un CAO entre l'Islande, la Norvège et l'Ecosse piloté par une intense dépression maritime ("polar low "). Le flux apporte de l'air provenant de la mer Arctique sur des eaux progressivement plus chaudes. La zone au nord-ouest des îles Féroé est caractérisée par une couverture de stratocumulus assez compacte dominée par les espèces microphysiques liquides (Fig. 4.1). Plus au sud, sur des mers plus chaudes, la couche limite s'épaissit et les nuages évoluent vers des cumulus d'une épaisseur maximale de 3 km, contenant des espèces mixtes comme l'attestent les mesures aéroportées. La simulation du cas CONSTRAIN implique une microphysique nuageuse complexe, avec la présence de nuages en phase mixte, et une SCT. Ce cas a donné lieu à trois exercices d'intercomparaison de modèles dans le cadre du projet GreyZone du Working Group on Numerical Experimentation (WGNE) du Word Climate Research Programme (WCRP), qui visait l'exploration du transport convectif et des processus nuageux dans les modèles à différentes résolutions. Un des principaux objectifs du projet était d'investiguer le caractère "scale aware"des paramétrisations de la convection. Les exercices ont concerné les GCM (Tomassini et al., 2017), les CRM (Field et al., 2017)* et les LES (De Roode et al. (2018)*, soumis au BAMS). J'ai participé à l'exercice concernant les CRM avec Méso-NH (et Rachel Honnert avec AROME), et à celui concernant les LES avec Méso-NH, avec l'objectif de mieux comprendre les processus impliqués dans les SCT, et d'évaluer la capacité de Méso-NH à les représenter aux différentes résolutions.

4.1.1 Intercomparaison des CRM

Les modèles ayant participé à l'exercice sont : UM, WRF avec 2 versions notées NCAR et NOAA, NHM (Japon), ASUCA (Japon), Méso-NH, AROME, ALADIN et EC (Environnement Canada). Ils sont couplés à ECMWF, sauf AROME et ALADIN couplés à ARPEGE, avec un run de 24h à partir de l'analyse du 30 janvier 2010 à 12 UTC. Les résultats sont analysés à T+24 h. Tous les modèles utilisent une microphysique mixte à 1 moment sauf EC et WRF-NCAR qui utilisent des schémas mixtes à 2 moments. Les résolutions horizontales sont de 16, 8, 4, 2 et 1km (sauf AROME à 4, 2 et 1km) sur un domaine de 1600 km (nord-sud) x 800 km (ouest-est), avec paramétrisation de la convection ("*Conv on* ") ou non ("*Conv off* "). A 16, 8 et 4 km, le schéma de

convection de Méso-NH est celui de Bechtold et al. (2001) pour la convection profonde, et celui de Pergaud et al. (2009) pour la convection peu profonde. A 2 et 1 km pour Méso-NH, tout comme à 4, 2 et 1 km pour AROME, le schéma de convection peu profonde est celui de Pergaud et al. (2009). Enfin, les deux modèles activent la condensation sous-maille. L'analyse des résultats sur deux zones bien distinctes (carrés bleu et rouge de la Fig. 4.1a) permet de cibler les différences entre stratocumulus (Sc) et cumulus (Cu).

Si l'ensemble des simulations reproduisent bien la dépression polaire, des différences significatives apparaissent notamment sur la zone de Sc, avec des rues de nuages pour certains, jusqu'à des pavés rapprochés pour d'autres (la Fig. 4.2 donne l'exemple de UM - à 16 km et 1 km-, Méso-NH - à 16 km et 1 km- et AROME - à 4 km et 1 km), alors que l'observation indique des cellules nuageuses étendues et fermées (Fig. 4.1). Sur la zone de Sc à 1 km, Méso-NH développe des petits cumuli avec une forte densification, alors qu'AROME a une couche nuageuse plus homogène mais non complète sur la zone, et qui évolue en nuages ondulatoires un peu plus au sud avant de former des cumulus. Mais la différence la plus marquée est que le schéma EDMF n'est pas actif dans AROME à 1 km en terme de couverture nuageuse, menant à des résultats identiques entre *Conv on* et *Conv off*, contrairement à Méso-NH qui présente un meilleur accord aux observations satellites dans le cas *Conv on* que *Conv off*. A physique équivalente et dynamique différente, le couplage entre la dynamique et la physique s'opère donc différemment entre les deux modèles sur la représentation des nuages, cette différence pouvant être liée à la différence de résolution effective. A 1 km avec UM en particulier et Méso-NH à un degré moindre, on peut par ailleurs noter que les structures nuageuses sont plus fines en *Conv off* qu'en *Conv on*, lié au fait que le transport sous-maille limite la variabilité des champs résolus.

Je choisis dans la suite de privilégier la présentation des résultats avec *Conv on* car il est assez bien établi avec AROME opérationnel et Méso-NH, que les simulations jusqu'à 4 km nécessitent un schéma de convection profonde, et qu'à 2 km et 1 km, le schéma EDMF est nécessaire (Honnert et al., 2011). Ce dernier point est confirmé sur ce cas d'étude puisque toutes les comparaisons aux observations montrent pour Méso-NH et AROME (sauf à 1km pour AROME où l'impact est nul) des biais plus faibles avec *Conv on*.

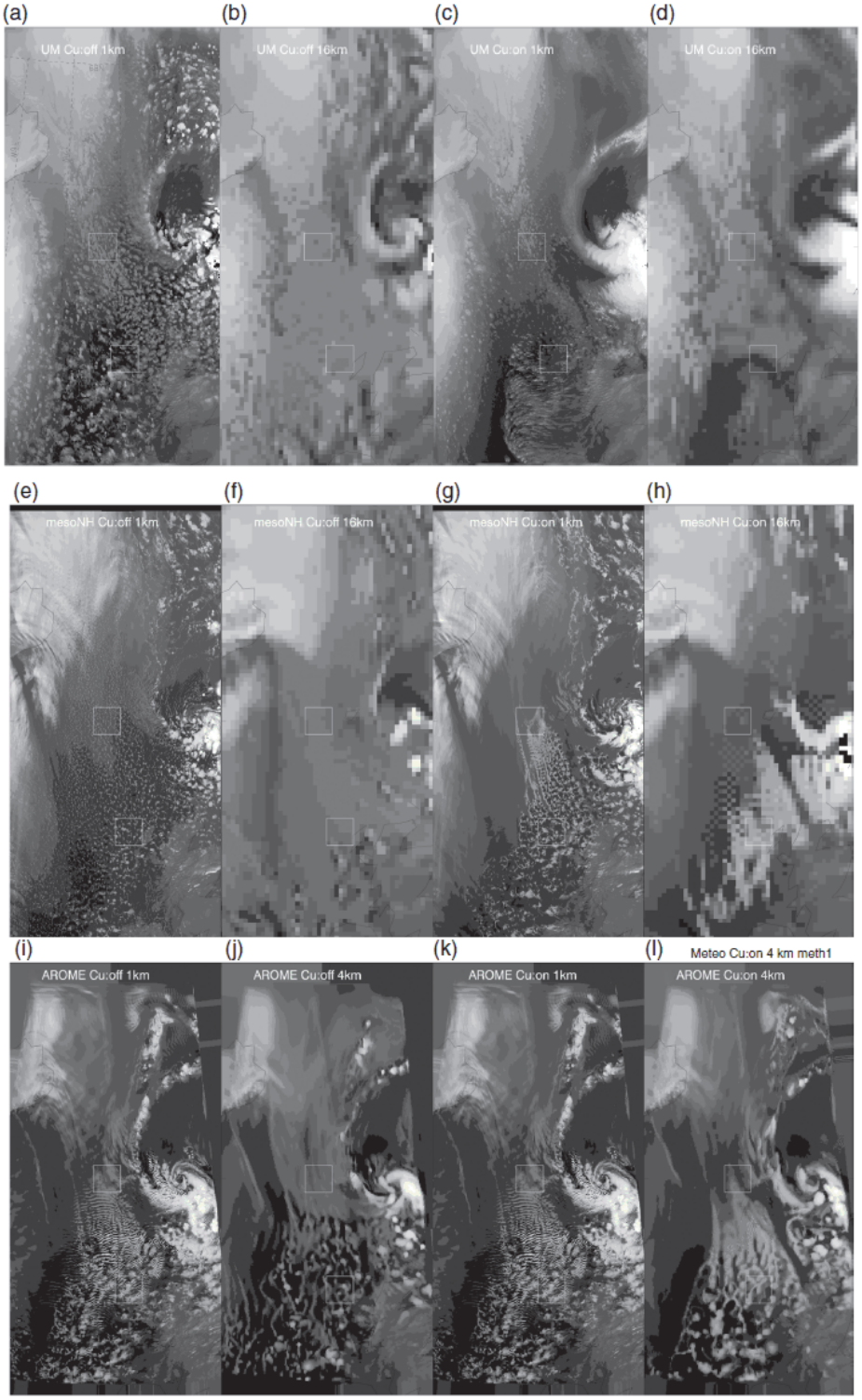


FIGURE 4.2 – Flux grandes longueurs d'ondes (LW) sortant au sommet de l'atmosphère pour les modèles UM (en haut), Méso-NH (au milieu) et AROME (en bas), avec de gauche à droite, 1 km *Conv off*, 16 km *Conv off* (4 km *Conv off* pour AROME), 1 km *Conv on*, 16 km *Conv on* (4 km *Conv on* pour AROME). *Extrait de Field et al. (2017)**

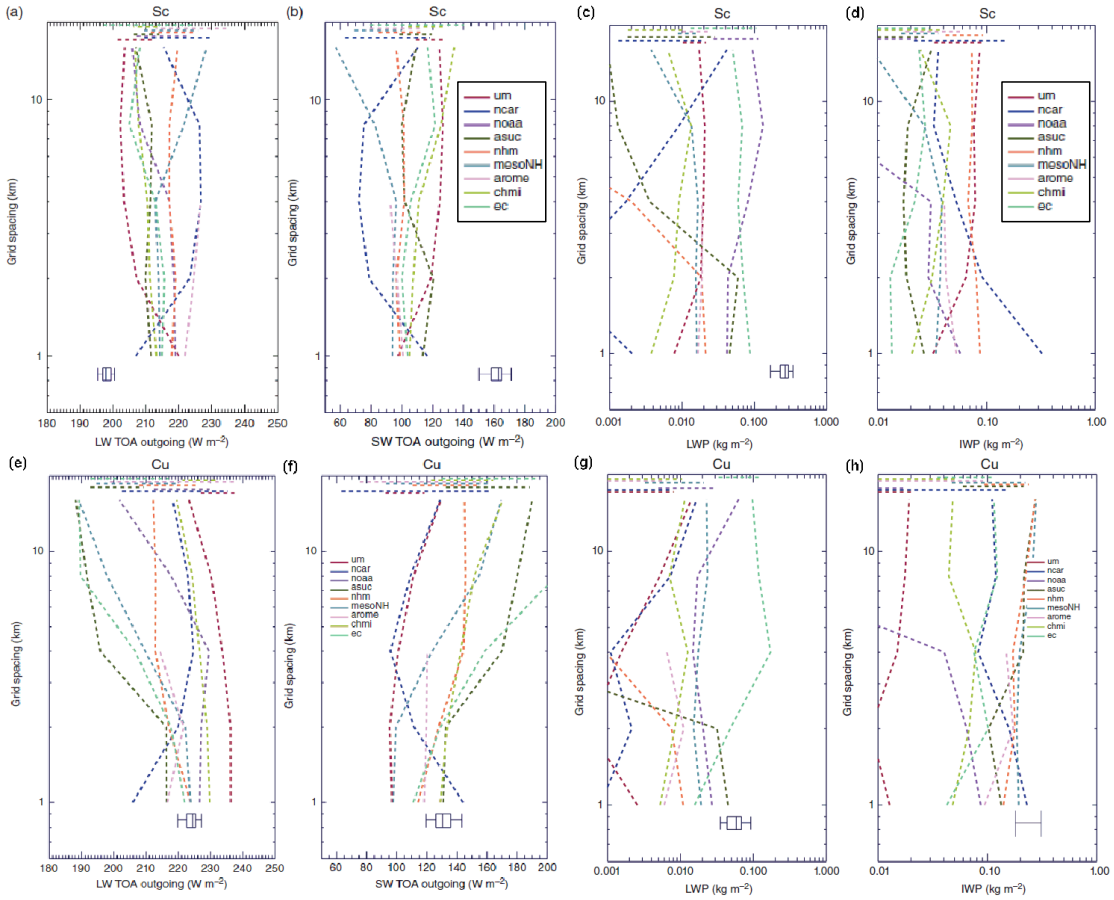


FIGURE 4.3 – Valeurs moyennes simulées en *Conv on* sur la zone 100 km x 100 km de stratocumulus (en haut) et cumulus (en bas) des flux sortants au sommet de l'atmosphère LW (a et e) et SW (b et f) (en W m^{-2}), des contenus intégrés en eau liquide (c et g) et en glace (d et h) (en kg m^{-2}) en fonction de la résolution avec l'estimation déduite des images satellites pour les flux radiatifs et des mesures aéroportées pour les contenus en boîte à moustaches (en bas des graphes). *Extrait de Field et al. (2017)**

La figure 4.3 représente les flux grandes longueurs d'ondes (LW) et courtes longueurs d'ondes (SW) sortants au sommet de l'atmosphère, et les contenus intégrés en eau nuageuse liquide (LWP) et glacée (IWP) pour les 2 zones de Sc et Cu et toutes les résolutions en *Conv on*, avec comparaison aux observations. Pour la zone de Sc, tous les modèles surestiment le LW sortant entre 10 et 30 W m^{-2} et sous-estiment le SW sortant entre 20 et 100 W m^{-2}, quelle que soit la résolution, suggérant une couverture nuageuse insuffisante. De la même manière, les LWP sont largement sous-estimés. Les erreurs sont assez voisines entre Méso-NH et AROME. Une des conclusions importantes de cette étude sur les CRM est que les modèles de méso-échelle sous-estiment la couverture nuageuse des Sc dans les CAO, probablement du fait d'un mélange insuffisant.

L'écart des simulations avec les observations est plus faible sur la zone de Cu, et tend à se réduire quand la résolution s'affine. A 1 km, les flux radiatifs de Méso-NH et AROME sont assez bien restitués, mais le LWP reste un peu sous-estimé, notamment pour AROME (Fig.4.3g). Les observations des vols avions suggèrent des contenus en eau liquide surfondue jusqu'à 0.03 g kg^{-1} entre 2000 et 2500 m, largement sous-estimés par la plupart des modèles, dont Méso-NH et AROME (Fig.4.4a).

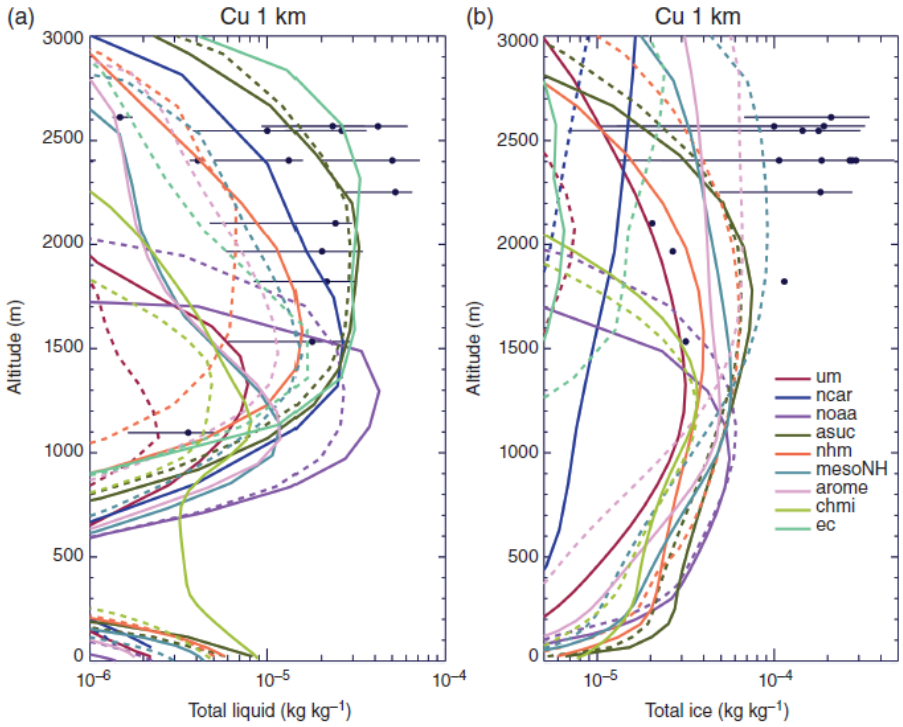


FIGURE 4.4 – Profils moyens dans la zone convective pour les simulations à 1 km du contenu total en eau liquide (a) et en glace (b) (en kg kg^{-1}). Les points représentent les observations avion et les lignes horizontales les écarts interquartiles pour chaque leg d'avion. Les courbes en pointillés représentent les simulations *Conv on*, et en trait plein *Conv off*. *Extrait de Field et al. (2017)**

Inversement, Méso-NH et AROME produisent un IWP (Fig.4.3h) et des contenus en eau nuageuse glacée entre 1500 m et 3000 m (Fig.4.4b) plus élevés et plus en accord que les autres modèles. Cet exercice confirme pour Méso-NH et AROME la nécessité d'améliorer la représentation de l'eau surfondue dans les nuages mixtes, qui est pour le moment sous-estimée (cf 5.3.2).

Enfin, de manière générale en *Conv on*, les modèles ne traduisent pas un caractère "scale aware" des paramétrisations de la convection. Cependant, entre 1 km et 4 km, AROME et Méso-NH ont un comportement assez satisfaisant de ce point de vue.

4.1.2 Intercomparaison des LES

L'approche menée dans l'intercomparaison des modèles LES (De Roode et al., 2018)* est dite quasi-lagrangienne afin d'aider à conceptualiser la SCT : la surface est forcée par une température de surface de la mer (SST) prescrite qui augmente au cours du temps afin de représenter l'advection du domaine vers le sud-est, caractérisé par des eaux plus chaudes. La résolution horizontale est de 250 m, et de 25 m verticalement. Le rayonnement est interactif et un forçage par subsidence et par vent géostrophique est appliqué. Les modèles participants sont DALES, MPI, LEM-UM, PALM, UTAH et Meso-NH et ont utilisé une microphysique chaude ou mixte (Kessler et ICE3 pour Méso-NH).

Les résultats présentés dans de De Roode et al. (2018)* sont principalement analysés avec la microphysique chaude. Si les modèles CRM ont montré des difficultés à représenter une couche de Sc suffisante, tous les modèles LES simulent une couverture de Sc qui se maintient pendant les 14 heures de simulation, dont le sommet tend à s'élever durant son advection vers le sud (Fig. 4.5a). La difficulté de certains modèles se situe en revanche dans le morcellement des Sc au cours de la progression, insuffisant pour certains modèles comme SAM et DALES qui conservent une fraction nuageuse de 1 (Fig. 4.5b). Ces deux derniers simulent un LWP plus élevé que les autres modèles, qui eux produisent un LWP relativement stationnaire (Fig. 4.5c).

Tout comme pour la SCT des régions subtropicales étudiée dans De Roode et al. (2016), les flux de chaleur sensible (SHF) montrent des valeurs assez constantes durant la transition, alors que les flux de chaleur latente (LHF) tendent à augmenter du fait de l'advection sur des eaux plus chaudes (Fig. 4.5e et f). Les valeurs de SHF sont en revanche un ordre de grandeur plus élevées que sur les eaux subtropicales, entre 100 et 150 $\mathrm{W\,m^{-2}}$, ce qui explique en partie l'évolution plus rapide du sommet de la couche nuageuse. Le taux d'entraînement, diagnostiqué selon Mellado (2017) en fonction de l'évolution temporelle de l'épaisseur de la couche limite et de la subsidence, est de ce fait également plus élevé, avec des valeurs généralement comprises entre 2 et 4 $\mathrm{cm\,s^{-1}}$ (Fig. 4.5h). Les valeurs de LHF sont quant à elles presque deux fois plus élevées que celles de SHF, notamment pour Méso-NH qui produit les valeurs les plus fortes (formulation de Charnock), impliquant des valeurs de q_t plus élevées dans les couches sous-nuageuse et nuageuse (Fig. 4.6b à t = 12 h). Tout comme dans De Roode et al. (2016), on constate une rétroaction positive entre l'épaisseur du Sc, le refroidissement radiatif et l'entraînement : les modèles produisant les plus forts LWP sont aussi ceux développant les couches limites les plus profondes et les taux d'entraînement les plus élevés. Cela s'explique par le fait que si le nuage est suffisamment épais, il rayonnera comme un corps noir et connaîtra un maximum de refroidissement radiatif, qui pilotera la turbulence et l'entraînement au sommet.

Tous les modèles LES produisent une couche limite bien mélangée (Fig. 4.6), appuyant l'hypothèse avancée dans Field et al. (2017)* selon laquelle les modèles CRM sous-estiment les stratocumulus à cause d'un mélange insuffisant. On distingue ainsi une structure en trois couches sur les profils verticaux : la couche sous-nuageuse, la couche de Sc pour laquelle la plupart des modèles présentent des valeurs plus fortes de θ_l et plus faibles de q_t que dans la couche précédente, et la couche de forte inversion qui sépare les Sc de l'atmosphère libre. Les écarts simulés de θ_l et q_t entre les couches sous-nuageuse et de Sc constituent une mesure du découplage entre ces deux couches (Park et al., 2004), qui signifie que l'assèchement de la couche de Sc par l'entraînement d'air sec et la bruine est plus fort que l'humidification apportée par les courants ascendants dans la couche sous-nuageuse. Stevens et al. (2005) ont montré un lien fort entre les profils de flottabilité (Fig. 4.6j), de variance de vitesse verticale (Fig. 4.6e) et le degré de découplage, que l'on retrouve ici pour tous les modèles. Les flux de flottabilité à la surface sont positifs. Jusqu'au sommet de la sous-couche nuageuse, ils décroient jusqu'à devenir négatifs au sommet de la couche sous-nuageuse, ce qui signe le découplage. Celui-ci

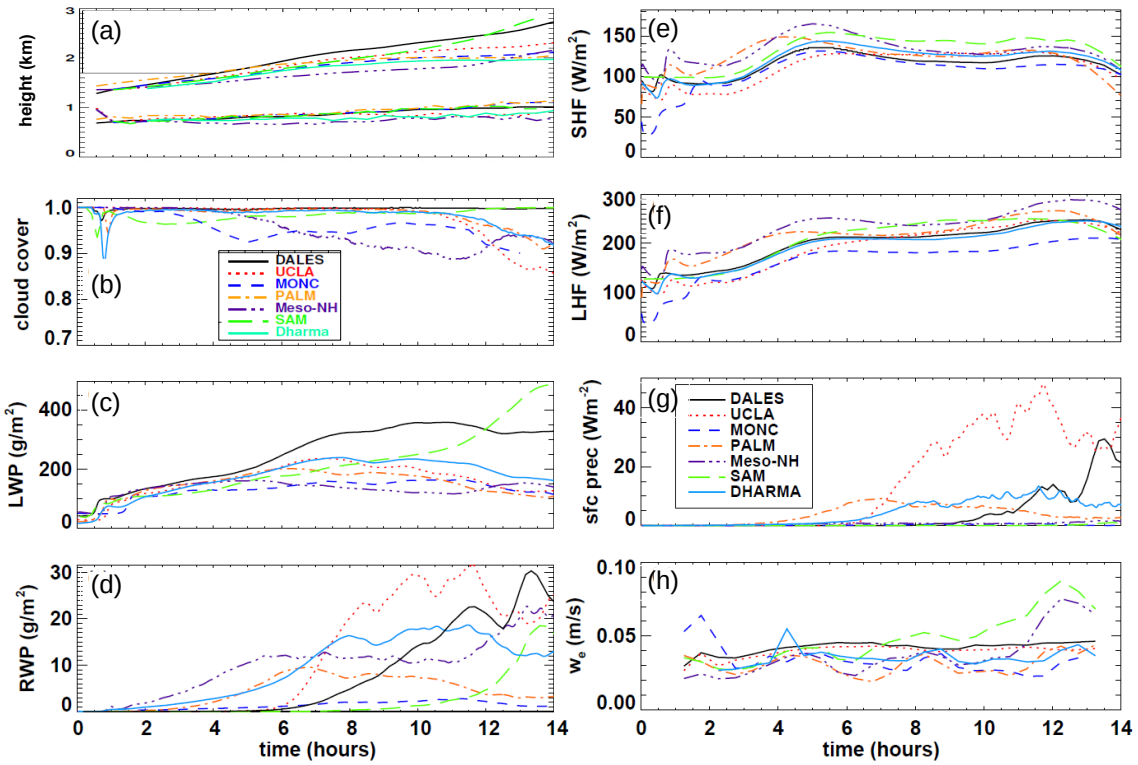


FIGURE 4.5 – Intercomparaison LES du cas Constrain en microphysique chaude : Evolution temporelle de (a) la hauteur minimale de base des nuages et la hauteur moyenne du sommet des nuages (seuil de nuage de 10^{-5}kg kg^{-1}), (b) la fraction nuageuse, (c) le Liquid Water Path, (d) le Rain Water Path, (e) le flux de chaleur sensible, (f) le flux de chaleur latente, (g) le flux de précipitation en surface et (h) la vitesse verticale d'entraînement. *Extrait de De Roode et al. (2018)*.*

apparaît sur le profil de $\overline{w'^2}$ résolu avec une structure en double pic : la présence du minimum local de $\overline{w'^2}$ indique un changement de régime, avec des cumuli qui pénètrent les stratocumulus du dessus. Les observations montrent par ailleurs que la turbulence est homogène dans la couche sous-nuageuse, alors que des pics locaux de vitesse verticale se produisent dans la couche nuageuse, signes de la présence de cumulus convectifs.

Dans la couche nuageuse, la relaxation de chaleur latente due à la condensation permet une flottabilité positive, renforcée vers le sommet des nuages par l'effet du refroidissement radiatif, qui induit une production de flottabilité qui devient positive. Les modèles produisant les flux de flottabilité positifs les plus importants (DALES et SAM) sont aussi ceux qui produisent une fraction nuageuse proche de 1, et qui ne morcellent donc pas suffisamment la couche de Sc, comme cela est attendu dans la SCT. La couche au dessus des nuages est caractérisée par des flux de flottabilité négatifs ou quasi-nuls dus à l'entraînement d'air plus chaud de l'atmosphère libre. Les deux autres composantes de la TKE résolue que sont $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ montrent un bon accord entre les modèles, avec toutefois un rapport 2 entre les plus faibles et les plus fortes valeurs de $\overline{v'^2}$ (Méso-NH présentant des valeurs faibles pour les deux flux horizontaux).

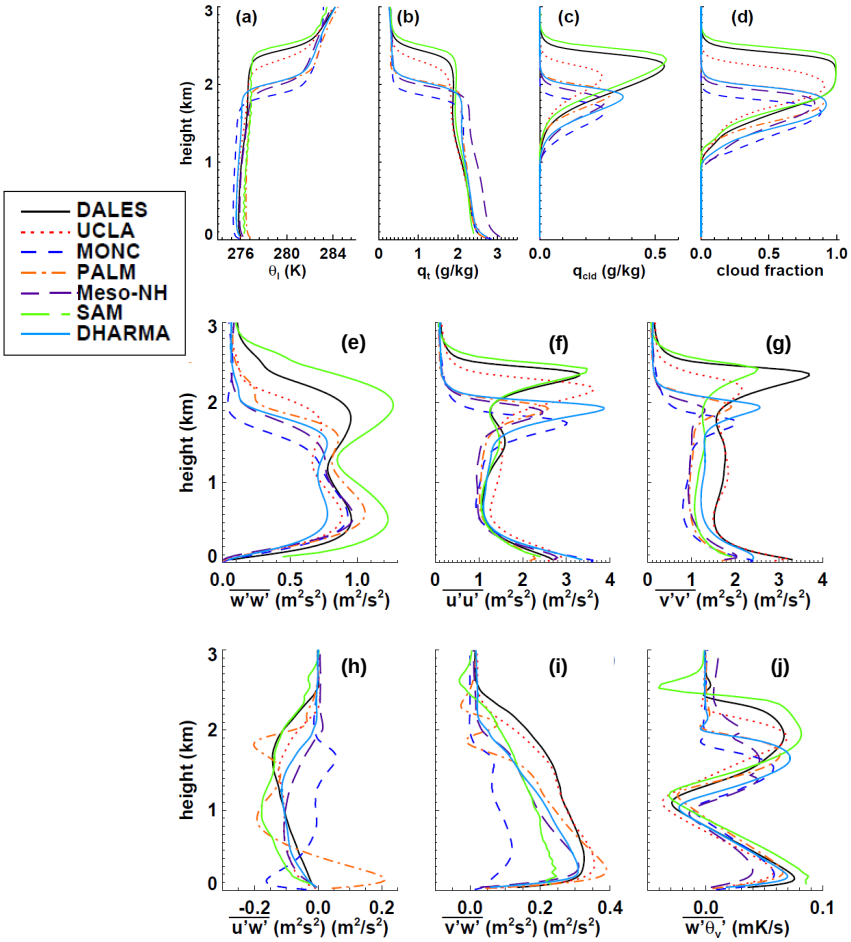


FIGURE 4.6 – Intercomparaison LES du cas Constrain en microphysique chaude : Profils verticaux moyennés horizontalement à t=12h : (a) θ_l, (b) q_t, (c) q_c, (d) fraction nuageuse, (e) $\overline{w'^2}$, (f) $\overline{u'^2}$, (g) $\overline{v'^2}$, (h) $\overline{u'w'}$, (i) $\overline{v'w'}$, (j) $\overline{w'\theta_v'}$. *Extrait de De Roode et al. (2018)*.*

La méthode par pavés développée par Honnert et al. (2011) est ensuite appliquée dans de De Roode et al. (2018)* à l'ensemble des modèles pour identifier les contributions résolues et sous-maille de la turbulence aux différentes échelles. Elle confirme le résultat déjà montré dans Honnert et al. (2011) selon lequel la séparation résolue/sous-maille se situe à une échelle plus fine pour la vitesse verticale (inférieure au kilomètre) que pour l'humidité spécifique ou le vent horizontal (entre 1 et 2 km).

Enfin, la couverture nuageuse de Sc trop persistante est en partie consécutive au fait de négliger la microphysique froide. En effet, la prise en compte d'une microphysique mixte permet de diminuer la fraction nuageuse pour tous les modèles, jusqu'à des valeurs autour de 0.6 pour certains comme Méso-NH (Fig. 4.7). Il apparaît ainsi clairement que les hydrométéores comme la neige constituent une caractéristique importante des CAO. La partition entre eau liquide et glace diffère substantiellement entre les modèles, avec un contenu total en glace plus élevé pour Méso-NH que pour les autres modèles (avec des valeurs toutefois en assez bon accord avec les mesures de IWP sur la zone Cu présentées en Fig. 4.3h en boîte à moustaches). La différence importante entre microphysique

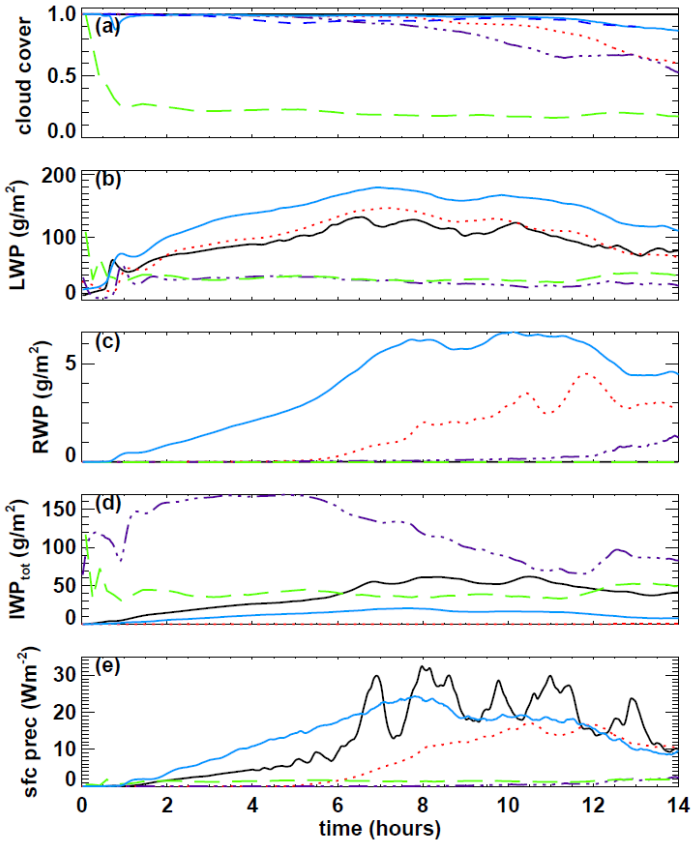


FIGURE 4.7 – Intercomparaison LES du cas Constrain en microphysique mixte : Evolution temporelle de (a) la fraction nuageuse, (b) le Liquid Water Path, (c) le Rain Water Path, (d) le Ice Water Path total (glace + neige + graupel), (e) le flux de précipitation en surface. La légende des courbes est donnée Fig. 4.5. *Extrait de De Roode et al. (2018)*.*

chaude (qui suppose donc une grande quantité d'eau liquide surfondue) et mixte avec Méso-NH est en accord avec la difficulté que présente ICE3 à conserver des quantités significatives d'eau surfondue.

Pour conclure cette intercomparaison LES, la structure de turbulence à 2 couches, considérée comme assez difficile à représenter par les modèles LES, est bien simulée par les modèles. Méso-NH montre un comportement satisfaisant, avec une bonne représentation de la SCT et du découplage entre les couches.

4.2 Transitions extra-tropicales

La transition extra-tropicale d'un cyclone tropical est sa transformation en cyclone extra-tropical lors de sa migration vers les latitudes moyennes. Elle est un phénomène complexe par ses caractéristiques hybrides tropicales et extratropicales. Elle présente un intérêt particulier à cause de son impact sur la circulation atmosphérique des latitudes moyennes, à la fois par une réduction de sa prévisibilité et par une contribution au déclenchement d'évènements extrêmes en aval. Tout comme le CAO, la transition extratropicale concerne des transitions nuageuses, impliquant une interaction forte entre la physique de la convection et la dynamique sur une large gamme d'échelles. C'est précisément cette contribution commune des processus dynamiques et diabatiques qui rend sa compréhension difficile et sa prévision délicate. Je me suis intéressée à ce phénomène grâce à la thèse de Florian Pantillon, que j'ai co-encadrée avec Jean-Pierre Chaboureau et Patrick Mascart du LA, consacrée à l'étude de la transition extratropicale de cyclones en Atlantique Nord et de son impact sur la prévisibilité d'évènements extrêmes en Méditerranée.

Les objectifs de la thèse étaient de contribuer à une meilleure compréhension des processus mis en jeu lors des transitions extra-tropicales, en précisant le rôle de la représentation des processus diabatiques dans l'incertitude du phénomène, suivant que la convection était paramétrée ou explicite. La prévisibilité d'un évènement extrême en aval d'une transition extratropicale constituait l'autre point d'intérêt.

Ma contribution à la direction de la thèse a été d'accompagner l'utilisation du modèle Méso-NH pour évaluer sa capacité à simuler ce type d'évènement et à représenter les interactions entre la dynamique et la physique. Le cadre d'utilisation de Méso-NH était novateur, avec une haute résolution (4 km) sur un domaine étendu (2048 x 2048 x 128 points) en fonctionnant sur des machines massivement parallèles (Pantillon et al., 2011)*.

Florian Pantillon a étudié les cyclones Florence et Hélène de 2006 sur l'Atlantique Nord pour leur impact sur le déclenchement d'évènements extrêmes en Méditerranée. Ceux-ci se sont réintensifiés au cours de leur interaction avec la circulation des latitudes moyennes, et ont renforcé un train d'ondes de Rossby qui s'est propagé rapidement et a déferlé en aval. Les deux évènements extrêmes se sont caractérisés par une perte de prévisibilité à moyen terme liée à une mauvaise représentation de la dynamique de grande échelle.

Les simulations à 4 km (noté HiRes, mode CRM) et 24 km (noté LowRes, mode régional) ont montré que les deux transitions extratropicales se distinguent par un équilibre différent des processus dynamiques et diabatiques dans leur réintensification. Florence s'est réintensifié sur un océan relativement froid tout en perdant son coeur chaud (Fig. 4.8a). Le forçage dynamique a été renforcé par le forçage diabatique du même ordre de grandeur pour développer la convection oblique, qui a remplacé la convection droite initiale. A l'inverse, Hélène s'est réintensifié sur un océan plus chaud tout en conservant son coeur chaud (Fig. 4.8b). Le faible forçage dynamique a induit un chauffage diabatique prépondérant, qui a maintenu la convection droite initiale tout en développant la convection oblique (Pantillon et al., 2013a)*.

Malgré cette différence, l'évolution des précipitations a montré de fortes similitudes. La circulation cyclonique a d'abord entraîné l'air tropical chaud et humide vers la zone barocline. Des ascendances de grande échelle se sont déclenchées sur le front chaud ainsi créé, avec de la convection oblique renforcée par le chauffage diabatique. Les précipitations induites se sont enroulées sur la circulation cyclonique, en même temps qu'un premier filament du tourbillon potentiel issu du thalweg en amont (Fig. 4.9). Le déferlement du même thalweg en un nouveau filament de tourbillon potentiel en amont du cyclone a forcé de nouvelles ascendances de grande échelle réintensifiant le cyclone.

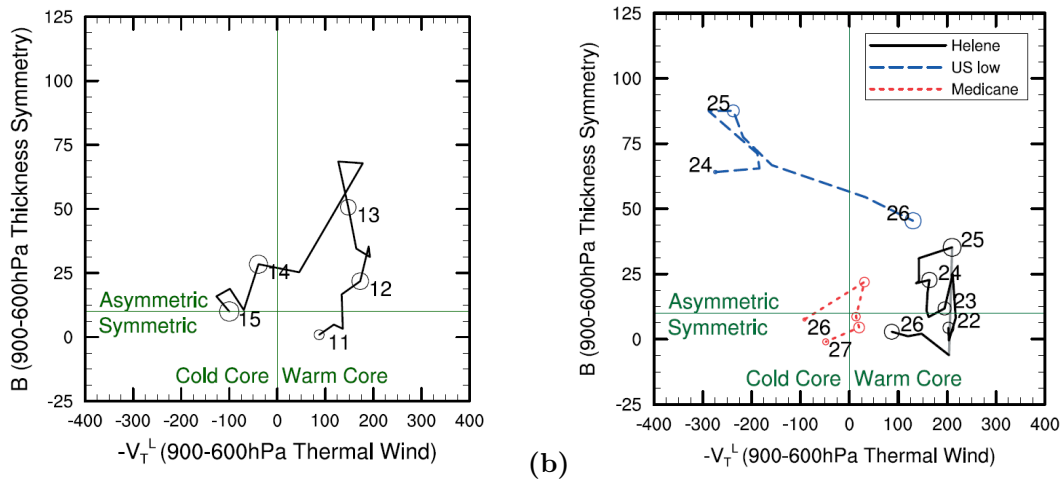


FIGURE 4.8 – Diagramme d'espace de phase des cyclones (a) Florence et (b) Hélène, à partir des analyses ECMWF toutes les 6h. Les jours sont donnés à 0h UTC en septembre 2006. Le rayon des cercles est proportionnel à l'étendue des vents de force coup-de-vent (supérieurs à 17 m s^{-1}) à 925 hPa. En (b) sont ajoutés à Hélène le minimum sur les US et la tempête méditerranéenne (Medicane). Sur un diagramme de phase sont représentés la symétrie du cyclone, définie par la différence d'épaisseur thermique entre les deux côtés de sa trajectoire (ordonnée), ainsi que la nature chaude ou froide du coeur du cyclone, distinguée par une diminution ou une augmentation du vent thermique avec l'altitude en basse troposphère (abscisse). *Extrait de Pantillon (2012) et Pantillon et al. (2013a)* .*

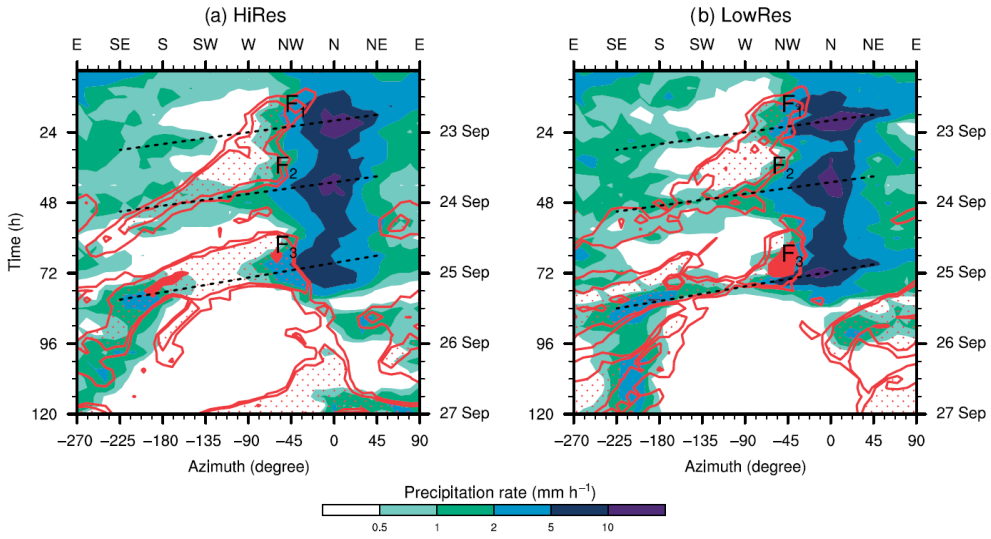


FIGURE 4.9 – Diagramme temps-azimut des simulations Méso-NH HiRes (a) et LowRes (b) du taux de précipitation (en couleur) sur un rayon de 400 km autour d'Hélène et de la vorticité potentielle à 250 hPa sur un anneau de 300-600 km autour d'Hélène (contours 1.5 PVU, surfaces avec points à 2 PVU et surfaces remplies à 5 PVU). F_1, F_2 et F_3 marquent la position des trois filaments de PV. *Extrait de Pantillon et al. (2013a)* .*

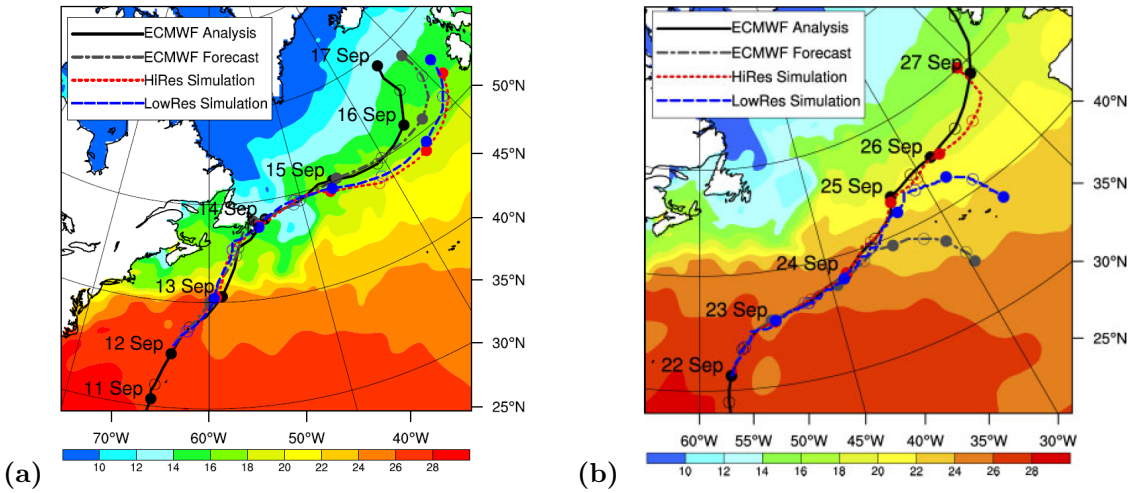


FIGURE 4.10 – Température de surface de la mer (en °C) à 0h UTC (a) le 12 et (b) le 22 septembre 2006 dans l'analyse ECMWF et trajectoire de (a) Florence et (b) Hélène dans l'analyse et la prévision opérationnelle ECMWF et dans les simulations Méso-NH HiRes et LowRes. Cercles pleins à 0 h UTC et creux à 12 h UTC. *Extrait de Pantillon (2012) et Pantillon et al. (2013a)* .*

Contrairement à nos attentes, la résolution horizontale du modèle a peu influencé les simulations de Florence et d'Hélène, qui ont montré une faible sensibilité de l'intensité et de la structure des précipitations à la représentation de la convection profonde : l'impact diabatique important sur le renforcement de l'onde de Rossby a ainsi été similaire selon que la convection profonde était paramétrée ou explicite. La trajectoire n'a pas non plus été sensible à la résolution du modèle jusqu'à la fin de la réintensification, et un creusement plus fort à plus haute résolution n'a pas eu de répercussion notable (Fig. 4.10). Des différences liées à la résolution sont apparues plus tard sur la dynamique de grande échelle. Elles ont mené à une bifurcation de la trajectoire d'Hélène à cause d'une forte sensibilité à sa synchronisation avec un nouveau filament de tourbillon potentiel, induisant une nouvelle réintensification d'Hélène. Florence n'a été sensible à la résolution qu'après la fin de sa réintensification. Dans les deux cas, les différences liées à la résolution sont apparues trop tard pour influencer le développement en aval de la transition extra-tropicale. Les processus diabatiques ont bien joué un rôle important lors des transitions extratropicales, à la fois pour trois réintensifications du cyclone Hélène et pour la dynamique du train d'ondes de Rossby et son développement en aval, mais leur description est similaire en mode régional et CRM. Ces transitions ont été plus sensibles à la dynamique de grande échelle liée au train d'ondes de Rossby, qu'à la dynamique de fine échelle liée au cyclone lui-même. Si l'augmentation de la résolution horizontale n'a pas offert l'effet escompté, elle a cependant validé la pertinence scientifique des simulations grandes grilles avec Méso-NH.

Florian Pantillon a enfin montré sur la prévision de la transition extra-tropicale d'Hélène une forte sensibilité à la perturbation de ses conditions initiales (Pantillon et al., 2013b)*. Une perturbation ciblée des conditions initiales autour d'Hélène et du thalweg en amont a permis de prédire le développement de cette tempête par Méso-NH. L'étude de la prévisibilité de la tempête méditerranéenne a mis en valeur le potentiel de la prévision d'ensemble à prédire le déclenchement d'un évènement extrême de méso-échelle à moyen terme.

4.3 Etude du brouillard

4.3.1 Introduction

Le brouillard peut avoir un impact important sur l'activité humaine, en particulier les transports aériens et routiers, et constitue donc un enjeu important pour la prévision météorologique. Il est un phénomène difficile à prévoir dans les modèles de PNT, car il se produit en couche limite stable, avec une turbulence faible ou intermittente. Les liens entre la dynamique et la thermodynamique de grande échelle, la turbulence, la microphysique, les aérosols et le rayonnement sont importants, et ne sont pas encore totalement compris. Mon objectif sur cette thématique a été de contribuer à une meilleure compréhension des processus impliqués dans le cycle de vie du brouillard, afin d'en améliorer la prévision. Il est essentiel pour cela de mettre en évidence les ingrédients principaux qui pilotent l'apparition et le cycle de vie du brouillard.

Mes travaux ont suivi l'évolution de la modélisation du brouillard, avec dans un premier temps des simulations 1D avec Méso-NH réalisées lors du stage de Samuel Rémy, co-encadré avec Thierry Bergot en 2006, qui ont permis d'introduire la sédimentation des gouttelettes, nécessaire à la représentation de la dissipation du brouillard. Ce processus a ensuite été introduit dans la première version opérationnelle d'AROME (Seity et al., 2011)*. Lors de ce stage, Samuel Rémy a également modifié le processus d'activation du schéma à 2 moments C2R2 de Cohard and Pinty (2000) pour prendre en compte le refroidissement radiatif dans le diagnostic de la sursaturation maximale. Quelques années plus tard, j'ai collaboré avec le SIRTA sur des simulations 1D avec Méso-NH d'un cas de brouillard radiatif de ParisFog dans le cadre du post-doctorat de Stavroula Stolaki à l'IPSL (2013-2014), dont le but était d'étudier l'impact des aérosols sur le cycle de vie d'un brouillard (Stolaki et al., 2015)*.

Les années 2010 ont vu l'émergence des simulations LES de brouillard, permettant de simuler explicitement les mouvements turbulents 3D dans la couche de brouillard à des échelles métriques, après les travaux précurseurs de Nakanishi (2000). Ainsi, Porson et al. (2011) ont exploré la stabilité statique du brouillard, et Bergot (2013) a caractérisé les structures organisées du brouillard qui ne pouvaient être représentées en 1D. La plupart de ces LES considéraient des canopées homogènes. Bergot et al. (2015) furent les premiers à introduire des hétérogènéités de surface, de type bâtiment, dans la simulation LES d'un brouillard radiatif, en utilisant la force de traînée que nous avions introduite dans la thèse de Pierre Aumond. Aussi, la plupart des LES de brouillard considéraient une microphysique à 1 moment. La thèse de Marie Mazoyer (2013- 2016), que j'ai co-encadrée avec Frédéric Burnet, avait donc pour objectif d'étudier les processus qui pilotent le cycle de vie du brouillard radiatif sur une surface hétérogène, à partir des observations et des simulations LES d'un cas réel de brouillard utilisant une microphysique à 2 moments. Je me focaliserai sur les principaux résultats du volet modélisation de cette thèse.

4.3.2 LES de brouillard radiatif : processus dynamiques et thermodynamiques

Le cas d'étude simulé en LES durant la thèse de Marie Mazoyer est un brouillard radiatif observé le 15 novembre 2011 au SIRTA de Palaiseau, dont le domaine de simulation a été présenté en Fig.2.12, et qui avait été initialement étudié en 1D avec Méso-NH par Stolaki et al. (2015)*. La simulation utilise une résolution de 5 m horizontalement et 1 m verticalement, ainsi que le schéma de microphysique à 2 moments de Khairoutdinov and Kogan (2000) et Geoffroy et al. (2008). La simulation de référence reproduisant assez correctement les mesures dynamiques et thermodynamiques près du sol et le LWP, grâce notamment à la prise en compte de la traînée des

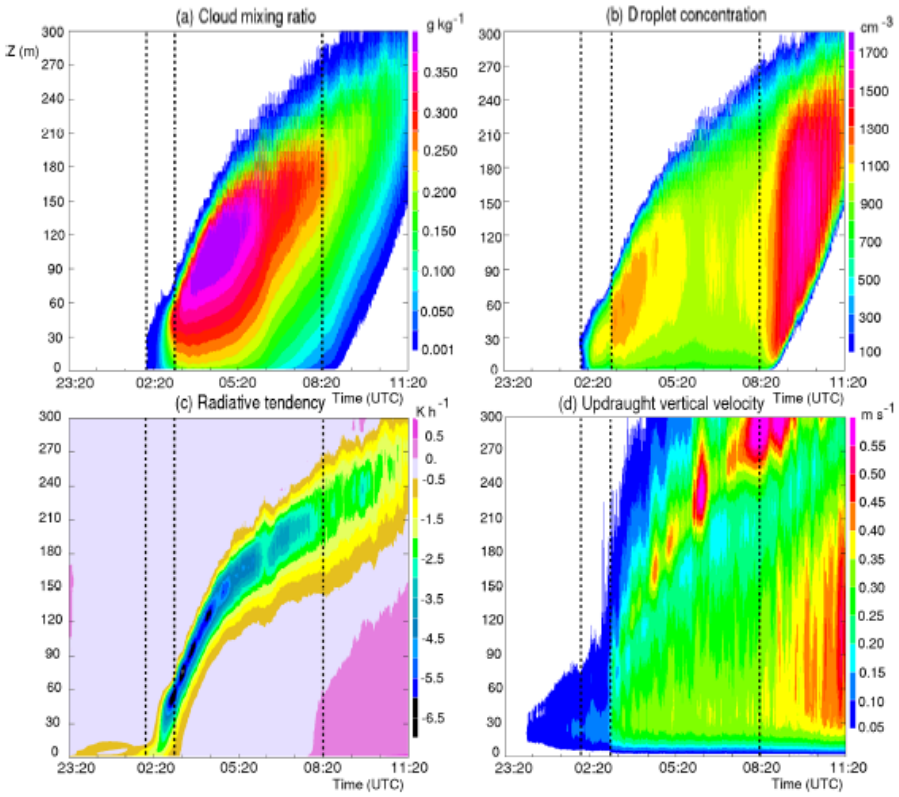


FIGURE 4.11 – Evolution temporelle des profils verticaux simulés du (a) rapport de mélange en eau nuageuse (en g kg^{-1}), (b) de la concentration de gouttelettes (en cm^{-3}), (c) de la tendance radiative de température (en K h^{-1}) et (d) de la vitesse verticale des updrafts (en m s^{-1}). Les pointillés marquent les trois phases du cycle de vie, qui sont la formation, le développement et la dissipation. *Extrait de Mazoyer et al. (2017)*.*

arbres (Fig.2.14), une analyse des processus pilotant le cycle de vie du brouillard a pu être réalisée, présentée dans Mazoyer et al. (2017)*.

On montre ainsi qu'avant le début du brouillard et durant la phase de formation, le refroidissement radiatif près du sol et le mélange dynamique induit par les arbres sont les deux principaux ingrédients permettant au brouillard d'apparaître à 30 m au dessus du sol (cf. 2.3.3) et immédiatement ensuite au sol (Fig.4.11). Le mélange dynamique permet au brouillard de se développer verticalement.

Le début de la phase de développement coïncide avec la transition vers un brouillard optiquement épais au rayonnement LW (entre 8 et 12 μm), qui induit une stratification neutre sur les bas niveaux (Fig.2.14). Le refroidissement radiatif au sommet de la couche de brouillard est la principale source de production de gouttelettes par activation. Durant la phase de développement, la couche de brouillard augmente plus lentement quand le brouillard atteint le sommet de la couche limite nocturne, rencontrant des gradients thermodynamiques et du cisaillement de vent plus forts. Des rouleaux horizontaux apparaissent alors au sommet de la couche de brouillard, associés au cisaillement de vent et aux ondes de Kelvin-Helmotz (KH) qu'il génère (Fig.4.12). Des extrema de concentration de gouttelettes sont modélisés au sommet du brouillard dans la couche de refroidissement radiatif, préférentiellement en amont des crêtes des ondes dans les zones d'ascendance.

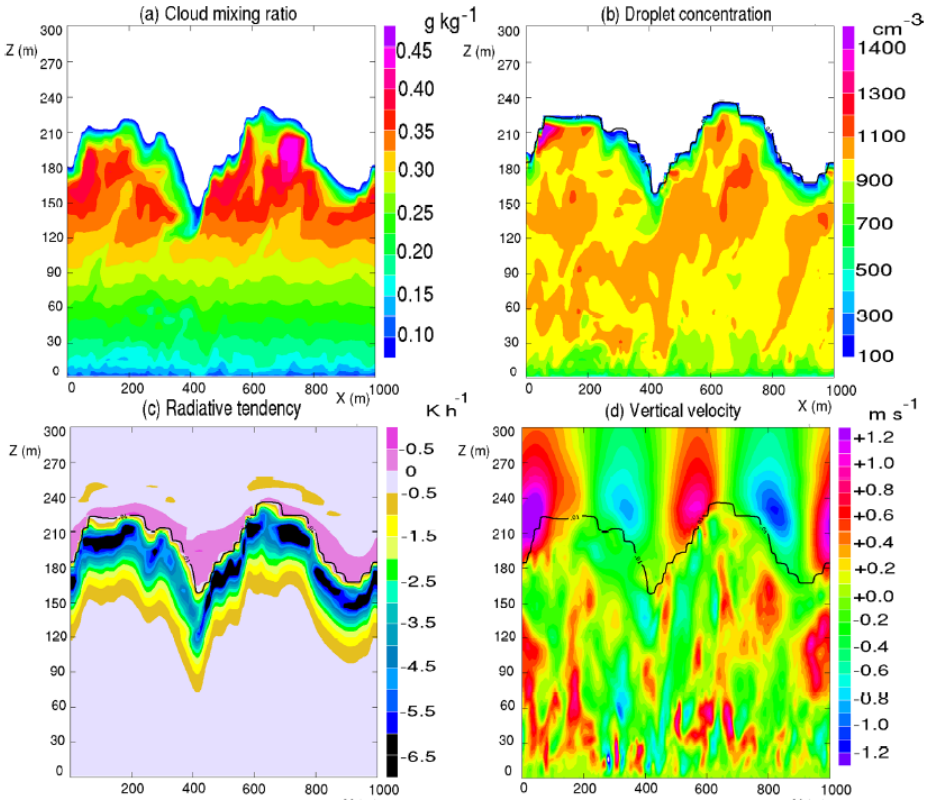


FIGURE 4.12 – Coupes verticales à Y=500 m à 0620 UTC de la simulation de référence : (a) rapport de mélange en eau nuageuse (en g kg^{-1}), (b) de la concentration de gouttelettes (en cm^{-3}), (c) de la tendance radiative de température (en K h^{-1}) et (d) de la vitesse verticale des updrafts (en m s^{-1}) et (e) de la sursaturation (en ٪). *Extrait de Mazoyer et al. (2017)*.*

Durant la phase de dissipation, quand le brouillard évolue en stratus, le contenu en eau nuageuse décroît à tous niveaux, tandis que la concentration de gouttelettes augmente (Fig.4.11), par le terme de vitesse verticale dans l'équation de sursaturation maximale du processus d'activation.

4.3.3 Introduction du dépôt des gouttelettes

Un processus qui, classiquement, n'est pas pris en compte dans la modélisation du brouillard est le dépôt de gouttelettes, qui est l'interception des gouttelettes par les surfaces végétatives et les bâtis. Il s'ajoute au processus de sédimentation des gouttelettes, qui agit sur toute la couche de brouillard, et au processus de rosée, présent avant la formation du brouillard et impliquant un changement de phase. Dans Méso-NH et AROME, tout comme dans tous les modèles de PNT, ce terme de dépôt n'est pas pris en compte, et les contenus en eau liquide dans le brouillard sont généralement surestimés près du sol. Sur la LES du 15 novembre 2011, il est apparu indispensable d'introduire ce terme au premier niveau du modèle et sur les niveaux verticaux dans les arbres, car le LWP était également surestimé sans cette contribution.

Katata (2014) a dressé une revue des techniques de mesure et de modélisation du dépôt des gouttelettes de brouillard. Les mesures indiquent une grande variété de valeurs de vitesse de dépôt suivant le type de couvert végétal : 2-8 cm s^{-1} pour de l'herbe, 7-92 cm s^{-1} et 0-20 cm s^{-1} pour des forêts par différentes méthodes de mesure. Les mesures ne permettent généralement pas de

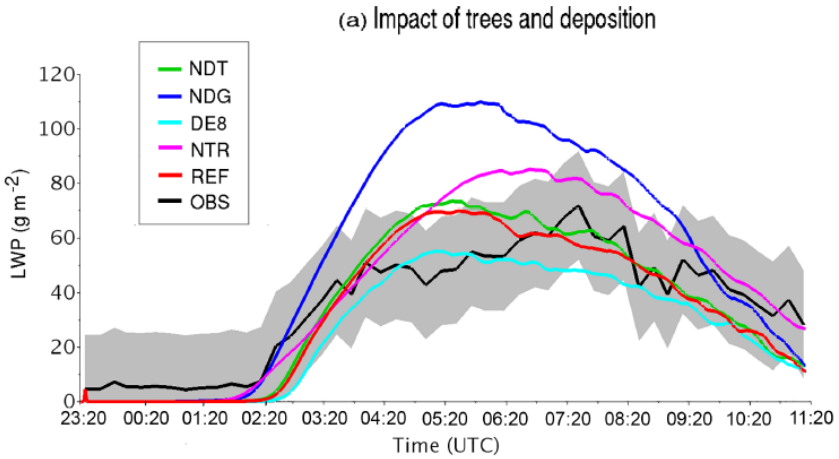


FIGURE 4.13 – Evolution temporelle du LWP (Liquid Water Path, en $\mathrm{g\,m^{-2}}$) observé (en noir), et simulé (en couleur), pour différentes simulations : (NDT) : sans dépôt sur les arbres ; (NDG) : sans dépôt partout ; (DE8) : avec une vitesse de dépôt de 8 cm $\mathrm{s^{-1}}$, (NTR) : sans arbre et (REF) de référence. La zone grise représente la barre d'erreur de la mesure. *Extrait de Mazoyer et al. (2017)**.

distinguer l'eau captée par dépôt de celle par sédimentation. Une modélisation détaillée du processus de dépôt est complexe car elle dépend de nombreux facteurs comme le LWC, la DSD, le profil de vent/turbulence au dessus et dans la canopée, le type de végétation et le LAI, ainsi que l'hétérogénéité de la structure de la forêt. Katata (2014) souligne aussi que les quantités déposées sont fortement augmentées aux lisières des forêts (facteur 1.5-4).

Dans une première approche simplifiée, nous avons choisi d'imposer une vitesse de dépôt constante, de 2 $\mathrm{cm\,s^{-1}}$ dans la simulation de référence. Trois tests de sensibilité ont été réalisés pour mieux évaluer l'impact de ce processus (Fig. 4.13). Le fait de supprimer le dépôt sur les arbres (simulation NDT), qui sont alors considérés comme de l'herbe pour ce processus, a très peu d'effet sur le LWP. En revanche, supprimer le dépôt partout (simulation NDG) a un fort impact, puisqu'il double presque les valeurs de LWP observées. Le brouillard débute aussi plus tôt, sans formation initiale en altitude comme dans les observations, modifiant également le cycle de vie du brouillard ainsi que les gradients verticaux de contenu et de concentration de gouttelettes. Enfin, une vitesse de dépôt de 8 $\mathrm{cm\,s^{-1}}$ (simulation DE8) au lieu de 2 $\mathrm{cm\,s^{-1}}$ réduit significativement le LWP, et permet un développement en altitude plus prononcé. L'impact de la vitesse de dépôt n'est donc pas négligeable, à la fois en terme de visibilité près du sol, mais également sur l'évolution du brouillard.

Ce terme de dépôt a été introduit et évalué dans AROME à partir des observations de la campagne Bure 2015 lors d'un stage de modélisation en 2017 de F. Mallet, S. Van Hyfte et J. Wurtz, que j'ai co-encadrés avec Yann Seity et Frédéric Burnet. En dehors du fait que le nombre de cas était faible (39), le processus de dépôt a permis d'augmenter les cas de bonne détection du contenu en eau nuageuse à 10 m (passage de 32 % à 36 %), de réduire les cas de surestimation du contenu en eau à 10 m (35 % à 19 %) mais d'augmenter un peu les cas de sous-estimation (33 % à 45 %). Il a un impact faible sur les contenus en eau à 50 m, et négligeable sur les brouillards par affaissement de stratus. La prochaine étape est d'élargir cette validation au jeu de données de Bure 2016.

Ainsi, la thèse de Marie Mazoyer a permis les premières simulations LES de brouillard radiatif sur des cas réels avec la prise en compte des hétérogènéités de surface. Ces simulations sont nécessaires pour mieux comprendre les processus qui pilotent le cycle de vie du brouillard, et proposer

ainsi des paramétrisations pour améliorer sa prévision, comme cela a été fait pour le dépôt des gouttelettes. Elles ont permis de hiérarchiser les ingrédients nécessaires à la formation du brouillard en terme d'importance. Les conditions initiales de grande échelle en température, humidité et vent sont les éléments prépondérants. Des différences même subtiles sur ces éléments peuvent impacter la formation ou la dissipation. La prise en compte des hétérogènéités de surface est un élément certes moins essentiel, mais tout de même important lors de l'apparition du brouillard. Une fois la formation du brouillard déclenchée, les processus microphysiques, radiatifs et de dépôt influent sur le cycle du brouillard, et rétroagissent sur la dynamique du nuage. Les perspectives sur l'étude du brouillard sont présentées en 5.3.4.

4.4 Dispersion de CO_2

Simuler la variabilité spatio-temporelle du CO_2 contribue à améliorer la connaissance du cycle de carbone, afin de réduire les incertitudes sur les émissions de CO_2 anthropiques, comprendre le rôle des écosystèmes comme puits de carbone régional et étudier les impacts des émissions régionales sur ces écosystèmes dans le contexte du changement climatique. La validation des simulations directes des flux de CO_2 permet ensuite d'utiliser les mesures de CO_2 en modélisation inverse afin de mieux estimer les flux régionaux. C'est dans ce cadre que s'était tenue la campagne CarboEurope en mai et juin 2005 sur le Sud-Ouest de la France, qui avait pour objectif de déterminer l'équilibre régional en carbone atmosphérique sur cette région. Cela a donné lieu à un certain nombre de travaux de modélisation du CO_2 atmosphérique à l'échelle régionale avec Méso-NH couplé à ISBA-Ags, qui inclut la respiration de la végétation. Ainsi Sarrat et al. (2007)* ont montré une variabilité des concentrations de CO_2 dans la couche limite à l'échelle régionale dans les mesures aéroportées comme dans la modélisation, qui a résulté de deux processus complémentaires : une hétérogénéité des flux de surface relative au couvert végétal (tel que les cultures d'hiver *vs* les forêts de pins) et une variabilité des circulations de méso-échelle telles que la brise de mer.

Sous l'impulsion de Joël Noilhan, j'ai ensuite participé au projet ANR CO_2-MEGAPARIS de mesures et de modélisation des flux de CO_2 sur la région parisienne, coordonné par Irène Xueref-Rémy (LSCE), afin d'évaluer la capacité de Méso-NH à simuler la variabilité de CO_2 en présence de sources biogéniques et anthropiques. Le réseau de mesures était constitué de 5 stations de mesures de CO_2 disposées selon un axe de mesures Nord-Est/Sud-Ouest correspondant à la direction des vents dominants, avec deux stations classifiées comme rurales - Traînou (TRN) et Montgé-en-Goëlle (MON)-, deux stations péri-urbaines - Gonesse (GON) situé à 7 km au sud-ouest de l'aéroport CDG et Gif-sur-Yvette (GIF)- et une station urbaine - Eiffel (EIF)- positionnée au sommet de la Tour Eiffel (Fig. 4.14). Deux systèmes lidar étaient également déployés sur le campus de Jussieu (noté QUALAIR) et à Traînou, en plus du lidar opérationnel du SIRTA, afin de mesurer les hauteurs de couche limite urbaine et rurale. La période de mesures in-situ s'est étendue sur un an (8 août 2010 - 13 juillet 2011). Sur la période d'observation intensive du 21 au 25 mars 2011, Pal et al. (2012)* avons étudié la variabilité spatio-temporelle de la hauteur de la couche limite observée. La couche limite nocturne sur la ville est en moyenne 45% plus élevée qu'en zone péri-urbaine, et la couche limite convective diurne présente une épaisseur moyenne de la couche d'entraînement de 326 m sur la ville, contre 234 m en zone péri-urbaine et 200 m en zone rurale. Durant la période de transition de fin d'après-midi, la hauteur de couche limite urbaine décroît plus lentement (500 m h^{-1}) qu'en zone péri-urbaine (600 m h^{-1}).

Dans le cadre du post-doctorat de Rory Donnelly que j'ai co-encadré durant 8 mois avec Valéry Masson, puis de l'étude que j'ai poursuivie ensuite, nous avons modélisé la dispersion du CO_2 avec Méso-NH à 2 km de résolution, couplé à TEB et ISBA-Ags par SURFEX, sur le Bassin Parisien sur la période du 21 au 26 mars 2011 de la campagne CO_2-MEGAPARIS (Lac et al., 2013). Le cycle

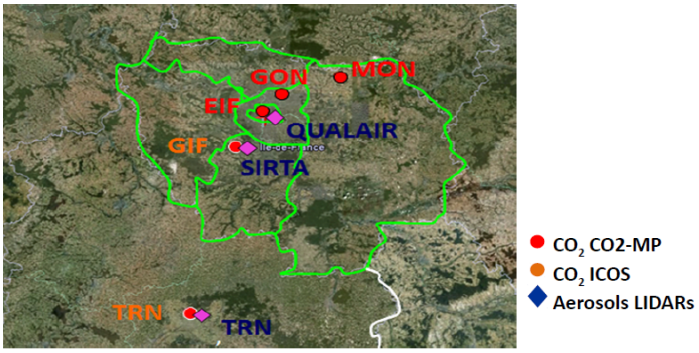


FIGURE 4.14 – Domaine d'étude du projet CO_2-MEGAPARIS, avec les ronds indiquants les stations de mesure de CO_2 et les losanges bleus les systèmes lidar. *Extrait de Xueref-Remy et al. (2018)*.*

diurne de la couche limite et du CO_2 est assez bien reproduit par le modèle sur l'ensemble des sites, l'erreur principale étant un biais faiblement négatif sur les hauteurs de couche limite nocturne pour les sites urbains et péri-urbains (respectivement 45 m et 5 m), induisant de faibles surestimations des rapports de mélange de CO_2 de l'ordre de 5 ppm (μmol.mol^{-1}). Sur le site de la Tour Eiffel, les pics observés et simulés de CO_2 se produisent tous les matins exactement à l'heure où la hauteur de la couche limite atteint l'altitude de la mesure (310 m) (Fig. 4.15). Sur les stations péri-urbaines au sol, les maxima de CO_2 ont lieu au début et à la fin de la nuit, quand la couche limite est complètement contractée et que les émissions anthropiques sont importantes. Un test de sensibilité sans TEB, qui supprime l'îlot de chaleur urbain, sous-estime les hauteurs de couche limite (courbe rouge de la Fig. 4.15 pour le site urbain) et induit une forte sur-estimation du CO_2 nocturne en zone péri-urbaine (+ 17 ppm).

J'ai ensuite réalisé les simulations de CO_2 dans la même configuration sur l'année complète de mesures. Les données météorologiques simulées ont été associées aux mesures de CO_2 dans Xueref-Remy et al. (2018)* pour caractériser la variabilité diurne, synoptique et saisonnière du CO_2 sur la région parisienne. Le cycle diurne de CO_2 présente de fortes différences entre les sites, le site péri-urbain de GON à proximité de l'aéroport CDG présentant les plus fortes concentrations et variabilité (Fig. 4.16). Les deux sites dont les points de prélèvement sont situés bien au dessus du sol (TRN180 et EIF) connaissent un décalage de phase du cycle diurne consécutif au couplage avec le cycle diurne de la couche limite.

Nous montrons dans Xueref-Remy et al. (2018)* que pour des vents inférieurs à 3 m s^{-1}, l'accumulation des émissions locales de CO_2 dans l'atmosphère urbaine (incluant les émissions à l'aéroport CDG et en phase d'approche) forme un dôme de quelques dizaines de ppm au dessus des stations péri-urbaines. Lorsque la vitesse du vent augmente, la ventilation transforme le dôme de CO_2 en panache. Des rapports de mélange de CO_2 plus élevés de quelques ppm sont advectés des régions du Bénélux-Ruhr et de Londres, impactant les concentrations des 5 stations pour des vents supérieurs à 9 m s^{-1} (Fig. 4.17). Entre 3 et 8 m s^{-1}, l'impact des émissions sur Paris est détectée sur les sites péri-urbains quand ils sont sous le vent de la ville, alors que les stations rurales semblent souvent déconnectées du panache d'émission urbaine. L'étude a ainsi confirmé la forte sensibilité des stations à la vitesse et à la direction du vent, à la distance à la ville, et au cycle de la couche limite en fonction de l'élévation par rapport au sol.

L'assez bon accord entre observation et modélisation de la hauteur de couche limite et de concentration de CO_2 sur des campagnes comme CarboEurope et CO_2-Megaparis a légitimé l'utilisation de Méso-NH en modélisation inverse pour estimer les flux de CO_2 et corriger les émissions. La

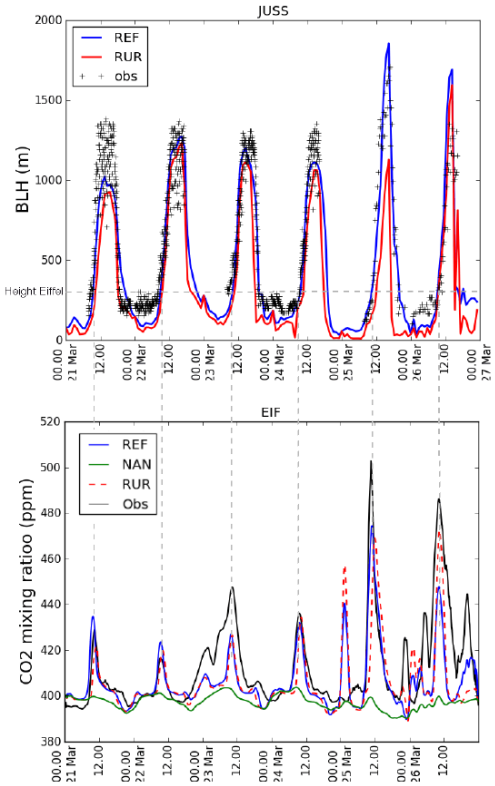


FIGURE 4.15 – Séries temporelles de (a) hauteur de couche limite observée et simulée à Jussieu (en m a.g.l) et (b) de rapport de mélange de CO_2 (en ppm) mesuré et simulé à Eiffel pour les simulations de référence (REF, en bleu), RUR (en rouge) sans TEB, où la ville est remplacée par de la pierre, et NAN (en vert) sans émission anthropique de CO_2. Les lignes verticales en pointillés correspondent à l'heure de la matinée où la hauteur de couche limite observée atteint 310 m (hauteur de la station de la tour Eiffel). *Extrait de Lac et al. (2013).*

technique a été développée dans Lauvaux et al. (2008)* et consiste en un couplage off-line entre le modèle lagrangien particulaire (LPDM en l'occurrence également utilisé dans PERLE) et un modèle météorologique de méso-échelle (Méso-NH) : des particules sont lâchées aux points de mesure du CO_2, suivant un nombre proportionnel à la concentration mesurée, et sont transportées par le modèle particulaire en mode inverse à partir des champs dynamiques et thermodynamiques fournis par le modèle atmosphérique (vent, température potentielle et TKE). La méthode permet de réduire significativement l'erreur sur l'estimation des émissions de CO_2 avec un impact jusqu'à quelques centaines de kilomètres autour du point de mesure. Staufer et al. (2016)* ont également utilisé le run Méso-NH d'un an que j'avais réalisé sur CO_2-Mégaparis pour quantifier les émissions de CO_2 sur Paris, à partir des trois stations de surface (MON, GON et GIF), en complément d'ECMWF-CHIMERE. L'émission moyenne inversée, qui corrige le cadastre d'émissions d'Airparif de 2008, s'est avérée cohérente avec la révision de ce même cadastre pour 2010, menée indépendamment.

Ces différentes études sur la dispersion de polluant m'ont ainsi permis de poursuivre dans un cadre de recherche une thématique que j'avais initialement abordée dans un cadre opérationnel et institutionnel. Elles mettent en jeu un certain nombre de processus dynamiques et physiques, principalement au sein de la couche limite, et s'avèrent un moyen pertinent de valider les modèles, compte tenu des multiples interactions de processus.

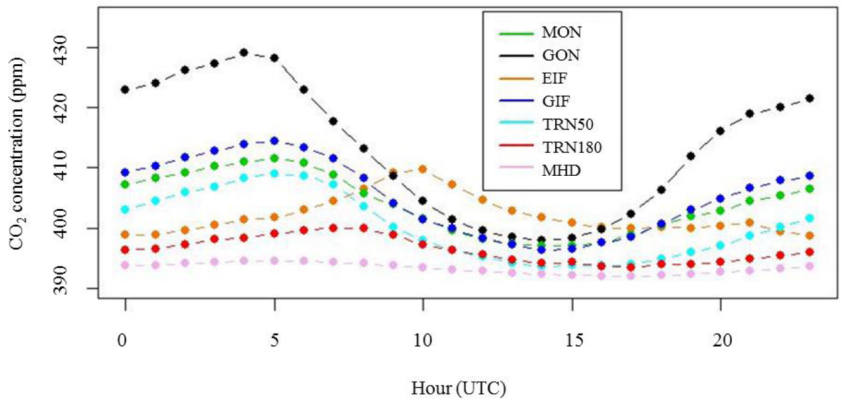


FIGURE 4.16 – Cycle diurne de concentration horaire de CO_2 mesurée sur les différents sites sur la période août 2010 - juillet 2011 : MON = 9 m (NE site rural), GON = 4 m (NE site péri-urbain), EIF = 317 m (site urbain), GIF = 7 m (SW sité péri-urbain), TRN50 = 50 m (SW site rural), TRN180 = 180 m (SW site), MHD = 15 m (site de la côte ouest de l'Irlande). *Extrait de Xueref-Remy et al. (2018)*.*

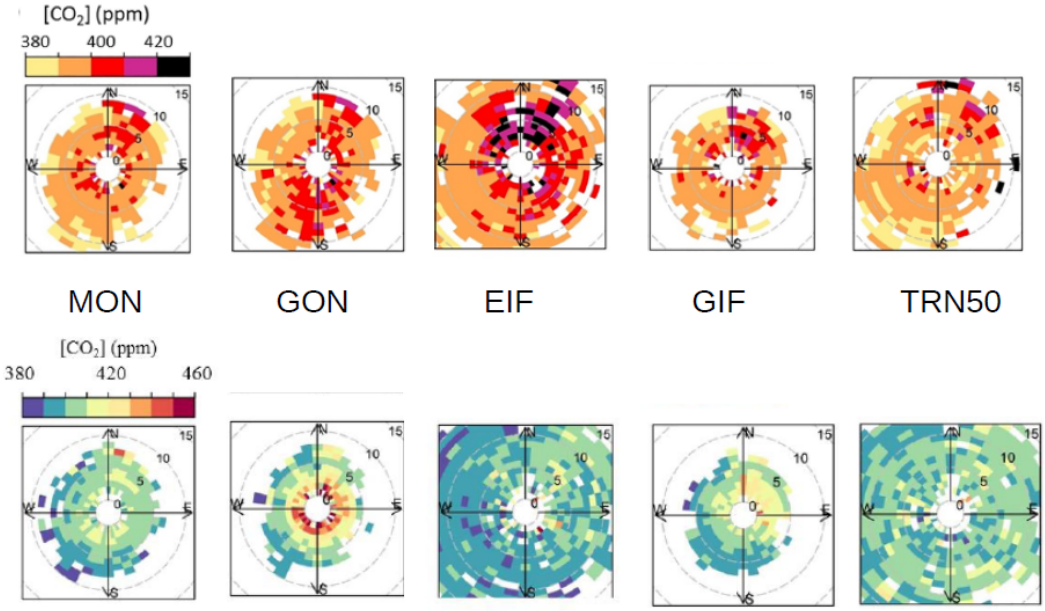


FIGURE 4.17 – Rapports de mélange moyens observés de CO_2 en fonction de la vitesse du vent simulé par Méso-NH (cercles en m s^{-1}) et de sa direction le jour (période 11h-15h UTC, ligne du haut) et la nuit (période 22h-2h UTC, ligne du bas). *Extrait de Xueref-Remy et al. (2018)*.*

4.5 Couplage avec les feux de forêt

Un autre exemple d'étude de processus que j'ai pu mener est la modélisation couplée avec les feux de forêt. En effet, de nombreuses observations (Clements et al., 2006; Santoni et al., 2006) ont montré les fortes interactions entre les feux et l'atmosphère, des tourbillons au niveau du front de flamme aux vents induits par le feu à proximité, et aux pyrocumulus. Le feu de végétation est aussi un processus multi-échelles, depuis la zone de réaction de la flamme aux échelles sub-métriques, à la propagation du front de flamme à l'échelle de la dizaine de mètres, jusqu'à l'échelle synoptique. Le couplage entre un modèle de propagation de feu et un modèle atmosphérique permet de comprendre les mécanismes qui pilotent la propagation du feu. La méthode de couplage a connu de nombreux développements, depuis les simulations simplifiées de Heilman and Fast (1992) jusqu'aux simulations plus récentes à l'échelle régionale où un modèle simplifié de propagation de feu est couplé au modèle atmosphérique WRF (Mandel et al., 2011). A l'initiative de l'Université de Corte, le même type de couplage bi-directionnel a été réalisé entre le modèle plus physique de propagation de feu ForeFire (Balbi et al., 2007) et Méso-NH (Filippi et al., 2009)*. Dans ForeFire, le front de flamme agit comme un panneau radiant incliné, qui chauffe la végétation à l'avant, vaporise le contenu en eau avant d'entrer en pyrolyse. Le vent et les effets de pente sont explicitement pris en compte en calculant l'angle d'inclinaison de la flamme par une méthode vectorielle. La vitesse de propagation de chaque portion du front de flamme est utilisée par une méthode de suivi du front pour simuler le périmètre du feu. A chacun de ses pas de temps, Méso-NH force le modèle de feu par le vent au premier niveau, tandis que ForeFire force l'atmosphère via les flux de chaleur sensible et latente de SURFEX, voire les flux chimiques. La résolution spatiale de ForeFire est sub-métrique, tandis que Méso-NH fonctionne en LES à la résolution horizontale de quelques dizaines de mètres.

Le couplage implique des valeurs extrêmes pour le modèle atmosphérique, comme des températures de surface de l'ordre de 1000 K correspondant à des flux radiatifs ascendants ou des flux de chaleur sensible 100 fois supérieurs à la normale (jusqu'à $100\,\mathrm{kW\,m^{-2}}$ à la résolution de 50 m). Le système couplé a été validé sur des simulations idéalisées montrant des interactions fortes entre l'orographie et le vent induit par le front de flamme (Filippi et al., 2009, 2011), sur le brûlage expérimental de FireFlux (Filippi et al., 2013), et sur de petits incendies en région méditerranéenne (Filippi et al., 2011).

J'ai participé au développement et à la validation de ce couplage dans le cadre d'un projet PEPS (2007-2008) puis du projet ANR IDEA (2009-2012), dont l'objectif était de réaliser le premier système validé de simulation d'incendies prenant en compte les phénomèmes physico-chimiques et leurs interactions. Ce développement d'un couplage de modèles dans un cadre pluridisciplinaire présente un intérêt pour une application opérationnelle future. Ma contribution a aussi été d'aider à l'interprétation de la dynamique atmosphérique générée par les feux.

Dans ce cadre, un challenge a été d'appliquer le système couplé à un très grand incendie, celui d'Aullène en Corse qui a ravagé le 23 juillet 2009 plus de 3000 ha de végétation. Méso-NH utilisait 4 grilles imbriquées en interaction bi-directionnelle (à 2.4 km, 600 m, 200 m et 50 m), tandis que ForeFire présentait une résolution de propagation du feu de 0.1 m et une résolution de matrice des temps d'arrivée de 5 m. Cela permettait d'intégrer le front de flamme à l'échelle sub-métrique des transferts thermiques, le brûlage des combustibles à la résolution de la base de données de la végétation (5 m), les mouvements convectifs induits par le feu à l'échelle de la LES (50 m), et le panache de fumée à méso-échelle (2.4 km). Effectuée sur 24 millions de points de grilles, la simulation des 12 premières heures de propagation de l'incendie (2000 ha) a nécessité 10 heures effectives sur 900 processeurs du calculateur Jade du CINES. Avec Jean-Baptiste Filippi et Frédéric Bosseur de l'Université de Corte, et Céline Mari du Laboratoire d'Aérologie, nous avons été récompensés par le 2nd prix Bull-Fourier du GENCI en 2014 pour cette simulation.

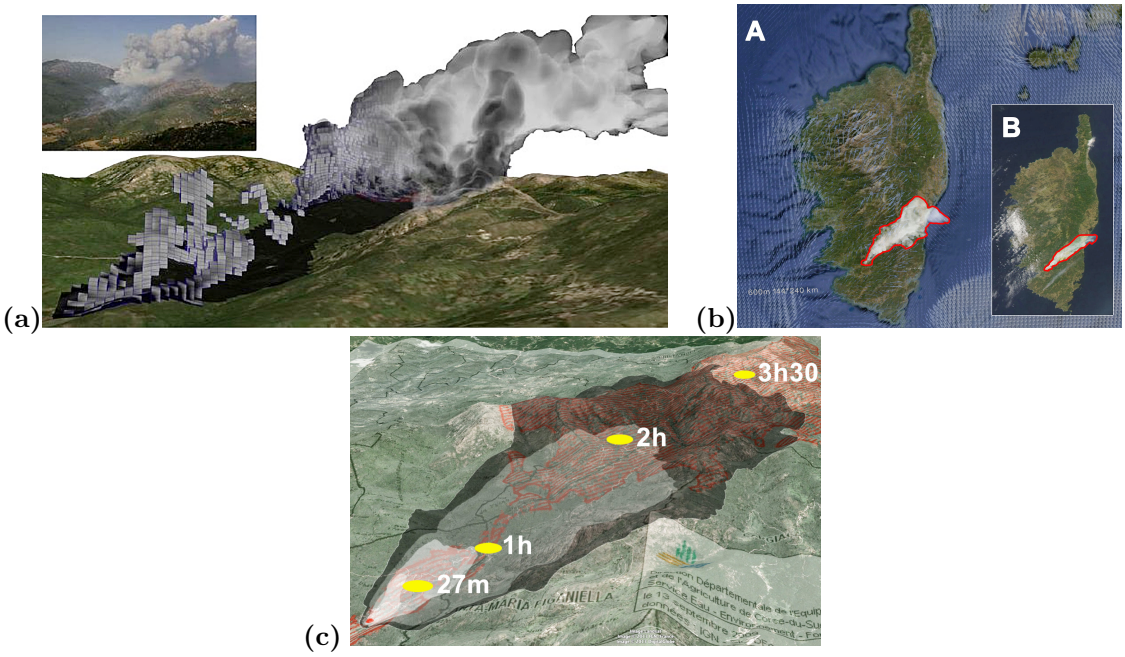


FIGURE 4.18 – Traceur de fumée simulé le 23 Juillet 2009 (a) sur le domaine à 50 m de résolution comparé à une photographie du panache (en haut à gauche) à 14 :50 UTC ; (b) sur le domaine à 600 m de résolution (A) à 15 :00 UTC comparé à l'image MODIS (B) à 14 :50 UTC. (c) Vue de la simulation à 50 m de résolution (échelle de gris) 27 minutes, 1h, 2h et 3h30 après le début du feu, avec les points de passage observés (marques jaunes), avec superposition de la zone brûlée réelle incluant les actions des pompiers (zone hachurée rouge). L'extension horizontale à la base de la figure est de 5 km. *Extrait de Filippi et al. (2018)*.*

Les résultats sont présentés dans Filippi et al. (2018)*. Le panache de fumée simulé est réaliste à la résolution de 50 m (Fig. 4.18a). Une fois injecté dans l'atmosphère libre, il est advecté vers le nord-est et dilué par les vents de plus grande échelle et la turbulence : à 15 UTC, soit 1h30 après le départ du feu, le domaine à 600 m le positionne à 40 km du point d'allumage, ce qui est en accord en terme de direction et d'étendue avec l'observation MODIS (Fig. 4.18b). Le comportement à fine échelle du feu simulé est difficile à valider car les pompiers ont été très actifs (excepté durant la première heure), influençant fortement la propagation du feu et la circulation locale, mais sans que l'on puisse disposer de rapport clair sur les actions menées. La seule information disponible est le passage du front de flamme à différents instants (Fig. 4.18c). Sans prendre en compte les actions des pompiers, la simulation couplée surestime naturellement la zone brûlée, notamment sur les flancs des collines où les actions des pompiers ont été les plus marquées. Mais généralement, les positions simulées du front approximent assez bien les observations de la tête de feu, dont la progression est difficilement contrôlée.

Un des objectifs de cette simulation était de mieux caractériser les interactions dynamiques entre le feu et l'atmosphère, en comparant notamment les simulations couplée et non couplée. Les vents induits par le feu atteignent des valeurs 5 fois plus fortes que les conditions ambiantes, avec des différences de l'ordre de 20 $\mathrm{m\,s^{-1}}$ (Fig. 4.19). Cela génère des convergences de vent près de la surface à l'avant de la ligne de feu, et une zone de divergence consécutive aux courants descendants juste derrière, associée au gradient de pression causé par l'air entraîné dans le panache convectif. Les maxima de différence de température à 2 m simulés sont de l'ordre de 70 K au niveau du front, associés à des différences de flux de chaleur sensible de 240 kW $\mathrm{m^{-2}}$. Après 1h30 de brûlage, le

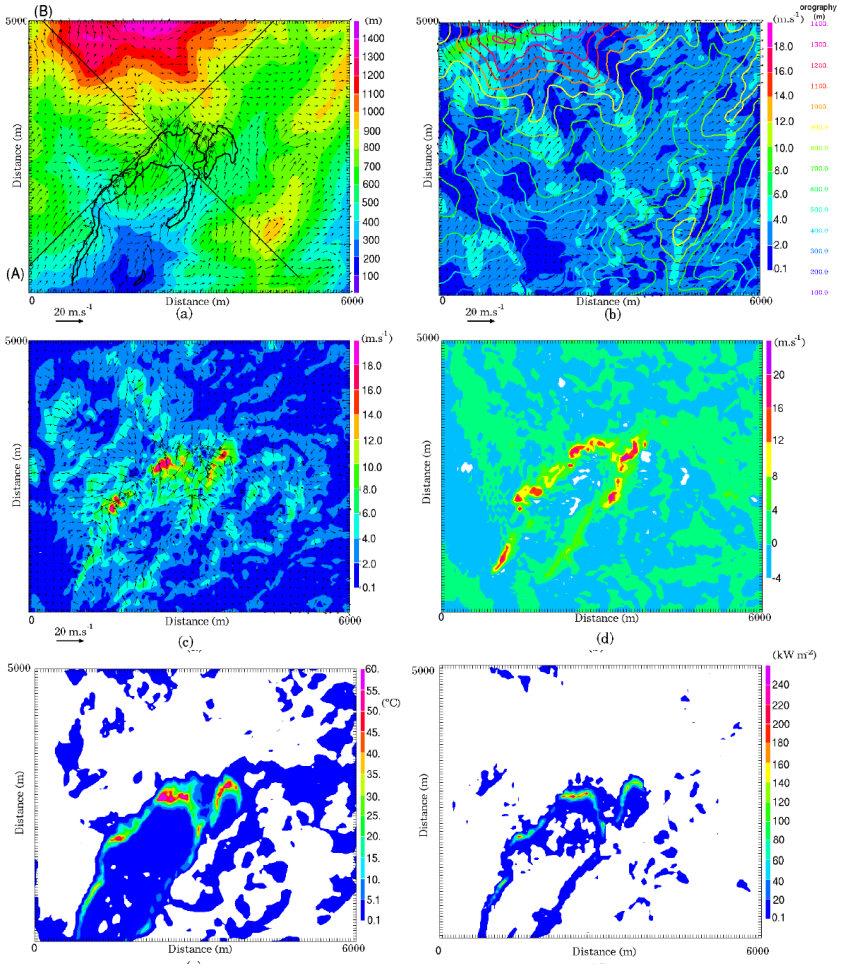


FIGURE 4.19 – Coupes horizontales le 23 Juillet 2009 à 1500 UTC : (a) Traceur représentant la zone de brûlage à 10 m, avec l'orographie en couleur ; (b) Vent à 10 m de la simulation non couplée ; (c) à (e) : Différence entre simulations "couplée moins non couplée" de (c) vent à 10 m ; (d) vitesse verticale (en $\mathrm{m\,s^{-1}}$) à 300 m au dessus du sol ; (e) température à 2 m en K ; (f) flux de chaleur sensible à 20 m (en $\mathrm{kW\,m^{-2}}$). *Extrait de Filippi et al. (2018)*.*

panache atteint une hauteur de 5000 m, avec des vitesses verticales ascendantes en son sein de 27 $\mathrm{m\,s^{-1}}$ (Fig. 4.19 et Fig. 4.20), en accord avec Clark et al. (1996) qui reporta des vitesses verticales de 20-30 $\mathrm{m\,s^{-1}}$, alors que des valeurs encore plus fortes furent relatées par Coen et al. (2004) pour des feux de cime. Les courants descendants simulés les plus intenses se produisent dans la partie supérieure du panache derrière le front de flamme (maximum de -7 $\mathrm{m\,s^{-1}}$), en accord avec de précédentes observations (Clements et al., 2008; Sun et al., 2006), ces derniers suggérant que ces courants descendants amènent de fortes valeurs de quantité de mouvement près de la surface qui contribuent à l'augmentation de la vitesse de propagation du feu.

Dans la simulation non couplée, un fort cisaillement vertical de vent est présent (0.012 $\mathrm{s^{-1}}$ entre 1600 m et 2600 m, Fig. 4.20). Le feu détruit ce gradient vertical en produisant des poches de vent fort similaires à la distribution multicellulaire des coeurs convectifs décrite par Kiefer et al. (2009). Les tourbillons non résolus à 50 m sont aussi fortement développés dans le panache, avec des valeurs de TKE dépassant 20 $\mathrm{m^2\,s^{-2}}$, de l'ordre de 10 fois supérieures aux valeurs de fond de la couche limite. L'environnement cisaillé initial favorise la production dynamique de TKE dans le panache,

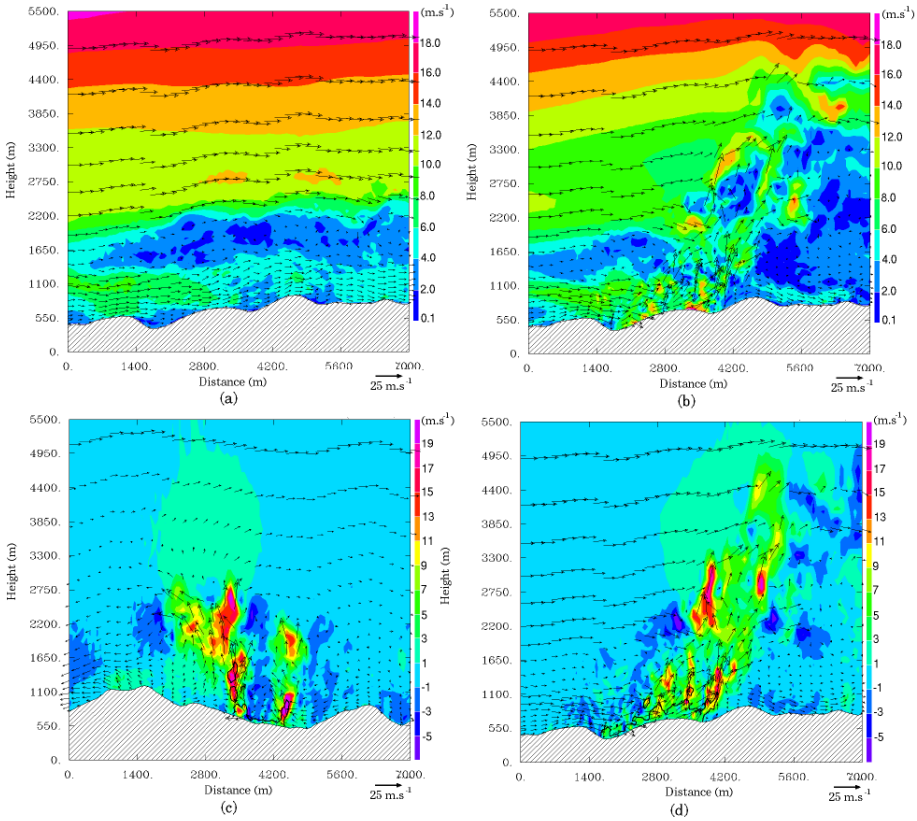


FIGURE 4.20 – Coupes verticales le 23 juillet 2009 à 1500 UTC : (a) et (b) module du vent horizontal (en $\mathrm{m\,s^{-1}}$) le long de la direction de propagation du feu (axe A sur la Fig. 4.19a) avec les flèches de vent dans l'axe de la coupe pour la simulation non couplée (a) et la simulation couplée (b) ; (c) et (d) vitesse verticale (en $\mathrm{m\,s^{-1}}$) de la différence entre simulations "couplée moins non couplée" (c) à travers le front (axe B) et (d) le long de la direction de propagation (axe A). *Extrait de Filippi et al. (2018)*.*

nettement supérieure à la production thermique (Filippi et al., 2018)*. A l'inverse, la production thermique est prépondérante près de la surface, où les flux de chaleur sensible intenses génèrent une forte production par flottabilité. Nous montrons également que la turbulence est quasi-isotrope dans le panache, et que l'apport substantiel d'énergie résolue concerne l'ensemble des longueurs d'ondes dans la simulation à 50 m de résolution.

Cette étude a ainsi de permis de montrer des interactions dynamiques réalistes générées par le couplage Méso-NH-ForeFire, sur un grand cas réel d'incendie. Les circulations convectives générées par le feu s'avèrent très intéressantes à analyser. Les fortes intensités mises en jeu mettent aussi en valeur la robustesse du système couplé. L'amélioration de ce couplage se poursuit dans le cadre du projet ANR FIRECASTER (2017-2020), avec en particulier le développement et l'évaluation d'une version compressible de Méso-NH (5.1.1).

4.6 Autres couplages novateurs

J'ai également participé au développement d'autres couplages novateurs dans un cadre pluridisciplinaire, résumés ci-dessous.

4.6.1 Transport de neige par le vent

Le transport de neige par le vent est une composante importante de l'interaction entre la cryosphère et l'atmosphère. Dans les zones montagneuses comme les Alpes, il constitue l'un des processus qui contrôle les accumulations de neige, avec les précipitations neigeuses orographiques et le dépôt préférentiel de ces chutes de neige. Il érode les zones exposées au vent fort comme les crêtes, et dépose la neige dans les zones abritées. L'importance relative de ces processus reste incertaine aux échelles fines (10 m-100 m). Leur prévision est importante pour estimer le risque d'avalanche et le risque hydrologique.

C'est dans ce cadre que s'est déroulé la thèse de Vincent Vionnet, dont j'ai suivi les travaux, qui a développé le transport de neige par le vent via le couplage entre Méso-NH et le modèle de manteau neigeux Crocus (Brun et al., 1992) de SURFEX. Méso-NH–Crocus simule le transport de neige via la saltation et la suspension turbulente, et inclut la sublimation des particules de neige en suspension (Vionnet et al., 2014)*. A la surface, le modèle calcule le flux de masse par saltation en fonction des propriétés de surface de la neige simulées par Crocus et des conditions météorologiques près de la surface. Dans l'atmosphère, les particules de neige soufflées sont représentées par un schéma microphysique à 2 moments qui prend en compte l'évolution pronostique de la concentration de neige soufflée, la sublimation et la sédimentation.

Meso-NH–Crocus incluant le transport de neige par le vent a été utilisé jusqu'à une résolution de 50 m (par descente d'échelle depuis AROME) pour simuler la redistribution de neige sur un évènement neigeux de Février 2011 autour du site expérimental du col du Lac Blanc dans le massif des Grandes Rousses (Alpes). Vionnet et al. (2014)* ont quantifié la perte de masse due à la sublimation de la neige soufflée et Vionnet et al. (2017)* ont simulé la redistribution de la neige. Sous l'effet du vent fortement influencé par la topographie, la neige est redistribuée par le transport, qui simule l'érosion sur les versants au vent ainsi que le dépôt sur les versants sous le vent (Fig. 4.21). Les variogrammes déduits des simulations montrent que la variabilité spatiale des chutes de neige est plus faible que la variabilité de l'accumulation de neige lorsque l'on considère le transport de neige par le vent. Même si le modèle tend à surestimer les précipitations solides pour cet épisode, les résultats suggèrent que le transport de neige par le vent est la principale source de variabilité spatiale d'accumulation de neige.

4.6.2 Couplage avec des modèles de propagation acoustique

La propagation sonore en milieu extérieur constitue un sujet à la fois sociétal et scientifique. Il est reconnu que les effets météorologiques de la propagation sonore doivent être pris en compte depuis la grande échelle jusqu'à une distance de 50 m de la source sonore (Junker et al., 2007). Les paramètres les plus influents sur les niveaux sonores sont le vent, la température et leurs gradients verticaux, ainsi que la turbulence. Ainsi, en 2005 a été menée une campagne expérimentale sur le site de Lannemezan, développée par le LCPC (ex-IFSTTAR), l'ECL, EDF et la SNCF, afin de fournir un important jeu de données expérimentales pour quantifier l'influence relative des paramètres météorologiques influents sur la propagation sonore en milieu extérieur. Le site de Lannemezan-2005 est plat, couvert de prairies avec des barrières d'arbres d'une hauteur de 10 m

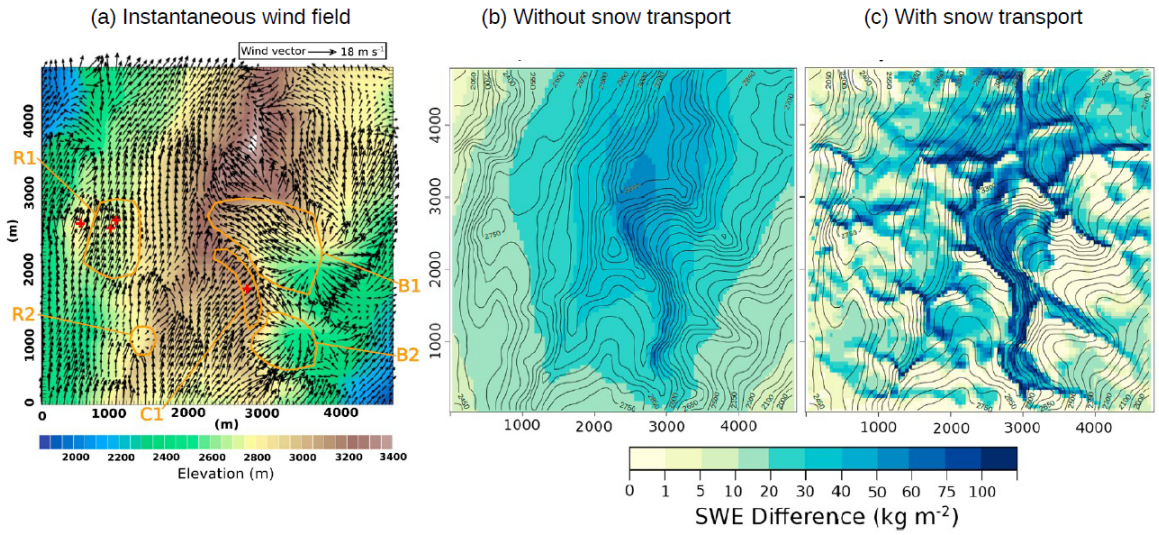


FIGURE 4.21 – (a) Champ de vent instantané simulé à 2m au dessus du sol le 15 février 2011 à 8h30 UTC. (b et c) Différence de l'équivalent en eau du manteau neigeux (en $\mathrm{kg\,m^{-2}}$) simulé entre le 15 février 2011 à 12 UTC et le 14 février à 15 UTC avec la simulation (b) sans transport de neige par le vent et (c) avec transport. *Extrait de Vionnet et al. (2017)*.*

de chaque côté du domaine. L'objectif de la thèse de Pierre Aumond a été de valider, à partir des mesures de Lannemezan-2005, une approche par la modélisation en forçant un modèle de propagation acoustique par un modèle météorologique de fine échelle. Le modèle météorologique est Méso-NH en mode LES (résolution horizontale la plus fine de 3.3 m), incluant la traînée des arbres que Pierre Aumond a développée (2.3.2). Le modèle de propagation acoustique est basé sur la méthode TLM (Transmission Line Matrix) construite sur le principe d'Huygens (1678), et qui tient compte des caractéristiques différentes d'impédance du sol, des couches complètement absorbantes et de la météorologie. La résolution spatiale de la méthode TLM est de 0.04 m, en configuration 2D durant 0.65 s : les variables météorologiques sont alors considérées comme constantes pendant la période de simulation acoustique. La propagation acoustique a été évaluée pour trois types de couche limite (instable, neutre et stable) (Aumond et al., 2014)*. En conditions instable et neutre, TLM montre un meilleur comportement lorsqu'il utilise les champs LES modélisés plutôt que des conditions homogènes (vent et température constants), ou des conditions hétérogènes mais avec des profils verticaux de vent et de température linéaires (à partir des mesures de mât). En condition très stable en revanche, le vent et la TKE simulés par Méso-NH sont surestimés, menant à un gradient vertical de célérité effective défavorable à la propagation, au contraire des mesures. Cela souligne la nécessité d'améliorer la représentation de la turbulence en conditions très stables, qui est un axe de travail actuel au CNRM. La simulation de la propagation acoustique à partir de champs météorologiques simulés s'est ainsi avérée très sensible aux profils de vent et de température et aux erreurs associées. Un forçage de la méthode TLM par des champs météorologiques issus d'une LES revêtirait un intérêt plus grand dans un environnement plus complexe, où des conditions homogènes seraient parfaitement irréalistes.

4.6.3 Dispersion de pollens

L'introduction de variétés génétiquement modifiées dans les agro-écosystèmes présente des risques potentiels liés à la dissémination de transgènes dans l'environnement, dont la dispersion de pollen représente l'un des principaux mécanismes. Des mesures ont montré la présence de pollen viable dans toute la couche limite, susceptible d'être transporté sur des distances importantes. En 2005, l'INRA de Bordeaux a cherché à quantifier la part de pollen de maïs transporté, à préciser les mécanismes de transport et à déterminer l'évolution de sa viabilité, en développant dans Méso-NH un module de pollen, où les concentrations et masses de pollens vivants et morts sont pronostiques et où la viabilité du pollen dépend de son contenu en eau (Brunet et al., 2012)*. En 2014, ces travaux ont été repris par Cécile De Munck dans le cadre d'un post-doctorat à l'INRA, dont nous avons suivi les avancées avec Valéry Masson. Un de mes objectifs pour la prochaine année sera de reprendre ce code afin de l'intégrer dans une version officielle de Méso-NH, en collaboration avec C. De Munck, maintenant titulaire au CNRM, et Yves Brunet, et de le valider avec C. De Munck sur des données de campagnes de mesures menées par l'INRA pour le maïs et le colza.

Ce chapitre a ainsi permis de montrer la diversité des études de processus auxquelles j'ai participé, mettant en jeu les interactions entre processus dynamiques et physiques, aux échelles CRM et LES. Il souligne aussi la potentialité d'un modèle atmosphérique à s'ouvrir à de nouvelles applications dans un cadre multidisciplinaire.

CHAPITRE 5

Perspectives

Mon travail de recherche va se poursuivre suivant le même axe complémentaire de la dynamique à la physique des modèles CRM et LES. Sur la dynamique, il s'agira d'améliorer la méthode IBM pour la modélisation autour d'obstacles. On cherchera également à développer et valider une version compressible de Méso-NH. Sur la physique des modèles, mes travaux seront principalement basés sur l'harmonisation des schémas de nuage et de précipitation sous-maille, et sur l'amélioration de la paramétrisation de la turbulence aux bords des nuages. La modélisation pour l'étude des processus et la prévision des phénomènes à enjeux constituera un objectif important. Ces phénomènes à enjeux concerneront l'aéronautique, avec le givrage par eau surfondue ou par petits cristaux, et le brouillard. Ils s'appuient tous sur la validation de la microphysique à 2 moments, qui constitue la principale évolution attendue de la physique dans AROME au cours des prochaines années. La modélisation du brouillard sera centrale dans mes prochains travaux, et s'appuiera sur la prochaine campagne expérimentale sur le brouillard. Ces différents sujets sont présentés ci-dessous.

5.1 Dynamique

5.1.1 Vers une version compressible de Méso-NH ?

Méso-NH utilise l'hypothèse anélastique qui filtre les ondes acoustiques. Comme présenté en 2.1, cette approximation ne tient pas compte des variations rapides de volume d'une parcelle d'air soumise à une variation de pression, en imposant une densité horizontale constante. Ceci constitue une limite dans la simulation des feux de forêt, du fait des fortes variations locales de chaleur et donc de densité induites par le feu. L'hypothèse est aussi contraignante pour des LES sur des zones à fort relief, le solveur de pression ne parvenant pas à converger sur les fortes pentes. Nous tentons avec Valéry Masson de développer une version compressible de Méso-NH pour réaliser ces types de LES en conditions extrêmes.

La première étape a été menée par Quentin Rodier dans le cadre d'un stage M2 encadré par Valéry Masson, consistant à modifier les équations de Méso-NH pour supprimer l'anélasticité : la densité de l'air sec est devenue variable pronostique, en plus de la température potentielle, et est calculée à partir de l'équation de continuité. Mais les ondes acoustiques maintenant présentes imposent un pas de temps très petit pour respecter la contrainte CFL, ce qui empêche en pratique toute utilisation de la version compressible.

La seconde étape a alors consisté à adapter une méthode de “time-splitting” dans le cadre du stage IENM3 de Thomas Burgot que j'ai co-encadré avec Valéry Masson : cela repose sur l'utilisation d'un grand pas de temps pour les processus qui varient lentement, comme l'advection, et d'un petit pas de temps uniquement pour ceux qui varient rapidement, comme les fluctuations de pression. Différentes méthodes existantes de time-splitting, comme celle de Wicker and Skamarock (1998) dans WRF ou de Gassmann (2005) dans COSMO, ont été testées, et une méthode un peu différente a été mise au point, qui combine les schémas d'advection précis comme WENO5 aux pas de temps longs aux schémas d'advection d'ordre faible et diffusifs comme WENO3 ou même le schéma upstream du 1er ordre aux pas de temps courts.

Une autre contrainte numérique de la version compressible est que les ondes acoustiques sont réfléchies par le toit du modèle et parasitent la solution intérieure : en effet, la couche tampon de Rayleigh correspond à un filtrage des hautes fréquences. Dans le cadre de la thèse d'Aurélien Costes, encadrée par Valéry Masson, Mélanie Rochoux (CERFACS) et moi-même, et financée par l'ANR Firecaster, une nouvelle étape est donc de développer des conditions limites radiatives au sommet du modèle pour la version compressible de Méso-NH, qui permettent l'évacuation des ondes basses fréquences sans modifier la solution intérieure. La méthode de condition à la limite supérieure radiative retenue est la méthode locale dans le temps et dans l'espace NSCBC (Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions) proposée par Poinsot and Lelef (1992), modifiée selon Polifke et al. (2006) pour être parfaitement non réfléchissante pour des ondes acoustiques planes d'incidence normale, à toutes les fréquences. Cette méthode, validée par A. Costes pour des cas simplifiés d'ondes orographiques, est en test sur des cas de feux de forêt. L'objectif in-fine de la demi-thèse d'Aurélien Costes (l'autre partie de la thèse étant consacrée à l'assimilation de données pour la prévision des feux de forêt, encadrée par Mélanie Rochoux) est d'évaluer l'impact de la version compressible du modèle atmosphérique sur la propagation des feux de forêt.

5.1.2 Représentation des hétérogénéités de surface

Pour la modélisation urbaine, la méthode IBM telle qu'actuellement implantée dans Méso-NH par Franck Auguste (CERFACS) nécessite d'être améliorée pour pouvoir fonctionner avec du relief et avec des modèles emboîtés. Ces développements seront réalisés lors d'un post-doctorat, que je co-encadrerai avec Valéry Masson en 2019-2020 en lien avec Franck Auguste, dans le cadre du projet PPM (Prévision d'ensemble de la dispersion atmosphérique de Polluants pour des applications Micro-météorologiques à l'échelle d'un site) financé par le RTRA-STAE et coordonné par Mélanie Rochoux (CERFACS).

Par ailleurs, avec la résolution verticale fine envisagée pour la version AROME dédiée au brouillard, et compte tenu de l'existence de la nouvelle base de données de couverts de surface ECOCLIMAP-SG (résolution 300 m), il devient pertinent d'introduire la paramétrisation de la traînée des arbres dans le modèle atmosphérique AROME. Des tests seront menés avec Yann Seity (CNRM) dans AROME.

5.2 Paramétrisations physiques

5.2.1 Hétérogénéités sous-maille des nuages et précipitations

La recherche d'une PDF universelle pour tous les types de nuages à l'échelle kilométrique et qui s'appliquerait de manière cohérente pour tous les processus (condensation, autoconversion, collection) serait la méthode la plus élégante pour traiter l'hétérogénéité sous-maille des nuages et

précipitations, mais elle reste une question ouverte et complexe. Une PDF qui serait la superposition de plusieurs PDF adaptées à différents types de nuage offrirait probablement plus de flexibilité. Je continuerai à suivre les travaux de Sébastien Riette (PHY-NH) qui explore ce sujet, et qui exploite actuellement les données d'observation Cloudnet.

L'état des lieux des formulations utilisées dans AROME/Méso-NH montre un manque de cohérence des PDF suivant la variable à laquelle elle s'applique (fraction nuageuse ou contenu en eau nuageuse) ou suivant le processus (condensation ou autoconversion). De plus, ces formulations (Chaboureau and Bechtold, 2002, par exemple) ont été développées pour des résolutions grossières et n'ont pas été révisées pour les résolutions kilométriques. Elles ont été dérivées à partir de LES pour représenter à la fois les nuages "de grande échelle "ou stratiformes, et les nuages convectifs peu profonds. Or suivant l'option choisie actuellement dans AROME/Méso-NH, les mêmes formulations utilisent ou non l'information provenant du schéma de convection peu profonde. La forme de la PDF devrait certainement dépendre des processus qu'elle doit représenter, c'est-à-dire des termes entrant dans la composition de l'écart-type d'écart à la saturation. Lorsque l'écart-type n'est issu que de la turbulence, qui ne représente que les mouvements non cohérents, la PDF pourrait être symétrique, les nuages issus de la convection peu profonde étant alors diagnostiqués de manière indépendante. En revanche, si l'écart-type intégre une contribution provenant de la convection peu profonde, une PDF asymétrique serait plus appropriée.

Un autre point est qu'il serait nécessaire d'inclure une PDF additionnelle pour la phase glace. Hill et al. (2012) ont ainsi proposé une paramétrisation sous-maille de la glace nuageuse à partir des données CloudSat. Par ailleurs, un autre problème de fond initialement soulevé par Del Genio et al. (1996) est que la PDF est susceptible de fournir une fraction nuageuse volumique, mais elle est en réalité utilisée par le schéma de rayonnement comme une fraction surfacique. Jouhaud et al. (2018, soumis à JAMES) proposent une paramétrisation séparée des fractions nuageuses volumique et surfacique dans le modèle de climat LMDZ, qu'il pourrait être intéressant d'introduire dans AROME/Méso-NH.

L'introduction de la pluie sous-maille dans AROME 1.3 km, telle que développée dans la thèse de sandra Turner, doit être finalisée. Une première évaluation n'ayant pas montré d'amélioration des scores, différentes améliorations sont envisagées et font l'objet d'une proposition de stage, qui serait encadré par S.Riette et moi-même. Un premier objectif est d'étendre la paramétrisation de Turner et al. (2012)* aux espèces précipitantes mixtes. Cette modification pourra influer sur la croissance des espèces précipitantes, leur évaporation et ainsi modifier à la fois le cumul observé au sol et la dynamique de l'atmosphère dans la couche limite, que l'on cherchera à mieux caractériser. On peut également s'attendre à un impact sur la prévision du givrage, cruciale pour les aéronefs. On cherchera en second lieu à mettre en cohérence la PDF de la condensation sous-maille et celle des précipitations sous-maille. Cette paramétrisation étant basée sur l'approche de Shonk and Hogan (2008) développée dans le schéma radiatif ecRad introduit par Quentin Libois (PHY-NH) dans Méso-NH et AROME, on cherchera également à mettre en adéquation le schéma de pluie sous-maille et le schéma radiatif.

Enfin, sur les nuages comme sur les précipitations, dans l'optique des prochaines étapes d'AROME, on essaiera de répondre à la question : à partir de quelle résolution spatio-temporelle l'hétérogénéité sous-maille peut-elle être ignorée ? La prochaine campagne EUREC4A (Bony et al., 2017), qui sera déployée entre le 20 janvier et le 20 février 2020 au large des Barbades, devrait fournir des données expérimentales permettant d'aborder ces questions ambitieuses.

5.2.2 Turbulence aux bords des nuages

La thèse d'Antoine Verrelle a permis d'étudier une paramétrisation de la turbulence dans le coeur des courants ascendants des nuages convectifs profonds aux échelles kilométriques, ce qui constituait la première étape incontournable. L'étape suivante, menée dans le cadre de la thèse de Clément Strauss (2017-2020) encadrée par Didier Ricard et moi-même, est de caractériser et de paramétrer les tourbillons aux bords de ces nuages, associés aux processus d'entraînement et de détraînement. A partir d'une LES de nuage convectif profond à résolution très fine ($\Delta x = \Delta y = \Delta z = 5m$), on cherchera dans un premier temps à quantifier l'entraînement/détraînement suivant différentes méthodes (Romps, 2010; Dawe and Austin, 2011) et à le caractériser à partir des trajectoires lagrangiennes (Yeo and Romps, 2013). L'entraînement latéral est-il le mécanisme de mélange dominant comparé au mélange sommital ? On appliquera ensuite le filtrage des champs LES selon la méthode par pavés pour produire des champs de référence afin de développer une paramétrisation du mélange aux bords des nuages pour les CRM.

Au delà de la thèse de C. Strauss, nous chercherons à l'avenir à investiguer l'impact des processus de mélange et d'entraînement sur la microphysique nuageuse avec LIMA et sur l'impact radiatif des nuages. Les mesures dans des nuages de couche limite ont en effet montré que l'entraînement génère une grande variété de trajectoires de gouttelettes et de sursaturation, produisant des spectres de gouttelettes larges et multimodaux. Les deux scénarii de mélange extrêmes sont le mélange homogène (concentration de gouttelettes constante et réduction de leur diamètre) et inhomogène (concentration de gouttelettes réduite et diamètres constants) (Burnet and Brenguier, 2007). Le processus de mélange impacte significativement les propriétés radiatives des nuages, tel que l'albédo au sommet (Chosson et al., 2007), la formation des précipitations et l'utilisation des aérosols. Les nuages convectifs profonds introduiront une complexité supplémentaire de par la microphysique mixte.

Les développements importants réalisés ces dernières années sur les différentes paramétrisations physiques dans Méso-NH (microphysique mixte à 2 moments, schémas de nuage et de précipitation, turbulence dans les nuages convectifs profonds, nouveau schéma radiatif ecRad) devront être évalués de manière intégrée. Ils permettront de développer de nouvelles interactions, comme par exemple l'impact de la turbulence sur les processus de collection et d'activation/nucléation. Différents acteurs de ces nouveaux développements sont dans l'équipe PHY-NH, et je serai partie prenante dans la coordination de ces travaux.

5.3 Modélisation pour l'étude des processus et la prévision des phénomènes à enjeux

5.3.1 Impact des forêts sur les nuages

Les écosystèmes continentaux, et en particulier les surfaces forestières, contribuent à la régulation du cycle hydrologique à travers leurs effets sur les flux de chaleur et d'humidité, les processus de formation nuageuse et de précipitation. Ces interactions ont été très étudiées à l'échelle climatique (e.g. Ellison et al., 2017), sur l'Amazonie ou les grandes plaines d'Amérique du Nord par exemple. D'autres études se sont concentrées sur l'échelle régionale, notamment avec la campagne Hapex-Mobilhy dans le sud-ouest de la France. Ainsi, André et al. (1989) ont démontré un déclenchement plus marqué de la convection sur les forêts les journées de ciel clair, et ont supposé qu'après le passage d'un front froid, les forêts influencent les précipitations locales grâce à leur ca-

pacité à intercepter l'eau précipitante pour la réévaporer. De même, Blyth et al. (1994) ont simulé une augmentation de 30% des précipitations au dessus d'un paysage forestier plutôt qu'un sol nul dans la région des Landes. Plus récemment, Teuling et al. (2017) ont démontré, à partir de dix années d'images satellites, une augmentation de la couverture nuageuse sur les forêts des Landes et de Sologne, et conjointement une diminution de la couverture nuageuse durant les étés qui ont suivi la tempête Klaus en janvier 2009. Les processus de couplage surface-atmosphère dépendent bien sûr de nombreux facteurs, comme l'albédo, l'humidité des sols, le vent, etc. Ces mêmes auteurs soulignent les implications possibles en terme d'aménagement du territoire, à savoir que des forêts pourraient être exploitées pour limiter localement les impacts du réchauffement climatique, notamment près des grandes villes.

Dans ce contexte, une thèse est proposée par Y.Brunet, P. Le Moigne (GMME/SURFACE) et moi-même en 2018, ou à défaut de candidat en 2019, dans le cadre du projet LUCAS (Land Use, regional Climate and AtmoSpheric chemistry) du LabEx de l'Université de Bordeaux, coordonné par Y. Brunet. L'objectif sera d'évaluer et analyser, à partir de simulations Méso-NH à la résolution de 500 m sur le Sud-Ouest, l'impact de la forêt des Landes sur l'ennuagement. On utilisera notamment la force de traînée des arbres pour tenir compte de l'effet dynamique de la canopée forestière, la microphysique de LIMA, mais également les dernières avancées du modèle MEB dans Surfex et du rôle de la litière (Napoly et al., 2017). Plusieurs mois d'été seront simulés pour évaluer l'impact de la déforestation engendrée par Klaus sur la convection nuageuse.

5.3.2 Le givrage par eau surfondue

Le givrage par eau surfondue représente un danger important pour l'aéronautique, du fait de la congélation des gouttes sur les ailes, le fuselage, des instruments de navigation ou des éléments du moteur, pouvant provoquer des pertes de contrôle. Malgré l'existence de solutions techniques pour contrer l'accrétion du givre, il est plus prudent pour les pilotes d'éviter les zones à risque. Le risque de givrage est d'autant plus sévère que le diamètre des gouttes est grand. La prévision des zones givrantes constitue donc un enjeu important pour la prévision aéronautique dans les services météorologiques. En plus de la présence d'eau surfondue, il suppose un air suffisamment pauvre en noyaux glaçogènes. Les scénarii propices au givrage sont les ascendances dans les nuages convectifs ou dans les soulèvements orographiques, ou des situations pour lesquelles une couche d'air froid se situe sous de l'air plus chaud, par exemple dans les fonds de vallée ou à l'avant d'un secteur chaud, pour lesquelles les hydrométéores liquides en altitude sédimentent dans des zones à température négative.

Le post-doc d'Elizabeth Coustau, puis le stage IENM3 de Marie Cassas, que j'ai co-encadrés avec S.Riette et B. Vié, ont permis de dresser le constat qu'ICE3 sous-estime très largement les quantités d'eau surfondue, et de développer un diagnostic de givrage dans AROME. Ce dernier est basé sur une PDF multi-dimensionnelle (utilisant les paramètres température, rapport de mélange vapeur et humidité relative par rapport à la glace), et a été mis au point à partir d'une base de données issue d'une compagnie aérienne, fournissant des mesures d'occurrence de givrage sur la métropole pendant 22 mois. Le nouvel indice comparé à l'indice actuellement opérationnel a montré un meilleur taux de détection d'occurrence de givrage à taux de fausses alarmes égal. Le schéma LIMA a ensuite été évalué par M. Cassas sur une campagne de mesures en conditions givrantes menée par Airbus Helicopters sur l'hiver 2015-2016 au large de la Bretagne, dans des nuages de couche limite, et comparé à ICE3. Les observations en conditions givrantes montrent des contenus en eau liquide assez élevés quelle que soit la température entre 0 et -15 °C, tandis que le diamètre volumique moyen (MVD) décroît plus rapidement avec la baisse des températures, consécutivement au fait que les grosses gouttes gèlent avant les plus petites (Fig. 5.1). LIMA sous-estime l'occurrence de givrage,

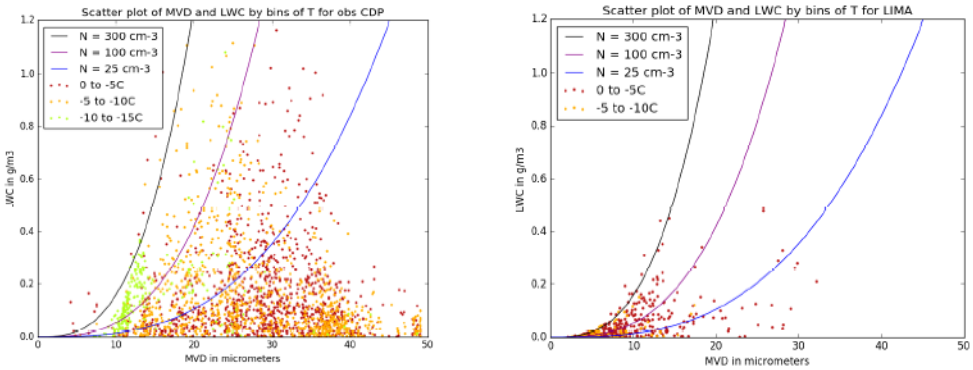


FIGURE 5.1 – Nuages de points de contenu en eau liquide (LWC) et diamètre volumique moyen (MVD) pour différentes plages de température en condition givrante lors de la campagne Airbus Helicopters pour les observations (mesures de MVD par sonde CDP) et les simulations LIMA, avec superposition des courbes théoriques correspondant à une concentration fixe de gouttelettes de 300 cm^{-3}, 100 cm^{-3} et 25 cm^{-3}. *Extrait de Cassas (2017)*

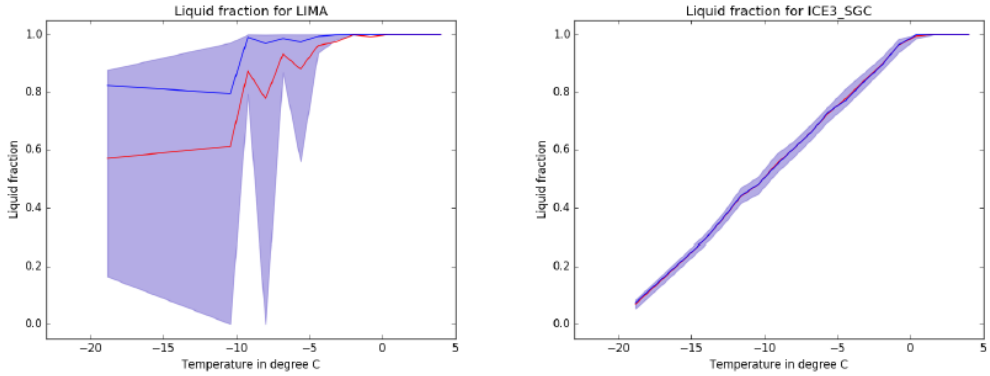


FIGURE 5.2 – Fraction liquide modélisée dans les nuages en fonction de la température (bins de 1,2 °C) pour LIMA (à gauche) et ICE3 (à droite) en condition givrante lors de la campagne Airbus Helicopters. La ligne rouge correspond à la moyenne, la ligne bleue à la médiane, et la zone violette est délimitée par les quantiles 10 et 90. *Extrait de Cassas (2017)*

les contenus en eau liquide et les diamètres, mais reproduit la diminution des MVD en fonction de la température. Si l'on considère les courbes théoriques correspondant à une concentration imposée de gouttelettes (comme dans ICE3), la plupart des points observés et simulés se situent sous la courbe de 300 cm^{-3}, caractéristique d'une masse d'air océanique, alors qu'une étude similaire menée par Thompson et al. (2017) montre une courbe théorique supérieure de 750 cm^{-3} relative aux masses d'air pollué du Nord-Est des USA, ce qui est cohérent.

Si les deux schémas ICE3 et LIMA présentent un défaut majeur de transformer trop d'eau surfondue en espèces glacées, LIMA conserve plus d'eau surfondue qu'ICE3 jusqu'à -8 °C, ce qui corrobore les résultats de Taufour et al. (2018)* sur la comparaison aux données radar (cf 3.2.2), ou ceux de Field et al. (2017)* pour ICE3 (cf 4.1.1). Cela provient principalement du fait que LIMA abandonne l'ajustement à la saturation pour les nuages glacés, et permet aussi de s'affranchir d'une approche dépendant de la température pour partitionner l'eau nuageuse liquide et glacée dans les nuages mixtes (Fig. 5.2). Les observations sur la campagne ne fournissent pas de mesure de la fraction d'eau liquide, mais Boudala et al. (2004) ont montré, lors de différentes campagnes de mesures

dans des nuages stratiformes au dessus de l'Atlantique, la présence d'eau liquide jusqu'à -35 ℃ et des fractions d'eau liquide entre 20 et 60 % autour de -15 ℃. Une autre perspective intéressante qu'offre LIMA par rapport à ICE3 est d'intégrer la concentration en noyaux glaçogènes, dont on sait qu'elle doit être faible dans les zones de givrage par eau surfondue.

L'amélioration de la partition eau liquide/glace constitue une perspective importante dans les travaux de validation de LIMA, à laquelle je souhaite apporter ma contribution. Une opportunité devrait être la campagne expérimentale ICICLE (In-Cloud ICing and Large drop Experiment), organisée par la FAA (Federal Aviation Administration) pendant 6 semaines entre janvier et mars 2019 sur l'ouest des Grands Lacs, à laquelle Benoît Vié participera.

5.3.3 Le givrage par petits cristaux

Un autre type de givrage est devenu une préoccupation majeure pour l'aéronautique durant cette dernière décennie, qui est celui induit par les petits cristaux. Au cours des années 1990, plusieurs avions volant à leur altitude de croisière (températures comprises entre -27 ℃ et -33 ℃) ont rapporté des incidents de vol avec perte de puissance des moteurs (Lawson et al., 1998). Ces appareils volaient à proximité de tours convectives (tout en les évitant pour des questions de sécurité) dans des régions tropicales chaudes, dans des zones de turbulence modérée, sans que du givrage par eau surfondue ne soit détecté. Le radar de bord indiquait des réflectivités faibles, inférieures à 30 dBZ à l'altitude de vol de l'avion, impliquant l'absence de graupel et de grêle. Ces incidents étaient très certainement dus à l'ingestion par les moteurs d'une forte concentration de petites particules de glace, expliquant le faible niveau de réflectivité et leur non détection par les radars, et amenant à des contenus en glace supérieurs à 1 $\mathrm{g\,m^{-3}}$ ou plus (Yost et al., 2018).

Afin de mieux anticiper ce type d'évènement, améliorer les conditions de navigation et faire évoluer les instruments de bord permettant de détecter les situations pouvant amener à un incident de vol, l'industrie aéronautique, en partenariat avec différentes institutions européennes, a mis en place le programme High Altitude Ice Crystals (HAIC). Une composante importante de ce projet a été la construction d'une base de données d'observations obtenues lors de trois campagnes de terrain, implémentant une instrumentation microphysique spécifique, qui se sont déroulées à Darwin (Australie, du 15 janvier au 7 mars 2014), à Cayenne (Guyane, du 9 au 29 mai 2015), et à Saint-Denis (Réunion, en 2016). Ces données ont permis de confirmer que, la plupart du temps, les situations de forts contenus en glace au dessus de 8 km d'altitude se rencontrent au dessus des océans tropicaux et suivent le cycle saisonnier de la nébulosité dans ces régions. L'analyse des observations a permis de montrer que le diamètre médian des particules de glace associées se situe dans la gamme 250 à 500 μm (Leroy et al., 2017).

Du point de vue des schémas microphysiques, on distingue la glace "primaire", correspondant à des cristaux formés par vapeur sursaturée ou par eau liquide sursaturée, de la glace "secondaire" formée seulement si des particules glacées sont déjà présentes. Quand la concentration de cristaux de glace dans une région mixte de nuages froids (-38 ℃<T<0 ℃) est du même ordre de grandeur que la concentration de noyaux glaçogènes, la glace est d'origine primaire. Mais quand la concentration de cristaux de glace dépasse la concentration de noyaux glaçogènes de plusieurs ordres de grandeur, les processus de glace secondaire sont actifs. L'exploitation des données de HAIC pourrait permettre de bien représenter ces processus dans les schémas. Dans LIMA notamment, les processus de représentation de glace primaire sont la déposition de vapeur, la congélation homogène et la congélation hétérogène des gouttelettes, l'effet Bergeron et la congélation par immersion des IFN enrobés. Il existe un seul processus de multiplication des cristaux, qui est le processus d'Hallett-Mossop d'éclatement des particules givrées, qui se produit à des températures entre -3 ℃ et -8 ℃. La question de la représentation d'un autre processus de multiplication des cristaux jouant à des

températures plus basses se pose, tel que celui proposé par Hoarau et al. (2017) et implanté dans une version avancée de LIMA.

Dominique Bouniol, Benoît Vié et moi-même allons encadrer à partir de l'automne 2018 la thèse de Jean Wurtz sur l'amélioration de la prévision de givrage par petits cristaux dans AROME/Méso-NH pour l'aéronautique. L'objectif est d'évaluer la capacité du schéma LIMA à prévoir les contenus et concentrations de petits cristaux à partir des données de HAIC, de tester des points d'amélioration proposés dans la littérature comme la modification de paramètres des lois dimensionnelles, ou l'ajout d'un nouveau processus de multiplication de cristaux si cela s'avère nécessaire, et de proposer un diagnostic d'aide à la prévision pour l'aéronautique. Ces travaux seront menés avec les modèles AROME-Outre-Mer et Méso-NH sur les campagnes de Darwin et de Cayenne.

5.3.4 Le brouillard

Etude du brouillard durant la campagne LANFEX

Après avoir étudié l'impact des hétérogènéités de surface telles que des barrières d'arbres sur le cycle de vie du brouillard, nous nous intéressons actuellement à l'impact de l'orographie sur le brouillard, dans le cadre de la thèse de Léo Ducongé, que je co-encadre avec Thierry Bergot et Benoît Vié. Le cadre d'étude est la campagne LANFEX (Local And Non-Local Fog Experiment) menée par le Met Office dans une région vallonnée, ayant instrumenté des tours à flux dans quatre vallées adjacentes afin d'analyser comment une même masse d'air peut mener à des différences d'occurrence et de développement du brouillard (Price et al., 2018)*. Les principaux objectifs de LANFEX sont d'une part d'identifier clairement l'importance relative des effets locaux et non-locaux (advectifs, comme les courants de drainage) sur le cycle de vie du brouillard, et d'autre part, d'étudier les conditions de bifurcation d'un brouillard optiquement fin vers un brouillard optiquement épais. En effet, Price (2011) a montré que sur le sud de l'Angleterre, les brouillards radiatifs deviennent optiquement épais dans 50 % des cas. Un brouillard optiquement fin reste généralement fin et hétérogène, thermiquement stable avec une durée de vie relativement faible, alors qu'un brouillard optiquement épais mène à un profil thermique neutre et à un brouillard plus persistant.

Le domaine de campagne est basé sur deux régions du Royaume-Uni : Bedfordshire centré sur le site de Cardington, et Shropshire sur les collines du Pays-de-Galles (Fig.5.3). La précédente campagne COLPEX, focalisée sur la dynamique des couches d'air froid nocturne, s'était tenue dans la même région de Shropshire. Les cinq sites principaux sur Shropshire sont situés en fond de vallée large (3 km pour Jays Barns), plus étroite (kilométrique, comme Whitcott et Skyborry), ou très étroite (200 m comme Pentre), et au sommet d'une colline pour Springhill. La campagne s'est étendue sur 18 mois, identifiant 27 cas, dont 50 % qui ont développé un brouillard optiquement épais à partir d'un brouillard fin. Le brouillard a touché le plus souvent les sites de vallées larges, les brouillards les plus épais optiquement étant localisés à Jaybarns. En effet, il s'avère que dans les vallées plus étroites, la température chute généralement plus vite mais ne favorise pas le brouillard, au contraire. A l' inverse, dans les vallées plus larges, le refroidissement est plus lent mais se poursuit plus longtemps la nuit. L'analyse des observations traduit également le fait que si un brouillard optiquement épais se développe très rapidement, cela semble indiquer qu'il ne s'est pas développé localement mais a une origine advective non-locale. Cette transition rapide a généralement lieu quand une couche de brouillard profonde se propage dans une région claire et stable et se mélange. Comme la couche de brouillard se refroidit radiativement plus vite que l'air clair adjacent, elle peut former un courant de gravité qui s'écoule vers la zone d'air clair (Price et al., 2015). Ces types de brouillards advectifs ont été rencontrés surtout sur Pentre (5 des 10 cas), comme celui

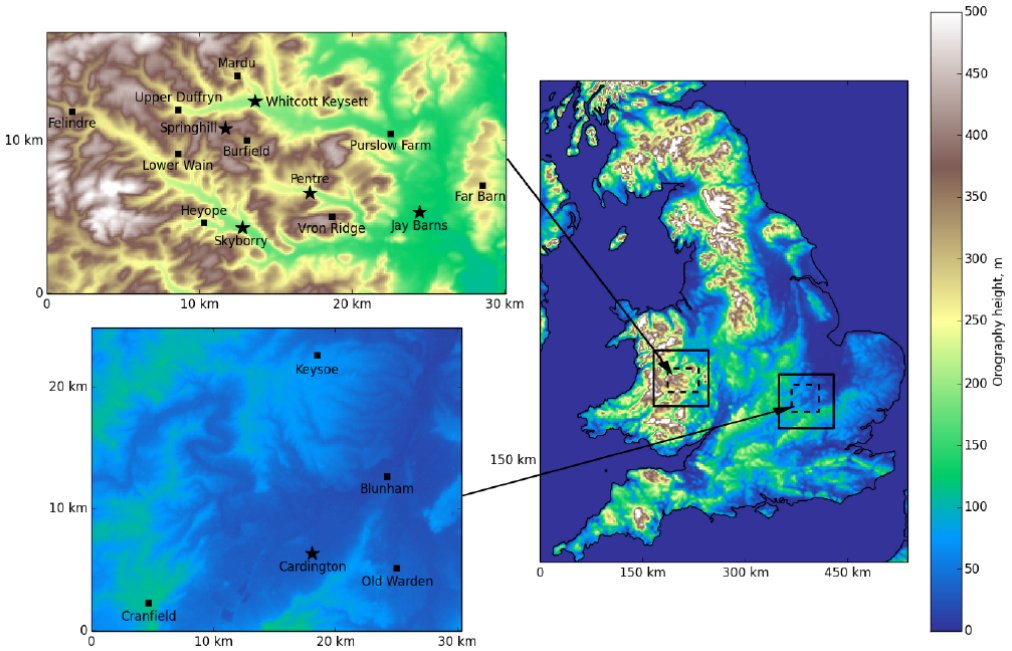


FIGURE 5.3 – Relief des sites expérimentaux de LANFEX à Shropshire (ouest) et Befordshire (est). Les domaines en pointillés sont les domaines de simulation à 100 m de UM et Méso-NH. *Extrait de Price et al.(2018)*.*

qui apparaît durant la POI12 après 4 UTC et qui s'accompagne d'une augmentation rapide de la turbulence, induisant le changement vers une couche limite neutre. Cela signe l'occurrence d'un brouillard profond advectif, qui s'est propagé vers les régions de ciel clair tel un courant de gravité, comme l'atteste le clip vidéo infrarouge.

Ainsi, un des objectifs de la thèse de Léo Ducongé est de reproduire ce type de phénomène avec les simulations LES pour mieux le caractériser. Elle se focalise en premier lieu sur la POI12 conduite sur Shrophsire durant une période anticyclonique. Le brouillard s'est formé sur certains des sites avant et après un interlude nuageux de stratocumulus de deux heures. La simulation Méso-NH utilise deux grilles imbriquées à 500 m et 100 m horizontalement, et une résolution verticale de 1.5 m près du sol pour 148 niveaux. Elle est initialisée et forcée aux bords à partir des analyses AROME à 1.3 km. Dans Price et al. (2018)*, elle est comparée à une simulation du modèle UM à 100 m sur le même domaine avec une résolution verticale plus grossière, initialisée et forcée par les analyses de UM à 1.5 km. Les deux modèles disposent d'une microphysique à un moment, une turbulence 3D, une surface interactive et un schéma de nuage incluant chacun un terme fonction de l'humidité relative critique. Méso-NH utilise en plus une paramétrisation du dépôt des gouttelettes.

Sur les sites très différents de Jaybarns (large vallée) et de Pentre (vallée étroite), Méso-NH reproduit mieux l'occurrence de brouillard que UM, mais le brouillard qu'il développe sur Jaybarns est rapidement trop profond, comme le montre la surestimation du flux LW descendant entre 22 et 00 UTC (Fig. 5.4e). Le stratocumulus apparaît deux heures trop tard dans Méso-NH, alors qu'il est inexistant dans UM à Jaybarns. Ce retard, ainsi qu'une surestimation des humidités relatives près du sol jusqu'à 17h sont probablement liés aux conditions initiales d'AROME (Fig. 5.4c), et constituent les causes possibles de surestimation de l'épaisseur du brouillard par Méso-NH. Le contenu en eau liquide, alors probablement surestimé, favorise le refroidissement radiatif au sommet, et donc

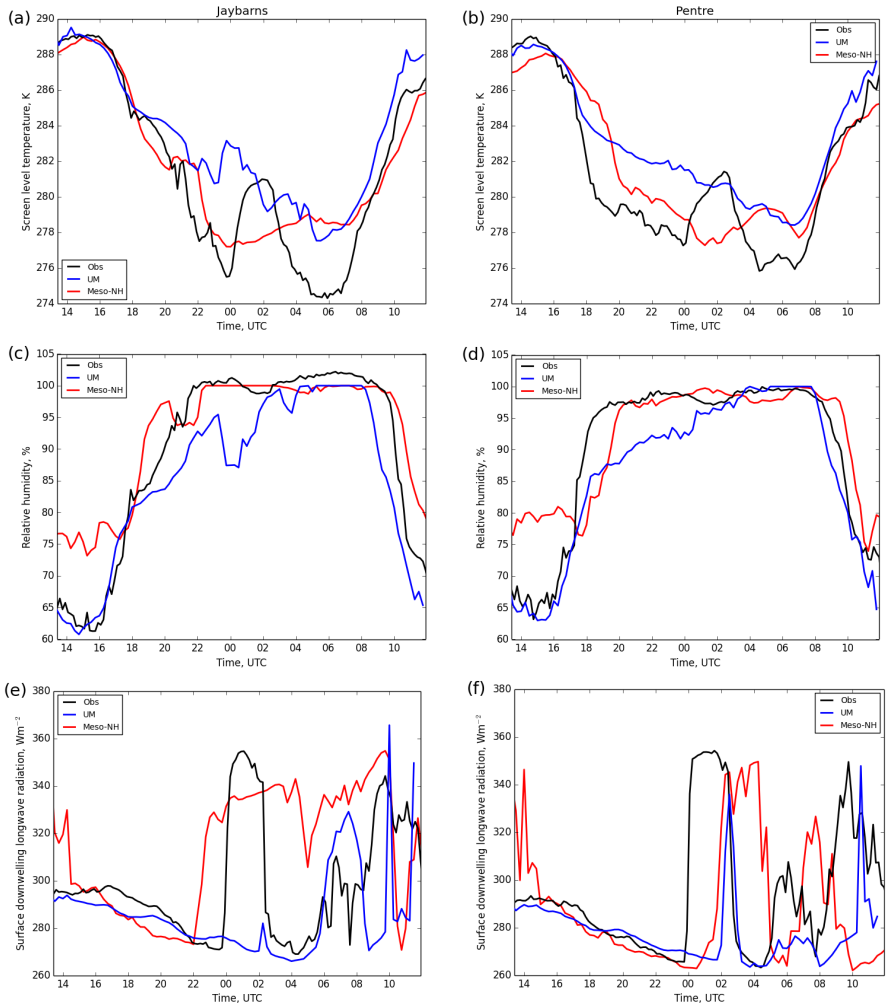


FIGURE 5.4 – Evolutions temporelles à 1.5 m de la température (en haut), de l'humidité relative (au milieu) et du flux LW descendant (en bas) à Jaybarns (à gauche) et Pentre (à droite). *Extrait de Price et al.(2018)**.

la turbulence et le développement de la couche de brouillard. Mais cette POI n'a pas permis de mener des mesures microphysiques. UM fait apparaître le brouillard à Jaybarns trop tardivement (05 UTC), probablement parce que la température de surface est surestimée jusqu'à 6 K (Fig. 5.4a), et parce que la résolution verticale est trop grossière. A Pentre, Méso-NH reproduit la chute de température associée au refroidissement nocturne (Fig. 5.4b), associée à des vents très faibles et à une quasi-suppression de la turbulence, mais également avec un retard de deux heures. A l'inverse, UM ne la reproduit pas.

L'analyse par bilans menée par Léo Ducongé distingue une contribution à la fois locale et non locale à la formation du brouillard dans les vallées larges, menant à un brouillard radiatif/advectif, alors que dans les vallées étroites le courant de drainage apporte de l'air chaud qui freine la formation du brouillard par advection, aboutissant à un brouillard advectif plus fin. Les résultats sont présentés dans un article en cours de préparation.

L'autre objectif important de la thèse de Léo Ducongé est d'évaluer l'apport du schéma LIMA sur le brouillard. En effet, pour une même quantité d'eau, un brouillard avec un petit nombre de

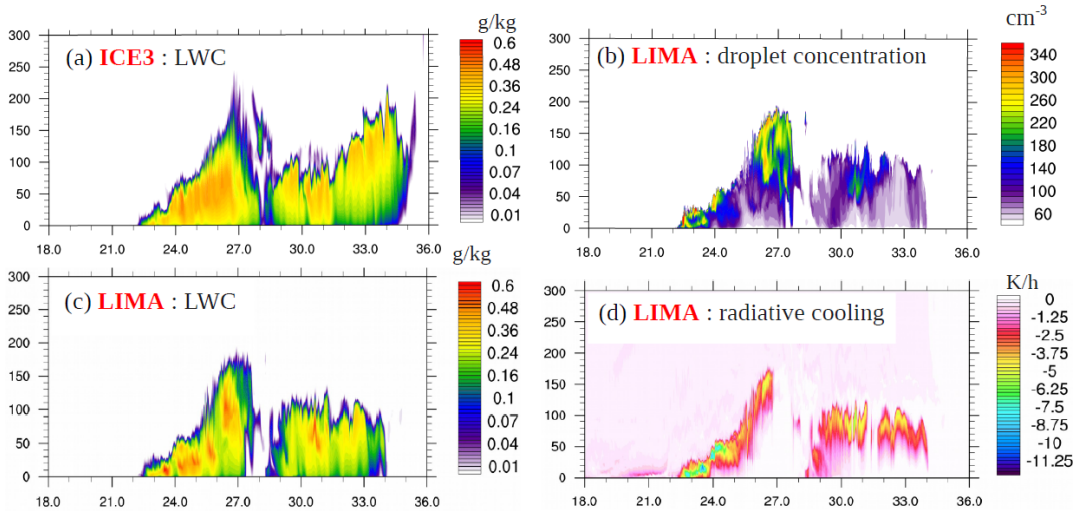


FIGURE 5.5 – Evolution temporelle des profils verticaux simulés à Jay Barns des contenus en eau liquide avec ICE3 et LIMA (a et c), de concentrations de gouttelettes (b) et de refroidissement radiatif (d) avec LIMA.

grosses gouttelettes sera optiquement fin (i.e. transparent au rayonnement thermique entre 8 et 12 μm), alors qu'un grand nombre de petites particules mènera à un brouillard optiquement épais (i.e. opaque au rayonnement thermique). Ces différences impactent le cycle de vie du brouillard puisqu'un grand nombre de gouttelettes, en plus de modifier la sédimentation, favorise le refroidissement radiatif au sommet, générant de la turbulence et le développement du nuage. Dans les paramétrisations microphysiques à un moment, le nombre de gouttelettes est fixe, ce qui ne permet pas d'appréhender les différences radiatives entre un brouillard optiquement fin ou épais [1]. Un test de sensibilité à la concentration de gouttelettes dans ce cas n'affecte que la sédimentation : un petit nombre va vider plus rapidement le brouillard de son eau par la sédimentation de gouttelettes plus grosses. L'intérêt principal de LIMA pour le brouillard est de traiter de manière prognostique la concentration des gouttelettes. Celle-ci est déterminée par le processus d'activation des aérosols, basé sur le diagnostic de la sursaturation maximale, fonction de la vitesse verticale, du refroidissement radiatif et du taux de condensation. Les niveaux de sursaturation sont très faibles dans le brouillard comparativement aux autres types de nuages, en l'absence de fortes ascendances pour forcer le refroidissement des parcelles d'air. La concentration de gouttelettes est prise en compte dans le calcul des propriétés optiques du nuages, permettant de différencier un brouillard optiquement fin ou épais, pour une même quantité d'eau donnée. L'autre point fort de LIMA est son approche multimodale des aérosols : la population d'aérosols est représentée par la superposition de différents modes (généralement Aitken, accumulation et grossier), chaque mode étant défini par sa composition chimique et sa capacité à servir de noyau de condensation ou de noyau glaçogène, en fonction de sa solubilité. Sur la POI12 de LANFEX, Léo Ducongé obtient une réduction du contenu en eau liquide intégré avec LIMA, principalement du fait de la prise en compte de la concentration de gouttelettes dans le calcul de l'épaisseur optique du nuage (Fig. 5.5). Même si l'on ne dispose pas de mesures microphysiques sur cette POI, la variabilité verticale de la concentration de gouttelettes semble réaliste avec des valeurs maximales vers le sommet du brouillard dans les zones de fort refroidissement radiatif. Ceci constitue un premier test positif de l'apport d'une microphysique à 2 moments pour le brouillard.

1. La paramétrisation du rayon effectif pour un schéma à un moment est celle de Martin et al. (1994) qui suppose une concentration de gouttelettes fixe indépendante de celle utilisée dans la microphysique

En complément, nous allons participer avec Léo Ducongé à un exercice d'intercomparaison 1D et LES, piloté par I.Boutle (MetOffice) dans le cadre du programme international GASS (Global Atmospheric System Studies), sur la POI 1 de Cardington ayant donné lieu à des mesures microphysiques (Boutle et al., 2017), ce qui permettra d'évaluer plus précisément l'apport de la microphysique à 2 moments.

La future campagne de brouillard SOFOG3D

Défauts avérés d'AROME à prévoir le brouillard

Philip et al. (2016) ont évalué AROME sur l'hiver 2011/2012 à Paris-CDG. L'évaluation objective qui en découle concorde avec l'évaluation subjective fournie par les prévisionnistes, à savoir qu'AROME sous-estime fortement les affaissements de stratus, même si les stratus sont produits, mais avec une base de nuage trop élevée. Le second défaut avéré est qu'il sous-estime les brouillards radiatifs sur terre. Parmi les causes possibles, le schéma PMMC09 est peut-être trop actif, ou la turbulence en couche limite stable trop forte. Une résolution verticale plus fine près du sol, telle que celle visée pour AROME Aéroports (156 niveaux avec un premier niveau à 1 m), améliorerait la prévision (Philip et al., 2016). Lorsque les brouillards sont prévus, les contenus en eau sont généralement trop élevés, menant à une transition optiquement fin/épais trop rapide, des conditions LVP (low visibility procedure) surestimées, et un retard à la dissipation. Si le dépôt peut corriger en partie ce défaut, une amélioration est attendue avec LIMA, qui tend à diminuer les contenus en eau liquide intégrées du brouillard, à condition que le schéma dispose d'une initialisation réaliste des aérosols.

Objectifs de la campagne

Dans ce contexte aura lieu la campagne internationale SOFOG3D (SOuth west FOGs 3D experiment), inscrite dans le Contrat d'Objectifs et de Performance (COP) 2017-2021 de Météo-France. Ses objectifs sont d'évaluer AROME et de mettre au point une version d'AROME à haute résolution dédiée à la prévision de brouillard sur aéroports, de mieux caractériser certains processus afin d'améliorer les paramétrisations physiques, et de tester l'apport de nouvelles techniques instrumentales à la caractérisation des conditions de basses couches dans la perspective d'une assimilation opérationnelle future. Cette campagne de mesures sera réalisée au cours de l'hiver 2019-2020 dans le sud-ouest de la France, région retenue en raison de sa forte probabilité d'occurrence du brouillard (parmi les plus élevées de France), de sa proximité avec Toulouse où sont basés les équipes instrumentales du CNRM, de sa faible densité de population et des moindres contraintes aéronautiques qui faciliteront l'utilisation des ballons captifs et des drones (Fig. 5.6).

Par rapport aux campagnes passées, celle-ci mettra un accent fort sur les mesures 3D (peu présentes durant PREVIBOSS et BURE), sur les mesures microphysiques (peu présentes durant LANFEX) et sur l'impact de la végétation et des cours d'eau, LANFEX étant plus focalisée sur l'impact de l'orographie. Grâce à la collaboration que j'ai contribué à développer avec les collègues du MetOffice autour de LANFEX, ces derniers participeront activement à SOFOG3D, avec un dispositif expérimental important proche de celui de LANFEX. Ils se joindront à l'ensemble de la communauté française de recherche sur le brouillard qui sera impliquée dans SOFOG3D, avec notamment l'IPSL.

Des simulations LES des cas les mieux documentés de la campagne seront réalisées avec Méso-NH et validées par les observations, afin d'évaluer les avancées récentes sur les paramétrisations physiques (schémas radiatifs, turbulence et microphysique LIMA), et d'étudier l'impact des hétérogénéités de surface (types de végétation, nature du sol, cours d'eau) sur le cycle de vie du brouillard. Les études de processus associées viseront à identifier les paramètres clés pilotant le cycle de vie du brouillard, tels que les brouillards optiquement fins ou les brouillards adiabatiques plus épais, les

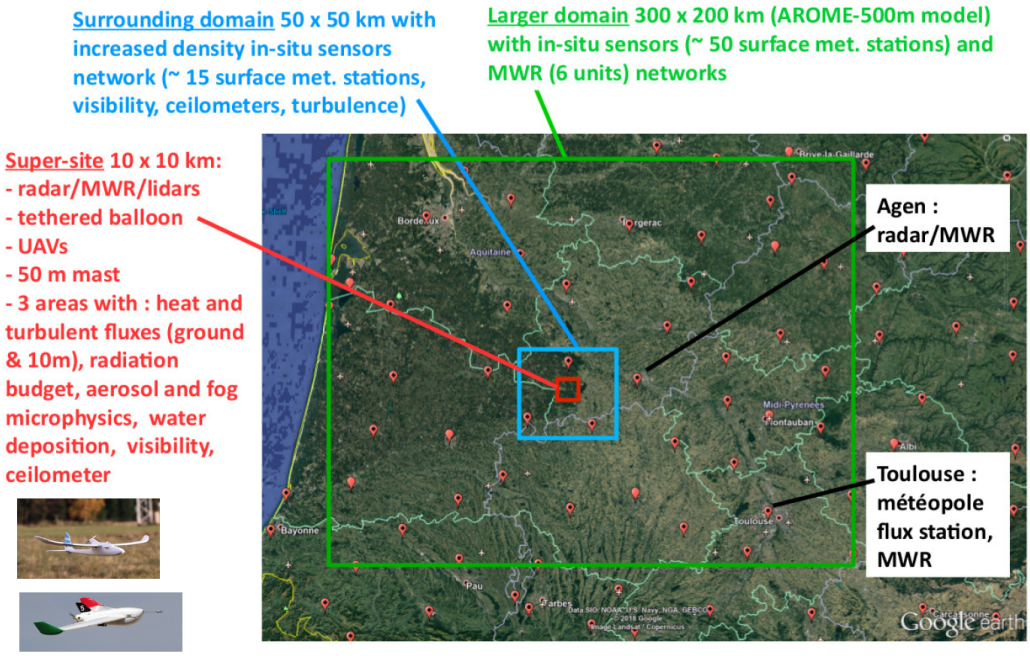


FIGURE 5.6 – Présentation du domaine visé par la campagne SOFOG3D et son dispositif expérimental

affaissements de stratus ou les stratus persistants. Je coordonnerai ce volet "études de processus et modélisation LES " de la campagne.

Le projet ANR SOFOG3D (2018-2021), également coordonné par Frédéric Burnet, viendra appuyer les moyens expérimentaux et les travaux de recherche associés. Je suis leader de deux tâches de ce projet ANR, sur les simulations 3D LES et l'impact des hétérogénéitiés, et sur les études de processus avancées basées sur les cas les plus documentés.

Parallèlement, je co-encadrerai à partir d'octobre 2018 la thèse de Maroua Fathalli avec Frédéric Burnet, consacrée à l'étude des brouillards par affaissement de stratus. Contrairement au brouillard radiatif, dont la formation se produit par refroidissement en couche limite stable près de la surface, le brouillard par affaissement de stratus résulte d'une interaction entre le stratus existant et la sous-couche nuageuse. Dupont et al. (2012) ont identifié l'humidification de la sous-couche par évaporation des gouttelettes sous la base du nuage comme un processus clé de la formation. Mais les résultats du stage M2, que Maroua Fathalli vient d'effectuer sur ce même sujet, montrent un rôle essentiel des processus d'advection, à la fois sous et dans le nuage. La thèse aura pour objectif de caractériser les ingrédients nécessaires à la formation du phénomène et de proposer des évolutions pour améliorer la prévision des affaissements de stratus dans AROME, incluant LIMA. Parmi les questions auxquelles il faudra répondre, y a-t-il une altitude seuil de la base du stratus au dessus de laquelle elle ne descendra pas jusqu'au sol ? Quelle finesse de la résolution verticale cela suppose-t-il ? Quel est l'impact de la microphysique à 2 moments sur les processus comme l'activation des gouttelettes et leur évaporation ? Les hétérogènéités de surface jouent-elles un rôle lors de la formation ? La thèse s'appuiera sur les observations et les simulations LES de cas d'affaissement de stratus de Bure 2015 et de SOFOG3D, qui se déroulera à mi-thèse. Elle contribuera également à la mise en place du dispositif expérimental de la nouvelle campagne afin de mieux échantillonner les affaissements de stratus.

CHAPITRE 6

Sigles et acronymes

ALADIN Aire Limitée, Adaptation dynamique, Développement InterNational (Modèle à aire limitée de Météo-France)

ANR Agence Nationale de la Recherche

AROME Application de la Recherche à l'Opérationnel à Méso-Échelle (Modèle à aire limitée de fine échelle de Météo-France)

ARPEGE Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle (modèle global de Météo-France)

ARPS Advanced Regional Prediction System

CAO Cold Air Outbreak

CAPITOUL Canopy and Aerosol Particles Interactions in TOulouse Urban Layer

CCN Cloud Condensation Nuclei

CCT Cut Cell Technique

CFD Computational Fluid Dynamics

CFL Courant-Friedrichs-Lewy

CNRM Centre National de Recherche de Météorologie

COAMPS Coupled Ocean/Atmosphere Mesoscale Prediction System

COP Contrat d'Objectifs et de Performance

COSMO Consortium for Small Scale Modelling

CTS Chef Technicien Supérieur

CYPRIM CYclogenèse et PRécipitations Intenses en région Méditerranéenne

DEA Diplôme d'Études Approfondies (équivalent de Master 2)

DNS Direct Numerical Simulation

DP Production dynamique de TKE

DSD Droplet Size Distribution

DWD Deutscher Wetterdienst (service météorologique allemand)

ECL Ecole Centrale de Lyon

ECMWF European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

EDF Electricité de France

EDMF Eddy Diffusivity Mass Flux

ENM Ecole Nationale de la Météorologie

EPS Ensemble Prediction System

FAA Federal Aviation Administration

FCPLR Formation Complémentaire par la Recherche

FCT Flux Corrected Transport

FIT Forward In Time

GASS Global Atmospheric System Studies

GCM Modèle de Climat Global

GCT Ghost Cell Technique

GMAP Groupe de Modélisation et d'Assimilation pour la Prévision (groupe du CNRM)

GMEI Groupe de Météorologie Expérimentale et Instrumentale (groupe du CNRM)

GMME Groupe de Météorologie de Moyenne Echelle (groupe du CNRM)

HAIC High Altitude Ice Crystals

HyMeX Hydrological cycle in mediterranean EXperiment

KH Kelvin-Helmotz

IBM Immersed Boundary Method (méthode des frontières immergées)

IE Ingénieur d'Etudes

IFN Ice Freezing Nuclei

IFS Integrated Forecast System

IFSTTAR Institut Français des Sciences et Technologies des Transports, de l'Amenagement et des Réseaux

IOP Intensive Observing Period

IPEF Ingénieur des Ponts et des Eaux et Forêts

IR Infra-rouge

IRSN Institut de Radioprotection et de Sureté Nucléaire

ISAE Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

ITA Ingénieur Technicien Administratif

ITM Ingénieur des Travaux de la Météorologie

IWP Ice Water Path (Contenu en glace intégré)

HPE Heavy Precipitation Event (Système fortement précipitant)

LA Laboratoire d'Aérologie

LAI Indice foliaire

LAM Limited Area Model (modèle à aire limitée)

LACy Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones

LCPC Laboratoire Central des Ponts et Chaussées

LEFE/MANU Les Enveloppes Fluides et L'Environnement/ méthodes MAthématiques et NUmériques (INSU)

LES Large Eddy Simulation (Simulation des grands tourbillons ou simulation des grandes échelles)

LF Leap Frog (saute mouton)

LHF Latent Heat Flux

LMD Laboratoire de Météorologie Dynamique

LMDZ Modèle de circulation générale du LMD

LVP Low Visibility Procedure

LW Longwave

LWP Liquid Water Path (contenu en eau liquide intégré)

LWC Liquid Water Content (contenu en eau)

MCS Mesoscale Convectif System (Système convectif de méso-échelle)

MM5 Fifth-Generation NCAR / Penn State Mesoscale Model

MPDATA Positive Definite Advection Transport Algorithm

MUST Mock Urban Setting Test experiment

MVD Diamètre volumique moyen

NICAM Non-hydrostatic Icsohedral Atmospheric Model

NSCBC Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions

ORAMIP Observatoire Régional de l'Air en Midi-Pyrénées

PDF Fonction de Distribution de Probabilité

PEARP Prévision d'Ensemble Arpège

PERLE Programme d'Evaluation des Rejets locaux d'Effluents

POI Période d'Observations Intensives

PPI Plan Particulier d'Intervention

PPM Piecewise Parabolic Method

PPM Prévision d'ensemble de la dispersion atmosphérique de Polluants pour des applications Micro-météorologiques à l'échelle d'un site

PNT Prévision Numérique du Temps

RK Runge Kutta

RTRA Réseau Thématique de Recherche Avancée

SBL Surface Boundar Layer

SCM Single-column model (simulation 1D)

SCT Stratocumulus to Cumulus Transition

SHF Sensible Heat Flux

SI semi-implicite

SIRTA Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique

SL semi-lagrangien

SNCF Société Nationale des Chemins de Fer Français

SOP Special Observation Period (période d'observation spéciale)

SST Sea Surface Temperature

STAE Sciences et Technologies pour l'Aéronautique et l'Espace

SW Shortwave

TKE Turbulent Kinetic Energy (énergie cinétique turbulente)

TLM Transmission Line Matrix

TP Production thermique de TKE

TPE Turbulent Potential Energy (énergie potentielle turbulente)

TTE Turbulent Total Energy (énergie totale turbulente)

UKMO United Kingdom Met Office

UM Unified Model

UTLS Upper Troposphere Low Stratosphere

WENO Weighted Essentially Non-Oscillatory

WRF Weather Research and Forecasting Model

WCRP Word Climate Research Programme

WGNE Working Group on Numerical Experimentation

Bibliographie

Abbe, C. : The physical basis of long-range weather forecasts, Monthly Weather Review, 29, 551–561, 1901.

Adlerman, E. J. and Droegemeier, K. K. : The sensitivity of numerically simulated cyclic mesocyclogenesis to variations in model physical and computational parameters, Monthly weather review, 130, 2671–2691, 2002.

Amodei, M. and Stein, J. : Deterministic and fuzzy verification methods for a hierarchy of numerical models, Meteorological Applications, 16, 191–203, 2009.

André, J.-C., Bougeault, P., Mahfouf, J.-F., Mascart, P., Noilhan, J., and Pinty, J.-P. : Impact of forests on mesoscale meteorology, Phil. Trans. R. Soc. Lond. B, 324, 407–422, 1989.

Aranami, K., Davies, T., and Wood, N. : A mass restoration scheme for limited-area models with semi-Lagrangian advection, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 141, 1795–1803, 2015.

Asselin, R. : Frequency filter for time integrations, Mon. Wea. Rev, 100, 487–490, 1972.

Augros, C., Caumont, O. Ducrocq, V., Gaussiat, N., and P. Tabary, P. : Comparisons between S, C, and X band polarimetric radar observations and convective-scale simulations of HyMeX first special observing period, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 142, 347–362, doi :10.1002/qj.2572, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.2572`, 2016.

Auguste, F., Réa, G., Paoli, R., Lac, C., Masson, V., and Cariolle, D. : Implementation of an Immersed Boundary Method in the Meso-NH model : Applications to an idealized urban-like environment, Geoscientific Model Development Discussions, 2018, 1–40, doi :10.5194/gmd-2018-7, URL `https://www.geosci-model-dev-discuss.net/gmd-2018-7/`, 2018.

Aumond, P., Masson, V., Lac, C., Gauvreau, B., Dupont, S., and Berengier, M. : Including the drag effects of canopies : real case large-eddy simulation studies, Boundary-Layer Meteorology, 146, 65–80, 2013a.

Aumond, P., Masson, V., Lac, C., Gauvreau, B., Dupont, S., and Bérengier, M. : Including the drag effects of canopies : Real case large-eddy simulation studies, Bound.-Layer. Meteor., 146, 65–80, URL `http://dx.doi.org/10.1007/s10546-012-9758-x`, 2013b.

Aumond, P., Guillaume, G., Gauvreau, B., Lac, C., Masson, V., and Bérengier, M. : Application of the Transmission Line Matrix method for outdoor sound propagation modelling - Part 2 : Experimental validation using meteorological data derived from the meso-scale model Meso-NH, Applied Acoustics, 76, 107–112, doi :10.1016/j.apacoust.2013.07.015, URL `http://dx.doi.org/10.1016/j.apacoust.2013.07.015`, 2014.

Baba, Y. and Takahashi, K. : Weighted essentially non-oscillatory scheme for cloud edge problem, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 139, 1374–1388, 2013.

Baines, P. G. and Manins, P. C. : The principles of laboratory modeling of stratified atmospheric flows over complex terrain, Journal of Applied Meteorology, 28, 1213–1225, 1989.

Balbi, J.-H., Rossi, J.-L., Marcelli, T., and Santoni, P.-A. : A 3D physical real-time model of surface fires across fuel beds, Combustion Science and Technology, 179, 2511–2537, 2007.

Baldauf, M., Seifert, A., Förstner, J., Majewski, D., Raschendorfer, M., and Reinhardt, T. : Operational convective-scale numerical weather prediction with the COSMO model : description and sensitivities, Monthly Weather Review, 139, 3887–3905, 2011.

Beare, R. J., Macvean, M. K., Holtslag, A. A., Cuxart, J., Esau, I., Golaz, J.-C., Jimenez, M. A., Khairoutdinov, M., Kosovic, B., Lewellen, D., et al. : An intercomparison of large-eddy simulations of the stable boundary layer, Boundary-Layer Meteorology, 118, 247–272, 2006.

Bechtold, P., Pinty, J. P., and Mascart, P. : The use of partial cloudiness in a warm-rain parameterization : A subgrid-scale precipitation scheme, Monthly weather review, 121, 3301–3311, 1993.

Bechtold, P., Bazile, E., Guichard, F., Mascart, P., and Richard, E. : A mass-flux convection scheme for regional and global models, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 127, 869–886, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.49712757309`, 2001.

Bénard, P., Vivoda, J., Mašek, J., Smolíková, P., Yessad, K., Smith, C., Brožková, R., and Geleyn, J.-F. : Dynamical kernel of the Aladin–NH spectral limited-area model : Revised formulation and sensitivity experiments, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 136, 155–169, 2010.

Bergot, T. : Small-scale structure of radiation fog : a large-eddy simulation study, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 139, 1099–112, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.2051`, 2013.

Bergot, T., Escobar, J., and Masson, V. : Effect of small scale surface heterogeneities and buildings on radiation fog : Large-Eddy Simulation study at Paris-Charles de Gaulle airport, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 141, 285–298, doi :10.1002/qj.2358, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.2358`, 2015.

Blyth, E., Dolman, A., and Noilhan, J. : The effect of forest on mesoscale rainfall : An example from HAPEX-MOBILHY, Journal of Applied Meteorology, 33, 445–454, 1994.

Bohrer, G., Katul, G. G., Walko, R. L., and Avissar, R. : Exploring the effects of microscale structural heterogeneity of forest canopies using large-eddy simulations, Boundary-layer meteorology, 132, 351–382, 2009.

Bony, S. and Emanuel, K. A. : A parameterization of the cloudiness associated with cumulus convection ; evaluation using TOGA COARE data, Journal of the atmospheric sciences, 58, 3158–3183, 2001.

Bony, S., Stevens, B., Ament, F., Bigorre, S., Chazette, P., Crewell, S., Delanoë, J., Emanuel, K., Farrell, D., Flamant, C., et al. : EUREC4A : a field campaign to elucidate the couplings between clouds, convection and circulation, Surveys in Geophysics, 38, 1529–1568, 2017.

Boudala, F. S., Isaac, G. A., Cober, S. G., and Fu, Q. : Liquid fraction in stratiform mixed-phase clouds from in situ observations, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 130, 2919–2931, 2004.

Bougeault, P. : Modeling the trade-wind cumulus boundary layer. Part I : Testing the ensemble cloud relations against numerical data, Journal of the Atmospheric Sciences, 38, 2414–2428, 1981.

Bougeault, P. : Cloud-ensemble relations based on the Gamma probability distribution for the higher-order models of the planetary boundary layer., J. Atmos. Sci., 39, 2691–2700, 1982.

Bougeault, P. and Lacarrere, P. : Parameterization of Orography-Induced Turbulence in a Mesobeta–Scale Model, Monthly Weather Review, 117, 1872–1890, 1989.

Bougeault, P. and Lacarrère, P. : Parameterization of orography-induced turbulence in a meso-beta scale model, Mon.Wea. Rev., 117, 1870–1888, 1989.

Boutle, I., Abel, S., Hill, P., and Morcrette, C. : Spatial variability of liquid cloud and rain : Observations and microphysical effects, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 140, 583–594, 2014a.

Boutle, I., Eyre, J., and Lock, A. : Seamless stratocumulus simulation across the turbulent gray zone, Monthly Weather Review, 142, 1655–1668, 2014b.

Boutle, I., Price, J., Kudzotsa, I., Kokkola, H., and Romakkaniemi, S. : Aerosol-fog interaction and the transition to well-mixed radiation fog, Atmos. Chem. Phys. Discuss., https ://doi.org/10.5194/acp-2017-765, in review, 2017.

Brousseau, P., Seity, Y., Ricard, D., and Léger, J. : Improvement of the forecast of convective activity from the AROME-France system, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 142, 2231–2243, 2016.

Brown, A., Cederwall, R., Chlond, A., Duynkerke, P., Golaz, J.-C., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Lock, A., MacVean, M., Moeng, C.-H., et al. : Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 128, 1075–1093, 2002.

Brümmer, B. : Roll and cell convection in wintertime Arctic cold-air outbreaks, Journal of the atmospheric sciences, 56, 2613–2636, 1999.

Brun, E., David, P., Sudul, M., and Brunot, G. : A numerical model to simulate snow-cover stratigraphy for operational avalanche forecasting, Journal of Glaciology, 38, 13–22, 1992.

Brunet, Y., Dupont, S., Delage, S., Garrigou, D., Guyon, D., Dayau, S., Tulet, P., Pinty, J.-P., Lac, C., Escobar, J., et al. : Long-Distance Pollen Flow in Large Fragmented Landscapes, Genetically Modified and Non-Genetically Modified Food Supply Chains : Co-Existence and Traceability, pp. 79–87, 2012.

Bryan, G. H., Wyngaard, J. C., and Fritsch, J. M. : Resolution requirements for the simulation of deep moist convection, Monthly Weather Review, 131, 2394–2416, 2003.

Burnet, F. and Brenguier, J.-L. : Observational study of the entrainment-mixing process in warm convective clouds, Journal of the atmospheric sciences, 64, 1995–2011, 2007.

Carnahan, B. and Luther, H. A. : Applied numerical methods, Tech. rep., 1969.

Castro, M., Costa, B., and Don, W. S. : High order weighted essentially non-oscillatory WENO-Z schemes for hyperbolic conservation laws, Journal of Computational Physics, 230, 1766–1792, 2011.

Chaboureau, J.-P. and Bechtold, P. : A simple cloud parameterization derived from cloud resolving model data : Diagnostic and prognostic applications, J. Atmos. Sci., 59, 2362–2372, doi :10.1175/1520-0469(2002)059<2362:ASCPDF>2.0.CO;2, URL http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(2002)059<2362:ASCPDF>2.0.CO;2, 2002.

Chen, C. and Cotton, W. R. : The physics of the marine stratocumulus-capped mixed layer, Journal of the atmospheric sciences, 44, 2951–2977, 1987.

Chosson, F., Brenguier, J.-L., and Schüller, L. : Entrainment-mixing and radiative transfer simulation in boundary layer clouds, Journal of the atmospheric sciences, 64, 2670–2682, 2007.

Chosson, F., Vaillancourt, P. A., Milbrandt, J. A., Yau, M., and Zadra, A. : Adapting two-moment microphysics schemes across model resolutions : Subgrid cloud and precipitation fraction and microphysical sub–time step, Journal of the Atmospheric Sciences, 71, 2635–2653, 2014.

Clark, T., Jenkins, M., Coen, J., and Packham, D. : A Coupled Atmosphere Fire Model : Convective Feedback on Fire-Line Dynamics, J. Appl. Meteor., 35, 875–901, doi :10.1175/1520-0450(1996)035<0875:acamcf>2.0.co;2, 1996.

Clements, C., Shiyuan, Z., Xindi, B., Warren, E., and Daewon, W. : First observations of turbulence generated by grass fires, J. Geophys. Res., 113, doi :10.1029/2008jd010014, 2008.

Clements, C. B., Potter, B. E., and Zhong, S. : In situ measurements of water vapor, heat, and CO 2 fluxes within a prescribed grass fire, International Journal of Wildland Fire, 15, 299–306, 2006.

Coen, J., Mahalingam, S., and Daily, J. : Infrared Imagery of Crown-Fire Dynamics during FROST-FIRE, J. Appl. Meteor., 43, 1241–1259, doi :10.1175/1520-0450(2004)043<1241:iiocdd>2.0.co;2, 2004.

Cohard, J.-M. and Pinty, J.-P. : A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme. I : Description and tests, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 126, 1815–1842, URL http://dx.doi.org/10.1002/qj.49712656613, 2000.

Colella, P. and Woodward, P. R. : The piecewise parabolic method (PPM) for gas-dynamical simulations, Journal of computational physics, 54, 174–201, 1984.

Colin, J., Lac, C., Masson, V., and Paci, A. : Adaptation of the meteorological model Meso-NH to laboratory experiments : implementations and validation, URL https://www.geosci-model-dev-discuss.net/gmd-2017-226/.

Côté, J., Gravel, S., Méthot, A., Patoine, A., Roch, M., and Staniforth, A. : The operational CMC–MRB global environmental multiscale (GEM) model. Part I : Design considerations and formulation, Monthly Weather Review, 126, 1373–1395, 1998.

Cotton, W. R., Pielke Sr, R., Walko, R., Liston, G., Tremback, C., Jiang, H., McAnelly, R., Harrington, J., Nicholls, M., Carrio, G., et al. : RAMS 2001 : Current status and future directions, Meteorology and Atmospheric Physics, 82, 5–29, 2003.

Couvreux, F., Hourdin, F., and Rio, C. : Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. Part I : a parametrization-oriented conditional sampling in large-eddy simulations, Bound.-Layer. Meteor., 134, 441–458, URL http://dx.doi.org/10.1007/s10546-009-9456-5, 2010.

Cuijpers, J. and Bechtold, P. : A simple parameterization of cloud water related variables for use in boundary layer models, Journal of the atmospheric sciences, 52, 2486–2490, 1995.

Cuxart, J., Bougeault, P., and Redelsperger, J.-L. : A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 126, 1–30, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.49712656202`, 2000.

Davies, T., Cullen, M., Malcolm, A., Mawson, M., Staniforth, A., White, A., and Wood, N. : A new dynamical core for the Met Office's global and regional modelling of the atmosphere, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 131, 1759–1782, 2005.

Dawe, J. T. and Austin, P. H. : Interpolation of LES cloud surfaces for use in direct calculations of entrainment and detrainment, Monthly Weather Review, 139, 444–456, 2011.

De Roode, S., Frederikse, T., Siebesma, P., Ackerman, A., Chylik, J., Field, Fricke, J., Gryschka, M., Hill, A., Honnert, R., Krueger, S., Lac, C., Lesage, A., and Tomassini, L. : Turbulent transport in the Gray Zone : A large-eddy model intercomparison study of the CONSTRAIN cold air outbreak case. Submitted., J. Adv. Model Earth Syst., 2018.

De Roode, S. R., Sandu, I., Van Der Dussen, J. J., Ackerman, A. S., Blossey, P., Jarecka, D., Lock, A., Siebesma, A. P., and Stevens, B. : Large-eddy simulations of EUCLIPSE–GASS Lagrangian stratocumulus-to-cumulus transitions : Mean state, turbulence, and decoupling, Journal of the Atmospheric Sciences, 73, 2485–2508, 2016.

Deardorff, J. : Cloud top entrainment instability, Journal of the Atmospheric Sciences, 37, 131–147, 1980.

Del Genio, A. D., Yao, M.-S., Kovari, W., and Lo, K. K. : A prognostic cloud water parameterization for global climate models, Journal of Climate, 9, 270–304, 1996.

Dorrestijn, J., Crommelin, D. T., Siebesma, A. P., and Jonker, H. J. : Stochastic parameterization of shallow cumulus convection estimated from high-resolution model data, Theoretical and Computational Fluid Dynamics, pp. 1–16, 2013.

Ducrocq, V., Braud, I., Davolio, S., Ferretti, R., Flamant, C., Jansa, A., Kalthoff, N., Richard, E., Taupier-Letage, I., Ayral, P.-A., et al. : HyMeX-SOP1 : The field campaign dedicated to heavy precipitation and flash flooding in the northwestern Mediterranean, Bulletin of the American Meteorological Society, 95, 1083–1100, 2014.

Duffourg, F., Nuissier, O., Ducrocq, V., Flamant, C., Chazette, P., Delanoë, J., Doerenbecher, A., Fourrié, N., Di Girolamo, P., Lac, C., Legain, D., Martinet, M., Saïd, F., and Bock, O. : Offshore deep convection initiation and maintenance during I0P16a Offshore deep convection initiation and maintenance during HyMeX IOP 16a heavy precipitation event, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 142, 259–274, doi :10.1002/qj.2725, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.2725`, 2016.

Dupont, J.-C., Haeffelin, M., Protat, A., Bouniol, D., Boyouk, N., and Morille, Y. : Stratus–fog formation and dissipation : a 6-day case study, Boundary-layer meteorology, 143, 207–225, 2012.

Dupont, S. and Brunet, Y. : Edge flow and canopy structure : a large-eddy simulation study, Boundary-Layer Meteorology, 126, 51–71, 2008a.

Dupont, S. and Brunet, Y. : Impact of forest edge shape on tree stability : a large-eddy simulation study, Forestry, 81, 299–315, 2008b.

Dupont, S. and Brunet, Y. : Influence of foliar density profile on canopy flow : a large-eddy simulation study, Agricultural and forest meteorology, 148, 976–990, 2008c.

Dupont, S. and Brunet, Y. : Coherent structures in canopy edge flow : a large-eddy simulation study, Journal of Fluid Mechanics, 630, 93–128, 2009.

Dupont, S., Brunet, Y., and Finnigan, J. : Large-eddy simulation of turbulent flow over a forested hill : Validation and coherent structure identification, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 134, 1911–1929, 2008.

Durran, D. R. : Improving the anelastic approximation, Journal of the atmospheric sciences, 46, 1453–1461, 1989.

Duynkerke, P. G., Zhang, H. Q., and Jonker, P. J. : Microphysical and turbulent structure of nocturnal stratocumulus as observed during ASTEX, Journal of the atmospheric sciences, 52, 2763–2777, 1995.

Easter, R. C. : Two modified versions of Bott's positive-definite numerical advection scheme, Monthly Weather Review, 121, 297–304, 1993.

Eiff, O. S. and Bonneton, P. : Lee-wave breaking over obstacles in stratified flow, Physics of Fluids, 12, 1073–1086, 2000.

Ellison, D., Morris, C. E., Locatelli, B., Sheil, D., Cohen, J., Murdiyarso, D., Gutierrez, V., Van Noordwijk, M., Creed, I. F., Pokorny, J., et al. : Trees, forests and water : Cool insights for a hot world, Global Environmental Change, 43, 51–61, 2017.

Erath, C., Taylor, M. A., and Nair, R. D. : Two conservative multi-tracer efficient semi-Lagrangian schemes for multiple processor systems integrated in a spectral element (climate) dynamical core, Communications in Applied and Industrial Mathematics, 7, 74–98, 2016.

Fast, J. D., Vogelmann, A., Xiao, H., Endo, S., Gustafson Jr, W. I., Wang, H., Wong, M., Liu, Y., and Lin, W. : Addressing Numerical Challenges Associated with Large-Eddy Simulations using the Weather Research and Forecasting Model, 2015.

Fesquet, C., Dupont, S., Drobinski, P., Dubos, T., and Barthlott, C. : Impact of terrain heterogeneity on coherent structure properties : numerical approach, Boundary-layer meteorology, 133, 71–92, 2009.

Field, P., Cotton, R., McBeath, K., Lock, A., Webster, S., and Allan, R. : Improving a convection-permitting model simulation of a cold air outbreak, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 140, 124–138, 2014.

Field, P. R., Brozkova, R., Chen, M., Dudhia, J., Lac, C., Hara, T., Honnert, R., Olson, J., Siebesma, P., de Roode, S., Tomassini, L., Hill, A., and R., M.-C. : Exploring the convective grey zone with regional simulations of a cold air outbreak, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., URL `http://dx.doi.org/qj.3105`, 2017.

Filippi, J.-B., Bosseur, F., Mari, C., Lac, C., Le Moigne, P., Cuenot, B., Veynante, D., Cariolle, D., and Balbi, J. H. : Coupled atmosphere-wildland fire modelling, J. Adv. Model Earth Syst., 1, 11, doi :10.3894/JAMES.2009.1.11, URL `http://dx.doi.org/10.3894/JAMES.2009.1.11`, 2009.

Filippi, J.-B., Bosseur, F., Pialat, X., Santoni, P.-A., Strada, S., and Mari, C. : Simulation of coupled fire/atmosphere interaction with the MesoNH-ForeFire models, J. Combustion, 2011, 540 390, URL `http://dx.doi.org/10.1155/2011/540390`, 2011.

Filippi, J.-B., Pialat, X., and Clements, C. G. : Assessment of ForeFire/Meso-NH for wildland fire/atmosphere coupled simulation of the FireFlux experiment, Proc. Combustion Inst., 34, 2633–2640, URL `http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2012.07.022`, 2013.

Filippi, J.-B., Bosseur, F., Mari, C., and Lac, C. : Simulation of a Large Wildfire in a Coupled Fire-Atmosphere Model., Atmosphere, 9, 2018.

Gassmann, A. : An improved two-time-level split-explicit integration scheme for non-hydrostatic compressible models, Meteorology and Atmospheric Physics, 88, 23–38, 2005.

Geoffroy, O., Brenguier, J.-L., and Sandu, I. : Relationship between drizzle rate, liquid water path and droplet concentration at the scale of a stratocumulus cloud system, Atmos. Chem. Phys., 8, 4641–4654, URL `http://www.atmos-chem-phys.net/8/4641/2008/`, 2008.

Gerolymos, G., Sénéchal, D., and Vallet, I. : Very-high-order WENO schemes, Journal of Computational Physics, 228, 8481–8524, 2009.

Gheusi, F., Stein, J., and Eiff, O. : A numerical study of 3D orographic gravity-wave breaking observed in a hydraulic tank, J. Fuild Mech., 410, 67–99, 2000.

Ghosal, S. : An analysis of numerical errors in large-eddy simulations of turbulence, Journal of Computational Physics, 125, 187–206, 1996.

Golaz, J., Larson, V. E., and Cotton, W. R. : A PDF-based parameterization for boundary layer clouds. Part I : Method and model description, J. Atmos. Sci., 59, 3540–3551, 2002.

Grabowski, W. W. : Numerical experiments on the dynamics of the cloud–environment interface : Small cumulus in a shear-free environment, Journal of the Atmospheric Sciences, 46, 3513–3541, 1989.

Gryschka, M. and Raasch, S. : Roll convection during a cold air outbreak : A large eddy simulation with stationary model domain, Geophysical research letters, 32, 2005.

Haltiner, G. J. W. and Terry, R. : Numerical prediction and dynamic meteorology, Tech. rep., 1980.

Hanley, K. E., Plant, R. S., Stein, T. H., Hogan, R. J., Nicol, J. C., Lean, H. W., Halliwell, C., and Clark, P. A. : Mixing-length controls on high-resolution simulations of convective storms, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 141, 272–284, 2015.

Harten, A., Engquist, B., Osher, S., and Chakravarthy, S. R. : Uniformly high order accurate essentially non-oscillatory schemes, III, Journal of computational physics, 71, 231–303, 1987.

Heilman, W. and Fast, J. : Simulations of horizontal roll vortex development above lines of extreme surface heating, International Journal of Wildland Fire, 2, 55–68, 1992.

Heus, T., van Heerwaarden, C., Jonker, H., Siebesma, A. P., Axelsen, S., van den Dries, K., Geoffroy, O., Moene, A., Pino, D., de Roode, S., et al. : Formulation of and numerical studies with the Dutch Atmospheric Large-Eddy Simulation (DALES), Geosci. Model Dev, 3, 415–444, 2010.

Hill, P. G., Hogan, R. J., Manners, J., and Petch, J. C. : Parametrizing the horizontal inhomogeneity of ice water content using CloudSat data products, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 138, 1784–1793, 2012.

Hoarau, T., Pinty, J.-P., and Barthe, C. : A representation of the collisional ice break-up process in the two-moment microphysics scheme LIMA v1. 0 of Meso-NH, Geoscientific Model Development Discussions, 2017.

Hodur, R. M. and Doyle, J. D. : The coupled ocean/atmosphere mesoscale prediction system (COAMPS), Coastal and Estuarine Studies, pp. 125–156, 1999.

Honnert, R. and Masson, V. : What is the smallest physically acceptable scale for 1D turbulence schemes ?, Front. Earth Sci., 2, 27, doi :10.3389/feart.2014.00027, URL `http://journal.frontiersin.org/article/10.3389/feart.2014.00027`, 2014.

Honnert, R., Masson, V., and Couvreux, F. : A Diagnostic for evaluating the Representation of Turbulence in Atmospheric Models at the Kilometric Scale, J. Atmos. Sci., 68, 3112–3131, doi : 10.1175/JAS-D-11-061.1, URL http://dx.doi.org/10.1175/JAS-D-11-061.1, 2011.

Hourdin, F., Couvreux, F., and Menut, L. : Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals, Journal of the atmospheric sciences, 59, 1105–1123, 2002.

Huang, B., Chen, D., Li, X., and Li, C. : Improvement of the semi-Lagrangian advection scheme in the GRAPES model : Theoretical analysis and idealized tests, Advances in Atmospheric Sciences, 31, 693–704, 2014.

Jam, A., Hourdin, F., Couvreux, F., and Rio, C. : A simple cloud parameterization derived from large eddy simulations data : diagnostic applications. soumis à Bound, Layer. Meteorol, 2010.

Jiang, G.-S. and Shu, C.-W. : Efficient implementation of weighted ENO schemes, Journal of computational physics, 126, 202–228, 1996.

Junker, F., Gauvreau, B., Ecotière, D., Cremezi-Charlet, C., and Blanc-Benon, P. : Meteorological classification for environmental acoustics–Practical implications due to experimental accuracy and uncertainty, in : invited paper to International Congress on Acoustics (ICA), 2007.

Katata, G. : Fogwater deposition modeling for terrestrial ecosystems : A review of developments and measurements, Journal of Geophysical Research : Atmospheres, 119, 8137–8159, 2014.

Khairoutdinov, M. and Kogan, Y. : A new cloud physics parameterization in a large-eddy simulation model of marine stratocumulus, Monthly weather review, 128, 229–243, 2000.

Khairoutdinov, M. F. and Randall, D. A. : Cloud resolving modeling of the ARM summer 1997 IOP : Model formulation, results, uncertainties, and sensitivities, Journal of the Atmospheric Sciences, 60, 607–625, 2003.

Khairoutdinov, M. F., Krueger, S. K., Moeng, C.-H., Bogenschutz, P. A., and Randall, D. A. : Large-eddy simulation of maritime deep tropical convection, Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 1, 2009.

Kiefer, M. T., Parker, M. D., and Charney, J. J. : Regimes of dry convection above wildfires : idealized numerical simulations and dimensional analysis, Journal of the Atmospheric Sciences, 66, 806–836, 2009.

Klaassen, G. P. and Clark, T. L. : 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, 2621–2642, 1985.

Klemp, J. B., Skamarock, W. C., and Fuhrer, O. : Numerical consistency of metric terms in terrain-following coordinates, Monthly weather review, 131, 1229–1239, 2003.

Köhler, H. : The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets, Transactions of the Faraday Society, 32, 1152–1161, 1936.

Kurowski, M. J., Grabowski, W. W., and Smolarkiewicz, P. K. : Anelastic and compressible simulation of moist deep convection, Journal of the Atmospheric Sciences, 71, 3767–3787, 2014.

Kwizak, M. and Robert, A. J. : A semi-implicit scheme for grid point atmospheric models of the primitive equations, Monthly Weather Review, 99, 32–36, 1971.

Lac, C., Maric, T., Pinty, J. P., Cuxart, J., Masson, V., and Tulet, P. : The mesoscale meteorological models Meso-NH and AROME, International Conference on Optical Turbulence - Astronomy Meets Meteorology Sardinia, Italy, Sep 15-18, 2008, pp. 144–155, 2009.

Lac, C., Donnelly, R. P., Masson, V., Pal, S., Donier, S., Queguiner, S., Tanguy, G., Ammoura, L., and Xueref-Remy, I. : CO_2 dispersion modelling over Paris region within the CO_2-MEGAPARIS project, Atmos. Chem. Phys., 13, 4941–4961, URL `http://www.atmos-chem-phys.net/13/4941/2013/`, 2013.

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., Bieilli, 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., Lebeaupin Brossier, C., 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. : Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications, 11, 1929, 2018.

Lafore, J.-P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fischer, C., Héreil, P., Mascart, P., Masson, V., Pinty, J.-P., Redelsperger, J.-L., Richard, E., and Vilà-Guerau de Arellano, J. : The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I : adiabatic formulation and control simulations. Scientific objectives and experimental design, Ann. Geophys., 16, 90–109, URL `http://www.ann-geophys.net/16/90/1998/angeo-16-90-1998.html`, 1998.

Lang, T., Schwoebel, V., Diène, E., Bauvin, E., Garrigue, E., Lapierre-Duval, K., Guinard, A., and Cassadou, S. : Assessing post-disaster consequences for health at the population level : experience from the AZF factory explosion in Toulouse, Journal of Epidemiology & Community Health, 61, 103–107, 2007.

Larson, V. E., Wood, R., Field, P. R., Golaz, J., VonderHaar, T. H., and Cotton, W. R. : Small-scale and mesoscale variability of scalars in cloudy boundary layers : One dimensional probability density functions, J. Atmos. Sci., 58, 1978–1994, 2001.

Larson, V. E., Golaz, J.-C., and Cotton, W. R. : Small-scale and mesoscale variability in cloudy boundary layers : Joint probability density functions, Journal of the atmospheric sciences, 59, 3519–3539, 2002.

Lauritzen, P. H., Taylor, M. A., Overfelt, J., Ullrich, P. A., Nair, R. D., Goldhaber, S., and Kelly, R. : CAM-SE–CSLAM : Consistent Coupling of a Conservative Semi-Lagrangian Finite-Volume Method with Spectral Element Dynamics, Monthly Weather Review, 145, 833–855, 2017.

Lauvaux, T., Uliasz, M., Sarrat, C., Chevallier, F., Bousquet, P., Lac, C., Davis, K. J., Ciais, P., Denning, A. S., and Rayner, P. : Mesoscale inversion : first results from the CERES campaign with synthetic data, Atmos. Chem. Phys., 8, 3459–3471, URL `http://www.atmos-chem-phys.net/8/3459/2008/`, 2008.

Lawson, R. P., Angus, L. J., and Heymsfield, A. J. : Cloud particle measurements in thunderstorm anvils and possible weather threat to aviation, Journal of aircraft, 35, 113–121, 1998.

Le Trent, H. and Li, Z.-X. : Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed SST changes : feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties, Climate Dynamics, 5, 175–187, 1991.

Lean, H. : Experiences with Convection Permitting versions of the UM, ECMWF workshop on shedding light on the grey zone, Nov. 2017.

Lenderink, G. and Siebesma, P. : Combining the massflux approach with a statistical cloud scheme, in : 14th Symposium on Boundary Layer and Turbulence, 2000.

Leonard, A. : Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows, Advances in geophysics, 18, 237–248, 1975.

Leroy, D., Fontaine, E., Schwarzenboeck, A., Strapp, J. W., Korolev, A., McFarquhar, G., Dupuy, R., Gourbeyre, C., Lilie, L., Protat, A., et al. : Ice crystal sizes in high ice water content clouds. Part II : Statistics of mass diameter percentiles in tropical convection observed during the HAIC/HIWC project, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 34, 117–136, 2017.

Lewellen, D. and Lewellen, W. : Entrainment and decoupling relations for cloudy boundary layers, Journal of the atmospheric sciences, 59, 2966–2986, 2002.

Lewellen, W. and Yoh, S. : Binormal model of ensemble partial cloudiness, Journal of the atmospheric sciences, 50, 1228–1237, 1993.

Lin, S.-J. and Rood, R. B. : Multidimensional flux-form semi-Lagrangian transport schemes, Monthly Weather Review, 124, 2046–2070, 1996.

Lindborg, E. : Can the atmospheric kinetic energy spectrum be explained by two-dimensional turbulence ?, Journal of Fluid Mechanics, 388, 259–288, doi :10.1017/s0022112099004851, URL `http://dx.doi.org/10.1017/S0022112099004851`, 1999.

Lipps, F. B. and Hemler, R. S. : A scale analysis of deep moist convection and some related numerical calculations, Journal of the Atmospheric Sciences, 39, 2192–2210, 1982.

Liu, X.-D., Osher, S., and Chan, T. : Weighted essentially non-oscillatory schemes, Journal of computational physics, 115, 200–212, 1994.

Lundquist, K. A., Chow, F. K., and Lundquist, J. K. : An immersed boundary method enabling large-eddy simulations of flow over complex terrain in the WRF model, Monthly Weather Review, 140, 3936–3955, 2012.

Lunet, T., Lac, C., Auguste, F., Visentin, F., Masson, V., and Escobar, J. : Combination of WENO and Explicit Runge-Kutta methods for wind transport in Meso-NH model, Monthly weather review, 145, 3817–3838, 2017.

Machado, L. A. T. and Chaboureau, J.-P. : Effect of turbulence parameterization on assessment of cloud organization, Mon. Weather Rev., 143, 3246–3262, doi :10.1175/MWR-D-14-00393.1, URL `http://dx.doi.org/10.1175/MWR-D-14-00393.1`, 2015.

Malardel, S. and Ricard, D. : An alternative cell-averaged departure point reconstruction for pointwise semi-Lagrangian transport schemes, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 141, 2114–2126, 2015.

Malavelle, F. F., Haywood, J. M., Field, P. R., Hill, A. A., Abel, S. J., Lock, A. P., Shipway, B. J., and McBeath, K. : A method to represent subgrid-scale updraft velocity in kilometer-scale models : Implication for aerosol activation, Journal of Geophysical Research : Atmospheres, 119, 4149–4173, 2014.

Mandel, J., Beezley, J., and Kochanski, A. : Coupled atmosphere-wildland fire modeling with WRF 3.3 and SFIRE 2011, Geosci. Model Dev., 4, 591–610, do i : 10.5194, 2011.

Martin, G., Johnson, D., and Spice, A. : The measurement and parameterization of effective radius of droplets in warm stratocumulus clouds, Journal of the Atmospheric Sciences, 51, 1823–1842, 1994.

Masson, V., Gomes, L., Pigeon, G., Liousse, C., Pont, V., Lagouarde, J.-P., Voogt, J., Salmond, J., Oke, T. R., Hidalgo, J., Legain, D., Garrouste, O., Lac, C., Connan, O., Briottet, X., Lachérade, S., and Tulet, P. : The Canopy and Aerosol Particles Interactions in TOulouse Urban Layer (CAPITOUL) experiment, Meteorol. Atmos. Phys., 102, 135–157, URL `http://dx.doi.org/10.1007/s00703-008-0289-4`, 2008.

Masson, V., Le Moigne, P., Martin, E., Faroux, S., Alias, A., Alkama, R., Belamari, S., Barbu, A., Boone, A., Bouyssel, F., et al. : The SURFEXv7. 2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of Earth surface variables and fluxes, Geoscientific Model Development, 6, 929–960, 2013.

Matheou, G., Chung, D., Nuijens, L., Stevens, B., and Teixeira, J. : On the fidelity of large-eddy simulation of shallow precipitating cumulus convection, Monthly Weather Review, 139, 2918–2939, 2011.

Mazoyer, M., Lac, C., Thouron, O., Bergot, T., Masson, V., and Musson-Genon, L. : Large-eddy simulation of radiation fog : impact of dynamics on the fog life cycle, Atmos. Chem. Phys., 17, 13 017–13 035, doi :10.5194/acp-2016-900, URL `http://dx.doi.org/10.5194/acp-2016-900`, 2017.

Mellado, J. P. : Cloud-top entrainment in stratocumulus clouds, Annual Review of Fluid Mechanics, 49, 145–169, 2017.

Mellor, G. : Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds, J. Atmos. Sci, 34, 1483–1484, 1977.

Midi-Pyrénées, D.-C. : Rapport final sur les conséquences sanitaires dans la population toulousaine, 2006.

Milbrandt, J. and Yau, M. : A multimoment bulk microphysics parameterization. Part I : Analysis of the role of the spectral shape parameter, Journal of the atmospheric sciences, 62, 3051–3064, 2005.

Moeng, C.-H. : A Closure for Updraft-Downdraft Representation of Subgrid-Scale Fluxes in Cloud-Resolving Models, Monthly Weather Review, 142, 703–715, doi :10.1175/mwr-d-13-00166.1, URL `http://dx.doi.org/10.1175/MWR-D-13-00166.1`, 2014.

Moeng, C.-H., Cotton, W., Stevens, B., Bretherton, C., Rand, H., Chlond, A., Khairoutdinov, M., Krueger, S., Lewellen, W., MacVean, M., et al. : Simulation of a stratocumulus-topped planetary boundary layer : Intercomparison among different numerical codes, Bulletin of the American Meteorological Society, 77, 261–278, 1996.

Moeng, C.-H., Sullivan, P. P., Khairoutdinov, M. F., and Randall, D. A. : A mixed scheme for subgrid-scale fluxes in cloud-resolving models, Journal of the Atmospheric Sciences, 67, 3692–3705, 2010.

Morcrette, C. J. : Sub-grid cloud parametrization issues in the Met Office Unified Model : A tale of several grey zones. ECMWF Workshop on Parametrization of Clouds and Precipitation, 5 - 8 November 2012.

Nakanishi, M. : Large-eddy simulation of radiation fog, Boundary-Layer Meteorology, 94, 461–493, 2000.

Napoly, A., Boone, A., Samuelsson, P., Gollvik, S., Martin, E., Seferian, R., Carrer, D., Decharme, B., and Jarlan, L. : The interactions between soil–biosphere–atmosphere (ISBA) land surface model multi-energy balance (MEB) option in SURFEXv8–Part 2 : Introduction of a litter formulation and model evaluation for local-scale forest sites, Geoscientific Model Development, 10, 1621, 2017.

Nastrom, G. D. and Gage, K. S. : A Climatology of Atmospheric Wavenumber Spectra of Wind and Temperature Observed by Commercial Aircraft, Journal of the Atmospheric Sciences, 42, 950–960, doi :10.1175/1520-0469(1985)042<0950:acoaws>2.0.co;2, URL http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1985)042<0950:ACOAWS>2.0.CO;2, 1985.

Neggers, R. A., Köhler, M., and Beljaars, A. C. : A dual mass flux framework for boundary layer convection. Part I : Transport, Journal of the Atmospheric Sciences, 66, 1465–1487, 2009.

Nicol, J., Hogan, R., Stein, T., Hanley, K., Clark, P., Halliwell, C., Lean, H., and Plant, R. : Convective updraught evaluation in high-resolution NWP simulations using single-Doppler radar measurements, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 141, 3177–3189, 2015.

Ogura, Y. and Phillips, N. A. : Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere, Journal of the atmospheric sciences, 19, 173–179, 1962.

Osher, S. and Fedkiw, R. : Level set methods and dynamic implicit surfaces, vol. 153 of Appl, Math. Sci, Springer Verlag, 2003.

Otte, T. L., Lacser, A., Dupont, S., and Ching, J. K. : Implementation of an urban canopy parameterization in a mesoscale meteorological model, Journal of Applied Meteorology, 43, 1648–1665, 2004.

Pal, S., Xueref-Remy, I., Ammoura, L., Chazette, P., Gibert, F., Royer, P., Dieudonné, E., Dupont, J.-C., Haeffelin, M., Lac, C., et al. : Spatio-temporal variability of the atmospheric boundary layer depth over the Paris agglomeration : An assessment of the impact of the urban heat island intensity, Atmospheric environment, 63, 261–275, 2012.

Pantillon, F. : Transition extratropicale d'ouragans en Atlantique Nord et impact sur la prévisibilité d'événements extrêmes en Méditerranée, Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier (Toulouse III), URL http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00755220, 2012.

Pantillon, F., Mascart, P., Chaboureau, J.-P., Lac, C., Escobar, J., and Duron, J. : Seamless MESO-NH modeling over very large grids, C. R. Mecanique, 339, 136–140, URL http://dx.doi.org/10.1016/j.crme.2010.12.002, 2011.

Pantillon, F., Chaboureau, J.-P., Lac, C., and Mascart, P. : On the role of a Rossby wave train during the extratropical transition of hurricane Helene (2006), Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 139, 370–386, URL http://dx.doi.org/10.1002/qj.1974, 2013a.

Pantillon, F., Chaboureau, J.-P., Mascart, P. J., and Lac, C. : Predictability of a Mediterranean tropical-like storm downstream of the extratropical transition of hurricane Helene (2006), Mon. Weather Rev., 141, 1943–1962, URL http://dx.doi.org/10.1175/MWR-D-12-00164.1, 2013b.

Park, S., Leovy, C. B., and Rozendaal, M. A. : A new heuristic Lagrangian marine boundary layer cloud model, Journal of the atmospheric sciences, 61, 3002–3024, 2004.

Pergaud, J., Masson, V., Malardel, S., and Couvreux, F. : A Parameterization of Dry Thermals and Shallow Cumuli for Mesoscale Numerical Weather Prediction, Bound.-Layer. Meteor., 132, 83–106, URL `http://dx.doi.org/10.1007/s10546-009-9388-0`, 2009.

Perraud, E. : Vers une amélioration du schéma statistique de nuages de méso-échelle dans les modèles AROME et Méso-NH, Ph.D. thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2010.

Perraud, E., Couvreux, F., Malardel, S., Lac, C., Masson, V., and Thouron, O. : Evaluation of Statistical Distributions for the Parametrization of Subgrid Boundary-Layer Clouds, Bound.-Layer. Meteor., 140, 263–294, URL `http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9607-3`, 2011.

Philip, A., Bergot, T., Bouteloup, Y., and Bouyssel, F. : The Impact of Vertical Resolution on Fog Forecasting in the Kilometric-Scale Model AROME : A Case Study and Statistics, Weather and Forecasting, 31, 1655–1671, 2016.

Poinsot, T. J. and Lelef, S. : Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows, Journal of computational physics, 101, 104–129, 1992.

Polifke, W., Wall, C., and Moin, P. : Partially reflecting and non-reflecting boundary conditions for simulation of compressible viscous flow, Journal of Computational Physics, 213, 437–449, 2006.

Pope, S. B. : Turbulent flows, 2001.

Pope, S. B. : Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows, New journal of Physics, 6, 35, 2004.

Porson, A., Price, J., Lock, A., and Clark, P. : Radiation fog. Part II : Large-eddy simulations in very stable conditions, Boundary-Layer Meteorology, 139, 193–224, 2011.

Pressel, K. G., Kaul, C. M., Schneider, T., Tan, Z., and Mishra, S. : Large-eddy simulation in an anelastic framework with closed water and entropy balances, Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 7, 1425–1456, 2015.

Price, J. : Radiation fog. Part I : observations of stability and drop size distributions, Boundary-Layer Meteorology, 139, 167–191, 2011.

Price, J., Porson, A., and Lock, A. : An observational case study of persistent fog and comparison with an ensemble forecast model, Boundary-Layer Meteorology, 155, 301–327, 2015.

Price, J., Lane, S., Boutle, I., Smith, D., Bergot, T., Lac, C., Duconge, L., McGregor, J., Kerr-Munslow, A., Pickering, M., et al. : LANFEX : a field and modeling study to improve our understanding and forecasting of radiation fog, Bulletin of the American Meteorological Society, 2018.

Rauber, R. M., Ochs III, H. T., Di Girolamo, L., Göke, S., Snodgrass, E., Stevens, B., Knight, C., Jensen, J., Lenschow, D., Rilling, R., et al. : Rain in shallow cumulus over the ocean : The RICO campaign, Bulletin of the American Meteorological Society, 88, 1912–1928, 2007.

Redelsperger, J.-L. and Sommeria, G. : Three-dimensional simulation of a convective storm : Sensitivity studies on subgrid parameterization and spatial resolution, Journal of the atmospheric sciences, 43, 2619–2635, 1986.

Ricard, D., Lac, C., Riette, S., Legrand, R., and Mary, A. : Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting limited-area models AROME and Meso-NH, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 139, 1327–1341, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.2025`, 2013.

Riette, S. and Lac, C. : A New Framework to Compare Mass-Flux Schemes Within the AROME Numerical Weather Prediction Model, Boundary-Layer Meteorology, 160, 269–297, 2016.

Rio, C. and Hourdin, F. : A thermal plume model for the convective boundary layer : Representation of cumulus clouds, Journal of the atmospheric sciences, 65, 407–425, 2008.

Rio, C., Hourdin, F., Couvreux, F., and Jam, A. : Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. Part II : continuous formulations of mixing rates for mass-flux schemes, Boundary-layer meteorology, 135, 469–483, 2010.

Romps, D. M. : A direct measure of entrainment, Journal of the Atmospheric Sciences, 67, 1908–1927, 2010.

Rood, R. B. : Numerical advection algorithms and their role in atmospheric transport and chemistry models, Reviews of geophysics, 25, 71–100, 1987.

Saito, K. : Semi-implicit fully compressible version of the MRI mesoscale nonhydrostatic model, Geophys Mag, 2, 109–137, 1997.

Salesky, S. T., Chamecki, M., and Bou-Zeid, E. : On the nature of the transition between roll and cellular organization in the convective boundary layer, Boundary-Layer Meteorology, 163, 41–68, 2017.

Santoni, P. A., Simeoni, A., Rossi, J. L., Bosseur, F., Morandini, F., Silvani, X., Balbi, J.-H., Cancellieri, D., and Rossi, L. : Instrumentation of wildland fire : characterisation of a fire spreading through a Mediterranean shrub, Fire Safety Journal, 41, 171–184, 2006.

Sarrat, C., Noilhan, J., Lacarrère, P., Donier, S., Lac, C., Calvet, J.-C., Dolman, H., Gerbig, C., Neininger, B., Ciais, P., Paris, J. D., Boumard, F., Ramonet, M., and Butet, A. : Atmospheric CO2 modeling at the regional scale : Application to the CarboEurope Regional Experiment, J. Geophys. Res., 112, D12 104, doi :10.1029/2006JD008 107, URL `http://dx.doi.org/10.1029/2006JD008107`, 2007.

Sarrat, C., Aubry, S., Chaboud, T., and Lac, C. : Modelling Airport Pollutants Dispersion at High Resolution, Aerospace, 4, 46, 2017.

Schalkwijk, J., Jonker, H. J., Siebesma, A. P., and Bosveld, F. C. : A year-long large-eddy simulation of the weather over Cabauw : An overview, Monthly Weather Review, 143, 828–844, 2015.

Seifert, A., Köhler, C., and Beheng, K. : Aerosol-cloud-precipitation effects over Germany as simulated by a convective-scale numerical weather prediction model, Atmospheric Chemistry and Physics, 12, 709, 2012.

Seity, Y., Lac, C., Bouyssel, F., Bouteloup, Y., Riette, S., Masson, V., Thouron, O., Beucher, F., Barthe, C., and LA, J.-P. P. : Cloud and microphysical schemes in ARPEGE and AROME models, ECMWF workshop on parametrization of clouds and precipitation, Nov. 2012.

Seity, Y., Brousseau, P., Malardel, S., Hello, G., Bénard, P., Bouttier, F., Lac, C., and Masson, V. : The AROME-France Convective-Scale Operational Model, Mon. Weather Rev., 139, 976–991, 2011.

Shashkin, V., Fadeev, R., and Tolstykh, M. : 3D conservative cascade semi-Lagrangian transport scheme using reduced latitude–longitude grid (CCS-RG), Journal of Computational Physics, 305, 700–721, 2016.

Shonk, J. K. and Hogan, R. J. : Triplecloudds : An efficient method for representing horizontal cloud inhomogeneity in 1D radiation schemes by using three regions at each height, Journal of Climate, 21, 2352–2370, 2008.

Shu, C.-W. : Essentially non-oscillatory and weighted essentially non-oscillatory schemes for hyperbolic conservation laws, Springer, 1998.

Shu, C.-W. and Osher, S. : Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, Journal of Computational Physics, 77, 439–471, 1988.

Siebesma, A. P., Bretherton, C. S., Brown, A., Chlond, A., Cuxart, J., Duynkerke, P. G., Jiang, H., Khairoutdinov, M., Lewellen, D., Moeng, C.-H., Sánchez, E., Stevens, B., and Stevens, D. E. : A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection, J. Atmos. Sci., 60, 1201–1219, URL `http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469%282003%2960%3C1201%3AALESIS%3E2.0.CO%3B2`, 2003.

Skamarock, W. C. : Evaluating mesoscale NWP models using kinetic energy spectra, Monthly weather review, 132, 3019–3032, 2004.

Skamarock, W. C. and Klemp, J. B. : A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications, Journal of Computational Physics, 227, 3465–3485, 2008.

Skamarock, W. C. and Weisman, M. L. : The impact of positive-definite moisture transport on NWP precipitation forecasts, Monthly Weather Review, 137, 488–494, 2009.

Skamarock, W. C., Klemp, J. B., Duda, M. G., Fowler, L. D., Park, S.-H., and Ringler, T. D. : A multiscale nonhydrostatic atmospheric model using centroidal Voronoi tesselations and C-grid staggering, Monthly Weather Review, 140, 3090–3105, 2012.

Skamarock, W. C., Park, S.-H., Klemp, J. B., and Snyder, C. : Atmospheric kinetic energy spectra from global high-resolution nonhydrostatic simulations, Journal of the Atmospheric Sciences, 71, 4369–4381, 2014.

Slingo, J. : The development and verification of a cloud prediction scheme for the ECMWF model, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 113, 899–927, 1987.

Smith, R. : A scheme for predicting layer clouds and their water content in a general circulation model, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 116, 435–460, 1990.

Smolarkiewicz, P. K. : A simple positive definite advection scheme with small implicit diffusion, Monthly weather review, 111, 479–486, 1983.

Smolarkiewicz, P. K. : A fully multidimensional positive definite advection transport algorithm with small implicit diffusion, Journal of Computational Physics, 54, 325–362, 1984.

Soares, P., Miranda, P., Siebesma, A., and Teixeira, J. : An eddy-diffusivity/mass-flux parametrization for dry and shallow cumulus convection, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 130, 3365–3383, 2004.

Sommeria, G. and Deardorff, J. : Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds, Journal of the Atmospheric Sciences, 34, 344–355, 1977.

Spiteri, R. J. and Ruuth, S. J. : A new class of optimal high-order strong-stability-preserving time discretization methods, SIAM Journal on Numerical Analysis, 40, 469–491, 2002.

Staufer, J., Broquet, G., Bréon, F.-M., Puygrenier, V., Chevallier, F., Xueref-Rémy, I., Dieudonné, E., Lopez, M., Schmidt, M., Ramonet, M., Perrussel, O., Lac, C., Wu, L., and Ciais, P. : The first 1-year-long estimate of the Paris region fossil fuel CO2 emissions based on atmospheric inversion, Atmos. Chem. Phys., 16, 14 703–14 726, doi :10.5194/acp-16-14703-2016, URL `http://dx.doi.org/10.5194/acp-16-14703-2016`, 2016.

Stevens, B. : Entrainment in stratocumulus-topped mixed layers, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 128, 2663–2690, 2002.

Stevens, B., Walko, R. L., Cotton, W. R., and Feingold, G. : The spurious production of cloud-edge supersaturations by Eulerian models, Monthly weather review, 124, 1034–1041, 1996.

Stevens, B., Moeng, C.-H., and Sullivan, P. P. : Large-eddy simulations of radiatively driven convection : Sensitivities to the representation of small scales, Journal of the atmospheric sciences, 56, 3963–3984, 1999.

Stevens, B., Lenschow, D. H., Vali, G., Gerber, H., Bandy, A., Blomquist, B., Brenguier, J., Bretherton, C., Burnet, F., Campos, T., et al. : Dynamics and chemistry of marine stratocumulus—DYCOMS-II, Bulletin of the American Meteorological Society, 84, 579–593, 2003.

Stevens, B., Moeng, C.-H., Ackerman, A. S., Bretherton, C. S., Chlond, A., de Roode, S., Edwards, J., Golaz, J.-C., Jiang, H., Khairoutdinov, M., et al. : Evaluation of large-eddy simulations via observations of nocturnal marine stratocumulus, Monthly weather review, 133, 1443–1462, 2005.

Stolaki, S., Haeffelin, M., Lac, C., Dupont, J.-C., Elias, T., and Masson, V. : Influence of aerosols on the life cycle of a radiation fog event. A numerical and observational study, Atmos. Res., 151, 146–161, doi :10.1016/j.atmosres.2014.04.013, URL `http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2014.04.013`, 2015.

Strang, G. : On the construction and comparison of difference schemes, SIAM Journal on Numerical Analysis, 5, 506–517, 1968.

Su, H.-B., Shaw, R. H., Paw, K. T., Moeng, C.-H., and Sullivan, P. P. : Turbulent statistics of neutrally stratified flow within and above a sparse forest from large-eddy simulation and field observations, Boundary-Layer Meteorology, 88, 363–397, 1998.

Sun, R., Jenkins, M. A., Krueger, S. K., Mell, W., and Charney, J. J. : An evaluation of fire-plume properties simulated with the Fire Dynamics Simulator (FDS) and the Clark coupled wildfire model, Canadian Journal of Forest Research, 36, 2894–2908, 2006.

Sundqvist, H., Berge, E., and Kristjánsson, J. E. : Condensation and cloud parameterization studies with a mesoscale numerical weather prediction model, Monthly Weather Review, 117, 1641–1657, 1989.

Takacs, L. L. : A two-step scheme for the advection equation with minimized dissipation and dispersion errors, Monthly Weather Review, 113, 1050–1065, 1985.

Taufour, M., Vié, B., Augros, C., Boudevillain, B., Delanoë, J., Delautier, G., Ducrocq, V., Lac, C., Pinty, J.-P., and Schwarzenböck, A. : Evaluation of the two-moment scheme LIMA based on microphysical observations from the HyMeX campaign, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society.

Teixeira, J. and Hogan, T. F. : Boundary layer clouds in a global atmospheric model : Simple cloud cover parameterizations, Journal of climate, 15, 1261–1276, 2002.

Teuling, A. J., Taylor, C. M., Meirink, J. F., Melsen, L. A., Miralles, D. G., Van Heerwaarden, C. C., Vautard, R., Stegehuis, A. I., Nabuurs, G.-J., and De Arellano, J. V.-G. : Observational evidence for cloud cover enhancement over western European forests, Nature communications, 8, 14 065, 2017.

Thompson, G., Politovich, M. K., and Rasmussen, R. M. : A Numerical Weather Model's Ability to Predict Characteristics of Aircraft Icing Environments, Weather and Forecasting, 32, 207–221, 2017.

Tiedtke, M. : Representation of clouds in large-scale models, Monthly Weather Review, 121, 3040–3061, 1993.

Tomasini, M. and Lafore, J.-P. : Problématique des fortes vitesses verticales en milieu orageux à des résolution de 2-3 km, vol. note interne, compte rendu n°2, Météo-France, 2004.

Tomassini, L., Field, P. R., Honnert, R., Malardel, S., McTaggart-Cowan, R., Saitou, K., Noda, A. T., and Seifert, A. : The "Grey Zone" cold air outbreak global model intercomparison : A cross evaluation using large-eddy simulations, Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 9, 39–64, 2017.

Tompkins, A. M. : A prognostic parameterization for the subgrid-scale variability of water vapor and clouds in large-scale models and its use to diagnose cloud cover, Journal of the atmospheric sciences, 59, 1917–1942, 2002.

Turner, S. : Nouvelle paramétrisation sous-maille et sous-nuageuse des précipitations, Ph.D. thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2011.

Turner, S., Brenguier, J.-L., and Lac, C. : A subgrid parameterization scheme for precipitation, Geosci. Model Dev., 5, 499–521, URL `http://www.geosci-model-dev.net/5/499/2012/`, 2012.

Vanzanten, M. C., Duynkerke, P. G., and Cuijpers, J. W. : Entrainment parameterization in convective boundary layers, Journal of the atmospheric sciences, 56, 813–828, 1999.

VanZanten, M. C., Stevens, B., Nuijens, L., Siebesma, A. P., Ackerman, A., Burnet, F., Cheng, A., Couvreux, F., Jiang, H., Khairoutdinov, M., et al. : Controls on precipitation and cloudiness in simulations of trade-wind cumulus as observed during RICO, Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 3, 2011.

Varble, A., Fridlind, A. M., Zipser, E. J., Ackerman, A. S., Chaboureau, J.-P., Fan, J., Hill, A., McFarlane, S. A., Pinty, J.-P., and Shipway, B. : Evaluation of Cloud-Resolving Model Intercomparison Simulations Using TWP-ICE Observations : Precipitation and Cloud Structure, J. Geophys. Res., 116, D12 206, doi :10.1029/2010JD015 180, URL `http://dx.doi.org/10.1029/2010JD015180`, 2011.

Verrelle, A., Ricard, D., and Lac, C. : Sensitivity of high-resolution idealized simulations of thunderstorms to horizontal resolution and turbulence parameterization, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 141, 433–448, doi :10.1002/qj.2363, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.2363`, 2015.

Verrelle, A., Ricard, D., and Lac, C. : Evaluation and improvement of turbulence parametrization inside deep convective clouds, Monthly weather review, 145, 3947–3967, 2017.

Vionnet, V., Martin, E., Masson, V., Guyomarc'h, G., Naaim-Bouvet, F., Prokop, A., Durand, Y., and Lac, C. : Simulation of wind-induced snow transport and sublimation in alpine terrain using a fully coupled snowpack/atmosphere model, The Cryosphere, 8, 395–415, doi :10.5194/tc-8-395-2014, URL `http://dx.doi.org/10.5194/tc-8-395-2014`, 2014.

Vionnet, V., Martin, E., Masson, V., Lac, C., Naaim Bouvet, F., and Guyomarc'h, G. : High-Resolution Large Eddy Simulation of Snow Accumulation in Alpine Terrain, Journal of Geophysical Research : Atmospheres, 122, 11,005–11,021, 2017.

Vié, B., Pinty, J.-P., Berthet, S., and Leriche, M. : LIMA (v1.0) : a quasi two-moment microphysical scheme driven by a multimodal population of cloud condensation and ice freezing nuclei, Geosci. Model Dev., 9, 567–586, doi :10.5194/gmd-9-567-2016, URL `http://dx.doi.org/10.5194/gmd-9-567-2016`, 2016.

Wang, H. and Feingold, G. : Modeling mesoscale cellular structures and drizzle in marine stratocumulus. Part II : The microphysics and dynamics of the boundary region between open and closed cells, Journal of the atmospheric sciences, 66, 3257–3275, 2009.

Wang, R. and Spiteri, R. J. : Linear instability of the fifth-order WENO method, SIAM Journal on Numerical Analysis, 45, 1871–1901, 2007.

Weisman, M. L. and Klemp, J. B. : The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy, Monthly Weather Review, 110, 504–520, 1982.

Weusthoff, T., Ament, F., Arpagaus, M., and Rotach, M. W. : Assessing the benefits of convection-permitting models by neighborhood verification : Examples from MAP D-PHASE, Monthly Weather Review, 138, 3418–3433, 2010.

Wicker, L. J. and Skamarock, W. C. : A time-splitting scheme for the elastic equations incorporating second-order Runge–Kutta time differencing, Monthly Weather Review, 126, 1992–1999, 1998.

Wicker, L. J. and Skamarock, W. C. : Time-splitting methods for elastic models using forward time schemes, Monthly weather review, 130, 2088–2097, 2002.

Wyngaard, J. C. : Toward numerical modeling in the "Terra Incognita", Journal of the atmospheric sciences, 61, 1816–1826, 2004.

Xiao, H., Endo, S., Wong, M., Skamarock, W. C., Klemp, J. B., Fast, J. D., Gustafson, W. I., Vogelmann, A. M., Wang, H., Liu, Y., et al. : Modifications to WRF's dynamical core to improve the treatment of moisture for large-eddy simulations, Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 7, 1627–1642, 2015.

Xu, K.-M. and Randall, D. A. : A semiempirical cloudiness parameterization for use in climate models, Journal of the atmospheric sciences, 53, 3084–3102, 1996.

Xue, M., Droegemeier, K. K., and Wong, V. : The Advanced Regional Prediction System (ARPS)–A multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction model. Part I : Model dynamics and verification, Meteorology and atmospheric physics, 75, 161–193, 2000.

Xueref-Remy, I., Dieudonné, E., Vuillemin, C., Lopez, M., Lac, C., Schmidt, M., Delmotte, M., Chevallier, F., Ravetta, F., Perrussel, O., Ciais, P., Bréon, F.-M., Broquet, G., Ramonet, M., Spain, T. G., and Ampe, C. : Diurnal, synoptic and seasonal variability of atmospheric CO_2 in the Paris megacity area, Atmospheric Chemistry and Physics, 18, 3335–3362, doi :10.5194/acp-18-3335-2018, URL `https://www.atmos-chem-phys.net/18/3335/2018/`, 2018.

Yakovenko, S. N., Thomas, T. G., and Castro, I. P. : A turbulent patch arising from a breaking internal wave, Journal of Fluid Mechanics, 677, 103–133, 2011.

Yamaguchi, T. and Feingold, G. : Large-eddy simulation of cloudy boundary layer with the Advanced Research WRF model, Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 4, 2012.

Yeo, K. and Romps, D. M. : Measurement of convective entrainment using Lagrangian particles, Journal of the Atmospheric Sciences, 70, 266–277, 2013.

Yost, C. R., Bedka, K. M., Minnis, P., Nguyen, L., Strapp, J. W., Palikonda, R., Khlopenkov, K., Spangenberg, D., Smith Jr, W. L., Protat, A., et al. : A prototype method for diagnosing high ice water content probability using satellite imager data, Atmospheric Measurement Techniques, 11, 1615, 2018.

Zaïdi, H., Dupont, E., Milliez, M., Musson-Genon, L., and Carissimo, B. : Numerical simulations of the microscale heterogeneities of turbulence observed on a complex site, Boundary-Layer Meteorology, 147, 237–259, 2013.

Zängl, G., Reinert, D., Rípodas, P., and Baldauf, M. : The ICON (ICOsahedral Non-hydrostatic) modelling framework of DWD and MPI-M : Description of the non-hydrostatic dynamical core, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 141, 563–579, 2015.

Zerroukat, M., Wood, N., and Staniforth, A. : SLICE : A Semi-Lagrangian Inherently Conserving and Efficient scheme for transport problems, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 128, 2801–2820, 2002.

CHAPITRE 7

Annexes

7.1 Encadrement

J'ai co-encadré ou je co-encadre les thèses suivantes de :

— *Emilie Perraud* (2007-2010) sur l'amélioration du schéma statistique de nuages de méso-échelle dans les modèles Arome et Méso-NH (thèse co-encadrée à 20 % avec Valéry Masson, Sylvie Malardel et Fleur Couvreux)

— *Sandra Turner* (2008-2011) sur une nouvelle paramétrisation sous-maille et sous-nuageuse des précipitations, co-encadrée à 50 % avec Jean-Louis Brenguier (CNRM/GMEI)

— *Pierre Aumond* (2009-2011) sur la modélisation numérique pour l'acoustique environnementale : simulation de champs météorologiques et intégration dans un modèle de propagation, co-encadré à 25 % avec Benoît Gauvreau (IFFSTAR) et Valéry Masson (CNRM/GMME)

— *Florian Pantillon* (2010-2012) sur la transition extratropicale d'ouragans en Atlantique Nord et l'impact sur la prévisibilité d'événements extrêmes en Méditerranée, co-encadré à 25 % avec Jean-Pierre Chaboureau (LA) et Patrick Mascart (LA)

— *Antoine Verrelle* (2012-2015) sur la modélisation de la turbulence dans les nuages convectifs profonds aux résolutions kilométrique et hectométrique, co-encadré à 30 % avec Didier Ricard (CNRM/GMME)

— *Marie Mazoyer* (2013-2016) sur l'impact du processus d'activation sur les propriétés microphysiques des brouillards et sur leur cycle de vie, co-encadrée à 50 % avec Frédéric Burnet (CNRM/GMEI)

— *Marie Taufour* (2015-) sur la validation du schéma microphysique à 2 moments LIMA sur des évènements fortement précipitants (thèse co-encadrée à 25 % avec Benoît Vié et Véronique Ducrocq)

— *Léo Ducongé* (2016-) sur les simulations LES de brouillard sur la campagne LANFEX, co-encadré à 40 % avec Thierry Bergot (CNRM/GMME) et Benoît Vié (CNRM/GMME)

— *Aurélien Costes* (2017-) sur la simulation de la propagation des feux de forêt, co-encadré à 25 % avec Mélanie Rochoux (CERFACS) et Valéry Masson (CNRM/GMME)

— *Clément Strauss* (2017-) sur l'amélioration de la turbulence dans les nuages convectifs profonds, co-encadré à 20 % avec Didier Ricard (CNRM/GMME)

J'ai co-encadré les post-doctorants suivants :

— *Rory Donnelly* dans le cadre du projet ANR CO2-MEGAPARIS sur les simulations de CO_2 sur Paris, à 80 % avec Valéry Masson.
— *Elizabeth Coustau* dans le cadre du projet européen SESAR sur l'amélioration de la prévision de givrage dans Arome, à 40 % avec Sébastien Riette.
— *Nicolas Rochetin* dans le cadre du projet ANR MUSIC sur l'amélioration de la turbulence dans les nuages, à 20 % avec Didier Ricard.

Enfin j'ai co-encadré ou je co-encadre les stages M2 ou 3ème année d'école d'ingénieur de :

— *Emilie Perraud* en 2006 sur l'évaluation des nouges de couche limite d'AROME/Méso-NH à partir des données CloudNet, avec Sylvie Malardel.
— *Samuel Rémy* en 2006 sur l'amélioration de la prévision de brouillard pour AROME, avec Thierry Bergot.
— *Gabrielle Kaufmann* en 2013 sur l'implantation du schéma microphysique de Morrison-Grabowski (2008) dans Méso-NH, avec Christelle Barthe (LACy).
— *Thibaut Lunet* en 2014 sur le développement et la validation du schéma d'advection WENO5 dans Méso-NH, avec Valéry Masson.
— *Marie Cassas* en 2017 sur l'amélioration de la prévision de givrage pour l'aéronautique, avec Sébastien Riette et Benoît Vié.
— *Thomas Burgot* en 2017 sur le développement d'un schéma temporel pour la version compressible de Méso-NH, avec Valéry Masson.
— *Maroua Fatthali* en 2018 sur l'étude d'un cas de brouillard par affaissement de stratus, avec Frédéric Burnet.

7.2 Participation à des jurys et comités

J'ai été ou je suis membre :

— du comité d'évaluation HCERES du laboratoire Sciences Pour l'Environnement de l'Université de Corte en novembre 2016.
— du comité de pilotage 1 (Environnement) du Conseil Scientifique de l'IDRIS puis du GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif) de 2005 à 2015 , qui est un groupe de travail qui attribue les heures de supercalculateur sur les machines de l'IDRIS puis du GENCI.
— du jury M2 SOAC de l'Université Paul Sabatier depuis 2015.
— du comité éditorial de La Météorologie depuis 2014.
— du conseil d'Ecole d'Ingénieurs PaoliTech de Corse depuis 2016
— du comité scientifique d'organisation de la prochaine conférence brouillard "Fog and dew"qui aura lieu à Taipei (Taïwan) en juillet 2019.

Outre les six jurys de thèses que j'ai co-encadrées, j'ai été examinatrice dans les jurys de thèse de :

— Ibrahim Chouaibou (LACy) sur l'activité des ondes tropicales en relation avec la convection du bassin Océan Indien de Université de la Réunion en 2011.
— Alexandre Philip (CNRM) sur l'apport d'une résolution verticale fine pour la modélisation du brouillard dans AROME en 2016.

Je serai examinatrice dans les jurys de thèse de :

— Abdelhadi ElYazidi (LSCE), le 1er octobre 2018 sur la modélisation inverse de CO_2
— Eivind Waersted (IPSL) le 12 octobre 2018 sur les modèles conceptuels de cycle de vie des brouillards radiatifs et des transitions de brouillard à stratus

J'ai été ou je suis membre des comités de thèse de :

— Lamia Ammoura (2012-2015) sur la quantification des secteurs d'émission de CO_2 de l'agglomération parisienne.
— Pierre-Antoine Joulin (IFPEN-CNRM) sur la modélisation des parcs éoliens.
— Thibaut Vairet (Université de Bourgogne) sur les formes urbaines et îlot de chaleur : étude de cas sur la communauté urbaine de Dijon.
— Tiphaine Sabatier (CNRM) sur les phénomènes météorologiques de basses couches et qualité de l'air dans une vallée alpine urbanisée : campagne d'observation 2015 sur le site de Passy en Haute-Savoie.

7.3 Participation à des projets

J'ai participé ou je participe aux projets suivants :

— Participation à l'ANR FIRECASTER de plateforme de prévision incendie et de réponse d'urgence (Coordination du projet : Jean-baptiste Filippi, SPE Corte) (2017-2020).
— Participation à l'ANR MUSIC (2014-2018) (Coordination du projet : Véronique Ducrocq, CNRM) sur les Etudes multi-échelles d'épisodes de pluie convective intense en Méditerranée.
— Participation au projet LEFE (INSU), CNUM-NH (2013-2014) (Coordination du projet : Véronique Ducrocq, CNRM) sur l'amélioration des cœurs numériques de modèles atmosphériques non-hydrostatiques.
— Participation à l'ANR CO2-MEGAPARIS (2009-2012) sur la quantification des mesures de CO2 en Ile-de-France (Coordination du projet : Irène Xueref-Remy, LSCE)
— Participation à l'ANR IDEA (Incendies de forêts, simulation de la dynamique aux émissions atmosphériques par couplage de code) (2009-2012) (Coordination du projet : Jean-baptiste Filippi, SPE Corte).
— Participation à l'ANR SOLSTICE (Calcul Intensif et Simulations) (2007-2009) (Coordination du projet : Jean Roman, INRIA) sur l'amélioration des solveurs et schémas numériques dans les modèles de calcul haute performance.
— Participation au projet PEPS Feux sur le « Couplage Feu-Atmosphère, étude de faisabilité » en 2007-2008 (Coordination du projet : Jean-baptiste Filippi, SPE Corte)

7.4 Enseignement et diffusion scientifique

Depuis 2005, je suis responsable du stage bi-annuel de formation au modèle Méso-NH et co-organisatrice de la réunion des utilisateurs de Méso-NH tous les deux ans. En 2016, j'ai organisé avec Rui Salgado (Université d'Evora) une formation sur Méso-NH à Evora (Portugal).

7.5 Publications

Voici la liste des cinq publications que je considère les plus significatives de mon travail et des travaux que j'ai co-encadrés :

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., Bieilli, 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.,

Lebeaupin Brossier, C., 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, *Geosci. Model Dev.*, 11, 1929-1969, 2018.

Lunet, T., **C. Lac**, F. Auguste, F. Auguste, F. Visentin, V. Masson, and J. Escobar, 2017 : Combination of WENO and Explicit Runge-Kutta methods for wind transport in Meso-NH model. *Mon. Wea. Rev.*, 145, 3817–3838.

Mazoyer, M., **Lac, C.**, Thouron, O., Bergot, T., Masson, V., and Musson-Genon, L., 2017 : Large-eddy simulation of radiation fog : impact of dynamics on the fog life cycle, *Atmos. Chem. Phys.*, 17, 13 017–13 035.

Verrelle, A., Ricard, D., and **Lac, C.**, 2017 : Evaluation and improvement of turbulence parametrization inside deep convective clouds, *Mon. Wea. Rev.*, 145, 3947–3967.

Lac, C., R. P. Donnelly, V. Masson, S. Pal, S. Donier, S. Queguiner, G. Tanguy, L. Ammoura, and I. Xueref-Remy, 2013 : CO2 dispersion modelling over Paris region within the CO2-MEGAPARIS project. *Atmos. Chem. Phys.*, 13, 4941–4961.

Liste publications revue rang A

Aumond, P., V. Masson, **C. Lac**, B. Gauvreau, S. Dupont, and M. Bérengier, 2013 : Including the drag effects of canopies : Real case large-eddy simulation studies. *Bound.-Layer. Meteor.*, 146, 65–80, doi :10.1007/s10546-012-9758-x, URL `http://dx.doi.org/10.1007/s10546-012-9758-x`.

Aumond, P., G. Guillaume, B. Gauvreau, **C. Lac**, V. Masson, and M. Bérengier, 2014 : Application of the Transmission Line Matrix method for outdoor sound propagation modelling - Part 2 : Experimental validation using meteorological data derived from the meso-scale model Meso-NH. *Applied Acoustics*, 76, 107–112, doi :10.1016/j.apacoust.2013.07.015, URL `http://dx.doi.org/10.1016/j.apacoust.2013.07.015`.

Brunet, Y., Dupont, S., Delage, S., Garrigou, D., Guyon, D., Dayau, S., Tulet, P., Pinty, J.-P., **Lac, C.**, Escobar, J., et al. : Long-Distance Pollen Flow in Large Fragmented Landscapes, Genetically Modified and Non-Genetically Modified Food Supply Chains : Co-Existence and Traceability, pp. 79–87, 2012.

De Roode, S., Frederikse, T., Siebesma, P., Ackerman, A., Chylik, J., Field, Fricke, J., Gryschka, M., Hill, A., Honnert, R., Krueger, S., **Lac, C.**, Lesage, A., and Tomassini, L. : Turbulent transport in the Gray Zone : A large-eddy model intercomparison study of the CONSTRAIN cold air outbreak case. Submitted., J. Adv. Model Earth Syst., 2018.

Duffourg, F., O. Nuissier, V. Ducrocq, C. Flamant, P. Chazette, J. Delanoë, A. Doerenbecher, N. Fourrié, P. Di Girolamo, **C. Lac**, D. Legain, M. Martinet, F. Saïd, and O. Bock, 2016 : Offshore deep convection initiation and maintenance during I0P16a Offshore deep convection initiation and maintenance during HyMeX IOP 16a heavy precipitation event. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 142, 259–274, doi :10.1002/qj.2725, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.2725`.

Field, P.R.,R. Brozkova, M. Chen, J. Dudhia, **C. Lac**, T. Hara, R. Honnert, J. Olson, P. Siebesma, S. de Roode, S. L. Tomassini, A. Hill, R. McTagart-Cowan, 2017 : Exploring the convective grey zone with regional simulations of a cold air outbreak. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, , doi : 10.1002/qj.3105,URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.3105`.

Filippi, J.-B., F. Bosseur, C. Mari, **C. Lac**, P. Le Moigne, B. Cuenot, D. Veynante, D. Cariolle, and J. H. Balbi, 2009 : Coupled atmosphere-wildland fire modelling. *J. Adv. Model Earth Syst.*, 1, doi :10.3894/JAMES.2009.1.11.

Filippi, J.-B., Bosseur, F., Mari, C., and **Lac, C.** : Simulation of a Large Wildfire in a Coupled Fire-Atmosphere Model., Atmosphere, 9, 2018.

Lac, C., J.-P. Lafore, and J.-L. Redelsperger, 2002 : Role of gravity waves in triggering deep convection during TOGA COARE. *J. Atmos. Sci.*, 59, 1293–1316, URL `http://www.agu.org/pubs/crossref/2001/2001GL012908.shtml`.

Lac, C., F. Bonnardot, O. Connan, C. Camail, D. Maro, D. Hebert, M. Rozet, and J. Pergaud, 2008 : Evaluation of a mesoscale dispersion modelling tool during the CAPITOUL experiment. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 102, 263–287, doi :10.1007/s00703-008-0343-2, URL `http://dx.doi.org/10.1007/s00703-008-0343-2`.

Lac, C., R. P. Donnelly, V. Masson, S. Pal, S. Donier, S. Queguiner, G. Tanguy, L. Ammoura, and I. Xueref-Remy, 2013 : CO2 dispersion modelling over Paris region within the CO2-MEGAPARIS project. *Atmos. Chem. Phys.*, 13, 4941–4961, URL `http://www.atmos-chem-phys.net/13/4941/2013/`.

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., Bieilli, 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., Lebeaupin Brossier, C., 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. : Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications, *Geosci. Model Dev.*, 11, 1929-1969, 2018.doi :10.5194/gmd-2017-297, URL `https://www.geosci-model-dev-discuss.net/gmd-2017-297/`, 2018.

Lauvaux, T., M. Uliasz, C. Sarrat, F. Chevallier, P. Bousquet, **C. Lac**, K. J. Davis, P. Ciais, A. S. Denning, and P. Rayner, 2008 : Mesoscale inversion : first results from the CERES campaign with synthetic data. *Atmos. Chem. Phys.*, 8, 3459–3471, URL `http://www.atmos-chem-phys.net/8/3459/2008/`.

Lunet, T., **C. Lac**, F. Auguste, F. Auguste, F. Visentin, V. Masson, and J. Escobar, 2017 : Combination of WENO and Explicit Runge-Kutta methods for wind transport in Meso-NH model. *Mon. Wea. Rev.*, 145, 3817–3838, doi :10.1175/MWR-D-16-0343.1, URL `http://dx.doi.org/10.1175/MWR-D-16-0343.1`.

Masson, V., L. Gomes, G. Pigeon, C. Liousse, V. Pont, J.-P. Lagouarde, J. Voogt, J. Salmond, T. R. Oke, J. Hidalgo, D. Legain, O. Garrouste, **C. Lac**, O. Connan, X. Briottet, S. Lachérade, and P. Tulet, 2008 : The Canopy and Aerosol Particles Interactions in TOulouse Urban Layer (CAPITOUL) experiment. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 102, 135–157, doi :10.1007/s00703-008-0289-4, URL `http://dx.doi.org/10.1007/s00703-008-0289-4`.

Mazoyer, M., **Lac, C.**, Thouron, O., Bergot, T., Masson, V., and Musson-Genon, L. : Large-eddy simulation of radiation fog : impact of dynamics on the fog life cycle, Atmos. Chem. Phys., 17, 13 017–13 035, doi :10.5194/acp-2016-900, URL `http://dx.doi.org/10.5194/acp-2016-900`, 2017.

Najac, J., **C. Lac**, and L. Terray, 2011 : Impact of climate change on surface winds in France using a statistical-dynamical downscaling method with mesoscale modelling. *Int. J. Climatol.*, 31, 415–430, doi :10.1002/joc.2075, URL `http://dx.doi.org/10.1002/joc.2075`.

Pal, S., Xueref-Remy, I., Ammoura, L., Chazette, P., Gibert, F., Royer, P., Dieudonné, E., Dupont, J.-C., Haeffelin, M., **Lac, C.**, et al. : Spatio-temporal variability of the atmospheric boundary layer depth over the Paris agglomeration : An assessment of the impact of the urban heat island intensity, Atmospheric environment, 63, 261–275, 2012.

Pantillon, F., P. Mascart, J.-P. Chaboureau, **C. Lac**, J. Escobar, and J. Duron, 2011 : Seamless MESO-NH modeling over very large grids. *C. R. Mecanique*, 339, 136–140, doi :10.1016/j.crme.2010.12.002, URL `http://dx.doi.org/10.1016/j.crme.2010.12.002`.

Pantillon, F., J.-P. Chaboureau, **C. Lac**, and P. Mascart, 2013 : On the role of a Rossby wave train during the extratropical transition of hurricane Helene (2006). *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 139, 370–386, doi :10.1002/qj.1974, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.1974`.

Pantillon, F., J.-P. Chaboureau, P. J. Mascart, and **C. Lac**, 2013 :Predictability of a Mediterranean tropical-like storm downstream of the extratropical transition of hurricane Helene (2006). *Mon. Weather Rev.*, 141, 1943–1962, doi :10.1175/MWR-D-12-00164.1, URL `http://dx.doi.org/10.1175/MWR-D-12-00164.1`.

Perraud, E., F. Couvreux, S. Malardel, **C. Lac**, V. Masson, and O. Thouron, 2011 : Evaluation of statistical distributions for the parametrization of subgrid boundary-layer clouds. *Bound.-Layer. Meteor.*, 140, 263–294, doi :10.1007/s10546-011-9607-3, URL `http://dx.doi.org/10.1007/s10546-011-9607-3`.

Price, J., Lane, S., Boutle, I., Smith, D., Bergot, T., Lac, C., Duconge, L., McGregor, J., Kerr-Munslow, A., Pickering, M., et al. : LANFEX : a field and modeling study to improve our understanding and forecasting of radiation fog, Bulletin of the American Meteorological Society, 2018.

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, doi :10.1002/qj.2725, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.2725`.

Riette, S. and **C. Lac**, 2016 : A New Framework to Compare Mass-Flux Schemes Within the AROME Numerical Weather Prediction Model. *Boundary-Layer Meteorol*, 160, 269–297. , doi : 10.1007/s10546-016-0146-9, URL `http://dx.doi.org/10.1007/s10546-016-0146-9`.

Sarrat, C., J. Noilhan, P. Lacarrère, S. Donier, **C. Lac**, J.-C. Calvet, H. Dolman, C. Gerbig, B. Neininger, P. Ciais, J. D. Paris, F. Boumard, M. Ramonet, and A. Butet, 2007 : Atmospheric CO2 modeling at the regional scale : Application to the CarboEurope Regional Experiment. *J. Geophys. Res.*,112, D12104, doi :10.1029/2006JD008107.

Sarrat, C., Aubry, S., Chaboud, T., and **Lac, C.** : Modelling Airport Pollutants Dispersion at High Resolution, Aerospace, 4, 46, 2017.

Seity, Y, P. Brousseau, S.Malardel, G.Hello, P.Bénard, F.Bouttier, **C.Lac** and V.Masson, 2011 : The AROME-France convective-scale operational model. *Mon. Wea. Rev.*, 139,3,976–991., doi : 10.1175/2010MWR3425.1, URL `http://dx.doi.org/10.1175/2010MWR3425.1`

Staufer, J., G. Broquet, F.-M. Bréon, V. Puygrenier, F. Chevallier, I. Xueref-Rémy, E. Dieudonné, M. Lopez, M. Schmidt, M. Ramonet, O. Perrussel, **C. Lac**, L. Wu, and P. Ciais, 2016 : The first 1-year-long estimate of the Paris region fossil fuel CO2 emissions based on atmospheric inversion. *Atmos. Chem. Phys.*, 16, 14703–14726, doi :10.5194/acp-16-14703-2016, URL `http://dx.doi.org/10.5194/acp-16-14703-2016`.

Stolaki, S., M. Haeffelin, **C. Lac**, J.-C. Dupont, T. Elias, and V. Masson, Influence of aerosols on the life cycle of a radiation fog event, 2015 : A numerical and observational study, *Atmos. Res.*, 151, 146–161, doi :10.1016/j.atmosres.2014.04.013, URL `http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2014.04.013`.

Taufour, M., Vié, B., Augros, C., Boudevillain, B., Delanoë, J., Delautier, G., Ducrocq, V., **Lac, C.**, Pinty, J.-P., and Schwarzenböck, A. : Evaluation of the two-moment scheme LIMA based on microphysical observations from the HyMeX campaign, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society.

Turner, S., J.-L. Brenguier, and **C. Lac**, 2012 : A subgrid parameterization scheme for precipitation, *Geosci. Model Dev.*, 5, 499–521, doi :10.5194/gmd-5-499-2012, URL `https://www.geosci-model-dev.net/5/499/2012/`.

Verrelle, A., D. Ricard, and **C. Lac**, 2015 : Sensitivity of high-resolution idealized simulations of thunderstorms to horizontal resolution and turbulence parametrization. *Q.J.R. Meteorol. Soc*, 141 (687), 433–448, doi :10.1002/qj.2363, URL `http://dx.doi.org/10.1002/qj.2363`.

Verrelle, A., Ricard, D., and **Lac, C.**, 2017 : Evaluation and improvement of turbulence parametrization inside deep convective clouds, Monthly weather review, 145, 3947–3967.

Vionnet, V., E. Martin, V. Masson, G. Guyomarc'h, F. Naaim-Bouvet, A. Prokop, Y. Durand, and **C. Lac**, 2014 : Simulation of wind-induced snow transport and sublimation in alpine terrain using a fully coupled snowpack/atmosphere model. *The Cryosphere*, 8, 395–415, doi :10.5194/tc-8-395-2014, URL `http://dx.doi.org/10.5194/tc-8-395-2014`.

Vionnet, V., Martin, E., Masson, V., **Lac, C.**, Naaim Bouvet, F., and Guyomarc'h, G. : High-Resolution Large Eddy Simulation of Snow Accumulation in Alpine Terrain, Journal of Geophysical Research : Atmospheres, 122, 11,005–11,021, 2017.

Xueref-Remy, I., Dieudonné, E., Vuillemin, C., Lopez, M., **Lac, C.**, Schmidt, M., Delmotte, M., Chevallier, F., Ravetta, F., Perrussel, O., Ciais, P., Bréon, F.-M., Broquet, G., Ramonet, M., Spain, T. G., and Ampe, C. : Diurnal, synoptic and seasonal variability of atmospheric CO_2 in the Paris megacity area, Atmospheric Chemistry and Physics, 18, 3335–3362, doi :10.5194/acp-18-3335-2018, URL `https://www.atmos-chem-phys.net/18/3335/2018/`, 2018.

Liste publications à comité de lecture

Lac, C., 2014 : Peut-on prévoir les orages de grêle ? *La Météorologie*, 87, doi :10.4267/2042/54334, URL `http://dx.doi.org/10.4267/2042/54334`.

Lac, C., T. Maric, J. P. Pinty, J. Cuxart, V. Masson, and P. Tulet, 2009 : The mesoscale meteorological models Meso-NH and AROME. *International Conference on Optical Turbulence - Astronomy Meets Meteorology*, Sardinia, Italy, Sep 15-18 2008, 144-155.

Seity, Y., **C.Lac**, F.Bouyssel, Y.Bouteloup, S.Riette, V.Masson, O.Thouron, F.Beucher, C. Barthe, C and J-P Pinty, 2012 : Cloud and microphysical schemes in ARPEGE and AROME models. *Workshop on Parametrization of Clouds and Precipitation*, 5 to 8 November 2012, 55-70.